



HAL
open science

Sections efficaces de réactions pour des noyaux riches en neutrons produits par un faisceau de ^{48}Ca à 10 A MeV sur une cible d'uranium

Claire Portail

► **To cite this version:**

Claire Portail. Sections efficaces de réactions pour des noyaux riches en neutrons produits par un faisceau de ^{48}Ca à 10 A MeV sur une cible d'uranium. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université Paris Saclay (COmUE), 2017. Français. NNT : 2017SACLS213 . tel-01630850

HAL Id: tel-01630850

<https://theses.hal.science/tel-01630850v1>

Submitted on 8 Nov 2017

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.



Sections efficaces de réactions pour des noyaux riches en neutrons produits par un faisceau de ^{48}Ca à 10 A MeV sur une cible d'uranium

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay
préparée à l'Université Paris-Sud

École doctorale n°576 PHENIICS
Particules, Hadrons, Énergie, Noyau,
Instrumentation, Imagerie, Cosmos et Simulation

Spécialité de doctorat : Structure et réactions nucléaires

Thèse présentée et soutenue à Orsay, le 13 septembre 2017, par

Claire PORTAIL

Composition du Jury :

Dr Denis LACROIX Directeur de recherche, Institut de Physique Nucléaire (Orsay)	Président
Dr Christian BECK Directeur de recherche, Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien (Strasbourg)	Rapporteur
Dr Rémi BOUGAULT Directeur de recherche, Laboratoire de Physique Corpusculaire (Caen)	Rapporteur
Pr Bogdan FORMAL Professeur, Institute of Nuclear Physics – PAN (Cracovie)	Examineur
Dr Antoine LEMASSON Chargé de recherche, Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (Caen)	Examineur
Dr David VERNEY Directeur de recherche, Institut de Physique Nucléaire (Orsay)	Directeur de thèse
Dr Gheorghe Iulian STEFAN Chargé de recherche, Institut de Physique Nucléaire d'Orsay	Co-Directeur de thèse

Remerciements

« Une thèse, c'est comme un marathon. », « Tu sais, il y aura des hauts et des bas. », « Le jour J, on va toujours plus vite. », « Courage, c'est la dernière ligne droite ! » ... Les analogies entre thèse et course à pied sont fréquentes alors poussons le parallèle. Obtenir un doctorat de physique était un défi personnel, aujourd'hui réalisé grâce à de nombreuses personnes. À toutes celles que je vais citer et celles qui malencontreusement n'apparaîtraient pas dans ces lignes, je souhaite exprimer ici toute ma gratitude.

L'épreuve commence par l'inscription : nombre de places limité et possession obligatoire d'un certificat d'aptitude. Je remercie donc l'école doctorale Pheniics, qui m'a attribué un financement et a renouvelé ma licence chaque année ; l'université Paris-Sud, sponsor officiel, qui m'a employée pour effectuer ce doctorat ; l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay, qui m'a accueillie au quotidien dans son équipe et le CNRS, tutelle de mon laboratoire, qui m'a offert un mois d'échauffement en septembre 2014. Plus que ces entités administratives, je souhaiterais surtout remercier les personnels qui les composent : les services des études doctorales et du personnel de l'université mais également les services mission, info, de radioprotection, des ressources humaines et les directions du laboratoire et de sa division Recherche. Merci pour votre travail, c'est agréable de pouvoir courir léger en sachant qu'on peut confier sereinement ses affaires à la consigne.

L'épreuve se termine par un sprint final et je souhaiterais remercier chaleureusement les arbitres qui ont composé mon jury. Merci à mes deux rapporteurs, Christian Beck et Rémi Bougault, d'avoir travaillé sur mon manuscrit durant l'été. Merci pour vos commentaires et merci M. Beck pour les différents échanges encourageants. Merci Denis Lacroix d'avoir présidé le jury. Merci Bogdan Fornal d'avoir fait le déplacement de Pologne pour juger mon travail, malgré la langue française. Enfin, merci Antoine Lemasson pour tes commentaires et les multiples invitations au Ganil qui m'ont permis de rencontrer Vamos++, la descendance du spectromètre de mon analyse.

Cette thèse n'aurait pu se faire sans entraîneurs. Merci Iulian de m'avoir fait confiance. Merci aussi pour ta capacité à parler de tout avec passion et bonne humeur, pour ton optimisme face à ce que j'allais pouvoir extraire des données que tu m'as confiées et pour l'aide extrêmement précieuse que tu m'as apportée les derniers mois. Même si je ne poursuis pas sur la voie « Post-doc Fonda », je suis ravie des kilomètres parcourus pendant trois ans dans le bureau en face du tien !

Mon deuxième entraîneur, « l'officiel », c'est David. Merci d'avoir accepté l'adoption en début de troisième année, la plus intense. Ta présence, tes conseils et ton recul ont été précieux. Ton enthousiasme et tes mots justes m'ont bien aidée à garder le rythme et je suis contente que tu m'aies accompagnée.

Parce que c'était un plaisir de courir dans cette équipe, je tiens à remercier tout particulièrement l'ensemble du groupe Nester. Merci pour l'accueil et je vous souhaite de retrouver, vite et bien, de nouveaux doctorants à entraîner avec vous. Merci David et Faïrouz, chefs d'équipe de compétition ! Merci Nicolas, je n'oublierai ni les manip sur Split-Pole ni les crêpes à Munich. Merci Freddy, c'était toujours sympa de discuter de cinéma, de sport ou de politique avec toi. Merci Didier pour tes régulières prises de nouvelles à l'occasion d'une impression. Merci Marion et Marlène pour les discussions que l'on a pu avoir. Merci Fadi pour ton soutien envers toutes les initiatives doctorantes et l'inoubliable « pastafarisme ». Enfin, merci Pierre pour les plaisants débriefs de campagnes électorales et l'agréable compagnie à l'Assemblée Nationale !

Sur une course, il y a toujours des gens, le sourire aux lèvres, qui œuvrent pour que tout se déroule du mieux possible et sans qui il serait dur d'avancer. Merci Céline pour ta présence, professionnellement et humainement. J'espère qu'on a réussi à prendre soin des plantes que tu nous as confiées. Impossible également de ne pas citer Pascale, pierre angulaire de l'IPN. Je suis bien contente de quitter le navire avant ton départ. Merci pour tout ! Merci aussi à Elisabeth, Martine, Jean-Yves, Luc et Valérie qui m'ont toujours réservé un bel accueil. C'était à chaque fois un plaisir d'échanger avec vous au détour d'un couloir ou à l'occasion d'une mission ou de l'organisation d'un événement.

Parce que les personnes que l'on voit le plus dans une course, ce sont les coureurs, je tiens à remercier tous mes compagnons d'armes doctorants qu'ils aient déjà passé la ligne d'arrivée ou non. Du côté « déjà médaillé » : merci Aurélie, Maud, Marie-Co, Noël et Benjamin. C'est toujours rassurant de voir les autres passer avant. Merci aussi de m'avoir fait découvrir D2I2. Noël je m'excuse pour le putsch... même si c'était quand même drôle et particulièrement inattendu ! Maud, merci pour ton sprint vital dans les catacombes et à ton retour, on reprend les Sherlock. Enfin, je voudrais dire un merci tout particulier à Benjamin. Merci d'avoir pris le temps de nous accompagner plus longtemps sur la course, te voir partir sans nous pendant la deuxième année était difficile. Heureusement, tu reviens souvent et les restos, escape games et points potins à chacun de tes passages sont toujours un plaisir. Vivement que tu te réinstalles à Paris !

Du côté « toujours en course », je remercie Clément, Anastasia, Liqiang, Liss, Quentin, Tijani, Raphaël, Olivier, Antoine, Antinea et Anne. L'ambiance « thésards » était vraiment sympa grâce à vous et je garde un bon souvenir des déjeuners du jeudi. Je vous souhaite à tous de profiter au maximum du paysage sur la fin ! Clément, bien joué

pour la promo de Montrouge et merci pour le super meeting à Bercy. Liqiang, merci d'avoir fait de la pièce A927 un beau bureau de doctorants et merci pour ta patience lors de mes (trop) nombreux fous rires. Liss et Anastasia, merci pour votre joie de vivre. C'était toujours agréable de vous voir, à l'imprimante ou à la machine à café. Raphaël, merci pour tes passages au sous-sol (plus nombreux que les miens dans les hauteurs de la théorie), pour notre binôme à la présidence de D2I2 et pour tes talents de cuisinier. Olivier, merci pour les sorties culturelles et à bientôt dans les bals de rock. Antinéa, même si tu cours dans une équipe concurrente en physique des particules, merci. Mon premier billard, je l'ai gagné avec toi et depuis, j'ai trouvé une super alliée qui aime les lamas et les fous rires. Enfin, je voudrais clore ce sas de départ postérieur au mien avec Anne. Dommage pour toi, tu es arrivée dans le bureau avant qu'on ne le réaménage mais moi, j'étais ravie de me faire une nouvelle copine pour varier de Louis. On t'a ensuite beaucoup attendue pendant ton NPAC et on a tout fait pour te kidnapper en thèse. D'après-midi jeux en soirées fondues en passant par des escape games épiques, merci pour tous ces bons moments et à très vite pour de nombreux autres !

Puis il y a les coureurs qui vont à la même vitesse... Merci Julien, tu étais loin au 109 mais c'était toujours un plaisir d'échanger avec toi et je suis ravie d'avoir assisté à ta prestigieuse soutenance. Merci Alice, pour ton soutien pendant la rédaction et pour tout ce qu'on aura partagé pour la vie au labo. C'est toujours agréable de soutenir des projets avec toi. Merci Christophe pour ton soutien, ta bonne humeur et pour tous les bons moments passés ensemble que ce soit autour d'un cosmo ou au fond d'une grotte ariégeoise. Merci Thibaut pour les débats toujours intéressants que l'on peut avoir sur n'importe quel sujet. Merci Pierre, pour tous les bons souvenirs que je garde des kms parcourus avec toi. Tu étais là quand j'ai démarré la thèse comme la course à pied et j'étais ravie de partager un verre avec toi au ravito de l'arrivée, après la soutenance.

Enfin, merci à toi Louis¹. Tu es indiscutablement la rencontre la plus surprenante de cette course. Ce n'était pas gagné d'avance mais en partageant le même bureau on a fini par se synchroniser pour terminer ensemble... ou plutôt, à cinq jours près. Merci de m'avoir toujours poussée dans les côtes quand c'était difficile, ton soutien sans faille, y compris entre nos soutenances, m'a bien encouragée. Merci aussi de calmer mon stress en gardant ton sang-froid même quand on braque une banque ; merci de m'avoir fait découvrir des supers coins de Paris ; de m'avoir parlé actu, politique et économie quand je voulais varier de la physique ; d'avoir fait passer les soirées de rédaction au labo inaperçues et j'en passe beaucoup. Je t'attends maintenant pour une sortie Vélib' « Localisons les places de Paris » et j'espère que notre binôme qui fonctionnait si bien pour les projets de D2I2 ou pour organiser une freshers' day résistera longtemps !

1. L. Olivier *et al.*, [Physical Review Letters 119 \(2017\)](#). Alors, suis-je la première à te citer ?

En parlant de D2I2, je fais un petit détour sur ma route pour remercier Guillaume, Rémy, Delphine, Victor et Simon. J'ai bien aimé m'investir dans cette association et j'espère qu'elle continuera à vivre longtemps ! Je profite de ce détour pour remercier plus généralement tous ceux du petit monde de la recherche avec qui j'ai apprécié partager un bout de chemin. En particulier, Marine, merci pour tes encouragements, ta présence à ma soutenance et les discussions sympas au Ganil, à l'IPN ou sur la route entre Orsay et Rouen. Caterina, merci pour ta bonne humeur résistante à toute épreuve même sans sommeil pendant les manip. Paola, merci pour ton sourire et les échanges toujours agréables que l'on a pu avoir. Dominique et Marin, merci pour votre soutien envers les projets étudiants du labo. Xavier et Laurent T., merci pour vos commentaires positifs et merci Elias de m'avoir fait aimer la physique nucléaire avec tes cours de M1. Je remercie aussi G. Souliotis pour le code et tous les collègues du Ganil ou d'ailleurs avec qui j'ai partagé un shift un jour ou un autre. Je souhaite maintenant une bonne course à Valérian, demi-frère de thèse ! Au Ganil et à l'IPN, avec Iulian et François, je suis sûre que ça sera super, rendez-vous dans trois ans.

Le secret de l'endurance, c'est de pouvoir reprendre des forces tout en continuant d'avancer. Dans mon cas, les indispensables ravitaillements réguliers ont été les heures d'enseignement. Alors merci aux collègues avec qui j'ai partagé réunions pédagogiques et surveillances d'examens ainsi qu'aux étudiants qui m'auront bien fait rire (ou pleurer) certaines fois.

Sur une course il y a aussi de nombreuses autres personnes indispensables : les supporters. Merci à vous qui à un moment ou un autre m'avez aidée à surmonter un obstacle sur le parcours. Merci Mélissa pour ta présence et les soirées pizzeria ; merci Thomas pour toutes les belles discussions sur l'université, la vie étudiante ou la psycho ; merci Victor pour les aprem/soirées jeux en ta compagnie (et n'oublie pas de râler de temps en temps !); merci Jordan pour tous les bons moments passés ensemble, j'ai hâte de voir ta soutenance aussi ; merci Maëlle pour tes soirées, bien utiles pour retrouver tout le monde ; merci Isabelle pour ton soutien également et merci à ceux du club de Gif avec qui (et sur qui) je me suis défoulée pendant de nombreux kilomètres, chaussures aux pieds et lampe frontale sur la tête : Paul, Charlotte, Sophie, Annabelle et Céline.

Parmi les supporters, un grand merci également à Caro, Elyse, Amélie, Juliette, Rémi, Simon et Wilfried. Vous avez un effet dopant excellent et c'est toujours un plaisir de passer du temps avec vous, en Bretagne ou ailleurs ! Je pense particulièrement à vous en écrivant ces lignes car vous êtes trois dans cette liste à terminer votre doctorat. Vivement ce jour où l'on prendra l'apéro tous ensemble pour fêter tous ces diplômes. Merci aussi à Florine, Héléna, Camille, Ségo, Audrey et Justine. On se suit de loin mais c'est toujours un plaisir de se retrouver !

Pour terminer la longue liste des supporters, merci Philippe et Isabelle. Merci pour la brillante suggestion du riz au lait des matins de courses pour la soutenance et merci pour votre soutien. Rien de mieux que venir passer un week-end à Nantes pour recharger ses batteries ! Un grand merci également à toute ma famille, grands-parents, oncles, tantes, cousins et cousines pour votre soutien et vos encouragements pendant ces trois ans et jusqu'à la fin. En particulier, merci à toi Sophie pour ta présence et tes mots qui résonnent et redonnent confiance. Enfin, je voudrais terminer en citant mes parents, mon frère (merci pour les figures !), ma sœur, Murielle, Léonie et Clément. En première ligne, vous avez eu droit à mes nombreux doutes et états d'âme. Merci pour votre patience. En m'accompagnant, vous m'avez bien aidée à aller au bout et ça m'a fait du bien de vous voir lors de réguliers points de contrôle au cours de ce marathon.

J'ai maintenant hâte de courir vers de nouveaux horizons et je souhaite à tous ceux qui oseront tourner cette page une bonne lecture !

Claire

Table des matières

Introduction	1
1 Formation de noyaux riches en neutrons aux énergies de Spiral2	5
1.1 Contexte scientifique	7
1.1.1 Installations de production de noyaux riches en neutrons	7
1.1.2 Intérêt des collisions profondément inélastiques	12
1.2 Panorama des réactions entre deux noyaux	13
1.2.1 Diffusion coulombienne et interaction nucléaire	13
1.2.2 Les réactions directes	15
1.2.3 Fragmentation	17
1.2.4 Les réactions à noyau composé	17
1.2.5 Les réactions profondément inélastiques	18
2 Dispositif expérimental	27
2.1 L'expérience E589	29
2.1.1 Les installations du Ganil	29
2.1.2 Faisceau et cible	30
2.2 Spectromètre de particules chargées : Vamos	34
2.2.1 Spectromètre magnétique de grande acceptance	34
2.2.2 Système de détection du plan focal	36
2.2.3 Réglages du spectromètre lors de l'expérience E589	39
2.3 Spectromètre γ : Exogam et le détecteur BaF ₂	41
2.3.1 Détecteurs utilisés	41
2.3.2 Détection des rayonnements γ lors de l'expérience E589	43
2.4 Acquisition des données	44
2.4.1 Contrôle de l'acquisition	44
2.4.2 Mesures de temps	45
2.4.3 Chaîne électronique	46
2.4.4 Échelles	48

3	Étalonnage et identification	49
3.1	Méthode d'identification	51
3.2	Étalonnages des différents détecteurs	52
3.2.1	Les détecteurs γ	52
3.2.2	Mesures temporelles	55
3.2.3	Positions : les chambres à dérive	57
3.2.4	Énergies : les chambres à ionisation et le mur de siliciums	59
3.3	Reconstruction des trajectoires des noyaux	61
3.4	Caractérisation des produits de réaction	62
3.4.1	Discrimination primaire des produits de réaction	62
3.4.2	Optimisation de l'identification des produits	64
3.4.3	Validation par signature γ	69
4	Extraction des sections efficaces	71
4.1	Méthode générale	73
4.1.1	Description du calcul	73
4.1.2	Paramètres	76
4.1.3	Contribution du support de carbone	77
4.2	Acceptance du spectromètre	78
4.2.1	Définition	78
4.2.2	Simulation	79
4.2.3	Extraction à partir des données expérimentales	80
4.2.4	Correction des données expérimentales	83
4.3	Intensité du faisceau	85
4.3.1	Principe de la méthode	85
4.3.2	Estimation du fond dans le détecteur BaF_2	86
4.3.3	Conversion Intensité-Signal BaF_2	87
4.3.4	Résultats des calculs d'intensité	88
4.4	Section efficace totale	90
4.4.1	Contribution des différents états de charge	90
4.4.2	Somme selon les paramétrages du spectromètre	93
4.5	Estimation des incertitudes	93
4.5.1	Cas d'une mesure de 0 événement	94
4.5.2	Cas général	94

5	Résultats	97
5.1	Diffusion élastique	99
5.1.1	Principe de l'étude	99
5.1.2	Section efficace de Rutherford	100
5.1.3	Validation des calculs de sections efficaces	102
5.1.4	Angle de grazing expérimental	103
5.2	Distributions en masse	104
5.3	Distributions angulaires et en énergie	108
5.3.1	Distributions angulaires	109
5.3.2	Distribution en énergie	112
6	Interprétation	131
6.1	Modèle DIT & GEMINI++	133
6.1.1	Deep Inelastic Transfers (DIT)	133
6.1.2	GEMINI++	137
6.2	Comparaison et interprétation des résultats	138
6.3	Faisceaux secondaires exotiques avec S^3	145
	Conclusion – Perspectives	149
*	Annexes - Distributions en énergie	153
A	Magnésium	155
B	Silicium	158
C	Argon	162
D	Calcium	165
	Bibliographie	171

Introduction

La physique nucléaire apparaît en 1896 avec la découverte de la radioactivité naturelle par Henri Becquerel [1]. En 1898, Pierre et Marie Curie étudient des minerais d'uranium et découvrent le polonium puis le radium six mois plus tard. Ils montrent alors que les « rayons uraniques » découverts par Becquerel ne sont pas propres à cet élément. Rutherford, de son côté, étudie ces rayonnements et distingue, dès le début du XX^{ème} siècle, les radioactivités α , β et γ . En étudiant les rayonnements α et en bombardant une feuille d'or, Rutherford suppose l'existence du noyau atomique en 1911. En 1919, il réalise la première transmutation artificielle en formant de l'oxygène par bombardement de diazote pur avec des particules α . En 1934, Frédéric et Irène Joliot-Curie produisent pour la première fois les isotopes ^{30}P et ^{13}N . Ils obtiennent, pour la découverte de la radioactivité artificielle, le prix Nobel de Chimie en 1935. En 1955, animés d'un projet de création d'un synchrocyclotron, ils fondent ce qui deviendra l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay (IPN).

Irène Joliot-Curie disparaît en 1956 en laissant derrière elle l'idée de créer un instrument capable d'accélérer des « ions lourds » (comprendre ici plus lourds que l'hélium). Son souhait est réalisé quelques années plus tard, après d'importants efforts de recherche, et l'IPN abrite alors la première machine du monde capable d'accélérer des faisceaux d'argon, de calcium, de fer, de nickel, de brome ou encore de krypton. Les expériences menées sur ces faisceaux mettent en évidence le phénomène collectif de la viscosité nucléaire et conduisent aux premières études sur les collisions profondément inélastiques, au coeur de ce travail. Une équipe de physiciens et d'ingénieurs se consacre ensuite à la conception d'une nouvelle installation, construite en Normandie sous le nom de Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL) et où ont été prises les mesures discutées ici.

Plusieurs décennies de recherche et de progrès technologiques ont permis de découvrir de nombreux mécanismes de réaction et, grâce à eux, de nombreux noyaux. Ces derniers peuvent se trouver dans leur état fondamental ou au contraire être excités et atteindre des niveaux d'énergie plus élevés, dépendant de leur structure propre. Comprendre la structure et les mécanismes de formation des noyaux représente un enjeu majeur de la physique nucléaire du XXI^{ème} siècle. Les travaux décrits ici se placent dans le cadre de l'étude des mécanismes de formation des noyaux riches en neutrons.

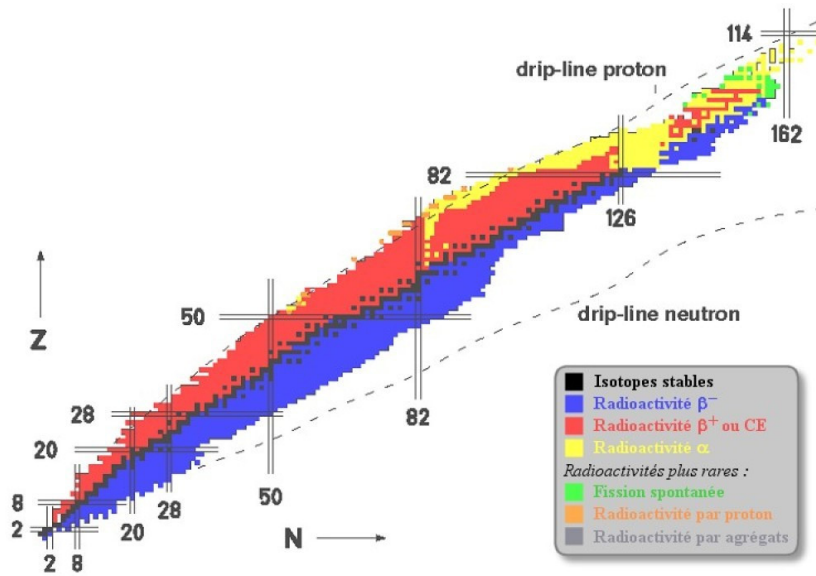


FIGURE 1 – Carte des noyaux avec en abscisse le nombre de neutrons (N) et en ordonnée le nombre de protons (Z). Les noyaux stables sont représentés en noir, dans ce qu'on appelle la « vallée de stabilité » et les noyaux radioactifs en couleur selon leur mode principal de décroissance. Les lignes pleines et les nombres associés symbolisent les nombres magiques et les « drip-lines » correspondent aux limites théoriques de liaison des noyaux (voir texte). *Image issue de [2].*

Les noyaux sont classés en fonction de leurs nombres de neutrons (N) et protons (Z) dans la carte des noyaux, présentée en figure 1. On y distingue la « vallée de stabilité », en noir, des noyaux radioactifs, dits exotiques, en couleur. Les nombres magiques, indiqués par les lignes pleines, marquent les nombres particuliers de nucléons donnant à un noyau une relative stabilité par rapport à ses voisins dans la carte. Les « drip-lines » correspondent aux limites théoriques d'existence des noyaux : au delà de ces lignes il ne peuvent pas être liés¹. On voit qu'il existe une large zone, appelée « terra incognita » entre les noyaux déjà synthétisés en laboratoire et les limites théoriques, en particulier du côté des noyaux riches en neutrons.

Comme on peut le voir en figure 1, la vallée de stabilité représente principalement la zone d'équilibre entre les deux radioactivités β . La conversion d'un proton en neutron (β_+) ou l'inverse (β_-) étant une manifestation de l'interaction faible, ces processus sont lents par rapports aux modes de décroissance liés aux interactions forte et électromagnétique. Un noyau qui émet un photon ne change pas de position dans la carte mais si son énergie d'excitation est suffisamment grande, il peut franchir son seuil d'émission neutron (d'énergie S_n), proton (d'énergie S_p) ou parfois même de noyau léger (particule α , noyau de ${}^9\text{Be}$ etc.). Sa décroissance correspond alors à l'évaporation d'une ou

1. Les positions de ces lignes dans la carte varient selon les modèles.

plusieurs particule(s) et peut se faire de manière séquentielle. Le noyau se déplace donc dans la carte et tend à s'approcher d'une ligne, différente de la vallée de stabilité et située du côté déficient en neutrons, appelée « ligne attractive d'évaporation » [3] ou « couloir des résidus » [4]. Cette ligne est donc à l'évaporation de particules ce que la vallée de stabilité est à la radioactivité β .

Selon son énergie d'excitation initiale - et en raison de la position du couloir des résidus dans la carte des noyaux - un noyau peut évaporer des particules jusqu'à parfois devenir déficient en neutrons. Par conséquent, réussir à former de nouveaux noyaux riches en neutrons devient un véritable défi à mesure que l'on s'éloigne du couloir des résidus et la connaissance des mécanismes de réactions devient d'autant plus capitale. Dans ce but, une campagne de trois expériences a été menée au Ganil afin de fournir les sections efficaces de réactions associées à différents noyaux pour les collisions suivantes :

- **^{48}Ca à 10 A MeV sur une cible de ^{238}U**

Mesure sur une plage angulaire de 0° à 35° avec le spectromètre Vamos couplé à des détecteurs de rayonnements γ (Exogam et BaF_2);

- **^{36}S à 12 A MeV sur une cible de ^{238}U**

Mesure à 0° avec le spectromètre Lise;

- **^{18}O à 8.5 A MeV sur une cible de ^{238}U**

Mesure à 0° avec le spectromètre Lise.

Ce travail présente les mesures obtenues à l'issue de la première expérience. Le chapitre 1 motive le choix de la réaction observée et place cette étude dans le contexte de nouvelles installations actuellement en projet ou déjà en cours de construction. Il introduit également les réactions dites « profondément inélastiques » qui dominent à ce régime d'énergie. Le chapitre 2 détaille le dispositif expérimental utilisé et le chapitre 3 est consacré à l'identification des noyaux produits. La méthode d'extraction des sections efficaces de réactions est présentée dans le chapitre 4 et les résultats obtenus dans le chapitre 5. Enfin, le chapitre 6 discute ces résultats à l'aide d'une comparaison avec le modèle théorique DIT couplé à celui de Gemini++ et aborde une possible application des collisions profondément inélastiques à la production de faisceaux secondaires par le spectromètre S³.

1

Formation de noyaux riches en neutrons aux énergies de Spiral2

Table des matières

1.1	Contexte scientifique	7
1.1.1	Installations de production de noyaux riches en neutrons	7
1.1.2	Intérêt des collisions profondément inélastiques	12
1.2	Panorama des réactions entre deux noyaux	13
1.2.1	Diffusion coulombienne et interaction nucléaire	13
1.2.2	Les réactions directes	15
1.2.3	Fragmentation	17
1.2.4	Les réactions à noyau composé	17
1.2.5	Les réactions profondément inélastiques	18

Ce travail s'inscrit dans le cadre des recherches sur les collisions profondément inélastiques. Démarrées dans les années 70, les études dans ce domaine ont bénéficié ces dernières années des progrès technologiques, notamment en matière de spectromètre de particules chargées avec Prisma [5] ou Vamos (voir chapitre 2). Le degré d'exotisme des noyaux formés autour de 0° par ces réactions reste aujourd'hui une question ouverte dont la réponse pourrait donner à S^3 ¹ une fonction supplémentaire : produire des faisceaux secondaires riches en neutrons. Ce premier chapitre est divisé en deux parties. La première situe cette étude dans le contexte actuel et explique le besoin de mesurer des sections efficaces de réactions. La seconde partie permet de distinguer les collisions profondément inélastiques parmi l'ensemble des réactions nucléaires.

1.1 Contexte scientifique

Depuis la naissance de la physique nucléaire il y a plus d'un siècle, de nombreux progrès technologiques, notamment en physique des accélérateurs de particules, ont permis d'explorer diverses branches, des plus fondamentales aux plus appliquées. Les champs étudiés vont ainsi du coeur de métier, avec la structure des noyaux et les mécanismes de réaction, aux applications telles que la médecine ou la production d'énergie en passant par l'astrophysique nucléaire. Dans des champs plus spécifiques, les recherches visent, par exemple, à augmenter l'énergie d'excitation des noyaux, chercher l'îlot de stabilité (étude des superlourds) ou étudier des effets de structure selon le nombre de neutrons (étude des noyaux exotiques, i.e. loin de la vallée de stabilité). Parmi tous ces sujets, ce travail s'inscrit dans le cadre particulier de la formation de noyaux riches en neutrons via l'étude du mécanisme de réaction profondément inélastique.

1.1.1 Installations de production de noyaux riches en neutrons

L'étude des noyaux riches en neutrons nécessite des installations en mesure de produire des faisceaux secondaires exotiques. Pour cela, deux méthodes, décrites en section 1.1.1.a, sont principalement utilisées actuellement : la méthode « ISOL » (*Isotope Separation On-Line*, avec les infrastructures Spiral, Isolde ou Alto par exemple) ou la méthode « en vol » (avec Riken au Japon, MSU aux États-Unis ou Lise au Ganil).

Pour aller toujours plus loin, de nouveaux projets sont également en cours, comme Fair (en Allemagne [6]), basé sur la méthode de production en vol et Spiral2 (voir sec. 1.1.1.b), basé sur la méthode Isol et actuellement en construction à Caen. Le premier faisceau de protons a été accéléré auprès de Spiral2 en 2015 et la production

1. Le nouveau spectromètre actuellement en construction au Ganil, voir section 1.1.1.c

de faisceau secondaire est attendue au cours d'une seconde phase. Une autre possibilité consisterait à utiliser le spectromètre S^3 (décrit en section 1.1.1.c) pour produire des faisceaux secondaires via la méthode « en vol » et à l'aide de réactions profondément inélastiques. Cette question est présentée en section 1.1.2 et des éléments de réponse y seront apportés en chapitre 6.

a/ Méthodes ISOL / en vol

Dans chacun des deux modes de production de faisceaux secondaires, les ions d'intérêts sont produits par réaction nucléaire dans une cible. Dans la méthode Isol, les ions sont arrêtés (le plus souvent dans la cible elle-même) et diffusent jusqu'en surface avant de pouvoir être réionisés et éventuellement post-accélérés. Cette méthode permet le contrôle de l'énergie du faisceau mais elle n'est pas adaptée aux noyaux radioactifs dits réfractaires (difficiles à extraire de la cible, tels que le nickel) ou à court temps de vie, pour lesquels la vitesse de diffusion dans la cible est un facteur limitant. Au contraire, c'est une méthode efficace pour les gaz comme le krypton ou le néon. Dans la méthode « en vol », un spectromètre est placé en aval de la cible afin de sélectionner les ions d'intérêts. Les faisceaux produits de cette manière peuvent atteindre de hautes énergies de l'ordre du GeV par nucléon. Ces deux méthodes sont détaillées en [7].

La distinction entre les productions de faisceaux secondaires en vol ou par méthode Isol peut se faire par analogie avec celle entre les réactions nucléaires de type directe ou à noyau composé (voir les caractéristiques de ces types de réactions en section 1.2). Dans le cas d'un faisceau produit par méthode Isol et comme lorsqu'il y a formation d'un noyau composé, le faisceau de sortie a perdu toute caractéristique du faisceau d'entrée : énergie, nature et état de charge des ions etc. Au contraire, avec la méthode en vol et comme pour les réactions directes, le faisceau produit conserve les caractéristiques du faisceau initial. L'analogie est également temporelle : la méthode Isol met en jeu des temps plus longs que celle en vol, ce qui est similaire aux réactions à noyau composé, durant lesquelles le temps d'interaction est plus long que pour les réactions directes.

b/ Le projet Spiral2

Le projet Spiral2 [8], basé sur la méthode Isol, vise à construire une installation très compétitive et pluridisciplinaire. Au delà des thématiques de recherche en physique nucléaire (fondamentales ou appliquées) évoquées précédemment, de nombreux champs d'étude pourront être explorés grâce à la physique des neutrons, comme la physique atomique ou celle des plasmas, des matériaux, des surfaces etc.

Ce projet se compose de plusieurs phases, représentées sur la figure 1.1. La première comprend la mise en service de l'ensemble de la ligne accélératrice ainsi que la création de deux salles expérimentales : NFS (Neutrons For Science [9]) et S^3 (voir sec. 1.1.1.c). Cette première phase sera ensuite poursuivie avec la construction de DESIR (Désintégration, Excitation et Stockage d'Ions Radioactifs [10]), une installation pour travailler sur les faisceaux de basse énergie issus de Spiral (voir la description du Ganil en section 2.1.1), Spiral2 ou S^3 . Au cours de la seconde phase, l'ensemble cible-source permettant la production de faisceaux radioactifs ainsi que les infrastructures permettant la liaison avec les installations déjà existantes du Ganil seront construites. Le cyclotron CIME de Spiral pourra alors post-accélérer les faisceaux avant de desservir les aires expérimentales.

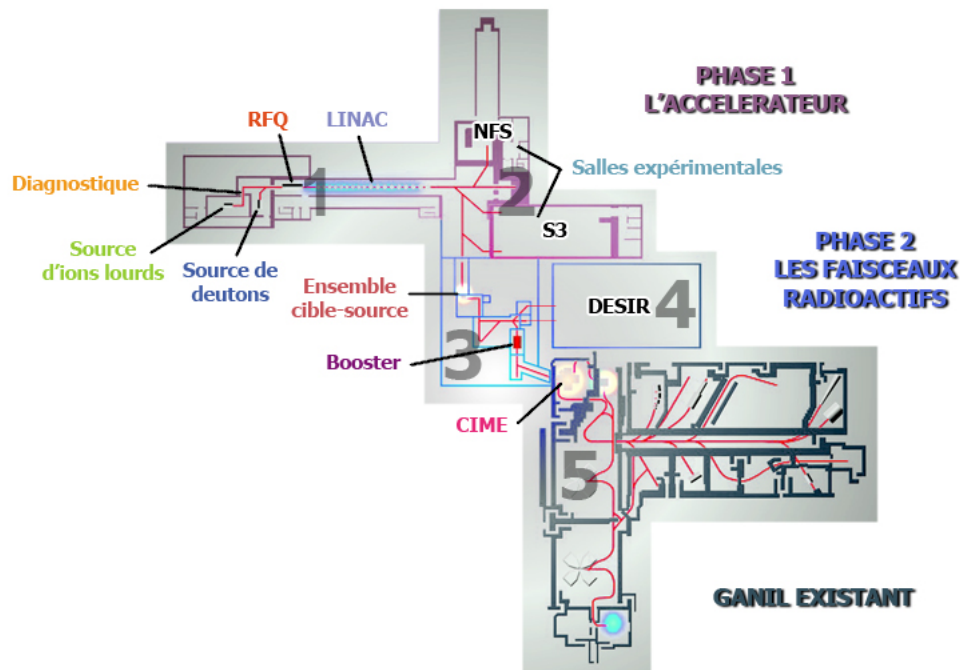


FIGURE 1.1 – Schéma des installations du projet Spiral2. Les deux grandes phases du projet sont distinguées et les équipements déjà existants du Ganil sont représentés (voir section 2.1.1 pour leur description). Image issue du site internet du Ganil : <http://www.ganil-spiral2.eu/spiral2>

Les faisceaux secondaires, produits par méthode Isol à partir de la seconde phase du projet, pourront résulter de deux principaux types de réactions. La première option consiste à induire des réactions de fission dans une cible d'uranium à l'aide de neutrons issus de réactions entre un faisceau primaire de deutons et un convertisseur de carbone.

La deuxième méthode repose sur des réactions entre un faisceau primaire (^2H , $^3,^4\text{He}$, $^{12,13}\text{C}$ ou ^{48}Ca par exemple) et une cible épaisse. Avec la première méthode, les taux de production pourront atteindre 10^{14} fissions/s. Dans l'autre cas, leur limite supérieur sera imposée par l'activité induite afin qu'elle ne dépasse pas celle équivalente aux 10^{14} fissions/s de la première option [11].

Les faisceaux de deutons ou d'ions, nécessaires à la production des faisceaux secondaires, seront accélérés par le Linac de Spiral2 et donc disponibles dès la première phase. Les faisceaux de deutons pourront atteindre une énergie de 40 MeV pour une intensité de 5 mA et les faisceaux d'ions pourront atteindre l'énergie de 14.5 MeV par nucléon (A MeV) avec une intensité de 1 mA. Dans le but d'atteindre des noyaux toujours plus exotiques, l'installation est conçue pour des faisceaux de rapport masse sur état de charge (A/Q) égal à 3 mais pourra, après une étape de développement (dite phase 1++), accélérer des noyaux de rapport A/Q allant jusqu'à 6 [11].

c/ Le spectromètre S^3

Le spectromètre S^3 (Super Separator Spectrometer), actuellement en construction auprès de Spiral2 au Ganil, est conçu pour permettre une sélection d'événements très rares afin de poursuivre les recherches concernant les mécanismes de réactions nucléaires ou la structure de noyaux de très faible section efficace de réaction [12].

La ligne du spectromètre S^3 (voir fig. 1.2) commence et se termine par deux plans focaux. Le premier (F_0) correspond à l'emplacement pour les cibles et le dernier (F_4) est dispersif en A/Q [12]. Entre ces deux plans, la ligne est composée de nombreux éléments d'optiques répartis en deux étages de fonctions différentes : le premier permet la rejection du faisceau et le second sélectionne les noyaux selon leur rapport en A/Q. Ces deux étages sont séparés par un plan focal achromatique (F_2) au niveau duquel un collimateur peut être placé s'il est nécessaire de réduire la transmission de particules parasites. Au milieu du premier étage, un plan focal dispersif en moment (F_1) permet la rejection du faisceau primaire et la purification du faisceau secondaire. Au milieu du second étage, un plan dispersif en énergie (F_3) permet au système d'assurer sa fonction de séparateur de masse.

d/ Produire des faisceaux secondaires auprès de S^3

Les caractéristiques, détaillées en section 1.1.1.b, des faisceaux Spiral2 sont celles à prendre en compte pour envisager produire des faisceaux secondaires auprès de S^3 . L'accélérateur linéaire est conçu pour produire des faisceaux d'ions d'énergie maximum

de l'ordre de 14.5 A MeV. Ce régime d'énergie permet de réaliser des réactions de fusion-évaporation mais celles-ci ne permettent pas la formation de noyaux riches en neutrons. Au contraire, ces énergies sont trop faibles pour des réactions directes mais optimales pour réaliser des collisions profondément inélastiques (voir sec. 1.2). Toutefois, la nature des noyaux produits par un tel mécanisme à 0° (imposé par la position du spectromètre) reste actuellement une question ouverte (voir section 1.1.2) à laquelle ce travail de recherche tentera d'apporter des éléments de réponse.

L'idée étudiée pour produire avec S^3 des faisceaux radioactifs consisterait à utiliser son premier étage comme spectromètre de sélection du faisceau secondaire et le second comme spectromètre d'analyse. Le faisceau primaire interagirait avec une cible placée en F_0 par réaction profondément inélastique ; le faisceau secondaire d'intérêt serait ensuite sélectionné par le premier étage (avec la réjection du faisceau primaire en F_1) puis envoyé sur la cible expérimentale placée en F_2 . Enfin, les produits seraient sélectionnés par le second étage (modifié spécifiquement pour ce genre d'expérience) et détectés en extrémité de ligne.

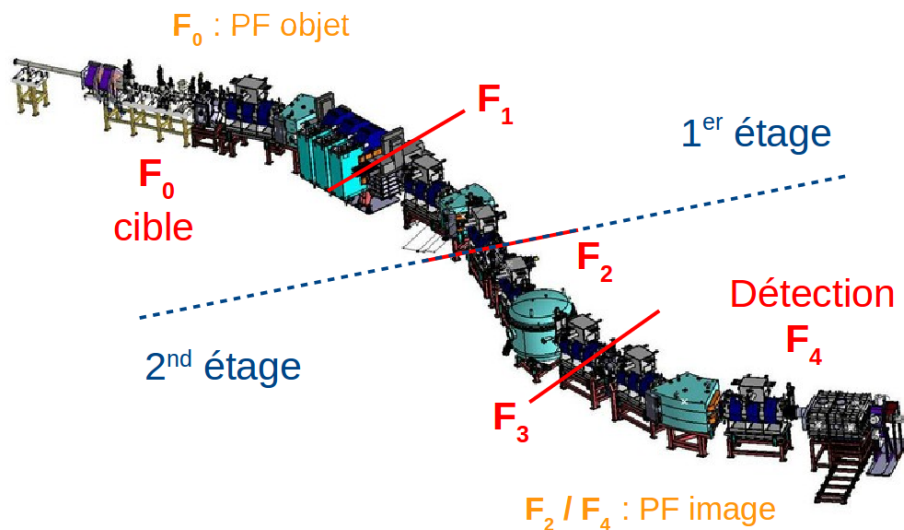


FIGURE 1.2 – Représentation du spectromètre S^3 actuellement en construction. Les plans focaux (PF) objet et images sont indiqués. *Image issue du site internet du Ganil : <http://pro.ganil-spiral2.eu/spiral2>*

1.1.2 Intérêt des collisions profondément inélastiques

Lors de l'interaction entre un faisceau de particules et une cible, il existe différents types de réactions possibles qui sont présentés en section 1.2. Parmi les observables accessibles pour décrire une réaction, on peut citer l'énergie d'excitation des produits obtenus ou encore leurs distributions angulaires, de masse, ou en énergie de leurs sections efficaces de réactions.

Les collisions profondément inélastiques, présentées en section 1.2.5, permettent non seulement de donner des protons mais aussi de capturer des neutrons [13]. Le mécanisme est également caractérisé par une forte dissipation d'énergie et un équilibre partiel du système en interaction. Selon la nature des noyaux en collision, l'énergie dissipée peut être principalement absorbée par l'un des deux, laissant ainsi à l'autre peu de chance d'évaporer des neutrons [14] et la possibilité de former des noyaux exotiques.

Cependant, il existe actuellement peu de données expérimentales sur ce mécanisme concernant la formation de noyaux exotiques pour des énergies proches de la barrière coulombienne et aux petits angles. Ceci est principalement dû à des difficultés pratiques [15], en particulier de rejection du faisceau primaire aux faibles angles.

Aujourd'hui, les études sur le mécanisme des réactions profondément inélastiques, facilitées par l'existence d'outils très performants comme les spectromètres Lise ou Vamos du Ganil (voir section 2.1.1), sont particulièrement intéressantes dans un contexte où la structure des noyaux loin de la vallée de stabilité résiste encore à bon nombre de questions [16]. En effet, ce mécanisme pouvant se révéler être un excellent moyen de former des noyaux riches en neutrons (voir section 1.2.5) et considérant les grandes intensités de faisceaux promises par Spiral2 ainsi que la possibilité d'isoler avec S^3 des noyaux de très faibles sections efficaces, ces réactions pourraient ouvrir une nouvelle voie de production de noyaux exotiques.

Cette étude présente donc un double objectif à travers la mesure, pour différents noyaux riches en neutrons, des sections efficaces de réactions. L'un des deux objectifs consiste à estimer ce qu'il sera possible de réaliser auprès de S^3 en terme de faisceau secondaire. L'autre consiste à accumuler, de manière plus large, des données expérimentales permettant de mettre les modèles théoriques à l'épreuve, notamment sur l'exotité des noyaux produits autour de 0° (voir section 1.2.5). Enfin, elle s'inscrit dans le cadre général des recherches sur la production de noyaux riches en neutrons.

1.2 Panorama des réactions entre deux noyaux

Les processus qui gouvernent l'interaction entre deux particules diffèrent selon l'énergie mise en jeu et le paramètre d'impact². Pour qu'une interaction nucléaire puisse avoir lieu, la distance minimale d'approche³ doit être inférieure au rayon d'interaction⁴ et l'énergie mise en jeu doit être supérieure à la barrière coulombienne⁵. La première condition est une condition forte alors que la seconde est faible : il existe des réactions sous-coulombiennes durant lesquelles la barrière énergétique est franchie par effet tunnel grâce à la nature quantique des noyaux.

Il existe plusieurs classes de réactions [17, 18] présentées dans les paragraphes suivants. Lors d'une expérience de physique nucléaire, plusieurs mécanismes entrent en compétition, le paramètre d'impact n'étant pas contrôlé par le physicien à la différence du choix des noyaux en collision et de l'énergie incidente. Cependant, l'utilisation d'un spectromètre permet de sélectionner certaines voies de réaction dans l'observation des noyaux produits.

1.2.1 Diffusion coulombienne et interaction nucléaire

En général, si les conditions permettant une interaction nucléaire ne sont pas remplies et en raison de la charge positive d'un noyau atomique, seule l'interaction électromagnétique intervient dans le processus : il s'agit de la diffusion coulombienne. Il peut néanmoins y avoir un échange d'énergie avec conversion d'énergie cinétique en énergie d'excitation pour l'un ou les deux noyaux. Dans ce cas, on parle d'excitation coulombienne (« Coulex »).

Au contraire, si l'interaction est élastique (mêmes canaux d'entrée et de sortie en nature et énergie des particules), elle est appelée diffusion de Rutherford, en hommage à celui qui réalisa la première au début du XX^{ème} siècle. Le paramètre d'impact b , la distance minimale d'approche d et l'angle de diffusion θ sont alors corrélés selon l'équation (1.1) [17]. Les allures des trajectoires sont représentées en figure 1.3.

$$b = d \tan\left(\frac{\pi - \theta}{4}\right) \quad (1.1)$$

2. Distance entre les deux trajectoires asymptotiques des particules en collision

3. Distance déterminée par la pure interaction électromagnétique et le paramètre d'impact

4. Distance maximum permettant le recouvrement des fonctions d'onde des noyaux collisionnant

5. Énergie minimale à fournir au système pour que la distance minimale d'approche soit inférieure au rayon d'interaction dans le cas d'une collision frontale, i.e. à paramètre d'impact nul

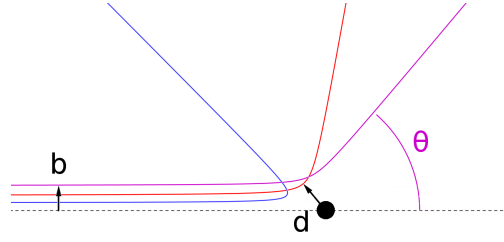


FIGURE 1.3 – Représentation de trajectoires de diffusion coulombienne pour différents paramètres d'impact b : les distances minimales d'approche d et les angles d'émission θ diffèrent.

Dans le cas d'une interaction à très grand paramètre d'impact, seule la diffusion coulombienne est possible. Dans les autres cas, la nature de l'interaction est régie par l'énergie incidente. Si celle-ci est suffisamment grande, la diffusion coulombienne entre alors en compétition avec différentes interactions nucléaires (décrites dans les sections 1.2.2 à 1.2.5).

On définit « l'angle de grazing » (ou « affleurement ») comme l'angle de la diffusion de Rutherford correspondant au paramètre d'impact minimum pour lequel la diffusion coulombienne est le processus dominant. Pour des paramètres d'impacts plus faibles, les interactions nucléaires entrent en compétition. Autrement dit, cet angle est celui de la trajectoire pour laquelle l'interaction forte commence à s'appliquer entre les deux noyaux. Cet angle limite θ_{graz} se calcule selon l'équation (1.2) [17], obtenue grâce aux équations (1.3) et (1.4).

$$\theta_{graz} = 2 \arctan \left(\frac{1}{2\sqrt{\frac{E}{B_c} \left(\frac{E}{B_c} - 1 \right)}} \right) \quad (1.2)$$

$$\cot \left(\frac{\theta_{graz}}{2} \right) = \frac{2b_{graz}}{d_0} \quad (1.3)$$

$$b_{graz}^2 = d_{graz}(d_{graz} - d_0) \quad (1.4)$$

Ici d_0 est la distance minimale d'approche dans le cas d'une collision frontale, donnée par l'équation (1.5); d_{graz} la distance minimale d'approche d'une collision à l'affleurement, prise égale au rayon d'interaction R_i entre les deux noyaux (éq. (1.6)) et b_{graz} est le paramètre d'impact associé.

$$d_0 = \frac{Z_p Z_c e^2}{E} \quad (1.5)$$

$$d_{graz} = R_i \simeq 1.1(A_p^{1/3} + A_c^{1/3}) + 3 \text{ [fm]} \quad (1.6)$$

L'équation (1.6) utilisée pour le calcul du rayon d'interaction permet de tenir compte des rayons des noyaux ainsi que de l'interaction entre eux deux. Elle s'applique à une paire de noyaux en collisions (pas à un noyau seul) et est issue de [17]. On note Z_p , Z_c , A_p et A_c les numéros atomiques et nombres de masse du projectile et de la cible, E l'énergie dans le référentiel du centre de masse et B_c la valeur de la barrière coulombienne dans ce même référentiel, calculée via l'équation (1.7). Pour B_c en MeV et R_i en fm, e^2 est égal à 1.44 MeV fm [17].

$$B_c = \frac{e^2 Z_p Z_c}{R_i} \quad (1.7)$$

1.2.2 Les réactions directes

Les réactions directes se caractérisent par un temps d'interaction court, de l'ordre de 10^{-21} s. Par conséquent, seule une partie des nucléons participe à l'interaction pendant que les autres sont spectateurs et le canal de sortie (nature et propriétés des noyaux) présente des caractéristiques fortement dépendantes du canal d'entrée. Pour les particules produites, on parle alors de quasi-projectile et quasi-cible. Ce type de réaction rapide se produit pour une vitesse relative entre les deux noyaux élevée donc une grande énergie incidente (pouvant être de l'ordre de la centaine de MeV par nucléon). Les exemples les plus classiques sont les réactions de transfert, le knock out et le break-up.

* Réactions de transfert

- **Stripping**, fig. 1.4 (a)

Transfert d'un nucléon (ou cluster léger) du noyau sonde vers celui d'intérêt

En cinématique directe, le transfert se fait donc du projectile sonde vers la cible.

- **Pick-up**, fig. 1.4 (b)

Transfert d'un nucléon (ou cluster léger) du noyau d'intérêt vers le noyau léger

Il s'agit du processus inverse au stripping.

Une succession séquentielle de transferts de type pick-up ou stripping entre deux mêmes noyaux est appelée transfert multi-nucléons (fig. 1.4 (c)). Ces collisions ne sont alors plus assimilables à des réactions directes et s'approchent du régime profondément inélastique discuté en section 1.2.5.

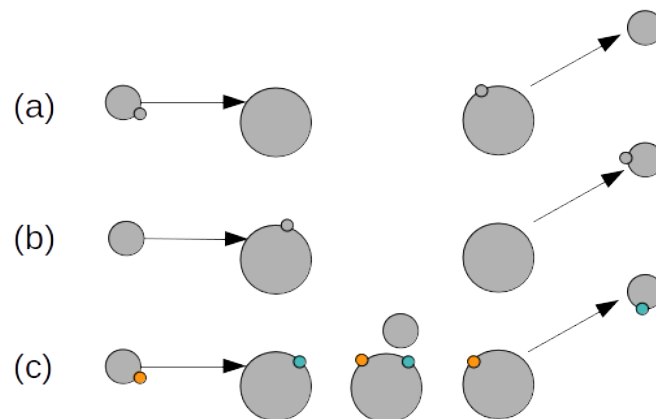


FIGURE 1.4 – Schémas de réactions de transfert : (a) stripping, (b) pick-up, (c) transfert multi-nucléons.

* **Knock out** *Éjection d'un noyau léger et canal de sortie constitué de 3 noyaux.*

Voir figure 1.5 (a). Également appelées « nucleon removal », ces réactions correspondent à une interaction nucléon-nucléon, le noyau léger éjecté pouvant appartenir initialement à la cible ou au projectile. Elles sont souvent réalisées en cinématique inverse (projectile lourd sur cible légère, de ^9Be par exemple).

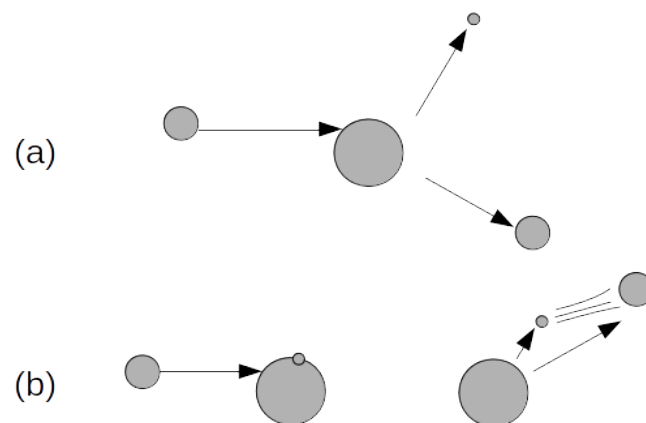


FIGURE 1.5 – Schémas de réactions de knock out (a) et de break-up (b).

* **Break-up** *Brisure d'un noyau en deux fragments suite à l'interaction et canal de sortie constitué de 3 noyaux.*

Voir figure 1.5 (b). Ces réactions se distinguent du knock out par des énergies incidentes plus faibles et l'on n'observe pas de corrélation angulaire entre les particules émises.

1.2.3 Fragmentation

La fragmentation (fig. 1.6) correspond à la brisure d'un noyau en de nombreux fragments suite à l'interaction avec un noyau sonde de haute énergie. Lors de ces réactions, il y a une perte totale de binarité mais les fragments gardent en mémoire la direction et la vitesse du faisceau incident. Ces réactions tendent vers du knock-out si peu de nucléons sont éjectés et sont utilisées, par exemple, sur l'installation Lise au Ganil pour produire des faisceaux secondaires exotiques (voir section 6.3).

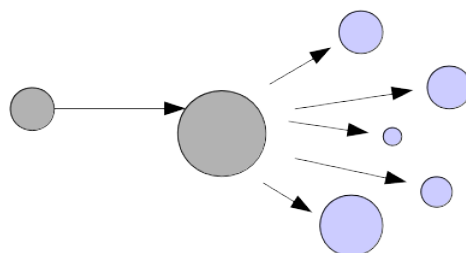


FIGURE 1.6 – Schéma de réaction de fragmentation.

1.2.4 Les réactions à noyau composé

À l'inverse des réactions directes, les réactions à noyau composé se produisent à de plus faibles énergies incidentes. L'interaction a alors lieu pendant un temps plus long, de l'ordre de 10^{-18} s, et l'ensemble des nucléons y participe. Les deux particules en collision forment un état intermédiaire unique, appelé « noyau composé » qui survit suffisamment longtemps pour équilibrer l'ensemble de ses degrés de liberté avant de décroître. Les produits de réaction ne dépendent, dans ce cas, que des caractéristiques du noyau composé (nombre et nature des nucléons, moment angulaire, énergie d'excitation etc.) et la mémoire du canal d'entrée est complètement perdue. Expérimentalement, ces réactions se caractérisent par une symétrie de la distribution angulaire des produits dans le référentiel du centre de masse.

Selon le mode de décroissance du noyau composé, on parle de fusion-évaporation (fig. 1.7 (a)) dans le cas d'évaporation de nucléons (protons et/ou neutrons), ou simplement de fusion (fig. 1.7 (b)) si le noyau composé décroît seulement par rayonnement γ . Si le noyau composé possède un trop large moment angulaire (voir sec. 1.2.5.b), il peut être amené à fissionner en plusieurs ions : on parle alors de fusion-fission (fig. 1.7 (c)). Comme pour les réactions de transfert multi-nucléons, ce type de réaction s'approche du régime profondément inélastique discuté en section 1.2.5.

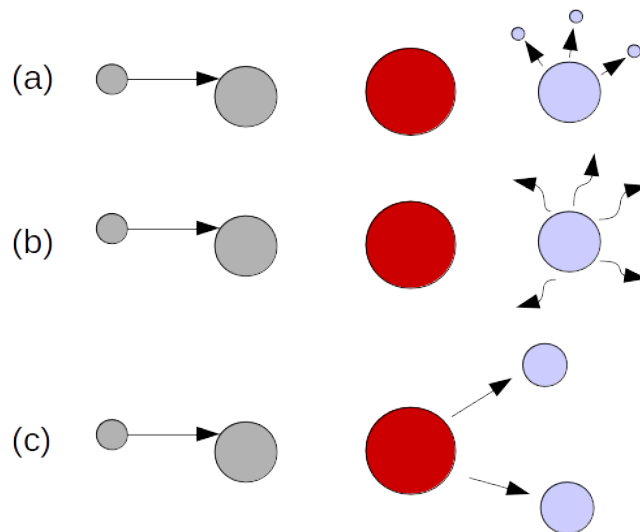


FIGURE 1.7 – Schémas de réactions à noyau composé : fusion-évaporation (a), fusion (b) et fusion-fission (c).

1.2.5 Les réactions profondément inélastiques

Les réactions profondément inélastiques sont intermédiaires entre les réactions directes et celles à noyau composé. Évoquées dès les années 60 [19], leurs particularités ont nécessité la création d'une nouvelle classe de réactions [14, 19, 20]. Cela leur a valu différents noms tels que « grazing processes », « relaxation phenomena », quasi-fission ou bien encore transfert, réaction ou collision profondément inélastique ou fortement amorti(e) (« deep-inelastic collisions » (DIC) ou « (strongly) dumped reactions ») [14, 19].

a/ Système di-nucléaire : un autre mécanisme

Les DIC présentent des caractéristiques propres aux réactions à noyau composé telles que l'interaction de très nombreux nucléons et l'oubli de l'énergie incidente. Elles présentent cependant aussi des similitudes avec les réactions directes : distribution angulaire caractéristique (et asymétrique) des noyaux produits et reconnaissance en sortie d'un quasi-cible et un quasi-projectile. En terme de paramètre d'impact, elles sont également intermédiaires car elles sont plus frontales que les réactions directes mais peuvent cependant véhiculer un grand moment angulaire, ce qui rend la formation d'un noyau composé impossible [17]. En terme d'énergie, elles correspondent à des réactions de l'ordre de la dizaine à la trentaine de MeV par nucléon.

Pour expliquer les caractéristiques expérimentales observées, le mécanisme des réactions profondément inélastiques est modélisé par la formation d'un complexe intermédiaire, comme présenté en figure 1.8. Ce système di-nucléaire hérite des moments angulaires des deux noyaux en collision et entre donc en rotation avant sa décroissance. L'interaction et la rotation sont suffisamment importantes pour distribuer les produits de réaction sur une large plage angulaire (voir sec. 1.2.5.b), dissiper fortement l'énergie incidente (voir sec. 1.2.5.c) et permettre l'échange de nombreux nucléons (voir sec. 1.2.5.d). Cependant, ce système di-nucléaire ne s'équilibre pas comme un noyau composé : la force centrifuge et la répulsion coulombienne vainquent l'interaction forte et le système se scinde avant de fusionner [19, 21] mais, comme dans le cas de la fusion-fission, l'énergie cinétique des produits obtenus est toujours supérieure à celle de la barrière coulombienne qui sépare les deux produits [14, 22].

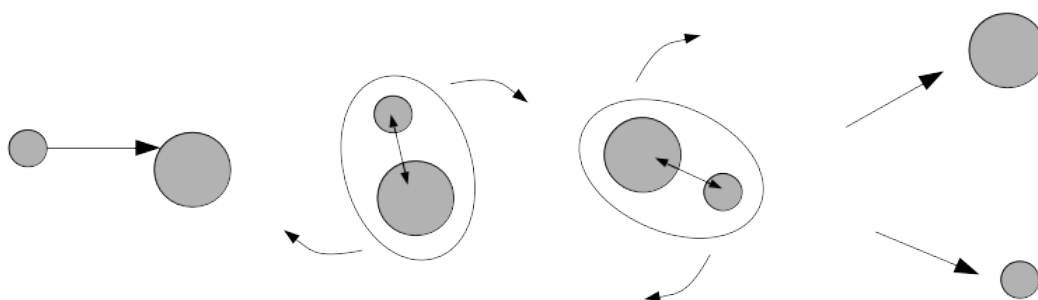


FIGURE 1.8 – Schéma d'une collision profondément inélastique avec formation d'un système di-nucléaire en rotation.

b/ Distribution et moment angulaire

Lors des collisions profondément inélastiques, comme leur nom l'indique et contrairement aux réactions directes qui sont généralement périphériques, des orbitales plus profondes des noyaux entrent en interaction [23]. La figure 1.9 donne un classement qualitatif des différentes catégories de réactions suivant le moment angulaire (proportionnel au paramètre d'impact). Les valeurs caractéristiques de l_{crit} , l_f , l_D et l_{max} dépendent de la réaction considérée.

Grâce à la rotation induite par le moment angulaire du système di-nucléaire [25], les produits peuvent être distribués sur une large plage angulaire allant de « l'angle de grazing » (voir sa définition en section 1.2.1) à 0° , voire traversant l'axe du faisceau. Ce mécanisme est illustré en figure 1.11.

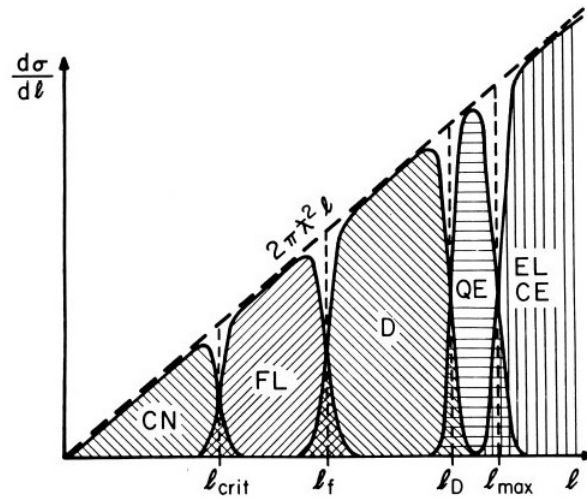


FIGURE 1.9 – Dépendance en moment angulaire l des sections efficaces pour des réactions à noyau composé de fusion-évaporation (CN), de fusion-fission (FL), profondément inélastiques (D), quasi-élastique (QE), élastiques (EL) ou d'excitation coulombienne (CE). *Image issue de [24], p.242*

L'allure des distributions angulaires est un marqueur fort de distinction entre les réactions profondément inélastiques, directes ou à noyau composé. Dans le dernier cas, les produits étant issus de la décroissance du noyau composé, ils se répartissent de manière symétrique par rapport à 90° dans le référentiel du centre de masse. Les réactions directes, au contraire, sont fortement piquées autour de 0° . Concernant les DIC, on observe une évolution des distributions angulaires avec la charge du noyau produit : plus celui-ci s'éloigne du faisceau incident (plus l'échange de nucléons est important), plus la distribution s'étale [21, 27, 28]. Au contraire, les quasi-projectiles proches du faisceau présentent une distribution piquée, comme on peut le voir sur la figure 1.10. Ceci s'explique par une interaction faible et rapide alors qu'une distribution vers les petits angles reflète une rotation importante du système di-nucléaire et une grande interaction par de nombreux échanges de nucléons. Le cas limite correspond à une interaction suffisamment longue permettant la formation d'un noyau composé et la distribution symétrique associée.

Dans sa revue du mécanisme des réactions profondément inélastiques [14], V.V. Volkov montre que l'angle d'émission du produit de réaction dépend du temps de vie du système intermédiaire et de sa vitesse angulaire, via ses moments angulaire et d'inertie. Le moment d'inertie croissant avec la masse plus vite que le moment angulaire, plus le système di-nucléaire est lourd, plus la gamme angulaire couverte est faible.

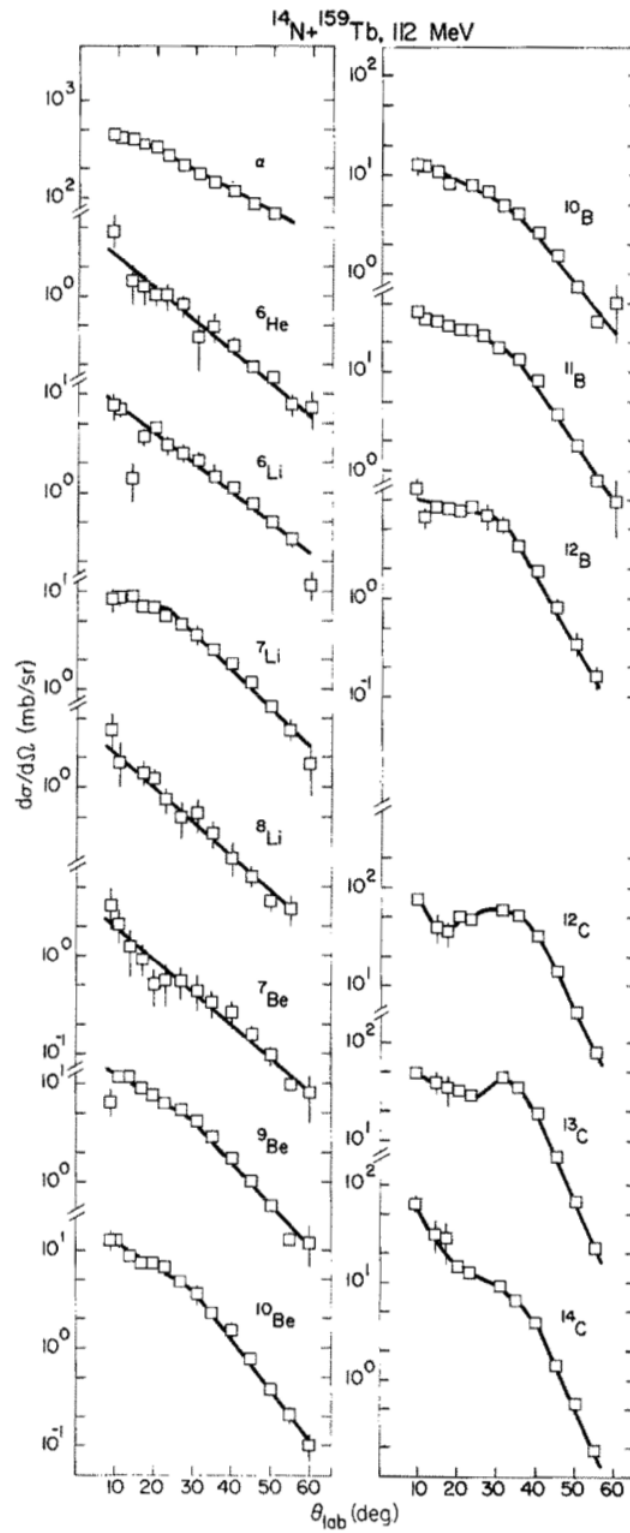


FIGURE 1.10 – Distributions angulaires des produits de réactions issus du bombardement de ^{159}Tb par un faisceau de ^{14}N à 112 MeV. Image issue de [26].

c/ **Énergie et diagrammes de Wilczyński**

Les diagrammes de Wilczyński présentés en figure 1.11 illustrent le mécanisme de l'interaction⁶. On y voit la large distribution angulaire possible résultant de la rotation du système di-nucléaire et les contours de sections efficaces selon l'énergie cinétique et l'angle d'émission du noyau produit. L'énergie du quasi-projectile est corrélée à son angle d'émission : une rotation importante est corrélée à d'importants processus dissipatifs, on parle de « near side ». On observe autour de l'angle de grazing et de l'énergie du faisceau le pic correspondant aux réactions quasi-élastiques, les plus périphériques, dites de « far side ».

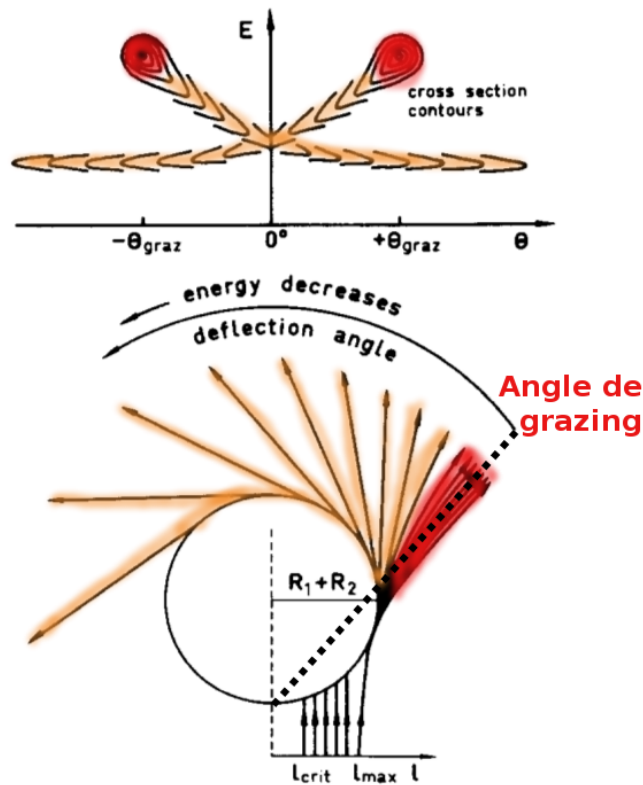


FIGURE 1.11 – Diagrammes de Wilczyński illustrant le mécanisme des collisions profondément inélastiques. On observe le pic des réactions quasi-élastiques autour de l'angle de grazing et de l'énergie du faisceau (« far side »). Le phénomène de dissipation d'énergie est corrélé à la rotation du système di-nucléaire : plus l'angle de déflexion est faible, plus la rotation est importante et plus l'énergie de la particule en sortie est faible (« near side »). La situation est symétrique par rapport à 0° , l'axe du faisceau, mais expérimentalement seule la valeur absolue de l'angle est accessible. Par conséquent, à un angle donné, la distribution en énergie présente deux pics. *Image issue de [29].*

6. La figure est symétrique par rapport à l'axe du faisceau pour faciliter la visualisation des processus mais, expérimentalement, les courbes se superposent.

La figure 1.12 représente un diagramme de Wilczyński expérimental du potassium produit lors du bombardement d'une cible de ^{232}Th avec un faisceau de ^{40}Ar à 388 MeV [29]. On retrouve l'allure présentée schématiquement en figure 1.11 et l'on observe une augmentation des sections efficaces à l'approche de 0° .

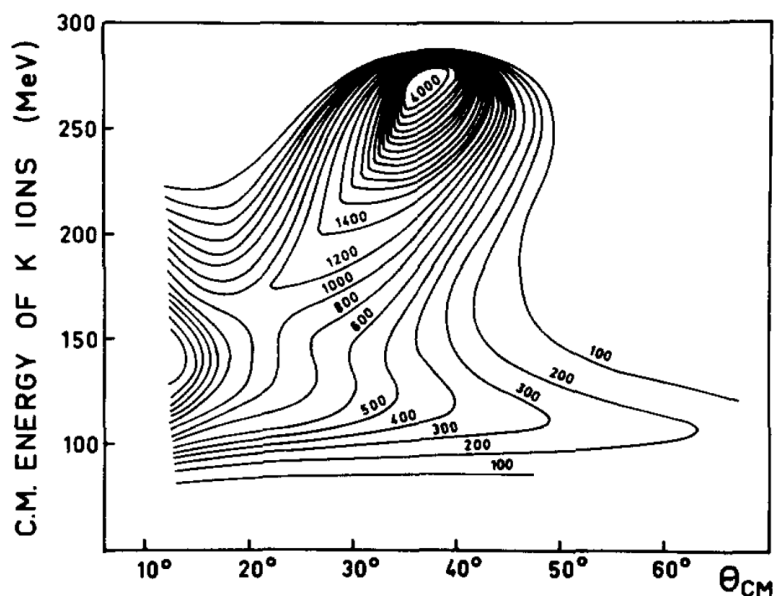


FIGURE 1.12 – Contours d'égalité de sections efficaces de production d'ions potassium ($\frac{d^2\sigma}{dE d\theta}$ en $\mu\text{b.MeV}^{-1}\text{rad}^{-1}$) au cours de la réaction $^{232}\text{Th}(^{40}\text{Ar},\text{K})$ à 388 MeV, en fonction de l'énergie et de l'angle d'émission du quasi-projectile dans le référentiel du centre de masse. On observe le pic des réactions quasi-élastiques autour de l'angle de grazing et une tendance de croissance des sections efficaces pour les petits angles. *Image issue de [29].*

Les spectres en énergie obtenus avec ce type de réactions (voir un exemple en figure 1.13) montrent que plus le nombre de nucléons transférés est important, plus l'énergie du produit obtenu est faible [28, 30, 31]. Cela prouve le phénomène de dissipation d'énergie qui se produit au cours de l'interaction. C'est également visible en fonction de l'angle d'observation : pour un noyau donné dans le canal de sortie, plus l'angle est grand plus l'énergie maximum accessible cinématiquement diminue. De même, plus l'angle est faible (plus l'interaction est importante) plus la distribution en énergie est large. L'« amortissement » qui se produit au cours de la réaction croît lorsque l'angle diminue (la rotation devient plus importante) et augmente avec la valeur de la chaleur de réaction Q [15, 32]. Cette dissipation d'énergie est modélisable par des forces de viscosité ou de frottements qui limitent le roulement d'un noyau sur l'autre. Dans le cas des réactions profondément inélastiques, la limite atteinte conduit à un roulement nul et un système di-nucléaire rigide [21, 33, 34].

d/ Caractéristiques des noyaux produits

La nature des noyaux produits par réactions profondément inélastiques dépend principalement de deux caractéristiques du mécanisme : les échanges de nombreux nucléons [19, 35] et la dissipation de l'énergie cinétique incidente [14, 29] sous forme, en partie, d'excitation⁷ des noyaux produits. Plus l'énergie incidente est grande, plus les noyaux produits par DIC peuvent atteindre de hauts niveaux excités [32]. Par conséquent, s'ils atteignent les seuils d'émission de protons ou neutrons (respectivement S_p et S_n), ils peuvent décroître en évaporant des particules et ainsi se rapprocher du « couloir des résidus » (présenté dans l'introduction). Sinon, leur décroissance se fait par émission de photons.

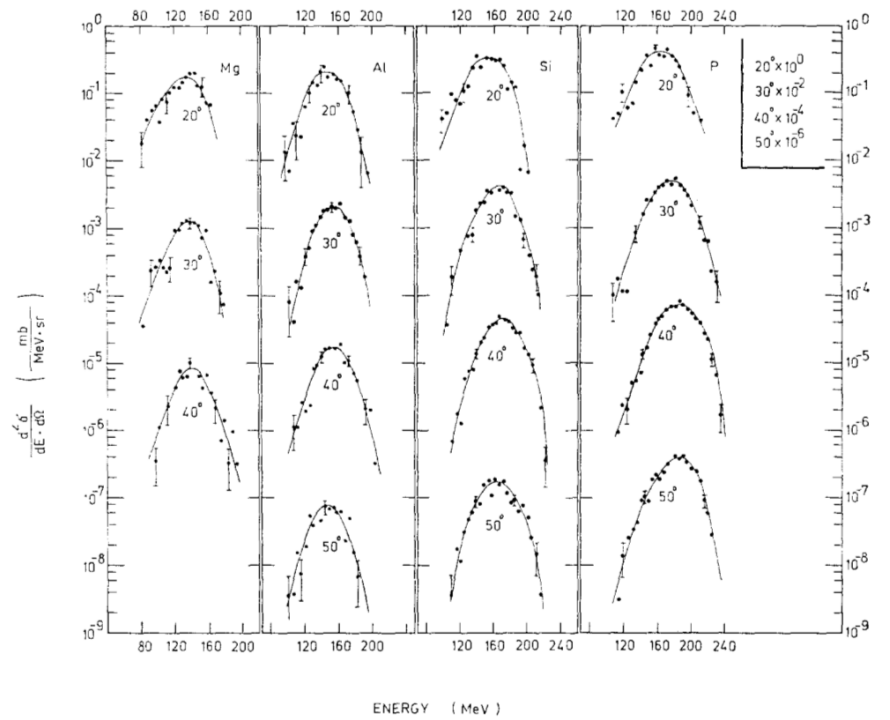
Les échanges de nucléons dépendent quant à eux des rapports N/Z des noyaux en collisions [36] : ceux-ci déterminent le rapport N/Z du système di-nucléaire et ce nombre se retrouve dans les produits de réaction. De plus, il a été montré [14, 36] que les rapports N/Z des produits ne dépendent pas de leur angle d'émission, ce qui permet d'affirmer que cet équilibre est très rapide et qu'un choix optimisé du couple faisceau/cible pourrait permettre la production de noyaux riches en neutrons [31, 35], éventuellement également à 0°. Cependant, la question de l'exotécité des noyaux produits aux petits angles reste ouverte en raison de leur possible évaporation de particules.

e/ Observations expérimentales

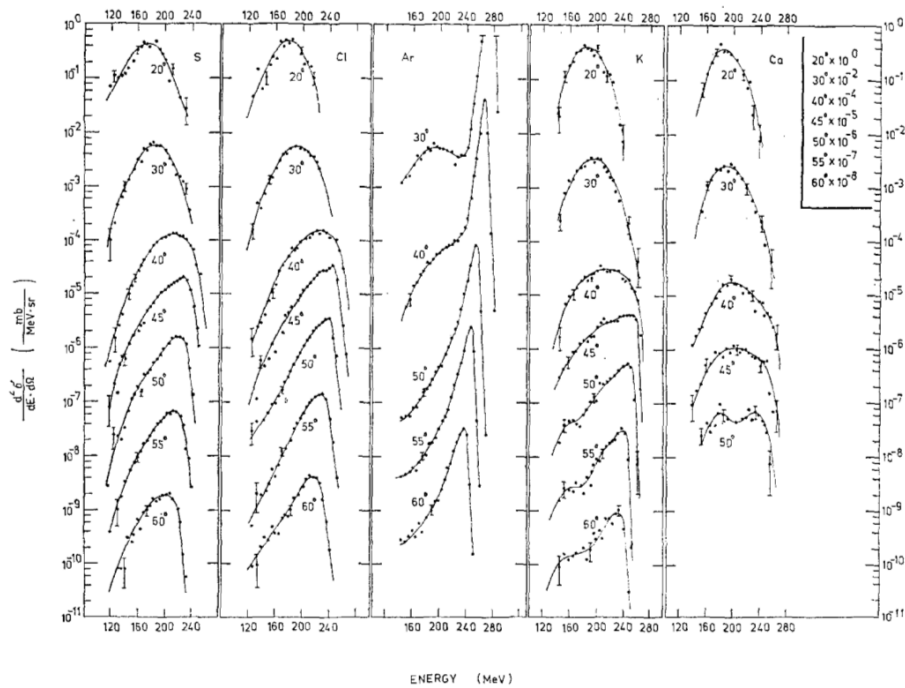
Il est possible de connaître l'excitation d'un noyau produit par réaction profondément inélastique en détectant les photons issus de sa décroissance. L'observable directe dans ce cas est la multiplicité γ . Il a été montré [28, 34] que celle-ci augmente avec le nombre de nucléons échangés ce qui correspond au modèle d'une interaction plus dissipative lorsque les échanges sont importants. Ce type de réactions permet donc de réaliser de nouvelles études en spectroscopie γ .

L'étude de la réaction de ^{14}N sur ^{159}Tb à différentes énergies [26] montre que l'augmentation de l'énergie incidente entraîne une augmentation des sections efficaces de production, en particulier vers les angles avant. De plus, il a été montré [37, 38] que la largeur de la distribution en Z augmente avec la dissipation d'énergie, c'est-à-dire avec l'énergie d'excitation du système di-nucléaire. Une augmentation de l'énergie incidente permet donc l'observation de noyaux plus difficiles à produire et observer tels que les noyaux exotiques et ceux éloignés du projectile dans la carte des noyaux, nécessitant un

7. L'énergie est aussi dissipée par transfert d'énergie cinétique à la cible, initialement au repos.



(a) Spectres des éléments de $Z=12$ à $Z=15$



(b) Spectres des éléments de $Z=16$ à $Z=20$

FIGURE 1.13 – Spectres en énergie des produits de réaction issus du bombardement de ^{232}Th par un faisceau de ^{40}Ar à 297 MeV. Illustration la dissipation d'énergie caractéristique du mécanisme : l'énergie du produit diminue lorsque le nombre de nucléons transférés augmente et la distribution en énergie s'étale lorsque l'angle diminue (rotation plus importante du système di-nucléaire). Image issue de [30].

échange important de nucléons pour leur formation. Pour étudier le mécanisme des réactions profondément inélastiques et pour observer les tendances vers les petits angles, il est donc nécessaire de travailler avec une énergie incidente au delà de la barrière coulombienne tout en la maintenant suffisamment faible pour ne pas être dominé par les réactions directes (voir sec. 2.1.2). En effet, plus l'énergie d'excitation du système di-nucléaire est grande, plus sa décroissance est rapide et se rapproche des collisions directes [13, 15]. Enfin, pour former des noyaux riches en neutrons, il est préférable de réduire l'énergie incidente [36]. En effet, ces noyaux sont caractérisés par un S_n faible par rapport à S_p , en particulier dans le cas des noyaux légers, et sont donc sujets à l'évaporation de neutrons.

Les nouvelles technologies permettent aujourd'hui d'étudier le mécanisme des collisions profondément inélastiques sous un nouvel angle. Ces réactions particulières sont intermédiaires entre les réactions directes ou celles avec formation d'un noyau composé et se caractérisent par leur mémoire du canal d'entrée et la mise en jeu d'un important nombre de nucléons. Selon les caractéristiques des noyaux produits autour de 0° , il pourrait être envisagé d'utiliser S³, actuellement en construction auprès de Spiral2, à Caen, pour produire des faisceaux secondaires.

Afin d'apporter des éléments de réponse à ces questions, ce travail de recherche repose sur une analyse expérimentale dont le dispositif est décrit dans le chapitre 2. Les chapitres 3 et 4 introduisent la méthode d'analyse via les étalonnages, l'identification des noyaux produits et la mesure des sections efficaces de production. Enfin, le chapitre 5 présente les résultats qui seront discutés dans le chapitre 6.

2

Dispositif expérimental

Table des matières

2.1	L'expérience E589	29
2.1.1	Les installations du Ganil	29
2.1.2	Faisceau et cible	30
2.2	Spectromètre de particules chargées : Vamos	34
2.2.1	Spectromètre magnétique de grande acceptance	34
2.2.2	Système de détection du plan focal	36
2.2.3	Réglages du spectromètre lors de l'expérience E589	39
2.3	Spectromètre γ : Exogam et le détecteur BaF₂	41
2.3.1	Détecteurs utilisés	41
2.3.2	Détection des rayonnements γ lors de l'expérience E589	43
2.4	Acquisition des données	44
2.4.1	Contrôle de l'acquisition	44
2.4.2	Mesures de temps	45
2.4.3	Chaîne électronique	46
2.4.4	Échelles	48

Afin de répondre aux questions exposées dans le chapitre 1, une expérience a été réalisée à l'aide de deux spectromètres : l'un pour les rayonnements γ et le second pour les particules chargées. Ce chapitre débute par une introduction générale de l'expérience en section 2.1 puis développe ensuite le dispositif utilisé : la section 2.2 présente Vamos (VARIABLE MOde Spectrometer), la section 2.3 est consacrée à Exogam et au détecteur BaF₂ (utilisés pour la collecte des photons de décroissance) et la section 2.4 décrit l'électronique associée à la détection.

2.1 L'expérience E589

L'expérience E589 s'est déroulée au GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds), un laboratoire situé à Caen, en France (voir sec. 2.1.1). Elle a été menée du 18 au 25 avril 2010 par une vingtaine de physiciens et une équipe d'opérateurs se relayant pour assurer un contrôle continu 24h/24 ; son déroulement est décrit en section 2.2.3. Lors de cette expérience, une cible de ²³⁸U de 170(±10%) $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ a été bombardée par un faisceau de ⁴⁸Ca¹⁹⁺ accéléré à une énergie de 10 A MeV (voir sec. 2.1.2), ce qui équivaut environ à deux fois la barrière Coulombienne.

2.1.1 Les installations du Ganil

Les installations expérimentales du Ganil, représentées en figure 2.1, comprennent deux sources d'ions indépendantes associées chacune à un cyclotron (C01 ou C02). L'existence de ces deux ensembles permet, pendant l'utilisation de l'un, d'anticiper, sur l'autre, la préparation du faisceau primaire et stable de l'expérience future et ainsi optimiser le planning expérimental du laboratoire. Suivent ensuite deux cyclotrons en série permettant l'accélération du faisceau à des énergies de plus en plus hautes : CSS1 et CSS2 (Cyclotrons à Secteurs Séparés 1 et 2).

Au Ganil, la plupart¹ des salles expérimentales sont desservies par « l'arête de poisson ». Les faisceaux, stables ou radioactifs, qui y sont envoyés sont d'abord sélectionnés par le spectromètre Alpha, véritable porte d'entrée de l'arête de poisson. Ce spectromètre peut recevoir le faisceau primaire obtenu à la sortie de CSS1 ou CSS2 (suivant l'énergie à atteindre) - il s'agit dans ce cas d'un faisceau stable - ou un faisceau secondaire choisi pour l'expérience. Dans ce deuxième cas, le faisceau primaire est d'abord envoyé auprès d'un ensemble « Cible-Source » nommé Spiral (Système de Production

1. Il existe d'autres aires expérimentales indépendantes de l'arête de poisson (par exemple la ligne LIRAT [39] auprès du dispositif Spiral ou la ligne de « basse énergie » à la sortie de CSS1) que l'on ne traitera pas ici.

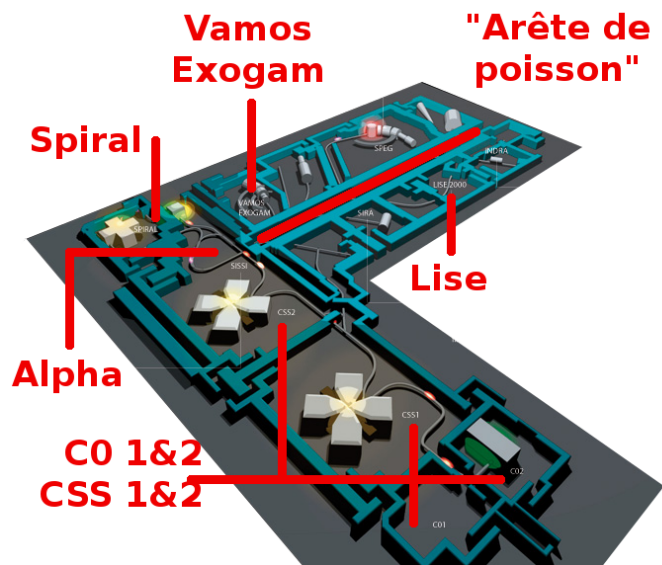


FIGURE 2.1 – Plan des installations expérimentales du Ganil présentant les sources CO1 & 2, les cyclotrons CSS1 & 2, le spectromètre Alpha, « l’arête de poisson » desservant les salles expérimentales et l’ensemble Spiral. Nous avons utilisé CO1, CSS1, Alpha et les spectromètres Vamos et Exogam en salle G1. *Image issue du site internet du Ganil : <http://pro.ganil-spiral2.eu>*

d’Ions Radioactifs et d’Accélération en Ligne) permettant la production du faisceau d’intérêt. Le projet Spiral2 discuté en section 1.1.1.b consiste, entre autres, à élargir le champ des possibles concernant les faisceaux radioactifs du Ganil. Dans notre cas, le choix du faisceau n’a pas nécessité l’utilisation de l’installation Spiral.

Le spectromètre Vamos est installé dans la salle G1 (pour 1^{ère} salle sur la gauche de l’arête de poisson) et peut accueillir des détecteurs auxiliaires. Par exemple, le détecteur Agata a été installé puis mis en service fin 2014 et a été utilisé dès 2015, lors de différentes campagnes, pour détecter les rayonnements γ en coïncidence avec les particules identifiées par Vamos [40]. Dans notre cas, Vamos a été couplé à Exogam et à un détecteur BaF₂ (voir sec. 2.3.2).

2.1.2 Faisceau et cible

a/ Choix du faisceau et des cibles

Dans notre cas, nous cherchions à produire des noyaux riches en neutrons par des réactions profondément inélastiques. Nous avons choisi de travailler en cinématique directe. En raison de l’équilibre qui a lieu au cours de l’interaction (voir sec. 1.2.5), il

Noyau	N/Z
^{18}O	1.25
^{22}Ne	1.20
^{26}Mg	1.17
^{36}S	1.25
^{48}Ca	1.40
^{50}Ti	1.27
^{64}Ni	1.29
^{70}Zn	1.33
^{124}Sn	1.48
^{208}Pb	1.54
^{238}U	1.59

TABLEAU 2.1 – Tableau de comparaison de différents noyaux stables en fonction de leur rapport N/Z. La ligne marron indique la limite au delà de laquelle Spiral2 n'accélérera pas le faisceau, il est donc intéressant de choisir un projectile au dessus de cette limite. On observe que le meilleur choix se porte sur un couple faisceau/cible de $^{48}\text{Ca}/^{238}\text{U}$.

était intéressant de choisir un faisceau et une cible permettant la formation d'un complexe intermédiaire de grand rapport N/Z. L'utilisation d'un faisceau stable permettant d'atteindre de plus grandes intensités, le choix s'est porté sur un faisceau de ^{48}Ca et une cible de ^{238}U . Ces deux noyaux produisent en effet un complexe intermédiaire de rapport N/Z = 1.55 qui est le plus grand rapport accessible pour former des noyaux de masse intermédiaire riches en neutron, comme le montrent les valeurs, répertoriées dans le tableau 2.1, des rapports N/Z de différents noyaux.

Un autre choix possible était d'utiliser une cible de ^{208}Pb . Au-delà du fait que le rapport N/Z du complexe intermédiaire aurait été inférieur à celui donné par la cible d'uranium (1.51 pour une cible de ^{208}Pb bombardée par un faisceau de ^{48}Ca), une telle cible risquait de fondre sous la température induite par les réactions.

b/ Préparation des cibles

Pour l'expérience, différentes cibles ont été montées sur un même porte-cible afin de pouvoir passer de l'une à l'autre sans nécessairement casser le vide de la chambre à réaction. La principale, dans notre cas, était une cible d'uranium de $170(\pm 10\%) \mu\text{g}/\text{cm}^2$ (nommée U307) fixée par un cadre d'aluminium et placée entre deux épaisseurs de carbone : $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ en amont du faisceau et $40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ en aval. Les éléments légers

issus des réactions interagissent avec le carbone, ce qui permet une première sélection des produits. Une autre cible d'uranium avait été préparée et montée sur un support de carbone et d'or. Des tests préliminaires en début d'expérience ont permis de choisir la cible U307 afin d'optimiser les taux de comptage.

Par ailleurs, des cibles « trou » étaient disponibles et ont été utilisées lors du balayage du plan focal pour étalonner les détecteurs à partir du faisceau direct (voir section 3.2.4). Des cibles de plomb et d'or ont également été préparées et installées sur le porte cible afin de réaliser l'expérience sur d'autres noyaux, mais dans le cas de la cible de plomb, elle ne pouvait pas supporter les intensités en jeu pour l'étude autour de 30°. Enfin, des cibles de carbone de 40 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ ont aussi été utilisées dans le but d'estimer la contribution du support dans les processus nucléaires mis en jeu (voir section 4.1).

c/ Caractéristiques du faisceau : énergie et intensité

Comme il est discuté dans la section 1.2.5, les réactions profondément inélastiques présentent des caractéristiques qui sont antagonistes pour la production de noyaux exotiques. L'énergie du faisceau doit être la plus faible possible pour limiter l'évaporation de neutrons mais plus elle est grande, plus les sections efficaces augmentent, en particulier pour les petits angles. On peut voir cette effet sur la figure 2.2 qui présente les distributions angulaires des sections efficaces différentielles (intégrées en masse, charge et énergie) issues de la réaction de ^{84}Kr sur ^{208}Pb à différentes énergies (494, 510 et 718 MeV, dans le référentiel du laboratoire). Pour ces raisons et pour s'assurer de rester dans le régime des réactions profondément inélastiques (ne pas entrer dans un régime de réaction directe), l'énergie du faisceau a été choisie égale à 10 MeV par nucléon (A MeV). Cela correspond à environ deux fois la valeur de la barrière coulombienne, qui vaut $B_c^L = 230$ MeV dans le référentiel du laboratoire. Elle est calculée via l'équation (2.1) où M_c et M_p sont respectivement les masses de ^{238}U et ^{48}Ca et B_c^{CM} sa valeur dans le référentiel du centre de masse, donnée par l'équation (1.7). De plus, cette étude pouvant avoir des implications pour S^3 (voir sec. 1.1.1.c) et l'accélérateur linéaire de Spiral2 étant limité à 14.5 A MeV, il était nécessaire de rester dans ce type de régime.

$$B_c^{Lab} = \frac{M_p + M_c}{M_c} B_c^{CM} \quad (2.1)$$

L'intensité du faisceau a varié au cours de l'expérience (voir figure 4.9 en section 4.3) entre la quarantaine et quelques centièmes d'électro-nano-Ampère (enA), ce qui équivaut à une intensité comprise entre 10^7 et 10^{10} particules/s (pps) (pour un faisceau d'état de charge 19+). L'intensité a été dépendante de la position angulaire de Vamos

car plus les angles de détection sont petits, plus les états de charge du faisceau sont intenses. Pour réduire les taux de comptage dans les détecteurs afin de les préserver, l'intensité a donc été réduite lorsque Vamos a été rapproché de l'axe du faisceau.

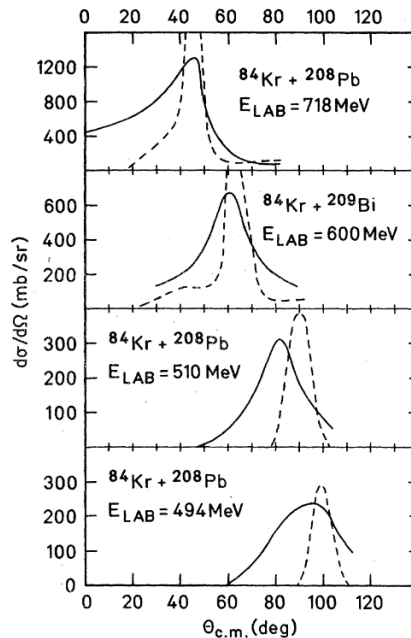


FIGURE 2.2 – Distributions angulaires des sections efficaces différentielles mais intégrées en masse, charge et énergie pour les réactions de ^{84}Kr sur ^{209}Bi à 600 MeV et ^{84}Kr sur ^{208}Pb à 718, 510 et 494 MeV dans le référentiel du laboratoire. On voit qu'une augmentation de l'énergie incidente permet d'augmenter les sections efficaces aux petits angles. (Les courbes en pointillés représentent les calculs théoriques (1978) effectués par les auteurs de l'article). *Image issue de [41]*

d/ Production et structure du faisceau

Le faisceau de ^{48}Ca est obtenu à partir d'un gaz de calcium ionisé par chauffage dans une source ECR². L'application d'un champ électrique sur le plasma obtenu permet l'extraction des ions qui sont alors pré-accélérés par le cyclotron C01 [43], puis accélérés jusqu'à l'énergie nominale de 10 A MeV par le cyclotron CSS1 (l'utilisation de CSS2 n'est pas nécessaire pour cette énergie [44]). Le faisceau est alors conduit en salle G1 pour l'expérience. Dans notre cas, les ions sont quasi-totalement épluchés : il s'agit d'un faisceau de $^{48}\text{Ca}^{19+}$. Le faisceau présente une structure interne en « paquets » (« bunches ») correspondant à la haute fréquence du cyclotron. Cette haute fréquence (HF) a été de 11.5 MHz, ce qui correspond à une période de 86.8 ns.

2. Le fonctionnement d'une source ECR est décrit dans la thèse de S. Nyckees [42].

2.2 Spectromètre de particules chargées : Vamos

Dans notre cas, nous sommes surtout intéressés par les noyaux produits au cours des réactions nucléaires induites lors du bombardement de la cible par le faisceau : nous cherchons à les identifier (voir chapitre 3) et mesurer leurs taux de production pour en déduire des sections efficaces (voir chapitre 4). Nous utilisons pour cela Vamos [45], un spectromètre magnétique [46] doté d'une double fonction : il sélectionne, via deux quadripôles et un dipôle, des particules spécifiques selon leurs propriétés (sec. 2.2.1) puis permet de les identifier et les caractériser grâce à son système de détection (sec. 2.2.2).

2.2.1 Spectromètre magnétique de grande acceptance

Comme on peut le voir sur la figure 2.3, le spectromètre est composé de deux quadripôles et d'un dipôle magnétiques, séparés par un filtre de Wien. Ce dernier permet une sélection en vitesse des particules mais, n'étant pas utilisé au cours de cette expérience, il ne sera pas discuté ici³. Vamos est également équipé, à son extrémité, d'un système de détection placé autour de son plan focal. Par analogie optique, on appelle « plan focal » le plan où sont focalisées des particules identiques ayant suivi des trajectoires différentes dans le spectromètre. Ce plan n'est matérialisé par aucun détecteur particulier et sa position dépend des réglages électromagnétiques de Vamos. Dans cette analogie, le point objet est le centre de la cible où les noyaux sont produits. Les principales caractéristiques du spectromètre Vamos sont récapitulées dans le tableau 2.2.

Acceptance horizontale	de -125 mrad à +100 mrad
Acceptance verticale	± 160 mrad
Acceptance en moment	$\pm 5\%$ (à 25 msr)
Distance de parcours	760 cm
Translation	40 - 120 cm
Rotation	0 - 60°
Rigidité magnétique maximum	1.6 Tm
Angle de déflexion	0 - 60°(variable)
Résolution en $\frac{M}{Q}$	$\simeq 0.6\%$

TABLEAU 2.2 – Principales caractéristiques du spectromètre Vamos. *Tableau issu de [47].*

3. L'annexe 6 du cours de B. Jacquot à l'école Joliot-Curie de 2008 [46] en décrit le principe de fonctionnement.

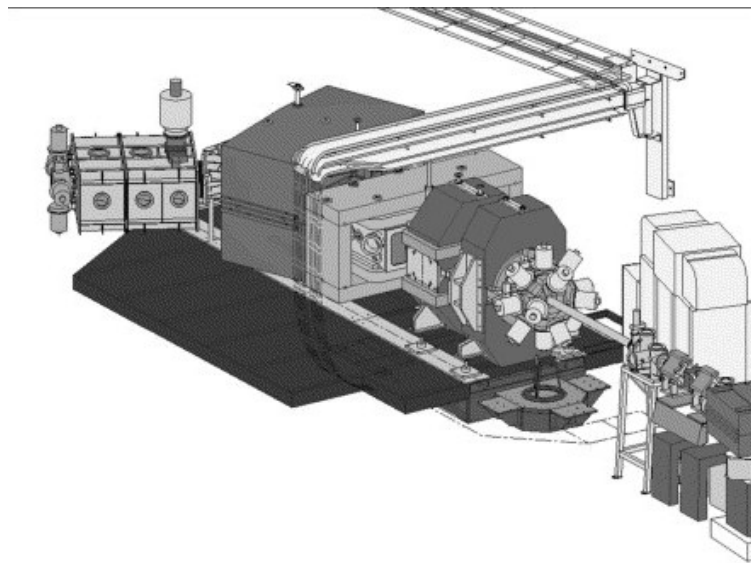


FIGURE 2.3 – Représentation de l'ensemble du spectromètre Vamos avec, de droite à gauche : un multidétecteur γ autour de l'emplacement de la cible, deux quadripôles, un filtre de Wien, un dipôle et un système de détection autour du plan focal. *Image issue de l'article de H. Savajols (pour la collaboration Vamos) [45]*

a/ Sélection des noyaux

La fonction de sélection électromagnétique du spectromètre repose sur l'effet selon lequel l'application d'un champ magnétique B courbe la trajectoire d'une particule chargée. L'équation (2.2) donne la relation entre ρ , le rayon de courbure de la trajectoire suivie à travers l'aimant par la particule ; sa masse m ; la composante perpendiculaire au champ de sa vitesse v_{\perp} et son état de charge Q . $B\rho$ est appelé « rigidité magnétique » et devient ainsi une caractéristique de chaque noyau.

$$B\rho = \frac{mv_{\perp}}{Q} \quad (2.2)$$

Les deux quadripôles permettent de focaliser le faisceau de particules émergent de la cible. Il est nécessaire d'en utiliser au moins deux pour focaliser le faisceau à la fois dans le plan horizontal et dans le plan vertical. Concernant Vamos, le premier quadripôle focalise dans le plan vertical alors que le second agit dans le plan dispersif, horizontal. La distance entre la cible et le premier quadripôle est variable de 40 à 120 cm. Dans notre cas, Vamos a été placé en « position rapprochée », à 40 cm. La large ouverture en angles et moment des quadripôles permet d'accepter des particules dans une large gamme, ce qui justifie l'appellation de spectromètre de « grande acceptance » pour Vamos. Enfin, la fonction du dipôle est de disperser le faisceau sur l'ensemble du plan focal.

La sélection des noyaux se fait alors selon la valeur de leur rigidité magnétique qui leur permet, ou non, d'être d'abord focalisés par les quadripôles puis d'atteindre le système de détection du plan focal. Le réglage du champ magnétique de Vamos est défini tel que la trajectoire du noyau choisi au centre de l'espace de phase d'intérêt soit centrale pour le spectromètre. Enfin, Vamos est placé sur une plateforme permettant sa rotation de 0° à 60° par rapport à l'axe du faisceau. L'ensemble de ces réglages angulaires et électromagnétiques (voir sec. 2.2.3 pour le cas de l'expérience E589) permet de balayer une large gamme de noyaux produits.

b/ Acceptance

L'acceptance d'un spectromètre correspond à la distribution en angles et moment au point objet des particules détectées dans le plan focal. Elle dépend donc principalement des dimensions du système de détection et des réglages électromagnétiques des aimants. Lors de la conception d'un spectromètre et selon ce à quoi il est destiné, il faut arbitrer le compromis entre forte acceptance et forte sélection des noyaux.

Dans le cas du spectromètre Lise au Ganil et dans le but de sélectionner avec précision des ions particuliers, l'accent est mis sur la sélection des noyaux et la rejection du faisceau. L'acceptance est alors de l'ordre de 1 msr et $\pm 2.5\%$ en moment (pouvant être réduite grâce à un jeu de fentes) [48]. Au contraire, Vamos est un spectromètre de grande acceptance permettant la détection de nombreux noyaux, ce qui est très recherché en spectroscopie. Son acceptance géométrique est de l'ordre de 225 et 320 mrad respectivement dans les plans horizontal et vertical. À 25 msr, elle est de l'ordre de $\pm 5\%$ en moment [49]. L'acceptance de Vamos⁴ n'est pas linéaire [47] et est discutée plus en détails dans la section 4.2.

2.2.2 Système de détection du plan focal

Afin d'identifier les particules sélectionnées, le spectromètre est équipé à son extrémité d'un système de détection formé, dans l'ordre, de :

- deux MWPCs (*Multi Wire Proportional Counter* [50]), placés à l'entrée de Vamos (en sortie de cible) et testés pour la première fois durant l'expérience lors des mesures à 30° mais inutilisés dans la présente analyse ;
- deux chambres à dérive (voir 2.2.2.a) ;
- trois chambres à ionisation (voir 2.2.2.b) ;
- un mur de détecteurs siliciums (voir 2.2.2.c).

Le processus d'identification est décrit dans la section 3.1.

4. Le spectromètre a été modifié en 2012 et son acceptance actuelle est donc différente de celle, présentée ici, datant de 2010 et correspondante à l'expérience.

a/ Chambres à dérive

Les deux chambres à dérive sont identiques et remplies d'isobutane (C_4H_{10}) à une pression de 13 mbar sur une épaisseur de 125 mm. Elles sont isolées de la ligne de vide où circule le faisceau, en entrée et en sortie, par des fenêtres en « mylar⁵ » de $0.9 \mu m$ d'épaisseur.

Les chambres à dérive, comme on peut le voir sur la figure 2.4, se divisent en deux zones, l'une au-dessus de l'autre. La première est une zone de dérive délimitée au sommet par une cathode, alimentée par un potentiel négatif de -500 V, et de l'autre extrémité, par une grille de Frisch au potentiel nul. La zone d'amplification contient un plan de fils portés au potentiel positif de +450 V et repose sur un plan segmenté de cathodes au potentiel nul.

À la traversée de la chambre, la particule ionise le gaz et les ions positifs dérivent alors vers la cathode tandis que les électrons dérivent vers la zone d'amplification. Les potentiels appliqués entraînent la multiplication des électrons sous forme d'avalanche autour du plan de fils qui joue le rôle de compteur proportionnel [51]. La charge est alors collectée par le plan de cathode. Celui-ci est segmenté en deux rangées de 64 zones actives (ou « pads ») placées en quinconce l'une de l'autre.

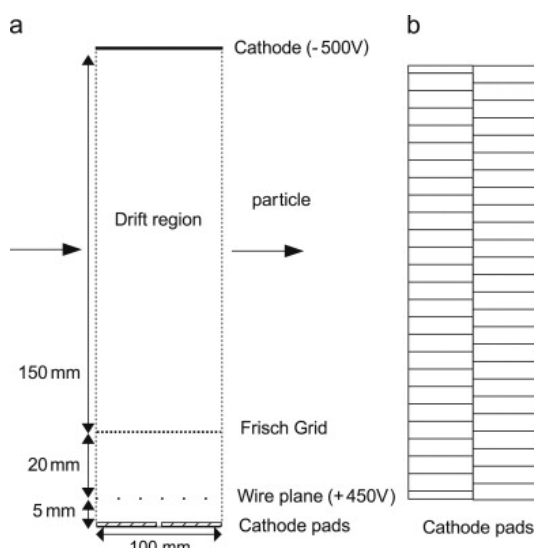


FIGURE 2.4 – Schéma représentant les chambres à dérive de Vamos. La segmentation en deux rangées de zones actives en quinconce l'une de l'autre est visible. *Image issue de l'article de S. Pullanhiotan [47]*

5. Du nom de la marque, il s'agit d'une matière plastique (de formule chimique $H_8C_{10}O_4$) résistante aux écarts de pression entre le vide de la ligne de faisceau et le gaz du détecteur.

Les chambres à dérive permettent la mesure des positions horizontales $X_{1,2,3,4}$ et verticales $Y_{1,2,3,4}$ dans quatre plans grâce à la segmentation en deux rangées de chaque chambre. L'étalonnage de ces détecteurs est discuté dans la section 3.2.3.

- La position en x est déterminée par une moyenne pondérée des charges collectées sur les zones actives du plan de cathode. Le décalage d'un demi-pad entre deux rangées successives permet d'augmenter la résolution.
- La position en y est donnée par le temps de dérive des électrons dans le gaz. Celui-ci est mesuré entre le déclenchement de l'acquisition (voir sec. 2.4.1) et le signal rapide émis par les fils après induction de charges due au passage d'électrons. La position en y ne dépend alors que de la vitesse de dérive des électrons dans le gaz qui est de $53 \text{ mm} \cdot \mu\text{s}^{-1}$.

b/ Chambres à ionisation

Comme le montre la figure 2.5, après avoir traversé les chambres à dérive, la particule incidente traverse trois chambres à ionisation dans lesquelles elle dépose une fraction ΔE de son énergie. Ces trois chambres d'épaisseur 125 mm sont remplies d'isobutane à une pression de 40 mbar et communiquent entre elles comme avec le mur de siliciums placé immédiatement derrière. Elles sont cependant isolées de la ligne de vide par une fenêtre en mylar de $2.5 \mu\text{m}$ d'épaisseur.

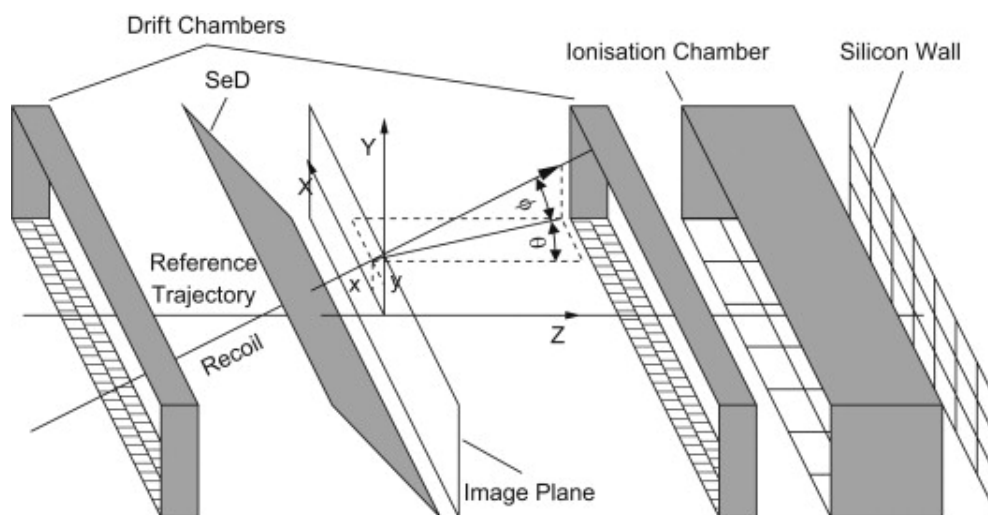


FIGURE 2.5 – Schéma du système de détection du plan focal. On y voit les chambres à dérive et à ionisation, le mur de siliciums et la représentation du plan focal. Le détecteur SeD [52] n'a pas été utilisé dans notre cas. *Image issue de l'article de S. Pullanhiotan [47]*

Comme dans le cas d'une chambre à dérive, la particule incidente ionise le gaz du détecteur mais, dans le cas d'une chambre à ionisation, la différence de potentiel y est plus faible. Il ne se produit alors pas d'avalanche à l'approche de l'anode par les électrons et la charge collectée est directement égale à la charge déposée par la particule incidente dans le détecteur [51]. La pression et l'épaisseur de gaz traversée étant plus importantes dans les chambres à ionisation que dans les chambres à dérive, l'énergie déposée y est suffisamment grande pour ne pas nécessiter une multiplication des électrons. Au contraire, le signal est ici moins rapide, d'où l'intérêt des chambres à dérive en amont.

c/ Mur de siliciums

À l'extrémité du système de détection se trouve un plan composé de 3×7 siliciums de dimension 7×5 cm² de surface active et possédant chacun leur propre chaîne électronique. Ces détecteurs d'épaisseur 500 μ m ont pour but d'arrêter les particules et mesurer leur énergie résiduelle E_{res} . Le mur de siliciums est présenté en figure 2.6.



FIGURE 2.6 – Photographie du mur de siliciums utilisé. Les détecteurs se superposent sur leurs extrémités afin de limiter la surface des zones mortes. *Photographie fournie par J. Goupil, Ganil, Caen.*

2.2.3 Réglages du spectromètre lors de l'expérience E589

a/ Position de Vamos

Au cours de l'expérience, le spectromètre a été placé à trois angles différents : 30°, 15° et 0° afin de couvrir, grâce à la grande acceptance de Vamos, une large plage angulaire de 0° à environ 37°. Cela permet de couvrir tous les angles jusqu'au « grazing » (ou « affleurement », voir la section 1.2.5.b).

L'angle de grazing dans le référentiel du centre de masse est calculé selon l'équation (1.2) et converti dans le référentiel du laboratoire via l'équation (2.3) où M_c et M_p sont respectivement les masses des noyaux cible et projectile.

$$\tan(\theta^L) = \frac{\sin(\theta^{CM})}{\cos(\theta^{CM}) + \frac{M_p}{M_c}} \quad (2.3)$$

Dans le cas de l'expérience E589 - pour un faisceau de ^{48}Ca à 10 A MeV sur une cible de ^{238}U - on obtient $\theta_{graz}^L = 30.9^\circ$. A posteriori, on montre expérimentalement que cet angle vaut $30.4^\circ(\pm 0.3^\circ)$ (voir la discussion en section 5.1.4).

b/ Réglages électromagnétiques

En parallèle de la grande couverture angulaire et afin de couvrir également une grande plage en moment (voir section 2.2.1), Vamos a été réglé sur plusieurs valeurs de référence en $B\rho$. Ces paramètres sont résumés dans le tableau 2.3. La figure 2.7 montre l'ensemble des données collectées durant l'expérience selon leur angle θ dans le laboratoire et leur rigidité magnétique $B\rho$. La grande acceptation de Vamos et les différents réglages y sont visibles.

θ_{Vamos}	Intensité (enA)*	$B\rho_{ref}$ (Tm)	Durée de la mesure*
30°	10–50	1.12	14h
		1.05	7h
		1.19	8h
15°	1–10	1.05	7h
		1.12	25h
		1.19	20h
		1.25	4h
0°	0.1	0.96	10h

* Valeurs approximatives

TABLEAU 2.3 – Tableau récapitulatif des réglages de Vamos lors de l'expérience E589 ; plusieurs rigidités magnétiques de référence ont été choisies pour chacune des trois positions du spectromètre. Les intensités sont discutées en section 4.3 et les durées de mesure sont données à titre indicatifs.

Les lignes fortement visibles correspondent aux différents états de charge du ^{48}Ca (du 20+ au 16+ de la gauche vers la droite) et proviennent des réactions élastiques du faisceau sur la cible. Aux petits angles (autour de 0°), l'exploration est limitée en rigidité magnétique afin de ne pas focaliser le faisceau directement sur les détecteurs, ce qui les détruirait.

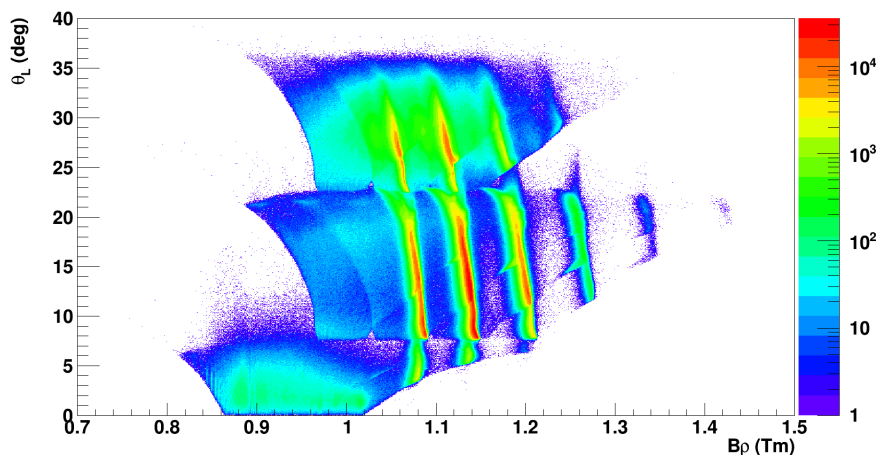


FIGURE 2.7 – Ensemble des données collectées lors de l’expérience E589 classées selon leur angle θ dans le laboratoire et leur rigidité magnétique reconstruite (voir section 3.3). Les différents réglages sont visibles, ainsi que les états de charge du 20+ au 15+ (de gauche à droite) du ^{48}Ca .

2.3 Spectromètre γ : Exogam et le détecteur BaF₂

Au cours des réactions nucléaires induites par le faisceau bombardant la cible, les noyaux sont principalement produits dans un état excité et peuvent décroître en émettant des rayons γ . Durant l’expérience E589, ces photons ont pu être détectés par des modules Exogam et BaF₂. Les spectres γ obtenus à l’aide d’Exogam ont permis de confirmer l’identification des noyaux produits, comme expliqué en section 3.4.3 alors que le BaF₂ a été utilisé pour la normalisation de l’intensité (voir sec. 4.3).

2.3.1 Détecteurs utilisés

a/ Détecteurs à scintillation : BaF₂

Le détecteur BaF₂ utilisé est un détecteur à scintillation caractérisé par une mauvaise résolution en énergie mais très bonne en temps ($\Delta t < 1$ ns et $\frac{\Delta E}{E} \simeq 10\%$ [53]); c’est pourquoi il a été choisi pour la normalisation de l’intensité du faisceau. Ce détecteur émet par fluorescence des photons lorsque des rayons γ viennent y interagir. Couplé à un photomultiplicateur, il renvoie alors un signal proportionnel à l’énergie déposée.

b/ Détecteurs germaniums : Exogam

Exogam (EXOtic and GAMma) est une matrice segmentée de détecteurs à semi-conducteurs de germanium [54]. Ce spectromètre de rayonnements γ a été développé pour la spectroscopie des faisceaux radiocatifs Spiral du Ganil [55]. Contrairement au BaF_2 , les détecteurs germaniums présentent une très bonne résolution en énergie mais moins bonne en temps ($\Delta t \simeq 20$ ns et $\frac{\Delta E}{E} \simeq 2\%$ [54]).

Le multi-détecteur Exogam est constitué de « clovers », 16 au maximum, répartis sur l'ensemble d'une sphère autour de la chambre à réaction. Chaque clover⁶ collectant l'énergie déposée par les photons est composé de 4 cristaux de germaniums coaxiaux, de type n et refroidis par un même cryostat. Enfin, chaque cristal est, à son tour, segmenté électroniquement en 4 régions, comme on peut le voir sur la figure 2.8.

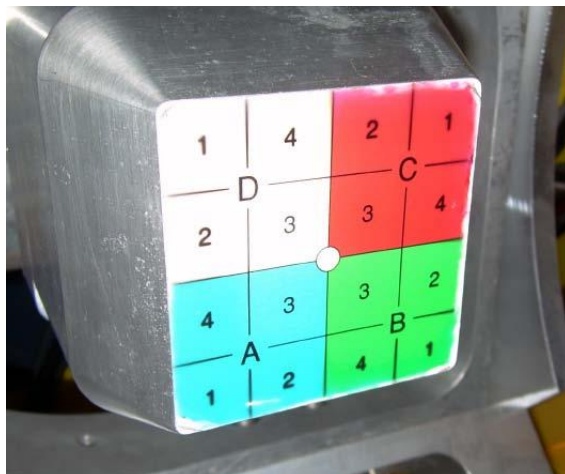


FIGURE 2.8 – Photographie de la face avant du capot d'un clover d'Exogam sur lequel la segmentation électronique est représentée schématiquement : chacun des quatre cristaux (A, B, C et D) est à son tour segmenté électroniquement (zones 1, 2, 3 et 4). Image issue de la thèse de S. Giron [56], p.58.

La segmentation d'Exogam permet d'augmenter la granularité du détecteur et donc la résolution en énergie grâce à une meilleure connaissance de la direction d'émission du rayon γ , ce qui permet une meilleure correction Doppler (voir sec. 3.2.1.b).

Chaque clover peut être entouré d'un détecteur de germanate de bismuth (de formule chimique $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ mais communément appelé BGO), qui, comme le détecteur BaF_2 , est un détecteur à scintillation. Sa meilleure efficacité et sa position autour des cristaux de germanium permet de collecter les photons d'effet Compton s'échappant

6. Par analogie avec un trèfle à quatre feuilles.

du détecteur afin de trier ces événements. Cela contribue à l'amélioration du rapport « pic/fond » des spectres γ observés. Le bouclier anti-compton de BGO de chaque clover est composé de boucliers arrières et latéraux modulables (voir fig. 2.9 et sec. 2.3.2).

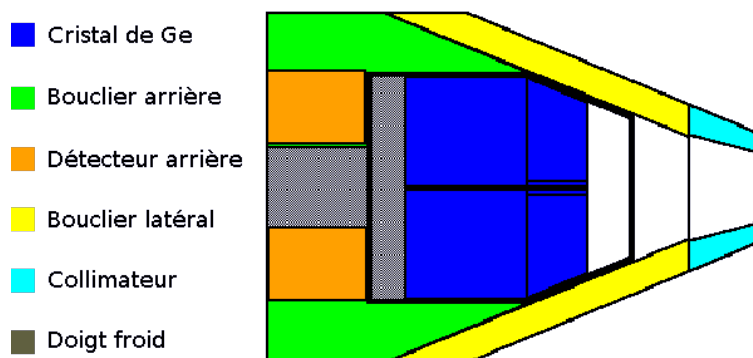


FIGURE 2.9 – Coupe schématique d'un clover Exogam présentant ses différents éléments. Les boucliers arrières et latéraux ainsi que le collimateur sont modulables selon les besoins de l'expérience (proximité de la cible, rejection Compton etc.). *Image issue du site internet du Ganil : <http://pro.ganil-spiral2.eu>*

2.3.2 Détection des rayonnements γ lors de l'expérience E589

Lors de l'expérience E589, 7 clovers Exogam avec boucliers anti-compton ont été utilisés et placés aux positions $f4 - f5$ ($\theta=0^\circ$, $\varphi=135^\circ$), $f6 - f10$ ($\theta=90^\circ$, $\varphi=0^\circ$) et $f7 - f11 - f13$ ($\theta=90^\circ$, $\varphi=45^\circ$), selon la nomenclature standard, présentée en figure 2.10. Les faces d'entrée des clovers étaient alors à une dizaine de cm de la cible, ce qui correspond à la configuration avec boucliers arrières mais sans bouclier latéral ni collimateur. Des absorbeurs, constitués de 1 mm de plomb, 2 mm d'étain et 0.5 mm de cuivre, ont également été placés à l'entrée de chaque clover. Ils ont pour but d'arrêter les photons d'énergie inférieure à 200 keV afin de réduire les taux de comptage d'Exogam dus à des rayons X (en particulier ceux de l'uranium) ne présentant pas d'intérêt dans l'expérience présente.

Un détecteur BaF₂ a également été utilisé et placé à l'arrière. Choisi pour son efficacité plus grande qu'un détecteur germanium, il a permis de normaliser l'intensité du faisceau au cours de chaque run, voir l'étude à ce sujet en section 4.3.

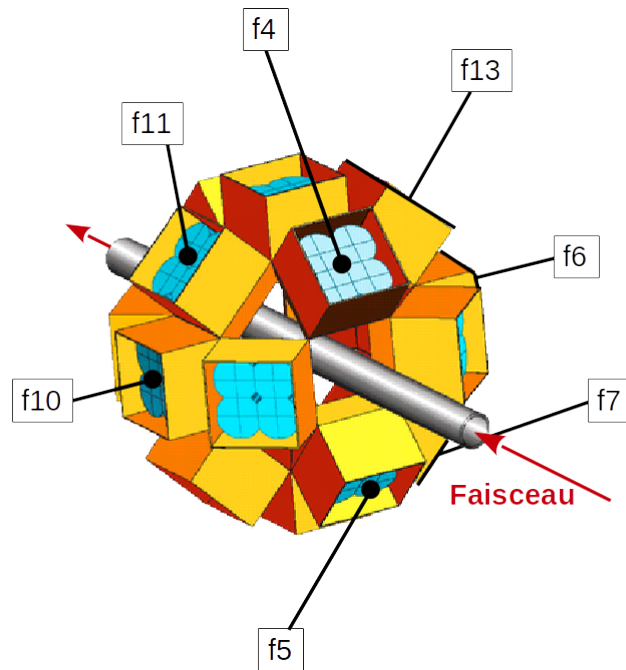


FIGURE 2.10 – Représentation spatiale du multi-détecteur Germanium Exogam sur laquelle les emplacements des 7 clovers utilisés lors de l’expérience E589 sont indiqués. Image issue du site internet du Ganil : <http://pro.ganil-spiral2.eu>

2.4 Acquisition des données

2.4.1 Contrôle de l’acquisition

Au cours d’une telle expérience, une quantité considérable de données est potentiellement enregistrable. Afin de préparer le travail d’analyse qui suit et pour réduire le temps mort de l’acquisition, il est utile d’opérer, lors de l’écriture des données, une première sélection d’événements pour n’enregistrer que ceux susceptibles de nous intéresser. On appelle « trigger » (« déclenchement ») le critère de définition d’un événement. Dans notre cas, cela correspondait à la détection d’une particule chargée dans le plan focal de Vamos. Comme nous ne nous intéressions qu’aux particules ayant traversé l’ensemble du système de détection, nous souhaitions ne garder trace que des événements correspondant à l’interaction d’une particule avec l’un des 21 détecteurs du mur de siliciums de Vamos (décrit en sec. 2.2.2.c). On appelle ce critère de sélection « OR Si ».

Les données ont été enregistrées par « run » d’une durée maximum de 2h. Nous appelons indifféremment « run » le fichier contenant les données, la période temporelle d’acquisition associée ou encore le jeu de données correspondant. De plus, l’utilisation

d'un programme gérant automatiquement l'arrêt et le lancement de l'enregistrement des données a permis la mise en place de chaînes de runs. Cela est transparent pour les données collectées mais les échelles (voir sec. 2.4.4) n'étant remises à zéro qu'en début de chaîne et non pas en début de chaque run, il est nécessaire d'être vigilant sur ce point lors de l'analyse.

Les runs d'étalonnage pré- et post-expérimentaux (voir les différents étalonnages en section 3.2) sont numérotés à partir de 1000 et 2000 alors que les runs de numéro inférieur à 1000 sont ceux dits « de physique » nécessitant le faisceau et sont numérotés à partir de 100. L'expérience débute par des runs de balayage du plan focal de Vamos : le faisceau est envoyé à très faible intensité et sans cible sur chacun des détecteurs du plan focal afin de pouvoir étalonner leurs réponses en énergie, comme discuté dans la section 3.2.4. Lors des premiers runs, des réglages électroniques, des changements de modules ou l'utilisation d'une cible d'or ont également eu lieu. Les premiers runs d'acquisition de données démarrent à partir du n° 147 et se terminent au n° 421 avec des runs sur cible de carbone.

Au cours de l'expérience, un problème au niveau de l'acquisition a nécessité un changement du serveur de stockage et réduit la prise de données de 24h mais, dans l'ensemble, les problèmes à gérer ont été plus classiques : la déviation de l'alignement du faisceau, ce qui cause son contact avec le cadre de la cible ; la limite supérieure des valeurs d'intensité imposée par les taux de comptage dans Vamos (notamment à cause des produits de réaction élastiques) et l'instabilité de l'intensité du faisceau, qui entraîne une diminution supplémentaire de la limite supérieure. Par ailleurs, pour limiter également le taux de comptage d'Exogam, il a été nécessaire d'ajouter des absorbeurs afin de s'affranchir des rayonnements X et γ d'énergie inférieure à 200 keV (voir sec. 2.3.2).

2.4.2 Mesures de temps

Dans cette expérience, il était nécessaire de mesurer le temps de vol des particules pour reconstruire leur masse (voir sec. 3.1). Pour cela et pour les mesures de temps des chambres à dérive (voir sec. 2.2.2.a), nous avons utilisé des modules électroniques TAC (Time to Amplitude Converter). Ces modules prennent en entrée deux signaux dits « start » et « stop » et émettent en sortie un signal d'une amplitude, généralement comprise entre 0 et 10 V, proportionnelle à l'écart temporel entre ces deux signaux. La gamme temporelle d'un TAC est réglable selon la mesure souhaitée : dans notre cas, le TAC utilisé pour le temps de vol de la particule à travers le spectromètre avait une

gamme de 200 ns alors que ceux utilisés pour les mesures temporelles des chambres à dérive étaient réglés sur une gamme de 5 μ s. La suite de la chaîne électronique est expliquée en section 2.4.3.

Le temps de vol d'une particule est mesuré, dans cette expérience, par rapport à la HF du faisceau (voir section 2.1.2.d). Pour le TAC, le signal de start est donné par le signal « Or Si » (détection d'une particule par au moins l'un des 21 siliciums) et le signal de stop correspond à la HF dite « propre », soit le premier signal de la HF arrivant après le déclenchement de l'acquisition. Cette mesure ne peut donc pas excéder la période de la HF, de l'ordre de 90 ns, ce qui justifie le choix d'une gamme de 200 ns pour le TAC associé.

Pour les autres détecteurs, il existe également une mesure temporelle par rapport à la HF dite « normale » : le start correspond au déclenchement du détecteur considéré et le stop à la première HF suivante. Mais, dans notre cas, la seule mesure de temps de vol nécessaire était celle conditionnée par la détection de particules dans le mur de siliciums ; nous n'avons donc pas utilisé ces alternatives.

2.4.3 Chaîne électronique

Le signal issu d'un TAC est ensuite transmis à un module ADC (« Amplitude to Digital Converter ») qui le convertit en signal digital codé sur 16 384 (2^{14}) canaux. La gamme des ADC utilisés est de 8 V. Concernant les signaux des autres détecteurs, ils sont d'abord traités par un pré-amplificateur de charge, placé au plus près des détecteurs pour limiter le bruit. Le signal est ensuite traité par un amplificateur puis envoyé dans un ADC.

On utilise ensuite un module GMT (Ganil Master Trigger) qui reçoit le signal du trigger « OR Si » et émet un signal binaire appelé FAG (Fast Acceptance Gate) contrôlant l'acquisition. Parmi tous les signaux issus des réponses des détecteurs, seuls ceux en coïncidence avec la FAG sont acceptés et enregistrés. L'acquisition passe alors en « temps mort » durant le traitement de l'événement. La figure 2.11 présente les chaînes électroniques utilisées durant l'expérience E589 pour les détecteurs du plan focal de Vamos.

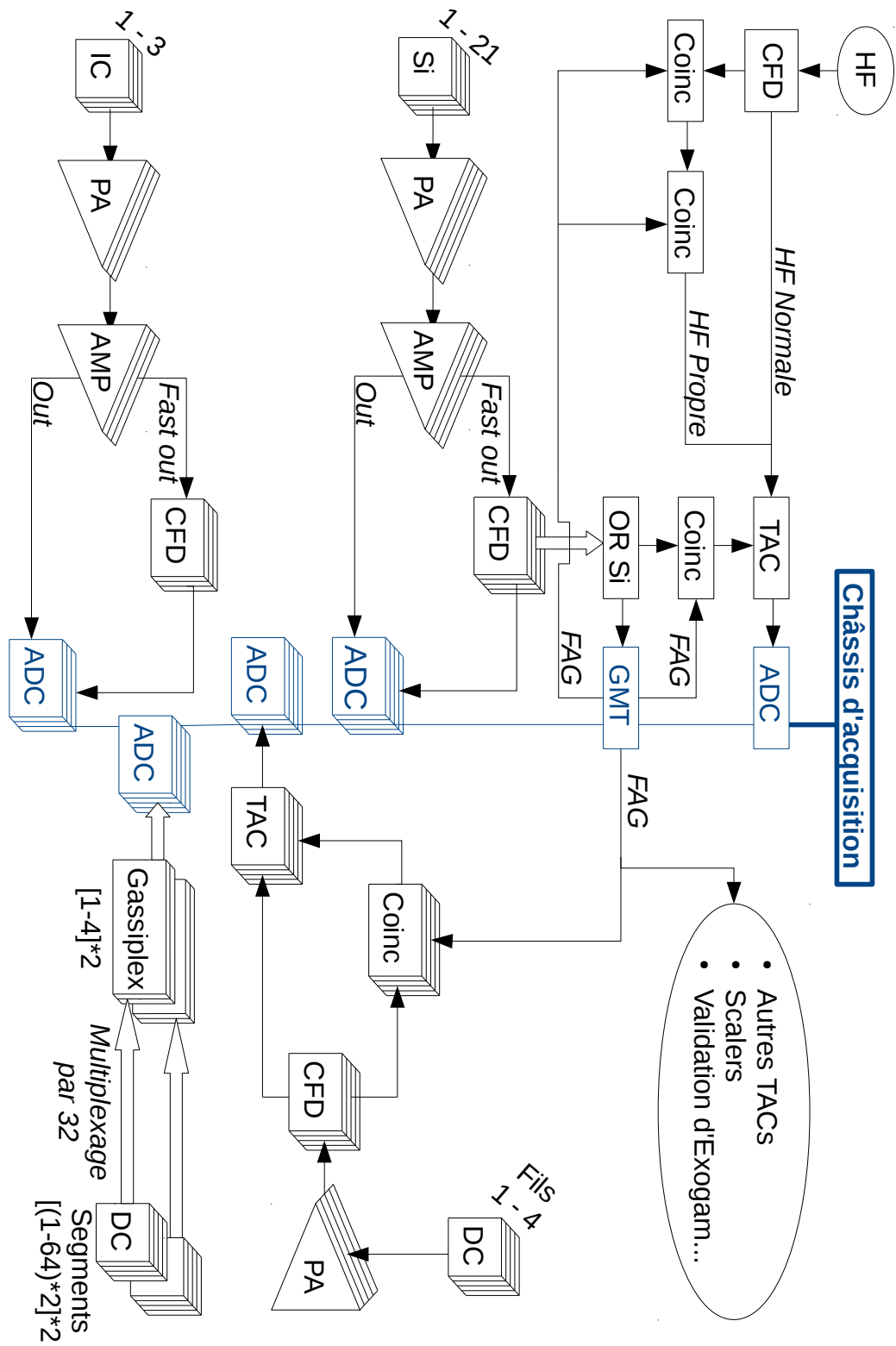


FIGURE 2.11 – Schéma résumant les chaînes électroniques de Vamos depuis les détecteurs jusqu'à l'acquisition.

2.4.4 Échelles

Au cours de l'expérience, des échelles sont collectées. Elles correspondent à des compteurs d'événements qui, pour certains, sont incrémentés indépendamment de la logique de déclenchement et donc de l'enregistrement des données. Les échelles permettent d'assurer un contrôle continu sur différents paramètres au cours de l'expérience : le taux de comptage de chaque détecteur pour s'assurer qu'on ne les détériore pas, le taux d'événements enregistrés pour vérifier que l'électronique fonctionne correctement etc.

Les échelles sont principalement utilisées pour le contrôle en ligne de l'expérience mais nous en avons également utilisé quatre au cours de l'analyse. La première donne le nombre de coups donnés par un pulser de fréquence 100 Hz durant les runs ; la seconde est similaire mais ne s'incrémente que lorsque l'acquisition est en temps mort ; la troisième enregistre le nombre d'événements dans le détecteur BaF₂ (indépendamment du système d'acquisition) et enfin, la dernière compte le nombre d'événements enregistrés en s'incrémentant à chaque fenêtre d'acquisition ouverte. Elles nous ont permis de mesurer le temps mort, qu'il est indispensable de normaliser pour tout calcul de sections efficaces de réactions (voir section 4.1).

Au cours de l'expérience E589, réalisée au Ganil, une cible de ²³⁸U d'épaisseur 170(±10%) μg.cm⁻² a été bombardée par un faisceau de ⁴⁸Ca à 10 A MeV. Des cibles de carbone et d'or ont également été utilisées. Le dispositif expérimental était composé du spectromètre magnétique de grande acceptation Vamos placé à trois angles différents : 30°, 15° et 0° et dont le réglage électromagnétique a été choisi autour de différentes valeurs centrales de rigidité magnétique. Un système de détection comprenant deux chambres à dérive, trois chambres à ionisation et un mur de silicium était placé au niveau du plan focal de Vamos pour la détection des particules chargées. Enfin, des détecteurs de rayonnements γ étaient placés autour de la cible : Exogam et le BaF₂.

L'ensemble des données collectées peut alors être analysé, comme expliqué dans le chapitre 3, afin d'en déduire quels noyaux ont pu être produits et selon quelles caractéristiques.

3

Étalonnage et identification

Table des matières

3.1	Méthode d'identification	51
3.2	Étalonnages des différents détecteurs	52
3.2.1	Les détecteurs γ	52
3.2.2	Mesures temporelles	55
3.2.3	Positions : les chambres à dérive	57
3.2.4	Énergies : les chambres à ionisation et le mur de silicium	59
3.3	Reconstruction des trajectoires des noyaux	61
3.4	Caractérisation des produits de réaction	62
3.4.1	Discrimination primaire des produits de réaction	62
3.4.2	Optimisation de l'identification des produits	64
3.4.3	Validation par signature γ	69

Le système de détection, qui est détaillé dans le chapitre 2, se compose de deux spectromètres : Exogam pour les rayonnements γ et Vamos pour les particules chargées. Ce chapitre discute l'identification et la caractérisation des ions produits dans la cible au cours de l'expérience E589. Il débute par une présentation de la méthode (section 3.1), détaille l'étalonnage du système de détection (section 3.2), introduit la méthode de reconstruction des trajectoires dans le spectromètre (sec. 3.3) et se termine (en section 3.4) par l'identification effective des noyaux produits, avec une méthode d'optimisation. Le calcul des sections efficaces de réactions des produits obtenus est détaillé dans un chapitre spécifique (chapitre 4) et les résultats sont présentés et discutés dans les chapitres 5 et 6.

3.1 Méthode d'identification

Le spectromètre Vamos a été utilisé dans le but de caractériser les ions produits dans la cible au cours de l'expérience [45]. Nous cherchons à déterminer, pour chaque particule chargée détectée, son numéro atomique Z , son nombre de nucléons A (accessible via sa masse M), son nombre de neutrons N ($N = A - Z$), son énergie E , son état de charge Q et enfin, dans le but d'obtenir des sections efficaces de production, ses angles θ_i et φ_i de production en sortie de cible.

Nous avons vu dans la section 2.2.2 les paramètres mesurés pour chaque particule détectée [57] :

- Les chambres à dérive mesurent $X_{1,2,3,4}$ et $Y_{1,2,3,4}$, les positions verticales et horizontales dans 4 plans successifs ;
- Les chambres à ionisation mesurent la perte partielle d'énergie ΔE ;
- Le mur de siliciums mesure l'énergie résiduelle E_{res} et le temps de vol ToF (pour « Time of flight » en anglais) de la particule.

L'identification est alors réalisée suivant le schéma présenté dans le tableau 3.1 [47].

Dans un premier temps, les positions mesurées dans les chambres à dérive permettent de calculer les angles θ_f et φ_f ainsi que les positions horizontale et verticale x_f et y_f dans le plan focal (défini en section 2.2.1). Dans un second temps, ces paramètres calculés permettent la reconstruction [47, 49] de la longueur d de la trajectoire suivie par la particule entre sa production dans la cible et sa détection ; de la rigidité magnétique $B\rho$ ainsi que des angles θ_i et φ_i à l'entrée du spectromètre (paramètres en bleu dans le tableau 3.1). La reconstruction de ces paramètres est discutée en section 3.3 et l'étalonnage des détecteurs de positions est présenté dans la section 3.2.3.

Détecteurs	Mesure	→			Identification
Chambres à ionisation	ΔE	E		Z	Z
Mur de silicium	E_{res}			M	
	ToF		v		
Chambres à dérive	$X_{1,2,3,4}$	x_f, y_f	d	$\frac{M}{Q}$	
	$Y_{1,2,3,4}$		$B\rho$		
		θ_f, φ_f	θ_i, φ_i		
					φ_i

TABLEAU 3.1 – Schéma du principe de l'identification avec le spectromètre Vamos. Les détecteurs et les différents paramètres sont présentés : en violet sont ceux directement mesurés ; en noir, ceux calculés ; en bleu, ceux reconstruits à l'aide du code Zgoubi et en rouge, ceux permettant la caractérisation complète de la particule produite.

En parallèle, ΔE et E_{res} donnent l'énergie totale E de la particule. L'étalonage de ces détecteurs est discuté dans la section 3.2.4. Le mur de silicium donne également le temps de vol à travers le spectromètre, discuté dans la section 3.2.2. Le nombre Z est obtenu graphiquement grâce au spectre ΔE vs E (voir la discussion sur ce sujet dans la section 3.4.1). Pour terminer, la vitesse v est obtenue via ToF et d ; M est calculée à partir des paramètres v et E et enfin, la rigidité magnétique, d'après sa définition (éq. (3.1)), nous permet d'obtenir le ratio masse sur état de charge $\frac{M}{Q}$ puis d'en déduire Q (ici γ représente le facteur de Lorentz).

$$B\rho = \frac{\gamma M v}{Q} \quad (3.1)$$

Afin de pouvoir appliquer cette méthode, il est nécessaire de commencer par l'étalonage des différents détecteurs pour atteindre les valeurs absolues des énergies déposées, des temps de vol et des positions dans les chambres à dérive.

3.2 Étalonages des différents détecteurs

3.2.1 Les détecteurs γ

Le détecteur BaF₂ a été utilisé dans le but de mesurer l'intensité du faisceau (voir section 4.3). Choisi pour sa résolution temporelle afin de compter les événements, aucune mesure absolue d'énergie n'a été effectuée avec celui-ci et il n'a ainsi pas été nécessaire de l'étalonner. Cette section est donc consacrée à Exogam, principalement utilisé pour

confirmer de manière indépendante l'identification, réalisée avec Vamos, des produits de réaction (voir section 3.4.3). Comme détaillé en section 2.3, 7 clovers Exogam ont été placés autour de la cible (aux positions indiquées sur la figure 2.10).

a/ Étalonnage en énergie

L'étalonnage est effectué à l'aide de sources radioactives de ^{60}Co et ^{152}Eu bien connues [58]. Les raies γ de référence utilisées sont présentées dans le tableau 3.2. L'étalonnage est ensuite effectué par régression polynômiale d'ordre 2 des positions des pics sur le spectre en énergie. Le résultat obtenu est présenté en figure 3.1.

^{152}Eu		^{60}Co	
E_γ (keV)	I (%)	E_γ (keV)	I (%)
244.6974(8)	7.55(4)	1173.228(3)	99.85(3)
344.2785(12)	26.59(20)	1332.492(4)	99.9826(6)
411.1165(12)	2.237(13)		
443.9606(16)	2.827(14)		
778.9045(24)	12.93(8)		
867.380(3)	4.23(3)		
964.057(5)	14.51(7)		
1085.837(10)	10.11(5)		
1112.076(3)	13.67(8)		
1408.013(3)	20.87(9)		

TABLEAU 3.2 – Tableau récapitulatif des énergies et intensités relatives [58] des différentes raies γ utilisées pour l'étalonnage d'Exogam

b/ Correction Doppler

Les noyaux radioactifs - dont les rayonnements γ de décroissance sont détectés - sont en mouvement, ce qui induit un effet Doppler : l'énergie détectée du photon diffère de son énergie propre selon l'équation :

$$E_\gamma^R = \gamma(1 - \beta \cos(\theta)) E_\gamma^D \quad (3.2)$$

où E_γ^R est l'énergie du rayonnement γ émis, E_γ^D l'énergie détectée par Exogam, θ l'angle entre la direction du noyau émetteur et celle d'émission du photon et enfin, γ et β les facteurs de Lorentz relativistes. Toutes les énergies mesurées sont donc corrigées suivant l'équation (3.2).

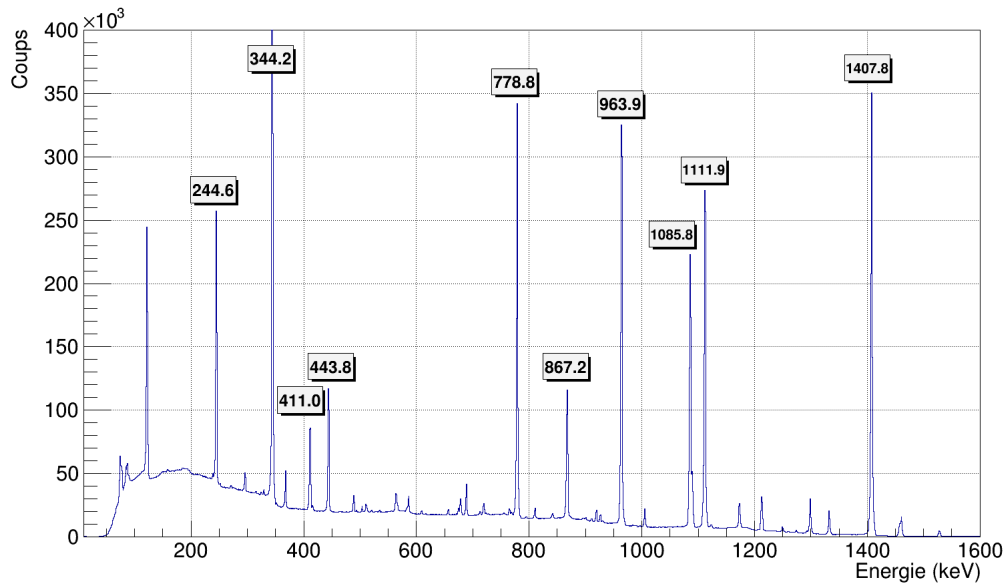


FIGURE 3.1 – Spectre étalonné de l'euprémium. Les valeurs indiquées correspondent aux centroïdes des pics associés, à comparer avec celles de la littérature [58] données dans le tableau 3.2. Le pic à 121 keV est réduit à cause des absorbeurs (voir section 2.3.2) et n'était donc pas utile pour l'étalonnage.

c/ Efficacité

Le nombre de γ détectés par Exogam ne représente qu'une partie de l'ensemble des γ émis en raison du temps mort de l'acquisition (pendant lequel aucun événement n'est enregistré), de l'efficacité intrinsèque du détecteur et de la proportion d'angle solide couverte. Le facteur de proportionnalité entre le nombre de photons émis et le nombre de photons détectés, appelé « efficacité » et noté Eff , se mesure en tenant compte de l'intensité relative de chaque rayonnement de décroissance, de l'activité de la source et de la durée de la mesure suivant l'équation (3.3) :

$$Eff = \frac{N_{\gamma \text{ dét.}}}{N_{\gamma \text{ émis}}} = \frac{N_{\gamma \text{ dét.}}}{Intensité \times Activité \times Durée \times (1 - \text{Temps mort} (\%))} \quad (3.3)$$

Expérimentalement, cette étude se fait en parallèle de l'étalonnage en énergie, avec les mêmes sources radioactives dont on connaît l'activité :

- 38000 Bq pour la source de ^{152}Eu , mesurée le 21/08/2002.
- 29295 Bq pour la source de ^{60}Co , mesurée le 6/10/2006.

L'efficacité dépend de l'énergie E_γ comme on peut le voir sur la figure 3.2 où elle est ajustée par la fonction présentée en équation (3.4).

$$Eff(E_\gamma) = \frac{\sum_{i=0}^5 a_i \log^i(E_\gamma)}{E_\gamma} \quad (3.4)$$

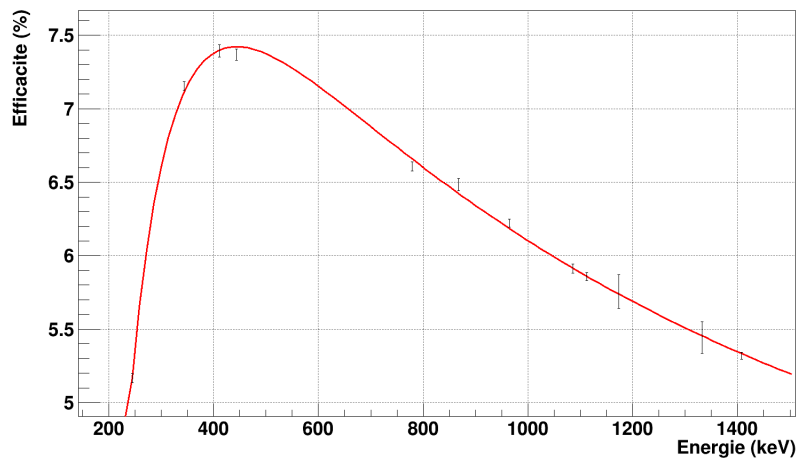


FIGURE 3.2 – Efficacité du spectromètre Exogam pour l'expérience E589 ajustée par une fonction de la forme de l'équation (3.4).

3.2.2 Mesures temporelles

Dans cette expérience, les mesures de temps concernent le temps de vol (voir sec. 2.4.2) et des temps de dérive d'électrons (pour obtenir les positions verticales d'interaction dans les chambres à dérive, voir sec. 2.2.2.a).

Leurs étalonnages suivent un processus linéaire qui commence par l'étalonnage en temps de la chaîne électronique (correspondance entre la durée mesurée et le nombre de canaux sur lesquels le signal est codé : estimation de la pente). Cette étape est réalisée à l'aide d'un module appelé « Time Calibrator (TC) ». Ensuite, un ajustement par une constante permet d'atteindre les valeurs absolues. Il s'agit là de corriger des écarts relatifs dus à des différences de longueurs de câbles par exemple. Enfin, la constante du temps de vol sera affinée comme expliqué dans la section 3.4.2.

Le TC utilisé pour l'étalonnage de la chaîne électronique est un module fournissant deux signaux : un pour le « start » et un second pour le « stop ». Ces deux signaux sont espacés temporellement l'un de l'autre par un multiple entier d'une période (définie par l'utilisateur) à l'intérieur d'une gamme (également réglable). Le tableau 3.3 résume le choix des gammes et périodes pour l'expérience E589.

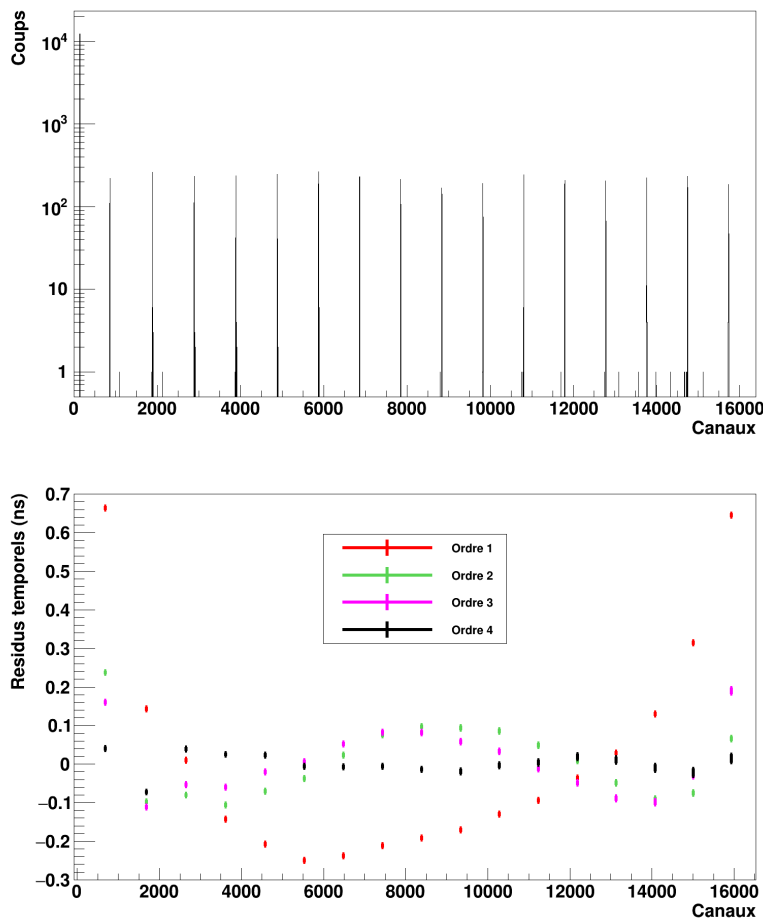


FIGURE 3.3 – (a) Exemple de spectre d'étalonnage d'un TAC obtenu avec un Time Calibrator. La gamme du TAC est de 200 ns pour 10 V mais celle de l'ADC n'est que de 8 V. Le TC a une gamme de 640 ns et une période de 10 ns. Les résidus présentés en (b) montrent une réponse fortement non-linéaire qui nécessite d'atteindre l'ordre 4 pour être ajustée.

Le signal du TC est envoyé, à la place du signal du détecteur, directement dans le TAC. Il suit ensuite la chaîne électronique utilisée pour l'expérience et passe donc dans l'ADC. On obtient alors un spectre « rateau » de pics espacés d'un nombre de canaux proportionnel à la période choisie, comme on peut le voir sur la figure figure 3.3 (a).

Temps mesuré	TAC	TC	
	Gamme	Période	Gamme
Temps de vol	200 ns	10 ns	0.64 μ s
Temps de dérive	5 μ s	80 ns	5 μ s

TABLEAU 3.3 – Tableau récapitulatif des paramètres utilisés lors de l’expérience E589 pour les modules TAC et TC.

Un ajustement gaussien de ces pics permet d’effectuer une régression polynômiale sur leurs centroïdes et d’obtenir la correspondance entre le temps mesuré (en ns) et le nombre de canaux d’ADC sur lequel le signal est codé. La réponse obtenue est ensuite linéarisée par un polynôme d’ordre 4. Les résidus de la linéarisation sont présentés en figure figure 3.3 (b). Les temps de vol ou de dérive sont alors connus à une constante près.

Dans le cas du temps de vol, la constante est calculée à partir d’une valeur de référence correspondant au temps de vol d’un noyau de ^{48}Ca (événement élastique) traversant Vamos et calculé à l’aide de LISE++. Concernant les temps de dérive des électrons (permettant la mesure de la position verticale d’interaction dans les chambres à dérive), la constante n’a pas d’importance car la correction est directement appliquée sur les positions selon l’emplacement des détecteurs dans l’espace.

3.2.3 Positions : les chambres à dérive

Lors de l’interaction d’une particule avec le gaz du détecteur, la position en y est déterminée suivant le temps de dérive des électrons (voir section 2.2.2.a). L’étalonnage de ces positions correspond donc directement à l’étalonnage temporel discuté en section 3.2.2, converti en distance via la vitesse de dérive des électrons dans le gaz ($53 \text{ mm} \cdot \mu\text{s}^{-1}$).

Les positions horizontales sont déterminées suivant la charge déposée sur chaque segment de cathode. Afin qu’une même charge déposée crée toujours un signal de même amplitude, il est nécessaire, pour tous les segments, d’avoir des réponses dites « alignées ». Ainsi, chacun des segment est étalonné selon une fonction linéaire de pente identique pour tous (représentant le facteur de conversion canaux-charges) et de constante propre à chaque segment permettant l’alignement absolu.

Lors de cette étape (et sur le même principe que les étalonnages effectués par time calibrator), des signaux d'amplitudes connus sont envoyés dans la chaîne électronique du détecteur. Segment par segment, chacun des pics obtenus est ajusté par une gaussienne puis aligné par rapport à un segment de référence. Celui-ci, le numéro 42, est choisi arbitrairement parmi ceux n'étant pas sur les bords afin de limiter les biais. Le résultat est présenté en figure 3.4.

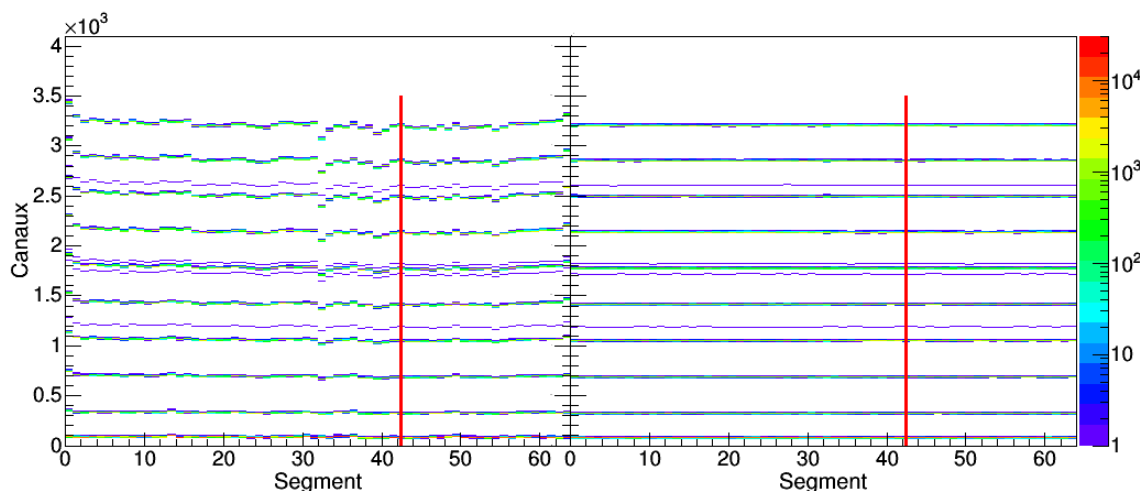


FIGURE 3.4 – Alignement de la réponse électronique pour la seconde rangée de la seconde chambre à dérive avec en abscisse le numéro du segment et en ordonnée le canal de réponse. La ligne rouge indique le segment de référence pour l'alignement.

La position d'interaction en x de la particule à travers le détecteur est alors déterminée par sécante hyperbolique des distributions de charge déposée dans les segments touchés. L'allure d'une trace d'un événement dans une chambre à dérive est présentée en figure 3.5. L'étape d'alignement est donc indispensable pour que le calcul soit correctement pondéré et la position en x correctement déterminée.

Les particules n'étant plus soumises à des champs électromagnétiques lors de leur traversée du système de détection, elles suivent des trajectoires rectilignes. À partir des positions $X_{1,2,3,4}$ et $Y_{1,2,3,4}$ mesurées, il est alors possible de calculer les positions x_f et y_f ainsi que les angles θ_f et φ_f d'interaction d'une particule dans le plan focal de Vamos. Ce plan ne correspond à aucun détecteur particulier, voir sec. 2.2.1.

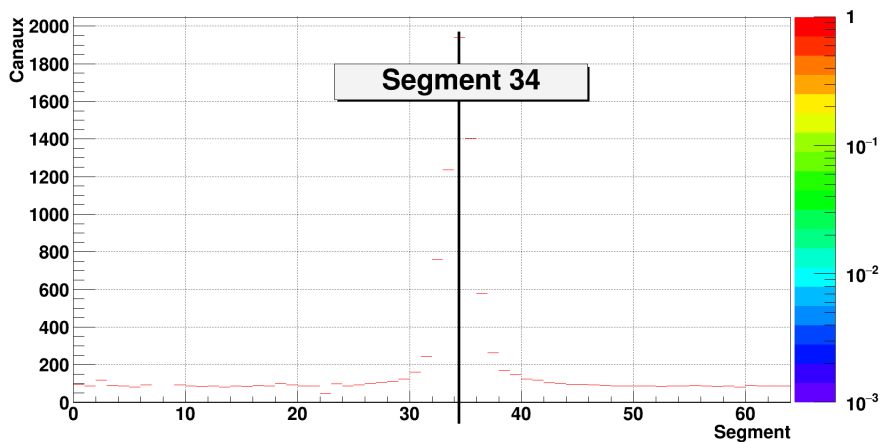


FIGURE 3.5 – Exemple d’une trace d’un événement dans la deuxième section de la première chambre à dérive. Ici l’alignement n’est pas encore effectué mais est indispensable pour s’assurer que le pad central de l’interaction correspond bien au n° 34.

3.2.4 Énergies : les chambres à ionisation et le mur de siliciums

L’énergie de la particule détectée est collectée en partie dans les chambres à ionisation puis dans le mur de silicium, voir section 2.2.2. L’étalonnage se fait en deux étapes distinctes : la première consiste à aligner les réponses des différents segments afin d’obtenir des signaux identiques pour des dépôts de mêmes énergies et la seconde consiste à appliquer un facteur multiplicatif de conversion en énergie du nombre de canaux sur lesquels est codé le signal.

L’étape dite « d’alignement » suit la même méthode que pour les chambres à dérive (voir sec. 3.2.3). Elle est effectuée à l’aide d’un pulser délivrant différentes tensions connues que l’on envoie dans la chaîne électronique du détecteur (à partir des pré-amplificateurs). Les figures 3.6 et 3.7 montrent les réponses obtenues avant et après l’alignement respectivement pour l’ensemble des détecteurs du mur de siliciums et les chambres à ionisation.

L’étalonnage absolu correspond alors à un unique facteur multiplicatif à appliquer afin de convertir l’amplitude d’un signal en énergie. Pour cela, la simulation avec LISE++ des pertes d’énergies dans les détecteurs d’un noyau du faisceau nous permet de connaître les valeurs absolues attendues. En parallèle, des runs sans cible scannant le plan focal ont été effectués en début d’expérience. À très faible intensité le fais-

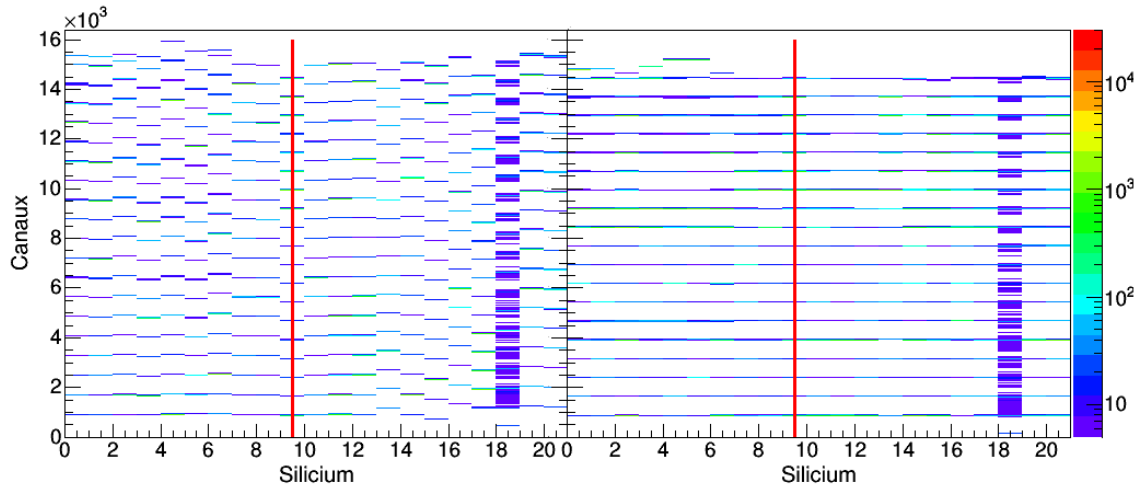


FIGURE 3.6 – Alignement de la chaîne électronique (du préamplificateur à l’ADC) avec en abscisse le numéro du détecteur silicium et en ordonnée le canal de réponse. Le spectre est obtenu avec un minimum de 5 coups ; le silicium 18 est plus bruyant. La ligne rouge indique le silicium de référence pour l’alignement.

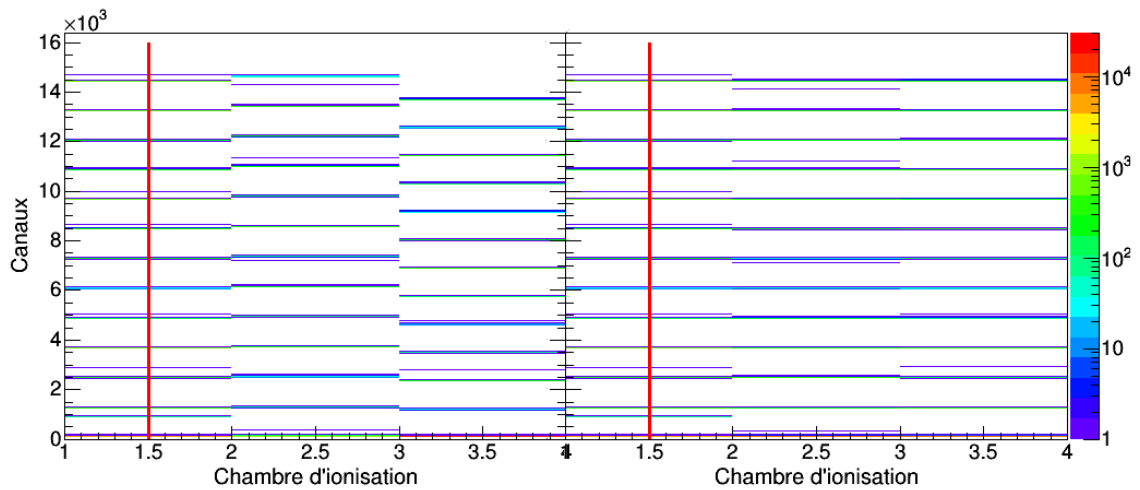


FIGURE 3.7 – Alignement des chaînes électroniques - du préamplificateur à l’ADC - des chambres à ionisation avec en ordonnée le canal de réponse et en abscisse le numéro de la chambre à ionisation. La ligne rouge indique la chambre de référence pour l’alignement.

ceau a donc été envoyé directement sur les détecteurs pour connaître leurs réponses et en déduire, grâce aux simulations LISE++, le facteur multiplicatif de conversion canaux-énergie. Les étalonnages absolus en énergie sont ensuite affinés au cours de la caractérisation des particules produites lors des réactions, comme il est discuté en section 3.4.2.

3.3 Reconstruction des trajectoires des noyaux

La reconstruction des paramètres $B\rho$ et d de la particule ainsi que ses angles θ_i et φ_i de production en sortie de cible a été implémentée par l'équipe locale du Ganil en charge du spectromètre suivant la méthode décrite par S. Pullanhiotan *et al.* [47]. Cette méthode utilise des polynômes d'ordre 7 dont la forme est donnée par l'équation (3.5).

$$\theta_i = \sum_{i,j,k,l=0}^{i+j+k+l=N} C_{ijkl}^{\theta} x_f^i \theta_f^j y_f^k \varphi_f^l \quad (3.5)$$

Les coefficients C_{ijkl}^{θ} sont ajustés empiriquement grâce à un jeu de données contenant les trajectoires de 20 000 particules à travers Vamos [47]. Ces dernières ont également été calculées par l'équipe locale du Ganil suivant l'optique du spectromètre à l'aide du code Zgoubi [57]. Ce jeu de données associe les paramètres caractérisant une particule en entrée et sortie du spectromètre :

- Les positions x et y ;
Pour la particule en entrée, la réaction est considérée en centre de cible, en $(0,0)$.
- Les angles θ_i et φ_i en entrée, θ_f et φ_f en sortie ;
- La différence l entre la distance parcourue par la particule et celle correspondant à la trajectoire de référence ;
En entrée, $l = 0$.
- La déviation en moment δ^0 calculée via l'équation (3.6) :

$$\delta^0 = \frac{B\rho - B\rho_0}{B\rho_0} \quad (3.6)$$

où $B\rho$ est la rigidité magnétique de la particule et $B\rho_0$ celle de la trajectoire de référence du spectromètre.

Fixer la position en $(0,0)$ et la valeur l à 0 d'une particule en entrée est une hypothèse qui peut induire des décalages dans la reconstruction pour tous les événements dont les réactions n'ont pas lieu au centre de la cible.

Finalement, comme pour l'angle θ_i , les paramètres φ_i , d et $B\rho$ sont respectivement reconstruits via les équations (3.7), (3.8) et (3.9) :

$$\varphi_i = \sum_{i,j,k,l=0}^{i+j+k+l=N} C_{ijkl}^{\varphi} x_f^i \theta_f^j y_f^k \varphi_f^l \quad (3.7)$$

$$l = \sum_{i,j,k,l=0}^{i+j+k+l=N} C_{ijkl}^l x_f^i \theta_f^j y_f^k \varphi_f^l \quad (3.8)$$

$$\delta^0 = \sum_{i,j,k,l=0}^{i+j+k+l=N} C_{ijkl}^{\delta} x_f^i \theta_f^j y_f^k \varphi_f^l \quad (3.9)$$

3.4 Caractérisation des produits de réaction

L'application sur les données expérimentales des processus d'étalonnage et de reconstruction (décrits en sections 3.2 et 3.3) permet, via la méthode détaillée en section 3.1, d'effectuer une caractérisation primaire de l'ensemble des noyaux produits au cours de l'expérience. Cependant et comme le montrent les figures 3.10 et 3.12, cette caractérisation peut être améliorée, via une méthode itérative. Ce processus est effectué pour chaque réglage de Vamos.

3.4.1 Discrimination primaire des produits de réaction

L'identification commence par la détermination du numéro atomique Z via le spectre ΔE vs E , présenté en figure 3.8. Sur ce spectre, d'après la relation (3.10) issue de l'équation de Bethe-Bloch [59], les différents éléments se distinguent par des courbes différentes. Dans notre cas, le calcium est facilement identifiable grâce à la forte intensité des événements élastiques du faisceau. La nature des autres éléments est alors déduite de manière relative par rapport au calcium.

$$\Delta E \propto \frac{AZ^2}{E} \quad (3.10)$$

Une sélection en Z permet ensuite de tracer une matrice de caractérisation des événements correspondant à l'élément choisi. Cette matrice A vs $\frac{M}{Q}$ est contrainte par le fait que les nombres de masse sont des nombres entiers et que les rapports $\frac{M}{Q}$ sont déterminés pour chaque élément. Le résultat d'un calcul, présenté en figure 3.9 montre l'allure attendue d'un tel spectre.

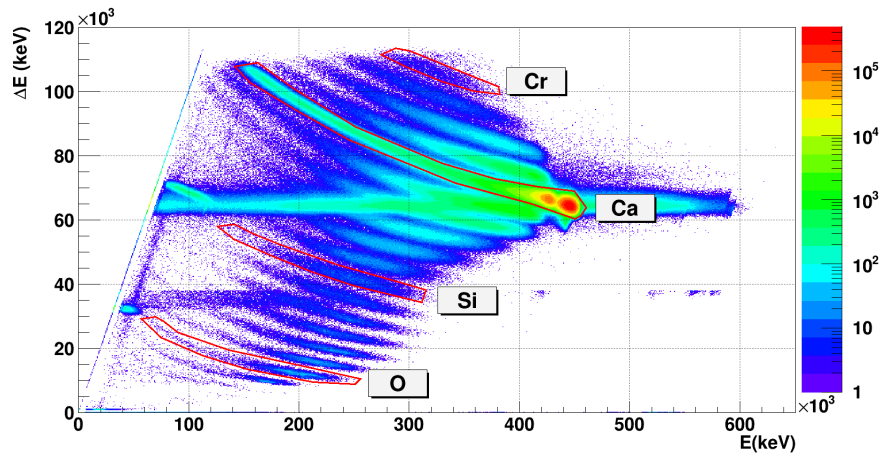


FIGURE 3.8 – Identification en Z : chaque élément présente des pertes d'énergie différentes dans les chambres à ionisation. Le calcium du faisceau est aisément identifiable de part sa forte intensité pour les événements élastiques. Cette figure présente les données collectées pour Vamos placé à 30° et 15° .

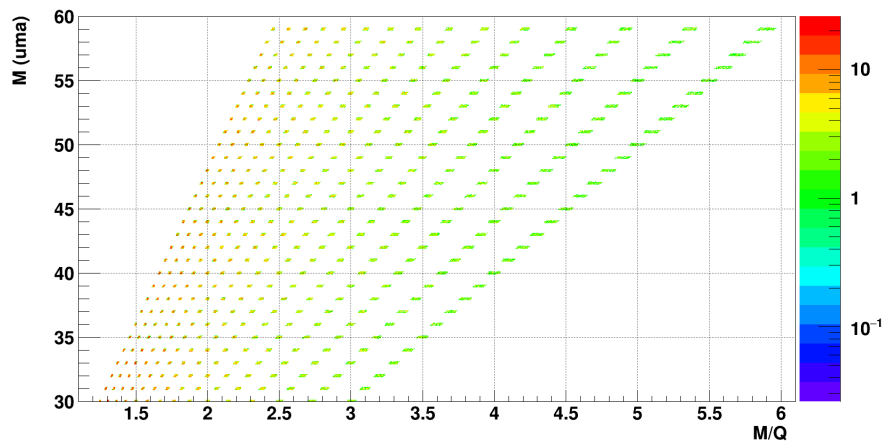
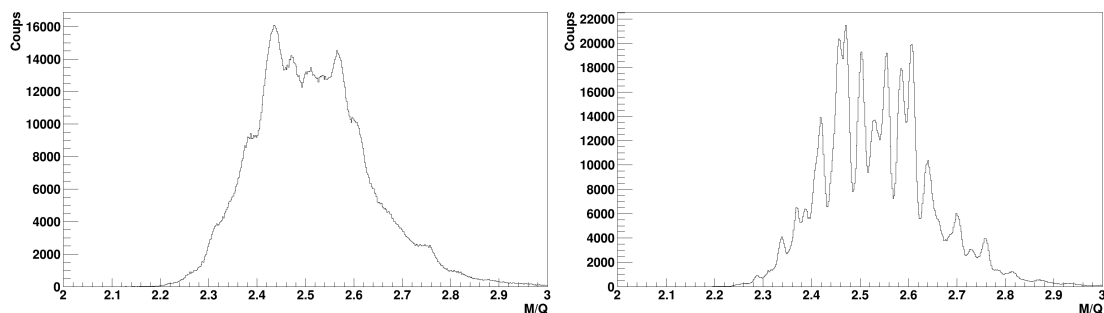


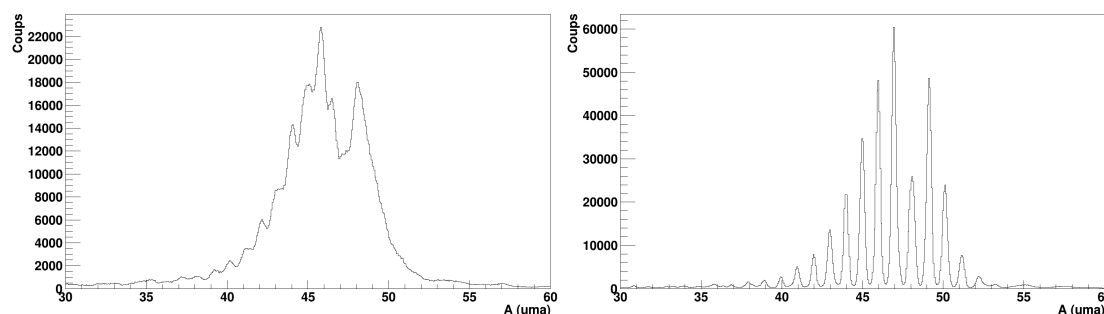
FIGURE 3.9 – Calcul de la répartition des événements dans un spectre « Masse VS Masse/état de charge ». Calcul indépendant de l'expérience E589, pour des nombres de masse compris entre 30 et 60 uma et des états de charge entre 10 et 25. Les masses sont entières et les rapports $\frac{M}{Q}$ déterminés.

En se basant sur ces contraintes et dans une seconde étape, nous pouvons donc affiner la caractérisation des produits de réaction en optimisant les paramètres de ToF, ΔE et E_{res} . Cela permet alors d'améliorer les résolutions en masse ou état de charge, comme on peut le voir sur la figure 3.10.



(a) Distribution en $\frac{M}{Q}$ après l'étalonnage et avant les corrections de deuxième ordre.

(b) Distribution en $\frac{M}{Q}$ finale.



(c) Distribution de masse après l'étalonnage et avant les corrections de deuxième ordre.

(d) Distribution de masse finale.

FIGURE 3.10 – Comparaison des spectres de masse et masse sur état de charge après l'application des étalonnages [(a) et (c)] et après le processus itératif améliorant la caractérisation [(b) et (d)]. Les données sont prises pour Vamos placé à 30° , sans sélection en Z excepté la suppression des données de calcium pour éviter le biais de l'élastique du faisceau.

3.4.2 Optimisation de l'identification des produits

Cette deuxième étape consiste à appliquer des corrections de second ordre sur les valeurs des temps de vol et des énergies déposées dans les siliciums ainsi que dans les chambres d'ionisation (dans la première et dans l'ensemble des trois). Les résolutions obtenues sont de 0.9% en masse et 0.05% en état de charge. Ces ajustements sont faits en sélectionnant les données silicium par silicium. La modification d'un paramètre

entraînant un léger décalage sur les autres, il est important, au cours de cette étape, de croiser en permanence les valeurs de temps de vol, énergie déposée, masse, état de charge ou encore masse sur état de charge afin de s'assurer de la cohérence des corrections. Une fois les données ajustées silicium par silicium il est également indispensable de s'assurer de la cohérence globale des corrections (fig. 3.14).

D'un côté, les corrections apportées sur les temps de vol permettent de corriger les faibles décalages temporels existant entre les différentes chaînes électroniques de chaque segment de détecteur. Il s'agit d'affiner la valeur de la constante discutée dans la section 3.2.2. De l'autre côté, les ajustements effectués sur les chambres d'ionisation et les siliciums permettent de tenir compte des pertes d'énergies subies par les particules mais non mesurées : dans les chambres à dérive, dans les fenêtres en mylar séparant les détecteurs gazeux du vide de la ligne de faisceau, dans les zones mortes de détection aux frontières de deux segments etc.

Les premiers paramètres corrigés sont les temps de vol (environ 0.1%). Ils sont ajustés en observant les rapports $\frac{M}{Q}$ d'éléments identifiés via le spectre ΔE vs E . Ces rapports dépendent des valeurs reconstruites de $B\rho$ et d ainsi que du temps de vol (via la vitesse, voir tableau 3.1). Nous faisons donc ici l'hypothèse que les trajectoires suivies par les particules à l'intérieur du spectromètre sont correctement reconstruites et que les paramètres qui en sont issus sont fiables. Seule une correction globale (indépendante du silicium touché et d'environ 0.1%) sur la distance parcourue est également appliquée.

Pour un certain nombre d'événements dans les données collectées par Vamos placé à 15° et 0° , la mesure du temps de vol est décalée d'un multiple de période de HF, soit 86.8 ns. Il apparaît alors plusieurs régimes, comme on peut le voir sur la figure 3.11. Les ajustements des temps de vol pour chaque silicium sont donc effectués régime par régime en corrigeant par la période de la HF.

Après avoir corrigé les rapports $\frac{M}{Q}$ via les temps de vol, il est possible d'ajuster les masses en corrigeant les pertes d'énergies ΔE et E_{res} (environ 10% et 1% respectivement). Le résultat de cette opération est présenté en figure 3.12.

Enfin, l'optimisation de la caractérisation des particules détectées se termine en recalculant la masse à partir de la partie entière de l'état de charge comme présenté dans l'équation (3.11).

$$M_f = \frac{M}{Q} Ent(Q + 0.5) \quad (3.11)$$

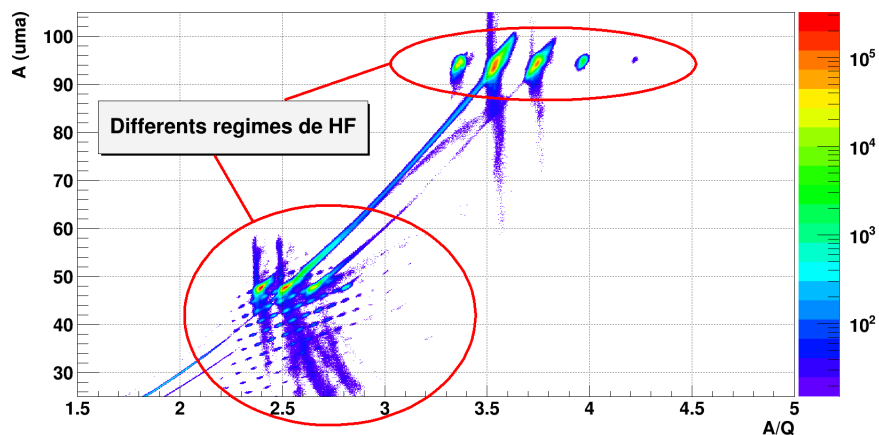


FIGURE 3.11 – Masses en fonction des rapports masse/état de charge pour les données collectées autour de 15° (minimum de 15 coups). Il existe plusieurs régimes à traiter séparément pour lesquels les valeurs du temps de vol sont décalées de 86.8 ns, la période de la HF. Les données avec un temps de vol correspondant à un autre régime apparaissent alors mal reconstruites.

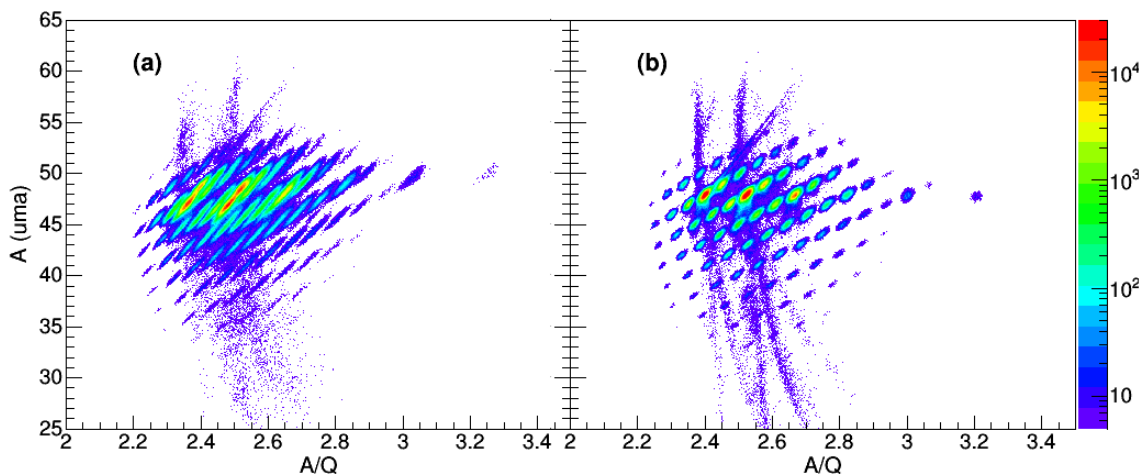


FIGURE 3.12 – Amélioration de l'identification par corrections des temps de vol et pertes d'énergie : (a) après l'étalonnage initial, (b) après le processus itératif. Les masses sont représentées en fonction du rapport masse/état de charge pour les noyaux détectés par Vamos placé à 30° (5 coups minimum).

Dans l'équation (3.11), Ent est la fonction *Partie entière* et Q est la valeur de l'état de charge obtenue grâce à $\frac{M}{Q}$ et M (issu de l'énergie totale et la vitesse). On obtient alors des matrices de caractérisation M_f vs Q comme celle présentée en figure 3.13 où les masses et états de charge se répartissent autour de valeurs entières.

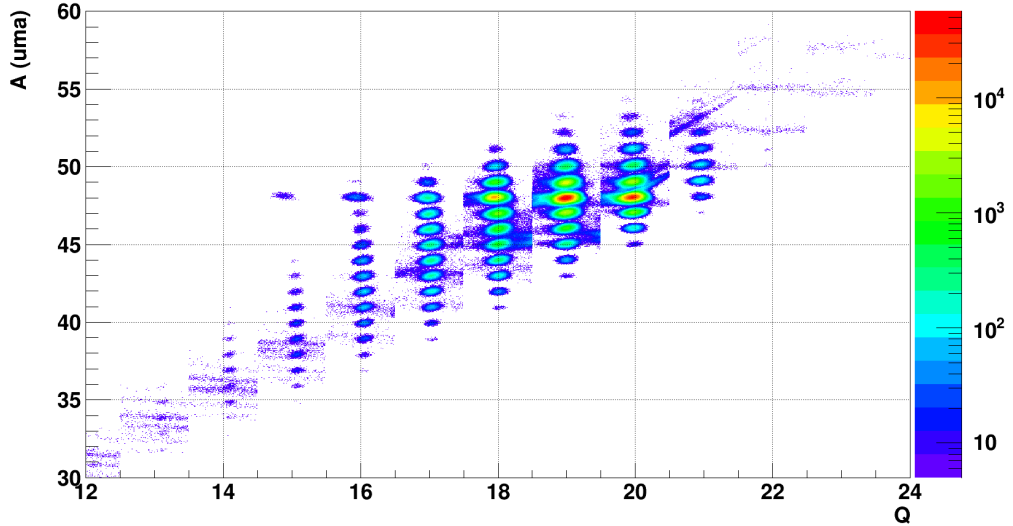
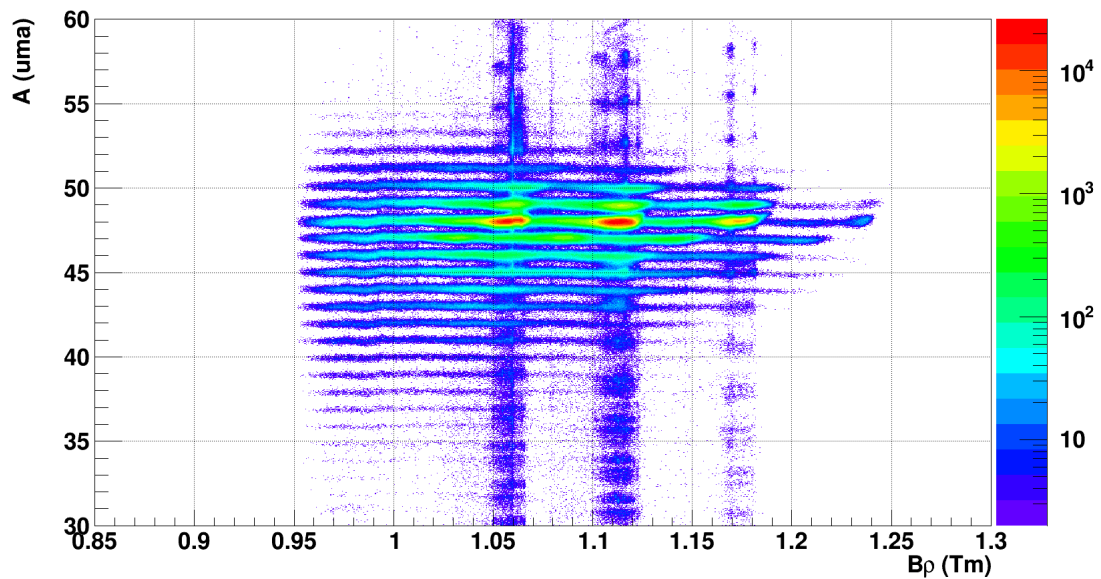


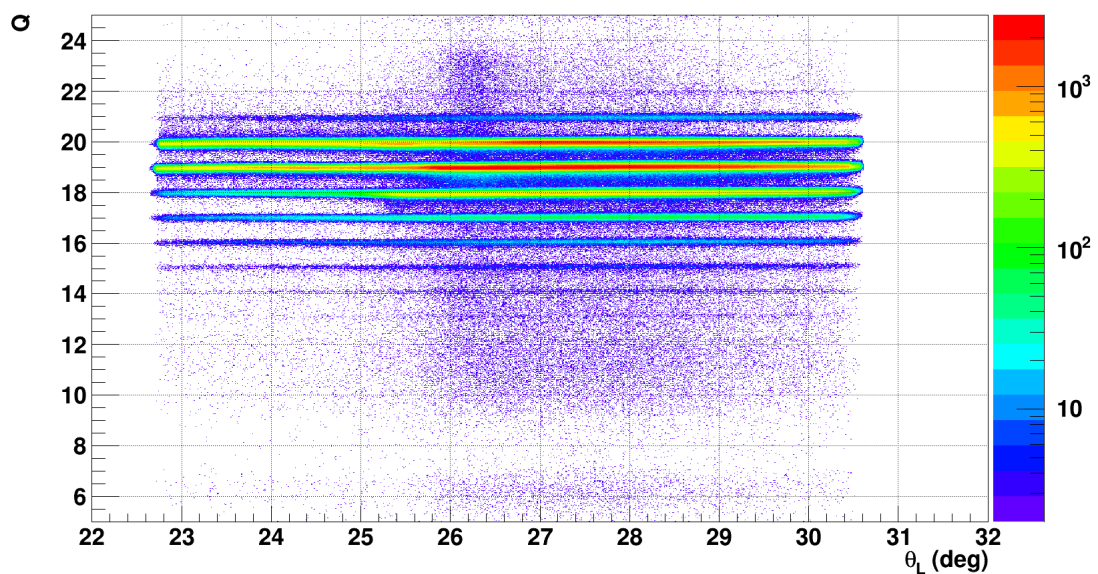
FIGURE 3.13 – Spectre des masses en fonction des états de charge pour les données collectées par Vamos placé à 30° (minimum de 5 coups).

La caractérisation, détaillée ci-dessus, des particules produites au cours des réactions étant optimisée silicium par silicium, il est important de s'assurer que les résultats obtenus sont cohérents entre eux. Les particules correspondant à des événements d'élastique sont un repère facilement identifiable mais ne sont pas visibles pour tous les siliciums. Il est donc indispensable de s'assurer que l'optimisation effectuée n'induit pas de décalage d'une masse ou d'un état de charge pour un ou plusieurs silicium(s). Ceci peut être vérifié en s'assurant de la continuité des spectres M , Q et $\frac{M}{Q}$ en fonction de x_f , y_f , θ_f , φ_f et $B\rho$.

On présente en figure 3.14 deux exemples de ces nombreux spectres. Leur horizontalité reflète la non-dépendance en positions, angles et rigidité magnétique des masses et états de charge et permet donc également de valider les corrections de second ordre appliquées. Ce processus global de caractérisation, à l'aide de Vamos, des particules produites au cours des réactions est appliqué pour chaque paramétrage du spectromètre.



(a) Masse M_f en fonction de $B\rho$.

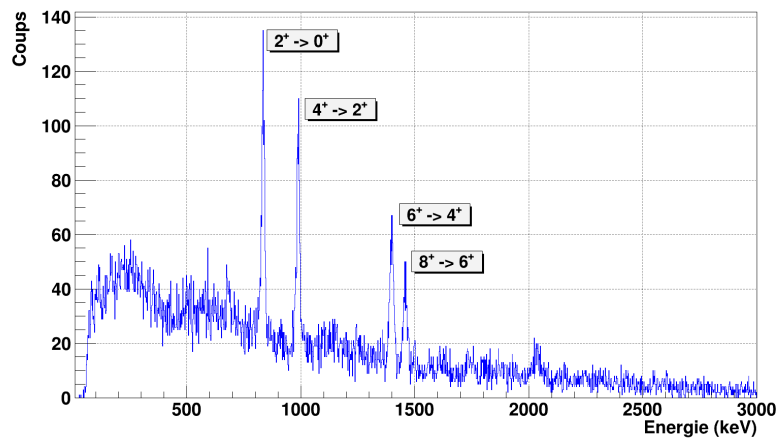


(b) État de charge Q en fonction de θ_{Lab} .

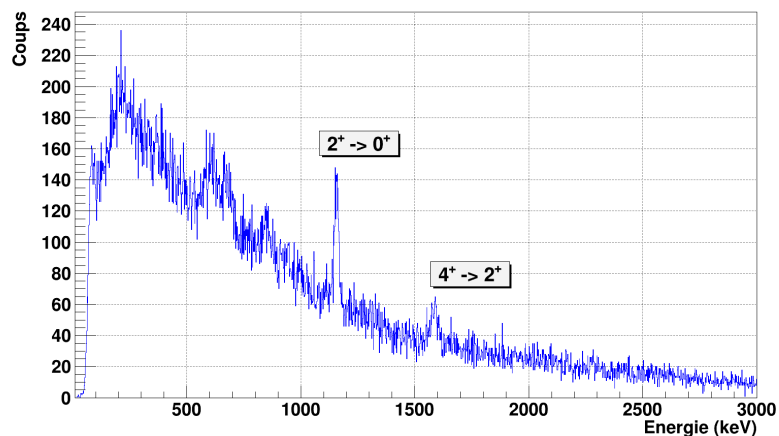
FIGURE 3.14 – Exemples de spectres garantissant la continuité des étalonnages (minimum de 2 coups); données collectées par Vamos placé à 30° . L'horizontalité et la continuité de ces spectres garantissent l'identification des produits de réaction via la non dépendance des masses et états de charge reconstruits dans les angles, positions et rigidités magnétiques.

3.4.3 Validation par signature γ

Une dernière validation du processus de caractérisation repose sur la signature γ des particules produites au cours de l'expérience. Les données d'Exogam ont en effet principalement servi à confirmer l'identification, effectuée grâce à Vamos, des produits de réaction. Les spectres γ de plusieurs noyaux sur plusieurs configurations expérimentales permettent de s'assurer de leur nature via leurs raies caractéristiques. La figure 3.15 montre en exemple les spectres γ des noyaux de ^{54}Cr et ^{44}Ar pour Vamos placé respectivement à 0° et 30° .



(a) Spectre γ du ^{54}Cr ; Vamos est placé à 0° .



(b) Spectre γ de ^{44}Ar ; Vamos est placé à 30° .

FIGURE 3.15 – Spectres γ (2 keV/bin) obtenus avec Exogam et permettant de confirmer l'identification des noyaux réalisée par Vamos.

L'analyse des données d'une telle expérience repose donc principalement sur la caractérisation des noyaux produits, réalisée en plusieurs étapes. La première consiste à faire un étalonnage de chaque détecteur, basé sur des alignements relatifs des détecteurs entre eux puis sur des valeurs absolues déterminées par simulation. Ce premier étalonnage permet d'identifier quelques noyaux de manière sûre, le plus évident étant le ^{48}Ca très intense car il s'agit du faisceau. La deuxième étape permet d'affiner la caractérisation en ajustant, détecteur par détecteur, l'étalonnage. Elle permet une correction systématique des masses et états de charge reconstruits. Enfin, l'identification est confirmée de manière indépendante par plusieurs spectres γ .

Le spectromètre de grande acceptation utilisé permet alors la mesure de sections efficaces d'un grand nombre de noyaux sur une large plage angulaire, comme le montre les résultats obtenus et présentés dans le chapitre 5. La méthode d'extraction de ces sections efficaces est détaillée dans le chapitre 4.

4

Extraction des sections efficaces

Table des matières

4.1	Méthode générale	73
4.1.1	Description du calcul	73
4.1.2	Paramètres	76
4.1.3	Contribution du support de carbone	77
4.2	Acceptance du spectromètre	78
4.2.1	Définition	78
4.2.2	Simulation	79
4.2.3	Extraction à partir des données expérimentales	80
4.2.4	Correction des données expérimentales	83
4.3	Intensité du faisceau	85
4.3.1	Principe de la méthode	85
4.3.2	Estimation du fond dans le détecteur BaF ₂	86
4.3.3	Conversion Intensité-Signal BaF ₂	87
4.3.4	Résultats des calculs d'intensité	88
4.4	Section efficace totale	90
4.4.1	Contribution des différents états de charge	90
4.4.2	Somme selon les paramétrages du spectromètre	93
4.5	Estimation des incertitudes	93
4.5.1	Cas d'une mesure de 0 événement	94
4.5.2	Cas général	94

L'identification des noyaux produits étant maintenant effectuée et vérifiée, il devient possible d'obtenir leur section efficace de réaction. Ce chapitre commence par détailler en section 4.1 la méthode utilisée et décrit ensuite dans les sections 4.2 et 4.3 les calculs d'acceptance du spectromètre Vamos et d'intensité du faisceau. Ces paramètres sont nécessaires pour atteindre les sections efficaces de réactions absolues, que l'on extrait pour chaque état de charge de chaque noyau et pour chaque réglage de Vamos. La section 4.4 est ensuite consacrée à l'extraction de la section efficace de réaction totale et absolue d'un noyau à partir de ses résultats partiels et en tenant compte des distributions des états de charge. Enfin, ce chapitre se termine en section 4.5 avec le calcul des incertitudes.

4.1 Méthode générale

4.1.1 Description du calcul

L'objectif est d'obtenir, pour chaque état de charge de chaque noyau, sa section efficace double différentielle $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}(\theta, E)$ dans l'angle solide $d\Omega$. Elle dépend de l'angle polaire d'émission θ ainsi que de l'énergie cinétique E (dans le référentiel du laboratoire) et est exprimée en $\text{mbMeV}^{-1}\text{sr}^{-1}$.

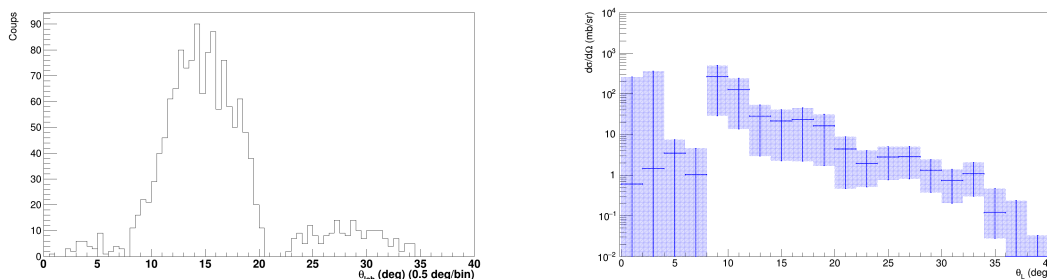
La figure 4.1 résume l'esprit de la tâche : (a) en partant du nombre d'événements mesurés pour les différents états de charge et pour chaque réglage du spectromètre, (b) on obtient la section efficace totale et absolue. L'ensemble des résultats est présenté dans le chapitre 5.

Une section efficace de production, telle que celles présentées dans cette étude, reflète la probabilité de former un noyau au cours d'une réaction donnée. Expérimentalement, elle s'obtient donc à partir du nombre $N_{det}^{\theta, E}$ d'événements observés. On note :

- N_i le nombre de noyaux incidents (de ^{48}Ca ici) ;
- N_c le nombre de centre diffusifs dans la cible (de ^{238}U ici), par unité de surface ;
- $N_{prod}^{\theta, E}$ ($\neq N_{det}^{\theta, E}$, voir p. 75) le nombre de noyaux produits lors de l'expérience dans les intervalles en angle et énergie $(\theta, \theta + \Delta\theta)$ et $(E, E + \Delta E)$, dans le référentiel du laboratoire.

La section efficace double différentielle $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}(\theta, E)$ s'extrait alors des données expérimentales grâce à l'équation (4.1).

$$N_{prod}^{\theta, E} = N_i N_c \int_E^{E+\Delta E} \int_{\theta}^{\theta+\Delta\theta} \int_0^{2\pi} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}(\theta, E) \sin(\theta) d\theta d\varphi dE \quad (4.1)$$



(a) Nombres d'événements détectés par Vamos pour le noyau de $^{32}\text{Si}^{13+}$ (b) Distribution angulaire de la section efficace totale et absolue intégrée en énergie de ^{32}Si

FIGURE 4.1 – Partant des distributions angulaires du nombre d'événements détectés par noyau, par état de charge et par réglage de Vamos, telle que celle présentée en (a) (exemple pour le $^{32}\text{Si}^{13+}$), l'objectif est d'atteindre la section efficace totale et absolue du noyau correspondant (ici ^{32}Si), comme présenté en (b).

Supposées constantes sur les intervalles considérés ($\Delta\theta = 0.5^\circ$ et $\Delta E = 1$ MeV ici), les sections efficaces sont assimilées à leur moyenne $\frac{d^2\bar{\sigma}}{d\Omega dE}(\theta, E)$ et, grâce à la symétrie par rapport à φ des réactions, elles se calculent simplement via l'équation (4.2) :

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}(\theta, E) &\simeq \frac{d^2\bar{\sigma}}{d\Omega dE}(\theta, E) \\ &= \frac{N_{prod}^{\theta, E}}{N_i N_c} \frac{1}{2\pi [\cos(\theta) - \cos(\theta + \Delta\theta)] \Delta E} \end{aligned} \quad (4.2)$$

N_i provient (éq. (4.3)) de l'intensité I , en eA, du faisceau de $^{48}\text{Ca}^{19+}$ dont la mesure est détaillée en section 4.3 ; de son état de charge Q , qui vaut 19 dans notre cas ; de la charge élémentaire e ($1.6 \cdot 10^{-19}$ C) et de la durée totale de la mesure T , temps mort compris¹.

$$N_i = \frac{I}{Qe} T \quad (4.3)$$

N_c dépend du nombre d'Avogadro \mathcal{N}_A ($6.02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$), de la masse M de ^{238}U (238.051 u [60]) et de l'épaisseur de la cible ρe ($170(\pm 10\%) \mu\text{g}/\text{cm}^2$) :

$$N_c = \frac{\rho e \mathcal{N}_A}{M} \quad (4.4)$$

1. On appelle temps mort (DT) la période durant laquelle l'acquisition est occupée par le traitement des données : $T = DT + T_{mes}$ avec T la durée totale et T_{mes} la durée de mesure effective.

$N_{prod}^{\theta,E}$ est obtenu, selon l'équation (4.5), à partir du nombre $N_{det}^{\theta,E}$ d'événements détectés et en tenant compte du temps mort de l'acquisition et de l'acceptance du spectromètre grâce aux facteurs correctifs f_{DT} et $f_{Acc(\theta,E)}$.

$$N_{prod}^{\theta,E} = f_{DT} f_{Acc(\theta,E)} N_{det}^{\theta,E} \quad (4.5)$$

- $f_{Acc(\theta,E)}$: L'acceptance correspond à la proportion d'événements détectés par Vamos, par rapport au nombre réel d'événements qui ont eu lieu. Elle dépend de l'angle polaire θ ainsi que de l'énergie E et est discutée plus en détail en section 4.2. Sachant que la distribution est symétrique selon l'angle φ , sur les intervalles en θ et E considérés, on a alors $f_{Acc(\theta,E)} = \frac{2\pi}{\Delta\varphi(\theta,E)}$ où $\Delta\varphi(\theta,E)$ est l'ouverture azimutale : seules les particules émises avec un angle compris dans cette fenêtre sont détectées.
- f_{DT} : On obtient f_{DT} à partir de T , la durée totale de la mesure² et DT , la durée totale du temps mort associé : $f_{DT} = \frac{T}{T-DT}$.

Les valeurs de T et DT au cours d'un run sont mesurées par deux échelles (voir sec. 2.4.4) afin d'être décorréliées du système d'acquisition et ainsi ne pas être affectées par le temps mort. Elles sont incrémentées à l'aide d'un pulser délivrant un signal à la fréquence donnée f_{Pulser} de 100 Hz. En notant :

$$S_{CPulser} = \text{Nombre d'impulsions du pulser durant le run}^3$$

$$S_{dTPulser} = \text{Nombre d'impulsions du pulser durant le temps mort}^4$$

on obtient $T = \frac{S_{CPulser}}{f_{Pulser}}$ (de quelques minutes à deux ou trois heures maximum) et $DT = \frac{S_{dTPulser}}{f_{Pulser}}$ (de l'ordre de 1 à 5%).

On en déduit finalement l'équation (4.6) d'extraction des sections efficaces double différentielle à partir des données expérimentales :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}(\theta, E) = \frac{Qe}{IT} \frac{M}{\rho e \mathcal{N}_A} \frac{f_{DT} N_{det}^{\theta,E}}{\Delta\varphi(\theta,E) [\cos(\theta) - \cos(\theta + \Delta\theta)] \Delta E} \quad (4.6)$$

2. Avec T_{mes} , la durée effective de la mesure, $f_{DT} = \frac{T_{mes} + DT}{T_{mes}}$.

3. Quel que soit l'état de l'acquisition.

4. Dans ce cas, le signal du pulser est copié et comparé au signal d'acquisition : si celle-ci est occupée et ne peut enregistrer aucun événement physique, l'échelle du temps mort est incrémentée.

4.1.2 Paramètres

Le tableau 4.1 résume l'ensemble des paramètres à prendre en compte pour le calcul des sections efficaces et indique leurs dépendances et valeurs pour l'expérience E589.

Relatif à	Paramètre		Dépendance	Valeur
Cible	Nombre d'Avogadro	\mathcal{N}_A	constante	$6.02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
	Épaisseur	ρe	constante	$170(\pm 10\%) \mu\text{g}/\text{cm}^2$
	Masse de ^{238}U	M	constante	238.051 u
Faisceau	État de charge	Q	constante	19 (sans unité)
	Charge élémentaire	e	constante	$1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
	Intensité	I	Disp. Exp.	Par run (enA)
Réaction et Détection	Durée totale	T	constante	Par run, mesure par les échelles (s)
	Temps Mort	DT	constante	
	Acceptance	$\Delta\varphi(\theta, E)$	θ, E	Par événement (rad)
	Nombre de coups	$N_{det}^{\theta, E}$	θ, E, Z, A, Q	Compté après identification

TABLEAU 4.1 – Tableau récapitulatif des paramètres nécessaires au calcul des sections efficaces ainsi que leurs dépendances et valeurs dans le cas de l'expérience E589. Voir les commentaires en section 4.1.2.

- On distingue deux types de constantes : celles de physique (violet) et celles propres à l'expérience (bleu).
- L'intensité du faisceau est variable selon les contraintes expérimentales (système de détection, résistance de la cible, production du faisceau etc., voir sec. 4.3).
- L'acceptance est prise en compte événement par événement (voir sec. 4.2).
- Les sections efficaces $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}(\theta, E)$ sont extraites, selon l'équation (4.6), sur de petits intervalles en angle et énergie autour de θ et E et s'expriment en $\text{mbMeV}^{-1}\text{sr}^{-1}$.

4.1.3 Contribution du support de carbone

La cible de ^{238}U utilisée au cours de l'expérience est montée entre deux épaisseurs de carbone, l'une de $10\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$ en amont du faisceau et la seconde de $40\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$, en aval (voir section 2.1.2.b).

Si des réactions nucléaires se déroulent dans l'une ou l'autre de ces deux couches de carbone, cela peut fausser les résultats. Il est donc important d'en soustraire leur contribution. Celle-ci a été mesurée en envoyant le faisceau sur une cible de carbone (de $40\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$) équivalente aux couches présentes sur la cible de ^{238}U .

Les mesures sur cible de carbone ont été effectuées pour Vamos placé à 0° seulement car, avec un faisceau de ^{48}Ca , les réactions se produisent en cinématique inverse et les produits sont donc principalement focalisés aux angles avant (inférieurs à 15° dans le laboratoire d'après les calculs LISE++ de cinématique). Ce fond n'est donc présent que lors de la mesure autour de 0° .

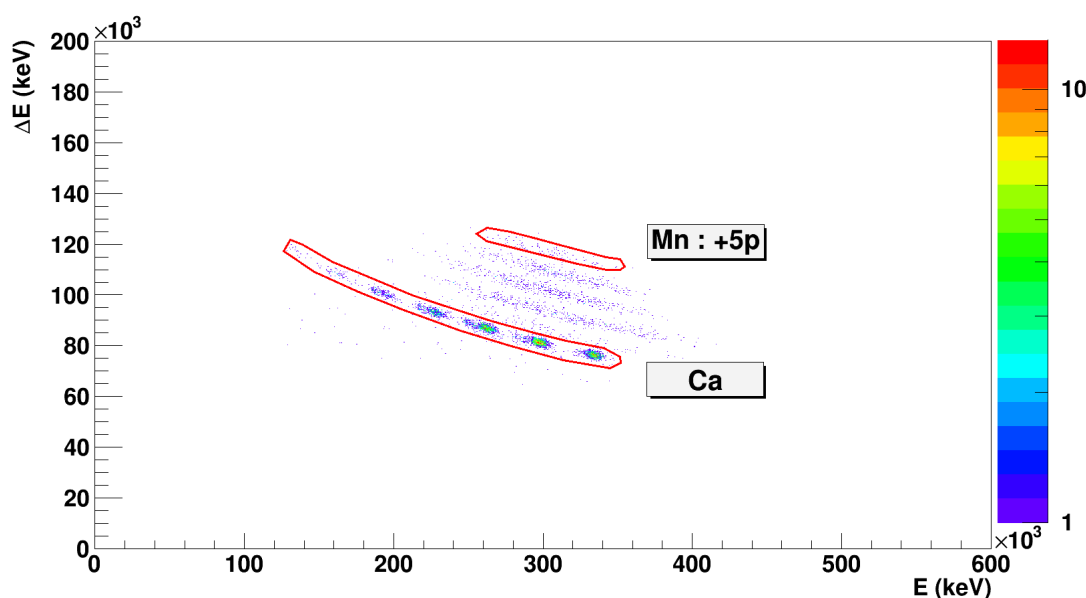


FIGURE 4.2 – Identification des éléments produits par réaction sur cible de carbone. Les noyaux produits proviennent du transfert d'un ou plusieurs protons.

On observe en figure 4.2 que les éléments produits par ce type de réactions correspondent à un transfert d'au moins un proton de la cible vers le projectile. Les sections efficaces présentées dans cette étude ne concernant pas ces noyaux (voir chapitre 5), nous ne détaillons pas ici la méthode de soustraction du fond dû au carbone.

4.2 Acceptance du spectromètre

4.2.1 Définition

La trajectoire d'un noyau dans le spectromètre dépend de trois paramètres [47] : ses angles θ et φ d'émission en sortie de cible et le paramètre δ . On note $\delta = \frac{B\rho}{B\rho_{Ref}}$ où $B\rho$ est la rigidité magnétique du noyau considéré et $B\rho_{Ref}$ celle, centrale, sur laquelle est réglé le spectromètre : une particule d'une telle rigidité magnétique émise avec $\theta = \varphi = 0$ termine sa course au centre du plan focal.

On parle de particule acceptée (ou non) par le spectromètre lorsque celle-ci atteint (ou non) les détecteurs du plan focal. Les trois paramètres $(\theta, \varphi, \delta)$ correspondent alors aux trois dimensions de coupures du spectromètre : deux pour les coupures géométriques et la dernière pour la coupure électromagnétique (ou coupure en énergie).

Déterminer l'acceptance du spectromètre signifie déterminer, pour un jeu (θ, δ) donné, la plage en φ notée $\Delta\varphi_{(\theta,\delta)}$ correspondante aux trajectoires des événements acceptés. Les trois paramètres peuvent être permutés ici. L'intérêt de déterminer l'acceptance est de pouvoir atteindre le nombre réel de noyaux produits en fonction du nombre de noyaux détectés. La réaction étant symétrique en φ , $\Delta\varphi_{(\theta,\delta)}$ permet de remonter au nombre de noyaux produits. La dépendance en θ et δ de $\Delta\varphi$ provient de l'acceptance, large et non linéaire, du spectromètre (voir section 4.2.2).

L'énergie cinétique E d'une particule et sa rigidité magnétique $B\rho$ étant reliées par les équations (4.7) et (4.8), déterminer $\Delta\varphi_{(\theta,\delta)}$ revient à déterminer le facteur $\Delta\varphi_{(\theta,E)}$ introduit en section 4.1.

$$B\rho = \frac{\gamma M v}{Q} = \frac{\beta E_{tot}}{Qc} \quad (4.7)$$

$$E_{tot} = E + Mc^2 \quad (4.8)$$

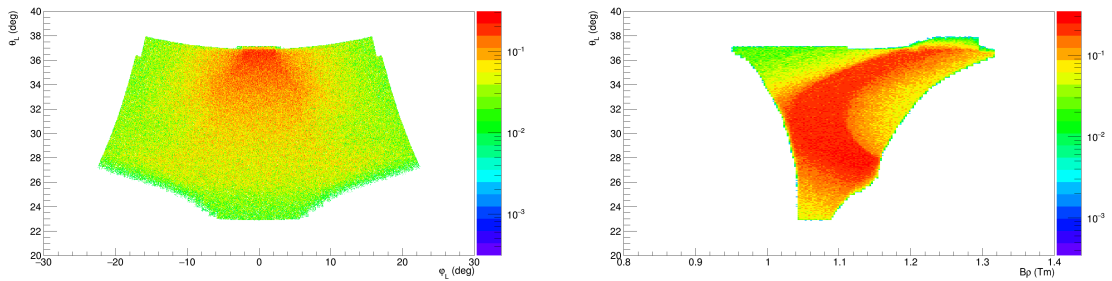
Ici γ et β sont les paramètres relativistes classiques, v la vitesse du noyau, M sa masse au repos, Q son état de charge, E_{tot} son énergie totale (incluant l'énergie de masse) et c la célérité de la lumière.

La section 4.2.2 présente une simulation de l'acceptance et la section 4.2.3 détaille une méthode d'extraction de celle-ci à partir des données expérimentales. Enfin, la section 4.2.4 explique la procédure utilisée pour corriger les données en vue de calculer les sections efficaces absolues.

4.2.2 Simulation

L'acceptance est simulée à partir du jeu de données⁵ regroupant les trajectoires, elles-mêmes simulées via le code Zgoubi, de 20 000 particules test à travers le spectromètre. Ces données reflètent l'optique du spectromètre et associent à des particules, produites en centre de cible avec un jeu de paramètres $(\theta, \varphi, \delta)$ donné, les positions d'arrivées dans le plan focal. Afin de déterminer si la particule est détectée ou non, il suffit alors de contraindre le modèle par les dimensions géométriques des détecteurs du plan focal. L'efficacité intrinsèque du système de détection est supposée égale à 100% ici : une particule atteignant les détecteurs est considérée détectée.

L'acceptance de Vamos n'est pas linéaire [47, 50], comme on peut le voir figure 4.3. Cette image résulte d'une simulation d'événements répartis uniformément selon les 3 degrés de liberté disponibles. Pour chaque événement, le programme détermine si la particule simulée atteint les détecteurs et n'enregistre ses paramètres que dans ce cas. La simulation s'arrête lorsqu'un certain nombre (choisi par l'opérateur, ici 10^6) de particules est détecté.



(a) Simulation de l'acceptance en fonction des paramètres angulaires.

(b) Simulation de l'acceptance en fonction de l'angle polaire et la rigidité magnétique.

FIGURE 4.3 – Simulation de l'acceptance de Vamos placé à 30° et réglé pour une rigidité magnétique centrale de 1.12 Tm en fonction des angles θ_L et φ_L dans le référentiel du laboratoire (a) et de la rigidité magnétique (b) des particules simulées. Dans les deux cas, la troisième dimension correspond à l'acceptance (rapport entre le nombre d'événements simulés et le nombre d'événements acceptés).

La figure 4.3 présente les résultats d'une simulation de Vamos placé à 30° et réglé pour une rigidité magnétique centrale de 1.12 Tm. Pour chaque couple $(\theta_L, B\rho)$ ou (θ_L, φ_L) donné⁶, la valeur indiquée est proportionnelle à l'acceptance. On observe en

5. Il s'agit des mêmes données que celles utilisées pour la reconstruction des trajectoires (voir 3.3).

6. Avec θ_L et φ_L , les valeurs de θ et φ dans le référentiel du laboratoire.

figure 4.3 (a) l'acceptance en fonction de θ et φ , elle est donc ici proportionnelle à l'ouverture en moment. En figure 4.3 (b), on observe des valeurs proportionnelles à l'ouverture en φ pour chaque couple $(\theta_L, B\rho)$.

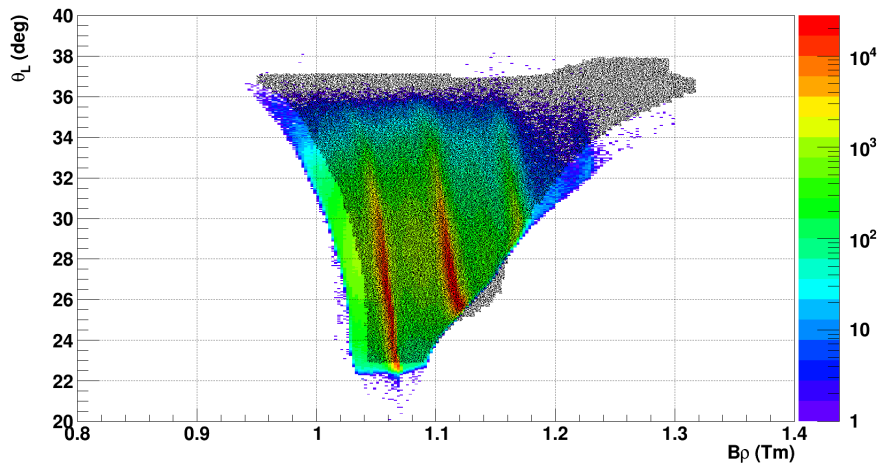


FIGURE 4.4 – Superposition des données expérimentales (en couleur) et simulées (en transparence). Exemple pour Vamos placé à 30° et réglé sur une rigidité magnétique centrale de 1.12 Tm.

Comme le montre la figure 4.4, la simulation de la carte d'acceptance ne se superpose pas avec les données expérimentales. Cet effet peut être dû à la manière dont sont simulés les détecteurs et leurs zones mortes ou à des réactions qui se produisent expérimentalement ailleurs qu'au centre de la cible et qui ne sont donc pas simulées. Par conséquent, cette simulation permet de visualiser l'acceptance mais il est préférable d'utiliser, pour corriger le nombre d'événements détectés en vue d'obtenir le nombre réel de noyaux formés, une solution qui tient compte naturellement des conditions expérimentales. Pour cela, l'acceptance a été extraite directement des données et la méthode est détaillée en section 4.2.3.

4.2.3 Extraction à partir des données expérimentales

L'acceptance est extraite des données par une méthode similaire à celles utilisées par C. Golabek, O. Delaune et D. Ramos dans leurs thèses [61–63]. Le principe consiste à balayer l'ensemble des données expérimentales afin de construire une carte d'acceptance. Celle-ci contient alors les largeurs des plages en angle azimutal φ acceptées selon le couple de paramètre (θ, δ) .

a/ Vamos à 15°

Dans le but de quadriller la carte d'acceptance, les données accumulées pour Vamos placé à 15° sont scannées par tranche du rapport adimensionné $\delta = \frac{B\rho}{B\rho_{Ref}}$ ⁷. Vingt-cinq tranches de largeur 0.02 et comprises entre 0.8 et 1.3 sont étudiées. Pour chacune d'entre elles, les données sont ensuite scannées par tranche en θ de 0.5° comprises entre 5° et 25° (40 tranches). Travailler avec le rapport adimensionné δ permet de s'affranchir par la suite de la dépendance en $B\rho_{Ref}$ (voir sec. 4.2.4) mais nécessite de réaliser le balayage quatre fois, pour chacun des quatre réglages en rigidité magnétique du spectromètre (1.05, 1.12, 1.19 et 1.25 Tm).

Pour chaque tranche en δ et chaque tranche en θ , la valeur moyenne de δ est stockée et les bornes $\varphi_{(\theta,\delta)}^{min}$ et $\varphi_{(\theta,\delta)}^{max}$ de la plage azimutale en φ acceptée sont extraites des données. Comme le montre la figure 4.5, ces bornes sont obtenues par ajustement de la distribution angulaire en φ à l'aide d'une double fonction d'erreur [63] notée $f_{\theta,\delta}(\varphi)$ et formulée en équation (4.9). Le paramètre A correspond alors à l'amplitude de la distribution, les paramètres $P_{1,2}$ aux pentes de la courbe et les paramètres $T_{1,2}$ aux valeurs de φ à mi-hauteur de la distribution. On en déduit $\varphi_{(\theta,\delta)}^{min}$ et $\varphi_{(\theta,\delta)}^{max}$ via les équations (4.10) et (4.11).

$$f_{\theta,\delta}(\varphi) = \frac{A}{\sqrt{\pi}} \left[\int_0^{P_1(\varphi-T_1)} e^{-t^2} dt + \int_0^{P_2(\varphi-T_2)} e^{-t^2} dt \right] \quad (4.9)$$

$$\varphi_{(\theta,\delta)}^{min} = T_1 \quad (4.10)$$

$$\varphi_{(\theta,\delta)}^{max} = T_2 \quad (4.11)$$

Une fois l'opération effectuée pour les différents réglages du spectromètre, la carte d'acceptance est construite en calculant, pour chaque couple (θ,δ) , la largeur de la plage azimutale acceptée $\Delta\varphi_{(\theta,\delta)}$ par simple différence des bornes selon l'équation (4.12). À raison d'une extraction par réglage de Vamos, il est possible d'obtenir jusqu'à quatre largeurs en φ par couple (θ,δ) donné; celles-ci sont alors moyennées.

$$\Delta\varphi_{(\theta,\delta)} = \varphi_{(\theta,\delta)}^{max} - \varphi_{(\theta,\delta)}^{min} \quad (4.12)$$

7. Avec toujours $B\rho_{Ref}$ le réglage du spectromètre.

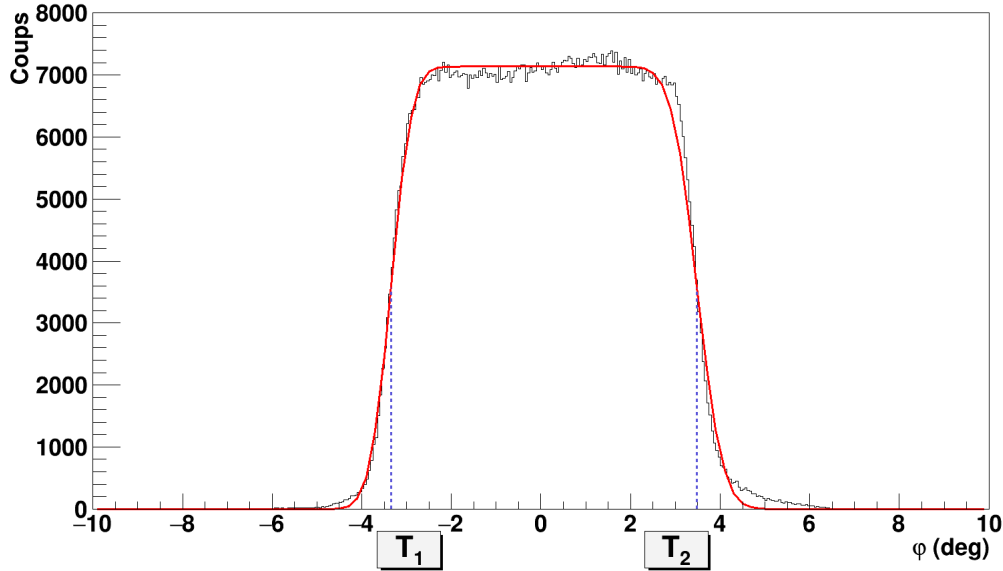


FIGURE 4.5 – Exemple de distribution en φ obtenue pour Vamos placé à 15° et centré sur 1.12 Tm. La distribution ici vaut pour δ compris entre 0.96 et 0.98 et θ_L entre 10° et 10.5° . L’ajustement par la double fonction d’erreur permet de déterminer les bornes de la plage d’acceptance.

b/ Vamos à 30° et 0°

En gardant à l’esprit que lorsque Vamos est placé à 30° ou 0° , le système de détection n’a subi aucune modification autre qu’une rotation de $\pm 15^\circ$ dans le référentiel du laboratoire, il est possible de déduire les cartes d’acceptance pour Vamos placé à 30° et 0° à partir des valeurs obtenues à 15° . Pour chaque valeur de $\varphi_{(\theta,\delta)}^{min}$ et $\varphi_{(\theta,\delta)}^{max}$ on calcule les couples d’angles associés $(\varphi_{(\theta,\delta)}^{min}, \varphi_{(\theta,\delta)}^{max})_{0^\circ}$ et $(\varphi_{(\theta,\delta)}^{min}, \varphi_{(\theta,\delta)}^{max})_{30^\circ}$ correspondant à une rotation de Vamos de $\pm 15^\circ$. Ces nouvelles valeurs sont enregistrées et permettent de calculer les différences $\Delta\varphi_{(\theta,\delta)}$ associées.

L’approximation de cette méthode réside dans la valeur de l’angle θ associé à la nouvelle plage en φ calculée. Elle est assimilée à la valeur de l’angle polaire dans le cas où Vamos est placé à 15° à laquelle est ajouté $\pm 15^\circ$ selon la rotation du spectromètre. Cependant, les angles θ et φ correspondant aux coordonnées sphériques usuelles, la rotation de Vamos⁸ affecte l’angle polaire différemment selon la valeur de φ et non pas par une simple addition de $\pm 15^\circ$.

8. Lorsque l’on parle d’opérer une rotation de Vamos d’angle $\theta = 15^\circ$, on ne parle pas ici de l’angle sphérique mais de l’angle entre l’axe du faisceau et la projection dans le plan horizontal de la trajectoire centrale du spectromètre, comme présenté en figure 2.5.

Le tableau 4.2 donne quelques exemples de correspondances entre les différentes valeurs d'angle pour φ compris entre -10° et $+10^\circ$, ordre de grandeur des bornes observées expérimentalement. Les déviations sont généralement inférieures au degré, excepté lorsque l'on applique cette méthode pour déterminer l'acceptance à 0° .

Vamos @ 15°		Vamos @ 30°		Vamos @ 0°	
θ_{15°	φ_{15°	θ_{30°	$ (\theta_{15^\circ} + 15^\circ) - \theta_{30^\circ} $	θ_{0°	$ (\theta_{15^\circ} - 15^\circ) - \theta_{0^\circ} $
15°	0°	30°	0°	0°	0°
15°	1°	29.999°	0.001°	0.259°	0.259°
15°	5°	29.971°	0.029°	1.294°	1.294°
15°	10°	29.883°	0.117°	2.585°	2.585°
15°	350°	29.883°	0.117°	2.585°	2.585°
18°	5°	32.968°	0.032°	3.317°	0.317°
18°	10°	32.872°	0.128°	4.121°	1.121°
24°	5°	38.964°	0.036°	9.146°	0.146°
24°	10°	38.854°	0.146°	9.568°	0.568°

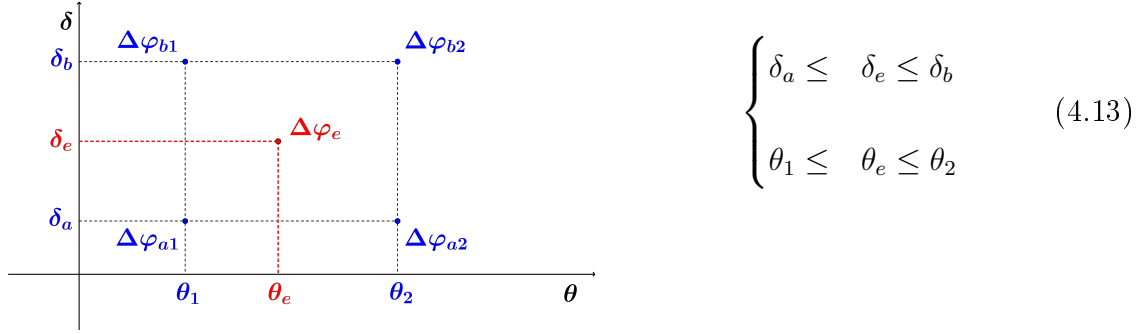
TABLEAU 4.2 – Tableau donnant quelques exemples de l'impact d'une rotation du spectromètre sur l'angle polaire selon la valeur de l'angle azimutal. Les impacts sont généralement inférieurs au degré et les déviations maximales sont observées pour l'application à 0° des valeurs trouvées autour de la position centrale ($\theta_{15^\circ} = 15^\circ$)

L'incertitude sur l'acceptance (voir section 4.5) est prise égale à 20% afin de tenir compte des erreurs d'ajustement et de rotation.

4.2.4 Correction des données expérimentales

Comme expliqué en section 4.2.3, une carte d'acceptance permettant d'atteindre la largeur de la plage en φ acceptée selon les valeurs de θ et δ a été créée pour chaque position de Vamos. Ces cartes sont scannées, événement par événement, afin de corriger le nombre d'événements mesurés $N_{det}^{\theta,E}$ par l'acceptance du spectromètre.

On note $\Delta\varphi_{a1,a2,b1,b2}$ les ouvertures en φ enregistrées dans les cartes d'acceptance correspondant aux valeurs de $\delta_{a,b}$ et $\theta_{1,2}$ encadrant le couple (θ_e, δ_e) de l'événement considéré, comme résumé en équation (4.13).



Pour chaque événement, on trouve $\Delta\varphi_e$ par une interpolation linéaire à quatre points suivant l'équation (4.14).

$$\begin{aligned} \Delta\varphi_e &= \Delta\varphi_{a1} \left(\frac{\delta_b - \delta_e}{\delta_b - \delta_a} \right) \left(\frac{\theta_2 - \theta_e}{\theta_2 - \theta_1} \right) \\ &+ \Delta\varphi_{b1} \left(\frac{\delta_e - \delta_a}{\delta_b - \delta_a} \right) \left(\frac{\theta_2 - \theta_e}{\theta_2 - \theta_1} \right) \\ &+ \Delta\varphi_{a2} \left(\frac{\delta_b - \delta_e}{\delta_b - \delta_a} \right) \left(\frac{\theta_e - \theta_1}{\theta_2 - \theta_1} \right) \\ &+ \Delta\varphi_{b2} \left(\frac{\delta_e - \delta_a}{\delta_b - \delta_a} \right) \left(\frac{\theta_e - \theta_1}{\theta_2 - \theta_1} \right) \end{aligned} \quad (4.14)$$

Dans certains cas, la valeur de δ_e dépasse les extrêmes δ_{min} ou δ_{max} des valeurs enregistrées dans les cartes d'acceptance pour les angles associés à celui de l'événement.

- Dans les cas où l'écart est inférieur à 2% (limite choisie arbitrairement), on assimile alors δ_e à la valeur de l'extrême associé (éq. (4.15)).
- Sinon, l'ouverture angulaire $\Delta\varphi_e$ est considérée nulle (éq. (4.16)). Cette dernière option réduit la statistique expérimentale mais cela ne représente que de très rares cas : environ 0.04% des événements à 0° et moins d'une vingtaine au total pour Vamos placé à 30° ou 15° .

$$\delta_e \leq \delta_{max}^{min} \bigwedge \left| \delta_e - \delta_{max}^{min} \right| < 0.02 \Rightarrow \delta_e = \delta_{max}^{min} \quad (4.15)$$

$$\delta_e \leq \delta_{max}^{min} \bigwedge \left| \delta_e - \delta_{max}^{min} \right| > 0.02 \Rightarrow \Delta\varphi_e = 0 \quad (4.16)$$

La dépendance en énergie étant corrélée à celle en δ , le facteur $f_{Acc}(\theta, E) = \frac{2\pi}{\Delta\varphi(\theta, E)}$, introduit en section 4.1, est ainsi calculé événement par événement.

4.3 Intensité du faisceau

L'intensité du faisceau varie au cours de l'expérience mais il est cependant nécessaire de connaître sa valeur pour réaliser des mesures de sections efficaces. Ici, elle a été mesurée de manière indirecte à l'aide du taux de comptage dans le détecteur BaF₂.

4.3.1 Principe de la méthode

Le détecteur BaF₂ utilisé pour mesurer l'intensité du faisceau est placé à l'arrière de la cible et a pour but de collecter des rayonnements γ issus des produits de réaction (voir section 2.3). Sa réponse est donc proportionnelle au nombre de réactions nucléaires et donc à l'intensité du faisceau, fait sur lequel on se base dans cette méthode. Dans le cas où l'acquisition est déclenchée (i.e. quand au moins l'un des 21 siliciums à l'extrémité du plan focal détecte une particule, voir sec. 2.4.1), le signal du détecteur BaF₂ est enregistré. Comme on peut le voir sur un exemple de spectre en temps du BaF₂ présenté en figure 4.6, il peut alors s'agir d'un signal :

- dit « prompt » : le rayonnement γ est émis lors de l'interaction du faisceau avec la cible ; on notera N_{BaF_2} le nombre de coups associé.
- dû au fond ambiant et à l'activation ; on notera $Back_{BaF_2}$ le nombre de coups correspondant.

Dans notre cas, l'objectif est de pouvoir normaliser l'intensité du faisceau selon le taux de comptage dans le BaF₂. Celui-ci est mesuré par une échelle qui s'incrémente à chaque détection d'un photon. On note Sc_{BaF_2} la valeur de cette échelle, qui contient à la fois des événements corrélés au faisceau et d'autres dus au fond. Pour atteindre l'intensité, il est donc important de s'affranchir du nombre de coups $Back_{BaF_2}$ (éq. (4.17)). La méthode d'estimation du fond est détaillée en sec. 4.3.2.

$$N_{BaF_2} = Sc_{BaF_2} - Back_{BaF_2} \quad (4.17)$$

L'intensité faisceau I , exprimée en enA, est alors obtenue (éq. (4.18)) pour chaque run via sa durée totale T_{run} (calculée par les échelles comme expliqué en section 4.1) et F , un facteur de conversion constant sur la durée de l'expérience⁹ et dont l'extraction est détaillée en sec. 4.3.3. F s'exprime ici en enA/(Coups/s) et représente l'inverse de la multiplicité γ moyenne, associée à l'ensemble des réactions, par unité d'intensité.

$$I = \frac{N_{BaF_2}}{T_{run}} F \quad (4.18)$$

9. Cible et faisceau inchangés et par hypothèse que le faisceau ne touche pas le cadre de la cible

4.3.2 Estimation du fond dans le détecteur BaF₂

Afin d'estimer le bruit de fond détecté par le BaF₂, on utilise le spectre en temps du détecteur, tel que celui présenté en figure 4.6. Ce temps correspond à la durée entre un événement dans le détecteur et le signal de la haute fréquence du faisceau (HF) : il ne dépasse donc jamais la largeur temporelle de la HF, soit 86.8 ns. Le pic dit « prompt » est observé autours de 19 ns. L'effet de queue visible est probablement dû aux différents temps de vie des états peuplés qui émettent alors des rayonnements γ de décroissance à des instants différents.

En supposant une distribution uniforme du fond sur la durée d'un run, la valeur $Back_{BaF_2}$ est estimée par une relation de proportionnalité à partir du nombre de coups $Back_{BaF_2}^{Ech}$ dans un échantillon de largeur temporelle définie (éq. (4.19)). Comme on peut le voir sur la figure 4.6, cet échantillon est choisi de largeur 30 ns entre 30 et 60 ns afin de limiter les biais dus aux effets de bord et de queue du pic « prompt ».

Au cours d'un run de durée T_{Run} , les événements conduisant à des coups dans l'échantillon choisi se sont produits dans une fenêtre temporelle de durée T_{Ech} dépendante :

- du nombre n de FAG (i.e. le nombre d'événements acceptés par le système d'acquisition durant le run, voir sec. 2.4.3) au cours du run, obtenu via l'échelle associée : $n = Sc_{nFAG}$;
- de la largeur temporelle l de l'échantillon, soit 30 ns ;
- du nombre m de HF dans une fenêtre d'acquisition, discuté ci-après.

et T_{Ech} vérifie alors l'équation (4.20).

$$Back_{BaF_2} = Back_{BaF_2}^{Ech} \frac{T_{Run}}{T_{Ech}} \quad (4.19)$$

$$T_{Ech} = nlm \quad (4.20)$$

En raison du bouclage de la HF toutes les 86.8 ns, le nombre de coups compté par l'échantillon durant une fenêtre d'acquisition correspond à une durée proportionnelle au nombre de HF dans cette fenêtre. On a donc $m = \frac{T_{Acq}}{T_{HF}}$.

T_{HF} vaut 86.8 ns. T_{Acq} est obtenu par le calcul, sur un run test, de la valeur de $Back_{BaF_2}$ à partir du rapport $\frac{pic}{total}$. Cette méthode nous permet d'obtenir de manière indépendante le facteur m correspondant et la valeur de T_{Acq} applicable ensuite à tous les runs, dont le résultat vaut 10 μ s.

Finalement, on obtient la valeur de $Back_{BaF_2}$ via l'équation (4.21) :

$$Back_{BaF_2} = Back_{BaF_2}^{Ech} \frac{T_{Run}}{nl \frac{T_{Acq}}{T_{HF}}} \quad (4.21)$$

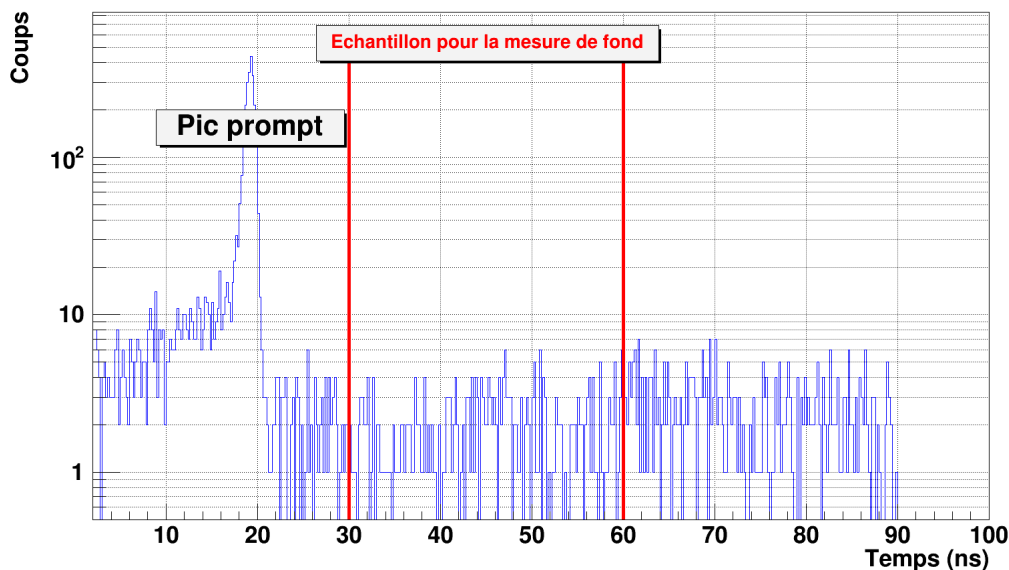


FIGURE 4.6 – Spectre des mesures de temps (0.2 ns/bin) entre la HF et la réponse du détecteur BaF₂. Elle plafonne à 86.8 ns, ce qui correspond à la fréquence de la HF.

4.3.3 Conversion Intensité-Signal BaF₂

Pour certains runs, l'intensité est connue car elle a été notée dans le cahier d'expérience d'après des mesures par cage de Faraday. Cette technique implique d'intercepter le faisceau et ces mesures sont donc non systématiques et généralement faites en début de run. Les intensités connues servent ici de référence pour calculer la valeur du facteur de conversion F , introduit en sec. 4.3.1 qui est alors moyenné sur les différents résultats. Il est finalement possible de calculer l'écart entre l'intensité connue et celle obtenue par calcul à partir de la réponse du BaF₂. Les résidus associés sont présentés en figure 4.7.

Les valeurs d'intensité de référence ne reflètent que des instants particuliers au cours d'un run (en début ou fin car la mesure intercepte le faisceau) mais sont cependant considérées constantes sur la durée de ce run. En raison de l'instabilité du faisceau durant l'expérience, cette approximation peut parfois s'avérer fautive. C'est le cas des

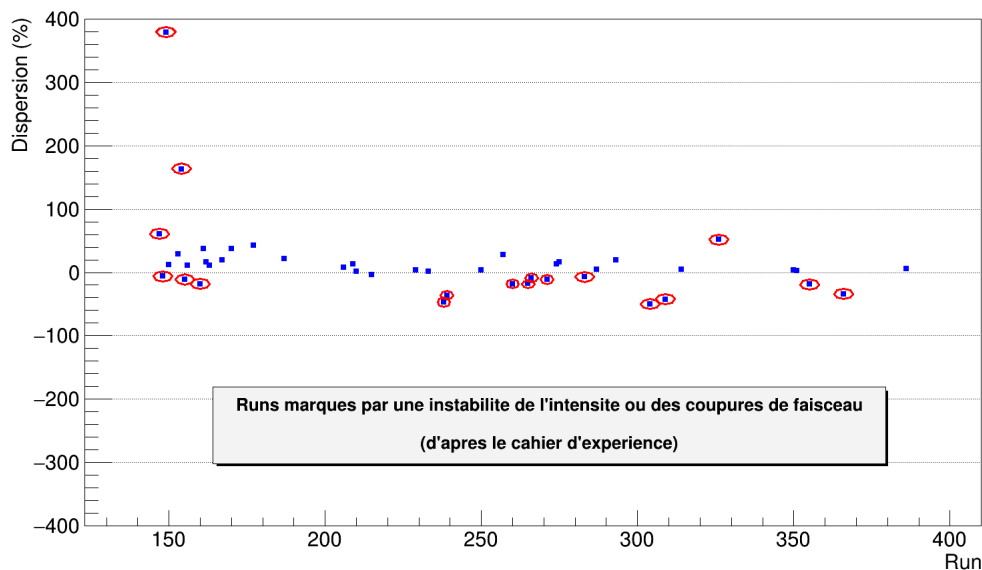


FIGURE 4.7 – Dispersion des intensités calculées pour les runs dont l’intensité est connue. Certaines valeurs ne sont pas pertinentes pour des raisons expérimentales.

runs 147, 148, 149, 154, 155, 160, 238, 239, 260, 265, 266, 271, 283, 304, 309, 326, 355 et 366 (entourés en rouge sur la figure 4.7) qui ont, toujours d’après les notes prises au cours de l’expérience, subi des problèmes d’instabilité de l’intensité ou de coupures de faisceau. Ces valeurs non pertinentes sont donc retirées de la procédure et l’on obtient alors les résidus présentés en figure 4.8.

On observe une dispersion de l’ordre de 10% sur la détermination de l’intensité : cette valeur est donc celle prise en compte dans l’estimation des incertitudes sur les sections efficaces totales (voir section 4.5). Enfin, le facteur F permettant la conversion en intensité du nombre de coups corrélés au faisceau (issu de l’échelle associée au BaF_2 de laquelle est soustrait le fond) est extrait et vaut ici $0.102 \text{ enA}/(\text{Coups/s})$.

4.3.4 Résultats des calculs d’intensité

L’application de cette méthode nous permet de calculer l’intensité faisceau I (et son incertitude associée) pour chaque run au cours de l’expérience (carrés bleus), comme présenté en figure 4.9. Les triangles rouges représentent les valeurs de référence utilisées. Plus l’angle du spectromètre par rapport à l’axe du faisceau est faible, plus la composante élastique du ^{48}Ca dans Vamos est importante, ce qui risque de détériorer les détecteurs et justifie une diminution de l’intensité lors de l’expérience.

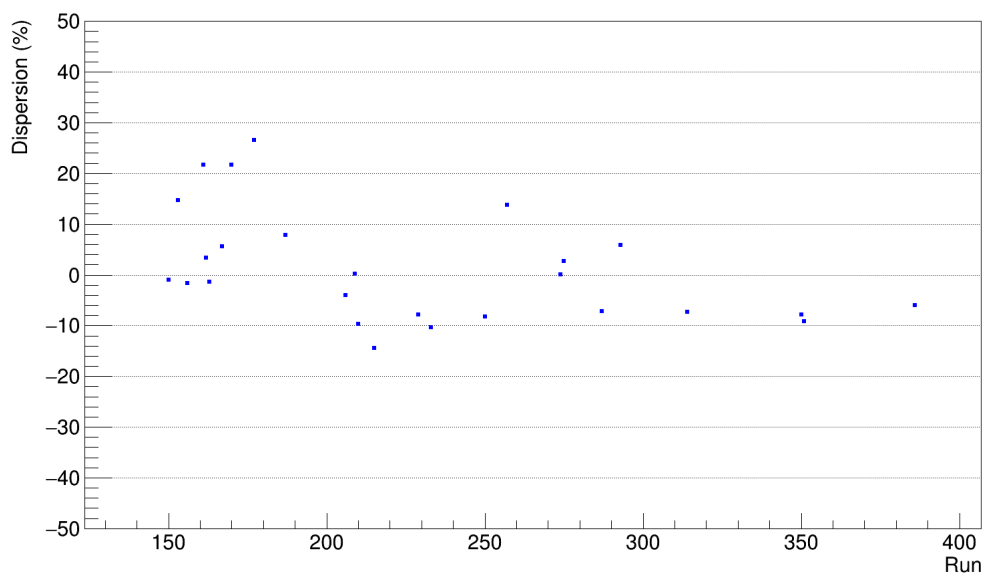


FIGURE 4.8 – Dispersion des intensités calculées. L'incertitude sur la valeur de l'intensité est donc prise à $\pm 10\%$ pour les calculs de section efficaces.

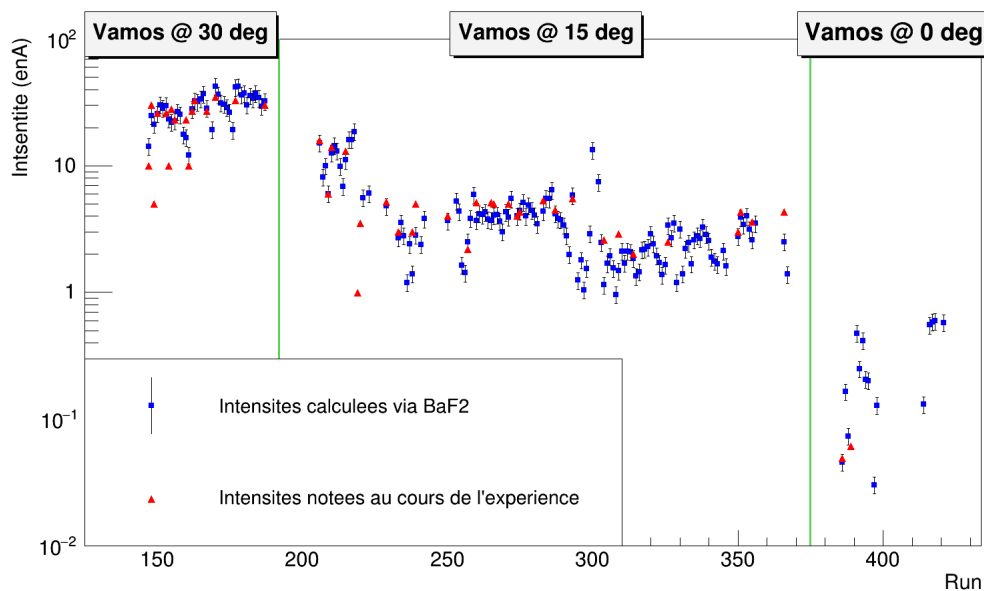


FIGURE 4.9 – Intensité faisceau au cours de l'expérience. Pour les plus petits angles, l'intensité est drastiquement diminuée dans le but de réduire les taux de comptage dans les détecteurs afin de les préserver.

4.4 Section efficace totale

4.4.1 Contribution des différents états de charge

La section efficace d'un noyau reflète sa probabilité d'être produit au cours d'une réaction, indépendamment de son état de charge. Ce dernier dépend en effet du nombre de particule dans son nuage électronique et correspond donc à la manifestation de phénomènes atomiques se produisant lors de la traversée de la cible par le noyau produit. Dans notre cas, nous souhaitons nous affranchir de cette variable en sommant les différents états de charge observés.

Ici, nous supposons que, pour un noyau donné, les distributions en énergie sont indépendantes de l'état de charge Q (traits en pointillés sur la figure 4.10). Cependant, la rigidité magnétique $B\rho$ introduite en section 2.2.1.a et conditionnant la détection d'un noyau dépend de la valeur de Q . Par conséquent, à $B\rho$ fixe, la distribution en énergie de deux états de charge différents d'un même noyau ne seront pas coupées de la même manière et les états de charge seront alors détectés sur des plages en énergie différentes (traits pleins sur la figure 4.10).

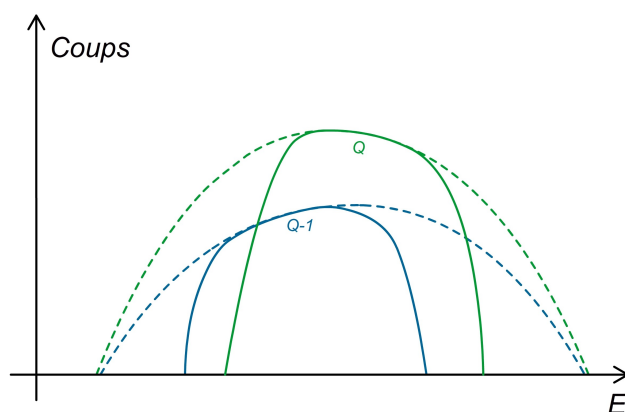


FIGURE 4.10 – Schéma des distributions en énergie pour deux états de charge différents : en pointillés, la distribution réelle, en trait plein, la distribution détectée. Pour corriger la distribution d'un état de charge, on se base sur celles des autres. *Dessiné par M. Portail.*

Pour estimer les distributions totales, chaque état de charge est renormalisé à l'aide d'une correction basée sur les autres états de charge. Comme à $B\rho$ fixe, l'énergie correspondante à un état de charge Q est plus grande que celle d'un état de charge $Q - 1$, la correction de l'état de charge Q aux petites énergies se fait à partir de l'état de charge $Q - 1$ (voir fig. 4.11 (a)) alors qu'aux grandes énergies, elle se fait par rapport à l'état de charge $Q + 1$ (voir fig. 4.11 (b)).

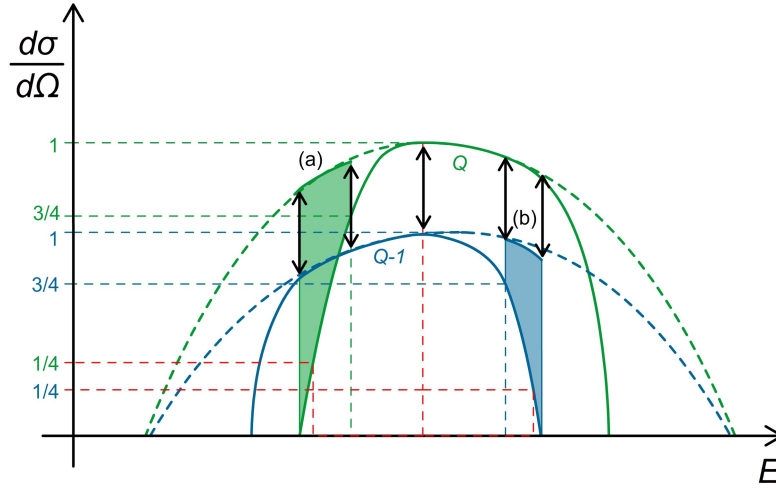


FIGURE 4.11 – Schéma représentatif de la méthode de renormalisation selon les états de charge. L'état de charge $Q-1$ permet la renormalisation de l'état de charge Q du côté des faibles énergies (a), alors que l'état de charge Q est renormalisé du côté des grandes énergies selon l'état de charge $Q+1$ (b). Dessiné par M. Portail.

Dans tous les cas, le rapport appliqué pour renormaliser est pris au centre de la plage de recouvrement entre deux états de charge. Cette plage correspond à la zone en énergie commune aux distributions des deux états de charge considérés et dans laquelle les sections efficaces d'un état de charge donné restent supérieures au quart de son maximum. Les renormalisations se font, elles, dans les zones en énergies pour lesquelles les sections efficaces passent sous le seuil des trois quarts du maximum. La figure 4.12 résume ces notions.

Par exemple, la correction de l'état de charge Q du côté de ses faibles énergies se fait via l'équation (4.22) dans laquelle on note σ' la section efficace corrigée de l'état de charge Q , σ_{Q-1} celle de l'état de charge $Q-1$ et R_{Ref} le rapport de référence utilisé (égal à $\frac{\sigma_Q}{\sigma_{Q-1}}$ au milieu de la zone de recouvrement).

$$\sigma' = R_{Ref} \sigma_{Q-1} \quad (4.22)$$

Les corrections sont faites en cascade sur les différents états de charge afin de récupérer le maximum de la plage en énergie couverte par les mesures. La figure 4.13 montre un exemple des événements atteints par cette méthode.

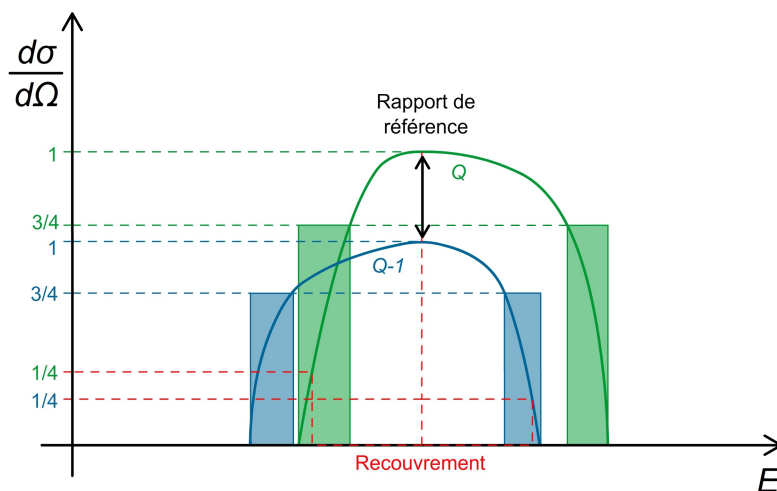


FIGURE 4.12 – Représentation schématique de la zone de recouvrement entre deux états de charge (en rouge). Le rapport de référence utilisé pour la renormalisation est pris au milieu de cette zone. Les zones colorées correspondent aux zones à renormaliser, pour lesquels la valeur de la section efficace passe sous le seuil des trois quarts du maximum. Dessiné par M. Portail.

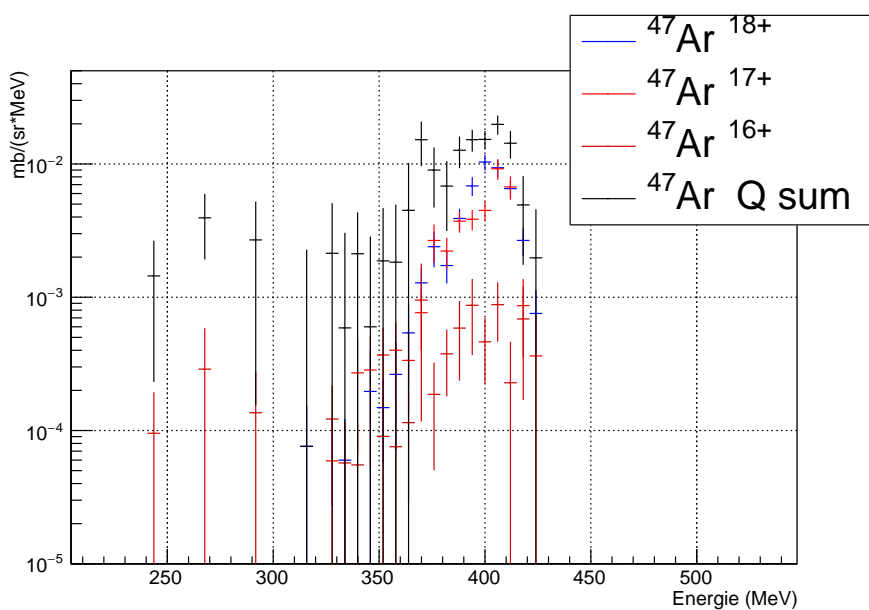


FIGURE 4.13 – Exemple de corrections appliquée aux différents états de charge de ^{47}Ar : en noir, la somme des trois états de charge renormalisés (18+, 17+ et 16+) et en couleur, les distributions individuelles avant correction.

4.4.2 Somme selon les paramétrages du spectromètre

Pour un noyau donné (Z et A fixés), les sections efficaces de production sont mesurées état de charge par état de charge pour chacune des trois positions angulaires de Vamos. Pour les données collectées par Vamos placé à 15° et 0° , les mesures sont dédoublées pour les deux identifications correspondant à des mesures temporelles décalées d'une HF (voir section 3.4.2).

Pour chaque position du spectromètre (chaque angle entre la trajectoire centrale et l'axe du faisceau), les données collectées pour les différents réglages électromagnétiques sont traitées simultanément. L'objectif ici est d'augmenter la statistique nécessaire à la sélection manuelle des événements rares, typiquement les noyaux les plus exotiques. Cependant, ces différents réglages conduisent à un recouvrement partiel en moment et par conséquent, certaines gammes en énergie ont été observées sur des temps plus longs que d'autres. Pour chaque position de Vamos, la section efficace est calculée en moyennant les valeurs associées aux cas extrêmes de mesure la plus courte (associée au réglage électromagnétique couvert sur le temps le plus court) ou la plus longue (temps total de mesure pour le spectromètre à cette position). Les valeurs de sections efficaces obtenues sont alors sous-estimées sur les gammes en moment les moins couvertes et sur-estimées sur les gammes en moment les plus couvertes. Les incertitudes discutées en section 4.5.2 tiennent compte de ce point.

Le choix des positions spatiales de Vamos n'a, au contraire, conduit à aucun recouvrement angulaire. Par conséquent, la section efficace totale de réactions d'un noyau correspond simplement à la somme des contributions de ses différents états de charge, corrigés les uns par rapport aux autres.

Enfin, en dernière étape, un facteur correctif est appliqué sur l'ensemble des résultats. Il est issu de l'analyse des événements de réactions élastiques et est discuté en section 5.1.

4.5 Estimation des incertitudes

Lors du calcul des incertitudes, on distingue du cas général (traité en section 4.5.2) correspondant à la mesure d'un ou plusieurs événement(s), les cas particuliers (traités en section 4.5.1) où l'on ne mesure aucun événement dans une fenêtre en angle et énergie pourtant accessible expérimentalement.

4.5.1 Cas d'une mesure de 0 événement

Dans les cas où aucun événement n'est enregistré à un angle et une énergie où la détection était permise par les réglages du spectromètre, on en déduit que la section efficace associée est probablement inférieure à celle que l'on aurait obtenue avec l'observation d'un unique événement. La mesure correspond alors à une section efficace nulle à laquelle on associe une incertitude égale à la section efficace correspondante à 1 événement.

4.5.2 Cas général

Comme expliqué en section 4.1, la section efficace totale de production est calculée à partir de nombreux facteurs. On néglige les incertitudes, suffisamment faibles, sur la masse de l'uranium¹⁰, le nombre d'Avogadro¹¹ et la charge des noyaux produits¹². Au contraire, on s'intéresse aux sources d'incertitudes suivantes :

Le nombre N_{det} d'événements mesurés L'incertitude δN_{det} vaut $\sqrt{N_{det}}$ et tient compte de l'incertitude sur l'identification des noyaux produits.

L'épaisseur ρe de la cible L'incertitude $\delta \rho e$ est de 10% (voir sec. 2.1.2.b).

L'intensité I du faisceau L'incertitude δI est estimée à 10% (voir sec. 4.3).

L'acceptance du spectromètre L'incertitude δAcc est estimée à 20% (voir sec. 4.2) et est principalement due à la méthode de reconstruction de l'acceptance.

Les mesures de temps total d'acquisition et de temps mort Les incertitudes δT et δDT associées sont négligées devant les autres sources d'incertitudes grâce à la fréquence de 100 Hz du pulser ayant servi aux mesures.

L'efficacité du système de détection du plan focal On suppose une efficacité de 100% pour le mur de siliciums et les chambres à ionisation. L'efficacité des chambres à dérive est, elle, estimée en comparant le nombre total d'événements détectés et le nombre d'événements qui ont pu être reconstruits. La perte est évaluée inférieure à 1% et l'incertitude sur l'efficacité du système de détection est négligée devant celles de l'intensité et l'acceptance.

On obtient ainsi l'incertitude $\delta \sigma$ sur la section efficace totale σ via l'équation (4.23). Pour les noyaux dont on a mesuré une quinzaine de coups, elle est donc de l'ordre de 35%.

$$\frac{\delta \sigma}{\sigma} = \sqrt{\frac{1}{N_{det}} + 0.06} \quad (4.23)$$

10. $M_{238U} = 238.0507884(\pm 2.0) \mu u$ [60]

11. $N_A = 6.022140857(74) 10^{23} (\pm 1.2 10^{-8}) \text{ mol}^{-1}$ [64]

12. $e = 1.6021766208(98) 10^{-19} (\pm 6.1 10^{-9}) \text{ C}$ [64]

Il est nécessaire de tenir également compte d'une incertitude associée à la renormalisation de chaque état de charge par rapport aux autres (voir section 4.4.1). Pour cela, toutes les valeurs de σ' , sections efficaces corrigées selon celles des états de charge voisins, sont associées à une incertitude $\delta\sigma'$ calculée via l'équation (4.24) (similaire à l'équation (4.22) utilisée pour le redressement). Cette incertitude est égale au produit du rapport de correction R_{Ref} par la valeur de l'incertitude associée à la section efficace σ_{ref} utilisée pour renormalisation.

$$\delta\sigma' = R_{Ref} \delta\sigma_{Ref} \quad (4.24)$$

Un facteur correctif issu de l'analyse de l'élastique (discutée en section 5.1) est également appliqué aux incertitudes, comme une erreur systématique sur toutes les mesures. Enfin, une dernière contribution permet de prendre en compte l'incertitude due à la moyenne des sections efficaces sur les différents réglages électromagnétiques de Vamos (comme expliqué en section 4.4.2). Celle-ci est égale à la moitié de l'intervalle dans lequel se trouve la section efficace. Cet intervalle est calculé en maximisant ou minimisant la durée de la mesure expérimentale pour chaque position de Vamos et la section efficace est assimilée à sa moyenne. Pour définir les cas extrêmes, la durée minimum est prise égale à la durée de la mesure la plus courte pour l'un des réglages électromagnétiques et la durée la plus longue est prise égale à la durée totale de la mesure pour une position donnée de Vamos.

Afin de mesurer les sections efficaces absolues des noyaux produits, il est nécessaire de connaître l'acceptance du spectromètre (pour évaluer le nombre réel de noyaux produits) et l'intensité du faisceau au cours de l'expérience (bien qu'elle ne puisse pas être mesurée). L'acceptance a d'abord été simulée puis extraite indépendamment des données. L'intensité a, de son côté, été renormalisée grâce au taux de comptage dans le détecteur BaF₂, placé à l'arrière de la cible dans le but de collecter des rayonnements γ de décroissance. Des corrections selon les différents états de charge ont ensuite été nécessaires pour accéder aux sections efficaces totales de chaque noyaux et les incertitudes ont été évaluées.

Le spectromètre de grande acceptance utilisé permet alors la mesure de sections efficaces d'un grand nombre de noyaux sur une large plage angulaire. Les chapitres 5 et 6 présentent et discutent les résultats obtenus.

5

Résultats

Table des matières

5.1	Diffusion élastique	99
5.1.1	Principe de l'étude	99
5.1.2	Section efficace de Rutherford	100
5.1.3	Validation des calculs de sections efficaces	102
5.1.4	Angle de grazing expérimental	103
5.2	Distributions en masse	104
5.3	Distributions angulaires et en énergie	108
5.3.1	Distributions angulaires	109
5.3.2	Distribution en énergie	112

L'expérience E589, dont le dispositif est présenté dans le chapitre 2, consistait à réaliser des collisions entre des noyaux de ^{48}Ca accélérés à 10 A MeV et une cible de ^{238}U . L'analyse des données a permis l'identification des particules produites (voir chapitre 3) et a conduit à la mesure de sections efficaces de production (voir chapitre 4). Ce chapitre-ci expose les résultats obtenus. Il commence, en section 5.1, par la diffusion élastique du ^{48}Ca sur la cible d'uranium, qui permet de valider la procédure de calcul des sections efficaces (en particulier les valeurs d'intensité faisceau obtenues via le taux de comptage du détecteur BaF_2) et de mesurer la valeur de l'angle de grazing (section 5.1). La section 5.2 est ensuite consacrée aux distributions en masse et la section 5.3 présente les distributions angulaires et en énergies mesurées.

5.1 Diffusion élastique

La comparaison entre la distribution angulaire des événements de diffusion élastique et celle de la diffusion coulombienne de Rutherford est un moyen de valider la procédure de calcul des sections efficaces de réactions et éventuellement la préciser. L'esprit de la méthode est présenté en section 5.1.1, le calcul de la section efficace de Rutherford en section 5.1.2 et les résultats en sections 5.1.3. La section 5.1.4 est consacrée à la mesure expérimentale de l'angle de grazing.

5.1.1 Principe de l'étude

Pour de grands paramètres d'impact, les processus nucléaires n'interviennent pas et l'interaction projectile-cible est alors largement dominée par la diffusion coulombienne de Rutherford [17, 18]. Pour ces grands paramètres d'impact, les produits sont donc présents aux petits angles de déviation. Au contraire, pour les faibles paramètres d'impact, les interactions nucléaires dominent et, par conséquent, la section efficace associée à la diffusion élastique chute et devient négligeable aux grands angles. La distribution angulaire de la diffusion élastique suit donc la courbe de la diffusion de Rutherford puis chute autour d'un angle particulier, appelé « angle de grazing » lorsque les réactions nucléaires commencent à dominer. L'angle de grazing est ainsi l'angle de Rutherford correspondant au paramètre d'impact minimum pour lequel la diffusion coulombienne domine (voir sec. 1.2.5.b).

La distribution angulaire du rapport entre sections efficaces élastique et de Rutherford est attendue selon l'allure présentée en figure 5.1. Tant que les événements élastiques sont dominés par la diffusion de Rutherford, le rapport des deux oscille, par diffraction, autour de 1. Ce rapport décroît ensuite autour de l'angle de grazing, que

l'on définit comme l'angle pour lequel le rapport des sections efficaces devient inférieur à $\frac{1}{4}$ (voir sec. 5.1.4).

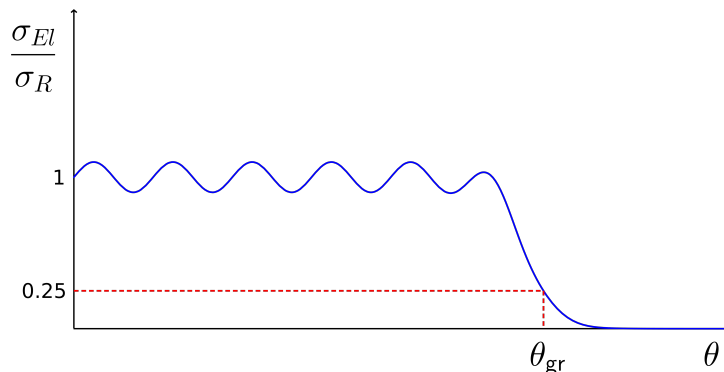


FIGURE 5.1 – Allure schématique du rapport des sections efficaces élastique et de Rutherford en fonction de l'angle polaire θ . L'angle de grazing est défini lorsque le rapport passe sous le seuil de $\frac{1}{4}$.

La distribution angulaire de la section efficace de réaction associée à la diffusion élastique est extraite suivant la même procédure, décrite en section 5.3.1, que pour tous les autres noyaux. Elle correspond à une intégration par pas de 0.5° afin de conserver un nombre de points important. La réelle particularité de ce cas réside dans la sélection des événements. Parmi tous les noyaux de ^{48}Ca détectés, on ne sélectionne que les événements élastiques en se basant sur leur énergie, comme on peut le voir en figure 5.2.

5.1.2 Section efficace de Rutherford

On cherche ici à déterminer les intégrales de la section efficace de Rutherford sur des plages angulaires de 0.5° dans le référentiel du laboratoire afin de réaliser la comparaison avec les données de diffusion élastique. La section efficace différentielle de Rutherford $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R$ est donnée, pour un angle solide $d\Omega$ dans le référentiel du centre de masse (CM), par l'équation (5.1) [17] où Z_1 et Z_2 sont les numéros atomiques des noyaux en collisions (ici 20 et 92), E_{CM} l'énergie de la collision et θ l'angle polaire. Avec E_{CM} en MeV et $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R$ en fm^2 , e^2 est égal à 1.44 MeV.fm.

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E_{CM}}\right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (5.1)$$

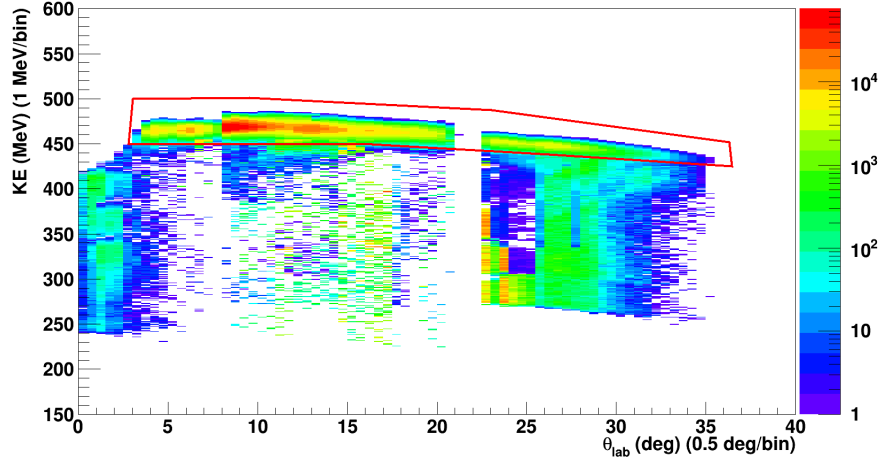


FIGURE 5.2 – Spectre bi-dimensionnel correspondant aux événements de ^{48}Ca : les sections efficaces de réactions, exprimées en $\text{mbMeV}^{-1}\text{sr}^{-1}$, sont présentées en fonction de l'énergie cinétique (ordonnée) et de l'angle (abscisse) dans le laboratoire. Les couleurs dépendent de leurs valeurs absolues. La sélection rouge indique les événements élastiques.

On convertit dans le référentiel du centre de masse les angles θ_L^{\min} et θ_L^{\max} de chaque plage en angle considérée via l'équation (5.2) [65] où M_c et M_p sont les masses respectives de la cible et du projectile et $\theta_L^{\max} = \theta_L^{\min} + 0.5^\circ$.

$$\cos(\theta_{CM}) = \sqrt{\cos^2\theta_L \left[1 - \left(\frac{M_p}{M_c} \right)^2 \sin^2\theta_L \right]} - \frac{M_p}{M_c} \sin^2\theta_L \quad (5.2)$$

Pour chaque plage en angle, l'intégrale I de la section efficace de Rutherford est calculée via l'équation (5.3) où le facteur 10 convertit le résultat en mb (Avec E_{CM} en MeV et $e^2 = 1.44 \text{ MeV}\cdot\text{fm}$) pour une comparaison directe avec la courbe expérimentale, le facteur $\frac{180}{\pi}$ provient de la conversion des angles en degrés et E_{CM} est issu de l'énergie E_L dans le référentiel du laboratoire par la relation $E_{CM} = \frac{M_c}{M_c + M_p} E_L$. L'intégration en φ se fait sur 2π pour permettre la comparaison avec les données expérimentales (renormalisées sur 2π lors de la prise en compte de l'acceptance, voir section 4.1.1).

$$I = \int_{\theta_{CM}^{\min}}^{\theta_{CM}^{\max}} \int_0^{2\pi} \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E_{CM}} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \sin\theta d\theta d\varphi \quad (5.3)$$

$$I = 2\pi \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E_{CM}} \right)^2 2 \left[\frac{1}{\sin^2 \left(\frac{\theta_{CM}^{\max}}{2} \right) - 1} - \frac{1}{\sin^2 \left(\frac{\theta_{CM}^{\min}}{2} \right) - 1} \right] \frac{180}{\pi} 10 \text{ [mb]}$$

5.1.3 Validation des calculs de sections efficaces

On peut tracer la distribution angulaire, dans le référentiel du laboratoire, du rapport $\frac{\sigma_{El}}{\sigma_R}$ des sections efficaces élastiques et de Rutherford. On obtient la courbe présentée en figure 5.3, à comparer avec l'allure présentée en figure 5.1. Sachant que les oscillations, dues à la diffraction, doivent être centrées autour de la valeur 1 (voir le principe en section 5.1.1), on observe un décalage systématique, par rapport à 1, de nos mesures. Il provient probablement de nos calculs d'intensités et de notre évaluation de l'acceptance du spectromètre. Un ajustement constant de la courbe nous permet de quantifier la correction à appliquer à nos valeurs de sections efficaces afin d'obtenir le ratio de 1. Ce facteur est pris comme une erreur systématique dans les incertitudes (voir section 4.5.2).

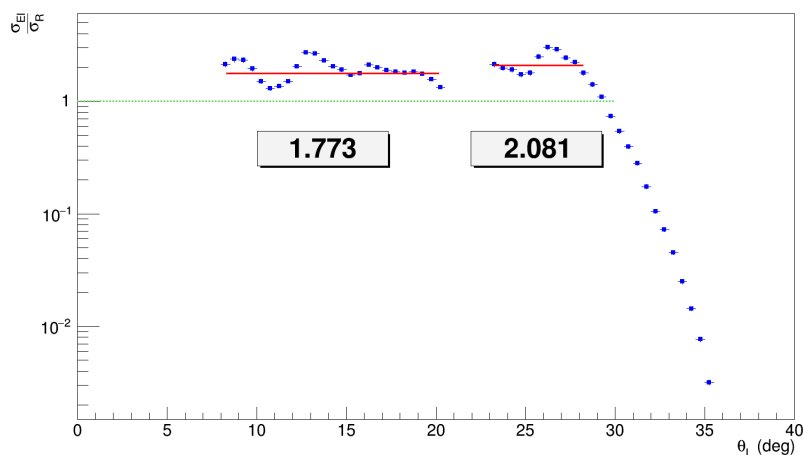


FIGURE 5.3 – Distribution angulaire du rapport des sections efficaces élastique (mesurée) et de Rutherford (calculée). La ligne verte indique la position théorique attendue de la moyenne de la courbe. Les lignes rouges indiquent les ajustements constants (dont les valeurs sont précisées) utilisés pour corriger les valeurs absolues des sections efficaces mesurées. On ne considère pas ici de points autour de 0° car, afin de protéger les détecteurs des états du charge du faisceau pendant l'expérience, la distribution en énergie de la mesure a volontairement été tronquée.

Deux ajustements sont réalisés : le premier entre 8.5° et 20° et le second entre 23.5° et 28° . Ils sont tracés en ligne rouge sur la figure 5.3 et leurs coefficients sont indiqués. Autour de 0° , les mesures ont été prises en faisant attention de couper les états de charge du faisceau, afin de protéger les détecteurs. Par conséquent, les points dans cette région ne sont pas à prendre en compte car ils correspondent à une distribution en énergie tronquée. Nous avons finalement choisi d'appliquer le facteur correctif de 0.56 obtenu

autour de 15° pour tous les angles inférieurs à 22° et celui de 0.48 obtenu autour de 30° pour les angles supérieurs à 22° . L'ensemble des résultats et des incertitudes présentés ici tient compte de ce facteur.

5.1.4 Angle de grazing expérimental

Les facteurs correctifs introduits en section 5.1.3 sont appliqués, en particulier, aux données de réactions élastiques. Il est alors possible de calculer une nouvelle fois le rapport des sections efficaces élastiques et de Rutherford. On obtient la courbe présentée en figure 5.4 de laquelle on extrait l'angle de grazing θ_{graz} dans le référentiel du laboratoire. Il s'agit de l'angle auquel le rapport passe sous le seuil de 0.25 [17], ce qui correspond à l'angle minimum de Rutherford associé à la trajectoire pour laquelle l'interaction nucléaire n'est plus négligeable.

On mesure de cette manière $\theta_{graz} = 30.4^\circ(\pm 0.3^\circ)$ (soit $36.3^\circ(\pm 0.4^\circ)$ dans le référentiel du centre de masse). Ce résultat s'approche de la mesure calculée ($\theta_{graz}^L = 30.9^\circ$ voir section 2.2.3.a). Le résultat obtenu par calcul étant largement dépendant du modèle choisi pour la valeur du rayon d'interaction, cela nous permet de valider la pertinence du modèle choisi ici.

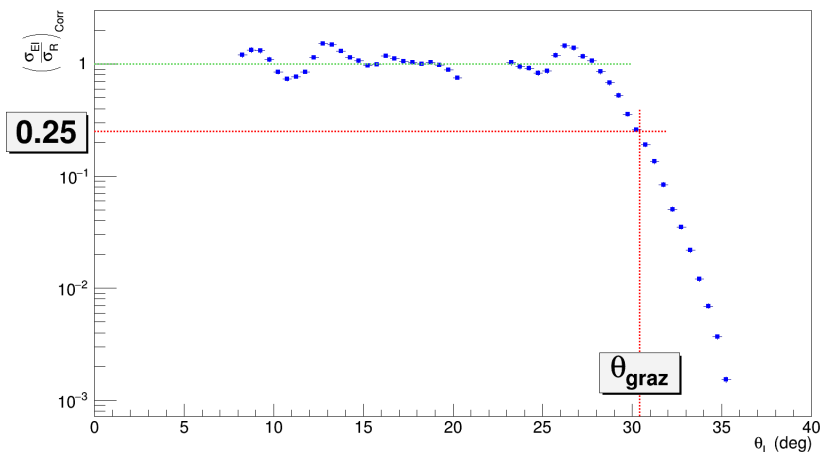


FIGURE 5.4 – Distribution angulaire du rapport des sections efficaces élastique (mesurée et corrigée) et de Rutherford (calculée). L'angle de grazing expérimental est défini comme l'angle à partir duquel le rapport de ces sections efficaces passe sous le seuil de 0.25 [17]. Il vaut ici $30.4^\circ(\pm 0.3^\circ)$.

5.2 Distributions en masse

Au cours de l'expérience, de nombreux transferts de nucléons semblent avoir eu lieu entre les noyaux de calcium accélérés et ceux d'uranium contenus dans la cible bombardée. Les résidus observés se situent, dans la carte des noyaux, aux alentours du noyau projectile de ^{48}Ca et sont présentés en figure 5.5. Les événements de vanadium semblent contaminés par du calcium et l'identification isotopique n'est donc pas détaillée ici.

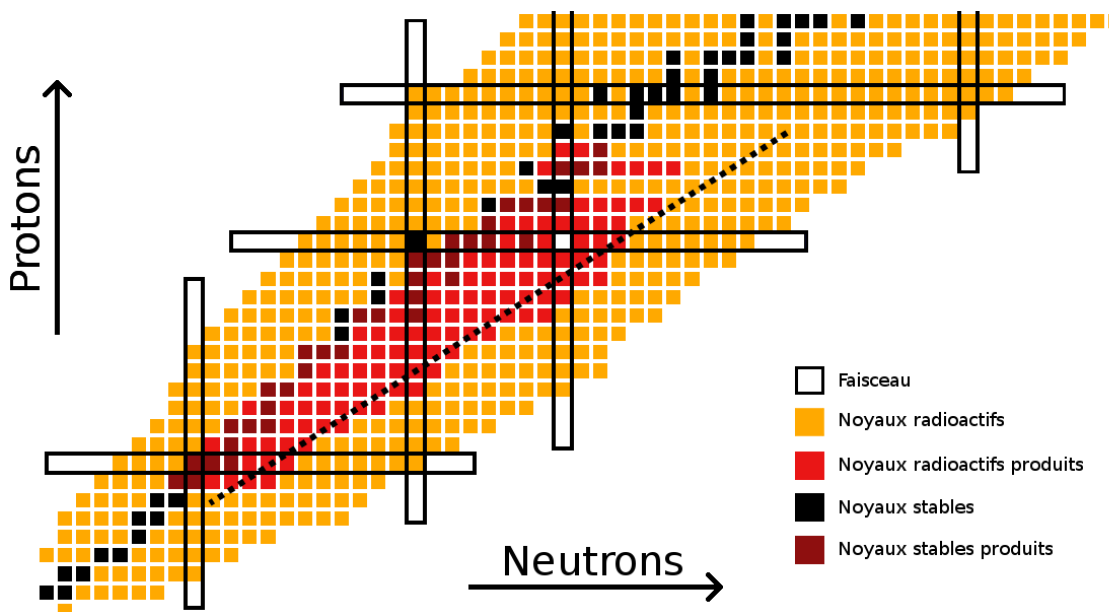


FIGURE 5.5 – Carte des noyaux produits au cours de l'expérience. La ligne en pointillés correspond au rapport N/Z du système di-nucléaire de la réaction, égal à 1.55. Les événements associés à la production de Vanadium semblent contaminés par du calcium et la séparation isotopique n'est donc pas indiquée ici.

Le choix d'opérer en cinématique directe permet une dispersion plus large des quasi-projectiles, c'est-à-dire des noyaux de masse intermédiaires que l'on souhaite étudier ici. De leur côté, les produits de type quasi-cible, proches de ^{238}U ne sont pas mesurés car ils sont amenés à fissionner avant de sortir de la cible et sont dans tous les cas, produits avec une énergie cinétique faible devant celle des quasi-projectiles, insuffisante pour atteindre le plan focal du spectromètre.

Comme on peut le voir sur la figure 5.5, on observe expérimentalement d'importants échanges de nucléons. Par exemple, la mesure de ^{40}Ar correspond à la perte de 8 nucléons (-2p,-6n : 2 protons et 6 neutrons) et celle de ^{30}Si à la perte de 18 nucléons (-6p,-12n). Les transferts les plus importants observés ont été de 13 protons avec la détection des isotopes d'azote et de 21 neutrons avec celle de ^{14}N .

Par ailleurs, des noyaux exotiques tels que $^{51}\text{Ca}_{(N/Z=1.55)}$, $^{48}\text{Ar}_{(N/Z=1.67)}$, $^{36}\text{Si}_{(N/Z=1.57)}$ ou $^{32}\text{Mg}_{(N/Z=1.67)}$ ont également été observés. Pour comparaison, le système di-nucléaire de la réaction étudiée présente un rapport N/Z égal à 1.55, représenté par la ligne en pointillés de la figure 5.5. À mesure que le rapport N/Z du résidu augmente au-delà de cette valeur, l'ajout d'un neutron fait chuter la section efficace de réaction d'un ou deux ordres de grandeur (voir figures 5.6 et 5.7).

Parmi la grande quantité de noyaux produits, l'analyse s'est portée sur les isotopes de magnésium, silicium, argon et calcium, plus ou moins éloignés du faisceau, dont on présente les distributions de masses en figures 5.6 (Mg/Si) et 5.7 (Ar/Ca). Elles sont extraites par pas de 5° entre 0° (en bas) et 34° (en haut). Les sections efficaces de réactions sont intégrées sur l'ensemble de la gamme en énergie observée, moyennées en angle et s'expriment en $\text{mb}\cdot\text{sr}^{-1}$. Le schéma répétitif des paragraphes descriptifs a pour but de faciliter une lecture ciblée de ces résultats.

Lors de l'expérience, il a été nécessaire lorsque Vamos était placé à 0° , de limiter la plage de détection en moment afin de couper les états de charge du faisceau risquant d'endommager les détecteurs (voir le choix des réglages de Vamos en section 2.2.3.a). Cependant, ces rigidités magnétiques correspondent également à celles des noyaux les plus exotiques, qui ne sont, par conséquent, pas proprement observés aux angles inférieurs à 9° , la distribution en énergie cinétique étant coupée.

Les résultats obtenus pour les isotopes de calcium autour de 15° sont à prendre avec précaution. Les états de charge du faisceau étant très intenses, ces noyaux sont difficilement résolus et les sections efficaces sont altérées par la présence de ^{48}Ca .

Figure 5.6. Voir description générale p.104. Tous les isotopes de $^{24}\text{Mg}_{(N/Z=1)}$ à $^{32}\text{Mg}_{(N/Z=1.67)}$ (à gauche) et tous ceux de $^{28}\text{Si}_{(N/Z=1)}$ à $^{36}\text{Si}_{(N/Z=1.57)}$ (à droite) ont été observés. On constate que le centroïde se déplace vers les noyaux les plus exotiques à mesure que l'angle augmente. Cependant, cet effet est biaisé entre 0° et 9° en raison des coupures en moment réalisées lors de l'expérience afin de protéger les détecteurs du faisceau. Cela entraîne l'impossibilité de détecter les noyaux les plus exotiques aux petits angles. Les valeurs absolues des sections efficaces augmentent vers 0° (voir aussi fig. 5.9), même pour les noyaux exotiques.

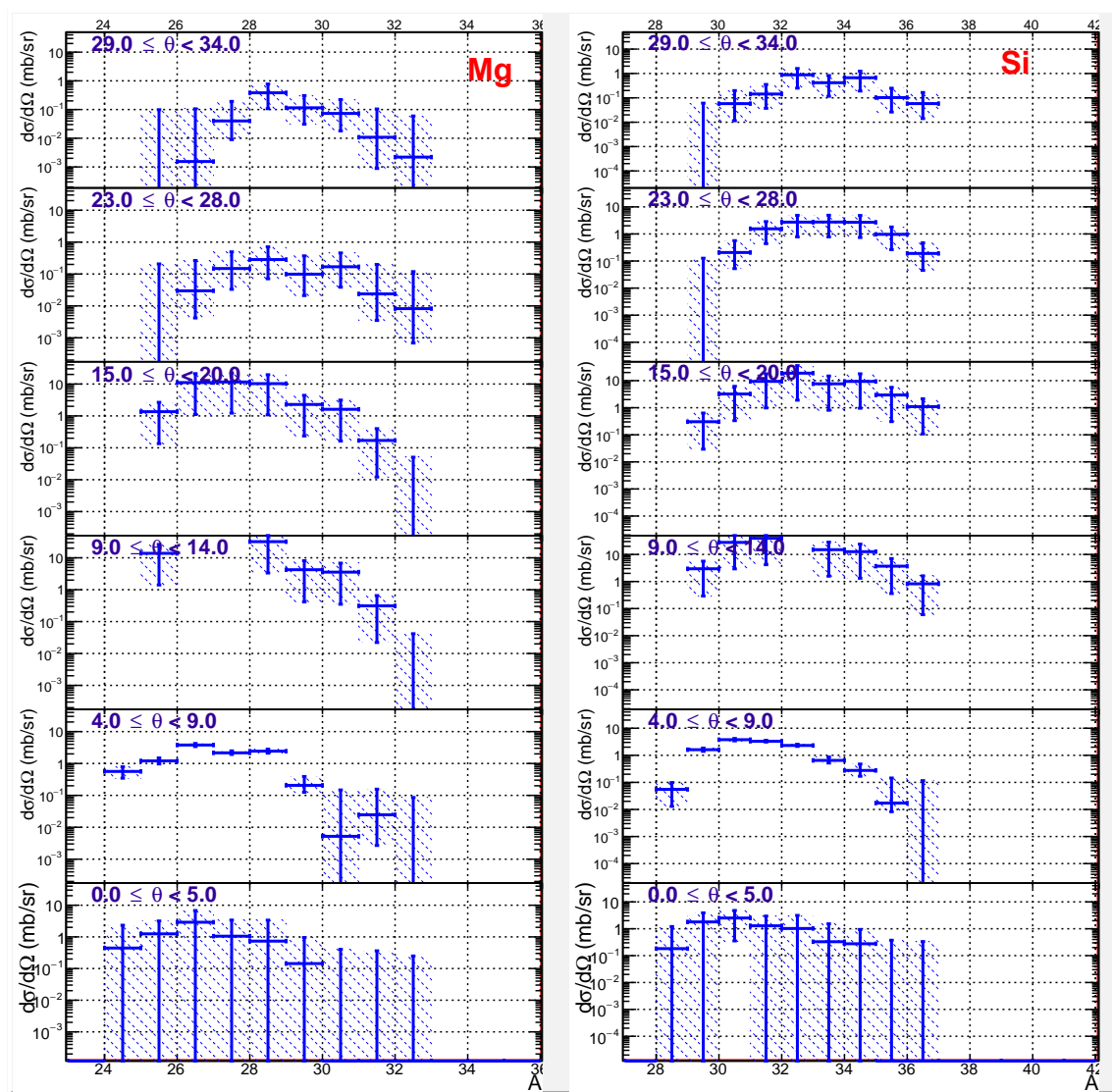


FIGURE 5.6 – Distributions de masse des isotopes de Mg (à gauche) et Si (à droite), voir texte p.104 et p.106.

Figure 5.7. Voir description générale p.104. Tous les isotopes de $^{38}\text{Ar}_{(N/Z=1.1)}$ à $^{48}\text{Ar}_{(N/Z=1.67)}$ (à gauche) et tous ceux de $^{42}\text{Ca}_{(N/Z=1.1)}$ à $^{51}\text{Ca}_{(N/Z=1.55)}$ (à droite) ont été observés. On constate que le centroïde se déplace vers les noyaux les plus exotiques à mesure que l'angle augmente. Cependant, cet effet est biaisé entre 0° et 9° en raison des coupures en moment réalisées lors de l'expérience afin de protéger les détecteurs du faisceau. Cela entraîne l'impossibilité de détecter les noyaux les plus exotiques aux petits angles. Les valeurs absolues des sections efficaces augmentent vers 0° (voir aussi fig. 5.10), même pour les noyaux exotiques. Le ^{48}Ca composant le faisceau, il présente des sections efficaces de réactions très élevées (l'élastique est traité en section 5.1). Le ^{44}Ca est contaminé, entre 8° et 22° par la diffusion du faisceau dans le spectromètre.

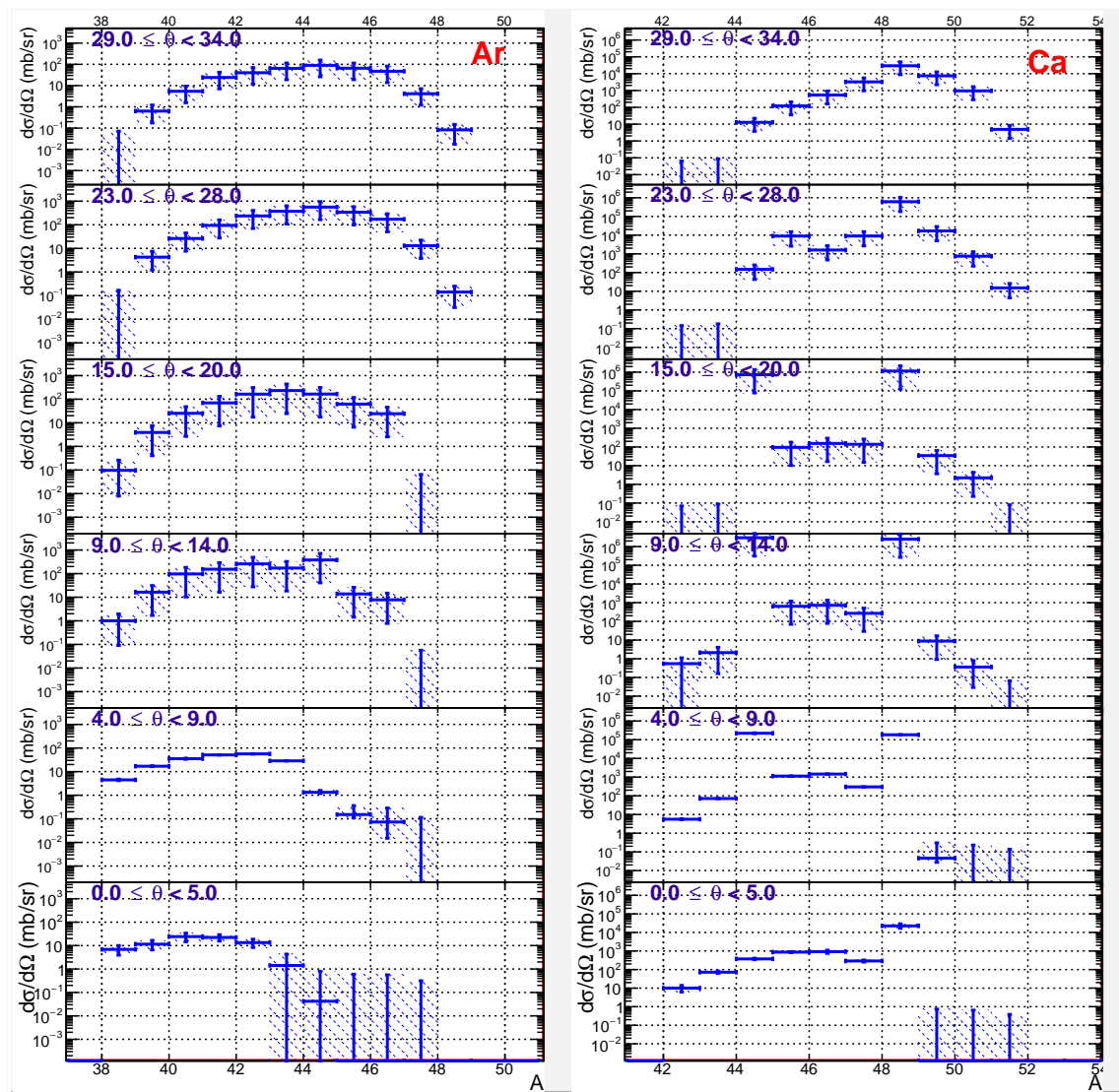


FIGURE 5.7 – Distributions de masse des isotopes de Ar (à gauche) et Ca (à droite), voir texte p.104 et p.107.

5.3 Distributions angulaires et en énergie

Pour chaque noyau considéré, les sections efficaces de réactions double différentielles mesurées sont représentées dans un spectre bi-dimensionnel, tel que celui de la figure 5.8, en fonction de l'énergie cinétique dans le canal de sortie (en ordonnée) et de l'angle polaire θ dans le référentiel du laboratoire (en abscisse). Les distributions angulaires et en énergie présentées respectivement en sections 5.3.1 et 5.3.2 correspondent alors à la projection des spectres bi-dimensionnels sur l'une ou l'autre des deux dimensions, selon les méthodes détaillées dans les sections dédiées.

L'énergie cinétique d'une particule produite est calculée à partir de sa rigidité magnétique (voir sec. 5.3.2). On observe sur les spectres bi-dimensionnels l'allure des diagrammes de Wilczyński présentés en section 1.2.5.c : le quasi-élastique est très intense autour de l'angle de grazing et les phénomènes fortement dissipatifs sont corrélés à une dispersion angulaire des produits.

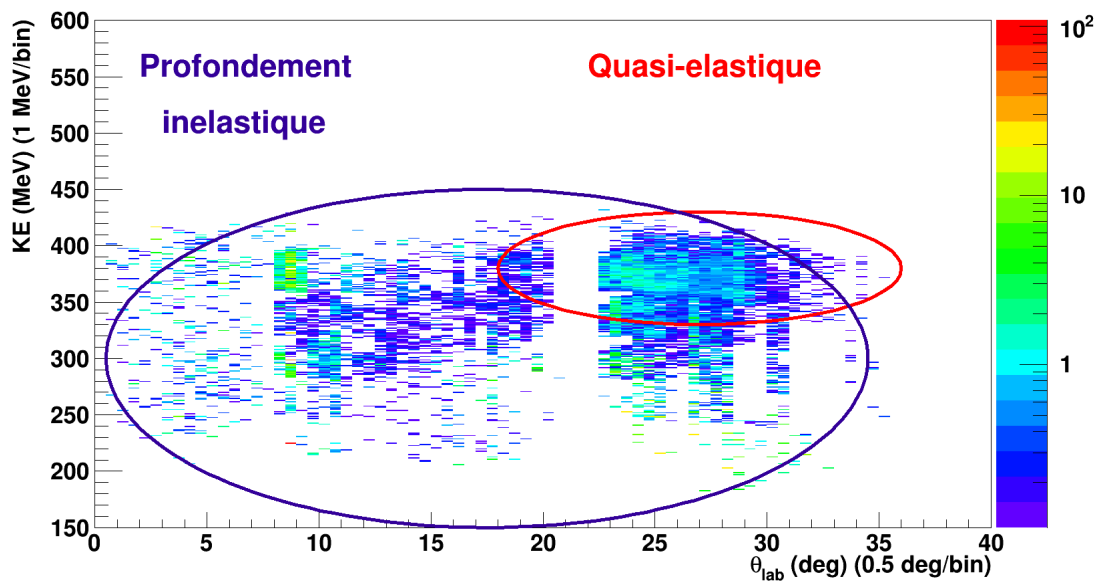


FIGURE 5.8 – Exemple, pour le noyau de ^{42}Ar , de spectre bi-dimensionnel des sections efficaces de réactions, exprimées en $\text{mbMeV}^{-1}\text{sr}^{-1}$, en fonction de l'énergie cinétique du résidu étudié (ordonnée) et de son angle d'émission dans le référentiel du laboratoire (abscisse). On observe le pic du quasi-élastique autour de l'angle de grazing ($\simeq 30^\circ$) et la large distribution angulaire des événements, très dissipatifs, de réactions profondément inélastiques aux énergies plus faibles. Cela correspond à l'allure des diagrammes de Wilczyński (voir section 1.2.5.c).

5.3.1 Distributions angulaires

On présente ici les distributions angulaires des sections efficaces de réactions associées aux isotopes de magnésium, silicium (figure 5.9), argon et calcium (figure 5.10) du plus exotique (en haut) au plus stable (en bas). Elles sont obtenues à partir des spectres bi-dimensionnels (voir un exemple en figure 5.8) par projection sur l'axe des abscisses. Elles sont intégrées sur l'ensemble de la distribution en énergie et moyennées par pas de 2° dans le référentiel du laboratoire, donc exprimées en $\text{mb}\cdot\text{sr}^{-1}$.

La granularité angulaire plus fine que sur les spectres en masse permet une meilleure visualisation des tendances vers les petits angles. Cependant, les mesures autour de 0° restent à prendre avec précaution : les faibles intensités de faisceau lors de ces runs induisent une incertitude importante et les coupures en moment, réalisées lors de l'expérience pour protéger les détecteurs (voir les réglages de Vamos en section 2.2.3.a), ne nous permettent pas de reconstruire la totalité de la distribution.

Le schéma répétitif des paragraphes descriptifs a pour but de faciliter une lecture ciblée de ces résultats.

Figure 5.9. Voir description générale p.109. On présente ici les distributions angulaires des sections efficaces de réactions pour les isotopes de magnésium (à gauche) et de silicium (à droite) et l'on observe une augmentation des valeurs absolues avec la diminution de l'angle d'émission du quasi-projectile (les angles inférieurs à 9° sont à prendre avec précaution et présentent une incertitude importante). Les distributions angulaires de ces noyaux éloignés du faisceau sont étalées sur tous les angles et ne présentent pas de pic caractéristique.

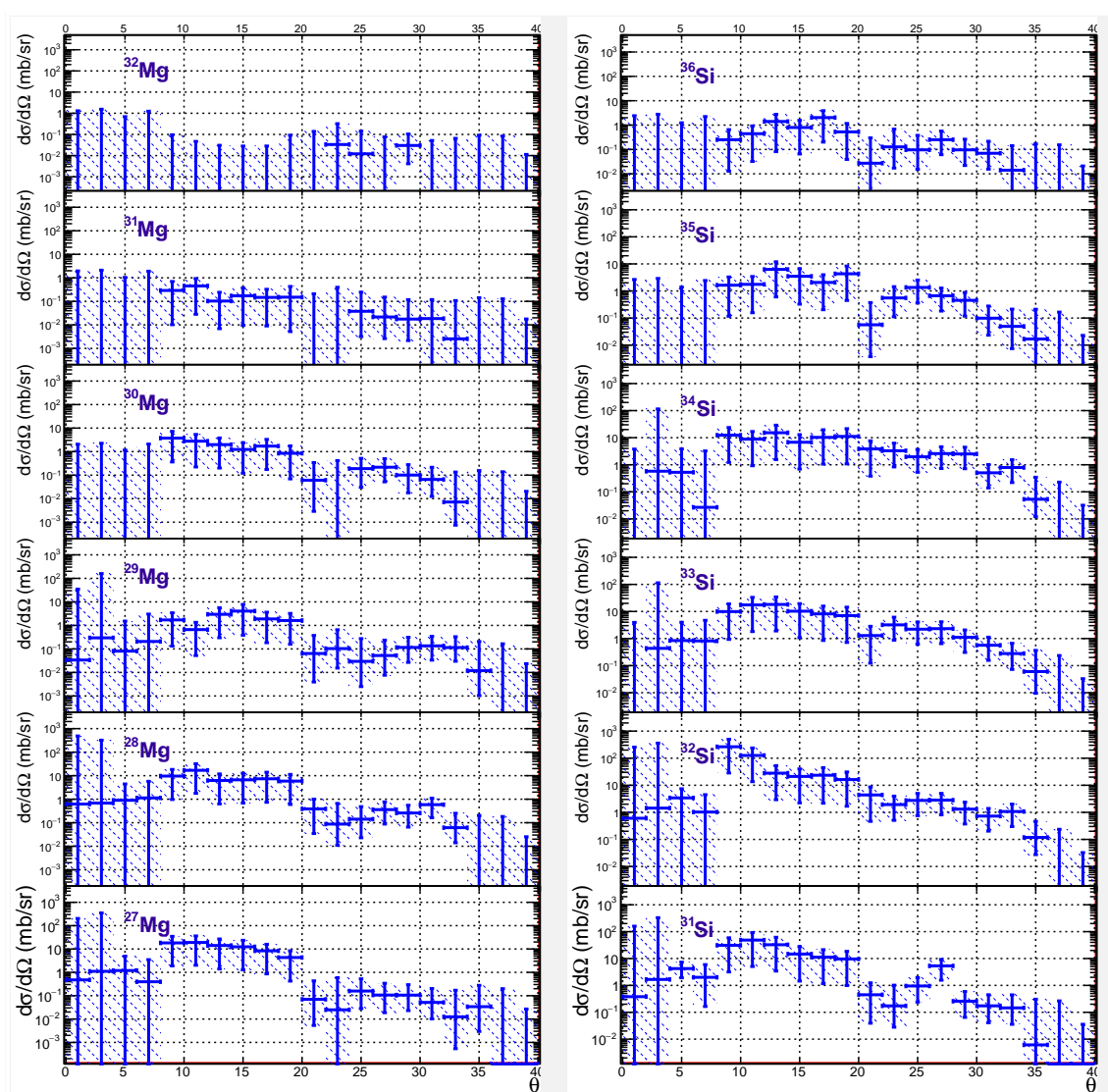


FIGURE 5.9 – Distributions angulaires des isotopes de Mg (à gauche) et Si (à droite), voir texte p.109 et p.110.

Figure 5.10. Voir description générale p.109. On présente ici les distributions angulaires des sections efficaces de réactions pour les isotopes d'argon (à gauche) et de calcium (à droite) et l'on observe une augmentation des valeurs absolues avec la diminution de l'angle d'émission du quasi-projectile (les angles inférieurs à 9° sont à prendre avec précaution et présentent une incertitude importante). Les distributions angulaires de ces noyaux éloignés du faisceau sont étalées sur tous les angles mais présentent un pic caractéristique autour de l'angle de grazing, particulièrement visible sur le calcium et les isotopes les plus exotiques d'argon.

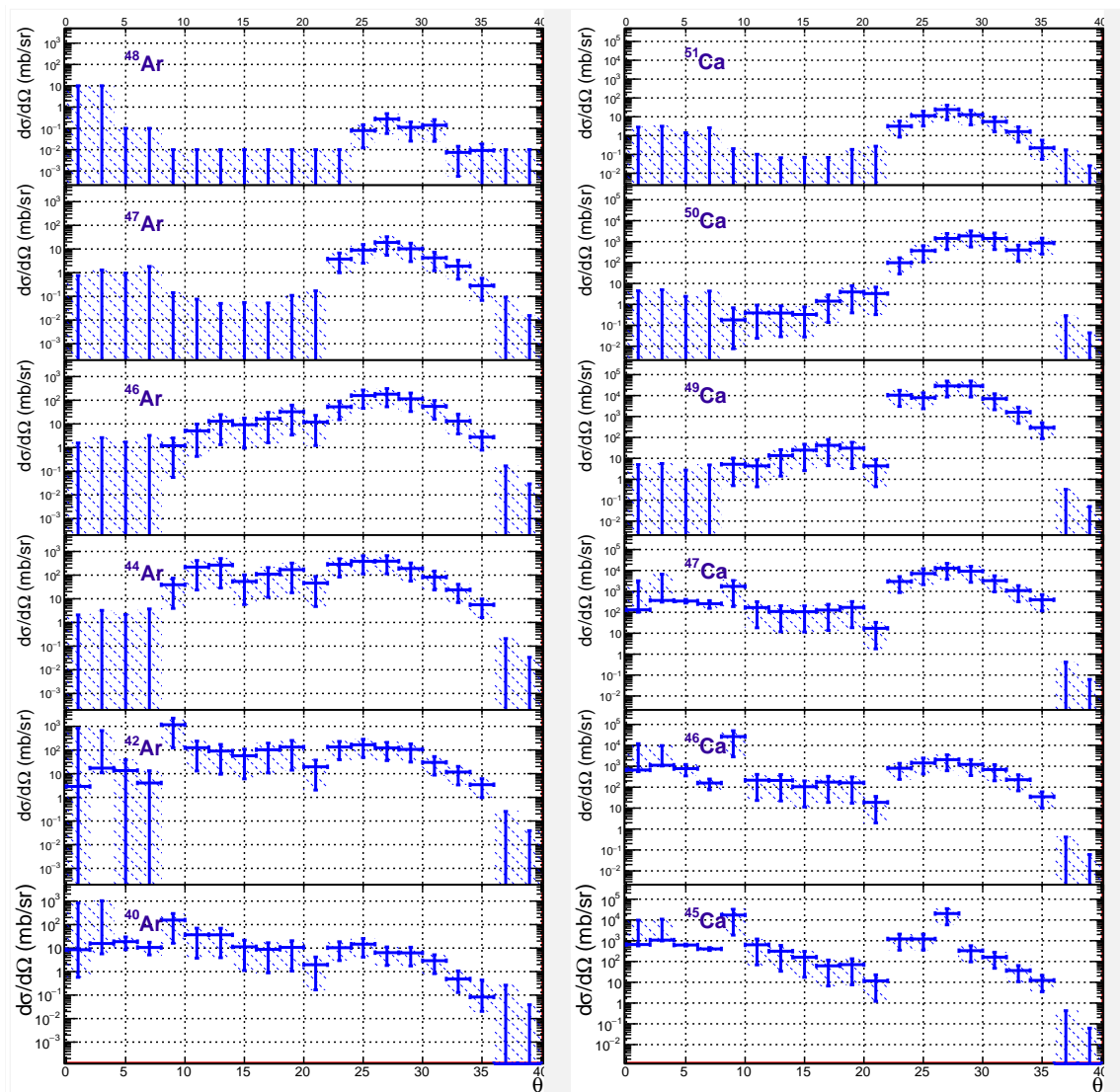


FIGURE 5.10 – Distributions angulaires des isotopes de Ar (à gauche) et Ca (à droite), voir texte p.109 et p.111.

5.3.2 Distribution en énergie

L'énergie cinétique KE d'un noyau produit est calculée via l'équation (5.4) où M est la masse au repos du noyau étudié (en MeV) et γ le facteur de Lorentz relativiste. Ce dernier est calculé événement par événement en tenant compte des corrections temporelles apportées lors de l'étape d'identification et de la HF de l'événement (voir le détail en section 3.4.2).

$$KE = (\gamma - 1)M \quad (5.4)$$

Les distributions en énergie sont obtenues à partir des spectres bi-dimensionnels (comme présenté en figure 5.8) par projection sur l'axe de ordonnées. Ces projections sont réalisées par pas de 20 MeV sur des plages angulaires de 4° mais les sections efficaces de réactions sont moyennées dans l'angle solide et sont donc toujours exprimées en $\text{mb.MeV}^{-1}.\text{sr}^{-1}$.

Les figures 5.11 à 5.27 présentent les distributions en énergie obtenues pour les isotopes de magnésium, silicium, argon et calcium. Afin de simplifier la comparaison des images, toutes les courbes sont tracées sur la même gamme en énergie et, pour un noyau donné, les gammes de sections efficaces sont les mêmes pour toutes les plages angulaires. Le schéma répétitif des paragraphes descriptifs a pour but de faciliter une lecture ciblée de ces résultats.

Lors des choix de réglages du spectromètre pour l'expérience, il était supposé que, quel que soit l'angle d'observation, les noyaux les plus exotiques seraient plus visibles dans la partie haute de la distribution en énergie. Cela correspond à des réactions peu dissipatives conduisant à une énergie d'excitation faible, on parle ici de « far side » (voir la définition en section 1.2.5.c). De telles interactions, courtes, permettent de limiter l'évaporation de neutrons. Les spectres obtenus pour le magnésium et le silicium montrent que la supposition n'est pas vérifiée pour ces noyaux éloignés du faisceau. Au contraire, les résultats correspondants à l'argon et au calcium montrent que l'hypothèse est avérée pour ces noyaux proches du faisceau.

Les résultats obtenus pour les isotopes de calcium autour de 15° sont à prendre avec précaution. Les états de charge du faisceau étant très intenses, ces noyaux sont difficilement résolus et les sections efficaces pourront être altérées par la présence de ^{48}Ca (comme c'est le cas pour le ^{44}Ca autour de 15°). Autour de 0° la distribution en moment ne peut pas être reconstruite totalement en raison du choix des plages observées lors de l'expérience. Ce choix est essentiellement conditionné par le besoin de protéger les détecteurs du faisceau direct (voir les réglages de Vamos en section 2.2.3.a).

Figure 5.11. Voir description générale p.112. On présente ici les distributions en énergie de ^{32}Mg (à gauche) et ^{31}Mg (à droite) par pas de 20 MeV sur des plages angulaires de 4° entre 0° (en bas) et 34° (en haut). Les distributions sont plates sur une large gamme d'énergie. Le ^{32}Mg n'a été observé qu'à grand angle, grâce aux grandes intensités faisceaux. Le ^{31}Mg présente un pic à basse énergie autour de 15° . L'hypothèse d'observer des résidus caractérisés par de grands rapports N/Z à plus haute énergie ne se vérifie pas pour ces noyaux éloignés du faisceau. Le pic de basse énergie observé à 15° peut être coupé, s'il est présent, autour de 0° en raison des dispositions expérimentales prises.

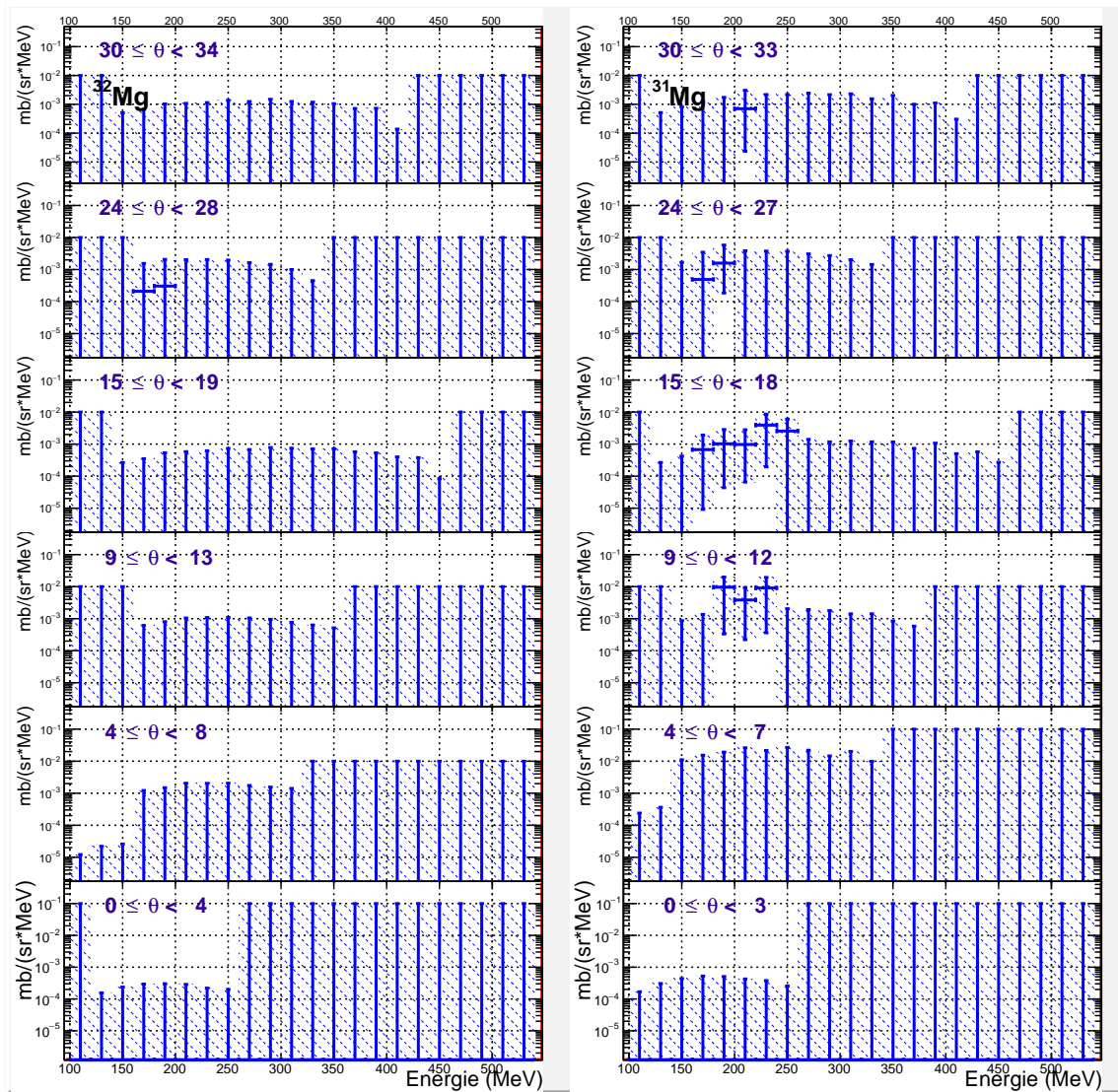


FIGURE 5.11 – Distributions en énergie de ^{32}Mg et ^{31}Mg par plage angulaire de 4° .

Figure 5.12. Voir description générale p.112. On présente ici les distributions en énergie de ^{30}Mg (à gauche) et ^{29}Mg (à droite) par pas de 20 MeV sur des plages angulaires de 4° entre 0° (en bas) et 34° (en haut). Comme pour les isotopes $^{31,32}\text{Mg}$, les distributions présentent un pic à basse énergie plus prononcé aux petits angles (et peut-être coupé autour de 0°).

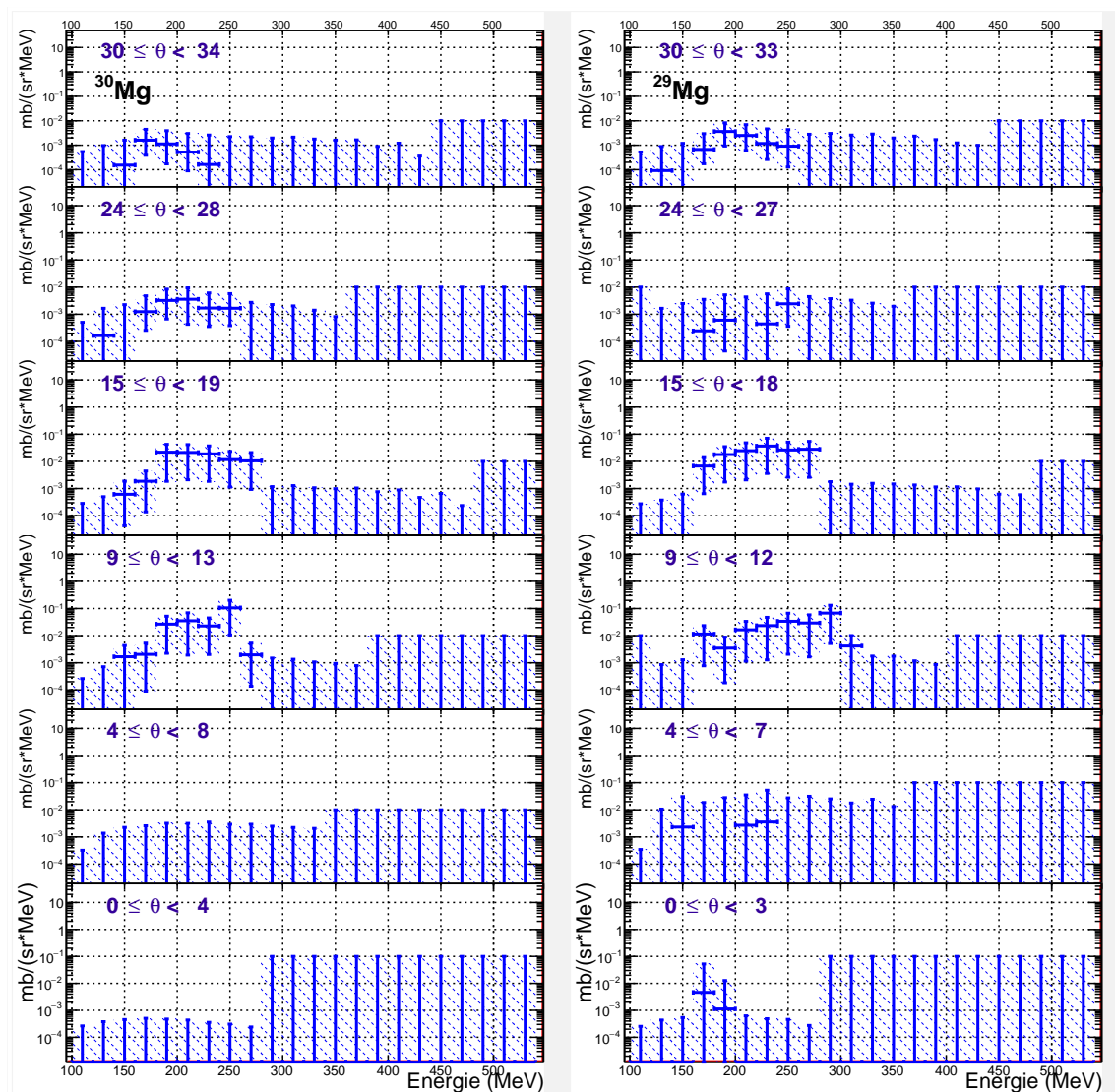


FIGURE 5.12 – Distributions en énergie de ^{30}Mg et ^{29}Mg par plage angulaire de 4° .

Figure 5.13. Voir description générale p.112. On présente ici les distributions en énergie de ^{28}Mg (à gauche) et ^{27}Mg (à droite) par pas de 20 MeV sur des plages angulaires de 4° entre 0° (en bas) et 34° (en haut). Comme pour les isotopes $^{29,30,31,32}\text{Mg}$, les distributions présentent un pic à basse énergie plus prononcé aux petits angles (et peut-être coupé autour de 0°).

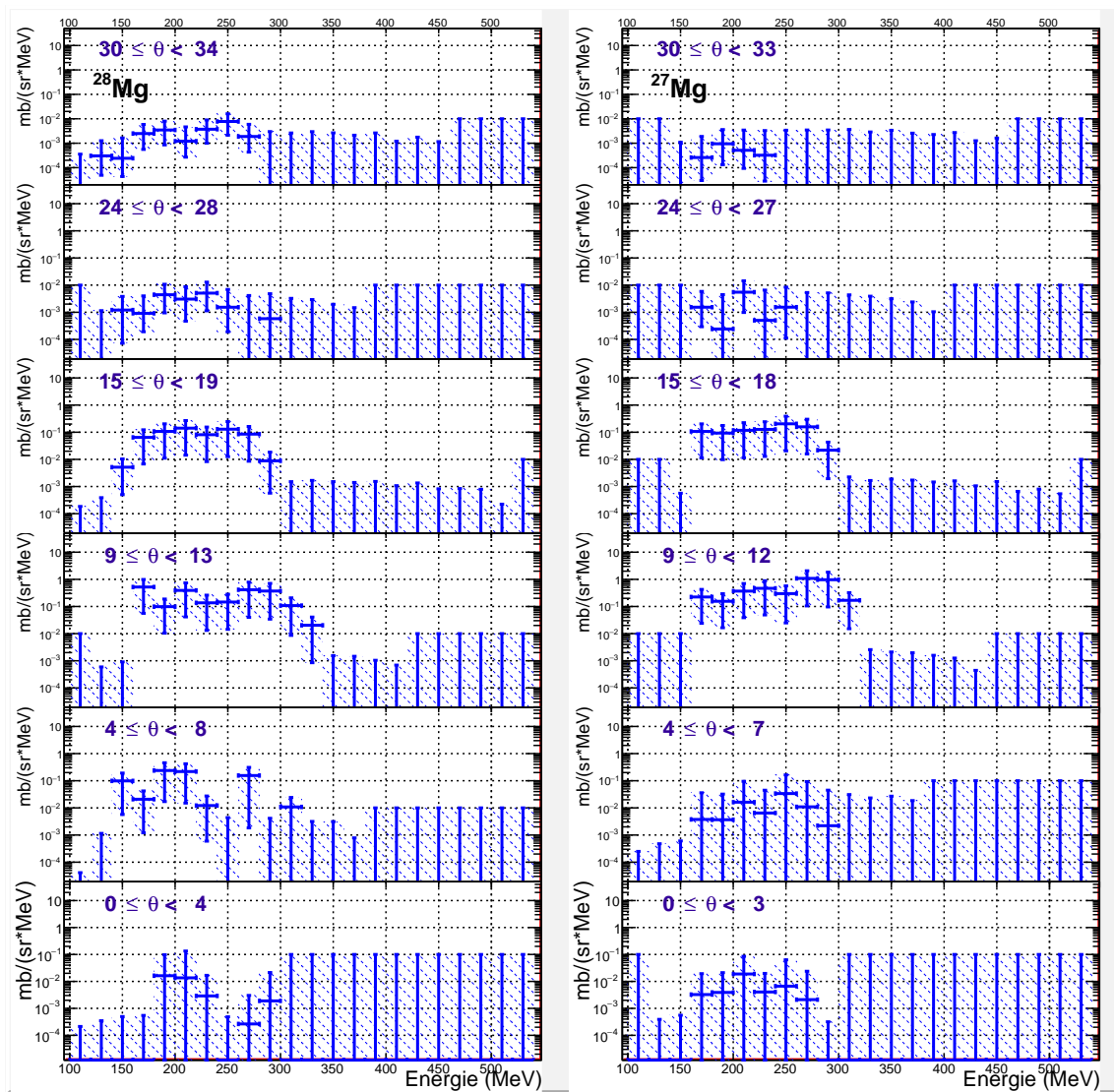


FIGURE 5.13 – Distributions en énergie de ^{28}Mg et ^{27}Mg par plage angulaire de 4° .

Figure 5.14. Voir description générale p.112. On présente ici les distributions en énergie de ^{26}Mg (à gauche) et ^{25}Mg (à droite) par pas de 20 MeV sur des plages angulaires de 4° entre 0° (en bas) et 34° (en haut). Comme pour les isotopes $^{27,28,29,30,31,32}\text{Mg}$, les distributions présentent un pic à basse énergie, en particulier autour de 15° .

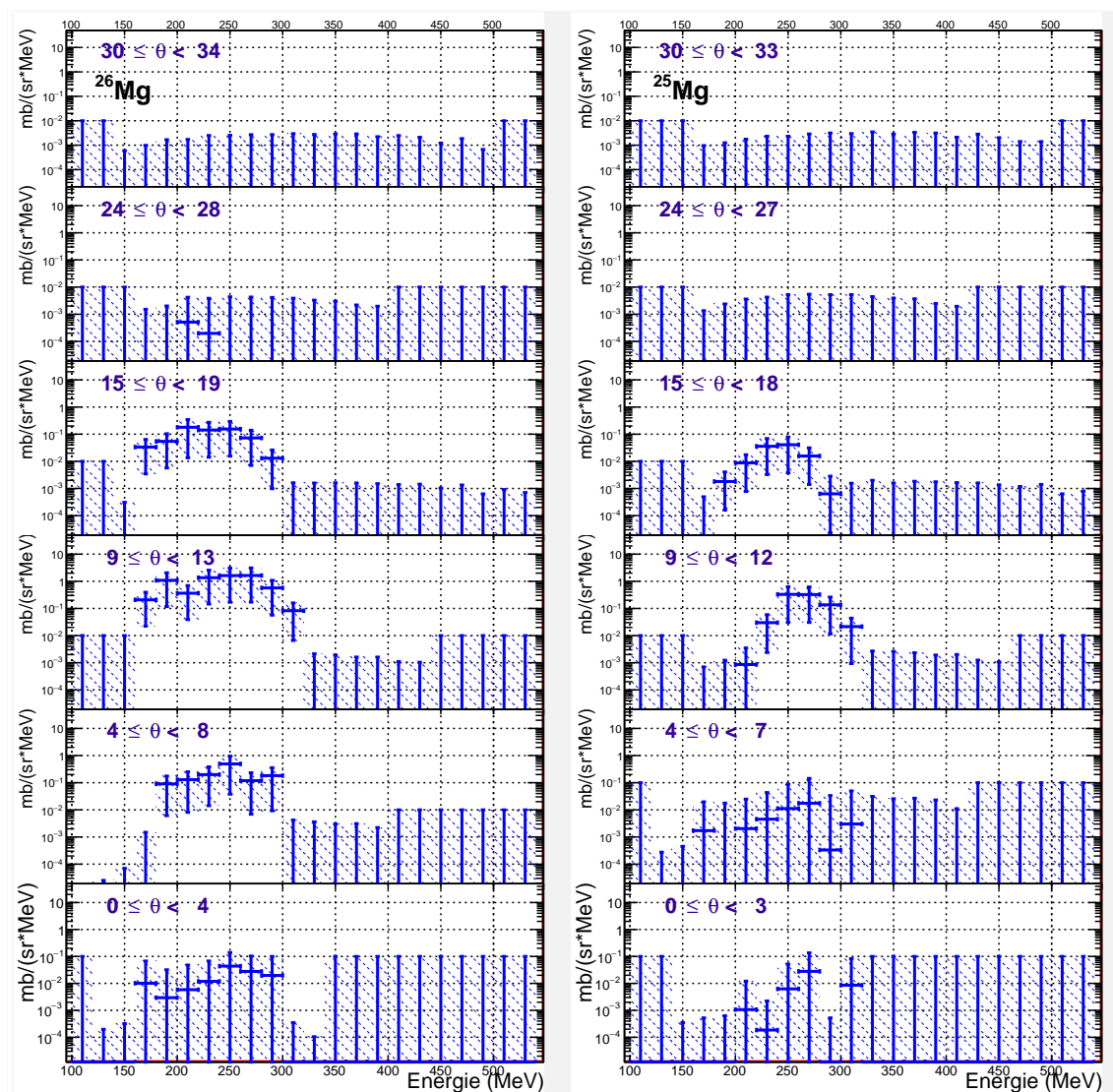


FIGURE 5.14 – Distributions en énergie de ^{26}Mg et ^{25}Mg par plage angulaire de 4° .

Figure 5.15. Voir description générale p.112. On présente ici les distributions en énergie de ^{36}Si (à gauche) et ^{35}Si (à droite) par pas de 20 MeV sur des plages angulaires de 4° entre 0° (en bas) et 34° (en haut). Les distributions présentent un pic à basse énergie plus prononcé aux petits angles (et peut-être coupé autour de 0°). L'hypothèse d'observer des résidus caractérisés par de grands rapports N/Z à plus haute énergie ne se vérifie pas pour ces noyaux éloignés du faisceau.

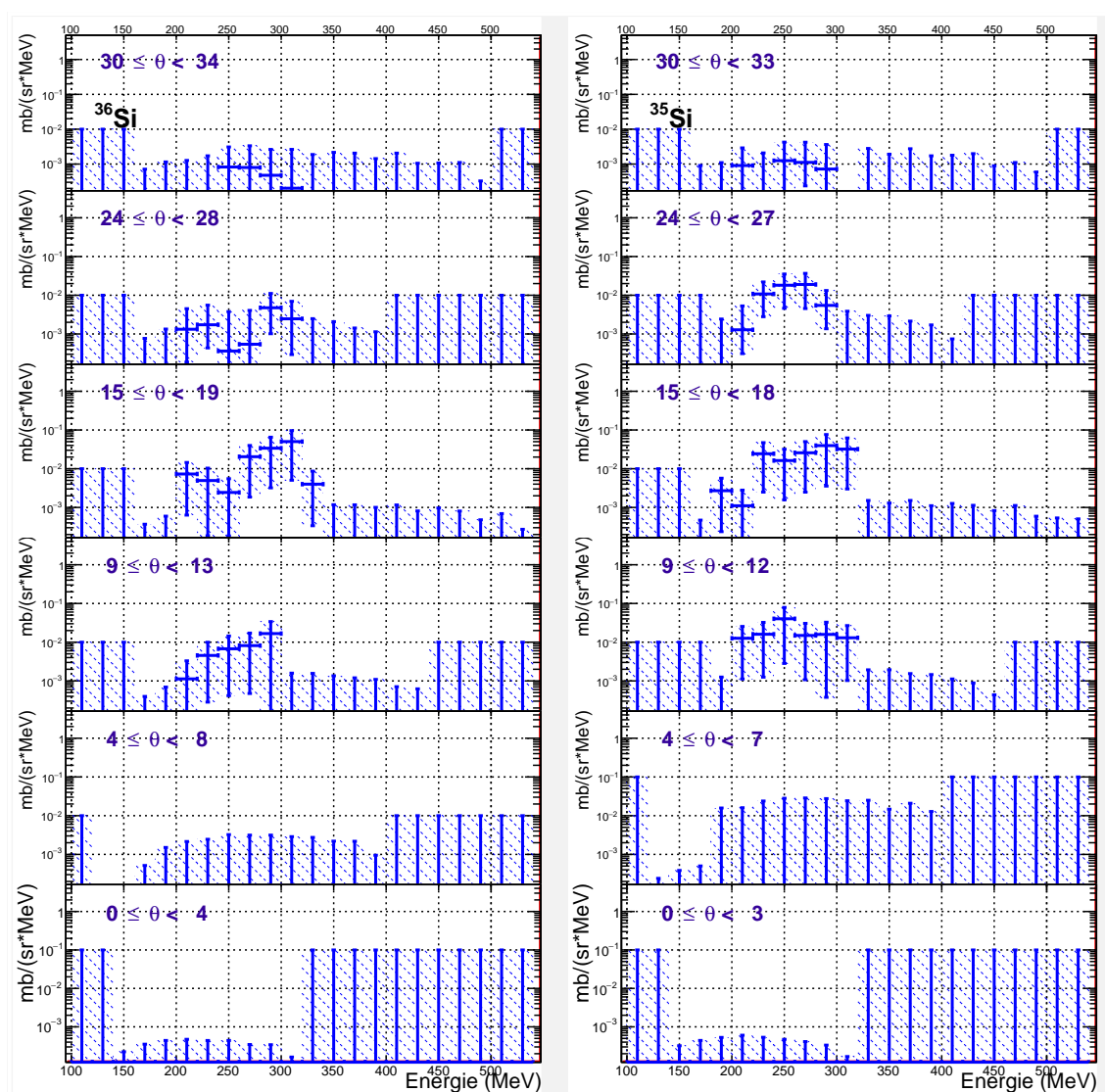


FIGURE 5.15 – Distributions en énergie de ^{36}Si et ^{35}Si par plage angulaire de 4° .

Figure 5.16. Voir description générale p.112. On présente ici les distributions en énergie de ^{34}Si (à gauche) et ^{33}Si (à droite) par pas de 20 MeV sur des plages angulaires de 4° entre 0° (en bas) et 34° (en haut). Les distributions présentent un pic à basse énergie plus prononcé aux petits angles (et peut-être coupé autour de 0°).

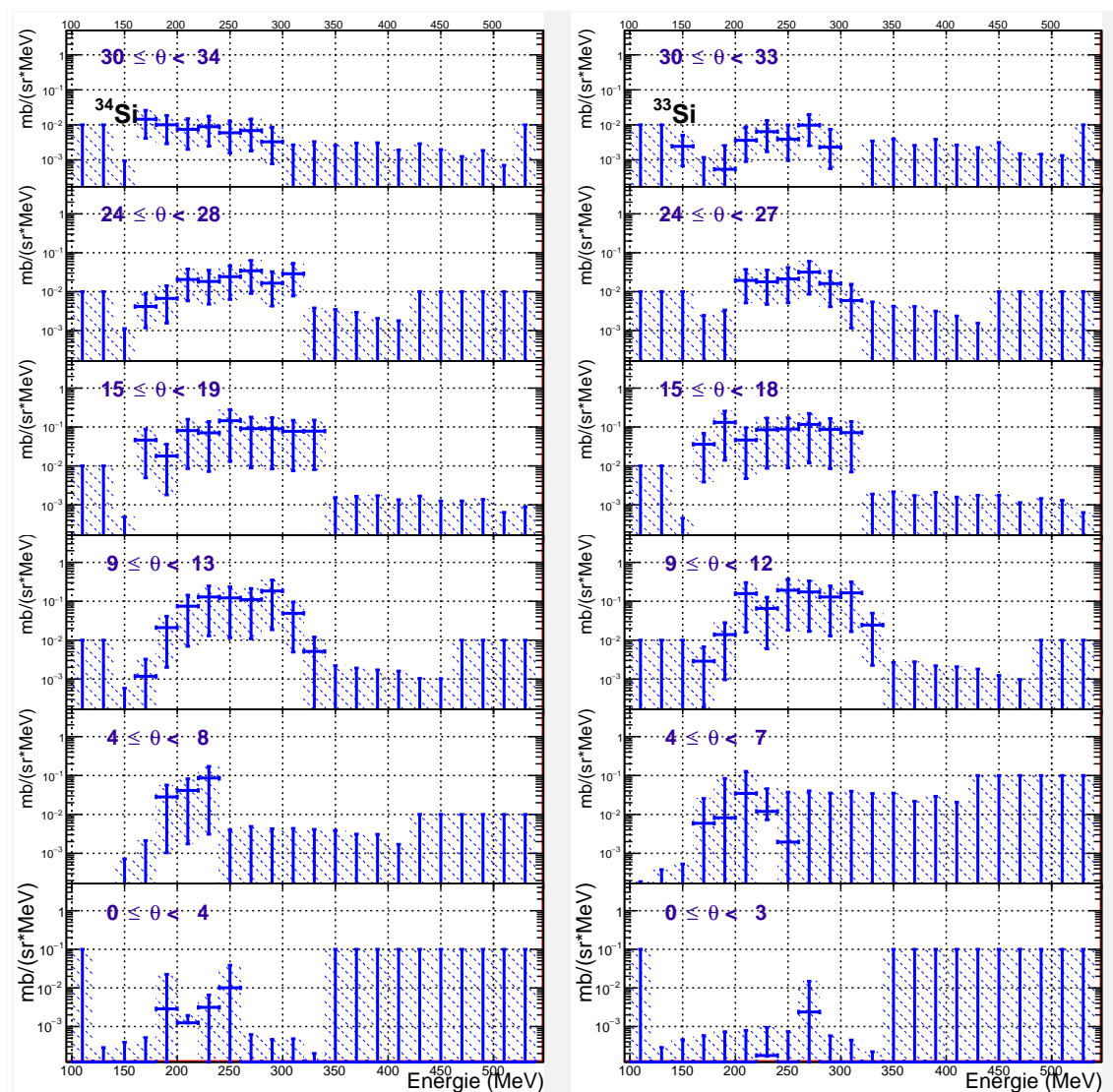


FIGURE 5.16 – Distributions en énergie de ^{34}Si et ^{33}Si par plage angulaire de 4° .

Figure 5.17. Voir description générale p.112. On présente ici les distributions en énergie de ^{32}Si (à gauche) et ^{31}Si (à droite) par pas de 20 MeV sur des plages angulaires de 4° entre 0° (en bas) et 34° (en haut). Les remarques sont identiques à celles des isotopes de silicium présentés précédemment.

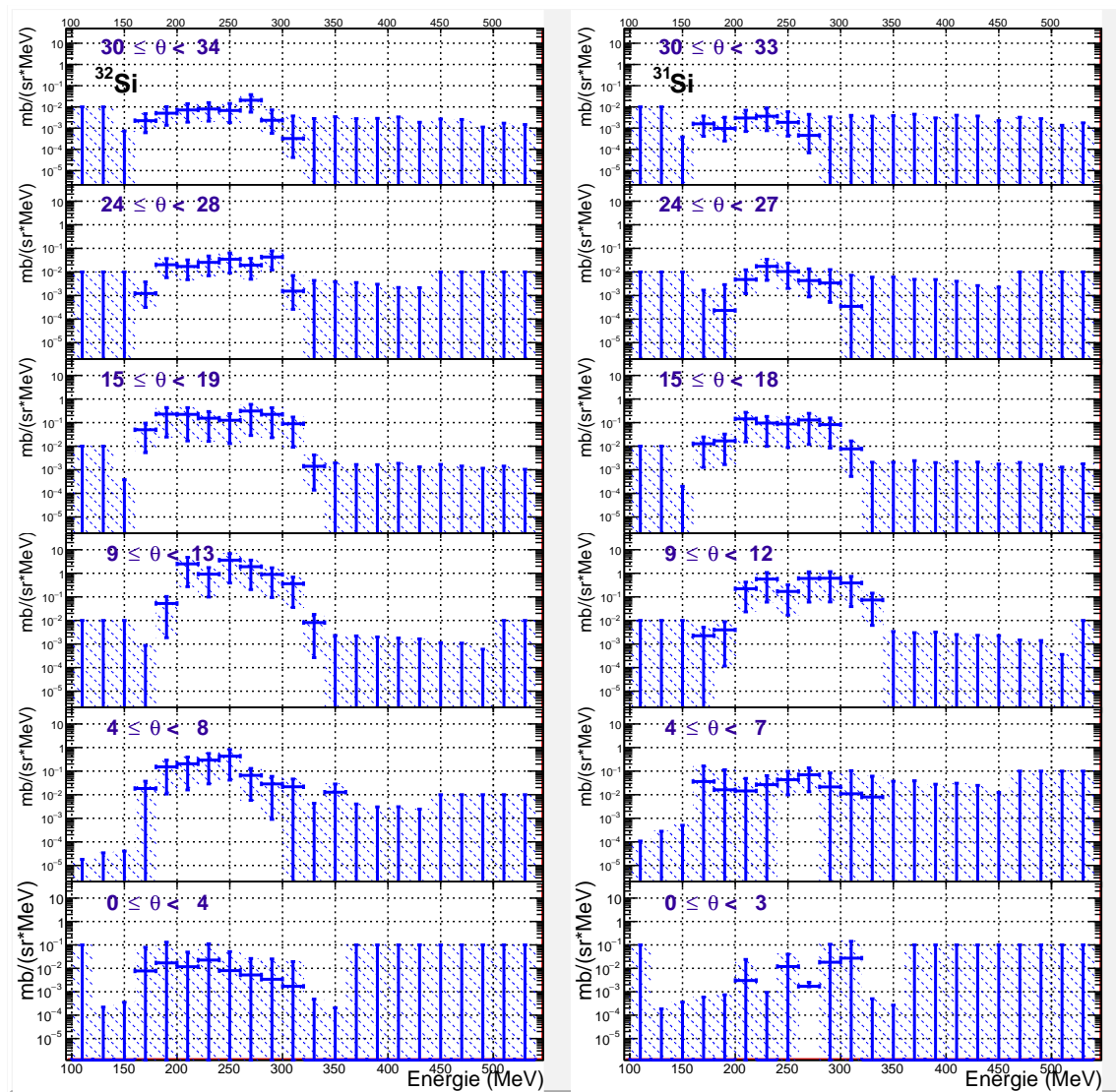


FIGURE 5.17 – Distributions en énergie de ^{32}Si et ^{31}Si par plage angulaire de 4° .

Figure 5.18. Voir description générale p.112. On présente ici les distributions en énergie de ^{30}Si (à gauche) et ^{29}Si (à droite) par pas de 20 MeV sur des plages angulaires de 4° entre 0° (en bas) et 34° (en haut). Les remarques sont identiques à celles des isotopes de silicium présentés précédemment.

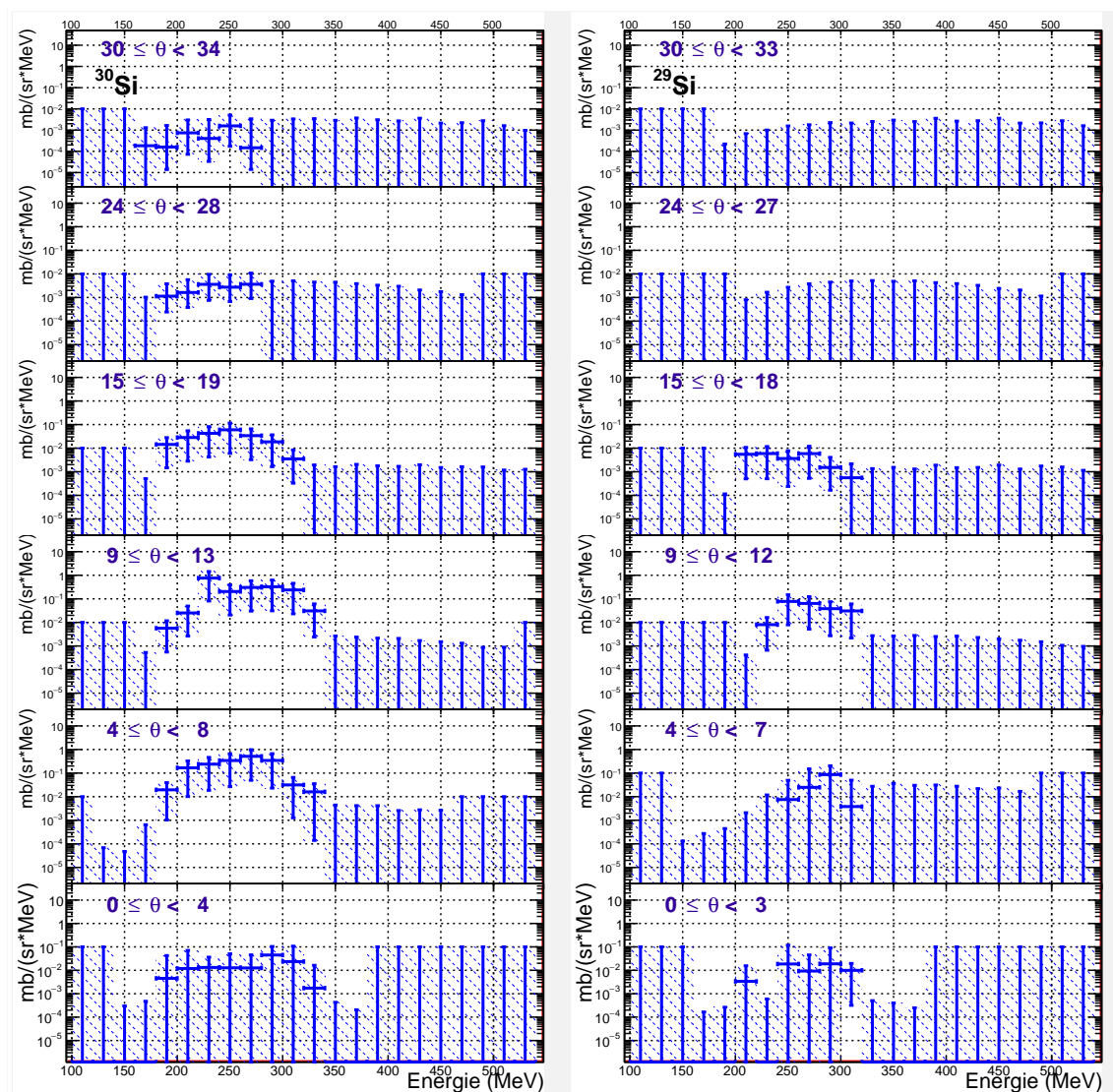


FIGURE 5.18 – Distributions en énergie de ^{30}Si et ^{29}Si par plage angulaire de 4° .

Figure 5.19. Voir description générale p.112. On présente ici les distributions en énergie de ^{48}Ar (à gauche) et ^{47}Ar (à droite) par pas de 20 MeV sur des plages angulaires de 4° entre 0° (en bas) et 34° (en haut). Contrairement aux cas précédents, les distributions présentent un pic à haute énergie, en particulier autour de l'angle de grazing. On observe ici les pics dits de « far side » et de « near side » à, respectivement, haute et basse énergie, en particulier autour de l'angle de grazing. L'hypothèse d'observer des résidus caractérisés par de grands rapports N/Z à plus haute énergie se vérifie pour ces noyaux proches du faisceau.

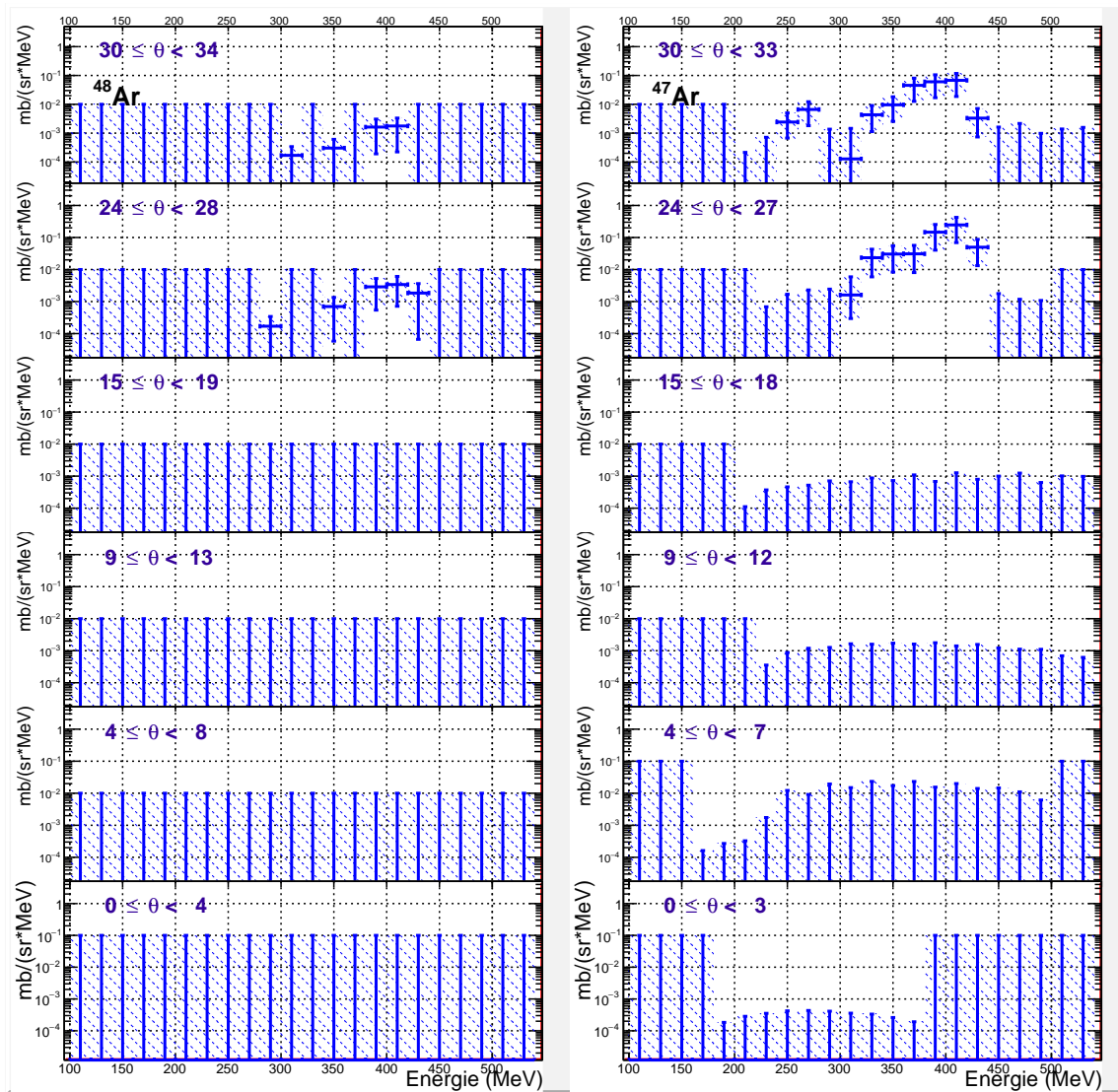


FIGURE 5.19 – Distributions en énergie de ^{48}Ar et ^{47}Ar par plage angulaire de 4° .

Figure 5.20. Voir description générale p.112. On présente ici les distributions en énergie de ^{46}Ar (à gauche) et ^{45}Ar (à droite) par pas de 20 MeV sur des plages angulaires de 4° entre 0° (en bas) et 34° (en haut). On observe les pics de « far side » et de « near side » à, respectivement, haute et basse énergie, en particulier autour de l'angle de grazing. L'hypothèse d'observer des résidus caractérisés par de grands rapports N/Z à plus haute énergie se vérifie pour ces noyaux proches du faisceau.

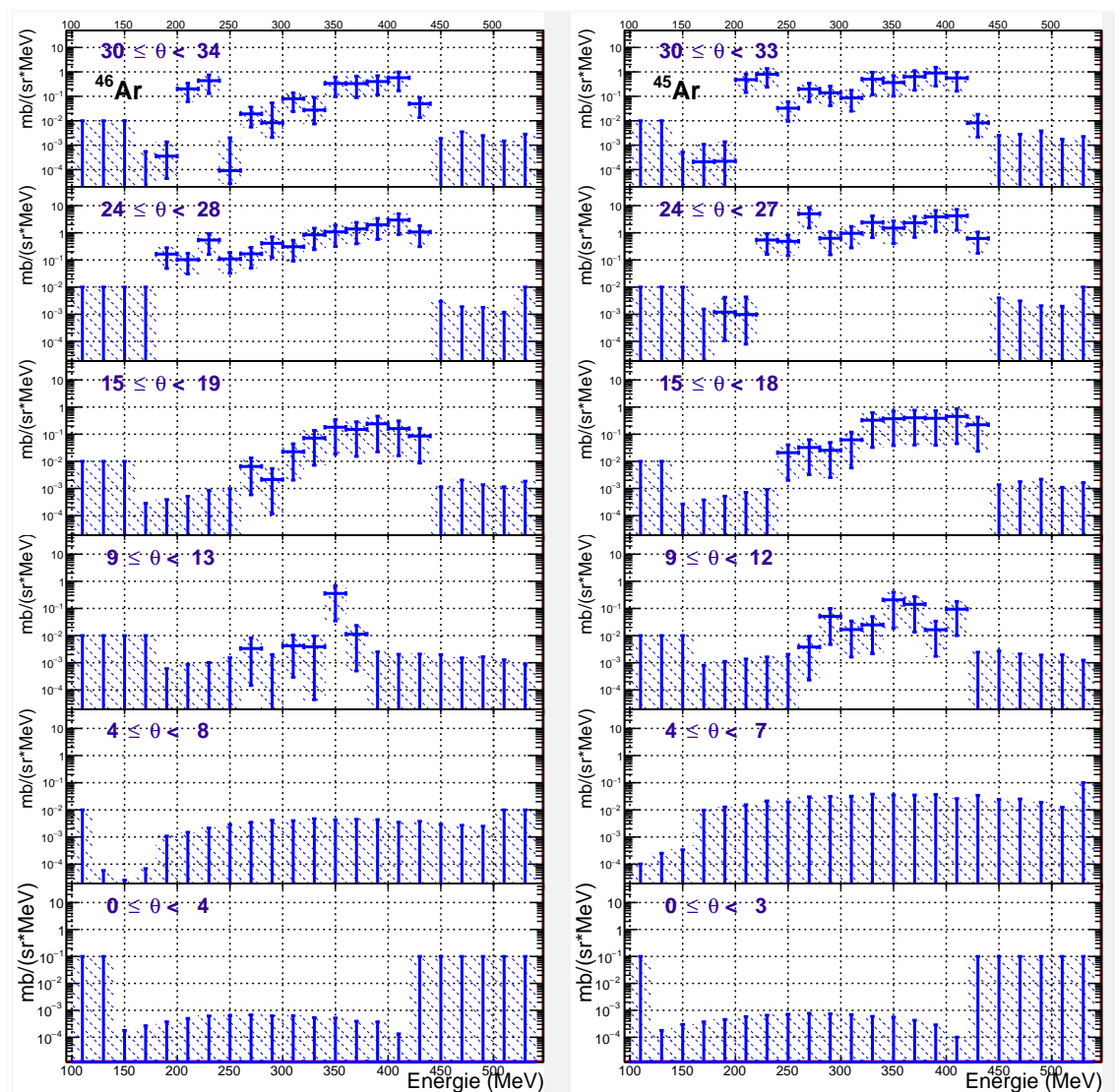


FIGURE 5.20 – Distributions en énergie de ^{46}Ar et ^{45}Ar par plage angulaire de 4° .

Figure 5.21. Voir description générale p.112. On présente ici les distributions en énergie de ^{44}Ar (à gauche) et ^{43}Ar (à droite) par pas de 20 MeV sur des plages angulaires de 4° entre 0° (en bas) et 34° (en haut). On observe les pics de « far side » et de « near side » à, respectivement, haute et basse énergie, en particulier autour de l'angle de grazing. L'hypothèse d'observer des résidus caractérisés par de grands rapports N/Z à plus haute énergie se vérifie pour ces noyaux proches du faisceau.

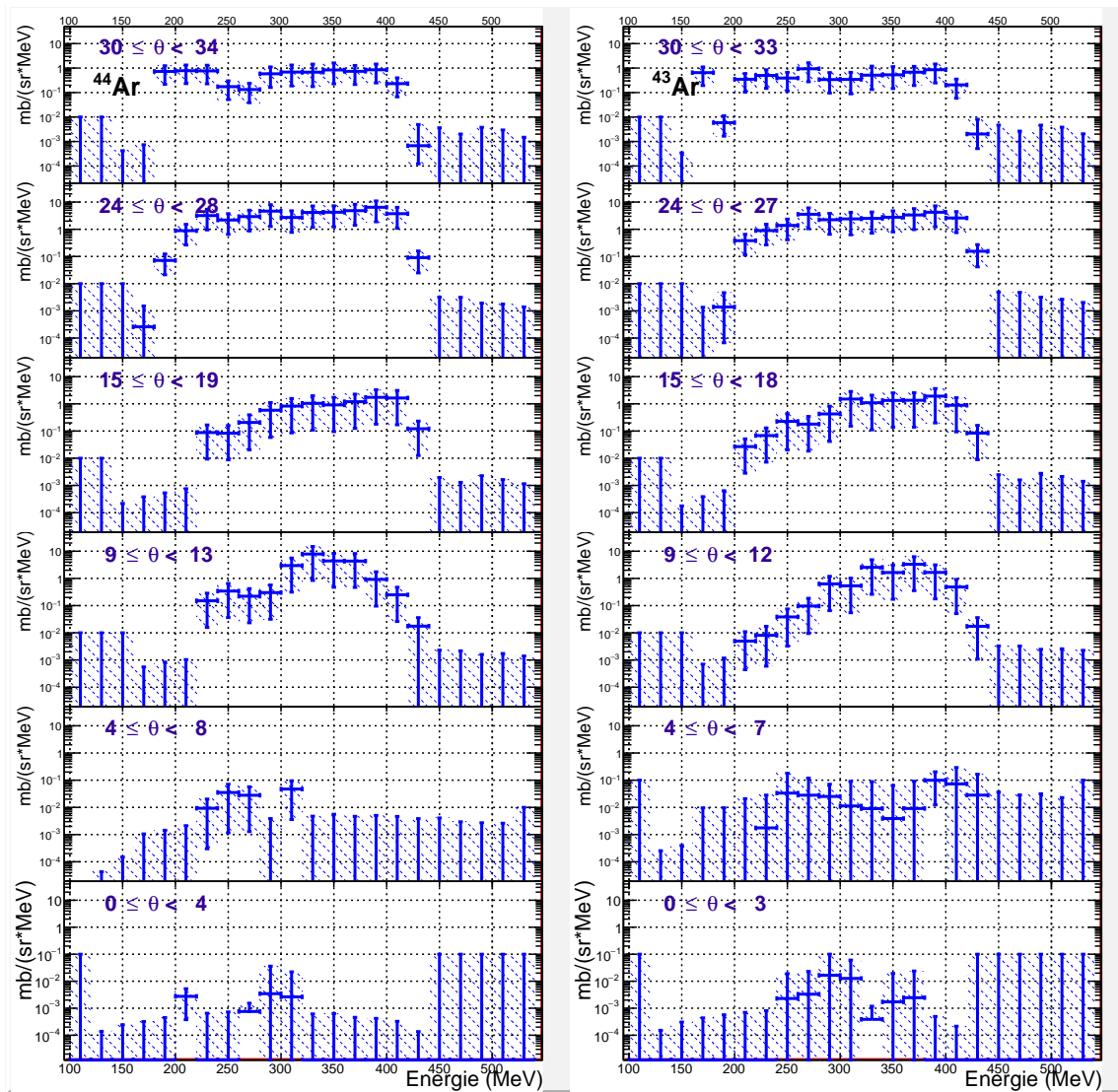


FIGURE 5.21 – Distributions en énergie de ^{44}Ar et ^{43}Ar par plage angulaire de 4° .

Figure 5.22. Voir description générale p.112. On présente ici les distributions en énergie de ^{42}Ar (à gauche) et ^{41}Ar (à droite) par pas de 20 MeV sur des plages angulaires de 4° entre 0° (en bas) et 34° (en haut). On observe les pics de « far side » et de « near side » à, respectivement, haute et basse énergie, en particulier autour de l'angle de grazing.

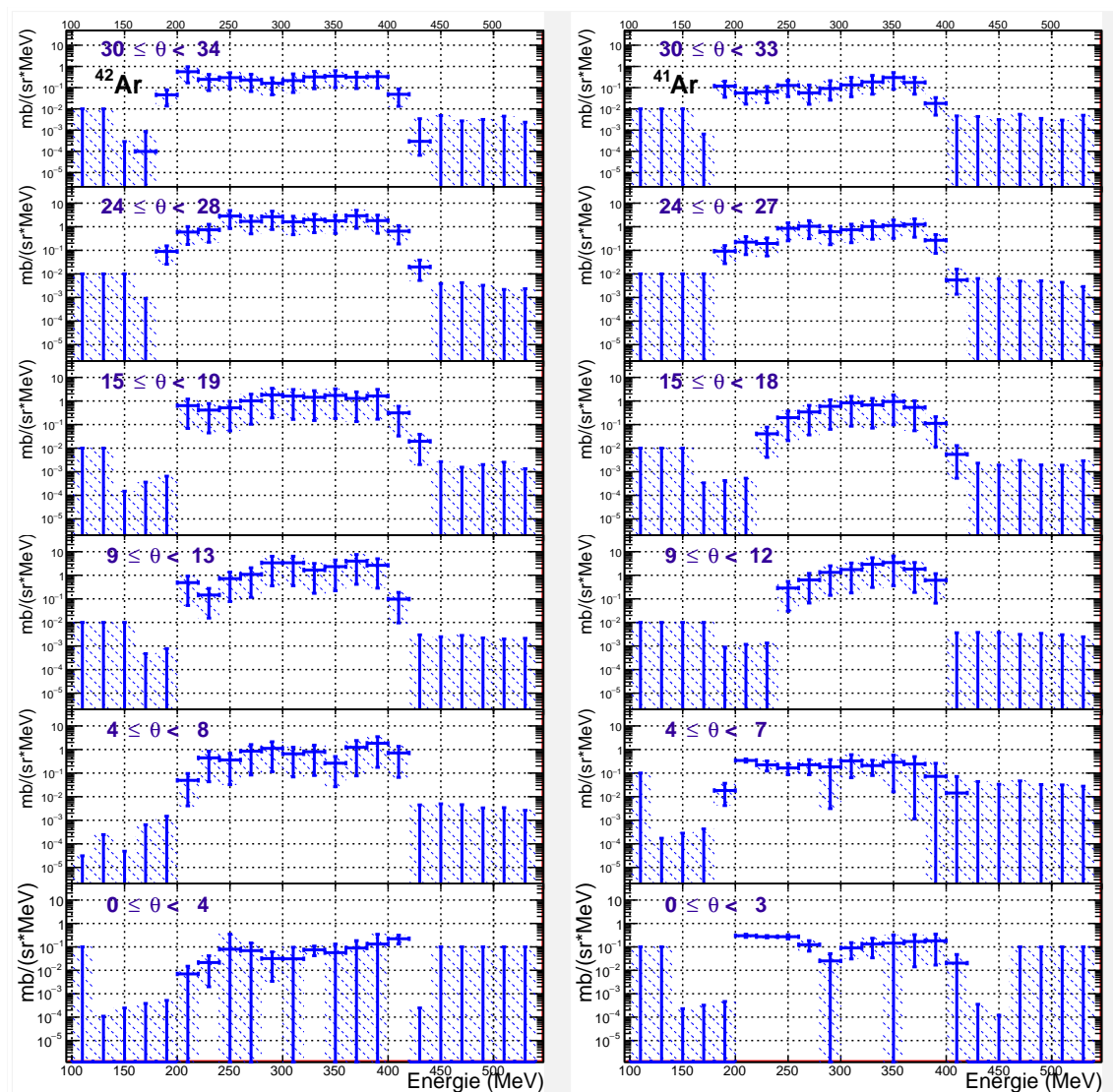


FIGURE 5.22 – Distributions en énergie de ^{42}Ar et ^{41}Ar par plage angulaire de 4° .

Figure 5.23. Voir description générale p.112. On présente ici les distributions en énergie de ^{51}Ca (à gauche) et ^{50}Ca (à droite) par pas de 20 MeV sur des plages angulaires de 4° entre 0° (en bas) et 34° (en haut). On observe les pics de « far side » et de « near side » à, respectivement, haute et basse énergie, en particulier autour de l'angle de grazing pour le ^{50}Ca . L'hypothèse d'observer des résidus caractérisés par de grands rapports N/Z à plus haute énergie se vérifie pour ces noyaux proches du faisceau.

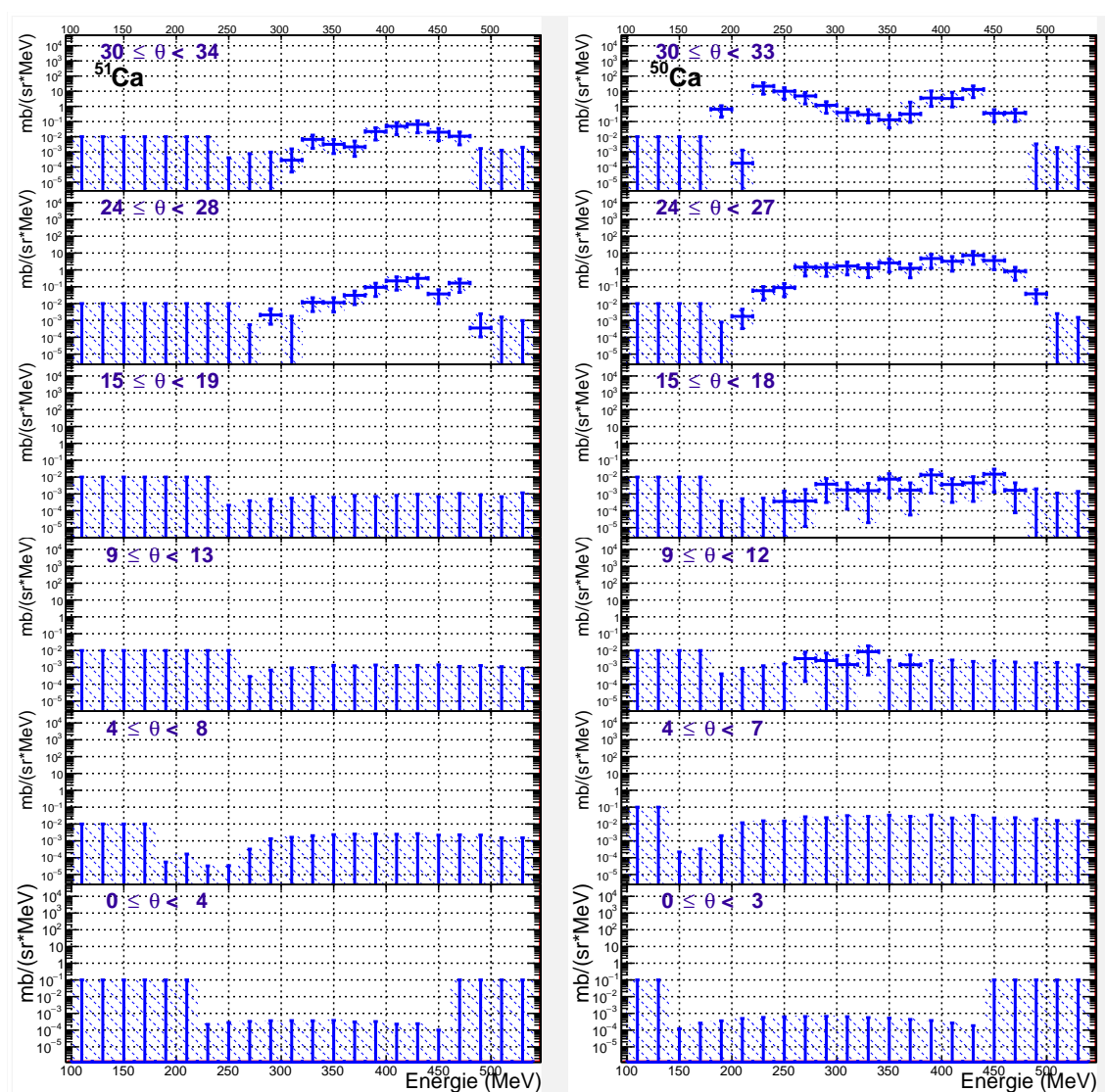


FIGURE 5.23 – Distributions en énergie de ^{51}Ca et ^{50}Ca par plage angulaire de 4° .

Figure 5.24. Voir description générale p.112. On présente ici les distributions en énergie de ^{49}Ca (à gauche) et ^{48}Ca (à droite) par pas de 20 MeV sur des plages angulaires de 4° entre 0° (en bas) et 34° (en haut). On observe les pics de « far side » et de « near side » à, respectivement, haute et basse énergie, en particulier autour de l'angle de grazing.

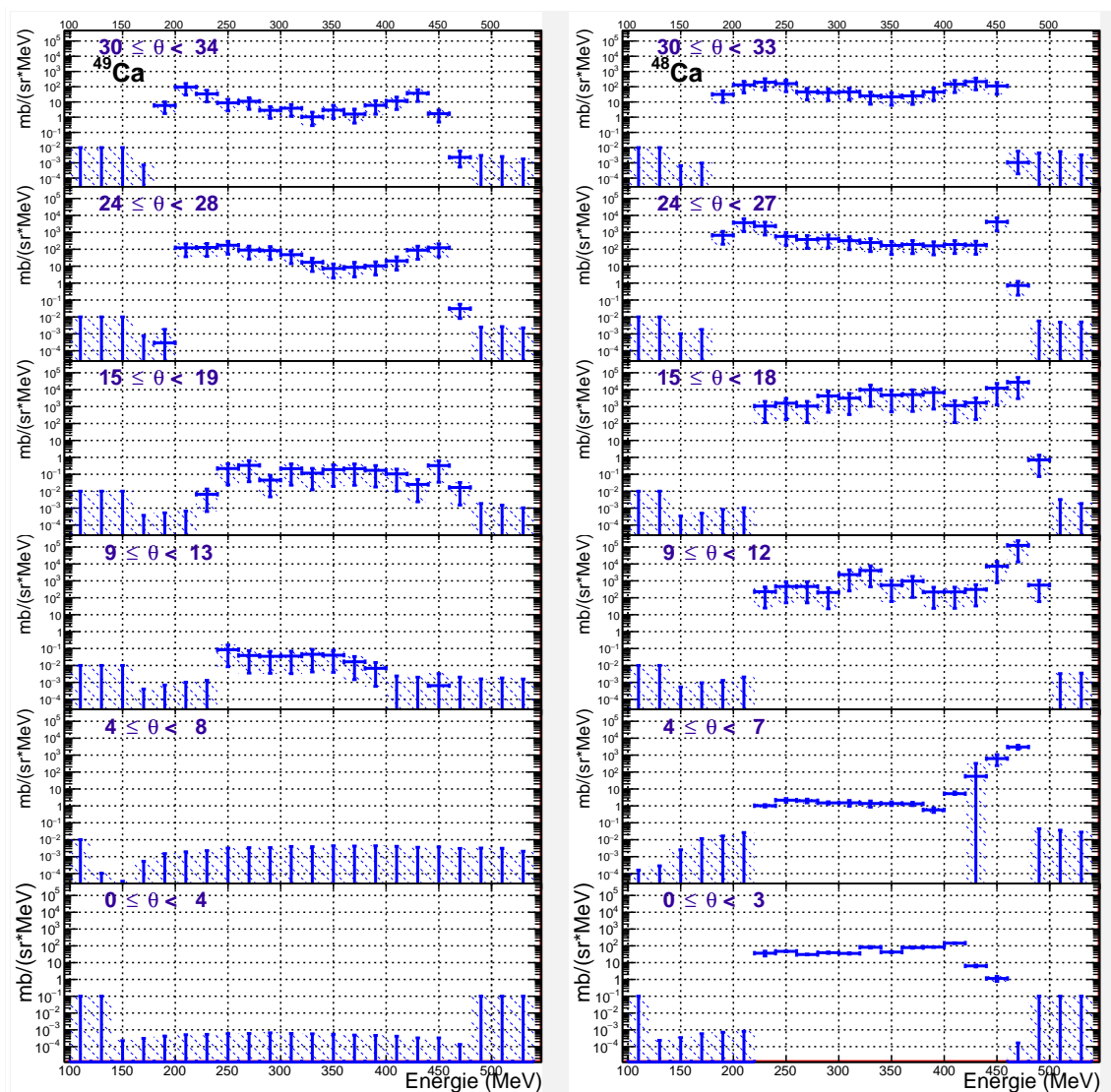


FIGURE 5.24 – Distributions en énergie de ^{49}Ca et ^{48}Ca par plage angulaire de 4° .

Figure 5.25. Voir description générale p.112. On présente ici les distributions en énergie de ^{47}Ca (à gauche) et ^{46}Ca (à droite) par pas de 20 MeV sur des plages angulaires de 4° entre 0° (en bas) et 34° (en haut). On observe les pics de « far side » et de « near side » à, respectivement, haute et basse énergie, en particulier autour de l'angle de grazing. Ces pics sont moins marqués que pour les résidus caractérisés par de grands rapports N/Z.

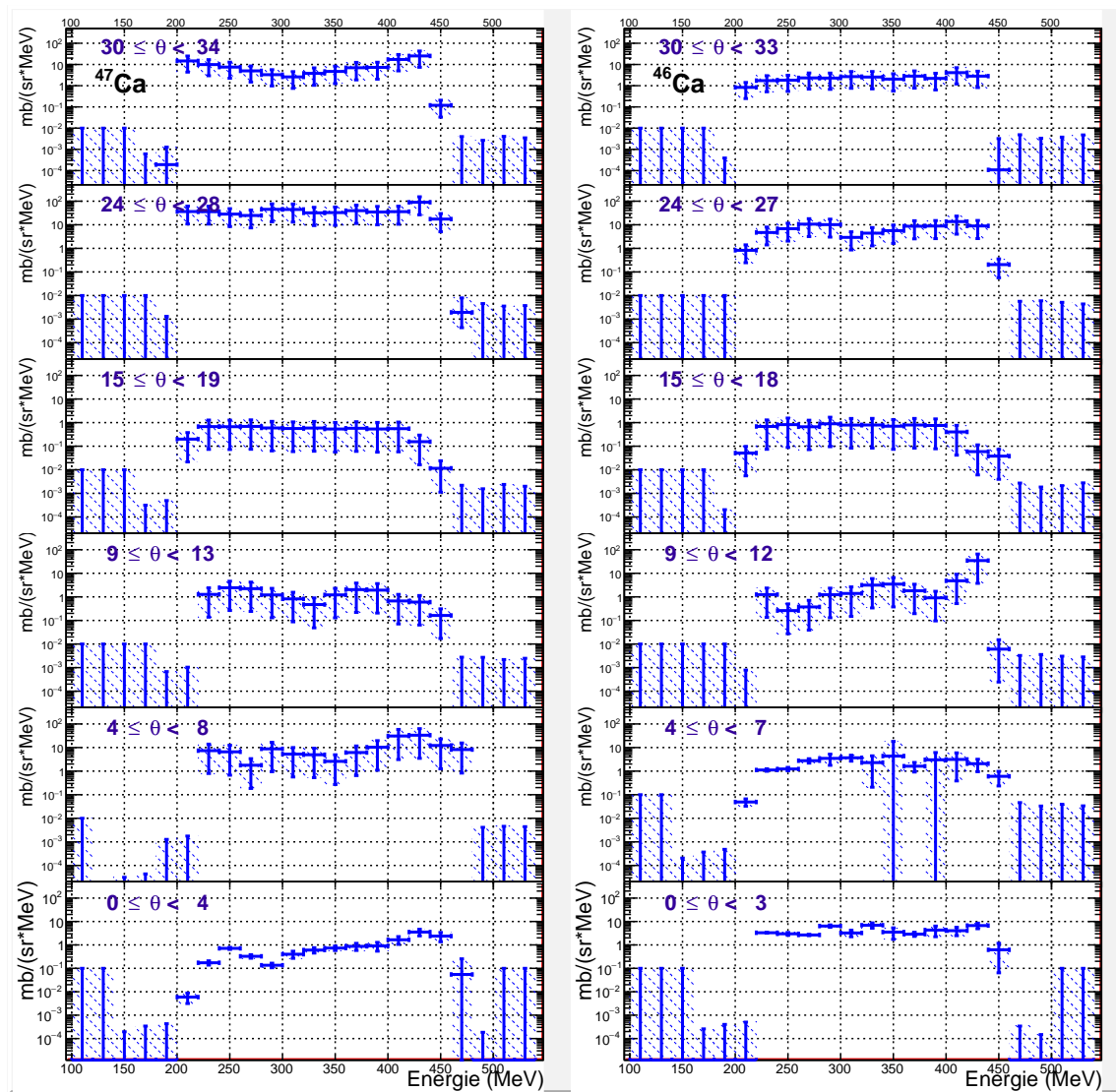


FIGURE 5.25 – Distributions en énergie de ^{47}Ca et ^{46}Ca par plage angulaire de 4° .

Figure 5.26. Voir description générale p.112. On présente ici les distributions en énergie de ^{45}Ca (à gauche) et ^{44}Ca (à droite) par pas de 20 MeV sur des plages angulaires de 4° entre 0° (en bas) et 34° (en haut). On observe les pics de « far side » et de « near side » à, respectivement, haute et basse énergie, en particulier autour de l'angle de grazing. Ces pics sont moins marqués que pour les résidus caractérisés par de grands rapports N/Z. Le ^{44}Ca est contaminé par le faisceau direct et présente donc des allures non pertinentes.

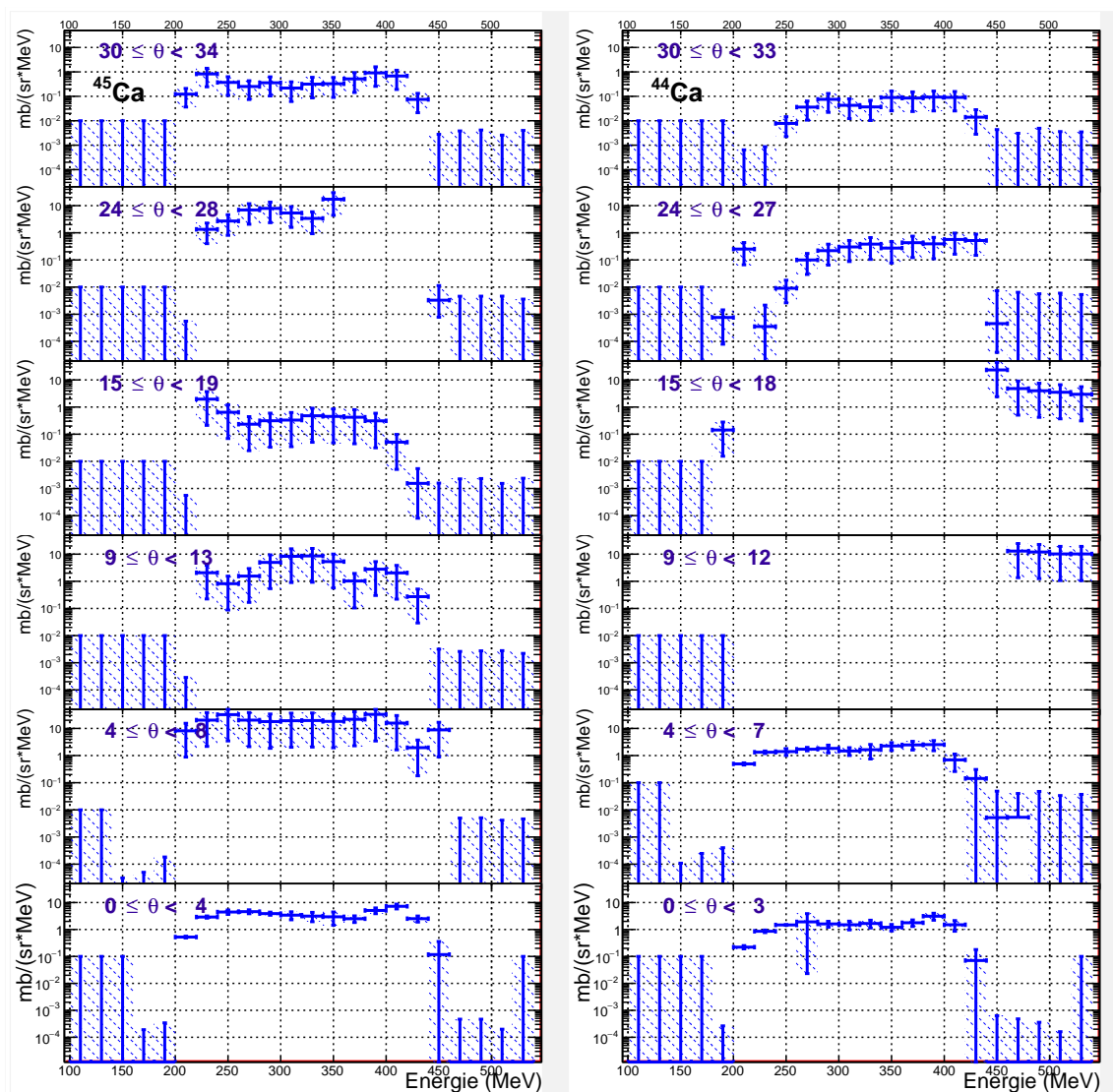


FIGURE 5.26 – Distributions en énergie de ^{45}Ca et ^{44}Ca par plage angulaire de 4° .

Figure 5.27. Voir description générale p.112. On présente ici les distributions en énergie de ^{43}Ca (à gauche) et ^{42}Ca (à droite) par pas de 20 MeV sur des plages angulaires de 4° entre 0° (en bas) et 34° (en haut). On observe ici des sections efficaces significatives vers les petits angles et basses énergies.

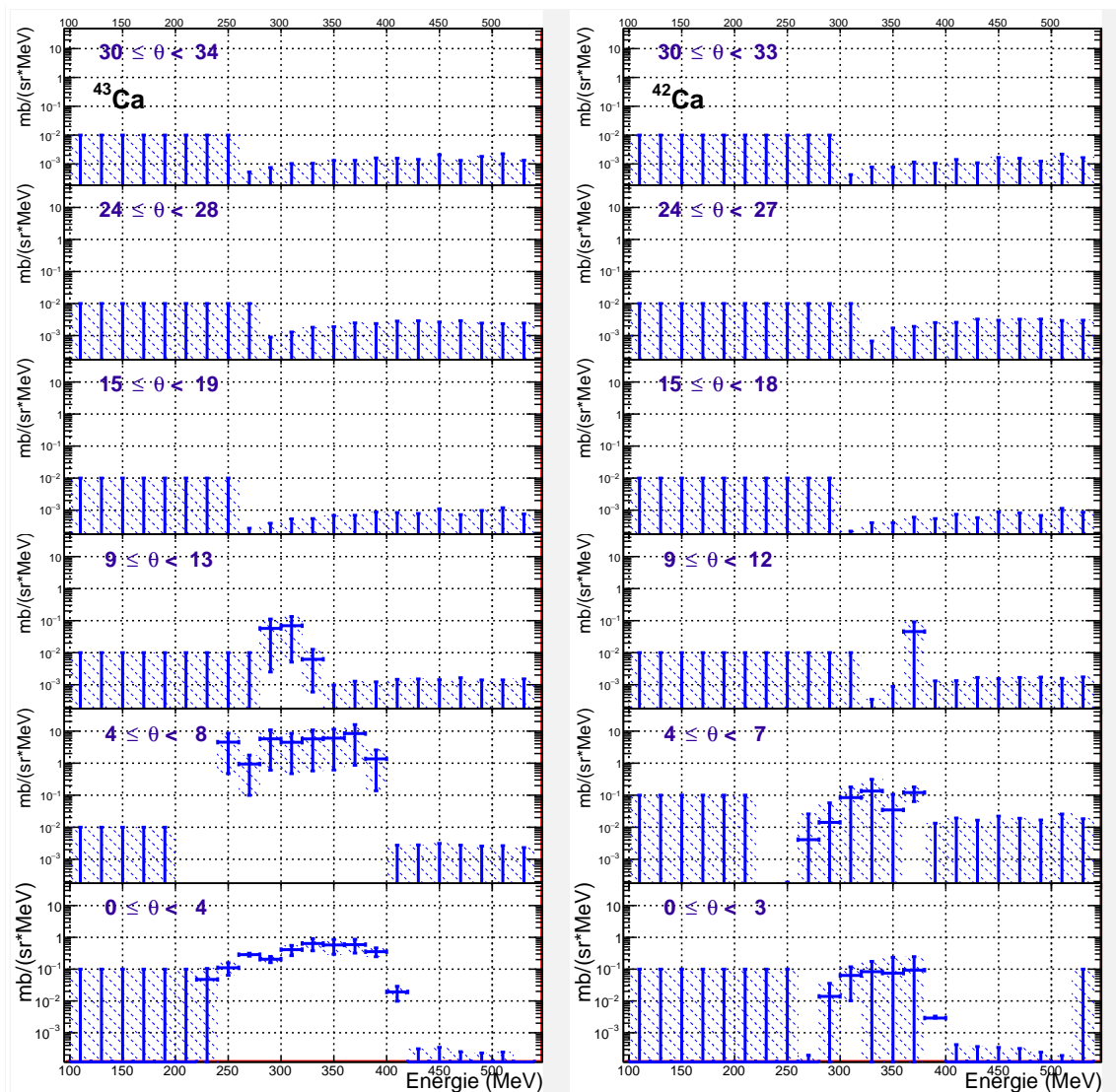


FIGURE 5.27 – Distributions en énergie de ^{43}Ca et ^{42}Ca par plage angulaire de 4° .

Les résultats présentés dans ce chapitre se classent en deux catégories. Tout d'abord, l'analyse de la diffusion élastique a permis de valider la procédure de mesure des sections efficaces de réactions, sous condition d'appliquer un facteur correctif dépendant de la position spatiale du spectromètre Vamos. Par ailleurs, l'angle de grazing a été mesuré. Pour un faisceau de ^{48}Ca à 10 A MeV sur une cible de ^{238}U de $170(\pm 10\%) \mu\text{g}/\text{cm}^2$, il vaut expérimentalement $30.4^\circ(\pm 0.3^\circ)$ (soit $36.3^\circ(\pm 0.4^\circ)$ dans le référentiel du centre de masse).

D'autre part, les distributions de masse, angulaires et en énergie sont présentées pour les isotopes de magnésium, silicium, argon et calcium. Plusieurs remarques en ressortent. Premièrement, la diffusion du faisceau contamine les isotopes de calcium qui sont difficilement résolus, en particulier autour de 15° , comme c'est le cas pour le ^{44}Ca par exemple. Deuxièmement, les mesures autour de 0° sont présentes de larges incertitudes en raison de coupures expérimentales nécessaires à la protection des détecteurs. Cela affecte particulièrement les noyaux exotiques éloignés du faisceau. Troisièmement, l'hypothèse d'observer les noyaux les plus exotiques au « far side » (hautes énergies cinétiques, donc faibles énergies d'excitation, dans l'espoir de réduire l'évaporation de neutrons) se vérifie pour l'argon ou le calcium, proches du faisceau, mais est contredite pour les noyaux de magnésium et silicium plus éloignés du ^{48}Ca . Quatrièmement, l'ajout d'un neutron à un isotope de rapport N/Z supérieur à celui du complexe di-nucléaire formé lors de l'interaction fait chuter sa section efficace de réaction d'un à deux ordres de grandeur. Enfin, les noyaux exotiques de $^{51}\text{Ca}_{(N/Z=1.55)}$, $^{48}\text{Ar}_{(N/Z=1.67)}$, $^{36}\text{Si}_{(N/Z=1.57)}$ et $^{32}\text{Mg}_{(N/Z=1.67)}$ ont été observés.

Les résultats présentés dans ce chapitre ont été comparés à ceux calculés par le modèle DIT (Deep Inelastic Transfers) couplé à Gemini++. Cette étude est l'objet du chapitre 6, qui a pour but global de discuter les résultats obtenus.

6

Interprétation

Table des matières

6.1	Modèle DIT & GEMINI++	133
6.1.1	Deep Inelastic Transfers (DIT)	133
6.1.2	GEMINI++	137
6.2	Comparaison et interprétation des résultats	138
6.3	Faisceaux secondaires exotiques avec S^3	145

Après avoir présenté des résultats de l'expérience E589 dans le chapitre 5, il est intéressant de les comparer à un modèle théorique afin d'estimer la capacité de ce dernier à prédire le comportement d'autres réactions semblables. Ce chapitre commence en section 6.1 par décrire les modèles confrontés aux résultats expérimentaux puis présente en section 6.2 une étude comparative des résultats obtenus expérimentalement ou par calcul. Il se termine en section 6.3 par une discussion générale sur l'application de ces résultats à la production de noyaux riches en neutrons par collisions profondément inélastiques, éventuellement auprès de S^3 par la méthode en vol (voir sec. 1.1.1).

6.1 Modèle DIT & GEMINI++

On utilise ici le modèle théorique Deep Inelastic Transfers (DIT), présenté en section 6.1.1, qui simule les transferts de nucléons lors de collisions entre ions lourds et fournit en sortie les caractéristiques des résidus obtenus. Ceux-ci sont généralement dans un état fortement excité et il est donc nécessaire de calculer leur décroissance, notamment par évaporation de particules, afin d'en déduire les résidus observables. Cette deuxième étape est modélisée à l'aide du code GEMINI++ présenté en section 6.1.2.

6.1.1 Deep Inelastic Transfers (DIT)

Le modèle DIT a été développé par L. Tassan-Got dans les années 1980 puis mis à jour ensuite par G. Souliotis qui a accepté de nous fournir son code. La méthode de calcul est décrite en détail dans la thèse d'état de L. Tassan-Got [66] et discutée dans un article dédié [67]. Nous introduisons ici son fonctionnement (sec. 6.1.1.a), les valeurs choisies, dans notre étude, pour ses différents paramètres d'entrée (sec. 6.1.1.b) et les paramètres fournis en sortie par le programme (sec. 6.1.1.c).

a/ Principe de fonctionnement du modèle

Le modèle repose sur quatre hypothèses présentées et discutées en [66] que l'on peut rappeler ici :

- (1) Le système peut être décrit comme un double système à particules indépendantes assimilables chacun à un puits de potentiel contenant un nombre défini de nucléons.
- (2) Chaque ensemble de nucléons relatif à chaque puits possède des propriétés thermodynamiques (énergie, moment angulaire, température) déterminées.

- (3) Les nucléons sont traités à la limite classique dans chacun des noyaux, du point de vue de leur état et de leur probabilité de transfert.
- (4) Seuls les échanges de nucléons sont responsables de la production d'énergie d'excitation.

Ce modèle DIT simule pas à pas le mouvement des ions en collision. À chaque pas, les probabilités de transfert d'un nucléon d'un noyau à l'autre sont calculées et la décision d'opérer ou non le transfert est prise aléatoirement. Si le transfert a lieu, l'ensemble des paramètres caractérisant les deux noyaux et leurs trajectoires est recalculé. Le pas suivant du mouvement prend alors en compte de nouvelles conditions initiales.

Ces itérations successives débutent pour une distance relative entre les deux noyaux suffisamment grande pour que le seul potentiel coulombien régissent les trajectoires suivies par les particules. La simulation d'un événement s'arrête lorsqu'en sortie, les résidus sont suffisamment éloignés pour que le potentiel d'interaction nucléaire redevienne négligeable devant le potentiel coulombien. Les calculs des trajectoires se font numériquement, excepté dans les situations initiale et finale asymptotiques où les trajectoires sont calculées analytiquement suivant le potentiel de Coulomb.

À chaque pas, la simulation calcule les quatre probabilités partielles de transfert d'un nucléon d'un noyau vers l'autre. En notant ν le nucléon transféré (on note n le neutron et p le proton), 1 le noyau d'origine et 2 le noyau de destination, la probabilité partielle de transfert par unité de temps suit l'équation (6.1) et on en déduit la probabilité totale de transfert P via l'équation (6.2) :

$$P_{\nu 12} = \int \Phi T n_1 \bar{n}_2 d^5 \sigma \quad (6.1)$$

$$P = P_{n12} + P_{n21} + P_{p12} + P_{p21} \quad (6.2)$$

Ici :

- σ représente les cinq dimensions à considérer : trois d'entre elles concernent la vitesse du nucléon transféré et les deux autres le lieu du transfert sur la surface de séparation entre les noyaux en collision ;
- Φ représente le nombre d'états quantiques pouvant intervenir dans le transfert, par unités de surface et de temps ;
- T correspond à la probabilité de franchir la barrière de potentiel séparant les deux noyaux ;
- n_1 est le taux d'occupation des états dans le noyau d'origine ;
- \bar{n}_2 est le taux de vacance des états dans le noyau de destination ($\bar{n}_2 = 1 - n_2$).

Pendant la durée Δt d'un pas, la probabilité qu'un transfert ait lieu vaut donc $P\Delta t$. Même si le mouvement est décrit pas à pas, les paramètres qui le caractérisent sont, eux, calculés numériquement à l'instant t_{tr} où le transfert a lieu. Il est donc nécessaire de connaître la probabilité $P_{\Delta t}^{t_{tr}}$ qu'un transfert se produise durant Δt , après le laps de temps Δt_{tr} , correspondant à l'intervalle temporel entre le début du pas étudié et l'instant du transfert. Celle-ci suit l'équation (6.3) :

$$P_{\Delta t}^{t_{tr}} = P e^{-P\Delta t_{tr}} \Delta t \quad (6.3)$$

La décision de réaliser ou non le transfert est prise aléatoirement en réalisant un tirage d'un temps Δt_{tr} suivant l'équation (6.3) : si $\Delta t_{tr} \geq \Delta t$, le transfert n'a pas lieu et la simulation passe simplement au pas suivant. Sinon, la nature du transfert est déterminée, à son tour, aléatoirement. Ce nouveau tirage est alors réalisé en pondérant chacun des quatre transferts possibles par sa probabilité partielle.

À ce stade, le modèle calcule les effets, sur les noyaux et leurs mouvements, de l'échange qui s'est produit (le détail des équations est donné en [66]). Pour cela cinq paramètres sont considérés : ils modélisent la localisation du transfert et la vitesse du nucléon échangé. Cela permet d'atteindre, pour chacun des deux noyaux, les variations de masse, charge, spin, moment angulaire et énergies cinétique et d'excitation. La description est faite ici dans le cadre de l'approximation classique et en supposant la conservation de l'énergie : les effets dissipatifs observés proviennent uniquement des transferts.

Une fois les paramètres des noyaux et de leurs mouvements actualisés avec les nouvelles valeurs calculées, le pas de la simulation est incrémenté et le processus est réitéré. La valeur du pas correspond à une distance caractéristique, initialement -0.5 fm¹ et est amenée à évoluer au cours de l'interaction pour que la probabilité de réaliser un transfert au cours de l'étape considérée reste d'environ 75% (sa valeur absolue est tout de même bornée par valeur supérieure à 0.5 fm).

Ce modèle, dans sa philosophie, exclue les événements interprétables comme de la fusion. Cela concerne les événements avec une distance minimale d'approche inférieure à 3 fm (correspondant à des cas où le système di-nucléaire n'est plus résolu) mais également les événements à long temps d'interaction pour lesquels les deux noyaux, après avoir amorcé la phase de séparation, se retrouvent à nouveau sur des trajectoires convergentes.

1. La valeur est négative pour modéliser l'approche relative des deux noyaux.

Enfin, ce modèle présente deux comportements distincts selon que les noyaux sont en phase d'approche ou de séparation. Dans le premier cas, les transferts d'un nucléon d'un noyau à l'autre sont importants et entraînent une dissipation de l'énergie. Dans le second cas, ils favorisent la séparation des noyaux (ce qui correspond à une augmentation de l'énergie) mais sont cependant peu probables. L. Tassan-Got précise alors que, physiquement, la dissipation d'énergie lors de la séparation est due à des phénomènes d'excitation non inclus dans le modèle [66]. Cela entraîne une mauvaise reproduction de la fission et une possible sous-estimation des pertes d'énergie au cours des collisions profondément inélastiques.

b/ Paramètres d'entrée du modèle

La réaction de $^{48}_{20}\text{Ca}$ à 10 A MeV sur $^{238}_{92}\text{U}$ a été simulée en ajustant les paramètres suivants :

- **Le mode de calcul**, qui permet d'imposer ou non que seuls les nucléons dont le vecteur vitesse est orienté vers la fenêtre de transfert puissent être échangés ; *Cette contrainte n'a pas été imposée dans notre cas afin de conserver l'éventualité de la rotation du projectile autour de la cible.*
- **Les numéros atomiques et nombres de masse** de la cible et du projectile ; *Dans notre cas, on a respectivement $Z_c = 92$, $Z_p = 20$, $A_c = 238$ et $A_p = 48$.*
- **L'énergie par nucléon du projectile dans le laboratoire** ; *Ici, $E_p = 10.0$ A MeV.*
- **Le facteur f_n déterminant le nombre N d'événements à simuler** : $N = lf_n + 1$, avec l le moment angulaire. Une telle relation est souhaitée afin de pouvoir calculer ensuite facilement des sections efficaces, car elles sont proportionnelles au moment angulaire (voir figure 1.9) ; *On a choisi $f_n = 100$.*
- **Les valeurs minimum et maximum du moment angulaire** prises dans le référentiel du centre de masse ; *Notre simulation va de 0 à 232 \hbar .*
- **Le pas** entre deux moments angulaires successifs simulés ; *Nous avons travaillé par pas de 1 \hbar .*
- **L'énergie d'excitation** maximum acceptée. *Elle a été fixée à 1 GeV dans notre cas.*

c/ Paramètres de sortie du modèle

En sortie, le modèle fournit les paramètres caractérisant les quasi-projectile et quasi-cible formés au cours de la réactions ainsi que les paramètres propres à la réactions. On a ainsi accès pour chacun des deux noyaux formés à son numéro atomique, son nombre de masse, son énergie d'excitation totale (rotationnelle et thermique), son énergie d'excitation rotationnelle, sa température, son spin, son angle de déviation (dans les référentiels du laboratoire et du centre de masse) et son énergie cinétique dans le laboratoire. Pour le quasi-projectile, on a en plus sa vitesse sous la forme du paramètre β relativiste, ainsi que ses composantes vectorielles. Concernant la réaction, on a accès à son type (permettant d'identifier les cas de fusion ou d'erreurs de calculs par exemple), à la chaleur de réaction Q et celle dans l'état fondamental Q_{gg} , au paramètre d'impact, au moment angulaire, à la distance minimale d'approche ainsi qu'aux nombres de protons et neutrons échangés.

Enfin, le code fournit également un facteur multiplicatif à utiliser pour toute modélisation des sections efficaces. Ce facteur représente la valeur de la section efficace pour un événement et est utilisé dans toutes les représentations des résultats théoriques présentés ici. Dans notre cas, il vaut $0.81869 \cdot 10^{-3}$ mb.

Les noyaux produits à partir du modèle DIT sont fortement excités et ne sont donc pas directement comparables aux produits de réaction. Par conséquent, il est nécessaire de calculer leur évaporation (via le modèle Gemini décrit en section 6.1.2) et les paramètres de sortie du modèle DIT servent alors de paramètres d'entrée du modèle suivant.

6.1.2 GEMINI++

GEMINI++ est un code de modélisation statistique (écrit en langage C++) et descendant de GEMINI (développé dans les années 1980 en langage Fortran). Il permet de calculer les résidus issus de la décroissance d'un noyau excité (noyau composé ou produit de collision profondément inélastique par exemple). Il permet donc d'évaluer l'évaporation de particule(s) d'un noyau à partir de son énergie d'excitation. Couplé à un modèle dynamique, comme DIT présenté en section 6.1.1, il permet d'obtenir les produits de décroissances issus des produits primaires de la réaction. Dans notre cas, les noyaux primaires calculés par DIT ainsi que leurs caractéristiques ont été les paramètres d'entrée de GEMINI afin d'obtenir des résultats directement comparables avec les données expérimentales.

Le modèle statistique GEMINI consiste à évaluer l'ensemble des canaux possibles de décroissance d'un noyau fortement excité (noyau composé ou produit primaire de DIT dans notre cas). La désexcitation de ce noyau est alors modélisée par une succession de décroissances binaires allant de l'émission d'une particule légère (p , n , α etc.) à la fission symétrique en deux noyaux identiques. La décroissance est séquentielle jusqu'à atteindre un état n'ouvrant à aucune décroissance supplémentaire de type particule [68]. Cela correspond à une énergie d'excitation pour le noyau étudié suffisamment faible pour que sa décroissance soit dominée par l'émission de rayonnements γ [69].

À chaque étape de la séquence de décroissance, chaque canal est pondéré par une valeur correspondante à la barrière énergétique que doit franchir la particule émise. Les canaux pour lesquels il n'y a aucune barrière à franchir sont considérés équiprobables [70]. La description du mode de décroissance repose sur deux formalismes différents selon qu'il s'agisse de l'émission d'une particule légère telle que $Z \leq 2$ (p , n ou α par exemple) : formalisme de Hauser-Feshbach [71] ou de fragments plus lourds : formalisme de Moretto [72]. Dans le premier cas, le formalisme tient compte des moments angulaires, ce qui est nécessaire pour traiter les noyaux fortement excités [73], comme peuvent l'être les noyaux produits par collisions profondément inélastiques.

6.2 Comparaison et interprétation des résultats

Les résultats des mesures sont ici comparés avec ceux fournis par les modèles théoriques, en commençant par les distributions de masse et angulaires des quatre éléments étudiés (figures 6.1 à 6.4). Chaque figure est commentée individuellement. Concernant les distributions en énergie (figures 6.5 et 6.6), seules les comparaisons sur les isotopes de $^{25,26}\text{Mg}$ et $^{45,46}\text{Ar}$, typiques de nos observations, sont présentées. Ce choix est fait par soucis de clarté afin de ne pas noyer nos conclusions sous une quantité importante de figures. Cependant tous les spectres en énergie ont été comparé aux modèles théoriques et afin d'appuyer nos propos, ils sont consultables et commentés en annexes A à D. Les résultats seuls sont également présentés dans le chapitre 5.

De manière générale et comme il est discuté en section 5.3.1, lorsque Vamos est placé dans l'axe du faisceau, il a été nécessaire de tronquer les plages de détection en moment pour protéger les détecteurs. Ceci entraîne une impossibilité de reconstruire la totalité des distributions et les mesures sont donc à prendre avec précaution, en particulier aux petits angles pour les noyaux riches en neutrons. Il en va de même pour les résultats concernant les isotopes de calcium autour de 15° . En raison de l'intensité des états de charge du faisceau, ces noyaux sont difficilement résolus et les sections efficaces peuvent être altérées par la présence de ^{48}Ca (comme le ^{44}Ca).

Figure 6.1. Voir description générale p.138. Distributions de masse moyennées par plage de 5° dans le référentiel du laboratoire et intégrées en énergie. Concernant les noyaux de magnésium et silicium (éloignés du faisceau), les mesures sont semblables à celles calculées mais on observe, en particulier aux angles avant, une production plus importante des noyaux plus stables. Cela sera également discuté avec les distributions en énergies (voir figure 6.5).

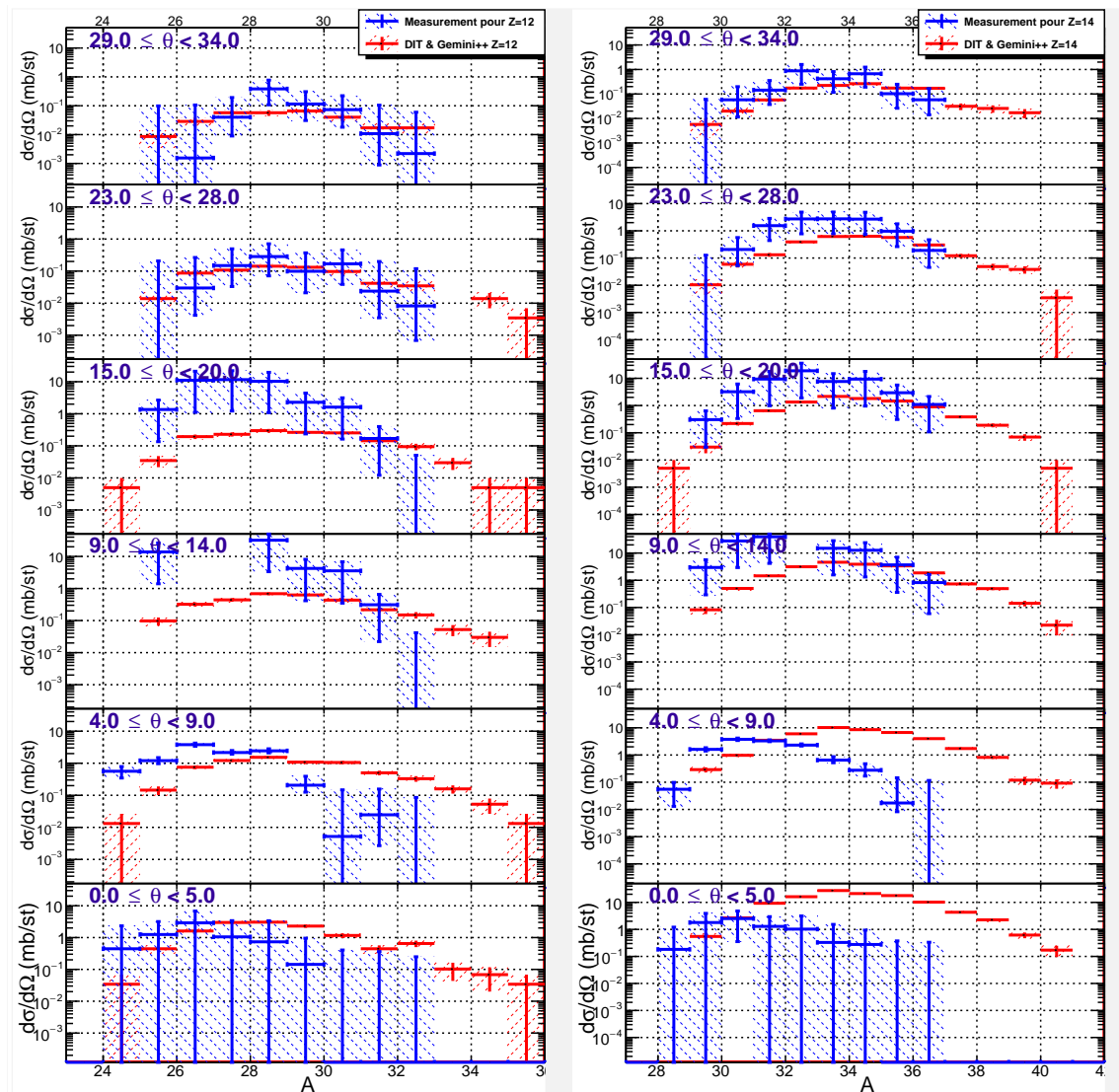


FIGURE 6.1 – Comparaison entre les prédictions de DIT et Gemini++ (en rouge) et les données expérimentales (en bleu) pour les spectres en masse des noyaux de magnésium (à gauche) et silicium (à droite), voir texte p.138 et p.139.

Figure 6.2. Voir description générale p.138. Distributions moyennées par plage de 5° dans le référentiel du laboratoire et intégrées en énergie. Concernant les noyaux d'argon et de calcium (proches du faisceau), les mesures sont semblables à celles calculées mais on constate que la production théorique est clairement sous-estimée autour de l'angle de grazing, probablement en raison de la forte contribution de la composante quasi-élastique dans les données expérimentales. Les isotopes de calcium sont difficilement résolus autour de 15° , en particulier le ^{44}Ca qui est contaminé par le ^{48}Ca du faisceau.

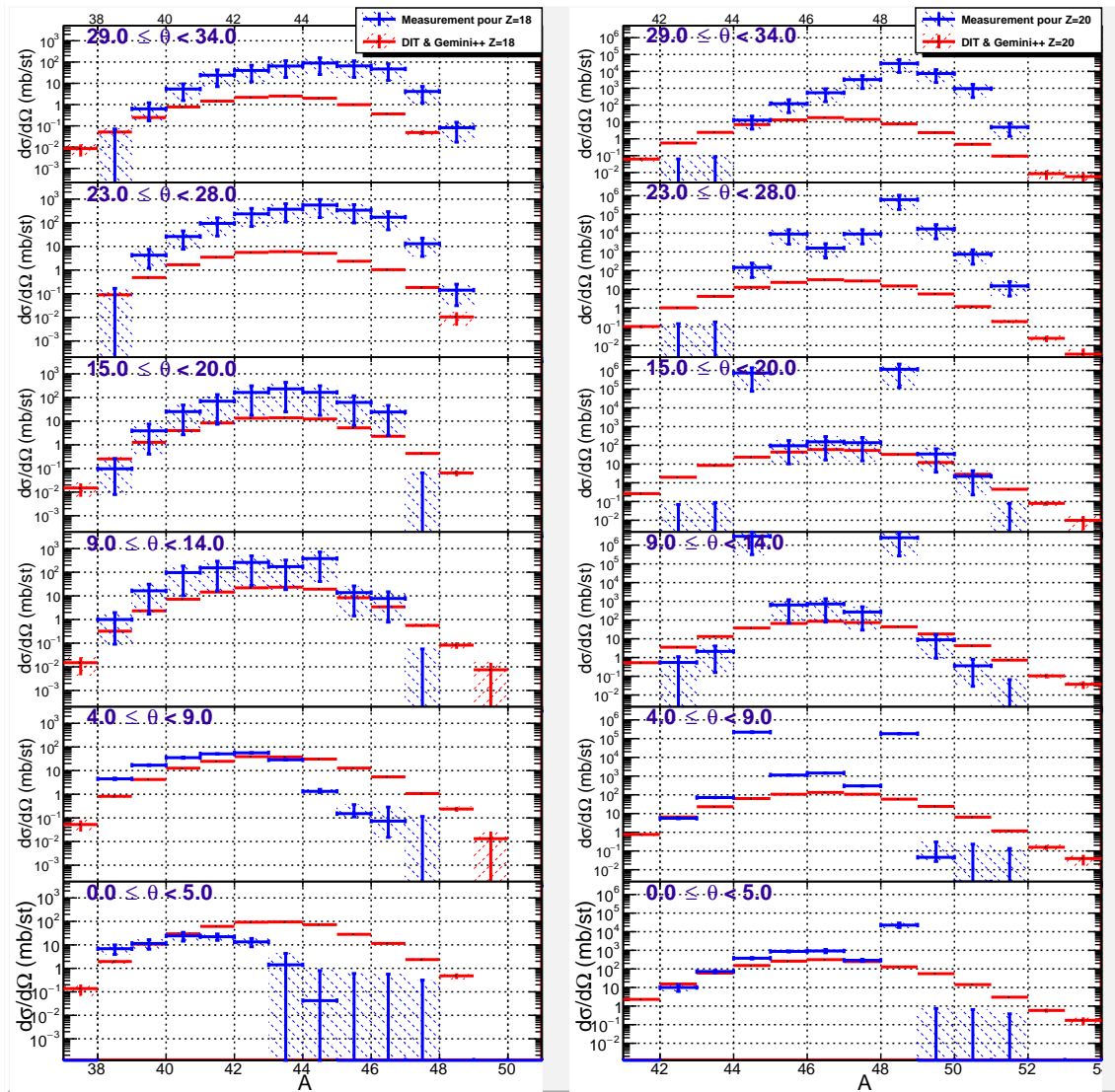


FIGURE 6.2 – Comparaison entre les prédictions de DIT et Gemini++ (en rouge) et les données expérimentales (en bleu) pour les spectres en masse des noyaux d'argon (à gauche) et de calcium (à droite), voir texte p.138 et p.140.

Figure 6.3. Voir description générale p.138. Mesures intégrées en énergie et moyennées en angle par plage de 2° dans le référentiel du laboratoire. Concernant les noyaux de magnésium et silicium (éloignés du faisceau), on constate, dans l'ensemble, une bonne concordance entre prédictions calculées et mesures expérimentales. Dans ces cas, on observe cependant des divergences aux angles avant pour les isotopes les moins exotiques. On y voit expérimentalement une production plus importante que celle prédite par les calculs. Il pourrait s'agir d'un autre mécanisme de réaction non modélisé ici, comme discuté avec les distributions en énergie (voir figure 6.5).

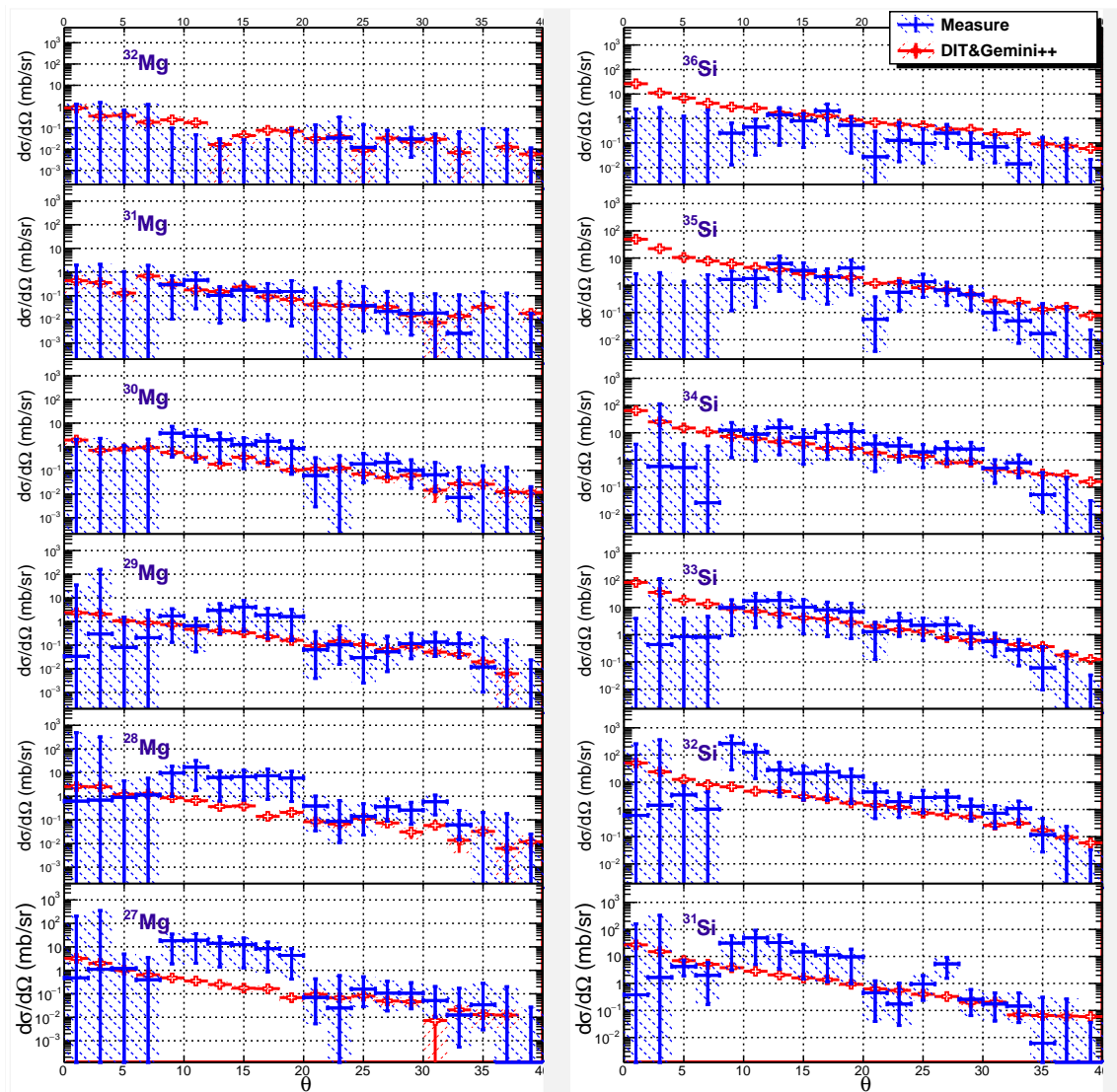


FIGURE 6.3 – Comparaison entre les prédictions de DIT et Gemini++ (en rouge) et les données expérimentales (en bleu) pour les distributions angulaires des noyaux de magnésium (à gauche) et silicium (à droite), voir texte p.138 et p.141.

Figure 6.4. Voir description générale p.138. Mesures intégrées en énergie et moyennées en angle par plage de 2° dans le référentiel du laboratoire. Concernant les noyaux d'argon et de calcium (proches du faisceau), on constate, dans l'ensemble, une bonne concordance entre prédictions calculées et mesures expérimentales. Dans ces cas, on observe cependant des divergences autour de l'angle de grazing où le modèle DIT ne prévoit pas le pic observé.

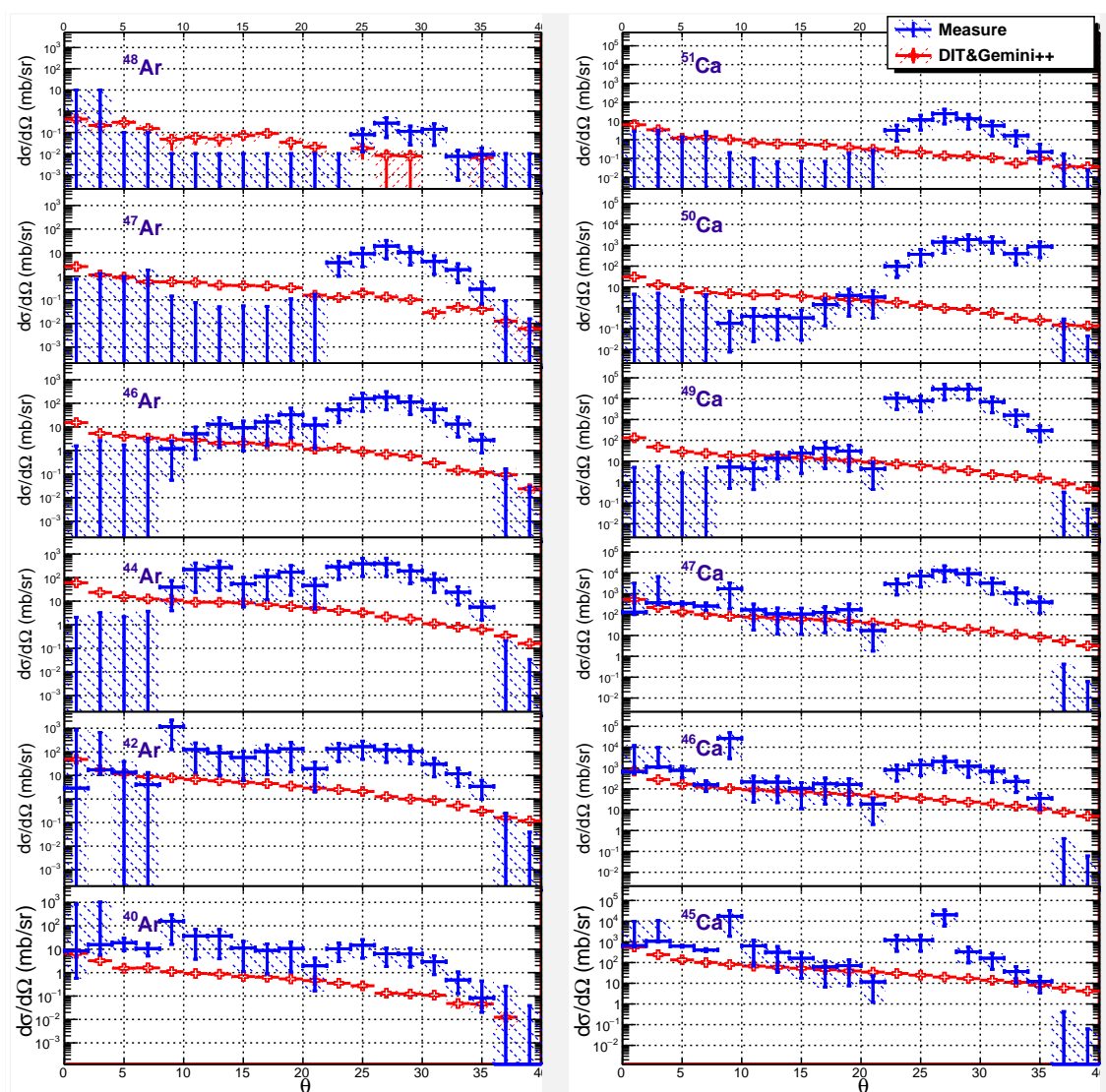


FIGURE 6.4 – Comparaison entre les prédictions de DIT et Gemini++ (en rouge) et les données expérimentales (en bleu) pour les distributions angulaires des noyaux d'argon (à gauche) et de calcium (à droite), voir texte p.138 et p.142.

Figure 6.5. Voir description générale p.138. Distributions moyennées par plage de 4° et 20 MeV. Les distributions en énergie mesurées (en bleu) de ^{26}Mg (à gauche) et ^{25}Mg (à droite) sont comparées à celles obtenues par calcul (en rouge). Pour ces noyaux éloignés du faisceau et proches de la stabilité, on observe une production vers les hautes énergies non reproduite par les calculs théoriques. C'est le cas pour plusieurs noyaux (voir figures A.2 à B.4) et peut être le signe d'un mécanisme non modélisé par DIT. Ce phénomène se répercute sur les distributions de masse et angulaires (figures 6.1 et 6.3).

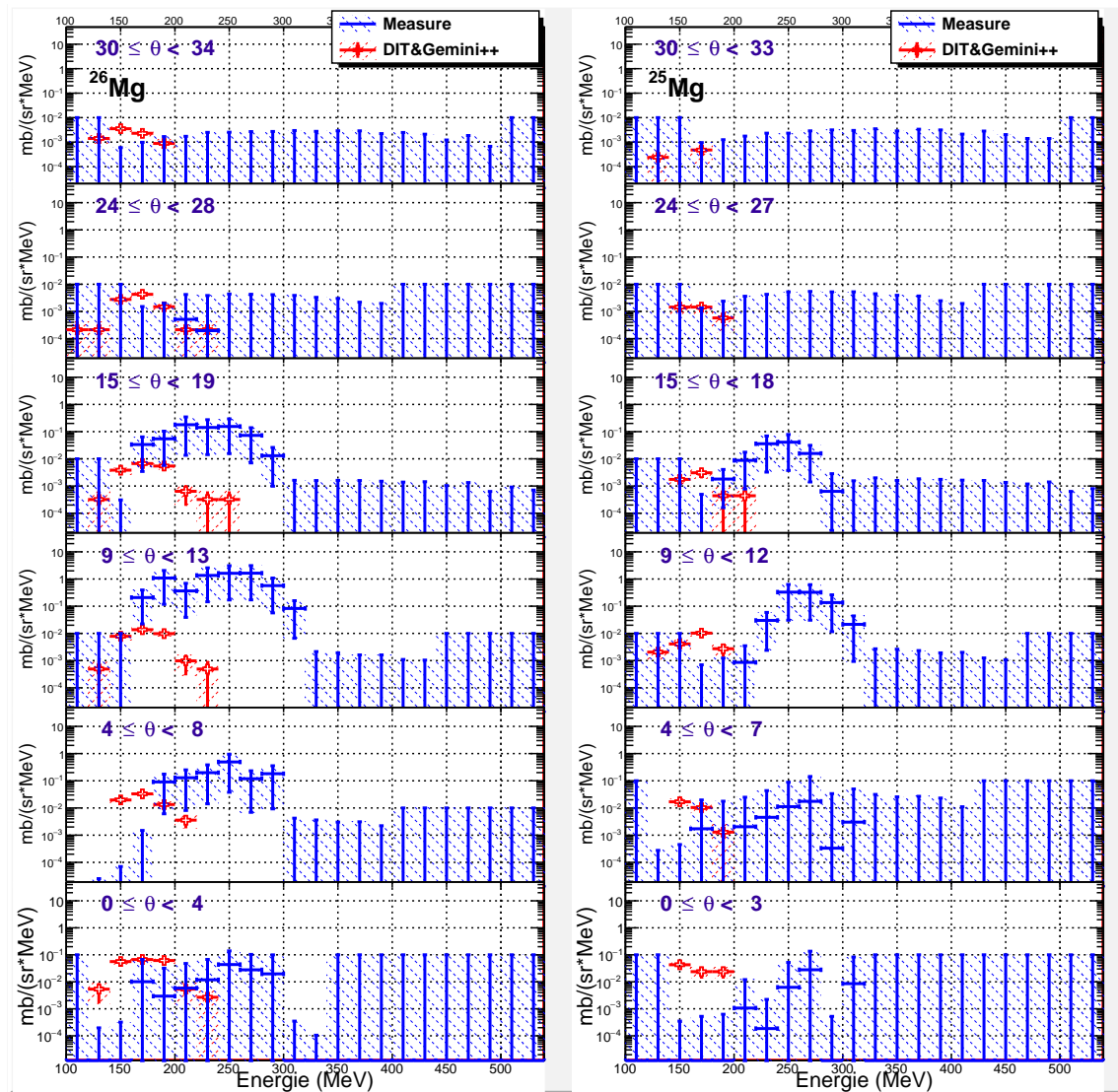


FIGURE 6.5 – Comparaison des distributions en énergie, calculée (en rouge) et mesurée (en bleu), de ^{26}Mg et ^{25}Mg , voir texte p.138 et p.143.

Figure 6.6. Voir description générale p.138. Distributions moyennées par plage de 4° et 20 MeV. Les distributions en énergie mesurées (en bleu) de ^{46}Ar (à gauche) et ^{45}Ar (à droite) sont comparées à celles obtenues par calcul (en rouge). Pour ces noyaux proches du faisceau, on observe, en particulier autour de l'angle de grazing, une bonne reproduction des deux pics dus à des réactions quasi-élastiques dites « far side » (haute énergie, peu d'interaction) ou au contraire très dissipatives dites « near side » (basse énergie, noyau émis au même angle mais après une forte interaction). Plus on s'approche des petits angles, moins ces pics sont résolus, ce qui est cohérent avec les diagrammes de Wilczyński présentés en section 1.2.5.c.

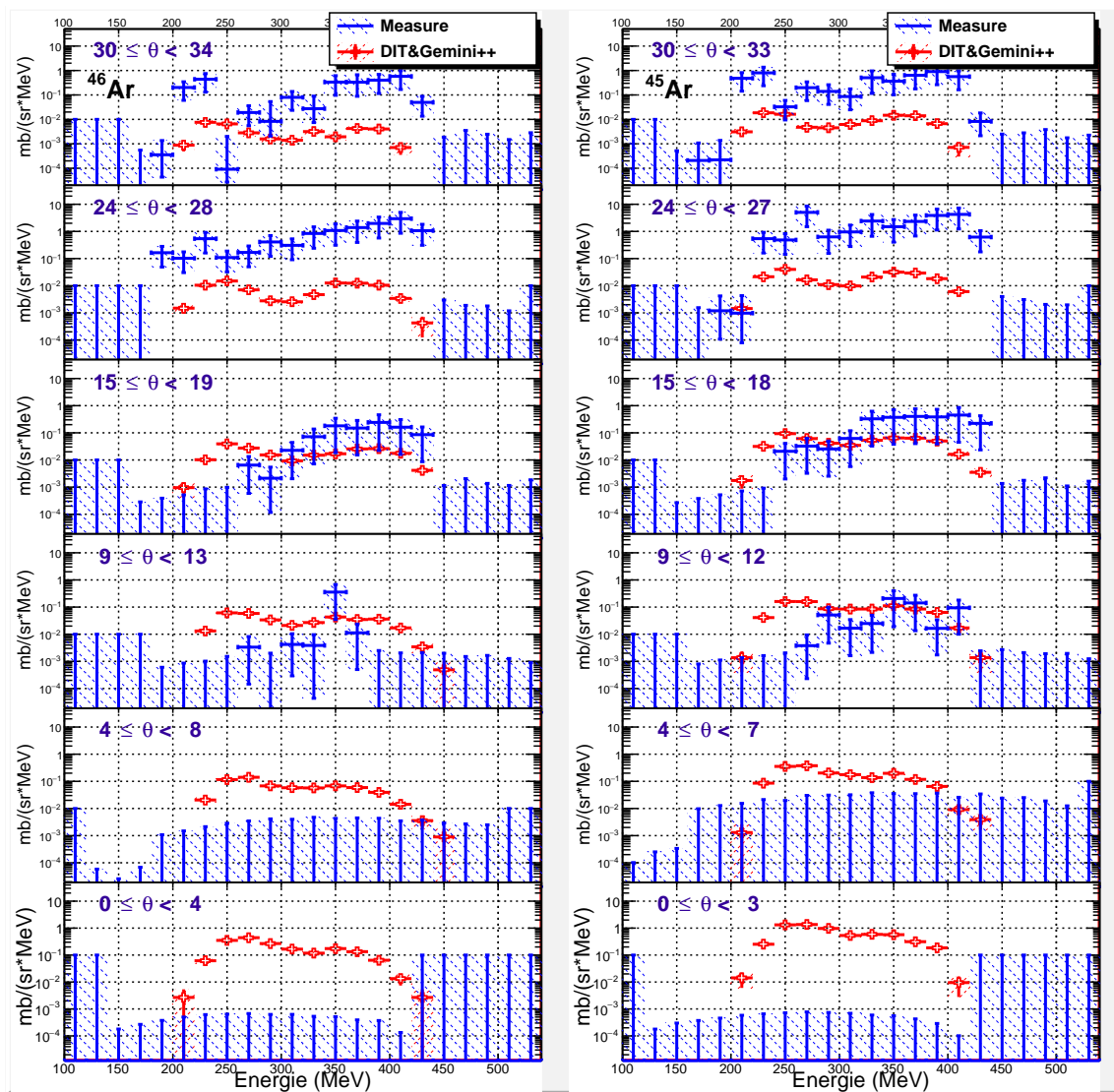


FIGURE 6.6 – Comparaison des distributions en énergie, calculée (en rouge) et mesurée (en bleu), de ^{46}Ar et ^{45}Ar , voir texte p.138 et p.144.

6.3 Faisceaux secondaires exotiques avec S³

Les sections efficaces de réactions mesurées dans cette étude sont comparées à celles correspondantes à des réactions de fragmentation, une méthode typique de production de noyaux riches en neutrons pour des énergies supérieures à 20 MeV par nucléon. Les grandes intensités promises par Spiral2 associées au pouvoir de séparation de S³ laissent entrevoir une opportunité de produire des faisceaux secondaires riches en neutrons par méthode « en vol » et via des collisions profondément inélastiques, donc à basse énergie.

Le spectromètre S³ actuellement en construction à Caen (voir section 1.1.1) pourrait être utilisé de la manière suivante. Une cible primaire serait placée à l'entrée du spectromètre et interagirait par collisions profondément inélastiques avec un faisceau d'ions accélérés par l'accélérateur linéaire de Spiral2. Le premier étage de S³, placé à 0°, servirait à la sélection du faisceau secondaire. Celui-ci interagirait ensuite avec une cible secondaire, placée dans le plan focal intermédiaire du spectromètre, selon l'expérience souhaitée. Le second étage de S³ (modifié spécifiquement pour ce type d'expérience) permettrait alors l'identification des produits. Un couplage avec des détecteurs γ placés autour de la seconde cible permettrait de réaliser de nouvelles études de spectroscopie. Trois lettres d'intention ont été déposées dans ce sens auprès du Ganil.

Les mesures réalisées dans l'étude présentée ici nous permettent de comparer les sections efficaces et les taux de production de différents noyaux selon que le faisceau secondaire est produit par collisions profondément inélastiques avec S³ ou par fragmentation avec Lise. Les résultats sont illustrés en figures 6.7 et 6.8 et présentés dans le tableau 6.1 où ils sont comparés avec les taux de productions accessibles par méthode ISOL auprès de l'installation Isolde.

Fragmentation avec Lise. Les sections efficaces fournies dans le tableau 6.1 proviennent d'une simulation LISE++ (basée sur [74]) de fragmentation d'une cible de ⁹Be par un faisceau de ⁴⁸Ca¹⁹⁺ accéléré à 60 A MeV, le maximum possible [44]. La simulation est réalisée sans aucune sélection : fentes ouvertes et absence de dégradeur. Les taux de production sont calculés dans le cas extrême d'une intensité faisceau de $1.5 \cdot 10^{12}$ pps (4.5 μ A) et une épaisseur de cible de 170 mg/cm².

Collisions profondément inélastiques avec S³. Les sections efficaces fournies dans le tableau 6.1 sont calculées à partir des valeurs encadrant le résultat donné par les modèles théoriques (voir les distributions angulaires en figure 6.3 et figure 6.4).

Noyau	S ³ (Ganil)		Lise (Ganil)		Isolde*
	σ (mb)	Prod. min. (pps)	σ (mb)	Prod. (pps)	Prod. (pps)
Ref.	1	1.6 10 ⁵	1	1.7 10 ⁷	-
⁵¹ Ca (+3n)	7 10 ⁻² – 7 10 ⁻¹	10 ⁴ – 10 ⁵	6.7 10 ⁻⁷	1.1 10 ¹	1.0 10 ⁴
⁵⁰ Ca (+2n)	7 10 ⁻¹ – 7	10 ⁵ – 10 ⁶	1.7 10 ⁻³	2.9 10 ⁴	2.5 10 ⁵
⁴⁸ Ar (-2p,+2n)	7 10 ⁻³ – 7 10 ⁻²	10 ³ – 10 ⁴	1.5 10 ⁻⁵	2.5 10 ²	-
⁴⁷ Ar (-2p,+n)	7 10 ⁻² – 7 10 ⁻¹	10 ⁴ – 10 ⁵	7.8 10 ⁻³	1.3 10 ⁵	9.6 10 ³
⁴⁶ Ar (-2p)	7 10 ⁻¹ – 7	10 ⁵ – 10 ⁶	7.8 10 ⁻¹	1.3 10 ⁷	1.2 10 ³
⁴⁴ Ar (-2p,-2n)	7 10 ⁻¹ – 7	10 ⁵ – 10 ⁶	7.2	1.2 10 ⁸	3.0 10 ⁶
³⁶ Si (-6p,-6n)	7 10 ⁻² – 7 10 ⁻¹	10 ⁴ – 10 ⁵	3.7 10 ⁻²	6.2 10 ⁵	-
³⁵ Si (-6p,-7n)	7 10 ⁻¹ – 7	10 ⁵ – 10 ⁶	1.8 10 ⁻¹	3.0 10 ⁶	-
³⁴ Si (-6p,-8n)	7 10 ⁻¹ – 7	10 ⁵ – 10 ⁶	7.7 10 ⁻¹	1.3 10 ⁷	-
³² Mg (-8p,-8n)	7 10 ⁻³ – 7 10 ⁻²	10 ³ – 10 ⁴	2.6 10 ⁻³	4.4 10 ⁴	3.0 10 ⁴
³¹ Mg (-8p,-9n)	7 10 ⁻³ – 7 10 ⁻²	10 ³ – 10 ⁴	1.9 10 ⁻²	3.2 10 ⁵	-
³⁰ Mg (-8p,-10n)	7 10 ⁻² – 7 10 ⁻¹	10 ⁴ – 10 ⁵	1.1 10 ⁻¹	1.8 10 ⁶	6.0 10 ⁵
²⁹ Mg (-8p,-11n)	7 10 ⁻² – 7 10 ⁻¹	10 ⁴ – 10 ⁵	5.3 10 ⁻¹	8.9 10 ⁶	1.6 10 ⁶

* La production peut être multipliée par un facteur allant jusqu'à 2 selon l'intensité du faisceau primaire délivré par le Cern. Données issues de [76].

TABLEAU 6.1 – Tableau de comparaison, pour différents noyaux, des sections efficaces et taux de production en sortie de cible par réactions profondément inélastiques auprès de S³ (plage de production envisageable pour 10 pμA de ⁴⁸Ca à 10 A MeV sur cible de ²³⁸U à 1 mg/cm²), fragmentation auprès de Lise (avant le spectromètre, transmission d'environ 25% pour les fentes ouvertes et inférieure à 5% pour une ouverture typique des fentes F31 entre -5 mm et +5 mm.) ou à Isolde. On donne aussi les taux de production associés à une section efficace de référence de 1 mb. Détails dans le texte.

Les données expérimentales ne permettent pas de réaliser ces calculs à 0° et les résultats donnés par les modèles semblent être vérifiés aux autres angles. Les sections efficaces de réactions sont calculées pour un angle solide de $2\pi(1 - \cos(0.150))$ car l'ouverture angulaire de S³ est de ±150 mrad dans les deux plans et le spectromètre est placé à 0°. Les taux de production associés aux valeurs d'encadrement sont calculés pour une cible de ²³⁸U de 1 mg/cm² et un faisceau de ⁴⁸Ca à 10 A MeV d'intensité 10 pμA. Cette intensité étant une borne inférieure de ce qu'il sera possible de réaliser auprès de Spiral2 (voir les faisceaux de Spiral2 en [75]), les taux de production fournis sont également des limites basses.

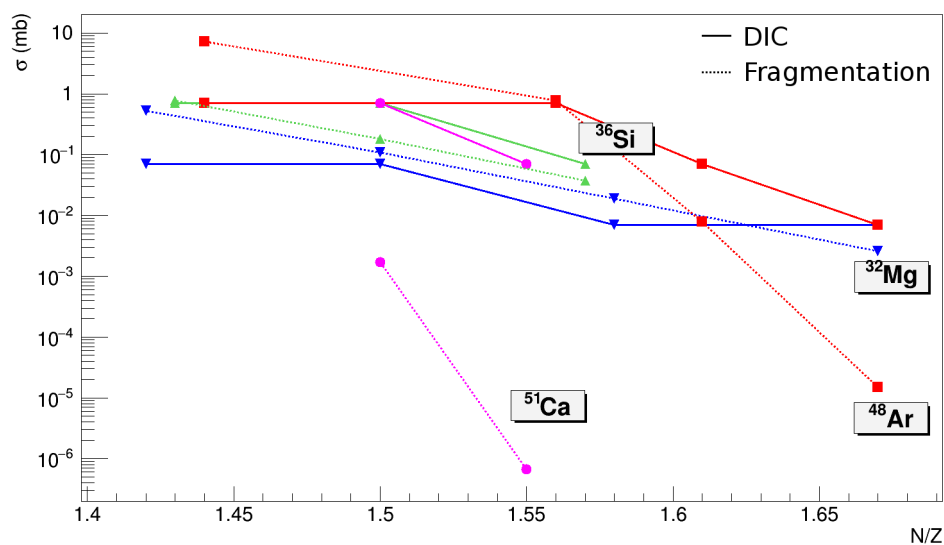


FIGURE 6.7 – Comparaison des sections efficaces de réactions pour différentes chaînes isotopiques par collisions profondément inélastiques (DIC, en trait plein) ou fragmentation (pointillés) en fonction du rapport N/Z .

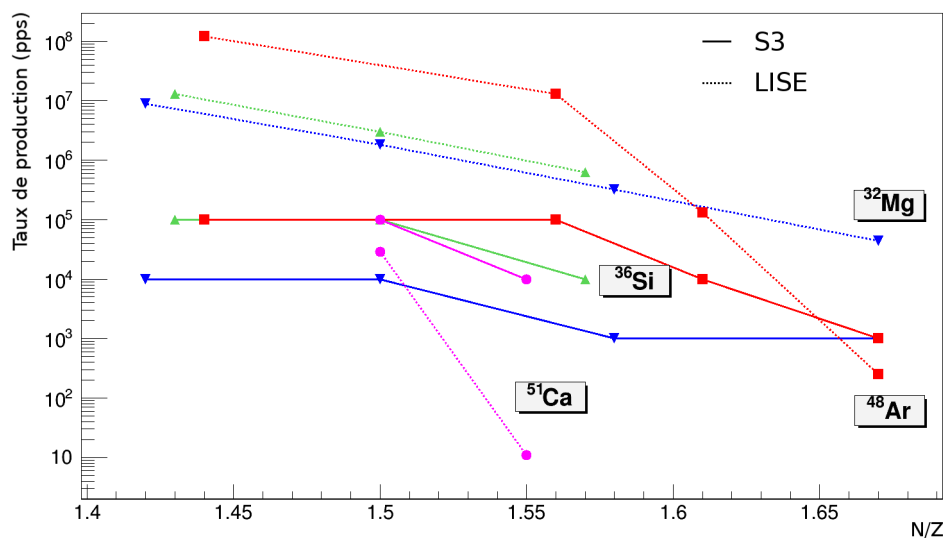


FIGURE 6.8 – Comparaison des taux de production de différents isotopes auprès de S^3 (par collisions profondément inélastiques, en trait plein) ou Lise (par fragmentation, en pointillés) en fonction du rapport N/Z .

Chacune des deux méthodes de production de faisceaux secondaires riches en neutrons par méthode en vol (auprès de Lise ou S^3) présente des avantages : avec S^3 les intensités pourront être très hautes et les faisceaux produits à relativement basse énergie, permettant par exemple, de faire de la fusion-évaporation. Au contraire, la fragmentation sur Lise permet d'atteindre des énergies plus élevées et les taux de production peuvent être augmentés selon les épaisseurs de cible utilisées. La méthode Isol permet également d'atteindre d'importants taux de production mais tous les noyaux ne sont pas accessibles.

Dans ce chapitre, les mesures expérimentales de distributions en masse, angulaires et en énergie sont comparées aux résultats de calculs théoriques réalisés à l'aide de DIT et Gemini++. Dans l'ensemble, les prédictions théoriques reproduisent les mesures expérimentales. On observe cependant deux situations particulières de désaccord.

La première concerne les noyaux d'argon et de calcium, proches du faisceau, autour de l'angle de grazing et de l'énergie correspondante au quasi-élastique. Le modèle ne reproduit pas ici le pic de grazing (les figures C.1 à D.4 en annexe appuient ce propos). La seconde divergence entre mesures et calculs s'observe pour les noyaux de magnésium et silicium, plus éloignés du faisceau, autour de 15° (les figures A.2 à B.4 confirment cette observation). Ici, les mesures montrent une production à des énergies plus hautes que celles prédites par calcul. Associé à une production globale plus importante visible sur les distributions de masse, ceci peut être un marqueur de noyaux formés par un mécanisme différent de celui des collisions profondément inélastiques calculé par DIT. Ce mécanisme pourrait être un transfert de cluster léger.

Les grandes intensités attendues de Spiral2 pourraient permettre la production, par la méthode « en vol », de faisceaux secondaires sélectionnés par le premier étage du spectromètre S^3 . Des réactions à des énergies plus basses que celles obtenues actuellement par fragmentation sur Lise seront alors possibles. La méthode Isol permet également la production de faisceaux de basse énergie mais tous les noyaux ne sont pas accessibles.

Conclusion – Perspectives

L'étude des noyaux riches en neutrons nécessite une connaissance approfondie des mécanismes de réactions. Beaucoup d'isotopes, prédits par la théorie, n'ont pas encore été observés en raison de la réelle difficulté que représente l'ajout de neutrons. Par ailleurs, pour les noyaux de masses intermédiaires (tels que ceux concernés par cette étude), les méthodes traditionnelles ne permettent pas de produire des faisceaux secondaires d'énergie suffisamment basse pour réaliser ensuite des réactions de fusion-évaporation (d'où la lettre d'intention déposée par P. Marini pour produire des faisceaux secondaires avec S³).

Les collisions profondément inélastiques, dominantes aux énergies proches de la barrière coulombienne, présentent la double caractéristique de se produire à basse énergie et dans le même temps, de permettre de nombreux échanges de nucléons entre les noyaux cible et projectile. Ces échanges se font lors de l'équilibre en N/Z du système di-nucléaire qui se forme lors de l'interaction. Ce mécanisme est étudié depuis les années 1970 mais l'accumulation de données expérimentales reste nécessaire, en particulier concernant les noyaux riches en neutrons et la production aux petits angles (proches de l'axe du faisceau) difficile à mesurer sans les outils technologiques dont nous disposons aujourd'hui.

Une campagne de trois expériences a été menée au Ganil afin de mesurer des sections efficaces de réactions. Les deux plus récentes ont été effectuées à 0° avec le spectromètre Lise en bombardant une cible de ²³⁸U de 1.1(±10%) mg/cm² par un faisceau de ³⁶S à 12 A MeV d'abord puis de ¹⁸O à 8.5 A MeV ensuite. Les résultats associés, en cours de publication, viennent compléter la mesure discutée ici.

La première expérience de la campagne a, de son côté, vu une cible de ²³⁸U de 170(±10%) µg/cm² être bombardée par un faisceau de ⁴⁸Ca à 10 A MeV. Réalisée avec le spectromètre Vamos, elle a permis la mesure sur une large plage angulaire de 0° à 35° dans le référentiel du laboratoire, c'est à dire jusqu'à l'angle de grazing. Ce dernier a été mesuré égal à 30.4°(±0.3°) dans le laboratoire, soit 36.3°(±0.4°) dans le référentiel du centre de masse. La grande acceptance du spectromètre a également permis de couvrir une large plage en moment. Néanmoins, dans le cas de la mesure autour de 0°, pour protéger les détecteurs, nous nous sommes restreints à la région de faibles rigidités magnétiques afin d'éviter les états de charge du faisceau.

La réaction étudiée couvre une large région de la carte des noyaux : de nombreux isotopes, du carbone ($Z=6$) au nickel ($Z=28$), ont été identifiés. Parmi eux, les éléments de magnésium (Mg), silicium (Si), argon (Ar) et calcium (Ca) ont été analysés en détail : les distributions de masse, angulaires et en énergie des sections efficaces de réactions double différentielle de chacun de leurs isotopes ont été extraites, comparées au modèle DIT & Gemini++ et discutées dans cette étude. Grâce au couplage de Vamos avec le détecteur Exogam qui collecte les photons de décroissance, il est également possible de faire de la spectroscopie sur l'ensemble des noyaux produits. Par exemple, les multiplicités γ pourraient donner des indications sur les caractéristiques du mécanisme, en particulier concernant les spins auxquels les noyaux sont formés.

Les résultats obtenus montrent que ce mécanisme permet d'enrichir des noyaux en neutrons : avec un système di-nucléaire de rapport N/Z égal à 1.55, les isotopes ^{48}Ar et ^{32}Mg dont le rapport N/Z vaut 1.67 ont été formés. Ils ont été principalement observés aux grands angles, probablement grâce aux grandes intensités permises par le système de détection ($\simeq 10\text{--}50$ enA autour de 30° mais $1\text{--}10$ enA autour de 15° et seulement 10^{-1} enA autour de 0°). Cependant, les coupures en énergie aux angles inférieurs à 8° ne nous permettent pas d'affirmer que les noyaux les plus exotiques n'y sont pas produits, en particulier concernant les isotopes les plus éloignés du faisceau qui sont principalement affectés. Aux cours des deuxième et troisième expériences de la campagne, l'utilisation du spectromètre Lise, permettant une sélection fine des noyaux produits, a rendu possible la mesure à 0° avec des intensités faisceaux allant jusqu'à $1\text{ }\mu\text{A}$ tout en protégeant les détecteurs du faisceau. Il a été jugé que le nombre d'états de charge à couper pour la réaction de ^{48}Ca sur ^{238}U serait tout de même trop grand pour rendre l'expérience possible sur Lise et les mesures ont donc été réalisées pour des faisceaux de ^{36}S et ^{18}O envoyés sur une cible de ^{238}U .

Les mesures réalisées avec Vamos donnent accès, contrairement à celles réalisées avec Lise à 0° , aux distributions angulaires qui confirment expérimentalement la tendance croissante vers les faibles angles calculée par le modèle théorique de réactions DIT couplé à celui d'évaporation Gemini++. Cependant, pour les noyaux proches du faisceau, le modèle ne reproduit pas le pic attendu autour de l'angle de grazing.

Les distributions en énergies montrent que les noyaux les plus exotiques des isotopes proches du faisceau sont produits majoritairement à haute énergie cinétique, donc à faible énergie d'excitation, ce qui réduit l'évaporation de neutrons. Cela vérifie l'hypothèse initiale supposant la présence des noyaux exotiques aux plus hautes énergies (correspondantes au « far side »). Au contraire, cela ne se vérifie pas pour les isotopes de magnésium et silicium plus éloignés du faisceau.

Autour de 15° et concernant les noyaux éloignés du faisceau, les calculs théoriques prévoient une production sur une gamme en énergie cinétique plus restreinte qu'observée expérimentalement. Pour ces angles et ces noyaux, les distributions de masse montrent également une production globale plus importante qu'attendue. L'étude de l'ensemble des autres isotopes mesurés pourrait appuyer ou infirmer cette observation. Celle-ci pourrait marquer des noyaux formés par un autre mécanisme que celui des réactions profondément inélastiques modélisé par DIT. Ce mécanisme correspondrait à l'échange de nombreux nucléons (visible pour des noyaux éloignés du faisceau), serait relativement long (visible autour de 15° et non autour de l'angle de grazing) et serait peu dissipatif (haute énergie cinétique des résidus). Cela pourrait éventuellement correspondre à un transfert de cluster.

Les taux de production d'un faisceau secondaire exotique sélectionné par S^3 sont plus grands, grâce aux intensités de Spiral2, que ceux obtenus actuellement par fragmentation avec Lise. Ils sont toutefois limités par les épaisseurs de cible pour des raisons de radioprotection. D'autres mesures sont ici nécessaires afin de préciser les puretés de faisceau qu'il sera possible d'atteindre.

Pour terminer, cette étude a montré que les collisions profondément inélastiques produisent des noyaux riches en neutrons sur une large plage angulaire. Parmi les noyaux formés, les isotopes éloignés du faisceau dans la carte des noyaux présentent de plus faibles sections efficaces de réactions autour de l'angle de grazing que vers les plus petits angles. Ce mécanisme peut ainsi représenter une solution d'avenir à la formation de noyaux riches en neutrons à des énergies relativement basses si l'on poursuit les études en direction et à 0° .



Annexes

Distributions en énergie

Table des matières

A	Magnésium	155
B	Silicium	158
C	Argon	162
D	Calcium	165

Cette annexe contient l'ensemble des distributions en énergie extraites pour les noyaux de magnésium, silicium, argon et calcium étudiés ainsi que leurs comparaisons avec les prédictions théoriques. Pour ne pas biaiser la lecture de ces figures, les mêmes résultats sont présentés sans les courbes théoriques dans le chapitre 5. Cette annexe vient appuyer les conclusions discutées dans le chapitre 6 et le schéma répétitif des paragraphes descriptifs a pour but de faciliter une lecture ciblée de ces figures.

A Magnésium

Figure A.1. Voir description générale en section 6.2. On présente ici les distributions en énergie de ^{32}Mg (à gauche) et ^{31}Mg (à droite) par pas de 20 MeV sur des plages angulaires de 4° entre 0° (en bas) et 34° (en haut). La théorie semble reproduire les données expérimentales, en particulier loin de l'angle de grazing.

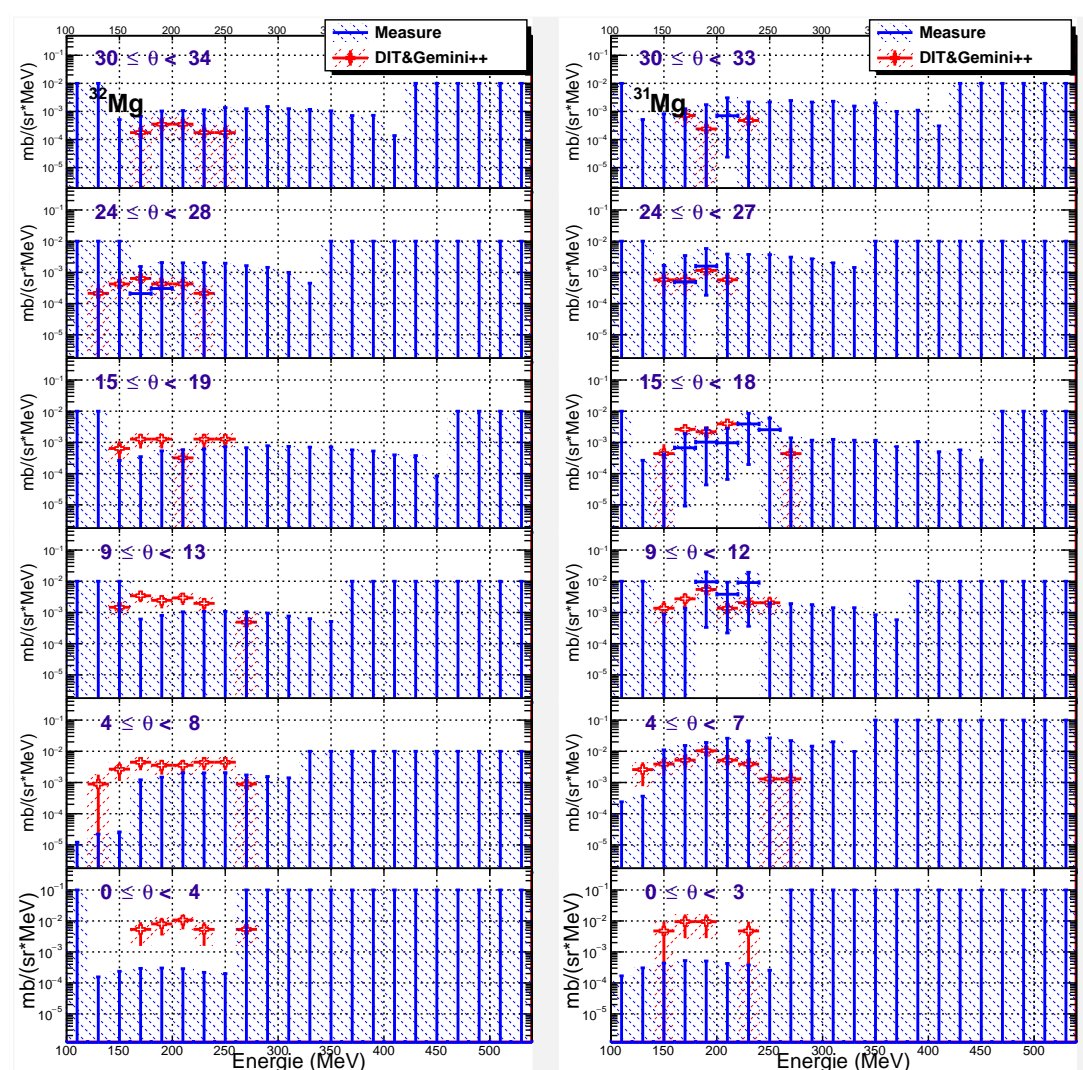


FIGURE A.1 – Distributions en énergie de ^{32}Mg et ^{31}Mg par plage angulaire de 4° .

Figure A.2. Voir description générale en section 6.2. On présente ici les distributions en énergie de ^{30}Mg (à gauche) et ^{29}Mg (à droite) par pas de 20 MeV sur des plages angulaires de 4° entre 0° (en bas) et 34° (en haut). Pour ces noyaux éloignés du faisceau et proches de la stabilité, on observe une production vers les hautes énergies non reproduite par les calculs théoriques. Ces noyaux sont peut-être formés par un mécanisme différent de celui des réactions profondément inélastiques modélisé par DIT.

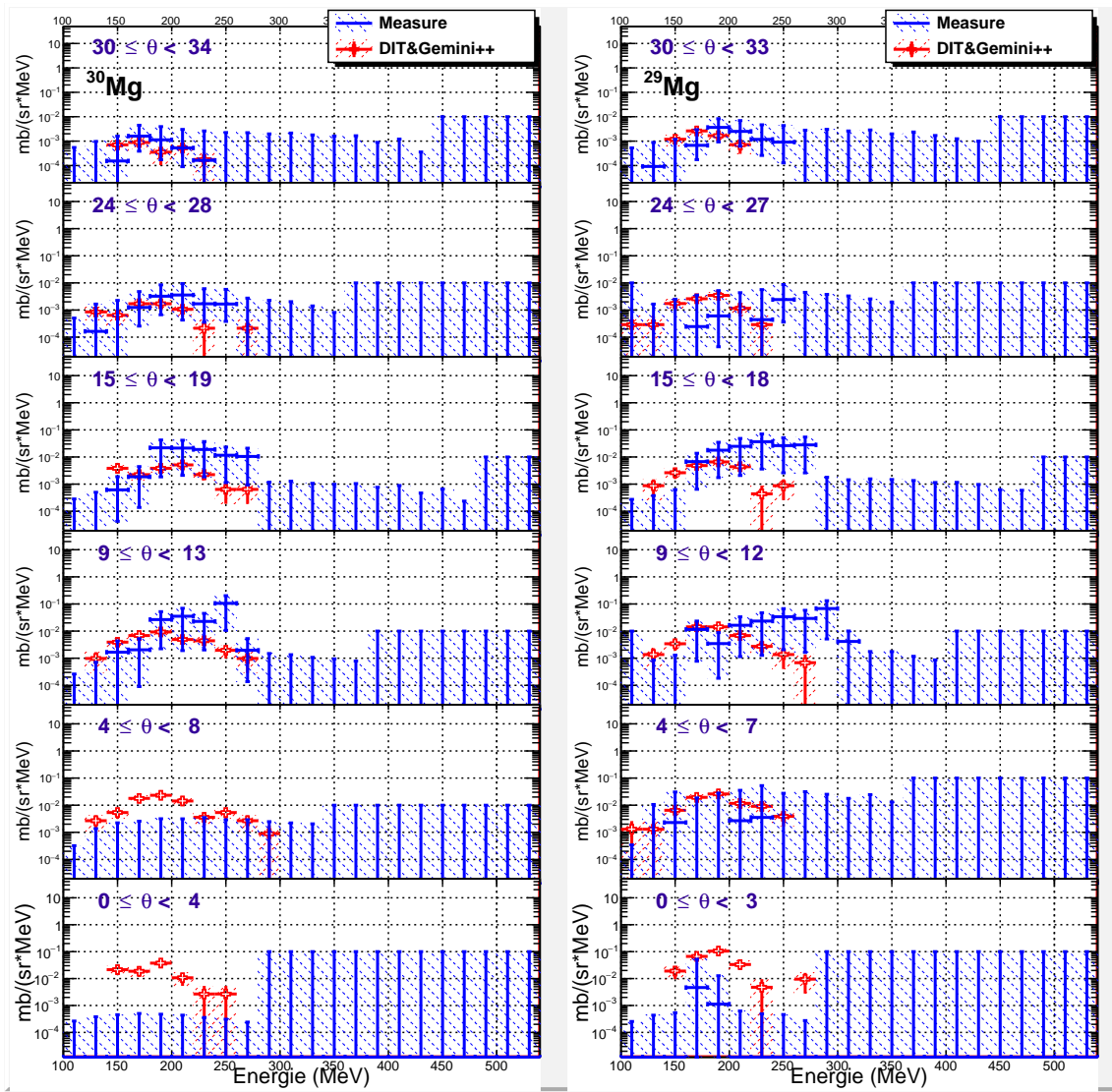


FIGURE A.2 – Distributions en énergie de ^{30}Mg et ^{29}Mg par plage angulaire de 4° .

Figure A.3. Voir description générale en section 6.2. On présente ici les distributions en énergie de ^{28}Mg (à gauche) et ^{27}Mg (à droite) par pas de 20 MeV sur des plages angulaires de 4° entre 0° (en bas) et 34° (en haut). Pour ces noyaux éloignés du faisceau et proches de la stabilité, on observe une production vers les hautes énergies non reproduite par les calculs théoriques. Ces noyaux sont peut-être formés par un mécanisme différent de celui des réactions profondément inélastiques modélisé par DIT.

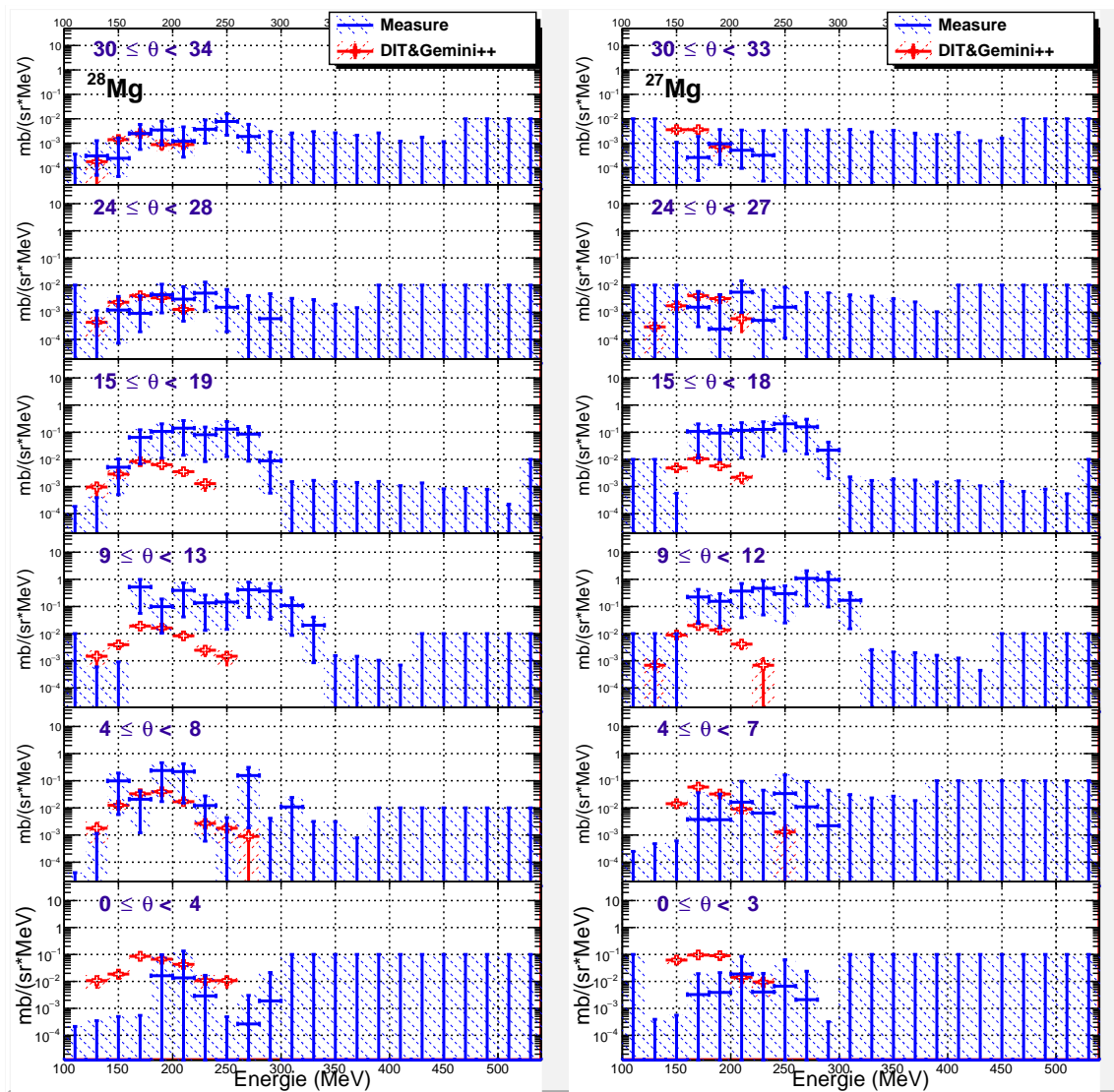


FIGURE A.3 – Distributions en énergie de ^{28}Mg et ^{27}Mg par plage angulaire de 4° .

B Silicium

Figure B.1. Voir description générale en section 6.2. On présente ici les distributions en énergie de ^{36}Si (à gauche) et ^{35}Si (à droite) par pas de 20 MeV sur des plages angulaires de 4° entre 0° (en bas) et 34° (en haut). Pour ces noyaux éloignés du faisceau et proches de la stabilité, on observe une production vers les hautes énergies non reproduite par les calculs théoriques. Ces noyaux sont peut-être formés par un mécanisme différent de celui des réactions profondément inélastiques modélisé par DIT.

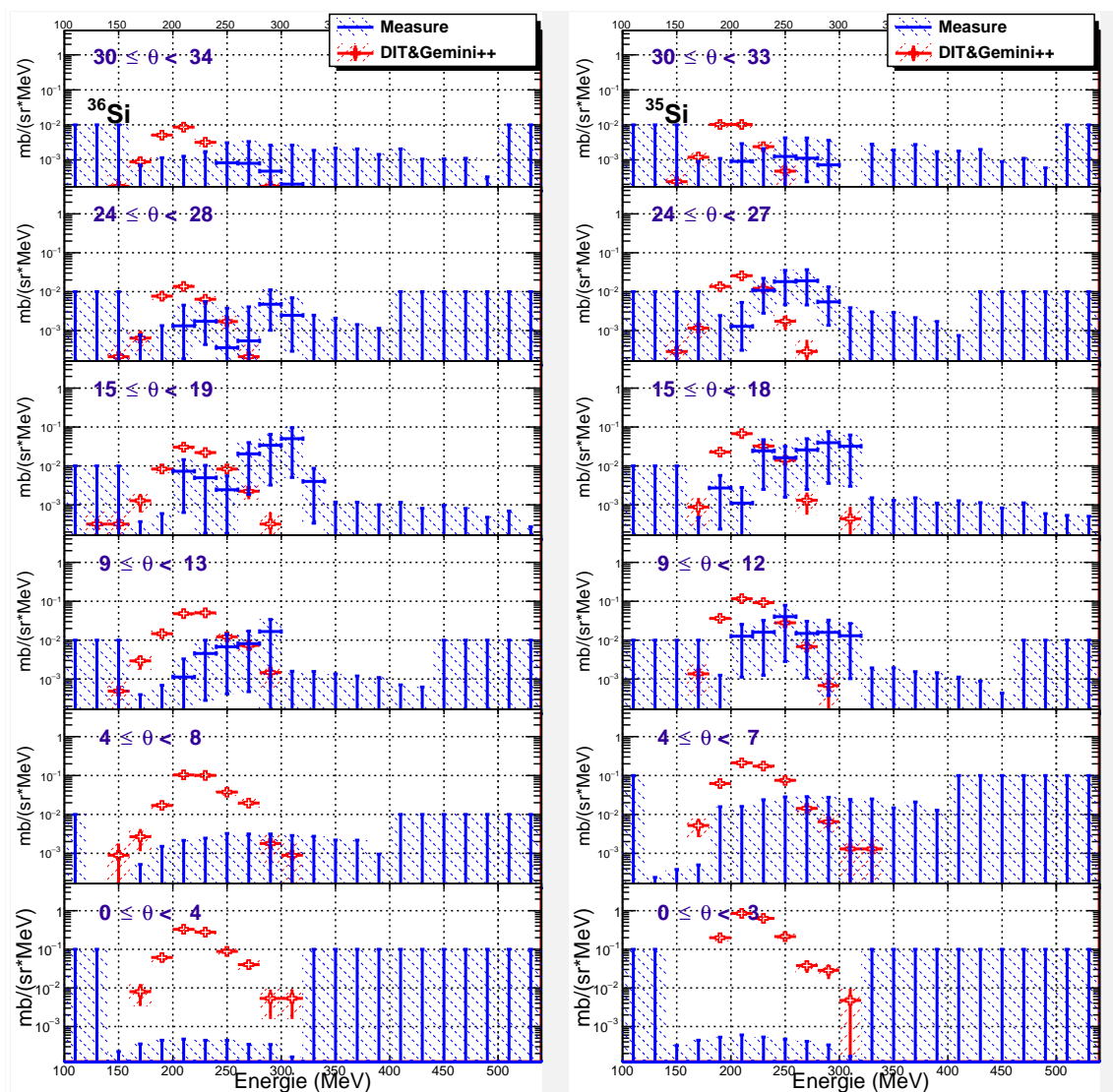


FIGURE B.1 – Distributions en énergie de ^{36}Si et ^{35}Si par plage angulaire de 4° .

Figure B.2. Voir description générale en section 6.2. On présente ici les distributions en énergie de ^{34}Si (à gauche) et ^{33}Si (à droite) par pas de 20 MeV sur des plages angulaires de 4° entre 0° (en bas) et 34° (en haut). Pour ces noyaux éloignés du faisceau et proches de la stabilité, on observe une production vers les hautes énergies non reproduite par les calculs théoriques. Ces noyaux sont peut-être formés par un mécanisme différent de celui des réactions profondément inélastiques modélisé par DIT.

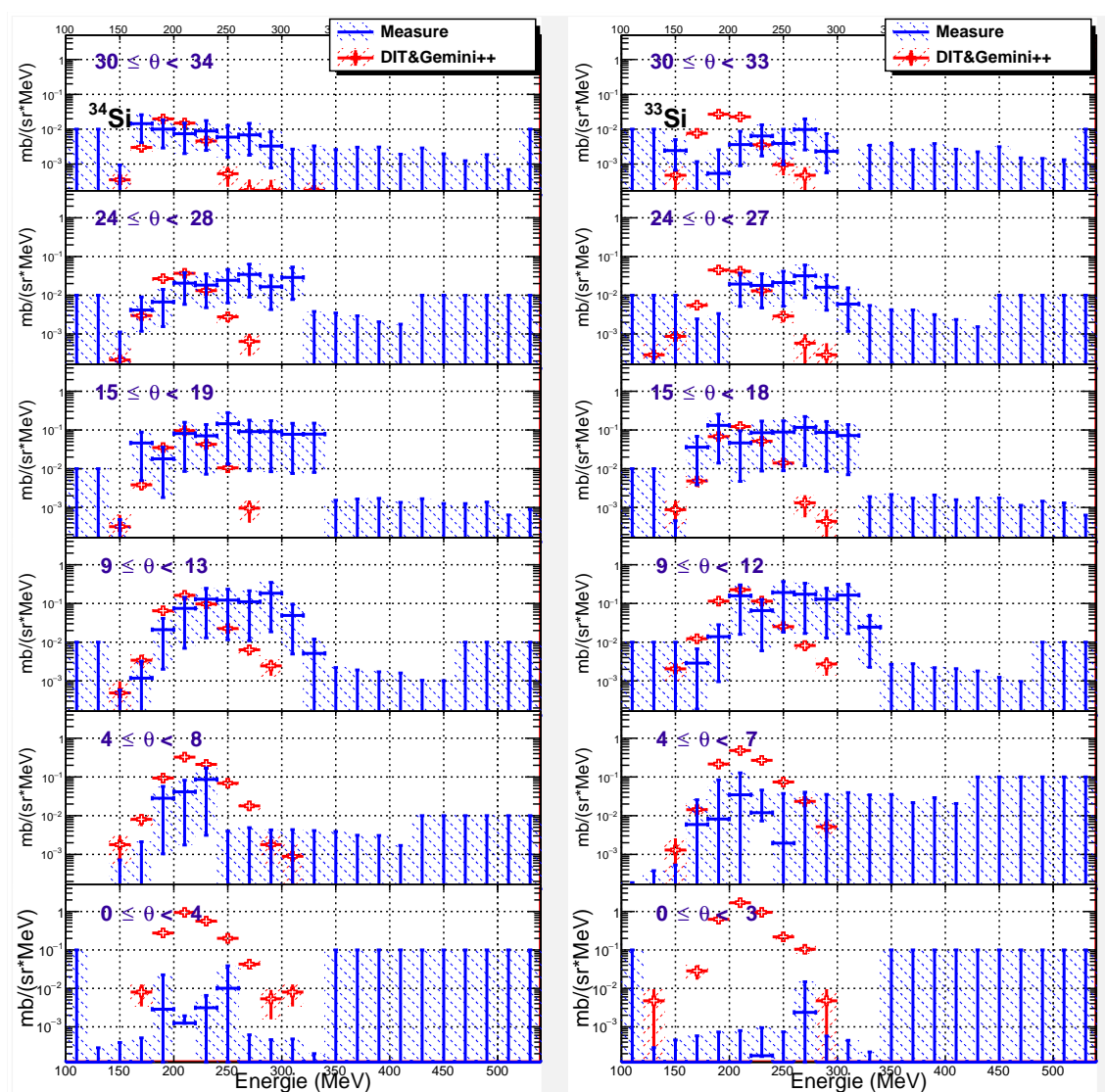


FIGURE B.2 – Distributions en énergie de ^{34}Si et ^{33}Si par plage angulaire de 4° .

Figure B.3. Voir description générale en section 6.2. On présente ici les distributions en énergie de ^{32}Si (à gauche) et ^{31}Si (à droite) par pas de 20 MeV sur des plages angulaires de 4° entre 0° (en bas) et 34° (en haut). Pour ces noyaux éloignés du faisceau et proches de la stabilité, on observe une production vers les hautes énergies non reproduite par les calculs théoriques. Ces noyaux sont peut-être formés par un mécanisme différent de celui des réactions profondément inélastiques modélisé par DIT.

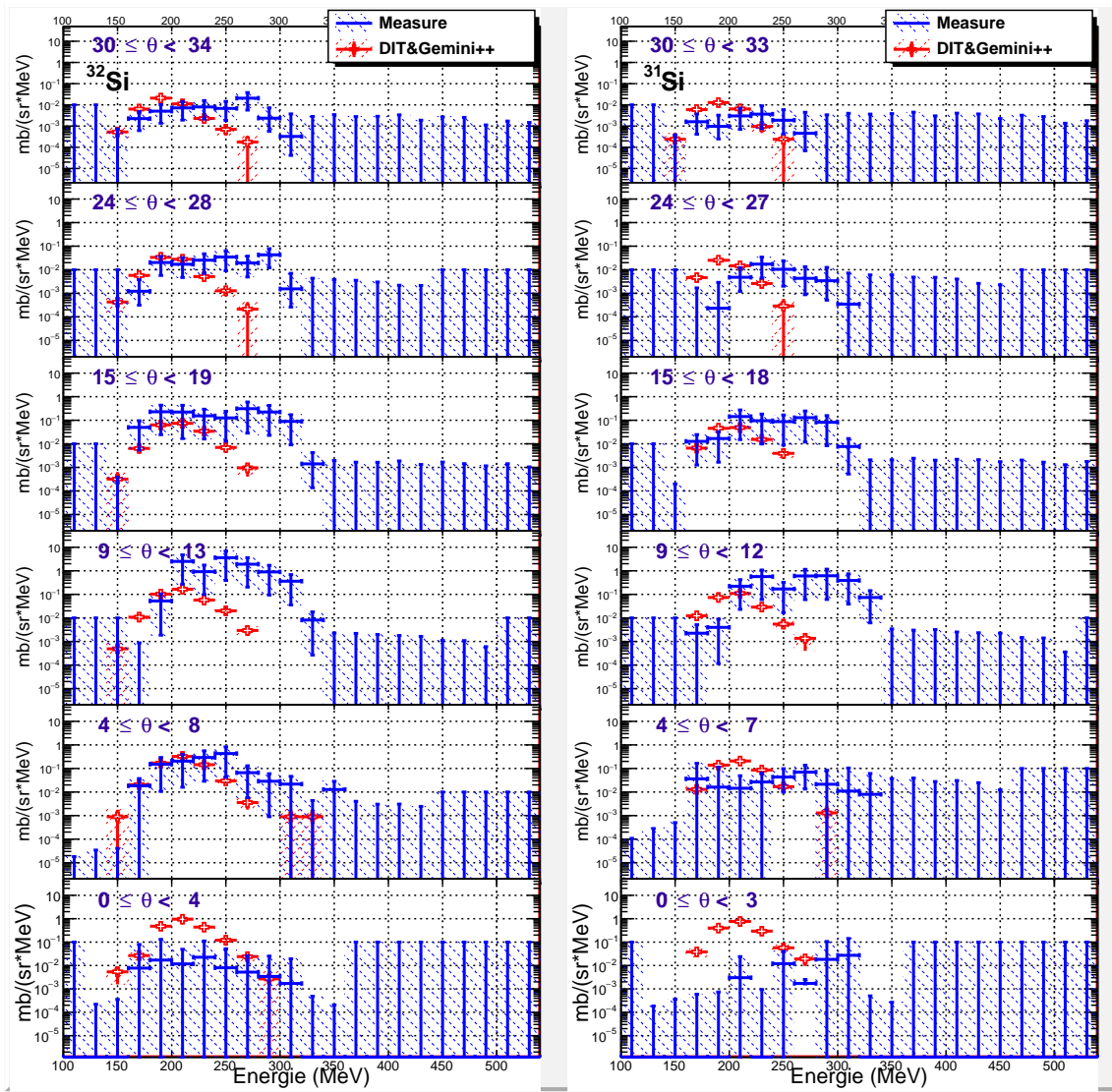


FIGURE B.3 – Distributions en énergie de ^{32}Si et ^{31}Si par plage angulaire de 4° .

Figure B.4. Voir description générale en section 6.2. On présente ici les distributions en énergie de ^{30}Si (à gauche) et ^{29}Si (à droite) par pas de 20 MeV sur des plages angulaires de 4° entre 0° (en bas) et 34° (en haut). Pour ces noyaux éloignés du faisceau et proches de la stabilité, on observe une production vers les hautes énergies non reproduite par les calculs théoriques. Ces noyaux sont peut-être formés par un mécanisme différent de celui des réactions profondément inélastiques modélisé par DIT.

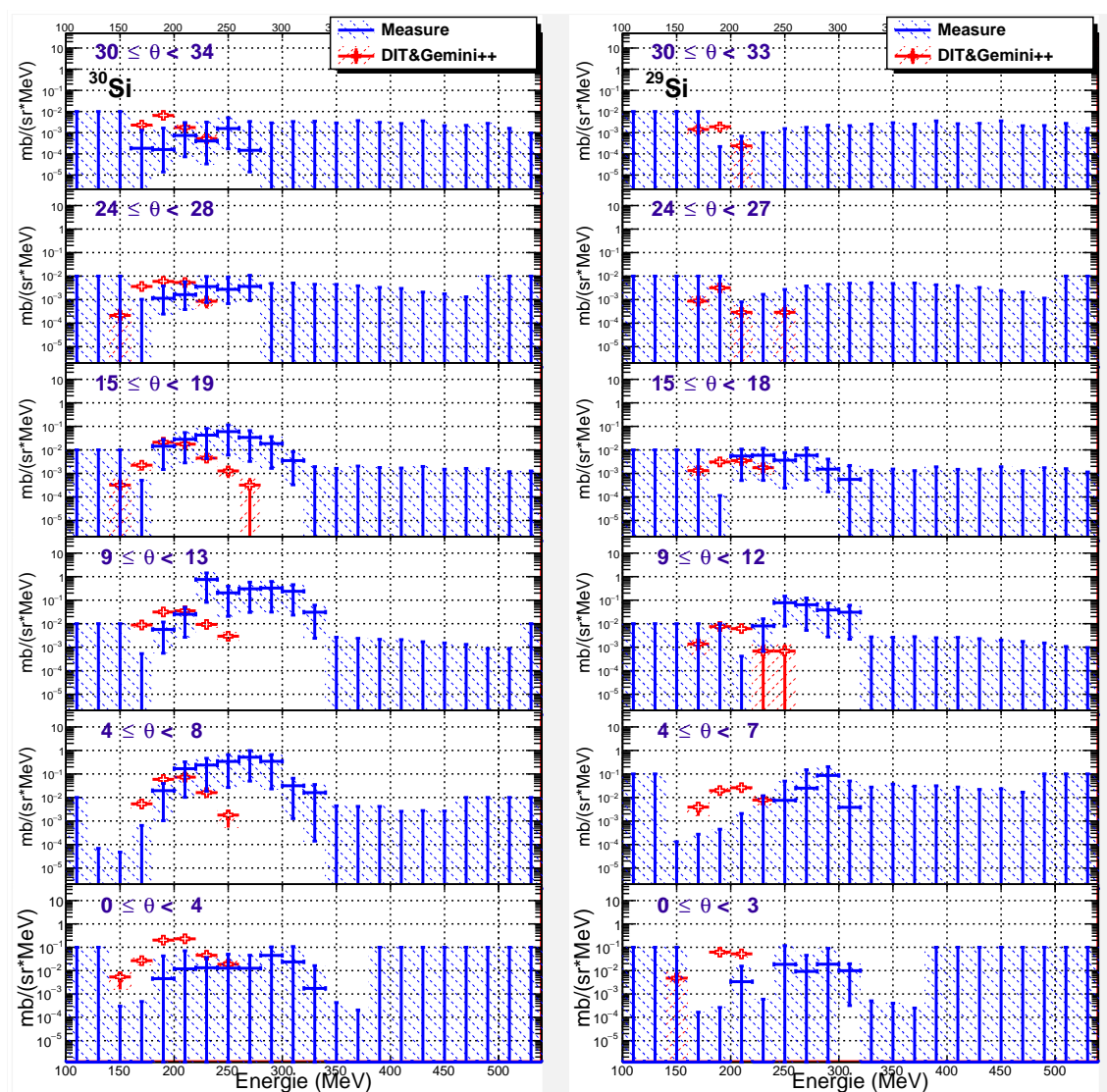


FIGURE B.4 – Distributions en énergie de ^{30}Si et ^{29}Si par plage angulaire de 4° .

C Argon

Figure C.1. Voir description générale en section 6.2. On présente ici les distributions en énergie de ^{48}Ar (à gauche) et ^{47}Ar (à droite) par pas de 20 MeV sur des plages angulaires de 4° entre 0° (en bas) et 34° (en haut). Pour ces noyaux proches du faisceau, autour de l'angle de grazing, le modèle ne reproduit pas le pic caractéristique des réactions quasi-élastiques.

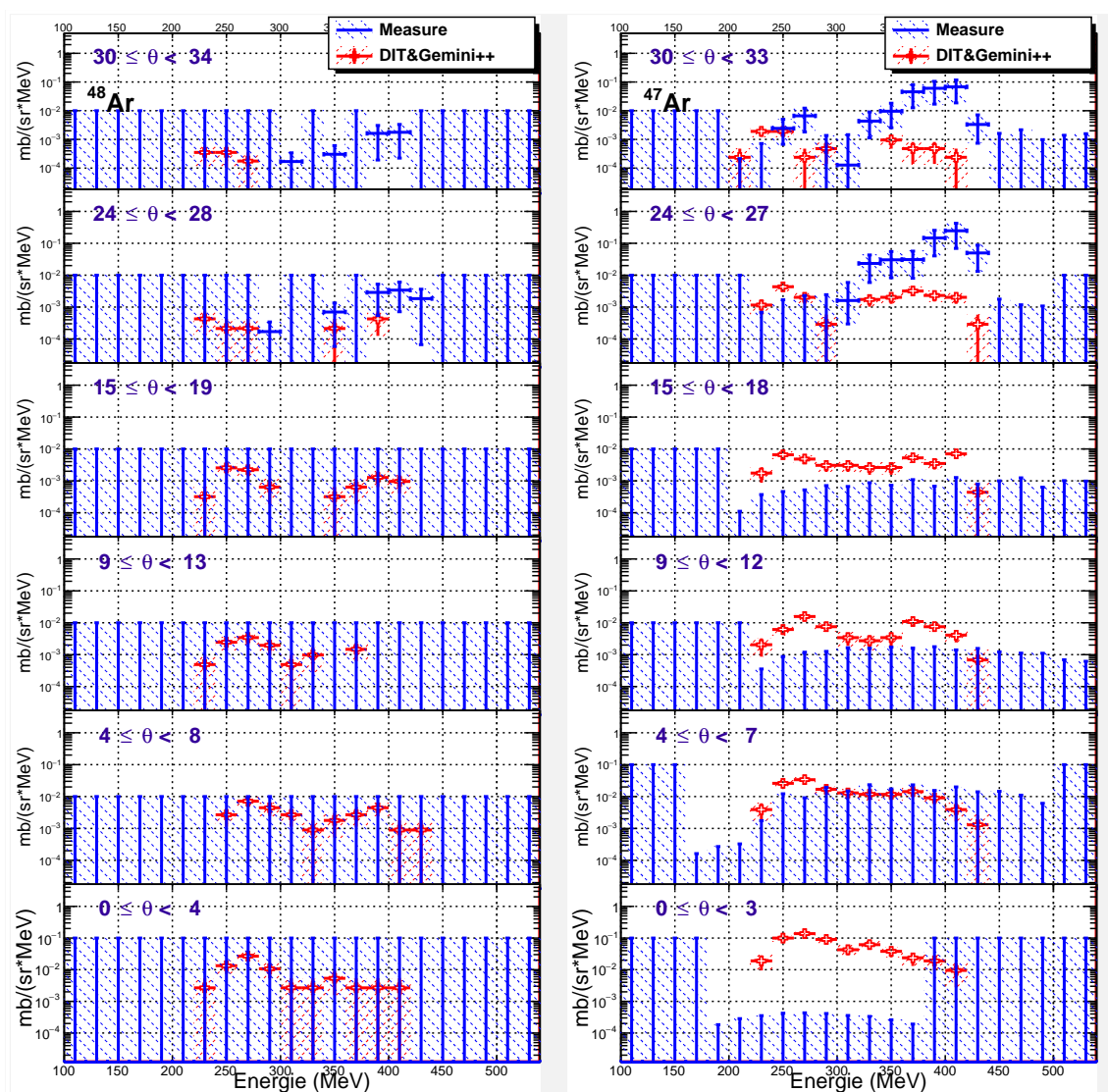


FIGURE C.1 – Distributions en énergie de ^{48}Ar et ^{47}Ar par plage angulaire de 4° .

Figure C.2. Voir description générale en section 6.2. On présente ici les distributions en énergie de ^{44}Ar (à gauche) et ^{43}Ar (à droite) par pas de 20 MeV sur des plages angulaires de 4° entre 0° (en bas) et 34° (en haut). Pour ces noyaux proches du faisceau, autour de l'angle de grazing, le modèle ne reproduit pas le pic caractéristique des réactions quasi-élastiques.

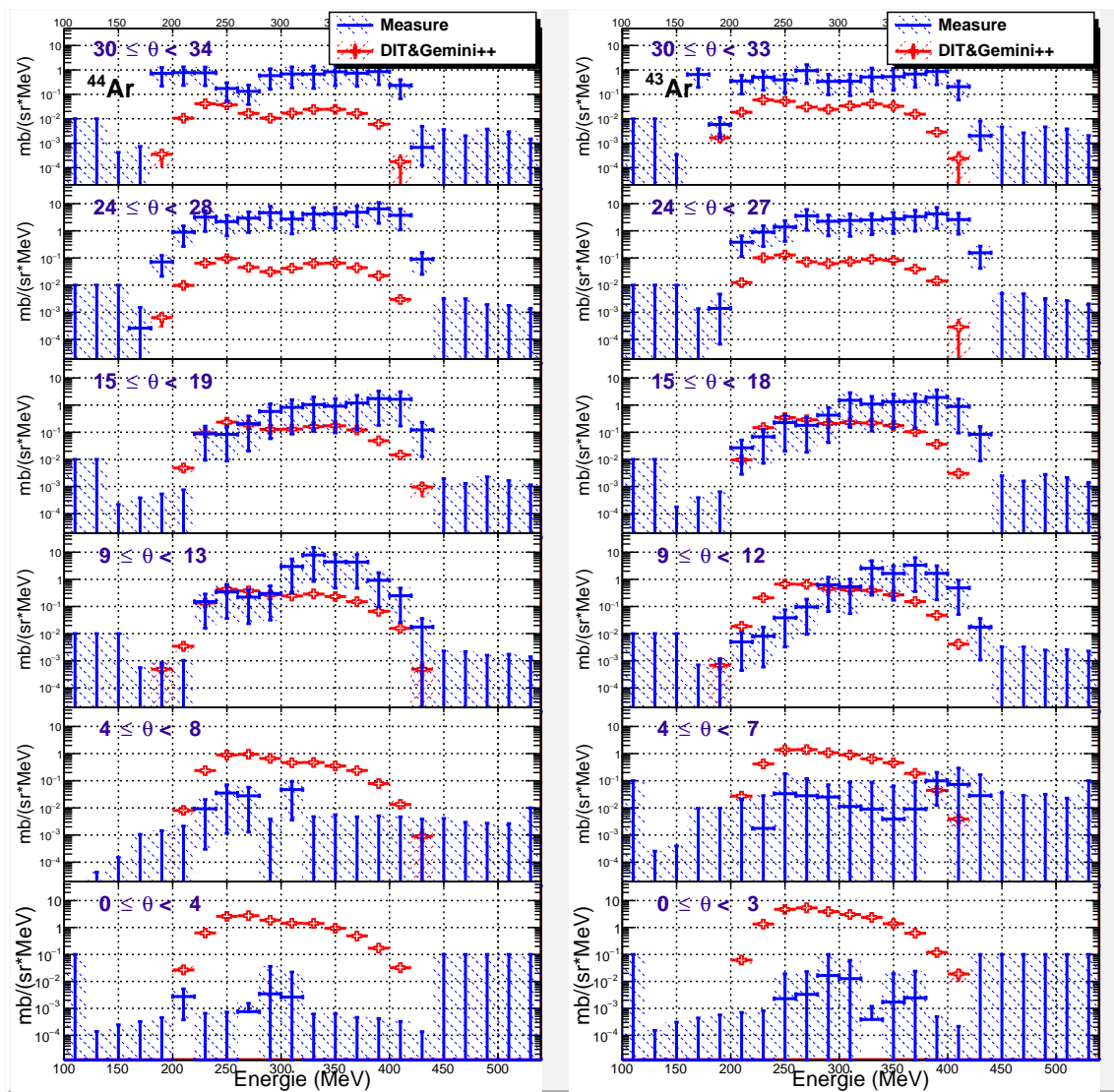


FIGURE C.2 – Distributions en énergie de ^{44}Ar et ^{43}Ar par plage angulaire de 4° .

Figure C.3. Voir description générale en section 6.2. On présente ici les distributions en énergie de ^{42}Ar (à gauche) et ^{41}Ar (à droite) par pas de 20 MeV sur des plages angulaires de 4° entre 0° (en bas) et 34° (en haut). Pour ces noyaux proches du faisceau, autour de l'angle de grazing, le modèle ne reproduit pas le pic caractéristique des réactions quasi-élastiques.

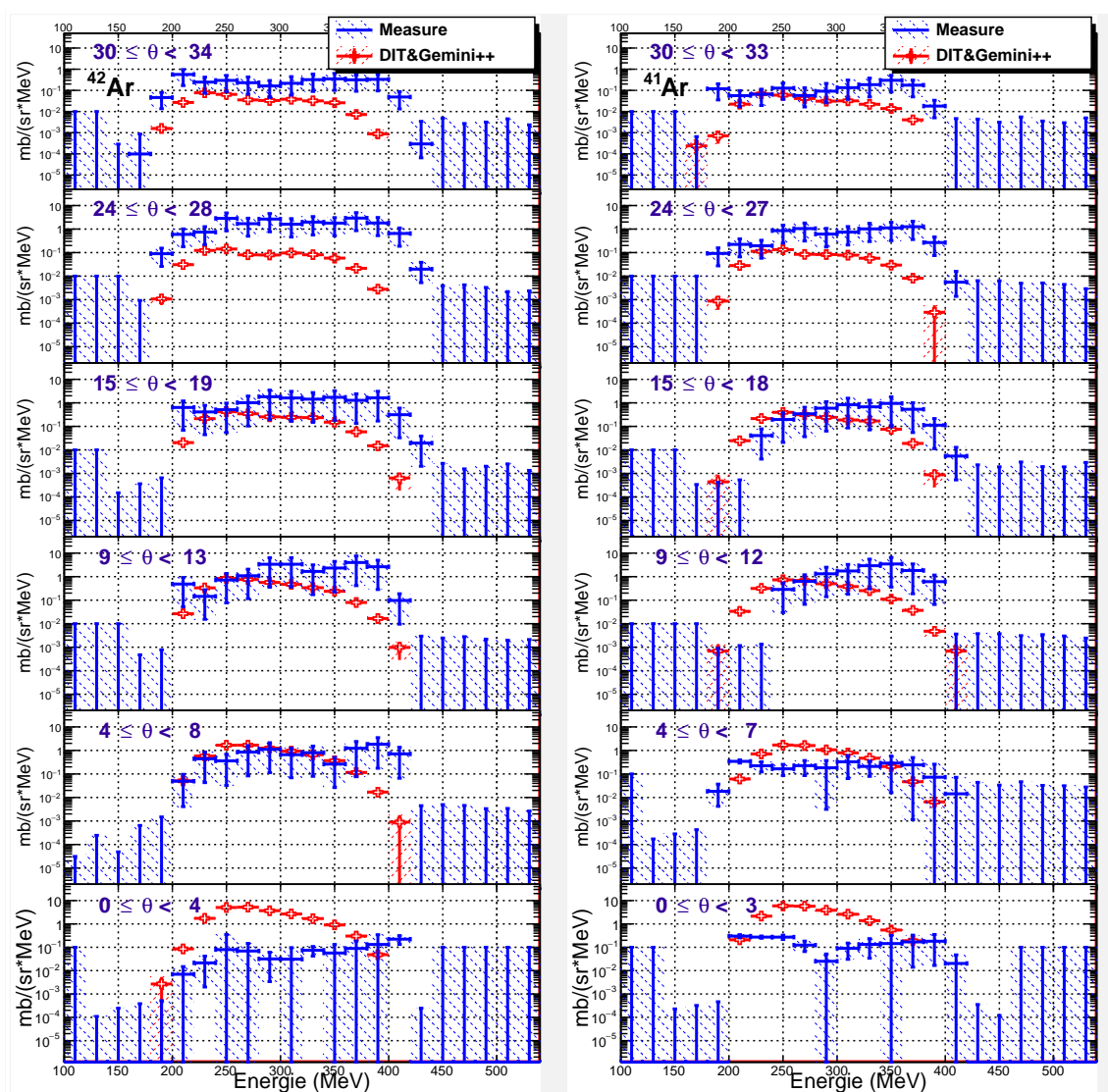


FIGURE C.3 – Distributions en énergie de ^{42}Ar et ^{41}Ar par plage angulaire de 4° .

D Calcium

Figure D.1. Voir description générale en section 6.2. On présente ici les distributions en énergie de ^{51}Ca (à gauche) et ^{50}Ca (à droite) par pas de 20 MeV sur des plages angulaires de 4° entre 0° (en bas) et 34° (en haut). Pour ces noyaux proches du faisceau, autour de l'angle de grazing, le modèle ne reproduit pas le pic caractéristique des réactions quasi-élastiques.

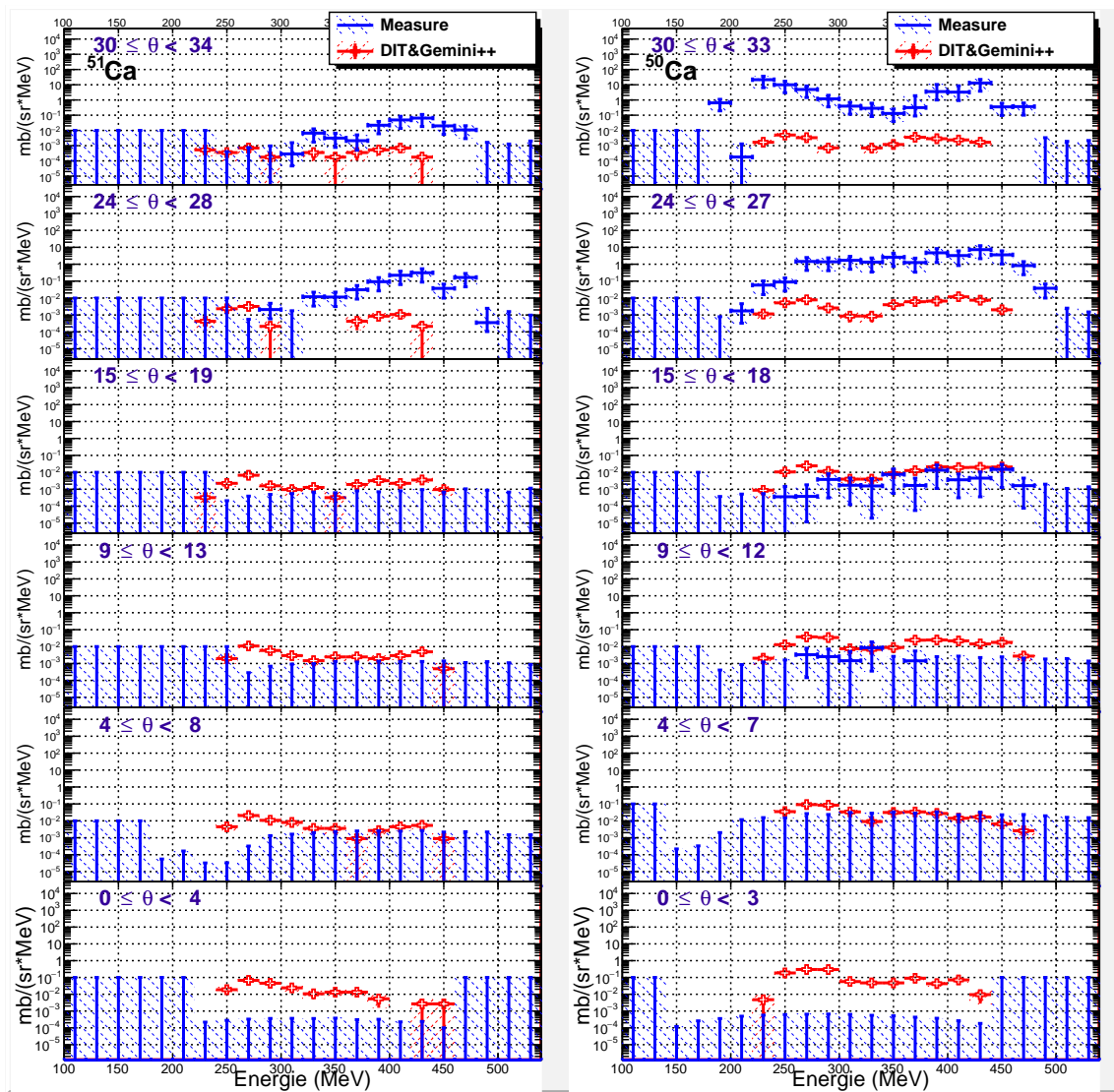


FIGURE D.1 – Distributions en énergie de ^{51}Ca et ^{50}Ca par plage angulaire de 4° .

Figure D.2. Voir description générale en section 6.2. On présente ici les distributions en énergie de ^{49}Ca (à gauche) et ^{48}Ca (à droite) par pas de 20 MeV sur des plages angulaires de 4° entre 0° (en bas) et 34° (en haut). Pour ces noyaux proches du faisceau, autour de l'angle de grazing, le modèle ne reproduit pas le pic caractéristique des réactions quasi-élastiques.

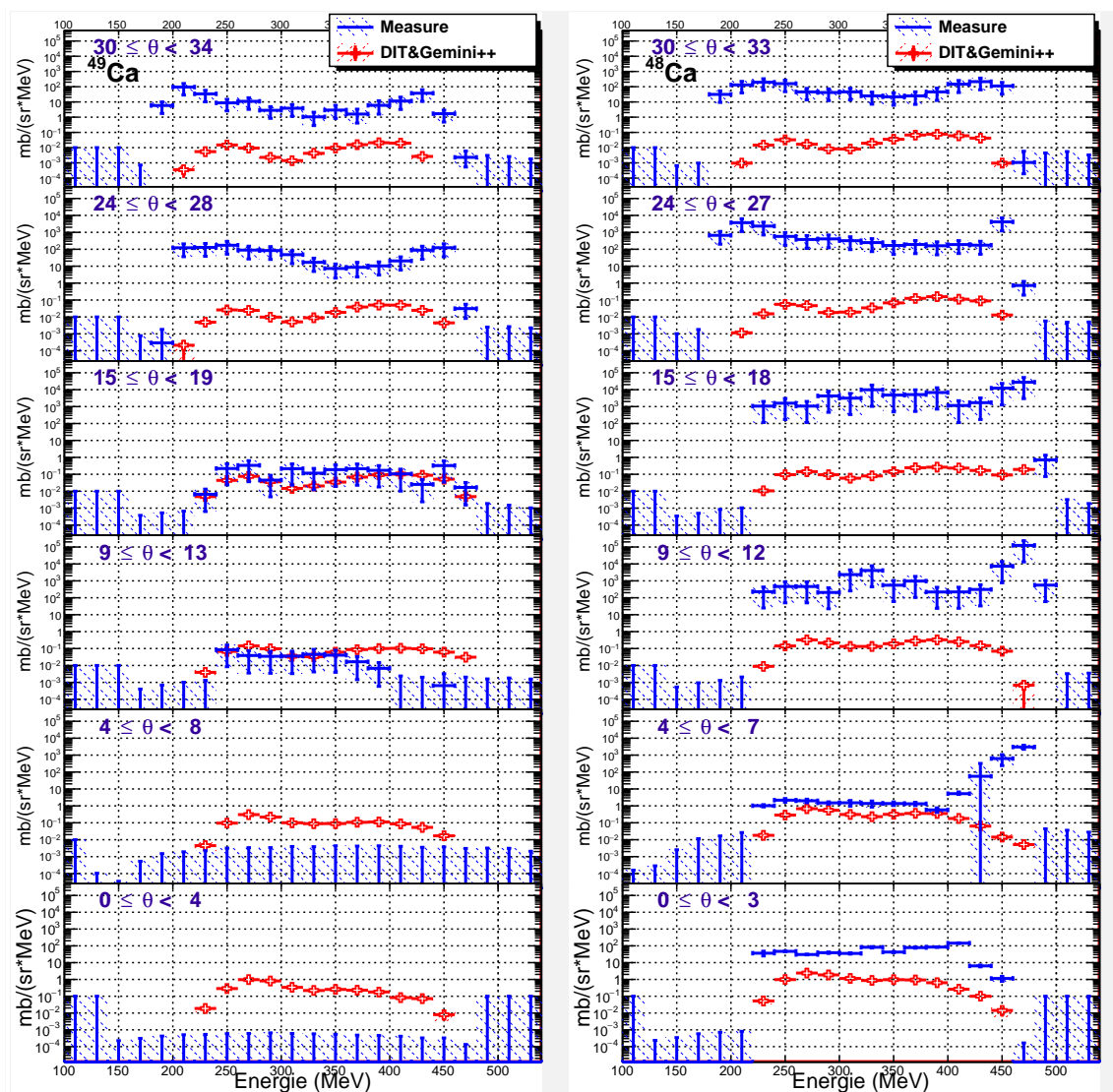


FIGURE D.2 – Distributions en énergie de ^{49}Ca et ^{48}Ca par plage angulaire de 4° .

Figure D.3. Voir description générale en section 6.2. On présente ici les distributions en énergie de ^{47}Ca (à gauche) et ^{46}Ca (à droite) par pas de 20 MeV sur des plages angulaires de 4° entre 0° (en bas) et 34° (en haut). Pour ces noyaux proches du faisceau, autour de l'angle de grazing, le modèle ne reproduit pas le pic caractéristique des réactions quasi-élastiques.

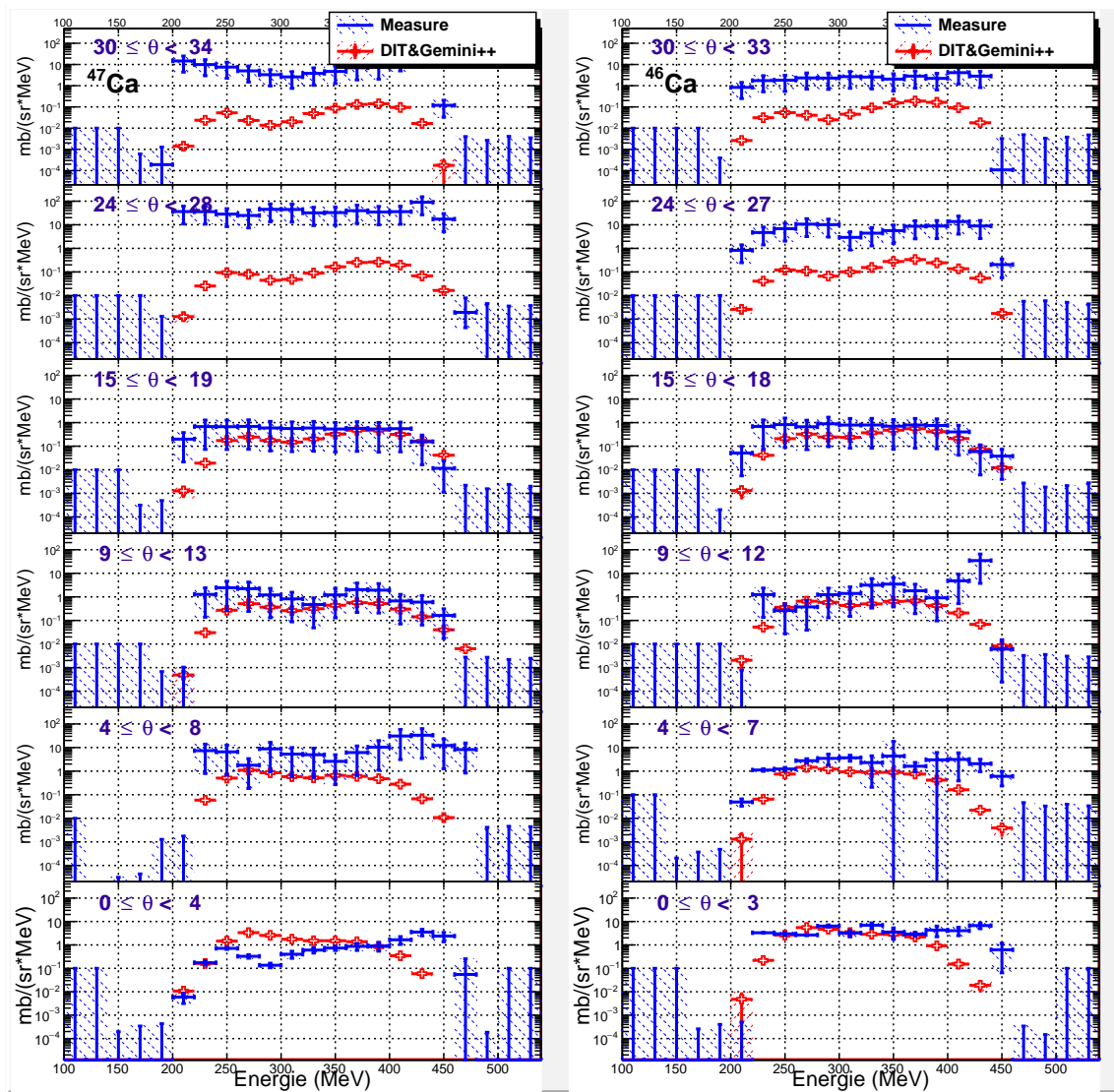


FIGURE D.3 – Distributions en énergie de ^{47}Ca et ^{46}Ca par plage angulaire de 4° .

Figure D.4. Voir description générale en section 6.2. On présente ici les distributions en énergie de ^{45}Ca (à gauche) et ^{44}Ca (à droite) par pas de 20 MeV sur des plages angulaires de 4° entre 0° (en bas) et 34° (en haut). Pour ces noyaux proches du faisceau, autour de l'angle de grazing, le modèle ne reproduit pas le pic caractéristique des réactions quasi-élastiques. Le ^{44}Ca est contaminé par la présence du faisceau direct, en particulier autour de 15° .

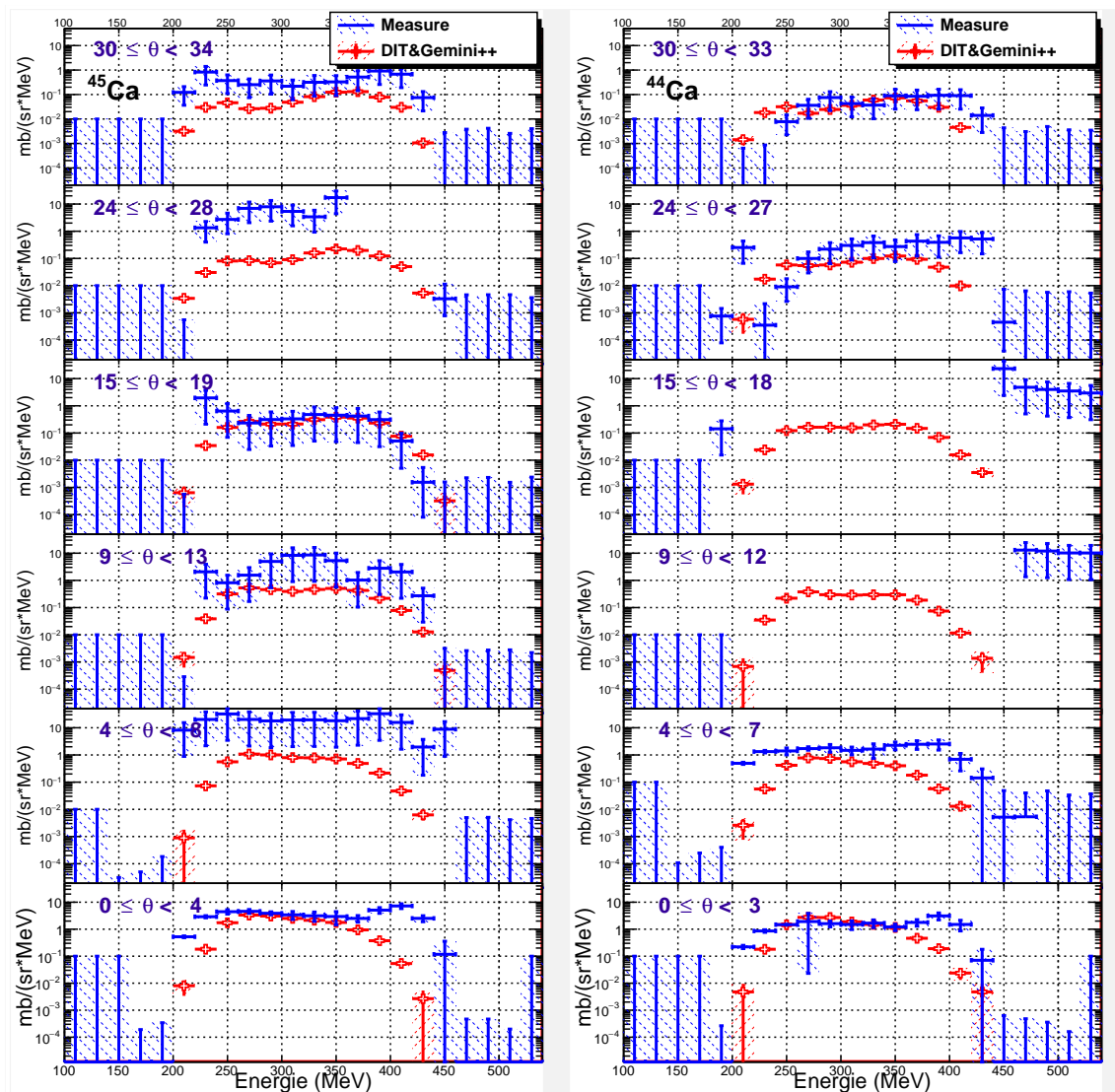


FIGURE D.4 – Distributions en énergie de ^{45}Ca et ^{44}Ca par plage angulaire de 4° .

Figure D.5. Voir description générale en section 6.2. On présente ici les distributions en énergie de ^{43}Ca (à gauche) et ^{42}Ca (à droite) par pas de 20 MeV sur des plages angulaires de 4° entre 0° (en bas) et 34° (en haut).

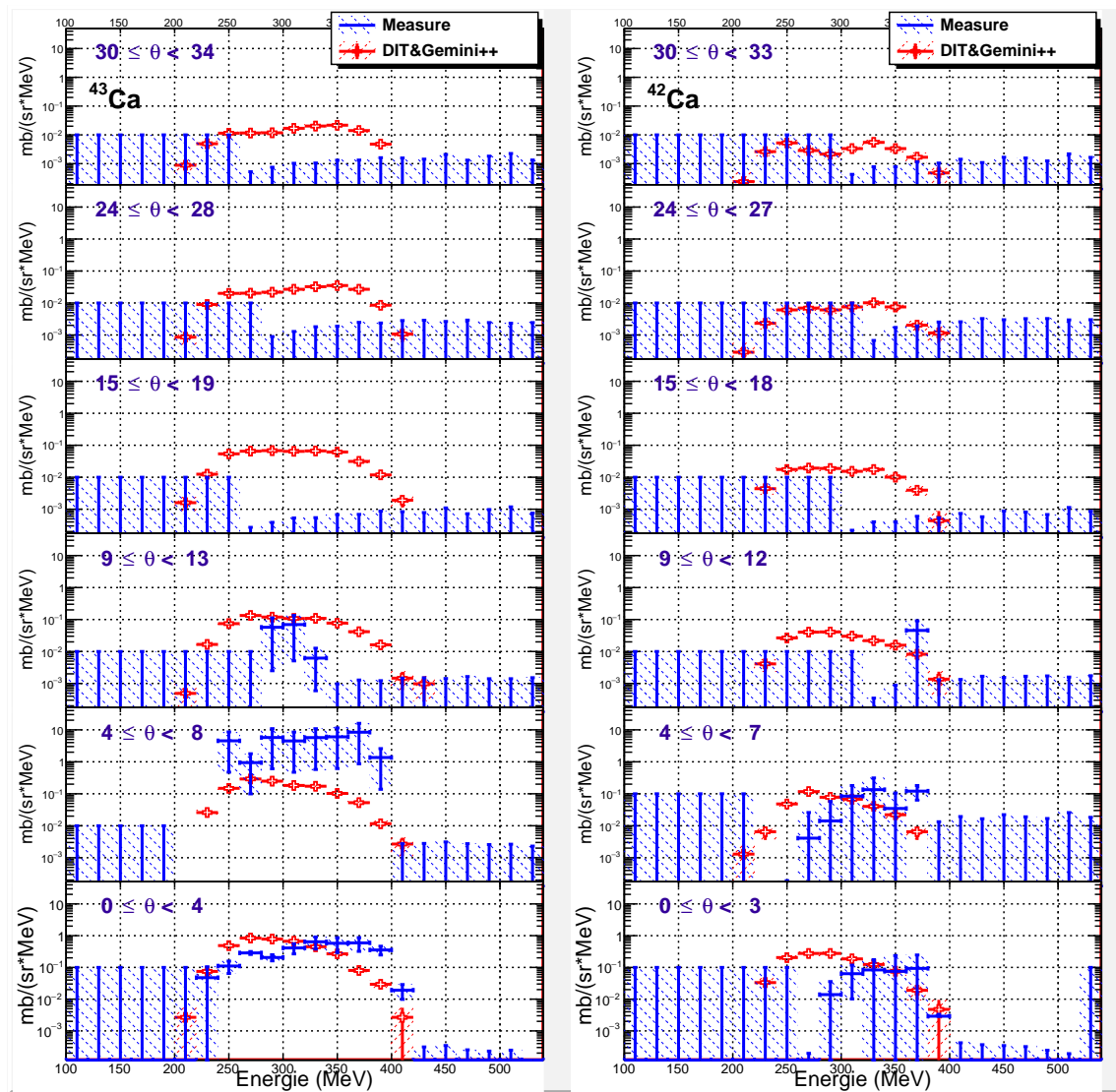


FIGURE D.5 – Distributions en énergie de ^{43}Ca et ^{42}Ca par plage angulaire de 4° .

Bibliographie

- [1] H. Becquerel. *Sur les radiations invisibles émises par les corps phosphorescents*. Comptes-rendus de l'Académie des sciences, 1896.
- [2] Cours en ligne sur la radioactivité (niveau Licence).
http://res-nlp.univ-lemans.fr/NLP_C_M13_G03/ (visité le 27/06/2017).
- [3] R.J. Charity. *N-Z distributions of secondary fragments and the evaporation attractor line*. Physical Review C, 58 (1073), 1998.
- [4] J.P. Dufour *et al.* *Cross sections and dynamical properties of α emitters produced in interactions of ^{12}C at 86 MeV/n on medium and heavy targets*. Nuclear Physics A, 387 (157-176), 1982.
- [5] A. Latina *et al.* *PRISMA - a magnetic spectrometer for heavy ions at LNL*. Nuclear Physics A, 734 (E1-E4), 2004.
- [6] Site internet du projet Fair (sur le site de GSI).
<http://www.fair-center.de/> (visité le 27/04/2016).
- [7] Rapport NuPECC (Nuclear Physics European Collaboration Committee). *Radioactive Nuclear Beam Facilities*. 2000.
- [8] Site internet du projet Spiral2 (sur le site du Ganil).
<http://pro.ganil-spiral2.eu/spiral2> (visité le 27/04/2016).
- [9] Site internet du projet NFS (sur le site du Ganil).
<http://pro.ganil-spiral2.eu/laboratory/experimental-areas/nfs> (vis. le 27/04/16).
- [10] Collaboration Desir. *Desir : the Spiral2 low-energy beam facility*. Technical proposal for Spiral2 instrumentation, 2009.
- [11] Collaboration Spiral2. *The Spiral2 project - Introduction and overview*. APD report, 2005, chap. 1.
- [12] F. Déchery *et al* pour la collaboration S³. *Toward the drip lines and the super-heavy island of stability with the Super Separator Spectrometer S³*. The European Physical Journal A, 2015.
- [13] G.A. Souliotis *et al.* *Approaching neutron-rich nuclei toward the r-process path in peripheral heavy-ion collisions at 15 MeV/nucleon*. Physical Review C, 84 (064607), 2011.

- [14] V. V. Volkov. *Deep inelastic transfer reactions - the new type of reactions between complex nuclei*. Physics Reports, 44, No. 2 (93-157), 1978.
- [15] J. Galin *et al.* *Mechanism of single-nucleon and multi-nucleon transfer reactions in grazing collisions of heavy ions on silver*. Nuclear Physics A, 159 (461-480), 1970.
- [16] G. Benzoni *et al.* *Study of collisions of the radioactive ^{24}Ne beam at 7.9 MeV per u on ^{208}Pb* . European Physical Journal A, 45 (287-292), 2010.
- [17] G.R. Satchler. *Introduction to nuclear reactions*. MacMillan, 1990.
- [18] N.K. Glendenning. *Direct nuclear reactions*. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2004.
- [19] R. Kaufmann *et R. Wolfgang*. *Nucleon transfer reactions in grazing collisions of heavy ions*. Physical Review, 121 (192), 1961.
- [20] K.L. Wolf *et al.* *Study of strongly damped collisions in the reaction of 600 MeV ^{84}Kr on a ^{209}Bi target*. Physical Review Letters, 33 (1105), 1974.
- [21] J. Péter. *Deep inelastic collisions with heavy ions : experiments*. Nuclear Instruments and Methods, 146 (225-234), 1977.
- [22] F. Hanappe *et al.* *Cross section and angular distribution of products in "quasi-fission" reactions induced by 525 MeV ^{84}Kr ions on a ^{209}Bi target*. Physical Review Letters, 32 (738), 1974.
- [23] G.F. Gridnev *et al.* *Evidence for an intermediate mechanism in interactions between complex nuclei*. Nuclear Physics A, 142 (385-391), 1970.
- [24] Schroeder and Huizenga. *Treatise on heavy ion science*, volume 2. D.A. Bromley (Plenum, New-York), 1984.
- [25] S. Cavallaro *et al.* *Origin and decay-properties of binary fragments produced in the $^{35}\text{Cl}+^{24}\text{Mg}$ reaction at $E/A \simeq 8$ A Mev*. Nuclear Physics A, 583 (161-164), 1995.
- [26] G.J. Balster *et al.* *Systematics of the $^{14}\text{N}+^{159}\text{Tb}$ reaction between 6 and 22 MeV/u (I). Inclusive data*. Nuclear Physics A, 468 (93-130), 1987.
- [27] R. Vandenbosch *et al.* *Energy, angular and charge distributions for deeply inelastic scattering of Xe, Bi, Ta and Pb*. Nuclear Physics A, 269 (210-222), 1976.
- [28] M. N. Namboodiri *et al.* *Angular momentum transfer in the deep inelastic reactions of 237 MeV ^{40}Ar with ^{89}Y* . Physical Review C, 20 (3), 1979.
- [29] J. Wilczyński. *Nuclear molecules and nuclear friction*. Physics Letters, 47B (6), 1973.
- [30] A. G. Artukh *et al.* *Transfer reactions in the interaction of ^{40}Ar with ^{232}Th* . Nuclear Physics A, 215 (91-108), 1973.

-
- [31] A. G. Artukh *et al.* *Multinucleon transfer reactions in the $^{232}\text{Th}+^{22}\text{Ne}$ system.* Nuclear Physics A, 211 (299-309), 1973.
- [32] J. Wilczyński *et al.* *Optimum Q -values for the $^{58}\text{Ni}(^{16}\text{O},^{12}\text{C})$ reaction well above the Coulomb barrier.* Nuclear Physics A, 244 (147-156), 1975.
- [33] D. Bangert *et H. Freiesleben.* *The significance of rolling friction and nuclear potentials in classical trajectory calculations.* Nuclear Physics A, 340 (205-220), 1980.
- [34] P. Glässel *et al.* *Angular-Momentum transfer in deep-inelastic processes.* Physical Review Letters, 38 (331), 1977.
- [35] S.J. Sanders *et al.* *Quasielastic transfer in the $^{136}\text{Xe}+^{64}\text{Ni}$ reaction.* Physical Review C, 55 (2541), 1997.
- [36] B. Gatty *et al.* *Evidence for the temporary existence of a "composite" system in deep inelastic nuclear interactions.* Zeitschrift für Physik A, 273 (65-68), 1975.
- [37] J.R. Huizenga *et al.* *Energy dissipation and nucleon transfer in heavy-ion reactions.* Physical Review Letters, 37 (885), 1976.
- [38] A. Gobbi. *Different regimes of dissipative collisions.* Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt, W-Germany.
- [39] G.F. Grinyer *et al.* *Upgrade of the Spiral identification station for high-precision measurements of nuclear β -decay.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 741 (18-25), 2014.
- [40] M. Klintefjord *et al.* *Measurement of lifetimes in $^{62,64}\text{Fe}$, $^{61,63}\text{Co}$ and ^{59}Mn .* Physical Review C, 95 (024312), 2017.
- [41] D. Agassi *et al.* *Calculation of Kr and Xe induced deeply inelastic heavy-ion collisions with the help of a transport equation.* Physical Review C, 18 (223), 1978.
- [42] S. Nyckees. *Étude et développement d'une nouvelle source ECR produisant un faisceau intense d'ions légers.* PhD thesis, Université Paris-Sud, CEA Saclay, 2012.
- [43] P. Ausset. *Panorama des accélérateurs de particules.* École Joliot-Curie, 2008, p.57.
- [44] Carte des noyaux produits auprès des accélérateurs du Ganil.
<http://u.ganil-spiral2.eu/chartbeams/> (page internet visitée le 31/03/2016).
- [45] H. Savajols (for the VAMOS collaboration). *VAMOS : a variable mode high acceptance spectrometer for identifying reaction products induced by SPIRAL beams.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, 204 (146-153), 2003.

- [46] B. Jacquot. *Introduction aux spectromètres et séparateurs en physique nucléaire*. École Joliot-Curie, 2008.
- [47] S. Pullanhiotan *et al.* *Performance of VAMOS for reactions near the Coulomb barrier*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 593 (343-352), 2008.
- [48] Page internet de Lise (sur le site du Ganil).
<http://pro.ganil-spiral2.eu/laboratory/experimental-areas/lise/> (04/04/2017).
- [49] S. Pullanhiotan *et al.* *Improvement in the reconstruction method for VAMOS spectrometer*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, 266 (4148-4152), 2008.
- [50] M. Rejmund *et al.* *Performance of the improved larger acceptance spectrometer : VAMOS++*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 646 (184-191), 2011.
- [51] S. Ottini-Hustache. *L'interaction rayonnement-matière et les grandes familles de détecteurs*. École Joliot-Curie, 2001.
- [52] A. Drouart *et al.* *Very large emissive foil detectors for the tracking of low-energy heavy ions*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 579 (1090-1095), 2007.
- [53] M. Laval. *Barium fluoride - inorganic scintillator for subnanosecond timing*. Nuclear Instruments and Methods, 1982.
- [54] F. Azaiez. *EXOGAM : a γ -ray spectrometer for radioactive beams*. Nuclear Physics A, 654 (1003c-1008c), 1999.
- [55] Page internet d'Exogam (sur le site du Ganil).
<http://pro.ganil-spiral2.eu/laboratory/detectors/exogam> (visité le 09/02/2017).
- [56] S. Giron. *Étude de la réaction d'intérêt astrophysique $^{60}\text{Fe}(n, \gamma)^{61}\text{Fe}$ par réaction de transfert ($d, p\gamma$)*. PhD thesis, Université Paris-Sud XI, Institut de Physique Nucléaire d'Orsay, 2011.
- [57] H. Savajols and the VAMOS collaboration. *VAMOS : a VAriable MOde high acceptance Spectrometer*. Nuclear Physics A, 654 (1027c-1032c), 1999.
- [58] National Nuclear Data Center (NNDC).
<http://www.nndc.bnl.gov> (visité le 09/03/2016).
- [59] Revised by H. Bichsel and D.E. Groom and S.R. Klein. *Passage of particles through matter*. Particle Data Group Reviews, 2006.
- [60] Mass tables. *The AME2012 atomic mass evaluation. II. Tables, graphs and references*. Chinese Physics C, 36 (12), 2012.

-
- [61] C. Golabek. *À la recherche d'une signature de la formation et décroissance du système géant « $Z=184$ »*. PhD thesis, Université de Caen, Grand Accélérateur National d'Ions Lourds, 2009.
- [62] O. Delaune. *Technique de la cinématique inverse pour l'étude des rendements isotopiques des fragments de fission aux énergies Ganil*. PhD thesis, Université de Caen, Grand Accélérateur National d'Ions Lourds, 2012.
- [63] D. Ramos Doval. *Fragment distributions of transfer- and fusion-induced fission from $^{238}\text{U}+^{12}\text{C}$ reactions measured through inverse kinematics*. PhD thesis, Universidade de Santiago de Compostela, Facultad de Física, Departamento de Física de Partículas, 2016.
- [64] CODATA. *Recommended values of the fundamental physical constants : 2014*. ArXiv, (1507.07956), 2015.
- [65] A. Michalowicz. *Cinématique des réactions nucléaires*. Dunod, 1964.
- [66] L. Tassan-Got. *Étude des transferts dissipatifs pour des énergies de 8 MeV/A à 40 MeV/A*. PhD thesis, (Thèse d'état), Université Paris-Sud, Institut de Physique Nucléaire d'Orsay, 1988.
- [67] L. Tassan-Got and C. Stéphan. *Deep inelastic transfers : a way to dissipate energy and angular momentum for reactions in the Fermi energy domain*. Nuclear Physics A, 524 (121-140), 1991.
- [68] R.J. Charity *et al.* *Systematics of complex fragment emission in Niobium-induced reactions*. Nuclear Physics A, 483 (371-405), 1988.
- [69] D. Mancusi *et al.* *Unified description of fission in fusion and spallation reaction*. Physical Review C, 82 (044610), 2010.
- [70] Présentation du modèle GEMINI par R. Charity (sur le site de l'INFN).
- [71] W. Hauser and H. Feshbach. *The inelastic scattering of neutrons*. Physical Review, 87 (366), 1952.
- [72] L.G. Moretto. *Statistical emission of large fragments : a general theoretical approach*. Nuclear Physics A, 247 (211), 1975.
- [73] R.J. Charity. *Systematic description of evaporation spectra for light and heavy compound nuclei*. Physical Review C, 82 (014610), 2010.
- [74] K. Sümmerer. *Improved empirical parametrization of fragmentation cross sections*. Physical Review C, 86 (014601), 2012.
- [75] Page internet des faisceaux Spiral2 (sur le site du Ganil).
<http://pro.ganil-spiral2.eu/spiral2> (visitée le 10/07/2017).
- [76] Page internet des faisceaux ISOLDE (sur le site de ISOLDE).
<http://test-isolde-yields.web.cern.ch/> (visitée le 10/07/2017).

Titre : Sections efficaces de réactions pour des noyaux riches en neutrons produits par un faisceau de ^{48}Ca à 10 A MeV sur une cible d'uranium

Mots clefs : Physique nucléaire, Réactions profondément inélastiques, Sections efficaces différentielles, Noyaux riches en neutrons, Distributions angulaires, Spectromètre Vamos

Résumé : L'étude des noyaux exotiques riches en neutrons est l'un des enjeux actuels majeurs de la physique nucléaire expérimentale. Le spectromètre S^3 , aujourd'hui en construction, pourrait permettre de les produire « en vol » grâce aux hautes intensités de l'accélérateur linéaire de Spiral2. Le mécanisme de réaction utilisé serait celui des collisions profondément inélastiques, pour ses caractéristiques telles que l'échange de nombreux nucléons et l'équilibre en N/Z des produits obtenus. Les recherches sur ce mécanisme, débutées dans les années 1970, bénéficient aujourd'hui des progrès technologiques, en particulier concernant les spectromètres de particules chargées. On a mesuré, pour la première fois sur une gamme de 0° à 35° , les sections efficaces de réactions $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}$ pour différents noyaux riches en neutrons formés par collisions profondément inélastiques entre un faisceau de $^{48}\text{Ca}^{19+}$ à 10 A MeV et une cible de ^{238}U de $170(\pm 10\%) \mu\text{g}/\text{cm}^2$. L'expérience a

été réalisée au Ganil, avec le spectromètre Vamos couplé à sept clovers Exogam afin de confirmer l'identification des noyaux produits par leur signature γ . De plus, un détecteur BaF_2 a permis la mesure de l'intensité du faisceau, essentielle au calcul des sections efficaces absolues. Les distributions angulaires, en énergie et en masse des sections efficaces double différentielles absolues sont présentées pour une large plage de quasi-projectiles. Les résultats sont comparés à ceux donnés par le couplage des modèles DIT (Deep Inelastic Transfers) et Gemini++. Les résultats obtenus montrent une production importante qui laisse envisager ce mécanisme pour la formation de noyaux riches en neutrons. Les modèles sont globalement cohérents avec les résultats et les différences majeures concernent généralement les quasi-projectiles très proches ou au contraire très éloignés du faisceau. Les implications pour la production de faisceau avec S^3 sont également discutées.

Title : Reaction cross-sections of neutron-rich nuclei produced by a 10 A MeV ^{48}Ca beam on an Uranium target

Keywords : Nuclear Physics, Deep Inelastic Reactions, Differential cross-sections, Neutron-rich nuclei, Angular distributions, Vamos spectrometer

Abstract : The study of neutron-rich nuclei is one of the main challenges nowadays in experimental nuclear physics. Thanks to the future high intensity beams delivered by the linear accelerator of Spiral2, the S^3 spectrometer might allow their production using the "in-flight" method. The deep inelastic reaction mechanism might be used due to the important multi-nucleon transfer and the N/Z equilibration. Studies on this topic, started in the seventies, take advantages of the new available devices. We measured, for the first time between 0° and 35° in the laboratory frame, the reactions cross-sections $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}$ for the neutron-rich nuclei formed by deep inelastic collisions between a 10 A MeV $^{48}\text{Ca}^{19+}$ beam and a $170(\pm 10\%) \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ^{238}U target. The exper-

iment was performed at Ganil using the Vamos spectrometer coupled to seven Exogam to confirm the nuclei identification using their γ signature. Moreover, a BaF_2 detector was used to extract the beam intensities, essential for the absolute cross sections measurements. Momentum, angular and mass distributions of absolute differential cross-sections are presented for a wide range of quasi-projectiles. The results are compared with those of DIT (Deep Inelastic Transfers) coupled with Gemini++ theoretical calculations. The models are generally consistent with the results. Important differences appear for quasi-projectiles very close and very far from the beam. Relevant implications for S^3 beam production are pointed out.