



Dépendance en énergie des spectres isotopiques de résidus de spallation

Laurent Audouin

► To cite this version:

Laurent Audouin. Dépendance en énergie des spectres isotopiques de résidus de spallation. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2003. Français. NNT : . tel-00005061

HAL Id: tel-00005061

<https://theses.hal.science/tel-00005061>

Submitted on 24 Feb 2004

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.

Université Pierre et Marie Curie

THESE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITE DE PARIS 6

Spécialité
Physique nucléaire

présentée par
Mr Laurent Audouin

Pour obtenir le grade de
DOCTEUR de l'UNIVERSITE PARIS 6

**“ Dépendance en énergie des spectres isotopiques de
résidus de spallation ”**

Soutenue le 30 septembre 2003

Devant le jury composé de

Mr Michel Baubillier (professeur)	Président du jury
Mr Laurent Tassan-Got (directeur de recherche)	Directeur de thèse
Mr Bernard Haas (directeur de recherche)	Rapporteur
Mr Christian Le Brun (directeur de recherche)	Rapporteur
Mr Peter Armbruster (professeur)	Examineur
Mr Helder Duarte (docteur)	Examineur

Remerciements

Je remercie tout d'abord Sydney Galès et Dominique Guillemaud-Mueller, directeurs successifs de l'IPN d'Orsay, qui m'ont accueilli au sein de ce laboratoire. Mes remerciements également à Bernard Haas et Christian Le Brun, qui ont accepté d'être les rapporteurs de ce travail et donc de se plonger dans le manuscrit en pleine canicule, à Michel Baubillier qui a bien voulu présider le jury d'examen malgré le peu de temps laissé pour s'approprier le sujet, et à Peter Armbruster et Helder Duarte, qui ont accepté de faire partie de ce même jury et ont également relu avec beaucoup d'attention ce manuscrit.

Ce sont bien plus que des remerciements que je veux ici adresser à Laurent Tassan-Got. Il aura été, je crois, le directeur de thèse que la plupart des doctorants rêveraient d'avoir, cadrant mon travail sans le dicter, toujours disponible et souriant, et dont les connaissances en physique ou en matière de techniques informatiques n'ont d'égales que son goût de les transmettre.

Évoluer dans un groupe doté d'une excellente ambiance participe largement au plaisir qu'on peut avoir à se rendre au laboratoire chaque matin... Merci donc à Claude "captain" Stéphan, Charles-Olivier "Kobi-wan" Bacri, Sylvain "Th-powered" David, Monique Bernas et Bernard Berthier. Tous ont, à un degré ou un autre, contribué à la réussite de cette thèse. Une mention spéciale pour Fanny Rejmund, qui a su faire face à mes nombreuses questions aussi bien qu'à mes goûts musicaux avec brio. Au-delà du groupe PACS, un grand merci pour les discussions, les cafés, et plus encore, à Sandra, Pierre, Corinne, Karine, Frédéric.

Les mesures de spallation qui sont la base de mon travail n'auraient pu avoir lieu sans le support constant des équipes de GSI, et en premier lieu de Karl-Heinz Schmidt. Cette thèse doit également beaucoup aux personnels techniques de l'IPN, en particulier à Sylvie Pierre.

J'ai bénéficié de la précieuse expérience d'anciens thésards lors de mes premiers mois (Franck, Julien, merci!) et j'ai tenté de renvoyer l'ascenseur à ceux qui prennent le relais aujourd'hui. Laure, Carmen, Abdel, Adrien, Franco, bon vent à vous! Un amical salut également à Beatriz avec qui j'ai fait route en parallèle.

Je ne saurais oublier ceux qui m'ont aidé à trouver ma voie vers la physique nucléaire, que ce soit par leurs conseils, leurs suggestions, ou leur pédagogie : Serge Czajkowski, Bertram Blank, Yves Charon, Jacqueline Dufournet, Jean Duprat, Yorick Blumenfeld.

Au cours de ces années, j'ai eu le grand plaisir de consacrer de nombreuses heures à l'enseignement, à Paris XI et à Evry. La liste des enseignants avec qui j'ai pu collaborer est un peu trop longue pour que je l'écrive ici, mais tous ont contribué à ce que cette expérience soit agréable et enrichissante, et je leur en sais gré. Il y a une vie en dehors

du laboratoire, même si on tend à l'oublier à mesure que la soutenance approche... Tout d'abord merci pour son indéfectible amitié à Julien (et Delphine!). Puisse Hibou visiter ma meute bordelaise (P'aat, Laurent, Nico, Jean, Jean-Yves) plus souvent que je ne peux le faire pour les remercier de ces belles années... Un grand merci à toute la bande du café Maure pour tant d'excellentes soirées et de concerts (et d'outrages à la SACEM!). Une pensée particulière pour MAM, un clin d'oeil aux copains du Verre à pied et à tous mes co-chocolatiers, une (grosse) bise à Florence, la meilleure avocate de cet hémisphère (ou de l'autre... on s'y perd!), à Mikaela, à Aurélie.

Et par-dessus tout, parfois loin des yeux mais jamais du coeur, merci à toute ma famille, sans le soutien de laquelle rien n'aurait été possible, et à ma turquoise, certes dans l'ombre, mais qui n'en brille pas moins de mille feux pour moi...

Table des matières

Introduction	5
1 Les réactions de spallation	11
1.1 Un peu d'histoire... et un soupçon d'étymologie	11
1.1.1 Cascade et évaporation, deux phénomènes profondément différents .	12
1.1.2 Les mesures de résidus de réaction	12
1.1.3 Les mesures de spectres de particules	15
1.2 Modèles de représentation de la phase rapide	16
1.2.1 Approche Hartree-Fock	17
1.2.2 Dynamique à un corps (équation de Boltzmann nucléaire)	18
1.2.3 Les modèles de type QMD	20
1.2.4 Les cascades intranucléaires	21
1.3 Modèles de désexcitation des noyaux chauds	27
1.3.1 Modèle de Weisskopf-Ewing	28
1.3.2 Voies de désexcitation	30
1.3.3 Limites et au-delà du modèle statistique	31
1.3.4 Le prééquilibre	31
1.4 Les enjeux actuels	32
1.4.1 Les points d'intérêt liés aux cibles de spallation	32
1.4.2 L'état de l'art	34
1.4.3 Le choix de l'expérience Pb+p à 500 MeV	36
2 Le dispositif expérimental	37
2.1 Description générale de l'expérience	37
2.1.1 Les mesures en cinématique inverse à GSI	37
2.1.2 Spécificités de l'expérience à 500 AMeV	38
2.2 Caractéristiques du faisceau	39
2.2.1 Le contrôle du faisceau	40
2.2.2 Mesure de l'intensité du faisceau	40
2.3 La cible	41
2.4 Le spectromètre FRS	42

2.4.1	Première sélection magnétique	42
2.4.2	Transmission angulaire	44
2.4.3	Plan focal intermédiaire	46
2.4.4	Seconde sélection magnétique	47
2.4.5	Plan focal final et temps de vol	47
2.4.6	Mode achromatique et profil du dégradeur	48
2.5	Chambres MUSIC: identification en Z	49
2.5.1	Description	49
2.5.2	Réponse au passage d'un ion	50
2.5.3	Choix du gaz	52
2.6	Électronique d'acquisition	52
2.6.1	Vue globale de l'acquisition et signaux de déclenchement	52
2.6.2	Fonctionnement des échelles	54
2.7	États de charge	54
2.7.1	Transmission des ions non épluchés	54
2.7.2	Perte d'énergie dans le dégradeur : mesure de q	55
3	Analyse de l'expérience	59
3.1	Description générale de l'analyse des données	59
3.2	Mise en oeuvre du FRS	60
3.2.1	Mesure des dispersions	60
3.2.2	Épaisseur des différentes couches de matière	61
3.2.3	Profil du dégradeur	62
3.3	Détermination de la charge nucléaire : chambres MUSIC	63
3.3.1	Correction de l'effet de la vitesse des ions	63
3.3.2	Correction de la dépendance en position	64
3.3.3	Influence du taux de comptage	65
3.3.4	Dépendance résiduelle à la masse des fragments	67
3.3.5	Calibration et résolution finale	68
3.4	Détermination de la masse nucléaire	69
3.4.1	Détermination du rapport A/q	69
3.4.2	Effet des chambres MUSIC sur le temps de vol	72
3.4.3	Perte d'énergie dans le dégradeur	73
3.4.4	Résolution en A/q et séparation des différents états de charge des fragments	75
3.5	Taux de production	78
3.5.1	Coupures liées à la transmission entre S_2 et S_4	79
3.5.2	Analyse cinématique des fragments produits	80
3.5.3	Nombre d'ions incidents sur la cible	81

3.5.4	Temps mort de l'acquisition	84
3.5.5	Reconstruction du spectre en vitesse à S_2	90
3.5.6	Suppression de la contamination par les états de charge exotiques	93
3.5.7	Renormalisation des taux de production	94
3.5.8	Conclusion sur les taux de production, incertitudes	95
3.6	Obtention des sections efficaces	97
3.6.1	Contribution des éléments autres que l'hydrogène à S_0	97
3.6.2	Réactions dans le dégradeur et le scintillateur à S_2	98
3.6.3	Réactions secondaires dans la cible	99
3.6.4	Importance relative des réactions multiples par rapport à la production primaire	103
3.7	Conclusions sur l'analyse et sur l'expérience	105
4	Résultats expérimentaux et discussion	107
4.1	Sections efficaces de production	107
4.2	Analyse des résultats	110
4.2.1	Distributions isobariques	113
4.2.2	Comparaison aux données antérieures	114
4.3	Aspects cinématiques de la réaction	115
4.3.1	Impulsion de recul	116
4.3.2	Largeur des distributions	119
5	Comparaison aux codes	123
5.1	Présentation des modèles	124
5.1.1	Points communs aux codes de cascade	124
5.1.2	ISABEL	124
5.1.3	INCL 4	126
5.1.4	BRIC	128
5.1.5	ABLA	129
5.1.6	GEMINI	130
5.2	Confrontation des simulations aux résultats	131
5.2.1	Spectres en masse	131
5.2.2	Spectres isobariques des préfragments	132
5.2.3	Spectres isotopiques de résidus	134
5.2.4	Les voies de fragmentation froide	139
5.3	Calculs à basse énergie	139
5.4	Conclusion sur les modèles	141
	Conclusions et perspectives	143

A Tables des sections efficaces.	147
Bibliographie	151

Introduction

Les réactions de spallation sont une catégorie de réactions nucléaires se produisant aux énergies dites intermédiaires (entre une centaine de MeV et quelques GeV) et mettant en jeu un nucléon (ou un noyau très léger) et un noyau lourd. Les premières études de ces réactions sur le plan fondamental remontent presque à l'époque des premiers pas dans la compréhension des mécanismes régissant le noyau atomique (milieu des années 30) ; mais ces études ont connu un regain d'intérêt depuis une dizaine d'années.

En effet, s'il est admis de longue date que le caractère fortement neutroène de la réaction de spallation fait de celles-ci un excellent moyen de créer des sources de neutrons ultra-intenses, ce n'est qu'avec le récent développement d'accélérateurs et de sources de protons de très haute intensité (projet IPHI - Injecteur de Protons à Haute Intensité - par exemple) que de telles sources sont devenues réalistes sur un plan technologique. En parallèle, la construction d'accélérateurs d'ions lourds aux énergies relativistes tels que le SIS de GSI (Darmstadt) a offert aux physiciens de nouveaux moyens d'étudier les réactions de spallation *via* la technique dite de la cinématique inverse, où le noyau lourd est utilisé comme projectile sur une cible de noyaux légers. Les connaissances amassées et ces nouveaux outils technologiques sont décisifs dans la mise en relation des études sur la spallation avec trois domaines : la production de faisceaux d'ions radioactifs, la physique des matériaux, et l'énergie nucléaire.

C'est toutefois en astrophysique que la spallation a trouvé ses premières applications, ce qui était un juste retour des choses puisque c'est grâce aux interactions de rayons cosmiques sur des échantillons de matière que les premières réactions de spallation ont - fortuitement - été observées au début des années 30. Or, si la composante hadronique des rayons cosmiques est essentiellement formée d'hydrogène et d'hélium, elle comprend également environ 1% de noyaux plus lourds ; leur spectre en énergie, très large, présente un maximum aux environs de 1 AGeV. Certains de ces noyaux sont issus de corps du système solaire, mais la plupart proviennent de sources plus éloignées : en conséquence, l'étude de leur composition, aussi bien chimique qu'isotopique, peut fournir des informations sur les corps dont ils sont originaires et sur les modèles décrivant le milieu stellaire.

Les nuages d'hydrogène qui constituent l'essentiel du milieu galactique sont autant de sites potentiels de réactions nucléaires pour ces rayons cosmiques : on estime ainsi

que, pour le carbone et les noyaux de masse supérieure, environ la moitié des noyaux arrivant sur Terre aura subi une réaction de spallation (en cinématique inverse) lors de son parcours. On voit donc que la connaissance précise des réactions de spallation est une condition indispensable à la simulation des flux de rayons cosmiques à travers le milieu interstellaire.

La production de noyaux instables destinés à délivrer des faisceaux radioactifs serait une application directe des réactions de spallation. Grâce à l'association du spectromètre FRS au synchrotron SIS, le laboratoire de GSI est déjà à même de fournir aux physiciens nucléaires des noyaux exotiques très bien sélectionnés. La spallation en cinématique inverse sur des noyaux légers tels que le beryllium est une voie de formation privilégiée. L'ambition des projets actuels comme RHIB (Reactions with High-Intensity Beams) [1] en Europe ou RIA (Rare Isotope Accelerator) [2] aux États-Unis, est d'augmenter d'au moins un facteur 100 les intensités disponibles. En cinématique directe, le système ISOLDE (Isotope Separator On Line) [3], installé au CERN, permet de produire, de séparer et de réaccélérer (grâce au post-accélérateur REX) des fragments formés par spallation, fragmentation ou fission dans une cible épaisse d'uranium à haute température. On peut ainsi délivrer un faisceau de bonne qualité optique et d'intensité élevée, mais au prix d'une restriction drastique des isotopes disponibles. En effet, l'extraction, basée sur des processus chimiques, ne permet de récupérer que quelques espèces, et le temps d'extraction (au moins une milliseconde) n'est pas négligeable devant les périodes de décroissance β de la plupart des noyaux formés. Notons enfin que des études actives sont en cours pour définir la prochaine génération de système de faisceau secondaire au sein de la collaboration EURISOL [4].

Dans le domaine des matériaux et de l'énergie nucléaire, c'est le caractère fortement neutrogène des réactions de spallation qui a éveillé l'intérêt des spécialistes. En effet les neutrons constituent une sonde très efficace pour analyser les structures moléculaires et les arrangements d'atomes ; quant aux réacteurs nucléaires à fission, ils sont basés sur un équilibre permanent du nombre de neutrons se déplaçant dans leur coeur. Dans ces deux domaines, la mise à disposition de sources de neutrons intenses ouvrirait de nouvelles perspectives.

La manière la plus évidente de créer une telle source est d'irradier une cible de noyaux lourds à l'aide d'un faisceau de protons de haute énergie (au moins une centaine de MeV). Le plomb, seul ou en tant que composant majoritaire d'un eutectique plomb-bismuth, semble avoir la préférence des spécialistes [5]. Compte tenu des contraintes technologiques, le meilleur rapport nombre de neutrons sur énergie dépensée serait obtenu pour des protons d'une énergie de l'ordre d'un GeV. Compte tenu des réactions successives se déroulant dans une telle cible, on peut obtenir jusqu'à 25 neutrons par proton de 1 GeV [6, 7]. Deux projets de sources d'ultra-haute intensité ont été développés durant les années 90 : aux États-Unis, SNS (Spallation Neutron Source) [8], dont la construction

est en cours, et en Europe ESS (European Spallation Source) [9]. Si ce dernier projet ne semble pas devoir aboutir dans un futur proche, deux cibles de spallation de plus basse intensité sont déjà en service en Europe - plus exactement, en Suisse. SINQ [10] fonctionne au laboratoire PSI depuis plusieurs années et est dédiée à la physique des matériaux. Plus récemment, N-ToF (Neutron Time of Flight), qui utilise le faisceau du synchrotron PS du CERN, a délivré ses premiers neutrons en 2001 [11]. Cette installation est consacrée à des mesures de section efficace de réactions nucléaires induites par neutrons; la combinaison d'un faisceau de protons pulsé et d'une mesure de temps de vol (la source et l'aire expérimentale sont distants de 200 m) permet l'obtention de données différentielles en énergie avec une excellente résolution [12].

L'usage le plus novateur qui pourrait être fait d'une source de neutrons de spallation est son insertion dans le coeur d'un réacteur nucléaire. Un tel réacteur est nécessairement sous-critique: en l'absence de la source, il ne renouvelle pas complètement ses neutrons au cours du temps et s'arrête donc presque immédiatement. On voit donc que la source de spallation, en apportant les neutrons qui manquent pour maintenir la réaction en chaîne (environ 2 à 5% du flux total), autoriserait un pilotage du coeur par le biais de l'accélérateur. L'intérêt est de pouvoir utiliser des combustibles nucléaires que leurs caractéristiques neutroniques rendent impropres à leur insertion dans les coeurs de réacteurs conventionnels: par exemple des combustibles fortement chargés en actinides mineurs, qui diminuent fortement les capacités de pilotage du réacteur (faible production de neutrons retardés). De plus les neutrons additionnels pourraient être utilisés pour incinérer certains produits de fission à vie longue, ou créer des matériaux fissiles permettant le lancement d'une nouvelle filière nucléaire (cycle thorium).

Une telle installation, couplant accélérateur, source de spallation et réacteur, est couramment désignée par l'acronyme ADS (Accelerator Driven System, ou système piloté par accélérateur) [13]. Si le concept n'en est pas récent, il a été ramené au premier plan au début des années 90 par Charles Bowmann aux États-Unis [14] et par Carlo Rubbia en Europe [15]. En démontrant que la réalisation de telles machines était devenue envisageable, ils ont suscité une vague d'études qui n'a pas faibli depuis 10 ans. On en arrive aujourd'hui au stade des machines de démonstration: cible de spallation industrielle (projet MEGAPIE [16] - MEGAwatt Pilot Experiment - au PSI), réacteur couplé à une source de neutrons externe (projet MUSE [17] - Multiplication d'une Source Externe - à Cadarache) et bientôt à une cible de spallation (projets MYRRHA [18] et TRADE [19]).

Les études menées dans le domaine des coeurs de réacteur ont rapidement confirmé que les qualités des ADS les rendent particulièrement adaptés à la transmutation des produits de fission à vie longue et à l'incinération des actinides. Même si le nombre de machines construites restait limité, leur influence dans un cycle de combustible fermé serait décisive pour détruire ces déchets ultimes.

On voit donc que les applications de la spallation sont potentiellement nombreuses et variées. Bien entendu les connaissances sur le phénomène physique ont régulièrement progressé au cours de ces 50 dernières années. Elles se sont pourtant révélées insuffisantes, car les exigences posées par des systèmes destinés à l'industrie sont particulièrement aiguës : des incertitudes d'un ordre de grandeur, si elles peuvent être admises par les physiciens dans certaines phases de leurs recherches, sont rarement du goût des organismes de sûreté. R. Michel et P. Nagel ont entrepris en 1995 un vaste travail de synthèse afin de faire le point des connaissances dans le domaine et ont conclu à l'impérieuse nécessité de poursuivre les études sur la spallation [20].

Parmi les grandeurs clés susceptibles d'influencer la conception (et la sûreté) d'une cible de spallation et d'un ADS, on trouve bien entendu les spectres et les quantités de particules émises, mais aussi les résidus formés suite à la réaction. En effet, ceux-ci sont la source principale de radioactivité dans la cible et sont susceptibles d'endommager chimiquement les parois de la cible, ou de provoquer des dégagements gazeux. A très basse énergie (quelques MeV, voire quelques dizaines de MeV), les bases de données nucléaires peuvent fournir les sections efficaces. Mais il existe une incertitude nettement plus forte à moyenne et haute énergie, qui a justifié la mise en place de programmes européens de recherche tels que HINDAS (High and Intermediate energy Nuclear Data for Accelerator-driven Systems) [21]. Ces programmes d'études expérimentales ne peuvent toutefois pas prétendre fournir la totalité des informations nécessaires, et le développement de codes de simulation fait donc partie intégrante des travaux en cours. Le rôle des expérimentateurs est de fournir suffisamment d'informations pour contraindre ces codes.

En France, la loi Bataille de 1991 [22] a posé les jalons d'une recherche dédiée à la gestion des déchets nucléaires à long terme. Trois pistes de recherche ont été ouvertes : le stockage réversible des déchets, leur entreposage définitif, et la réduction drastique de leur radio-toxicité par le biais de la transmutation et de l'incinération. Les études de ce dernier axe sont coordonnées au sein du groupement de recherche GEDEON (Gestion des DEchets par des Options Nouvelles), qui a en 2002 ouvert ses travaux à la production d'énergie nucléaire, d'où son nouveau sigle, GEDEPEON [23].

Le travail présenté dans cet ouvrage est centré sur la mesure des résidus de spallation, produits par fragmentation de projectiles de plomb relativistes (500 AMeV) sur une cible d'hydrogène liquide, et identifiés grâce au séparateur de fragments FRS (Fragments Recoil Separator) [24], à GSI (Darmstadt). Cette expérience, se déroulant en cinématique inverse, n'était pas la première utilisant ce dispositif expérimental : elle avait été précédé de mesures sur les systèmes Au+p à 800 AMeV [25, 26, 27], Pb+p et Pb+d à 1 AGeV [28, 29, 30] et U+p et U+d à 1 AGeV [31, 32, 33]. Toutefois cette basse énergie constituait une première au FRS et les difficultés expérimentales (et donc, d'analyse) rencontrées ont été considérables : plusieurs états de charge atomique dans le spectromètre, résolution

dégradée des chambres à ionisation, contribution des réactions multiples dans la cible, temps mort de l'acquisition. Tous les problèmes rencontrés dans les autres expériences se sont en quelque sorte trouvés amplifiés dans celle-ci.

Les résultats de ce travail sont bien entendu particulièrement complémentaires de ceux obtenus à 1 GeV sur le même système [28, 29]. Réunis, ils permettront de contraindre très fortement la dépendance en énergie dans les codes de simulation de la spallation. Une bonne reproduction de cette dépendance est cruciale car dans une cible de taille industrielle, les réactions primaires induisent de nouvelles réactions du fait de l'émission de particules rapides (on parle de cascade inter-nucléaire). On ne peut donc se contenter de mesures à haute énergie.

Dans le premier chapitre de ce document, après une introduction historique, nous présentons les modèles théoriques permettant de décrire la spallation de manière microscopique ; nous discuterons les effets physiques et leurs approximations usuelles, sans nous attacher à des codes en particulier. Le second chapitre est consacré à la présentation du dispositif expérimental et aux travaux préparatoires à l'expérience visant à définir les meilleures conditions possibles pour le déroulement de celle-ci. Le chapitre 3, qui est le coeur de ce travail, décrit le travail d'analyse des données : identification des résidus et calcul des sections efficaces de production. Le chapitre 4 consiste en une présentation des résultats et leur discussion au regard des données déjà disponibles dans la littérature. Enfin le chapitre 5 est consacré à une discussion sur plusieurs codes de calcul microscopiques et leur adéquation pour la reproduction des données expérimentales.

Chapitre 1

Les réactions de spallation

Dans un premier temps, nous définirons ce que recouvre le terme "réaction de spallation", puis nous présenterons un bref historique des études qui lui ont été consacrées. Nous nous pencherons ensuite sur les modèles théoriques développés au cours du dernier demi-siècle pour tenter de reproduire les données expérimentales, et examinerons plus en détail les questions restant ouvertes à ce jour.

1.1 Un peu d'histoire... et un soupçon d'étymologie

Le mot spallation n'est pas d'origine latine : c'est à l'origine un mot anglais, plus précisément un de ces néologismes fréquents en langue anglaise, créé à partir du verbe "to spall", qu'on peut raisonnablement traduire par "effriter". Le fait que les physiciens aient inventé un mot pour désigner ce phénomène témoigne de sa complète nouveauté, et est donc un bon indicateur de la précocité de sa découverte par rapport à l'histoire de la compréhension du noyau atomique. De fait, des réactions de spallation ont été observées (sous la forme des résidus de ces réactions) dès la fin des années 30, non pas sur des accélérateurs, mais sous l'effet de rayons cosmiques.

Lorsqu'il a été possible de disposer d'accélérateurs de protons, des radio-chimistes ont commencé à irradier des échantillons et ont constaté la grande variété des éléments produits. Dès 1947, Serber, en se basant sur un simple calcul de longueur d'onde de la particule incidente, proposait un premier cadre théorique pour les réactions de spallation dans un bref article [34] et distinguait deux étapes dans le processus de spallation :

- une phase rapide de collision entre le noyau cible et le projectile, se déroulant sous la forme de collisions entre nucléons, qui retire un très faible nombre de nucléons au noyau cible et le laisse dans un état excité - on dénomme cette phase cascade intranucléaire ;
- une seconde phase, plus lente, dans laquelle le "préfragment" qui vient d'être formé évacue son excès d'énergie en émettant des nucléons - préférentiellement des neutrons

dans le cas des noyaux lourds, puisque la barrière coulombienne rend plus difficile l'émission de protons. On parle de phase d'évaporation.

Cette approche "historique" était tout à fait correcte. En dépit de l'introduction ultérieure de raffinement tels que le prééquilibre, elle constitue toujours la base sur laquelle sont construits les codes de simulation.

1.1.1 Cascade et évaporation, deux phénomènes profondément différents

La distinction entre les deux phases du processus se justifie à la fois par les temps caractéristiques des processus (de l'ordre de quelques 10^{-23} s pour la cascade, contre 10^{-20} s pour la désexcitation) et par la nature même des processus. En effet la cascade est une suite de collisions individuelles dans lesquelles les caractéristiques du noyau ne jouent qu'un rôle négligeable puisque les différences d'énergies de liaison entre nucléons sont très petites devant l'énergie apportée par le projectile. En revanche, une fois l'énergie déposée par le projectile répartie entre les nucléons, celle-ci ne représente plus que quelques MeV par nucléon, et est donc comparable aux énergies mises en jeu dans les liaisons nucléaires. En conséquence la désexcitation est un phénomène essentiellement collectif, dans lequel les interactions liant l'ensemble des nucléons vont jouer un rôle dominant. Ce constat est encore plus vrai dans le cas d'une voie particulière de désexcitation, la fission, au cours de laquelle le noyau se déforme jusqu'à se scinder.

Une difficulté majeure sur la voie de la simulation des réactions de la spallation est de parvenir à décrire ces deux phénomènes profondément différents, ainsi que la transition de l'un à l'autre, sachant que les données expérimentales ne donnent que peu de renseignements spécifiques à l'une ou l'autre des étapes de la réaction. Il existe toutefois quelques informations propres à la phase de cascade qui sont directement accessibles. Les particules émises avec une haute énergie sont exclusivement issues de la phase de cascade, de même que les pions. Les résidus formés par seule ablation de protons sont également un produit direct de la phase rapide : en effet, pour des noyaux proches de la stabilité (les seuls qui soient accessibles aux expérimentateurs en tant que cibles) et de faible énergie d'excitation (quelques dizaines de MeV), la présence de la barrière coulombienne rend l'évaporation d'un proton infiniment moins probable que celle d'un neutron.

1.1.2 Les mesures de résidus de réaction

Comme dit précédemment, les premières mesures sur la spallation ont porté sur les résidus de la réaction, qui étaient identifiés par des moyens chimiques. Un bon aperçu des techniques du début des années 50 est disponible par exemple dans un article très complet de Wolfgang *et al* [35]. A cette période la spectrométrie gamma vient renforcer les

moyens d'analyse à la disposition des expérimentateurs, mais il n'est toujours pas possible d'identifier tous les isotopes produits malgré des innovations techniques [36].

Dans les années soixante-dix, les physiciens nucléaires s'intéressent plus particulièrement aux aspects cinématiques des réactions de spallation [37, 38, 39, 40]. Ces travaux ouvrent la voie aux études sur la dynamique de collision.

L'astrophysique et, plus récemment, la perspective des cibles de spallation, appellent une connaissance toujours plus détaillée des sections efficaces de production de résidus. Des campagnes de mesures toujours plus larges sont donc entreprises au fil des années, la plus vaste étant sans doute celle de Michel *et al.* qui de surcroît procède à une collecte des données disponibles afin de réaliser une vaste intercomparaison des résultats expérimentaux et des codes de calcul [20].

Avantages et limites des techniques radio-chimiques

La limite ultime des mesures radiochimiques reste la désintégration β : les produits de réaction ne peuvent être identifiés au moment même de leur formation, puisqu'une large partie d'entre eux décroît par radioactivité β (ou α pour les noyaux les plus lourds) avant la mesure. S'il n'est donc pas possible d'obtenir des spectres isotopiques complets des résidus produits, on obtient néanmoins une information sur la distribution en masse des noyaux résiduels, puisque la désintégration β ne modifie pas le nombre de nucléons.

La figure 1.1 illustre à la fois l'intérêt et les limites de telles mesures : l'influence de l'énergie du projectile sur le spectre de résidus est clairement mise en évidence (une énergie plus élevée favorise la formation de noyaux de masse intermédiaire au dépend des résidus plus proches du projectile), mais les informations très partielles sur la distribution isotopique des noyaux formés ne permettent pas une étude détaillée des mécanismes de formation. On remarquera en particulier sur cette figure les deux régions de résidus distinctes à basse énergie, les plus légers correspondant aux produits de fission. Ces deux régions se rejoignent progressivement avec l'augmentation de l'énergie du projectile, qui ouvre un nombre croissant de voies de réaction, jusqu'à se confondre.

Les mesures en cinématique inverse

L'idée de réaliser les mesures de résidus en cinématique inverse (c'est-à-dire en bombardant une cible d'hydrogène par un faisceau d'ions lourds) est exploitée pour la première fois en 1990 par Webber [42] qui utilise une cible de polyéthylène (la contribution du carbone étant soustraite après des mesures appropriées). Cette technique a également été utilisée récemment pour des mesures dédiées aux aspects cinématiques de la réaction dans [43, 44]. Mais c'est au GSI que commence en 1997 une campagne de mesures systématiques utilisant le spectromètre FRS, avec pour objectif de déterminer les spectres de production isotopiques des résidus complets pour différents systèmes.

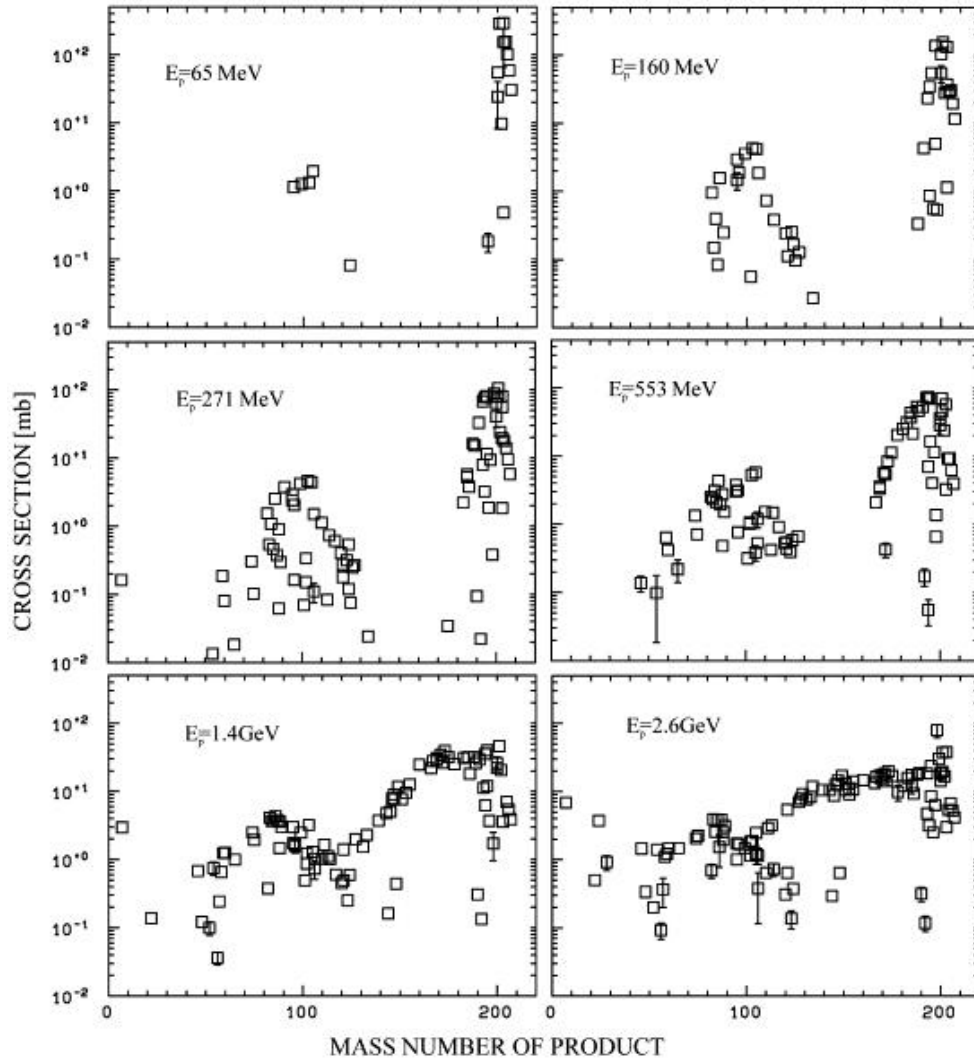


FIG. 1.1 – Figures extraites d’une étude systématique sur la spallation de l’or par proton réalisée par Gloris et al. [41]. Les sections efficaces de production sont présentées en fonction de la masse du résidu pour des énergies de faisceau variant entre 65 MeV 2.6 GeV. Les symboles vides correspondent à des isotopes formés à la fois par réaction directe et par décroissance β d’autres résidus.

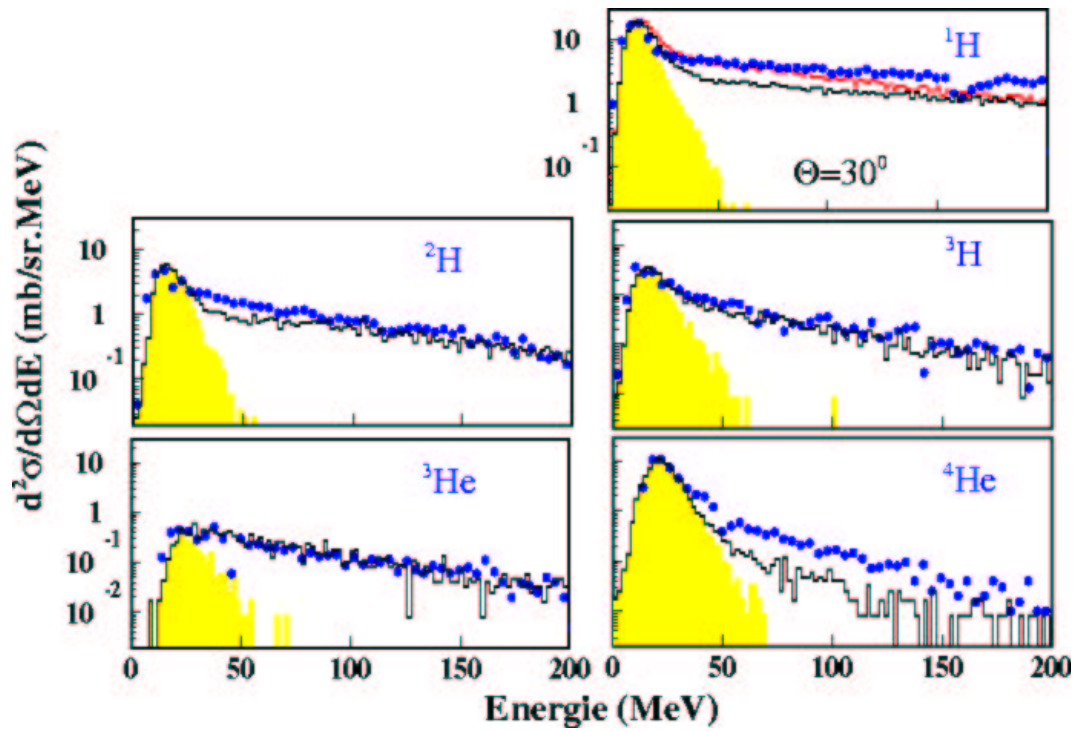


FIG. 1.2 – Sections efficaces de production doublement différentielles en fonction de l'angle et de l'énergie des isotopes de l'hydrogène et de l'hélium émis à un angle de 30 degrés du faisceau, dans la réaction $p+Au$ à une énergie de 2.5 GeV. Cette figure est issue de [47]. La région grisée désigne le résultat de calculs de type cascade+évaporation (INCL 2 + GEMINI) tandis que les histogrammes représentent les résultats obtenus en insérant un code de coalescence (développé par les auteurs) lors des calculs.

De tels spectres apportent une information supplémentaire par rapport aux mesures radio-chimiques : ils permettent de tester les codes de calcul sur le terrain des barrières d'évaporation. Ainsi, les premières mesures réalisées à GSI sur le système $Au+p$ à une énergie de 800 AMeV ont mis en évidence une déficience majeure du code de Dressner [45] dans ce domaine [25], alors que ce code, couplé à la cascade de Bertini [55], offrait une très bonne reproduction des distributions en masse des résidus. Dans le cas de la fission, les mesures réalisées au FRS rendent notamment possible l'identification du noyau qui a subi une fission.

1.1.3 Les mesures de spectres de particules

Une réaction de spallation transformant le noyau cible en un (voire plusieurs) noyau(x) plus légers, elle s'accompagne nécessairement de l'émission de nombreuses particules. Les spectres de ces particules sont également susceptibles de fournir de nombreuses informations sur le déroulement de la réaction.

Dernièrement, des mesures doublement différentielles (angle et énergie) de Letourneau *et al.* et Enke *et al.* ont été réalisées pour les spectres de neutrons, protons, 2H et 3H ,

^3He et ^4He , notamment à l'aide des "boules de Berlin", BNB et BSiB (Berlin Neutron Ball et Berlin Silicium Ball, respectivement). Le premier détecteur, dédié aux neutrons, a la forme d'une sphère creuse remplie de liquide scintillant, tandis que le second est une calotte de jonctions silicium conçue pour s'intégrer dans la première. Ces mesures ont apporté un lot de résultat particulièrement significatif [6, 47, 48].

Nous avons retenu la figure 1.2 comme exemple permettant d'illustrer les informations retirées de ces travaux. Comme on l'a déjà signalé, l'énergie des particules est directement liée à la phase de la réaction durant laquelle elles ont été émises. Les particules de haute énergie sont associées à la phase de cascade, tandis que les particules de basse énergie sont associées à l'évaporation. On peut en déduire des différences importantes de mécanisme d'émission dans le cas des particules composites : par exemple les noyaux ^4He sont principalement émis lors de la phase d'évaporation, tandis que les noyaux ^3He semblent majoritairement issus de la phase de cascade.

On peut constater que les calculs de type cascade+évaporation ne prévoient pratiquement pas d'émission de particules composites de haute énergie. Si ce désaccord pose des questions sur le plan fondamental, il ne concerne qu'une faible fraction des particules émises et ne devrait donc pas avoir de conséquences importantes en termes de propagation des réactions dans une cible macroscopique.

1.2 Modèles de représentation de la phase rapide

Si le traitement exact du problème à N corps que pose la physique nucléaire est hors de portée, le comportement de noyaux entrant en collision peut être décrit avec succès, moyennant diverses hypothèses dont la validité varie selon les systèmes considérés, et en particulier selon les gammes d'énergie étudiées. Une discussion de ces hypothèses permet de mieux cerner les contraintes pesant sur les codes de calculs destinés à simuler les réactions de spallation, ainsi qu'à cerner leur domaine de validité. Notre discussion se limite bien entendu aux modèles dits microscopiques, dont la confrontation à l'expérience constitue une évaluation de la compréhension des phénomènes physiques à l'oeuvre.

La figure 1.3 présente une évaluation des rapports entre trois grandeurs caractéristiques lors de collisions nucléaires : le libre parcours moyen d'un nucléon dans la matière nucléaire, la distance moyenne entre deux nucléons, et la longueur d'onde de de Broglie. L'évolution de ces trois rapports permet de discuter qualitativement la pertinence de diverses approches. Nous restreignons bien entendu la discussion au cas où un au moins des partenaires en collision est un ion lourd.

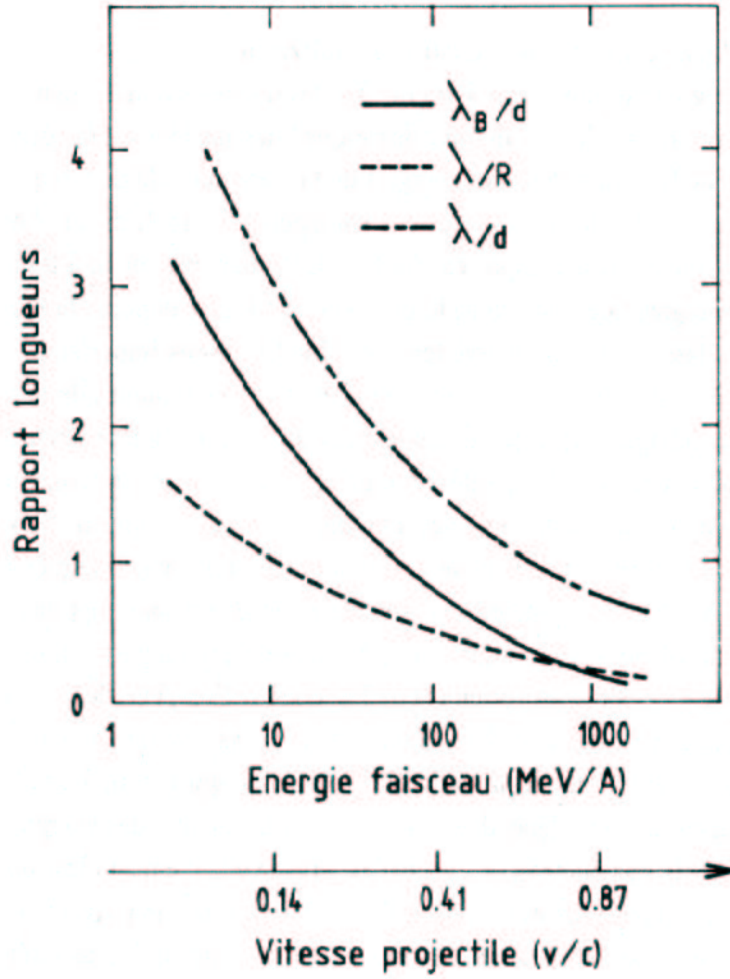


FIG. 1.3 – Estimation des rapports entre le libre parcours moyen d'un nucléon dans la matière nucléaire λ , la distance moyenne entre deux nucléons d , la longueur d'onde de de Broglie λ_B , et le rayon d'un ion lourd R . Cette figure est extraite de l'ouvrage d'Eric Suraud [49].

1.2.1 Approche Hartree-Fock

Lorsqu'il se trouve dans un état statique, le noyau peut être commodément décrit comme un ensemble de nucléons plongés dans un potentiel attractif. Ce potentiel est en fait la résultante des interactions à deux corps qui s'exercent entre les nucléons. La théorie dite Hartree-Fock permet, en moyennant cette interaction sur l'ensemble du noyau, de déterminer ce champ moyen de manière auto-cohérente. Ce mode de traitement ne peut toutefois être considéré comme pertinent qu'à la condition que chaque nucléon soit sensible à l'ensemble des interactions générées par les autres nucléons, ce qui revient à dire qu'il se déplace quasi librement au sein du noyau. En d'autres termes, il faut que le libre parcours moyen des nucléons soit important relativement à la taille du noyau, ou encore qu'il soit

supérieur à la distance moyenne entre deux nucléons. On peut constater sur la figure 1.3 que cela correspond aux faibles énergies de faisceau (quelques MeV par nucléons).

La théorie Hartree-Fock peut donc être appliquée pour décrire des réactions nucléaires à basse énergie, dans lesquelles cette hypothèse sur le libre parcours moyen reste valable. En revanche, si on considère des particules incidentes d'énergie plus importante (typiquement, au-delà d'une dizaine de MeV par nucléons), on constate que les calculs HF prévoient une trop grande transparence du noyau. Cela est dû au rôle prépondérant que prennent alors les collisions individuelles entre nucléons, qui ne peuvent être traitées dans le cadre du formalisme HF. On voit donc que ce formalisme est inadapté à la description de la spallation.

1.2.2 Dynamique à un corps (équation de Boltzmann nucléaire)

La prise en compte des interactions à deux corps impose de considérer les nucléons comme des objets distincts. On en revient alors au problème à N corps. Un moyen de le réduire consiste à utiliser le formalisme dit de la hiérarchie BBGKY (du nom de ses auteurs : Born, Bogoliubov, Green, Kirkwood, et Yvon). En ne considérant, au sein de cette hiérarchie, que les termes à un corps, on retrouve les équations Hartree-Fock dépendant du temps. Mais en considérant les termes à 2 corps, et en admettant que les interactions entre particules sont suffisamment éloignées les unes des autres dans le temps pour que les nucléons perdent toute mémoire de leurs collisions antérieures au moment d'une collision (limite d'un système infiniment dilué, encore appelée hypothèse du chaos moléculaire), on peut obtenir une forme semi-classique de l'équation de Boltzmann :

$$\frac{df}{dt} + \frac{p}{m} \nabla_r f - \nabla_r U \cdot \nabla_p f = I_{coll} \quad (1.1)$$

Ici p représente le moment des nucléons et U est le potentiel environnant ; f est la fonction de densité à un corps dans l'espace de phase. Si on considère le terme de collision comme nul, on retrouve la célèbre équation de Vlasov. Les membres de gauche correspondent en fait à l'expression classique de l'équation de Boltzmann ; les aspects quantiques seront contenus dans le terme de collision, d'où la qualification de "semi-classique" donnée à cette équation.

Dans la limite classique, le terme de collision s'écrit :

$$I_{coll} = -\frac{1}{(2\pi)^9} \int W_{12,1'2'} (2\pi)^3 \delta^3(p + p_2 - p_{1'} - p_{2'}) d^3 p_2 d^3 p_1 d^3 p_{1'} d\Omega$$

$W_{12,1'2'}$ représente le taux de réaction, qui est proportionnel à la section efficace différentielle $d\sigma/d\Omega$.

Dans un traitement quantique, le terme de collision doit prendre en compte le principe de Pauli qui interdit aux nucléons d'occuper les niveaux d'énergie totalement occupés en

dessous de l'énergie de Fermi. Ce traitement est fréquemment réalisé en incluant dans l'intégrale un terme du type Uehling-Ulenbeck [50] :

$$F_{Pauli} = f'_1 f'_2 (1 - f)(1 - f_2) - f f_2 (1 - f'_1)(1 - f'_2)$$

f_i désignant les distributions à un corps avant collision et f'_i après collision.

L'équation obtenue est diversement baptisée selon le mode de résolution adopté. On parle d'approche BUU (Boltzmann-Uehling-Ulenbeck), VUU (Vlasov-Uehling-Ulenbeck) ou Landau-Vlasov lorsque le calcul est basé sur un ensemble de pseudo-particules peuplant la totalité de l'espace des phases initialement accessible ; on parle également de simulation de l'équation de Boltzmann par la méthode des ensembles complets. Chaque cellule élémentaire de l'espace des phases est ainsi peuplée de N particules, qui sont laissées libres de se déplacer selon la mécanique hamiltonienne classique :

$$\frac{dp_i}{dt} = -\frac{dH}{dr_i} = -\nabla_r U(r_i) \quad (1.2)$$

$$\frac{dr_i}{dt} = \frac{dH}{dp_i} = \frac{p_i}{m} \quad (1.3)$$

La probabilité de collision entre les particules tests est normalisée par le nombre de particules placées dans chaque cellule de phase :

$$\sigma_{nn}^* = \frac{\sigma_{nn}}{N}$$

Enfin le potentiel U est une paramétrisation dépendant de la densité locale $\rho(r)$. Bien qu'un calcul auto-cohérent de type Hartree-Fock soit théoriquement nécessaire, les contraintes sur le temps de calcul conduisent à utiliser une paramétrisation simplifiée, par exemple basée sur les potentiels dits de Skyrme :

$$U(\rho) = A(\rho/\rho_0) + B(\rho/\rho_0)^C$$

La présence de ρ dans cette expression assure une auto-cohérence lors de l'évolution du système. L'usage des particules tests assure que le calcul de la densité fait sens, mais la contrepartie en est que seules des valeurs moyennes de la densité locale sont obtenues : un tel calcul ne rend pratiquement pas compte des fluctuations autour de ces valeurs moyennes. En d'autres termes, les informations obtenues ne permettent pas de calculer, par exemple, des sections efficaces de production ; en revanche il sera possible d'étudier les évolutions des réactions en fonction de l'énergie ou de la masse des partenaires.

1.2.3 Les modèles de type QMD

A l'exact opposé de l'approche Hartree-Fock, basée sur le traitement à un corps, on trouve l'approche dite de la Dynamique Moléculaire qui, en se basant sur un formalisme purement classique, permet de traiter complètement le problème à N corps de manière exacte, donc en conservant les corrélations entre toutes les particules. Dans un tel modèle, le potentiel ressenti par chaque particule est calculé à chaque pas de temps à partir de la résultante des interactions avec les $A-1$ autres particules.

Les modèles dits de dynamique moléculaire offrent un traitement élégant du comportement d'un ensemble de corps hautement dilué. Afin de traiter les réactions nucléaires, il a été imaginé de les adapter, essentiellement *via* la prise en compte de deux effets microscopiques :

- les nucléons sont traités sous la forme de paquets d'onde gaussiens dans l'espace de phase (au lieu de fonctions de Dirac, souvent utilisées dans les calculs microscopiques) afin de prendre en compte leur nature quantique ;
- les collisions entre nucléons sont soumises au principe de Pauli qui interdit à un nucléon de venir se placer sur un niveau d'énergie entièrement occupé.

Le traitement de la propagation des particules est traité par les équations de la mécanique newtonienne classique, avec un hamiltonien incluant un potentiel d'action à 2 corps empirique, de type Skyrme.

Cette approche, dite de la Dynamique Moléculaire Quantique (QMD) [51] est développée depuis une quinzaine d'années, notamment par J. Aichelin.

Il est nécessaire de fournir au code une image de tous les nucléons (position et impulsion) à l'instant du début de la collision. Ce point a constitué une faiblesse d'une telle approche : à moins d'appliquer un principe de Pauli strict (c'est-à-dire interdire toutes les collisions qui amèneraient un nucléon à occuper un état sous la mer de Fermi), rien ne peut garantir que le noyau ainsi généré sera intrinsèquement stable et, de fait, si on laisse un tel noyau évoluer seul, il sera fréquemment émetteur spontané de nucléons. Une solution à ce problème est de tester les configurations pré-tirées en laissant le noyau initial évoluer seul et en ne retenant que les configurations qui s'avèrent stables.

L'approche QMD a connu de nombreux succès dans la description des collisions d'ions lourds aux vitesses intermédiaires (quelques dizaines de MeV par nucléons). Son application à la description de la phase rapide du processus de spallation semble également convaincante [52]. Toutefois cette application est peu fréquente car ce mode de description du noyau est excessivement exigeant en termes de temps de calcul, du fait des traitements numériques sophistiqués qu'imposent la description fine de certains phénomènes physique. On lui préfère donc des modèles intégrant des simplifications supplémentaires dans le traitement des éléments quantiques : les cascades intranucléaires.

1.2.4 Les cascades intranucléaires

Description générale

Dans le cadre des cascades intranucléaires (INC), le noyau est représenté comme un puits de potentiel figé. Les nucléons sont décrits comme des particules ponctuelles, et leur mouvement est traité de manière classique, éventuellement relativiste. Cette seconde hypothèse revient à considérer que le rapport entre la longueur d'onde de de Broglie et la distance moyenne entre les nucléons est petit devant 1. En d'autres termes, les effets d'interférence et les effets collectifs disparaissent : la particule incidente voit les nucléons de manière individuelle et son comportement peut être assimilé à celui d'une particule classique. On peut constater sur la figure 1.3 que cette hypothèse devient raisonnable à partir d'une énergie incidente d'une centaine de MeV par nucléon. La première hypothèse est favorisée par le principe même de la spallation : l'arrivée ou la perte d'un très petit nombre de nucléons n'est pas de nature à modifier profondément la forme et la profondeur du puits de potentiel nucléaire. Ce point a d'ailleurs été étudié quantitativement par J. Cugnon [58].

L'approche INC apparaît donc comme relativement simplificatrice dans la description du noyau, et il n'est pas surprenant qu'elle ait pu être implémentée dès les débuts de l'informatique. La première INC simulant un noyau en trois dimensions fut le code de Metropolis [54], mis au point dans les années 50. La cascade de Bertini [55, 46], qui est restée pendant de très longues années une référence, remonte au début des années 60. Le code VEGAS [56], développé à la fin des années 60 sur la base de Métropolis, a été amélioré au fil des années et est devenu à la fin des années 70 ISABEL [57]. Les travaux théoriques de J. Cugnon [53] l'ont conduit à proposer INCL [59] (Intra Nuclear Cascade of Liège), une évolution d'un code de collision noyau-noyau, au milieu des années 80 ; ce code en est aujourd'hui à sa quatrième version [60]. Signalons également le récent code BRIC [61] (BRuyères-le-châtel Intranuclear Cascade) dont l'approche conjugue des éléments d'ISABEL et d'INCL. Ces trois derniers codes seront confrontés à nos données expérimentales au chapitre 5.

Une discussion très détaillée des ingrédients employés dans quelques INC disponibles aujourd'hui sort du domaine de ce travail. On pourra par exemple trouver une étude très approfondie des différents modèles utilisés dans le code de spallation en cible épaisse HETC (INCL3, BRIC, Bertini) dans la thèse de C. Tocchi [62].

On peut toutefois s'intéresser aux points qui seraient susceptibles d'apporter des améliorations à la simulation des cascades intranucléaires. Mais il faut tout d'abord constater qu'une large part des ingrédients fondamentaux des codes modernes se trouvaient déjà... dans la cascade de Metropolis ! Bien entendu le demi-siècle passé a apporté son lot d'améliorations. L'accroissement vertigineux de la puissance de calcul disponible permet un traitement nettement plus fin des processus physiques, et la description de

certaines données de base (par exemple les sections efficaces nucléon-nucléon) a pu être très nettement améliorée. Enfin, il ne faut pas négliger la qualité de la programmation, qui permet de limiter les erreurs numériques et rend possible une amélioration des codes par des tiers.

Si on admet que tous les codes sont exempts d'erreurs de programmation, on peut distinguer jusqu'à six points clés :

- le mode de description de la matière nucléaire (milieu continu ou ensemble discret de nucléons) ;
- le traitement du principe de Pauli ;
- la paramétrisation des sections efficaces de réaction entre baryons ;
- la description de la densité (donc de la forme) du noyau et de son potentiel ;
- la prise en compte de la réfraction des nucléons par le potentiel nucléaire ;
- le critère de fin de la cascade.

Description du milieu nucléaire

Deux approches sont envisageables :

- un traitement continu de la matière nucléaire, dans laquelle le critère de collision entre nucléons est la traversée d'une distance déterminée aléatoirement à partir d'une distribution basée sur le libre parcours moyen, calculé en fonction de l'énergie et de la densité nucléaire locale ;
- un traitement discret du noyau, dans lequel l'ensemble des nucléons est suivi au cours du temps, le critère de collision étant alors la distance entre 2 nucléons à un instant donné.

Les deux approches sont également recevables ; on notera toutefois qu'un traitement discret du noyau est nettement plus exigeant en termes de temps de calcul, puisque l'ensemble des particules doivent être propagées dans le puits de potentiel nucléaire.

Le principe de Pauli

Le principe d'exclusion de Pauli correspond à la règle selon laquelle, dans un ensemble de particules en interaction, deux fermions ne peuvent occuper le même état quantique. Le noyau étant précisément constitué de fermions, la prise en compte du principe de Pauli est un composant obligatoire de toute INC. Toutefois il existe plusieurs façons de le traiter, et ce choix peut être lourd de conséquences. Aucun code de calcul n'étant capable de décrire les niveaux énergétiques accessibles aux nucléons, il existe une incertitude sur le traitement à donner aux "trous" créés par la promotion de certains nucléons vers des énergies supérieures à l'énergie de Fermi. Deux attitudes sont envisageables :

- une application dite "stricte" du principe de Pauli : l'apparition des trous est négligée et toute collision qui conduirait à placer un nucléon dans la mer de Fermi est annulée ;

- une application dite "locale" : le principe de Pauli est traité comme une limite de densité autorisée dans l'espace des phases (impulsion et position). Cette limite est évaluée au moment de chaque collision.

La version locale du principe de Pauli permet de tenir compte des trous qui apparaissent dans la mer de Fermi lorsque les nucléons sont promus à des énergies supérieures au niveau de Fermi. Toutefois elle peut avoir pour conséquence d'autoriser des collisions non-physiques. Dans le cadre d'une description discrète du noyau, la densité dans l'espace de phase connaît forcément des fluctuations ; si on suppose par exemple qu'il existe un trou autour d'un moment p_0 , on peut envisager qu'une particule incidente qui entre en collision avec un nucléon de moment supérieur à p_0 laisse celui-ci dans le trou, communiquant ainsi en quelque sorte une énergie d'excitation négative au noyau cible. On notera que la version 4 du code INCL [60] se propose de contourner ce problème en bloquant les collisions qui provoqueraient une diminution de la quantité de mouvement totale des nucléons situés sous la mer de Fermi.

Le principe de Pauli strict peut sembler particulièrement restrictif. Il a toutefois le mérite de permettre un traitement numérique extrêmement simple. De plus la pertinence de l'introduction d'un principe de Pauli local est directement liée au nombre de trous créés dans la mer de Fermi lors de la réaction. Dans le cadre d'une réaction de type nucléon-noyau, il semble raisonnable de considérer que ce nombre est suffisamment faible pour être négligé. Il n'en serait sans doute pas de même pour des collisions entre ions lourds.

Les sections efficaces de réaction entre baryons

L'évaluation des sections efficaces de diffusion entre baryons au sein de la matière nucléaire est un exercice délicat du fait de l'absence totale de données expérimentales. Pour les nucléons, il est donc d'usage d'utiliser les sections efficaces de diffusion libre, celles-ci ayant fait l'objet de nombreuses mesures et étant donc assez bien connues. On notera toutefois que les codes les plus anciens ne disposaient même pas de ces informations avec un bon niveau de détail : les sections efficaces utilisées pouvaient donc présenter des erreurs appréciables.

L'usage des sections efficaces de diffusion libre n'est toutefois pas justifié sur le plan théorique. Bien que des développements soient toujours d'actualité (on pourra par exemple se référer à [63] pour un aperçu des travaux actuels), il est établi qu'il existe des différences significatives avec les sections efficaces de diffusion entre nucléons au sein de la matière nucléaire. On peut distinguer deux effets différents à l'oeuvre : le principe de Pauli et l'occupation d'états dits hors-couche par les nucléons.

L'approche moderne de l'interaction entre nucléons consiste à la représenter sous forme d'échange de mésons. De la même manière qu'en électro-dynamique quantique, une telle interaction peut survenir sous la forme de l'échange d'un seul (cas le plus probable) ou de deux voire d'une infinité de mésons. Or le principe de Pauli doit s'appliquer non seulement

au début et à la fin de la collision, mais aussi entre chacun des échanges de mésons. On voit donc que ces réactions sont susceptibles d'être bloquées indépendamment des états initiaux et finaux des nucléons, ce qui conduit à une diminution de la section efficace de diffusion nucléon-nucléon. Des calculs correspondant à cet effet [63] sont représentés sur la figure 1.4 : on peut voir que les conséquences sur la section efficace sont tout à fait appréciables et varient fortement en fonction de la densité nucléaire.

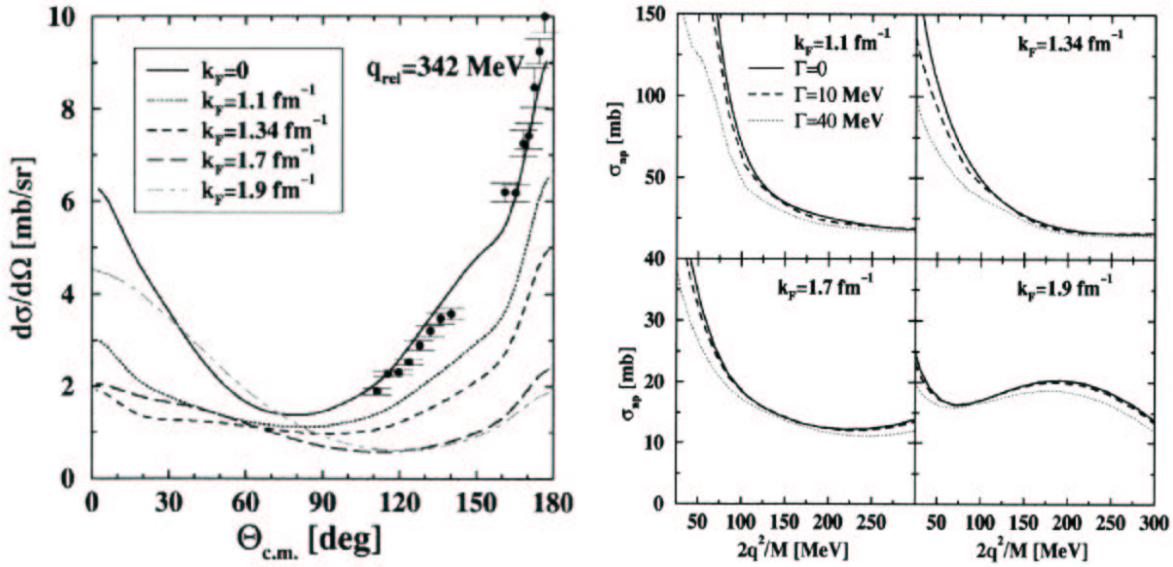


FIG. 1.4 – Sections efficaces de diffusion proton-neutron en fonction de l'angle de diffusion pour diverses valeurs de la densité nucléaire (figure de gauche) et pour diverses valeurs de la largeur de la masse des nucléons et des densités en fonction de l'énergie (figure de droite). Le cas de densité nulle reproduit, comme on s'y attend, les données expérimentales sur les sections efficaces de diffusion libre. Rappelons que la densité nucléaire standard correspond à $k = 1.34 \text{ fm}^{-1}$. Pour le cas des effets hors-couches, seule une largeur excessivement importante peut produire un effet appréciable. Ces courbes proviennent des calculs de Fuchs et al. [63].

Un autre effet du potentiel nucléaire sur les nucléons est de conférer à ceux-ci une largeur en masse. On dit alors que les nucléons sont "hors-couche". L'impact de cet effet a également fait l'objet d'études ; toujours selon Fuchs *et al.*, les modifications aux sections efficaces sont très faibles [63] (figure 1.4).

Lorsque l'énergie des nucléons interagissant augmente, les voies de réaction inélastiques deviennent accessibles. Ces voies correspondent à la création de particules "exotiques" : pions, delta, etc... Leur effet peut être tout à fait considérable. Le tableau 1.1 présente les énergies seuils élémentaires (c'est-à-dire correspondant à une production par collision entre nucléons libres) de quelques-unes de ces résonances.

La production de particules exotiques en dessous du seuil élémentaire a été observée expérimentalement et est liée au moment de Fermi des nucléons, qui est susceptible d'accroître l'énergie disponible lors de l'interaction entre deux nucléons, ainsi qu'à la nature

Resonance	π	Δ	K
Seuil (MeV)	289	625	1582

TAB. 1.1 – *Seuils élémentaires de production (en MeV) pour des baryons produits lors de réactions nucléaires.*

collective des interactions. Pour les pions, les données très détaillées obtenues par la collaboration CHIC [64] font ainsi apparaître un seuil effectif d'environ 170 MeV dans les réactions proton-noyau, et une augmentation très progressive de la production des pions avec l'énergie du projectile (voir figure 1.5).

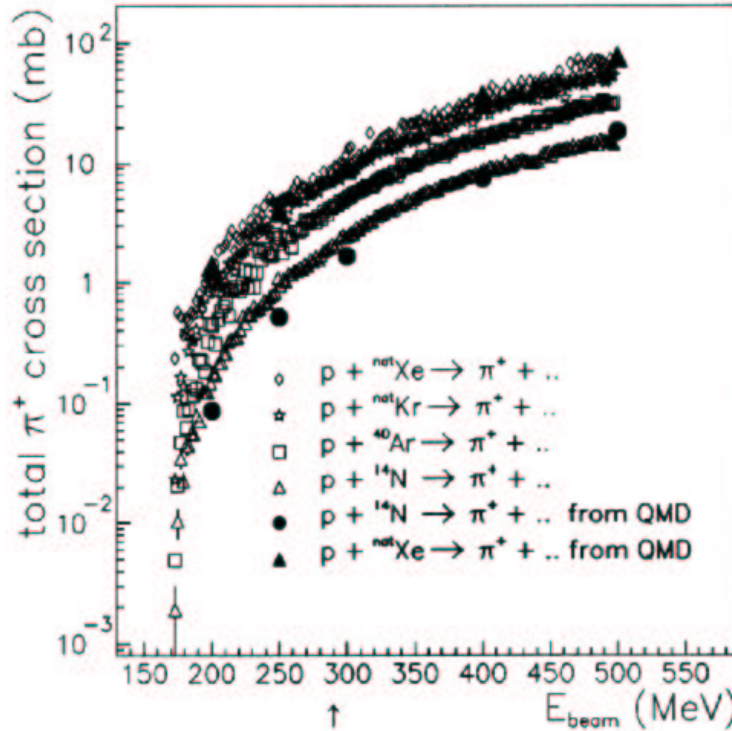


FIG. 1.5 – *Sections efficaces totales de production de π^+ pour diverses réactions proton-noyau (voir sur la figure) en fonction de l'énergie du proton incident. La flèche située sous l'axe des énergies indique la masse du pion, donc l'énergie seuil pour sa formation lors d'une collision entre nucléons libres. Calculs et données ont été produits par la collaboration CHIC [64].*

Contrairement aux sections efficaces de réaction entre nucléons, les sections efficaces élémentaires faisant intervenir les pions et les particules issues d'états résonnants (deltas) n'ont longtemps pu être évaluées que de manière théorique, la seule information accessible expérimentalement étant la production de pions. Il n'est donc pas rare que les sections efficaces liées à ces particules soient arbitrairement ajustées par les auteurs des codes, afin de reproduire les rares données disponibles, voire même servent de variables d'ajustement

pures et simples afin de reproduire d'autres observables. La plupart des informations liées aux pions sont aujourd'hui accessibles, mais le comportement des delta reste mal connu.

La forme et la densité du noyau

Les mesures de densité ont depuis longtemps montré que le noyau n'est pas un objet homogène mais présente une densité variable, qui décroît avec l'éloignement au centre. Les collisions les plus périphériques auront ainsi davantage de chances de ne concerner qu'un petit nombre de nucléons et, partant, de conduire en moyenne à de faibles énergies d'excitation ; l'inverse est également vrai. Toutefois un traitement continu de la densité peut être délicat et certains codes se cantonnent à un traitement sous forme de zones concentriques de densité constante (Bertini, ISABEL) ou même ne traitent pas du tout cette inhomogénéité (INCL3 par exemple). En pratique, la confrontation à l'expérience montre clairement qu'une telle simplification est incorrecte et qu'il est nécessaire de prendre en compte les variations de densité du noyau. Ce point a d'ailleurs fait partie des améliorations apportées lors du passage de la version 3 à la version 4 d'INCL.

La réfraction

Dans l'équation de Boltzmann 1.1, le terme lié au gradient du potentiel est souvent négligé lors des calculs de cascade. Il traduit pourtant un phénomène physique important : la modification de la trajectoire d'une particule se déplaçant dans un potentiel non constant dans l'espace. Cela se traduit par une courbure de la trajectoire dans le sens des potentiels décroissants.

Le fait de négliger cet effet est généralement justifié par l'importance de l'énergie cinétique des nucléons, qui limite considérablement l'influence de la réfraction. Une tentative d'implémenter cet effet a été réalisée dans le code VEGAS, mais les auteurs constataient une dégradation de la qualité de l'accord avec les données expérimentales.

L'effet de la réfraction devrait être plus particulièrement visible sur les spectres en angle des particules émises, en particulier dans les angles extrêmes avant et arrière. Son effet sur l'énergie d'excitation, et donc sur la distribution des résidus, est plus délicat à prévoir.

On remarquera que dans la mesure où la forme du potentiel n'est pas modifiée par les déplacements des nucléons dans le noyau, l'introduction de la réfraction impose, pour conserver le moment cinétique total au cours de la réaction, de traiter explicitement le moment du noyau au sein duquel se déroule la cascade.

La sortie de cascade

Un code de calcul idéal pour décrire les réactions de spallation devrait traiter de manière unifiée la phase de cascade et la phase évaporative de la réaction : la description

du noyau se voulant microscopique, elle devrait notamment pouvoir rendre compte de la sortie des nucléons quelle que soit leur énergie. Dans la pratique il n'en va bien entendu pas ainsi du fait des approximations choisies. En particulier, la nature fermionique des nucléons, qui est un élément clé du processus de désexcitation puisqu'elle détermine le comportement des nucléons à l'intérieur des noyaux, est totalement négligée par les codes de cascade (à l'exception bien sûr du principe de Pauli). Il faut donc fixer un critère permettant de déterminer que la cascade est terminée ; l'énergie des nucléons demeurés dans le noyau est alors sommée et constitue l'énergie d'excitation.

Le mode de description du noyau (discret ou continu) définit directement la façon dont la sortie de la cascade est décidée.

Pour une description particulière, on fixe un temps au bout duquel la cascade est arrêtée arbitrairement. Cette approche peut être raffinée en paramétrisant de ce temps d'arrêt, par exemple en fonction de la masse des partenaires (il est aisé d'imaginer que des noyaux plus lourds seront le siège de davantage de collisions que des noyaux légers) et du paramètre d'impact. Cette dernière technique est par exemple utilisée par INCL3 ; pour la version 4 de cette cascade, les auteurs ont restreint la variation du temps d'arrêt à la seule variation de la masse du noyau cible.

Dans le cadre d'une description continue du noyau, le critère d'arrêt consiste en un seuil en énergie : si aucun nucléon ne possède à un instant une énergie supérieure à ce seuil, on admet que de nouvelles diffusions entre nucléons ne changeront plus radicalement l'énergie d'excitation et on arrête la cascade.

1.3 Modèles de désexcitation des noyaux chauds

La notion de "noyau chaud" est encore plus ancienne que celle de spallation puisqu'on peut la faire remonter à 1936, lorsque N. Bohr émit l'idée de bombarder des noyaux par des neutrons qu'il qualifiait d'énergétiques [65] (il pensait en fait à des énergie de quelques MeV). Il avait eu l'intuition qu'un neutron constituerait un bon moyen de chauffer le noyau car il le perturberait peu, contrairement à une collision entre noyaux qui serait beaucoup plus destructive. Le dépôt d'énergie, réalisé par collisions successives, est initialement un phénomène hors-équilibre mais se prolonge par une phase de thermalisation similaire à celle se déroulant dans un gaz.

Pour en revenir au cas de la spallation, on considère généralement que la cascade intranucléaire est un processus très rapide (de l'ordre de 10^{-22} s) qui laisse le noyau dans un état fortement excité. L'hypothèse usuelle est de considérer que dès la fin de la cascade, cette énergie d'excitation est répartie sur l'ensemble des nucléons. On dira ainsi que le noyau est "chaud", par analogie avec un gaz - on va en fait traiter le noyau comme un gaz de Fermi chaud. La désexcitation est alors traitée selon le formalisme de Weisskopf-Ewing en l'absence de prise en considération du moment cinétique, ou de Hauser-Feshbach

si on désire considérer ce paramètre. Dans le cas des réactions de spallation, compte tenu de l'extrême dissymétrie des partenaires de la réaction, on admet que le moment transféré au résidu est nécessairement faible et peut être négligé dans la plupart des cas. Cette approximation n'est toutefois pas valable pour la fission, pour laquelle le moment cinétique, même réduit, est un paramètre clé.

Signalons brièvement que la désexcitation γ peut être négligée dans nos travaux puisque elle n'a de chances de survenir qu'à des énergies d'excitation de quelques MeV, c'est-à-dire, dans l'immense majorité des cas, en dessous de l'énergie seuil pour l'émission d'un neutron.

1.3.1 Modèle de Weisskopf-Ewing

Le modèle de Weisskopf-Ewing [66] est particulièrement ancien puisqu'il date de 1940, mais il est également particulièrement simple dans son principe, et, comme on vient de le voir, l'absence de traitement du moment cinétique ne semble pas être une faiblesse notable dans le cas de la spallation. L'hypothèse clé pour traiter la désexcitation du noyau chaud est de considérer que celui-ci est en équilibre thermodynamique avec son environnement, à la manière d'un liquide en équilibre avec un gaz. Du fait de l'invariance par renversement du temps, le taux de transition W entre deux états est relié à celui du phénomène inverse par le biais des densités d'état :

$$W_{1 \rightarrow 2} \cdot \rho_1 = W_{2 \rightarrow 1} \cdot \rho_2 \quad (1.4)$$

Si on considère l'émission d'une particule b d'énergie ϵ par un noyau X excité avec une énergie E^* , la densité d'état de l'état final est donnée par le produit de la densité d'état (notée ρ) du noyau fils Y et de la densité d'état du continuum dans le volume V :

$$\rho_2 = g \cdot \frac{4\pi p^2 dp V}{h^3} \cdot \rho_Y(E_Y^*) \quad (1.5)$$

On a noté g la dégénérescence du continuum, et E_Y^* l'excitation du noyau fils.

La probabilité du processus inverse (capture de la particule b , de masse m , par Y) est reliée à la section efficace de capture σ_c par :

$$W_{21} = \sigma_c(\epsilon) \frac{(2\epsilon/m)^{1/2}}{V}$$

La probabilité d'émission est donc :

$$W_{12} d\epsilon = P_b(\epsilon) d\epsilon = g \cdot \frac{8\pi m}{h^3} \sigma_c(\epsilon) \frac{\rho_Y(E_Y^*)}{\rho_X(E^*)} \epsilon d\epsilon \quad (1.6)$$

Enfin, en remarquant que la différence entre les énergies d'excitation des noyaux X et Y est égale à la somme de l'énergie de la particule émise et de son énergie de séparation Q du noyau X :

$$E_Y^* = E^* - Q - \epsilon \quad (1.7)$$

on obtient la formule de Weisskopf-Ewing pour la largeur partielle du processus d'émission de l'objet b [66] :

$$\Gamma_b(E^*) = \int_Q^{E^*-Q} P_b(\epsilon) d\epsilon = g \cdot \frac{8\pi m}{h^3} \frac{\int \epsilon \sigma_c(\epsilon) \rho_Y(E^* - Q - \epsilon) d\epsilon}{\rho_X(E^*)} \quad (1.8)$$

La fonction de densité de niveaux est estimée dans le modèle du gaz de Fermi :

$$\rho(E^*) \propto \exp\left(\frac{2\sqrt{a \cdot E^*}}{a^{1/4} E^{*5/4}}\right)$$

a , appelé paramètre de densité de niveaux, peut en première approximation être pris comme proportionnel à la masse du noyau étudié dans le cas d'une énergie d'excitation infinie. De nombreux travaux de paramétrisation ont été entrepris pour estimer les variations de a avec l'énergie, la masse du noyau considéré, ou encore les effets de couche et leur disparition progressive avec l'énergie d'excitation. On peut en particulier mentionner la paramétrisation d'Ignatyuk [67] :

$$a(A, E^*) = (\alpha + \beta \cdot A) \cdot \left(1 - (1 - e^{-\gamma E^*}) \frac{\delta W}{E^*}\right)$$

α , β et γ sont des paramètres ajustés sur les données expérimentales, tandis que le terme δW est directement déduit des données expérimentales.

Le dernier paramètre du modèle est la section efficace inverse (ou de capture). L'usage est d'admettre qu'elle ne varie pas avec l'énergie d'excitation et est donc identique à celle du noyau dans son état fondamental. Notons que ce point semble parfaitement impossible à vérifier expérimentalement. On utilise le plus souvent le modèle optique pour calculer ces sections efficaces de capture.

L'ensemble de la désexcitation du noyau est traitée sous forme de code Monte-Carlo par la répétition d'un algorithme extrêmement simple :

1. Calcul du taux d'émission individuel de chaque type de particule, qu'elle soit élémentaire ou composite :

$$P(b) = \frac{\Gamma_b}{\sum_a \Gamma_a} \quad (1.9)$$

2. Détermination aléatoire de l'objet émis
3. Détermination également aléatoire de son énergie, conformément à l'équation 1.6
4. Mise à jour des paramètres du noyau émetteur (A, Z, E^*)

1.3.2 Voies de désexcitation

Émission de particules composites

L'émission des particules composites (d , t , ${}^3\text{He}$, α) est souvent négligée par les codes d'évaporation ; mais lorsqu'elle est prise en considération, la confrontation à l'expérience montre qu'elle est fortement sous-estimée. Or, outre leur importance dans les processus physiques dans une cible macroscopique (dégagements gazeux), ces émissions sont de nature à nettement modifier le spectre des résidus de réaction. En effet, une particule composite requiert moins d'énergie pour être émise que la somme de ses composantes, et en conséquence une forte émission de composites favorisera l'apparition de résidus très éloignés du projectile.

Fission

Une voie de désexcitation importante pour les noyaux lourds, et tout particulièrement pour les actinides, est la fission. Si la multifragmentation (voir ci-après) est un phénomène caractéristique des très hautes énergies d'excitation, la fission présente un seuil énergétique beaucoup plus bas, lorsqu'il n'est pas quasiment nul (noyaux au-delà du thorium).

La relation entre la probabilité de fission et l'énergie d'excitation est toutefois complexe : en effet la fission est un phénomène collectif lié à la déformation du noyau. Or le changement de forme du noyau demande du temps et durant ce laps de temps, la désexcitation par évaporation, qui est un phénomène rapide car impliquant les nucléons individuellement, est susceptible de mener le noyau vers un fragment non-fissile. Cette compétition entre fission et évaporation a en particulier été étudiée par Taieb [31] à la lumière de données sur la spallation de l'uranium par protons de 1 GeV.

Dans le cas du plomb, la fission concerne moins de 10% des réactions pour des énergies de l'ordre du GeV. Nous la négligerons donc dans la plupart des discussions dans la suite de ce travail.

Multifragmentation

Pour les énergies les plus importantes, on peut en arriver au cas où le noyau va se multifragmenter. Ce cas correspond à la décomposition du noyau en au moins 3 fragments, voire dans des cas extrêmes à sa complète vaporisation, éventuellement suivie d'une phase de condensation en fragments légers. La transition du régime d'évaporation-fission vers le régime de multifragmentation a fait l'objet d'une étude détaillée de Bizard *et al.* [69], dont il ressort que cette transition se déroule sur une gamme d'énergie d'excitation allant de 3 à 5 MeV par nucléon. De telles énergies d'excitation sont très difficiles à atteindre dans le cas d'un projectile mono-nucléique, et en tout cas hors d'atteinte avec un proton d'énergie

incidente de 500 MeV (dans un noyau de plomb il ne pourrait déposer au maximum que 2.5 MeV par nucléon).

Signalons tout de même que si l'on souhaite traiter des collisions à haute énergie, il est possible d'utiliser pour la désexcitation un modèle comme SMM [68] (acronyme de Statistical Multifragmentation Model), développé à partir des études de collisions noyau-noyau dans lesquelles la multifragmentation joue un rôle essentiel, et qui traite à la fois la phase évaporative et la multifragmentation. Cette seconde voie de désexcitation est ouverte aléatoirement à partir d'une énergie d'excitation de 2.5 MeV par nucléon et prend rapidement le pas sur l'évaporation statistique. Toutefois, comme nous venons de le montrer, les énergies d'excitation considérées dans ce travail sont trop basses pour qu'il soit pertinent de discuter plus avant ce modèle.

1.3.3 Limites et au-delà du modèle statistique

Le modèle statistique repose sur le fait que l'énergie d'excitation du noyau est répartie uniformément entre les nucléons et qu'entre chaque émission cette énergie est à nouveau "moyennée" de sorte que le noyau perd toute mémoire de l'émission précédente. On peut estimer ce temps de relaxation comme :

$$\tau \simeq \frac{2R}{v_s}$$

où R est le rayon du noyau et v_s la vitesse du son dans la matière nucléaire. Intuitivement il est aisé d'imaginer que si l'énergie d'excitation devient très importante, l'intervalle de temps entre deux émissions devient très court, au point de ne plus laisser le temps à la thermalisation de s'opérer ; les calculs estiment que cette limite se situe autour de 3 MeV par nucléons. Au-delà, la multifragmentation prend le pas sur l'évaporation.

L'idée selon laquelle les propriétés de densité du noyau peuvent être modifiées à haute énergie d'excitation se traduirait notamment par un abaissement des barrières d'émission à haute énergie. Cette idée a été appliquée dans le code d'évaporation de Dressner [45] mais la confrontation à l'expérience ne lui est pas favorable : la diminution de la barrière coulombienne conduit à une forte surestimation de l'émission de particules chargées et donc une nette sous-estimation de la production de résidus riches en protons [25, 26]. Toutefois une implémentation plus modérée de cet effet reste envisageable.

1.3.4 Le prééquilibre

Un argument récurrent dans les discussions portant sur les réactions de spallation est la nécessité d'assurer une transition douce entre la phase rapide, principalement décrite par un modèle à particules indépendantes, et la phase évaporative, gouvernée par des phénomènes collectifs. Il a donc été proposé d'introduire une étape intermédiaire,

dénommée pré-équilibre, qui peut être sommairement décrite comme une cascade se déroulant sur un spectre en énergie discret, basé sur des calculs de modèle en couche. Les nucléons sont disposés sur ce spectre à l'issue de la cascade en fonction de leur énergie, et le système évolue jusqu'à ce que la répartition de l'énergie entre les nucléons soit comparable à une distribution de type thermique. Un calcul d'évaporation est alors utilisé.

Concrètement, l'insertion d'un code de prééquilibre entre la cascade et l'évaporation a pour effet de diminuer fortement l'énergie du préfragment par l'émission de quelques particules rapides, et donc de favoriser la production de résidus proches du projectile au détriment de ceux plus éloignés du projectile à l'issue de la phase d'évaporation. Si cet effet tend à améliorer l'accord avec les données expérimentales d'un code comme Bertini-Dressner, il aggrave au contraire les déficiences des codes microscopiques plus récents.

Plusieurs raisons poussent à douter de la nécessité de l'étape de prééquilibre pour la description des réactions de spallation. La plus triviale est qu'elle n'améliore que très ponctuellement, voire dégrade, l'accord des codes microscopiques avec l'expérience. Ainsi certains observables associés précisément à la phase intermédiaire qu'est supposée décrire le prééquilibre, comme l'émission de neutrons d'énergie intermédiaire (15 à 30 MeV), sont très bien reproduits par les modèles en deux étapes [60]. De plus l'étude du comportement des cascades en fin de phase rapide [60, 61] montre une évolution de plus en plus progressive de l'énergie d'excitation, simulant ainsi en quelque sorte la transition vers une phase collective.

1.4 Les enjeux actuels

1.4.1 Les points d'intérêt liés aux cibles de spallation

Les recherches récentes sur la spallation ont été largement motivées par la perspective de la construction de cibles de spallation d'échelle industrielle. Les schémas généralement envisagés sont constitués d'une cible de plomb (ou d'un alliage de plomb-bismuth, dont la température de fusion est nettement plus basse que celle du plomb pur) sur laquelle est envoyé un faisceau intense (de l'ordre de 100 mA) de protons. La cible ayant des dimensions macroscopiques (plusieurs dizaines de centimètres dans l'axe du faisceau), les réactions nucléaires sont susceptibles de se produire à toutes les énergies inférieures à celle du faisceau. En conséquence la simulation des cibles épaisses requiert une bonne description des réactions sur toute la gamme d'énergie accessible. Cette importance des basses énergies est renforcée par l'émission de particules rapides dans la phase de cascade, chacune de ces particules étant susceptible de produire à son tour une réaction nucléaire (on parle de cascade *internucléaires*).

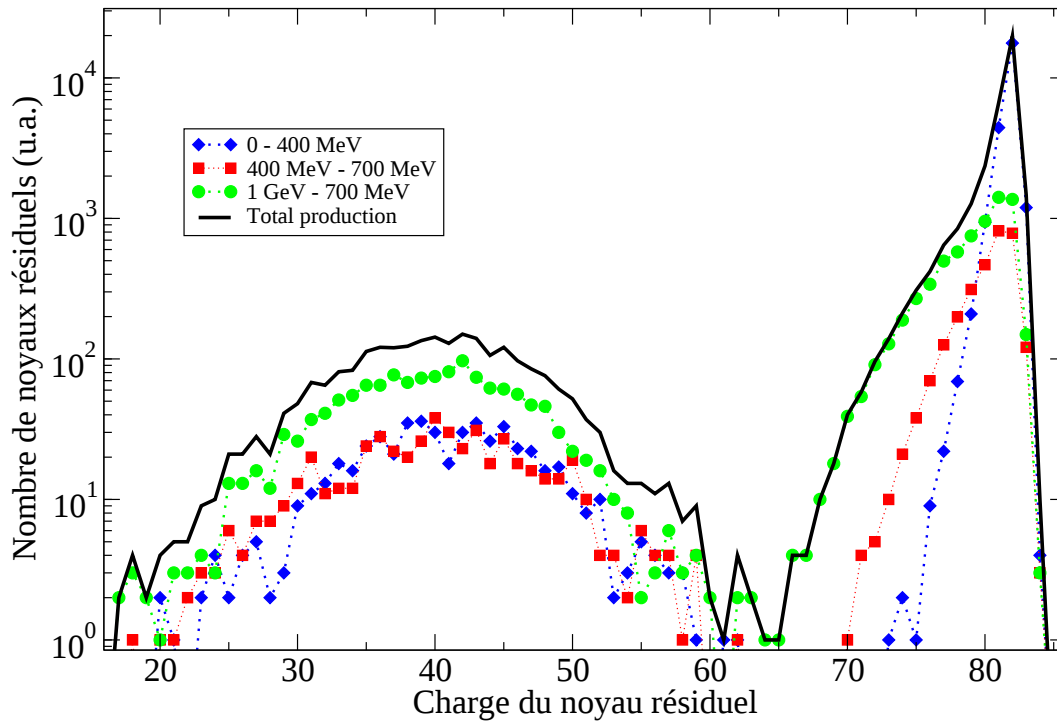


FIG. 1.6 – Nombre de noyaux résiduels formés dans une cible macroscopique irradiée par des protons de 1 GeV. Les calculs ont été réalisés par L. Donadille [70].

La figure 1.6 présente les résultats de calculs réalisés avec les codes INCL4 (cascade) et ABLA (évaporation) simulant une cible épaisse de plomb naturel (cylindre de 10 cm de rayon et 100 cm de long) irradiée par un faisceau de protons de 1 GeV. On peut ainsi estimer la contribution des différentes gammes d'énergie pour la formation des résidus dans une situation réaliste. On constate le rôle prédominant des réactions de haute énergie dans la formation des résidus les plus éloignés du projectile ; les réactions de basse énergie ne produisent que quelques noyaux très proches du projectile, mais en très grande quantité.

Un travail expérimental en radio-chimie [71] a récemment mis en évidence de fortes déviations entre les résultats des simulations en cible épaisse et les mesures réalisées dans la partie périphérique de la cible, alors même que l'accord est satisfaisant dans la partie de la cible directement soumise au flux de protons. Les causes possibles de cette déviation sont multiples : problème dans le code de transport des particules, estimation erronée de la production de particules de haute énergie (celles-ci étant susceptibles de provoquer de nouvelles réactions), mauvais traitement des réactions nucléaires aux énergies intermédiaires. La radio-toxicité à long terme d'une cible de spallation est bien entendu une source de préoccupation et doit être estimée le plus correctement possible. Parmi le millier de résidus formés dans une cible de plomb-bismuth, le nombre de ceux présentant une période radioactive dépassant quelques dizaines d'années est limité. On peut en citer

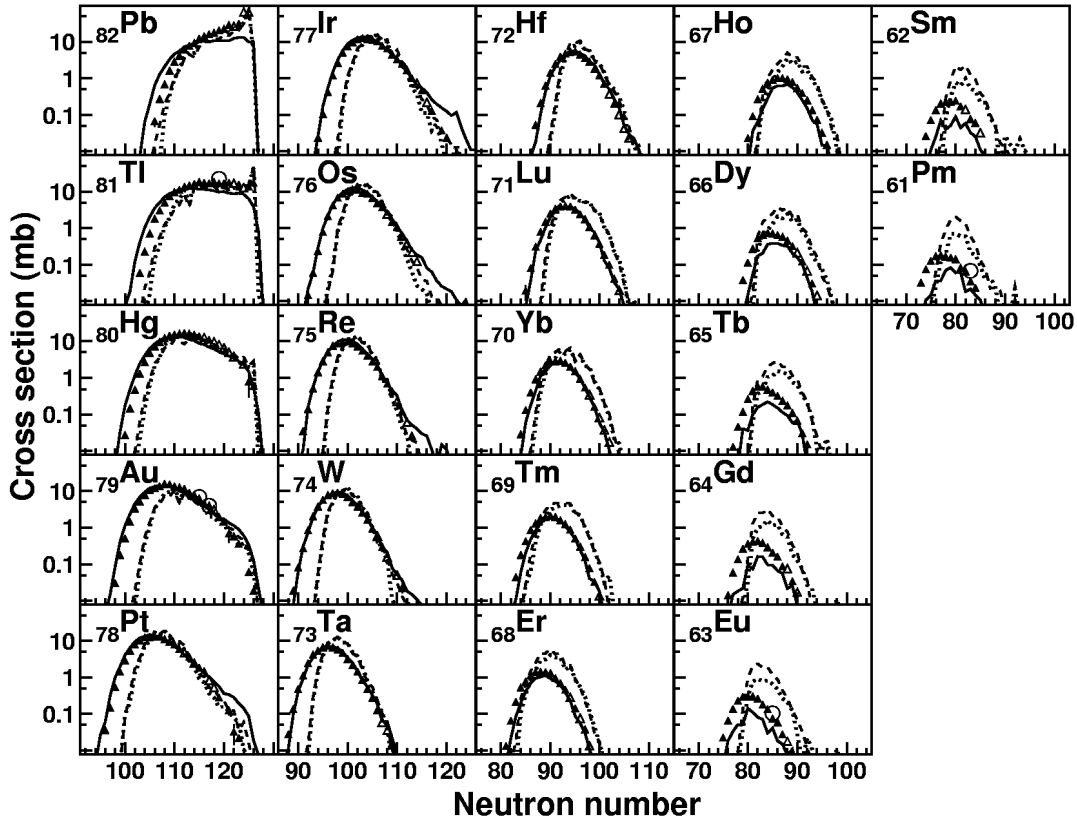


FIG. 1.7 – Résultats des mesures à 1 GeV dans le système Pb+p au FRS [29] (triangles) et comparaison à trois combinaisons de codes de calcul : INCL3+ABLA (lignes continues), Bertini+Dressner (tirets) et Isabel+Dressner (pointillés).

cinq, relativement proches des composants de la cible et donc susceptibles d'être produits en quantité importante : ^{205}Pb , ^{208}Bi , ^{207}Bi , ^{194}Hg , ^{179}Ta .

1.4.2 L'état de l'art

La moisson récente de mesures a permis des avancées appréciables dans le développement et l'évaluation des modèles décrivant les réactions de spallation. Comme on peut le constater par exemple sur la figure 1.7, il existe aujourd'hui des codes qui reproduisent de manière satisfaisante les résidus des réactions de haute énergie (autour de 1 GeV) pour des réactions conduisant à des pertes de masse allant jusqu'à une trentaine de nucléons. Les progrès les plus spectaculaires ont porté sur la reproduction des distributions isotopiques et la probabilité de fission. Ces progrès ont été obtenus par la prise en compte de phénomènes physiques nouveaux, par exemple le traitement détaillé de la dissipation [31, 72].

Toutefois un trait commun à tous les codes de calculs développés ces 20 dernières années est que la production des résidus correspondant aux réactions les plus énergétiques

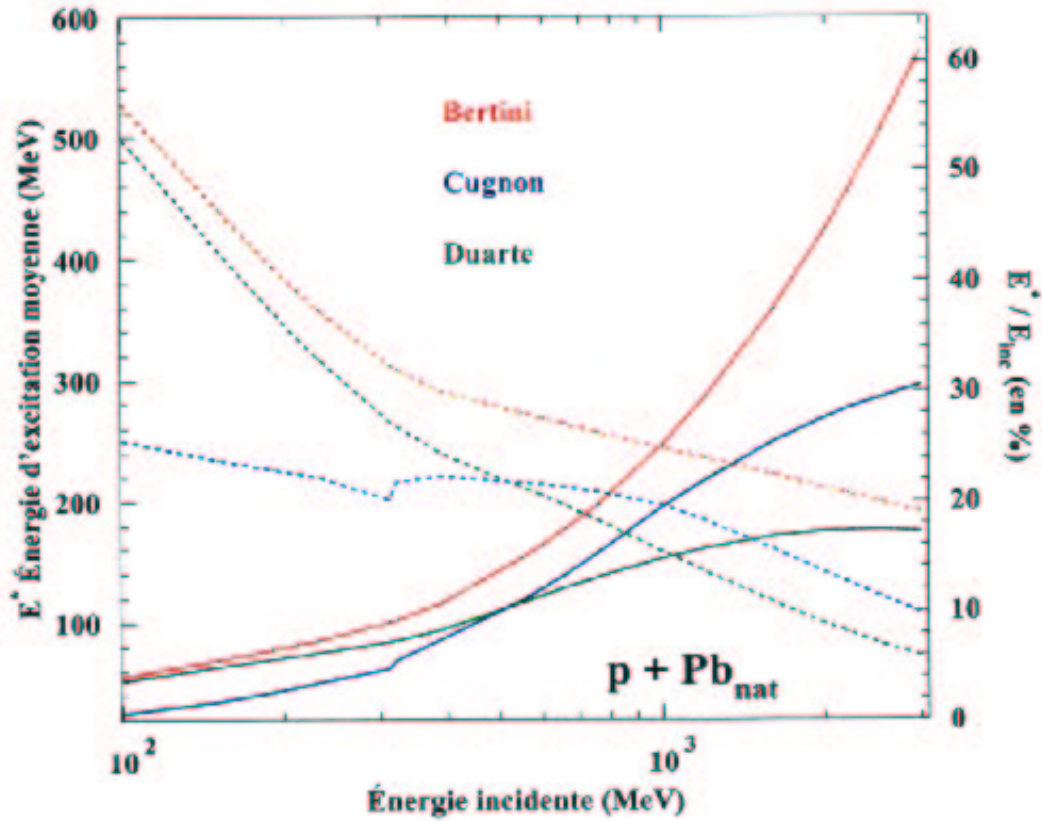


FIG. 1.8 – Énergie d'excitation moyenne en fonction de l'énergie du proton incident telle que calculée par trois codes de cascade intranucléaire : INCL 3, BRIC 1.0 et Bertini. Cette figure est extraite de la thèse de C. Tocchi [62].

est systématiquement sous-estimée. La raison de ce désaccord n'est pas déterminée : il peut s'agir d'une déficience dans la prédiction de la composante de haute énergie du spectre d'énergie d'excitation, d'une sous-estimation du taux d'émission des particules composites, de variations des barrières d'émission à haute énergie d'excitation, ou encore de la non-prise en compte de la multifragmentation.

D'autre part si l'accord avec l'expérience semble globalement satisfaisant à une énergie de 1 GeV, il est difficile de le garantir pour d'autres énergies. Une illustration des fortes différences existant entre les codes de calculs est visible sur la figure 1.8, extraite de [62] : la variation de l'énergie d'excitation moyenne prévue par trois codes de cascade présente de nettes différences. Les différences à basse énergies, si elles sont faibles, peuvent avoir une très forte influence du fait du grand nombre de particules concernées dans une cible macroscopique. Il est donc important de pouvoir trancher entre les différents comportements proposés.

1.4.3 Le choix de l'expérience Pb+p à 500 MeV

Au regard des discussions précédentes, la nécessité de mesures supplémentaires de résidus du plomb à basse énergie paraît évidente : il s'agit de contraindre les modèles dans une gamme en énergie à la fois moins explorée que la région du GeV et plus sollicitée que cette dernière lors de réactions en cibles épaisses.

Comme on le verra dans le chapitre suivant, le choix d'une énergie de 500 MeV correspond à un compromis entre d'une part la volonté de descendre aussi bas que possible en énergie et d'autre part les limitations intrinsèques du système expérimental utilisé.

Avec un projectile d'une telle énergie, la multifragmentation ne constitue pas une voie de désexcitation probable, même pour les plus hautes énergies d'excitation. En conséquence, les données obtenues constituent un bon test pour le modèle "classique" cascade et désexcitation statistique.

Chapitre 2

Le dispositif expérimental

Dans ce chapitre, nous présentons le dispositif expérimental utilisé pour étudier les résidus de spallation du plomb. Après un aperçu global de notre technique expérimentale, nous présentons le faisceau et la cible. Enfin nous décrirons en détail le fonctionnement du spectromètre FRS, et mettrons en évidence son exceptionnel pouvoir de séparation des fragments.

2.1 Description générale de l'expérience

2.1.1 Les mesures en cinématique inverse à GSI

L'expérience qui fait l'objet de cette thèse s'inscrit dans le cadre d'une campagne de mesures entamée en 1997 et dont les expériences sont réalisées à GSI, près de Darmstadt (Allemagne), auprès du spectromètre FRS (acronyme de Fragment Recoil Separator) [24]. Son objectif est la détermination des taux de production individuels de tous les résidus de spallation par proton pour plusieurs combinaisons noyau-énergie. La figure 2.1 présente une vue générale des installations expérimentales du GSI.

Afin de pouvoir identifier en masse et en charge les centaines de noyaux produits lors de telles expériences, nous avons choisi d'utiliser la technique de la cinématique inverse, dans laquelle c'est un faisceau d'ions lourds qui vient traverser une cible contenant les noyaux légers. Le centre de masse de la réaction est donc pratiquement confondu avec celui du faisceau : dans le repère du laboratoire, les fragments sont projetés vers l'avant avec une faible ouverture angulaire et peuvent donc être analysés dans un spectromètre de recul.

L'expérience présentée ici utilise un faisceau de plomb accéléré à 500 MeV par nucléon et une cible d'hydrogène liquide placée à l'entrée du spectromètre FRS. Les fragments produits sont identifiés en vol par la méthode $B\rho - \Delta E$ - temps de vol, qui est détaillée dans la suite. Il est important de noter que cette identification très rapide (le temps de

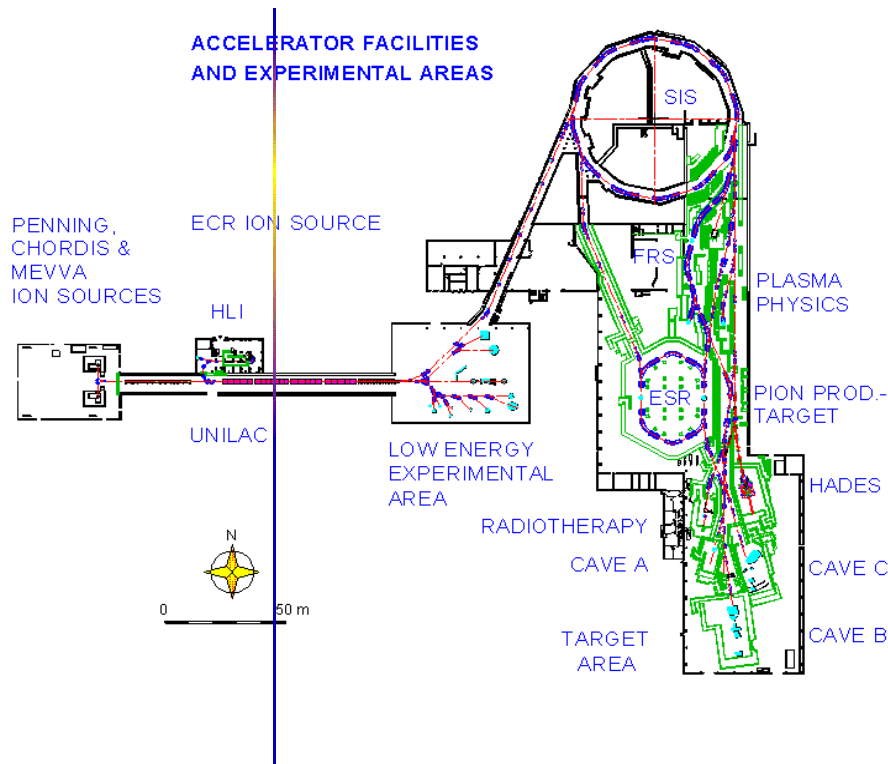


FIG. 2.1 – Vue générale des installations du GSI: à gauche, l'accélérateur linéaire UNILAC qui sert d'injecteur au synchrotron SIS. Le FRS peut être utilisé comme séparateur de fragments pour l'anneau de stockage ESR.

vol dans le spectromètre était de l'ordre de 250 ns dans le repère propre des fragments) permet d'obtenir les sections efficaces de production avant décroissance α et β .

2.1.2 Spécificités de l'expérience à 500 AMeV

Lorsque cette expérience a été menée, en avril 1999, les mesures avaient déjà été réalisées pour cinq autres systèmes, et étaient en cours d'analyse :

- Au + p à 800 MeV par nucléon [25, 26, 27] ;
- Pb + p et Pb + d à 1 GeV par nucléon [28, 29, 30].
- U + p et U + d à 1 GeV par nucléon [31, 32, 33] ;

En comparaison de ces précédentes expériences, l'expérience Pb+p à 500 MeV par nucléon se distingue par la relativement basse énergie des ions incidents. La conséquence principale est qu'il n'est plus possible de se placer dans l'approximation selon laquelle la plupart des ions traversent le FRS totalement dépourvus d'électrons, ainsi qu'on peut le voir sur la figure 2.2. La probabilité de trouver des ions avec un électron pourra même être supérieure à la probabilité de les trouver nus dans la seconde partie du FRS. Ces calculs ont été réalisés avec le code GLOBAL [73], développé à GSI. GLOBAL calcule les états de charge et la perte d'énergie d'ions traversant une couche de matière quelconque

via l'évaluation des sections efficaces de réaction au niveau atomique. Ce code sera utilisé à plusieurs occasions au cours de l'analyse des données.

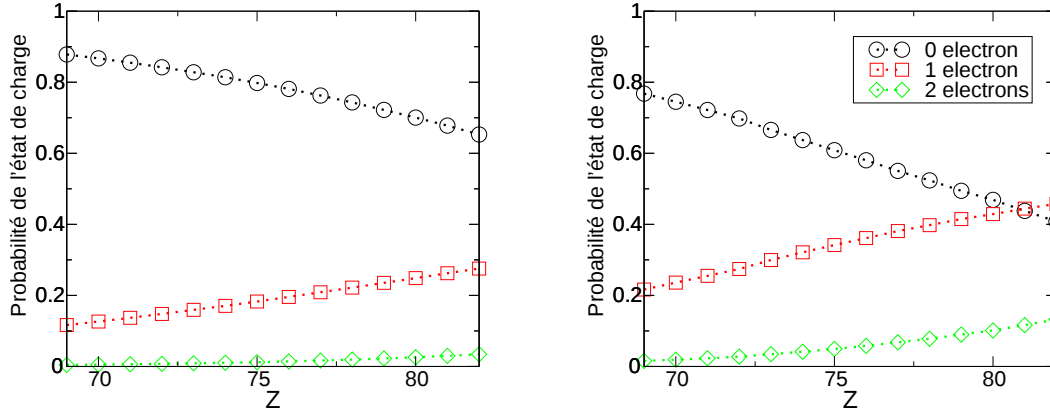


FIG. 2.2 – Probabilités des états de charge des fragments en fonction de la charge nucléaire Z dans la première (figure de gauche) et la seconde (figure de droite) partie du FRS. Ces probabilités ont été calculées avec GLOBAL [73]

Cette multiplication des états de charge rend délicate l'identification des ions : en effet, comme on le verra au chapitre 2.4, la méthode $B\rho$ - temps de vol permet de mesurer le rapport entre la masse A du fragment et sa charge atomique q : la détermination de la masse est donc tributaire de la connaissance de l'état de charge de l'ion dans le FRS, et non pas seulement de celle de sa charge nucléaire. La méthode que nous avons employée pour déterminer la charge atomique est présentée au chapitre 2.7.2.

Lors des expériences au FRS, les ions sont identifiés en charge nucléaire Z grâce à la mesure de leur perte d'énergie dans une chambre à ionisation appelée MUSIC, acronyme de Multi Sampling Ionization Chamber [74]. Or la forte probabilité d'échange de charge atomique des fragments avec le milieu qu'ils traversent rend également délicate cette identification. Un dispositif spécial, reposant sur 4 chambres MUSICs, a donc été mis en place ; il est détaillé au chapitre 2.5.

2.2 Caractéristiques du faisceau

Le faisceau utilisé par cette expérience est constitué d'ions ^{208}Pb . Après leur extraction, ils subissent une première accélération (jusqu'à 18 AMeV) dans l'accélérateur linéaire UNILAC, puis subissent un épluchage. Les ions de charge 65+ (ce qui correspond à un cortège électronique réduit à 17 électrons, état de charge le plus abondant après l'éplucheur de l'UNILAC) sont ensuite injectés dans le synchrotron SIS. Ils y sont portés à 500 AMeV avant d'être envoyés vers l'entrée du FRS, où se trouve la cible. Le faisceau ainsi obtenu se caractérise par son excellente résolution en énergie ($\Delta p/p < 10^{-3}$) et sa faible émittance (environ 2.5π mm.mrad).

Le faisceau est délivré par le SIS sous forme de paquets. Dans cette expérience, les paquets avaient une durée de 4 secondes, et étaient espacés de 4 secondes. Le SIS est capable de délivrer de tels faisceaux avec une intensité proche de 10^9 ions par paquet ; toutefois, afin de limiter le temps mort de l'acquisition, l'intensité était modulée et était le plus souvent inférieure à cette valeur.

2.2.1 Le contrôle du faisceau

Plusieurs détecteurs sont installés à l'entrée du FRS afin de déterminer l'intensité du faisceau ainsi que sa position et sa forme. L'information la plus importante pour nos mesures est le nombre de projectiles constituant le faisceau, qui servira à renormaliser le nombre de fragments observés au cours d'une mesure, permettant ainsi de déterminer les sections efficaces de production. Cette mesure doit bien sûr être faite en permanence.

La connaissance de la structure en temps des paquets permet de s'assurer de leur bonne homogénéité ; en effet on cherche à éviter les pics d'intensité, sources d'empilements des événements, et donc de temps mort.

Des grilles de courant permettent de contrôler la position du faisceau dans le plan perpendiculaire à sa direction, ainsi que son étalement ; elles constituent cependant une couche de matière importante et doivent être retirées lors des mesures.

2.2.2 Mesure de l'intensité du faisceau

Du fait des longs parcours des ions relativistes dans la matière, il n'est pas possible d'utiliser les techniques employées à basse énergie pour le contrôle des faisceaux, basées sur la collecte de la charge des projectiles. On doit donc insérer un détecteur dans le faisceau en amont de la cible ; mais celui-ci doit être d'une très faible épaisseur pour ne pas détériorer la qualité du faisceau et ne pas être une source de réactions nucléaires parasites.

Au FRS, le détecteur servant à mesurer l'intensité du faisceau est le SEETRAM (pour SEcondary Electron TRAnsmision Monitor) [75, 76]. Il est constitué de 3 feuilles d'aluminium de 10 cm de diamètre, perpendiculaires au faisceau, pour une épaisseur totale de 8.9 mg.cm^{-2} (les réactions nucléaires dans cette épaisseur de matière ne dépassent pas 0,1% de celles survenant dans la cible). Les feuilles extérieures sont reliées à un potentiel de +80 V, tandis que la feuille centrale est reliée à l'électronique d'acquisition.

Lors du passage d'un ion, des électrons sont arrachés à la feuille centrale et sont collectés par les feuilles extérieures : il y a donc création sur la feuille centrale d'un courant proportionnel au nombre d'ions incidents, qui va être mesuré par un module électronique (appelé digitaliseur de courant). Celui-ci réalise plusieurs opérations successives : tout d'abord le courant est transformé en une tension, puis ce signal passe un filtre intégrateur dont la constante de temps est d'une seconde. Enfin ce signal analogique est transformé

en impulsions, chacune correspondant à une charge donnée. Ce facteur de sensibilité est réglable.

Le courant induit par le passage du faisceau dépend de la nature des ions incidents et de leur énergie. Un étalonnage est donc nécessaire pour chaque expérience. La procédure retenue est détaillée au chapitre 3.5.3.

2.3 La cible

Procéder à l'étude de la spallation par l'hydrogène en cinématique inverse requiert une cible d'hydrogène. L'hydrogène étant gazeux à température ambiante, il n'est pas envisageable de l'utiliser tel quel car l'épaisseur de cible nécessaire serait bien trop importante. Ces dernières années, des expériences ont été menées par plusieurs groupes en utilisant une cible de poly-éthylène ($(\text{CH}_2)_n$). Malgré la facilité d'utilisation d'une telle cible, notre collaboration n'a pas choisi cette voie, car la soustraction de la contribution du carbone aux sections efficaces mesurées est délicate : en effet, la probabilité de former les fragments sur le carbone est du même ordre que celle sur l'hydrogène, voire très supérieure pour des fragments très éloignés du projectile. Il a, à la place, été décidé de faire développer par le laboratoire SATURNE de Saclay une cible cryogénique d'hydrogène liquide [77]. L'hydrogène isotopiquement pur (ou le deutérium si désiré) est progressivement introduit sous forme gazeuse dans l'enceinte à 20 degrés Kelvin où il se liquéfie, offrant une cible de 87 mg.cm^{-2} , soit une probabilité de réaction de 10% environ. Cette épaisseur résulte d'un compromis entre plusieurs impératifs : limiter le taux de réactions multiples dans la cible (ici environ 5% des réactions), limiter les dispersions, aussi bien angulaire qu'énergétique, et garantir que la contribution de l'hydrogène est dominante par rapport à celle des fenêtres de la cible.

Les parois de la cible dans l'axe du faisceau doivent résister à la différence de pression entre le liquide (1 bar) et le vide poussé du FRS (10^{-7} bar). Elles sont constituées d'une double feuille de titane. Leur contribution à la section efficace mesurée est d'environ 7%, ce qui ne peut être négligé. La contribution des parois est donc systématiquement mesurée à l'aide d'une cible fantôme (vide) lors d'une seconde séquence de mesures et soustraite de la section efficace totale.

La différence de pression provoque une courbure appréciable des feuilles de titane, ce qui modifie localement l'épaisseur de matière traversée par le faisceau (jusqu'à 7% de l'épaisseur totale, soit une flèche de 2mm). Cette courbure a été mesurée lors de la première expérience de notre campagne [25].

Derrière la cible, une feuille de niobium de 60 mg.cm^{-2} était disposée afin d'optimiser la proportion d'ions entièrement épluchés entrant dans le FRS.

2.4 Le spectromètre FRS

Le FRS est un spectromètre de recul, constitué de deux sections magnétiques séparées par un plan focal intermédiaire (S_2). La présence éventuelle d'une épaisseur de matière (appelée dégradeur) à S_2 autorise différents modes de fonctionnement pour le FRS. Le mode le plus utilisé, qui est celui que nous avons retenu, est dit achromatique, par analogie avec l'optique. Dans ce mode, le dégradeur est profilé de telle manière que les fragments de même (A,Z), dispersés à S_2 du fait de leur distribution en énergie cinétique, se retrouvent focalisés au même point au plan focal final S_4 [78].

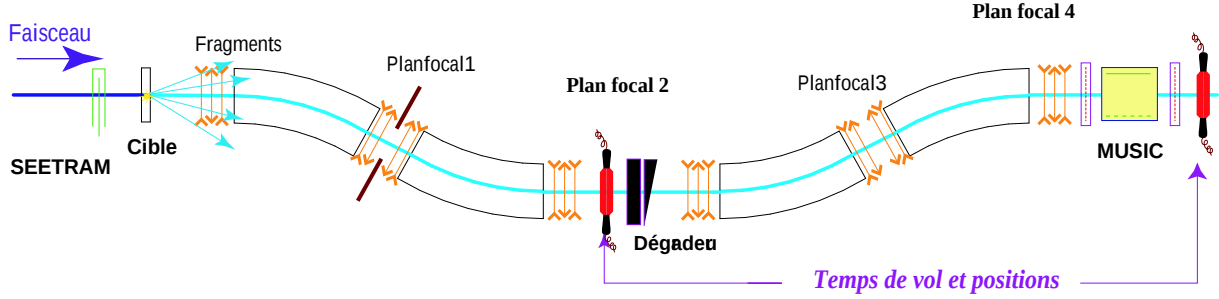


FIG. 2.3 – Schéma du séparateur de fragments FRS et de ses équipements de détection associés. Le faisceau entre dans le séparateur par la gauche.

Plongé dans un champ magnétique homogène B , un ion de moment p et de charge q suit une trajectoire circulaire dans le plan perpendiculaire au champ. Le rayon ρ de cette trajectoire est donné par :

$$B\rho = \frac{p}{q}$$

Pour des projectiles relativistes de A nucléons, on a donc :

$$B\rho = \frac{m_0 \cdot c^2}{e \cdot c} \frac{A}{q} (\beta\gamma) \quad (2.1)$$

β et γ désignent respectivement le rapport de la vitesse du projectile à la vitesse de la lumière et le facteur de Lorentz associé. Le terme $m_0 \cdot c^2 / e \cdot c$, où m_0 désigne la masse nucléaire élémentaire, c la vitesse de la lumière, et e la charge électrique élémentaire, vaut 3.105 lorsque $B\rho$ est exprimé en tesla mètres, ce qui est l'usage. Nous exprimerons dans la suite de nos calculs toutes les valeurs de champs magnétiques en les renormalisant implicitement par cette valeur.

2.4.1 Première sélection magnétique

Après avoir traversé la zone cible (S_0), les ions traversent successivement 2 dipôles magnétiques pour atteindre un plan focal intermédiaire dispersif (S_2). On peut, pour

simplifier, considérer ces 2 dipôles comme un seul élément, qui courbe la trajectoire des ions selon la formule 2.1. Au niveau des plans focaux, la modification de trajectoire d'un ion par un dipôle magnétique ne dépend pas de l'angle et peut être décrite de façon simplifiée sous forme matricielle par :

$$\begin{pmatrix} x' \\ \delta(B\rho)' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M & D \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ \delta(B\rho) \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

où x représente la position de l'ion par rapport à la trajectoire centrale, et $\delta(B\rho)$ la différence relative de la rigidité magnétique (ou encore, de l'impulsion) de l'ion à celle d'un ion qui suivrait la trajectoire centrale dans le dipôle. D est appelé dispersion du dipôle, et M grandissement.

Les ions étant tous centrés à l'entrée de la première section du FRS, leur position à S_2 pour un réglage donné du spectromètre dépend seulement de leur rigidité magnétique. On obtient trivialement à partir de l'équation 2.2 :

$$\delta(B\rho) = \frac{B\rho - (B\rho)_0}{(B\rho)_0} = \frac{X_{S_2}}{D_2} \quad (2.3)$$

X_{S_2} est la position à S_2 . Le terme D_2 désigne la dispersion de la première section magnétique. Sa valeur est variable en fonction de l'optique magnétique mise en place pour l'expérience. En revanche, le FRS présente une acceptation fixe de 1.5%, c'est-à-dire que seuls seront transmis dans la première partie les ions dont la rigidité magnétique respecte la loi :

$$\frac{|B\rho - (B\rho)_0|}{(B\rho)_0} < 1.5\%$$

Compte tenu de la faible épaisseur de matière traversée dans la zone de la cible, on peut au premier ordre considérer que tous les ions ont la même vitesse ; la sélection de la première partie se ramène donc à une sélection de l'ensemble des ions dont le rapport A/q est voisin de celui pour lequel est réglé le FRS. Une conséquence essentielle de cette sélection est qu'elle permet d'éliminer le faisceau principal, protégeant ainsi les dispositifs de détection.

Au cours de l'analyse des données, une fois les ions identifiés, il devient possible d'inverser la formule 2.1 et d'en déduire la vitesse des fragments dans la première partie du FRS. Les très faibles variations de vitesse (au regard de la vitesse des fragments dans le laboratoire) induites par la réaction nucléaire peuvent alors être mesurées avec une précision égale à celle de la mesure de la rigidité magnétique, soit environ 0,05%.

2.4.2 Transmission angulaire

La transmission du FRS

Outre la sélection en rigidité magnétique, le FRS impose aussi une sélection en angle des fragments. Lors de la réaction dans la cible, le projectile acquiert un certain moment cinétique de recul, en moyenne d'autant plus grand que la perte de masse est importante [79] ; il acquiert aussi une impulsion transverse. Dans le repère du laboratoire, cela se traduit par une émittance en angle des fragments autour de l'axe du faisceau. Or, l'acceptance angulaire du FRS étant limitée, la transmission des fragments dépend directement de leur émittance angulaire.

Une étude systématique de la transmission a été menée à bien récemment au sein de notre collaboration [80]. On peut toutefois raisonner dans un premier temps sur un modèle simplifié de la transmission. Il est admis que la distribution en impulsion des fragments suit une distribution gaussienne dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau :

$$f(p_x, p_y) dp_x dp_y = \exp\left(-\frac{p_x^2 + p_y^2}{2\sigma^2}\right) \frac{1}{2\pi\sigma^2} dp_x dp_y$$

La symétrie cylindrique du système impose que la largeur σ des distributions est la même pour les axes x et y . Les distributions angulaires se déduisent trivialement dans l'approximation où les impulsions transverses sont petites devant l'impulsion du faisceau :

$$\theta_x = \frac{p_x}{p_z} \text{ et } \theta_y = \frac{p_y}{p_z}$$

D'où, en passant en coordonnées cylindriques :

$$f(\theta^2) = \frac{1}{2\sigma_\theta^2} e^{-\frac{\theta^2}{2\sigma_\theta^2}} d(\theta^2)$$

Si on suppose que l'acceptance du FRS peut être assimilée à un disque, on peut définir un angle limite de transmission θ_{FRS} . La transmission s'écrit alors :

$$T = \int_0^{\theta_{FRS}^2} f(\theta^2) d(\theta^2) = 1 - e^{-\left(\frac{\theta_{FRS}}{\sigma_\theta}\right)^2}$$

La transmission T dépend donc seulement de l'acceptance intrinsèque du FRS θ_{FRS} , qui est estimé à 15 mrad, et de la largeur angulaire moyenne d'émission des fragments, qui peut se calculer à partir des impulsions longitudinale et transverse exprimées dans le repère du laboratoire.

On voit donc que la détermination de la transmission repose sur la connaissance de la composante transverse de l'impulsion des fragments. Or cette composante ne peut être mesurée lors des expériences menées au FRS, le spectromètre n'étant sensible qu'à la

composante longitudinale. Pour procéder à son évaluation, on doit donc avoir recours à des arguments théoriques et utiliser des mesures réalisées par d'autres auteurs.

Evaluation des impulsions transverses

Lors de la phase de cascade, le système présente une symétrie axiale évidente autour de l'axe du faisceau, et on s'attend donc à une valeur moyenne nulle des impulsions transverses et à un transfert en impulsion longitudinale d'autant plus grand que la perte de masse est importante [79]. La largeur des distributions en impulsion induites par ce processus a été estimée théoriquement par Goldhaber [81], qui ne prévoit pas d'anisotropie de cette dernière grandeur. Ce dernier point n'a pas reçu de confirmation expérimentale explicite mais n'est pas nécessaire à nos calculs.

Lors de la phase d'évaporation, l'émission de particules est isotrope dans le référentiel du centre de masse, et on considère donc que les impulsions (longitudinale et transverses) ne sont pas modifiées en moyenne, mais seulement élargies, de manière là encore isotrope.

Si l'éventuelle anisotropie liée à la phase de cascade ne peut être testée au FRS, il existe des travaux dédiés à la mesure des impulsions transverses des résidus. Ainsi Hüntrup *et al.* [44] a récemment étudié cette composante transverse pour des systèmes divers en cinématique inverse. Il ressort de cette étude que la largeur des distributions en impulsion transverse croît très nettement avec l'énergie du projectile et avec la masse du noyau cible. Une part importante de cet accroissement est lié à la diffusion coulombienne induite par les charges élevées de la cible. Néanmoins, pour une énergie de 1 AGeV et une cible légère (CH_2) l'accord entre les largeurs en impulsion transverse mesurées et la formule de Goldhaber est tout à fait satisfaisant. Cette dernière formule semble donc être une bonne approximation pour estimer la transmission du FRS.

Notons que les mesures précédentes de spallation au FRS ont toutes mise en évidence que le modèle de Goldhaber surestime la largeur de la composante longitudinale de l'impulsion des fragments. Le fait qu'il semble reproduire correctement la composante transverse témoignerait donc d'une légère anisotropie des largeurs en impulsion des résidus.

La transmission pour cette expérience

Si la transmission constitue une question critique pour la mesure des fragments de fission, elle n'induit le plus souvent qu'une faible correction pour les mesures de fragmentation d'ions lourds puisque leur distribution angulaire ne présente qu'une faible extension. En procédant à une étude à basse énergie comme la notre, deux phénomènes contradictoires entrent en jeu. D'une part, la basse énergie diminue la focalisation vers l'avant des fragments, ce qui peut conduire à abaisser la transmission ; d'autre part, la gamme accessible en masse est plus réduite, privilégiant les fragments les plus lourds, donc les mieux

transmis puisque ce sont ceux qui acquièrent le moins d'impulsion transverse lors de la réaction.

Que l'on utilise le calcul détaillé de Pereira *et al.* [80] ou l'estimation proposée ci-dessus, en utilisant dans les deux cas le modèle de Goldhaber, les résultats sont très proches pour le système Pb+p à 500 AMeV : la transmission angulaire attendue est de 100% pour les fragments de masse supérieure à 180, et décroît lentement pour atteindre 95% pour les fragments autour de la masse 150. Une correction liée à la transmission angulaire ne devrait donc être que marginale dans cette expérience.

2.4.3 Plan focal intermédiaire

La position des fragments au plan focal intermédiaire S_2 est mesurée par un scintillateur plastique (épaisseur : 3 mm) couplé à deux photo-multiplicateurs (côtés gauche et droit) [82]. La différence de temps entre les signaux provenant des deux côtés opposées permet de déterminer la position horizontale du fragment. Le plastique couvre l'ensemble de la largeur accessible aux fragments, soit 25 cm. On estime que l'incertitude sur la mesure de position par ce détecteur est d'environ 3 mm.

Deux chambres multi-fils peuvent être placées dans la ligne de faisceau. Elles permettent une mesure calibrée de la position des ions et sont donc utilisées pour centrer le faisceau lors des réglages préliminaires. Elles doivent être retirées pour les mesures car elles représentent une épaisseur de matière importante et très inhomogène, et perturberaient donc la qualité optique du spectromètre.

Une couche de matière supplémentaire appelée dégradeur est également placée dans la ligne de faisceau. Il s'agit d'un ensemble de blocs d'aluminium profilés. Comme on le verra au paragraphe 2.4.6, le dégradeur, s'il présente un profil particulier, peut être utilisé pour faire fonctionner le FRS selon des modes optiques particuliers [83]. On peut toutefois le considérer dans un premier temps comme un bloc de matière homogène : il va permettre de réduire très fortement la gamme d'ions transmis par la seconde partie du FRS.

La perte d'énergie élémentaire d'un ion dans la matière peut être estimée grâce à la formule de Bethe-Bloch :

$$-\frac{dE}{dx} \propto \frac{Z^2}{v^2} \quad (2.4)$$

Si l'épaisseur du dégradeur est importante, l'énergie, donc la rigidité magnétique des ions, se trouve fortement modifiée, essentiellement en fonction de Z . Combiné à la seconde sélection magnétique, il contribue donc à accroître très fortement la sélectivité globale du FRS.

Pour cette expérience, l'épaisseur du dégradeur avait été fixée à 1700 mg.cm^{-2} , soit environ la moitié du parcours des fragments dans l'aluminium aux énergies mises en jeu.

Aux énergies attendues pour les fragments sortant du dégradeur (300 à 350 AMeV environ), l'aluminium constitue le meilleur élément pour optimiser l'épluchage des ions

de haut nombre atomique : aucune couche de matière dédiée à cette fonction n'a donc été insérée à sa suite.

2.4.4 Seconde sélection magnétique

La seconde partie du FRS réalise une nouvelle sélection magnétique. De la même façon que pour la première sélection magnétique, on peut relier les positions des ions à S_2 et S_4 à leur rigidité magnétique à partir de l'équation 2.2 :

$$\frac{B\rho - (B\rho)_0}{(B\rho)_0} = -\frac{M_2}{D_4} \cdot X_{S_2} + \frac{X_{S_4}}{D_4} \quad (2.5)$$

M_2 est le grandissement de la seconde partie du FRS, comme dans l'équation 2.5. Dans la suite on notera parfois le rapport $-D_4/M_2$ comme D_3 .

En l'absence de dégradeur à S_2 , cette seconde sélection fait doublon avec celle réalisée par la première partie du FRS et n'a donc pas d'effet particulier sur la gamme des ions transmis. En revanche, en présence d'un dégradeur, seul un très petit nombre d'ions est finalement transmis jusqu'à S_4 : la combinaison du dégradeur et de la sélection magnétique revient en quelque sorte à une sélection en Z qui fait suite à celle en A/q de la première partie du FRS. Cet effet est visible sur la figure 2.7.

Ceci est particulièrement intéressant pour la production de faisceaux secondaires, où on cherche à produire un faisceau isotopiquement pur, ou pour l'étude de noyaux exotiques. Dans ce dernier cas l'élimination des noyaux moins exotiques transmis dans la première partie, car ayant le même A/q que le noyau recherché, permet de travailler avec une très forte intensité de faisceau sans risquer de saturer les détecteurs finaux du spectromètre.

2.4.5 Plan focal final et temps de vol

La position des ions au plan focal final est mesurée par trois détecteurs : deux chambres à fils et un scintillateur plastique. Les deux chambres à fil [84], espacées de 3 m, permettent d'obtenir une mesure de l'angle de l'ion. Toutefois la faible dynamique de leurs signaux ne les rend pas appropriées pour une mesure systématique de la position. Celle-ci est obtenue par le scintillateur, qui sert également de déclencheur à l'ensemble de l'acquisition. Ces chambres à fil ne sont pas présentes sur la figure 2.3 car elles n'ont pas été utilisées lors de l'analyse des données, du fait d'un fonctionnement déficient.

Le temps de vol entre S_2 et S_4 est obtenu par la différence de temps entre les signaux des deux scintillateurs plastiques ; la valeur retenue est la moyenne entre le temps de vol vu par les signaux gauches et celui vu par les signaux droits, chacun étant calibré indépendamment.

2.4.6 Mode achromatique et profil du dégradeur

Un système optique est dit achromatique si la position finale des rayons lumineux à la sortie est indépendante de leur longueur d'onde. Par analogie, on parle de mode achromatique pour un spectromètre lorsque la position des ions au plan focal final est indépendante de leur moment initial.

A partir de la formule 2.2 on peut caractériser un ensemble de deux dipôles par :

$$\begin{pmatrix} x'' \\ \delta(B\rho)'' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_2 M_1 & M_2 D_1 + D_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ \delta(B\rho) \end{pmatrix}$$

On constate donc que l'association des deux dipôles constitue un ensemble achromatique si et seulement si la position finale ne dépend pas de l'écart en $B\rho$ initial, c'est-à-dire, avec les notations des paragraphes précédents :

$$M_2 \cdot D_2 + D_4 = 0$$

où M est le grandissement de la seconde section magnétique. La valeur du grandissement de la première partie n'a jamais à être considérée puisque les ions sont toujours centrés à l'entrée du FRS.

L'optique magnétique du FRS est toujours choisie de manière à obtenir un système achromatique. Mais le calcul précédent ne vaut que dans le cas où les ions ne voient pas leur énergie modifiée entre les deux sections magnétiques. L'introduction du dégradeur à S_2 détruit l'achromaticité du spectromètre. Mais il est possible de la restaurer en donnant au dégradeur un profil particulier.

D'après les formules (2.3) et (2.5), la position au plan focal final d'un ion (A, q) est donnée par :

$$\begin{aligned} x_4 &= D_4 \left(\frac{B\rho_2}{(B\rho_2)_0} - 1 - \frac{x_2}{D_3} \right) \\ &= D_4 \left(\frac{B\rho_2}{(B\rho_2)_0} - 1 - \frac{D_2}{D_3} \cdot \left(\frac{B\rho_1}{(B\rho_1)_0} - 1 \right) \right) \\ &= D_4 \left(\frac{p_2}{(p_2)_0} - \frac{p_1}{(p_1)_0} \right) \end{aligned}$$

Les valeurs portant l'indice 0 sont associées à la trajectoire associée à la vitesse moyenne de l'ion considéré, pour un réglage des champs magnétiques donné, et les termes x correspondent aux écarts à cette trajectoire. On a admis ici que $D_2 = D_3$, c'est-à-dire que les aimants du FRS constituent un système achromatique, et que l'état de charge de l'ion n'est pas modifié par la traversée du dégradeur. La position de l'ion à S_4 est donc

indépendante de sa dispersion en moment à la sortie de la cible si et seulement si:

$$\frac{p_2}{(p_2)_0} - \frac{p_1}{(p_1)_0} = 0$$

ou encore :

$$\frac{\delta p(x)}{p_1(x)} = \frac{\delta p(0)}{p_1(0)}$$

où $\delta p(x)$ est la variation de moment due au passage à travers le dégradeur pour un ion arrivant à la position x à S_2 . En première approximation, on peut écrire que la variation en moment pour une épaisseur de matière e est proportionnelle à :

$$\delta p \propto p^{-\lambda} e$$

avec λ pouvant être considéré comme constant pour une gamme d'énergie limitée. On a ainsi :

$$\begin{aligned} e(x) &= e(0) \left(\frac{p(x)}{p(0)} \right)^{1+\lambda} \\ &= e(0) \left(1 + \frac{\Delta p}{p(0)} \right)^{1+\lambda} \\ &= e(0) \left(1 + \frac{\Delta x}{D_2} \right)^{1+\lambda} \\ &\simeq e(0) (1 + \alpha x) \end{aligned}$$

Le terme $\Delta x/D_2$ étant petit, on en déduit que le dégradeur doit présenter une pente α constante. Cette pente dépend fortement de l'énergie des ions considérés. Elle doit donc être estimée pour chaque expérience, par exemple à l'aide d'un logiciel comme ATIMA [85].

2.5 Chambres MUSIC: identification en Z

2.5.1 Description

L'identification en Z des éléments repose sur l'utilisation de chambres à ionisation, appelées MUSIC [74]. Il existe deux modèles de chambre, de 40 ou 60 cm de long; toutes comportent 4 anodes disposées sur un plan parallèle à la trajectoire des fragments. Le schéma du modèle de 60 cm est présenté sur la figure 2.4.

Ces chambres, remplies avec du gaz P10 (90% Ar - 10% CH₄) sont placées à la sortie du FRS. Lors du passage d'un fragment dans le gaz, un nuage d'électrons se forme et dérive vers les anodes sous l'effet d'un champ électrique. Le nombre de ces électrons varie comme le carré de la charge atomique de l'ion incident. La vitesse typique des électrons

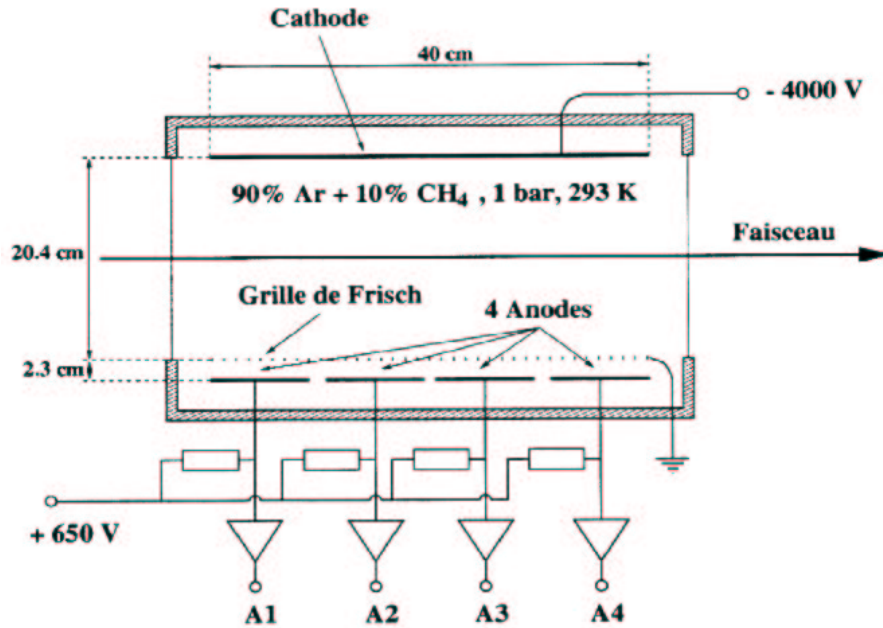


FIG. 2.4 – Schéma d'une chambre MUSIC.

est de l'ordre de $5 \text{ cm} \cdot \mu\text{s}^{-1}$, conduisant à un temps de dérive maximal voisin de $5 \mu\text{s}$. Une grille de Frisch est disposée à 2 cm des anodes, de manière à assurer que le signal obtenu par influence électro-statique sur les anodes est indépendant de la trajectoire de l'ion incident. La charge est mesurée par l'intermédiaire d'un pré-amplificateur de charge.

2.5.2 Réponse au passage d'un ion

Il est important de noter que le signal délivré par les MUSICs dépend de la charge atomique du fragment : ces chambres sont donc sensibles à l'état de charge du fragment étudié. On peut illustrer la réponse d'une telle chambre au passage d'un ion chargé en considérant deux cas extrêmes :

- Le libre parcours moyen de l'ion pour les réactions d'échange de charge est très grand devant l'épaisseur de gaz : on peut alors considérer qu'aucun échange de charge ne survient, et la perte d'énergie dans le gaz dépend donc de la charge atomique de l'ion.
- Le libre parcours moyen de l'ion pour les réactions d'échange de charge est très petit devant l'épaisseur de gaz : les ions incidents vont donc en moyenne atteindre une charge dite d'équilibre, laquelle ne dépend que de Z et non plus de leur charge atomique initiale.

Pour l'expérience Pb+p à 500 AMeV, les fragments qui sortent du FRS peuvent présenter divers états de charge ; de plus la probabilité d'échange de charge dans le gaz ne peut être négligée, la section efficace de capture électronique augmentant fortement avec

la diminution de l'énergie des fragments. Une identification correcte en charge nucléaire demande donc que le dispositif de mesure se rapproche du second cas décrit ci-dessus. De plus, si le nombre d'échanges de charge d'un groupe d'ions de même charge nucléaire est faible, leur perte d'énergie dans le gaz présente de larges fluctuations, ce qui conduit à une dégradation de la résolution.

L'épaisseur de gaz dans une MUSIC standard est de 90 mg.cm^{-2} pour de l'argon à pression atmosphérique. Dans l'expérience Pb+p à 500 AMeV, les ions sortent du FRS avec une énergie de l'ordre de 300 AMeV : environ 140 mg.cm^{-2} de gaz sont nécessaires pour qu'ils atteignent l'état de charge à l'équilibre. Ainsi il faudrait deux MUSICs successives pour atteindre l'état de charge à l'équilibre.

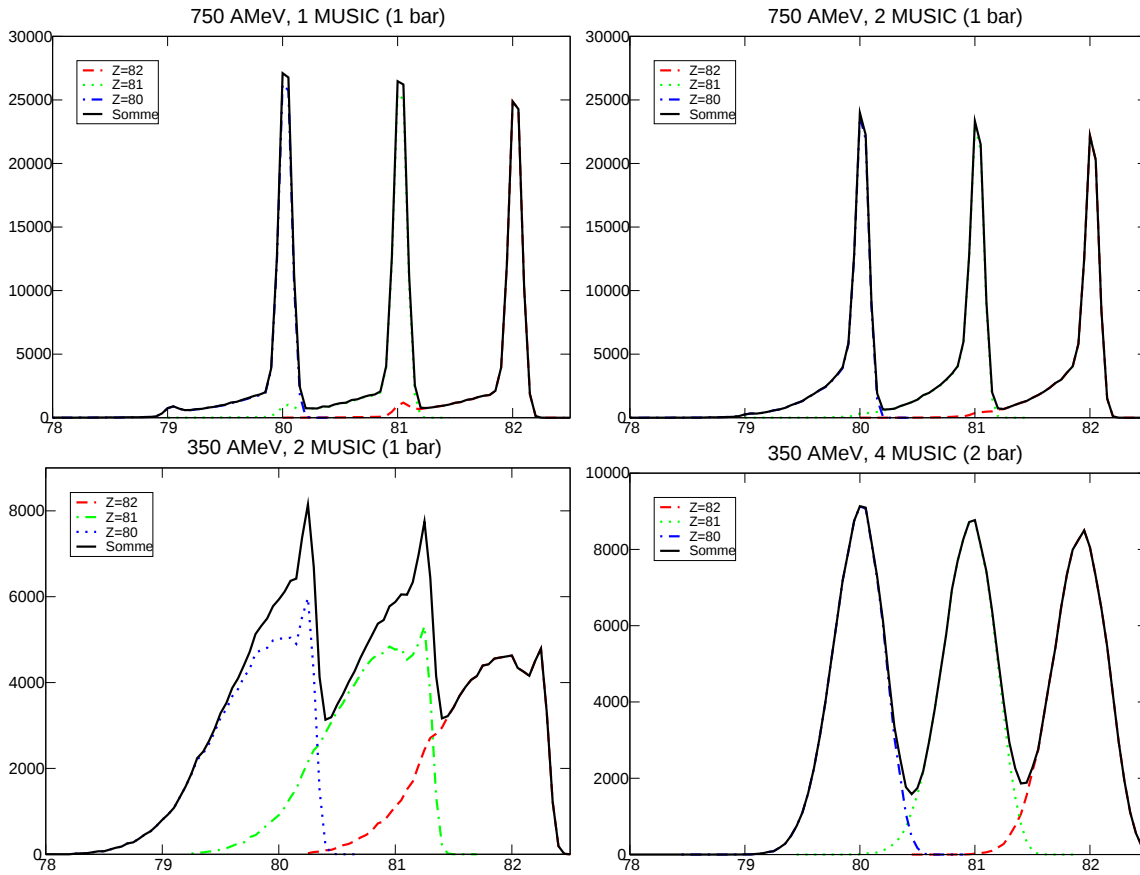


FIG. 2.5 – Comparaison des réponses de une, deux ou quatre MUSICs au passage de fragments de mercure, tallium et plomb [86]. Ces spectres ont été simulés pour des énergies incidentes de fragments correspondant à des énergies de faisceau de 500 AMeV (bas) et 1 AGeV (haut) MUSIC; les échelles horizontales ont été ajustées pour être centrées sur la valeur moyenne de chaque pic. Le dispositif retenu pour cette expérience correspond à la situation présentée en bas à droite.

Des calculs Monte-Carlo réalisés lors de la préparation de l'expérience ont montré qu'une résolution suffisante pour permettre l'identification en charge nucléaire n'était obtenue qu'à partir d'une épaisseur supérieure à l'équivalent de quatre MUSICs. Pour

obtenir la meilleure résolution possible, il a donc été choisi de mettre bout-à-bout quatre MUSICs remplies de gaz à la pression de 2 bars. Dans ces conditions, environ 50 échanges de charges sont attendus pour chaque fragment [87].

Sur la figure 2.5 sont comparés les spectres prévus par une telle simulation pour une épaisseur de gaz normale, c'est-à-dire équivalent à deux chambres MUSIC remplies de gaz à un bar, et pour l'épaisseur utilisée dans cette expérience. On constate clairement que le dispositif habituel est très loin d'offrir une résolution satisfaisante, alors que le dispositif retenu permet une amélioration drastique de la résolution en charge. Pour comparaison, les deux dispositifs habituellement utilisés pour des ions de 1 AGeV ont été également simulés (partie supérieure de la figure). On constate que si la résolution attendue lors de cette expérience permet l'identification de la très grande majorité des fragments, on reste très en deçà de la résolution obtenue pour des énergies de faisceau de l'ordre de 1 AGeV.

2.5.3 Choix du gaz

Lors de la préparation de l'expérience, il avait été pris la décision de remplacer le gaz P10 (qui est le gaz standard utilisé dans les chambres MUSIC) par de l'octafluorure de carbone (C_3F_8). En effet ce dernier gaz, fréquemment utilisé dans des chambres à ionisation, présente une densité supérieure à celle du P10, et aurait donc offert une quantité de matière supérieure pour un même volume de gaz.

Mais lors des phases de test, il s'est avéré que les MUSICs ne fonctionnaient pas correctement avec ce gaz. Cela peut être mis sur le compte d'un taux de capture électronique nettement plus élevé pour C_3F_8 que pour les molécules de gaz P10. Ce taux de capture ne pose pas de problème pour des chambres utilisant un gaz à très basse pression ; mais ici il empêchait les électrons de dérive d'atteindre les anodes en nombre suffisant.

2.6 Électronique d'acquisition

2.6.1 Vue globale de l'acquisition et signaux de déclenchement

Un schéma général de l'acquisition du FRS est présenté sur la figure 2.6. On distingue deux grands groupes de modules : un ensemble de codeurs en temps et en amplitude qui traitent les signaux de temps, de position, et de perte d'énergie dans les MUSICs (qu'on va désigner du terme général "codeurs analogiques") ; et les échelles, qui comptent les signaux logiques associés aux horloges, à l'intensité du faisceau, et au décompte des événements.

Parmi ces signaux, deux ont une importance particulière : la voie gauche du scintillateur de S_4 (choix arbitraire : la voie droite aurait également convenu) et l'horloge à 1Hz. Chacun de ces deux signaux peut déclencher la lecture de l'ensemble des modules de l'électronique ; les valeurs lues sont alors placées sur une bande DLT et constituent un "événement". Lors de cette phase de lecture, l'acquisition est bloquée : il existe ainsi un

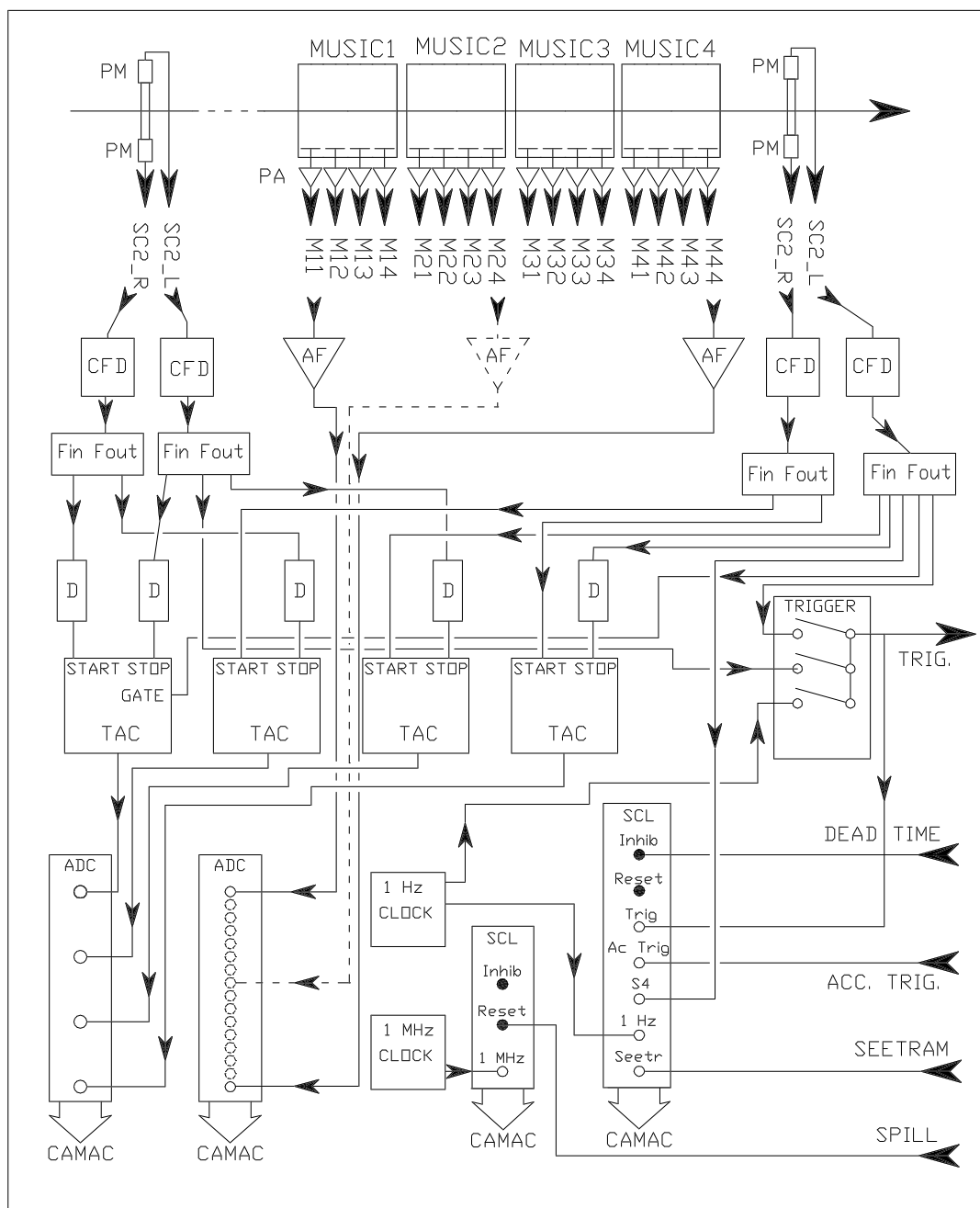


FIG. 2.6 – Schéma de l'acquisition du FRS telle que mise en oeuvre lors de l'expérience Pb+p à 500 AMeV.

”temps mort” au cours duquel les signaux des codeurs analogiques sont ignorés. En revanche les échelles continuent à fonctionner, ce qui permet en particulier de garder une trace d’événements survenant lors de cette phase de temps mort. On verra dans le chapitre suivant que pour ce dernier point, il en va autrement dans cette expérience.

Le déclenchement de l’acquisition par le scintillateur de S_4 est supposé signer le passage d’un fragment à travers le FRS ; on parle alors d’événement ”physique”. Dans le cas où l’acquisition est déclenchée par l’horloge, on obtiendra en général des valeurs nulles de la part des codeurs analogiques ; on désignera de tels événements sous le terme d’événement ”horloge”.

2.6.2 Fonctionnement des échelles

Les échelles sont en fait des compteurs, codés sur 24 bits, qui sont incrémentés à chaque réception d’un signal. Ces modules permettent le traitement de signaux logiques délivrés en continu par l’électronique et non seulement lors du passage d’un fragment, ainsi que le comptage d’événements. Les échelles traitent donc les signaux suivants :

- horloges (fréquences de référence : 1 Hz et 1 MHz) ;
- SEETRAM (chapitre 2.2.2) ;
- événements déclenchant l’acquisition ;
- détection d’un fragment à S_4 .

Lors de l’expérience, deux modules d’échelles étaient en service. L’un était uniquement dédié à l’horloge à 1 MHz, l’autre traitant toutes les autres échelles. A chaque événement acquis, qu’il soit physique ou horloge, le contenu de toutes les échelles était sauvegardé sur la bande en même temps que les autres paramètres de l’événement.

2.7 États de charge

2.7.1 Transmission des ions non épluchés

La multiplication des états de charge possibles pour les fragments induit aussi la multiplication du nombre de noyaux différents qui peuvent être transmis pour un même réglage du FRS. La sélection des noyaux dans la première partie du FRS peut être résumée à une sélection en A/q : ainsi pour une même charge nucléaire des ions de masse inférieure à la gamme en masse attendue seront transmis jusqu’à S_2 s’ils portent un électron. Il en va de même dans la seconde partie, mais le passage préalable dans le dégradeur complique les choses.

Comme on l’a discuté au chapitre 2.4.6, la sélection des ions transmis jusqu’à S_4 dépend de leur variation en moment dans le dégradeur. Or un changement d’état de charge dans le dégradeur se traduit par un changement de rigidité magnétique : ainsi le gain d’un

électron accroît la rigidité magnétique des ions étudiés dans cette expérience d'environ 1.5%, ce qui a pour effet de permettre la transmission de fragments trop fortement ralentis à S_2 pour être transmis jusqu'à S_4 .

L'accroissement de la variété des ions transmis du fait des états de charges multiples est illustré sur la figure 2.7. On constate que pour des fragments lourds et de basse énergie, la sélectivité du FRS est très fortement dégradée. Cela aura des conséquences drastiques pour la mesure de certains fragments très exotiques comme on le verra au chapitre 3.

2.7.2 Perte d'énergie dans le dégradeur : mesure de q

Dans les expériences précédentes, le dégradeur était utilisé comme un instrument de mesure passif de la charge nucléaire des fragments. En effet, les fragments étant au premiers ordre monocinétiques à la sortie de la zone cible, on a :

$$\Delta E_{\text{dégradeur}} \propto Z^2$$

D'autre part, la perte d'énergie dans le dégradeur se traduit directement par une diminution du $B\rho$ du fragment :

$$\Delta E_{\text{dégradeur}} = A(\gamma_1 - \gamma_2) \quad (2.6)$$

$$\propto A((\beta\gamma)_1 - (\beta\gamma)_2) \quad (2.7)$$

$$\propto Z \cdot ((B\rho)_1 - (B\rho)_2) \quad (2.8)$$

On ne considère ici que des fragments épluchés dans les deux sections du FRS, en se plaçant dans l'approximation $\gamma \propto \beta\gamma$. On obtient ainsi :

$$\Delta(B\rho) \propto Z$$

Cette propriété est particulièrement utile pour identifier les fragments de Z élevés (proches de l'Uranium) pour lesquels les MUSICs présentent une faible résolution.

Toutefois dans cette expérience les chambres MUSICs devaient offrir une résolution suffisante pour assurer l'identification de tous les fragments produits. Le dégradeur a donc été placé dans le FRS afin de mesurer la charge atomique des ions incidents. En effet, si on considère les différents états de charge, on obtient une équation sensiblement plus complexe que précédemment :

$$\Delta(B\rho) = \frac{A}{q_1}(\beta\gamma)_1 - \frac{A}{q_2}(\beta\gamma)_2 \quad (2.9)$$

$$= \frac{A}{q_2}((\beta\gamma)_1 - (\beta\gamma)_2) - \frac{A}{q_2}(\beta\gamma)_1 + \frac{A}{q_1}(\beta\gamma)_1 \quad (2.10)$$

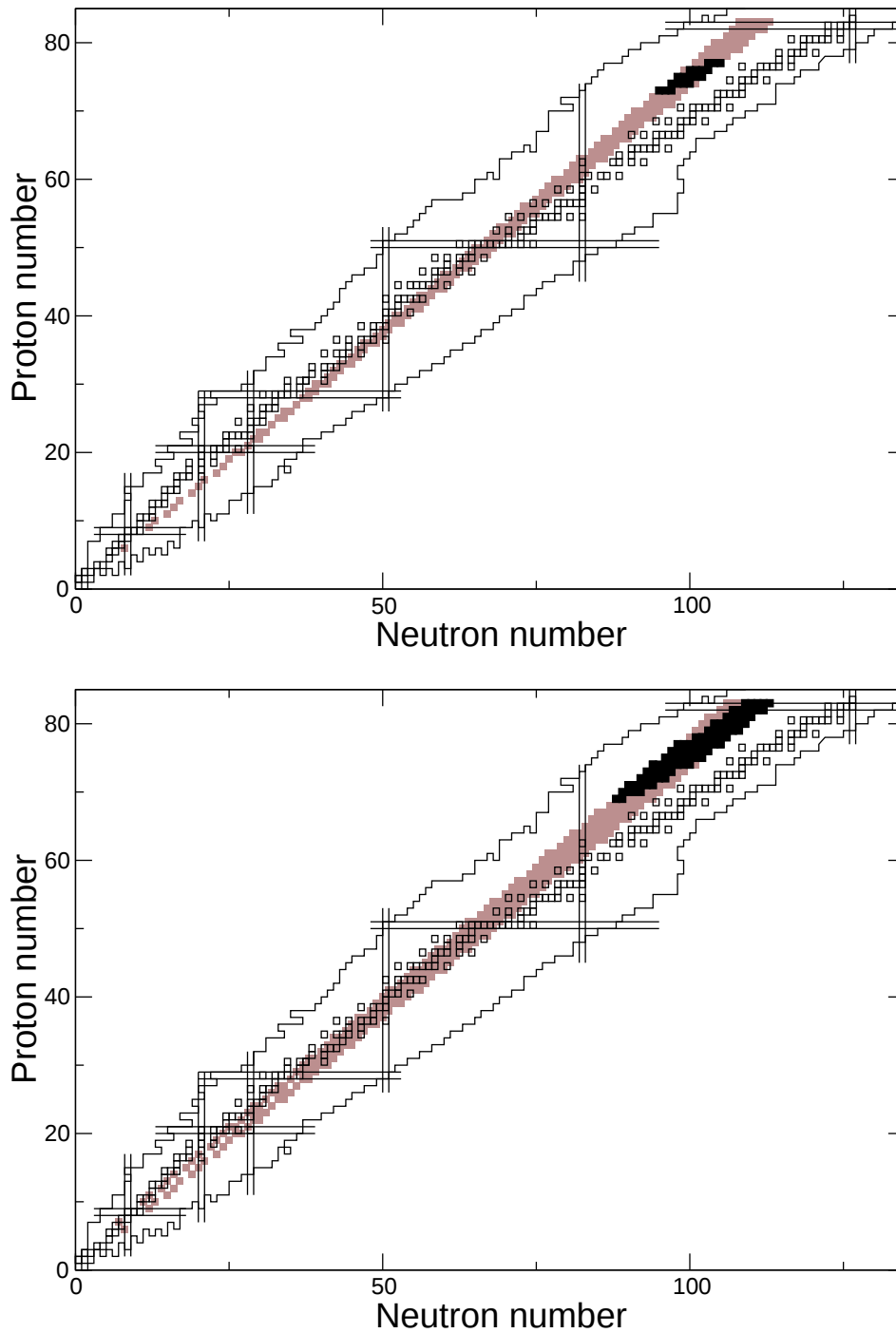


FIG. 2.7 – Ions transmis par le FRS pour un réglage centré sur ^{175}Re en supposant un faisceau de ^{208}Pb d'énergie 500 AMeV et un dégradeur en aluminium de 2000 mg.cm^{-2} . La figure du haut ne prend en compte que les ions épluchés dans les deux parties du FRS, tandis que celle du bas prend en compte les combinaisons d'états de charge $(0,0)$, $(1,0)$, $(1,1)$, $(0,1)$, $(1,2)$, $(0,2)$ et $(0,3)$, c'est-à-dire toutes celles dont la probabilité de production lors de cette expérience est supérieure à 5%. Les ions transmis jusqu'à S_2 sont en grisé, ceux transmis jusqu'à S_4 en noir.

Conformément au calcul précédent, le premier terme est proportionnel à Z^2/q_2 ; on peut prendre la constante de proportionnalité égale à 1 pour ce calcul. On obtient ainsi :

$$\Delta(B\rho) = \frac{Z^2}{q_2} + (B\rho)_1 \frac{q_2 - q_1}{q_2} \quad (2.11)$$

$$\simeq Z + e_2 + \frac{(B\rho)_1}{Z}(e_1 - e_2) \quad (2.12)$$

où e_1 et e_2 représentent respectivement le nombre d'électron porté par un fragment dans la première et la seconde partie du FRS.

Moyennant une renormalisation appropriée, il sera donc possible d'obtenir une mesure de Z à partir de la différence de rigidité magnétique dans les deux parties du FRS. On la notera souvent $Z_{degradeur}$ par opposition à la valeur de Z obtenue grâce aux MUSICs.

Le troisième terme de l'équation 2.12 correspond à un changement d'état de charge : le gain d'un électron au passage de S_2 se traduira par exemple par une forte diminution de $Z_{degradeur}$.

Le second terme de l'équation 2.12 indique que $Z_{degradeur}$ dépend directement de la charge atomique dans le FRS. La mesure de la perte d'énergie dans le dégradeur permet donc, si la valeur de Z est connue, de déterminer l'état de charge atomique du fragment. Toutefois cela suppose d'obtenir une résolution au moins égale à $1/Z$.

Chapitre 3

Analyse de l'expérience

3.1 Description générale de l'analyse des données

L'analyse des données recueillies lors de l'expérience se déroule en quatre grandes étapes :

- Identification en charge nucléaire (Z) des fragments. Cette étape repose essentiellement sur les données fournies par les chambres MUSICs.
- Identification en masse (A) des fragments. On utilise ici la rigidité magnétique des ions et la mesure de leur temps de vol. La connaissance de leur état de charge atomique est également nécessaire. Cette information est obtenue grâce à une estimation de la variation de rigidité magnétique lors du passage dans le dégradeur intermédiaire. Ce point est particulièrement critique et comme on le verra, l'information obtenue sur l'état de charge n'est que partielle.
- Reconstitution des spectres en vitesse dans la première partie du FRS, dont on déduit les taux de production dans la cible. Il faut ici connaître le nombre de projectiles envoyés sur la cible.
- L'obtention des sections efficaces de production, qui demande de corriger les taux de production des réactions nucléaires parasites (réactions survenues à S_2 , réactions secondaires dans la cible d'hydrogène, contribution des parois de la cible).

L'analyse des données constitue bien évidemment le coeur de ce travail. Bien que l'analyse des mesures de spallation au FRS soit en principe bien maîtrisée, chacune des étapes décrites ci-dessus s'est avérée présenter des difficultés spécifiques à la très basse énergie de faisceau choisie pour cette expérience. Les raisons physiques ayant conduit à ces difficultés et les méthodes originales employées pour les résoudre sont tout particulièrement développées dans ce chapitre.

3.2 Mise en oeuvre du FRS

Il s'agit là d'une phase préparatoire de l'analyse, durant laquelle on détermine les dispersions des aimants du FRS lors de l'expérience. Ces informations sont nécessaires à l'identification des fragments. On évalue également de manière précise l'épaisseur des différentes couches de matière disposées dans le FRS par une mesure fine de la perte d'énergie qu'elles provoquent pour le faisceau ; ces informations serviront à l'obtention des sections efficaces de production et à l'analyse cinématique des données.

3.2.1 Mesure des dispersions

La première étape de l'analyse consiste en la détermination des dispersions des aimants du FRS. Ces grandeurs sont calculées en reliant les positions de noyaux dont on connaît charge, masse et énergie aux différents plans focaux. Pour cela on envoie le faisceau, à basse intensité (quelques centaines d'événements par seconde), à travers le FRS.

Dans une première phase on conduit le faisceau au centre des plans focaux, en l'absence de toute couche de matière ; connaissant l'énergie des noyaux à la sortie du SIS, on en déduit le rayon des aimants du FRS :

$$\rho = \frac{1}{B} \cdot \frac{A}{q} \cdot (\beta\gamma)$$

On relève ensuite la position des différents états de charge du faisceau ainsi que le produit de réactions très probables (perte d'un ou de deux neutrons dans la cible). Sur la figure 3.1, issue d'une telle mesure, on peut identifier différentes combinaisons d'états de charge du faisceau : $^{208}\text{Pb}^{82+,82+}$, $^{208}\text{Pb}^{82+,81+}$, $^{208}\text{Pb}^{81+,81+}$, $^{208}\text{Pb}^{81+,82+}$. On reconnaît également les noyaux ayant perdu un ou deux neutrons dans la cible ou dans le scintillateur à S_2 .

Il convient de noter que dans l'ensemble de cette analyse, le sens de la mesure de la position à S_4 est inversée par rapport à l'usage, et ce afin de fixer une valeur positive pour D_4 , ce qui nous a semblé plus intuitif.

Pour chacun de ces noyaux, d'après la formule 2.3, on peut écrire :

$$\frac{A/q}{208/82} = 1 + \frac{x_2}{D_2}$$

Les vitesses de tous les noyaux considérés ici sont identiques. On peut facilement obtenir la valeur de D_2 par régression linéaire :

$$D_2 = 15344 \text{ canaux}.\%^{-1}$$

Par une méthode similaire appliquée à la seconde partie du FRS, on obtient la valeur de D_4 en considérant des ions centrés à S_2 , puis D_3 en considérant des ions non centrés

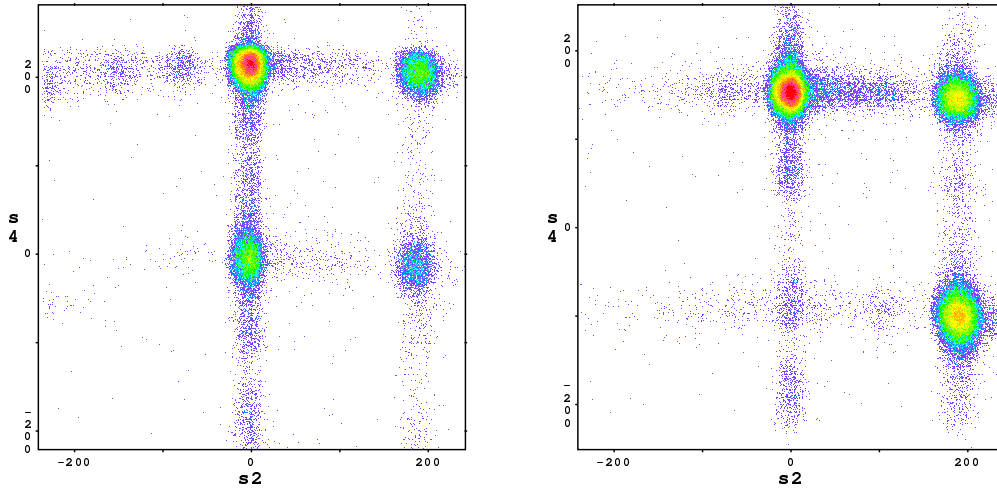


FIG. 3.1 – *Corrélation entre les points de passage à S_2 et S_4 pour le faisceau de plomb, pour deux réglages différents des champs de la seconde partie du FRS. Diverses combinaisons d'états de charge sont transmises, ainsi que quelques fragments très proches du projectile. Ces mesures sont effectuées en l'absence de dégradeur à S_2 : seul le scintillateur plastique est présent.*

à S_2 . On obtient ainsi :

$$D_3 = 14892 \text{ canaux.}\%^{-1}$$

$$D_4 = 18508 \text{ canaux.}\%^{-1}$$

Nous n'avons pas cherché à réaliser une calibration des scintillateurs en cm car cette calibration n'aurait pas eu d'usage réel lors de l'analyse.

3.2.2 Épaisseur des différentes couches de matière

La détermination des épaisseurs de matière placées dans le FRS est réalisée en comparant les rigidités magnétiques des ions du faisceau avant et après chacune de ces couches de matière. On en déduit très finement la perte d'énergie des ions. Connaissant la vitesse incidente des ions, on peut en déduire l'épaisseur de matière traversée. On obtient ainsi :

$$e_{SEETRAM} = 4.5 \text{ mg.cm}^{-2}$$

$$e_{cible} = 275 \text{ mg.cm}^{-2} \text{ equivalent Al}$$

$$e_{cible vide} = 83 \text{ mg.cm}^{-2} \text{ equivalent Al}$$

$$e_{degradeur} = 1720 \text{ mg.cm}^{-2}$$

$$e_{sc2} = 300 \text{ mg.cm}^{-2} \text{ equivalent Al}$$

L'incertitude sur ces valeurs est difficile à évaluer : elle est liée à la précision de mesure des rigidités magnétique et à la qualité du code de perte d'énergie utilisé. On peut seulement l'estimer à quelques pour-cents.

Signalons que le nombre d'atomes dans la cible d'hydrogène n'est pas déterminé grâce à cette mesure. Un travail beaucoup plus fin a été réalisé sur ce point précis lors de l'expérience sur le système Au+p à 800 AMeV [25].

3.2.3 Profil du dégradeur

Sur la figure 3.2 (partie gauche) on constate que la position des ions non centrés à S_2 ne correspond pas à la position attendue dans le mode achromatique. En effet, bien que l'achromatisme ne soit complet que pour chaque triplet (Z, A, q) , les effets dus à la masse et aux différences de charge atomique devraient être faibles. Or cela n'est pas le cas, et c'est encore plus visible si on considère les fragments observés pour un réglage du FRS centré sur ^{201}Tl (partie droite de la figure) : on observe plusieurs bandes correspondant à différentes charges nucléaires, mais ces bandes sont fortement courbées. Cette constatation apparente est confirmée par la suite de l'analyse, lorsque les fragments sont identifiés en masse et charge nucléaire.

Le FRS ne fonctionne donc pas en mode achromatique. Ce problème a pour origine un profil inapproprié du dégradeur.

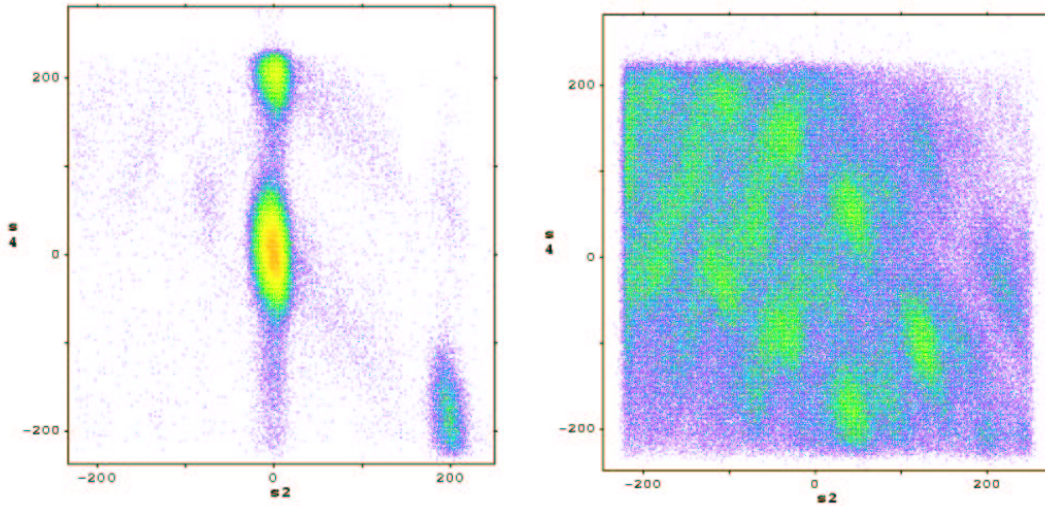


FIG. 3.2 – Corrélation entre les points de passage à S_2 et S_4 pour les noyaux transmis par deux réglages du FRS : centré sur le faisceau (gauche) et centré sur ^{201}Tl (droite). Sur la figure de droite on peut identifier les bandes correspondant aux isotopes de plomb et de thallium dans la partie basse de la figure ; les bandes jumelles associées à des valeurs supérieures de x_4 correspondent aux mêmes isotopes ayant gagné un électron lors de leur passage à S_2 .

Ce problème a été relevé dans d'autres expériences utilisant le dégradeur à S_2 , mais l'effet était nettement moins prononcé. On ne peut donc pas le mettre sur le compte d'une erreur de réglage de l'épaisseur du dégradeur lors de l'expérience, mais plutôt sur celui d'un défaut d'usinage de l'un des éléments du dégradeur. La relativement faible épaisseur de matière utilisée ici (1700 mg.cm^{-2} , alors que les épaisseurs ordinairement utilisées sont de l'ordre de 5000 mg.cm^{-2}) et la faible énergie des fragments, qui conduit à leur forte perte d'énergie par unité d'épaisseur, créent un effet de loupe et mettent en évidence cette imperfection.

3.3 Détermination de la charge nucléaire : chambres MUSIC

On appellera dans la suite, sauf mention contraire, "signal des MUSICs" la moyenne des signaux délivrés par 14 des 16 anodes des chambres MUSICs, l'anode 3 de la seconde MUSIC et l'anode 1 de la troisième chambre n'étant pas prises en compte du fait d'un signal erratique probablement dû à des pré-amplificateurs défaillants. D'autres anodes ont été retirées lors de l'analyse de certains fichiers de données lorsque la qualité de leur signal se dégradait particulièrement.

3.3.1 Correction de l'effet de la vitesse des ions

La perte d'énergie d'ions dans la matière étant inversement proportionnelle au carré de leur vitesse, le signal délivré par les MUSICs doit être corrigé pour tenir compte de cette dépendance. Pour cela, il est d'usage de faire passer le faisceau à travers le FRS avec une intensité réduite, en plaçant à S_2 un dégradeur dont on fait varier l'épaisseur, les champs magnétiques étant alors ajustés pour conserver le faisceau au centre du spectromètre. On obtient ainsi des ions présentant différentes énergies à leur entrée dans la première des MUSICs.

Dans cette expérience, cette mesure n'a été réalisée qu'avec le dégradeur nominal et en l'absence de tout dégradeur. On ne dispose donc que de deux points pour réaliser la corrélation ΔE_{MUSIC} vs *vitesse* ; de plus ces deux points couvrent un très large intervalle en vitesse. On est contraint d'appliquer une correction linéaire, alors qu'une correction d'ordre supérieur pourrait être plus appropriée.

La figure 3.3 permet de comparer le signal des MUSICs, en fonction de la position à S_4 , avant et après l'application de la correction en vitesse. On constate que la correction permet de faire apparaître les différentes bandes correspondant aux différentes charges nucléaires des noyaux transmis dans ce réglage du FRS.

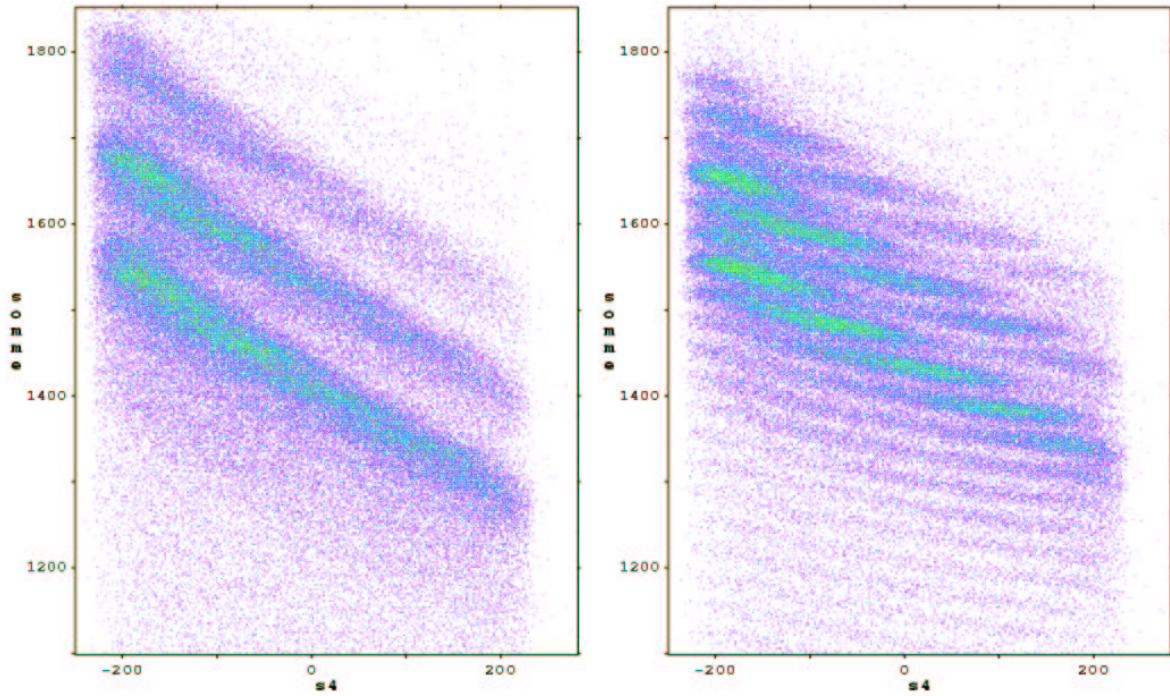


FIG. 3.3 – Comparaison du signal délivré par les MUSICs sans (gauche) et avec (droite) correction de la dépendance en temps de vol. Dans les deux cas le signal est représenté en fonction de la position à S_4 pour les ions transmis pour un réglage du FRS centré sur ^{162}Yb

3.3.2 Correction de la dépendance en position

Lors du passage d'un ion dans le gaz des chambres MUSICs, des électrons des atomes du gaz sont arrachés et dérivent vers les anodes des MUSICs sous l'effet du champ électrique établi dans les chambres. Au cours de leur parcours ils peuvent se recombinaisonner avec d'autres atomes du gaz : ainsi, plus le point de passage de l'ion dans la chambre est éloigné des anodes, plus le signal observé sera faible.

Afin de pouvoir corriger cette dépendance en position du signal, on fait varier les champs magnétiques guidant le faisceau entre S_2 et S_4 , ce qui a pour effet de faire passer le faisceau en différents points à S_4 . Sur la figure 3.4 on observe, comme on s'y attend, une diminution du signal avec la distance aux anodes. On observe également d'une anode à l'autre de fortes disparités dans la dépendance en position du signal non corrigé.

Le signal est corrigé indépendamment pour chaque anode en appliquant un polynôme de degré 10 et en le renormalisant à une valeur arbitraire, ici 2000.

Les signaux des MUSICs corrigés de la dépendance en vitesse et en position, sont représentés sur la figure 3.5. On doit constater que la résolution obtenue après ces deux corrections n'est pas particulièrement satisfaisante. Deux raisons concourent à cela : des dépôts d'énergie très élevés qui peuvent modifier le comportement du gaz, et un taux de capture accrue des électrons δ du fait de la pression élevée du gaz et de leur plus faible

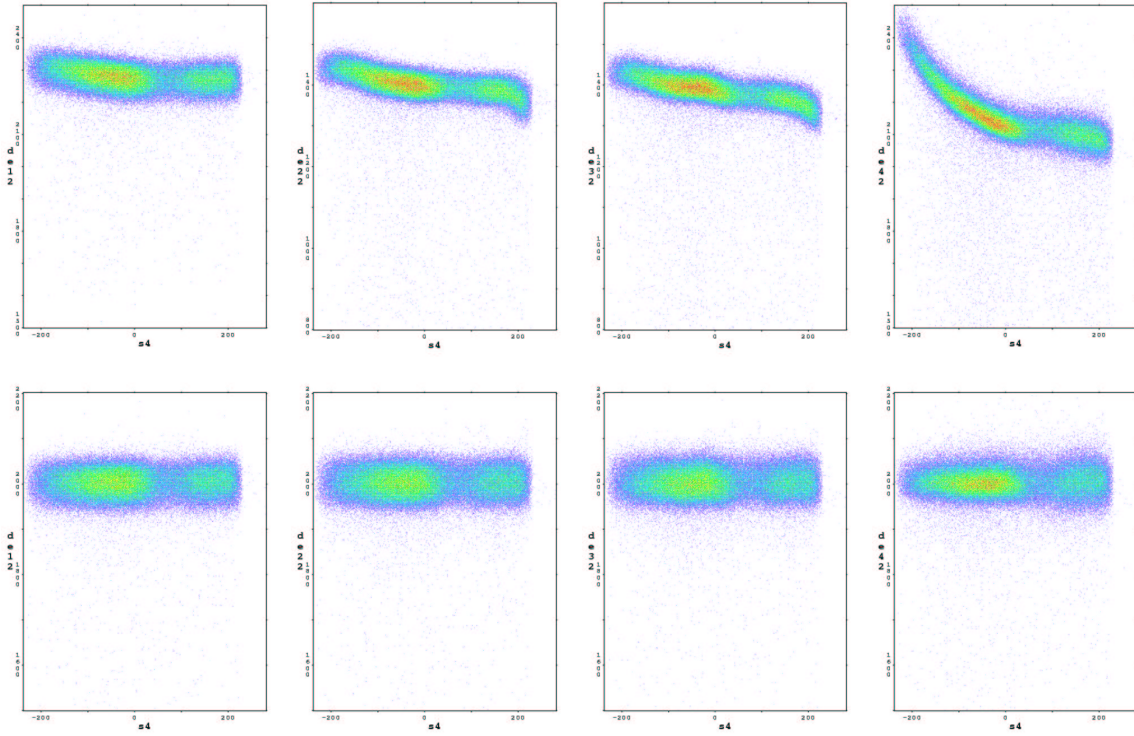


FIG. 3.4 – *Signal de la seconde anode de chaque chambre MUSIC en fonction du point de passage du faisceau à S_4 , avant (ligne supérieure) et après (ligne inférieure) correction de la dépendance en position.*

énergie. Le premier point est développé au paragraphe 3.3.3, le second dans le paragraphe analysant la résolution en perte d'énergie du dégradeur.

Sauf mention contraire, par la suite toute référence au signal des MUSICs correspond au signal après correction des dépendances en position et en temps de vol.

3.3.3 Influence du taux de comptage

Entre différents réglages du FRS, donc entre différents groupes d'ions transmis, on observe une très forte variation de la résolution des MUSICs, ainsi qu'une modification de la forme de la dépendance en position. Ces variations sont associées à celles du taux de comptage. Lorsque celui-ci augmente au-delà d'environ 1 kHz, la résolution se dégrade très fortement et l'affaiblissement du signal des MUSICs dû à la distance entre le point de passage de l'ion et les anodes se réduit. Cet effet est mis en évidence sur la figure 3.6.

Ce phénomène avait déjà été observé lors d'autres expériences mais avec moins d'ampleur et pour des taux de comptage nettement plus élevés (de l'ordre de 5 kHz, ce qui correspond aux limites des spécifications des MUSICs). Ici, il faut rappeler que dans cette expérience, la pression de gaz est le double de la pression de fonctionnement habituelle des MUSICs, et l'énergie des ions est particulièrement basse en regard des énergies cou-

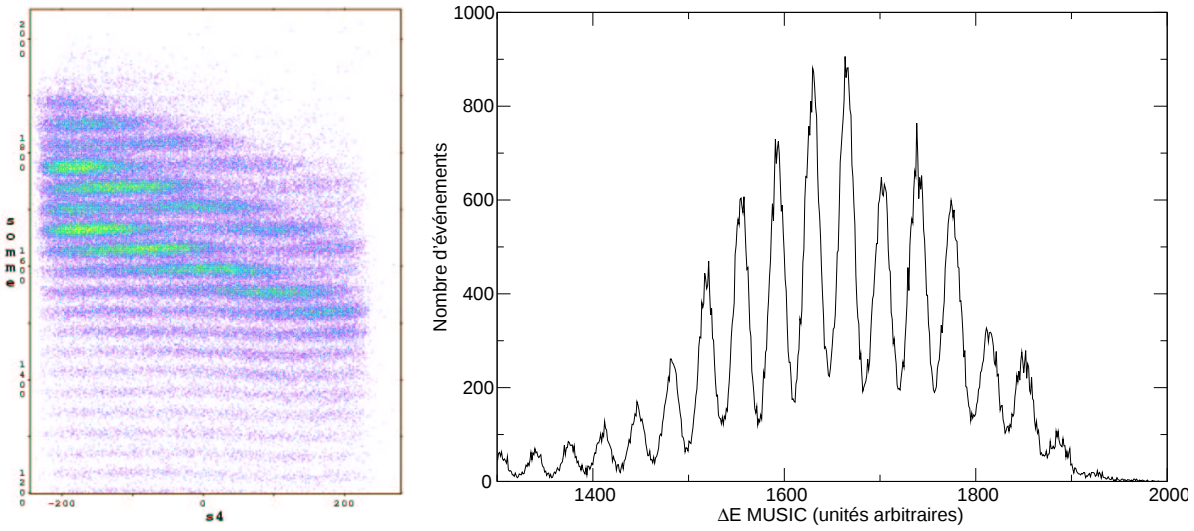


FIG. 3.5 – Signal délivré par les MUSIC en fonction de la position au plan focal final après correction des dépendances en temps de vol et en position (figure de gauche), et projection en ΔE (figure de droite). Dans les deux cas le signal est représenté correspond aux ions transmis pour un réglage du FRS centré sur ^{162}Yb .

rantes d'étude des ions lourds au FRS. L'énergie déposée (et donc le nombre d'électrons de dérive créés) dans les chambres par chaque fragment est donc plus élevée qu'à l'ordinaire, de l'ordre de 500 keV.cm^{-1} , au lieu de 150 keV.cm^{-1} pour un faisceau à 1 AGeV dans des MUSICs remplies de gaz à 1 bar.

Cette influence du taux de comptage peut être interprétée à partir de la figure 3.7. Y est représenté le signal délivré par les MUSICs (corrigé du temps de vol) en fonction du temps écoulé au cours du déversement d'un paquet d'ions du SIS, lors d'une mesure où le taux de comptage était de l'ordre de 2kHz (voir la légende de la figure pour les détails).

On observe que si le signal est pratiquement constant pour les ions passant à proximité des anodes (c'est-à-dire ceux pour lesquels les électrons de dérive auront un faible parcours dans le gaz), il varie très fortement au cours d'un cycle du SIS dans le cas pour les ions passant loin des anodes, reproduisant l'allure générale de l'intensité du faisceau. Cet accroissement apparent correspond en fait à un moindre taux de capture des électrons de dérive dans le gaz.

Le fait que cet effet dépende étroitement de la position permet de mettre l'électronique hors de cause. On a donc à faire à un effet propre au gaz. Il s'agit probablement d'une saturation, liée à la densité électronique élevée, des sites recombinants que constituent les impuretés présentes dans le gaz (oxygène, eau notamment).

Cette constatation permet de comprendre un phénomène plusieurs fois constaté lors des expériences précédentes : des variations des signaux des MUSICs, assez rapides, et qui n'étaient pas corrélées à des variations de température ou de pression dans les chambres.

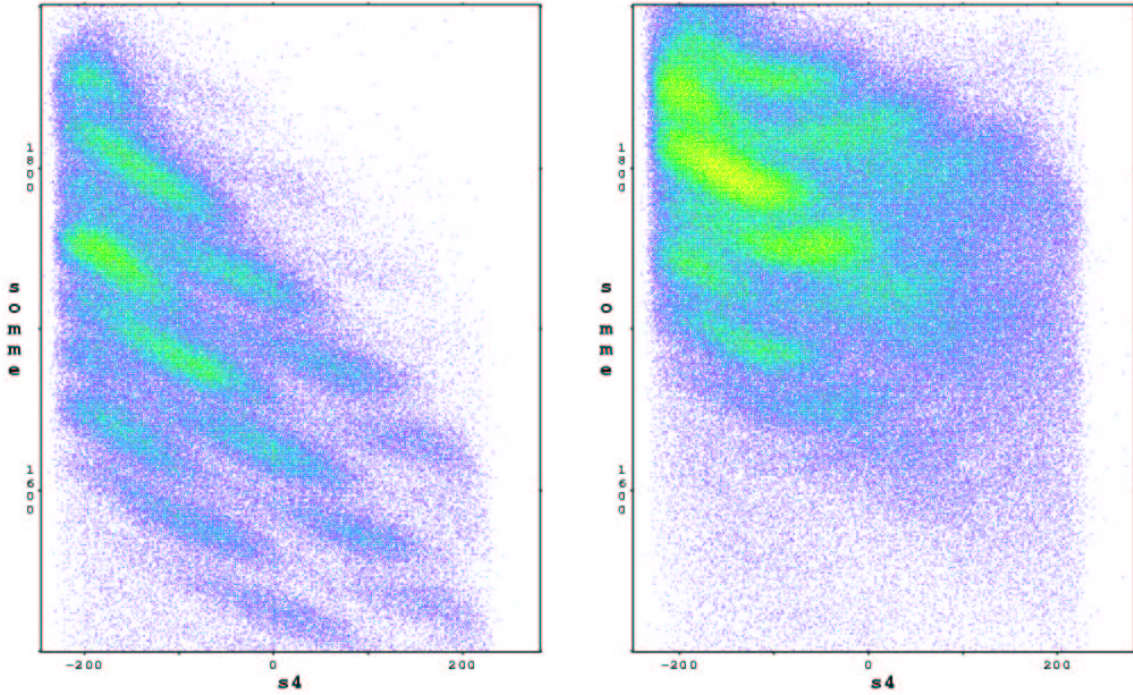


FIG. 3.6 – *Signal des MUSICs (non corrigé de la dépendance en position) en fonction de la position à S_4 pour des réglages très proches du FRS à bas taux de comptage (environ 300 Hz - figure de gauche) et à haut taux de comptage (environ 2 kHz - figure de droite).*

Il s'agissait en fait vraisemblablement d'une conséquence des variations du taux de comptage.

3.3.4 Dépendance résiduelle à la masse des fragments

Si on compare le signal des MUSICs pour un Z donné pour différents réglages du FRS (c'est-à-dire pour différentes masses transmises), on constate un décalage progressif : le signal (pris pour des fragments passant à faible distance des anodes pour s'affranchir des effets de position décrits précédemment) augmente à mesure que la masse des fragments diminue. Cet effet est visible sur la figure 3.8, sur laquelle on peut voir l'évolution du signal des MUSICs pour les différents isotopes de plusieurs charges nucléaires.

Ce décalage est une conséquence directe de la grande épaisseur de gaz traversée par les fragments. Lorsque l'épaisseur de gaz est faible, la perte d'énergie des fragments est également faible et on peut considérer qu'elle est proportionnelle au pouvoir d'arrêt, donc indépendante de la masse. Ce n'est plus le cas ici : l'intégrale du pouvoir d'arrêt introduit une dépendance en masse du fait de la variation de dE/dx avec la vitesse.

La correction en vitesse appliquée à la perte d'énergie est calculée pour des ions ^{208}Pb : elle a donc pour effet de rendre le signal des MUSICs indépendant de la vitesse des

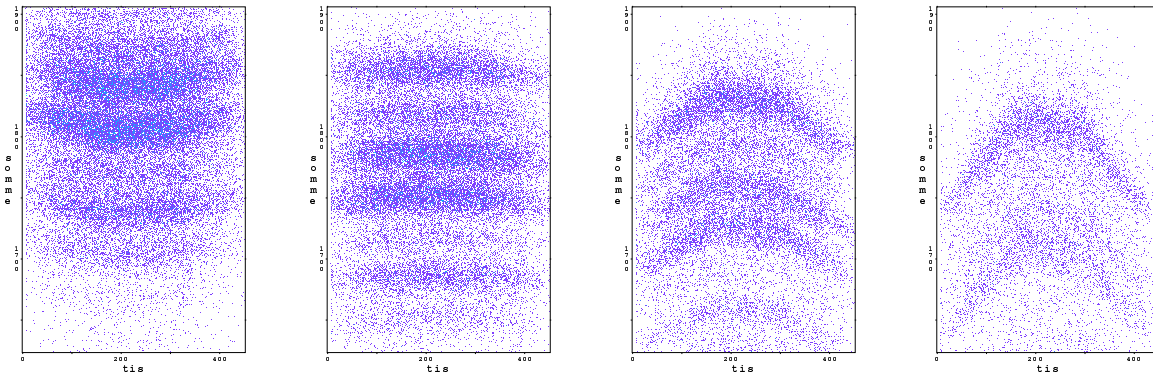


FIG. 3.7 – *Signal délivré par les MUSICs (corrigé du temps de vol) en fonction du temps écoulé au cours du déversement d'un paquet d'ions du SIS, dans 4 sections des MUSICs : la première figure correspond aux 10% de la largeur les plus proches des anodes, les 2 suivantes à des sections intermédiaires, et la quatrième aux 10% les plus éloignés des anodes.*

fragments à l'entrée de la première MUSIC. Mais pour des isotopes de plomb de masse plus faible que le faisceau, la perte d'énergie par unité d'épaisseur sera plus importante, et donc leur vitesse dans l'unité d'épaisseur suivante sera plus faible, entraînant une plus forte perte d'énergie que pour l'isotope de référence, et ainsi de suite. Ce que l'on observe est la dépendance en masse de la perte d'énergie d'un ion traversant une forte épaisseur de matière.

3.3.5 Calibration et résolution finale

La dépendance en masse de la perte d'énergie dans une cible épaisse repose sur une équation non soluble analytiquement, mais aurait pu être corrigée moyennant des paramétrisations. L'intérêt d'un tel travail serait de permettre une calibration systématique du signal des MUSICs. Mais les fluctuations de la dépendance en position d'un fichier de données à un autre rendraient un tel travail stérile, puisque ces fluctuations ne peuvent être traitées que manuellement (la faible résolution générale empêchant d'appliquer une procédure automatique de "suivi" des lignes de Z).

On a donc appliqué, fichier par fichier, une série de lignes épousant le signal des MUSICs (corrigé du temps de vol et de la position comme décrit plus haut). Les lignes sont associées à une valeur de Z par continuité d'un fichier à un autre : un décalage de trois masses, qui correspond au changement entre deux réglages successifs du FRS dans cette expérience, entraîne un décalage d'environ 15 canaux sur le signal des MUSICs, alors que l'intervalle entre les signaux de deux charges nucléaires différentes est de l'ordre de 50 canaux. L'identification de proche en proche est donc sans ambiguïté. La valeur

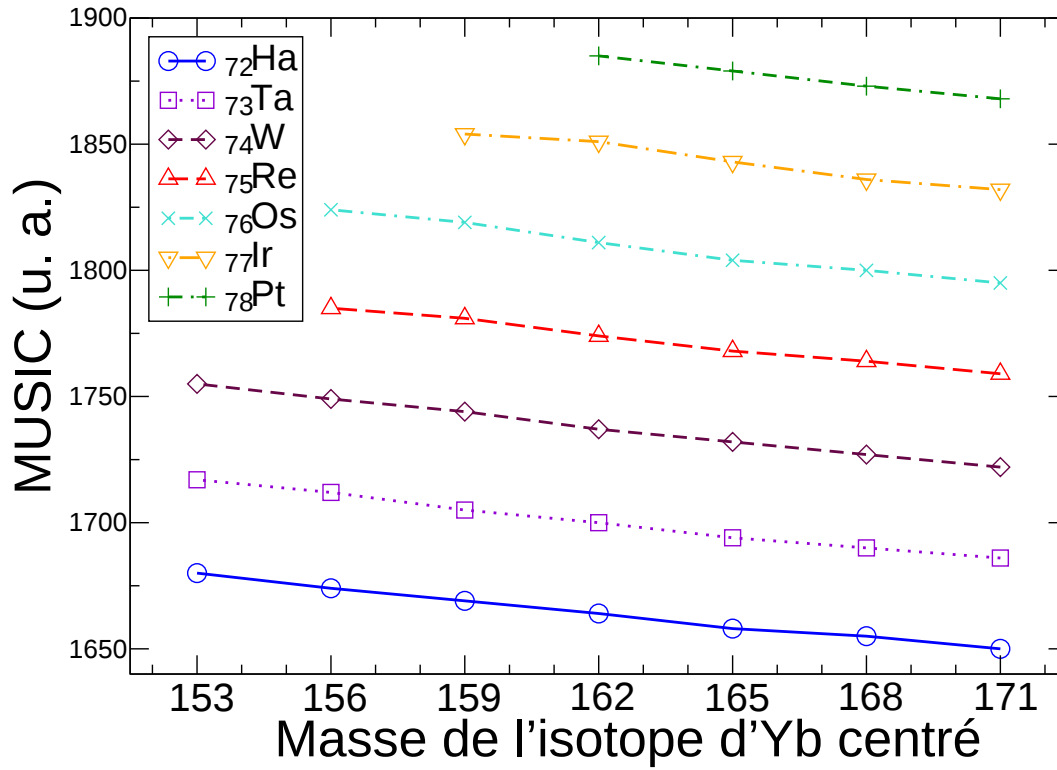


FIG. 3.8 – Valeur moyenne du signal délivré par les MUSICs en réponse au passage d'isotopes de différentes charges nucléaires pour sept réglages du FRS. Ces réglages du FRS sont définis (axe X) par l'isotope d'ytterbium ($Z=70$) centré.

de Z_{MUSIC} utilisée dans la suite de l'analyse est alors déduite par interpolation avec les lignes voisines du point considéré.

Cette méthode offre une résolution optimale compte tenu de la qualité des données (ce qui n'est donc pas toujours satisfaisant). Pour traiter les fluctuations dues aux variations de taux de comptage, on ne peut que sélectionner la gamme en S_4 où la résolution est jugée suffisante et rejeter les autres événements.

3.4 Détermination de la masse nucléaire

3.4.1 Détermination du rapport A/q

La valeur du rapport masse nucléaire sur charge atomique est calculé à partir de la rigidité magnétique et du temps de vol selon la formule 2.1 :

$$\frac{A}{q_2} = \frac{(B\rho)_2}{(\beta\gamma)_2}$$

La valeur de $(B\rho)_2$ est obtenue directement à partir des positions à S_2 et S_4 . La détermination de β , la vitesse du fragment, dépend essentiellement du temps de vol mais

doit être corrigée de nombreux effets. On utilise une paramétrisation :

$$\beta = \frac{L(x_2, x_4)}{T(TOF, x_2, x_4)}$$

avec :

$$L(x_2, x_4) = L_0 + L_2 x_2 + L_4 x_4 + L_\theta \theta$$

et :

$$T(TOF, x_2, x_4) = (T_0 - TOF) \cdot (1 + T_{22} x_2^2 + T_{23} x_2^3 + T_{42} x_4^2 + T_{43} x_4^3)$$

Les L_i et T_i sont des paramètres libres de l'ajustement :

- L_0 représente la distance entre les deux scintillateurs le long de la trajectoire centrale.
- L_2 et L_4 sont des coefficients permettant de reproduire les variations de la longueur de trajectoire en fonction de la position aux extrémités de la trajectoire. Ils viennent également compenser d'éventuelles imprécisions dans la détermination de D_3 et D_4 .
- T_0 est homogène à un temps et transforme le signal TOF, qui est une mesure du retard du signal du scintillateur de S_2 par rapport à celui de S_4 , en un temps.
- T_{22} , T_{23} , T_{42} , T_{43} permettent de rendre compte de non-linéarités dans la réponse en temps des scintillateurs, ainsi que dans les temps de propagation de la lumière.

L'ajustement a été réalisé sur le fichier de données correspondant à un réglage du FRS centré sur les fragments de ^{162}Yb . Le choix d'un réglage du FRS transmettant des ions de faible charge atomique présente l'inconvénient de demander une identification manuelle délicate (car on ne peut se baser sur le projectile) mais s'imposait pour assurer que l'identification en masse n'était pas faussée par la présence de trop nombreux fragments non épluchés.

Les fragments détectés lors de cette mesure ont été identifiés manuellement en masse grâce à la corrélation entre leur temps de vol et leur position à S_2 . Les valeurs numériques du temps de vol ne sont pas directement exploitées à ce stade : le temps de vol est seulement une dimension de l'espace des variables physiques mesurées qui offre une bonne séparation des différentes masses d'une série isotopique. On peut le vérifier sur la figure 3.9.

La valeur de Z étant connue, on attribue la masse 162 à l'isotope d' Yb dont la valeur moyenne de la distribution en position est proche du centre à S_2 , puis les autres masses sont attribuées de proche en proche. Pour les valeurs de Z suivantes, on procédera également de proche en proche, en commençant par attribuer sa masse à un isotope largement transmis grâce à sa position à S_2 . En effet, on a pour tout isotope :

$$A = \frac{Z \cdot (B\rho)_1}{(\beta\gamma)_1} = Z \left(1 + \frac{\langle x_2 \rangle}{D_2}\right) \frac{(B\rho)_0}{\langle (\beta\gamma)_1 \rangle}$$

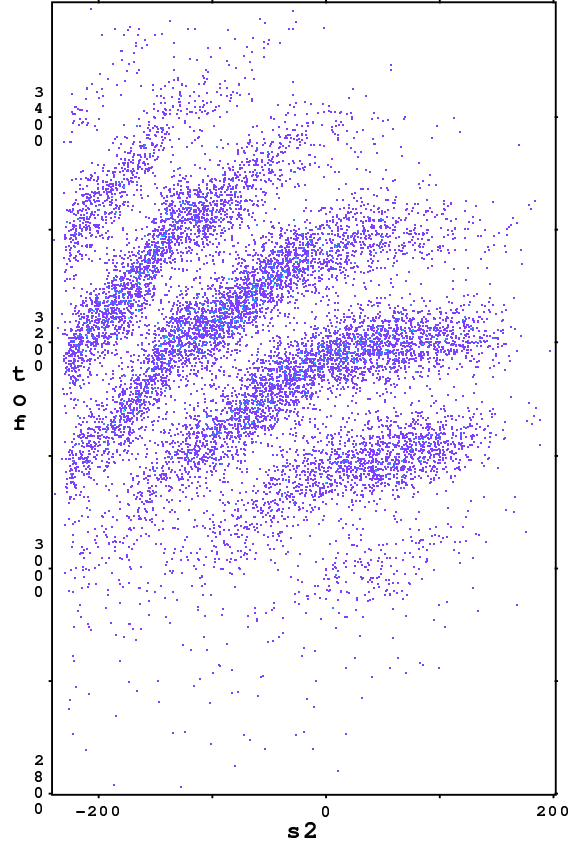


FIG. 3.9 – *Corrélation entre la position à S_2 et le temps de vol ("tof") mesuré dans la seconde partie du FRS pour les fragments d'ytterbium transmis pour un réglage du FRS centré sur l'isotope ^{162}Yb . Chaque bande correspond à une masse, la bande couvrant la plus grande partie de S_2 étant l'isotope centré.*

$\langle x_2 \rangle$ désigne la position centrale du groupe de fragments considéré, et $\langle (\beta\gamma)_1 \rangle$ est la vitesse moyenne des fragments situés à cette position $\langle x_2 \rangle$. Connaissant un isotope (A_0, Z_0) , isotope de référence pour le réglage du FRS, on peut écrire :

$$A = A_0 \frac{Z}{Z_0} \left(1 + \frac{\langle x_2 \rangle}{D_2} \right)$$

On se place ici dans l'approximation, toujours vérifiée expérimentalement, que les pertes d'énergie des fragments dans la zone cible varient peu d'un fragment à l'autre : on peut considérer au premier ordre que tous les fragments ont la même énergie en arrivant à S_2 .

Cette méthode, employée avec succès lors de l'expérience Au+p à 800 AMeV [25], échoue à reproduire la masse de l'ensemble des isotopes d'un fichier. Cela s'explique par la non prise en compte de l'influence des MUSICs sur le temps de vol.

3.4.2 Effet des chambres MUSIC sur le temps de vol

Le temps de vol mesuré entre S_2 et S_4 correspond à la somme des temps de vol dans 2 régions que nous devons distinguer : la seconde partie du FRS (environ 35 mètres de vide) et les chambres MUSIC. Les noyaux, dont l'énergie n'est plus après leur passage dans le dégradeur que de l'ordre de 300 AMeV, doivent y traverser 3 mètres de gaz à la pression de 2 bars. Ils vont y déposer environ 80 AMeV.

Considérons 3 noyaux : ^{208}Pb , ^{198}Pb , ^{198}Ir . Grace à un calcul de perte d'énergie dans la matière, on peut calculer la différence de temps de vol, entre un parcours dans le vide et le même parcours traversant les MUSIC (et l'air) :

$$^{208}\text{Pb} : E_{S_2} = 299,2\text{AMeV} \quad E_{S_4} = 220,3\text{AMeV} \quad \Delta T \simeq 815\text{ps}$$

$$^{198}\text{Pb} : E_{S_2} = 287,6\text{AMeV} \quad E_{S_4} = 202,7\text{AMeV} \quad \Delta T \simeq 951\text{ps}$$

$$^{198}\text{Ir} : E_{S_2} = 315,6\text{AMeV} \quad E_{S_4} = 244,7\text{AMeV} \quad \Delta T \simeq 640\text{ps}$$

Le ralentissement qu'ils subissent, pour faible qu'il soit, n'est donc pas négligeable du fait de la grande précision requise dans le calcul du temps de vol. En effet obtenir une précision de 0.1 sur le calcul de A nécessite une résolution de :

$$\delta A/A \simeq 5.10^{-4}$$

Cela impose une résolution au moins aussi bonne sur les temps de vol, qui sont voisins de 180 ns. On exige donc :

$$\delta TOF \simeq 100\text{ps}$$

Si on compare ces chiffres aux calculs précédents, on voit bien qu'une telle précision ne peut être obtenue qu'en prenant en compte le ralentissement dans les MUSIC et sa variation en fonction du noyau que l'on observe.

Une paramétrisation très simple de la perte d'énergie d'un ion relativiste dans la matière donne :

$$\Delta E = \lambda \frac{Z^2}{\beta^2} = Am_0 c^2 \Delta \gamma$$

Mais cette formule n'est valable que pour de petites épaisseurs de matière. Dans le cas d'une grande épaisseur comme le gaz des 4 chambres MUSIC, il est nécessaire de prendre en compte l'influence de la masse sur le ralentissement, ce qui peut être fait en ajoutant un terme correctif proportionnel à A/Z :

$$\Delta E = \lambda \frac{Z^2}{\beta^2} (1 + \lambda_2 \frac{A}{Z})$$

D'où avec $\Delta\gamma = \gamma^3\beta\Delta\beta$:

$$\Delta\beta = \frac{\lambda}{m_0c^2} \frac{Z^2}{A} \frac{1}{(\beta\gamma)^3} (1 + \lambda_2 \frac{A}{Z})$$

Au moment du calcul du temps de vol on ne connaît ni A, ni β et γ . Mais il convient de se rappeler qu'on ne cherche qu'à disposer de valeurs approximatives de ces grandeurs, puisqu'il s'agit ici de calculer une correction (une erreur, même de 10%, sur une correction de 1% n'est en rien préjudiciable). On peut donc prendre pour β et γ les valeurs déduites directement du TOF. Quant à A, il est astucieux de remarquer que :

$$\frac{Z}{A} \frac{1}{\beta\gamma} \simeq \frac{q}{A} \frac{1}{\beta\gamma} = \frac{1}{B\rho}$$

D'où finalement :

$$\Delta\beta = \frac{Z}{m_0c^2} \frac{\lambda}{(\beta\gamma)^2} \left(\frac{1}{B\rho} + \frac{\lambda_2}{\beta\gamma} \right)$$

On a trivialement $\Delta T = \frac{l}{c} \frac{\Delta\beta}{\beta^2}$ où l est l'épaisseur de matière traversée. Si on regroupe les constantes en deux termes Λ_1 et Λ_2 (dont les valeurs seront déterminées au cours de l'ajustement), l'effet du ralentissement du noyau dans les MUSIC s'écrit alors :

$$\Delta T = \frac{Z}{\beta^2(\beta\gamma)^2} \left(\frac{\Lambda_1}{B\rho} + \frac{\Lambda_2}{\beta\gamma} \right)$$

3.4.3 Perte d'énergie dans le dégradeur

Détermination de la perte d'énergie

Comme discuté au chapitre 2.7.2, la mesure de la variation d'énergie d'un fragment dans l'ensemble dégradeur + scintillateur permet théoriquement d'obtenir une valeur de Z et de la charge atomique du fragment considéré. Cette méthode a été employée avec succès dans les mesures antérieures de spallation en cinématique inverse au FRS.

La perte d'énergie dans le dégradeur est estimée par la formule suivante :

$$\frac{Z^2}{q_2} \propto B\rho_1 - B\rho_2$$

Cette perte d'énergie dépend de la vitesse des fragments et de l'épaisseur du dégradeur à leur point de traversée. On introduit donc deux polynômes, l'un ayant pour variable le temps de vol, l'autre la position à S_2 . Ces deux polynômes sont ajustés sur différentes valeurs de Z de façon à obtenir pour les fragments qui ne modifient pas leur état charge entre les 2 sections du FRS une mesure alternative de Z :

$$Z_{deg} = \frac{Z^2}{q_2} = \frac{A}{q_2} (\gamma_1 - \gamma_2) \cdot f(x_2) \cdot g(ToF)$$

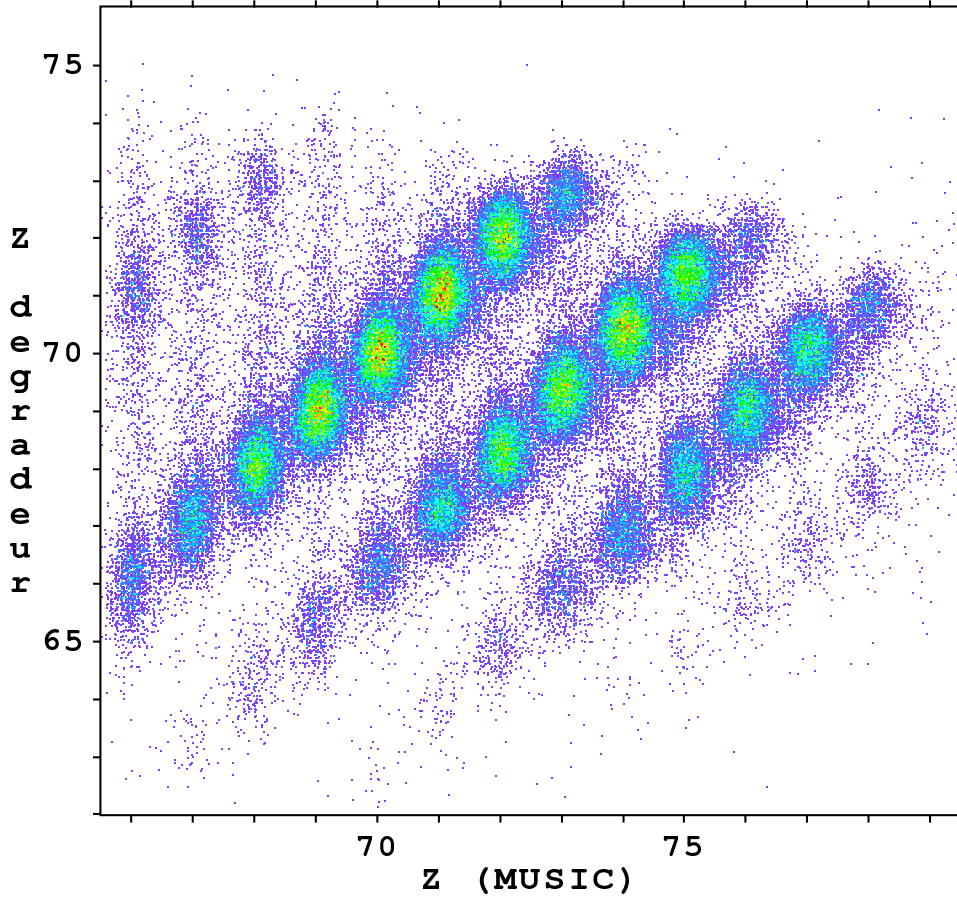


FIG. 3.10 – Corrélation entre Z_{degr} et Z_{MUSIC} pour les fragments transmis pour un réglage du FRS centré sur ^{162}Yb ($Z = 70$).

Les valeurs de γ sont obtenues par :

$$\gamma_i = \sqrt{1 + (\beta\gamma)_i^2} = \sqrt{1 + \left(\frac{(B\rho)_i}{A/q_2}\right)^2}$$

Corrélation ΔE_{MUSIC} vs $\Delta E_{degradeur}$

Sur la figure 3.10 est représentée la valeur de Z_{degr} obtenue par la technique décrite ci-dessus en fonction de la valeur de Z donnée par les MUSICs. Au premier ordre, on distingue trois lignes qui correspondent à différentes combinaisons d'état de charge entre les deux sections du FRS : de haut en bas, absence de changement, gain d'un électron, gain de deux électrons.

Au second ordre, on distingue les différentes valeurs de Z , mais avec une résolution très inférieure à celle des MUSICs. Toutefois, la corrélation des deux mesures de Z peut augmenter la résolution finale sur cette grandeur.

Au troisième ordre, comme discuté au chapitre 2.7.2, on devrait distinguer pour chaque valeur de Z_{MUSIC} et pour une même valeur de Δq deux ensembles de points, séparés d'environ une unité en Z_{degr} . Il est évident que la résolution est trop basse pour permettre cela.

Le calcul de la perte d'énergie dans le dégradeur n'apporte donc d'information que sur les changements d'états de charge. Si on note (q_1, q_2) les états de charge des fragments dans les deux parties du FRS, on peut résumer la situation par l'impossibilité de distinguer les ions (0,0) des ions (1,1) ou (2,2) ; de même on ne distinguera pas les ions (0,1) et (1,2) (on peut se limiter à ces combinaisons, les autres étant très improbables). Or c'est la valeur de q_2 qui permet de déterminer la masse nucléaire.

3.4.4 Résolution en A/q et séparation des différents états de charge des fragments

Dépendance résiduelle de A/q par rapport à S_4

La résolution obtenue en A/q n'est pas très satisfaisante. En revanche la calibration est satisfaisante, puisque le faisceau, distant de 12 charges nucléaires, est identifié en masse avec une erreur inférieure à 1/4000. Lorsqu'on observe la corrélation entre la position à S_4 et la masse obtenue dans l'approximation $Z = q$ (figure 3.11), on constate qu'il existe une dépendance résiduelle entre x_4 et A que l'ajustement ne semble pas avoir été capable d'éliminer (ce n'est notamment pas le cas avec x_2).

Une cause possible de cette dépendance est l'écart (supposé) entre le scintillateur à S_4 et le plan focal final tel que défini par les champs magnétiques. La position réelle de ce plan n'est jamais connue avec certitude, mais il se trouve en général à proximité de la première chambre multi-fils. La présence des quatre chambres MUSICs, en repoussant de plus de deux mètres le scintillateur par rapport à cette position, induit donc un biais dans la détermination de $(B\rho)_2$.

Dans les expériences menées au FRS cette imprécision dans le positionnement du scintillateur est habituellement corrigée grâce à la mesure de l'angle des fragments, qui permet de calculer la position des fragments au plan focal final magnétique. Mais dans cette expérience, cette correction est impossible du fait de l'absence de mesure efficace de l'angle des fragments. En effet la grande épaisseur de gaz conduit à une diffusion angulaire du même ordre que les angles des fragments transmis dans le FRS.

D'autre part il convient de noter que même lorsqu'une telle correction est réalisée, les expériences passées ont toujours mis en évidence une dépendance résiduelle (modérée) de A/q par rapport à S_4 . Cette dépendance n'a pas reçu d'explication ; il pourrait s'agir d'une aberration d'optique magnétique.

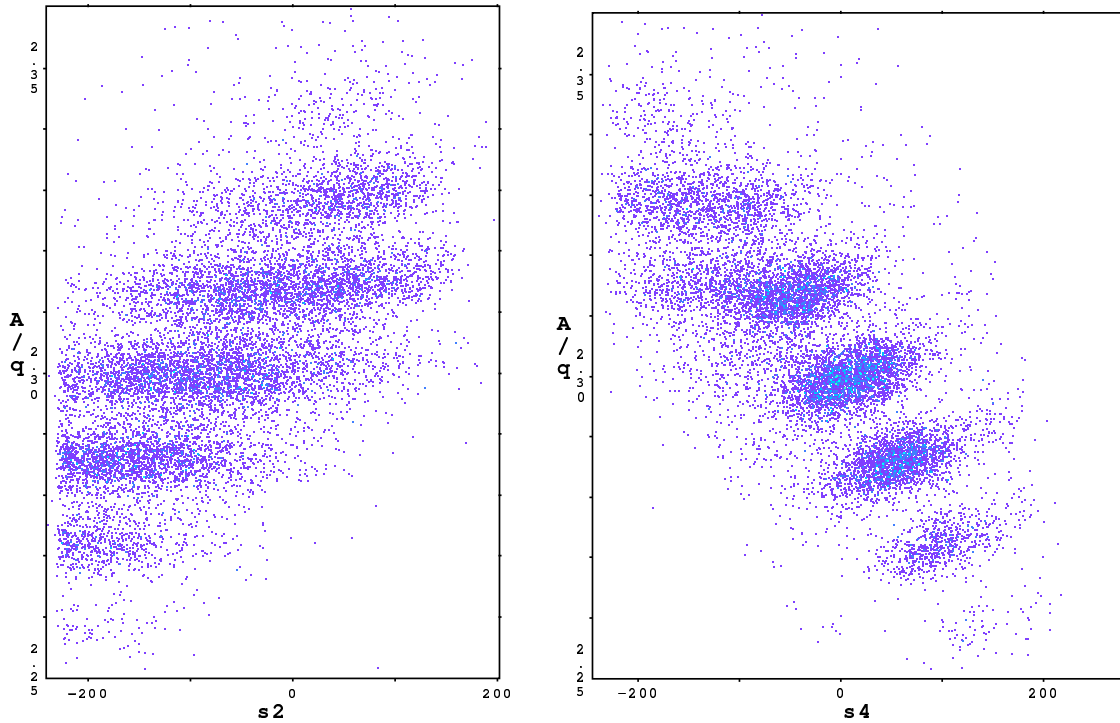


FIG. 3.11 – Corrélation entre la masse des fragments et la position à S_2 (gauche) et S_4 (droite) pour les isotopes d'ytterbium transmis pour un réglage du FRS centré sur ^{162}Yb .

Corrélation apparente entre A/q et la perte d'énergie dans le dégradeur

Il est intéressant de se pencher sur la corrélation entre le rapport A/q et la perte d'énergie dans le dégradeur, qui est illustrée ici sur la figure 3.12. Sur la figure de droite, les bandes observées, qu'on associe spontanément chacune à une masse, présentent en fait une structure double : la partie inférieure correspond aux ions épluchés, et la partie supérieure aux ions portant un électron dans les deux parties du FRS. Cette structure n'est pas visible sur la figure de gauche, car comme discuté précédemment, la pollution des isotopes légers est très faible.

On vérifie donc ici que le dégradeur introduit une sensibilité aux différents états de charge ; mais la résolution sur la perte d'énergie est insuffisante pour les séparer efficacement.

Résolution finale en A/q

La résolution en masse, à peine satisfaisante pour les isotopes de fragments de Z faible, se dégrade nettement avec les valeurs de Z plus élevées. C'est la conséquence de la présence croissante d'ions non dépourvus d'électrons dans les deux parties du FRS. En effet, le rapport A/q des fragments est de l'ordre de 2.5 ; ainsi une erreur sur la détermination de la charge atomique d'un ion (A, Z) crée un ion de masse apparente

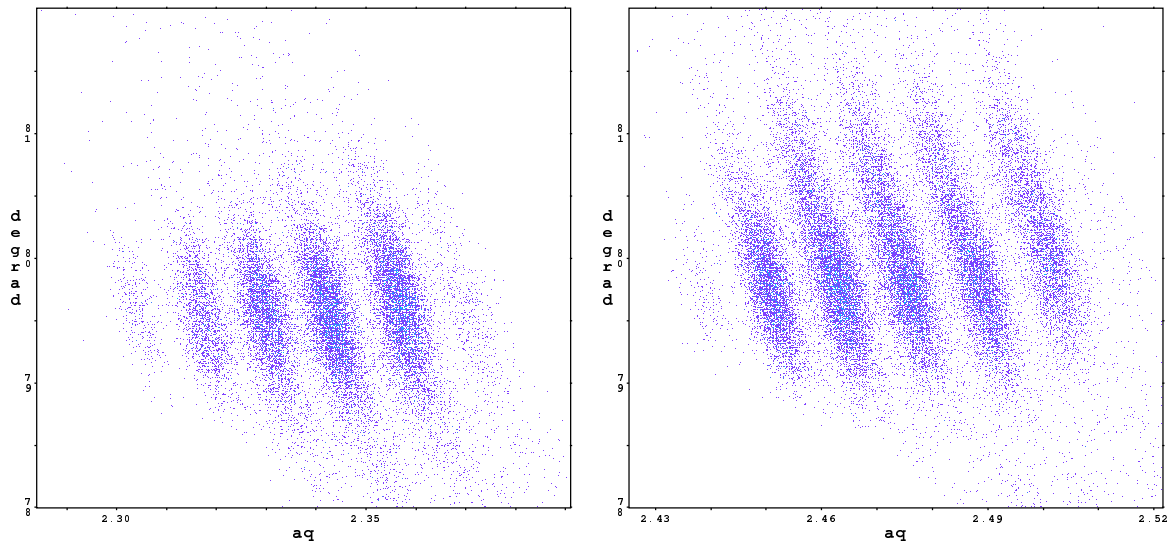


FIG. 3.12 – Corrélation entre Z_{deg} et le rapport A/q_2 pour les fragments de mercure transmis pour un réglage du FRS centré sur ^{189}Tl (gauche) et ^{201}Tl (droite). On a sélectionné les ions ayant conservé le même état de charge dans les deux parties du FRS.

$A + 2.5$. On observe donc une dégradation très rapide du rapport pic sur vallée, comme on peut le voir sur la figure 3.13 (figure de gauche). Notons au passage que si la résolution en A/q était excellente (de l'ordre de $1/1000$) il deviendrait possible de distinguer les fragments portant un électron de ceux totalement épluchés car on distinguerait les pics centrés sur les masses entières et ceux centrés sur les demi-masses.

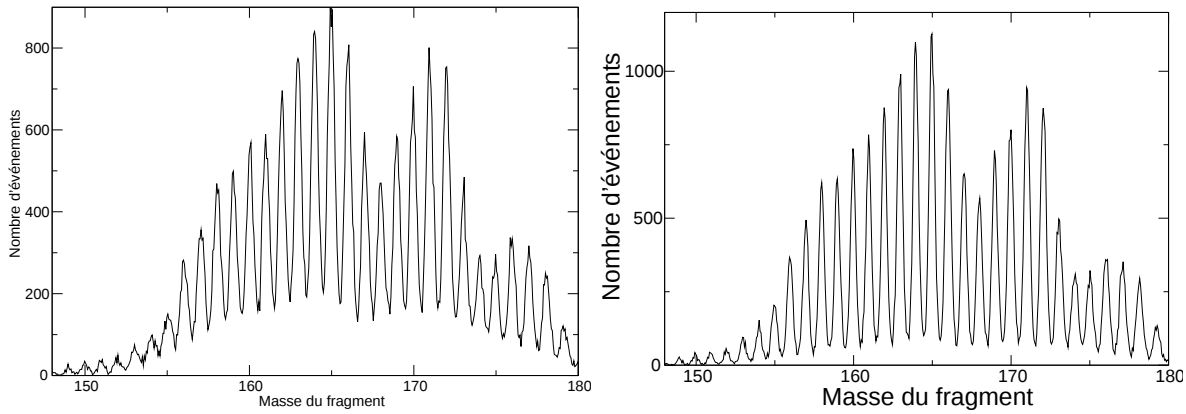


FIG. 3.13 – Spectre en masse de l'ensemble des fragments transmis par le FRS pour un réglage centré sur ^{162}Yb , avant (gauche) et après (droite) correction de la dépendance apparente de A/q_2 en ΔE_{deg} .

En regardant la figure 3.12 on voit immédiatement que la résolution en A/q serait très sensiblement améliorée si l'on considérait les bandes complètes, c'est-à-dire l'ensemble (A, Z) et $(A-3, Z-1)$. On peut donc supprimer arbitrairement la dépendance en ΔE_{deg} du

rapport A/q , ce qui offre une très bonne séparation entre les pics obtenus, comme on peut le constater sur la figure 3.13. Ce choix élimine bien sûr toute possibilité de distinguer directement les ions épluchés des ions portant un électron, mais cela était de toute façon hors de portée. En intégrant l'ensemble des contaminants de la masse A associés à la masse $A - 3$, on élimine du même coup la contamination de cette même masse A par la fraction des noyaux de masse $A - 2$ qui ont été mal identifiés. Comme on le verra par la suite il sera possible de procéder à une déconvolution de l'influence des ions non épluchés dans la production apparente de la masse A . En effet celle-ci s'écrit simplement :

$$\sigma_{mes}(A) = P(0, 0)\sigma(A) + P(1, 1)\sigma(A - 3)$$

On a noté $\sigma(A)$ le taux de production réel de l'isotope A , le label *mes* indiquant la valeur mesurée expérimentalement via la méthode décrite ci-dessus, et $P(x, y)$ la probabilité des fragments de porter respectivement x et y électrons dans la première et la deuxième partie du FRS.

Nous constatons finalement que dans cette expérience, l'identification des fragments événement par événement ne peut être garantie pour tous les fragments. Toutefois, comme on va le voir, il reste possible de remonter au taux de production de chaque isotope et d'obtenir les informations sur la cinématique de la réaction pour chaque isotope produit.

3.5 Taux de production

Pour calculer les sections efficaces de production dans l'hydrogène, il faut tout d'abord déterminer le taux de production dans la cible (hydrogène et parois) et dans les parois, dont on déduit le taux de production dans l'hydrogène seul par soustraction.

A ce stade de l'analyse, le nombre atomique de chaque fragment est connu ; il subsiste une incertitude sur la masse, une partie des fragments identifiés comme étant de masse A ayant en fait une masse $A - 3$. L'incertitude résultante sur le taux de production va être levée en utilisant une détermination de la vitesse des fragments dans la première partie du FRS.

Pour un fragment (A, Z) donné, la première sélection en $B\rho$ s'apparente à une sélection vitesse. Sont transmis jusqu'à S_2 les fragments dont la vitesse vérifie le critère :

$$(B\rho)_0(1 - \delta(B\rho))\frac{q_1}{A} < (\beta\gamma)_1 < (B\rho)_0(1 + \delta(B\rho))\frac{q_1}{A}$$

Ici $\delta(B\rho)$ représente l'acceptance du FRS, qui vaut environ 1.5%. Compte tenu de cette acceptance en $B\rho$ limitée, la transmission de chaque isotope à S_2 est, pour chaque réglage, totale, partielle, ou nulle. Or le taux de production total d'un isotope correspond à sa production sur l'ensemble de son spectre de vitesse : cette information peut donc

être répartie sur différents fichiers, chacun correspondant à différents réglages des champs magnétiques du FRS.

La détermination du taux de production d'un fragment (A, Z) dans la zone cible se déroule en plusieurs étapes :

- pour chaque réglage du FRS, détermination de la cinématique à S_2 des fragments transmis ;
- renormalisation de cet histogramme en vitesse par la SEETRAM et correction de l'effet du temps mort ;
- association de l'ensemble de ces histogrammes pour reconstituer la distribution cinématique des fragments à S_2 ;
- détermination du taux de production de l'isotope considéré, corrigé s'il y a lieu de la transmission angulaire.

La connaissance du facteur relativiste $\beta\gamma$ dépendant de la charge atomique, il est nécessaire de procéder indépendamment pour chaque combinaison d'états de charge. On détermine donc dans un premier temps le taux de production (A, Z, q_1, q_2) . Le calcul étant effectué pour l'ensemble des combinaisons d'états de charge, on pourra, dans une dernière étape, remonter au taux de production isotopique.

3.5.1 Coupures liées à la transmission entre S_2 et S_4

La reconstruction du spectre en vitesse des fragments à S_2 suppose que l'ensemble des fragments ayant atteint S_2 soient parvenus jusqu'à S_4 pour y être identifiés. En d'autres termes, pour une valeur donnée de la position à S_2 , il est nécessaire que le spectre en position à S_4 ne soit pas tronqué. Le mode achromatique est justement censé permettre cela puisque pour chaque isotope, les fragments défocalisés à S_2 sont, dans ce mode optique, refocalisés à S_4 .

Or comme on l'a discuté précédemment, le FRS ne fonctionne pas en mode achromatique dans cette expérience. En conséquence, comme on peut le voir par exemple sur la figure 3.14, pour un réglage donné du FRS, il existe pour la plupart des fragments une plage de positions en S_2 pour lesquelles la transmission à S_4 est incomplète. Cette plage de valeurs est donc inutilisable pour notre analyse. Sur la figure 3.14 cette plage est définie par la ligne verticale : une partie des fragments arrivés à S_2 à une position située à droite de cette ligne n'ont pas atteint S_4 et en conséquence cette partie de la projection sur la position à S_2 ne peut être prise en compte.

Il est nécessaire de définir la plage de position à S_2 utilisable pour chaque combinaison $(Z, A, q_1, q_2, B\rho_0)$. Ce travail ne pouvait être fait automatiquement, sauf à utiliser des algorithmes de reconnaissance de forme hors de notre portée. Il y a donc été procédé manuellement. Ce travail, bien que pouvant être qualifié de travail sur la transmission, ne préjuge pas des transmissions incomplètes dues à la dispersion angulaire des fragments.

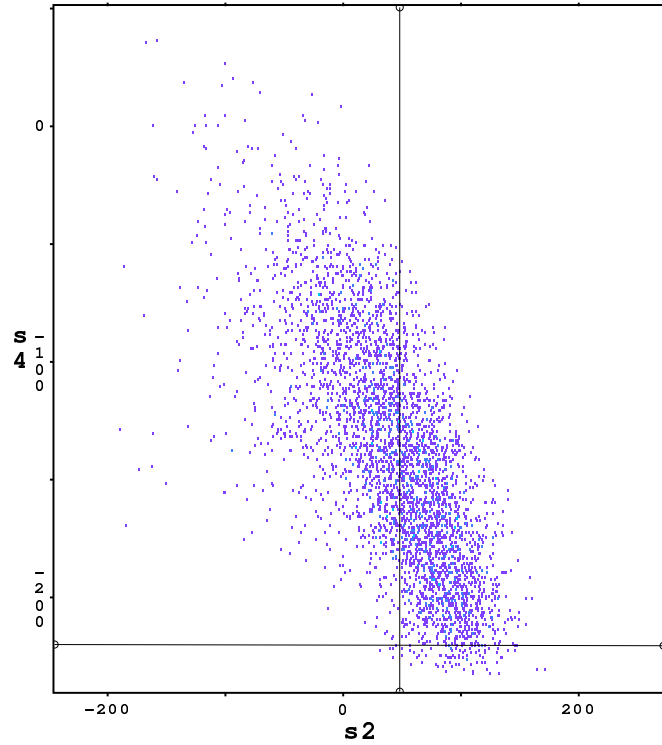


FIG. 3.14 – Corrélation des positions à S_2 et S_4 pour les fragments ^{175}Re transmis pour un réglage du FRS centré sur ^{174}Re . La ligne verticale correspond à limite de la région où la transmission entre les deux plans focaux est totale; les points situés à droite de cette ligne ne peuvent être pris en compte. L'impression trompeuse de coupure douce dans la partie basse du nuage de points est due aux fluctuations de la réponse du scintillateur pour les valeurs de position extrêmes.

3.5.2 Analyse cinématique des fragments produits

La vitesse des fragments dans la première partie du FRS est directement dérivée de la position à S_2 :

$$(\beta\gamma)_1 = \frac{q_1}{A}(B\rho)_1 = \frac{q_1}{A}(B\rho)_0^{(1)}\left(1 + \frac{x_2}{D_2}\right)$$

Pour obtenir une valeur précise de la vitesse, on ne doit pas reporter dans son calcul les fluctuations sur la valeur de A/q telle que calculée à partir des données de la seconde partie du FRS. On va donc utiliser pour valeurs de A et q les valeurs entières déterminées par l'analyse. Or, comme on l'a vu précédemment, ces valeurs sont erronées pour certains ions du fait de leur état de charge mal estimé. Ainsi la vitesse apparente de ces ions, sur lesquels a été commise une erreur d'identification (c'est-à-dire dont la masse réelle est $A - 3$ et la charge réelle dans la première partie du FRS $Z - 1$), sera donnée par :

$$(\beta\gamma)_{calc} = \frac{q_{calc}}{A_{calc}} B\rho \quad (3.1)$$

$$= \frac{q_{calc}}{A_{calc}} \frac{q-1}{A-3} \frac{A-3}{q-1} B\rho \quad (3.2)$$

$$= \frac{q_{calc}}{A_{calc}} \frac{A-3}{q-1} (\beta\gamma)_{phys} \quad (3.3)$$

Les labels *calc* correspondent aux valeurs calculées dans l'analyse et les label *phys* aux valeurs réelles. Pour un ion voisin du projectile, les fragments mal identifiés verront leur vitesse se distribuer sur une autre gaussienne présentant un centre décalé de 0.25% environ. La figure 3.15 présente un exemple de ces distributions cinématiques à double composante. Les deux gaussiennes sont quasiment séparées dans le cas d'ions très proches du projectile, puis avec l'élargissement du spectre de vitesse lié à l'évaporation d'un nombre croissant de particules, elles se recouvrent progressivement jusqu'à ce qu'il ne soit plus possible de les distinguer, tout en conservant leur décalage.

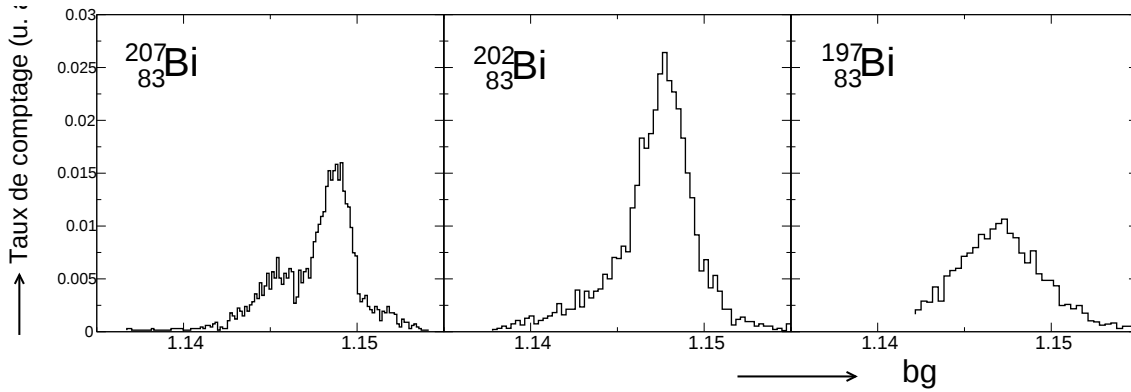


FIG. 3.15 – Distribution expérimentale en $\beta\gamma$ à S_2 obtenues (dans chaque cas à partir d'un fichier unique) pour trois isotopes de bismuth.

Il faut rappeler ici que la gaussienne centrée sur les basses valeurs de $\beta\gamma$ n'a pas de réalité physique : elle n'est que le produit de l'erreur d'identification commise sur certains fragments du fait de la présence d'états de charge mal identifiés.

3.5.3 Nombre d'ions incidents sur la cible

Calibration de la SEETRAM

Pour un dispositif expérimental donné (nature et énergie du projectile), il est nécessaire de procéder à une calibration du SEETRAM. Cela impose de trouver le rapport reliant le signal du SEETRAM au nombre de particules incidentes ; cette relation est, dans la plage d'utilisation du SEETRAM, une relation de proportionnalité directe. La calibration est

délicate car le SEETRAM est conçu pour fonctionner à des taux de comptage plus élevés que le régime de fonctionnement de la plupart des détecteurs existants.

Pour contourner cette difficulté, une méthode originale a été développée au GSI, utilisant une chambre d'ionisation [88]. Cependant cette méthode nécessite une double calibration (d'abord de la chambre elle-même, puis de la chambre par rapport au SEETRAM), qui plus est sur une gamme d'intensité réduite dans chaque cas, ce qui limite sa précision.

Nous avons donc choisi de nous reposer pour cette expérience sur une technique plus simple, utilisée en particulier à SATURNE : l'introduction d'un plastique scintillant et la mesure directe du nombre de particules. Les plastiques sont sans doute les détecteurs les plus rapides, capables de mesurer de l'ordre de 100000 coups par seconde. Un tel traitement détruit le plastique, mais il n'est de toute façon pas destiné à demeurer dans le faisceau.

Lors de la mesure de calibration, l'intensité du faisceau est augmenté graduellement. Les signaux du scintillateur, du SEETRAM et d'une horloge (réglée au $1/10^{eme}$ de seconde) sont enregistrés par des échelles.

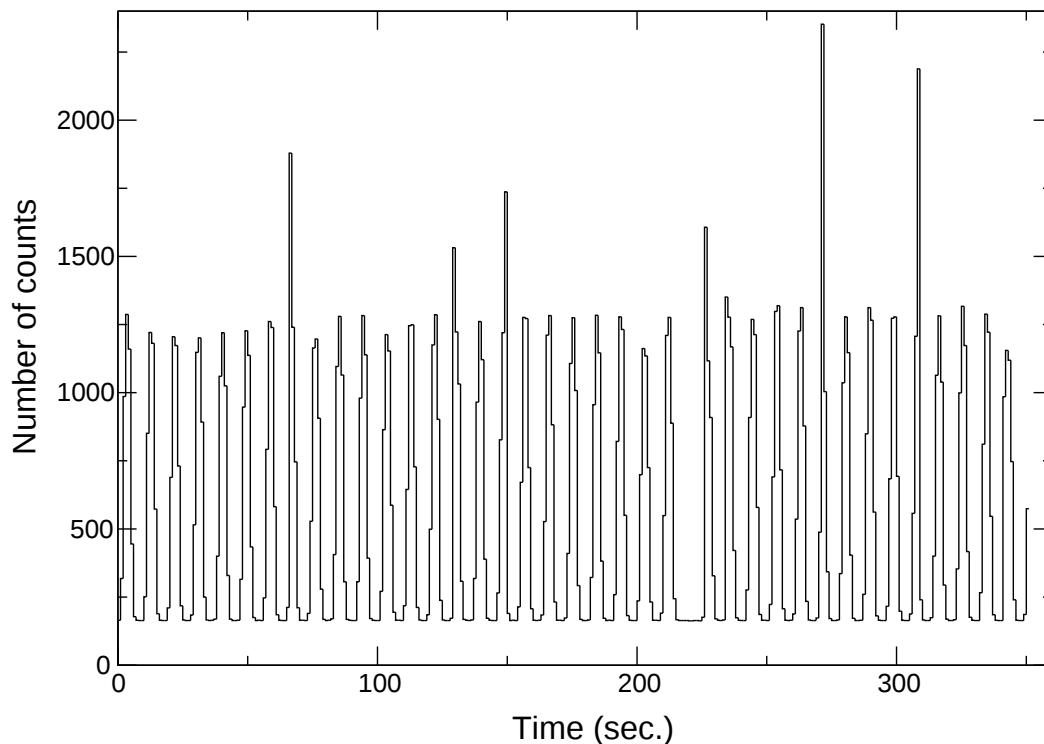


FIG. 3.16 – Réponse du SEETRAM au passage des paquets d'ions du SIS

La figure 3.16 montre la structure des paquets délivrés par le SIS, vus par la SEETRAM. Sur ce graphique, on peut observer que le signal du SEETRAM présente un fond non nul : même en l'absence de particules, la SEETRAM délivre un signal résiduel, qui dépend de la sensibilité choisie pour le SEETRAM. Ce fond permet de travailler avec un

signal décalé afin de pouvoir prendre en compte les signaux négatifs que pourrait délivrer le filtre intégrateur. Il est impératif de soustraire ce fond de toute mesure. On peut alors représenter le nombre de coups donné par le scintillateur plastique en fonction du signal du SEETRAM et en déduire une calibration.

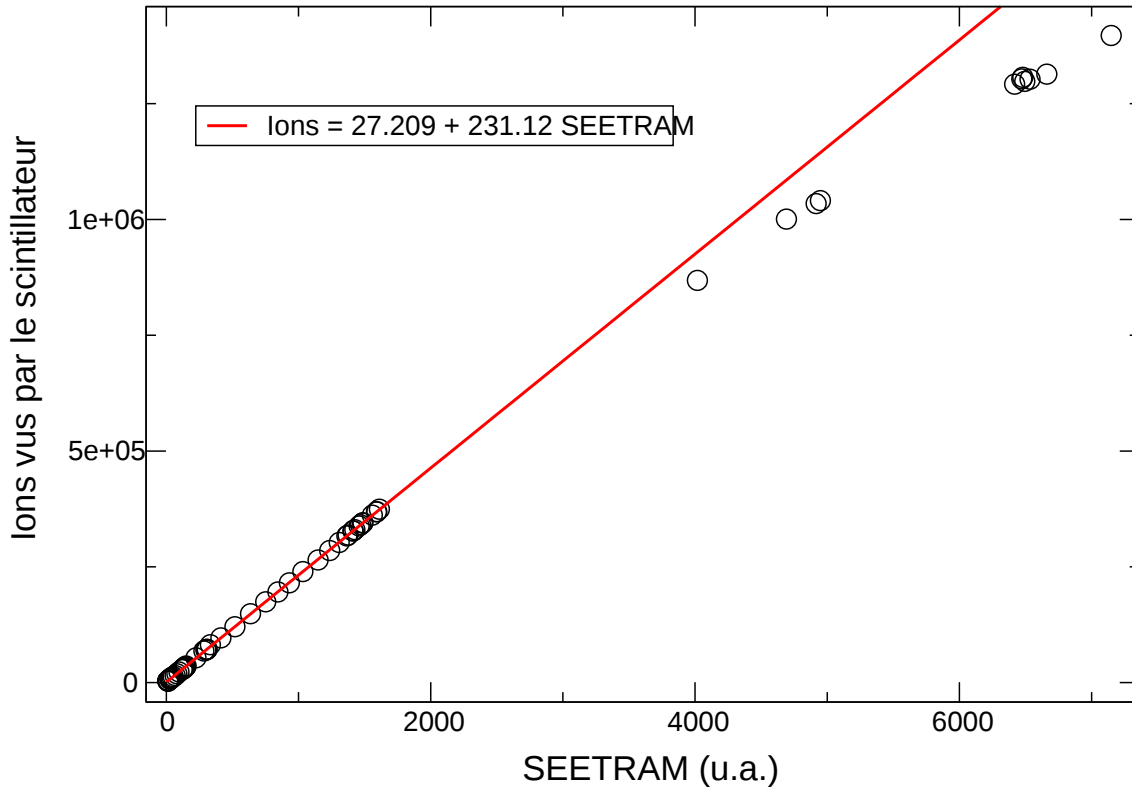


FIG. 3.17 – Calibration du SEETRAM grâce au scintillateur de S_0 . L'électronique du SEETRAM produit ici un fond équivalent à 44.5 coups par secondes.

Sur la figure 3.17 on observe une saturation du scintillateur au-delà de 500000 coups par paquet d'ions, soit environ 100000 coups par secondes. Cependant cette gamme de 0 à 100000 coups/secondes est suffisamment large pour permettre une estimation sûre du rapport et on obtient :

$$231.1 \text{ ions / coup SEETRAM}$$

A partir d'un jeu de données expérimentales à 1GeV, Thomas Brhom a développé un programme donnant une estimation du facteur de calibration du SEETRAM : pour le faisceau de plomb à 500AMeV, ce programme prévoit 254 ions / coup SEETRAM.

Nombre de projectiles

Pour chaque fichier, le spectre de la réponse du SEETRAM en fonction du temps est reconstruit ; le fond en est soustrait par une procédure automatique, puis le nombre de projectiles est déduit grâce au facteur de calibration. Tous les spectres en vitesse sont

alors divisés par ce nombre pour obtenir un taux de production différentiel en fonction de la vitesse.

3.5.4 Temps mort de l'acquisition

Le temps mort de l'acquisition est la fraction de temps durant laquelle l'électronique est bloquée par l'enregistrement d'un événement sur bande et va donc rejeter tout nouvel événement arrivant durant cette période. Ce temps correspond à la durée nécessaire à la lecture de l'ensemble des codeurs, et est de l'ordre de 200 μ s.

Comme on l'a vu au chapitre 2.6, le montage habituel de l'électronique du FRS laisse compter en permanence trois échelles sur un même module électronique : une pour les événements arrivant à S_4 ("free trigger"), une pour les événements ayant déclenché l'acquisition ("LAM" - acronyme de Look At Me) et une pour le SEETRAM. Lors du calcul du taux de production, l'influence du temps mort doit être corrigée en multipliant le taux de production brut par le rapport free/LAM.

Lors de l'analyse des données, nous avons constaté que le rapport free/LAM était toujours égal à 1. Ceci est incompatible avec les valeurs relevées manuellement au cours de l'expérience, qui indiquent un temps mort atteignant fréquemment les 30%. Si on exclut l'erreur de câblage, cela indiquerait que le module des échelles était bloqué par l'acquisition lorsque celle-ci traitait un événement.

Corrélation entre le SEETRAM et le nombre d'ions détectés

Pour confirmer cette hypothèse, une première méthode consiste à comparer le nombre d'événements obtenu pour chaque paquet d'ions délivré par le SIS à la valeur du SEETRAM : dans le cas où le SEETRAM compte librement, même pendant le temps mort, on attend une saturation progressive du nombre de LAM avec l'augmentation de l'intensité.

Sur la figure 3.18 on constate que, quelle que soit l'intensité du faisceau, la relation de proportionnalité entre nombre d'ions incidents par paquets et nombre de fragments produits reste identique. Ceci tend donc à indiquer que l'échelle enregistrant les impulsions du SEETRAM était bien inhibée pendant le temps mort.

Comparaison des horloges à 1Hz et 1MHz

Lors des prises de données, deux horloges sont reliées à des échelles et tournent en permanence : l'une est cadencée en hertz, et l'autre en MHz. La première, qui tourne en continu, est lue par une échelle faisant partie du même module que celui codant le SEETRAM et les triggers ; la seconde, réinitialisée au début de chaque paquet d'ions, est codée sur un module indépendant.

Une caractéristique de l'horloge à 1Hz est qu'elle constitue un déclencheur de l'acquisition. En effet, afin d'assurer une bonne mesure du temps, le changement de seconde

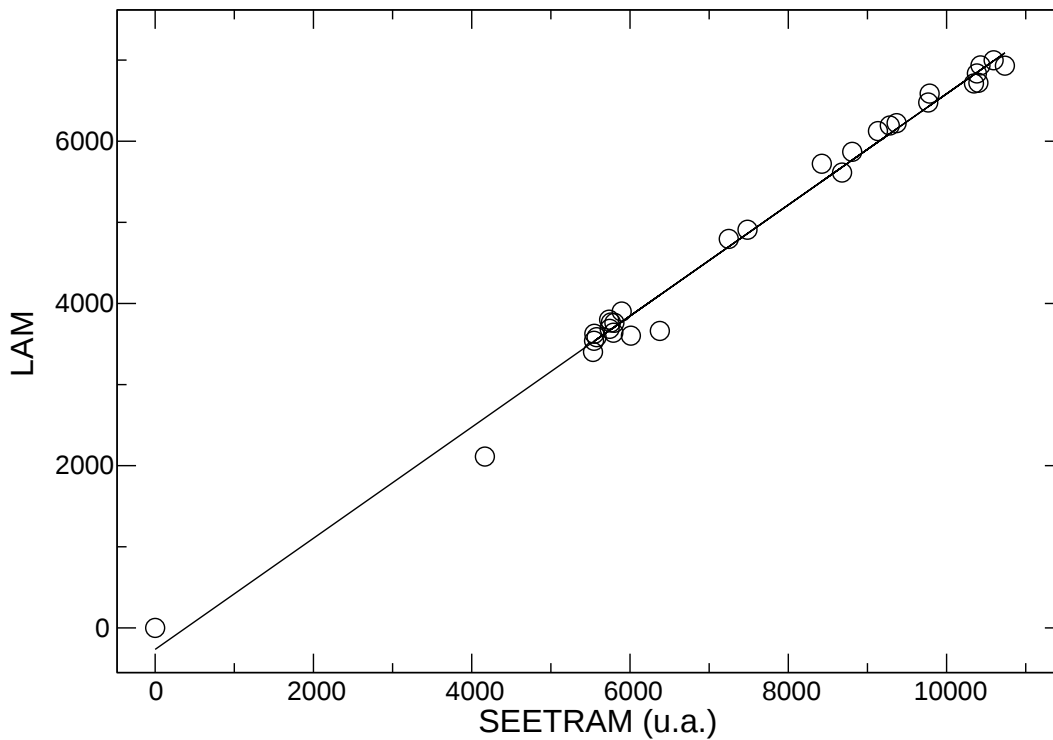


FIG. 3.18 – *Evolution du nombre d'événements ayant déclenché l'acquisition (LAM) par paquet d'ions incidents en fonction de l'intensité du faisceau pour un réglage du FRS centré sur ^{160}Re .*

est traité comme un événement physique : l'ensemble des codeurs sont lus et placés sur la bande de données. Un tel événement est facile à identifier car il conjugue changement de la valeur de l'échelle horloge et valeur nulle pour les détecteurs physiques (MUSICs, positions dans les scintillateurs plastiques).

Si un tel événement est perdu du fait du temps mort, l'événement physique suivant sera caractérisé par une incrémentation de l'horloge au Hz. Une telle situation devrait survenir en proportion exacte du temps mort, soit entre quelques % et quelques dizaines de % des cas. Or dans l'ensemble de l'analyse, ce cas de figure ne se produit jamais : chaque incrémentation de l'horloge correspond à un "événement horloge". Le temps mort ne pouvant être nul, cela signifie donc que l'incrémentation de l'échelle a été bloquée.

Ce blocage d'échelle est confirmé en comparant l'échelle au Hz à l'échelle au MHz. Si on représente l'intervalle de temps entre deux incrémentations de l'horloge à 1 Hz (figure 3.19), on constate que l'horloge à 1 MHz annonce 1, 2 voire parfois 3 secondes. On peut donc en conclure que l'échelle au Hz n'a pas pris en compte certaines des impulsions de son horloge : cette échelle était bloquée pendant une partie du temps de mesure, tandis que l'horloge à 1 MHz, codée sur un module indépendant, incrémentait correctement son échelle associée

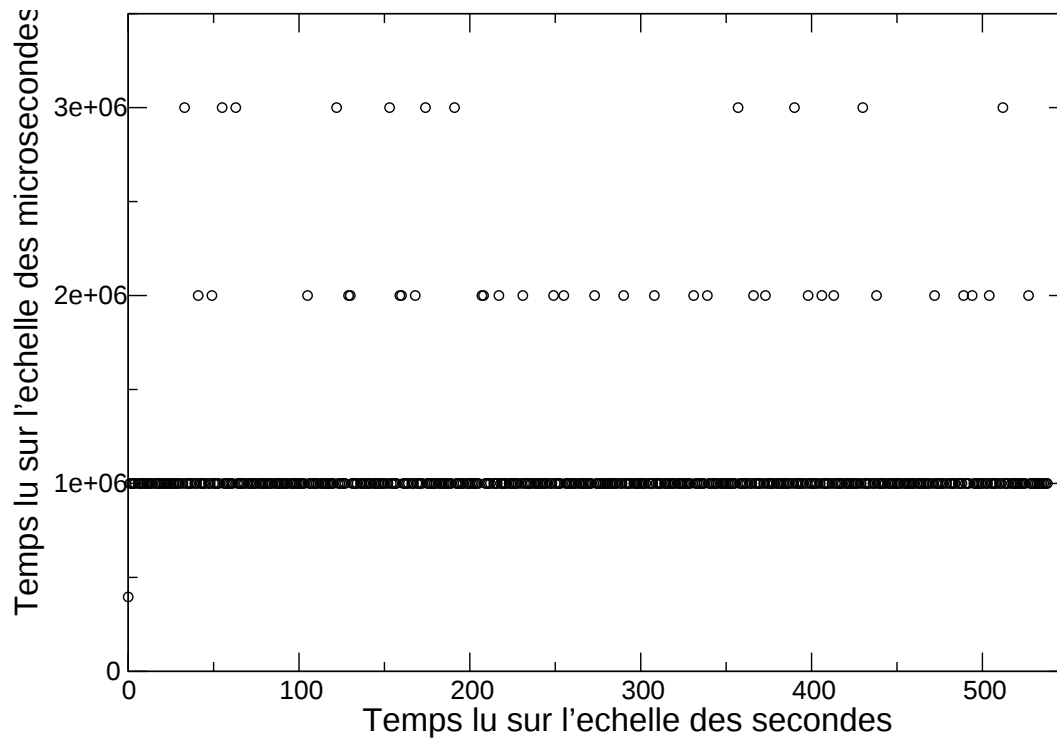


FIG. 3.19 – *Intervalle de temps, lu sur l'échelle associée à l'horloge au MHz, entre deux événements pour lesquels la valeur de l'échelle associée à l'horloge cadencée en Hz a été incrémentée. Ce temps est représenté en fonction de la valeur lue sur l'échelle Hz.*

Le blocage des échelles par le temps mort constitue un accident expérimental : nous avons en fait hérité du câblage de l'expérience qui a précédé la notre, et ce n'est qu'au cours de l'analyse des données que le problème s'est révélé.

Reconstitution du temps mort

La connaissance du temps mort reste intéressante pour contrôler le comportement de l'électronique et éventuellement rejeter des mesures où le temps mort deviendrait tellement important que la fiabilité des mesures n'est plus garantie. Comme on va le voir, le fait que l'échelle de l'horloge au MHz n'ait pas été affectée par le temps mort suffit pour calculer précisément le temps mort tout au long de l'expérience.

La première étape de ce calcul consiste en la reconstruction d'une échelle de temps absolu, qui est réalisée en combinant les signaux des deux échelles de temps disponibles. Ainsi chaque événement, qu'il soit horloge ou physique, peut être localisé dans le temps à quelques micro-secondes près : l'incertitude subsistante correspond aux fluctuations du temps mis par l'acquisition pour lire l'ensemble des échelles et des codeurs, et est vraisemblablement liée au traitement en temps réel des ses diverses tâches par le processeur de l'acquisition.

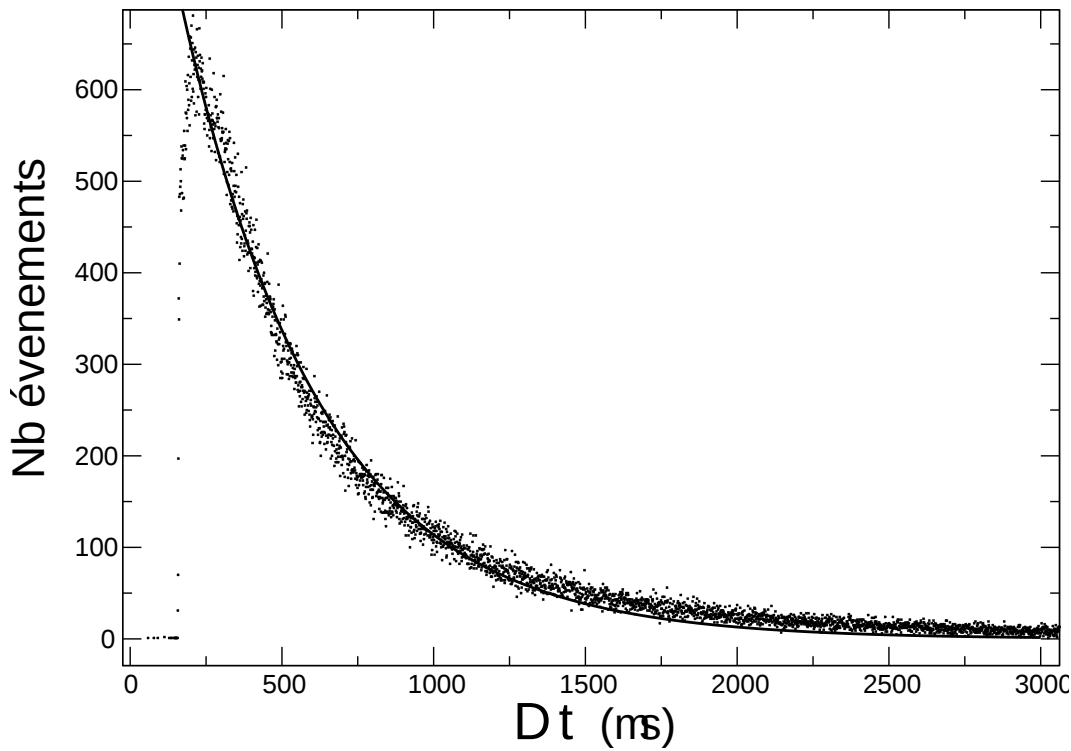


FIG. 3.20 – Histogramme des intervalles de temps entre deux événements successifs traités par l'acquisition du FRS (en micro-secondes) pour l'ensemble de l'expérience analysée dans ce chapitre. La courbe est un ajustement exponentiel réalisée sur ces données.

Si on considère que le déversement des ions de chaque paquet est uniforme dans le temps, alors l'arrivée d'un fragment à S_4 et donc le déclenchement de l'acquisition est *a priori* un phénomène purement statistique dont la probabilité instantanée est elle aussi constante. Si τ est l'intervalle *moyen* entre deux événements, la probabilité *moyenne* qu'un événement survienne à un instant t quelconque est bien sûr :

$$P = \langle P(t) \rangle = \frac{1}{\tau}$$

Supposons qu'un événement soit survenu à l'instant $t = 0$. Pour estimer la probabilité qu'un événement survienne alors à l'instant t , il faut que cet événement ne soit *pas* survenu jusqu'à l'instant $t - dt$, et survienne précisément à l'instant t . On peut donc écrire :

$$P(t) = \lim_{dt \rightarrow 0} \left(1 - \frac{dt}{\tau}\right)^{\frac{t}{dt}} \cdot \frac{dt}{\tau}$$

On en déduit donc :

$$P(t) = \frac{1}{\tau} e^{-t/\tau}$$

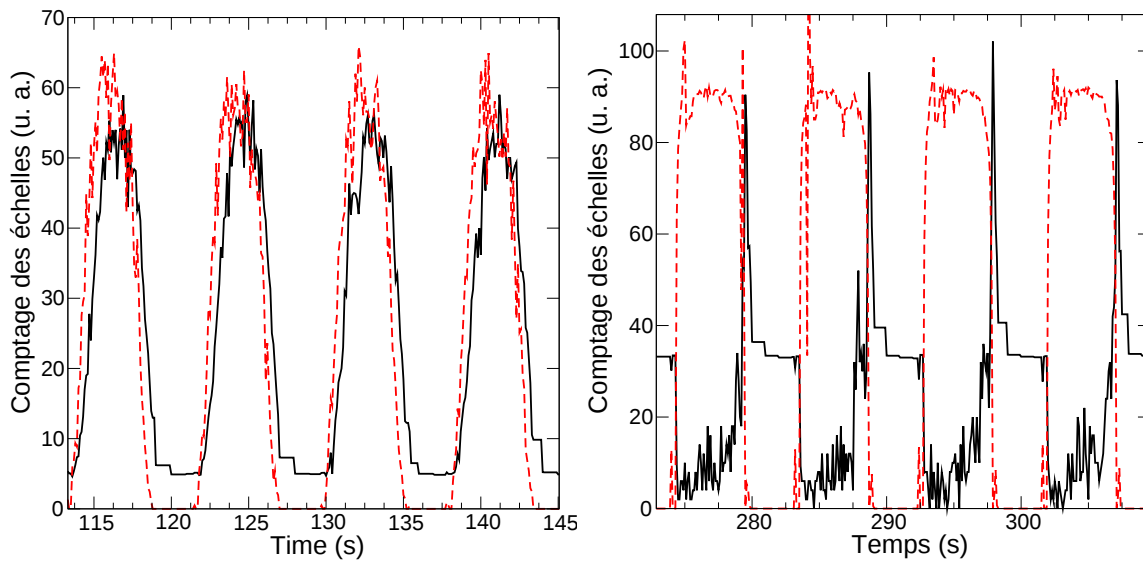


FIG. 3.21 – Comparaison du spectre issu de l'échelle SEETRAM (ligne continue) et du nombre de coups physiques mesurés (ligne en tirets) pour deux fichiers de mesure, l'un avec un faible temps mort (gauche), l'autre avec un temps mort extrêmement élevé.

Ce calcul exige toutefois que la probabilité instantanée soit rigoureusement constante au cours du temps, ce qui n'est pas le cas du fait de la structure des paquets délivrés par le SIS ; on ne s'attend donc pas à observer une forme parfaitement exponentielle.

La probabilité d'intervalle de temps entre les événements est représentée sous la forme du nombre d'intervalles constatés lors d'une mesure centrée sur ^{184}Pt sur la figure 3.20. La forme exponentielle attendue est bien présente, mais la courbe semble tronquée pour une valeur de δt de l'ordre de $200\ \mu\text{s}$. On vient en fait de mesurer explicitement le temps mort T_m de l'acquisition : tout événement qui serait survenu moins de T_m après un premier événement ne peut être pris en charge par l'acquisition et est donc ignoré, conduisant à une occurrence nulle pour les intervalles de temps inférieurs à T_m . Le fait que la coupure ne soit pas parfaitement franche témoigne des fluctuations du temps mort évoquées plus haut.

Pour obtenir une valeur précise de T_m , on peut comparer le nombre de coups de l'horloge au Hertz enregistrés et le temps absolu de la mesure obtenu à partir du temps reconstruit selon la méthode décrite plus haut. La différence constitue le nombre de coups horloge perdus par blocage, donc une durée totale de blocage ; or ce temps correspond au produit du temps mort pour un événement par le nombre total d'événements physiques constatés. En égalant ces deux grandeurs pour l'ensemble de l'expérience, on obtient :

$$T_m \simeq 180\ \mu\text{s}$$

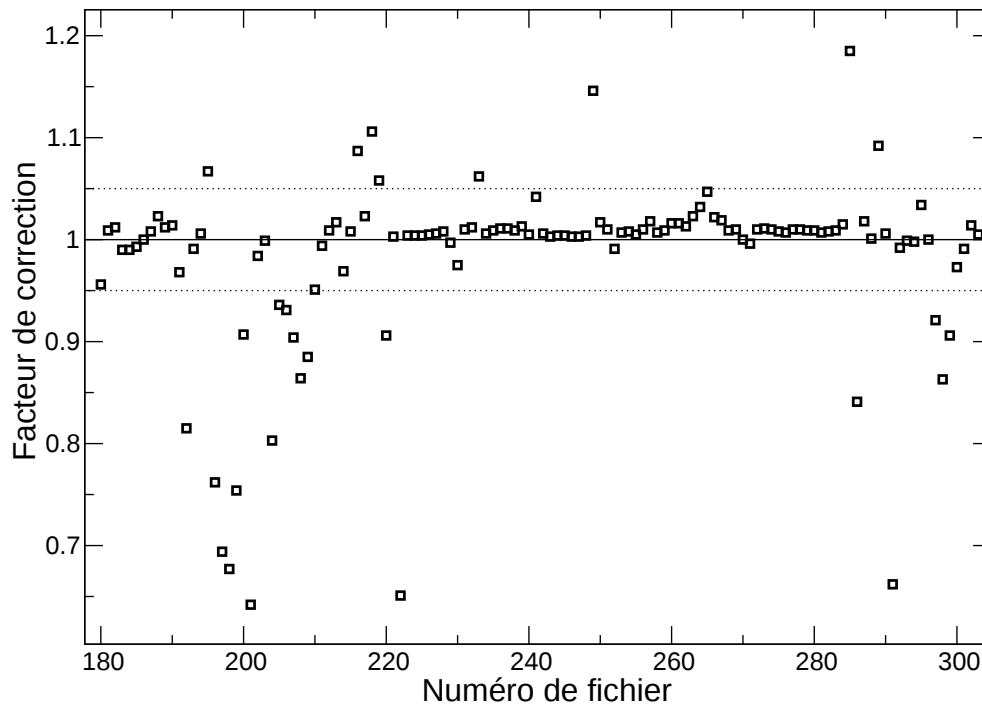


FIG. 3.22 – *Facteur de correction du nombre d'ions incidents tel que calculé pour tous les réglages du FRS.*

Effets marginaux du temps mort, correction du SEETRAM

On a montré précédemment (chapitre 3.5.4) que le module codant le SEETRAM était affecté par le temps mort de l'acquisition. Cette situation peut paraître idéale : aucune correction ne serait ainsi nécessaire pour renormaliser le nombre d'ions incidents sur la cible. Hélas, les choses ne sont pas aussi simples, et deux phénomènes viennent perturber cette situation. Les figures 3.21 permettent de mettre en évidence ces deux phénomènes.

Le premier est lié au mode de fonctionnement du SEETRAM : produite par intégration du signal, sa réponse est sujette à un retard d'environ 0.5 s (figure 3.21, gauche). Ainsi lorsque l'intensité du faisceau varie fortement (pic d'intensité, début et fin de paquet), la réponse du SEETRAM est altérée par un temps mort ne correspondant pas au nombre d'événements physiques enregistrés à cet instant. Le cas critique est celui des pics d'intensité, qui peuvent correspondre localement à un doublement ou un triplement de l'intensité du faisceau. Dans ce cas le nombre de coups liés au pic est affecté par le temps mort moyen du paquet ; mais les coups précédant le pic sont affectés par le temps mort extrême lié au pic. Cela conduit donc à une légère sous-estimation du nombre d'ions incidents.

Le second phénomène défavorable survient lorsque l'intensité du faisceau est relativement basse par rapport à la sensibilité retenue pour le SEETRAM : le fond (courant de polarisation) est alors important par rapport aux signaux mesurés. Or le fond est estimé grâce aux mesures réalisées entre les paquets du faisceau, donc avec un temps mort ri-

goureusement nul. Mais lors du déversement des paquets, la partie du signal due au fond est affectée par le temps mort au même titre que les signaux physiques. Donc, la soustraction d'une valeur non affectée par le temps mort peut conduire à une sous-estimation du nombre d'ions incidents. Un cas extrême est présenté sur la figure 3.21, à droite : on voit clairement que le signal du SEETRAM, au lieu de monter à l'arrivée du faisceau, s'effondre, l'enregistrement des coups SEETRAM par l'échelle étant complètement inhibé par le blocage de l'échelle.

Le comportement de l'acquisition étant parfaitement connu grâce au travail de reconstruction réalisé sur le temps mort, on est en mesure de calculer la probabilité de rejet d'un événement à chaque instant, et donc de définir un facteur de correction à appliquer au nombre d'événements mesurés pour obtenir le nombre d'événements réellement survenus lors de l'expérience. On peut aussi, et c'est plus commode dans notre cas, calculer un facteur de correction à appliquer au SEETRAM de manière à corriger l'effet du décalage en temps et de la mesure du fond hors temps mort sur le nombre d'ions incidents.

Les valeurs obtenues pour ce facteur de correction sont présentées sur la figure 3.22. On constate que les valeurs obtenues s'éloignent significativement de 1 pour un nombre modéré de fichiers, mais le facteur peut parfois être très important, jusqu'à représenter une correction de 30%.

3.5.5 Reconstruction du spectre en vitesse à S_2

En superposant les morceaux de distribution obtenus pour plusieurs réglages du FRS, on reconstitue l'ensemble de la distribution cinématique de chaque isotope. Ces distributions sont ajustées par une gaussienne, ce qui permet de s'affranchir des fluctuations statistiques de la mesure et d'obtenir systématiquement un taux de production intégré, y compris dans le cas où les différentes mesures n'ont pas couvert tout le spectre de vitesse de l'isotope considéré.

Dans cette expérience, du fait du profil non approprié du dégradeur, il est fréquent que les distributions soient largement tronquées, ce qui, au mieux crée une incertitude sur le résultat de l'ajustement du fait de la multiplication des fichiers (chacun ne permettant de constituer qu'une partie réduite de la distribution), et au pire empêche de réaliser l'ajustement sur l'isotope en question faute de données suffisantes. Une procédure particulière d'ajustement a donc été utilisée, portant sur l'ensemble de chaque série isotopique, afin de pouvoir prendre en compte des fragments pour lesquels on ne dispose que d'une partie réduite de la distribution. La fonction d'ajustement s'écrit :

$$G^{(Z)}(A)(x) = \lambda^{(Z)}(A) \exp\left[-\frac{(x - x_0^{(Z)}(A))^2}{2\sigma^{(Z)}(A)^2}\right]$$

$\lambda^{(Z)}(A)$ est le maximum de la gaussienne et est un paramètre libre pour chaque isotope ; en revanche $x_0(Z)$ et $\sigma(Z)$, respectivement centre et largeur de la gaussienne, sont des

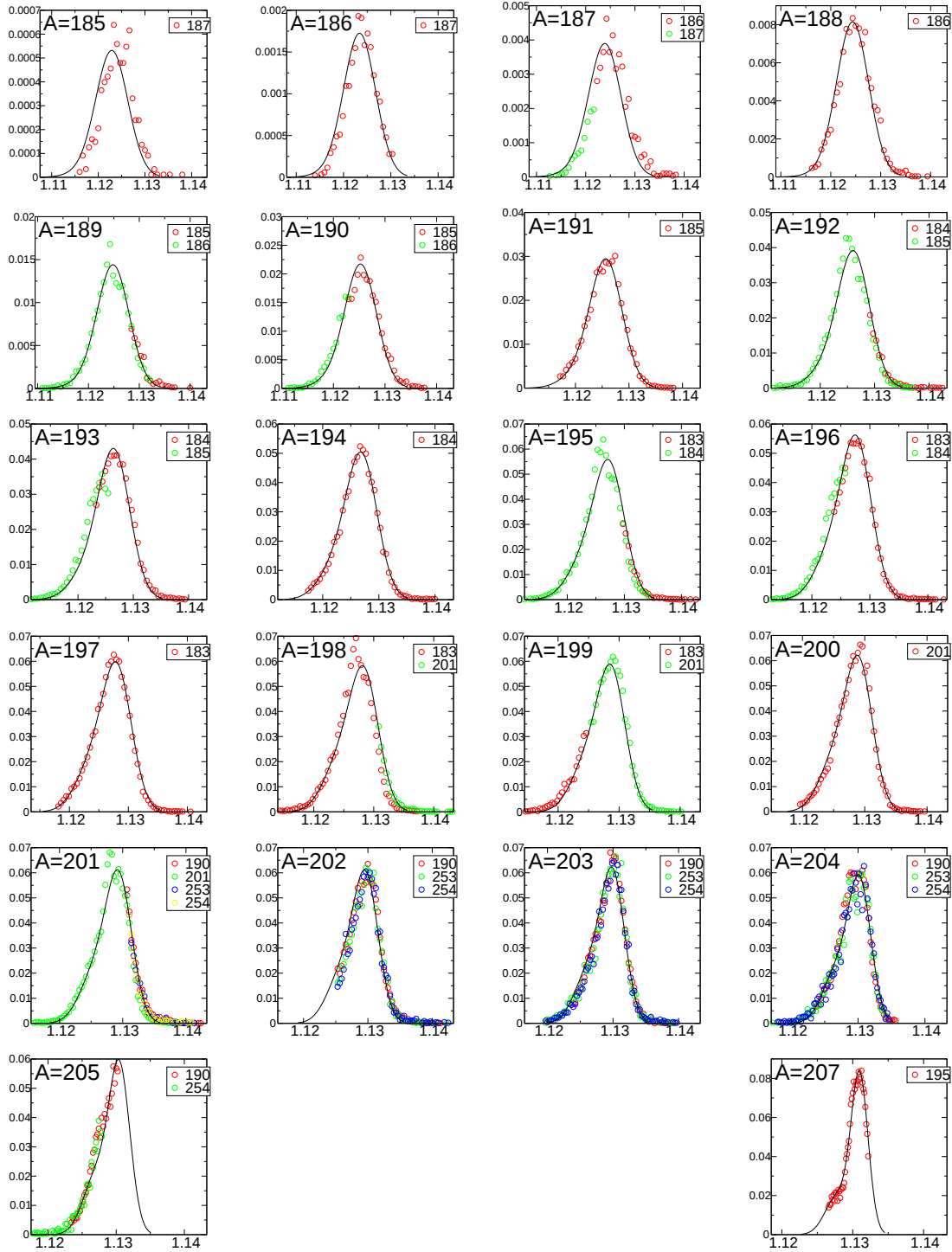


FIG. 3.23 – Distribution cinématique de l'ensemble des isotopes de thallium n'ayant pas changé d'état de charge atomique dans les deux parties du FRS, et résultat de l'ajustement par la somme de deux gaussiennes ainsi que présenté dans le texte. Les labels des points correspondent aux différents fichiers de données utilisés.

paramétrisations inspirées des systématiques de Morrissey [79] et dont les coefficients sont ajustés pour l'ensemble des isotopes :

$$x_0^{(Z)}(A) = \alpha_1(Z) + \alpha_2(Z) \cdot \Delta A$$

et

$$\sigma^{(Z)}(A) = \sqrt{\beta_1(Z) + \beta_2(Z) \cdot \Delta A + \beta_3(Z) * (\Delta A)^2}$$

On a noté ΔA l'écart entre la masse du fragment et le projectile. Cette paramétrisation apporte une très forte stabilité de l'ajustement et permet de prendre en considération des distributions cinématiques très incomplètes, en contraignant de manière réaliste la variation des positions et des largeurs des distributions.

Pour les ions de charge nucléaire supérieure à 76, la déformation du spectre cinématique d'un fragment de masse A lié à la présence des fragments de masse $A - 3$ mal identifiés ne peut plus être négligée. Pour ces séries isotopiques, l'ajustement de chaque spectre est donc réalisé à l'aide de la somme de deux gaussiennes, la seconde étant entièrement déterminée à partir de la première :

- Puisque les ions contaminants ont pour masse $A - 3$ la largeur de leur distribution sera simplement $\sigma(A - 3, Z)$.
- Le centre de leur distribution en vitesse apparente reflète l'erreur commise lors de l'identification :

$$x_0^{(Z)}_q(A) = \frac{A - 3}{Z - 1} \cdot \frac{Z}{A} \cdot x_0^{(Z)}(A - 3)$$

- Le rapport entre le nombre d'ions dans l'état de charge majoritaire q et celui dans l'état de charge minoritaire $q+1$ est constant pour tous les isotopes (à condition de négliger les variations de vitesse liées aux différences en masse) :

$$N(Z, A, q + 1) = \Phi(Z) N(Z, A, q)$$

Donc le taux de contaminants sera directement proportionnel au taux d'ions de masse $A - 3$ formés, d'où le maximum de la gaussienne décrivant les ions contaminants :

$$\lambda^{(Z)}_q(A) = \Phi(Z) \lambda^{(Z)}(A - 3)$$

$\Phi(Z)$ est le seul paramètre libre additionnel pour traiter l'ensemble des contaminants d'une série isotopique.

Comme on peut le voir sur la figure 3.23, on obtient ainsi une bonne reproduction des données expérimentales. En particulier, la déformation des spectres par rapport à des

formes purement gaussiennes liée à la présence d'une gaussienne additionnelle est bien reproduite par notre ajustement.

3.5.6 Suppression de la contamination par les états de charge exotiques

Si on désigne par $P(q_1, q_2)$ la probabilité de porter respectivement q_1 et q_2 électrons dans la première et la seconde partie du FRS pour des ions de charge nucléaire Z , alors pour cette valeur de Z la valeur intégrée $I(A, q_1, q_2)$ des spectres, obtenue à la fin de l'étape précédente, est reliée au taux de production $T(A)$ par la formule suivante :

$$I(A, q_1, q_2) = P(q_1, q_2)T(A) + P(q_1 + 1, q_2 + 1)T(A - 3) \quad (3.4)$$

On obtient donc un système d'équations couplées : la détermination de chaque $T(A)$ n'est possible que moyennant la connaissance de $T(A - 3)$. On cherche en fait à déterminer $P(q_1, q_2)T(A)$, quantité qu'on renormalisera par la suite.

La résolution de ce système impose de remarquer que pour les fragments très riches en protons, le taux de production décroît exponentiellement à mesure qu'on retire les neutrons ; ainsi pour les ions les plus riches en protons le rapport $T(A - 3)/T(A)$ est de l'ordre de 10^{-2} . On ne commet donc qu'une erreur négligeable en considérant que pour les trois masses les plus riches en protons de chaque série isotopique, on a $I(A, q_1, q_2) \simeq P(q_1, q_2)T(A)$; à partir de ce moment, la résolution du système de proche en proche est triviale, à condition qu'il n'y ait pas de masse manquante dans la série isotopique. Dans le cas où la série isotopique est incomplète, on détermine les taux de production $I(A, q_1, q_2)$ manquants *via* un ajustement cubique sur le logarithme des valeurs mesurées.

La résolution de cet ensemble d'équations exige la connaissance du rapport $P(q_1 + 1, q_2 + 1)/P(q_1, q_2)$. Pour connaître cette valeur nous avons utilisé les résultats du code GLOBAL [73].

Les valeurs des taux de contaminants obtenus par l'ajustement sur les spectres en vitesse correspondant précisément au rapport $P(q_1 + 1, q_2 + 1)/P(q_1, q_2)$, nous aurions pu utiliser directement ces valeurs ; toutefois nous ne pouvions garantir leur précision. En effet l'ajustement dispose de plusieurs paramètres pour reproduire au mieux les données : en particulier une variation sur la largeur des distributions induira une variation contraire du terme de couplage.

Nous avons donc préféré utiliser les valeurs calculées par GLOBAL. Les rapports de probabilité d'états de charges obtenues expérimentalement sont néanmoins comparées, à titre indicatif, aux valeurs prévues par GLOBAL sur la figure 3.24.

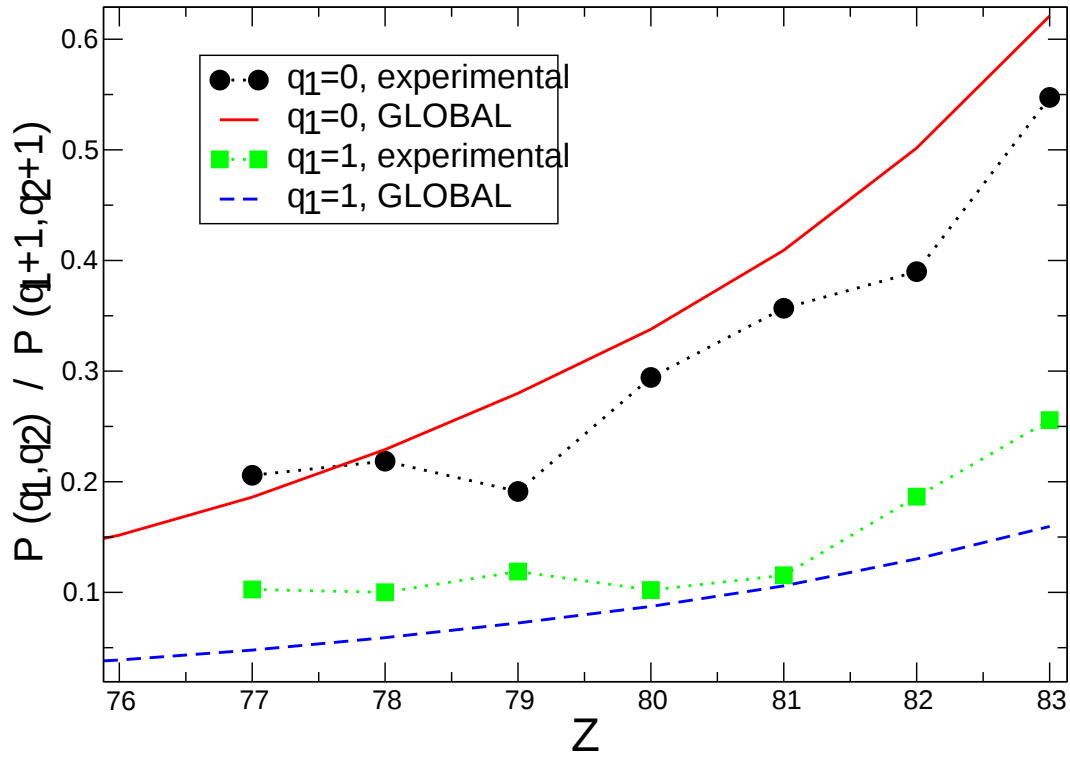


FIG. 3.24 – Comparaison entre les rapports $P(1,1)/P(0,0)$ et $P(1,2)/P(0,1)$ obtenus lors de la reconstruction des spectres cinématiques et les valeurs calculées avec le code GLOBAL.

3.5.7 Renormalisation des taux de production

L'étape finale pour obtenir les taux de production est une renormalisation par la probabilité de l'état de charge principal. Dans cette analyse, outre les fragments complètement épluchés, les combinaisons d'état de charge (1,0), (0,1), (0,2) et (0,3) ont également été étudiés. Il est possible d'utiliser les valeurs données par GLOBAL, mais il est également possible d'ajuster les différents spectres obtenus les uns par rapport aux autres, ce qui permet de déterminer sur une base expérimentale les probabilités des différents états de charge. Le résultat de cet ajustement pour les isotopes de tungstène ($Z=74$) et de mercure ($Z=80$) est présenté sur la figure 3.25.

Les probabilités d'états de charge telles qu'obtenues par cet ajustement sont comparées aux valeurs calculées avec le code GLOBAL sur la figure 3.26. L'accord est très bon (moins de 10% d'écart) pour les mesures avec de fortes statistiques (combinaisons (0,0) et (0,1)), et un peu moins bon (jusqu'à 20% d'écart) pour les états de charge plus exotiques (combinaisons (0,2) et (1,0)). En revanche le désaccord est très net sur la probabilité de trois électrons dans la seconde partie du FRS, sous-estimée d'un facteur 2,5 par le code GLOBAL. Ce constat est en accord avec des mesures non publiées réalisées au FRS [89] : il s'agit donc bien d'une déficience de GLOBAL.

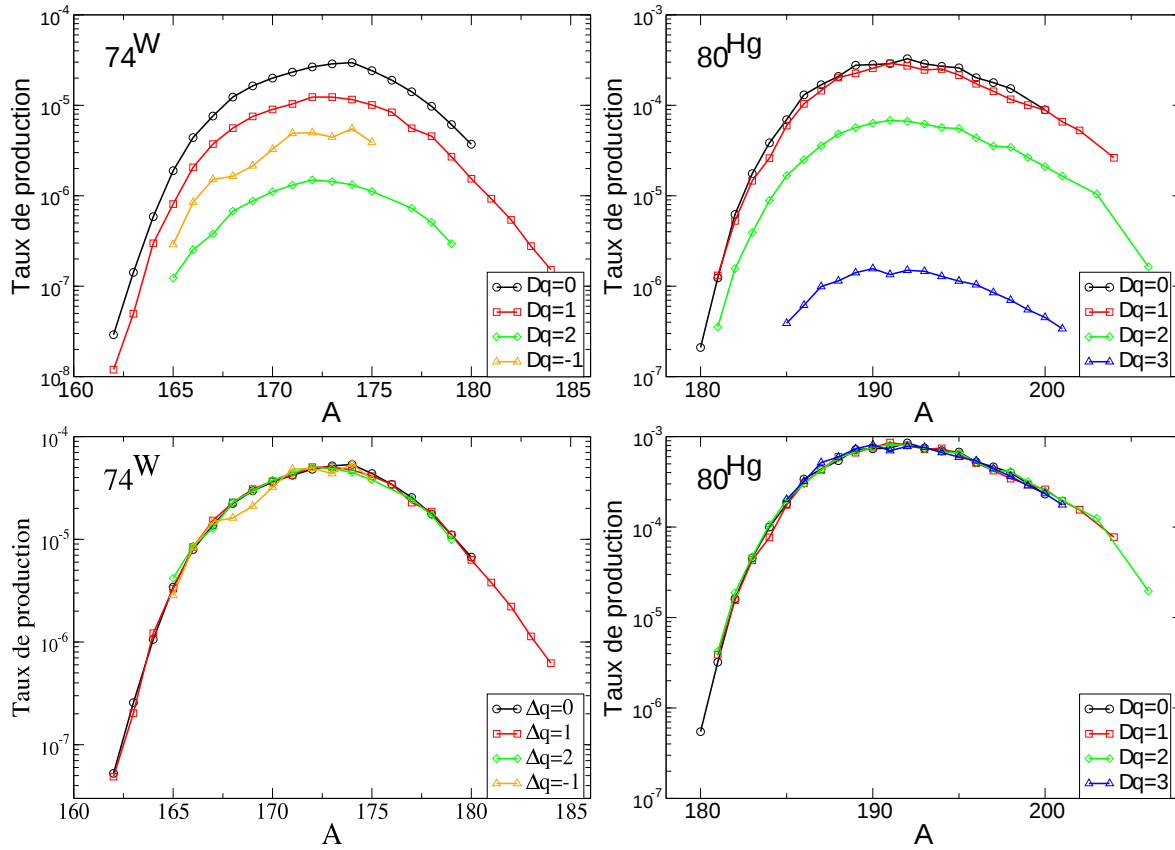


FIG. 3.25 – Taux de production des isotopes de tungstène et de mercure en fonction de la masse de l'isotope, obtenus pour diverses combinaisons d'états de charge, avant (figures du haut) et après (figures du bas) renormalisation par la probabilité de ces mêmes combinaisons.

La valeur finale retenue pour le taux de production correspond à la moyenne des valeurs obtenues pour l'isotope considéré, moyenne pondérée par la probabilité de l'état de charge. Cela correspond grossièrement à une pondération par le nombre de fragments obtenu dans chaque état de charge, donc à une pondération par la statistique de la mesure.

3.5.8 Conclusion sur les taux de production, incertitudes

Grâce aux méthodes originales présentées dans cette section, il a été possible de déterminer les taux de production de chaque isotope malgré une identification incomplète des fragments.

On peut identifier quatre grandes sources d'incertitudes sur les taux de production obtenus :

- Les fluctuations liées au nombre de fragments mesurés, ou incertitude statistique. Les incertitudes sur les ajustements en vitesse étant directement tributaires des fluctuations statistiques, nous considérons qu'elles sont incluses dans ces dernières.

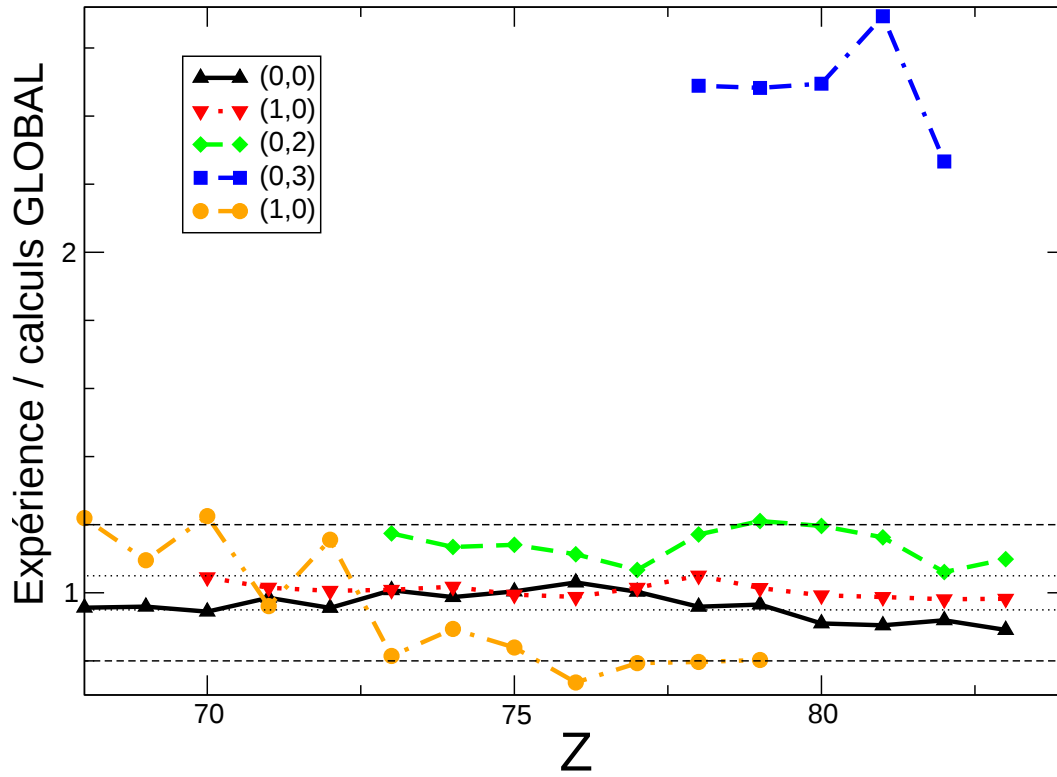


FIG. 3.26 – Rapports entre les probabilités des combinaisons d'états de charge obtenues par ajustement par rapport aux taux de production mesurés et les valeurs calculées à l'aide du code GLOBAL.

- *La mesure du nombre d'ions incidents*: il s'agit là d'une incertitude systématique, commune à tous les isotopes et que nous estimons à 3% (paragraphe 3.5.3).
- *L'identification en Z et A* : si la résolution en masse est généralement bonne, la résolution en charge est, on l'a vu, beaucoup plus fluctuante: l'incertitude portant sur l'identification événement par événement peut atteindre 20%. Toutefois cette valeur n'est pas pertinente pour estimer l'incertitude sur les taux de production car pour deux charges voisines les erreurs sur le nombre d'ions mesurés pour chaque charge se compensent quasiment ou partiellement, en fonction de la différence de production totale des deux charges. Si on appelle $\delta(Z)$ l'incertitude sur l'identification, on peut estimer l'incertitude sur la production $T(Z)$ par :

$$\delta(T(Z)) = \delta(Z) * (T(Z + 1) - T(Z - 1))$$

Nous l'estimons à 3% pour les isotopes les plus légers et à environ 8% pour les isotopes proches du projectile. Ceci n'inclut pas les incertitudes liées aux états de charge que nous traitons indépendamment.

- *La soustraction de la contamination par les ions mal identifiés* (paragraphe 3.5.5): l'incertitude est liée à la confiance qu'on peut accorder aux calculs de GLOBAL. On

a vu précédemment que pour les états de charge concernés par cette soustraction l'accord de GLOBAL avec nos propres données sur les états de charge est toujours meilleur que 10% ; on peut donc se baser sur cette valeur majorante de l'erreur. L'incertitude est alors :

$$\begin{aligned} \delta(T_{q_1, q_2}(A)) &= 0.1 * P_{GLOBAL}(q_1 + 1, q_2 + 1) * T_{q_1, q_2}(A - 3) \\ &+ P_{GLOBAL}(q_1 + 1, q_2 + 1) * \delta(T_{q_1, q_2}(A - 3)) \end{aligned} \quad (3.5)$$

- *La renormalisation par la probabilité d'état de charge* : le facteur d'incertitude est directement donné par l'écart quadratique moyen subsistant en fin d'ajustement.

3.6 Obtention des sections efficaces

3.6.1 Contribution des éléments autres que l'hydrogène à S_0

Les parois de la cible, constituées principalement de titane, contribuent pour une faible part à la production d'isotopes proches du projectile. De la même manière, la feuille de niobium placée derrière la cible constitue également un site de réactions nucléaires ; enfin les feuilles d'aluminium du SEETRAM et les feuilles de mylar incluses dans la cible apportent une contribution marginale à la production de résidus. Pour faciliter la lecture on parlera souvent du titane en lieu et place de l'ensemble titane, mylar, aluminium et neobium.

La contribution de ces matériaux croît à mesure qu'on considère des isotopes de plus en plus légers : en effet un noyau de masse intermédiaire tel que le titane peut déposer une très grande quantité d'énergie dans le noyau projectile, donnant ainsi naissance à un résidu de faible masse. Ainsi les sections efficaces de production sur le titane varient peu en fonction de la perte de masse, alors qu'elles décroissent rapidement dans le cas de l'hydrogène. Pour des pertes de masse de l'ordre de 30 à 40 nucléons, la contribution des fenêtres tend à être du même ordre que celle de l'hydrogène, et pour une perte de masse de l'ordre de 50 nucléons, on s'attend à une production très minoritaire sur l'hydrogène.

Pour pouvoir soustraire la contribution des fenêtres dans les taux de production mesurés, l'ensemble des mesures effectuées avec la cible est reproduite sur une cible qualifiée de "fantôme", dépourvue d'hydrogène. *L'ensemble du processus d'analyse est répété pour ces données.* Toutefois la quantité de matière susceptible de donner lieu à une réaction nucléaire étant plus faible que dans le cas de la cible normale, la statistique est souvent moins bonne que dans le cas de la cible d'hydrogène.

Dans les expériences précédentes, les distributions sur la cible vide ayant été mesurées de façon parcellaire, il était nécessaire de reconstituer les spectres de production isotopiques complets sur cette cible. Les taux de production de la cible fantôme étaient donc

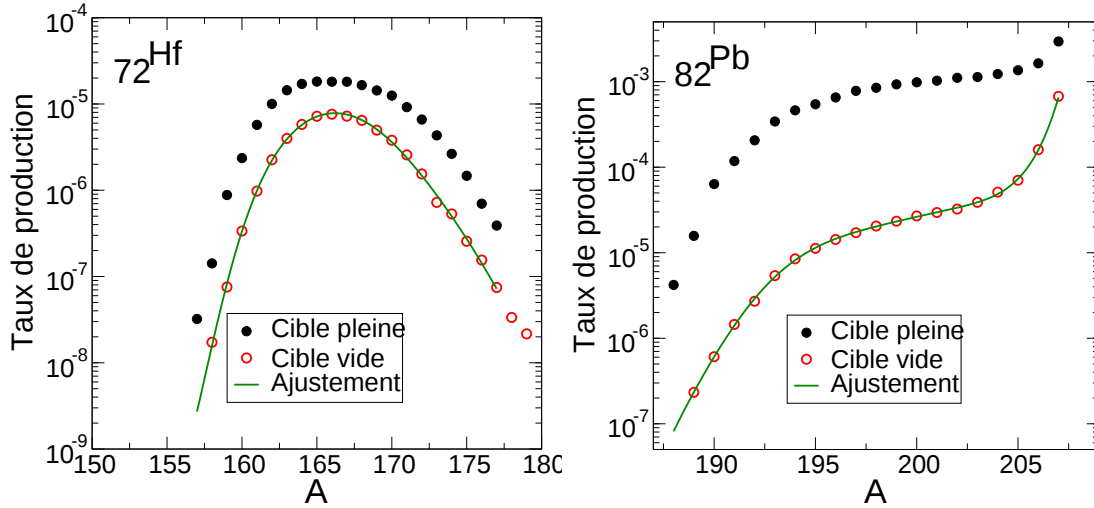


FIG. 3.27 – Comparaison des taux de production dans la cible d'hydrogène et dans la cible fantôme pour les isotopes de ^{72}Hf (gauche) et ^{82}Pb (droite). Dans le cas du plomb, on remarquera l'accroissement relatif de la contribution de la cible fantôme pour les voies perte d'un ou deux neutrons : les matériaux constituant la cible fantôme ont un nombre atomique nettement plus élevé que celui de l'hydrogène et la contribution relative de l'excitation coulombienne est par conséquent plus importante dans le cas de la cible vide que dans celui de la cible pleine.

complétés par un ajustement linéaire sur la différence entre la production dans la cible d'hydrogène et la cible fantôme :

$$\ln(T_H(Z, A)) - \ln(T_{Ti}(Z, A)) = \alpha A + \beta$$

$T_H(Z, A)$ désigne ici le taux de production d'un isotope (Z, A) dans la cible contenant l'hydrogène, et $T_{Ti}(Z, A)$ se rapporte à la cible sans hydrogène. Cette assertion offrait une reproduction des données satisfaisante ; pour les ions très proches du projectile, pour lesquels l'excitation coulombienne joue un rôle important, une mesure plus systématique était réalisée.

Si l'on représente le rapport entre la production sur la cible complète et la production sur la cible vide pour cette expérience, on constate qu'il n'est pas possible d'appliquer cette approximation linéaire pour des pertes de masse supérieures à 30 nucléons, c'est-à-dire lorsque la production sur la cible vide devient du même ordre que celle dans l'hydrogène.

3.6.2 Réactions dans le dégradeur et le scintillateur à S_2

L'ensemble formé par le dégradeur et le scintillateur de S_2 constitue une épaisseur de matière importante, dans laquelle une partie appréciable des fragments produits va subir une réaction nucléaire. Dans ce travail la probabilité de réaction est estimée grâce à la

paramétrisation de Karol [90], qui utilise un modèle optique pour calculer les sections efficaces totales de réaction. On peut rappeler ici que la faible charge nucléaire des matériaux placés à S_2 rend assez peu probable les réactions par voie électromagnétique.

Le taux de réactions dans l'ensemble dégradeur + scintillateur est habituellement mesuré en faisant passer le faisceau à intensité réduite à travers le FRS et en comparant le nombre d'événements déclenchant l'acquisition à S_2 et ceux déclenchant l'acquisition à S_4 . Connaissant la section efficace totale de réaction pour les ions du faisceau, on peut en déduire l'épaisseur de matière traversée et ainsi déterminer le taux de réaction de chaque isotope. Cette mesure n'a pas été réalisée dans cette expérience, et il faut donc se contenter de l'estimation de l'épaisseur par le calcul de la perte d'énergie (paragraphe 3.2.2). Cette estimation ne peut être considérée comme fiable à mieux que 10%. C'est d'ailleurs l'écart constaté lors de l'expérience Au+p à 800 AMeV entre les deux modes de mesure [25].

Les noyaux produits par les réactions parasites se déroulant à S_2 ont été rejetés lors de l'identification des fragments en vérifiant la corrélation entre leur variation de rigidité magnétique $\Delta(B\rho)$ et leur perte d'énergie dans les MUSICs. La correction devant être appliquée au taux de production de chaque isotope consiste en une renormalisation par la probabilité de réaction à S_2 . La correction varie de 22% pour les isotopes les plus légers à 28% pour les plus lourds.

Les produits des réactions conduisant à une très faible variation de masse, par exemple la perte d'un neutron, ne peuvent être rejetés par la méthode décrite ci-dessus : en effet dans ce cas la variation de rigidité magnétique associée sera trop faible pour être distinguée de celle due à un changement d'état de charge. Toutefois cela ne correspond qu'à quelques pour-cents des réactions, conduisant à une erreur systématique d'environ 1% seulement. Au final l'incertitude systématique liée aux réactions parasites à S_2 est estimée à 3%.

3.6.3 Réactions secondaires dans la cible

Les taux de production obtenus correspondent à une cible d'épaisseur macroscopique : certains fragments ont donc pu subir une ou plusieurs réactions nucléaires additionnelles avant de quitter la cible. Il est donc nécessaire de corriger les taux de production de la contribution de ces réactions, dites secondaires. On notera que, puisque la fission ne survient que pour moins de 10% des fragments issus d'une première réaction, elle n'est pas prise en compte pour l'estimation de cette correction.

Traitement formel

A une profondeur x dans la cible, la variation du nombre de noyaux f , notée dN_f , est la somme de trois phénomènes :

- la production du noyau f par réaction des noyaux constituant le faisceau ;

- la production par réaction des noyaux autres que f produits dans une section précédente de la cible ;
- la disparition de noyaux f produits antérieurement qui subissent à ce stade une seconde réaction nucléaire.

On a donc :

$$\frac{dN_f(x)}{dx} = N_0(x)\sigma_0 P(0, f) - N_f(x)\sigma_f + \sum_{i \neq f} N_i \sigma_i P(i, f)$$

$P(a, b)$ représente la probabilité de passer d'un noyau a à un noyau b par une réaction nucléaire quelconque, σ_n représente le taux de réaction total d'un noyau n , et les indices 0 se rapportent au faisceau.

Le nombre de noyaux constituant le faisceau s'obtient trivialement :

$$N_0(x) = N_0(0)e^{-\sigma_0 x}$$

Du fait de l'hypothèse que les noyaux susceptibles de former le fragment f considéré ne peuvent avoir subi qu'une unique réaction nucléaire avant la réaction secondaire, on a :

$$N_i(x) = \frac{\sigma_0}{\sigma_0 - \sigma_i} N_0(0) P(0, i) (e^{-\sigma_i x} - e^{-\sigma_0 x})$$

On se trouve alors face à une équation différentielle du premier ordre en $N_f(x)$ dont on déduit :

$$\begin{aligned} N_f(x) &= \frac{\sigma_0}{\sigma_f - \sigma_0} N_0(0) P(0, f) (e^{-\sigma_f x} - e^{-\sigma_0 x}) \\ &+ \sum_{i \neq f} N_0(0) \frac{\sigma_0 \cdot \sigma_i}{\sigma_0 - \sigma_i} P(0, i) P(i, f) \left(\frac{e^{-\sigma_i x} - e^{-\sigma_f x}}{\sigma_f - \sigma_i} - \frac{e^{-\sigma_0 x} - e^{-\sigma_f x}}{\sigma_f - \sigma_0} \right) \end{aligned} \quad (3.6)$$

Dans la situation étudiée ici, les produits σx sont toujours très inférieurs à 1 (σ étant de l'ordre de 10^{-24} et x de l'ordre de $5 \cdot 10^{22}$). On peut donc effectuer un développement limité des termes exponentiels, dont on déduit une forme simplifiée de l'équation 3.6. En notant $T_f(x)$ le taux de production des fragments f , on obtient :

$$\sigma_0 P(0, f) = \frac{e^{\frac{\sigma_0 + \sigma_f}{2} x}}{x} \left(T_f(x) - \frac{x^2}{2} \sum_{i \neq f} \sigma_0 P(0, i) \cdot \sigma_i P(i, f) \cdot e^{-\frac{\sigma_0 + \sigma_i + \sigma_f}{3} x} \right)$$

Il est à noter que cette forme est non seulement plus simple mais également plus robuste d'un point de vue numérique. Ce développement numérique peut évidemment se généraliser aux ordres supérieurs de réaction.

Le système ainsi défini est résolu par itérations successives sur les isobares décroissants. A chaque étape les termes $P(0, i)$ et $p(\Delta A)$ sont déduits des valeurs déjà calculées et corrigées pour les masses supérieures.

Taux de formation des fragments lors des réactions secondaires

Dans l'équation 3.6, les valeurs σ_x peuvent être estimées à l'aide d'un modèle optique. Comme pour l'estimation des réactions survenant à S_2 , on utilise pour cela le modèle de Karol.

La difficulté consiste en l'estimation des probabilités $P(a, b)$. Cette estimation était réalisée dans les travaux précédents en admettant que la probabilité de formation d'un noyau à partir d'un autre noyau ne dépend que de la perte de masse associée à la réaction, c'est-à-dire que la probabilité de passage d'un noyau de masse A_i à un noyau de masse A_f s'écrit :

$$P(A_i, A_f) = P(A_0, A_0 - (A_i - A_f)) \quad (3.7)$$

Toutefois il nous a semblé utile de pousser plus loin ce calcul car pour les plus fortes pertes de masses mesurées dans cette expérience on s'attend à ce que les réactions secondaires jouent un très fort rôle. Les effets d'isospin sont donc introduits dans l'estimation des réactions secondaires afin d'obtenir une description plus précise de la contribution des réactions multiples à la production des fragments.

On utilise pour cela le code EPAX [91] (Empirical PArAmeterization of cross sections). Comme son nom l'indique, il s'agit d'une paramétrisation, fondée sur l'hypothèse de factorisation, selon laquelle une section efficace de production de résidu se décompose en un produit d'un terme dépendant uniquement de la masse du résidu, et d'un second terme calculant la probabilité de formation du résidu considéré au sein de son isobare.

EPAX prédit efficacement les résidus de réaction noyaux-noyaux aux énergies intermédiaires de manière indépendante de l'énergie : en effet dans le cas noyaux-noyaux l'indépendance énergétique de la réaction, dite "limite de fragmentation" [92] est atteinte dès les basses énergies incidentes (quelques dizaines de MeV par nucléon). Il n'en va pas de même dans les réactions de spallation et, de fait, EPAX ne permet pas d'en reproduire les résultats. En revanche le traitement de l'effet de mémoire et la distribution des résidus autour du couloir des résidus pour un fragment de masse donnée sont essentiellement gouvernés par la phase d'évaporation et sont donc assez peu dépendants de la voie d'entrée. On peut donc espérer sur ces points précis un bon accord entre EPAX et l'expérience. Nous considérons donc séparément la probabilité de formation d'un fragment de masse A et le calcul de son isospin :

$$P(A, Z) = p(A).p^{(A)}(Z) \quad (3.8)$$

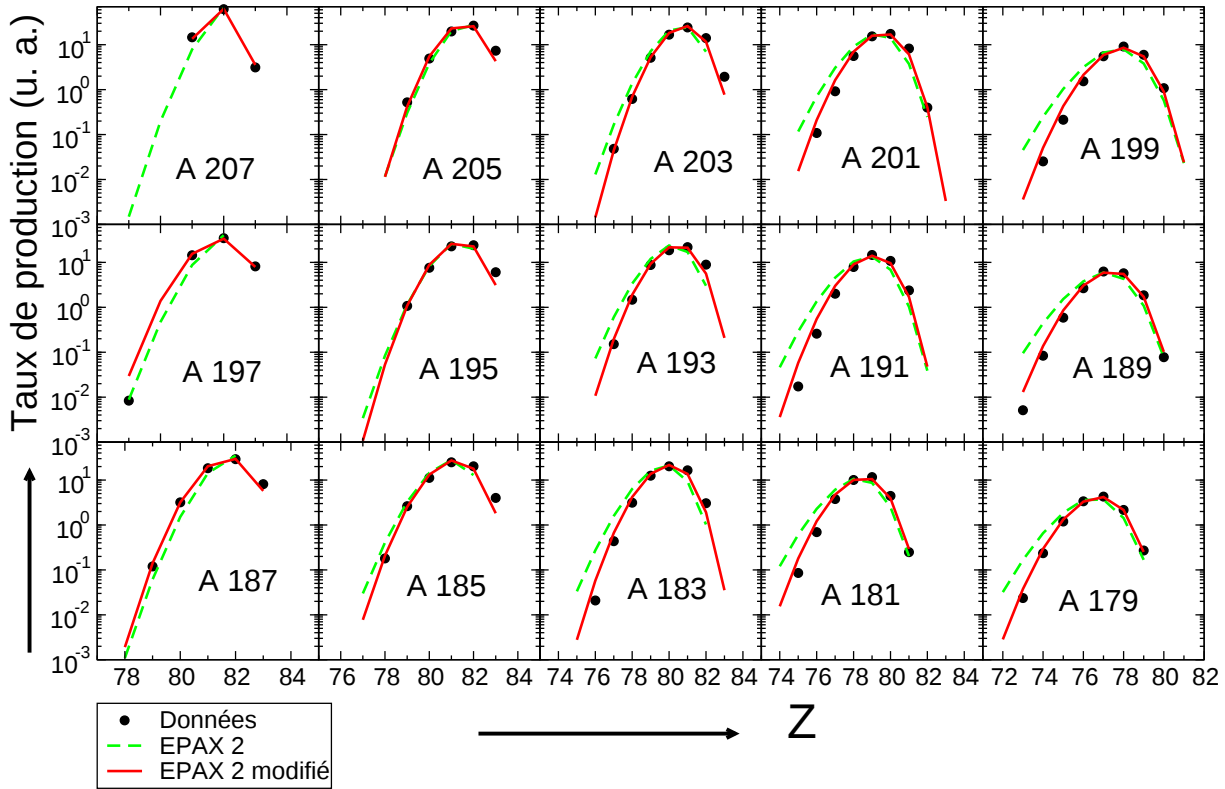


FIG. 3.28 – Comparaison entre les données expérimentales (points) et les calculs basés sur la paramétrisation EPAX corrigée selon la méthode présentée dans le texte (lignes continues). Les résultats des mêmes calculs réalisés sans correction des distributions isobariques (mais renormalisés selon la méthode décrite dans le texte) sont également présentés à titre de comparaison (lignes pointillées).

Nous pouvons utiliser EPAX pour estimer les termes $p^{(A)}(Z)$, tout en conservant l'hypothèse de l'indépendance de la perte de masse par rapport au noyau cible (équation 3.7). Pour valider cette utilisation d'EPAX, nous avons appliqué cette méthode pour simuler les taux de production obtenus à ce stade. De légères corrections ont été apportées aux paramètres gouvernant la position du maximum des distributions, la pente des sections efficaces de production des noyaux riches en neutrons, et l'effet de mémoire pour les résidus proches du projectile. Remarquons que ces trois modifications peuvent trouver une justification physique.

Les deux premiers points traduisent une production des résidus riches en neutrons moins importante que ne le prédit EPAX, accentuant la symétrie de la distribution autour du couloir des résidus. Cette différence par rapport au cas des collisions d'ions lourds peut être imputée à la nature faiblement abrasive de la réaction de spallation. En effet lors d'une collision entre deux ions lourds, il est possible que le noyau cible se voie retirer une large part de ses nucléons (ce qui en moyenne n'altérera que peu son rapport protons/neutrons) sans pour autant se retrouver fortement excité. Ainsi, la production de résidus riches en

neutrons se trouve favorisée (ce raisonnement n'est bien sûr valable que dans la région ou la vallée de stabilité et le couloir des résidus sont nettement séparés, soit pour des masses d'au moins 150).

Le troisième point, la différence d'importance de l'effet mémoire, traduit tout simplement le fait que dans le cas de la spallation, et tout particulièrement à basse énergie, la part de noyaux recevant une énergie d'excitation importante, et donc susceptibles de rejoindre le couloir des résidus au cours de leur décroissance, est beaucoup plus importante que dans le cas des collisions d'ions lourds.

Nous avons avec surprise constaté qu'en autorisant le code à calculer les sections efficaces des isotopes de bismuth (une charge de plus que celle du projectile) il donnait des résultats en très bon accord avec nos données, alors que l'échange de charge n'a pas été considéré par les auteurs d'EPAX. Nous avons simplement dû modifier le calcul au voisinage immédiat du projectile.

Comme on peut le constater sur la figure 3.28 l'accord avec les données obtenues à ce stade (taux de production) est au final plus que satisfaisant. Bien sûr, en l'absence d'une renormalisation appropriée pour chaque perte de masse le résultat du calcul serait très éloigné des données.

3.6.4 Importance relative des réactions multiples par rapport à la production primaire

A mesure que la perte de masse augmente, la part de la production isotopique due aux réactions multiples augmente, jusqu'à devenir plus importante que la production primaire des fragments. Cet effet est illustré sur la figure 3.29 où est représentée la production des isotopes de platine ($Z=78$) et d'hafnium ($Z=72$) par les différents modes envisageables (voir la légende de la figure pour le détail). On constate que la section efficace de production par deux réactions dans l'hydrogène devient dominante autour de la masse $A=170$. Le passage d'une production essentiellement par mono-réaction à une production par réaction essentiellement double est d'ailleurs extrêmement rapide et ne dépend que peu de la charge des résidus considérés.

Cette importance de la production par des réactions multiples pour les masses les plus éloignées du projectile et la forme très particulière des distributions isotopiques en résultant nous a conduit à considérer, en plus des réactions doubles dans l'hydrogène, les réactions triples et les réactions "croisées" entre hydrogène et parois de la cible. Le résultat de ces simulations confirme le rôle négligeable de ces modes de production dans la plupart des cas, mais on constate néanmoins que les réactions triples ne peuvent être ignorées pour les pertes de masse les plus importantes.

La correction calculée par cette procédure dépend de modèles qui ne sont pas validés expérimentalement dans toute la région sur laquelle ils ont été utilisés. Par exemple, même

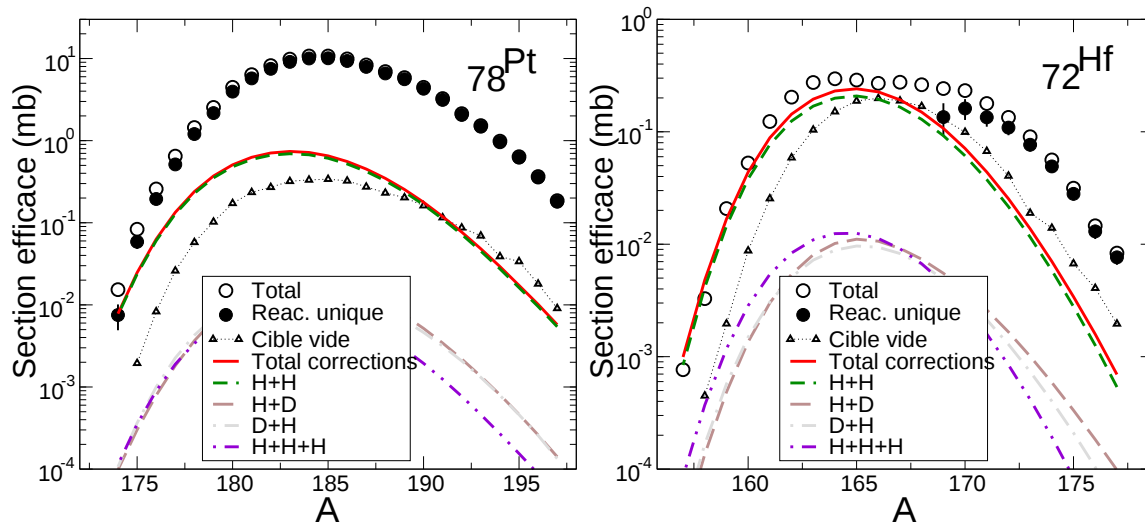


FIG. 3.29 – Comparaison de la production de résiduels par différents modes de réaction pour les isotopes de platine (gauche) et d'hafnium (droite). Les cercles vides indiquent la production totale dans la cible après soustraction de la contribution des parois. La ligne continue désigne la somme des réactions multiples; les différentes combinaisons de réactions sont explicitées sur la figure, H désignant une réaction sur l'hydrogène et D une réaction sur les parois. Pour comparaison on a également représenté la contribution de la cible vide (croix), obtenue par normalisation du taux de production par le nombre d'atomes d'hydrogène afin de permettre la comparaison.

si nous nous sommes efforcés de nous contenter d'hypothèses aussi réalistes que possible dans le calcul des réactions secondaires, rien ne permet de garantir que les résultats des calculs de spallation sur des noyaux très déficitaires en neutrons correspondent à la réalité. Or ces noyaux, étant produits massivement par la réaction primaire, sont les principaux contributeurs aux productions secondaires. On notera toutefois que des mesures récentes réalisées au FRS sur la fragmentation du ^{112}Sn , noyau très déficient en neutrons, montrent un très bon accord avec les prédictions d'EPAX [93], ce qui tend à confirmer la pertinence de notre choix.

Dans le cas de l'hafnium, certains points pourraient subsister après soustraction dans la région des noyaux les plus légers, donnant à la courbe finale une allure manifestement erronée. Il semble que notre calcul ait légèrement sous-estimé la production par réaction double des ions les plus déficitaires en neutrons pour les noyaux éloignés du projectile. On peut y voir une insuffisance du calcul ou, plus vraisemblablement, une conséquence des fluctuations liées aux incertitudes de nos mesures. Signalons que ces points, que nous n'avons pas présenté sur la figure, représentent toujours moins que 20% de la production avant soustraction et entrent donc dans la limite de nos barres d'erreur expérimentales.

Du fait des réserves que nous venons de présenter, nous avons fait le choix de ne pas considérer comme résultat les sections efficaces de production de noyaux pour lesquels la correction liée aux réactions multiples est supérieure à la valeur obtenue après soustraction

de ces mêmes réactions. Si cela n'a pas de conséquences sur les distributions isotopiques très proches du projectile, cela revient à rejeter une part croissante de ces distributions, en partant des résidus les plus riches en protons, à mesure qu'on considère des charges nucléaires plus éloignées du projectile. Pour les noyaux de charge 68 (les derniers mesurés dans cette expérience) on ne conserve ainsi que 2 isotopes alors que 14 ont été mesurés initialement.

On touche là aux limites mêmes de la méthode de mesure : pour observer les pertes de masse extrêmes situées sur le couloir des résidus, dont la section efficace de production décroît très fortement, il faudrait disposer de cibles extrêmement minces afin de diminuer la probabilité de réactions secondaires (et donc disposer également d'intensités de faisceau très supérieures afin de ne pas accroître démesurément le temps de mesure). Mais se poserait alors le problème de la production due aux parois de la cible par rapport à celle due à l'hydrogène : la mesure n'aurait pas de sens si la production due à l'hydrogène était du même ordre que l'erreur systématique sur la mesure des productions dans les parois de la cible.

L'estimation de l'incertitude introduite par la correction des réactions multiples est particulièrement délicate. Faire fluctuer arbitrairement les distributions fournies par notre version d'EPAX aurait permis une telle évaluation, mais au prix d'un calcul très lourd. Nous nous sommes donc contentés d'adopter une marge importante en estimant à 20% de la correction l'incertitude liée aux réactions multiples.

3.7 Conclusions sur l'analyse et sur l'expérience

L'analyse des données s'est avérée d'une complexité redoutable : pourtant, au final, cette expérience a été une réussite. Dans ce paragraphe nous tentons de tirer quelques enseignements sur le dispositif expérimental.

En premier lieu, il faut souligner que l'usage des 4 MUSICs sous pression de deux bar a donné de très bons résultats. Bien sûr la résolution obtenue s'est parfois avérée à la limite de l'utilisable, et nombre de mesures n'ont pu être prises en compte que grâce à la mesure de perte d'énergie dans le dégradeur qui permettait pour les cas les plus critiques d'améliorer la résolution en charge. Mais ce problème était lié, comme nous l'avons montré, non au dispositif, mais essentiellement à des taux de comptage trop importants.

La présence du dégradeur, en revanche, s'avère *à posteriori* contre-productive. Son rôle principal devait être de permettre une séparation entre les fragments présentant le même d'état de charge dans les deux parties du FRS (équation 2.12) ; de ce point de vue, il n'a absolument pas rempli sa fonction. De plus, mal profilé, il n'a pas permis d'opérer le FRS en mode achromatique et a introduit des coupures non désirées dans les distributions en vitesse. Enfin, en abaissant fortement l'énergie des fragments, il a contribué à accroître très fortement la proportion d'ions non épluchés dans la seconde partie du FRS. Son seul

effet positif a finalement été de permettre de balayer l'ensemble de la gamme de rigidité magnétique pour les charges inférieures à 77. Dans cette gamme d'énergie, de futures expériences devraient donc être envisagées préférentiellement sans dégradeur.

L'impact des MUSICs sur le temps de vol, et donc sur la résolution en masse, n'avait pas été anticipé. Il semble possible de s'en affranchir dans d'éventuelles futures expériences en plaçant un dispositif de mesure du temps de vol en amont des MUSICs; pour limiter la probabilité de réaction (qui fausserait la détermination de la charge nucléaire) il semble judicieux d'envisager des dispositifs très fins comme des PPAC, détecteurs qui d'ailleurs présentent une bonne réponse en temps.

Malgré l'absence de séparation effective des états de charge par le dégradeur, une évaluation fine de leur contribution et sa soustraction a permis d'obtenir l'ensemble des sections efficaces attendues. Cette méthode semble tout à fait précise, aucune des valeurs obtenues, même avec les plus fortes corrections (noyaux lourds très riches en neutrons), ne présente d'incohérence avec le reste des données obtenues ici ou dans d'autres expériences (voir chapitre suivant).

L'absence de mesure du temps mort appartient à ce genre d'incident que connaît toute expérience. Le travail réalisé pour corriger le SEETRAM démontre que le problème du temps mort ne peut être contourné par un simple câblage: il est bien nécessaire d'en réaliser une mesure explicite au cours de l'expérience.

Le problème de l'importance des réactions secondaires, qui empêchent la mesure de toute une partie de la distribution des résidus, ne semble pas pouvoir être contourné. On l'a dit, l'utilisation d'une cible plus mince (5 mm au lieu de 10 mm) pourrait apporter un gain, mais il ne serait que marginal (un ou deux isotopes mesurés en plus pour chaque élément) et aurait un coût en termes de temps de mesure. De plus il imposerait une grande précision sur l'épaisseur de la cible du fait de la déformation des fenêtres, qui est de l'ordre de 2 mm.

Enfin, il est intéressant de remarquer que la correction liée aux réactions multiples est, dans cette expérience, souvent nettement supérieure à celle liée à la contribution de la cible vide, à tel point que la seule incertitude liée à la soustraction des réactions multiples est fréquemment au moins comparable à la production nette de la cible vide: le grand nombre de mesures nécessaire à la détermination de la contribution des parois aurait donc pu être très fortement réduit sans que cela nuise à la qualité des données obtenues.

Chapitre 4

Résultats expérimentaux et discussion

Le très lourd travail d'analyse présenté au chapitre 3 trouve en quelque sorte son aboutissement dans les résultats présentés dans ce chapitre, qui portent non seulement sur les sections efficaces de production, mais aussi sur la cinématique des réactions nucléaires. Nos données sont systématiquement comparées aux autres mesures de spallation réalisées au FRS, et les sections efficaces de production sont également comparées à des données récentes obtenues par radio-chimie.

4.1 Sections efficaces de production

Comme on l'a vu dans le premier chapitre, des données sur les sections efficaces de production de résidus par spallation du plomb sont disponibles depuis longtemps à des énergies de quelques centaines de MeV. Toutefois ce travail se distingue par le grand nombre de sections efficaces mesurées et la précision de ces mesures.

Les sections efficaces de production d'environ 150 isotopes correspondant à 15 éléments entre le thulium ($Z=69$) et le bismuth ($Z=83$) ont été mesurées. Leurs valeurs sont présentées sur la figure 4.1. Comme exposé au chapitre précédent, le caractère largement incomplet des spectres isotopiques associés aux charges les plus basses est dû à la part prépondérante que prennent les réactions multiples dans la cible dans la formation de ces noyaux. En revanche, l'allure très lisse des spectres isotopiques est un indice clair du très bon accord relatif entre les taux de production des différents noyaux.

Les valeurs des sections efficaces isotopiques s'échelonnent entre 65 mb et environ 5 μ b, couvrant donc plus de 4 ordres de grandeur. Pour les noyaux proches du projectile, il convient de souligner que (à l'exception du ^{205}Hg) la totalité des noyaux produits ont pu être mesurés. Cela n'a été possible que grâce à la prise en compte de l'ensemble des combinaisons d'états de charge transmis dans le FRS ; par exemple, sans cette utilisation

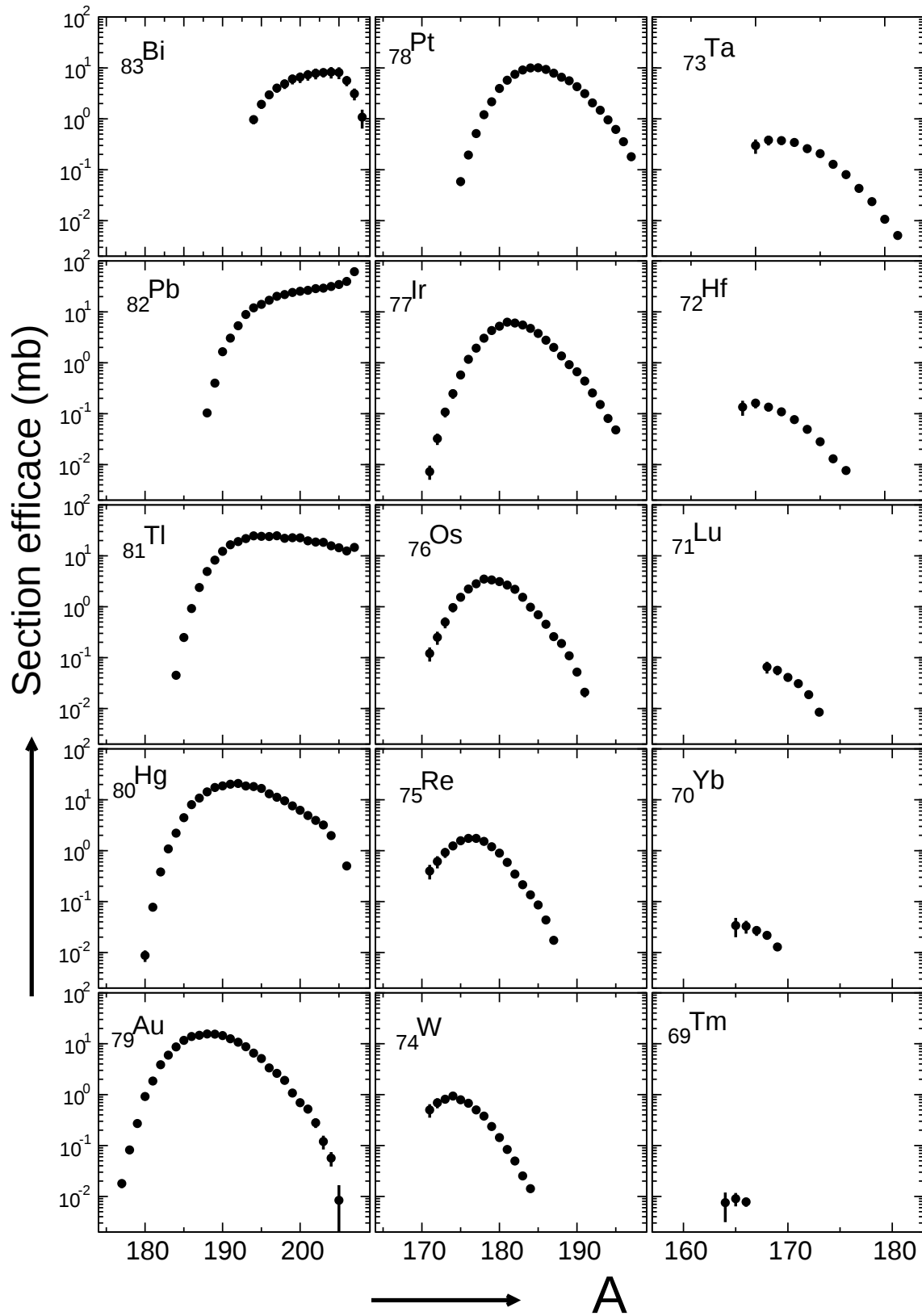


FIG. 4.1 – Sections efficaces isotopiques de production pour les résidus de la réaction plomb sur proton à 500 AMeV. Pour chaque élément, la section efficace, en mb, est représentée en fonction de la masse du résidu.

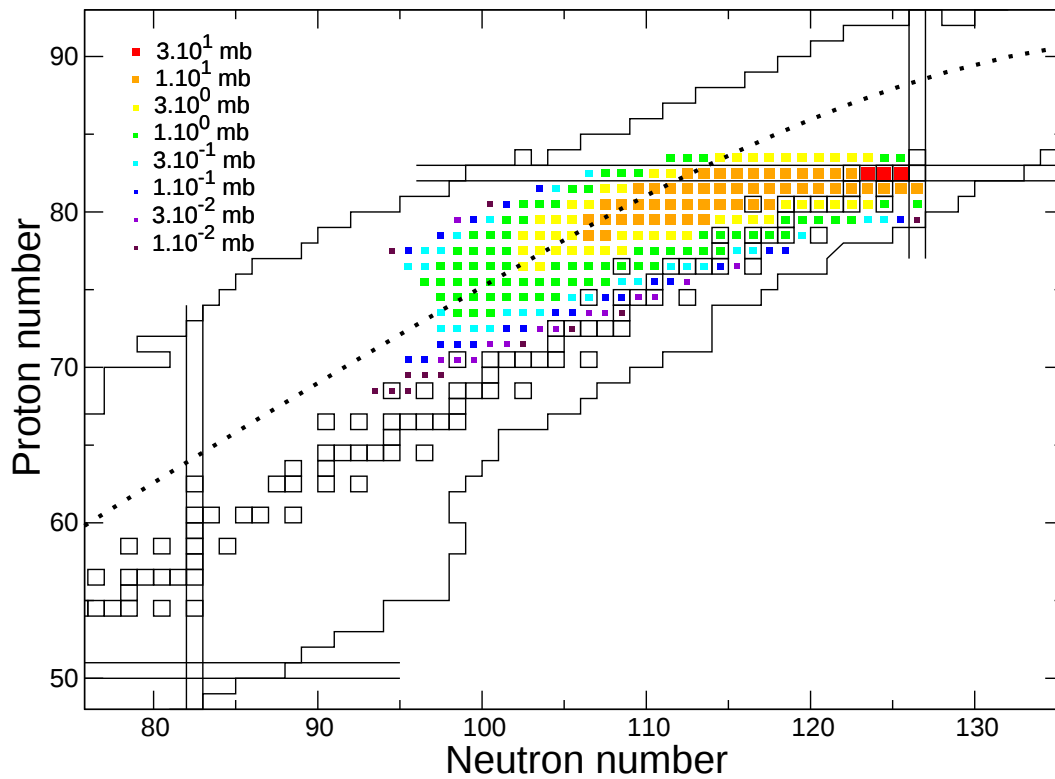


FIG. 4.2 – Sections efficaces de production pour les résidus de la réaction plomb sur proton à 500 AMeV, portées sur la carte des nucléides. La limite des noyaux connus est indiquée par les traits continus, les carrés vides indiquent les isotopes stables. La ligne pointillée représente le couloir des résidus.

exhaustive des données, pratiquement aucun des isotopes de bismuth n'aurait pu être mesuré, pas plus que la voie (p, pn) qui constitue dans cette expérience la réaction la plus probable. On constate toutefois que les isotopes très riches en neutrons des éléments de charge égale ou inférieure à celle de l'or ne sont pas mesurés : cela est dû à des réglages inappropriés du FRS lors des deux mesures qui ont balayé les gammes de rigidité magnétique qui leur correspondaient.

La section efficace totale de réaction (hors fission) peut être estimée en sommant les sections efficaces isotopiques. Les isotopes non pris en compte dans les résultats du fait de la part trop importante de réactions multiples dans la cible correspondent tous à de faibles sections efficaces et n'auraient donc que très peu contribué à la section efficace totale. On peut toutefois s'affranchir de ce problème en considérant la section efficace totale obtenue *avant correction des réactions multiples*, qui est strictement équivalente à la section efficace totale réelle. On obtient ainsi :

$$\sigma_{reaction} = 1438 \pm 38 \text{ mb}$$

En ajoutant une contribution de la fission qui est estimée à environ 10%, on obtient une valeur de 1580 mb, soit une valeur sensiblement inférieure aux systématiques et à des calculs théoriques. On peut citer pour comparaison le résultat du modèle de Karol [90] :

$$\sigma_{Karol} = 1690 \text{ mb}$$

Les mesures de section efficace totale de fission présentent des valeurs de 130 à 180 mb. On voit donc que notre valeur pour la fragmentation est inférieure d'environ 7% aux valeurs théoriques. Toutefois signalons que la valeur de section efficace totale de fission, mesurée au cours de la même expérience et calculée par B. Fernandez [94] est de 230 mb : la section efficace totale de réaction (fragmentation + fission) ainsi obtenue serait en excellent accord avec les calculs théoriques.

Une telle valeur de la section efficace de fission semble excessive au regard des données disponibles dans la littérature. Mais la concordance des deux mesures, dont l'indépendance est complète, est troublante. En conséquence une mesure directe de la section efficace totale de fission serait particulièrement intéressante. Le dispositif expérimental permettant une telle mesure en cinématique inverse existe et a déjà été employé avec succès [95].

Un autre résultat appréciable de ces mesures est l'obtention d'un spectre très complet des isotopes de bismuth, noyaux dont le nombre atomique est supérieur d'une unité à celui du faisceau. La formation de ces noyaux n'est possible que par échange d'un pion positif entre le proton incident et un neutron du noyau cible (pion réel ou virtuel selon que la diffusion est, respectivement, inélastique ou élastique), ou émission d'un pion négatif par un neutron du noyau cible. Ce processus se déroule exclusivement lors de la cascade intranucléaire et constitue donc une des rares informations accessible sur la phase de cascade, indépendamment de la phase d'évaporation.

La recherche d'isotopes nouveaux n'était pas au programme de l'expérience et comme on pouvait s'y attendre, aucun noyau n'a été découvert. De même il n'a pas été réalisé de mesures dédiées aux voies de fragmentation froide : ainsi seule la réaction perte de trois protons a été observée, avec une très faible statistique.

4.2 Analyse des résultats

Comme on peut le constater sur la figure 4.2, la très grande majorité des noyaux produits sont plus riches en protons que les noyaux stables. Il s'agit bien entendu là de la conséquence de la différence d'énergie de séparation entre neutrons et protons pour les noyaux stables lourds, liée à la présence de la barrière coulombienne pour les protons : l'émission de neutrons par le préfragment excité est ainsi favorisée tant que celui-ci n'a pas atteint une région assez proche de la ligne de stabilité vis-à-vis de l'émission de proton (on utilisera le terme anglais de "drip-line" proton par la suite).

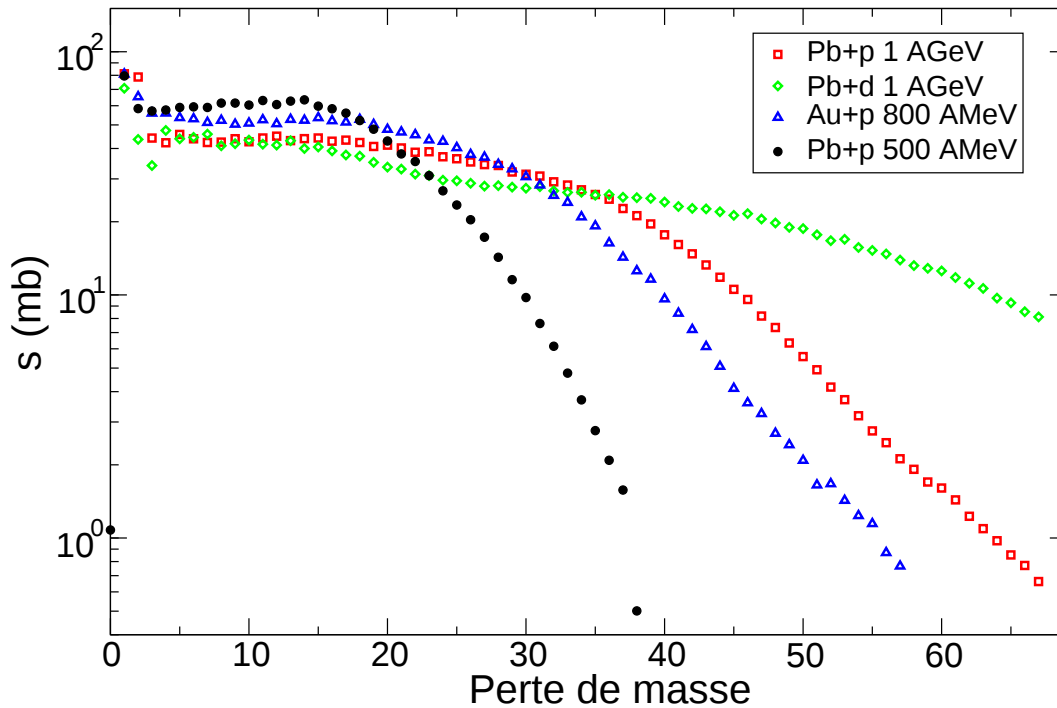


FIG. 4.3 – Sections efficaces de production pour les résidus de la réaction plomb sur proton à 500 AMeV en fonction de la perte de masse par rapport au projectile (cercles pleins). Les données issues des réactions Au+p à 800 AMeV et Pb+p et Pb+d à 1 AGeV sont également représentées.

Pour les noyaux de charge très proche ou égale à celle du projectile, les distributions isotopiques n'ont pas atteint l'équilibre : il subsiste un "effet de mémoire" du quasi-projectile et les isotopes les plus produits sont donc ceux dont l'isospin est proche de celui du projectile. Cet effet disparaît progressivement, et les distributions isotopiques des résidus viennent se répartir autour du couloir des résidus, cette ligne parallèle à la vallée de stabilité correspondant aux noyaux dont les énergies de séparation neutron et proton sont équivalentes. On peut considérer que le couloir est atteint pour des charges nucléaires du résidu inférieures de 5 unités à celle du projectile. Contrairement au cas de l'uranium [31], dans le système étudié ici, la fission ne joue pas un rôle suffisant pour influencer la forme des distributions de manière décisive.

Les distributions isotopiques des noyaux éloignés du projectile présentent une forme en cloche caractéristique des spectres de résidus. Cette forme ne présente qu'une légère asymétrie par rapport au couloir des résidus, la partie correspondant aux noyaux très riches en protons présentant une chute accélérée à mesure qu'on s'approche de la drip-line proton.

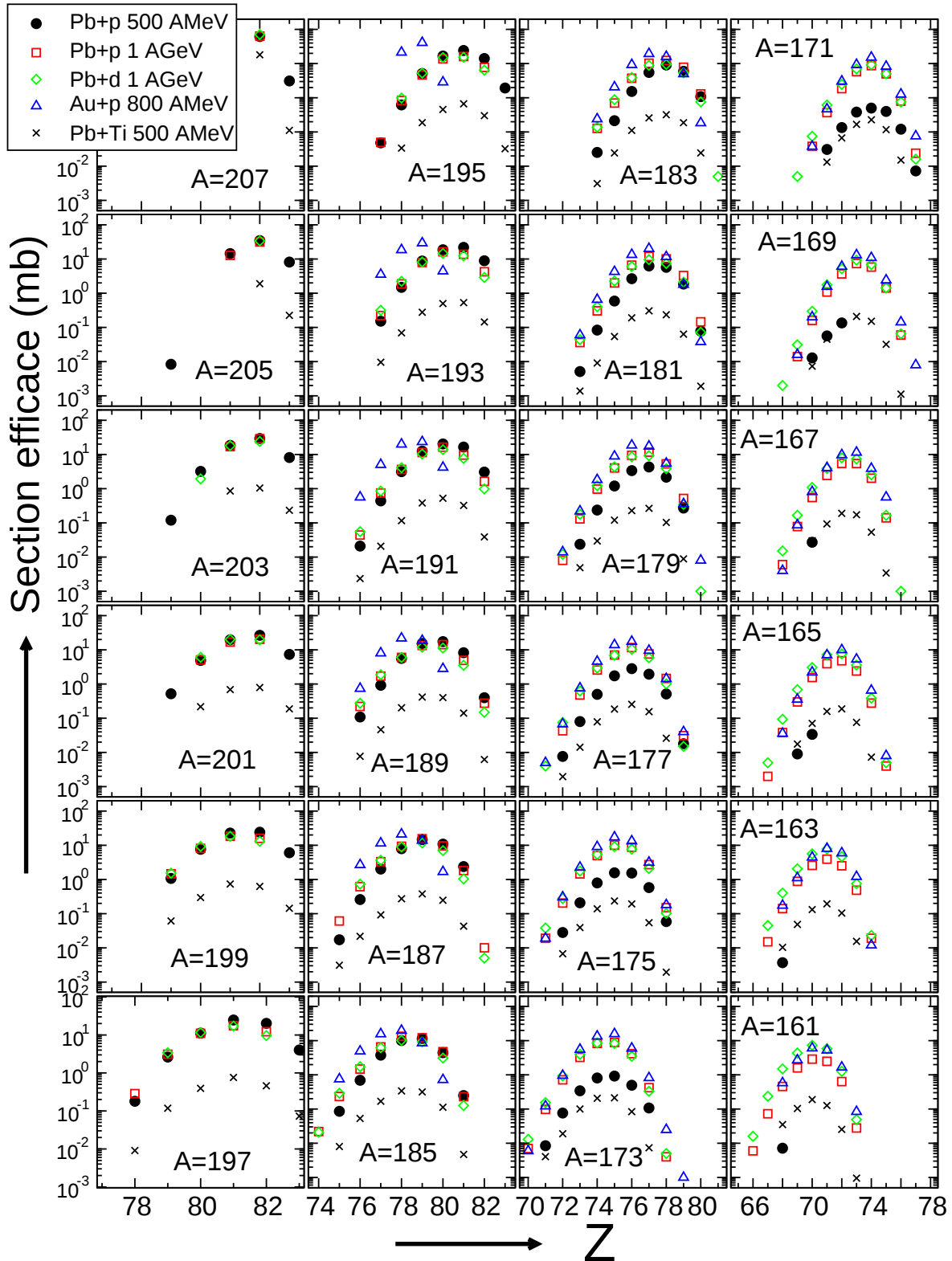


FIG. 4.4 – Sections efficaces de production (en mb) pour les résidus de la réaction plomb sur proton à 500 AMeV pour l'ensemble des isobares produits en fonction de la charge nucléaire du résidu. Les données issues des réactions $p+Au$ à 800 AMeV et $p+Pb$ à 1 AGeV sont également représentées.

4.2.1 Distributions isobariques

La figure 4.3 présente la somme des sections efficaces de production en fonction de l'isobare ; les données obtenues pour la spallation du plomb à 500 AMeV sont comparées aux données obtenues sur le plomb à 1 AGeV (cible de protons [28] et de deutons [30]) et sur l'or à 800 AMeV [25, 26], toutes obtenues par la technique de la cinématique inverse à GSI. On constate que la forme des distributions est similaire, la chute des taux de production des noyaux éloignés du projectile étant d'autant plus rapide que l'énergie du projectile est basse.

Il est intéressant de comparer les mêmes jeux de données en étudiant les spectres isobariques, comme sur la figure 4.4. Au premier ordre, pour les systèmes ayant le plomb pour projectile, l'effet immédiatement visible est que les courbes en cloche se décalent progressivement verticalement, ce qui est la traduction de la chute de la distribution en masse visible sur la figure 4.3. On observe également la réduction du décalage en charge entre les résidus produits par spallation de l'or et ceux produits par spallation du plomb : ce décalage se réduit à mesure que, avec des pertes de masse de plus en plus importantes, le centroïde des distributions rejoint le couloir des résidus.

Une fois le couloir des résidus atteint, on constate également que les centroïdes des 4 distributions ont les mêmes valeurs pour chaque isobare ; de même, les pentes, aussi bien du côté riche en protons que riche en neutrons, sont extrêmement similaires. Cet effet, bien connu pour les résidus des réactions entre ions lourds (et qui permet d'ailleurs de définir le couloir des résidus) n'était pas forcément extrapolable aux relativement basses énergies d'excitation étudiées ici. Il s'avère que cet alignement sur le couloir des résidus est préservé dans une très large gamme d'énergie et même pour les fragments les plus éloignés du projectile et qui constituent la fin de la distribution en masse.

On voit donc que, à un facteur d'échelle près, les distributions isobariques des résidus sont indépendantes du système considéré. Cette constatation est d'une importance majeure, car elle offre *à posteriori* une preuve expérimentale à l'hypothèse sur laquelle est fondé EPAX : découpler le calcul de la masse des résidus de celui de leur distribution isobarique. La distribution en masse des résidus contient en fait toute l'information sur l'énergie d'excitation communiquée au noyau, tandis que la distribution isobarique est gouvernée par un processus purement statistique. Il devient donc envisageable de proposer une version enrichie d'EPAX, qui introduirait dans le calcul de la masse du résidu l'énergie du projectile, afin de reproduire les variations du spectre en masse des résidus que nous avons observé dans nos différentes expériences.

Contrairement au cas des distributions isobariques, les variations du système étudié provoquent pour les distributions isotopiques un déplacement très net des centroïdes des distributions. A haute énergie ou pour des réactions entre ions lourds, cet effet est masqué par la variation très douce de la distribution en masse ; mais il apparaît de façon très nette aux basses énergies, où cette variation en masse devient le facteur dominant le compor-

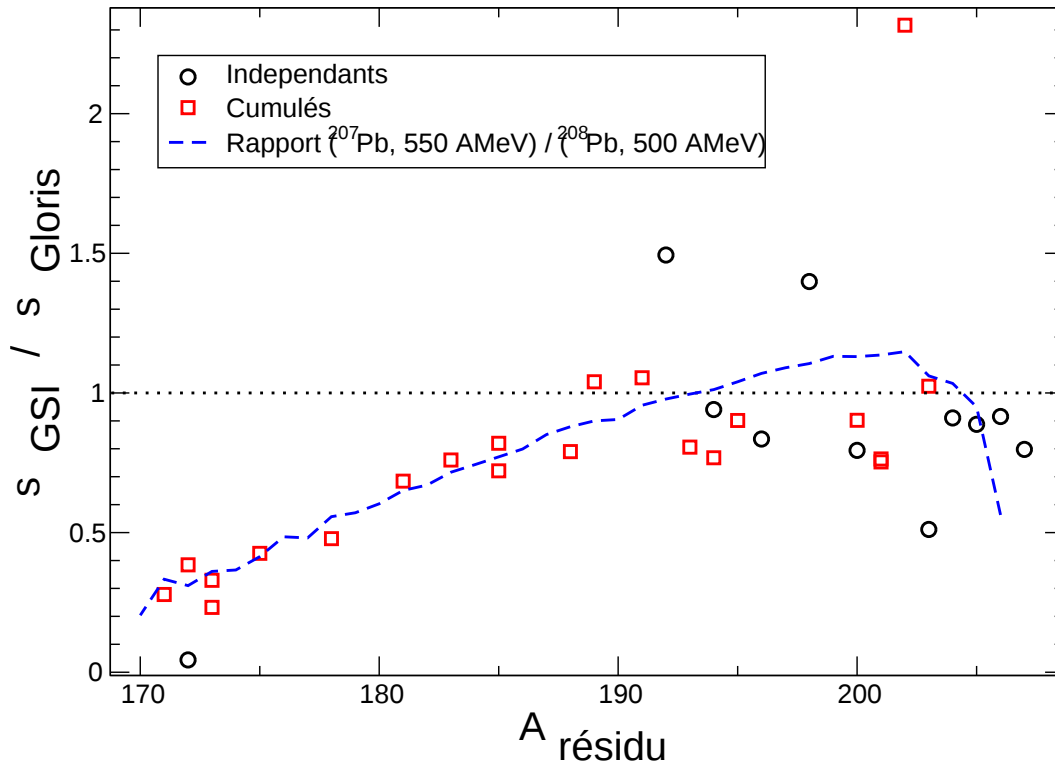


FIG. 4.5 – Rapport des sections efficaces de production pour les résidus de la réaction plomb sur proton à 500 AMeV obtenues dans cette expérience sur les mesures réalisées par des techniques radio-chimiques par Gloris et al. Ces dernières ont été réalisées avec une énergie de faisceau de 553 MeV sur une cible de plomb naturel. Les cercles correspondent aux isotopes protégés, les carrés aux isotopes dont la production est une somme le long d'une chaîne de décroissance β . Les courbes en tirets et pointillés sont le résultat d'un calcul (ISABEL+ABLA) du rapport entre les sections efficaces de production des isotopes considérés, d'abord entre les deux systèmes (tirets courts), puis en ne faisant varier que l'énergie (tirets longs).

tement des distributions. L'idée de tenter de reproduire les distributions isotopiques de différents systèmes en les reliant par un facteur d'échelle n'est donc pas appropriée.

4.2.2 Comparaison aux données antérieures

Bien qu'elles soient généralement parcellaires, il existe de nombreuses données sur la production des résidus de spallation du plomb à des énergies voisines de 500 AMeV, pour l'essentiel obtenues par des moyens radio-chimiques. Les données obtenues dans cette expériences ne sont directement comparables aux données radio-chimiques que dans le cas des isotopes dits protégés, c'est-à-dire ceux pour lesquels la production par décroissance β peut être négligée. Pour les isotopes non protégés, il est toutefois possible de sommer nos données le long de la chaîne de décroissance.

La figure 4.5 présente une comparaison de nos données aux travaux de Gloris *et al.* [41]. L'accord est en moyenne satisfaisant pour les pertes de masses inférieures à 20 nucléons ; on constate toutefois un décalage systématique d'environ 10%, ce qui tendrait à confirmer l'observation faite sur la section efficace totale qui est dans ce travail inférieure de 10% aux calculs de modèle optique.

Un deuxième effet, plus spectaculaire, est la décroissance régulière du rapport entre nos données et les données radio-chimiques, jusqu'à un facteur 5. Deux raisons peuvent expliquer ces différences apparentes entre nos données et celles de Gloris : la différence d'énergie, dont les conséquences sont négligeables au voisinage du projectile, mais deviennent drastiques pour les résidus plus éloignés (voir paragraphe précédent), et la différence de composition isotopique : ^{208}Pb isotopiquement pur dans notre cas, mélange 1/4-1/4-1/2 des isotopes 206, 207 et 208 respectivement dans le cas de Gloris. Pour tenter de quantifier ces effets, nous avons procédé à une simulation de chacun des systèmes à l'aide des codes ISABEL et ABLA (la valeur isotopique moyenne du plomb naturel étant 207.2, nous pouvions le réduire à du ^{207}Pb afin de simplifier le calcul). Nous avons alors calculé le rapport entre les taux de production isotopique obtenus dans ces deux systèmes. On constate (courbe discontinue de la figure 4.5) que le résultat du calcul reproduit extrêmement bien la diminution du rapport entre les sections efficaces. Afin de mieux cerner l'origine de la différence de comportement entre les deux systèmes, nous avons procédé à un second calcul en considérant le même isotope (^{208}Pb) aux deux énergies. La différence avec le calcul précédent est faible : on voit donc que c'est essentiellement la variation de l'énergie qui est responsable des différences de sections efficaces mesurées.

On peut avoir une certaine confiance dans la validité de ces calculs car ils correspondent à une faible variation dans la gamme de validité des codes employés, dont on sait que l'accord avec l'expérience est, sinon satisfaisant, du moins raisonnable. En conséquence, même si les valeurs absolues peuvent être discutées, leur rapport est vraisemblablement très proche de la réalité.

Nous pouvons donc conclure que l'accord entre nos données et celles de Gloris, compte tenu des différences entre les systèmes étudiés, est tout à fait satisfaisant.

4.3 Aspects cinématiques de la réaction

Outre l'identification des fragments et, partant, la mesure des sections efficaces isotopiques de production, le FRS permet aussi d'obtenir des informations très précises sur la cinématique de la réaction nucléaire, comme cela a été décrit au chapitre 2.4.1.

Au cours de la partie de l'analyse consacrée aux aspects cinématiques des réactions, nous n'avons considéré que les ions n'ayant pas changé d'état de charge à S_2 . Comme dans l'analyse dédiée aux sections efficaces, nous avons réalisé un ajustement gaussien sur les distributions en vitesse calculées dans la première partie du FRS. En revanche pour cette

phase de l'analyse nous avons considéré chaque isotope individuellement (et non plus pris en compte à chaque ajustement l'ensemble des fragments d'une distribution isotopique). Pour les distributions présentant une proportion non négligeable d'ions incorrectement identifiés, une seconde gaussienne a été introduite comme expliqué au chapitre 3 ; toutefois dans ce cas seule la position relative de son centroïde était fixée, les autres paramètres étant laissés libres.

Du fait de l'absence de contraintes sur les ajustements, de nombreux fragments dont la distribution en vitesse était incomplète malgré les multiples mesures réalisées n'ont pas pu être pris en compte pour l'obtention des données cinématiques.

4.3.1 Impulsion de recul

Le recul du noyau dans l'axe du faisceau traduit la quantité de mouvement transférée au projectile par le proton ; il apporte donc une information sur la phase rapide de la collision. On conçoit intuitivement que plus la quantité de mouvement transférée est importante, plus la collision a été violente, et donc plus l'énergie d'excitation déposée a été, en moyenne, importante.

Le centroïde de la gaussienne obtenue par ajustement sur le spectre en $\beta\gamma$ correspond à la valeur moyenne de la quantité de mouvement des fragments dans le repère du laboratoire. Cette valeur est ramenée dans le référentiel du projectile au centre de la cible par une transformation de Lorentz, la vitesse du projectile ayant été corrigée de la perte d'énergie dans la première partie de la cible.

A défaut d'une formule analytique permettant d'estimer l'impulsion de recul des résidus, nous pouvons comparer les données obtenues à la systématique de Morrissey. Celle-ci s'écrit :

$$P_{//} = 8(A_{proj} - A_{residu})$$

L'impulsion de recul moyenne est ici calculée selon la prescription de Morrissey [79] afin de la rendre indépendante du système considéré :

$$P_{//} = m_{proj}\beta_{//} \left(\frac{\beta\gamma}{\gamma + 1} \right)_{proj}$$

Les valeurs obtenues pour chaque isotope sont représentées sur la figure 4.6. Par rapport à la systématique de Morrissey, on observe un léger décrochement pour les pertes de masses d'environ 10 unités. Ce décrochement a déjà été constaté dans une expérience similaire [25], mais les valeurs expérimentales rejoignaient la systématique pour les fragments pour lesquels la perte de masse dépassait la trentaine d'unités. Il n'en va pas de même ici, puisque les valeurs expérimentales restent inférieures à la systématique. Ce fait

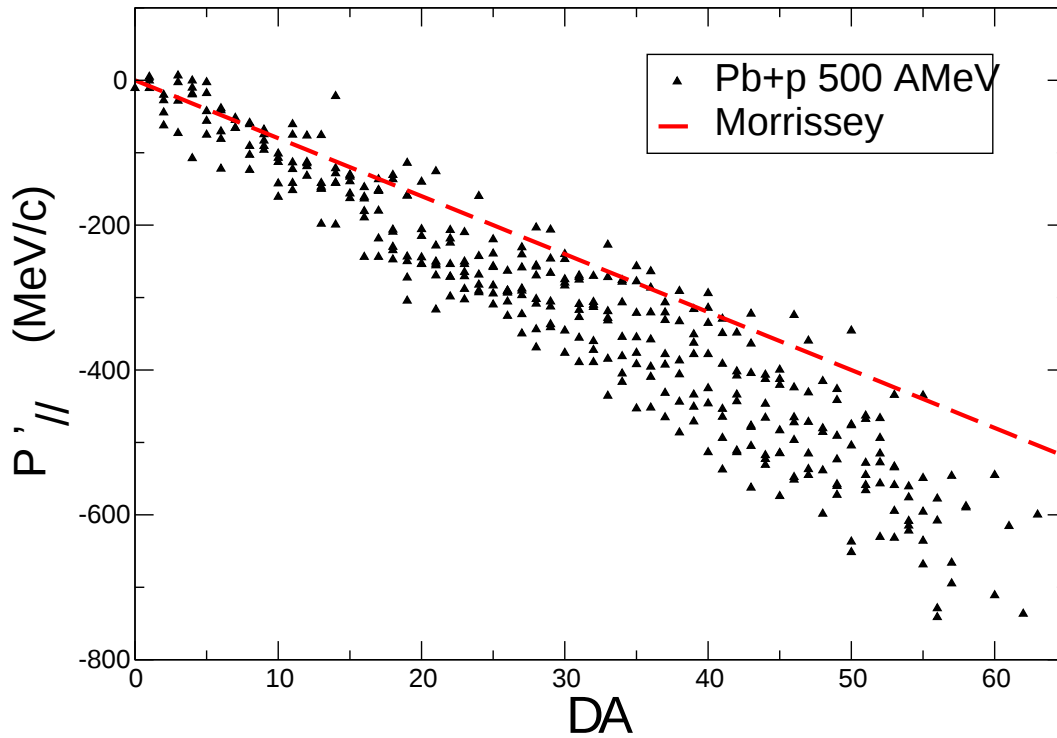


FIG. 4.6 – Impulsion de recul calculée selon la prescription de Morrissey en fonction de la perte de masse des fragments par rapport au projectile.

pourrait être lié au mode de production des fragments très éloignés du projectile, qui, comme on l'a vu, est essentiellement une double réaction dans la cible.

La résolution en impulsion varie de 80 MeV/c pour les faibles pertes de masse à près de 200 MeV/c pour les plus importantes, ce qui est considérable. Pour les fragments proches du projectile, cette résolution, nettement inférieure à celle obtenue sur le système p+Au [25] et voisine de celle obtenue dans le système p+U [31] est avant tout la conséquence du grand nombre de degrés de liberté concédés à l'ajustement du fait de la présence de la gaussienne additionnelle. Pour les fragments plus légers, la dégradation continue de la résolution est probablement due au mécanisme de réaction qui passe d'une réaction majoritairement simple à une réaction majoritairement double, ainsi que signalé au paragraphe précédent.

La prise en considération des valeurs moyennes pour chaque isobare permet de limiter les fluctuations sur les mesures et fait apparaître une tendance nette : l'impulsion de recul moyenne est sous-estimée par la systématique de Morrissey autour des pertes de masses 20 à 30, puis rejoint et même dépasse celle-ci pour des pertes de masse supérieures. L'accord entre les données issues de notre analyse et les mesures précédemment réalisées sur les systèmes Pb+p à 1000 AMeV et Au+p à 800 AMeV est excellent. Cela indique qu'il s'agit bien d'une tendance systématique qui ne dépend pas de l'énergie du projectile.

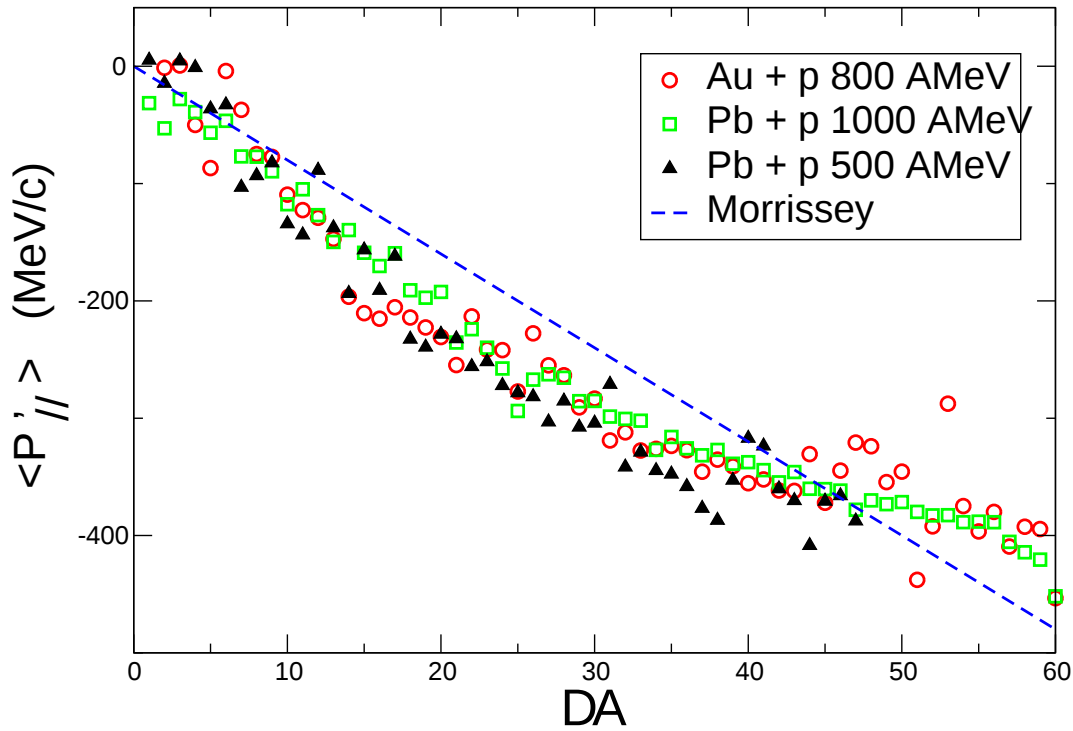


FIG. 4.7 – Valeur moyenne de l'impulsion de recul calculée selon la prescription de Morrissey en fonction de la perte de masse des fragments par rapport au projectile. Ces moyennes sont pondérées par les sections efficaces de production de chaque isotope. Les résultats dans le système Pb+p à 500 AMeV sont comparés aux valeurs obtenues dans les systèmes Pb+p à 1000 AMeV et Au+p à 800 AMeV.

Afin de tester la dépendance de cet effet avec la composition du système, on peut procéder au même travail de reconstruction des impulsions pour les mesures réalisées sur la cible vide, qui constitue dans les faits une cible de Titane et de Niobium. On quitte alors le domaine de la spallation pour entrer dans celui des collisions d'ions lourds. Pourtant, on constate une tendance exactement similaire au cas des collisions avec l'hydrogène.

De plus les mesures réalisées pour les fragments de fission, qui ont fait l'objet d'un travail distinct de Fernandez [94], permettent d'explorer la région des fortes pertes de masse pour les fragments formés par collision sur la cible vide. Ces mesures font apparaître un maximum de l'impulsion de recul autour de $\Delta A \simeq 50$, puis d'une diminution régulière de celle-ci, jusqu'au point où l'impulsion du fragment devient supérieure à celle du projectile. Cet effet est depuis peu activement étudié au sein de notre collaboration.

Pour une perte de masse donnée, on peut également s'intéresser aux variations de l'impulsion de recul en fonction de la charge du résidu. Une telle dépendance a été par exemple observée par Reinhold *et al.* dans le système Au+Al à 750 AMeV [96] ainsi que par Mustapha *et al.* dans le système Au+p à 800 AMeV. Elle se justifierait par le fait que l'émission de protons, demandant plus d'énergie que celle de neutrons du fait de la barrière coulombienne, se produit essentiellement lors de la phase de cascade ; les noyaux les plus

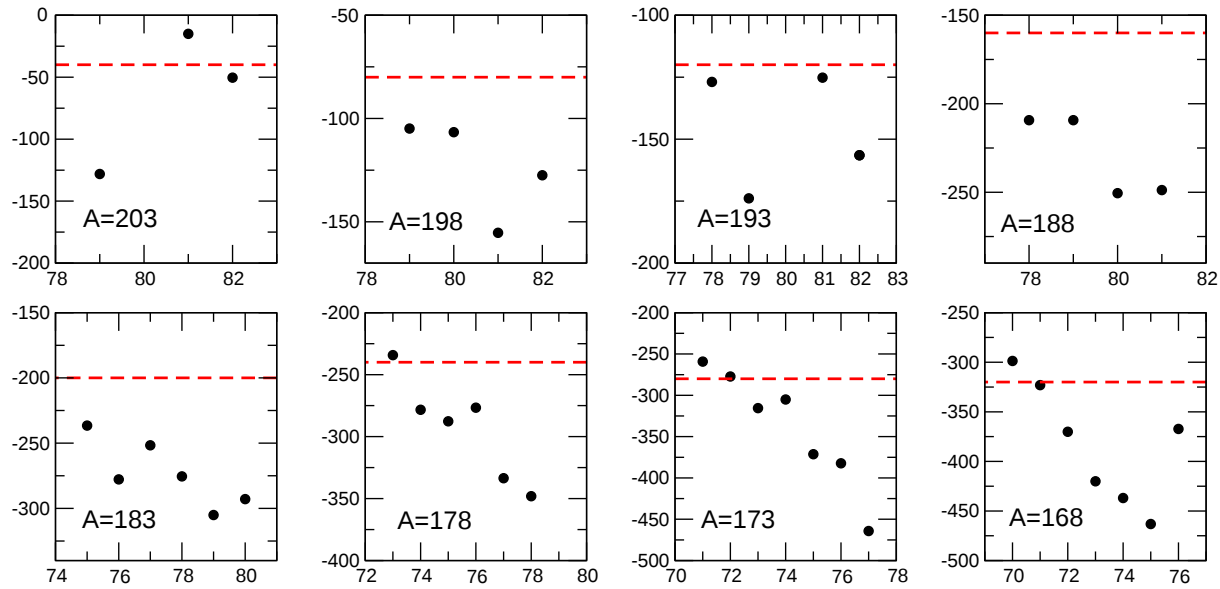


FIG. 4.8 – Impulsion de recul en fonction de la charge du résidu pour quelques masses. Les lignes horizontales correspondent à la systématique de Morrissey (qui ne prévoit pas de dépendance au Z du fragment).

riches en protons seraient, eux, produits par des chaînes d'évaporation de neutrons, ce qui nécessite une énergie d'excitation élevée et, partant, une impulsion de recul relativement élevée.

Malheureusement, la résolution en impulsion de recul que nous avons obtenu n'est pas suffisante pour pouvoir discuter la présence d'une dépendance au nombre de proton perdus pour les faibles pertes de masse. En revanche pour les pertes de masse supérieures à 20 nucléons on voit clairement apparaître un tel effet (figure 4.8).

Signalons que ce travail sur les impulsions de recul a été réalisé sans tenir aucun compte du mécanisme de formation des fragments (réaction simple ou double). Toutefois on voit que l'impulsion de recul varie, au premier ordre, linéairement avec la perte de masse : on s'attend donc à ce que le nombre d'étapes dans la réaction n'ait pas d'influence sur les résultats.

4.3.2 Largeur des distributions

L'émission de chaque particule communique une impulsion de recul au noyau ; en conséquence la largeur des distributions est essentiellement liée à la phase d'évaporation au cours de laquelle survient l'essentiel des émissions. Contrairement aux émissions dues à la cascade, on s'attend à ce que l'évaporation soit isotrope dans le référentiel du centre de masse. La largeur totale de la distribution en impulsion du résidu est alors reliée à la largeur dans la direction du faisceau (la seule que nous mesurons) par la relation triviale :

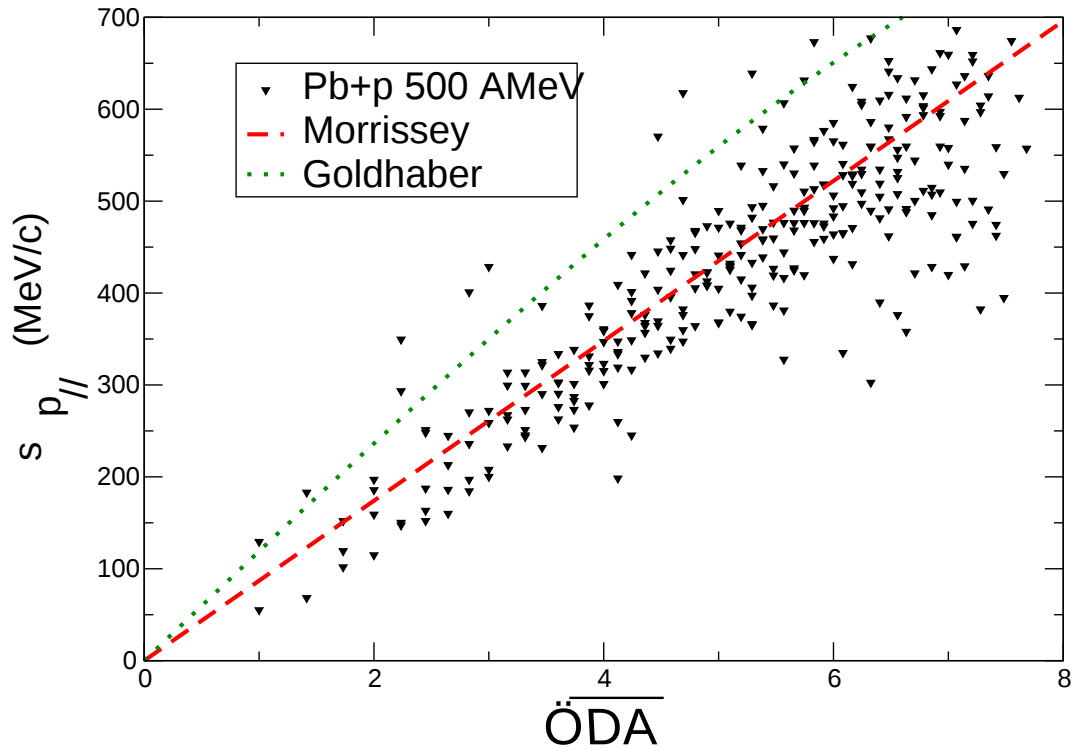


FIG. 4.9 – *Largeur des distributions en moment dans le référentiel du projectile en fonction de la racine carrée de la perte de masse des fragments par rapport au projectile. La droite correspond à la systématique de Morrissey.*

$$\sigma = \sqrt{3} \sigma_{//}$$

Comme pour l'impulsion de recul, Morrissey a proposé une systématique pour la largeur des distributions en impulsion :

$$\sigma_{//} = 87 * \sqrt{A_{proj} - A_{residu}}$$

Dans le cas de la largeur des distributions en impulsion il existe également une formule basée sur un modèle physique, proposée par Goldhaber [81] :

$$\sigma_{//} = \frac{P_{fermi}}{\sqrt{5}} \sqrt{A_{residu} \cdot \frac{A_{residu} - A_{proj}}{A_{proj} - 1}}$$

P_{fermi} est ici le moment de Fermi des nucléons dans le noyau ; sa valeur a été estimée à 260 MeV/c grâce à des mesures de diffusion d'électron [97]. Le modèle de Goldhaber n'est pas parfaitement adapté au cas de la spallation : en effet les hypothèses de ce calcul correspondent à la phase de cascade, et en conséquence l'accord avec les données devrait être limité au cas où la cascade constitue la contribution dominante.

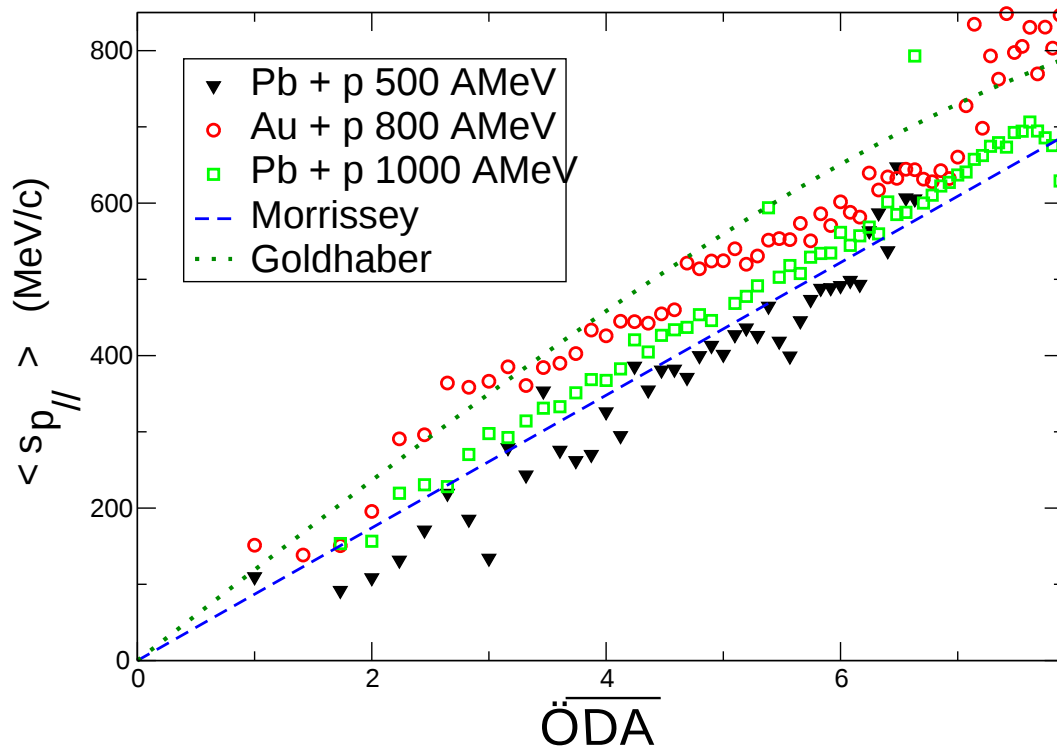


FIG. 4.10 – Valeur moyenne de la largeur des distributions en impulsion de recul calculée selon la prescription de Morrissey en fonction de la racine carrée de la perte de masse des fragments par rapport au projectile. Ces moyennes sont pondérées par les sections efficaces de production de chaque isotope.

La largeur des distributions est présentée sur la figure 4.9. On constate un bon accord avec la systématique de Morrissey [79] pour l'ensemble des fragments mesurés et, comme attendu, un assez net désaccord avec la formule de Goldhaber. Comme dans le cas de l'impulsion de recul, la dispersion des résultats est toutefois assez importante.

La comparaison des valeurs moyennes des largeurs avec les systèmes Pb+p à 1 AGeV et Au+p à 800 AMeV laisse une fois de plus apparaître un très bon accord entre les différentes mesures, avec toutefois la présence d'un décalage systématique qui est vraisemblablement dû à des variations dans l'estimation de la contribution de la dispersion en position du faisceau. Les trois distributions présentent néanmoins un très bon accord avec la systématique de Morrissey, et toujours plutôt en désaccord avec la formule de Goldhaber. Notons que le calcul de Goldhaber ne donne pas sur l'or des résultats strictement identiques à ceux sur le plomb ; la différence reste toutefois parfaitement négligeable.

Comme dans les systèmes Au+p à 800 AMeV [25] et Au+Al à 750 AMeV [96], aucune dépendance isotopique ne semble pouvoir être mise en évidence pour la largeur des distributions en vitesse. Toutefois la résolution obtenue n'est pas suffisante pour pouvoir conclure.

Chapitre 5

Comparaison aux codes

Dans ce chapitre nous comparons les résultats des calculs réalisés avec plusieurs combinaisons de codes Monte-Carlo aux données obtenues dans le système Pb+p à 500 AMeV, et nous étendons la discussion à la gamme d'énergie 200 MeV - 1 GeV. Pour cette dernière énergie nous disposons de données mesurées au FRS [28] ; en revanche pour l'énergie de 200 AMeV nous nous contenterons de comparer les résultats des codes.

Nous avons réalisé des calculs avec 3 codes de cascade différents : BRuyères-le-châtel Intranuclear Cascade (BRIC) 1.0 [61], Intra-Nuclear Cascade of Liege (INCL) 4.2 [60], et ISABEL [57]. Pour la partie évaporation, nous avons à notre disposition les codes ABLA [98], en version 1.10 et 1.12, et GEMINI [99]. Le code de Dressner était également disponible, mais ses faiblesses ont été suffisamment mises en évidence [25] pour qu'il ne nous paraisse pas opportun de l'utiliser. Nous aurions en revanche souhaité disposer de GEM [100], une version modernisée du code de Dressner [45], et qui semble présenter un comportement plus satisfaisant que ce dernier, comme illustré dans [94]. Hélas ce code n'est pas public et nos demandes à son auteur sont restées sans réponses.

Avant d'entrer dans le vif du sujet, on peut dire quelques mots sur la forme qu'adoptent ces codes. Il semble peu contestable que leur utilisation en temps que boîte noire sera toujours moins profitable qu'une prise en main par le physicien qui pourrait y tester ses propres innovations ou tenter de retravailler certaines parties pour obtenir un meilleur accord avec les données expérimentales. Or la qualité de programmation (modularité, documentation, fonctions de débogage) a un impact très direct sur la capacité d'un tiers à intervenir un tant soit peu profondément dans un code de calcul. De même, le choix du langage de programmation ne devrait pas être considéré comme anodin : l'usage d'un langage de programmation obsolète, trop mal distribué, ou dont il n'existe pas de standard universel, sera au mieux une source de perte de temps pour l'utilisateur, et au pire rendra le code inexploitable pour certains de ceux qui souhaiteraient s'y intéresser.

En étudiant les codes cités ci-dessus, on constate que les choses se sont nettement améliorées en 30 ans, mais il est également flagrant que beaucoup de chemin reste à parcourir. ISABEL peut passer pour l'exemple parfait de ce qu'il faudrait éviter, puisqu'il

est proprement impénétrable. Pour nuancer ce propos, rappelons que c'est au moins en partie le résultat des contraintes d'optimisation (volume mémoire, temps d'exécution) qu'imposaient les moyens de calculs disponibles lorsqu'il a été écrit. Cela n'enlève rien à la qualité de ses résultats, mais on peut penser que ce même code, écrit de manière claire, aurait pu recevoir des améliorations des nombreux physiciens qui l'ont utilisé avec un certain succès. Les codes plus récents sont plus accessibles, au moins au niveau de l'interface utilisateur. Toutefois l'absence quasi-totale de modularité reste un handicap certain pour qui souhaite comprendre en profondeur ces milliers de lignes de code.

Pour terminer, on ne peut que s'étonner que la publication des modèles physiques utilisés et de la manière dont ils sont implémentés n'accompagne pas tout naturellement la mise à disposition d'un code de calcul. A cet égard, INCL est une sorte de référence puisque chaque nouvelle version du code est systématiquement accompagnée d'une publication détaillée ; à l'opposé, les informations disponibles sur les deux codes d'évaporation que nous utilisons sont pour le moins limitées, comme on pourra le constater en se reportant aux références correspondantes.

5.1 Présentation des modèles

5.1.1 Points communs aux codes de cascade

Nous nous limitons pour l'étude de la phase rapide à l'utilisation de modèles de cascade : nous pouvons donc dégager des points communs aux trois codes retenus. Dans chacun de ces codes, le noyau est décrit comme un puits de potentiel contenant un gaz de fermions froid, défini par une énergie de Fermi ; le rôle décisif des effets quantiques dans le comportement des nucléons dont l'énergie demeure inférieure à cette énergie de Fermi au cours de la cascade (on parle souvent de "mer de Fermi") conduit à appliquer un traitement spécifique à ces derniers, avec des modalités que nous allons détailler pour chaque modèle. La propagation des nucléons fait appel à la mécanique classique relativiste, avec conservation de l'impulsion et de l'énergie au cours des réactions entre hadrons. Le principe de Pauli est le seul effet de mécanique quantique directement appliqué au cours de ces calculs. Enfin, les sections efficaces de réaction sont celles de nucléons libres.

5.1.2 ISABEL

Développé par Yariv et Fraenkel comme une extension du code de réaction nucléon-noyau VEGAS [56], ISABEL [57] est capable de simuler des réactions nucléon-noyau et noyau-noyau. La profondeur du puits de potentiel est la somme de l'énergie de Fermi d'un gaz de fermions froid et de l'énergie de séparation d'un nucléon ; la densité du noyau est modélisée par 8 zones concentriques, chacune de densité constante, ajustées sur un potentiel de Yukawa. Les tentatives faites dans VEGAS d'introduire la réfraction des

nucléons par le potentiel nucléaire n'ayant pas été concluantes, les auteurs n'ont pas introduit cet effet dans ISABEL dans les premières versions du code, mais il y a été inclus lors d'une des multiples mises à jour ultérieures.

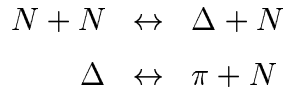
Au cours de la simulation d'une réaction, seuls les nucléons participant à la cascade sont explicitement considérés par le calcul. Les autres nucléons ne sont pas pris en compte individuellement : le noyau est représenté à la manière d'un milieu continu, dans lequel les particules de cascade ont un libre parcours moyen λ . Ce libre parcours est calculé en fonction de la section efficace d'interaction entre nucléons libres σ , moyennée pour tous les nucléons de la mer de Fermi dans la région de la réaction, et de la densité locale ρ :

$$\lambda = \frac{1}{\sigma \rho}$$

Les sections efficaces d'interaction entre nucléons sont des paramétrisations qui n'ont pas été validées au-delà de 1 GeV, qui constitue donc en principe la limite de validité d'ISABEL. La propagation des nucléons est calculée selon les règles de la mécanique relativiste par des pas de temps calculés selon la prescription :

$$\tau = \text{Min} \left(\frac{\lambda_i}{n \cdot \beta_i} \right)$$

où i court sur l'ensemble des particules de cascade. n est un paramètre qui simule l'aspect élémentaire du déplacement : les auteurs ont trouvé qu'une valeur de 20 était un bon compromis entre la précision de la description et le temps de calcul. Le pas de temps étant fixé, la probabilité de réaction de chaque particule est calculée puis un tirage détermine l'éventuelle occurrence d'une collision avec un des nucléons de la mer de Fermi. Le cas des diffusions inélastiques, conduisant à la formation des pions et des deltas, est explicitement considéré pour deux réactions :



Les nucléons de cascade ne sont pas autorisés à descendre dans la mer de Fermi. Il s'agit là d'une application stricte du principe de Pauli. Tout nucléon de cascade dont l'énergie devient inférieure à une énergie seuil E^C n'est plus suivi par la cascade et son énergie est directement intégrée à l'énergie d'excitation. Ces énergies de coupure sont données par :

$$E_{proton}^C = E_F + S_p + \max(S_p, B) \quad (5.1)$$

$$E_{neutron}^C = E_F + 2S_n \quad (5.2)$$

où E_F est l'énergie de Fermi, S_p et S_n l'énergie de séparation (respectivement proton et neutron), et B la barrière coulombienne. La fin de la cascade survient tout naturellement lorsque tous les nucléons de cascade ont, soit quitté le noyau, soit vu leur énergie tomber sous l'énergie seuil. L'énergie d'excitation finale est alors calculée comme la somme de l'énergie des nucléons tombés sous l'énergie seuil et des trous créés dans la distribution initiale des nucléons.

5.1.3 INCL 4

Le développement du code de cascade intranucléaire de Liège a débuté en 1980 ; originellement dédié aux réactions entre ions lourds, il a été centré sur les réactions de spallation dès sa seconde version. Cugnon, son initiateur, y a notamment intégré ses travaux sur les paramétrisations de sections efficaces entre nucléons, qui font encore largement référence.

La caractéristique principale de INCL, qui distingue ce code de la plupart des cascades intranucléaires, est de propager individuellement l'ensemble des nucléons au fil de la cascade. On a discuté dans le chapitre 1 les avantages et les inconvénients d'un tel choix de représentation. Hors de toute considération physique, le problème du temps de calcul est évident : il faut 5 à 10 fois plus de temps pour réaliser un calcul équivalent si on choisit INCL par rapport à ISABEL.

Par rapport aux versions précédentes, INCL 4 corrige une déficience majeure en introduisant une densité nucléaire diffuse au lieu de la densité homogène qui était utilisée auparavant. La densité ρ est donnée par :

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

avec une coupure à $r = R_0 + 8a$; R_0 et a sont des paramètres mesurés par diffusion d'électron. En revanche le potentiel est toujours un puits carré : les effets de réflexion et de réfraction ne sont donc pris en compte que lors de la transmission d'une particule vers le continuum.

Lors de l'initialisation de la cascade, l'ensemble des A_T nucléons du noyau cible doit recevoir une position dans l'espace des phases. L'impulsion est déterminée en supposant que l'espace des impulsions est une sphère homogène dont le rayon est l'impulsion de Fermi p_F ; la position est alors déterminée aléatoirement dans une sphère dont le rayon $R(p)$ est d'autant plus grand que l'impulsion est élevée :

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

La conséquence assez surprenante de ce mode de construction du noyau est que les régions extérieures du noyau ne sont accessibles qu'aux nucléons de haute énergie, ce qui est en contradiction avec les théories semi-classiques habituelles.

Le critère de collision est que deux nucléons voient leurs trajectoires se croiser à une distance inférieure à la distance minimale d'approche définie par :

$$d = \sqrt{\frac{\sigma}{\pi}}$$

où σ est la section efficace de réaction.

Pour avoir du sens, la description discrète du noyau doit être accompagnée d'un traitement stochastique du principe de Pauli. Ce traitement est réalisé par comparaison d'un nombre aléatoire avec un terme de Uehling-Uhlenbeck dans lequel l'occupation de la cellule d'espace de phase est donnée par :

$$f_i = \frac{1}{2} \frac{(2\pi\hbar)^3}{\frac{4\pi}{3}r_{PB}^3 \frac{4\pi}{3}r_{PB}^3} \sum_{k \neq i} \theta(r_{PB} - |\vec{r}_k - \vec{r}_i|) \cdot \theta(p_{PB} - |\vec{p}_k - \vec{p}_i|)$$

où θ est la fonction de Heavyside. Seules sont prises en compte dans la somme k les nucléons de même isospin que la particule i considérée. Le facteur 1/2 correspond à la non prise en compte du spin.

r_{PB} et p_{PB} désignent la taille (respectivement en position et impulsion) des cellules d'espace de phase. Notons que les valeurs choisies par les auteurs (respectivement 3.18 fm et 200 MeV/c) ne correspondent pas à la taille naturelle d'une cellule, ce qu'ils justifient par le fait que les valeurs retenues correspondent à une stabilité de leurs résultats devant de petites variations de ces valeurs.

En l'absence de tout autre élément quantique dans la description du noyau, cela conduit inévitablement à des diffusions entre les nucléons de la mer de Fermi, ce qui peut entraîner la formation de noyaux dont l'énergie d'excitation est négative. Ce problème a conduit à l'ajout dans la version 4 de INCL d'une condition supplémentaire aux collisions : seules sont autorisées les collisions qui conduisent à une augmentation nette de l'énergie de l'ensemble des nucléons contenus dans la mer de Fermi. Avant d'évaluer cette somme, on peut commencer par définir l'énergie de l'état fondamental. Dans le noyau cible initial, on a évidemment :

$$E_0(A_T) = \sum_{i \in A_T} (T_i^0 - V_0)$$

A une étape donnée de la cascade, le modèle considère que l'énergie de l'état fondamental du préfragment de masse A est la même que celle du noyau initial, diminuée de l'énergie cinétique de Fermi T_F pour chaque nucléon retiré par rapport au noyau initial :

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

L'énergie d'excitation en fin de cascade sera alors naturellement donnée par :

$$E^* = \sum_{i \in A} (T_i - V_0) - E_0(A)$$

Afin de bloquer des réactions qui mèneraient à des préfragments non-physiques, INCL calcule à chaque collision l'énergie de l'état fondamental correspondant aux seuls nucléons restés dans la mer de Fermi :

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

où $A^{(F)}$ est le nombre de nucléons du préfragment demeurés dans la mer de Fermi. L'énergie liée aux éventuels réarrangements de ces nucléons est alors donnée par :

$$E_{(F)}^* = \sum_{i \in A, p_i \leq p_f} (T_i - V_0) - E_0^F(A)$$

Le critère de blocage est que cette quantité ne peut devenir négative à la suite d'une collision.

5.1.4 BRIC

BRIC, développé par Duarte, est le plus récent des trois codes de cascade utilisés pour ce travail. Il propose en quelque sorte une approche intermédiaire entre INCL et ISABEL.

Dans ce code, les nucléons sont tous explicitement pris en considération, mais un principe de Pauli strict est appliqué : seuls les nucléons quasi-libres (c'est-à-dire ceux dont l'énergie est supérieure à la profondeur du puits d'énergie potentielle locale $|V(r)|$) peuvent provoquer une réaction, et seules sont autorisées les collisions à l'issue de laquelle le ou les nucléons impliqués ont une impulsion supérieure à l'impulsion de Fermi locale. On a discuté au chapitre 1 de la pertinence de ce mode de traitement du principe de Pauli pour la spallation. De plus, pour les nucléons proches de la mer de Fermi ou situés dans celle-ci, l'impact des effets quantiques est certainement très important : un traitement classique de leur propagation peut donc être jugé plus discutable que pour les nucléons de haute énergie. Enfin, cela entraîne un gain de temps de calcul extrêmement important (pratiquement un ordre de grandeur par rapport à INCL). On peut remarquer que ce critère de différenciation entre nucléons spectateurs et nucléons de cascade est du même type que celui d'ISABEL (mais est plus strict). Le critère de collision est, lui, le même que dans INCL du fait de la représentation discrète du noyau ; les paramétrisations des sections efficaces de Cugnon, incluses dans INCL, ont ici été affinées pour les basses énergies. Les diffusions inélastiques sont traitées au travers des mêmes réactions que dans ISABEL.

Contrairement aux deux autres codes, le potentiel nucléaire n'est pas un puits carré mais suit une forme de Wood-Saxon, tout comme la densité :

$$\rho_A(r) = \frac{\rho_0(A)}{1 + \exp\left(\frac{r - R_m(A)}{a(A)}\right)} \quad (5.3)$$

$$V_A(r) = \frac{V_0(A)}{1 + \exp\left(\frac{r - R_v(A)}{a(A)}\right)} \quad (5.4)$$

$a(A)$, $R_m(A)$ et $R_v(A)$ sont des paramètres ajustés à partir de calculs Hartree-Fock-Bogoliubov sur la densité nucléaire.

L'initialisation des nucléons commence par un tirage de leur position conformément à la distribution de densité 5.3. L'impulsion est alors tirée dans une sphère homogène dont le rayon est le moment de Fermi local :

$$p_F(r) = \sqrt{2m(V_A(r) - E_{liaison})}$$

La fin de la cascade est fixée à 100 fm/c, temps pour lequel il a été vérifié que, quelle que soit la réaction considérée, le système n'évolue pratiquement plus. L'énergie d'excitation est alors calculée en soustrayant l'énergie cinétique des particules émises et l'énergie cinétique acquise par le préfragment de l'énergie apportée par la particule incidente.

Signalons que BRIC a été développé en se référant uniquement à des données sur les spectres de particules émises lors de la cascade : en conséquence la confrontation à des données sur les résidus constitue un test particulièrement intéressant pour ce code.

5.1.5 ABLA

ABLA est un code d'évaporation qui se base sur le formalisme de Weisskopf-Ewing, que nous avons présenté au chapitre 1. Le moment angulaire n'est donc pris en compte que pour le traitement de la fission, pour laquelle un traitement détaillé est proposé, incluant une paramétrisation novatrice de la dissipation [101].

La densité de niveaux utilisée est celle d'un gaz de Fermi :

$$\rho(E^*) = \frac{\pi^{1/2}}{12} \cdot \frac{e^{2\sqrt{aE^*}}}{a^{1/4}(E^*)^{5/4}}$$

et le paramètre de densité de niveaux, a , est calculé selon la prescription d'Ignyuk [102] :

$$a = (\alpha_v A - \alpha_s A^{2/3} B_s + \alpha_k A^{1/3} B_k) \cdot \left(1 + \delta U \frac{f(E^*)}{E^*} + \delta P \frac{h(E^*)}{E^*} \right)$$

Le premier terme de ce produit correspond à la valeur limite à haute énergie ; les coefficients α correspondent respectivement au volume, à la surface, et à la courbure du noyau. Les fonctions f et h tendent vers 1 à basse énergie et 0 à haute énergie, annulant ainsi progressivement les facteurs δU et δP , qui décrivent respectivement les effets de couche et d'appariement. Cette deuxième partie de la formule revient en fait à introduire des décalages en énergie pour la densité d'états.

Le choix du paramètre de densité de niveau est habituellement considéré comme un élément critique d'un modèle de désexcitation. On peut toutefois rappeler que Mustapha [25] a constaté que son influence sur un calcul de spallation reste très faible.

Le traitement des barrières d'émission est purement classique. La section efficace de capture (voir équation 1.8) est alors donnée par :

$$\sigma_c(\epsilon) = \sigma_0 * \left(1 - \frac{B}{\epsilon}\right)$$

B est la barrière coulombienne applicable à l'objet considéré.

Les principales différences entre les versions 1.10 et 1.12 de ABLA sont, outre l'introduction de raffinements dans le traitement de la fission et le remplacement des paramétrisations décrivant les barrières par une formule unique, la prise en compte de l'évaporation de l'ensemble des isotopes de l'hydrogène et de l'hélium alors que seuls les protons, neutrons et alphas étaient traités auparavant.

5.1.6 GEMINI

GEMINI est un code basé sur le formalisme de Hauser-Feshbach [103], qui est une extension du formalisme de Weisskopf-Ewing permettant de traiter explicitement les degrés de liberté liés au moment angulaire et au spin du noyau et des particules émises.

L'intérêt d'un tel traitement dans le cas de la spallation ne semble pas évident : le moment angulaire transféré lors de la réaction étant toujours faible, on ne s'attend pas à ce que l'évaporation du préfragment soit modifiée de façon appréciable par la prise en compte du moment angulaire.

L'intérêt potentiel de GEMINI est en fait ailleurs, puisqu'il peut traiter l'émission des noyaux composés jusqu'à $Z = 4$. Il a d'ailleurs été utilisé comme référence lors des études de spectres de particules de spallation menées à l'aide des boules de Berlin [47]. Signalons que le temps de calcul devient très vite rédhibitoire à mesure qu'on considère l'émission de particules de charges élevées : nous avons dû nous limiter au traitement explicite des isotopes de l'hydrogène et de l'hélium - malgré cela GEMINI est plus lent qu'ABLA d'environ deux ordres de grandeur.

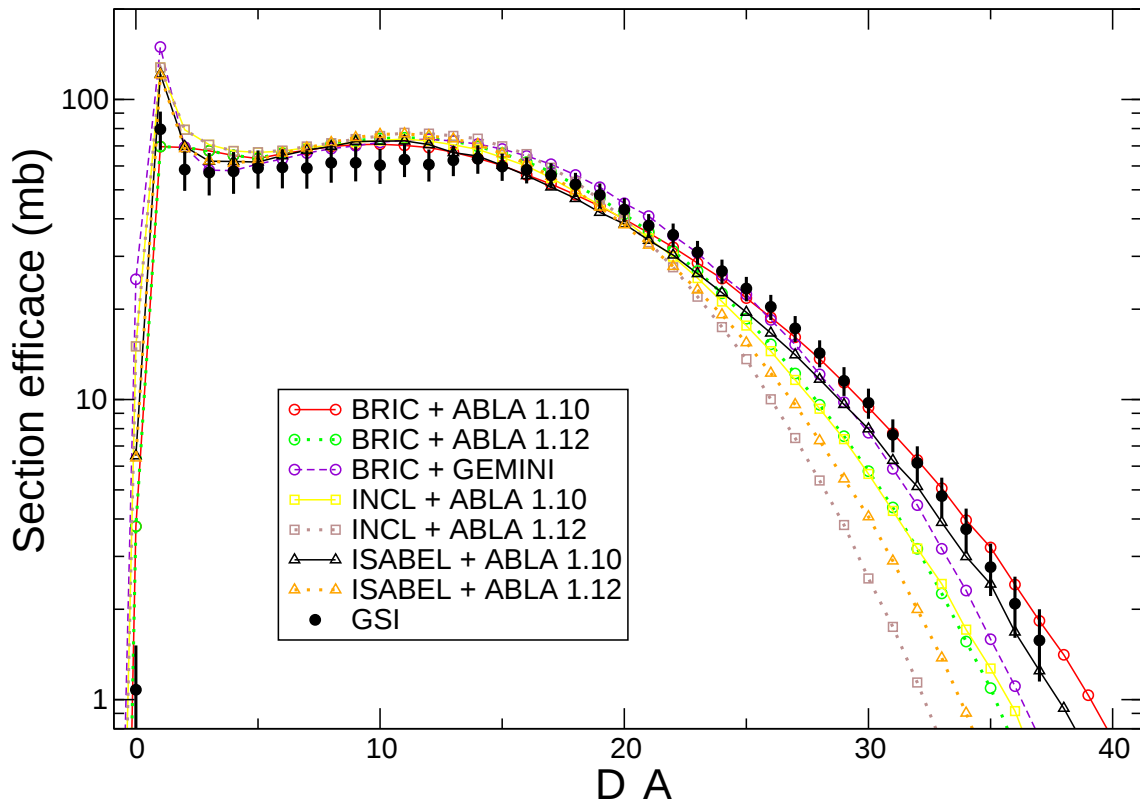


FIG. 5.1 – *Sections efficaces de production en fonction de la perte de masse par rapport au projectile dans la réaction Pb+p à 500 AMeV.*

5.2 Confrontation des simulations aux résultats

5.2.1 Spectres en masse

La figure 5.1 compare les résultats de calculs menés avec différentes combinaisons des codes présentés auparavant aux valeurs obtenues pour la réaction Pb+p à 500 AMeV avec les résultats obtenus dans ce travail, tandis que la figure 5.2 correspond aux résultats des calculs à 1 AGeV, les valeurs expérimentales étant issues de [28].

La première constatation est que les résultats fournis par les codes sont très similaires: malgré des approximations très diverses, aucune déviation importante ne se fait jour d'un code à l'autre. La variation en masse est globalement bien reproduite par les codes à 500 MeV. Une légère surestimation est systématiquement présente pour les pertes de masse inférieures à 15. Pour les pertes de masse plus importantes, la plupart des combinaisons retenues tendent progressivement à sous-estimer la production. A 1 AGeV en revanche, la chute de la distribution calculée par les codes est nettement trop rapide.

Dans la région des fortes pertes de masse, on peut mettre en évidence deux tendances systématiques: ainsi pour une même cascade, ABLA 1.10 semble donner de meilleurs

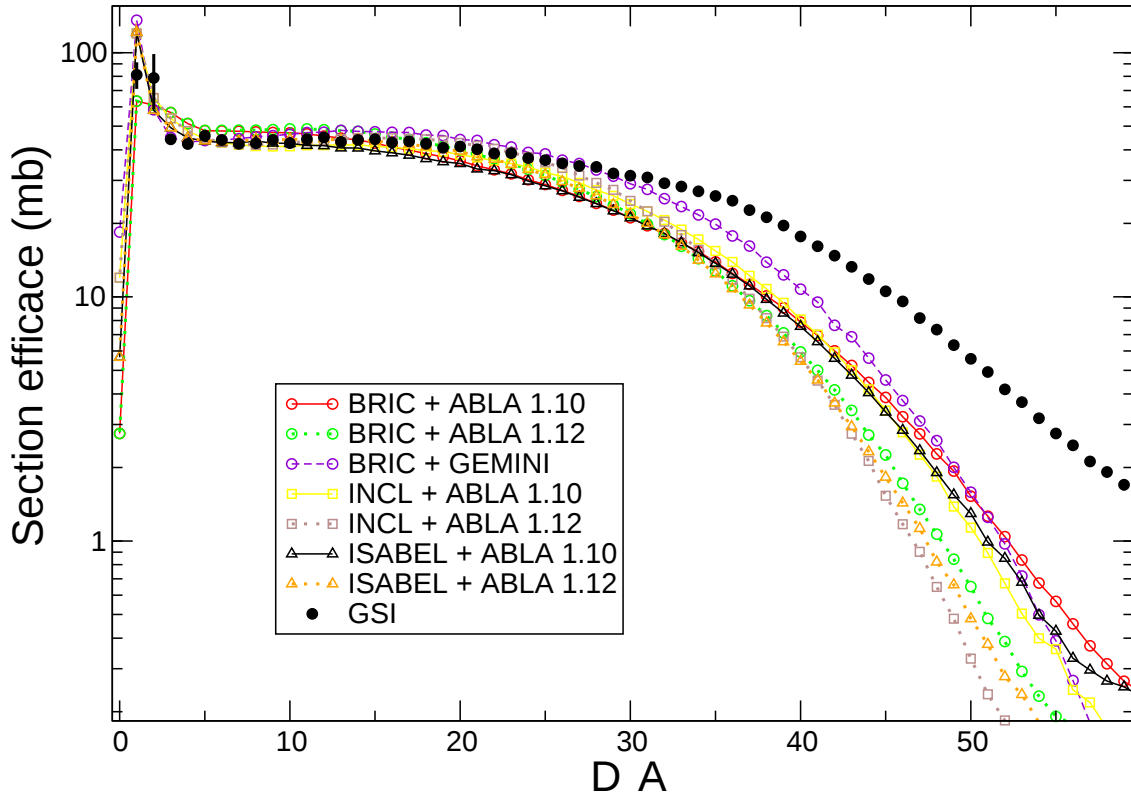


FIG. 5.2 – Sections efficaces de production en fonction de la perte de masse par rapport au projectile dans la réaction $Pb+p$ à $Pb+p$ à 1000 A MeV. Les données expérimentales sont issues de [28].

résultats que les autres évaporations. De même, pour une évaporation donnée, BRIC semble mieux reproduire les données que INCL, ISABEL ayant un comportement médiant.

Au premier ordre, le nombre de nucléons évaporés est directement fonction de l'énergie d'excitation du préfragment : en conséquence le spectre en masse est étroitement lié à l'énergie d'excitation. Une comparaison des énergies d'excitation calculées par les trois codes de cascade est présentée sur la figure 5.3. La similitude entre BRIC et ISABEL est quasi-parfaite, tandis que INCL prévoit davantage de faibles énergies d'excitation. On trouve donc là une explication de la moindre production de résidus très éloignés du projectile par INCL ; mais cela ne justifie pas les différences entre BRIC et ISABEL. La raison des différences entre ces deux codes est donc sans doute à chercher du côté des préfragments.

5.2.2 Spectres isobariques des préfragments

Afin d'examiner plus en détail le comportement des codes de cascade, nous nous intéressons maintenant aux préfragments produits avant évaporation. Nous avons choisi une représentation isobarique afin de mieux contrôler l'évolution du rapport A/Z des

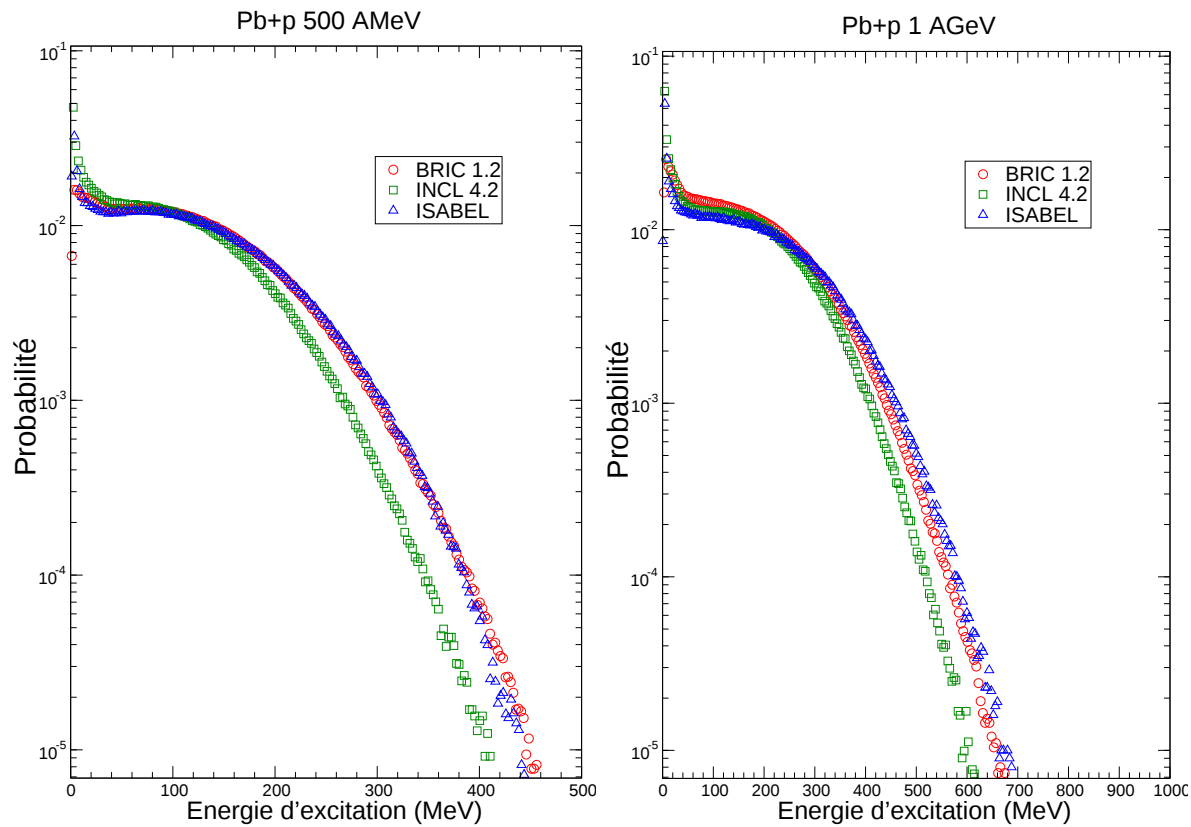


FIG. 5.3 – Énergie d'excitation des préfragments dans la réaction $Pb+p$ à 500 A MeV (gauche) et 1 A GeV (droite).

préfragments, une représentation isotopique donnant une forme des distributions quelque peu trompeuse. Sur la figure 5.4, on peut constater que ISABEL produit relativement peu de préfragments de faibles masses (la différence atteint jusqu'à un ordre de grandeur en fin de distribution) tandis que INCL favorise légèrement la production de préfragments ayant perdu un nombre appréciable de protons.

Pour les trois codes, on constate un décalage progressif vers les préfragments riches en protons par rapport au rapport N/Z du noyau cible (marqué sur la figure par les flèches verticales). Ceci est en accord avec le fait que les sections efficaces neutron-proton sont plus élevées que les sections efficaces proton-proton, favorisant ainsi légèrement l'émission des neutrons; l'effet de la barrière coulombienne joue dans le même sens.

Dans le cas d'ISABEL, la faible production de préfragments de faibles masses est sans doute due au fait que les particules de cascade sont replacées dans le continuum nucléaire alors qu'elles ont encore une énergie significative, ce qui les empêche de quitter le noyau. Cette absence d'émission lors de la cascade se traduit par un surcroît d'énergie d'excitation, lequel entraîne des émissions supplémentaires lors de l'évaporation, et au vu de l'étude des spectres en masse compense en quelque sorte la réduction de l'émission directe de nucléons.

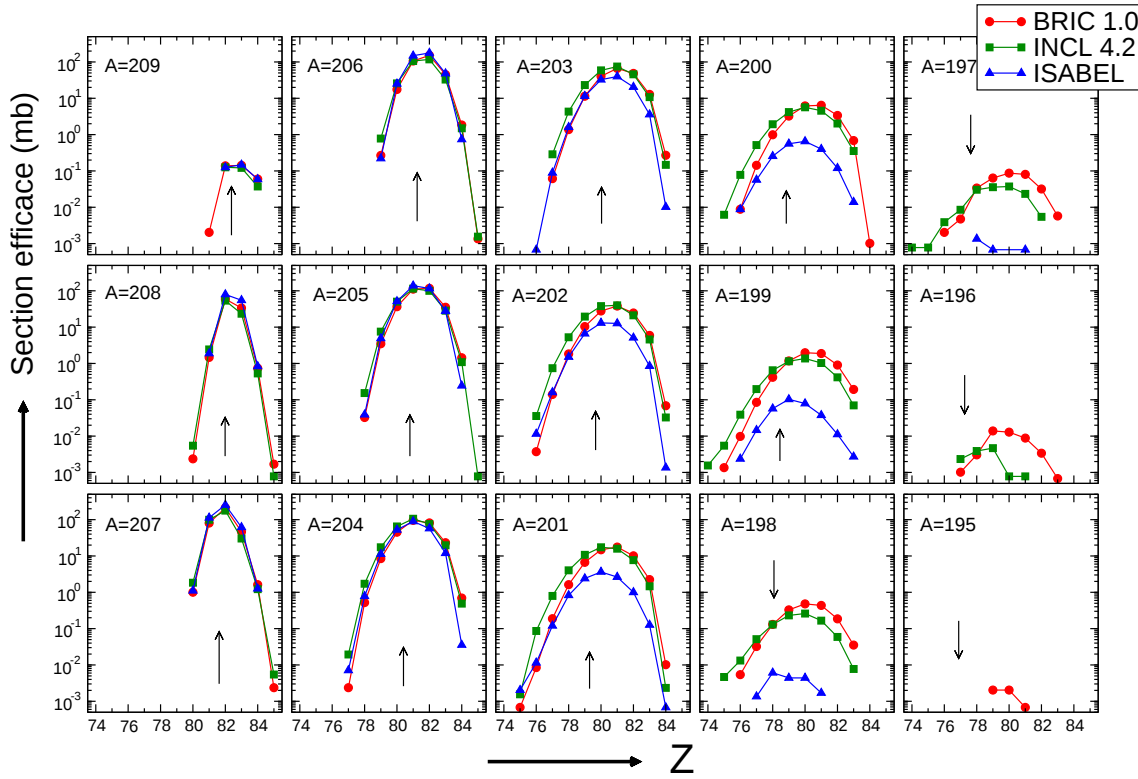


FIG. 5.4 – Spectres isobariques, en fonction de Z , des préfragments produits dans la réaction $Pb+p$ à 500 AMeV. Les flèches indiquent le rapport A/Z du noyau ^{208}Pb .

5.2.3 Spectres isotopiques de résidus

En étudiant les spectres en masse, le code de cascade qui semble le mieux se rapprocher des données expérimentales est BRIC. Nous le retenons donc pour comparer les calculs réalisés avec les différents codes d'évaporation aux spectres isotopiques obtenus dans ce travail et dans [28].

Sur la figure 5.5, où est présentée la comparaison entre les données expérimentales et les résultats des calculs à 500 AMeV, on constate une nette disparité de la qualité de l'accord entre codes et expérience. ABLA 1.10 reproduit particulièrement bien les données, tandis que ABLA 1.12 et GEMINI laissent apparaître deux incohérences : l'une au niveau des résidus lourds riches en protons, l'autre au niveau des résidus les plus légers.

Production des résidus légers

La production des résidus les plus légers est directement tributaire de la quantité d'énergie d'excitation consommée par chaque particule évaporée. Nous pouvons distinguer au moins quatre facteurs comme étant susceptibles d'influer sur cette quantité :

- les barrières coulombiennes,
- les énergies de séparation,

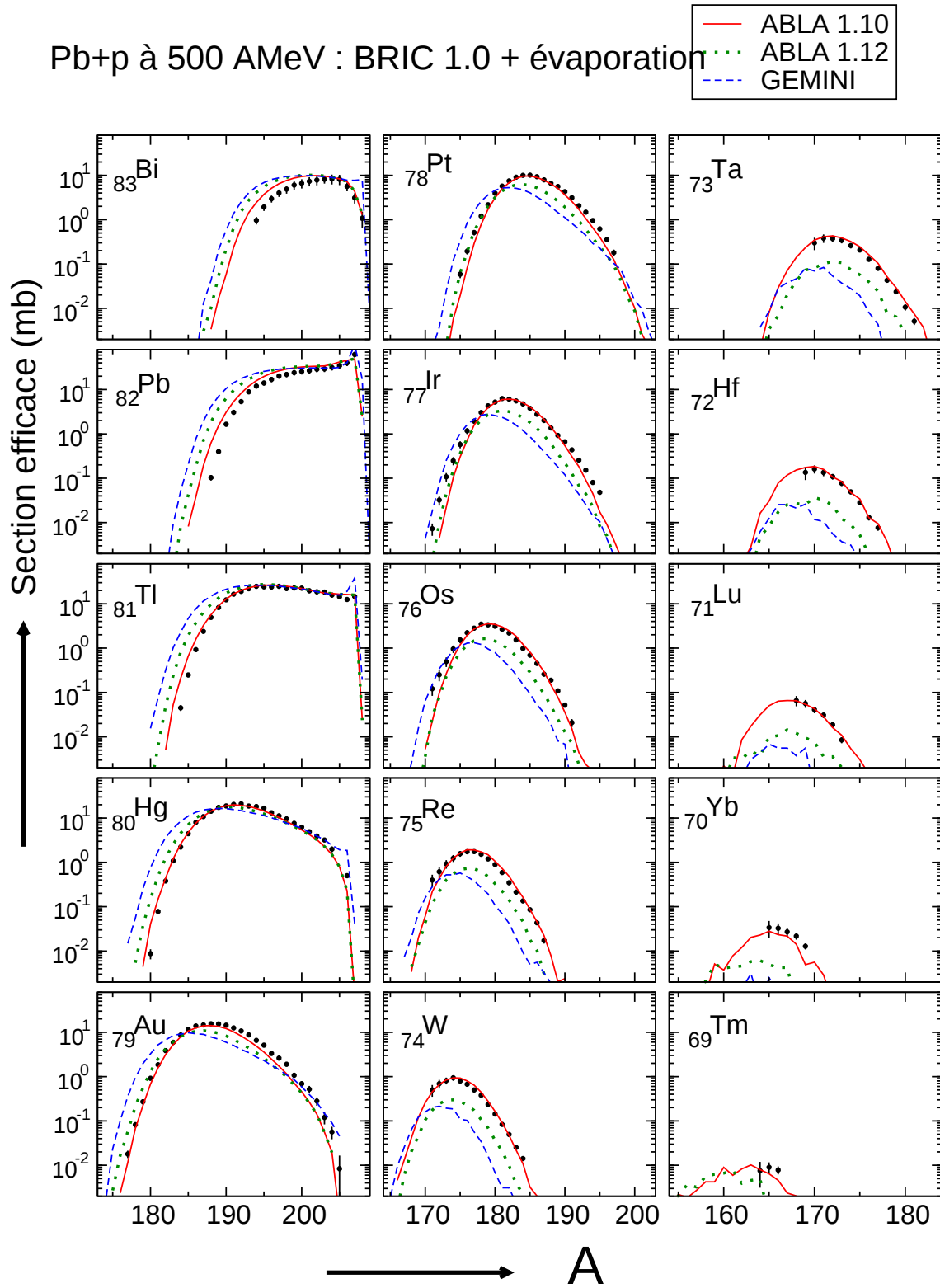


FIG. 5.5 – Sections efficaces isotopiques de production dans la réaction $Pb+p$ à 500 AMeV. Les calculs réalisés avec le code BRIC couplé aux trois évaporations considérées sont comparés aux données obtenues dans ce travail (points pleins).

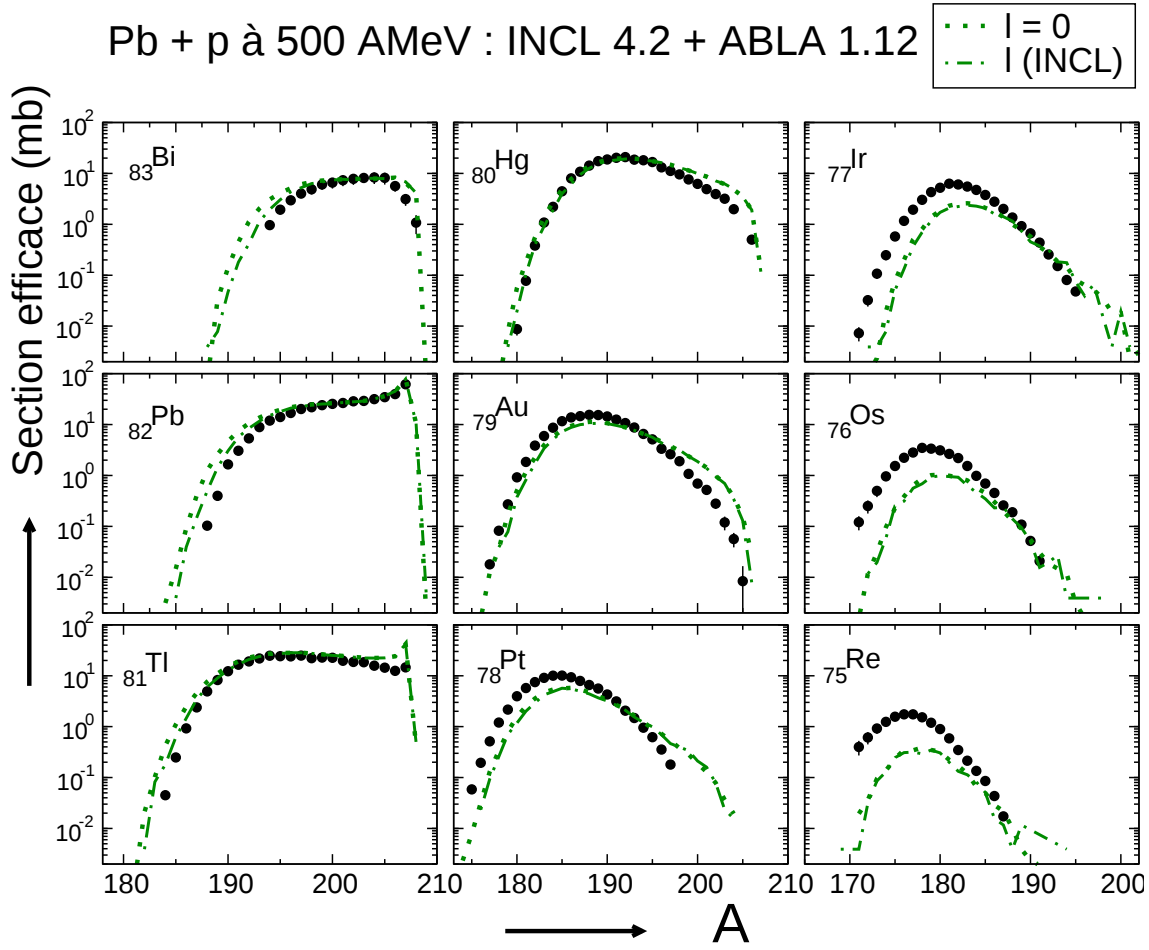


FIG. 5.6 – Sections efficaces isotopiques de production dans la réaction $Pb+p$ à 500 AMeV avec et sans prise en compte du moment angulaire.

- l'énergie cinétique des particules émises,
- la quantité de particules composites émises.

Les énergies de séparations sont calculées de manière identique dans les deux versions d'ABLA et ne sauraient donc être responsables des différences observées.

Un point sur lequel il nous semble possible d'apporter un élément de réponse est celui des barrières coulombiennes : en effet une sur(sous)-évaluation de ces barrières conduit à une sur(sous)-production des résidus riches en protons. Or nous pouvons constater que les spectres isotopiques calculés par les versions 1.10 et 1.12 d'ABLA présentent des formes et des positions de centroïde de distribution proches, ce qui tend à indiquer que les calculs de barrières, bien que réalisés avec des formules très différentes, offrent des résultats comparables. On remarquera néanmoins que les distributions calculées avec la version 1.12 d'ABLA semblent légèrement défavoriser les noyaux riches en neutrons, dégradant l'accord avec les données. De son côté GEMINI favorise nettement, de manière erronée, la production de noyaux riches en protons.

On vient de voir que les différences de traitement des barrières coulombiennes dans les deux versions d'ABLA sont trop faibles pour justifier les différences observées dans la reproduction des fragments les plus légers. Les deux éléments pouvant être responsables sont donc la quantité de composites et l'énergie cinétique des particules émises. Une étude détaillée des spectres de particules légères permettrait certainement de mieux analyser l'influence de ces deux phénomènes.

Les résidus lourds

En ce qui concerne les résidus lourds, on peut remarquer que les noyaux surproduits sont les plus riches en protons, qui sont aussi les plus fissiles. Une sous-estimation de la fissilité au cours de la désexcitation pourrait donc conduire à un tel résultat. Or l'ensemble des calculs qui ont été présenté jusqu'ici l'ont été sans prendre en compte le moment angulaire, dont on sait qu'il favorise la fission. Afin de comparer les résultats avec et sans prise en compte du moment angulaire, nous avons procédé à un calcul additionnel avec INCL 4 et ABLA 1.12 dont les résultats sont présentés sur la figure 5.6. On constate que l'effet est appréciable pour les isotopes de bismuth et de plomb, mais reste limité.

Sur cette même figure, on remarque aussi une surproduction systématique des résidus riches en neutrons. Ces déformations des spectres isotopiques correspondent précisément à la surproduction constatée sur les parties hautes des distributions de préfragments d'INCL 4. La surproduction de ces préfragments n'est pas compensée par une énergie d'excitation élevée qui les ramènerait vers le couloir des résidus et peut donc être considérée comme une déficience du code. Cette surproduction très localisée est probablement liée au traitement spécifique du principe de blocage de Pauli. En effet, en autorisant des diffusions maintenant un partenaire dans la mer de Fermi, il élargit nettement le spectre en énergie d'excitation associé à chaque préfragment, et accroît donc le nombre de préfragments très riches en neutrons et très peu excités.

Calculs et comparaison aux données à 1 GeV

A titre de référence, nous comparons (figure 5.7) les calculs réalisés pour une énergie de 1 AGeV aux données de Enqvist *et al* [28]. Les conclusions que nous pouvons en tirer sont quelque peu différentes de celles issues de la comparaison à 500 AMeV. Il apparaît une sous-production systématique des résidus les plus éloignés du projectile. Les deux versions d'ABLA adoptent ici un comportement similaire, tandis que le désaccord avec les données est encore plus important avec GEMINI.

Comme à 500 MeV, on constate que, à l'exception des éléments les plus proches du projectile, les spectres produits par ABLA 1.10 et 1.12 sont très proches pour les noyaux riches en protons, mais que ABLA 1.12 sous-estime les riches en neutrons ; cette différence

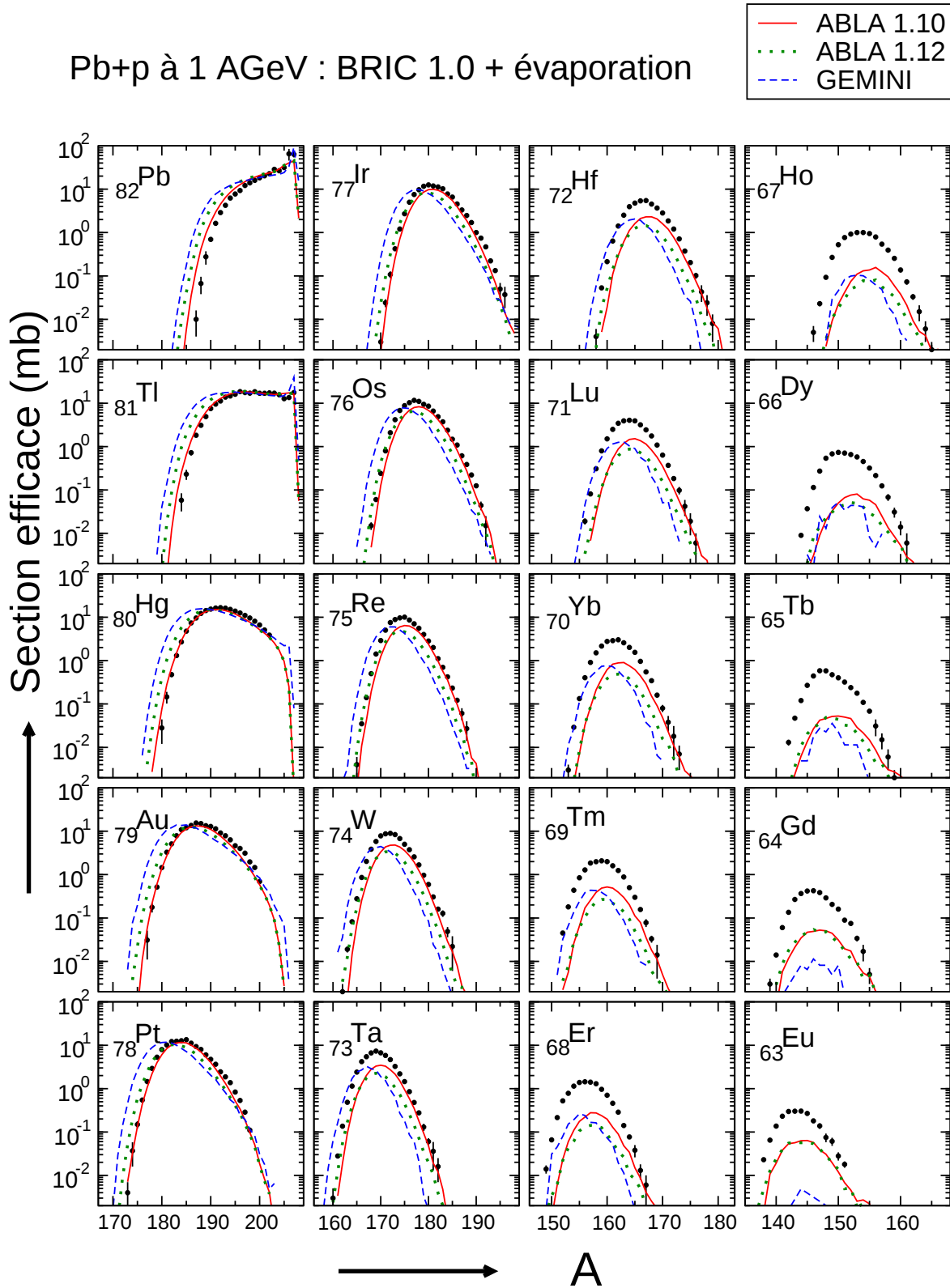


FIG. 5.7 – Sections efficaces isotopiques de production dans la réaction Pb+p à 1 AGeV.

tend toutefois à s'estomper pour les éléments très éloignés du projectile. Là encore il est difficile de conclure sur ces observations sans étudier les spectres de particules.

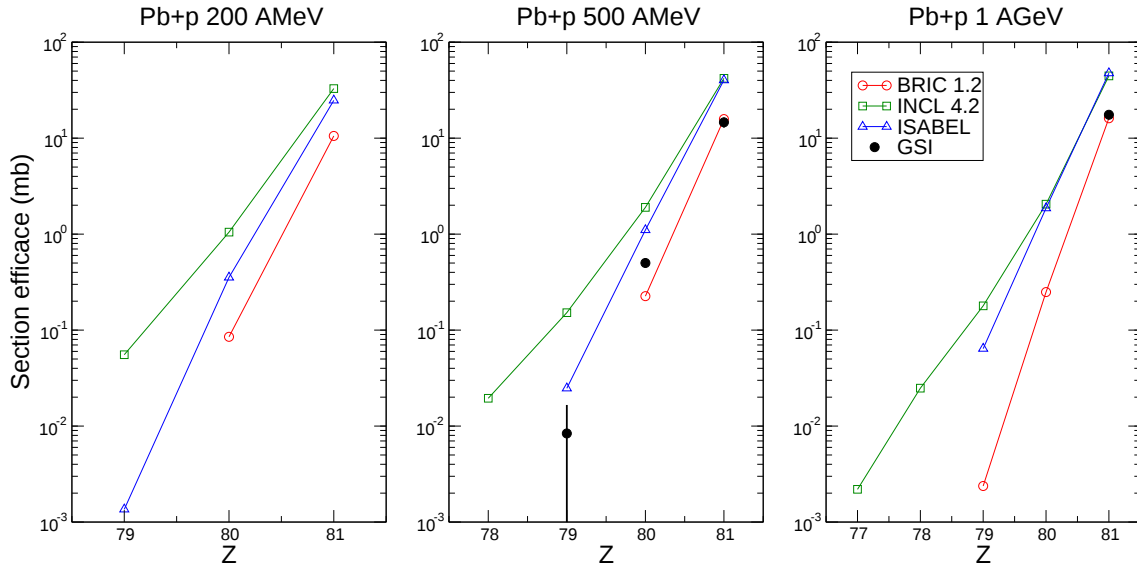


FIG. 5.8 – Sections efficaces de production pour les voies perte de proton dans la réaction $Pb+p$ à 3 énergies. Pour la réaction à 1 AGeV un seul point a été mesuré par Enqvist et al. [28].

5.2.4 Les voies de fragmentation froide

Compte tenu des différences d'énergie de séparation pour les protons et les neutrons au voisinage du projectile, seule la phase de cascade est en mesure de former des noyaux ayant seulement perdu des protons : on parle de fragmentation froide, puisque l'énergie d'excitation du préfragment doit être inférieure à S_n , soit environ 8 MeV.

Pour ce calcul précis l'influence du code d'évaporation choisi doit être quasi-nulle puisque la seule grandeur à évaluer est l'énergie de séparation d'un neutron : on s'attend à des résultats rigoureusement identiques quel que soit le code d'évaporation utilisé, et nous avons pu vérifier que tel était bien le cas.

Sur la figure 5.8 on peut constater que INCL 4 surestime fortement l'alimentation des voies froides tandis que BRIC et ISABEL présentent un accord plus satisfaisant avec les mesures. Ce comportement se retrouve aux différentes énergies étudiées. Cette observation est en accord avec les précédents constats sur le fait que INCL semble privilégier la formation de préfragments déficitaires en protons.

5.3 Calculs à basse énergie

L'objectif de ce travail étant d'étendre les contraintes sur les codes aux basses énergies, nous avons retenu la valeur de 200 AMeV pour réaliser des calculs additionnels. Deux raisons concourent à ce choix : d'une part, cette énergie constitue la limite basse retenue

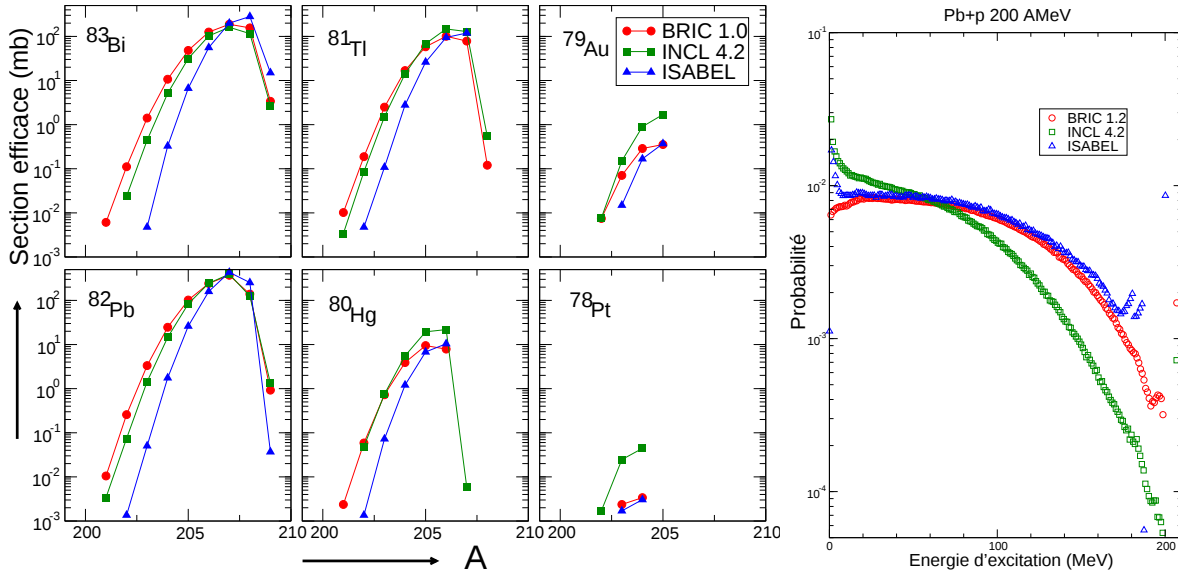


FIG. 5.9 – Spectres de préfragments (figures de gauche) et énergies d'excitation (figure de droite) dans le système $Pb+p$ à 200 AMeV calculés par 3 codes de cascade.

par les programmes de recherche européens pour la région dite de haute énergie, et d'autre part elle correspond à la limite de validité donnée par les concepteurs du code INCL 4.

Nous comparons tout d'abord les spectres de préfragments et l'énergie d'excitation calculés par les trois cascades.

En ce qui concerne les préfragments, les trois codes présentent un comportement très similaire à celui observé aux énergies supérieures, avec une distorsion moins marquée des spectres dans le cas d'INCL 4. En revanche ce dernier code présente un spectre d'énergie d'excitation très différente des deux autres, favorisant nettement les basses énergies d'excitation.

On peut aussi noter la légère remontée du spectre en excitation dans le cas d'ISABEL et de BRIC à l'approche de 200 AMeV, qui est l'énergie incidente dans ce système. Cela correspond à une absorption du proton et donc à la formation d'un noyau composé de ^{209}Bi . Ce cas particulier représente environ 1% des préfragments formés par les cascades.

Bien entendu nous ne disposons pas de spectres isotopiques expérimentaux à cette énergie. Toutefois nous pouvons utiliser des données radio-chimiques pour tester nos calculs. Nous avons retenu les données de Marie Ducauze *et al.* [71]. Bien entendu seuls les isotopes protégés sont directement exploitables.

La comparaison des calculs avec les données est présentée sur la figure 5.10. On constate une chute très rapide des taux de production avec la perte de masse par rapport au projectile; ainsi les isotopes d'Iridium et d'Osmium ne sont quasiment pas produits et il est donc difficile de disposer d'une statistique correcte pour ces éléments. On constate que la surproduction des noyaux riches en neutrons par INCL prend une ampleur tout à fait considérable dans ce système, alors que BRIC et ISABEL conservent des comportements

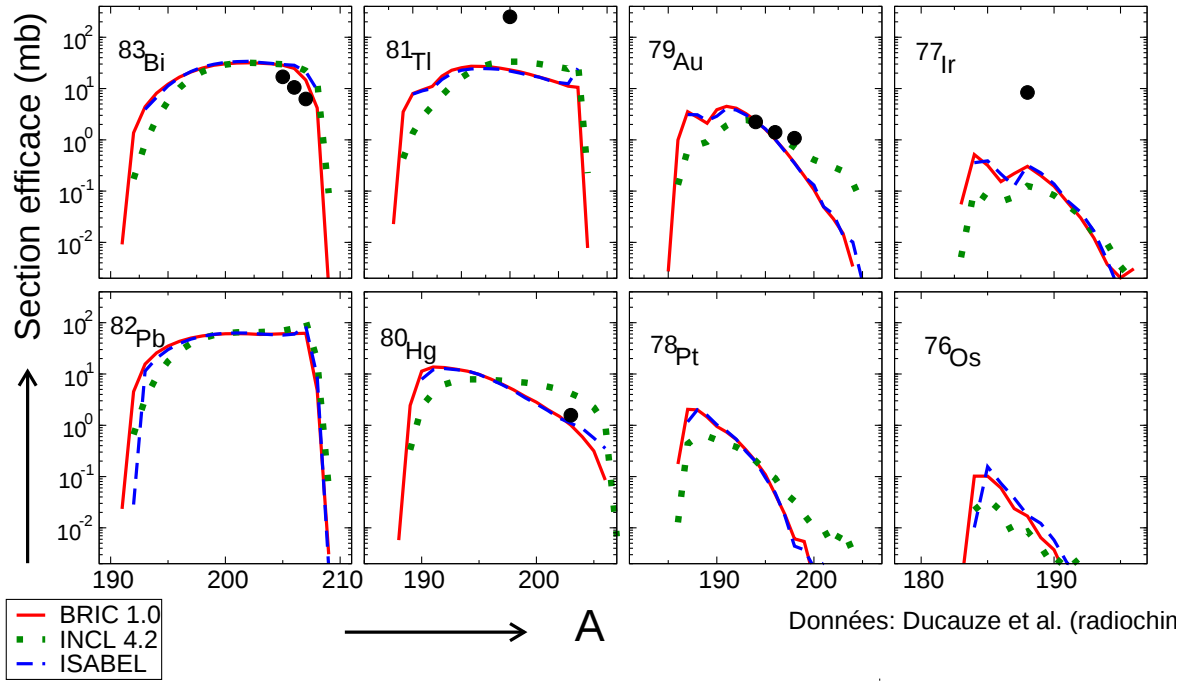


FIG. 5.10 – Sections efficaces isotopiques de production dans la réaction $Pb+p$ à 200 AMeV, calculées avec 3 codes de cascade différents couplés au code d'évaporation ABLA 1.12.

très proches. L'accord avec les données expérimentales semble relativement satisfaisant pour sept des neuf points disponibles. La surproduction par INCL 4.2 des noyaux riches en neutrons se confirme à cette énergie et peut difficilement être négligée, tandis que la similitude des résultats entre BRIC et ISABEL devient presque parfaite.

5.4 Conclusion sur les modèles

Les trois codes de cascade et les codes d'évaporation utilisés offrent des résultats globalement comparables. La description de la physique des réactions est dans l'ensemble satisfaisante : les formes des distributions sont bien reproduites, un phénomène particulier comme le transfert de charge entre projectile et noyau cible (conduisant dans notre cas à la formation des noyaux de Bismuth) est très correctement reproduit.

Au vu des différences existant entre les approches, il est assez étonnant que les qualités et les faiblesses des différents modèles soient les mêmes. A haute énergie, le problème des résidus les plus légers, mis en évidence depuis plusieurs années, n'a pas encore reçu de réponse satisfaisante. Deux hypothèses restent ouvertes pour expliquer ce désaccord : soit les cascades produisent trop peu de noyaux fortement excités, soit les fortes énergies d'excitation modifient les conditions de l'évaporation, ce qui pourrait par exemple se

traduire par des barrières abaissées ou une émission importante de particules composites. De nouvelles données expérimentales seront nécessaires pour régler cette question.

Ce problème de la queue d'excitation ne semble plus se poser à 500 MeV, ce qui tend à indiquer que seule la description des phénomènes les plus violents et énergétiques qui reste à affiner. En l'absence de données expérimentales détaillées, il reste difficile d'affirmer avec certitude que l'accord obtenu à 500 MeV peut être attendu aux énergies inférieures. Toutefois la comparaison aux données radio-chimiques ne fait pas apparaître de désaccord majeur.

Au final, l'association de BRIC 1.0 et d'ABLA 1.10, sans être exempte d'une déficience à haute énergie commune à tous les codes, offre une reproduction satisfaisante des données expérimentale sur l'essentiel de la gamme en énergie considérée (200 MeV à 1 GeV), tout en étant la combinaison la plus rapide en termes de temps de calcul. Elle semble donc être le choix naturel pour des simulations de réactions de spallation.

Conclusions et perspectives

Les sections efficaces de production de plus de 150 isotopes ont été mesurées pour le système Pb+p à 500 AMeV grâce à la technique de la cinématique inverse. Compte tenu des ions étudiés, cette basse énergie était une première au FRS et peut être considérée comme un succès.

La compréhension du comportement des chambres à ionisation MUSIC a été améliorée par leur usage dans des conditions extrêmes. Une analyse très fine du comportement de l'acquisition a permis de s'affranchir de l'absence de mesure du temps mort au cours de l'expérience. Signalons aussi que nous avons utilisé avec succès le code de réactions atomiques GLOBAL, mais avons aussi pu mettre en évidence une faiblesse au niveau de sa description des ions de charge atomique Z-3.

L'identification en masse et en charge de chaque fragment n'a pu être réalisée avec autant de précision que dans les expériences antérieures menées sur la spallation au FRS. Néanmoins, grâce au développement de méthodes originales, les sections efficaces de production ont été déterminées de manière précise puisque la très grande majorité des mesures présente une barre d'erreur inférieure à 20%. Des informations précises ont également été obtenues sur la cinématique des réactions. Soulignons enfin qu'une mesure complète des sections efficaces de production des isotopes du Bismuth, correspondant à un transfert de charge de la cible (proton) vers le projectile, a été réalisée. Toutes ces mesures sont pleinement cohérentes avec les travaux précédents menés au FRS ou par des méthodes radio-chimiques et apportent des informations inédites sur la dépendance en énergie des réactions de spallation. Les résultats sur les aspects cinématiques sont également en bon accord avec la systématique de Morrissey.

La section efficace totale de réaction obtenue est légèrement inférieure aux valeurs proposées par les systématiques, à condition de se baser sur une section efficace de fission de 130 mb, valeur la plus fréquemment rencontrée dans la littérature. Toutefois, si nous prenons en compte la valeur obtenue lors de l'analyse des fragments de fission produits dans la même expérience et qui ont fait l'objet d'un travail distinct, l'accord avec les systématiques est alors excellent.

Les spectres isotopiques obtenus sont complets au voisinage du projectile, mais sont tronqués presque systématiquement pour les masses inférieures à 170, du fait du caractère dominant que prennent les réactions multiples dans la cible dans la formation des frag-

ments. Ces réactions multiples ont été estimées par une méthode nouvelle, basée à la fois sur l'auto-cohérence avec les données et sur l'hypothèse de factorisation des sections efficaces de production telle qu'utilisée par EPAX.

Nous avons nettement mis en évidence que l'hypothèse de factorisation s'applique aussi bien à haute qu'à basse énergie. En conséquence il nous semble envisageable de développer une version enrichie d'EPAX qui prendrait en compte l'énergie du projectile dans la description des sections efficaces.

Dans la dernière partie de ce manuscrit nous avons comparé les résultats disponibles sur la spallation du plomb par proton à des calculs couplant cascade intranucléaire et évaporation statistique. Nous avons constaté que tous les codes utilisés ont un comportement relativement proche et, globalement, assez satisfaisant. Une déficience notable, commune à tous les codes, est la description de la production des ions très éloignés du projectile à haute énergie. Ce problème se réduit fortement à 500 MeV, et semble même disparaître pour l'association des codes BRIC et ABLA. Nous avons également mené des calculs exploratoires à l'énergie de 200 MeV. On constate qu'à cette énergie le nombre de fragments différents produits se réduit très fortement, et une nette différence apparaît entre INCL 4 d'un côté et BRIC et ISABEL de l'autre, confirmant l'intérêt de mesures à plus basse énergie.

Dans la perspective d'un code de calcul dédié à la simulation de cibles macroscopiques, qui est une des perspectives de ce travail, le code BRIC nous semble être à ce jour le plus approprié des trois codes de cascade utilisés puisque son comportement ne présente pas d'artéfacts quelle que soit l'énergie considérée, qu'il est peu exigeant en temps de calcul, et qu'il est facilement accessible à l'utilisateur qui souhaiterait le modifier ou en extraire certains éléments. Soulignons que si ses résultats dans la description de la queue de distribution pour les résidus de faible masse pour les projectiles de haute énergie souffrent des mêmes faiblesses que les autres codes, la reproduction des données à 500 MeV se révèle très satisfaisante. De plus une nouvelle version est en cours de développement et semble apporter des améliorations significatives.

Pour ce qui concerne l'évaporation, ABLA présente une description fidèle de la forme des distributions isotopiques. Ses qualités dans la description des fragments de fission ont été soulignées dans la thèse jumelle de celle-ci, consacrée à la fission. Toutefois un travail sur les sections efficaces de capture inverse pour les noyaux très excités mériterait d'être réalisé, car il pourrait contribuer à l'obtention d'un meilleur accord avec les mesures de production des fragments légers.

Le présent travail permet donc d'apporter des contraintes nouvelles aux modèles tentant de reproduire les réactions de spallation. Nous avons commencé l'exploration vers les basses énergies, mais l'accès à une gamme d'énergie (et également de masse) plus étendue reste souhaitable et c'est pourquoi a été menée au FRS voici un an une série d'expériences

sur la spallation du Xénon aux énergies de 1 AGeV, 500 AMeV et 200 AMeV. L'analyse de ces mesures est en cours et permettra de franchir un nouveau pas dans la compréhension fine de l'effet de l'énergie du projectile sur les réactions de spallation. Enfin, à moyen terme, le dispositif SPALLADIN, installé au GSI, devrait permettre de réaliser les premières mesures exclusives sur la spallation que la communauté des physiciens des ions lourds attend depuis 60 ans.

Annexe A

Tables des sections efficaces.

Les sections efficaces de production, mesurées lors de l'expérience Pb+p à 500 AMeV, sont présentées dans les pages suivantes. Elles sont exprimées en millibarns. Les valeurs entre parenthèses désignent successivement l'incertitude systématique et l'incertitude statistique.

Z	A	$\sigma(mb)$			Z	A	$\sigma(mb)$		
83	208	1.0790	(0.4360)	(0.0271)	82	207	61.7964	(9.0479)	(0.2908)
83	207	3.1197	(0.8153)	(0.0335)	82	206	39.7400	(6.0234)	(0.1050)
83	206	5.6319	(1.2536)	(0.0517)	82	205	34.5274	(5.1803)	(0.0972)
83	205	8.1580	(2.1367)	(0.0735)	82	204	31.5496	(4.7365)	(0.0956)
83	204	8.3042	(2.0973)	(0.0676)	82	203	29.1987	(4.3942)	(0.1177)
83	203	8.1271	(1.6308)	(0.0660)	82	202	28.6747	(4.2380)	(0.1021)
83	202	7.8267	(1.8662)	(0.0912)	82	201	26.5426	(3.9270)	(0.1015)
83	201	7.3472	(1.7262)	(0.0832)	82	200	25.4337	(3.6901)	(0.1265)
83	200	6.5898	(1.5436)	(0.0973)	82	199	24.0615	(3.4006)	(0.1034)
83	199	6.0514	(1.2984)	(0.0821)	82	198	21.9319	(3.0498)	(0.1070)
83	198	4.8663	(1.0077)	(0.0767)	82	197	20.2106	(2.7264)	(0.1227)
83	197	4.0146	(0.7503)	(0.0729)	82	196	16.9189	(2.2599)	(0.1164)
83	196	2.9549	(0.5244)	(0.0848)	82	195	14.0671	(1.7768)	(0.0963)
83	195	1.9330	(0.3558)	(0.0593)	82	194	11.9928	(1.4501)	(0.0963)
83	194	0.9652	(0.1697)	(0.0793)	82	193	8.8925	(1.0318)	(0.0895)

Z	A	$\sigma(mb)$			Z	A	$\sigma(mb)$		
82	192	5.3447	(0.6113)	(0.0648)	80	193	18.6310	(1.8815)	(0.074)
82	191	3.0551	(0.3437)	(0.0372)	80	192	20.9136	(2.0193)	(0.0962)
82	190	1.6501	(0.1907)	(0.0365)	80	191	20.2396	(1.9329)	(0.0971)
82	189	0.3983	(0.0492)	(0.0100)	80	190	18.7451	(1.7729)	(0.0820)
82	188	0.1033	(0.0133)	(0.0055)	80	189	17.4090	(1.6025)	(0.099)
					80	188	14.2597	(1.3015)	(0.0724)
81	207	14.6175	(1.7153)	(0.1178)	80	187	10.7919	(0.9818)	(0.0541)
81	206	12.4912	(1.3205)	(0.5843)	80	186	8.0034	(0.7202)	(0.0428)
81	205	14.3912	(1.8873)	(0.1191)	80	185	4.4405	(0.4107)	(0.0295)
81	204	15.7166	(1.9816)	(0.0770)	80	184	2.2055	(0.2113)	(0.0155)
81	203	18.3917	(2.2334)	(0.0811)	80	183	1.0810	(0.1052)	(0.0108)
81	202	18.6379	(2.2765)	(0.0786)	80	182	0.3815	(0.0399)	(0.0068)
81	201	19.7200	(2.4087)	(0.0701)	80	181	0.0775	(0.0104)	(0.0016)
81	200	22.5552	(2.6504)	(0.0965)	80	180	0.0087	(0.0022)	(0.0004)
81	199	22.7196	(2.6974)	(0.0943)					
81	198	22.1022	(2.6668)	(0.1016)	79	205	0.0084	(0.0081)	(0.0009)
81	197	24.8250	(2.8555)	(0.1098)	79	204	0.0565	(0.0176)	(0.0027)
81	196	23.9635	(2.7531)	(0.1006)	79	203	0.1196	(0.0341)	(0.0111)
81	195	24.1928	(2.6957)	(0.1214)	79	202	0.2799	(0.0574)	(0.0161)
81	194	24.7203	(2.6404)	(0.1412)	79	201	0.5208	(0.0887)	(0.0323)
81	193	21.8543	(2.2937)	(0.1260)	79	200	0.6927	(0.0967)	(0.0178)
81	192	19.0534	(1.9388)	(0.1358)	79	199	1.0736	(0.0981)	(0.0164)
81	191	16.4969	(1.6167)	(0.1164)	79	198	1.9027	(0.2162)	(0.0177)
81	190	12.2747	(1.1812)	(0.0902)	79	197	2.6174	(0.2974)	(0.0195)
81	189	8.22890	(0.7815)	(0.0650)	79	196	3.3406	(0.3863)	(0.0271)
81	188	4.92914	(0.4670)	(0.0382)	79	195	5.1221	(0.5250)	(0.0327)
81	187	2.38144	(0.2286)	(0.0239)	79	194	6.5547	(0.6549)	(0.0411)
81	186	0.92308	(0.0938)	(0.0145)	79	193	8.7353	(0.8371)	(0.0627)
81	185	0.24863	(0.0277)	(0.0056)	79	192	10.6855	(1.0035)	(0.0567)
81	184	0.04504	(0.0062)	(0.0026)	79	191	12.5249	(1.1654)	(0.0715)
					79	190	14.4483	(1.1683)	(0.2261)
80	206	0.5004	(0.0404)	(0.0105)	79	189	15.3815	(1.3912)	(0.0965)
80	204	1.9787	(0.1937)	(0.2284)	79	188	15.5140	(1.3946)	(0.0904)
80	203	3.1878	(0.2554)	(0.1364)	79	187	14.6332	(1.3149)	(0.0874)
80	202	3.9247	(0.3693)	(0.0536)	79	186	13.8395	(1.2298)	(0.0687)
80	201	4.9105	(0.4492)	(0.0490)	79	185	11.6376	(1.0376)	(0.0585)
80	200	6.2214	(0.7261)	(0.0358)	79	184	8.6597	(0.7886)	(0.0434)
80	199	7.6011	(0.6950)	(0.0477)	79	183	5.9549	(0.5552)	(0.0268)
80	198	9.5487	(1.0732)	(0.0516)	79	182	3.8591	(0.3666)	(0.0227)
80	197	11.1910	(1.2398)	(0.0501)	79	181	1.8484	(0.1897)	(0.0150)
80	196	13.1291	(1.4358)	(0.0568)	79	180	0.9175	(0.0972)	(0.0076)
80	195	16.6989	(1.7146)	(0.0826)	79	179	0.2704	(0.0345)	(0.0027)
80	194	18.1527	(1.8377)	(0.0902)	79	178	0.0819	(0.0119)	(0.0021)

Z	A	$\sigma(mb)$			Z	A	$\sigma(mb)$		
79	177	0.0179	(0.0033)	(0.0008)	77	178	3.0334	(0.3684)	(0.0140)
					77	177	1.9371	(0.2652)	(0.0083)
78	197	0.1801	(0.0292)	(0.0094)	77	176	1.1682	(0.1774)	(0.0059)
78	196	0.3551	(0.0422)	(0.0058)	77	175	0.5763	(0.1023)	(0.0041)
78	195	0.6201	(0.0695)	(0.0082)	77	174	0.2476	(0.0515)	(0.0022)
78	194	0.9553	(0.1019)	(0.0103)	77	173	0.1074	(0.0230)	(0.0014)
78	193	1.4766	(0.1532)	(0.0112)	77	172	0.0323	(0.0080)	(0.0008)
78	192	2.0543	(0.2108)	(0.0139)	77	171	0.0072	(0.0022)	(0.0003)
78	191	3.1352	(0.3014)	(0.0270)					
78	190	4.2833	(0.4037)	(0.0327)	76	191	0.0208	(0.0038)	(0.0017)
78	189	5.5990	(0.5190)	(0.0355)	76	190	0.0518	(0.0060)	(0.0019)
78	188	6.5853	(0.6152)	(0.0396)	76	189	0.1085	(0.0112)	(0.0031)
78	187	7.9018	(0.7285)	(0.0541)	76	188	0.1891	(0.0189)	(0.0039)
78	186	9.3345	(0.8429)	(0.0502)	76	187	0.2582	(0.0283)	(0.0045)
78	185	10.0666	(0.9056)	(0.0491)	76	186	0.4523	(0.0463)	(0.0073)
78	184	10.0056	(0.9064)	(0.0576)	76	185	0.6937	(0.0709)	(0.0092)
78	183	9.0959	(0.8379)	(0.0469)	76	184	0.9804	(0.1015)	(0.0097)
78	182	7.4868	(0.7124)	(0.0317)	76	183	1.5350	(0.1517)	(0.0139)
78	181	5.7282	(0.5656)	(0.0245)	76	182	2.1954	(0.2127)	(0.0169)
78	180	3.9532	(0.4095)	(0.0191)	76	181	2.6571	(0.2645)	(0.0204)
78	179	2.1641	(0.2494)	(0.0102)	76	180	3.1197	(0.3180)	(0.0207)
78	178	1.2038	(0.1471)	(0.0059)	76	179	3.3653	(0.3577)	(0.0227)
78	177	0.5133	(0.0711)	(0.0045)	76	178	3.4860	(0.3831)	(0.0246)
78	176	0.1946	(0.0302)	(0.0029)	76	177	2.8253	(0.3510)	(0.0190)
78	175	0.0586	(0.0106)	(0.0012)	76	176	2.2265	(0.3098)	(0.0119)
					76	175	1.5340	(0.2491)	(0.0079)
77	195	0.0480	(0.0040)	(0.0037)	76	174	0.9601	(0.1846)	(0.0049)
77	194	0.0804	(0.0068)	(0.0035)	76	173	0.4975	(0.1211)	(0.0031)
77	193	0.1516	(0.0125)	(0.0048)	76	172	0.2507	(0.0720)	(0.0019)
77	192	0.2554	(0.0212)	(0.0050)	76	171	0.1211	(0.0373)	(0.0011)
77	191	0.4370	(0.0358)	(0.0066)					
77	190	0.6642	(0.0551)	(0.0096)	75	187	0.0172	(0.0024)	(0.0008)
77	189	0.9200	(0.0929)	(0.0112)	75	186	0.0434	(0.0048)	(0.0014)
77	188	1.3626	(0.1363)	(0.0141)	75	185	0.0855	(0.0089)	(0.0017)
77	187	2.0077	(0.1955)	(0.0189)	75	184	0.1353	(0.0149)	(0.0025)
77	186	2.7758	(0.2662)	(0.0196)	75	183	0.2139	(0.0238)	(0.0041)
77	185	3.7738	(0.3560)	(0.0251)	75	182	0.3467	(0.0381)	(0.0048)
77	184	4.7395	(0.4429)	(0.0282)	75	181	0.5886	(0.0605)	(0.0063)
77	183	5.5252	(0.5177)	(0.0304)	75	180	0.8937	(0.0910)	(0.0108)
77	182	6.0475	(0.5729)	(0.0336)	75	179	1.1950	(0.1253)	(0.0103)
77	181	6.2722	(0.6023)	(0.0335)	75	178	1.5237	(0.1657)	(0.0105)
77	180	5.2296	(0.5406)	(0.0237)	75	177	1.7451	(0.2011)	(0.0140)
77	179	4.2915	(0.4716)	(0.0206)	75	176	1.7416	(0.2233)	(0.0123)

Z	A	$\sigma(mb)$			Z	A	$\sigma(mb)$		
75	175	1.5692	(0.2314)	(0.0094)	71	173	0.0085	(0.0011)	(0.0006)
75	174	1.2421	(0.2212)	(0.0082)	71	172	0.0187	(0.0023)	(0.0009)
75	173	0.9208	(0.1993)	(0.0055)	71	171	0.0308	(0.0041)	(0.0010)
75	172	0.6130	(0.1655)	(0.0040)	71	170	0.0408	(0.0068)	(0.0010)
75	171	0.3987	(0.1273)	(0.0029)	71	169	0.0563	(0.0111)	(0.0011)
					71	168	0.0657	(0.0171)	(0.0011)
74	184	0.0141	(0.0012)	(0.0013)					
74	183	0.0252	(0.0022)	(0.0015)	70	169	0.0128	(0.0018)	(0.0008)
74	182	0.0495	(0.0043)	(0.0028)	70	168	0.0217	(0.0034)	(0.0011)
74	181	0.0835	(0.0076)	(0.0042)	70	167	0.0270	(0.0057)	(0.0010)
74	180	0.1433	(0.0150)	(0.0032)	70	166	0.0326	(0.0092)	(0.0009)
74	179	0.2358	(0.0246)	(0.0048)	70	165	0.0338	(0.0139)	(0.0008)
74	178	0.3785	(0.0397)	(0.0057)					
74	177	0.4997	(0.0565)	(0.0056)	69	166	0.0078	(0.0014)	(0.0005)
74	176	0.6751	(0.0801)	(0.0074)	69	165	0.0090	(0.0026)	(0.0004)
74	175	0.7928	(0.1033)	(0.0091)	69	164	0.0075	(0.0044)	(0.0002)
74	174	0.9393	(0.1311)	(0.0105)					
74	173	0.8099	(0.1425)	(0.0084)					
74	172	0.6903	(0.1512)	(0.0052)					
74	171	0.5000	(0.1481)	(0.0031)					
73	181	0.0051	(0.0007)	(0.0004)					
73	180	0.0106	(0.0014)	(0.0008)					
73	179	0.0236	(0.0027)	(0.0011)					
73	178	0.0429	(0.0049)	(0.0015)					
73	177	0.0799	(0.0089)	(0.0022)					
73	176	0.1276	(0.0147)	(0.0024)					
73	175	0.2074	(0.0243)	(0.0033)					
73	174	0.2599	(0.0349)	(0.0036)					
73	173	0.3430	(0.0504)	(0.0041)					
73	172	0.3737	(0.0660)	(0.0038)					
73	171	0.3824	(0.0826)	(0.0036)					
73	170	0.2989	(0.0936)	(0.0026)					
72	175	0.0280	(0.0033)	(0.0012)					
72	177	0.0076	(0.0009)	(0.0005)					
72	176	0.0130	(0.0017)	(0.0007)					
72	173	0.0766	(0.0097)	(0.0019)					
72	174	0.0491	(0.0058)	(0.0013)					
72	172	0.1089	(0.0156)	(0.0021)					
72	171	0.1344	(0.0233)	(0.0018)					
72	170	0.1612	(0.0338)	(0.0021)					
72	169	0.1352	(0.0440)	(0.0016)					

Bibliographie

- [1] W. F. Henning - Nuclear Instruments and Methods B 126 (1997) 1
- [2] <http://www.phy.anl.gov/ria/>
- [3] <http://isolde.web.cern.ch/ISOLDE/>
- [4] <http://www.ganil.fr/eurisol/>
- [5] Physical aspects of lead as a neutron producing target - Project report of European commission for science and technology, EUR 19794
- [6] D. Hilscher et al. - Nuclear Instruments and Methods A 414 (1998) 100
- [7] Clefs du CEA 37 (1997)
- [8] Spallation Neutron Source - report 36 (1997)
- [9] European Spallation Source - technical study ESS-93-53-M, III (1993)
- [10] <http://sinq.web.psi.ch/>
- [11] CERN report CERN-SL-2002-053 (2003)
- [12] L. Ferrant - thèse IPN Orsay, en cours.
- [13] H. Nifnecker et al. - Progress in particle and nuclear physics 43 (1999) 683
- [14] C. D. Bowmann et al. - Nuclear Instruments and Methods A 320 (1992) 336
- [15] C. Rubbia et al. - Rapport CERN/AT/93-47 (1993)
- [16] G. Bauer - MEGAPIE baseline summary report, Paul Scherrer Institute (2000)
- [17] A. Billebaud et al. - Proceedings of PHYSOR 2002 (non publié, disponible sur <http://lpsc.in2p3.fr/gpr/publi.html>)
- [18] http://www.cen.be/sckcen_fr/publications/scientrep/01/reactorsafety_myrrha.pdf
- [19] <http://www.enea.it/com/TRIGA/presenta.html>
- [20] R. Michel et P. Nagel - International codes and models intercomparison for intermediate energy activation yields - Rapport NEA P&T 14 (1997)
- [21] <http://www.fynu.ucl.ac.be/collaborations/hindas>
- [22] <http://www.legifrance.gouv.fr/WAspad/UnTexteDeJorf?numjo=INDX9100071L>
- [23] <http://www.gedeon.prd.fr>
- [24] H. Geissel et al. - Nuclear Instruments and Methods B 70 (1992) 286
- [25] B. Mustapha - Thèse Paris XI, IPNO-T.99-10 (1999)

- [26] F. Rejmund et al. - Nuclear Physics A 683 (2001) 540
- [27] J. Benlliure et al. - Nuclear Physics A 683 (2001) 513
- [28] T. Enqvist et al. - Nuclear Physics A 686 (2001) 481
- [29] W. Wlazio et al. - Physics Review Letters 84 (2000) 5376
- [30] T. Enqvist et al. - Nuclear Physics A 703 (2002) 435
- [31] J. Taieb et al. - Nuclear Physics A 724 (2003) 413-430
- [32] M. Bernas et al. - Nuclear Physics A 725 (2003) 213
- [33] E. Casajeros - Thèse Universidad de Santiago de Compostella (2002).
- [34] R. Serber - Physical Review 72 (1947) 1114
- [35] R. Wolfgang et al. - Physical Review 103 (1956) 394
- [36] R. Klapisch et al. - Annual Review of Nuclear Science 19 (1969) 33
- [37] N. T. Porile et al. - Physical Review C 19 (1979) 2288
- [38] S. B. Kaufman et al. - Physical Review C 26 (1982) 2694
- [39] S. Biswas et al. - Physical Review C 20 (1979) 1467
- [40] V. P. Crespo et al. - Physical Review C 2 (1970) 1777
- [41] M. Gloris et al. - Nuclear Instruments and Methods A 463 (2001) 593
- [42] W.R. Webber et al. - Physical Review C 41 (1990) 547
- [43] C. J. Waddington et al. - Physical Review C 61 (2000) 24910
- [44] G. Hüntrup et al. - Physical Review C 65 (2001) 014605
- [45] L. W. Dressner - ORNL-TM-196 (1962)
- [46] H. Bertini - Physical Review 188 (1969) 1711
- [47] A. Letourneau et al. - Nuclear Physics A 712 (2002) 133
- [48] A. Letourneau et al. - Nuclear Instruments and Methods B 170 (2000) 299
- [49] - E. Suraud - Physique des collisions nucléaires - Hermann, 1998
- [50] E.A. Uehling et al. - Physical Review 43 (1933) 552
- [51] J. Aichelin, H. Stöcker - Physics Letters B 176 (1986) 14
- [52] S. Chiba et al. - Physical Review C 54 (1996) 285
- [53] J. Cugnon - Nuclear Physics A 462 (1986) 751 et références incluses
- [54] N. Metropolis et al. - Physical Review 110 (1958) 185
- [55] H. Bertini - Physical Review 131 (1963) 1801
- [56] K. Chen et al. - Physical Review 166 (1968) 949
- [57] Y. Yariv, Z. Fraenkel - Physical Review C 20 (1979) 2227
- [58] J. Cugnon - Nuclear Physics A 462 (1987) 751
- [59] J. Cugnon et al - Nuclear Physics A 620 (1997) 475
- [60] A. Boudard et al. - Physical Review C 66 (2002) 044615

- [61] H. Duarte - Proc. of SARE-5 workshop on models and codes for spallation neutron sources (2000)
- [62] C. Toccoli - Thèse Paris XI (2000)
- [63] C. Fuchs et al. - Physical Review C 64 (2001) 024003
- [64] J. Martenson et al. - Physical Review C 62 (2000) 014610
- [65] N. Bohr - Nature 137 (1936) 351
- [66] V. F. Weisskopf, D. H. Ewing - Physical Review 57 (1940) 472
- [67] A. V. Ignatyuk - Soviet Journal of Nuclear Physics 21 (1975) 255
- [68] J. P. Bondorf et al. - Physics Report 257 (1995) 133
- [69] G. Bizard et al. - Physics Letters B 302 (1993) 162
- [70] L. Donadille - communication privée.
- [71] M. Ducauze - Thèse Paris XI (2001)
- [72] J. Benlliure et al. - Nuclear Physics A 700 (2002) 469
- [73] C. Scheidenberger et al. - Nuclear Instruments and Methods B 142 (1998) 441
- [74] M. Pfützner et al. - Nuclear Instruments and Methods B 86 (1994), 213.
- [75] C. Ziegler et al. - GSI Annual Report 91-1, 1990
- [76] B. Jurado et al. - Nuclear Instruments and Methods A 483 (2002), 603.
- [77] P. Cheny et al. - GSI Annual Report 97-1 (1997)
- [78] S. Czajkowski - Thèse IPNO.
- [79] D.J. Morrissey - Physical Review C 39 (1988) 460
- [80] J. Benlliure et al. - Nuclear Instruments and Methods A 478 (2002), 493.
- [81] A. S. Goldhaber - Physics Letters B 53 (1974) 306
- [82] B. Voss et al. - Nuclear Instruments and Methods A 364 (1995) 150
- [83] K.-H. Schmidt et al. - Nuclear Instruments and Methods A 260 (1987) 287
- [84] H. Stelzer - Nuclear Instruments and Methods A 364 (1995), 150.
- [85] disponible sur <http://www-aix.gsi.de/scheid/ATIMA1.html>
- [86] L. Tassan-Got - communication privée.
- [87] J. Taieb - communication privée.
- [88] A. Junghans et al. - Nuclear Instruments and Methods A 370 (1996), 312.
- [89] C. Scheidenberger - communication privée.
- [90] P. J. Karol - Physical Review C 11 (1975) 1203.
- [91] K. Sümmerer and B. Blank - Nuclear Physics A 701 (2002) 161
- [92] K. Sümmerer et al. - Physical Review C 42 (1990) 2546
- [93] A. Stolz et al. - Physical Review C 65 (2002) 064603
- [94] B. Fernandez - Thèse université de Caen (2003)
- [95] K.-H. Schmidt et al. - GSI Preprint 2000-38

- [96] J. Reinhold et al. - Physical Review C 58 (1998) 247
- [97] E. J. Moniz et al. - Physical Review Letters 26 (1971) 445
- [98] A. Junghans et al. - Nuclear Physics A 629 (1998) 635
- [99] R. Charity - Physical Review C 58 (1998) 1073
- [100] S. Furihata - Nuclear Instruments and Methods B 171 (2000) 251
- [101] B. Jurado et al. - Physics Letters B 533 (2003) 186
- [102] A. V. Ignatyuk - Nuclear Physics A 593 (1995) 519
- [103] W. Hauser et H. Fleshbach - Physical Review 87 (1952) 366