



HAL
open science

Etude de la fragmentation du ^{12}C pour la hadronthérapie

Clovis Divay

► **To cite this version:**

Clovis Divay. Etude de la fragmentation du ^{12}C pour la hadronthérapie. Physique [physics]. Normandie Université, 2017. Français. NNT : 2017NORMC250 . tel-01717556

HAL Id: tel-01717556

<https://theses.hal.science/tel-01717556v1>

Submitted on 26 Feb 2018

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.



Normandie Université

THESE

Pour obtenir le diplôme de doctorat

Spécialité Physique

Préparée au sein de l'Université de Caen Normandie

Étude de la fragmentation du ^{12}C pour la hadronthérapie

**Présentée et soutenue par
Clovis DIVAY**

**Thèse soutenue publiquement le 04 Octobre 2017
devant le jury composé de**

M. Ferid Haddad	Professeur à l'Université de Nantes, SUBATECH	Rapporteur
M. Franck MARTIN	Professeur à l'Université de Clermont- Auvergne, LPC Clermont	Rapporteur
M. Gilles DE FRANCE	Directeur de recherches au CNRS, GANIL	Examineur
M. Christian FINCK	Chargé de recherches au CNRS, IPHC Strasbourg	Examineur
M. Daniel CUSSOL	Directeur de recherches au CNRS, LPC Caen	Directeur de thèse

Thèse dirigée par Daniel CUSSOL, LPC Caen



UNIVERSITÉ
CAEN
NORMANDIE



Université Caen Normandie

École Doctorale PSIME

THÈSE DE DOCTORAT

Spécialité Physique

présentée par

Clovis DIVAY

Étude de la fragmentation du ^{12}C pour la hadronthérapie

dirigée par Daniel CUSSOL, au

LABORATOIRE DE PHYSIQUE CORPUSCULAIRE

Jury :

M. Ferid HADDAD, Professeur à l'Université de Nantes, SUBATECH	(Rapporteur)
M. Franck MARTIN, Professeur à l'Université de Clermont-Auvergne, LPC	(Rapporteur)
M. Gilles DE FRANCE, Directeur de recherches au CNRS, GANIL	(Examineur)
M. Christian FINCK, Chargé de recherches au CNRS, IPHC Strasbourg	(Examineur)
M. Daniel CUSSOL, Directeur de recherches au CNRS, LPC Caen	(Directeur)

Remerciements

Bon, on en voit le bout. C'est long, trois ans, quand même. C'est court, aussi. Mais bon, vers la fin, ça fait quand même du bien quand ça s'arrête. On en croise des gens en trois ans, et dans le lot, il faut bien en remercier un ou deux. En cherchant bien, je devrais réussir à en trouver.

Je vais commencer par remercier Ferid Haddad et Franck Martin d'avoir accepté d'être mes rapporteurs, ainsi que les autres membres du jury, Gilles de France et Christian Finck pour avoir pris le temps de lire et d'évaluer mon travail. Merci pour l'intérêt que vous avez porté à mon travail et pour vos commentaires encourageants.

Bien évidemment, je remercie Daniel Cussol, Marc Labalme et Samuel Salvador de m'avoir fait confiance dès le début, et de m'avoir encadré au jour le jour. Merci de m'avoir supporté et poussé à continuer malgré mes quelques baisses de motivation. Merci également aux autres membres du groupe Applications Médicales, Jean Colin et Jean-Marc Fontbonne, qui, ont su m'encourager à chacune de leurs interventions.

Un grand merci à tous les membres du laboratoire pour leur accueil pendant ces trois ans, à Dominique Durand et Gilles Ban, les directeurs en exercice successivement pendant ma thèse. Plus important encore, merci à la Christmas Team, pour les incroyables repas de Noël auxquels j'ai pu participer, et pour les quelques souvenirs que j'ai des soirées en ville qui ont suivi. Tant que j'y suis bienvenu, vous m'y reverrez !

Merci également à tous les thésards s'étant succédé pendant ma présence au laboratoire. À Guillaume, Sylvain, François et Xavier pour avoir participé à rendre ma première année de thèse mémorable. Je souhaite bon courage à tout ceux qui vont soutenir, en particulier à mes collègues de groupe, Yiyang et Daniel (accrochez vous pour la dernière année, ça va bien se passer !).

Merci à mes collègues de bureau Thibault et Yves pour m'avoir supporté, moi et mes pauses café avec d'autres barbus à longueur de journée. Je ne sais pas si je trouverai un jour d'autres collègues de bureau capables de supporter *Leek Spin* en boucle pendant plusieurs heures...

Merci à Eric pour avoir relu et corrigé les fautes restantes dans ma thèse. Merci surtout de m'avoir fait découvrir Brooklyn 99, parce que c'est quand même plus important, et surtout d'avoir fait grimper le nombre de répliques de *Mozinor* par jour de 5 à 50, on n'en a jamais de trop. D'ailleurs, merci à *Mozinor* d'avoir eu un regain d'activité au moment où il fallait !

Merci à Quentin, et à Quentin aussi. Parce que êtes des bons copains, quoi. Merci pour les cadeaux de porc que vous m'avez trouvé pour la soutenance (achetés avec de l'argent extorqué aux autres membres du labo, je n'en doute pas). Merci d'avoir fait signer ma carte à Aline, et merci à elle de l'avoir fait. On reviendra boire tes excellents cafés dès qu'on pourra.

Merci à mes parents de m'avoir soutenu moralement et financièrement pendant toutes mes études supérieures. Merci à Margaux d'être toujours là, c'est à mon tour, maintenant !

Merci enfin à tous les copains que je n'ai malheureusement pas assez vu pendant ces trois ans, je vais essayer de me rattraper maintenant ! D'ailleurs si vous lisez cette thèse, arrêtez vous là, c'est moins marrant après...

J'en oublies sûrement beaucoup, mais je vous aime quand même. Et de toutes façons, je ne peux pas citer tout le monde¹.

Bref, bonne lecture !

1. Shake it up (Do The Boogaloo), 1980

Table des matières

Table des matières	5
Introduction générale	9
1 Hadronthérapie et Carbone 12	11
1.1 Le cancer et les différents traitements	12
1.1.1 Généralités et chiffres sur le cancer	12
1.1.2 Des rayons X aux ions carbone	13
1.2 Interaction des rayonnements avec la matière	15
1.2.1 Interactions des photons dans la matière	15
1.2.2 Pouvoir d'arrêt et dépôt d'énergie des ions	16
1.2.3 Effets des interactions sur le faisceau	18
1.2.4 Interactions nucléaires inélastiques	19
1.3 Effets des rayonnements sur les cellules	21
1.3.1 Notions de dose et de TEL	21
1.3.2 Dégâts des rayonnements sur les cellules	22
1.3.3 Survie cellulaire et efficacité biologique	23
1.3.4 Effet Oxygène	26
1.4 Fragmentation et mesures de sections efficaces	27
1.4.1 Présentation de la simulation	27
1.4.2 Effets de la fragmentation sur la dose	28
1.4.3 Contrôle d'irradiation et imagerie	33
1.4.4 Historique des expériences	34
Conclusion	38
2 Analyse des données de l'expérience à 50 MeV/n	39
Introduction	40
2.1 Dispositif expérimental	41
2.1.1 Cibles utilisées	41
2.1.2 Détecteurs de fragments chargés	41
2.1.3 Moniteur faisceau	43
2.1.4 Système d'acquisition des données	45
2.2 Étalonnage du moniteur faisceau	45
2.2.1 Taux de comptage dans les détecteurs	46
2.2.2 Étalonnage du détecteur	46
2.3 Identification des particules	48
2.3.1 Étapes de l'analyse	48

2.3.2	Étalonnage des détecteurs silicium	53
2.3.3	Création des grilles d'identification	54
2.3.4	Identification et énergie des particules	56
2.3.5	Seuils de détection en énergie	57
2.4	Nettoyage des cartes d'identification	58
2.4.1	Corrections pré-identification	59
2.4.2	Corrections post-identification	64
2.5	Estimation des erreurs systématiques	67
2.5.1	Erreur sur l'énergie CsI	67
2.5.2	Erreurs engendrées par la méthode d'identification	68
2.5.3	Estimation des erreurs engendrées par la traînée ^{12}C	75
2.5.4	Calcul de la barre d'erreur totale	76
	Conclusion	78
3	Résultats expérimentaux	79
	Introduction	80
3.1	Mécanismes de réaction	80
3.1.1	Réactions nucléaires à basse énergie	81
3.1.2	Réactions nucléaires à haute énergie	82
3.1.3	Réactions nucléaires aux énergies intermédiaires	84
3.1.4	Bilan et application à notre expérience	85
3.2	Calcul des sections efficaces pour les cibles reconstruites	86
3.3	Sections efficaces doublement différentielles	87
3.3.1	Évolution avec l'angle	88
3.3.2	Évolution avec la charge et la masse du fragment	88
3.3.3	Évolution avec la masse de la cible	90
3.4	Sections efficaces différentielles en angle	92
3.4.1	Évolution avec la masse du fragment	92
3.4.2	Évolution avec la masse de la cible	94
3.5	Reconstitution des sections efficaces pour une cible de PMMA	96
3.6	Sections efficaces de production	98
3.6.1	Reproduction analytique des distributions angulaires	99
3.6.2	Sections efficaces de production par isotope	103
	Conclusion	106
4	Comparaison avec les modèles existants	109
	Introduction	110
4.1	Simulations avec GEANT4	111
4.1.1	Description des modèles utilisés	111
4.1.2	Comparaisons aux données expérimentales	114
4.2	Simulations avec PHITS	125
4.2.1	Description des modèles utilisés	125
4.2.2	Comparaisons aux données expérimentales	126
4.3	Simulations avec SLIPIE	136
4.3.1	Description du modèle	136
4.3.2	Comparaisons aux données expérimentales	138
	Conclusion	146

Conclusion générale	149
A Sections efficaces de production	153
B Sections efficaces différentielles	155
B.1 Cible d'hydrogène	156
B.2 Cible de carbone	157
B.3 Cible d'oxygène	158
B.4 Cible d'aluminium	159
B.5 Cible de titane	160
Bibliographie	161

Introduction générale

Le nombre de nouveaux cas de cancers détectés augmente chaque année depuis le siècle dernier, si bien que cette pathologie est devenue la première cause de mortalité en France et en Europe. Bien que les progrès scientifiques dans ce domaine aient permis d'augmenter le taux de rémission, le taux de décès pour un cancer reste proche de 50 %. Il existe aujourd'hui trois principales techniques de traitement pour un cancer : la chirurgie, qui consiste à opérer le patient pour en extraire la tumeur, la chimiothérapie qui est un traitement médicamenteux visant à détruire les cellules cancéreuses ou stopper leur multiplication, et la radiothérapie, qui consiste à irradier la tumeur afin d'en détruire les cellules la constituant. Cette dernière technique est particulièrement utilisée pour le traitement de tumeurs locales. C'est dans ce cas précis que des améliorations sont possibles. En effet, encore 18 % des échecs de traitements concernent des tumeurs locales, sans métastases. Un meilleur contrôle du dépôt de dose et une meilleure efficacité de traitement permettraient ainsi de réduire ce chiffre.

C'est dans cette optique qu'une nouvelle forme de radiothérapie utilisant des particules hadroniques (composées de quarks) est étudiée. Ainsi, différentes particules ont été utilisées : protons, neutrons, pions ou encore ions « lourds » (l'appellation est ici abusive et concerne tous les ions plus lourds que le proton). Parmi celles-ci, les particules chargées sont les plus intéressantes pour le traitement. Ces particules ont la particularité d'avoir un dépôt d'énergie localisé en profondeur, permettant de cibler le volume tumoral tout en épargnant au maximum les tissus sains en amont. À ce jour, la particule la plus communément utilisée est le proton. Cependant, l'intérêt pour les ions plus lourds se développe de plus en plus. Leur masse plus élevée leur procure une meilleure précision balistique et leur plus grande densité d'ionisation implique des dommages accrus au niveau des cellules cancéreuses. Cette plus grande efficacité biologique par rapport aux protons rend l'utilisation d'ions lourds très intéressante pour le traitement des tumeurs radio-résistantes, ne pouvant être efficacement détruites par les méthodes conventionnelles. Cependant, les collisions subies par le projectile en rencontrant d'autres noyaux le long de son parcours peuvent provoquer la fragmentation de celui-ci. Ce phénomène engendre la production de noyaux plus légers ayant un parcours dans la matière plus long et pouvant donc occasionner des dégâts dans les tissus sains en aval de la tumeur. La conséquence principale sur le traitement est la disparition du projectile, provoquant une baisse significative de la dose dans la tumeur. La proportion de projectiles fragmentant est d'autant plus importante que la masse de la particule utilisée est élevée. Il est alors nécessaire de maîtriser l'importance de la fragmentation pour planifier correctement un traitement en hadronthérapie. Cette planification est en général effectuée par un *Treatment Planning System* (TPS), un outil informatique qui doit être capable de définir les paramètres de l'irradiateur permettant de délivrer la dose au patient à

partir des prescriptions du médecin. Si des ions lourds sont utilisés, le TPS doit être capable de prendre en compte les interactions nucléaires afin de créer une cartographie de dose correcte. L'utilisation de simulations numériques permettant de reproduire les distributions en énergie et les distributions angulaires des fragments créés contribuent à améliorer la précision d'un traitement. Cependant, les modèles de réaction nucléaire ne sont pas encore à même de reproduire précisément la fragmentation aux énergies utilisées en hadronthérapie. C'est pourquoi il est nécessaire d'en mesurer les caractéristiques expérimentalement.

Dès les années 1970, de nombreuses études ont été menées pour déterminer l'influence de la fragmentation sur un traitement. Les premières expériences ont eu lieu en 1974 au LBL de Berkeley, principalement en utilisant des faisceaux de ^{20}Ne à 670 MeV/n, alors utilisé de manière expérimentale pour traiter des patients. Ces études se sont ensuite poursuivies durant les années 1980. Dans les années 1990, un grand nombre d'expériences ont eu lieu en utilisant d'autres ions, dont le ^{12}C entre 200 MeV/n et 400 MeV/n. Toutes ces études ont mené la communauté scientifique à désigner le ^{12}C comme le meilleur compromis entre efficacité biologique élevée et faible contribution des fragments à la dose.

Toutes ces expériences ont permis de récolter une grande quantité de données sur la fragmentation du carbone aux hautes énergies (> 200 MeV/n). Cependant, les sections efficaces de fragmentation évoluent avec l'énergie et il est nécessaire d'avoir des données sur toute la gamme en énergie utilisée en hadronthérapie (de 0 à 400 MeV/n). C'est pourquoi de nouvelles expériences sont menées par notre collaboration depuis la fin des années 2000. Notamment, des mesures de sections efficaces doublement différentielles en angle et en énergie de la fragmentation du carbone sur cibles fines ont été menées au GANIL, à Caen, et au LNS, à Catane, à 95 MeV/n, 62 MeV/n et 50 MeV/n. Notre dernière expérience (qui fait l'objet de cette thèse) a permis ces mesures sur des cibles fines de C, CH_2 , Al, Al_2O_3 , $^{\text{nat}}\text{Ti}$ et PMMA entre 3° et 39° . Les sections efficaces sur l'hydrogène et l'oxygène ont également été extraites de ces mesures. Les données obtenues peuvent être utilisées directement dans les TPS ou comme contrainte pour les modèles nucléaires.

Le travail de cette thèse sera exposé en quatre chapitres. Le premier sera consacré à la présentation de la hadronthérapie, ses forces et ses faiblesses en comparaison avec la radiothérapie conventionnelle. Les différents attraits que peuvent présenter la mesure des sections efficaces doublement différentielles de la fragmentation du carbone pour la hadronthérapie seront également présentés dans ce chapitre. Dans le deuxième chapitre, le dispositif expérimental de cette expérience et la méthode d'analyse des données seront présentés. Une simulation Monte-Carlo utilisée pour estimer les erreurs systématiques dues au dispositif expérimental ainsi qu'à la méthode d'analyse sera également détaillée. Ensuite, les résultats expérimentaux obtenus et leur interprétation physique feront l'objet du troisième chapitre. Enfin, les résultats obtenus à partir de différents modèles de réactions nucléaires seront comparés à nos résultats expérimentaux dans le dernier chapitre.

Chapitre 1

Hadronthérapie et Carbone 12

Sommaire

1.1	Le cancer et les différents traitements	10
1.1.1	Généralités et chiffres sur le cancer	10
1.1.2	Des rayons X aux ions carbone	11
1.2	Interaction des rayonnements avec la matière	13
1.2.1	Interactions des photons dans la matière	13
1.2.2	Pouvoir d'arrêt et dépôt d'énergie des ions	14
1.2.3	Effets des interactions sur le faisceau	16
1.2.4	Interactions nucléaires inélastiques	17
1.3	Effets des rayonnements sur les cellules	19
1.3.1	Notions de dose et de TEL	19
1.3.2	Dégâts des rayonnements sur les cellules	20
1.3.3	Survie cellulaire et efficacité biologique	21
1.3.4	Effet Oxygène	24
1.4	Fragmentation et mesures de sections efficaces	25
1.4.1	Présentation de la simulation	25
1.4.2	Effets de la fragmentation sur la dose	26
1.4.2.1	Au niveau de la tumeur	26
1.4.2.2	Dans les tissus sains	27
1.4.3	Contrôle d'irradiation et imagerie	31
1.4.4	Historique des expériences	32
1.4.4.1	Mesures sur cibles épaisses	34
1.4.4.2	Mesures sur cibles fines	35
	Conclusion	36

1.1 Le cancer et les différents traitements

1.1.1 Généralités et chiffres sur le cancer

Le terme « cancer » désigne une pathologie caractérisée par la prolifération incontrôlée de cellules dites anormales. Cet amas de cellules est alors appelé « tumeur maligne » et peut se développer de manière locale ou bien migrer par voie sanguine ou lymphatique, ou à travers les tissus avoisinants et former des métastases. Le nombre de cancers diagnostiqués par an depuis 1980 a doublé, au point que cette maladie est devenue la première cause de mortalité en France et en Europe, selon la Fondation ARC pour la recherche sur le cancer [1]. Cette augmentation brutale peut s'expliquer par plusieurs facteurs. Le premier est l'accroissement de la population, responsable d'un tiers de l'augmentation, suivi par son vieillissement également à hauteur d'environ un tiers (la majorité des cancers sont diagnostiqués chez les personnes âgées). Le reste de l'augmentation est dû à l'amélioration des techniques de dépistage ainsi qu'à l'évolution de l'exposition aux facteurs de risques, comme la pollution atmosphérique et le tabagisme.

En 2015, 385 000 nouveaux cas de cancers ont été recensés, et 149 500 patients sont décédés des suites d'un cancer [2]. Si le nombre de cancers diagnostiqués (ou taux d'incidence) augmente continuellement depuis 1980, le taux de mortalité quant à lui ne cesse de diminuer. En France, la baisse de mortalité est de l'ordre de 1,25 % par an. La figure 1.1 représente l'évolution à l'échelle mondiale du taux d'incidence et de mortalité à travers les années. Cette figure montre clairement l'augmentation constante du nombre de cancers avec les années ainsi que la diminution du taux de mortalité. Cette baisse de mortalité peut être expliquée par l'amélioration des techniques de diagnostic qui permettent de dépister un cancer plus tôt et donc d'augmenter les chances de rémission, ainsi que par l'amélioration des techniques de traitement.

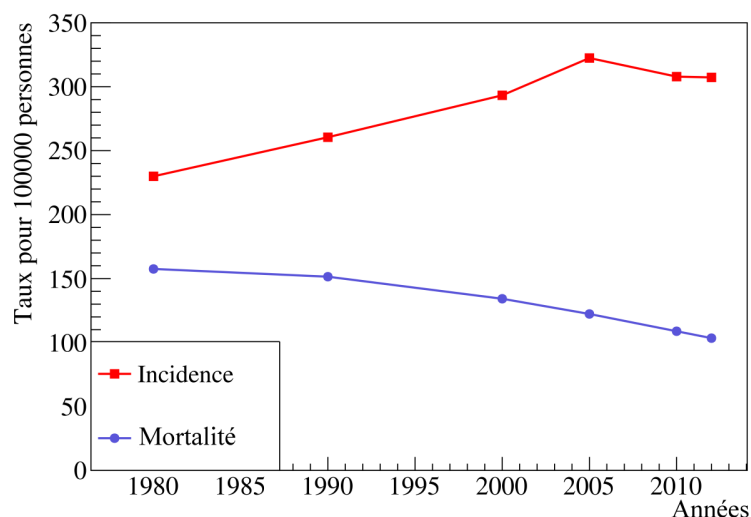


FIGURE 1.1 – Évolution du nombre de cancers diagnostiqués (carrés rouges) et du taux de mortalité (ronds bleus) exprimés en taux pour 100 000 individus en fonction des années. Données extraites de [3].

Les principales méthodes utilisées pour traiter un cancer sont la chimiothérapie, la

chirurgie et la radiothérapie. Ces techniques utilisées séparément sont responsables respectivement de 5 %, 22 % et 12 % des rémissions. Utilisées conjointement, la radiothérapie et la chirurgie permettent d'atteindre 40 % de rémission. La majorité des échecs de traitements est due à un mauvais contrôle d'une tumeur avec métastases, la délocalisation de la tumeur rendant le ciblage du traitement difficile. Si dans le cas d'une tumeur locale le taux de rémission est supérieur, le taux d'échec n'est cependant pas nul et le contrôle de la tumeur peut encore être amélioré. C'est le but des techniques de radiothérapies modernes, qui visent toujours à améliorer la précision du dépôt de dose dans le volume tumoral, tout en épargnant au mieux les tissus sains avoisinants. L'une des plus récentes innovations a été d'utiliser des particules chargées lourdes comme les protons et autres ions à la place des photons. Ces particules ont la particularité d'avoir un dépôt d'énergie faible lors de l'entrée dans le corps et maximal en fin de parcours où la tumeur est localisée. Ces caractéristiques de dépôt d'énergie seront détaillées dans la section 1.2.2. Cette variante à la radiothérapie conventionnelle est appelée hadronthérapie et sera étudiée tout au long de ce chapitre.

1.1.2 Des rayons X aux ions carbone

L'histoire de la radiothérapie commence rapidement après la découverte des rayons X par Röntgen en 1895. Durant les années qui suivirent, plusieurs tests de traitement par irradiation ont été effectués sur des maladies sans remède connu en utilisant des rayons X ainsi que les rayonnements issus du radium, dont les propriétés radioactives venaient d'être découvertes par Marie Curie. Cette dernière est alors convaincue que ces rayonnements sont capables de traiter le cancer. C'est dans l'optique de lancer des recherches dans ce domaine que l'Institut Curie fut fondé en 1909. Très vite, il apparaît nécessaire d'utiliser des photons de plus hautes énergies que les quelques dizaines de keV générés avec un tube à rayons X afin de pouvoir irradier en profondeur sans trop endommager les tissus superficiels. Cela a conduit à utiliser les rayonnements γ issus du ^{60}Co (1,17 MeV et 1,33 MeV) et enfin à l'utilisation d'accélérateurs linéaires d'électrons (linac) permettant d'émettre des photons X d'une énergie jusqu'à 25 MeV. Le linac est encore aujourd'hui l'outil le plus utilisé en radiothérapie. Depuis, l'enjeu principal a été l'amélioration de la précision balistique. Les technologies actuelles utilisent en général pour cela l'irradiation à incidence multiple (tomothérapie, CyberKnife [4]) et à modulation d'intensité (Intensity Modulated Radiotherapy, ou IMRT [5]).

Malgré toutes les améliorations apportées au procédé, l'irradiation par photons n'est pas idéale du fait du dépôt d'énergie décroissant avec la profondeur (voir section 1.2.1). Très tôt, un intérêt est porté vers les particules hadroniques chargées et notamment les ions légers tels le proton, le deuteron ou la particule α . Les propriétés de dépôt d'énergie de ces particules ayant déjà été mises en évidence par Bragg en 1904, la possibilité de concentrer la majorité du dépôt de dose en fin de parcours séduit. Après l'invention du premier cyclotron par Robert Wilson en 1945, capable d'accélérer des protons à 160 MeV, il faudra attendre 1954 pour qu'un premier traitement par protonthérapie ait lieu au Lawrence Berkeley Laboratory (LBL). Les premiers traitements utilisant des deuteron et des ions hélium y ont ensuite été testés en 1957 [6], suivis par des ions plus lourds (C, Ne, Ar) [7]. Jusqu'à sa fermeture en 1992, ce centre a traité 2054 patients en utilisant des protons et des ions plus lourds.

Durant les années 1970, différentes études ont porté sur l'utilisation des ions tels que le carbone ou l'oxygène, ou bien plus lourds comme le silicium ou l'argon. Si la masse

Nom	Ville	Pays	Status	Mise en fonction
HIMAC	Chiba	Japon	Opérationnel	1994
HIBMC	Hyogo	Japon	Opérationnel	2002
IMP-CAS	Lanzhou	Chine	Opérationnel	2006
HIT	Heidelberg	Allemagne	Opérationnel	2009
GHMC	Gunma	Japon	Opérationnel	2010
CNAO	Pavie	Italie	Opérationnel	2012
SAGA-HIMAT	Tosu	Japon	Opérationnel	2013
SPHIC	Shangai	Chine	Opérationnel	2014
i-ROCK	Yokohoma	Japon	Opérationnel	2015
MIT	Marburg	Allemagne	Opérationnel	2015
Med-AUSTRON	Wiener-Neustadt	Autriche	Opérationnel	2017
HITFil	Lanzhou	Chine	En construction	2017
KIRAMS	Busan	Corée du Sud	En construction	2018

TABLE 1.1 – Centres de thérapie par ions carbone en activité ou en construction [9].

importante de ces ions semblait être un atout en termes d'efficacité à détruire les cellules cancéreuses, ils ont aussi montré des effets indésirables sur les tissus sains. En effet, les sections efficaces de fragmentation du projectile augmentent avec la masse de l'ion et des produits de réaction plus légers sont dispersés et peuvent causer des dégâts dans des organes à risque. Au terme de plusieurs études dans le début des années 1990, notamment au Heavy Ion Medical Accelerator in Chiba (HIMAC) au Japon, un compromis semble avoir été trouvé avec l'ion carbone [8].

Depuis, différents centres de recherches ou de traitements dédiés à la hadronthérapie ont vu le jour partout dans le monde. Plus de 60 centres de protonthérapie sont actuellement en activité aujourd'hui, dont près de la moitié aux États Unis et deux en France. Un troisième centre appelé ARCHADE est actuellement en construction dans la ville de Caen et ouvrira ses portes aux premiers patients en 2018. Les centres de traitement par ions carbone sont eux beaucoup plus rares. Il en existe aujourd'hui onze en activité dont cinq au Japon et deux en construction en Chine et en Corée du Sud qui devraient être opérationnels dans les deux années à venir. La liste des centres de thérapie par ions carbone en activité ou en construction est donnée dans le tableau 1.1 [9].

Le travail de cette thèse est centré sur l'étude de l'ion carbone pour la hadronthérapie et plus particulièrement sur le phénomène de fragmentation qui contribue à disperser une partie de la dose hors de la zone tumorale visée. La suite de ce chapitre sera consacrée aux interactions subies par les ions le long de leur parcours et aux dégâts biologiques subits par la cellule. Il sera expliqué pourquoi cet ion est considéré comme le meilleur compromis pour la hadronthérapie et quels sont les enjeux créés par la fragmentation nucléaire lors d'un traitement.

1.2 Interaction des rayonnements avec la matière

Cette section vise à exposer les mécanismes d'interaction entre les différents types de rayonnements et la matière, premièrement d'un point de vue physique, puis biologique. Afin de bien clarifier les différences d'interactions entre les ions et les photons et mettre en évidence l'intérêt des ions pour ce type de thérapie, il est nécessaire de s'intéresser en premier lieu à l'interaction entre les photons et la matière qu'ils traversent.

1.2.1 Interactions des photons dans la matière

Il existe différents processus permettant aux photons de déposer de l'énergie dans la matière. Pour des photons d'énergie inférieure à une centaine de keV, l'effet photo-électrique (PE) est dominant. Cet effet correspond à la mise en mouvement d'un électron après absorption d'un photon. L'énergie du photon est transmise à l'électron sous forme d'énergie cinétique et le photon disparaît.

Pour des énergies plus hautes et inférieures à quelques dizaines de MeV, l'effet (ou diffusion) Compton devient dominant. Il est caractérisé par un transfert partiel de l'énergie à un électron et à la diffusion du photon. C'est le processus responsable de la plus grande contribution à la dose lors d'une irradiation.

Lorsqu'il se trouve dans un champ électromagnétique non nul (tel le champ généré par un noyau), un photon peut se matérialiser en un électron et un positron si son énergie est supérieure à la somme des énergies de masse de ces particules (soit 1,022 MeV). Ce phénomène est appelé création de paire et devient dominant pour des photons d'énergie supérieure à une centaine de MeV.

Le taux d'absorption des photons dans la matière peut être calculé en fonction de la densité électronique du matériau et de la section efficace totale de réaction à une énergie donnée. Pour un matériau et une énergie du photon donnés, le taux d'absorption est caractérisé par le coefficient d'absorption linéique μ (cm^{-1}), exprimé selon la relation :

$$\mu = \sigma_{\text{totale}}(E) \times \rho_e, \quad (1.1)$$

avec $\sigma_{\text{totale}} = \sigma_{\text{PE}} + \sigma_{\text{Compton}} + \sigma_{\text{Paires}}$ la somme des sections efficaces des trois processus décrits plus haut, dépendants de l'énergie et ρ_e la densité électronique du matériau étudié.

Ainsi, l'intensité du faisceau à une profondeur de matériau x est donnée en fonction de son intensité initiale I_0 par la loi de Beer-Lambert :

$$I(x) = I_0 \times e^{-\mu x}, \quad (1.2)$$

où $I(x)$ est l'intensité du faisceau à la profondeur x . Le libre parcours moyen, correspondant à la distance moyenne parcourue par un photon entre deux interactions dans la matière, est défini par la relation $\lambda = 1/\mu$.

Si l'absorption des photons dans la matière suit une loi exponentielle, la forme du dépôt d'énergie en profondeur d'un faisceau de photons est différente. En effet, l'énergie n'est pas déposée directement par les photons mais par les électrons qu'ils mettent en mouvement. La figure 1.2 représente le dépôt d'énergie d'un faisceau de photons à trois énergies différentes. Pour des basses énergies (ici 120 keV), les photons sont très rapidement absorbés et le dépôt de dose présente bien une décroissance exponentielle. Pour des énergies supérieures, cependant, la courbe présente d'abord une montée brusque

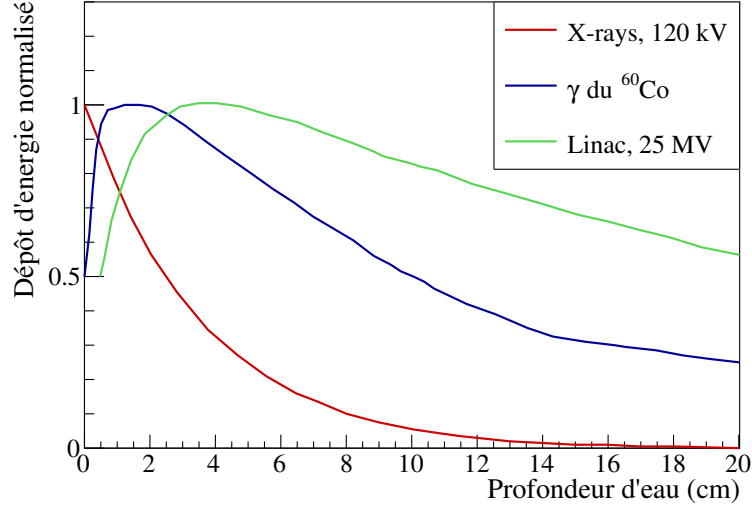


FIGURE 1.2 – Profils de dépôt de dose de photons de 3 énergies différentes dans l'eau. Les premiers sont des rayons X de 120 keV obtenus à l'aide d'un tube à rayons X, les deuxièmes sont des rayons γ issus du ^{60}Co et les derniers sont des rayons X générés par un linac à 25 MV. Figure adaptée de [10].

correspondant au dépôt de dose des premiers électrons mis en mouvements, suivi d'une décroissance exponentielle.

Utiliser des photons de haute énergie est nécessaire pour pouvoir irradier une tumeur en profondeur sans détruire la peau et les tissus sains la précédant. Pour les mêmes raisons, plusieurs incidences sont utilisées lors d'un traitement. La maîtrise de cette technique, utilisée depuis les années 1970, ainsi que le coût relativement faible des équipements de radiothérapie par photons (par rapport aux traitements par ions, nécessitant la présence d'un accélérateur de particules) fait qu'elle reste la plus utilisée de nos jours.

1.2.2 Pouvoir d'arrêt et dépôt d'énergie des ions

L'énergie des ions se transmet à la matière par collisions successives avec les électrons du milieu. Cependant, la section efficace de collision de l'ion avec un électron est tellement grande ($\sim 10^8$ barn) que le dépôt d'énergie le long du parcours est généralement considéré comme continu à l'échelle macroscopique. Le dépôt d'énergie peut ainsi être exprimé par unité de longueur avec une grandeur appelée « pouvoir d'arrêt » (dE/dx), dépendant des caractéristiques du matériau et de l'ion incident. Il est décrit empiriquement par la formule de Bethe-Bloch [11] :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 Z^2}{m_e \beta^2 c^2} \frac{\rho N_A Z_{\text{mat}}}{A_{\text{mat}}} \left[\ln \frac{2m_e \beta^2 c^2}{\langle I \rangle} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 + \text{termes correctifs...} \right], \quad (1.3)$$

avec Z la charge de l'ion incident, $\beta = \frac{v}{c}$ sa vitesse, $\frac{\rho N_A Z_{\text{mat}}}{A_{\text{mat}}}$ la densité électronique du matériau traversé (ρ sa masse volumique, Z_{mat} et A_{mat} sa charge et sa masse) et $\langle I \rangle$ son potentiel d'ionisation moyen, e et m_e la charge et la masse d'un électron.

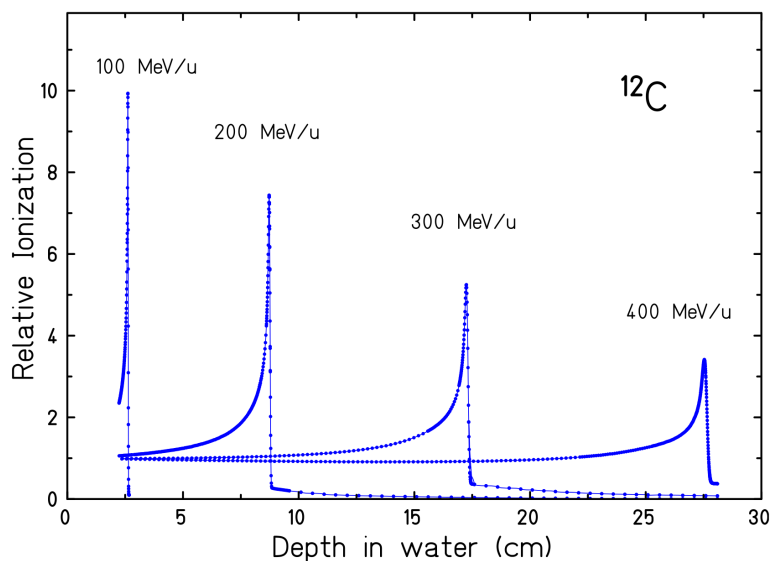


FIGURE 1.3 – Ionisation relative causée par des ions carbone de différentes énergies dans un volume d'eau mesurée à GSI [10].

En considérant les énergies mises en jeu lors d'un traitement en hadronthérapie (jusqu'à 430 MeV/n pour des ions carbone), il est possible, en première approximation, de négliger les termes suivant le premier terme entre crochets et d'analyser les dépendances de cette équation. La dépendance en $1/\beta^2$ implique une perte d'énergie de plus en plus forte lorsque l'énergie diminue. Cela se traduit par l'apparition d'un pic de dépôt d'énergie en fin de parcours de l'ion, appelé pic de Bragg. Ce phénomène est illustré par la figure 1.3, qui représente le dépôt de dose dans l'eau par des ions carbone de quatre énergies différentes. Ce phénomène met en évidence l'intérêt balistique des ions pour un traitement : un dépôt d'énergie modéré et quasi constant en entrée et maximal en fin de parcours, permettant d'irradier précisément le volume visé.

L'évolution en Z^2 de l'équation 1.3 implique que le dépôt d'énergie augmente avec la charge de la particule incidente. Ainsi, un ion carbone déposera de l'ordre de 100 à 200 keV/ μm en fin de parcours, contre 3 à 4 keV/ μm pour des protons, ce qui, comme nous le verrons, présentera un fort intérêt en termes d'efficacité biologique.

La perte continue d'énergie implique une longueur de parcours dans la matière définie. Comme illustré sur la figure 1.3, cette distance dépend de l'énergie incidente de la particule. Afin d'obtenir l'expression du parcours, il est nécessaire d'intégrer la quantité inverse du dépôt d'énergie :

$$R(E_0) = \int_0^{E_0} \left(\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE, \quad (1.4)$$

où R est le parcours correspondant à l'énergie incidente E_0 . Après approximation, le parcours devient proportionnel à :

$$R \propto \frac{A}{Z^2} \cdot f(\beta), \quad (1.5)$$

où A , Z et $f(\beta)$ sont la masse, la charge et une fonction de la vitesse relative du projectile. Cette relation implique que lorsque la charge du projectile augmente, le parcours

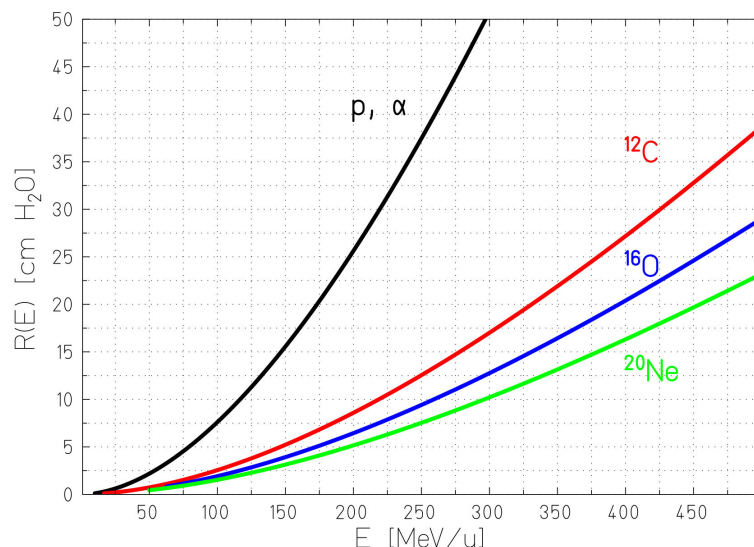


FIGURE 1.4 – Évolution du parcours moyen de différents ions dans l'eau en fonction de leur énergie incidente. Figure extraite de [12].

diminue pour une même vitesse initiale. Il faudra par conséquent augmenter l'énergie d'un ion carbone par rapport à un proton pour atteindre la même profondeur. Ce phénomène est illustré par la figure 1.4, qui représente l'évolution du parcours moyen de différents ions dans l'eau en fonction de leurs énergies incidentes. Il est à noter que cette relation donne le parcours d'un unique ion en ligne droite, qui ne tient pas compte des diffusions multiples que l'ion subit lors de son parcours dans la matière traversée.

1.2.3 Effets des interactions sur le faisceau

En traversant une épaisseur de matière, le faisceau d'ions va subir des perturbations. Les multiples collisions élastiques entre les ions et les atomes du matériau vont ajouter une dispersion statistique sur le parcours et donc sur la largeur et la hauteur du pic de Bragg. Les fluctuations statistiques sur la perte d'énergie peuvent être décrites par une distribution gaussienne dans l'hypothèse d'un grand nombre de collisions (cible épaisse) et d'un grand nombre de particules incidentes [13], ce qui est évidemment le cas lors d'un traitement. La largeur de la distribution sur le parcours σ_R est directement liée à celle sur l'énergie σ_E par la relation suivante [12] :

$$\sigma_R^2 = \int_0^{E_0} \left(\frac{d\sigma_E}{dx} \right) \left(\frac{dE}{dx} \right)^{-3} dE. \quad (1.6)$$

Finalement, la largeur de la distribution est proportionnelle à :

$$\sigma_R \propto \frac{R}{\sqrt{A}} f(\beta), \quad (1.7)$$

avec A la masse du projectile et $f(\beta)$ une fonction de la vitesse de la particule variant lentement et dépendante du matériau absorbant. L'évolution en $1/\sqrt{A}$ implique que cette dispersion sera moins grande pour des ions lourds que pour des protons. Un exemple

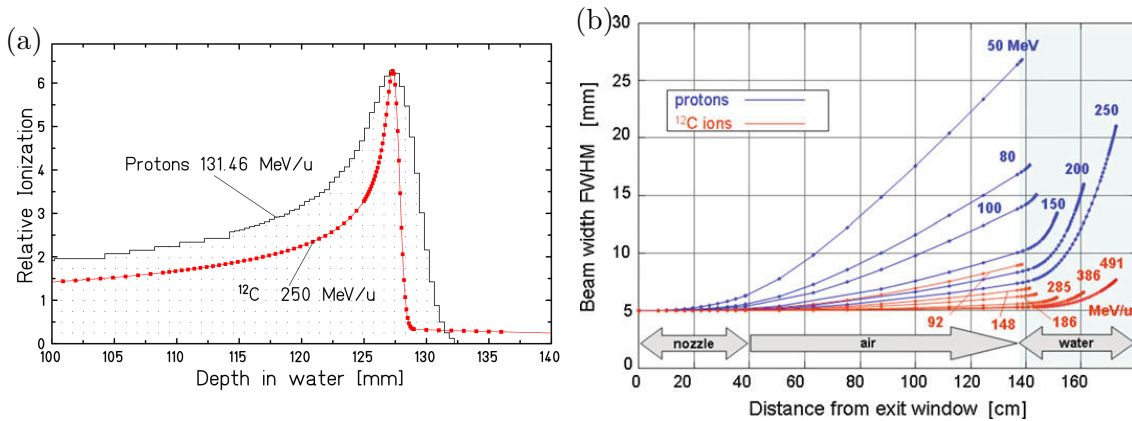


FIGURE 1.5 – À gauche, effet de la dispersion du parcours sur la largeur du pic de Bragg pour un faisceau de protons et un faisceau d’ions carbone ayant un parcours égal. À droite, simulation de l’évolution de la dispersion latérale du faisceau dans le cas d’une ligne de faisceau de traitement. Un faisceau d’une largeur initiale de 5 mm à la sortie de l’accélérateur, traverse 1 m d’air avant d’atteindre le patient (ici, un volume d’eau). Des faisceaux de protons et d’ions carbone de différentes énergies sont représentés. Ces figures sont extraites de [12].

est présenté avec la figure 1.5(a) qui représente l’ionisation relative en fonction de la profondeur d’un faisceau de protons et d’un faisceau d’ions carbone ayant le même parcours. Les ions plus lourds apparaissent alors plus intéressants que les protons en termes de précision balistique.

Les multiples diffusions des ions avec les constituants de la matière traversée impliquent également l’apparition d’une dispersion latérale du faisceau. Cette dispersion est principalement due aux diffusions coulombiennes élastiques entre les ions du faisceau et les noyaux du matériau traversé. Pour des raisons de cinématique, il paraît évident que la dispersion sera d’autant plus grande que l’ion sera léger et peu rapide. La densité de noyaux dans le matériau traversé sera également déterminante. La figure 1.5(b) représente la dispersion latérale de différents faisceaux de protons et d’ions carbone dans le cas d’une irradiation lors d’un traitement. Dans le cas décrit sur la figure, les faisceaux traversent un mètre d’air avant d’atteindre un volume d’eau, représentant un patient. Cette figure montre clairement la brusque augmentation de la dispersion lors du passage de l’air à l’eau. Les différentes énergies de faisceaux représentées permettent de montrer que dans un matériau donné, la dispersion latérale diminue lorsque l’énergie augmente. Elle montre également qu’à parcours identique, les ions carbone sont beaucoup moins sujet à la déviation que les protons.

1.2.4 Interactions nucléaires inélastiques

Lors de leur parcours dans la matière, les ions peuvent aussi subir des interactions inélastiques avec les noyaux du milieu, avec une section efficace d’interaction beaucoup plus faible. Une réaction au cours de laquelle l’énergie cinétique de la particule incidente n’est pas conservée est une interaction inélastique. Cela peut par exemple se traduire par l’excitation d’un des deux noyaux participants, d’un échange de nucléons ou encore de l’éclatement du noyau en plusieurs fragments plus légers. Ce phénomène est appelé

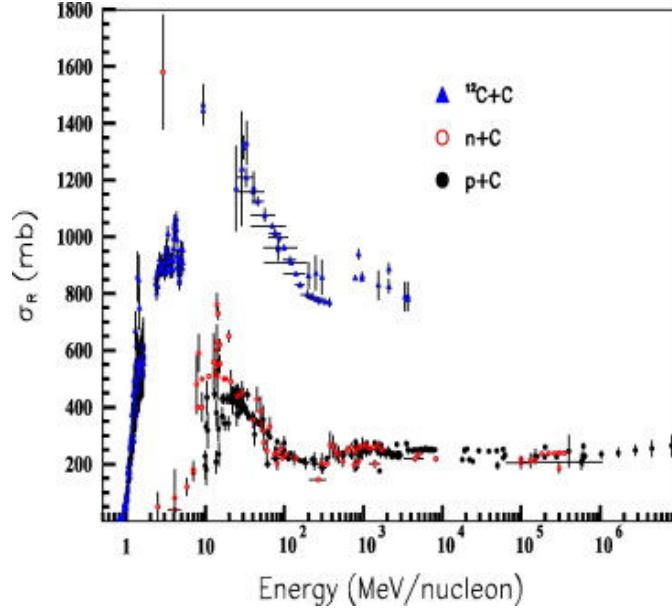


FIGURE 1.6 – Récapitulatif des mesures existantes de sections efficaces de réaction de protons, neutrons et carbone sur du carbone. Figure issue de [14]

fragmentation ou multifragmentation nucléaire et est celui qui aura le plus d'impact sur le traitement. Le nombre de ces réactions peut être évalué grâce à la section efficace totale de réaction $\sigma_{\text{Réac}}$, qui dépend, entre autres, des rayons du noyau incident et du noyau cible. Comme le montre la figure 1.6, cette section efficace peut être considérée constante pour des énergies incidentes supérieures à $\sim 100\text{-}150$ MeV/n. Sous cette valeur d'énergie, d'autres mécanismes comme les collisions profondément inélastiques et la fusion interviennent et font augmenter la valeur de la section efficace de réaction.

La section efficace totale de réaction permet de calculer le taux d'interactions inélastiques pour une profondeur x de matière traversée, et ainsi de déterminer le nombre d'ions incidents restant. De la même façon que pour l'absorption des photons dans la matière décrite dans le paragraphe 1.2.1, le nombre d'ions incidents en fonction de la profondeur peut alors s'exprimer sous la forme d'une exponentielle décroissante :

$$N_{\text{ions}}(x) = N_0 \times e^{-\sigma_{\text{Réac}}(E) \times N_{\text{cible}} \times x} = N_0 \times e^{-\mu_{\text{frag}} x}, \quad (1.8)$$

avec N_0 le nombre initial d'ions avant l'entrée dans la matière et $N_{\text{cible}} = \rho \mathcal{N}_A / A_{\text{cible}}$ la densité de noyaux dans le matériau cible (où ρ et A_{cible} sont respectivement la masse volumique et la masse molaire de la cible).

La première conséquence de ces interactions nucléaires est donc la consommation des ions du faisceau. L'équation 1.8 permet d'extraire une valeur de libre parcours moyen $\lambda = 1/\mu_{\text{frag}}$. Si la section efficace de réaction est considérée constante, il est possible de calculer cette valeur de libre parcours moyen par particule et par matériau. Ainsi, à la profondeur λ , il restera $1/e \simeq 37\%$ des ions incidents. Le tableau 1.2 regroupe les sections efficaces totales de réaction, les libres parcours moyens et les proportions de particules incidentes restantes au niveau du pic de Bragg pour des protons et des ions

Ion	E (MeV/n)	$\sigma_{\text{Réac}}$ (mb)	λ (cm)	$N(x = x_{\text{Bragg}})/N_0$ (%)
proton	200	352	85,2	74,6
^4He	200	767	38,6	52,3
^{12}C	380	1424	20,9	30,6
^{20}Ne	530	1929	15,5	19,9

TABLE 1.2 – Section efficace totale de réaction, libre parcours moyen et proportion d’ions restant au niveau du pic de Bragg (25 cm) dans l’eau pour des protons et des ions ^4He , ^{12}C et ^{20}Ne . Tableau adapté de [15].

^4He , ^{12}C et ^{20}Ne dans l’eau. Il apparaît clairement que plus l’ion incident est lourd, plus la probabilité de réaction est grande.

Cette atténuation du faisceau va réduire la hauteur du pic de Bragg et donc défavoriser le rapport entre la dose dans les tissus sains en entrée et la dose dans la tumeur, comme le montre la figure 1.3, qui représente le pic de Bragg pour quatre différentes énergies d’un faisceau de carbone.

La deuxième conséquence de la fragmentation est la délocalisation de la dose en dehors du pic de Bragg. En effet, les fragments plus légers créés lors de la réaction sont pour la plupart émis vers l’avant et avec une vitesse proche de celle du projectile. Ces fragments auront donc un parcours plus élevé que l’ion incident. La relation entre le parcours d’un fragment de charge Z_{frag} et de masse A_{frag} s’exprime en fonction du parcours du projectile par la relation :

$$R_{\text{frag}} = R_{\text{proj}} \frac{Z_{\text{proj}}^2 A_{\text{frag}}}{Z_{\text{frag}}^2 A_{\text{proj}}}. \quad (1.9)$$

Ainsi, le parcours d’une particule α ou d’un proton sera trois fois plus grand que celui d’un ion carbone, pour une même vitesse. Cela implique l’apparition d’un dépôt de dose après le pic de Bragg, appelé queue de fragmentation, visible sur les figures 1.3 et 1.5(a). Cette contribution augmente avec la masse du projectile et peut être problématique si la tumeur est située en amont d’un organe à risque. Les conséquences au niveau dosimétrique seront explorées en détails dans la partie 1.4.

1.3 Effets des rayonnements sur les cellules

1.3.1 Notions de dose et de TEL

En radiobiologie, la grandeur utilisée pour décrire le dépôt d’énergie est légèrement différente de celle décrite par la formule de Bethe-Bloch. Cette grandeur, appelée Transfert d’Énergie Linéique (TEL), est l’énergie transférée au milieu par la particule incidente à une profondeur donnée. Parmi les électrons mis en mouvement lors du passage de l’ion, certains déposeront leur énergie plus loin que le volume considéré. Ils sont appelés « électrons delta » et ne participent pas complètement au transfert d’énergie à la profondeur

Ion	E (MeV/n)	TEL (keV/ μm) à différents parcours résiduels (mm)				
		262	150	70	30	1
^AX	Parcours = 262mm					
^1H	200,0	0,5	0,6	0,8	1,1	4,8
^4He	202,0	1,8	2,2	3,1	4,4	20,0
^7Li	234,3	3,7	4,6	6,2	8,9	40,0
^{11}B	359,5	8,5	10,0	13,5	19,0	87,5
^{12}C	390,7	11,0	13,5	17,5	24,5	112,0
^{14}N	430,5	14,5	17,5	22,5	31,5	142,0
^{16}O	468,0	18,0	21,5	28,0	39,0	175,0

TABLE 1.3 – Valeurs de TEL de différentes particules dont le parcours dans l’eau est équivalent à celui d’un proton de 200 MeV (262 mm) [17].

donnée. Le TEL est défini par la relation [16] :

$$\text{TEL}(x) = \frac{dE}{dx}(x) - \sum E_{\delta}, \quad (1.10)$$

où $\frac{dE}{dx}$ est le pouvoir d’arrêt d’un rayonnement et $\sum E_{\delta}$ la somme des énergies des électrons δ . Cependant, pour un élément de volume considéré, la fuite de ces électrons est compensée par l’entrée dans ce volume d’autres électrons δ ayant été créés en amont. Cet équilibre électronique permet d’assimiler la valeur du TEL au pouvoir d’arrêt $\frac{dE}{dx}$.

La notion de TEL est utilisée pour tout type de rayonnement et est le plus souvent exprimée en keV/ μm . Le tableau 1.3 donne les valeurs de TEL de différents ions le long de leurs parcours respectifs [17]. Il est courant d’utiliser la valeur du TEL au niveau du pic de Bragg pour comparer différents rayonnements entre eux et évaluer leur différence d’efficacité (voir la partie 1.3.3).

Pour quantifier une irradiation lors d’un traitement, une autre grandeur appelée dose, exprimée en Gray (Gy), est utilisée. Cette grandeur correspond à une quantité d’énergie déposée par unité de masse, ainsi 1 Gy = 1 J/kg. Elle est ainsi directement liée au TEL et au flux de particules par la relation suivante :

$$D = \frac{\Phi \times \text{TEL}}{\rho \times \Delta V}, \quad (1.11)$$

où D est la dose et Φ le flux de particules dans l’élément de volume ΔV , et ρ la masse volumique du matériau. Ainsi, pour planifier un traitement, la quantité de particules nécessaire pour obtenir la dose voulue est calculée en fonction du TEL de la particule.

1.3.2 Dégâts des rayonnements sur les cellules

Le but principal de l’irradiation d’une tumeur est de détruire les cellules la constituant. Pour cela, la manière la plus efficace reste d’endommager les molécules d’ADN, nécessaires à la reproduction et au bon fonctionnement de la cellule. Si une molécule d’ADN est trop endommagée pour être réparée, la mort de la cellule est alors assurée.

Deux mécanismes de dommages au sein de la cellule sont à distinguer :

- Un effet direct, dû au passage de la particule qui peut ioniser ou exciter les atomes et molécules avec lesquels elle rentre en collision et entraîner des cassures des molécules d'ADN.
- Un effet indirect, dû à l'apparition de radicaux libres OH^- et H^+ par radiolyse de l'eau au sein de la cellule, qui sont très réactifs et peuvent à leur tour entraîner des lésions de l'ADN et donc la mort de la cellule.

Ces effets indirects représentent la majorité des dégâts subits par la cellule. Pour les rayonnements à bas TEL, ils correspondent à environ 70 % des dommages [12]. La proportion d'effets directs augmente pour des particules de TEL plus élevés comme les ions carbone [18].

Les lésions au niveau de l'ADN se divisent en plusieurs catégories. Selon l'importance des dégâts subits, il s'agira de cassure simple brin, double brin ou de « cluster ». Les cassures double brin et de cluster sont en général trop importantes pour être réparées par la cellule, entraînant la mort cellulaire immédiate. Lors d'une cassure simple brin, la probabilité de réparation est assez importante. Si la réparation est « fidèle », la cellule survit. Si la réparation est « fautive », la cellule subit une mutation, qui peut parfois engendrer sa mort. Les réparations fautives peuvent être à l'origine de tumeurs radio-induites.

D'après les observations précédentes, il apparaît que des dégâts importants et localisés soient à privilégier pour tuer des cellules cancéreuses. Cela nécessite une densité d'ionisation importante. En effet, une densité d'ionisation forte permet non seulement d'augmenter la probabilité de cassures complexes de l'ADN mais aussi d'augmenter la création de radicaux libres, donc de lésions indirectes. La figure 1.7 représente les électrons secondaires créés par le passage d'un proton et d'un ion carbone en fin de parcours (1 MeV/n), respectivement à droite et à gauche [17]. Sur la figure de gauche, une molécule d'ADN est représentée à l'échelle. En comparant les deux traces, la différence de densité d'ionisation est flagrante. Cet écart est principalement lié à la différence de TEL entre les deux particules. Il apparaît donc que les particules de TEL plus élevé soient à privilégier lors d'un traitement.

1.3.3 Survie cellulaire et efficacité biologique

Il est difficile d'évaluer précisément l'efficacité d'un rayonnement. Une des méthodes les plus répandues consiste à irradier des cellules cultivées et d'en mesurer le taux de survie. Il est alors possible de comparer le taux de survie cellulaire entre différents rayonnements, différentes énergies (donc différents TEL) ou différents types de cellules (cellules saines ou cancéreuses, différents tissus...). Pour cela, des courbes de survie cellulaires sont utilisées. Un exemple est présenté en figure 1.8, sur laquelle est représenté le taux de survie cellulaire en fonction de la dose délivrée (en Gy) lors d'une irradiation. Cette figure montre des courbes de survie pour une irradiation par rayons X et pour trois irradiations par ions carbone d'énergies différentes.

Le taux de survie cellulaire décroît de plus en plus rapidement avec l'augmentation de la dose. Cette évolution peut être reproduite par un modèle linéaire quadratique [19] :

$$\ln(S) = -(\alpha D + \beta D^2), \quad (1.12)$$

où S est le taux de survie, D est la dose absorbée et α et β sont des paramètres du modèle. Les pentes de ces courbes diffèrent grandement selon le type de rayonnement

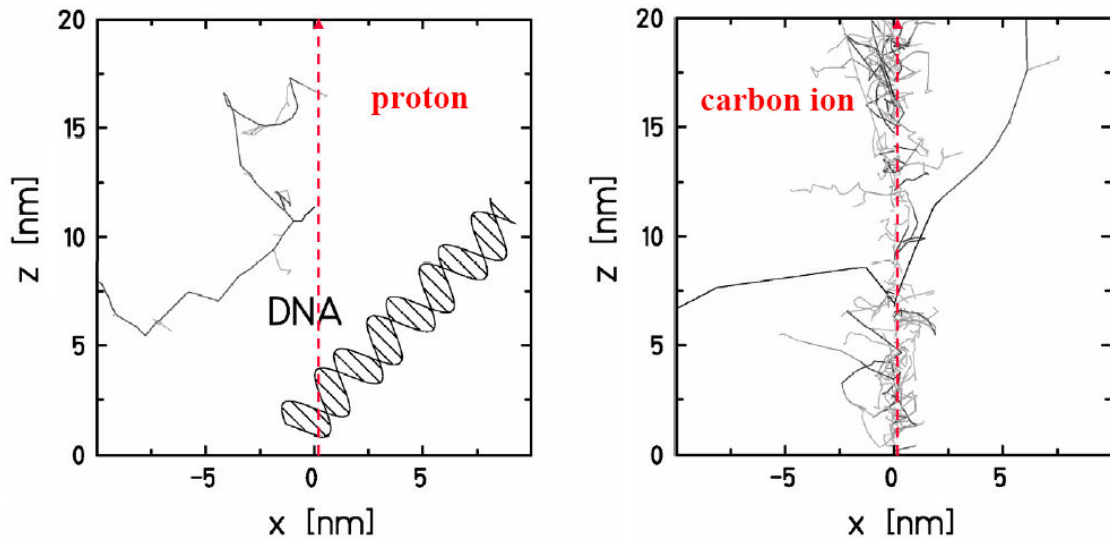


FIGURE 1.7 – Représentation à l'échelle nanométrique des électrons secondaires créés lors du passage d'un proton (à gauche) et d'un ion carbone (à droite). Ces traces sont comparées à la taille d'une molécule d'ADN représentée sur la figure de gauche. Figure tirée de [17].

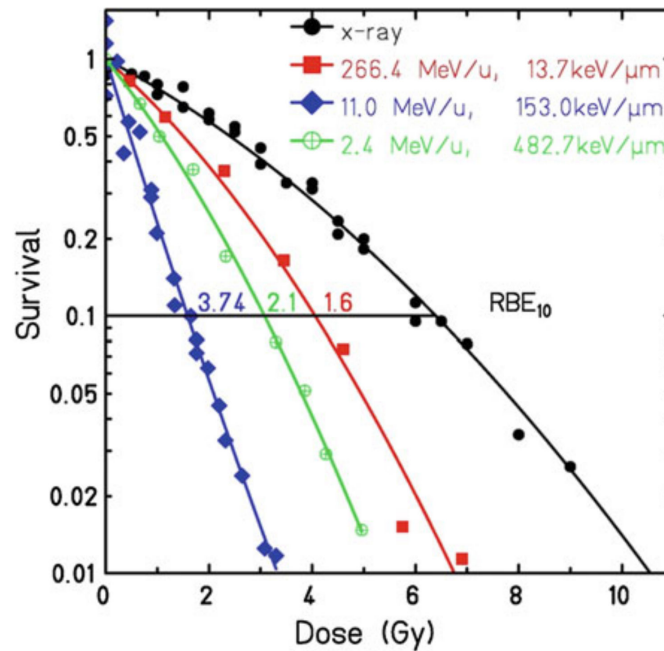


FIGURE 1.8 – Taux de survie cellulaire en fonction de la dose absorbée par les cellules pour différents rayonnements avec différentes valeurs de TEL. Figures tirées de [10].

et de son TEL ainsi que du type cellulaire [20]. Afin de quantifier cette différence, qui permettra d'évaluer l'efficacité d'un rayonnement pour un traitement, on introduit la notion d'Effacité Biologique Relative (EBR ou RBE pour Relative Biological Effectiveness en anglais). L'EBR est une grandeur empirique qui dépend alors directement de la nature de la particule incidente et de son TEL. Elle est calculée pour un taux de survie cellulaire donné, à partir de courbes de survies. Pour un taux de survie cellulaire de 10 %, le calcul de l'EBR sera exprimé comme :

$$\text{EBR}_{\text{ion}}(10\%) = \frac{D_{\gamma}(10\%)}{D_{\text{ion}}(10\%)}, \quad (1.13)$$

où $D_{\gamma}(10\%)$ et $D_{\text{ion}}(10\%)$ sont les valeurs de dose nécessaires pour atteindre 10 % de survie cellulaire avec une irradiation aux γ et une irradiation aux ions.

La figure 1.8 propose trois exemples de calculs d'EBR pour des ions carbone de trois énergies différentes. Par exemple, un faisceau d'ions carbone d'énergie 11 MeV/n (ce qui correspond à la fin de son parcours, au niveau du pic de Bragg) aura un EBR de 3,74, ce qui signifie que la dose nécessaire pour détruire autant de cellules cancéreuses est 3,74 fois moins grande que pour des photons.

Ces trois énergies ne sont pas anodines. En effet, elles représentent chacune une « zone » d'irradiation. Une grande énergie avec un faible TEL (266,4 MeV/n pour un TEL de 13,7 keV/ μm) correspond à l'entrée de l'ion dans la matière, donc à une irradiation des tissus sains. À cette énergie, l'EBR a une valeur de 1,6, soit la plus faible des trois. La deuxième valeur (11 MeV/n et 153 keV/ μm) correspond au pic de Bragg, donc à l'irradiation de la tumeur. C'est à cette énergie que l'EBR a la plus grande valeur, soit 3,74. La troisième valeur (2,4 MeV/n et de 482,7 keV/ μm) correspond aux derniers μm de parcours et au TEL le plus haut. Cependant, la valeur de l'EBR est plus faible (2,1). En effet et comme le montre la figure 1.9, l'efficacité biologique commence par augmenter avec le TEL jusqu'à atteindre un maximum pour des valeurs de TEL comprises entre 100 et 200 keV/ μm et diminue ensuite. Ceci peut être expliqué par l'effet dit « overkill » : une fois une cellule tuée, l'énergie supplémentaire déposée est superflue. La figure 1.9 montre également les valeurs de TEL accessibles pour des protons, des ions carbone et des ions néon entre le début et le dernier millimètre de leur parcours. Il apparaît que les protons n'accèdent pas à cette zone d'effet biologique maximal, contrairement aux ions plus lourds. Cette figure montre également que la fin du parcours des ions carbone coïncide avec le maximum d'efficacité. Ainsi, lors d'un traitement par ions carbone, les cellules cancéreuses subiront des dégâts biologiques maximaux en comparaison avec les cellules des tissus sains précédant la tumeur.

Notion de dose biologique : Cette efficacité biologique variable entre différents rayonnements a poussé la communauté médicale à adopter une nouvelle grandeur appelée dose biologique, afin d'adapter la prescription de la dose lors d'un traitement. La dose biologique correspondant au produit de l'EBR et de la dose physique :

$$D_{\text{bio}} = \text{EBR} \times D_{\text{phys}}, \quad (1.14)$$

où D_{bio} est exprimé en « équivalent Gray » (GyE).

La différence d'EBR entre le début du parcours de l'ion et au niveau du pic de Bragg permet d'accentuer la différence de dose biologique entre les tissus sains et la tumeur. Lors d'un traitement, différentes énergies sont utilisées afin de couvrir tout le volume de

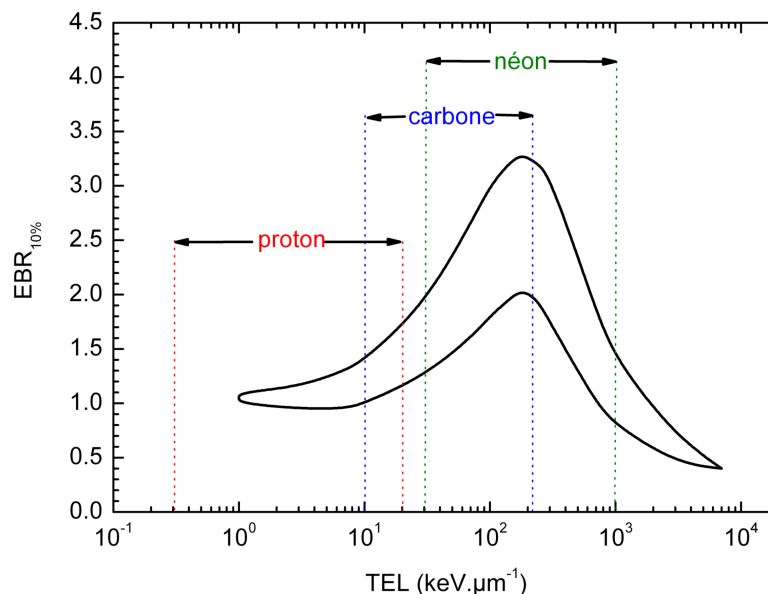


FIGURE 1.9 – Évolution de l'EBR_{10%} en fonction du TEL. Les zones encadrées par des traits pointillés correspondent au débuts et fins de parcours des protons, des ions carbone et des ions néon. Le contour dessiné comprend les différentes valeurs mesurées et leurs incertitudes. Figure tirée de [21].

la tumeur. Ceci a pour effet de créer un plateau de dose au niveau de la tumeur appelé pic de Bragg étendu, ou Spread Out Bragg Peak (SOBP). Ces multiples irradiations ont pour conséquence de grandement diminuer la différence de dose entre les tissus sains et la tumeur. Cet effet est visible sur la figure 1.10 [22], où la courbe noire représente la dose physique d'une irradiation avec un SOBP. Cet effet est contrebalancé par les différences d'EBR, comme le montre la courbe rouge qui représente la dose biologique. Comme montré sur cette même figure, la délivrance de la dose physique a été adaptée de façon à ce que la dose biologique soit constante sur toute la tumeur.

1.3.4 Effet Oxygène

Un dernier effet biologique est à prendre en compte lors de l'irradiation d'une tumeur. Il s'agit du taux d'oxygénation de la cellule. La prolifération anarchique de certaines cellules cancéreuses peut causer une mauvaise irrigation sanguine entraînant un manque d'oxygène (hypoxie) dans la tumeur. La mauvaise vascularisation empêche également la diffusion des radicaux libres créés lors de l'irradiation, diminuant grandement les effets indirects du traitement. En présence de telles conditions, la tumeur est dite radio-résistante. Pour quantifier cet effet, un rapport appelé *Oxygen Enhancement Ratio* (OER) ou Effet Oxygène est utilisé. Ce rapport est calculé de la même façon que l'EBR pour un taux de survie cellulaire donné :

$$\text{OER} = \frac{D_{\text{Hypo}}}{D_{\text{Aero}}}, \quad (1.15)$$

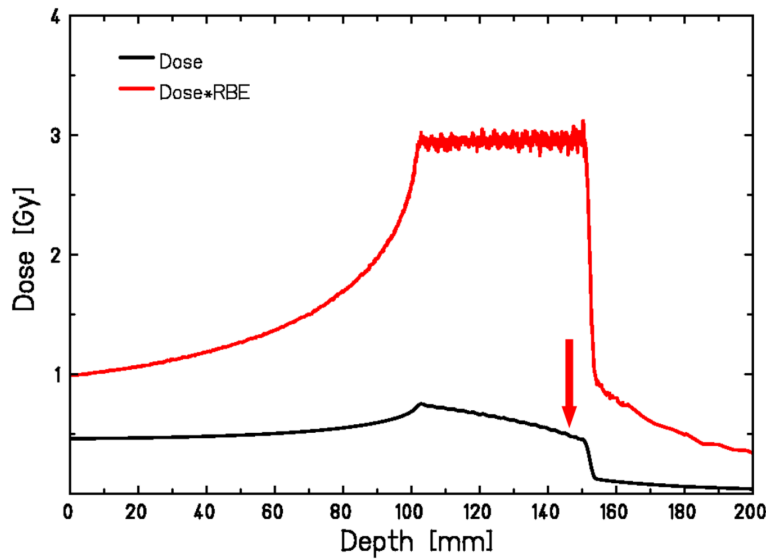


FIGURE 1.10 – Dose physique (courbe noire) et dose biologique (courbe rouge) pour une irradiation avec pic de Bragg étendu. Figure tirée de [22].

où D_{Hypo} est la dose déposée dans une cellule en hypoxie et D_{Aero} la dose déposée pour une cellule en aérobie (oxygénation normale) pour un même taux de survie cellulaire.

La figure 1.11 [23] représente des courbes de survie pour des cellules en hypoxie et en aérobie lors d'irradiations avec des photons et des ions carbone. Pour les deux rayonnements, la dose à déposer est supérieure pour des cellules en hypoxie. Mais alors que plus du double de dose est nécessaire en irradiation photon (OER $\sim 2,5$), la différence est beaucoup moindre avec des ions carbone (OER $\sim 1,3$). Différentes études ont montré que plus l'ion était lourd, plus son OER était faible (une liste exhaustive des études et un récapitulatif des résultats obtenus est disponible dans la référence [24]). Si ce résultat n'est pas encore bien compris, il pourrait pousser à vouloir utiliser des ions plus lourds que le carbone, tel le néon ou encore l'argon. Il faut cependant tenir compte de la fragmentation du projectile due aux interactions nucléaires et du plus faible EBR au pic de Bragg qui peuvent finalement les rendre moins efficaces que le carbone.

1.4 Fragmentation et mesures de sections efficaces

Le but de cette section est d'évaluer les conséquences de la fragmentation nucléaire lors d'un traitement avec des ions carbone. Nous nous intéresserons, au moyen de simulations Monte-Carlo, au dépôt de dose par le projectile et les fragments dans les tissus sains entourant la tumeur ainsi que dans la tumeur elle-même. À terme, nous justifierons la nécessité de mesurer les sections efficaces doublement différentielles en angle et en énergie de ces fragments.

1.4.1 Présentation de la simulation

Les résultats de simulations présentés ci-dessous ont été obtenus avec le logiciel de transport de particules PHITS v2.82 [25]. Le modèle de réaction nucléaire utilisé pour la

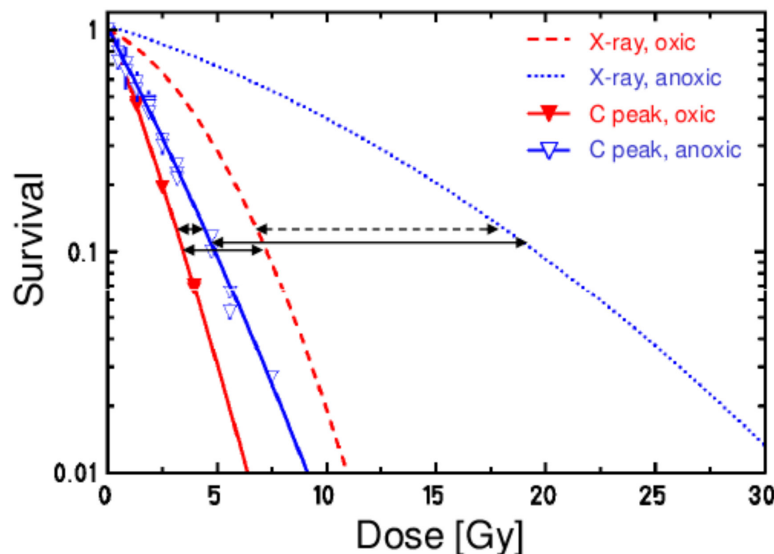


FIGURE 1.11 – Taux de survie en fonction de la dose reçue par des cellules hypoxiques (courbes bleues) et aérobiques (courbes rouges) irradiées par des photons (traits pointillés) et des ions carbone (traits pleins). Figure tirée de [23].

voie d'entrée est le modèle JQMD2.0 [26], couplé en voie de sortie au modèle d'évaporation GEM [27]. Un volume d'eau de $100 \times 100 \times 200 \text{ cm}^3$ a été défini, dans lequel un faisceau parallèle d'ions ^{12}C d'une largeur de 2 mm a été envoyé. Des énergies faisceau de 100 MeV/n, 200 MeV/n et 400 MeV/n ont été utilisées. Pour chaque simulation, un nombre de 10^5 ions carbone ont été générés. Des résultats ont été obtenus sous la forme de cartes et profils de dose et de fluence.

1.4.2 Effets de la fragmentation sur la dose

1.4.2.1 Au niveau de la tumeur

Comme évoqué précédemment, la première conséquence des interactions nucléaires sur le dépôt de dose est la diminution du nombre de projectiles en fonction de la profondeur. À 400 MeV/n, il ne restera plus que 26,7% des ions carbone incidents au niveau du pic de Bragg, comme le montre la figure 1.12(a), qui représente l'atténuation du nombre d'ions carbone en fonction de la profondeur lors de cette simulation. La figure 1.12(b) montre la comparaison entre un dépôt de dose idéal d'un faisceau de carbone sans interactions nucléaires et un dépôt de dose plus réaliste qui les prend en compte. La différence de dose au niveau du pic de Bragg est de 71,9% à cette profondeur. Comme expliqué dans la section 1.2.4, cette atténuation est calculée à partir de la section efficace totale de réaction, qui apparaît donc comme une donnée primordiale lors de la planification d'un traitement.

Cependant, cette donnée est insuffisante pour évaluer précisément la dose déposée au sein de la tumeur. À 400 MeV/n, la dose déposée par les fragments au niveau du pic de Bragg correspond à environ 5% de la dose totale. Négliger cette contribution donne déjà un écart sur la dose supérieur à la précision requise en hadronthérapie (2,5% sur

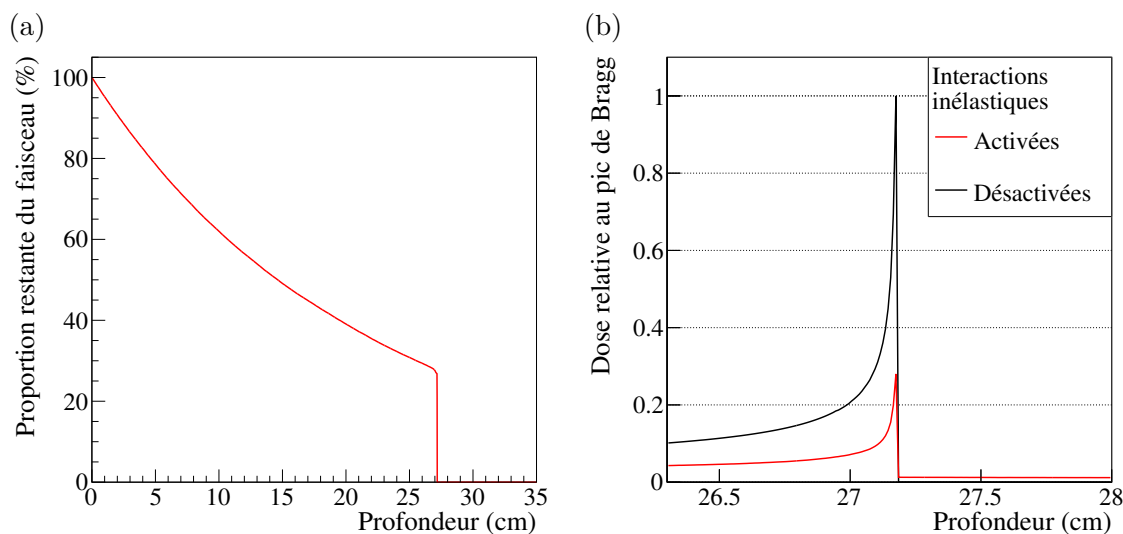


FIGURE 1.12 – À gauche, atténuation des ions incidents en fonction de la profondeur. À droite, comparaison entre un dépôt de dose ne prenant pas en compte les interactions inélastiques et un la considérant.

le dépôt de dose). Pour un pic de Bragg étalé, la contribution des fragments à la dose dépasse les 25 % à cette énergie [28]. Il est donc impératif dans la planification d'un traitement de prendre en compte ces fragments. Pour cela, il est nécessaire de connaître le nombre, la charge et la vitesse des fragments créés (voir la formule de Bethe-Bloch, éq. 1.3). Bien que les modèles actuels soient incapables de reproduire précisément les taux de productions des fragments, la valeur de dose au niveau du pic de Bragg est correctement reproduite [28,29]. De plus, les différents modèles disponibles dans ces codes (qui pourtant montrent de grandes différences entre eux lorsqu'il s'agit de reproduire les sections efficaces différentielles [30]) montrent une différence inférieure à 2,5 % sur le calcul de dose jusqu'au pic de Bragg [31, 32]. En termes de dosimétrie au sein de la tumeur, la connaissance actuelle en matière de fragmentation est donc suffisante pour offrir la précision demandée en hadronthérapie. De plus, le fort EBR du ^{12}C au pic de Bragg accentue encore la différence en termes de dose biologique à la tumeur.

1.4.2.2 Dans les tissus sains

À mesure que le projectile est consommé, la proportion de fragments secondaires augmente avec la profondeur jusqu'au pic de Bragg. Dans le cas de notre simulation à 400 MeV/n, leur contribution dans les tissus sains deux centimètres avant le pic de Bragg atteint 42 % de la dose déposée à cette profondeur. L'évolution de cette contribution peut être vue en vert sur la figure 1.13. Cette figure montre également la contribution des protons et des particules α à la dose, ainsi que la somme des contributions de particules de charge $Z = 1$ et $Z = 2$. Ces particules légères représentent près de deux tiers de la dose déposée par les fragments avant le pic de Bragg.

Si la valeur de dose globale est correctement reproduite par les codes de simulation, il n'en est pas de même pour le TEL de chaque particule. La dose biologique avant le pic de Bragg n'est plus largement dominée par le carbone, du fait de son EBR proche de 1 à bas TEL. Toutes les particules produites ayant une distribution en énergie large (un exemple

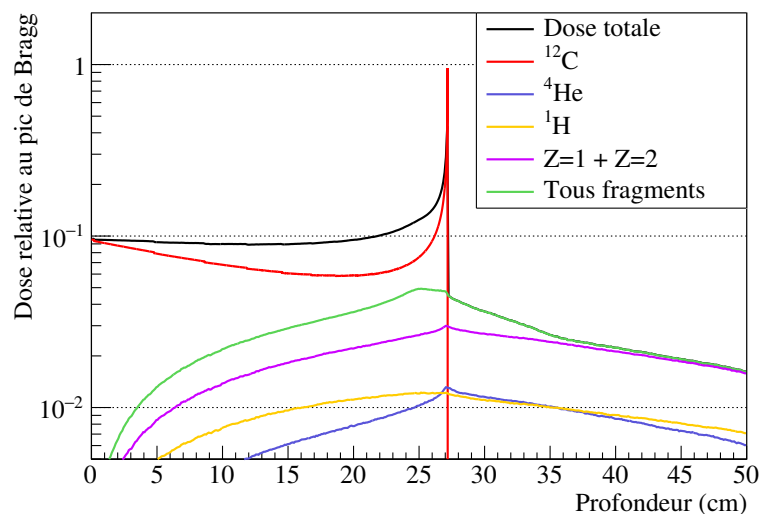


FIGURE 1.13 – Dépôt de dose d’un faisceau de carbone en fonction de la profondeur et participation des fragments (protons, alpha et total) à la dose.

pour les particules de $Z = 1$ est présenté en figure 1.16), les valeurs d’EBR associées peuvent également grandement varier. Avoir une meilleure connaissance du phénomène de fragmentation permettrait d’améliorer le contrôle de délivrance de la dose dans les tissus sains avant la tumeur.

Mais le risque le plus important concernant les tissus sains reste la présence potentielle d’organes sensibles à proximité de la tumeur. En effet, certaines tumeurs peuvent être proches d’un organe comme le cœur ou le cerveau dans lesquels il est impératif de contrôler le dépôt de dose. Il est donc important d’évaluer précisément la dose déposée par les fragments après le pic de Bragg. De plus, les écarts entre les prévisions des différents modèles sur la valeur de dose dépassent 15 % après le pic de Bragg. La figure 1.14 représente la cartographie de dose déposée lors d’une irradiation par un faisceau de carbone à 400 MeV/n. L’échelle colorée représente la dose relative par rapport au pic de Bragg. Seules les valeurs de doses supérieures à 0,1 % de la valeur au pic de Bragg sont représentées. Sur cette figure apparaît clairement la dispersion de la dose due à la fragmentation. La dispersion latérale atteint quelques centimètres, mais les valeurs de dose sont très faibles. Elles deviennent inférieures à 1 % après quelques millimètres seulement. Des valeurs de dose de quelques pourcents sont cependant visibles jusqu’à 3 cm après le pic de Bragg. La majeure partie de la dose reste donc déposée dans la trajectoire du faisceau, avec une faible ouverture angulaire. Bien que ces valeurs de doses sont faibles, elles augmentent dans le cas d’un pic de Bragg étalé. Ceci a pour conséquence de former une zone de quelques millimètres autour de la zone irradiée dans laquelle la dose n’est pas négligeable.

L’établissement d’une carte telle celle présentée en figure 1.14 permet d’évaluer l’importance de ce dépôt de dose. La précision du calcul de la dose déposée en un point (x, y) sur la carte dépend fortement de la capacité des modèles à reproduire les distributions angulaires et les distributions en énergie des fragments produits. Or aux énergies utilisées en hadronthérapie, les différents modèles testés présentent parfois des différences de plus d’un ordre de grandeur par rapport aux mesures déjà effectuées [30, 33]. Pour créer une

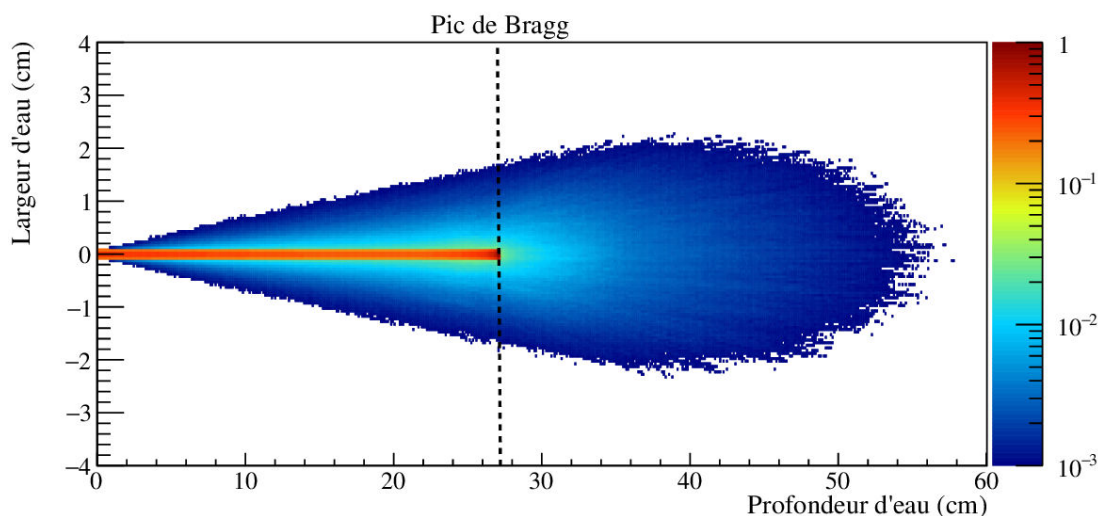


FIGURE 1.14 – Cartographie de dose (projection sur deux dimensions) d’une irradiation carbone à 400 MeV/n dans un volume d’eau. La profondeur du pic de Bragg est repérée par un trait vertical pointillé. L’échelle de couleur représente la dose normalisée à la valeur au pic de Bragg.

telle carte, il est également nécessaire de connaître le parcours des fragments produits. Le parcours étant dépendant de la masse de la particule, il faut donc connaître les taux de production de fragments avec une discrimination non seulement en charge, mais aussi en masse. La figure 1.15 représente le dépôt de dose engendré par des (a) protons, (b) deuteron et (c) tritons. Ces figures illustrent clairement la dépendance en masse du parcours et de la dispersion latérale des fragments, comme présenté en sections 1.2.3 et 1.2.4.

Une autre donnée est essentielle au calcul du parcours des fragments. Il s’agit des distributions en énergie d’émission des produits de fragmentation. La figure 1.16 (a) en montre un exemple pour les isotopes de l’hydrogène à 10 cm de profondeur. Cette figure montre que pour ces trois particules, les distributions sont sensiblement différentes. Elles ne présentent pas la même largeur en énergie ni exactement la même forme. La figure 1.16 (b) représente quant à elle les distributions en énergie pour des protons à 1 cm, 10 cm et 20 cm de profondeur. Si ces distributions gardent la même forme, elles présentent une diminution de largeur avec l’augmentation de la profondeur, liée à la baisse de l’énergie faisceau. Ces distributions sont larges (plusieurs centaines de MeV/n) et évoluent en fonction de la profondeur et du fragment.

Pour résumer, l’évaluation de la dose déposée par les fragments nécessite un certain jeu de données :

- des taux de production avec discrimination en masse,
- des distributions angulaires des fragments,
- des distributions en énergie ou en vitesse des fragments,

et ce à toutes les énergies entre 0 et l’énergie du faisceau. Ces données peuvent être obtenues à partir d’expériences sur des cibles d’épaisseurs croissantes afin d’obtenir des informations sur la composition du faisceau à différentes épaisseurs. Elles peuvent également être obtenues à partir de cibles fines et à différentes valeurs d’énergie faisceau afin d’obtenir des sections efficaces doublement différentielles en angle et en énergie. Cette

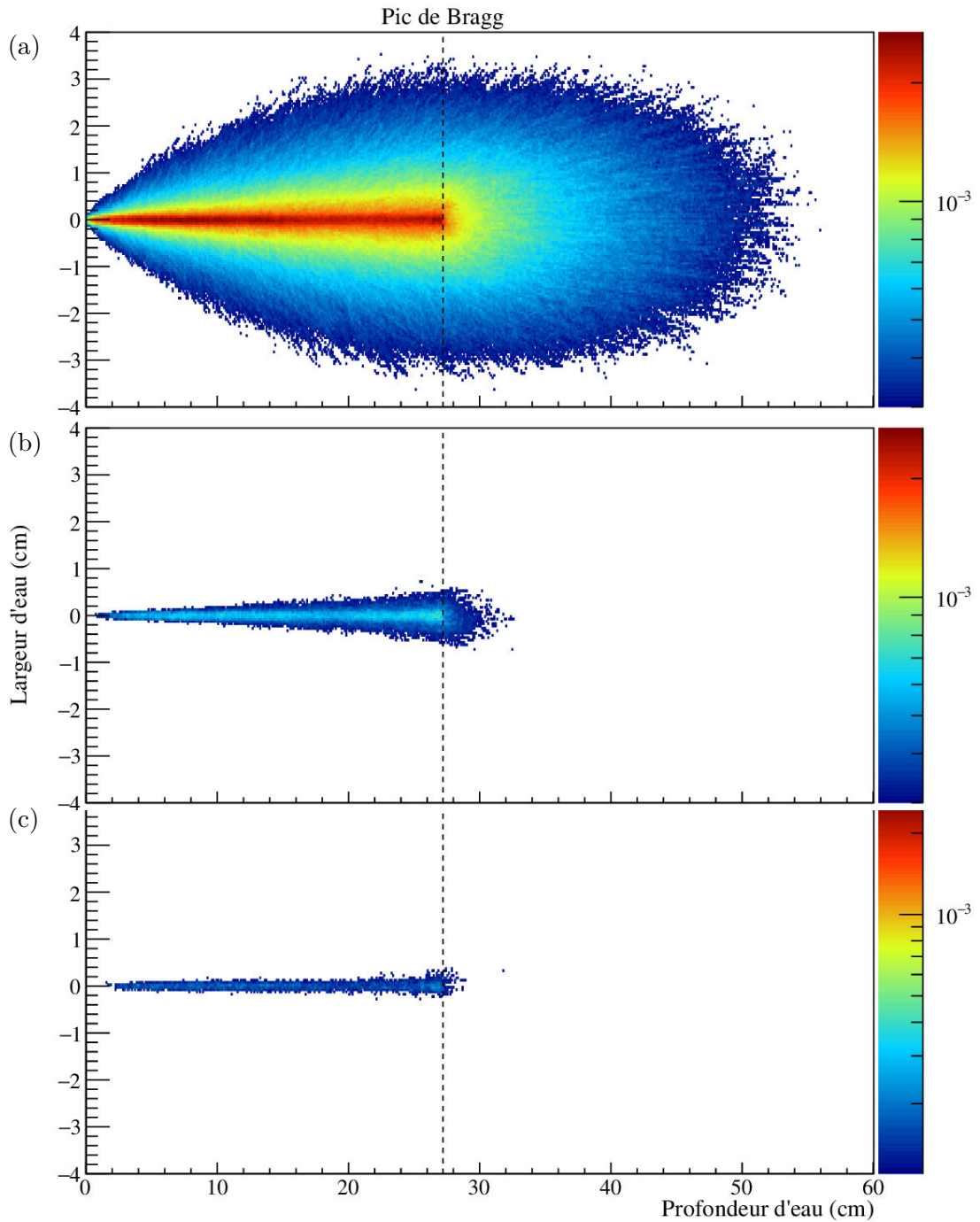


FIGURE 1.15 – Cartographie de dose (projection 2D) déposée par (a) les protons, (b) deuteron, (c) tritons générés lors d’une irradiation carbone à 400 MeV/n dans un volume d’eau. La profondeur du pic de Bragg est repérée par un trait vertical pointillé. L’échelle de couleur représente la dose normalisée à la valeur au pic de Bragg.

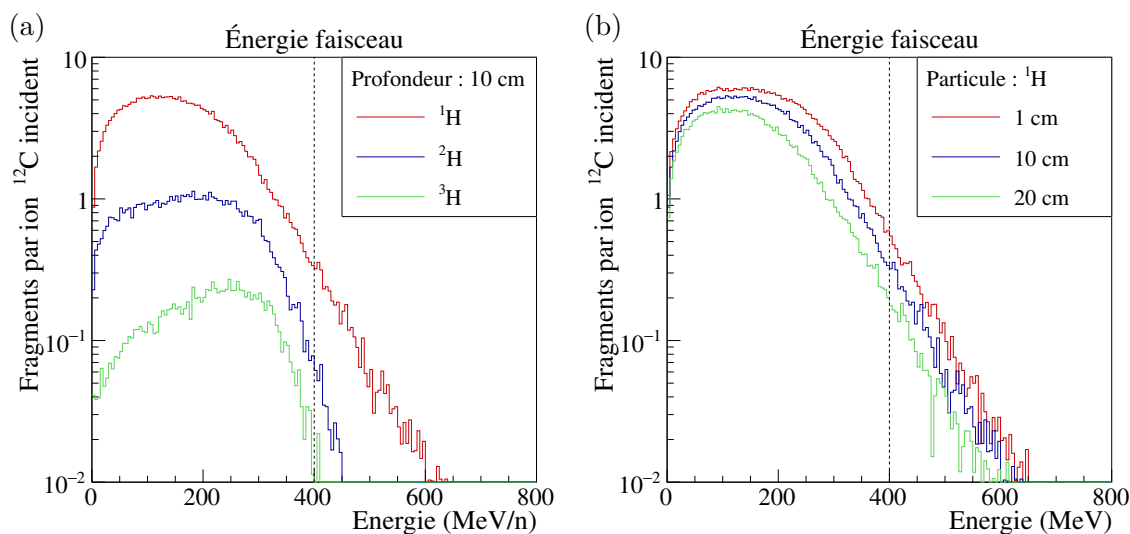


FIGURE 1.16 – Distributions en énergie (a) des différents isotopes de l’hydrogène à 10 cm de profondeur et (b) de protons à trois épaisseurs différentes générés lors d’une irradiation carbone à 400 MeV/n dans un volume d’eau.

dernière méthode permet des mesures plus précises et également d’améliorer les connaissances sur les réactions nucléaires en apportant des nouvelles contraintes aux modèles existants. Les sections efficaces doublement différentielles sont des données rares et qui font défaut pour contraindre les modèles nucléaires actuels, principalement pour des énergies inférieures à quelques centaines de MeV/n et faisant intervenir des ions légers.

Aujourd’hui, de nombreuses mesures pour quantifier la dose dans les tissus sains ont été faites, et la précision requise en thérapie est déjà atteinte. L’amélioration de la précision sur la délivrance de la dose n’est donc pas le principal intérêt des mesures de fragmentation. Par exemple, les effets biologiques semblent dépendre du type de particule de manière encore mal connue. Comme mentionné précédemment, l’efficacité biologique d’une particule semble fortement liée à son TEL, mais cette grandeur ne prend en compte que la mort cellulaire engendrée par les rayonnements. D’autres processus, comme des mutations, ne sont pas pris en compte et pourraient être responsables de la création d’une nouvelle tumeur radio-induite, à plus ou moins long terme. Le manque de données dans ce secteur ne permet pas encore de déterminer quelles grandeurs seraient nécessaires pour évaluer de tels effets. Un jeu de données de sections efficaces doublement différentielles en angle et en énergie peut ainsi servir de base pour tout modèle biologique à l’avenir.

1.4.3 Contrôle d’irradiation et imagerie

Au cours d’un traitement, il est important de contrôler la dose délivrée au patient. Il faut pour cela contrôler non seulement la valeur de la dose mais aussi sa localisation. L’imagerie en ligne pour repérer visuellement la tumeur et ses mouvements durant le traitement est aussi très importante pour savoir où diriger le faisceau. La fragmentation peut dans ce cas s’avérer un atout. Une des particules les plus produites lors de la fragmentation d’un ion est le proton. Cette particule produite en abondance possède également un parcours très grand, si elle est émise à la vitesse de l’ion. Pour les plus énergétiques ($\gtrsim 250$ MeV), leur parcours est assez important pour traverser et sortir

du patient. Ces protons peuvent ainsi être détectés et la reconstruction de leur trajectoire permet d'avoir une image de la trajectoire du faisceau. La mesure de leur énergie peut également donner des informations sur la densité électronique des tissus traversés et ainsi fournir une imagerie 3D du patient [34]. La figure 1.17 représente les distributions à deux dimensions du nombre de protons créés pour trois énergies faisceau de 400 MeV/n, 200 MeV/n et 100 MeV/n. Les protons sont émis en abondance et les plus énergétiques sont émis en début du parcours des ions. Le parcours de ces protons atteint plusieurs dizaines de centimètres. Comme le montre la figure 1.17 (c), très peu de protons dépassent les 20 cm de parcours à une énergie de 100 MeV/n. Ceci peut rendre cette technique difficilement applicable dans le cas de traitements de tumeurs peu profondes, avec une grande épaisseur de tissus à traverser en aval de la tumeur avant d'atteindre les détecteurs.

Il est également possible de déterminer la dose délivrée à l'aide de ces particules. Ceci demande une grande précision sur les taux de production des protons, mais aussi de leurs distributions angulaires et en énergie. À partir d'un certain nombre de protons détectés dans une portion de l'angle solide donné, il faut pouvoir déterminer le nombre d'ions incidents correspondant. Il faut donc connaître la quantité de protons capables de traverser le patient et donc leur taux de production à un angle donné et leur énergie. Ces observables sont données par les sections efficaces doublement différentielles en angle et en énergie.

D'autres techniques de contrôle d'irradiation en ligne sont aujourd'hui à l'étude. Par exemple, la détection des γ émis promptement lors du passage du faisceau au travers de la matière peut également permettre de contrôler le dépôt de dose et la position du pic de Bragg en profondeur [21]. Une autre technique consiste à profiter de l'apparition d'émetteurs β^+ lors de la fragmentation de noyaux sur le chemin du projectile ou bien de la fragmentation du projectile lui-même. Les deux γ émis dos à dos lors de la décroissance de ces noyaux radioactifs peuvent alors être détectés et utilisés pour faire de l'imagerie TEP (Tomographie par Émission de Positron). La connaissance des taux de production de ces émetteurs β^+ permet en plus de remonter au nombre de ^{12}C du faisceau et donc à la dose déposée. Ces données sont obtenues par étude de la fragmentation du noyau cible lors du passage d'un projectile. Une expérience de ce type a été réalisée par notre groupe en 2016 [35]. L'étude de la fragmentation du projectile d'un système symétrique comme ^{12}C sur ^{12}C peut également fournir les sections efficaces de production des émetteurs β^+ issus de la fragmentation du carbone.

1.4.4 Historique des expériences

La connaissance des sections efficaces de fragmentation est donc importante pour la hadronthérapie. En plus de permettre d'améliorer encore la précision sur la dose lors de la planification du traitement, ces mesures apportent également une opportunité de contrôle et d'imagerie en ligne. De telles mesures sont aussi nécessaires pour apporter de nouvelles contraintes sur les modèles de réaction nucléaires aux énergies intermédiaires.

Dès les premiers traitements par ions lourds dans les années 1970, le besoin de caractériser la fragmentation du faisceau lors de la traversée de la matière s'est fait ressentir. La première approche a été d'utiliser des cibles épaisses (jusqu'à quelques cm) de matériaux organiques comme des plastiques (polyéthylène, PMMA) ou encore des volumes d'eau pour simuler le patient. Cette approche permet de mesurer les sections efficaces de réaction ainsi que la composition du faisceau après une épaisseur donnée et de mesurer

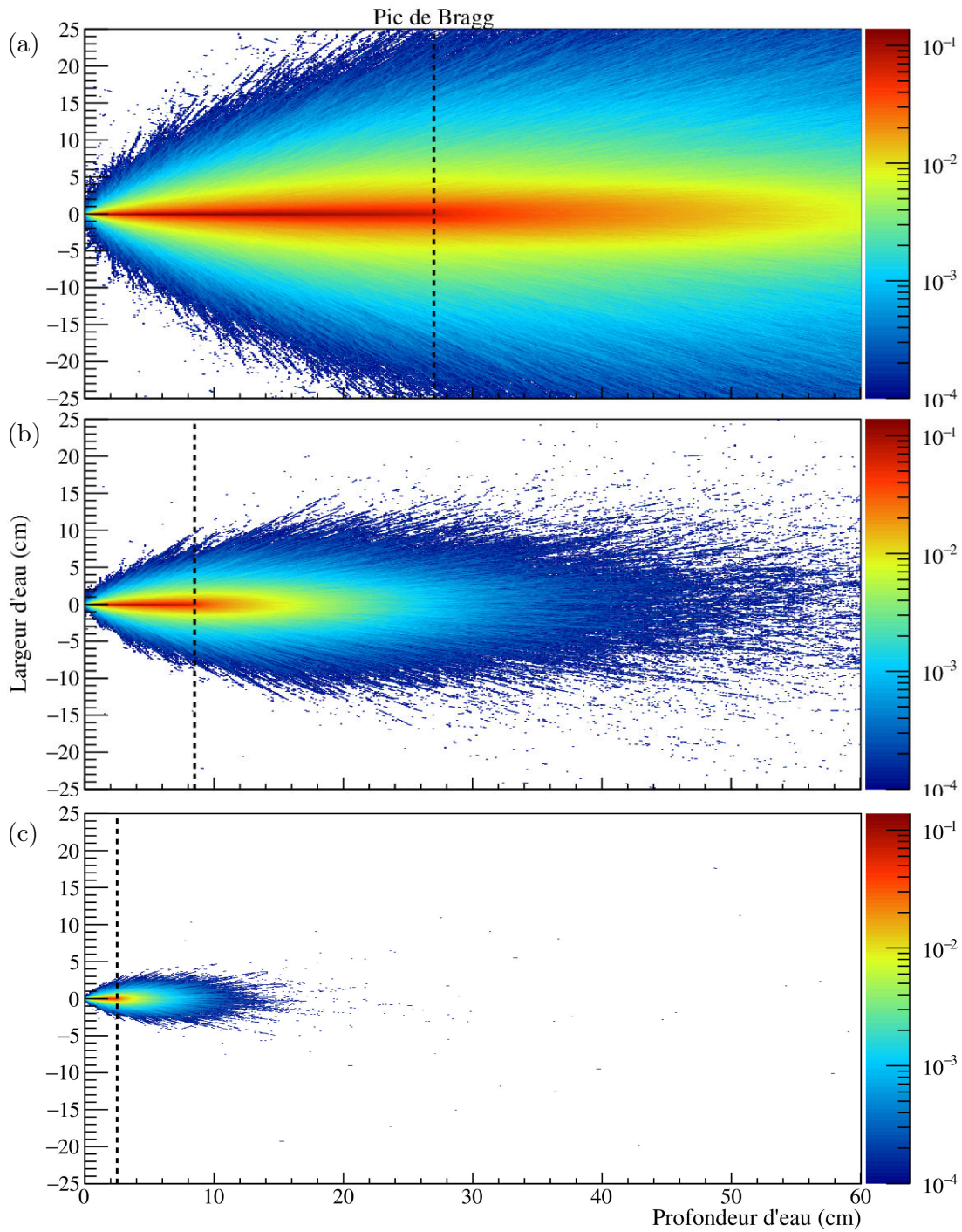


FIGURE 1.17 – Nombre de protons par ion carbone incident en fonction de la largeur et de la profondeur du volume d'eau pour un faisceau à (a) 400 MeV/n, (b) 200 MeV/n et (c) 100 MeV/n (projection 2D). La profondeur du pic de Bragg à chaque énergie est repérée par un trait vertical pointillé.

les distributions angulaires ou en énergie des fragments émis. La deuxième approche consiste à utiliser des cibles fines (jusqu'à la centaine de μm) permettant d'extraire des mesures de sections efficaces différentielles des principaux noyaux composant les tissus humains (H, C, O, N et Ca représentent à eux cinq environ 98% de l'organisme). De telles mesures permettent de connaître précisément la composition du faisceau et son évolution quels que soient les tissus traversés ou leurs épaisseurs mais nécessitent un grand nombre de mesures, de 400 MeV/n jusqu'aux énergies correspondant aux derniers centimètres de parcours des ions.

Les paragraphes suivants regroupent les expériences qui ont apporté des mesures intéressantes pour l'hadronthérapie, premièrement sur cibles épaisses, puis sur cibles fines. Il est à noter que seule la détection des fragments chargés sera abordée.

1.4.4.1 Mesures sur cibles épaisses

Les mesures de fragmentation sur cibles épaisses ont débuté dès les années 1970 pour caractériser les premiers faisceaux utilisés pour les traitements. À Princeton, en 1971, un faisceau de ^{20}Ne à 195 MeV/n a été utilisé pour faire des mesures sur une cible de polyéthylène ($(\text{CH}_2)_2$) [36]. En 1975, une expérience de fragmentation de faisceaux de carbone et d'oxygène d'énergies de 1,05 GeV/n et 2,1 GeV/n sur des cibles de Be, CH_2 , C, Al, Cu, Ag, et Pb a été effectuée. Elle a permis d'apporter des mesures de distribution en impulsion des fragments chargés avec discrimination en masse [37]. Au LBL de Berkeley, en 1988, des mesures de fragmentation du carbone à 250 MeV/n sur une cible de carbone a produit des sections efficaces de production avec discrimination en masse des fragments de charge $3 \leq Z \leq 6$ [38]. En 1989, les taux de production des fragments d'un faisceau de néon à 670 MeV/n dans une cible d'eau ont été obtenus [39]. Ces différentes campagnes de mesures ont permis une première caractérisation des faisceaux utilisés durant les années 1970 et 1980.

D'autres expériences ont été menées au GSI, à Darmstadt. Des faisceaux de ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O et de ^{20}Ne d'énergies comprises entre 200 MeV/n et 676 MeV/n ont été envoyés sur des cibles de H_2O , PMMA, C, Al et de CH_2 , permettant l'extraction de taux de production des fragments de charge $Z \geq 5$ [40]. Des sections efficaces de changement de charge ($\Delta Z = 1$ et 2) à 250 MeV/n et 676 MeV/n ont également été obtenues [40, 41]. Différentes expériences dans ce centre au cours des 25 dernières années ont apporté des mesures de taux de production des fragments issus de la fragmentation de faisceaux allant du bore au néon sur des cibles d'eau et de PMMA avec des énergies entre 200 MeV/n et 400 MeV/n [29, 41–46]. En 2010, des sections efficaces de changement de charge ($\Delta Z = 1$ à 5) ont été mesurées avec un faisceau de ^{12}C à 500 MeV/n sur des cibles de C, Al, Fe, Cu, Sn, Ta, Pb, H_2O , Al_2O_3 et CH_2 [47].

Le centre de recherche et de traitement par hadronthérapie HIMAC a été le site de plusieurs expériences similaires, utilisant principalement des faisceaux de ^{12}C . Des taux de production et distributions angulaires en Z sur des cibles d'eau et de PMMA entre 200 MeV/n et 400 MeV/n ont été mesurés [48, 49]. D'autres expériences ont permis la mesure de distributions en énergie à différents angles de protons, deutons et tritons issus de la fragmentation d'ions carbone et hélium à 100 MeV/n, 180 MeV/n et 400 MeV/n sur des cibles de C, Al, Cu [50]. Une autre a apporté des distributions angulaires en charge de protons, He et Li avec une cible de polycarbonate ($\text{C}_{16}\text{H}_{14}\text{O}_3$, aussi appelé Lexan) à 313 MeV/n, ainsi que des sections efficaces de réaction et de changement de charge ($\Delta Z = 1$ à 4) [51]. Différentes mesures au cours des années 2000 ont permis d'obtenir

des sections efficaces de changement de charge avec $\Delta Z = 1$ à 2 sur cibles de C, H₂O et CH₂ entre 100 MeV/n et 250 MeV/n [52], avec $\Delta Z = 1$ à 3 sur cibles de H₂O et de polycarbonate entre 255 MeV/n et 364 MeV/n [53,54] et de changement de charge totale sur cibles d'eau et de polycarbonate entre 208 MeV/n et 377 MeV/n [53].

Ce type d'expériences peut aussi avoir un intérêt pour la radioprotection et la dosimétrie dans le domaine spatial. C'est pourquoi certaines expériences ont été menées sur des cibles de métaux utilisés dans les équipements spatiaux. Des mesures de fragmentation d'ions carbone à 290 MeV/n et 400 MeV/n sur des cibles de C, CH₂, Al, Cu et Pb ont fourni des mesures de sections efficaces de production de fragments par charge ainsi que des sections efficaces différentielles en angle à 5° et 10° [55,56].

Notre collaboration, incluant le Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen (LPC Caen) ainsi que l'Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien (IPHC) de Strasbourg et l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon (IPNL) a réalisé une expérience en 2011 pour mesurer les taux de production et les distributions en énergie à 7 angles différents entre 0° et 70° issus de la fragmentation d'ions carbone à 95 MeV/n sur des cibles de PMMA de différentes épaisseurs [57].

Ainsi, au cours des années, ces expériences ont fourni une vaste étendue de points de mesure de la fragmentation de différents noyaux entre 95 MeV/n et 670 MeV/n sur différentes cibles épaisses organiques, principalement des cibles d'eau ou différents plastiques. Mais si de telles mesures peuvent être suffisantes pour évaluer la composition et la largeur d'un faisceau après une épaisseur donnée, elles n'offrent pas la possibilité d'estimer précisément la fragmentation selon la composition chimique des tissus traversés par le faisceau (par exemple, une couche d'os). Ces mesures s'avèrent également inexploitable pour contraindre les modèles de réaction nucléaires [57]. Pour cela, ainsi que pour améliorer la connaissance sur la balistique des ions, des mesures sur cibles fines sont indispensables.

1.4.4.2 Mesures sur cibles fines

La fragmentation sur cible fine permet d'extraire des sections efficaces doublement différentielles en angle et en énergie. Ces mesures doivent être effectuées sur toute la gamme en énergie utilisée en hadronthérapie, jusqu'à l'énergie des ions au niveau du pic de Bragg. Elles permettent une meilleure modélisation de la composition d'un faisceau lors d'un traitement, mais aussi de contraindre les modèles nucléaires et ainsi améliorer la connaissance fondamentale des processus de réaction.

Les premières mesures ont été réalisées dans les années 1980 au CERN, à Genève en Suisse. Des sections efficaces de production et différentielles en angle de Li, Be et B créés lors d'une réaction de carbone sur carbone à 86 MeV/n ont été obtenues [58–60].

À ce jour, trois collaborations ont réalisé des mesures sur cibles fines. Une collaboration italienne qui a réalisé des mesures au LNS à Catane en Sicile, notre collaboration française au GANIL et une collaboration européenne (en partie constituée de personnes appartenant aux deux précédentes collaborations) au GSI. Les mesures effectuées au LNS ont porté sur la fragmentation de faisceaux de carbone de 62 MeV/n et 80 MeV/n sur des cibles de carbone et d'or de $104 \mu\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$ et $147 \mu\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$ respectivement. Des sections efficaces doublement différentielles en angle et en énergie entre 2° et 22° ont été obtenues pour des fragments entre le ⁴He et le ¹¹B avec discrimination en masse [33,61]. Des mesures ont également été réalisées sur une cible de CH₂ mais n'ont pour le moment pas encore été publiées.

L'expérience FIRST à GSI a été réalisée avec un faisceau de carbone à 400 MeV/n sur des cibles de carbone et d'or. À ce jour, seules les données sur la cible d'or ont été publiées [62]. Ces données présentent des sections efficaces différentielles en angle entre 0° et 6° ainsi que des distributions en énergie de fragments avec discrimination en masse.

Notre collaboration a réalisé deux expériences au GANIL avec un faisceau de carbone à 95 MeV/n sur des cibles de C, CH₂, Al, Al₂O₃, Ti, et PMMA en 2011 et en 2013 [63,64]. Ces expériences ont permis la mesure de sections efficaces doublement différentielles en angle et en énergie entre 0° et 43° avec discrimination en masse des fragments. L'utilisation de cibles composites a aussi permis l'extraction de sections efficaces doublement différentielles pour les réactions C-H et C-O. En 2015, une autre expérience a été réalisée avec un faisceau de 50 MeV/n. Cette expérience fait l'objet de cette thèse et sera détaillée dans les chapitres suivants.

Conclusion

Dans ce chapitre, les processus physiques d'interaction entre un rayonnement et la matière ont été présentés. Le transfert d'énergie à la matière a d'abord été exposé d'un point de vue physique, puis biologique, en évoquant la réponse d'un milieu vivant lors d'une irradiation. Au travers de ces explications, l'avantage des ions sur les photons est apparu évident. La courbe caractéristique du dépôt d'énergie des ions dans la matière, avec la présence du pic de Bragg, les rend particulièrement intéressants en termes de précision balistique (contrairement aux photons dont le dépôt d'énergie décroît avec la profondeur). Outre l'aspect physique, les ions lourds possèdent également un avantage biologique. Leurs valeurs de TEL élevées en fin de parcours leur procurent une efficacité biologique plusieurs fois supérieure à celle des photons ou des protons. Les ions lourds présentent aussi une efficacité accrue à tuer les cellules en hypoxie et sont donc plus efficaces pour traiter les tumeurs radio-résistantes. Après ces observations, il semblerait que plus l'ion est lourd, plus il sera efficace. Mais les interactions nucléaires, dont la section efficace augmente avec la masse de l'ion, apportent un désavantage non négligeable pour les ions lourds. La consommation du projectile avec la profondeur diminue drastiquement la dose au pic de Bragg et la création de fragments plus légers avec un parcours plus long délocalise une partie de la dose après la tumeur, ce qui peut causer un risque si des organes sensibles sont à proximité. Avec toutes ces considérations, le carbone 12 semble se dégager comme un compromis entre précision balistique, efficacité biologique et taux de fragmentation raisonnable. Ce choix n'est pas définitif, la connaissance actuelle des effets biologiques est encore insuffisante pour fixer un candidat idéal. Des études sont toujours menées concernant des ions plus légers comme l'hélium ou le lithium, ou plus lourds comme l'oxygène ou l'azote.

La dernière partie de ce chapitre a montré l'importance des produits de fragmentation dans les calculs de dosimétrie. Le manque de données et l'incapacité des modèles existants à reproduire les sections efficaces doublement différentielles de fragmentation aux énergies en jeu lors d'un traitement rend impossible une évaluation précise des dégâts occasionnés dans les tissus sains et dans la tumeur. Il est donc nécessaire d'améliorer ces connaissances en apportant des nouvelles données. C'est ce à quoi seront consacrés les chapitres suivants, en décrivant une expérience de fragmentation du carbone sur des cibles minces d'intérêt médical et la mesure de sections efficaces doublement différentielles en angle et en énergie.

Chapitre 2

Analyse des données de l'expérience à 50 MeV/n

Sommaire

Introduction	38
2.1 Dispositif expérimental	39
2.1.1 Cibles utilisées	39
2.1.2 Détecteurs de fragments chargés	39
2.1.3 Moniteur faisceau	41
2.1.4 Système d'acquisition des données	43
2.2 Étalonnage du moniteur faisceau	43
2.2.1 Taux de comptage dans les détecteurs	44
2.2.2 Étalonnage du détecteur	44
2.3 Identification des particules	46
2.3.1 Étapes de l'analyse	46
2.3.1.1 La méthode $\Delta E-E$	47
2.3.1.2 La méthode d'analyse en forme du signal	49
2.3.1.3 Les outils utilisés	50
2.3.2 Étalonnage des détecteurs silicium	51
2.3.3 Création des grilles d'identification	52
2.3.4 Identification et énergie des particules	54
2.3.5 Seuils de détection en énergie	55
2.4 Nettoyage des cartes d'identification	56
2.4.1 Corrections pré-identification	57
2.4.2 Corrections post-identification	62
2.5 Estimation des erreurs systématiques	65
2.5.1 Erreur sur l'énergie CsI	65
2.5.2 Erreurs engendrées par la méthode d'identification	66
2.5.2.1 Description du dispositif expérimental	68
2.5.2.2 Analyse des données simulées	70
2.5.2.3 Détermination des erreurs systématiques	71
2.5.3 Estimation des erreurs engendrées par la traînée ^{12}C	73
2.5.4 Calcul de la barre d'erreur totale	74
Conclusion	76

Introduction

LE but de l'expérience réalisée par notre collaboration en mars 2015 au GANIL, à Caen, était la mesure des sections efficaces doublement différentielles en angle et en énergie de la fragmentation du ^{12}C sur différentes cibles d'intérêt médical. Comme le corps humain est composé à plus de 95 % d'atomes d'hydrogène, de carbone, d'oxygène et de calcium [65], c'est sur ces noyaux qu'il convient de mesurer les sections efficaces qui nous intéressent. Parmi ces éléments, seul le carbone peut facilement être usiné sous forme de cible mince solide. Pour mesurer les sections efficaces des réactions C-H et C-O, nous avons opté pour des cibles composites, qui nous permettront d'extraire les données voulues par combinaisons avec les mesures sur les autres cibles. Des mesures sur une cible de polyéthylène (CH_2) couplées à celle sur la cible de carbone nous permettent ainsi d'obtenir les sections efficaces sur l'hydrogène et le couplage de cibles d'aluminium et d'alumine (Al_2O_3) permet d'obtenir celles sur l'oxygène. Une mesure sur une cible de PMMA ($\text{C}_5\text{H}_8\text{O}_2$) a également été réalisée dans le but de contrôler la validité des mesures sur ces cibles recomposées.

La création d'une cible de calcium est possible mais elle serait très délicate à manipuler. En effet, elle doit rester sous vide à tout moment, sous peine de s'oxyder très rapidement et de devenir inutilisable. C'est pour cette raison que nous avons fait le choix d'utiliser une cible de titane, facile à manier et dont la masse atomique est proche ($A_{\text{Ti}} \simeq 48$, $A_{\text{Ca}} = 40$). En utilisant l'approximation des sphères dures, la section efficace totale est alors égale à la surface du disque généré par la somme des rayons des noyaux en jeu :

$$\sigma_{\text{C-Ca}} = \pi (r_{\text{C}} + r_{\text{Ca}})^2 = \pi r_0 \left(A_{\text{C}}^{1/3} + A_{\text{Ca}}^{1/3} \right)^2, \quad (2.1)$$

où $S_{\text{X}} = \pi (r_0 \times A_{\text{X}}^{1/3})^2$ est la surface projetée d'un noyau $^{\text{A}}\text{X}$, avec $r_0 = 1,4$ fm. On peut donc estimer la différence relative de sections efficaces par la relation :

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{\sigma_{\text{C-Ti}} - \sigma_{\text{C-Ca}}}{\sigma_{\text{C-Ca}}} = \frac{A_{\text{Ti}}^{2/3} - A_{\text{Ca}}^{2/3} + 2A_{\text{C}}^{1/3} (A_{\text{Ti}}^{1/3} - A_{\text{Ca}}^{1/3})}{A_{\text{C}}^{2/3} + A_{\text{Ca}}^{2/3} + 2A_{\text{C}}^{1/3} A_{\text{Ca}}^{1/3}} \simeq 9\%. \quad (2.2)$$

Les sections efficaces obtenues avec la cible de titane peuvent donc être considérées en première approximation comme une surestimation de 9 % des sections efficaces pour le calcium. De plus, les seuils en énergies lors de cette expérience ne permettent pas la détection des fragments de plus basse énergie, généralement émis par la cible. Dans ces conditions, nous pouvons estimer que si un modèle parvient à reproduire ces données sur la cible de titane, la reproduction des sections efficaces sur du calcium devrait également être correcte, compte tenu de la faible différence de section efficace de réaction entre les deux cibles.

Les sections efficaces doublement différentielles sont données par l'expression :

$$\frac{\partial^2\sigma}{\partial\Omega \partial E}({}^{\text{A}}\text{X}) = \frac{N({}^{\text{A}}\text{X}) \times A_{\text{cible}}}{N({}^{12}\text{C}) \times \Omega \times (\rho \times e)_{\text{cible}} \times \mathcal{N}_{\text{A}}}, \quad (2.3)$$

où $N({}^{\text{A}}\text{X})$ est la quantité de fragments ${}^{\text{A}}\text{X}$ détectés, $N({}^{12}\text{C})$ le nombre d'ions carbone incidents, A_{cible} et $(\rho \times e)_{\text{cible}}$ la masse et la densité surfacique de la cible, Ω l'angle solide de détection et \mathcal{N}_{A} le nombre d'Avogadro.

Il est donc nécessaire lors de cette expérience d'identifier la charge et la masse de chaque fragment détecté, ainsi que de mesurer son énergie et son angle d'émission. Cela implique également la connaissance précise du nombre d'ions carbone incidents. Un dispositif permettant de telles mesures entre 3° et 39° a été mis en place et sera décrit dans la section suivante. Cette expérience avait comme but de mesurer la production de fragments chargés. Pour cette raison, aucune détection de neutrons n'a été réalisée.

Cette expérience a été réalisée dans le cadre du projet France HADRON [66], qui a fourni le support financier nécessaire pour obtenir le temps de faisceau au GANIL.

2.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental était placé sur la ligne G2 du GANIL, avec un faisceau de ^{12}C dont l'énergie a été mesurée à $50,13 \text{ MeV/n}$. La détection des fragments chargés était assurée par cinq télescopes, dont quatre étaient placés sur des bras rotatifs et confinés sous vide dans la chambre à réaction ECLAN. La position des bras était réglable à distance par ordinateur, permettant ainsi de modifier l'angle des détecteurs. Le cinquième télescope était fixé à un angle de 3° dans une petite chambre à vide plus loin sur la ligne, afin d'éviter au maximum de détecter les ions du faisceau. Toutes les cibles étaient disposées sur un porte cible à l'intérieur de la chambre ECLAN. Ce porte cible était également pilotable par ordinateur, permettant de choisir la cible à distance. Un moniteur faisceau était disposé en aval de la chambre à réaction. Il était constitué d'une feuille d'argent, qui lors du passage d'un ion va émettre des rayons X qui seront collectés par un détecteur Si(Li). Une vue globale du dispositif est présentée en figure 2.1 (a). Deux vues plus serrées sur le porte cible et le cinquième télescope sont présentées en figures 2.1 (b) et (c).

2.1.1 Cibles utilisées

Comme évoqué en introduction, nous avons utilisé pour cette expérience des cibles de C, CH_2 , Al, Al_2O_3 , Ti et PMMA. Le calcul des sections efficaces dépend directement de la densité de noyaux cibles vus par le projectile. Cette densité, aussi appelée masse surfacique, correspond au produit de la densité volumique de noyaux du matériau par son épaisseur, notée $\rho \times e$ (voir eq. 2.3). La précision donnée par le constructeur sur cette grandeur étant de l'ordre de 10%, nous avons donc entrepris de les déterminer plus précisément en utilisant une balance de précision ($\sigma_m \approx 2 \cdot 10^{-4} \text{ g}$) et une règle de précision ($\sigma_l \approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ cm}$), permettant des incertitudes sur les masses surfaciques inférieures à 1%. Les caractéristiques de ces cibles (épaisseur, masse surfacique et incertitude associée) sont regroupées dans le Tableau 2.1.

2.1.2 Détecteurs de fragments chargés

Pour la détection des particules chargées, cinq télescopes identiques composés de trois étages de détection ont été utilisés. Les deux premiers étages étaient composés de diodes silicium, la première d'une épaisseur d'environ $150 \mu\text{m}$ (nommée silicium fin par la suite) et la deuxième d'une épaisseur d'environ $500 \mu\text{m}$ (nommée silicium épais par la suite). Leurs épaisseurs sont regroupées dans le tableau 2.2. Le troisième étage était composé d'un scintillateur inorganique CsI:Tl de $7,5 \text{ cm}$ de longueur couplé à un photomultiplicateur (PM). Afin d'éviter la détection de la lumière de scintillation dans

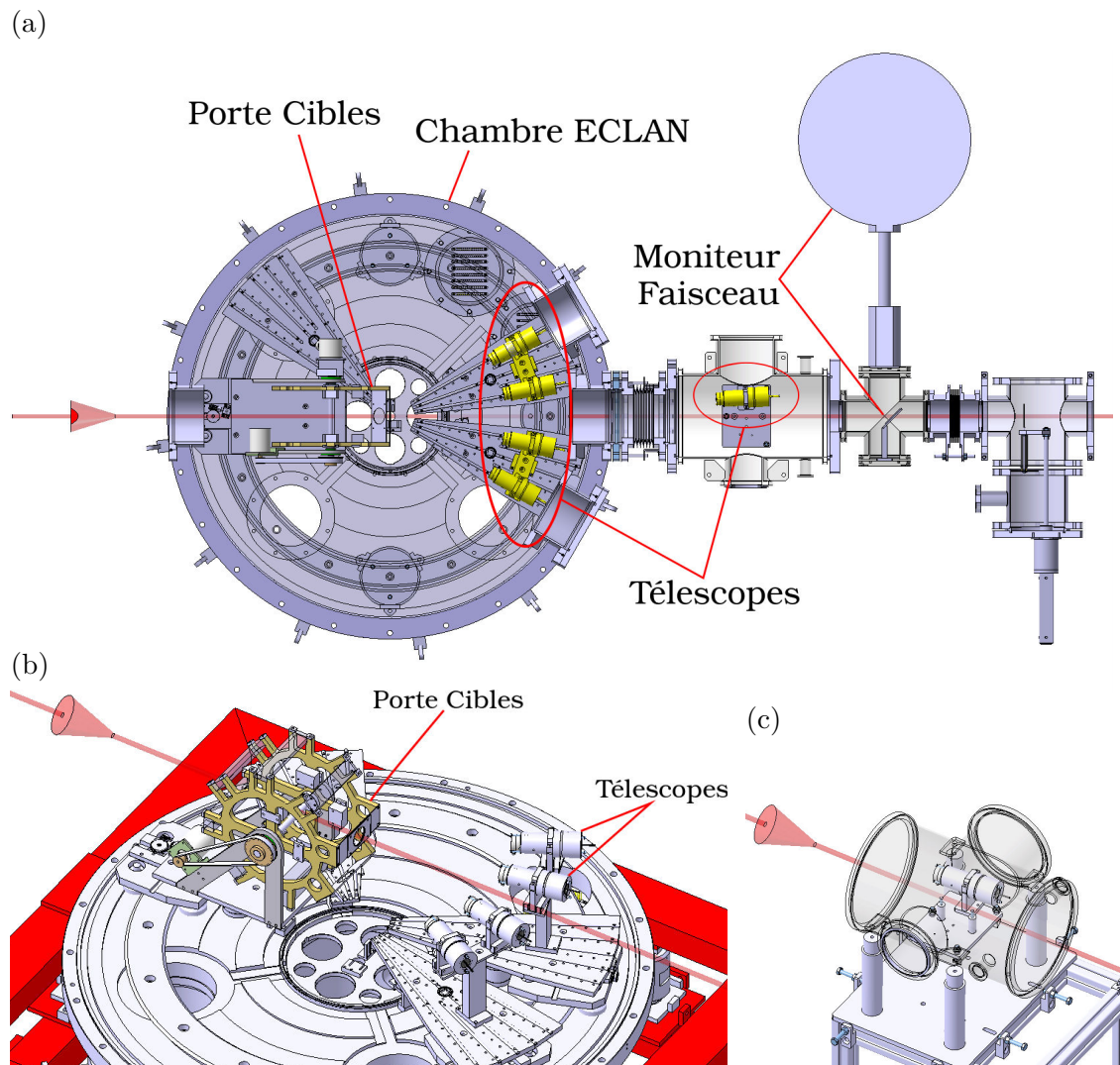


FIGURE 2.1 – Représentation du dispositif utilisé pour l'expérience. En haut, vue de dessus de l'ensemble du dispositif, sur laquelle sont visibles tous les télescopes, le moniteur faisceau, le porte cible et la chambre de réaction ECLAN. En bas à gauche, vue rapprochée sur l'intérieur de la chambre à réaction, dans laquelle sont visibles les quatre télescopes mobiles et le porte cibles. En bas à droite, vue rapprochée sur le télescope fixe, en dehors de la chambre à réaction.

Cibles	Épaisseur e (μm)	$\rho \times e$ ($\text{mg}\cdot\text{cm}^{-2}$)	$\frac{\sigma_{\rho \times e}}{\rho \times e}$ (%)
C	250	42.6	0.46
CH ₂	400	36.6	0.56
Al	150	39.8	0.25
Al ₂ O ₃	150	50.4	0.07
Ti	100	47.9	0.22
PMMA	500	71.5	0.80

TABLE 2.1 – Caractéristiques des cibles utilisées : épaisseur (en μm), masse surfacique $\rho \times e$ (en $\text{mg}\cdot\text{cm}^{-2}$) et l'erreur relative associée $\frac{\sigma_{\rho \times e}}{\rho \times e}$ (en %).

le silicium épais, une feuille réfléchissante de Mylar aluminisée de $2,5 \mu\text{m}$ d'épaisseur a été placée entre le deuxième et le troisième étage du télescope.

Télescope	1	2	3	4	5
Si fin (μm)	164	159	152	156	161
Si épais (μm)	506	506	506	506	506

TABLE 2.2 – Valeurs données par le constructeur pour les épaisseurs (en μm) des différentes diodes silicium utilisées dans les télescopes.

Le diamètre actif de chaque silicium était de $19,5 \text{ mm}$, pour une surface d'environ 300 mm^2 . Ils étaient séparés d'une distance de 8 mm , due à l'épaisseur de leurs armatures. La distance entre le silicium épais et le scintillateur était d'environ 6 mm . Le scintillateur était de forme conique (voir figure 2.2), avec un rayon d'entrée de 25 mm et un rayon de sortie de 28 mm . Cette forme a été choisie de façon à limiter les effets causés par la sortie des particules par les parois du détecteur sans avoir déposé l'intégralité de leur énergie.

Les quatre télescopes mobiles situés à l'intérieur de la chambre de réaction étaient disposés par paire sur deux bras rotatifs. Sur un même bras, les télescopes étaient séparés d'un angle de 9° . L'entrée de chaque télescope était à une distance de $28,75 \text{ cm}$ de la cible, couvrant ainsi chacun un angle solide de $3,67 \text{ msr}$. Le dernier télescope était fixé à une distance de $81,36 \text{ cm}$ et à un angle de 3° , couvrant un angle solide de $0,45 \text{ msr}$.

2.1.3 Moniteur faisceau

Le dispositif de monitoring faisceau utilisé était constitué d'une feuille d'argent d'une épaisseur de $7 \mu\text{m}$ placée dans le faisceau, en aval du dispositif de détection. Cette feuille était orientée à 45° de façon à faire face à un détecteur Silicium-Lithium (Si(Li)) qui avait pour fonction de compter les rayonnements X émis lors du passage du faisceau. Le nombre de rayons X émis étant proportionnel au nombre d'ions carbone traversant la feuille, l'intensité faisceau peut donc être facilement calculée. La figure 2.3 montre la feuille

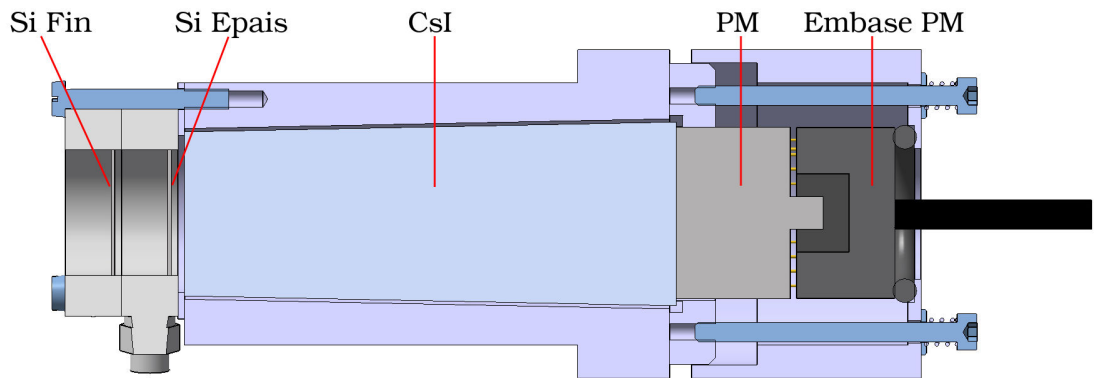


FIGURE 2.2 – Vue en coupe d'un télescope.

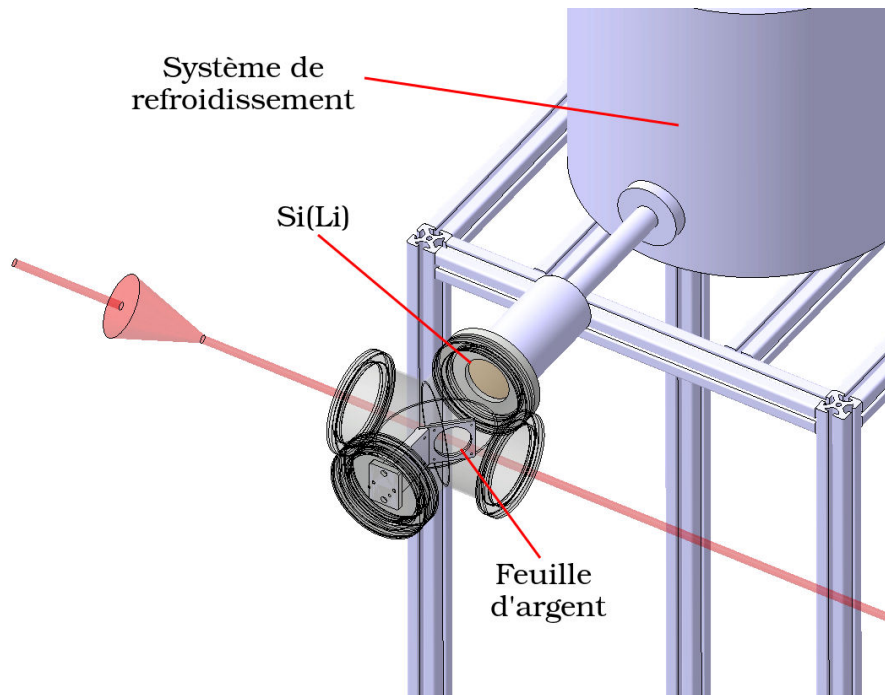


FIGURE 2.3 – Vue rapprochée sur le dispositif de monitoring faisceau sur laquelle sont représentés la feuille d'argent et le détecteur Si(Li) ainsi que son système de refroidissement.

d'argent et le détecteur Si(Li). Pour assurer un bon fonctionnement et une meilleure résolution, le détecteur Si(Li) devait en permanence être refroidi à l'azote liquide. Le réservoir est également visible sur cette figure. Le moniteur faisceau est également visible au sein du dispositif expérimental global, sur la figure 2.1.

2.1.4 Système d'acquisition des données

Les données de cette expérience ont été obtenues à l'aide du système d'acquisition numérique FASTER [67] développé au LPC Caen. Ce système permet de numériser directement les signaux en sortie des détecteurs (ou en sortie des préamplificateurs pour les diodes silicium) et de les traiter numériquement au travers de cartes électroniques contenant des FPGA (Field Programmable Gate Arrays). Ces cartes permettent de reproduire le traitement effectué par les modules d'une chaîne d'acquisition analogique, comme le réglage des seuils de détection ou l'application de filtres passe-bas au signal. Une fonctionnalité notable est le rétablissement automatique de la ligne de base du signal, permettant une meilleure précision sur la mesure d'amplitude ou de charge des signaux.

Chaque carte FASTER utilisée présente quatre entrées : deux de type ADC (Amplitude to Digital Converter) et deux de type QDC (Charge to Digital Converter). Les entrées ADC ont été utilisées pour mesurer l'amplitude du signal en sortie des préamplificateurs pour les diodes silicium et le moniteur faisceau. Les convertisseurs de type QDC permettent l'intégration de la charge d'un signal court (d'une durée inférieure à $32 \mu\text{s}$) et ont été utilisés en sortie des PM associés aux scintillateurs plastiques. FASTER permet ensuite d'utiliser différentes portes d'intégration en temps sur un même signal. Une fois ces données numérisées, elles sont envoyées à l'ordinateur par paquets synchronisés en temps. Toutes les cartes sont ensuite connectées à une carte mère assurant une horloge commune pour tous les signaux mesurés.

Les événements sont ensuite reconstruits à partir du déclenchement du détecteur silicium épais (la mesure dans cet étage est essentielle à l'identification de la particule, voir section 2.3). Une fenêtre de coïncidence en temps est ensuite définie ($\pm 500 \text{ ns}$) et les données des autres étages du télescope présentes dans cette fenêtre sont récupérées, si elles existent, créant ainsi un événement corrélé.

2.2 Étalonnage du moniteur faisceau

Comme expliqué précédemment, le dispositif choisi pour évaluer l'intensité du faisceau au cours du temps est un détecteur Si(Li) permettant de compter les photons X émis par une feuille d'argent lorsqu'elle est traversée par les ions du faisceau. Le nombre de photons émis est proportionnel au nombre d'ions carbone qui traversent la feuille et permet ainsi d'estimer le nombre d'ions incidents. Afin d'étalonner ce dispositif, un scintillateur plastique couplé à un PM placé dans le faisceau, en aval du détecteur Si(Li) a été utilisé en référence. L'étalonnage va consister à trouver la relation liant le nombre d'ions comptés par le scintillateur plastique et le nombre de photons comptés par le Si(Li). Pour cela, plusieurs mesures ont été effectuées en utilisant des basses intensités faisceau (de 10^4 pps à $5 \cdot 10^6 \text{ pps}$) afin d'éviter la saturation dans le scintillateur plastique. L'étalonnage sera ensuite extrapolé à plus haute intensité. La validité de cet étalonnage à plus haute intensité a été vérifiée lors des précédentes expériences à 95 MeV/n [63, 64]. Durant l'expérience, la mesure de l'intensité faisceau n'a pas été corrigée des pertes d'ions incidents par fragmentation dans la cible (moins de 0,1 % des ions incidents) ni du nombre de particules autres que le carbone interagissant dans la feuille d'argent (moins de 0,01 %) car leur proportion est négligeable devant l'erreur sur l'intensité mesurée. Ces valeurs ont été obtenues par simulation.

2.2.1 Taux de comptage dans les détecteurs

Pour effectuer cet étalonnage, il faut commencer par évaluer le taux de comptage dans le scintillateur plastique. Lorsque l'intensité du faisceau augmente, le nombre d'ions moyen par « paquet faisceau » augmente. Cet empilement d'ions traversant le détecteur simultanément implique l'apparition de plusieurs pics équidistants sur le spectre en énergie du détecteur plastique, correspondant à l'énergie déposée par un ion, deux ions, n ions etc. . . Ce phénomène est observable sur la figure 2.4. Il est alors important de prendre cet effet en compte lors du comptage des ions sur ces spectres, en pondérant la statistique de chaque pic par le nombre d'ions associé :

$$N_{\text{Plastique}} = \sum_i i \times N_{i \text{ ions}}, \quad (2.4)$$

avec i le nombre d'ions au sein d'un paquet et $N_{i \text{ ions}}$ le taux de comptage dans le pic associé à un paquet de i ions.

La deuxième étape de cet étalonnage est l'établissement du taux de comptage dans le détecteur Si(Li). Le passage d'une particule au travers de la feuille d'argent va avoir pour conséquence d'ioniser ou d'exciter les atomes la constituant. Le cortège électronique de ces atomes va ensuite se réarranger et conduire à l'émission de rayonnements X de différentes énergies correspondant aux différentes transitions électroniques. Les rayonnements les plus abondants correspondent aux raies $K_{\alpha 1}$ et $K_{\alpha 2}$ (22,16 keV et 21,99 keV) ainsi qu'aux raies $K_{\beta 1}$ et $K_{\beta 2}$ (24,94 keV et 25,46 keV). Ces raies sont visibles sur le spectre montré en figure 2.5, sur lequel les deux raies K_{α} sont confondues.

Mesurer le taux de comptage du détecteur revient alors à calculer l'aire de ces deux pics. Le nombre total N_X de rayonnements X comptés est donc égal à :

$$N_X = N_{K_{\alpha}} + N_{K_{\beta}}, \quad (2.5)$$

où $N_{K_{\alpha}}$ et $N_{K_{\beta}}$ représentent le taux de comptage dans le premier et deuxième pic, respectivement. Plusieurs méthodes ont été testées pour estimer la contribution du bruit de fond à l'aire de ces pics. Finalement, quelque soit la méthode utilisée, la différence sur la valeur de l'aire avec et sans suppression de bruit de fond se situait entre 0 % et 1,3 %. Le choix a été fait de ne pas supprimer le bruit de fond, mais d'ajouter de manière quadratique 1,3 % d'erreur à l'erreur statistique sur l'aire des pics :

$$\sigma_{\text{tot}}(N_X) = \sqrt{\sigma_{\text{stat}}(N_X)^2 + (0,013 \times N_X)^2}, \quad (2.6)$$

où $\sigma_{\text{stat}}(N_X)$ représente l'erreur statistique sur ce comptage et $\sigma_{\text{tot}}(N_X)$ l'erreur totale.

2.2.2 Étalonnage du détecteur

L'étalonnage du moniteur faisceau revient à trouver la relation linéaire entre les valeurs mesurées avec le Si(Li) et celles mesurées avec le scintillateur plastique. La figure 2.6 représente les valeurs d'intensité dans le scintillateur plastique en fonction de celles dans le Si(Li) et un ajustement linéaire effectué sur ces données. Les coefficients d'étalonnage a et b ainsi que leurs incertitudes respectives sont également visibles sur cette figure. L'incertitude sur ces coefficients permettra alors de calculer l'incertitude sur l'intensité faisceau au cours de l'expérience. Cette valeur était en général de l'ordre de 2 %.

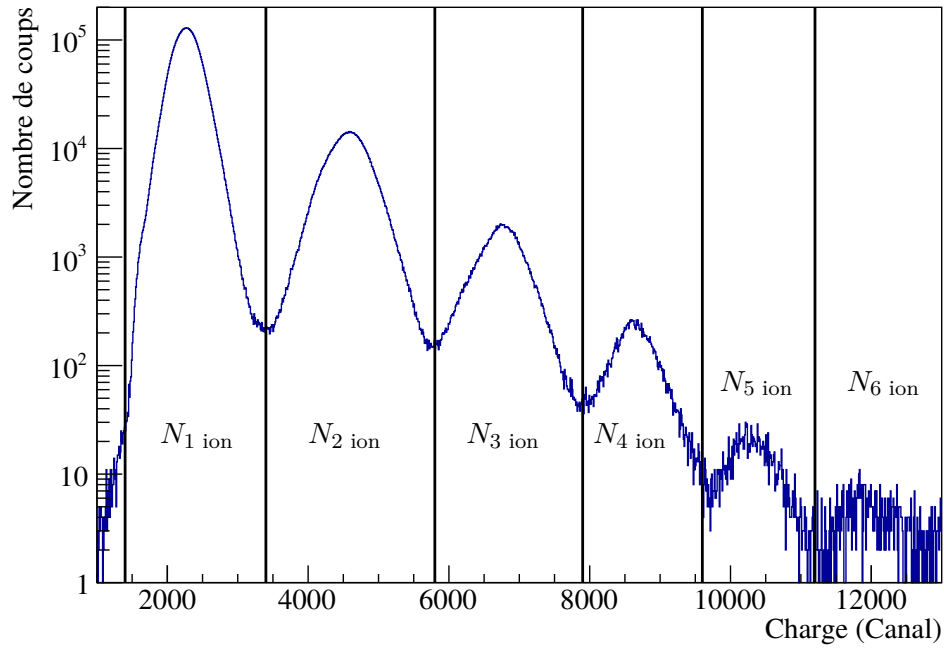


FIGURE 2.4 – Spectre en énergie du scintillateur plastique utilisé pour l'étalonnage du moniteur faisceau. Le premier pic correspond à l'énergie incidente d'un ion carbone et les suivants à l'empilement de plusieurs ions. Les lignes verticales indiquent les limites utilisées pour compter le nombre d'ions dans chaque pic.

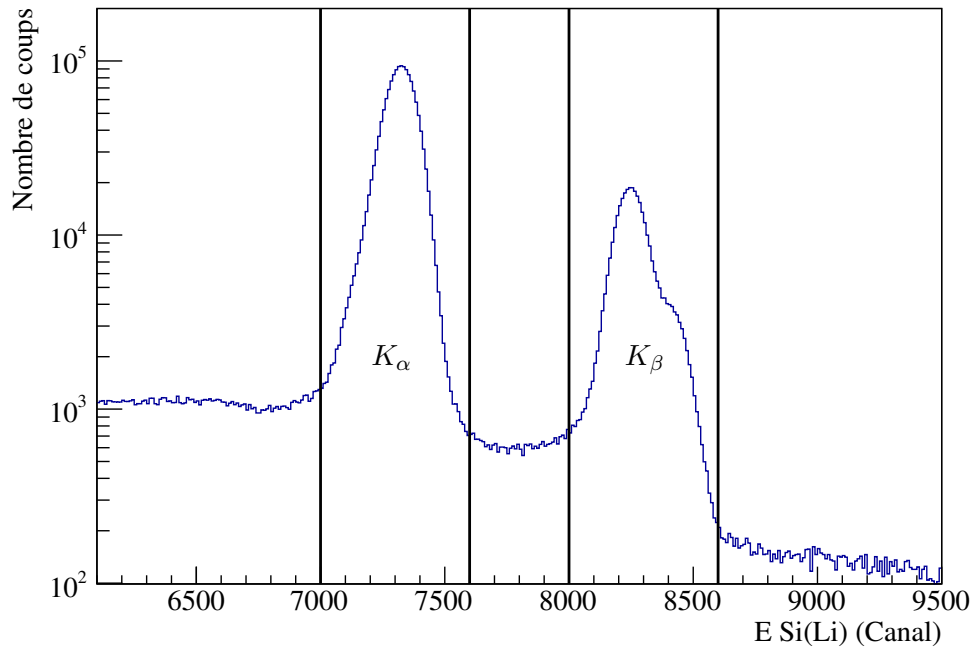


FIGURE 2.5 – Spectre en énergie du détecteur Si(Li). Le premier pic contient les raies $K_{\alpha 1}$ et $K_{\alpha 2}$, que la résolution du détecteur ne permet pas de séparer. Le deuxième pic contient les deux raies $K_{\beta 1}$ et $K_{\beta 2}$, quasiment confondues elles aussi. Les lignes verticales indiquent les limites utilisées pour compter le nombre de rayonnements X dans chaque pic.

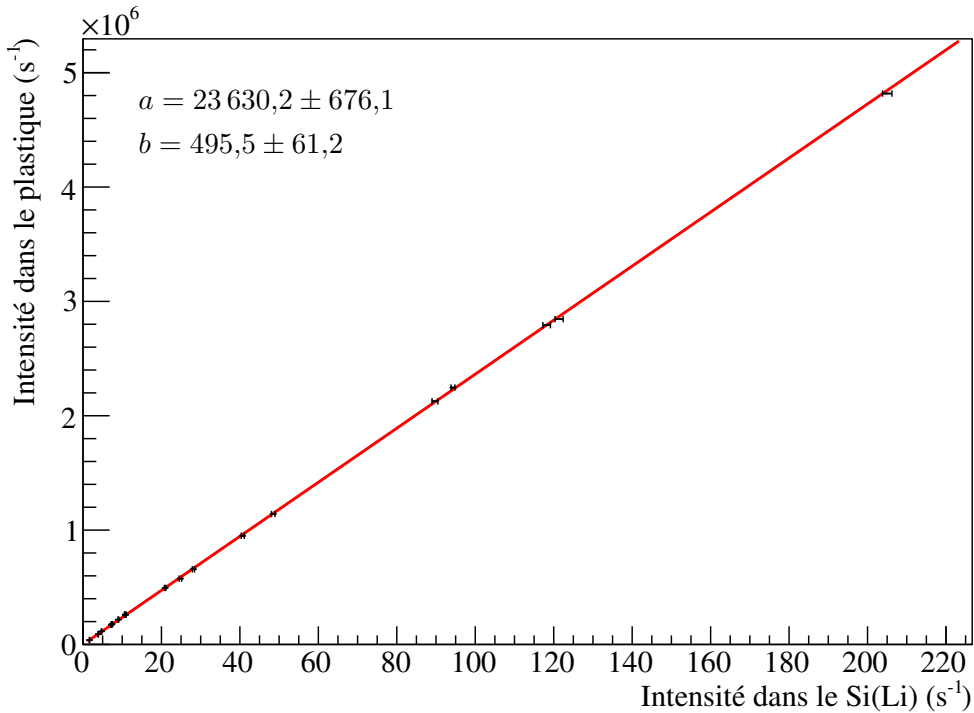


FIGURE 2.6 – Courbe d'étalonnage en intensité du moniteur faisceau.

2.3 Identification des particules

Cette partie a pour but de détailler les différentes étapes qui ont permis d'extraire les observables nécessaires au calcul des sections efficaces doublement différentielles. La méthode d'identification des particules et de la mesure d'énergie sera exposée, ainsi que les problèmes rencontrés au cours de cette analyse et les moyens utilisés pour affiner les résultats.

2.3.1 Étapes de l'analyse

L'analyse des données obtenues avec cette expérience s'est déroulée en plusieurs étapes et a fait intervenir différentes techniques. Comme évoqué en introduction, les observables à extraire de ces données sont la charge, la masse ainsi que l'énergie de la particule. L'angle d'émission est directement donné par la position du détecteur. La première étape pour arriver à ces résultats est l'étalonnage en énergie des différents détecteurs. La méthode utilisée sera détaillée dans la section 2.3.2.

La deuxième étape est l'identification des particules et la détermination de leur énergie totale à partir de leur dépôt d'énergie dans les différents étages d'un télescope. Cette méthode, appelée méthode ΔE - E sera présentée dans la suite de cette section. Lors de l'expérience, différentes sources de pollution peuvent détériorer la précision sur l'identification. Il peut s'agir d'effets intrinsèques aux détecteurs ou tout simplement d'électrons, éjectés par la cible lors du passage d'une particule, atteignant les détecteurs et faussant la mesure du dépôt d'énergie d'un fragment. Il est important de « nettoyer » le

plus possible les cartes d'identification afin d'obtenir la meilleure précision possible sur les sections efficaces. Pour cela, nous avons notamment utilisé une méthode d'analyse en forme du signal issu du scintillateur plastique appelée « Rapide-Total », qui sera détaillée dans la suite de cette section. Cette technique a également été utilisée conjointement à la méthode ΔE - E lors de l'identification.

La dernière étape de cette analyse est l'estimation des incertitudes sur les observables mesurées et calculées. Principalement, une simulation Monte-Carlo de l'expérience a permis l'établissement des erreurs intrinsèques à la méthode d'identification. Cette étude systématique, ainsi que la détermination des erreurs sur toutes les observables menant au calcul des sections efficaces est présentée en section 2.5.

Toutes ces étapes vont être détaillées dans les prochaines sections de ce document, après une brève description des méthodes ΔE - E et « Rapide-Total » mentionnées précédemment.

2.3.1.1 La méthode ΔE - E

La méthode ΔE - E a été la méthode principale utilisée pour l'identification des particules. Elle consiste à représenter l'énergie perdue dans le premier étage d'un télescope en fonction de l'énergie résiduelle de la particule déposée dans le second étage. Dans le cas des télescopes utilisés lors de cette expérience, deux « cartes » ΔE - E peuvent être établies. Pour les particules de faible énergie qui s'arrêtent dans le silicium épais, la carte d'identification correspond alors à la représentation de l'énergie déposée dans le silicium fin en fonction de celle déposée dans le silicium épais (cf. figure 2.7). Pour les particules plus énergétiques qui traversent les deux étages de silicium, la carte correspond à la représentation de l'énergie déposée dans le silicium épais en fonction de celle déposée dans le CsI (cf. figure 2.8). D'après la formule de Bethe-Bloch (voir Chapitre 1, eq. 1.3), pour les énergies mises en jeu lors de cette expérience (~ 50 MeV/n), le dépôt d'énergie est proportionnel à la masse et au carré de la charge et inversement proportionnel à l'énergie résiduelle :

$$\Delta E \propto \frac{Z^2}{\beta^2} \propto \frac{AZ^2}{E}, \text{ avec } \beta^2 \propto \frac{2E}{Ac^2}, \quad (2.7)$$

où Z et A sont la charge et la masse de la particule, ΔE l'énergie perdue par cette particule dans le premier étage de détecteur et E l'énergie résiduelle de la particule. Cette relation implique que pour un isotope A_ZX donné, le dépôt d'énergie en fonction de l'énergie résiduelle forme une quasi-hyperbole. L'évolution en AZ^2 implique que les isotopes seront séparés sur plusieurs lignes groupées par valeur de Z , comme le montre en détail la figure 2.8(b).

Les deux cartes présentées sur les figures 2.7(a) et 2.7(b) représentent le dépôt d'énergie dans le silicium fin en fonction de celui dans le silicium épais ($\Delta E_{\text{Si fin}} - \Delta E_{\text{Si épais}}$). Dans la première, un cercle rouge entoure le phénomène de « rebroussement » qui apparaît lorsqu'une particule a assez d'énergie pour traverser le deuxième étage du télescope. La relation entre le dépôt d'énergie dans le silicium fin et celui dans le silicium épais ne suit alors plus la relation donnée par l'équation 2.7. Plus l'énergie de la particule incidente est élevée, plus le dépôt dans les deux étages sera faible, créant ainsi un rebroussement des lignes d'identification à partir d'un certain point. La figure 2.7(b) est obtenue en représentant uniquement les événements pour lesquels le CsI n'est pas touché.

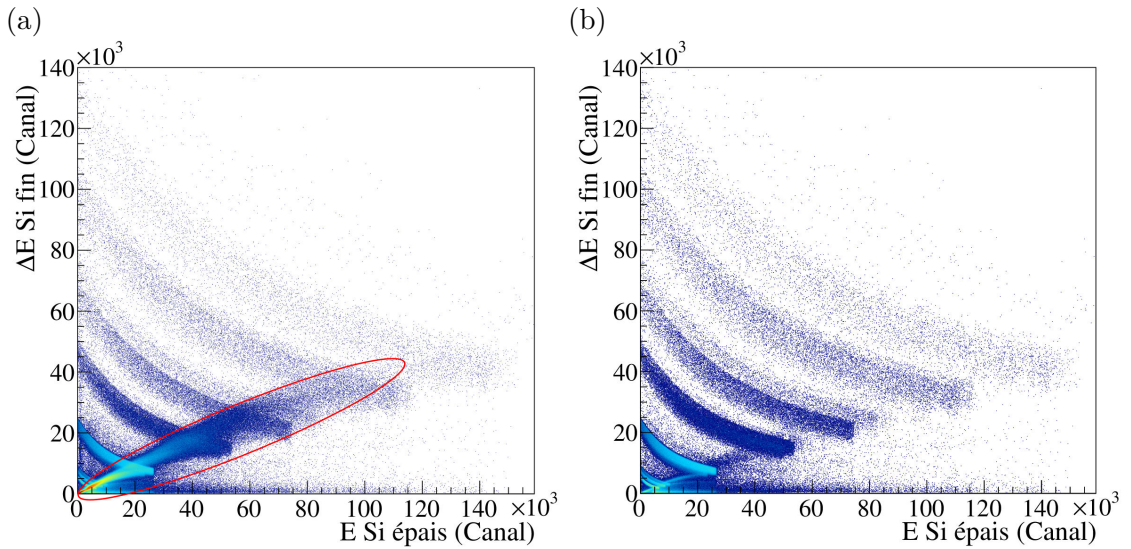


FIGURE 2.7 – Cartes ΔE - E pour le premier étage d'identification du télescope. (a) représentation de tous les événements ayant une contribution dans les deux diodes silicium. Le phénomène de rebroussement est visible et entouré en rouge. (b) représentation de tous les événements n'ayant pas de contribution dans le CsI.

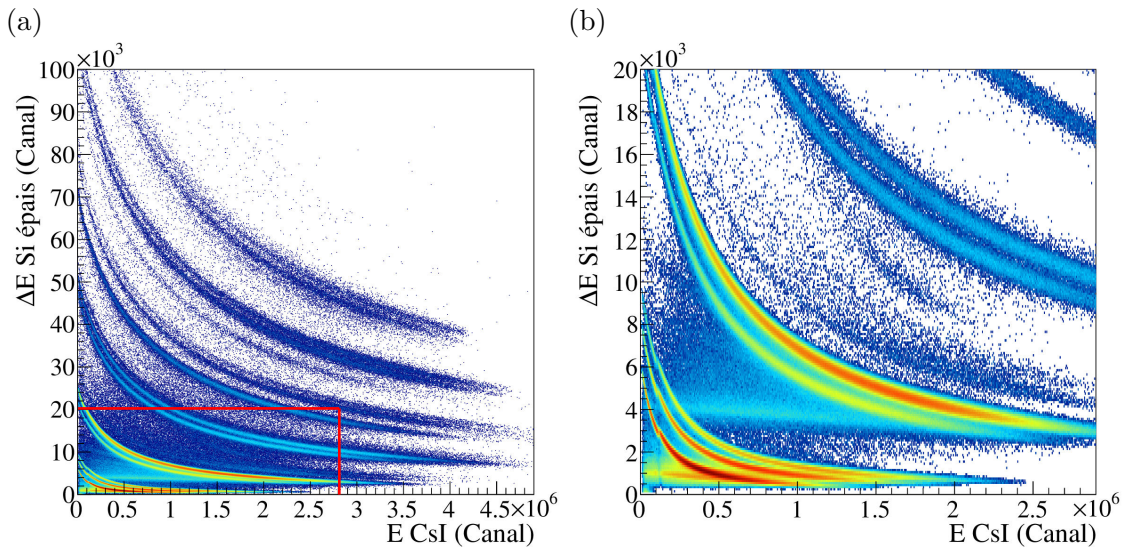


FIGURE 2.8 – Cartes ΔE - E pour le deuxième étage d'identification du télescope. À gauche, exemple de carte $\Delta E_{\text{Si épais}}-E_{\text{CsI}}$ à 17° . À droite, vue resserrée sur les lignes $Z = 1$ et $Z = 2$ provenant de la zone encadrée sur la carte présentée à gauche.

Tous les autres événements correspondent alors à la carte $\Delta E_{\text{Si épais}}-E_{\text{CsI}}$ présentée en figure 2.8. En pratique, le rebroussement n'a pas été totalement éliminé sur nos cartes (voir figure 2.7(b)). Il semble donc que certaines particules ayant traversé les deux étages de diodes silicium n'aient pas atteint le CsI. L'identification des particules a été réalisée en utilisant les cartes nettoyées du rebroussement.

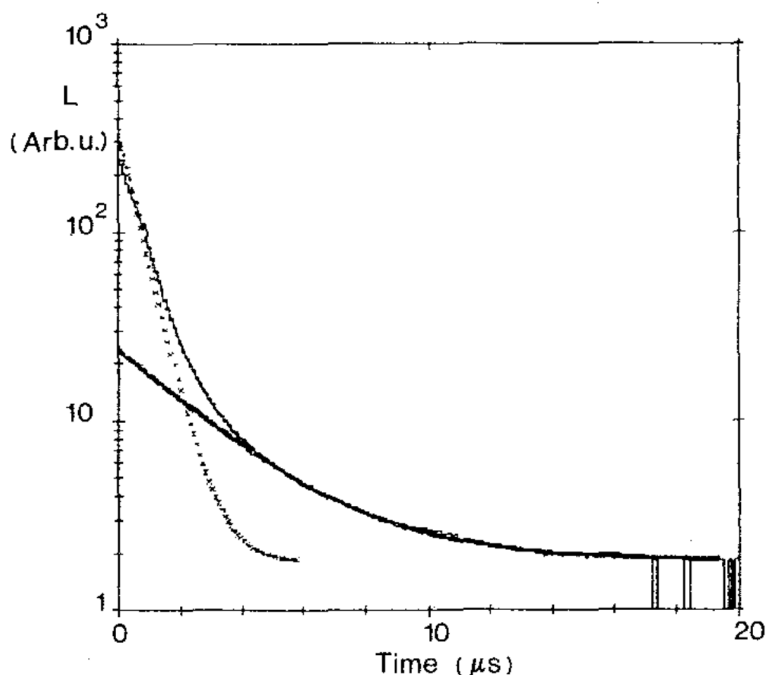


FIGURE 2.9 – Signal de scintillation d’un CsI émis lors de la détection d’un α de 95 MeV/n. Deux exponentielles ont été ajustées sur ce signal, une décroissant rapidement (constante de temps τ_r) et une décroissant plus lentement (constante de temps τ_ℓ). [68]

2.3.1.2 La méthode d’analyse en forme du signal

La seconde méthode d’identification utilisée pour cette analyse est une méthode d’analyse en forme du signal. En effet, la forme du signal créé par le CsI a la particularité de varier en fonction de la charge et de la masse de la particule détectée. La partie décroissante de ce signal peut être décomposée comme une combinaison de deux fonctions exponentielles, chacune ayant une constante de temps différente. L’expression du signal total est alors donnée par :

$$S(t) = S_r \times \exp\left(-\frac{t}{\tau_r}\right) + S_\ell \times \exp\left(-\frac{t}{\tau_\ell}\right), \quad (2.8)$$

où l’indice r représente la composante « rapide » du signal et l’indice ℓ la composante « lente ». Un exemple de signal de scintillation émis par un CsI:Tl lors du passage d’un α de 95 MeV/n est représenté en figure 2.9 [68]. Sur cette figure, deux exponentielles décroissantes ont été ajustées au signal pour représenter les composantes rapide et lente. Différentes études [68, 69] ont montré que les caractéristiques de la composante rapide étaient dépendantes de l’énergie et du type de la particule, alors que la constante de temps de la composante lente semblait constante quelle que soit la particule.

Une identification des particules déposant de l’énergie dans le détecteur est alors possible en créant une carte bidimensionnelle représentant la charge intégrée sur la partie rapide du signal en fonction de la charge intégrée sur une fenêtre en temps comprenant la partie lente. Lors de cette expérience, le système d’acquisition FASTER a permis d’utiliser quatre portes d’intégration de la charge différentes pour le signal CsI. Ceci a permis de

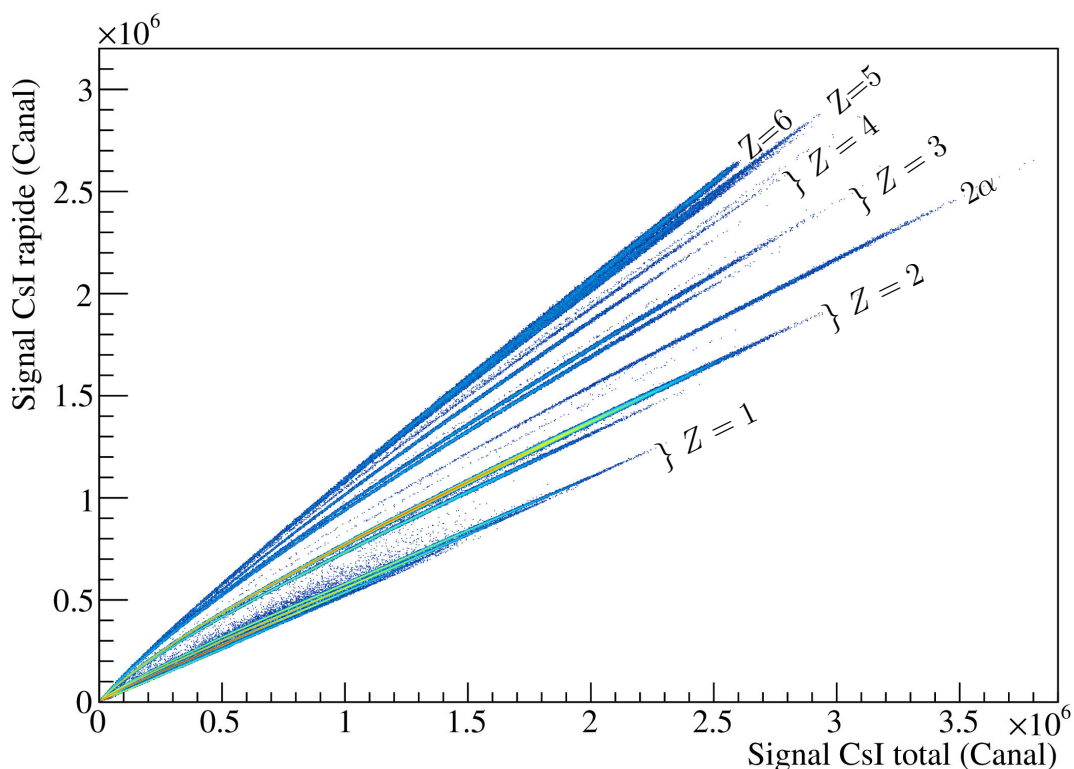


FIGURE 2.10 – Représentation d’une carte « rapide-total ». La valeur de la charge d’un groupement de lignes est indiquée.

tester différentes combinaisons afin de trouver celle permettant la meilleure discrimination. Notre choix s’est arrêté sur une porte pour le signal rapide entre 0 et 500 ns et une autre intégrant la totalité du signal, de 0 à $3\ \mu\text{s}$. Un exemple de carte « rapide-total » est représenté en figure 2.10. Sur cette carte, les différents isotopes se distribuent sur des lignes individuelles, groupées par valeurs de charge. Cependant, la discrimination par isotope est possible seulement jusqu’aux éléments de charge $Z \leq 4$. Comme le montre la figure 2.10, les lignes correspondant aux charges supérieures sont confondues. À basse énergie, toutes les lignes finissent par se regrouper.

Cette méthode sera par la suite utilisée afin de corriger certaines erreurs d’identification, notamment dues à la pollution ou à la superposition de plusieurs contributions sur les cartes $\Delta E-E$.

2.3.1.3 Les outils utilisés

L’analyse des données a été réalisée en grande partie en utilisant l’environnement d’analyse ROOT [70]. Un autre outil, appelé KaliVeda [71] a également été utilisé. C’est une banque d’outils d’analyse basée sur ROOT, initialement développée pour le multi-détecteur de particules chargées INDRA [72] au GANIL. KaliVeda dispose ainsi d’un grand nombre de classes utiles à l’analyse de données de physique nucléaire et permet des calculs de pertes d’énergie de particules chargées dans la matière.

Parmi les outils proposés dans KaliVeda se trouvent des grilles d’identification pour cartes $\Delta E-E$. Ces grilles sont construites à partir de fonctionnelles proposées par L. Tassan-

Got [73], reproduisant les quasi-hyperboles que forment la distribution des particules sur ces cartes. Ces fonctionnelles sont basées sur la formule de Bethe-Bloch et proposent une forme paramétrique permettant un ajustement sur des données non étalonnées. L. Tassan-Got propose également une version de cette fonctionnelle prenant en compte l'émission non linéaire de la lumière dans un scintillateur. Ceci nous permet d'utiliser ces grilles d'identification pour les deux cartes $\Delta E-E$ obtenues pour nos télescopes.

Des outils d'analyse semi-automatisés basés sur ces environnements d'analyse ont été mis au point lors d'une précédente thèse [74] et ont été adaptés aux spécificités de cette expérience.

Tous les outils utilisés au cours de l'analyse ont maintenant été présentés. Toutes les étapes présentées en section 2.3.1 vont maintenant être détaillées, en commençant par l'étalonnage des détecteurs.

2.3.2 Étalonnage des détecteurs silicium

Les diodes silicium étant des détecteurs à réponse linéaire, leur étalonnage revient à trouver la relation linéaire reliant valeur en canaux électroniques et énergie déposée dans le détecteur. Pour établir cette relation, nous avons utilisé une source radioactive contenant trois émetteurs de particules α (^{239}Pu , ^{241}Am et ^{244}Cm) d'énergies 5,15 MeV, 5,48 MeV et 5,80 MeV. Cette source nous fournit alors trois points très resserrés dans les basses énergies. Pour une meilleure contrainte sur les coefficients de la droite d'étalonnage, deux points à plus haute énergie ont également été mesurés. Pour cela, les quatre télescopes mobiles ont été placés dans l'axe du faisceau et deux mesures ont été faites, une directe du faisceau, l'autre en interposant une cible d'aluminium d'épaisseur 1,5 mm. Cette deuxième mesure a permis de mesurer le dépôt d'énergie d'ions carbone de 37,1 MeV/n dans les diodes silicium. Le télescope fixe à 3° ne pouvant pas être déplacé, seule la mesure avec la cible d'aluminium, permettant de mesurer les ions carbone ayant diffusé, a été réalisée.

Pour obtenir une valeur en énergie à comparer à la valeur en canaux électroniques obtenue avec les diodes, il faut estimer la perte d'énergie du faisceau dans les deux étages de silicium. Les valeurs d'épaisseurs des détecteurs données par le constructeur n'étant pas toujours précises, un algorithme de détermination d'épaisseur a été mis au point. Il se décompose comme suit :

- Des épaisseurs aléatoires sont d'abord tirées selon deux gaussiennes centrées sur les valeurs constructeur des épaisseurs avec une largeur égale à 20 % de ces valeurs.
- L'énergie perdue par le faisceau dans la cible (pour la mesure avec cible d'aluminium) est ensuite estimée à l'aide de tables de pertes d'énergies fournies par KaliVeda.
- L'énergie perdue dans les deux étages de détecteurs est ensuite estimée de la même façon.
- La courbe d'étalonnage des deux étages est ensuite établie et un ajustement est effectué par deux fonctions linéaires.
- La valeur du χ^2 des deux ajustements est ensuite récupérée.

Ensuite, un algorithme de minimisation inclus dans ROOT a été utilisé afin d'ajuster les valeurs d'épaisseurs en minimisant la somme des χ^2 obtenus lors de l'ajustement. Lorsque les valeurs d'épaisseur optimales ont été trouvées, les paramètres des deux fonctions linéaires correspondants sont extraits et seront utilisés pour établir la correspon-

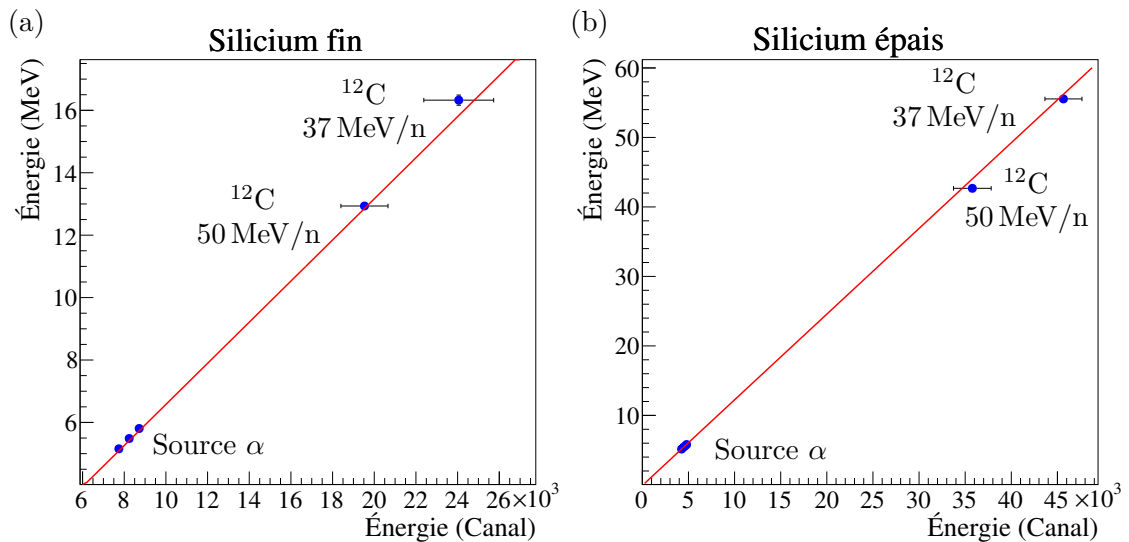


FIGURE 2.11 – Courbes d'étalonnage en énergie des diodes silicium (a) fines et (b) épaisses.

dance canal-énergie pour les deux détecteurs. Un exemple de résultat de ces régressions linéaires est présenté en figure 2.11.

Concernant le scintillateur CsI : Comme nous l'avons vu précédemment, la lumière émise par le scintillateur dépend du type de la particule. À cause d'un effet de « quenching » [75] dans le détecteur, la production de lumière est également non linéaire avec l'énergie déposée. Il n'est donc pas possible de réaliser l'étalonnage de ce détecteur de la même manière que pour les diodes. Il faudrait pour cela trouver une relation canal-énergie différente pour chaque isotope, qui serait, de plus, non linéaire avec l'énergie. Comme pour les expériences précédentes [63, 64], nous avons choisi de ne pas étalonner ce détecteur mais plutôt d'estimer l'énergie résiduelle de la particule à partir de son dépôt d'énergie dans les deux premiers étages du télescope. Le CsI est utilisé ici seulement pour l'identification des particules.

2.3.3 Création des grilles d'identification

L'étape suivante de cette analyse correspond à la création des lignes d'identification à superposer aux cartes $\Delta E-E$ pour identifier les particules. Pour cela, nous avons utilisé un outil fourni par KaliVeda appelé grille d'identification. Cette grille est un graphique contenant l'ensemble des lignes d'identification pour tous les isotopes. Chaque ligne est ensuite ajustée aux données à partir des fonctionnelles de Tassan-Got présentées précédemment. La liste des isotopes à identifier est à préciser en début de processus et est présentée dans le tableau 2.3.

Afin de réaliser l'ajustement de la grille sur les données, il faut d'abord « dessiner » quelques lignes sur les cartes expérimentales. En utilisant la souris, l'utilisateur peut spécifier les coordonnées d'une dizaine de points par ligne ainsi que l'isotope auquel est associée chaque ligne. Un exemple de lignes construites à la main est montré en figure 2.12. Utiliser les lignes à forte statistique comme celles des isotopes de l'hydrogène ou celle des α permet une meilleure précision et donc un meilleur ajustement de la

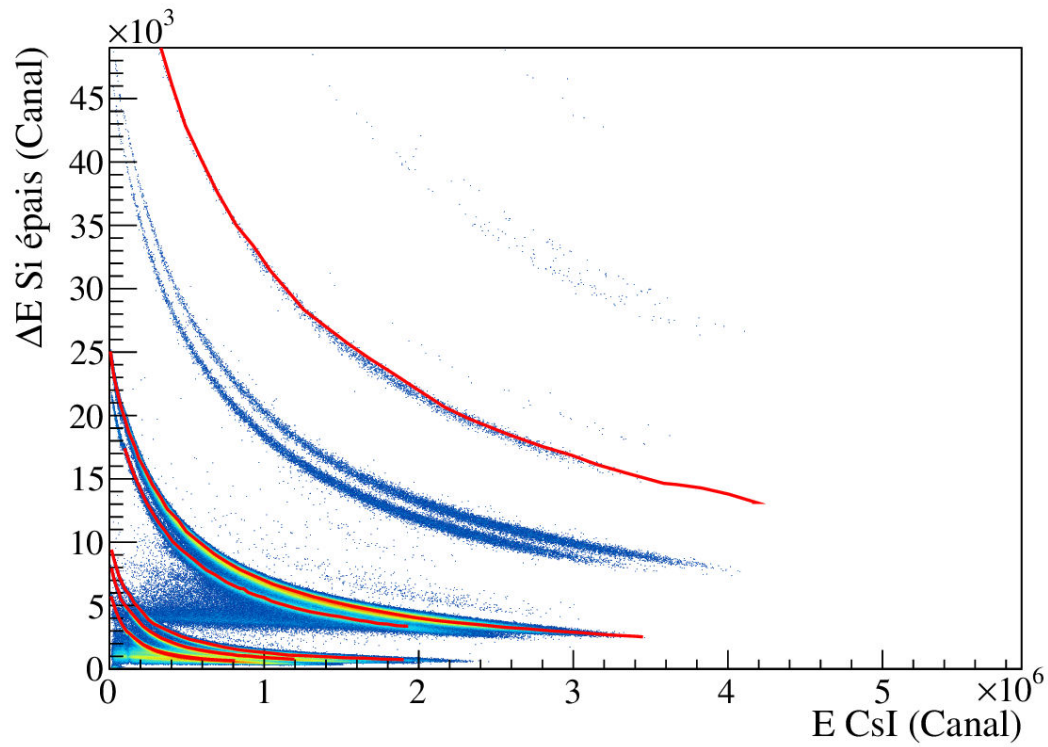
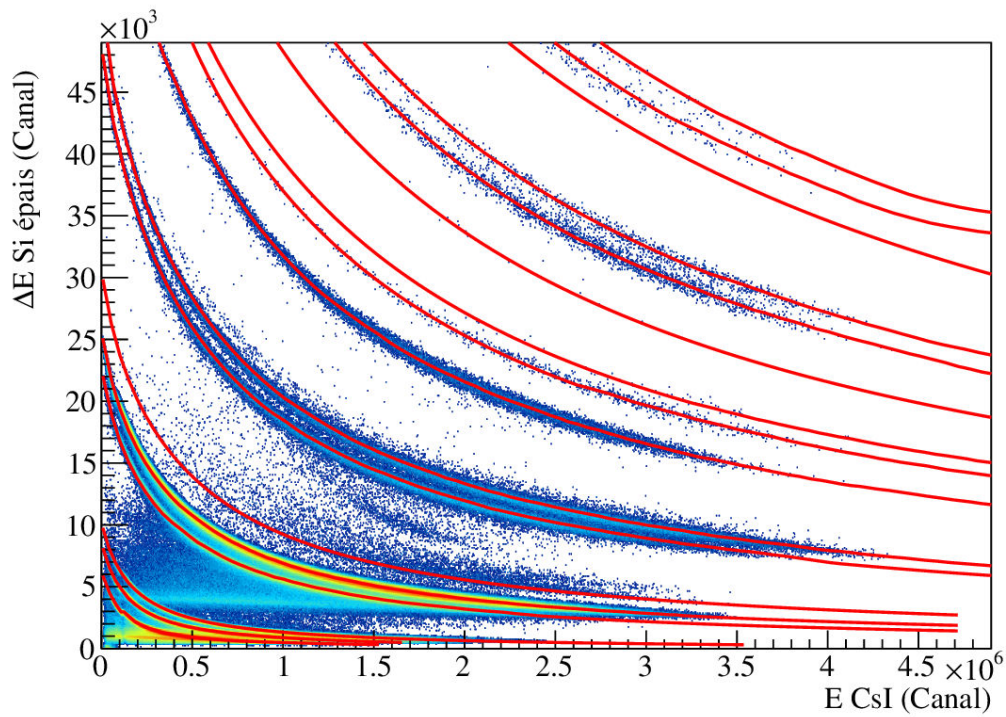
FIGURE 2.12 – Grille d'identification construite par l'utilisateur sur une carte ΔE - E .

FIGURE 2.13 – Grille d'identification construite à partir de l'ajustement des fonctionnelles de Tassan-Got sur la grille construite par l'utilisateur.

Z	1	2	3	4	5	6
A	1, 2, 3	2, 3, 6	3, 6	7, 9, 10	8, 10, 11	10, 11, 12

TABLE 2.3 – Liste des isotopes identifiés par valeur de charge Z .

grille. Les télescopes utilisés présentant trois étages de détecteurs, ils permettent d'obtenir une carte correspondant aux deux diodes silicium ($\Delta E_{\text{Si fin}} - \Delta E_{\text{Si épais}}$) et une carte correspondant au silicium épais et au CsI ($\Delta E_{\text{Si épais}} - E_{\text{CsI}}$). Il faut donc construire deux cartes par télescope, soit 10 au total. L'ajustement des grilles complètes sur les quelques lignes créées par l'utilisateur est ensuite automatisé par KaliVeda. Un exemple de grille complète ajustée est présenté en figure 2.13. Pour chaque isotope, nous obtenons une expression analytique des lignes d'identification. KaliVeda calcule ensuite une certaine « largeur de bande » autour de la ligne pour laquelle l'identification est encore considérée comme bonne. Cette largeur dépend de la proximité des autres lignes d'identification et est égale à la distance (suivant l'axe y) de cette ligne jusqu'à la ligne la plus proche. La limite d'identification entre deux lignes se trouve donc à la moitié de la distance entre elles.

Une fois toutes les grilles d'identification créées, tous les éléments sont en place pour effectuer l'identification et le calcul d'énergie des particules détectées. Le processus d'identification va maintenant être décrit.

2.3.4 Identification et énergie des particules

Le processus d'identification est basé sur un algorithme de KaliVeda permettant d'associer un événement sur une carte $\Delta E - E$ à la ligne dont il est le plus proche. Chaque événement est associé à une carte $\Delta E - E$ selon l'étage du télescope dans lequel la particule s'est arrêtée : si la particule n'a pas déposé d'énergie dans le CsI, elle sera identifiée sur la carte $\Delta E_{\text{Si fin}} - \Delta E_{\text{Si épais}}$, sinon elle sera identifiée sur la carte $\Delta E_{\text{Si épais}} - E_{\text{CsI}}$. Les coordonnées $(\Delta E ; E)$ de cet événement sur la carte seront alors comparées aux différentes lignes de la grille d'identification. L'événement est alors identifié selon la charge et la masse associées à la ligne la plus proche. La limite de distance entre un point et la ligne est défini automatiquement en fonction de la distance entre deux lignes de masses consécutives au sein d'un groupe de lignes de même charge. Ainsi, les événements se trouvant entre deux groupes de lignes de charges consécutives sont rejetés, comme le montre la figure 2.14, sur laquelle seuls les événements identifiés sont affichés autour de leur ligne d'identification respective.

Un inconvénient de cette méthode est qu'elle élargit la bande d'identification autour de la ligne pour les isotopes plus isolés, comme l'élément ${}^6\text{He}$. Comme aucune ligne d'identification de ${}^5\text{He}$ n'a été spécifiée, la bande d'identification ${}^6\text{He}$ est beaucoup plus large. Cet isotope étant rare, cela augmente la quantité de pollution dans l'identification de cet isotope. Ce phénomène nous a poussé à utiliser des méthode de « nettoyage » des cartes avant et après l'identification qui seront décrites dans la section 2.4.

À partir de la charge, de la masse et du dépôt d'énergie dans le silicium épais, il est possible de déterminer l'énergie résiduelle de la particule. Une méthode présente dans KaliVeda utilise des tables de pertes d'énergie de particules dans différents matériaux.

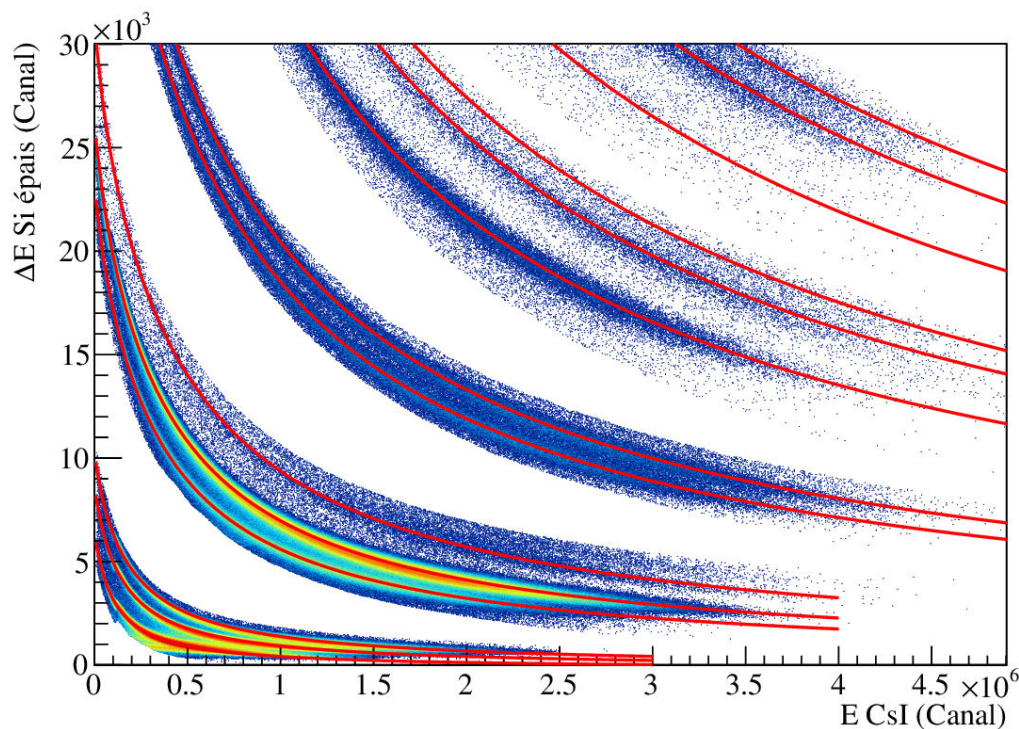


FIGURE 2.14 – Carte ΔE - E présentant uniquement les événements identifiés par l'algorithme de KaliVeda.

En utilisant une interpolation linéaire, cette méthode est capable d'estimer l'énergie qu'un fragment détecté identifié sur la carte $\Delta E_{\text{Si épais}}-E_{\text{CsI}}$ aurait dû déposer dans le CsI. L'énergie incidente E_{inc} de ce fragment est ensuite calculée en sommant les dépôts d'énergies mesurés et l'énergie résiduelle calculée E_{res} :

$$E_{\text{inc}} = \Delta E_{\text{Si fin}} + \Delta E_{\text{Si épais}} + E_{\text{res}}. \quad (2.9)$$

Il est à noter que l'erreur sur la mesure de l'énergie dans le silicium épais sera propagée sur le calcul d'erreur de l'énergie incidente. Avec cette méthode, la précision sur l'énergie reconstruite dépend donc grandement de la résolution du silicium épais et de la précision de son étalonnage. L'estimation de cette erreur sera détaillée dans la section 2.5.1.

2.3.5 Seuils de détection en énergie

Les seuils de détection en énergie pour cette expérience sont fixés par l'épaisseur des siliciums fins. En effet, les données sont enregistrées uniquement si un signal est émis par le silicium épais. Une particule doit donc avoir une énergie suffisante pour traverser le silicium fin et ensuite atteindre le silicium épais. Cependant, et ce malgré les résolutions en énergie des diodes inférieures au pourcent, il a été observé sur les cartes $\Delta E_{\text{Si fin}}-\Delta E_{\text{Si épais}}$ que les lignes d'isotopes d'une charge Z donnée n'étaient pas dissociables entre elles. Nous avons attribué ce phénomène aux électrons éjectés de la cible en grande quantité lors du passage d'un ion, venant perturber la mesure sur les siliciums fins. De plus, le rebroussement n'a pas pu être totalement supprimé de ces cartes

(voir figure 2.15), polluant ainsi les distributions des fragments de masse $A \leq 3$. Prendre en compte ces particules dans les sections efficaces reviendrait donc à les compter deux fois, et fausserait le calcul de leur énergie totale.

Pour le reste des isotopes, la largeur des lignes d'identification empêche également d'estimer correctement leur énergie. Pour cette raison, le calcul des sections efficaces doublement différentielles en angle et en énergie a été fait sans prendre en compte les particules identifiées sur la carte $\Delta E_{\text{Si fin}} - \Delta E_{\text{Si épais}}$. Ceci implique un seuil en énergie augmenté, car les particules doivent également traverser le silicium épais et interagir dans le CsI afin d'être identifiées. Cependant, les particules identifiées sur la carte $\Delta E_{\text{Si fin}} - \Delta E_{\text{Si épais}}$ ont été prises en compte dans le calcul des sections efficaces différentielles en angle. En effet, la valeur de l'énergie de la particule n'est pas importante dans ce calcul, nous permettant d'avoir des seuils en énergie plus bas pour les distributions angulaires que pour les distributions en énergie, à l'exception des particules de masse $A \leq 3$. Les deux catégories de seuils en énergie calculés pour toutes les particules sont regroupées dans le tableau suivant :

Isotope	¹ H	² H	³ H	³ He	⁴ He	⁶ He	⁶ Li	⁷ Li
Seuil haut (MeV)	9,7	13	15,3	34	38,4	45,5	72,4	77,2
Seuil bas (MeV)	9,7	13	15,3	34	16,7	19,5	31,2	33,1

Isotope	⁷ Be	⁹ Be	¹⁰ Be	⁸ B	¹⁰ B	¹¹ B	¹⁰ C	¹¹ C	¹² C
Seuil haut (MeV)	107,3	119,3	124,7	146,7	161,2	167,8	198	206,1	213,7
Seuil bas (MeV)	46,2	50,7	52,7	63,1	68,6	167,8	71	87,8	90,6

TABLE 2.4 – Seuils en énergie calculés pour des diodes d'épaisseurs 160 μm et 500 μm (voir épaisseurs expérimentales dans le tableau 2.2). Le seuil bas correspond à l'énergie nécessaire pour traverser le silicium fin et est utilisé pour les sections efficaces différentielles en angle. Le seuil haut correspond à l'énergie nécessaire pour traverser les deux étages de silicium et est utilisé pour les sections efficaces doublement différentielles en angle et en énergie.

2.4 Nettoyage des cartes d'identification

Au cours de l'expérience, différents facteurs ont pu perturber la mesure de l'énergie des particules. Il peut s'agir de l'empilement de plusieurs particules ou encore d'interactions inélastiques des fragments dans le détecteur, pouvant polluer les lignes des autres isotopes. Ces événements apparaissent sur les cartes $\Delta E - E$ et il est important de les caractériser le mieux possible pour optimiser la précision de l'identification. Au cours de cette section, les différentes sources de pollution ou de mauvaise identification et la solution apportée seront détaillées. Certains problèmes peuvent être adressés en amont de l'identification principale, alors que d'autres devront être traités après.

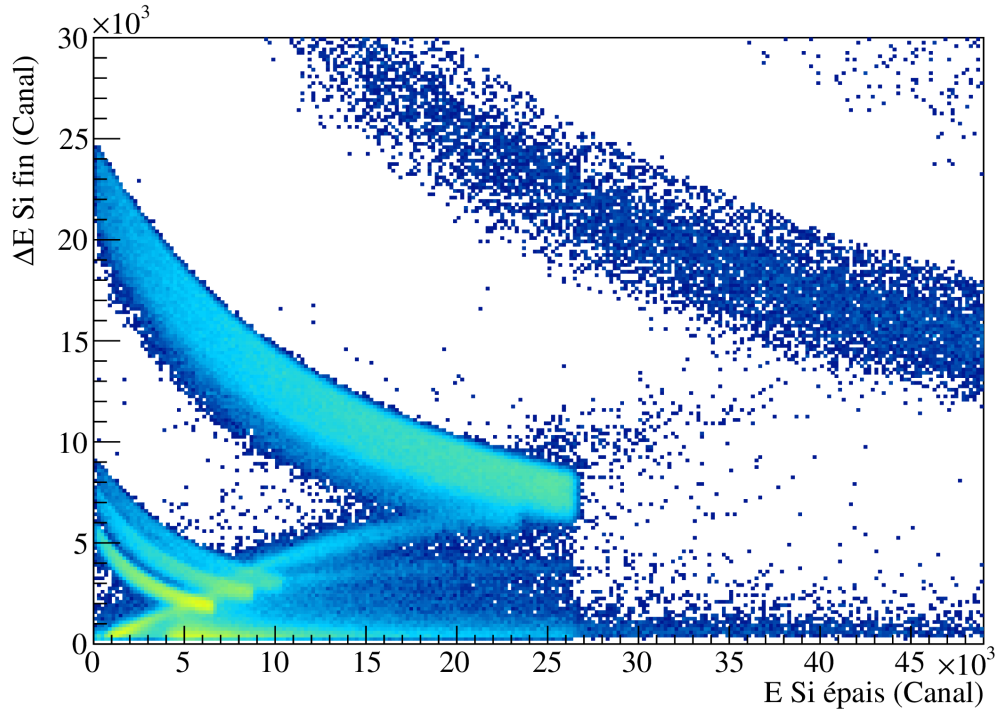


FIGURE 2.15 – Carte $\Delta E-E$ pour le premier étage du télescope (silicium fin vs silicium épais). La résolution en énergie sur le silicium fin entraîne une superposition des lignes d'identification. Le rebroussement n'a pas pu être totalement supprimé sur ces cartes et pollue les lignes d'isotopes de masse $A \leq 3$.

2.4.1 Corrections pré-identification

Empilement dans les détecteurs silicium

Pour améliorer la précision sur l'identification, plusieurs outils sont à notre disposition. Le premier est donné directement lors de l'acquisition par le dispositif FASTER. Il s'agit d'un outil de détection d'empilement de signaux dans les détecteurs connectés sur une entrée ADC, comme les détecteurs silicium. Cela permet de supprimer certains événements dont l'énergie mesurée dans les diodes est faussée, ce qui sur une carte $\Delta E-E$ peut déplacer un événement sur une autre ligne d'identification. Cet outil a permis de supprimer au maximum 3% des événements aux plus faibles angles sur la carte $\Delta E_{\text{Si fin}}-E_{\text{Si épais}}$. Le nombre de ces événements décroît ensuite avec l'angle (0,15% à 23°). Sur la carte $\Delta E_{\text{Si fin}}-E_{\text{Si épais}}$, ces événements étaient généralement situés aux faibles valeurs de $\Delta E_{\text{Si fin}}$ et pour toutes les valeurs de $E_{\text{Si épais}}$, polluant ainsi principalement les lignes d'identification des fragments de $Z = 1$. Sur la carte $\Delta E_{\text{Si épais}}-E_{\text{CsI}}$, l'importance de cette correction était bien plus faible (< 1% dès 3°).

Interactions dans les armatures des détecteurs silicium

Les diodes silicium utilisées sont présentées en figure 2.16. Sur cette figure, la surface hachurée représente la surface active du détecteur. Le détecteur est entouré d'une arma-

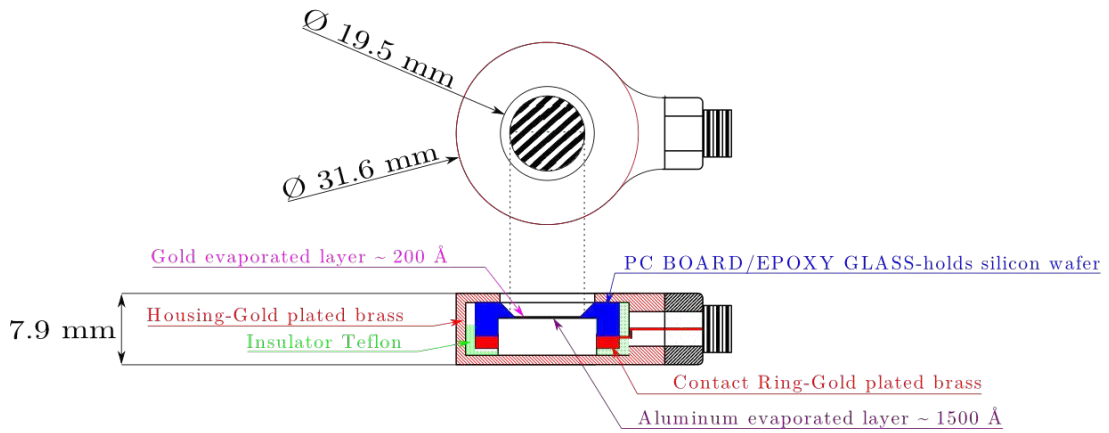


FIGURE 2.16 – Composition et dimensions des diodes silicium utilisées.

ture métallique dans laquelle une partie des particules vont interagir. Or, si une particule traverse la partie située juste en dehors de la surface active (partie représentée en bleu sur la figure), il se peut qu'elle ionise suffisamment le milieu pour créer un signal dans le détecteur. Mais le champ électrique dans cette partie du détecteur étant différent, la collection de charges n'est pas correcte, ce qui a pour effet de créer un signal électrique déformé, étalé en temps, et ayant une amplitude non proportionnelle à l'énergie déposée par la particule. Ces événements ont donc une position incorrecte sur la carte $\Delta E-E$. De plus, ils sont émis hors de l'angle solide calculé en utilisant la surface active du détecteur silicium et ne doivent pas être pris en compte lors du calcul des sections efficaces.

Lors de l'acquisition, FASTER fournit une mesure du temps Δt entre le début du signal et l'instant où l'amplitude de ce signal est maximale. Cette donnée permet alors une discrimination sur le temps de montée du signal et de trier ces signaux déformés. Pour cela, une carte représentant l'énergie déposée dans le détecteur silicium étudié en fonction de cette valeur Δt est créée. Un exemple d'une telle carte est montré en figure 2.17, sur laquelle sont entourés en rouge les événements rejetés. À faible angle, ces événements peuvent contribuer jusqu'à 20 % du nombre d'événements total sur la carte $\Delta E_{Si \text{ fin}}-E_{Si \text{ épais}}$. Ce nombre diminue ensuite avec l'angle (5 % à 23°).

Perte de linéarité des photomultiplicateurs

Pour les mesures aux faibles angles, les télescopes sont exposés à des ions ^{12}C du faisceau diffusés. Ces ions et certains fragments les plus lourds ayant une énergie proche de celle du faisceau atteignent le détecteur avec une grande intensité et provoquent une perte de linéarité des photomultiplicateurs. Cela entraîne un décalage des événements à la fin des lignes d'identification pour ces éléments, ce qui implique que les lignes d'identification ajustées ne sont plus valables. Ce phénomène est observé particulièrement pour le télescope fixe à 3° et pour les mesures à 5°. Pour remédier à ce problème, les lignes d'identification ont été modifiées à la main pour obtenir une superposition correcte avec la carte expérimentale. Le résultat est montré en figure 2.18, sur laquelle les lignes issues de l'ajustement de KaliVeda sont présentées en traits pointillés et les lignes modifiées à la main sont présentées en traits pleins.

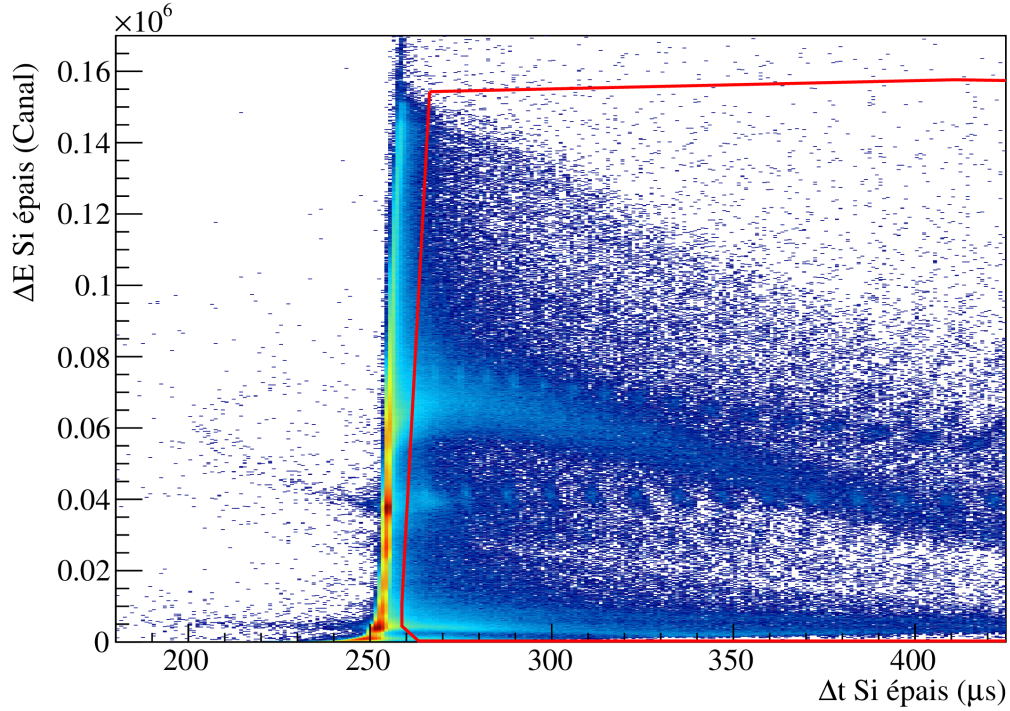


FIGURE 2.17 – Représentation de l'énergie déposée dans le silicium épais en fonction de l'intervalle de temps Δt entre le déclenchement du détecteur et la position du maximum du signal généré.

Interactions et « fuites » dans le scintillateur

En traversant le scintillateur, certaines particules peuvent subir des interactions nucléaires avec les noyaux du détecteur. Ces réactions peuvent parfois conduire à la fragmentation de la particule et changent donc la production de lumière au sein du scintillateur. Comme la valeur d'énergie déposée dans le silicium épais reste inchangée, cela a pour effet de créer des lignes horizontales sur les cartes ΔE - E . Un autre phénomène est responsable d'un effet similaire sur les cartes. Il s'agit de la fuite de certaines particules par les parois du scintillateur. Bien que les CsI aient été usinés de forme conique pour minimiser ces fuites, il semblerait que ce ne soit pas suffisant pour les supprimer complètement. Ceci peut être dû à des fragments légers créés dans le scintillateur ayant un parcours plus long que le détecteur. Ces traînées horizontales sont surtout visibles pour les ^{12}C de haute énergie (visible uniquement à faible angle), pour les α et pour les isotopes de l'hydrogène. Elles sont visibles sur la figure 2.19(a) pour le carbone et sur la figure 2.19(b) pour les $Z = 1$ et $Z = 2$.

Comme l'énergie déposée dans le CsI n'est pas mesurée mais calculée à partir du dépôt d'énergie dans le silicium épais, ces événements peuvent être comptabilisés, à condition d'être correctement identifiés. Or, ces événements, en plus de ne pas faire partie des lignes d'identification, forment des lignes horizontales qui se superposent aux hyperboles d'autres fragments de masses inférieures (voir figure 2.19). Lors de l'identification, ces événements seront soit perdus, soit associés à une autre particule. Il faut donc trouver

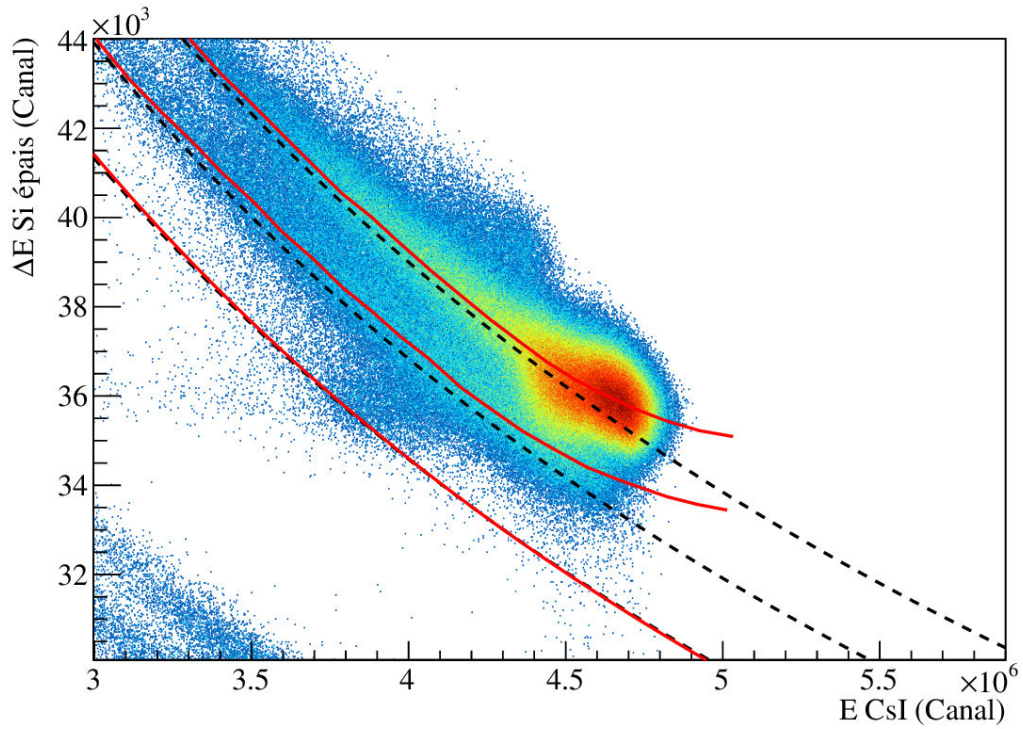


FIGURE 2.18 – Ajustement manuel des lignes d'identification pour des mesures où une perte de linéarité des PM est constatée.

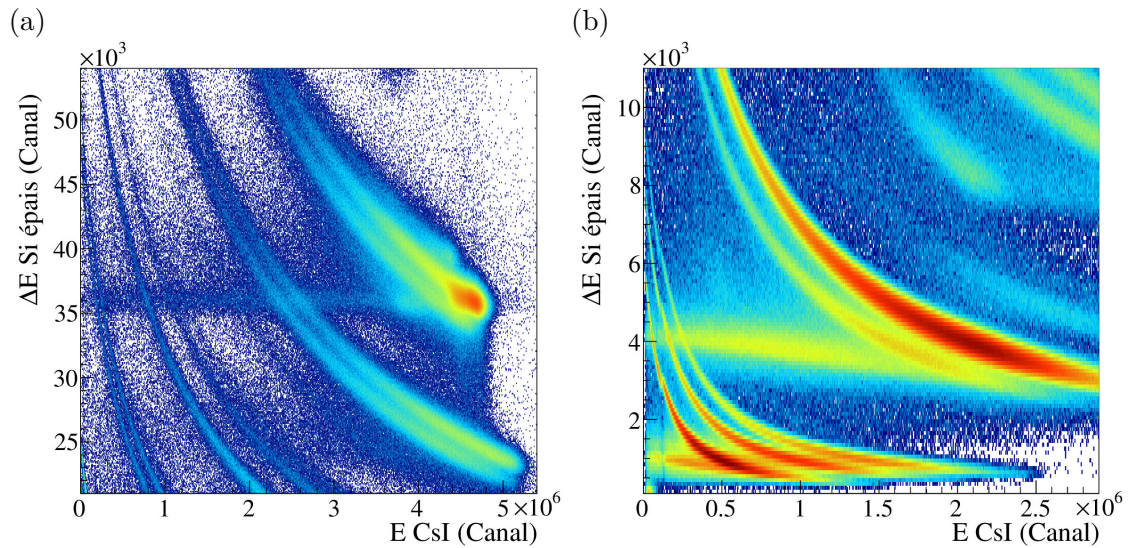


FIGURE 2.19 – Traînées horizontales créées sur les cartes ΔE - E lors de la fragmentation de la particule dans le scintillateur ou par la fuite de la particule par les parois du télescope. (a) traînée engendrée par le carbone, (b) traînées engendrées par les particules α et par les protons.

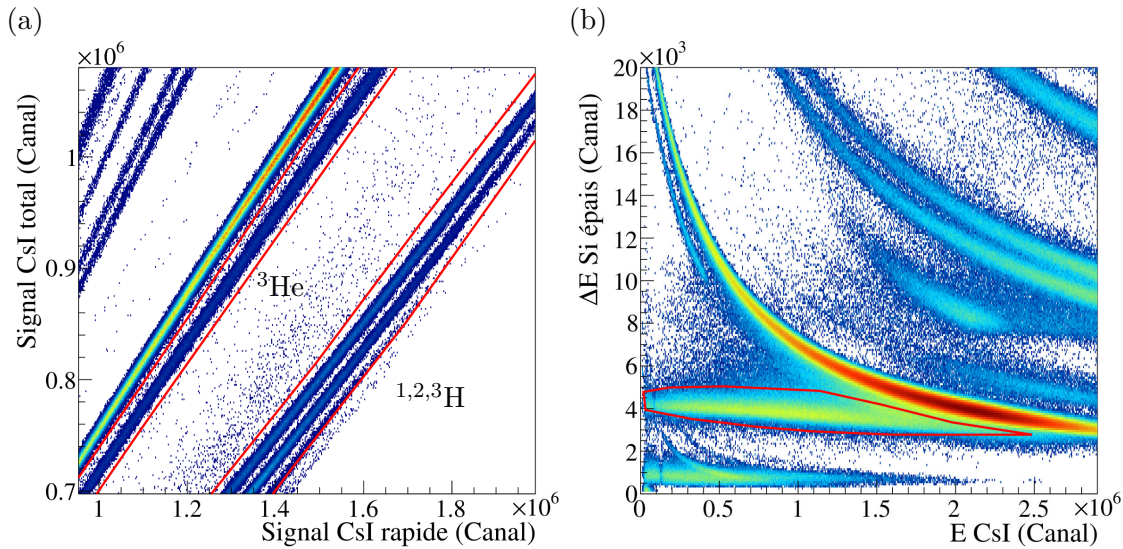


FIGURE 2.20 – Étapes de la technique utilisée pour récupérer les événements de la traînée α qui polluent les lignes des isotopes de l'hydrogène et des ^3He . Une première sélection (a) est appliquée sur la carte rapide-total pour isoler ces éléments et une deuxième (b) est appliquée sur la carte $\Delta E-E$ pour récupérer tous les événements de la traînée.

une méthode pour récupérer ces événements et empêcher la pollution d'autres lignes d'identification.

Pour ce faire, nous avons utilisé conjointement la méthode d'identification $\Delta E-E$ et l'analyse en forme du signal. Afin de décrire précisément la technique employée, nous prendrons la récupération des particules α comme exemple. La ligne horizontale engendrée par ces particules pollue les distributions des ^3He et des trois isotopes de l'hydrogène. Sur la carte d'identification rapide-total, une sélection graphique a été réalisée autour de ces quatre éléments (figure 2.20(a)). Ensuite, la carte $\Delta E-E$ est construite sans les événements de la précédente sélection (figure 2.20(b)). Cela permet alors de sélectionner les événements de la traînée horizontale et de les identifier comme particules α . Les ^3He étant beaucoup moins produits que les ^4He , la proportion d' α polluant les ^3He atteignait 36 % de leur statistique à 5° . Pour les protons, elle atteignait 10 %. Ce phénomène n'est plus visible pour les ions carbone dès 9° , et à partir de 23° pour les protons et α . Le même procédé est appliqué pour les isotopes de l'hydrogène. Concernant la traînée de ^{12}C , la même technique a été employée pour nettoyer les lignes polluées des isotopes du lithium. Il a cependant été impossible d'utiliser cette technique pour nettoyer celles des isotopes du béryllium, du bore et du carbone, qui ne sont pas dissociables sur la carte rapide-total à basse énergie. Cette pollution sera alors prise en compte dans le calcul des barres d'erreur pour ces isotopes.

Empilement de deux particules α

Lors de la fragmentation du projectile, il peut arriver que deux fragments soient émis sensiblement au même angle. Si ces particules sont émises à la même vitesse, elles peuvent alors atteindre un télescope simultanément. Ces deux particules sont alors confondues en un même événement et l'énergie mesurée dans les détecteurs est la somme des énergies des deux particules. L'empilement de deux particules le plus courant est celui de deux

particules α , majoritairement issus de la désintégration du ^8Be . Cet isotope a une durée de vie très courte (6.7×10^{-17} s) et se désintègre en deux particules α . Afin de récupérer ces événements dans la statistique des ^4He , l'identification par la méthode rapide-total a été utilisée. En effet, à cause de la non linéarité de la production de lumière dans le CsI, les événements issus de l'empilement 2α créent une nouvelle ligne, clairement séparée des lignes correspondant aux fragments (voir figure 2.21(a)). Il est alors possible de créer une sélection graphique de cette ligne pour les isoler avant l'identification $\Delta E-E$. La figure 2.21(b) représente ces événements isolés sur la carte $\Delta E-E$, superposés à la grille d'identification KaliVeda. Comme le montre cette figure, la contribution de cet empilement se retrouve majoritairement confondue avec les lignes d'identification des isotopes du lithium sur la carte $\Delta E-E$. Une fois ces événements isolés, ils peuvent être identifiés en tant que particules α et ne pollueront plus la statistique des isotopes du lithium. Un événement de cette sélection est alors compté deux fois dans la distribution des ^4He . L'énergie de ces particules est ensuite déterminée à partir de l'énergie déposée dans le silicium épais, au préalable divisée par deux.

L'évolution de cette contribution « 2α » dans les distributions du lithium en fonction de l'angle est représentée en figure 2.22. À 3° , cette contribution est grandement diminuée, grâce à la plus grande distance du télescope à la cible, qui réduit l'angle solide couvert par le détecteur. La plus grande proportion d'événements 2α se trouve donc à 5° , où elle atteint 31 %. Elle diminue ensuite rapidement avec l'angle, pour descendre sous 5 % après 20° . La figure 2.22 représente également l'évolution de l'importance de la correction 2α à la statistique totale des particules α . À 5° , elle est d'environ 10 %, mais diminue rapidement avec l'angle.

En amont de l'identification, des corrections importantes ont été rendues possibles grâce au système d'acquisition FASTER. En effet, toutes les corrections présentées ci-dessus ont utilisé différentes fonctionnalités de ce système : la détection de l'empilement de signaux et la mesure du temps de montée du signal pour les détecteurs connectés aux entrées ADC, et l'analyse en forme du signal pour le scintillateur plastique. Ceci nous a permis de réduire considérablement le bruit de fond sur les cartes $\Delta E-E$ et de prévenir de mauvaises identifications. Cependant, de nouvelles corrections ont été nécessaires après l'identification par la méthode $\Delta E-E$.

2.4.2 Corrections post-identification

Pour des hautes énergies dans le CsI, les lignes d'identification au sein d'un groupe de même charge ne sont plus clairement séparées sur la carte $\Delta E-E$. Cette confusion des lignes implique que certains fragments seront identifiés à tort comme appartenant à une ligne adjacente. Pour tenter de récupérer ces événements et les identifier correctement, nous avons utilisé la méthode rapide-total après l'identification par la méthode $\Delta E-E$. En effet, en affichant sur la carte rapide-total une seule particule sélectionnée par sa charge et sa masse, les événements mal identifiés se séparent sur différentes lignes. Il est alors aisé de les récupérer à l'aide d'une sélection graphique. Ces événements sont alors ré-identifiés si il est possible de déterminer à quelle ligne isotopique ils appartiennent. Leur énergie résiduelle est ensuite recalculée en fonction de la nouvelle charge et de la nouvelle masse qui leur est associée. Cette correction a été possible seulement pour les isotopes jusqu'au ^{10}Be , les lignes n'étant ensuite plus dissociables sur la carte rapide-total.

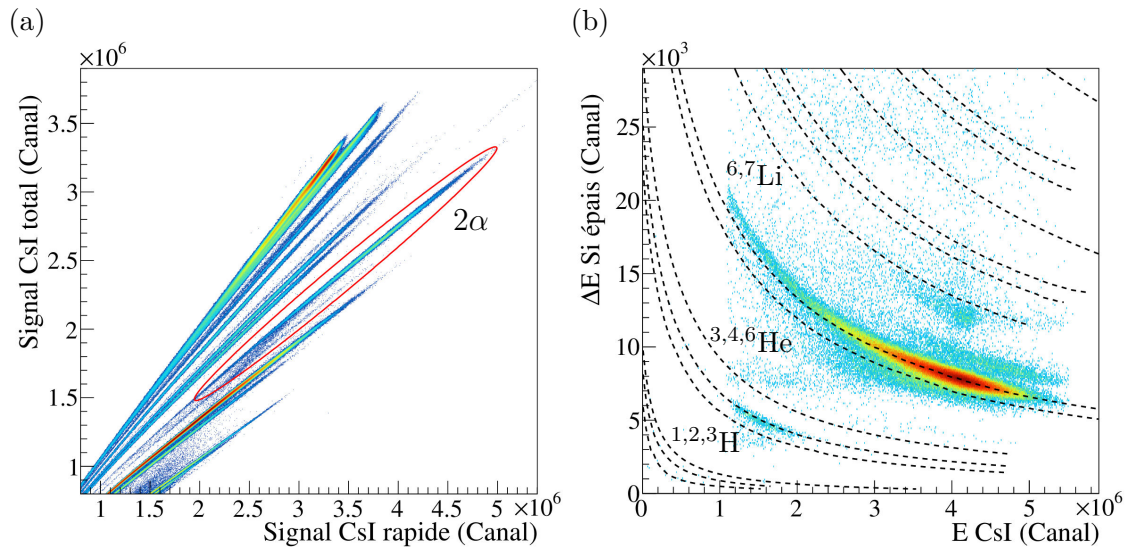


FIGURE 2.21 – (a) Récupération des événements 2α sur la carte rapide-total. (b) Représentation de la sélection faite en (a) sur une carte ΔE - E .

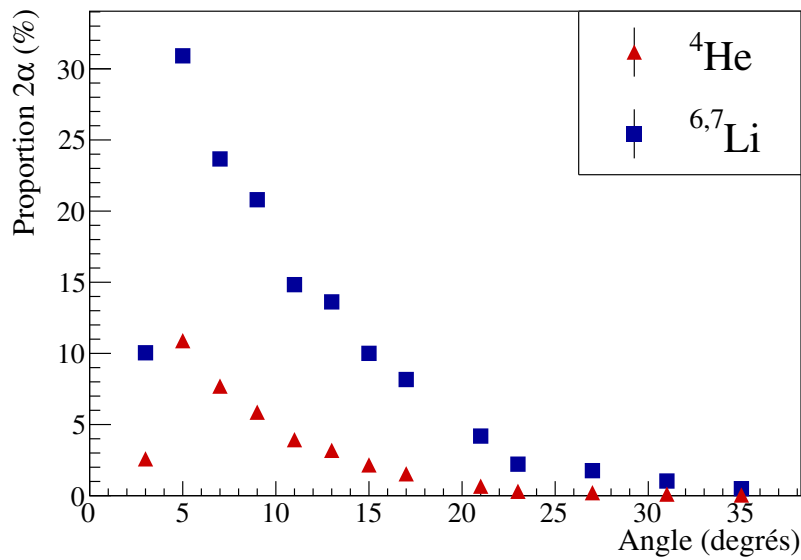


FIGURE 2.22 – Proportion de l'empilement de deux particules α dans la statistique des isotopes du lithium (carrés bleus) et dans la statistique totale des particules α (triangles rouges).

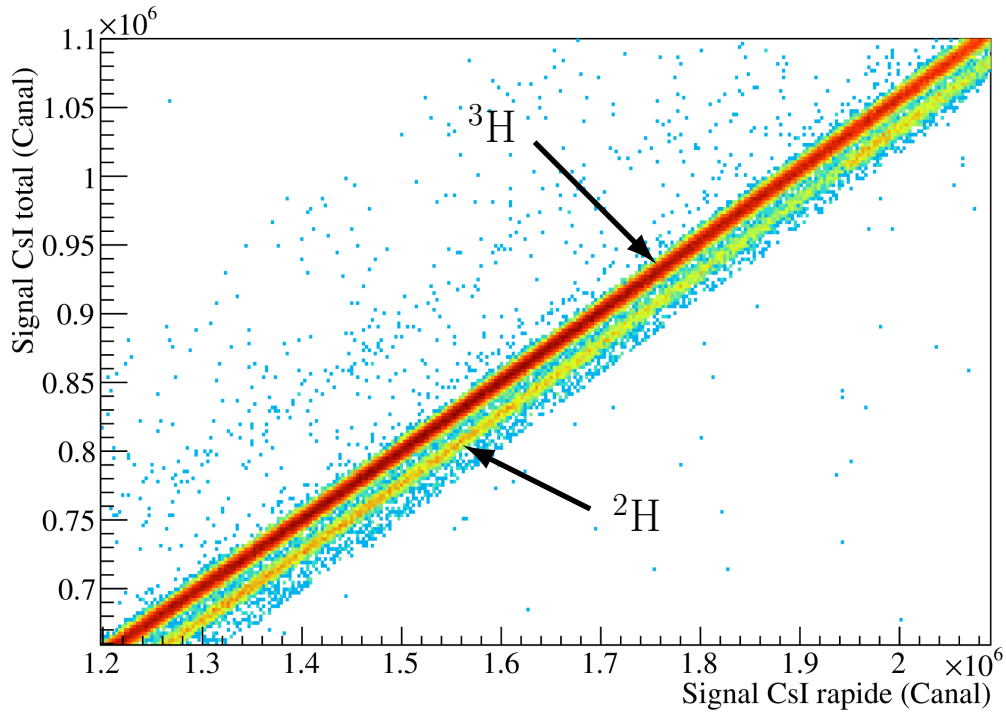


FIGURE 2.23 – Représentation sur une carte rapide-total des événements identifiés comme ^3H . Une autre ligne apparaît également, correspondant à des événements ^2H identifiés à tort comme ^3H .

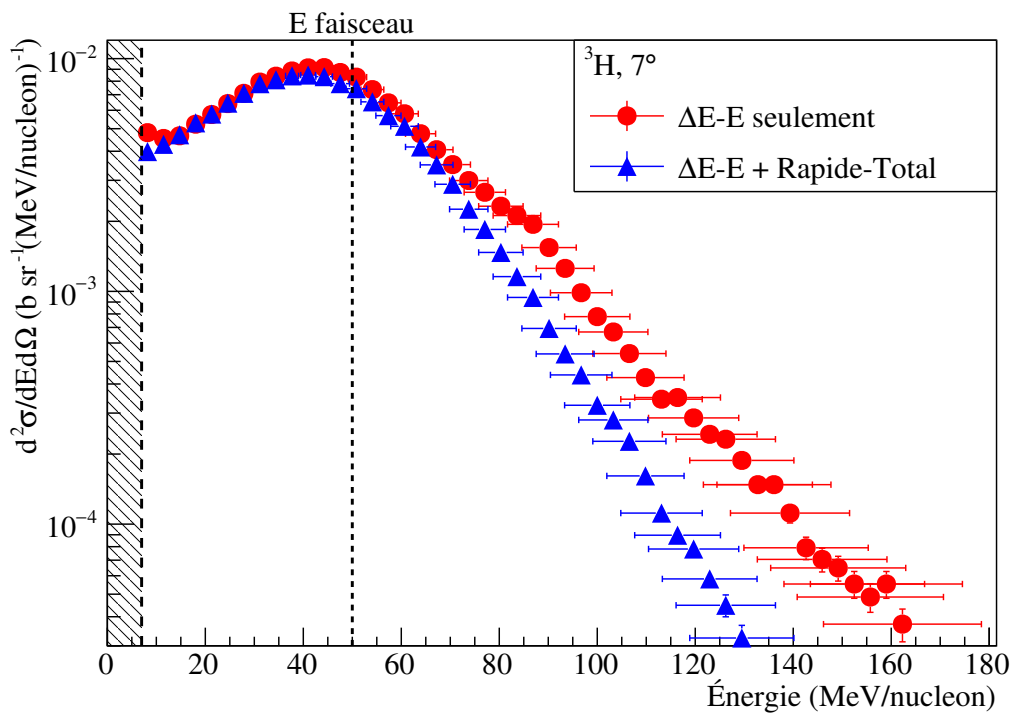


FIGURE 2.24 – Effets des mauvaises identifications sur la distribution en énergie des ^3H à 7° , correspondant aux événements représentés en figure 2.23. La distribution en cercles rouges correspond au résultat brut de l'identification $\Delta E-E$. La distribution en triangles bleus est corrigée à l'aide des cartes rapide-total.

La figure 2.23 représente une partie de la carte rapide-total pour des événements identifiés comme des ${}^3\text{H}$ à un angle de 7° . Sur cette carte, on voit clairement apparaître les lignes correspondant aux ${}^2\text{H}$. L'effet de la correction de l'identification est visible sur la figure 2.24. Sur cette figure, deux distributions en énergie pour la production de ${}^3\text{H}$ à 7° sont montrées. La première correspond à l'identification ΔE - E seulement (en cercles rouges) et la deuxième correspond au couplage des deux méthodes (en triangles bleus). Les parties à basse énergie des deux distributions sont semblables, mais les différences augmentent après 40 MeV/n. La distribution non corrigée présente alors des structures accidentées alors que la distribution corrigée présente une pente régulière. La ré-identification des événements sélectionnés sur la carte rapide-total a apporté une correction de 12,4 % à la section efficace différentielle de ${}^3\text{H}$ pour cet angle. L'importance de cette correction varie grandement avec le taux de production du fragment. En effet, la statistique d'un fragment abondant comme le proton ne sera que très peu affectée par un débordement des deutons ($\sim 1\%$ de la section efficace à faible angle), alors que celle des deutons sera plus affectée par un débordement des protons ($\sim 7\%$ au même angle). En général, plus un élément peu produit est situé proche d'un élément abondant, plus cette correction est importante (jusqu'à 75 % pour l'élément ${}^6\text{He}$).

2.5 Estimation des erreurs systématiques

Toutes les observables nécessaires au calcul des sections efficaces ayant été obtenues, il est maintenant nécessaire d'estimer l'erreur commise sur leur mesure. Dans cette section, nous commencerons par détailler les calculs d'estimation d'erreurs systématiques sur l'énergie reconstruite dans le CsI. Nous utiliserons ensuite une simulation Monte-Carlo de l'expérience afin d'estimer les erreurs engendrées par notre méthode d'identification, puis nous calculerons la valeur de la barre d'erreur sur les sections efficaces doublement différentielles.

2.5.1 Erreur sur l'énergie CsI

Comme mentionné lors de la description de la méthode d'analyse, la technique choisie pour calculer l'énergie déposée dans le CsI a l'inconvénient de générer des incertitudes assez grandes à haute énergie, car elles dépendent de l'énergie déposée dans le silicium épais.

L'extrapolation de l'énergie CsI dépend non seulement de l'énergie déposée dans le silicium épais mais aussi de la charge et de la masse de la particule (voir formule de Bethe-Bloch, Chapitre 1, eq. 1.3). Plus l'énergie déposée par une particule dans le silicium épais est faible, moins l'évaluation de l'énergie résiduelle sera précise. Cela est dû à la forme de la courbe de Bragg, qui est pratiquement plate en début de parcours (à haute énergie). Une faible erreur sur la mesure du dépôt d'énergie entraîne alors une forte variation de l'énergie résiduelle.

Il est donc nécessaire d'évaluer l'incertitude sur l'énergie reconstruite pour chaque particule, mais aussi pour chaque télescope, car la précision sur l'énergie déposée dans le silicium épais dépend de la résolution en énergie de celui-ci. Pour cela, nous avons mis au point une méthode systématique qui suit les étapes suivantes, pour une particule et un détecteur donnés :

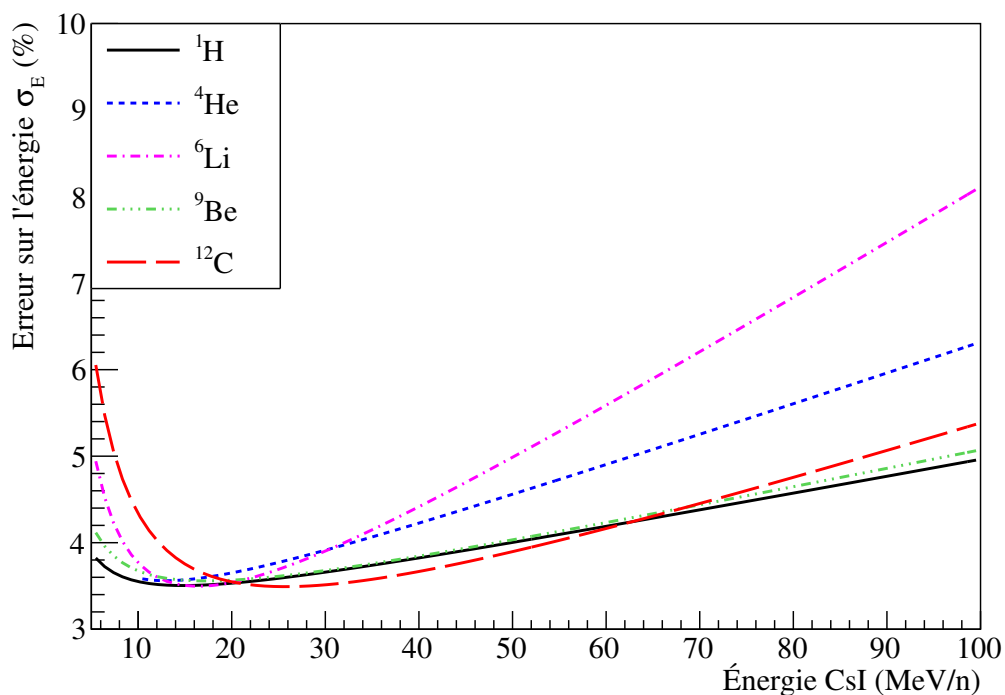


FIGURE 2.25 – Évolution de l'erreur sur l'énergie reconstruite pour différents isotopes et pour un télescope.

- Une gamme en énergie déposée dans le silicium $[E_{\min}; E_{\max}]$ est déterminée selon la particule. Cette gamme est parcourue de manière croissante et les étapes suivantes sont effectuées en utilisant une énergie $E_{\text{épais}} \in [E_{\min}; E_{\max}]$.
- Une gaussienne est créée avec comme valeur moyenne $E_{\text{épais}}$ et comme largeur $\sigma_E = R_{\text{épais}} \times E_{\text{épais}}$, avec $R_{\text{épais}}$ la résolution du détecteur étudié.
- Une valeur d'énergie aléatoire E' est tirée selon cette gaussienne.
- L'énergie résiduelle $E_{\text{res}} = f(E')$ est calculée.
- Les deux dernières étapes sont répétées 1000 fois et une distribution de la valeur E_{res} est créée.
- Cette distribution peut être ajustée à l'aide d'une gaussienne dont la valeur moyenne E_{CsI} et la largeur σ_{CsI} sont récupérées.

Finalement, l'évolution de σ_{CsI} en fonction de E_{CsI} peut être ajustée par un polynôme d'ordre 2. Nous avons alors accès à une fonction $\sigma_{\text{CsI}}(E_{\text{CsI}})$ permettant d'obtenir l'erreur systématique sur l'énergie résiduelle quelque soit sa valeur. Ces fonctions doivent être calculées pour chaque particule et pour chaque télescope. Un exemple est présenté en figure 2.25 pour différentes particules.

2.5.2 Erreurs engendrées par la méthode d'identification

La section suivante vise à évaluer les erreurs systématiques engendrées par notre méthode d'identification $\Delta E-E$ et que nous n'avons pas réussi à corriger à l'aide de la méthode rapide-total. Ceci inclut en particulier des empilements de particules tels que l'empilement d'un proton et d'une particule α , ou encore de deux protons. Ce type d'événement ne créant pas de ligne distincte dans les deux cartes d'identification, il est

impossible de les isoler et de corriger la pollution qu'ils apportent à l'identification des particules. Il est donc nécessaire d'en estimer la proportion et d'inclure leur contribution à la barre d'erreur sur la section efficace différentielle.

Pour mener à bien cette étude, l'outil de simulation Monte-Carlo GEANT4 (GEOMETRY AND TRACKING) [76] développé au CERN a été utilisé. GEANT4 est un environnement logiciel orienté objet et une librairie de classes C++ permettant une description géométrique d'une expérience (détecteurs, supports, faisceau) et assurant la simulation du passage de particules à travers la matière par la méthode Monte-Carlo. Cet outil a été développé d'abord dans le but de simuler les interactions à hautes énergies pour les expériences du CERN, mais a aujourd'hui été étendu aux basses énergies.

La création d'un programme de simulation avec GEANT4 passe par quelques étapes mandataires. En effet, un programme doit suivre une certaine architecture pour fonctionner. L'utilisateur doit fournir un certain nombre de classes décrivant son expérience. Ces étapes sont les suivantes :

1. La description géométrique, qui inclut la modélisation en trois dimensions des détecteurs, de leurs armatures et de tous les supports, ainsi que la modélisation de la cible. Le type et la nature des matériaux utilisés sont également donnés.
2. La création d'un générateur d'événements dits « primaires », permettant de définir la particule incidente, son énergie, sa position dans la géométrie décrite précédemment et sa direction. En ajoutant une composante aléatoire à la position et à la direction, il est possible de reproduire les caractéristiques d'un faisceau en sortie d'un accélérateur.

Ces données sont suffisantes pour créer une simulation fonctionnelle. Cependant, d'autres éléments sont nécessaires pour obtenir les informations voulues par l'utilisateur :

- La spécification des modèles physiques régissant les interactions. Les interactions électromagnétiques et les réactions nucléaires sont par exemples gérées par des modèles différents. De plus, selon la gamme en énergie et les particules en jeu, différents modèles peuvent intervenir pour gérer ces interactions nucléaires. Plusieurs choix sont proposés à l'utilisateur, en complément d'un jeu de paramètres par défaut.
- La définition des observables recherchées. Parmi toutes les interactions qui ont lieu dans la simulation, l'utilisateur doit clairement définir quel type de données (énergie déposée dans quel détecteur, par quelle particule...) il veut récupérer.

Une fois ces paramètres définis, la simulation se déroule « événement par événement », un événement étant créé lors de la génération d'une particule primaire. Cette particule sera alors propagée dans l'espace, jusqu'à la prochaine interaction. La distance entre deux interactions est appelée un « *step* » et est définie par GEANT4 en fonction des processus physiques susceptibles d'être mis en jeu selon le matériau traversé. L'ensemble des différents *steps* compose la « trace » d'une particule. Si une nouvelle particule est créée lors d'une interaction, une nouvelle trace est créée. Un événement est alors composé de la totalité des traces créées par le passage de la particule incidente. Chaque particule est propagée une à une jusqu'à ce que son énergie cinétique devienne inférieure à un certain seuil de coupure défini par l'utilisateur. GEANT4 peut aussi générer des processus de décroissance radioactive pour les particules au repos.

La simulation créée pour reproduire notre expérience va maintenant être décrite. Les données extraites de cette simulation seront soumises à la même méthode d'analyse que les données expérimentales. Cependant, la carte rapide-total n'a pas pu être reproduite avec la simulation à cause d'une connaissance insuffisante de l'établissement d'un signal de scintillation du cristal. Pour cette raison, les événements causés par l'empilement de deux particules α , qui ont déjà été corrigés expérimentalement, ont été retirés des distributions des isotopes du lithium.

Versions et modèles utilisés : Cette simulation a été réalisée avec la version 4.10-p02 de GEANT4. Les interactions électromagnétiques ont été modélisées avec le modèle « electromagnetic standard package 3 ». Dans GEANT4, la gestion des interactions inélastiques est divisée en une voie d'entrée, qui gère la création de fragments excités, et une voie de sortie qui gère la désexcitation de ces fragments. Ici, le modèle de voie d'entrée choisi est le modèle de dynamique quantique moléculaire QMD [77]. En voie de sortie, le modèle par défaut de GEANT4 a été utilisé. Il s'agit du modèle d'évaporation GEM [78] travaillant conjointement avec le modèle de « Fermi Break-Up » (FBU [79]). Cette combinaison de modèles de voie d'entrée et de voie de sortie a été choisie car elle était celle qui reproduisait le mieux les mesures à 95 MeV/n [74].

2.5.2.1 Description du dispositif expérimental

Les éléments à reproduire pour cette simulation sont les suivants :

- les caractéristiques du faisceau,
- la modélisation des détecteurs et de leurs armatures respectives
- l'assignation des matériaux correspondant à chaque pièce,
- la modélisation de la cible de réaction.

Pour reproduire les caractéristiques du faisceau du GANIL, nous avons utilisé une énergie de 50,13 MeV/n pour les ions ^{12}C incidents de notre simulation. Le profil géométrique du faisceau a été mesuré lors de l'expérience et présente une forme gaussienne en x et en y , mais avec une largeur différente ($\sigma_x \approx 2$ mm, $\sigma_y \approx 2,5$ mm). Pour des raisons qui seront explicitées plus tard, nous avons choisi ici d'utiliser un profil symétrique pour le faisceau. La largeur de la gaussienne a donc été fixée à la valeur mesurée en x (celle dans le plan des télescopes), soit $\sigma_{x,y} = 2,0$ mm. Aucune dispersion angulaire n'a été appliquée au faisceau.

Modélisation d'un télescope : La première étape pour recréer le dispositif expérimental est de modéliser un télescope type. Une fois réalisé, ce modèle peut être dupliqué et positionné à l'angle voulu. Les différents constituants du télescope sont les deux diodes silicium, la feuille de mylar et le scintillateur CsI. Tous ces éléments sont entourés d'une armature individuelle qui doit également être modélisée. Des épaisseurs standard de 160 μm et 500 μm ont été choisies pour les diodes. Le scintillateur a été modélisé comme un cône de rayon d'entrée 25 mm, de rayon de sortie 28 mm et de 7,5 cm de longueur. Une armature ajustée à sa forme conique a été modélisée, de manière à reproduire sa forme réelle. La modélisation d'un télescope complet est représentée en figure 2.26.

Modélisation de la cible : Cette simulation a été réalisée uniquement avec une cible de carbone de 250 μm d'épaisseur. Les résultats de l'étude systématique obtenus avec

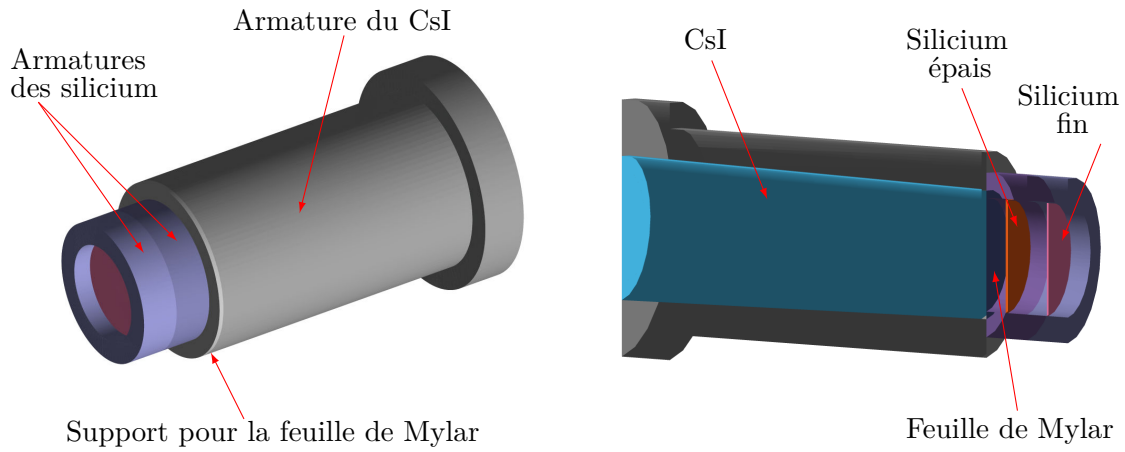


FIGURE 2.26 – À gauche, modélisation 3D d'un télescope générée par GEANT4. À droite, une vue en coupe du même télescope.

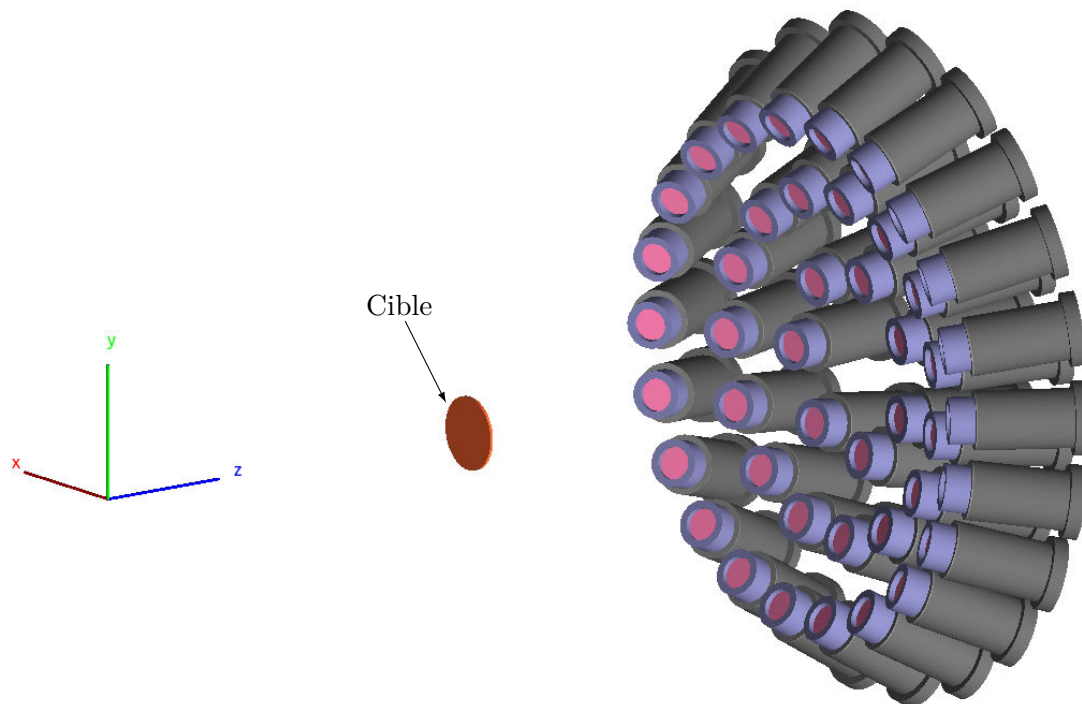


FIGURE 2.27 – Modélisation 3D du dispositif de détection générée par GEANT4. Le faisceau est envoyé suivant l'axe z, en bleu sur l'image.

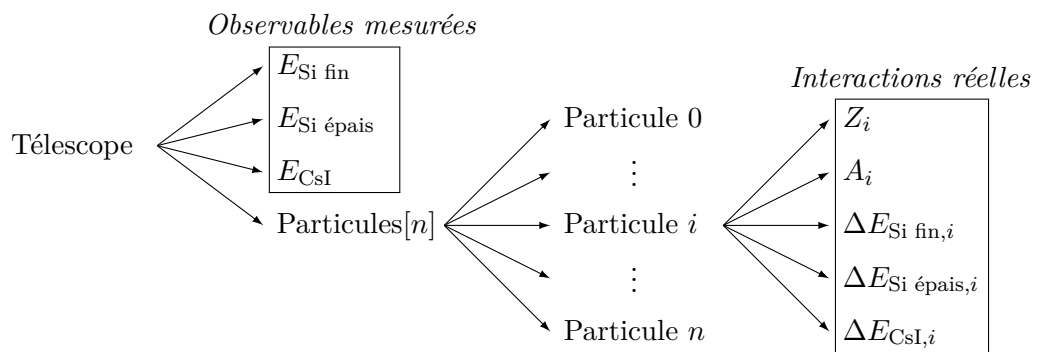
cette cible seront utilisés pour toutes les mesures de l'expérience, quelle que soit la cible.

Reproduction du dispositif : Afin de gagner en temps de calcul, nous avons choisi de multiplier les télescopes à un angle donné en les disposant en anneau. Pour un angle θ_{tel} donné, les télescopes sont dupliqués selon l'angle ϕ (dans un repère à coordonnées sphériques) en les écartant de manière à ce qu'il n'y ait pas de recouvrement. Le bruit engendré dans un télescope par les interactions ayant lieu dans un autre télescope a été négligé, n'affectant que de quelques pourcents la valeur de la barre d'erreur calculée. En répétant ce processus pour différents angles θ_{tel} , le dispositif expérimental prend alors la forme représentée en figure 2.27. Afin d'avoir des résultats similaires pour tous les télescopes à un angle θ_{tel} , le faisceau doit impérativement avoir un profil symétrique. C'est pour cette raison que nous avons choisi de différer avec les valeurs expérimentales sur ce point.

2.5.2.2 Analyse des données simulées

Nous allons maintenant décrire le processus utilisé pour recueillir les données simulées. Nous décrirons ensuite la manière dont les données issues de cette simulation seront analysées.

Observables pertinentes : Dans le but d'estimer les erreurs commises lors de l'identification, il faut bien entendu obtenir les mêmes observables avec la simulation que celles obtenues lors de l'expérience. Pour un télescope disposé à un angle θ_{tel} , il faudra donc récupérer l'énergie déposée dans les trois étages du télescope : $E_{Si\ fin}$, $E_{Si\ épais}$ et E_{CsI} . Ces valeurs seront relevées à la fin de chaque événement, avant l'émission d'une nouvelle particule faisceau. Afin de vérifier si un événement sur la carte $\Delta E-E$ est correctement identifié, la liste des particules ayant déposé de l'énergie dans ce télescope et leur dépôt d'énergie sont également récupérés. Ces données permettent de comparer le dépôt d'énergie réel d'une particule à la valeur mesurée sur la carte $\Delta E-E$ et ainsi d'estimer les effets systématiques sur l'identification. Pour résumer, les observables récupérées pour un événement sont les suivantes :



La dernière étape pour avoir des résultats comparables à l'expérience est d'ajouter une résolution en énergie aux détecteurs silicium et de convertir l'énergie déposée dans le

CsI en quantité de lumière. Ajouter une résolution en énergie aux silicium est très simple. Il suffit pour cela de récupérer la valeur $E_{\text{Si fin/épais}}$ et de la remplacer par une valeur tirée dans une gaussienne, centrée en $E_{\text{Si fin/épais}}$ et de largeur $\sigma_{\text{Si fin/épais}}$, correspondant à la résolution en énergie choisie. La conversion de l'énergie E_{CsI} en lumière est plus complexe. En effet, la quantité de lumière émise par le scintillateur est non linéaire avec l'énergie, et dépend de la charge et de la masse de la particule incidente. Pour effectuer cette conversion, la « formule de quenching » proposée par Pârlog et al. [80] a été utilisée. La quantité de lumière h est alors exprimée de la manière suivante :

$$h = a_1 \times \left[E_{\text{CsI}} \times \left(1 - a_2 \frac{AZ^2}{E_{\text{CsI}}} \times \ln \left(1 + \frac{E_{\text{CsI}}}{a_2 \times AZ^2} \right) \right) + a_2 \times a_4 \times AZ^2 \times \ln \left(\frac{E_{\text{CsI}} + a_2 \times AZ^2}{a_3 \times A + a_2 \times AZ^2} \right) \right], \quad (2.10)$$

où a_1 , a_2 , a_3 et a_4 sont des paramètres du modèle fixés aux valeurs suivantes :

$$a_1 = 19,5; \quad a_2 = 0,71; \quad a_3 = 3,8; \quad a_4 = \begin{cases} 0, & \text{si } E_{\text{CsI}}/A \leq a_3, \\ 0,26, & \text{sinon.} \end{cases}$$

Il faut ensuite reproduire la résolution en lumière du cristal. Pour cela, nous avons utilisé une formule empirique proposée par Balcerzyk et al. [81], qui dépend de la quantité de lumière émise et de l'énergie déposée dans le scintillateur :

$$\sigma(h) = \frac{h}{2\sqrt{(2 \ln 2)}} \times \left(\frac{1,021}{\sqrt{E_{\text{CsI}}[\text{keV}]}} + 1,91 \cdot 10^{-2} \right). \quad (2.11)$$

La valeur finale de la quantité de lumière émise par le CsI pour un événement en tenant compte de la résolution est donc la somme des quantités de lumière émises par chaque particule :

$$h_{\text{CsI}} = \sum_i \text{gaus}[h_i, \sigma(h_i)], \quad (2.12)$$

où i est l'indice correspondant à une particule et $\text{gaus}[h, \sigma]$ est le résultat d'un tirage aléatoire dans une gaussienne de moyenne h et de largeur σ .

Toutes les observables nécessaires pour établir les cartes d'identification ΔE - E ont maintenant été reproduites. Afin d'appliquer cette méthode, les mêmes étapes que pour l'expérience doivent être suivies. Les détecteurs n'ayant pas besoin d'être étalonnés, il reste seulement à créer les grilles d'identification avec KaliVeda, en suivant le processus décrit en section 2.3. Un exemple de carte ΔE - E est représenté sur la figure 2.28.

2.5.2.3 Détermination des erreurs systématiques

Une fois l'identification effectuée en suivant la même méthode que pour l'expérience, nous disposons pour chaque angle θ_{tel} du taux de comptage pour chaque particule ${}^A_Z\text{X}$ identifiée. Pour un angle donné, cette valeur sera notée $N_{\text{ID}}({}^A_Z\text{X})$. Grâce à la liste des particules obtenue lors de la simulation, il est possible d'établir le nombre réel de particules ${}^A_Z\text{X}$ ayant été émises dans l'angle solide du détecteur. Cette quantité sera par la suite notée $N_{\text{émis}}({}^A_Z\text{X})$. La qualité de l'identification peut alors être estimée en comparant

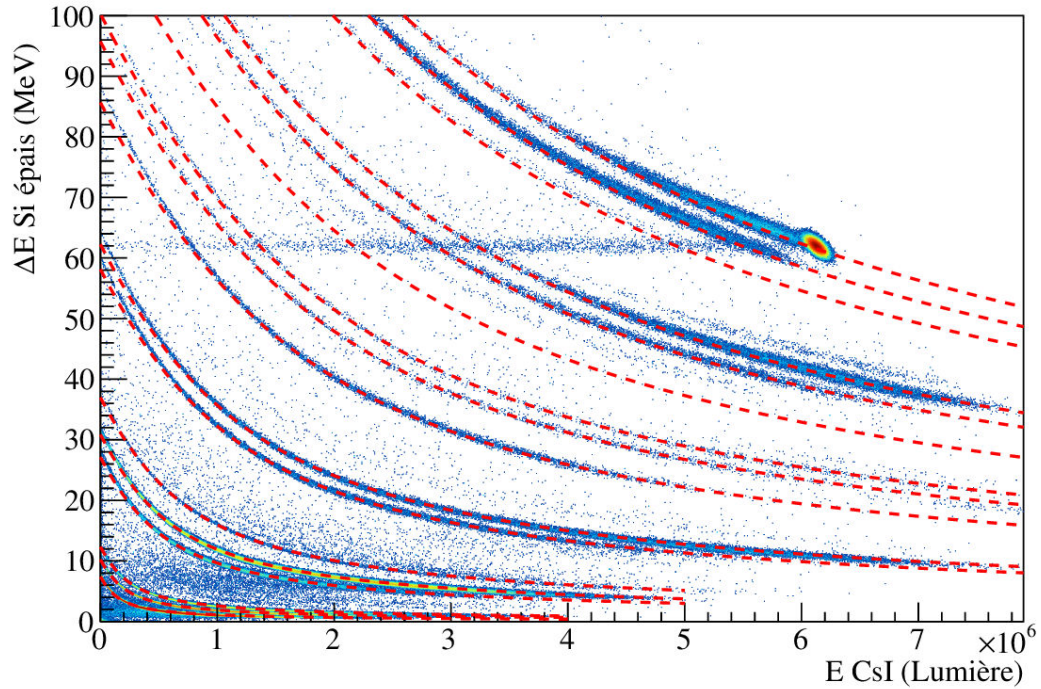


FIGURE 2.28 – Cartes ΔE - E obtenues avec la simulation GEANT4. Les courbes résultant de l'ajustement de Tassan-Got sont superposées en lignes pointillées rouges.

ces deux grandeurs.

L'erreur relative sur le taux de comptage d'une particule \mathcal{E}_{MC} estimé par la méthode Monte-Carlo est alors donné par la formule suivante :

$$\mathcal{E}_{MC}({}^A_ZX) = \frac{N_{ID}({}^A_ZX)}{N_{\text{émis}}({}^A_ZX)} - 1. \quad (2.13)$$

Comme précisé en introduction, les événements 2α ont été supprimés avant de calculer ces rapports. De la même façon, les événements composant la « traînée horizontale » issue de la fragmentation du ${}^{12}\text{C}$ dans le CsI ont également été supprimés. En effet, les taux de production des isotopes du bore et du béryllium dans la simulation sont très sous-estimés par rapport à nos valeurs expérimentales. Ceci implique que la proportion d'événements de la traînée du carbone dans la statistique de ces isotopes est bien plus élevée que dans nos mesures. Ainsi, garder ces événements dans l'estimation des effets systématiques aurait pour conséquence de grandement surestimer la valeur de \mathcal{E}_{MC} . L'estimation de l'erreur engendrée par la traînée carbone dans l'identification de ces isotopes sera traitée dans la prochaine partie. Malgré tout, le faible taux de production de ces isotopes dans la simulation engendre une valeur de \mathcal{E}_{MC} élevée, comme le montre le tableau 2.5 qui montre quelques exemples de cette valeur pour différents isotopes et trois angles différents.

Particule	5°	15°	31°
p	0,14 %	0,04 %	1,29 %
⁴ He	3,77 %	4,53 %	1,38 %
⁶ Li	0,12 %	1,20 %	2,91 %
⁹ Be	19,1 %	13,5 %	32,3 %
¹⁰ B	10,6 %	21,8 %	–
¹¹ C	3,70 %	1,94 %	–

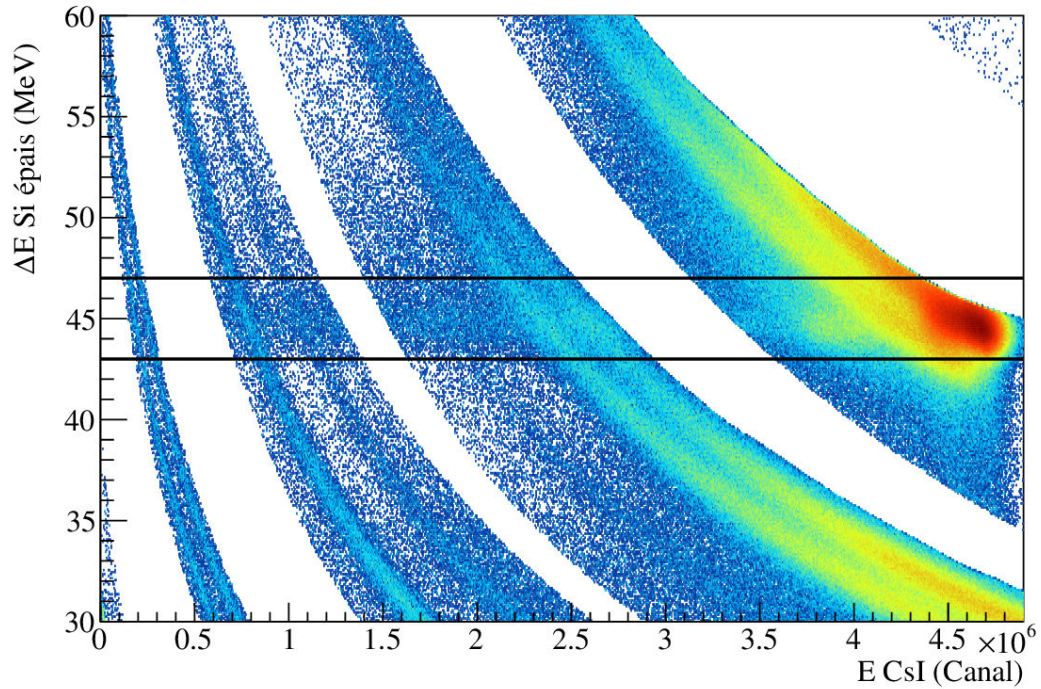
TABLE 2.5 – Erreur sur l’identification d’une particule estimée avec la méthode Monte-Carlo (\mathcal{E}_{MC}) ramenée en pourcentage. Des exemples de cette erreur pour plusieurs particules et trois angles différents sont montrés.

2.5.3 Estimation des erreurs engendrées par la traînée ¹²C

Nous avons vu précédemment que les événements composant la traînée de fragmentation du ¹²C sur les cartes $\Delta E-E$ n’ont pas pu être récupérés expérimentalement avec la méthode rapide-total. De plus, leur contribution aux isotopes du bore et du béryllium n’a pas pu être estimée à l’aide de la méthode Monte-Carlo. Le choix a donc été fait d’utiliser une méthode expérimentale pour estimer l’erreur engendrée par ces événements sur le taux de comptage des particules qu’ils polluent. Pour cela, deux valeurs en énergie $\Delta E_{Si \text{ épais}}$ ont été utilisées pour délimiter la zone polluée par la traînée carbone sur la carte $\Delta E_{Si \text{ épais}}-E_{CsI}$. Un exemple est présenté en figure 2.29, sur laquelle tous les événements identifiés sont représentés, ainsi que deux lignes horizontales correspondant aux limites en énergie. Comme il est impossible de discriminer les événements appartenant à une ligne et les événements provenant de la traînée ¹²C, le nombre d’événements entre ces deux limites en énergie pour un isotope donné a été utilisé pour calculer une erreur relative de la façon suivante :

$$\mathcal{E}_{12C}(\frac{A}{Z}X) = \frac{N_{Sélection}(\frac{A}{Z}X)}{N_{Total}(\frac{A}{Z}X)}, \quad (2.14)$$

où $N_{Sélection}(\frac{A}{Z}X)$ est le nombre d’événements entre les deux limites sur $\Delta E_{Si \text{ épais}}$ sur la carte $\Delta E-E$ appartenant à la ligne de l’isotope $\frac{A}{Z}X$, $N_{Total}(\frac{A}{Z}X)$ la quantité totale détectée d’isotope $\frac{A}{Z}X$. L’isotope le plus pollué par cette traînée ¹²C est le ¹¹C, avec une contribution estimée à 32,6 % à 5° en utilisant la méthode ci-dessus. Cette contribution est surestimée du fait que la traînée se trouve dans une zone à forte statistique pour cet isotope. Cette contribution décroît pour les isotopes plus légers, le moins touché étant le ⁷Be avec 1,26 % à 5°. La traînée ¹²C étant principalement due à la fragmentation des ions carbone de plus haute énergie, ce phénomène disparaît rapidement avec l’augmentation de l’angle. Cette trace n’étant plus visible à l’œil nu dès 9°, cette sélection n’a été réalisée que pour des angles plus faibles. Cette pollution ayant pu être corrigée pour les isotopes du lithium en utilisant l’analyse en forme du signal, la contribution de \mathcal{E}_{12C} à la barre d’erreur ne concerne que les particules plus lourdes.


 FIGURE 2.29 – Sélection des événements de la traînée ^{12}C sur une carte ΔE - E identifiée.

2.5.4 Calcul de la barre d'erreur totale

Nous venons d'estimer deux contributions d'erreurs systématiques à la barre d'erreur sur le taux de comptage. À cela, il faut ajouter l'erreur statistique, donnée par :

$$\mathcal{E}_{\text{stat}}(^A_Z\text{X}) = \frac{\sqrt{N_{\text{Total}}(^A_Z\text{X})}}{N_{\text{Total}}(^A_Z\text{X})} = \frac{1}{\sqrt{N_{\text{Total}}(^A_Z\text{X})}}. \quad (2.15)$$

Les erreurs $\mathcal{E}_{12\text{C}}(^A_Z\text{X})$ et $\mathcal{E}_{\text{MC}}(^A_Z\text{X})$ étant corrélées, nous avons choisi de les sommer de manière linéaire et non quadratique afin de maximiser l'importance de cette corrélation. L'erreur statistique est ensuite ajoutée de manière quadratique. L'erreur totale sur le taux de comptage \mathcal{E}_{TC} est donc calculée de la manière suivante :

$$\mathcal{E}_{\text{TC}}(^A_Z\text{X}) = \sqrt{\mathcal{E}_{\text{stat}}^2(^A_Z\text{X}) + (\mathcal{E}_{12\text{C}}(^A_Z\text{X}) + \mathcal{E}_{\text{MC}}(^A_Z\text{X}))^2}. \quad (2.16)$$

Pour calculer l'erreur sur la section efficace différentielle en angle \mathcal{E}_σ , l'erreur sur le nombre d'ions carbone incidents doit également être prise en compte. La section efficace d'un isotope ^A_ZX dépend du nombre d'ions incidents $N(^{12}\text{C})$ et du taux de comptage $N(^A_Z\text{X})$ de cet isotope de la manière suivante (voir eq. 2.3 pour la formule complète) :

$$\sigma(^A_Z\text{X}) \propto \frac{N(^A_Z\text{X})}{N(^{12}\text{C})}. \quad (2.17)$$

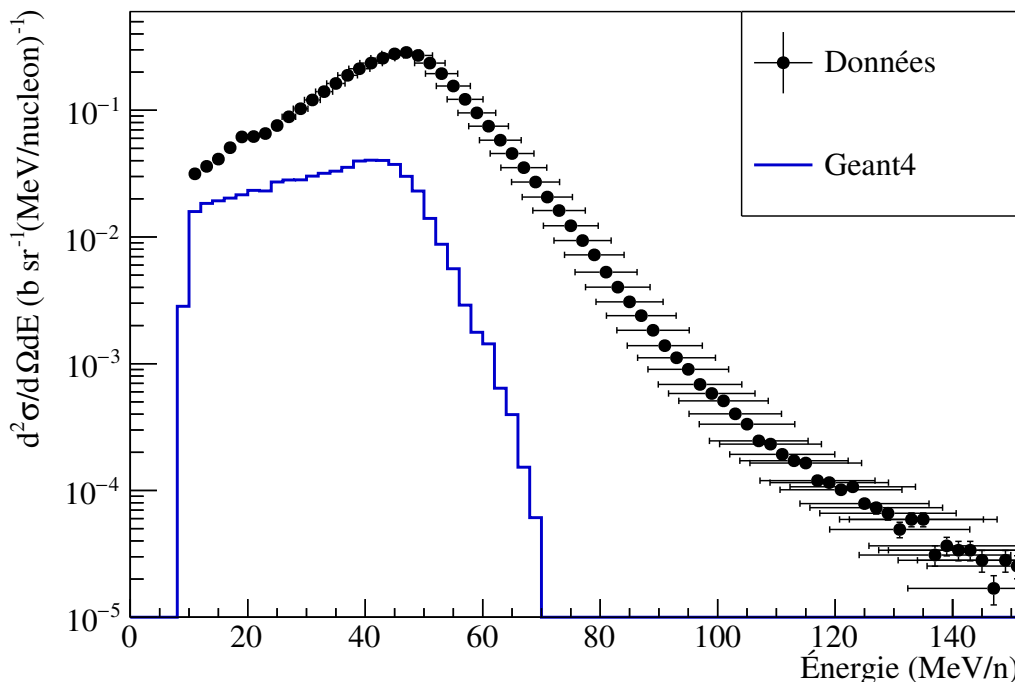


FIGURE 2.30 – Comparaison entre la distribution en énergie mesurée des particules α à 5° et celle obtenue avec GEANT4.

L'erreur sur la section efficace est donc calculée en fonction de l'erreur sur le taux de comptage de cet isotope et de l'erreur sur le nombre d'ions incidents mesuré :

$$\mathcal{E}_\sigma({}^A_Z\text{X}) = \frac{1}{N({}^{12}\text{C})} \sqrt{\mathcal{E}_{\text{TC}}^2({}^A_Z\text{X}) + \left(\frac{\mathcal{E}_N({}^{12}\text{C})}{N({}^{12}\text{C})}\right)^2}, \quad (2.18)$$

avec $\mathcal{E}_N({}^{12}\text{C})$ l'erreur sur le nombre d'ions carbone incidents mesurés avec le moniteur faisceau.

Concernant l'erreur sur la section efficace doublement différentielle en angle et en énergie, il a été impossible de la déterminer à partir de la simulation. Les distributions en énergie obtenues par simulation diffèrent fortement en forme avec nos mesures expérimentales. En effet, les distributions expérimentales sont beaucoup plus étalées en énergie que celles obtenues avec GEANT4, comme le montre la figure 2.30, sur laquelle les distributions en énergie expérimentale et simulée des α à 5° sont représentées. Pour cet exemple, aucune particule α n'est produite dans la simulation avec une énergie supérieure à 70 MeV/n, tandis que la distribution expérimentale s'étend jusqu'à 140 MeV/n. Il est donc impossible d'utiliser cette méthode pour estimer l'erreur systématique sur les sections efficaces doublement différentielles. Par conséquent, le choix a été fait d'appliquer la valeur de l'erreur systématique correspondant au taux de comptage à cet angle, quelle que soit l'énergie mesurée. Les autres parties du calcul précédent restent inchangées.

Conclusion

Dans ce chapitre, notre expérience de mesure de sections efficaces doublement différentielles de fragmentation du ^{12}C à 50 MeV/n et toutes les étapes menant aux résultats ont été présentées. Le dispositif expérimental a d'abord été décrit en détail, puis les méthodes d'étalonnage des différents détecteurs ont été détaillées. Le déroulement de l'analyse et les différentes méthodes utilisées ont été présentés et toutes les étapes menant à l'identification des fragments et à la mesure de leur énergie ont été détaillées.

Les expériences précédentes réalisées par notre groupe utilisaient un dispositif expérimental similaire au notre. Leur analyse nous a ainsi permis d'anticiper plusieurs sources de pollutions sur les cartes d'identification et de les corriger. Une des plus importantes était encore une fois l'empilement de deux particules α dans un télescope. Ces événements sont majoritairement issus de la désintégration du ^8Be , isotope créé avec une durée de vie très courte ($6,7 \cdot 10^{-17}$ s). Lors de cette expérience, un bruit plus important sur les cartes $\Delta E-E$ a rendu nécessaire l'ajout d'une étape de correction de l'identification. Ces corrections ont pu être apportées en utilisant une méthode d'analyse en forme du signal.

Ce chapitre a aussi permis de décrire la méthode utilisée pour le calcul des barres d'erreur sur les sections efficaces. Une simulation Monte-Carlo, réalisée avec GEANT4 a permis de reproduire le dispositif expérimental. Les résultats de cette simulation ont ensuite pu être analysés en utilisant la même méthode que pour les résultats expérimentaux. La comparaison entre les résultats de l'identification par la méthode expérimentale et les interactions ayant vraiment eu lieu au cours de la simulation nous a permis d'estimer la quantité de mauvaises identifications induites par notre méthode d'identification. Les simulations ont été effectuées en utilisant le modèle de collision noyau-noyau QMD. Ce modèle (ainsi que les autres inclus dans GEANT4) n'est pour le moment pas en mesure de reproduire les résultats expérimentaux de manière réaliste, ce qui peut mener à des barres d'erreur surestimées, notamment pour les faibles statistiques. Lorsqu'un modèle parviendra à reproduire ces résultats de manière plus réaliste, cette étude systématique devra être reprise pour améliorer l'estimation de ces barres d'erreur.

Tous les éléments sont maintenant en place pour calculer les sections efficaces doublement différentielles en angle et en énergie quelle que soit la cible et l'angle. Les résultats seront présentés et commentés dans le chapitre suivant.

Chapitre 3

Résultats expérimentaux

Sommaire

Introduction	78
3.1 Mécanismes de réaction	78
3.1.1 Réactions nucléaires à basse énergie	79
3.1.2 Réactions nucléaires à haute énergie	80
3.1.3 Réactions nucléaires aux énergies intermédiaires	82
3.1.4 Bilan et application à notre expérience	83
3.2 Calcul des sections efficaces pour les cibles reconstruites	84
3.3 Sections efficaces doublement différentielles	85
3.3.1 Évolution avec l'angle	86
3.3.2 Évolution avec la charge et la masse du fragment	86
3.3.3 Évolution avec la masse de la cible	88
3.4 Sections efficaces différentielles en angle	90
3.4.1 Évolution avec la masse du fragment	90
3.4.2 Évolution avec la masse de la cible	92
3.5 Reconstitution des sections efficaces pour une cible de PMMA	94
3.6 Sections efficaces de production	96
3.6.1 Reproduction analytique des distributions angulaires	97
3.6.1.1 Rappel des résultats à 95 MeV/n	97
3.6.1.2 Ajustement des distributions angulaires à 50 MeV/n	98
3.6.2 Sections efficaces de production par isotope	101
Conclusion	104

Introduction

Dans le précédent chapitre, tous les éléments pour conduire aux sections efficaces et à leurs incertitudes ont été présentés. Des mesures sur des cibles de C, CH₂, Al, Al₂O₃, Ti, et PMMA ont permis de calculer les sections efficaces doublement différentielles en angle et en énergie de 17 fragments de charge $1 \leq Z \leq 6$ et de masse $1 \leq A \leq 12$. Ces mesures ont été faites pour 17 angles compris entre 3° et 39°. Ce chapitre sera consacré à la présentation des résultats obtenus. Premièrement, la méthode d'extraction des sections efficaces des cibles d'hydrogène et d'oxygène sera présentée. Puis les distributions en énergie des différents fragments seront étudiées. Ces résultats sont obtenus pour chaque télescope et sont la forme apportant le plus de contraintes pour les modèles nucléaires. Ensuite, les sections efficaces différentielles en angle seront présentées sous forme de distributions angulaires. Ces résultats sont une forme intégrée des précédents et permettent d'estimer facilement l'évolution de la production de fragments avec l'angle. Les distributions angulaires et en énergie seront ensuite utilisées pour reproduire les résultats obtenus avec une cible de PMMA. Enfin, les distributions angulaires seront intégrées et les sections efficaces de production par isotope seront calculés. Les résultats présentés dans ce document ont fait l'objet de deux publications [82, 83] et sont disponibles en libre accès sur le site internet <http://hadrontherapy-data.in2p3.fr>.

Avant de présenter ces résultats et afin de mieux les comprendre, il est nécessaire de faire un petit détour par le domaine des réactions nucléaires et de leurs mécanismes. Nous tenterons de comprendre les différents phénomènes mis en jeu lors d'une collision à l'énergie de notre expérience et la façon dont fragmentent les noyaux mis en jeu dans la réaction.

3.1 Mécanismes de réaction

Les mécanismes de réactions nucléaires sont à nos jours encore mal décrits. Le manque de théorie solide représentant les interactions entre les nucléons rend difficile la modélisation de systèmes nucléaires complexes et encore plus l'interaction de ces systèmes entre eux. Dès la deuxième moitié du 20^{ème} siècle, de très nombreuses expériences ont eu lieu auprès de différents accélérateurs de particules pour étudier les collisions entre protons, neutrons et ions lourds sur une gamme en énergie allant de quelques MeV/n à plusieurs TeV/n. Les résultats de ces expériences ont permis d'établir des tendances sur la nature des réactions.

Plusieurs régimes en énergie sont alors distingués. Les résultats sont décrits de manière satisfaisante pour des collisions d'énergie faisceau de basse énergie ($\lesssim 10$ MeV/n) ou de haute énergie ($\gtrsim 150$ MeV/n). Entre ces deux régimes se situe une zone d'énergies intermédiaires qui partage des caractéristiques avec les basses comme avec les hautes énergies. C'est dans ce régime d'énergies intermédiaires que se situent les énergies les plus couramment utilisées en hadronthérapie, et plus particulièrement l'énergie de notre expérience. La frontière entre ces zones n'est bien entendu pas nette. Dans la suite de cette section, nous résumerons les caractéristiques des réactions dans chacun des régimes puis nous tenterons de nous servir de ces interprétations pour comprendre les résultats de notre expérience.

Généralités sur les collisions : Quelle que soit l'énergie de l'ion ou de la particule incidente, la violence de la collision va dépendre du paramètre d'impact, noté b . En effet, plus la surface de recouvrement sera grande lors de la collision (maximale pour $b \approx 0$), plus l'énergie disponible dans le système sera grande. Les collisions centrales sont donc les plus violentes mais aussi les plus rares, la probabilité d'une collision étant proportionnelle au carré de son paramètre d'impact b . Les collisions sont alors décrites en fonction de leur paramètre d'impact, et sont généralement classées selon trois catégories illustrées sur la figure 3.1. Lorsque b est inférieur à la différence des rayons des deux noyaux, la collision est dite centrale. Lorsqu'il est inférieur la somme des rayons des deux noyaux, la collision est qualifiée de semi-périphérique; et de périphérique lorsqu'il y est supérieur, mais encore inférieur à la distance d'interaction nucléaire. Au delà, les noyaux sont soumis aux interactions coulombiennes. Chaque catégorie de collision (périphériques, semi-périphériques et centrales) donneront lieu à une production de fragments différente, généralement dépendant de l'énergie de l'ion incident.

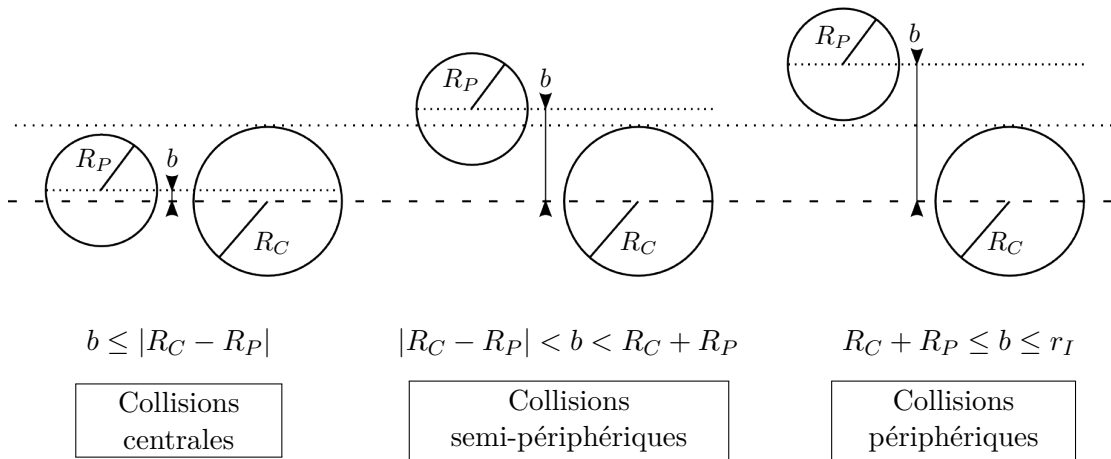


FIGURE 3.1 – Illustration des différents cas de collisions en fonction du paramètre d'impact b . R_P et R_C sont les rayons du projectile et de la cible, respectivement. r_I représente la distance limite d'interaction nucléaire.

Les réactions sont généralement décrites en les décomposant en une partie dynamique appelée voie d'entrée et une partie de désexcitation statistique appelée voie de sortie. La première phase de la collision a lieu durant la voie d'entrée et il en résulte la création de noyaux excités, ou « chauds ». La voie de sortie décrit alors la désexcitation de ces noyaux.

3.1.1 Réactions nucléaires à basse énergie

Lorsque l'énergie du projectile se trouve en dessous de 10 MeV/n, la vitesse relative entre les deux noyaux est assez faible pour permettre à tous les nucléons de participer à la réaction [84]. En effet, à ces énergies, la collision est correctement décrite par l'évolution de nucléons indépendants au sein d'un champ moyen, généré à chaque instant par la superposition des champs de chaque noyau. Le mélange intime entre les deux noyaux donne lieu à des réactions dites « profondément inélastiques » [85, 86].

Lors d'une collision périphérique ou semi-périphérique, ces réactions entraînent en général un transfert d'énergie entre les nucléons voire un échange d'un ou plusieurs nucléons entre les noyaux. Une telle collision résulte en un système binaire, composé de deux noyaux excités ayant des caractéristiques très proches du noyau cible et du noyau projectile. Ces noyaux sont en général nommés quasi-projectile (QP) et quasi-cible (QC). Le quasi-projectile aura alors une masse et une impulsion proches de celles du projectile, tandis que la quasi-cible aura une masse proche de la cible et une vitesse quasi nulle. Ces deux noyaux sont formés avec une certaine énergie d'excitation et vont en général émettre une ou plusieurs particules légères de manière isotrope dans leur propre référentiel. Cela entraîne l'apparition de deux sources de fragments légers. La première (QP) générera des fragments focalisés vers les angles avant et ayant une vitesse proche de celle du faisceau. La deuxième sera à l'origine de fragments à des vitesses très faibles et avec une très large distribution angulaire (l'émission dans le centre de masse de la cible étant isotrope, elle sera quasi-isotrope dans le référentiel du laboratoire à cause de la faible vitesse de la cible).

Lors de collisions centrales, le phénomène de fusion fait son apparition. Des noyaux ayant une masse égale à la somme des masses des noyaux en jeu, ou proche (à l'émission de quelques nucléons près, on parle alors de formation de noyau composé et non plus de fusion [87]) peuvent être créés. Ces noyaux ont alors une vitesse proche de la vitesse du centre de masse des deux noyaux. Pour les noyaux les plus lourds, ce phénomène peut conduire à une fission spontanée du système. En résulte alors deux fragments ayant chacun la moitié de la masse du noyau composé, émis dos à dos dans le référentiel de leur centre de masse.

Pour résumer, les fragments produits peuvent être séparés en cinq catégories de masse. Les plus lourds sont les produits de fusion et les noyaux composés, avec une masse proche de la somme des masses des noyaux projectiles et cibles. Ces noyaux seront détectés à des énergies intermédiaires. Ensuite, on trouvera les QP et QC, résultats de collisions périphériques gardant une mémoire de la voie d'entrée en termes de masses mais aussi en termes de vitesses. Viennent ensuite les produits de fission des noyaux composés, avec une masse égale à la moitié de la somme des noyaux projectiles et cibles. Ces noyaux seront à la vitesse de leur centre de masse. Enfin, des fragments légers seront créés par désexcitation des fragments plus lourds. Ces particules légères présenteront donc une large distribution en angle et en vitesse.

3.1.2 Réactions nucléaires à haute énergie

La limite basse des hautes énergies varie grandement selon les définitions. Une énergie faisceau est en général considérée haute à partir de 100 MeV/n, voire 200 MeV/n. À ces énergies, la vitesse relative des deux noyaux est très grande devant celle du mouvement interne des nucléons les composant. La collision entre le projectile et la cible est donc gouvernée par les collisions nucléon-nucléon au sein de la zone de recouvrement des noyaux. Cette observation a amené les physiciens à introduire la notion de nucléons « participants » (nucléons au sein de la zone de recouvrement) et « spectateurs » (nucléons en dehors de cette zone). Ce concept est illustré sur la figure 3.2. Ceci a pour effet de créer une troisième source composée des nucléons participants du projectile et de la cible. Cette nouvelle source est appelée « boule de feu », ou *fireball*, en rapport à son énergie d'excitation très grande et à sa grande instabilité. Les fragments émis par cette source ont donc une distribution de vitesses centrée sur la vitesse du centre de masse.

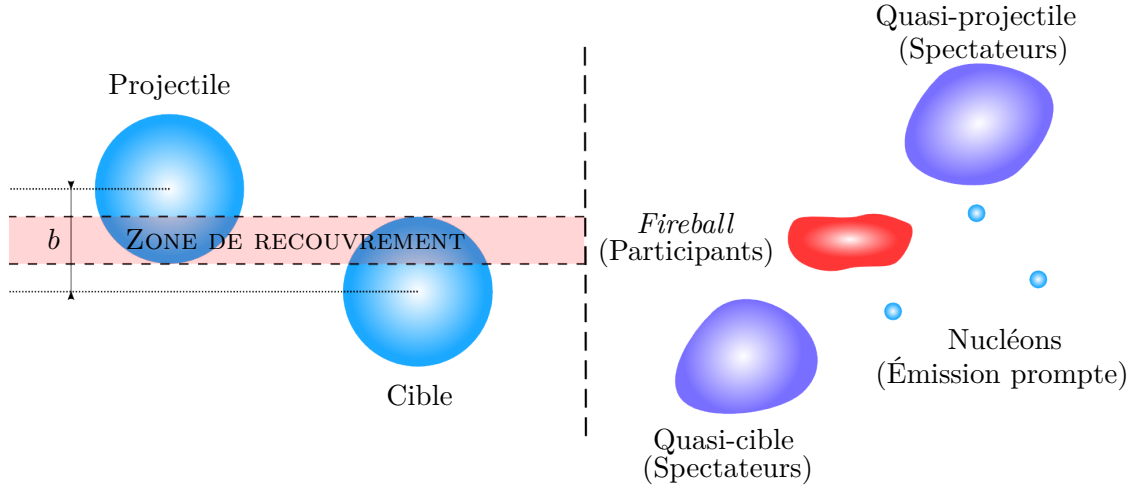


FIGURE 3.2 – Représentation schématique du concept de participants et spectateurs pour une collision semi-périphérique. Les nucléons situés à l'intérieur de la zone de recouvrement sont participants et forment la *fireball*, alors que les nucléons spectateurs du projectile (cible) forment le quasi-projectile (quasi-cible).

Pour un système symétrique, cette vitesse est égale à la moitié de la vitesse du projectile. Ces fragments sont alors parfois qualifiés d'émission à mi-rapidité ou mi-vélocité. Cependant, cette distribution de vitesses peut être large, selon que les fragments formés contiennent plus de nucléons de la cible ou du projectile. En raison de la très grande énergie d'excitation de cette source et à la différence d'énergie entre les nucléons, il est impossible d'y créer des fragments lourds. Les fragments lourds détectés lors d'expériences de collisions à haute énergie sont donc soit issus du QP avec une vitesse proche de celle du projectile, soit issus de la QC avec une vitesse très faible [88].

Ces fragments lourds proviennent ainsi principalement des éléments spectateurs de la collision. Ces éléments sont cependant déformés et excités et peuvent se désexciter de plusieurs façons, selon l'énergie d'excitation qu'ils ont acquis. À faible énergie d'excitation, les noyaux vont généralement émettre séquentiellement des particules légères. Ce phénomène est généralement appelé évaporation [89]. Concernant le quasi-projectile, le résultat final sera un fragment lourd proche en masse du projectile (généralement appelé *Projectile-Like Fragment*, ou PLF) et plusieurs fragments légers, tous étant focalisés vers l'avant avec une vitesse proche de celle du faisceau. Les mêmes conclusions sont atteintes concernant la quasi-cible, avec un fragment lourd appelé *Target-Like Fragment* (TLF) et plusieurs fragments légers, tous émis avec une faible vitesse et une distribution angulaire très large dans le référentiel du laboratoire. Les collisions périphériques et semi-périphériques étant les collisions amenant à la plus faible énergie d'excitation, c'est ce cas de figure qui sera le plus fréquent.

S'ils sont plus excités, les QP et QC pourront se désintégrer en plusieurs fragments de masses intermédiaires (appelés *Intermediary Mass Fragments* ou IMF), sans possibilité de distinguer un PLF ou TLF. Ce phénomène est appelé multifragmentation [88]. Pour des énergies d'excitation encore plus élevées, le noyau peut alors se « vaporiser » en nucléons et fragments légers. Le même résultat peut être atteint lors de collisions centrales, qui sont très violentes aux énergies élevées.

En résumé, il existe trois sources de fragments aux caractéristiques distinctes. Les

deux premières sont le QP et la QC, qui sont à l'origine de PLF, de TLF, d'IMF et de fragments légers. Ces fragments ont la particularité de garder une mémoire de la cinématique de la voie d'entrée : tous les fragments issus du QP seront focalisés vers l'avant avec une vitesse proche de celle du projectile, tandis que tous ceux issus de la QC seront émis à vitesse faible et de manière quasi-isotrope. La troisième source est la *fireball*, ou source de mi-rapidité, qui ne peut être à l'origine que de fragments légers avec une distribution de vitesses centrée sur la moitié de la vitesse du projectile.

3.1.3 Réactions nucléaires aux énergies intermédiaires

Entre ces deux régimes aux mécanismes distincts, une zone en énergie reste aujourd'hui encore assez mal comprise. À partir de quelques dizaines de MeV/n, la modélisation d'un système binaire utilisée à basse énergie ne fonctionne plus, et la probabilité de fusion chute drastiquement avec l'augmentation de l'énergie du projectile. Cependant, la séparation entre nucléons participants et spectateurs n'est pas franche et cette approche semble ne pas décrire correctement les résultats observés. Après de récentes expériences [90–93], les physiciens ont émis l'hypothèse de la formation d'un « col de matière » entre le projectile et la cible. Ce phénomène est illustré sur la figure 3.3(a).

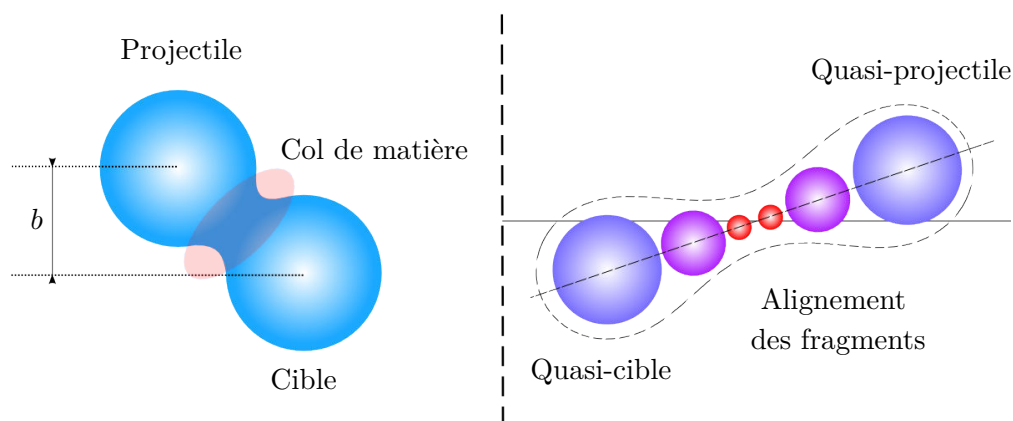


FIGURE 3.3 – À gauche, représentation schématique du col de matière lors d'une collision semi-périphérique (entouré en rouge). À droite, représentation dans le centre de masse d'une rupture du col. Les fragments les plus massifs sont en bleu et les plus légers en rouge.

Ce col peut ensuite se résorber et créer deux noyaux excités ayant échangé un ou plusieurs nucléons. Ce cas se rapproche des réactions à basses énergies, avec la formation d'un système binaire excité. Cependant, la plus grande énergie du projectile permet une plus grande énergie d'excitation, et peuvent alors apparaître des phénomènes de multifragmentation absents à plus basse énergie [84].

Une rupture de ce col peut avoir lieu et mener à une production de fragments selon l'axe de cette rupture dans le centre de masse (voir figure 3.3(b)). De plus, une hiérarchie en taille et en vitesse du fragment a été mise en évidence [93]. En effet, il semble que les fragments émis lors de cette rupture de col soient d'autant plus rapides que leur masse est grande (dans le référentiel du centre de masse). Concernant la fragmentation du projectile, l'émission des fragments les plus lourds est également focalisée dans la direction du faisceau, contrairement aux autres fragments qui présentent une distribu-

tion angulaire plus large. Cette rupture de col est donc à l'origine d'une production de fragments variée. Si les fragments les plus lourds peuvent être assimilés à un PLF et à un TLF, des éléments moins lourds sont aussi émis à des vitesses intermédiaires. Les plus légers ont alors une vitesse quasi-nulle dans le référentiel de leur centre de masse.

Ainsi, plusieurs cas de figures sont possibles aux énergies intermédiaires. Le premier est très similaire aux réactions binaires observées aux basses énergies. Cela résulte en un QP et une QC excités, qui peuvent à leur tour émettre des particules légères ou de masses intermédiaires pour se désexciter, selon leur énergie d'excitation. Au niveau cinématique, ceci implique donc deux catégories de fragments. Ceux émis par le QP auront une vitesse proche de celui-ci et une faible ouverture angulaire, tandis que ceux émis par la cible seront très lents et émis de manière quasi-isotrope. Dans le cas d'une rupture de col, des fragments plus légers et aux vitesses intermédiaires peuvent être créés. La vitesse d'un fragment émis dans la direction du QP se situe entre la vitesse du centre de masse $v_{c.m}$ et la vitesse du projectile dans le référentiel du laboratoire v_P . Parallèlement, les fragments issus de la cible auront une vitesse comprise entre 0 et $v_{c.m}$. Ceci implique des distributions en vitesses dans le laboratoire plus étendues, avec une contribution à mi-rapidité.

3.1.4 Bilan et application à notre expérience

Notre expérience ayant été effectuée avec des ions d'énergie 50 MeV/n, nous nous situons clairement dans la zone d'énergies intermédiaires. Les noyaux étudiés étant légers, tout phénomène de fusion et de fission sont donc hautement improbables. Pour résumer, il y a trois sources potentielles de fragments lors d'une collision entre deux noyaux à cette énergie :

- Le quasi-projectile excité, qui la plupart du temps donnera lieu à un PLF et quelques fragments légers, tous ayant une vitesse proche de celle du projectile et émis à faible angle.
- La quasi-cible excitée, qui de la même façon amènera à un TLF et quelques fragments légers, avec une faible vitesse et une émission quasi-isotrope dans le référentiel du laboratoire.
- Une émission à mi-rapidité provenant de la zone de recouvrement entre les deux noyaux. Cela conduit généralement des fragments légers ou de masses intermédiaires, avec une large distribution de vitesses et une distribution angulaire plus large que celle du projectile et moins que celle de la cible.

À ces trois sources s'ajoutent l'émission rapide de protons et de neutrons aux premiers instants de la collision et la possibilité de fragmentation complète du système pour les collisions les plus violentes.

La plupart des expériences qui ont mené à ces observations ont utilisé des projectiles et des cibles lourdes, avec des masses avoisinant parfois $A = 200$. Des systèmes lourds permettent d'étudier une large gamme de paramètres d'impact et de masses de fragments. Certains définissent les IMF comme des fragments ayant une charge Z comprise entre 3 et 21 [90]. En utilisant un projectile et une cible lourde, il est alors aisé de distinguer les fragments légers des IMF et des PLF et TLF. Dans le cadre de notre expérience, il sera impossible de distinguer les IMF produits par la zone de mi-rapidité des PLF et TLF uniquement sur leurs masses. De plus, les seuils en énergie de l'expé-

rience ne permettent pas de détecter la plupart des fragments issus de la cible. Cette expérience n'ayant pas été conçue dans le but d'étudier ces réactions mais d'en mesurer la production de fragments, il nous est impossible de faire une sélection en paramètre d'impact ou en multiplicité de fragments. Nous tenterons malgré tout d'apporter une interprétation des résultats obtenus en nous basant uniquement sur les distributions angulaires et en énergie des fragments détectés.

Premièrement, nous pouvons nous attendre à une grande production de particules légères, et notamment de protons, qui peuvent être produits par toutes les sources de la réaction. Ils doivent être émis sur une large gamme en angle et présenter un spectre en énergie étalé.

La production de particules α doit également être importante. En effet, la sous structure en trois particules α du carbone a depuis longtemps été théorisée, grâce à la stabilité qu'apporte cette structure en termes d'énergie interne [94]. Certaines observations expérimentales tendent à confirmer cette intuition [95]. De plus, la formation de fragments de ^8Be se désintégrant en deux particules α vient augmenter ces taux de production (notre dispositif expérimental ne permettant pas de discriminer ces événements des autres particules α , ils sont pris en compte dans le calcul de section efficace de ces particules).

Comme mentionné précédemment, les limites entre fragments légers, fragments de masses intermédiaires et fragments « lourds » est très floue pour des systèmes légers comme ceux étudiés ici. Ceci laisse à penser que tous les fragments détectés peuvent provenir du QP comme de la zone de recouvrement ou de la QC. Toutes les distributions en énergies doivent donc présenter une forme similaire, avec un pic centré à la vitesse du faisceau, qui doit disparaître progressivement avec l'angle. En énergie, la moitié de la vitesse du faisceau correspond à 12,5 MeV/n. Cette valeur se trouve sous le seuil de détection en énergie pour la plupart des fragments détectés, et légèrement au dessus pour les autres. Il sera difficile de discerner un pic à cette énergie, mais une contribution devrait être visible si elle existe.

Les prochaines sections seront consacrées à l'étude et l'interprétation des résultats obtenus. Premièrement, nous montrerons comment les sections efficaces pour les cibles d'hydrogène et d'oxygène ont été obtenues. Puis, nous étudierons les sections efficaces doublement différentielles sous forme de distributions en énergie, les sections efficaces différentielles en angle et enfin les sections efficaces de production par isotope, dont le calcul sera détaillé.

3.2 Calcul des sections efficaces pour les cibles reconstruites

Les sections efficaces pour les cibles d'hydrogène et d'oxygène ont été calculées à partir des mesures sur les cibles de CH_2 et d' Al_2O_3 . Les sections efficaces pour ces cibles composites sont en premier lieu déterminées à partir des mesures. Puis, les sections efficaces pour les cibles H et O sont obtenues par soustraction, en utilisant les coefficients

de la composition chimique des cibles composites :

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 \sigma}{\partial \Omega \partial E}(\text{H}) &= \frac{1}{2} \times \left(\frac{\partial^2 \sigma}{\partial \Omega \partial E}(\text{CH}_2) - \frac{\partial^2 \sigma}{\partial \Omega \partial E}(\text{C}) \right) \\ \frac{\partial^2 \sigma}{\partial \Omega \partial E}(\text{O}) &= \frac{1}{3} \times \left(\frac{\partial^2 \sigma}{\partial \Omega \partial E}(\text{Al}_2\text{O}_3) - 2 \frac{\partial^2 \sigma}{\partial \Omega \partial E}(\text{Al}) \right)\end{aligned}\quad (3.1)$$

Le calcul a été utilisé de la même façon pour déterminer les sections efficaces doublement différentielles que pour calculer les sections efficaces différentielles en angle. À titre d'exemple, la figure 3.4(a) représente les distributions angulaires des sections efficaces des particules α pour les cibles de carbone et de CH_2 ainsi que le résultat obtenu pour la cible d'hydrogène. La figure 3.4(b) représente l'équivalent pour la cible d'oxygène. Cette méthode a pour conséquence d'agrandir les barres d'erreur pour la distribution

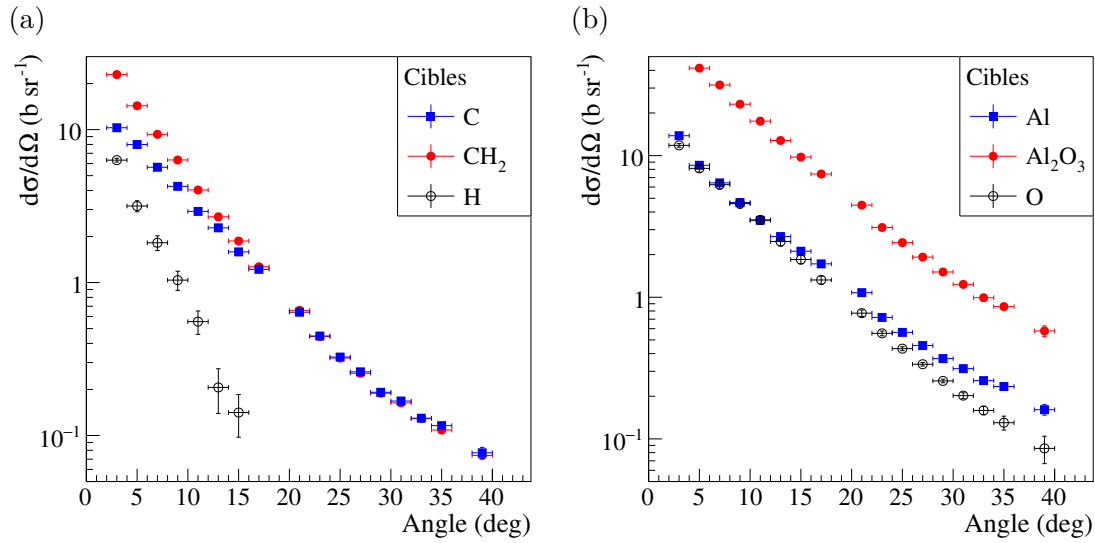


FIGURE 3.4 – Résultat du calcul des sections efficaces des particules α pour les cibles (a) d'hydrogène et (b) d'oxygène.

calculée. En effet, les sections efficaces sont obtenues par soustraction, ce qui implique que la barre d'erreur est donnée par la somme quadratique (pondérée des facteurs de la décomposition) des deux barres d'erreurs des distributions mesurées. Cet effet est particulièrement marqué pour la cible d'hydrogène (figure 3.4(a)), de masse faible et dont les sections efficaces sont faibles par rapport à celles du carbone et du CH_2 .

3.3 Sections efficaces doublement différentielles

Les premiers résultats présentés ici seront les sections efficaces doublement différentielles en angle et en énergie sous forme de distributions en énergie. Ces résultats sont obtenus pour chaque télescope à partir de la mesure de l'énergie des particules détectées. Ces distributions seront décrites et une interprétation sera donnée en utilisant les concepts présentés plus tôt.

Toutes les distributions sont présentées en énergie par nucléon, avec une valeur de section efficace tous les 2 MeV/n. Diviser l'énergie par le nombre de nucléons du fragment

permet de rendre la grandeur homogène à la vitesse du fragment au carré, facilitant ainsi la comparaison des distributions de différents fragments. L'unité affichée pour les distributions est le barn par stéradian par unité d'énergie ($\text{b} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot (\text{MeV}/\text{n})^{-1}$). Ces distributions en énergie ont été obtenues pour tous les fragments entre le proton et le ^{12}C et pour toutes les cibles. Par la suite, seuls certains exemples seront utilisés pour illustrer des comportements généraux.

Nous commencerons par étudier l'évolution des sections efficaces avec l'angle d'émission du fragment, puis en fonction de sa masse et enfin en fonction de la masse de la cible.

3.3.1 Évolution avec l'angle

Les distributions en énergie des fragments de ^4He et de ^7Li obtenues sur la cible de carbone sont présentées en figure 3.5 pour cinq angles compris entre 3° et 31° . À bas angle, ces distributions présentent un pic centré sur une valeur légèrement inférieure à l'énergie (ou vitesse) faisceau. Ce pic dérive ensuite vers des énergies plus basses quand l'angle d'émission du fragment augmente. Pour les angles les plus élevés (25° et 31° sur la figure), le pic n'est plus discernable.

La position et le comportement de ce pic sont compatibles avec ce qui est attendu des fragments issus du quasi-projectile : des fragments émis à la vitesse du projectile, prépondérants aux faibles angles et disparaissant progressivement lorsque l'angle augmente.

Sur ces distributions, une contribution à faible énergie est visible, en particulier lorsque l'angle augmente et que la contribution du QP diminue. Cette contribution à basse énergie semble tendre vers une forme exponentielle lorsque le pic du QP n'est plus visible (voir la distribution des ^7Li à 31° sur la figure 3.5(b)). Notre seuil en énergie étant trop élevé pour mesurer la contribution de la cible, cette contribution a été associée à une émission à mi-rapacité. Pour le système symétrique C-C, le pic associé à cette contribution est attendu aux alentours de $12,5 \text{ MeV}/\text{n}$, ce qui pourrait correspondre à la légère remontée aux basses énergies observée pour la distribution du lithium à 3° (ce phénomène est également observé pour d'autres isotopes à faible angle). Aux grands angles, la valeur centrale de ce pic devrait être située sous notre seuil en énergie, nous en observons ainsi seulement la partie décroissante aux hautes énergies.

3.3.2 Évolution avec la charge et la masse du fragment

La figure 3.6 représente l'évolution de la forme des distributions en énergie avec l'augmentation de la charge et de la masse des fragments. Ces mesures ont été obtenues pour la cible de carbone à 5° , et un isotope par valeur de charge est représenté. Toutes les distributions en énergie des fragments présentent un pic à l'énergie faisceau. Ce pic semble cependant être de plus en plus étroit à mesure que la charge et la masse du fragment augmente. La remontée des sections efficaces au niveau du seuil en énergie est clairement visible pour les protons, qui ont le seuil en énergie le plus faible de tous les isotopes présentés. Le rapport entre la valeur de la section efficace au niveau du pic et la valeur à basse énergie augmente aussi énormément avec la masse du fragment. Pour les protons, ce rapport vaut environ 2, alors qu'il atteint 73 pour les ^{11}C (calculé pour une valeur au pic de $47 \text{ MeV}/\text{n}$ et une valeur à basse énergie de $21 \text{ MeV}/\text{n}$, au niveau du creux avant la remontée à basse énergie).

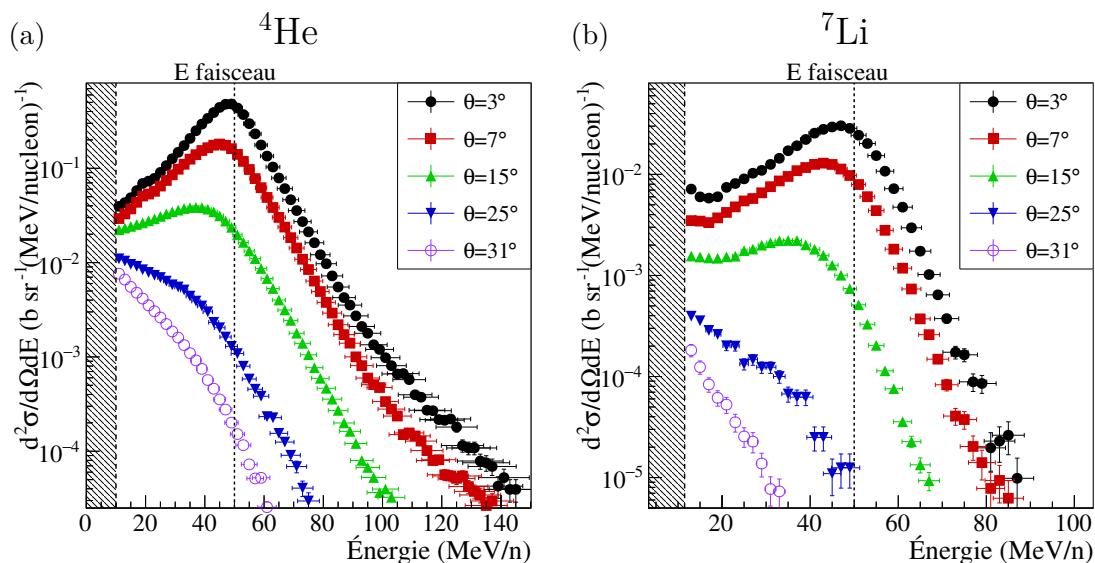


FIGURE 3.5 – Distribution en énergie de fragments (a) ${}^4\text{He}$ et (b) ${}^7\text{Li}$ pour cinq angles compris entre 3° et 31° pour la cible de carbone. La ligne pointillée indique l'énergie faisceau et la zone hachurée indique le seuil de détection en énergie.

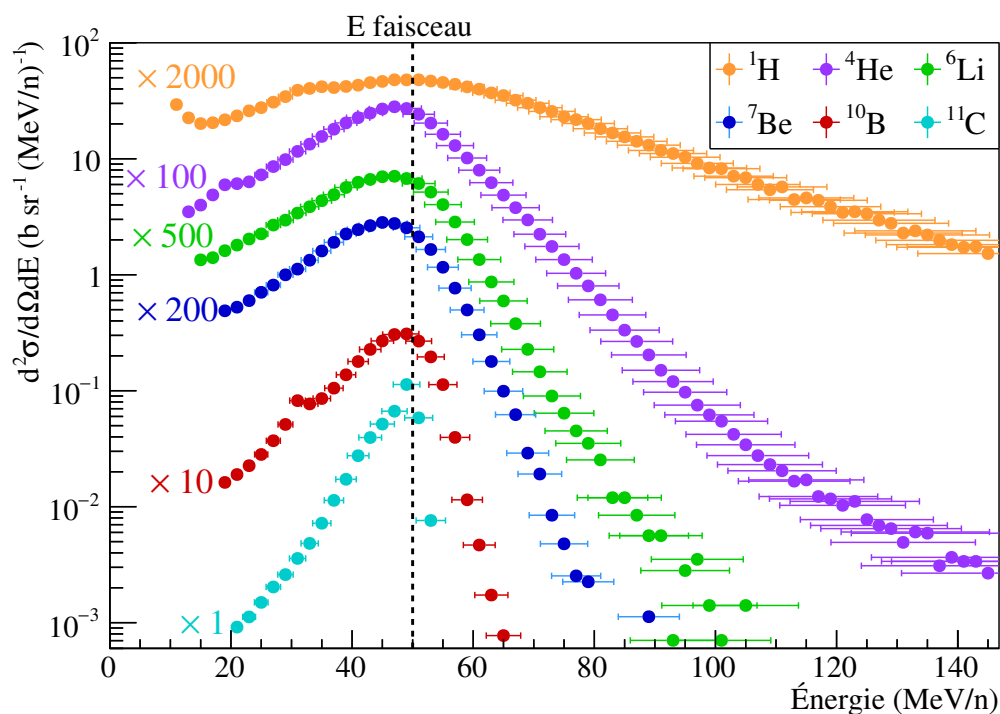


FIGURE 3.6 – Distribution en énergie à 5° d'un isotope pour chaque valeur de charge. Ces distributions ont été obtenues avec la cible de carbone. L'échelle de chaque distribution a été changée pour plus de clarté. La coupure à basse énergie correspond au seuil de détection en énergie.

Ceci implique que plus la masse du fragment est élevée, moins la contribution de la mi-rapidité est importante, entraînant des distributions en énergie dominées par le quasi-projectile. En effet, l'énergie d'excitation est très grande dans la zone de recouvrement des noyaux lors d'une collision, empêchant ainsi la formation de fragments lourds. De plus, en prenant en compte la hiérarchie observée lors d'une rupture de col, les fragments les plus lourds sont les plus rapides, tandis que les plus légers sont les plus lents. Ceci est cohérent avec la baisse des sections efficaces à basse énergie lorsque la masse du fragment augmente.

3.3.3 Évolution avec la masse de la cible

L'évolution des sections efficaces avec la masse de la cible est montrée en figure 3.7 à deux angles différents. À bas angle, l'effet de la masse de la cible est visible, bien que léger. Les sections efficaces augmentent avec la masse de la cible, et la remontée aux faibles énergies semble plus prononcée pour les cibles lourdes (Al et Ti). Aux grands angles, l'augmentation des sections efficaces avec la masse de la cible est plus marquée, quelle que soit l'énergie.

La section efficace totale de réaction étant proportionnelle au carré de la somme des rayons des deux noyaux, une augmentation avec la masse de la cible était attendue. Cette augmentation est d'autant plus nette que l'angle est élevé. Cette dernière observation pourrait être expliquée par l'augmentation du nombre de nucléons dans la zone de recouvrement lorsque la masse de la cible augmente. Pour un même paramètre d'impact, le nombre de nucléons participants est plus important pour une cible de masse plus élevée car il dépend du volume du noyau, et plus seulement de sa surface.

La distribution en énergie de la cible d'hydrogène présente une forme particulière. En effet, elle n'a aucune contribution à basse énergie. Cette particularité a été observée pour tous les fragments ayant une masse $A > 3$. Les fragments plus légers comme ^3He et ^3H présentent eux une contribution à basse énergie, comme le montre la figure 3.8. Cette observation conforte l'hypothèse que la contribution à basse énergie est due à la zone de recouvrement et à la cible. En effet, lors de la collision avec la cible d'hydrogène, seuls quelques nucléons du projectile peuvent être considérés participants et alors former des fragments avec la cible. Expérimentalement, il semble que seuls des fragments de trois nucléons ou moins puissent être produits, comme le montrent ces travaux et ceux les ayant précédés [63].

Conclusions : Les distributions en énergie des fragments détectés présentent une forme et un comportement similaire, quel que soit le fragment. Aux faibles angles, les distributions sont dominées par la contribution du quasi-projectile, facilement identifiable par un pic à l'énergie faisceau. Ce pic dérive ensuite en énergie et décroît en importance avec l'angle, pour devenir négligeable entre 25° et 30° . Une contribution à basse énergie a également été observée pour tous les fragments. L'importance de cette contribution décroît fortement avec la masse du fragment, ce qui laisse à penser qu'elle pourrait correspondre à des fragments formés dans la zone de recouvrement des noyaux lors de la collision. L'énergie de cette contribution est de plus compatible avec une émission à mi-rapidité. Pour la cible d'hydrogène, cette contribution disparaît pour les isotopes de masse $A > 3$. Les sections efficaces mesurées augmentent avec la masse de

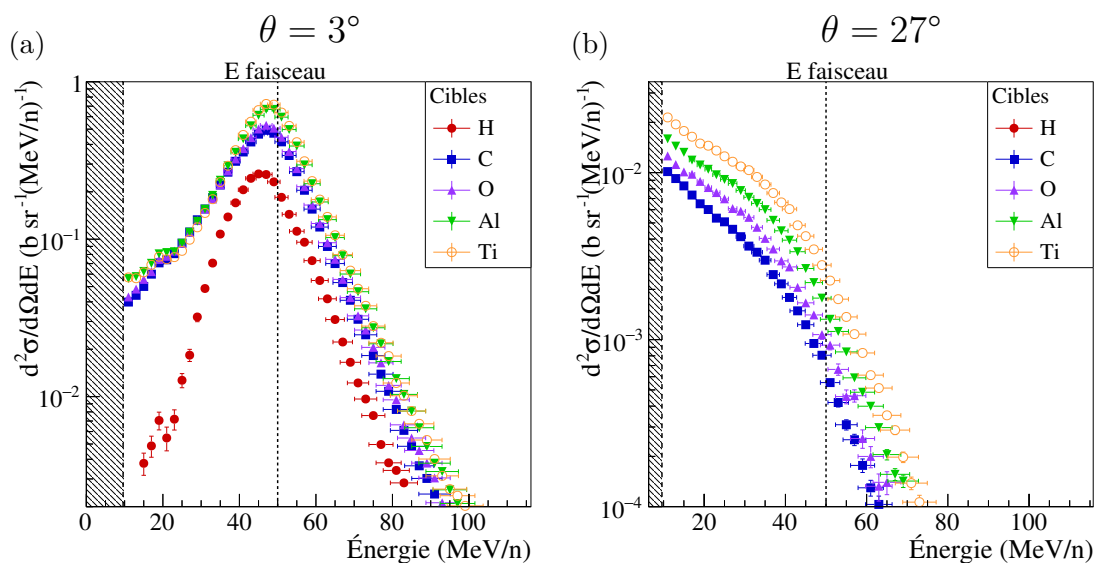


FIGURE 3.7 – Distributions en énergie du fragment ^4He pour toutes les cibles à (a) 3° et (b) 27° . La ligne pointillée indique l'énergie faisceau et la zone hachurée indique le seuil de détection en énergie.

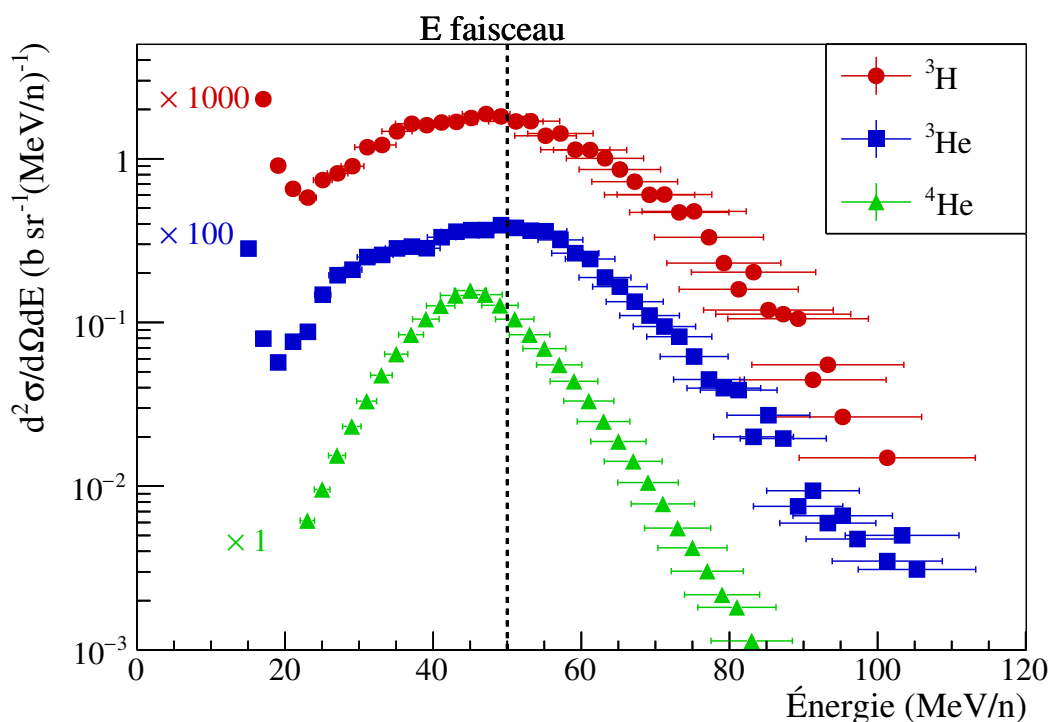


FIGURE 3.8 – Distributions en énergie des fragments ^3H , ^3He et ^4He pour la cible d'hydrogène à 5° . L'échelle de chaque distribution a été modifiée pour plus de clarté. La coupure à basse énergie correspond au seuil de détection en énergie.

la cible. La contribution du quasi-projectile y semble cependant moins sensible que la contribution à mi-rapacité : l'augmentation est plus franche à grand angle qu'aux angles avant.

3.4 Sections efficaces différentielles en angle

Intégrer la section efficace doublement différentielle sur toute la gamme en énergie permet de calculer la section efficace différentielle en angle. Associer les mesures de chaque télescope permet ensuite d'établir des distributions angulaires de ces sections efficaces. Ces distributions permettent d'évaluer la production des fragments sur toute la gamme en angle mesurée, soit de 3° à 39° . Ces sections efficaces sont exprimées en barn par stéradian ($\text{b} \cdot \text{sr}^{-1}$). Les valeurs numériques de toutes les sections efficaces différentielles en angle pour tous les fragments et toutes les cibles sont regroupées en annexe.

Cependant, il est important de prendre le seuil de détection en énergie en compte lors de l'analyse de ces résultats. En effet, ces sections efficaces intégrées ne comprennent pas la fragmentation de la cible ainsi qu'une partie de l'émission à mi-rapacité. Si la proportion d'événements perdus est faible aux angles avant à cause de la dominance de fragments issus du quasi-projectile, il n'en va pas de même aux grands angles, où la fragmentation de la cible devient prédominante.

Les figures 3.9(a-f) regroupent les distributions angulaires de tous les fragments détectés avec la cible de carbone. Chaque figure représente tous les isotopes identifiés pour une valeur de Z . Les sections efficaces diminuent lorsque l'angle augmente et semblent présenter un maximum à 0° , conformément à ce qui était attendu. Les distributions semblent également de plus en plus piquées aux angles avant à mesure que leur masse augmente.

Pour la hadronthérapie, seuls les fragments les plus produits (en particulier aux faibles angles) auront un impact significatif sur le traitement. De plus, excepté pour les $Z = 2$, les distributions des isotopes d'une même charge ont généralement une forme similaire. C'est pourquoi par la suite seul l'isotope le plus produit par valeur de Z sera utilisé pour étudier ces distributions. Il s'agit des protons pour les $Z = 1$, des ^4He pour les $Z = 2$, des ^7Li pour les $Z = 3$, des ^7Be pour les $Z = 4$, des ^{11}B pour les $Z = 5$ et les ^{11}C pour les $Z = 6$. Nous commencerons par étudier l'évolution des distributions angulaires en fonction de la charge et de la masse du fragment, puis en fonction de la masse de la cible.

3.4.1 Évolution avec la masse du fragment

Les distributions angulaires du fragment le plus produit pour une valeur de charge donnée ont été regroupées sur un même graphique sur les figures 3.10(a-e). Ces distributions sont présentées dans une figure séparée pour chaque cible. Quelle que soit la cible, la distribution des protons est la plus « plate » d'entre toutes : les sections efficaces ne diminuent que d'un facteur 10 entre 3° et 39° . Ensuite, les distributions semblent être de plus en plus piquées lorsque la masse du fragment augmente. Les distributions sont dominées par les fragments légers (protons et particules α) sur toute la gamme angulaire. Pour toutes les cibles lourdes (figures 3.10(a-d)), la production de particules α domine celle des protons jusqu'à environ 20° , pour ensuite être dépassée par celle-ci. À 3° , les

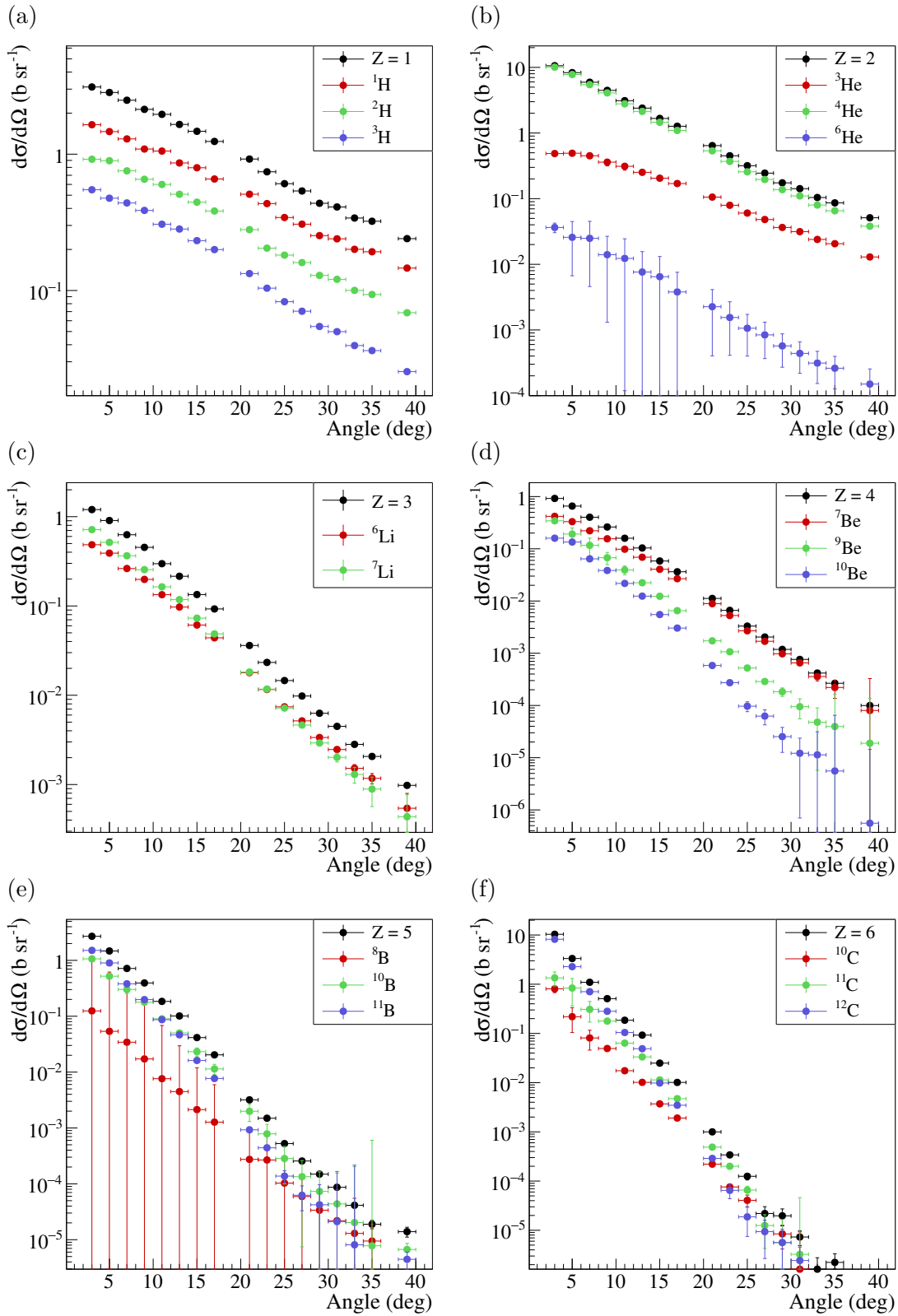


FIGURE 3.9 – Distributions angulaires pour tous les fragments identifiés avec la cible de carbone.

sections efficaces des fragments de bore et de carbone rivalisent avec celles des protons, mais chutent ensuite très vite lorsque l'angle augmente. Après 10° , les protons et les α dominent les autres distributions d'un voire deux ordres de grandeur.

Ces observations sont compatibles avec les conclusions tirées dans la section précédente. En effet, il semble que les fragments les plus lourds que nous ayons pu détecter avec notre dispositif soient en majorité produits par le quasi-projectile et donc focalisés aux angles avant. Entre 3° et 25° , les sections efficaces du ^{11}B et du ^{11}C chutent de quatre ordres de grandeur, contre seulement deux pour les ^7Li et les ^7Be , et un seul pour les protons. Ce comportement est cohérent avec ce qui a été observé sur les distributions en énergie. La contribution à basse énergie est dominante à grand angle, or, elle diminue lorsque la masse du fragment augmente. Les distributions angulaires des plus lourds se trouvent donc naturellement plus piquées aux angles avant. De plus, la majorité des fragments émis aux grands angles le sont nécessairement par la cible, ce que notre seuil en énergie ne nous permet pas de détecter.

Les observations précédentes ne sont pas toutes valides pour la cible d'hydrogène. Pour cette cible, une observation saute aux yeux : seule la distribution des protons possède la même forme que pour les autres cibles. Les autres distributions sont en effet toutes beaucoup plus piquées à l'avant, décroissant ensuite très rapidement avec l'angle. Ces distributions sont également de plus en plus piquées lorsque la masse du fragment augmente, comme pour les autres. Cette observation est le résultat du phénomène de disparition de la contribution de la mi-rapidité observé en section 3.3.3. Au delà d'une certaine masse de fragment, les distributions angulaires ne présentent que la contribution du quasi-projectile, très focalisée vers l'avant. L'étude de l'évolution des distributions angulaires de chaque fragment en fonction de la masse de la cible devrait apporter de nouvelles informations sur ce sujet.

3.4.2 Évolution avec la masse de la cible

Les distributions angulaires du fragment le plus abondant pour une charge donnée sont représentées pour chaque cible sur les figures 3.11(a-f). Sur chaque figure, les distributions angulaires pour un isotope et toutes les cibles sont représentées. Pour tous les fragments, la section efficace augmente avec la masse de la cible. Pour les fragments de charge $Z > 2$ (figures (b) à (f)), les sections efficaces semblent pratiquement confondues pour des angles $\theta < 17^\circ$, et se séparent clairement ensuite, par ordre de masse des cibles. Ce phénomène apparaît de manière moins franche sur les distributions des ^4He . Ceci montre que ces distributions sont clairement dominées par l'émission du quasi-projectile aux angles avant, sans grande influence de la masse de la cible. Lorsque l'angle augmente, la contribution de basse énergie devient dominante. Comme observé dans la section 3.3.3, cette contribution semble augmenter plus franchement avec la masse de la cible, expliquant la rupture de pente observée dans les distributions pour les cibles plus lourdes que le carbone.

Ces observations sont valables pour toutes les cibles à l'exception de celle d'hydrogène, qui présente des sections efficaces significativement plus faibles et chutant plus vite avec l'angle que les autres, comme décrit en section 3.4.1.

Les distributions angulaires des protons, représentées en figure 3.11(a), ne suivent pas la tendance décrite précédemment. En effet, l'augmentation avec la masse de la cible semble uniforme quelque soit l'angle. Le même phénomène est observé pour tous les

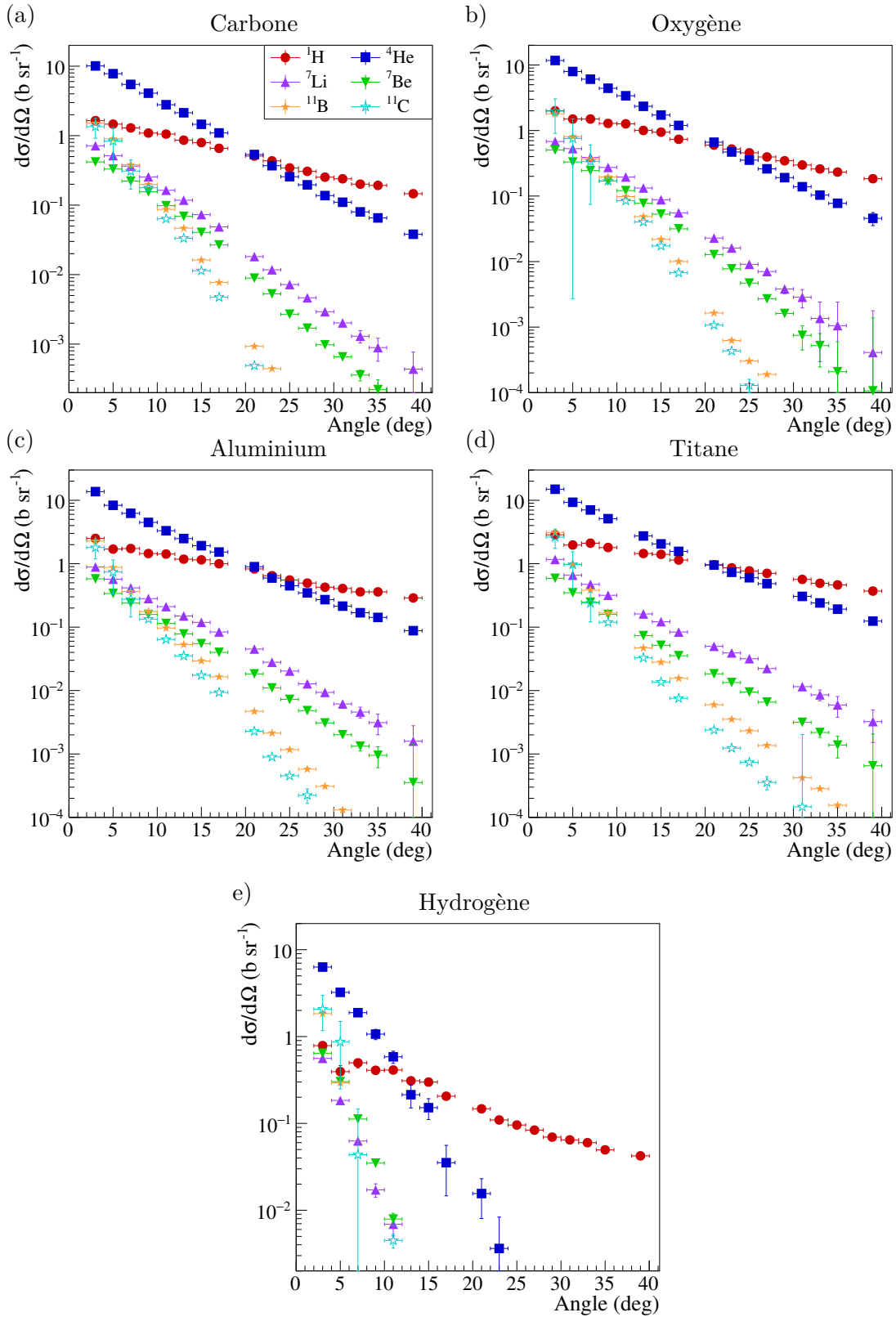


FIGURE 3.10 – Distributions angulaires pour les fragments les plus abondants par valeur de Z obtenus avec toutes les cibles.

fragments de masse $A < 4$. Comme observé sur la figure 3.10(e), la distribution des protons (et des fragments de masse $A < 4$) garde également une faible pente pour la cible d'hydrogène. Ceci semble confirmer que, contrairement aux fragments plus lourds, la contribution de l'émission à mi-rapacité n'est pas négligeable aux faibles angles pour les fragments légers.

Conclusions : Les distributions angulaires sont dominées par les fragments légers sur toute la gamme angulaire. En particulier, les sections efficaces des α à faible angle sont supérieures à toutes les autres d'un facteur 5, avant d'être rattrapées par celles des protons vers 20° . Les sections efficaces des protons sont celles diminuant le moins sur toute la gamme angulaire. Ceci s'explique par le fait que ces particules peuvent être produites à toutes les étapes de la collision : émission rapide aux premiers instants, dans la zone de recouvrement, décroissance des QP et QC, etc... La provenance des protons est variée et entraîne des distributions en énergie et en angle très étalées.

Les distributions des fragments sont ensuite de plus en plus piquées aux faibles angles lorsque leur masse augmente. Comme observé en étudiant les distributions en énergie, plus un fragment est lourd, plus sa distribution est dominée par la contribution du quasi-projectile. La contribution à mi-rapacité décroît également lorsque la masse augmente, diminuant les sections efficaces à grand angle par rapport aux plus légers. Ces observations sont également confirmées par les distributions angulaires pour la cible d'hydrogène. Ces distributions ne présentent plus que la contribution du quasi-projectile pour des fragments de masse $A > 3$, engendrant une forme très piquée aux angles avant.

3.5 Reconstitution des sections efficaces pour une cible de PMMA

Comme mentionné dans le chapitre précédent, des mesures ont également été faites avec une cible de PMMA. Ces mesures vont nous permettre de tester la précision de la méthode d'extractions des sections efficaces pour les cibles d'hydrogène et d'oxygène. Nous avons utilisé la composition chimique du PMMA ($C_5H_8O_2$) pour calculer les sections efficaces à partir de celles des autres cibles :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(C_5H_8O_2) = 5 \frac{d\sigma}{d\Omega}(C) + 8 \frac{d\sigma}{d\Omega}(H) + 2 \frac{d\sigma}{d\Omega}(O). \quad (3.2)$$

L'erreur sur les sections efficaces reconstruites est ensuite calculée de la façon suivante :

$$\mathcal{E}_\sigma(\text{PMMA}) = \sqrt{(5\mathcal{E}_\sigma(C))^2 + (8\mathcal{E}_\sigma(H))^2 + (2\mathcal{E}_\sigma(O))^2}. \quad (3.3)$$

Cette reconstruction des sections efficaces a été effectuée aussi bien pour les distributions en énergie que pour les distributions angulaires. Une comparaison de ces calculs avec les sections efficaces mesurées est présentée sur les figures 3.12 et 3.13. Les distributions en énergie des fragments de ^4He et de ^7Li sont présentées sur la figure 3.12 pour quatre angles différents. Les sections efficaces calculées reproduisent très bien les mesures. Elles sont pour la plupart compatibles aux incertitudes près. L'écart relatif entre la valeur calculée et la valeur mesurée est compris entre 5% et 20%.

3.5. Reconstitution des sections efficaces pour une cible de PMMA

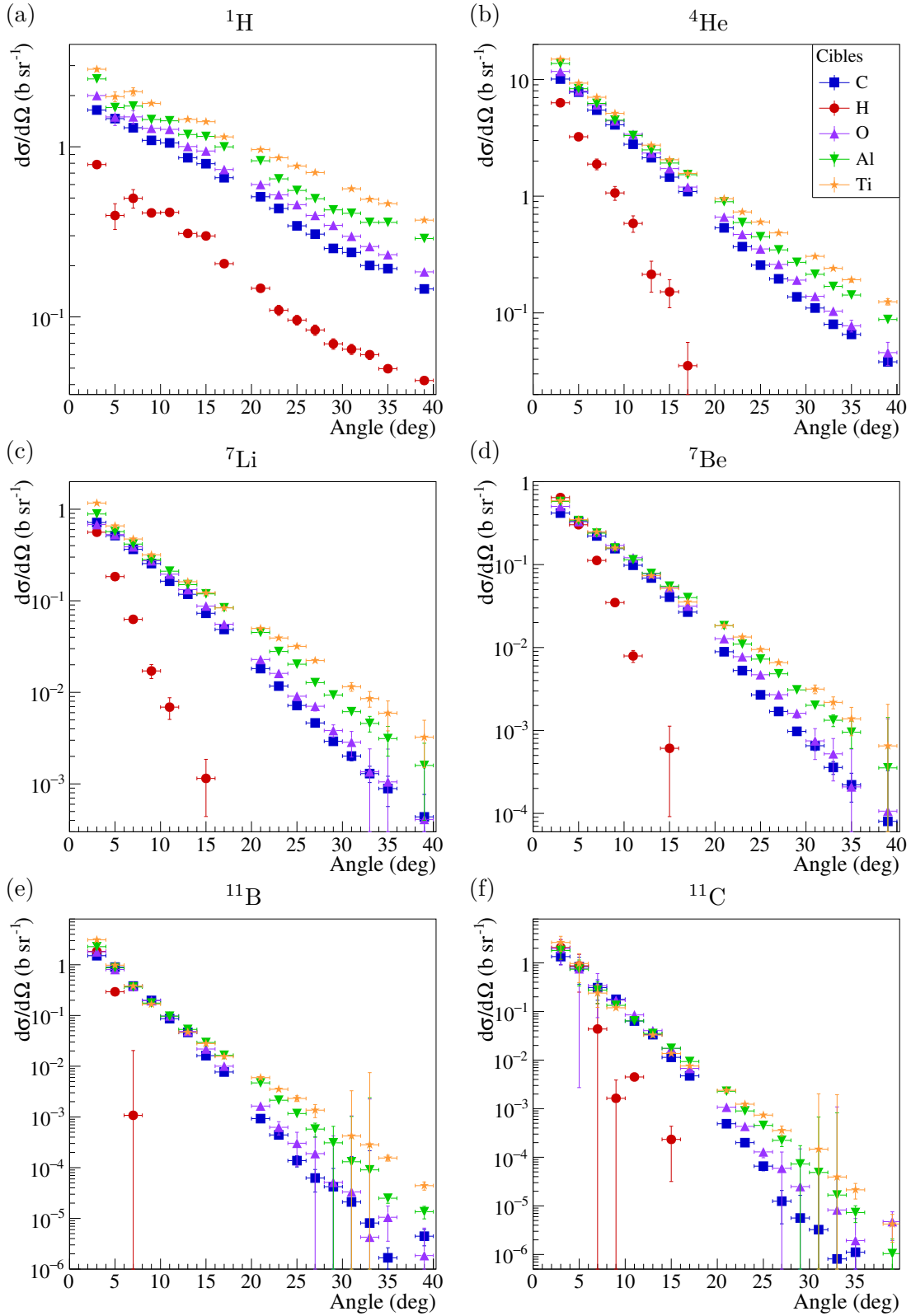


FIGURE 3.11 – Distributions angulaires pour le fragment le plus abondant par valeur de charge et pour chaque cible.

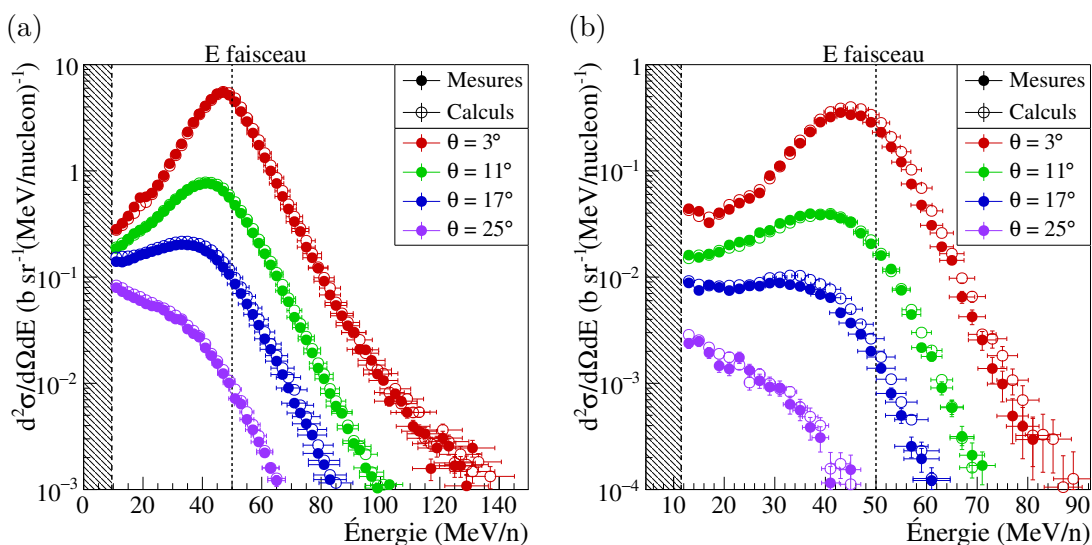


FIGURE 3.12 – Comparaison entre le calcul (symboles évidés) et la mesure (symboles pleins) des distributions en énergie des (a) ${}^4\text{He}$ et des (b) ${}^7\text{Li}$ à quatre angles différents pour une cible de PMMA. La ligne pointillée indique l'énergie faisceau et la zone hachurée indique le seuil de détection en énergie.

Les distributions angulaires des fragments les plus produits pour chaque charge Z sont représentées sur les figures 3.13(a) et (b). Par manque de temps lors de l'expérience, les mesures à 9° , 15° , 27° et 33° n'ont pas été faites avec la cible de PMMA, ce qui explique les trous dans les distributions angulaires mesurées sur la figure. L'accord entre calcul et mesure est une nouvelle fois très bon. L'écart relatif entre la valeur calculée et la valeur mesurée est inférieur à 25 % pour tous les angles. Cet écart augmente à grand angle pour les isotopes les moins produits, mais les larges incertitudes à ces angles rendent cet écart acceptable. Malgré tout, cette technique offre des résultats beaucoup plus proches des mesures que ce que sont capables d'offrir les modèles de réaction nucléaire aujourd'hui.

3.6 Sections efficaces de production

En intégrant les sections efficaces sur toute la gamme en angle, il est possible de calculer la section efficace de production d'un fragment. Pour cela, nous avons tenté de trouver une fonction analytique qui reproduise la forme de ces distributions. Ces représentations analytiques des données pourraient également être une manière simple et rapide d'utiliser ces données dans l'attente d'un modèle capable de les reproduire de manière satisfaisante. Ce travail a déjà été effectué avec les données à 95 MeV/n lors de la dernière campagne de mesures [63, 64, 74]. La méthode utilisée pour reproduire ces données sera présentée, puis nous verrons s'il est possible d'utiliser la même pour les données à 50 MeV/n. Enfin, les sections efficaces de production par isotopes seront présentées et seront comparées à celles obtenues à 95 MeV/n.

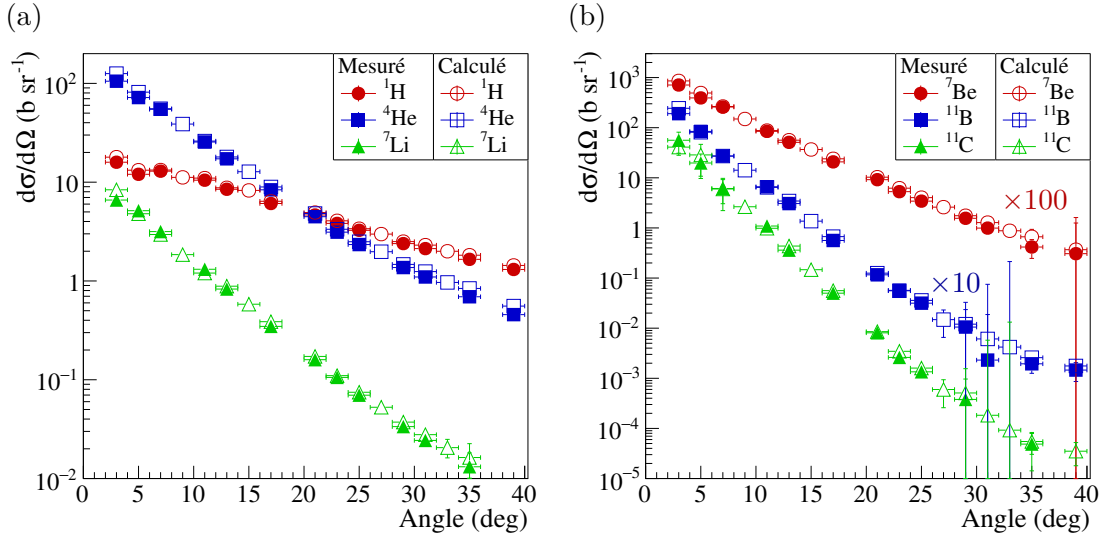


FIGURE 3.13 – Comparaison entre le calcul (symboles évidés) et la mesure (symboles pleins) des distributions angulaires pour des fragments (a) de charge $Z = 1$ à $Z = 3$ et (b) de charge $Z = 4$ à $Z = 6$. Les sections efficaces des ${}^7\text{Be}$ et ${}^{11}\text{B}$ ont été multipliées par un facteur 100 et 10, respectivement.

3.6.1 Reproduction analytique des distributions angulaires

3.6.1.1 Rappel des résultats à 95 MeV/n

La mesure des sections efficaces à 95 MeV/n s'est déroulée sur deux expériences. La première [63] a permis d'obtenir des distributions angulaires entre 4° et 43° . La deuxième [64] a été réalisée à l'aide d'un seul télescope placé à 0° et a permis d'obtenir la section efficace différentielle à 0° pour les protons, ${}^4\text{He}$, ${}^{6,7}\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$ et ${}^{10,11}\text{B}$. Avant d'obtenir ces données à 0° , les distributions angulaires avaient été ajustées à l'aide de la somme d'une fonction gaussienne et d'une fonction exponentielle. Le choix de ces fonctions avait été en partie dicté par la forme des distributions pour la cible d'hydrogène, qui semblaient avoir une allure gaussienne. Les grands angles, eux, semblaient être bien reproduits par une exponentielle décroissante. Ces deux contributions avaient déjà été observées auparavant lors d'autres expériences [41, 49]. Le résultat d'un ajustement utilisant la somme de ces deux fonctions est présenté en figure 3.14(a), sur une distribution des ${}^4\text{He}$ pour la cible de carbone. Cet ajustement ne semblait cependant pas complètement satisfaisant aux angles avant.

Après l'ajout du point à 0° , il est apparu que la section efficace remontait de manière plus abrupte entre 0° et 4° . L'ajustement utilisé sous-estimait alors grandement la valeur à 0° . Pour reproduire au mieux la section efficace à 0° , une deuxième fonction exponentielle a été ajoutée à la fonction d'ajustement. Focalisée aux angles avant, cette nouvelle fonction permet d'améliorer l'ajustement à faible angle. Le résultat est présenté sur la figure 3.14(b), pour la même distribution qu'en figure 3.14(a). La qualité de ce nouvel ajustement est très satisfaisant. Le calcul de la section efficace de production avec le premier ajustement sous-estime cette valeur de 1% à 10%. Cet écart est généralement couvert par l'incertitude sur l'intégrale de la fonction d'ajustement.

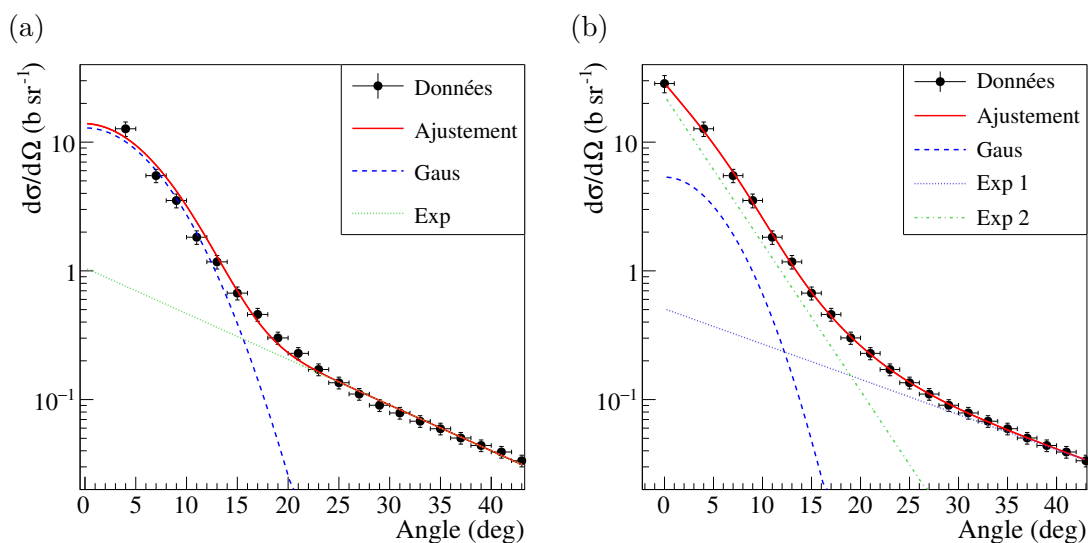


FIGURE 3.14 – Ajustement sur la distribution angulaire des ^4He à 95 MeV/n pour la cible de carbone. À gauche (a), l’ajustement est réalisé avec la somme d’une fonction gaussienne et d’une fonction exponentielle, entre 4° et 43° . À droite (b), l’ajustement est réalisé avec la somme d’une gaussienne et de deux exponentielles, avec l’ajout du point à 0° .

3.6.1.2 Ajustement des distributions angulaires à 50 MeV/n

Nos mesures couvrent la gamme angulaire de 3° à 39° . Le choix de commencer les mesures à 3° au lieu de 4° a été fait dans le but d’apporter plus de contraintes sur la valeur à 0° sans avoir à la mesurer. En effet, le processus d’identification à 0° est plus difficile et ne permet pas d’obtenir les sections efficaces pour tous les isotopes. Ces mesures doivent également être réalisées à faible intensité faisceau pour ne pas saturer les détecteurs, qui reçoivent tous les ions non fragmentés du faisceau.

À 50 MeV/n, il semble que le comportement piqué à faible angle soit visible dès 3° . Cependant, l’écart entre 0° et 3° est encore trop élevé pour contraindre efficacement les trois fonctions utilisées à 95 MeV/n. La forme des distributions à 50 MeV/n est cependant légèrement différente de celles à 95 MeV/n. En effet, si les distributions angulaires à 95 MeV/n présentent une rupture de pente franche vers 20° , elle n’est que très peu marquée voire inexistante à 50 MeV/n. Lors d’un ajustement à l’aide d’une gaussienne et une exponentielle, ceci a pour effet d’augmenter la contribution de l’exponentielle aux faibles angles. Cela a pour conséquence d’empêcher l’aplatissement aux faibles angles observé à 95 MeV/n avec l’utilisation d’une seule exponentielle (figure 3.14(a)). Le résultat de ces ajustements est présenté sur les figures 3.15(a-f) pour un isotope par valeur de Z pour la cible de carbone. Les deux fonctions de l’ajustement (gaussienne et exponentielle) sont également présentées en traits pointillés sur chaque figure. Comme le montre la figure 3.15(b) pour l’ajustement de la distribution des particules α , le comportement à 0° de cet ajustement est plus proche de celui de la figure 3.14(b) que de celui de la figure 3.14(a). Il est possible de supposer que la valeur de la section efficace à 0° soit moins sous-estimée à 50 MeV/n qu’elle ne l’était à 95 MeV/n avec ces deux fonctions.

Sur ces figures, il semble que l’importance de la contribution gaussienne dans ces ajustements par rapport à celle de l’exponentielle augmente avec la masse du fragment.

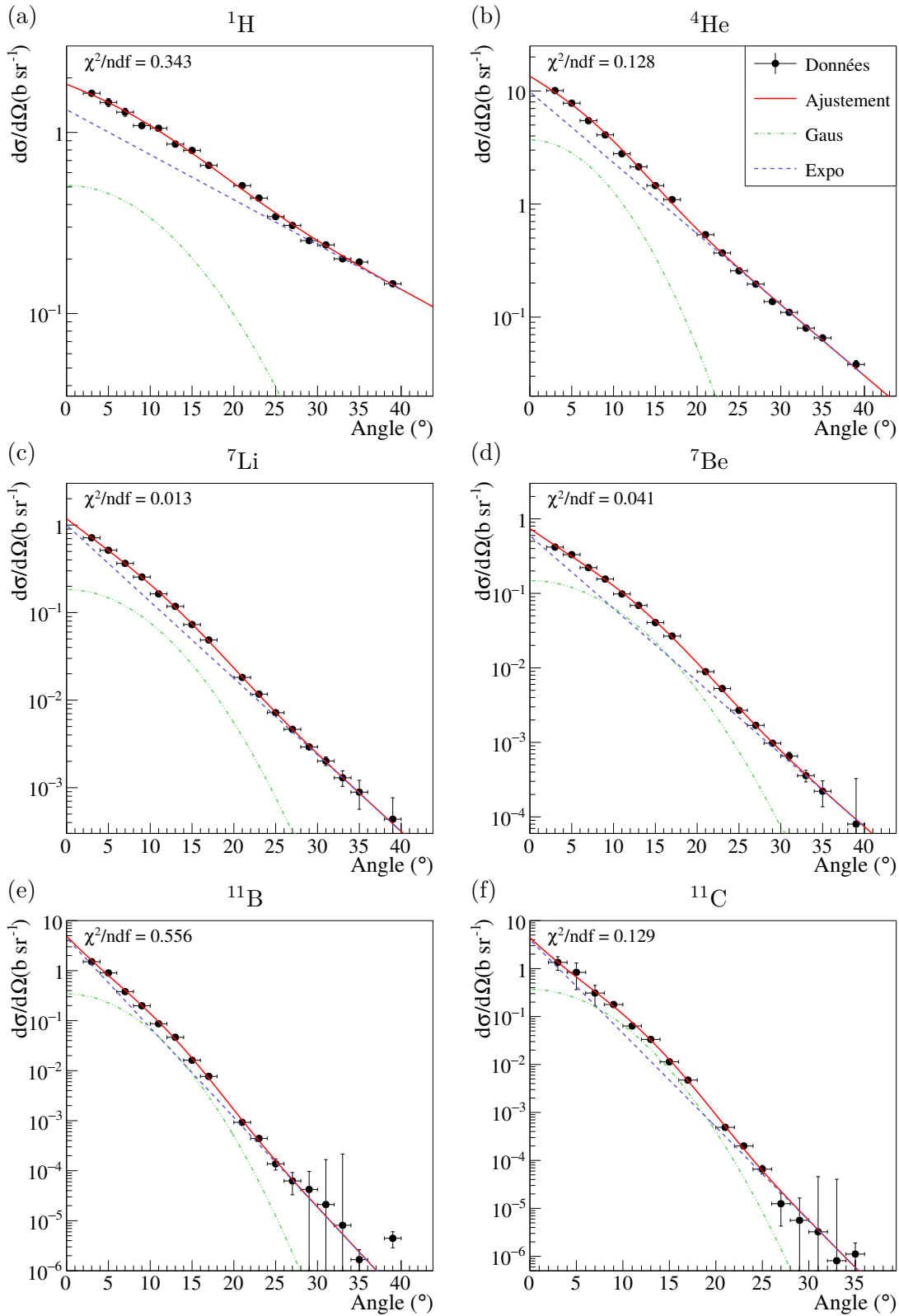


FIGURE 3.15 – Distributions angulaires pour le fragment le plus abondant par valeur de charge et pour chaque cible.

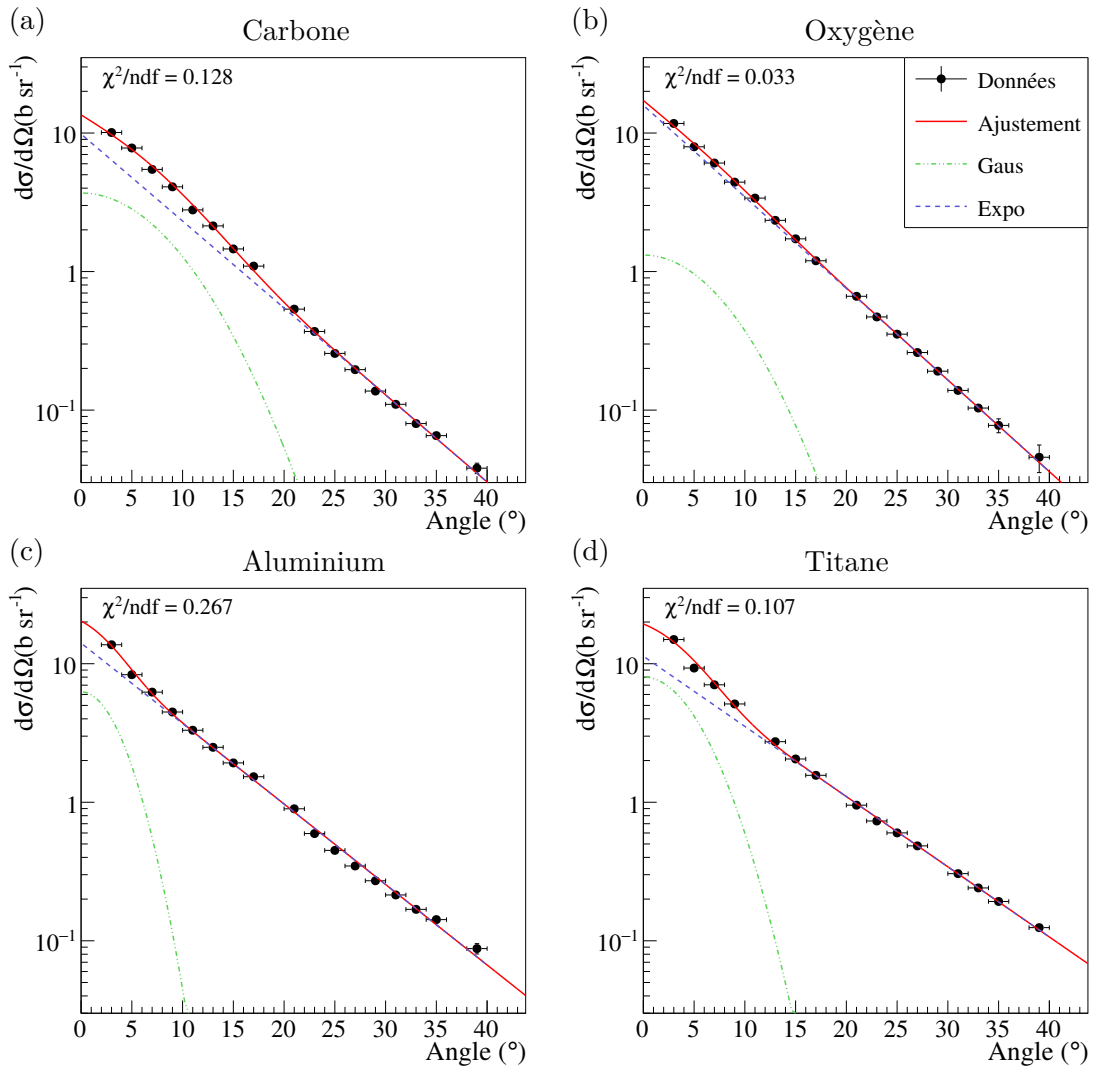


FIGURE 3.16 – Ajustements utilisant une fonction gaussienne et une fonction exponentielle sur la distribution angulaire des ^4He pour les cibles de (a) carbone, (b) oxygène, (c) aluminium et (d) titane.

Ce phénomène avait déjà été observé à 95 MeV/n, et semble cohérent avec l'évolution de la contribution du quasi-projectile. Cependant, la contribution de la gaussienne à la valeur totale de la section efficace est relativement faible à 0° . Or, c'est aux angles avant que la contribution du quasi-projectile est attendue à sa valeur maximale. La contribution du QP ne peut donc être réduite à une gaussienne uniquement.

La figure 3.16 présente les résultats de ces ajustements sur les distributions angulaires des ^4He pour les cibles de carbone, oxygène, aluminium et titane. L'évolution de la gaussienne en fonction de la masse de la cible semble plus erratique, et empêche toute interprétation physique. Comme observé précédemment, les sections efficaces aux grands angles augmentent avec la masse de la cible, ce qui a pour effet de contraindre fortement la partie exponentielle de l'ajustement. Par conséquent, la contribution de la gaussienne prend de l'importance aux angles avant, ce qui a tendance à « aplatir » la forme de l'ajustement à 0° . Pour les cibles les plus lourdes (Al et Ti), la forme de l'ajustement

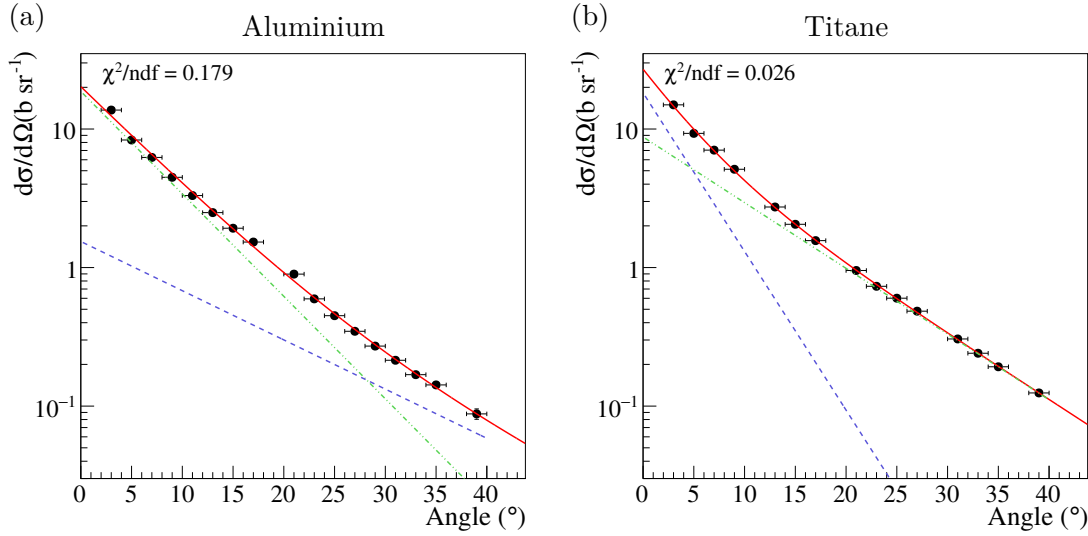


FIGURE 3.17 – Ajustements utilisant deux fonctions exponentielles sur la distribution angulaire des ^4He pour les cibles de (a) aluminium et (b) titane.

rappelle celui obtenu à 95 MeV/n (voir figure 3.14(a)), ce qui pourrait mener à une sous-estimation de la valeur à 0° . Comme le montre la figure 3.17, les distributions pour ces cibles seraient mieux reproduites en utilisant la somme de deux fonctions exponentielles plutôt qu'une gaussienne. Cependant, la différence sur la valeur de section efficace de production obtenue par intégration de ces fonctions n'est que de 1% entre ces deux ajustements. Par la suite, l'ajustement utilisant la somme d'une gaussienne et d'une exponentielle sera utilisé.

Concernant les distributions pour la cible d'hydrogène, il a été observé précédemment (section 3.4.1) que les sections efficaces des fragments de masse $A > 3$ chutaient brutalement, dû à l'absence des contributions de l'émission à mi-rapidité. Les distributions de ces fragments semblent correctement reproduites par une simple fonction exponentielle. Le résultat de ces ajustements pour les isotopes de ^4He , ^7Li et ^7Be est présenté sur la figure 3.18. Les distributions des fragments de masse $A > 3$ pour la cible d'hydrogène ont donc été ajustées à l'aide d'une seule fonction exponentielle.

3.6.2 Sections efficaces de production par isotope

Une fois les fonctions analytiques ajustées sur les données, il est possible de les intégrer sur la totalité de l'angle solide pour obtenir la section efficace de production de chaque isotope. Les distributions sont intégrées en utilisant la formule suivante :

$$\sigma = \iint_{\Omega} F(\theta) \sin \theta d\theta d\varphi = 2\pi \int_0^\pi F(\theta) \sin \theta d\theta \quad (3.4)$$

où $F(\theta)$ représente l'ajustement sur les données. L'erreur sur cette valeur est calculée par un algorithme de propagation des erreurs fourni par ROOT, utilisant la matrice de covariance des paramètres de l'ajustement. Le calcul de l'intégrale de l'équation 3.4 est également effectué par un algorithme de ROOT.

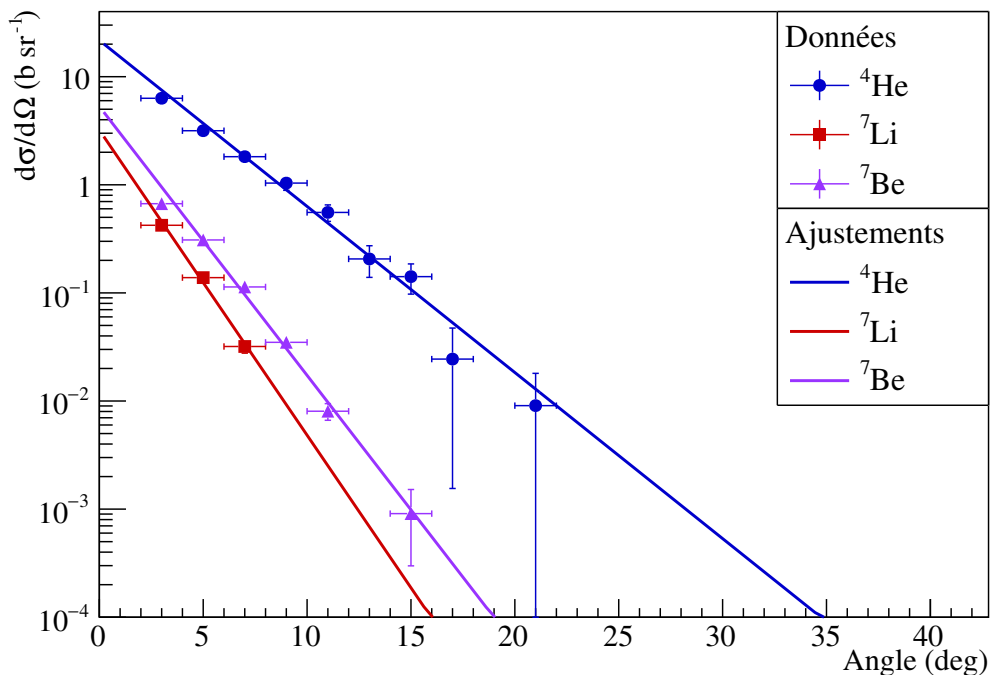


FIGURE 3.18 – Ajustement à l’aide d’une fonction exponentielle sur les distributions des ^4He (bleu), ^7Li (rouge) et ^7Be (violet) pour la cible d’hydrogène.

Toutes les distributions angulaires ont maintenant été intégrées, permettant ainsi d’obtenir les sections efficaces de production par isotope pour chaque cible. Ces résultats sont regroupés sur la figure 3.19. Les isotopes sont regroupés sur une figure pour chaque valeur de charge. Un histogramme de couleur différente est utilisé pour chaque cible. Les taux de production des fragments légers augmentent nettement avec la masse de la cible. Pour les plus lourds ($Z > 3$), l’augmentation est moins franche, et la différence est parfois comprise dans les barres d’erreur. Ces observations sont cohérentes avec les conclusions tirées des sections précédentes : la production de fragments lourds est dominée par le quasi-projectile, tandis que l’effet de la masse de la cible est plus marqué sur les légers.

La domination des fragments légers sur la production est très claire, comme le laissait prévoir les distributions angulaires. Les sections efficaces de production des protons et des α pour la cible de carbone sont autour de 1 b, tandis qu’aucun fragment de charge $Z > 2$ n’a de section efficace dépassant 0,1 b.

Les valeurs numériques des sections efficaces de production pour chaque cible sont regroupées en annexe.

La figure 3.20 présente côte à côte les sections efficaces de production des fragments obtenues à 50 MeV/n et à 95 MeV/n. À 50 MeV/n, la production de fragments légers est plus faible, alors que la production de fragments lourds (bore et carbone) semble légèrement plus élevée. Les particules alpha semblent cependant légèrement plus produites à 50 MeV/n qu’à 95 MeV/n. La production de fragments de masses intermédiaires (lithium et béryllium) pour les deux énergies est semblable, la différence étant la plupart

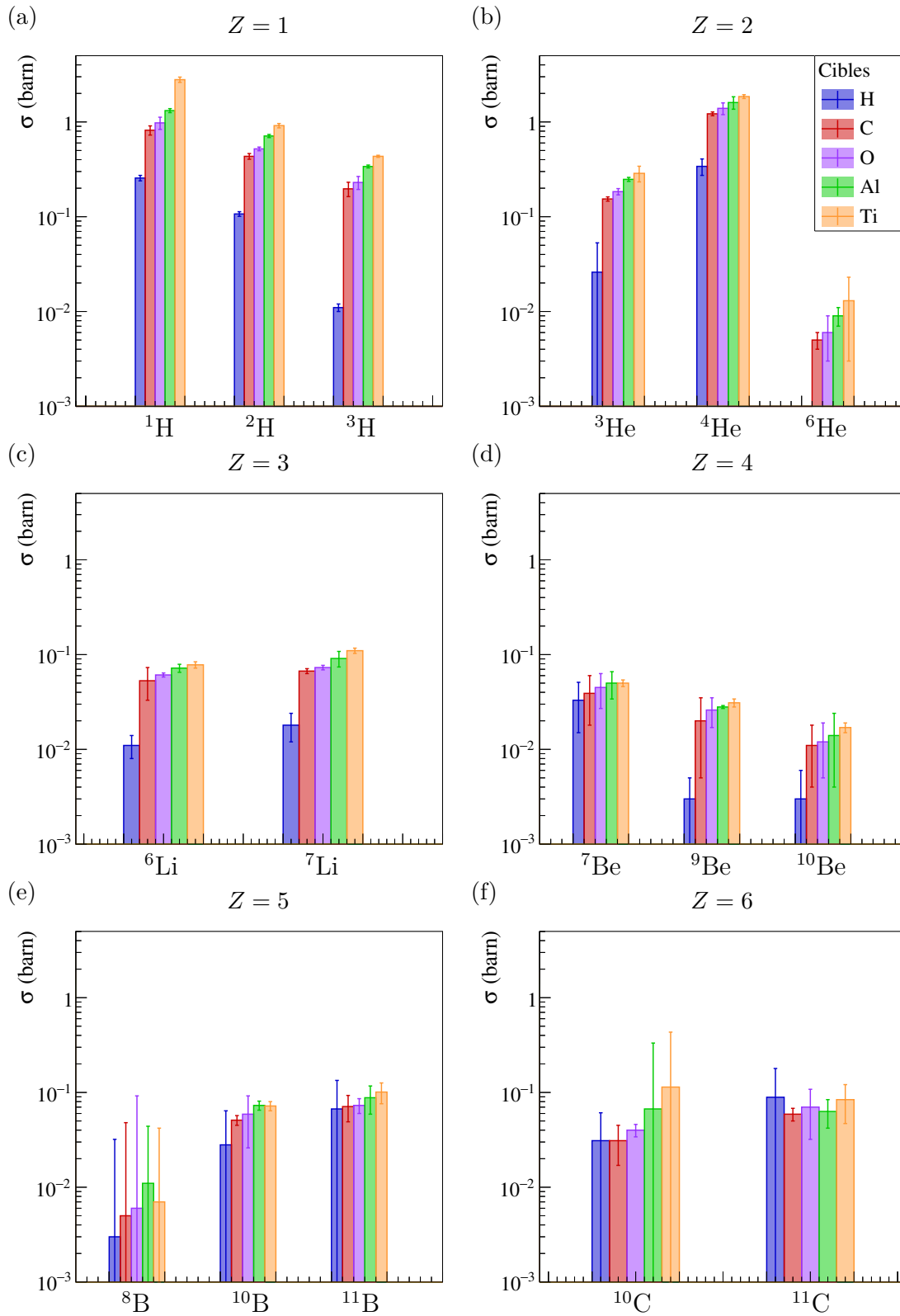


FIGURE 3.19 – Sections efficaces de production par isotope pour toutes les cibles.

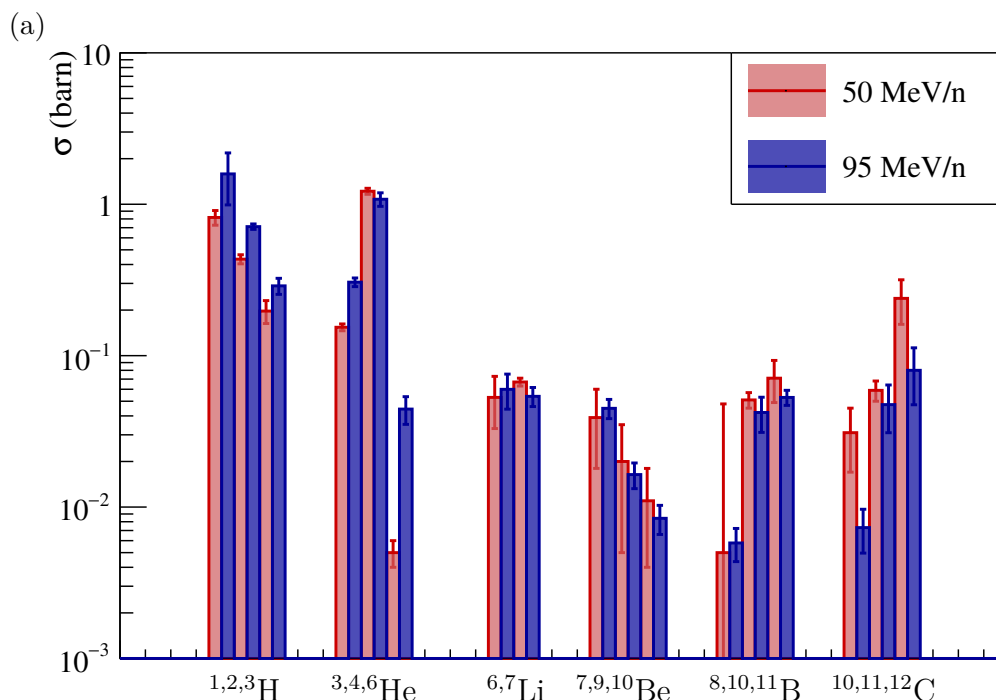


FIGURE 3.20 – Sections efficaces de production par isotope à 50 MeV/n (en rouge) et à 95 MeV/n (en bleu) pour la cible de carbone.

du temps comprise dans les barres d'erreur. Ces observations sont valables pour toutes les cibles.

La baisse de production des particules légères peut s'expliquer simplement. En effet, à 50 MeV/n, l'énergie d'excitation des fragments chauds ne peut pas atteindre de valeurs aussi hautes qu'à 95 MeV/n. Cette baisse d'énergie d'excitation a pour conséquence de fermer certains canaux de désexcitation et donc d'en favoriser d'autres. Notamment, la décroissance en trois particules α est une des voies ayant le Q de réaction le plus faible. Les α restent donc une des particules les plus produites. Avec une plus faible énergie d'excitation, les fragments lourds émettent donc moins de particules légères, expliquant ainsi la baisse de production des légers et l'augmentation de celle des lourds.

Conclusion

Au cours de ce chapitre, tous les résultats de l'expérience de fragmentation à 50 MeV/n ont été présentés. Au total, 17 fragments ont été identifiés sur 17 angles entre 3° et 39° , pour 5 cibles élémentaires différentes. Ceci a conduit à la mesure de sections efficaces doublement différentielles en angle et en énergie, fournissant ainsi, pour chaque angle et chaque fragment, une distribution en énergie des sections efficaces différentielles.

Ces distributions en énergies sont dominées à bas angle par un pic centré sur la vitesse faisceau, correspondant aux fragments issus de la désintégration du quasi-projectile ou au quasi-projectile lui-même. Une contribution à basse énergie semble provenir d'une émission à mi-rapidité. Lorsque l'angle augmente, le pic diminue en énergie et son impor-

tance baisse. À grand angle, seule reste la contribution de la mi-rapacité, sous la forme d'une exponentielle décroissante. Les sections efficaces augmentent globalement avec la masse de la cible, bien que la contribution du quasi-projectile n'y soit que peu sensible.

Combiner les mesures à chaque angle permet d'obtenir des distributions angulaires par isotope des sections efficaces différentielles. Ces distributions montrent une dominance des fragments légers ($A \leq 4$) sur toute la gamme angulaire. En particulier, les ${}^4\text{He}$ dominent largement les autres distribution aux angles avant, ce qui pourrait être expliqué par une sous-structure du ${}^{12}\text{C}$ en trois particules α . Les distributions semblent être de plus en plus concentrées aux angles avant à mesure que la charge et/ou la masse du fragment augmente. L'effet de la masse de la cible sur les distributions angulaires est plus marqué pour les grands angles, où la contribution du quasi-projectile devient très faible et la distribution se retrouve dominée par l'émission à mi-rapacité. Cette contribution de la mi-rapacité est plus importante pour les fragments les plus légers ($A \leq 3$). Leurs distributions en énergie sont moins clairement dominées par le quasi-projectile à faible angle, ce qui engendre des distributions angulaires moins piquées aux angles avant. Pour ces fragments, les sections efficaces augmentent alors uniformément avec la masse de la cible sur toute la gamme angulaire.

L'intégration des distributions angulaires à l'aide d'un ajustement de fonctions analytiques permet de calculer les sections efficaces de production par isotope. Ces valeurs montrent clairement une production dominée par des fragments légers, principalement les protons et les particules α . Une comparaison avec les données de 95 MeV/n a permis de voir que la production de fragments légers semble diminuer lorsque l'énergie du faisceau baisse, alors que la production de fragments lourds semble augmenter. La production de fragments de masse intermédiaire semble sensiblement identique.

La méthode de reconstruction de cible composite a de nouveau été validée avec une cible de PMMA. Toutes les données de ce document et des précédentes expériences sont disponible en accès libre sur le site internet <http://hadrontherapy-data.in2p3.fr>. Ce site proposera également un outil permettant de calculer des sections efficaces pour des matériaux composites à partir des sections efficaces obtenues sur les 5 cibles de nos expériences à 50 MeV/n et à 95 MeV/n. De plus, une méthode d'interpolation permettra de calculer des sections efficaces d'autres cibles.

Chapitre 4

Comparaison avec les modèles existants

Sommaire

Introduction	108
4.1 Simulations avec GEANT4	109
4.1.1 Description des modèles utilisés	109
4.1.1.1 Modèles de voie d'entrée	109
4.1.1.2 Modèles de voie de sortie	111
4.1.2 Comparaisons aux données expérimentales	112
4.1.2.1 Effet de la limite en énergie de BIC	112
4.1.2.2 Sections efficaces de production	113
4.1.2.3 Distributions angulaires	116
4.1.2.4 Distributions en énergie	118
4.1.2.5 Conclusions	121
4.2 Simulations avec PHITS	123
4.2.1 Description des modèles utilisés	123
4.2.1.1 Modèles de voie d'entrée	124
4.2.1.2 Modèles de voie de sortie	124
4.2.2 Comparaisons aux données expérimentales	124
4.2.2.1 Sections efficaces de production	124
4.2.2.2 Distributions angulaires	125
4.2.2.3 Comparaison entre PHITS et GEANT4	130
4.2.2.4 Distributions en énergie	130
4.2.2.5 Conclusions	134
4.3 Simulations avec SLIPIE	134
4.3.1 Description du modèle	134
4.3.2 Comparaisons aux données expérimentales	136
4.3.2.1 Sections efficaces de production	137
4.3.2.2 Distributions angulaires	137
4.3.2.3 Distributions en énergie	139
4.3.2.4 Conclusions	142
Conclusion	144

Introduction

Le but de ce chapitre est de comparer les résultats présentés dans le chapitre précédent aux prédictions de différents modèles de réactions nucléaires. La reproduction des résultats expérimentaux par simulation présente un intérêt tout autant pour le traitement par hadronthérapie que pour la thématique de la physique nucléaire, mais d'une manière différente. En effet, comme expliqué dans le premier chapitre de cette thèse (section 1.4), la simulation précise du phénomène de fragmentation permet d'améliorer la précision de la dosimétrie lors de la prévision d'un traitement mais également d'anticiper de potentiels effets biologiques liés aux différentes particules participant au dépôt de dose. Toutefois, pour pouvoir être utilisées dans le cadre d'une planification de traitement (à l'aide des *Treatment Planning Systems* ou TPS), ces simulations doivent pouvoir être réalisées rapidement. En physique nucléaire, un modèle capable de reproduire les données expérimentales est un pas en avant vers une meilleure compréhension des processus physiques qui ont lieu lors de la réaction. Le temps de calcul n'est dans ce dernier cas pas un problème.

Aucune solution mathématique n'est aujourd'hui capable de modéliser une réaction nucléaire. La méthode Monte-Carlo est donc la plus généralement utilisée par les différents codes de simulations disponibles dans le domaine du nucléaire. Entre autres, les environnements MCNPX [96, 97], PHITS [25], GEANT4 [76] et FLUKA [98, 99] sont les plus utilisés. Différents travaux ont déjà comparé les performances de ces différents codes avec des résultats d'expériences aux énergies utilisées pour la hadronthérapie. Böhlen *et al* [100] présentent des comparaisons de taux de production de fragments avec GEANT4 et FLUKA pour un faisceau de ^{12}C à 400 MeV/n dans des cibles épaisses d'eau. Les écarts entre l'expérience et les simulations dépassent les 100% pour GEANT4 et semblent plus raisonnables avec FLUKA (10% à 40%). Notre collaboration a également publié des comparaisons de sections efficaces de production et différentielles à 95 MeV/n sur cibles épaisses de PMMA [57] et sur différentes cibles fines [30] avec différents modèles de GEANT4. Une collaboration italienne a également publié des comparaisons de ces modèles avec des données de fragmentation de carbone sur carbone à 62 MeV/n [33]. Tous ces travaux font état de grands écarts par rapport aux données pouvant atteindre plusieurs ordres de grandeur.

Dans cette étude, nous avons choisi de comparer nos résultats à 50 MeV/n avec les différents modèles de GEANT4 et de PHITS. De plus, GEANT4 est devenu un standard largement utilisé dans la communauté de physique nucléaire, mais aussi dans le monde médical, avec son extension GEANT4-DNA [101] et l'outil de simulation GATE [102] (basé sur GEANT4), spécialisés dans les applications médicales.

Dans ce chapitre, les différents modèles utilisés et leur fonctionnement pour les deux environnements de simulation choisis seront décrits. Les résultats obtenus seront comparés avec ceux de notre expérience. Pour chaque code, nous commencerons par étudier les sections efficaces de production par isotope, puis les distributions angulaires et enfin les distributions en énergie.

Enfin, un nouveau modèle créé dans notre laboratoire nommé SLIPIE [74, 103] sera présenté. Ce modèle a été développé dans l'optique de mieux reproduire les réactions aux énergies intermédiaires. Nous le décrirons brièvement et comparerons les résultats

obtenus avec nos résultats expérimentaux.

Afin que la production de fragments obtenue par simulation puisse être comparée aux données expérimentales, les seuils en énergie de notre expérience ont été appliqués à toutes les données issues de la simulation.

4.1 Simulations avec GEANT4

Le logiciel de simulation Monte-Carlo GEANT4 a été brièvement présenté dans le chapitre 2 (voir section 2.5.2). Ici, nous détaillerons les modèles physiques utilisés pour gérer la collision entre deux noyaux.

4.1.1 Description des modèles utilisés

Les résultats de simulations présentés au cours de ce chapitre ont été obtenus avec la version 4.10.00-p02 de GEANT4. Dans ce logiciel, toutes les interactions physiques sont gérées par une « physics list » qui est une liste de modèles et de données telles des sections efficaces que GEANT4 va utiliser pour définir les probabilités de collision. Dans notre cas, nous avons utilisé une *physics list* personnalisée, inspirée de celle de l'exemple « hadrontherapy », fourni avec l'installation de GEANT4. Cette *physics list* utilise le modèle « electromagnetic standard package 3 » pour simuler les interactions électromagnétiques. Les sections efficaces totales de réaction utilisées sont celles des modèles de Tripathi [104, 105] et Shen [106], composées de valeurs expérimentales lorsqu'elles sont disponibles, ainsi que de formules empiriques paramétrisées pour calculer des sections efficaces pour toutes les énergies.

GEANT4 gère une collision nucléaire en deux étapes. La première est appelée voie d'entrée de la collision et décrit la partie dynamique de la collision jusqu'à la formation de différents noyaux dans un état excité. La deuxième est la voie de sortie, qui gère la désexcitation statistique des fragments générés par la voie d'entrée. GEANT4 propose différents modèles pour la voie d'entrée et la voie de sortie qui seront décrits dans les prochains paragraphes.

4.1.1.1 Modèles de voie d'entrée

Le premier modèle de voie d'entrée étudié est un modèle de dynamique moléculaire quantique (QMD, pour *Quantum Molecular Dynamics*). Ce modèle est implémenté dans GEANT4 par la classe `G4QMDReaction` [79, 107] et est basé sur le code JAERI-QMD (JQMD) [77, 108]. C'est un code de transport qui suit l'évolution de la fonction densité à un corps donnée par l'équation de Landau-Vlasov. Cette fonction est approximée par une somme de gaussiennes, représentant chacune un des nucléons du noyau. Le potentiel nucléaire est ensuite créé dynamiquement à partir de cette fonction densité. Il dépend ainsi du temps et évolue au cours de la réaction. L'évolution du système est calculée par pas de temps de 1 fm/c et tous les nucléons sont propagés dans ce potentiel. L'évolution est stoppée au bout d'un temps de 100 fm/c, pour lequel l'équilibre thermique est supposé atteint. La gestion des fragments générés est ensuite assurée par le modèle de voie de sortie.

Le modèle est applicable dès lors que l'énergie du projectile est supérieure à la barrière coulombienne. Cependant, il est annoncé valide à partir de quelques dizaines de

MeV/n jusqu'à 3 GeV/n [109]

Le deuxième modèle étudié est un modèle de cascade intranucléaire binaire (BIC). Ce modèle est accessible dans GEANT4 via la classe `G4BinaryLightIonReaction` [79, 110]. Dans ce modèle, un noyau est décrit par un modèle tri-dimensionnel dans lequel les nucléons sont disposés aléatoirement selon la densité de la matière nucléaire à une masse donnée, tout en respectant le principe d'exclusion de Pauli. Lors d'une collision, les nucléons participants et les nucléons spectateurs de la réaction sont déterminés de manière géométrique, en considérant une zone de recouvrement du projectile et de la cible. Pour cela, un paramètre d'impact est tiré aléatoirement et est ensuite comparé à la distance minimale d'interaction (dépendante de la section efficace). S'il lui est supérieur, la collision n'aura pas lieu. S'il lui est inférieur, les nucléons du projectile participants à la réaction peuvent être déterminés. Le reste des nucléons du projectile forme alors le quasi-projectile qui sera désexcité directement par les modèles statistiques de la voie de sortie. Les nucléons participants sont ensuite propagés sous l'effet d'un Hamiltonien construit à partir d'un potentiel optique indépendant du temps. Les interactions sont gérées de manière séquentielle entre chaque nucléon participant provenant du projectile et tous les nucléons de la cible. La cascade se termine lorsque l'énergie moyenne des nucléons propagés descend sous un certain seuil ou s'ils sortent de la cible. La quasi-cible sera alors traitée par un modèle intermédiaire, dit modèle de pré-équilibre, avant l'étape de désexcitation par la voie de sortie.

Ce modèle est donné valide de 80 MeV à 10 GeV/n. Cependant, une limite en énergie est fixée à 50 MeV/n, en deçà de laquelle la cascade n'a pas lieu. Si l'énergie du projectile est inférieure ou égale à cette limite, le modèle fusionne alors projectile et cible et le noyau fusionné est ensuite géré par le modèle de pré-équilibre. L'effet de cette limite sur nos simulations sera discuté plus tard.

Enfin, le dernier modèle étudié est un autre modèle de cascade nucléaire, appelé Cascade Intra-Nucléaire de Liège (INCL) [111–113], retranscrit pour le C++ sous la forme de INCL++ [114]. Il est accessible dans les nouvelles versions de GEANT4 (v4.10 et ultérieures) par son interface `G4INCLXXInterface` [79]. Ce modèle représente les nucléons comme un gaz de Fermi confiné dans un puits de potentiel statique, formant les noyaux de la réaction. Comme pour le modèle BIC, la détermination des nucléons participants est faite de manière géométrique. Les nucléons participants n'ayant pas subi de collision durant la traversée du noyau cible sont rassemblés avec les nucléons spectateurs du projectile, et forment ainsi un quasi-projectile excité qui sera traité par le modèle de voie de sortie. Les nucléons participants ainsi que tous les nucléons de la cible subiront ensuite la cascade : les interactions seront séquentiellement évaluées entre un nucléon et tous les autres. Au bout d'une certaine valeur de temps dépendant de la masse de la cible, la cascade est stoppée et les fragments sont laissés (comme pour la cascade binaire) dans un état hors équilibre thermique qui doit être géré par le modèle de pré-équilibre avant l'appel du modèle de voie de sortie.

La particularité de ce modèle par rapport à BIC est qu'il prend en compte la création de fragments contenant jusqu'à 8 nucléons pendant la cascade. Si un nucléon subissant la cascade atteint la surface et se trouve sur le point de sortir du système, un algorithme de coalescence cherche d'autres nucléons suffisamment « proches » dans l'espace des phases. S'il en trouve, un fragment est formé. Si plusieurs fragments sont possibles, le

moins excité sera sélectionné. Si ce fragment peut traverser la barrière coulombienne, il sera alors éjecté du système. Sinon, le nucléon seul sera éjecté.

La gamme de validité en énergie de ce modèle s'étend de 1 MeV/n à 3 GeV/n.

4.1.1.2 Modèles de voie de sortie

Précédemment, nous avons vu que les différents modèles de voie d'entrée ne laissent pas les fragments créés dans le même état. En effet, le modèle QMD laisse les fragments à la voie de sortie dans un état d'équilibre thermique, alors que les modèles de cascade se contentent de gérer la collision et laissent les fragments dans un état hors équilibre. Pour ces deux modèles, une étape intermédiaire (dite étape de pré-équilibre) est nécessaire pour atteindre l'équilibre thermique avant de commencer la désexcitation statistique. Dans GEANT4, une classe appelée `G4PreCompound` [79] est alors chargée d'amener les fragments dans l'état recherché. Cette classe se base sur le nombre de nucléons du fragment, sa charge ainsi que le nombre d'excitons (nombre de nucléons perdus par la cible ajouté au nombre de trous créés dans la distribution des nucléons restants) présents dans le fragment. Pour atteindre un état de pré-équilibre, ce modèle utilise une émission radiative et/ou de particules légères.

Après passage par ce modèle intermédiaire, les fragments issus des modèles de cascade se trouvent dans le même état que ceux issus du modèle QMD. Ces noyaux ne sont pas dans un état stable, mais leur énergie d'excitation est partagée par l'ensemble de leurs nucléons. L'étape de désexcitation, gérée par la classe `G4ExcitationHandler` [79] peut maintenant commencer. Par défaut, cette classe utilise une combinaison de deux modèles pour générer des fragments dans leur état fondamental. Cette classe utilise un modèle de Fermi Break-Up (FBU) [115] couplé à un modèle d'évaporation [79].

Le premier modèle est un modèle de fragmentation statistique. Tous les canaux de désexcitation à n corps sont pris en compte (n variant de 2 au nombre de masse A du noyau), et seuls ceux pour lesquels l'énergie cinétique de chaque fragment est positive seront considérés par l'algorithme. Cette énergie cinétique est calculée de la manière suivante :

$$E_C = E^* + Mc^2 - E_{\text{Coulomb}} - \sum_{i=1}^n (m_i c^2 + \mathcal{E}_i^*), \quad (4.1)$$

où E^* et M sont l'énergie d'excitation et la masse du noyau à désexciter, E_{Coulomb} la barrière coulombienne et m_i et \mathcal{E}_i^* la masse et l'énergie d'excitation de chacun des n fragments. Des poids statistiques sont ensuite calculés pour chaque canal, qui pourra ainsi être sélectionné aléatoirement. Le FBU de GEANT4 est utilisé pour tout fragment de masse $A < 17$ et de charge $Z < 9$. Pour les noyaux plus lourds, un modèle de multi-fragmentation statistique (comparable au FBU, mais utilisant seulement un échantillon de canaux de désintégration) est utilisé. Après application de ce premier modèle, un noyau excité aura fragmenté en n fragments stables, produits dans leur état fondamental ou sur un des états discrets d'excitation de basse énergie.

Le modèle d'évaporation est ensuite utilisé pour amener les fragments excités produits vers leur état fondamental. Un modèle d'évaporation considère toute voie de désexcitation à deux corps. La classe `G4Evaporation` propose un modèle d'évaporation classique, permettant la désexcitation par radiation ou par émission de particules légères (jusqu'aux particules α). Cette classe permet également d'utiliser le modèle d'évaporation

généralisée GEM [27, 79] qui permet quant à lui d'évaporer des fragments plus lourds, allant jusqu'au ^{28}Mg .

Tous les modèles menant à la production de fragments dans GEANT4 ont maintenant été présentés. Pour tous les modèles de voie d'entrée présentés, la voie de sortie par défaut est donc un couplage entre le modèle FBU et un modèle d'évaporation. Pour le modèle QMD, le modèle d'évaporation par défaut est le modèle GEM, tandis que pour les modèles passant par la classe `G4PreCompound` le modèle d'évaporation classique de GEANT4 est utilisé par défaut. Cependant, GEANT4 permet d'utiliser GEM pour ces modèles aussi, moyennant une modification du `G4ExcitationHandler`. Cette classe permet également de désactiver le modèle FBU. Les trois modèles d'entrée ont donc été testés avec la combinaison FBU+GEM ou en utilisant seulement GEM. La prochaine section est dédiée à la comparaison de ces modèles aux résultats expérimentaux.

4.1.2 Comparaisons aux données expérimentales

Dans cette partie, les prédictions des différents modèles de GEANT4 seront confrontées à nos mesures expérimentales. Tous les modèles présentés précédemment ont été utilisés pour simuler la fragmentation d'un faisceau de ^{12}C à 50 MeV/n sur une cible de carbone de 250 μm . Les sections efficaces ont ensuite été calculées de la même manière que pour l'expérience, à partir des taux de production issus de la simulation. Les seuils en énergies donnés dans le deuxième chapitre de cette thèse ont été utilisés pour établir les distributions en angle et en énergie.

Cependant, lors de l'étude du fonctionnement du modèle BIC, une limite en énergie à 50 MeV/n a été observée. Il convient d'en vérifier l'effet sur les résultats avant de commencer les comparaisons avec l'expérience.

4.1.2.1 Effet de la limite en énergie de BIC

Afin de constater l'effet de ce seuil sur les simulations effectuées avec le modèle BIC, deux simulations différentes ont été effectuées. La première a été réalisée à l'énergie de notre faisceau, soit 50 MeV/n. La seconde, de façon à être sûr de dépasser ce seuil, a été réalisée à 51 MeV/n. Une comparaison des résultats de ces deux simulations est présentée en figure 4.1. Sur cette figure, les distributions en énergie du ^7Li obtenues expérimentalement sont comparées aux prédictions du BIC à 50 MeV/n et à 51 MeV/n. La différence entre les deux simulations est flagrante : un pic à l'énergie faisceau est observé à 51 MeV/n, tandis que seule une contribution à faible énergie est visible sur la simulation à 50 MeV/n.

Ce seuil implique donc que le projectile et la cible sont systématiquement fusionnés pour former un noyau composé à 50 MeV/n. Cette fusion implique une perte de la mémoire de la voie d'entrée, et les spectres en énergie ne présentent donc plus de contribution du quasi-projectile et une forte baisse des taux de production aux faibles angles. L'ouverture angulaire de l'émission des fragments se trouve ainsi beaucoup plus large, et des fragments plus lourds, comme certains isotopes de l'oxygène peuvent être formés. Tous ces éléments sont contraires à ce que nous avons observé expérimentalement.

Afin de pouvoir réellement comparer les performances de BIC à 50 MeV/n, il faudrait modifier le code source de GEANT4 et baisser cette limite manuellement. Malheureusement, le manque de temps ne nous a pas permis de faire ces manipulations. Dans la

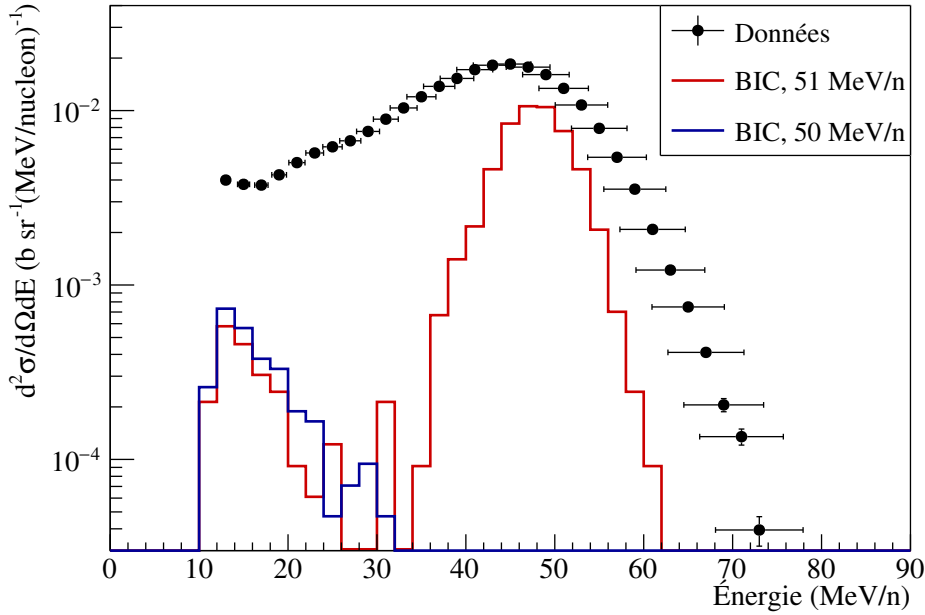


FIGURE 4.1 – Comparaisons des prédictions du modèle BIC de la production des ${}^7\text{Li}$ à 50 MeV/n (bleu) et à 51 MeV/n (rouge). Une distribution en énergie mesurée à 5° sur une cible de carbone est également représentée.

suite, les simulations avec BIC ont donc été réalisées avec une énergie de 51 MeV/n.

Dans les sections suivantes, les résultats obtenus avec les différents modèles présentés ci-dessus seront comparés aux résultats expérimentaux. Nous commencerons par la grandeur apportant la contrainte la plus faible sur le modèle : la section efficace de production d'un isotope. Reproduire correctement ces valeurs serait déjà prometteur pour un modèle, au vu des observations précédentes [30, 33, 100]. Nous continuerons ensuite les comparaisons avec les distributions angulaires. Reproduire ces distributions et notamment la production aux faibles angles (la production est maximale aux angles avant) est essentiel pour établir la cartographie de dose pour un traitement. Enfin, nous comparerons les résultats de simulations avec les distributions en énergie. Ces résultats sont les plus contraignants pour les modèles, car ils demandent de correctement modéliser les contributions observées expérimentalement (quasi-projectile, quasi-cible et zone de recouvrement).

Pour juger de la qualité de reproduction des modèles, nous nous baserons sur leur capacité à reproduire les éléments les plus produits (principalement protons et α), toujours dans l'optique de trouver le modèle le plus adapté pour une application à la hadronthérapie.

4.1.2.2 Sections efficaces de production

La figure 4.3 montre les sections efficaces de production de tous les isotopes, regroupés par valeur de charge, obtenus lors de notre expérience et par simulation. Pour chaque modèle (QMD, BIC et INCL), deux voies de sorties différentes ont été utilisées. La

première est la combinaison entre le modèle FBU et le modèle GEM, la seconde est le modèle GEM uniquement.

Les modèles affichent des résultats très différents les uns des autres, avec parfois jusqu'à un ordre de grandeur d'écart entre eux. Cependant, il apparaît clairement qu'aucune des combinaisons de modèles n'est capable de reproduire l'ensemble des taux de production. Plus particulièrement, la production des particules α , qui sont les particules les plus abondantes expérimentalement, est sous-estimée par tous les modèles. Il est cependant difficile avec ces comparaisons de déterminer quel modèle est le plus prédictif. De plus, dans le cadre de la hadronthérapie, il est important de privilégier un modèle reproduisant mieux les taux de production des isotopes les plus produits.

Pour évaluer précisément les divergences des modèles avec l'expérience, une valeur de χ^2 a été calculée. Dans ce calcul, un poids statistique a été attribué à chaque isotope en fonction de son taux de production. Ce χ^2 pondéré a été calculé de la manière suivante :

$$\chi^2 = \frac{1}{\sum_i \sigma_{\text{Exp},i}} \times \left[\sum_i \sigma_{\text{Exp},i} \times \left(\frac{\sigma_{\text{G4},i} - \sigma_{\text{Exp},i}}{\Delta\sigma_{\text{Exp},i}} \right)^2 \right], \quad (4.2)$$

où i représente un isotope, σ_{Exp} et $\Delta\sigma_{\text{Exp}}$ sont la section efficace de production expérimentale et son incertitude, et σ_{G4} la section efficace de production obtenue avec GEANT4. Cette valeur permet d'évaluer la qualité de reproduction des données par les différents modèles, tout en accentuant l'importance des fragments les plus produits. Ce χ^2 pondéré est représenté sur la figure 4.2 pour toutes les combinaisons de modèles étudiées. Les valeurs obtenues sont très élevées, mais une tendance principale se dégage : l'utilisation du modèle FBU avant le modèle d'évaporation donne de meilleurs résultats que GEM seul. FBU permettant de la fragmentation à plus de deux corps, il n'est pas étonnant que les résultats obtenus avec ce modèle soient plus proches de la réalité. Concernant la voie d'entrée, il semble que le modèle BIC soit celui reproduisant le mieux les résultats

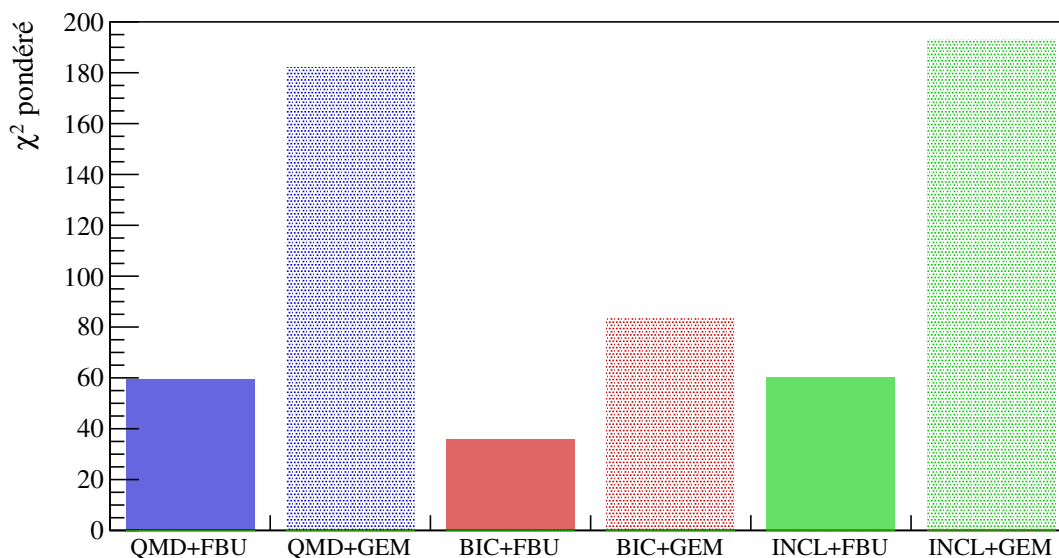


FIGURE 4.2 – Valeur du χ^2 pondéré par les taux de production de chaque fragment calculée pour chaque combinaison de modèles dans GEANT4.

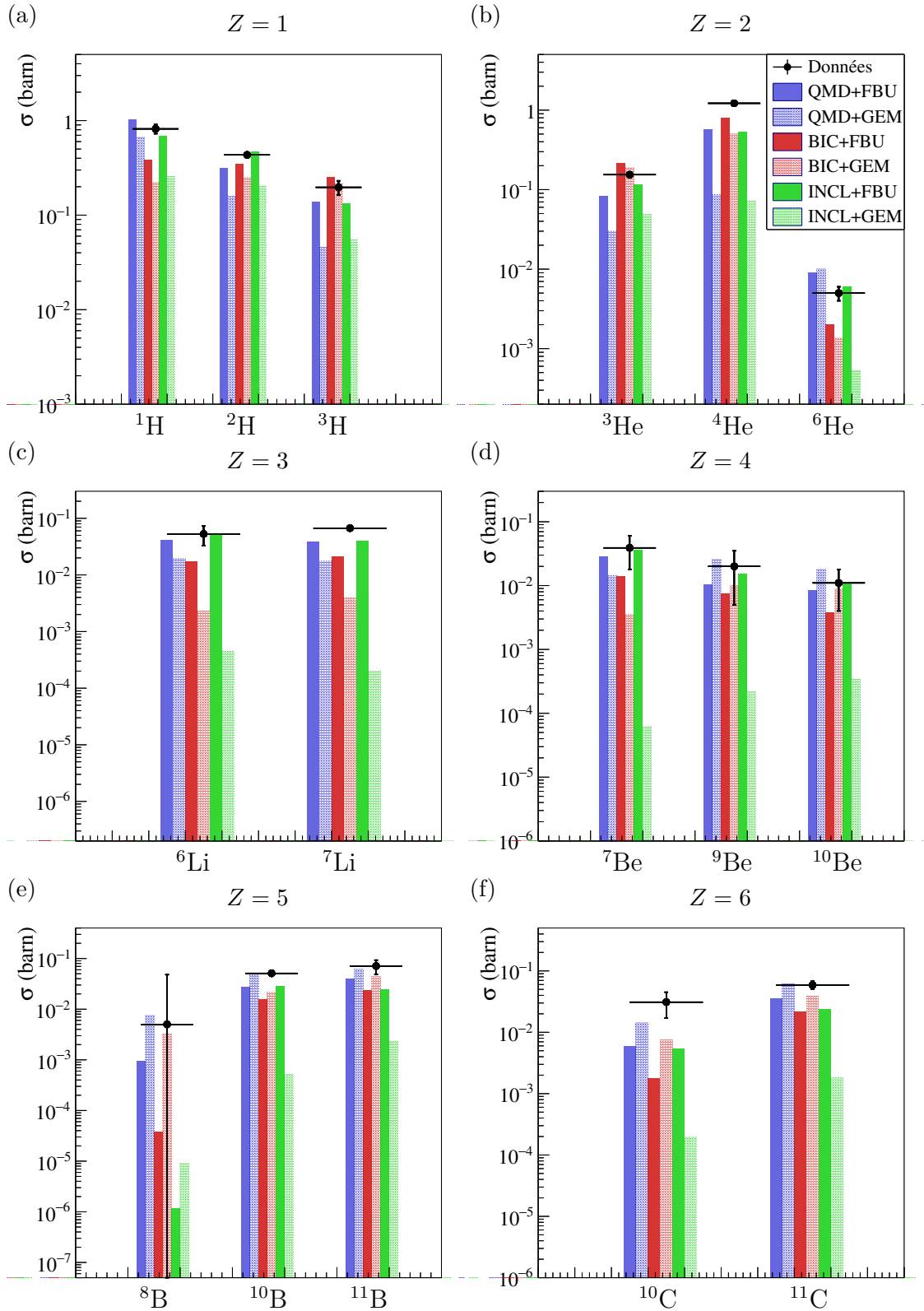


FIGURE 4.3 – Sections efficaces de production pour tous les isotopes, regroupés par valeur de charge, obtenus par l’expérience et par simulation avec GEANT4. Les données sont représentées en cercles pleins noirs et les différents modèles en histogrammes de différentes couleurs. Lorsqu’un modèle est présenté avec la voie de sortie FBU, il s’agit en fait de la combinaison entre FBU et GEM.

expérimentaux. Ce résultat va à l'encontre de ce qui était attendu, vis à vis des expériences précédentes [74]. Les modèles QMD et INCL semblent afficher des performances équivalentes.

En étudiant seulement les taux de production, il semble donc qu'il soit important d'utiliser le modèle FBU pour la voie de sortie. Dans la suite, seuls les résultats de simulation utilisant la combinaison de modèles de voie de sortie FBU+GEM seront étudiés. Cependant, les taux de production apportent la contrainte la plus faible sur les modèles. Dans le cadre de la hadronthérapie, il est important de reproduire correctement les productions aux angles avant, où la contribution des fragments à la dose est la plus importante.

4.1.2.3 Distributions angulaires

Les distributions angulaires des isotopes les plus produits pour chaque valeur de charge sont représentées sur la figure 4.4. Les distributions expérimentales sont comparées aux distributions angulaires obtenues avec les modèles QMD, BIC et INCL, tous trois couplés à la combinaison FBU+GEM pour voie de sortie.

Les distributions angulaires obtenues avec le modèle QMD présentent toutes, à l'exception de celle des protons, une forme piquée aux alentours de 10° à 15° . La valeur de section efficace chute aux angles avant, sous-estimant la valeur expérimentale d'un à deux ordres de grandeur. Comme l'ont montré d'autres travaux [74, 116], ce problème semble provenir d'un manque de « transparence » des noyaux. En effet, il semble qu'il y ait trop d'interactions entre les nucléons des noyaux lors des collisions périphériques (pour lesquelles le quasi-projectile ne devrait être que très peu dévié). Ce effet semble être atténué lorsque la largeur des gaussiennes représentant chaque nucléon était diminuée [74]. Parallèlement, l'émission aux grands angles s'en trouvait réduite. Pour une application à la hadronthérapie, cette piste d'amélioration est intéressante, la production aux grands angles n'ayant qu'un impact très limité sur la dosimétrie.

Les résultats obtenus avec BIC montrent également d'importants écarts avec les valeurs expérimentales. Notamment, les sections efficaces aux faibles angles des protons et des α sont largement sous-estimées. La distribution angulaire des α est de plus très large, et surestime grandement les sections efficaces aux grands angles. Ceci a pour effet d'augmenter la section efficace de production, et donc de réduire l'écart sur les taux de production, expliquant le χ^2 plus bas pour ce modèle. Pour les plus lourds, les distributions présentent une forme très piquée entre 0° et 10° , puis une contribution très large aux grands angles. Ce comportement met en évidence deux contributions : la contribution du quasi-projectile très focalisée aux angles avant et une autre beaucoup plus large, due à la quasi-cible.

Le modèle INCL est celui présentant les distributions ayant la forme la plus proche des valeurs expérimentales. Les valeurs de sections efficaces sont généralement sous-estimées de moins d'un facteur deux à faible angle et le modèle reproduit bien les sections efficaces à grand angle. Cependant, les distributions qu'il reproduit le moins bien sont celles des isotopes les plus abondants, les protons et les particules α . Malgré tout, il est celui qui sous-estime le moins les sections efficaces aux angles avant, ce qui semble faire de lui le meilleur candidat pour une utilisation en hadronthérapie.

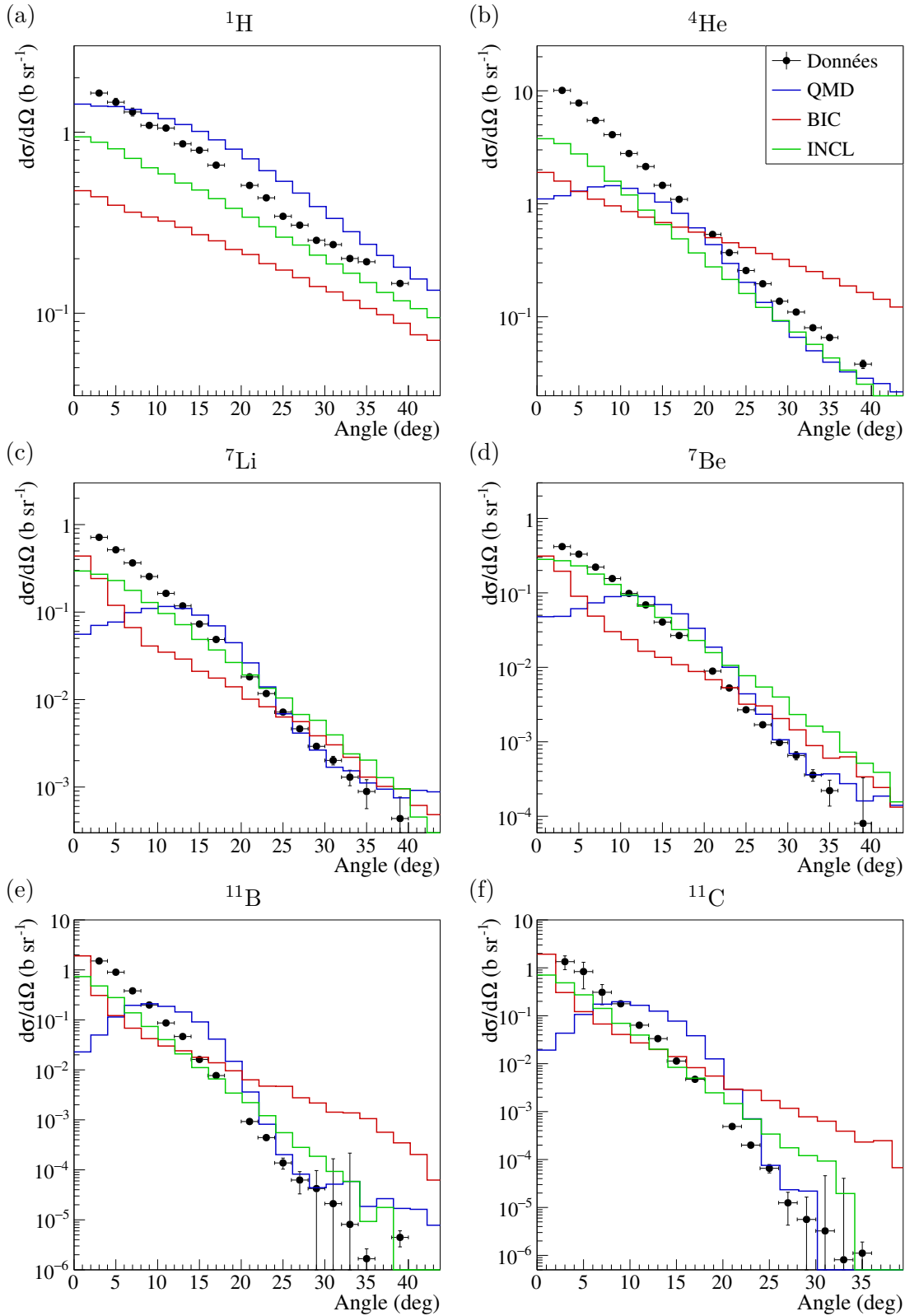


FIGURE 4.4 – Sections efficaces différentielles en angles obtenues lors de l’expérience (points noirs) et par simulation GEANT4 avec trois modèles de voie d’entrée différents (lignes de couleurs). Pour chaque modèle, la combinaison de modèles de voie de sortie FBU et GEM a été utilisée.

Les résultats sont très similaires à ce qui a été observé à 95 MeV/n, à l'exception de la forme des distributions obtenues avec INCL, qui étaient très fortement piquées aux angles avant pour les lourds et semblaient moins sous-estimer les sections efficaces aux faibles angles pour les légers. Le modèle BIC se montre ici le moins adapté. Il est celui qui sous-estime le plus la production aux angles avant de tous les isotopes, tout en surestimant la production aux grands angles de nombreux fragments. Le modèle QMD présente un problème de forme de distributions, avec la présence d'un pic aux angles intermédiaires et la chute des sections efficaces aux angles avant. Ceci conduit à une forte sous-estimation de la production de tous les fragments de charge $Z > 1$ à faible angle. INCL se présente comme le plus apte des trois à reproduire les distributions angulaires. Il présente des formes de distributions réalistes, bien que trop faibles aux angles avant. La différence entre la simulation et l'expérience est tout de même bien plus faible avec ce modèle qu'avec les autres.

4.1.2.4 Distributions en énergie

Les sections efficaces doublement différentielles apportent la contrainte la plus importante sur les modèles. Les comparaisons précédentes ont montré qu'aucun des modèles n'était capable de parfaitement reproduire simultanément les taux de production et les distributions angulaires de tous les fragments, il n'est donc pas réaliste de s'attendre à une bonne reproduction des distributions en énergie. Nous nous focaliserons donc sur la forme des distributions et notamment sur les différentes contributions observées expérimentalement.

La figure 4.5 représente les distributions en énergie à 5° des isotopes les plus produits par valeur de charge. Les résultats obtenus avec les trois différents modèles de voie d'entrée couplés aux modèles FBU+GEM sont représentés en comparaison aux valeurs expérimentales.

Les sections efficaces produites par le modèle BIC présentent toutes un pic en énergie centré sur l'énergie faisceau, qui semble devenir de plus en plus étroit à mesure que la masse du fragment augmente. Sur la distribution des protons, une contribution décroissante depuis les basses énergies s'étalant jusqu'à 200 MeV est observée. Pour les plus lourds, cette contribution s'estompe beaucoup plus vite. L'absence d'autre contribution aux énergies intermédiaires entraîne la formation d'un trou entre les basses et les hautes énergies. Ceci est dû à l'absence de procédure d'agrégation dans BIC, impliquant que seuls des nucléons puissent être émis de la quasi-cible avec des énergies intermédiaires. Ces observations avaient également été faites à 95 MeV/n et à 62 MeV/n.

Le modèle QMD présente quant à lui des distributions aux allures réalistes pour les isotopes les plus lourds (^{11}B et ^{11}C). Bien que les sections efficaces soient sous-estimées, les distributions présentent bien un pic proche de l'énergie du faisceau ainsi qu'une contribution à moyenne et basse énergie. Ce pic n'est cependant pas présent pour les isotopes plus légers. Les distributions des ^7Li et des ^7Be forment un plateau entre le seuil en énergie et 50 MeV/n puis chutent très rapidement. La distribution des particules α présente un léger pic à l'énergie faisceau, qui semble se confondre avec les contributions de plus basse énergie. La distribution des protons forme un pic centré aux alentours de 30 MeV/n, s'étendant jusqu'à 150 MeV/n. Ce modèle semble le mieux reproduire le comportement d'un quasi-projectile ayant perdu très peu de nucléons. La désexcitation de ces gros fragments semble cependant mal gérée, car aucune contribution franche à l'énergie faisceau n'est visible pour les éléments plus légers. Cependant, ce modèle s'est

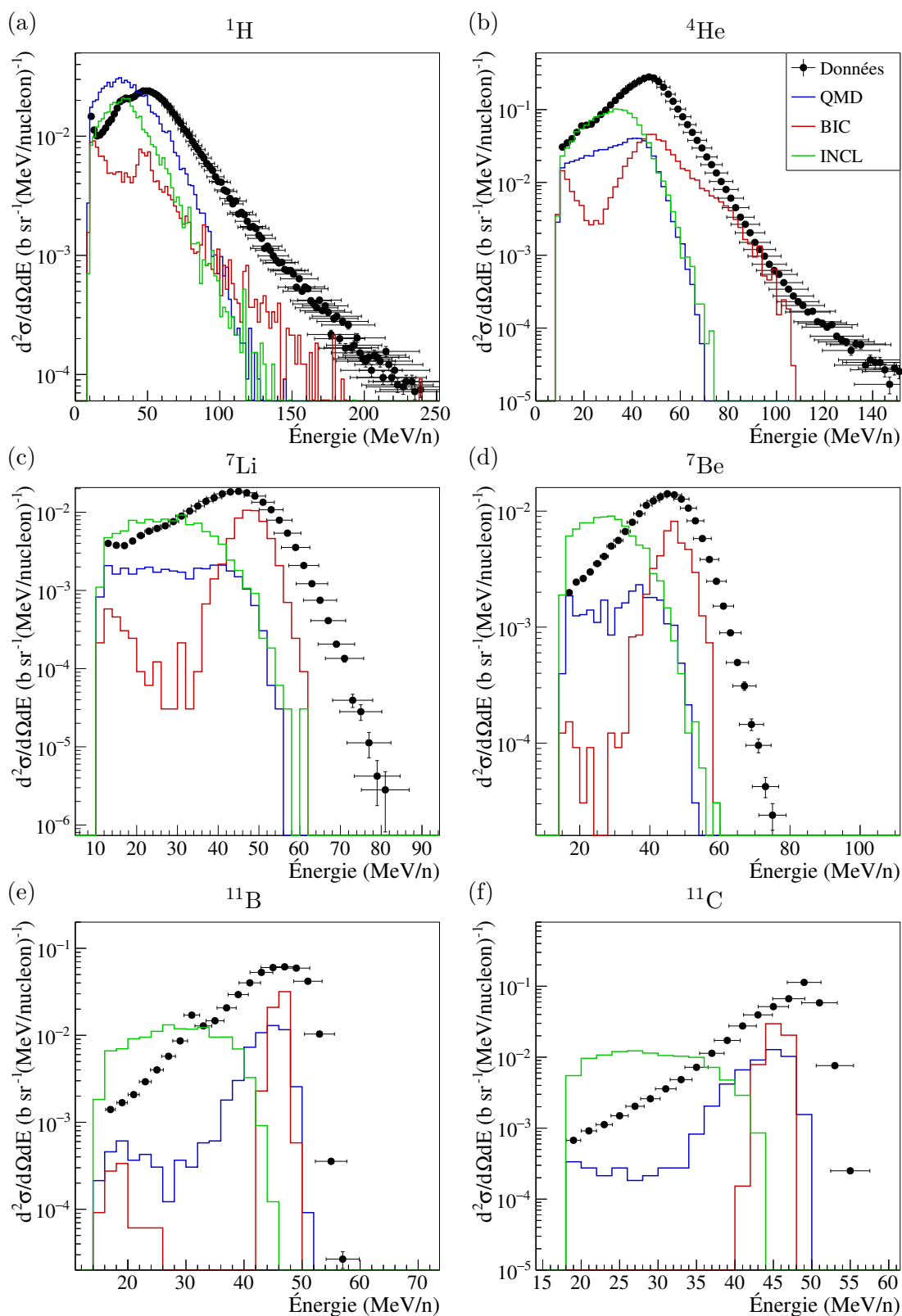


FIGURE 4.5 – Distributions en énergie expérimentales (points noirs) comparées aux résultats de simulations (traits de couleurs). Chaque figure représente l'isotope le plus produit à 5° pour une valeur de Z .

déjà montré incapable de reproduire fidèlement la production aux faibles angles. Des comparaisons à plus grand angle seront réalisées dans la suite de cette section.

Les distributions générées par le modèle INCL présentent toutes la même forme : un pic très large centré aux alentours de 30 MeV/n. Ce résultat est surprenant. Ce modèle utilisant une cascade intranucléaire, des résultats plus proches de ceux de BIC étaient attendus. De plus, ils sont très différents de ceux observés à 95 MeV/n pour ce même modèle. Cependant, les résultats à 95 MeV/n avaient été obtenus avec la version 4.9 de GEANT4, alors que celle utilisée ici est la 4.10. La grande différence entre ces deux versions est que le modèle INCL n'était pas nativement inclus dans GEANT4 dans la version 4.9. Il avait donc été implémenté manuellement dans le code source de GEANT4. Afin de vérifier si les différences observées viennent effectivement de ce changement de version ou d'implémentation, une simulation à 50 MeV/n a été effectuée avec la version 4.9 de GEANT4, utilisée pour l'expérience à 95 MeV/n. Les distributions en angle et en énergie des fragments de ^4He obtenues avec ces deux versions sont représentées sur les figures 4.6(a) et (b). La différence est bien visible : la distribution en énergie obtenue avec la v4.9 présente un pic en énergie beaucoup plus marqué et plus proche de la valeur expérimentale. Parallèlement, les sections efficaces à basse énergie sont plus basses avec la v4.9 qu'avec la v4.10. La distribution angulaire obtenue avec la v4.9 est beaucoup plus piquée à 0° , et les sections efficaces sont plus basses aux grands angles qu'avec la v4.10. Un ou plusieurs paramètres ont donc nécessairement été modifiés entre les deux versions utilisées. Il semble que l'implémentation d'INCL dans la v4.9 reproduise mieux la contribution du quasi-projectile, tandis que celle de la v4.10 reproduise mieux les basses énergies. Dans le cadre de la hadronthérapie, il semble que les paramètres utilisés dans la v4.9 soient plus adaptés. Cependant, trouver un jeu de paramètres donnant des résultats intermédiaires permettrait probablement d'améliorer l'accord avec l'expérience. Par manque de temps, cette étude n'a pas pu être réalisée. Par la suite, les résultats présentés seront obtenus avec la version d'INCL intégrée nativement à GEANT4 dans sa version 4.10.

L'évolution des distributions en énergie avec l'angle est présenté sur la figure 4.7 pour les α et sur la figure 4.8 pour les ^{11}C . La première figure montre les distributions en énergies pour les angles 11° , 17° , 25° et 31° , tandis que les distributions pour le ^{11}C ne sont montrées que pour des angles de 11° et 21° (les sections efficaces pour cet isotope sont trop faible à plus grand angle).

Le modèle BIC montre une forme de distribution des α proche de celle observée à 5° pour tous les angles présentés. Ce large pic en énergie garde de plus sensiblement la même amplitude entre 5° et 31° , évoquant une contribution du quasi-projectile presque uniforme sur une large gamme en angle (comme observé pour les α sur la figure 4.4), ce qui n'est pas réaliste pour des questions de cinématique. Pour les ^{11}C , le même comportement qu'à 5° est également observé : une contribution à basse énergie très nettement séparée de la contribution du quasi-projectile. Comme pour les α , la contribution du QP semble trop importante pour les grands angles, par rapport à ce qui est observé expérimentalement.

Comme le montraient les distributions angulaires, le modèle QMD semble donner des résultats moins éloignés des sections efficaces expérimentales après 10° . En effet, les distributions en énergies des particules α ont une forme relativement réaliste. La contribution du quasi-projectile semble correctement reproduite malgré une sous-estimation

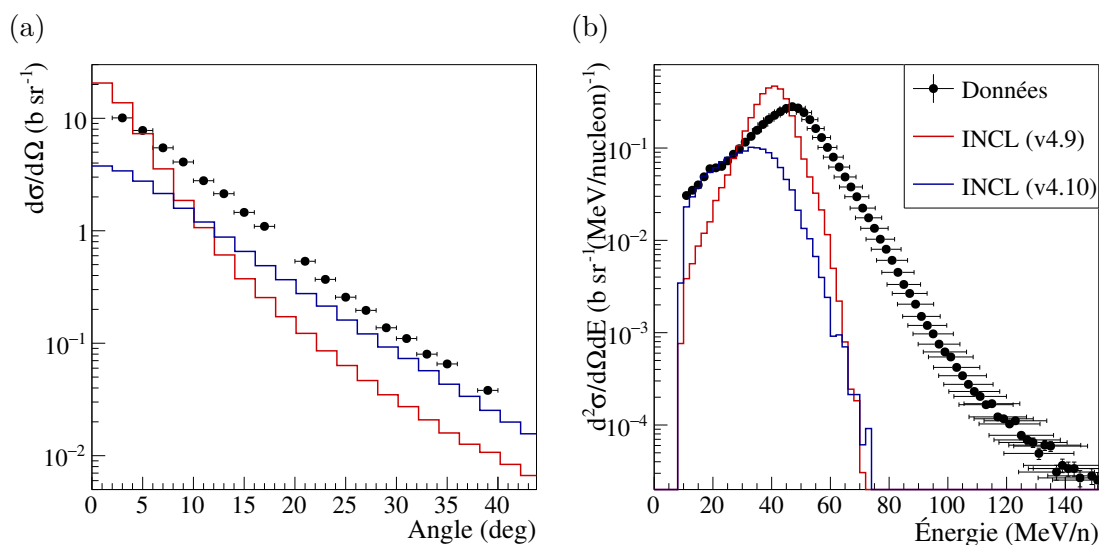


FIGURE 4.6 – Distributions (a) en angle et (b) en énergie des ^4He obtenues avec le modèle INCL dans deux versions de GEANT4.

à 11° . Cependant, pour tous les angles présentés, les énergies intermédiaires sont sous-estimées. Concernant les ^{11}C , QMD semble surestimer la contribution du quasi-projectile.

La forme des distributions des α produites par le modèle INCL souffre des mêmes défauts qu'à 5° , avec un pic en énergie mal placé (~ 30 MeV/n), qui diminue avec l'angle. Toutefois, une contribution aux basses énergies semble dominer à grand angle et reproduire convenablement nos données à 31° . L'effet de l'algorithme de coalescence est visible : contrairement à BIC, une contribution aux énergies intermédiaires est observée. Il semble cependant que la création de fragments aux énergies intermédiaires soit trop systématique, au point qu'aucune contribution du quasi-projectile n'est visible à l'énergie du faisceau.

4.1.2.5 Conclusions

Aucun des modèles présentés n'a été en mesure de reproduire nos résultats. Cependant, aucun de ces modèles n'a été développé pour les réactions d'ions légers aux énergies intermédiaires. Notamment, les modèles de cascade nucléaire ont été créés pour reproduire des collisions nucléon-noyau à haute énergie. Cependant, l'énergie utilisée est conforme à la région de validité proposée pour ces modèles.

Le modèle BIC semble le moins adapté aux problématiques de la hadronthérapie, à 50 MeV/n comme à 95 MeV/n. Bien qu'il soit celui reproduisant le mieux les taux de production, les distributions angulaires obtenues avec ce modèle sous-estiment largement la production des protons et des α aux angles avant. Sur les distributions en énergie, aucune contribution aux énergies intermédiaires n'est observée, entraînant l'apparition d'un trou entre les basses et les hautes énergies. De plus, la contribution du quasi-projectile est encore dominante pour des grands angles, ce qui ne correspond pas à ce qui est observé expérimentalement.

Bien que le modèle INCL soit celui qui reproduise le mieux les distributions angulaires, il n'est pas capable de reproduire les sections efficaces doublement différentielles, rendant impossible l'estimation du parcours des fragments lors de l'établissement d'une

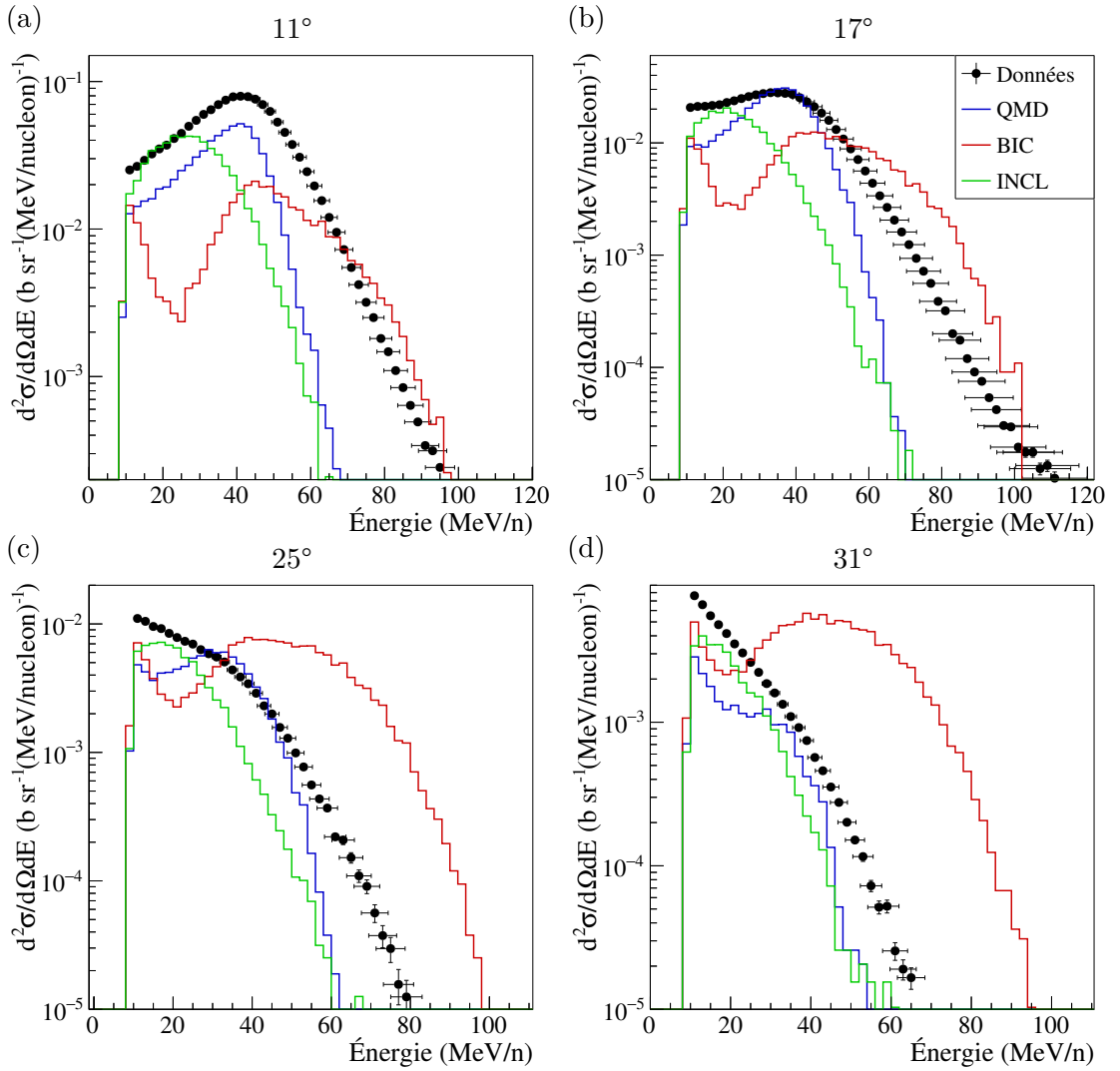


FIGURE 4.7 – Distributions en énergie expérimentales (points noirs) comparées aux résultats de simulations (traits de couleurs). Chaque figure représente une distribution en énergie des ${}^4\text{He}$ à un angle différent.

cartographie de dose. Cependant, des résultats différents ont été obtenus en utilisant une version différente de GEANT4. Une analyse plus poussée des différences entre les deux versions pourrait permettre d'obtenir des résultats plus en accord avec nos mesures expérimentales.

Le modèle le plus apte à reproduire ces sections efficaces doublement différentielles reste le modèle QMD, malgré une très forte sous-estimation aux faibles angles. D'autres travaux [74, 116] ont montré que réduire la largeur de la gaussienne associée à chaque nucléon augmente la « transparence » des noyaux, augmentant ainsi la production aux faibles angles, et la réduisant aux grands angles. Une nouvelle version de ce code supposée améliorer le traitement des collisions périphériques a été implémentée dans le logiciel PHITS, mais pas pour le moment dans GEANT4. C'est ce qui nous a motivé à utiliser PHITS et à le comparer de la même façon à nos résultats expérimentaux dans la prochaine section.

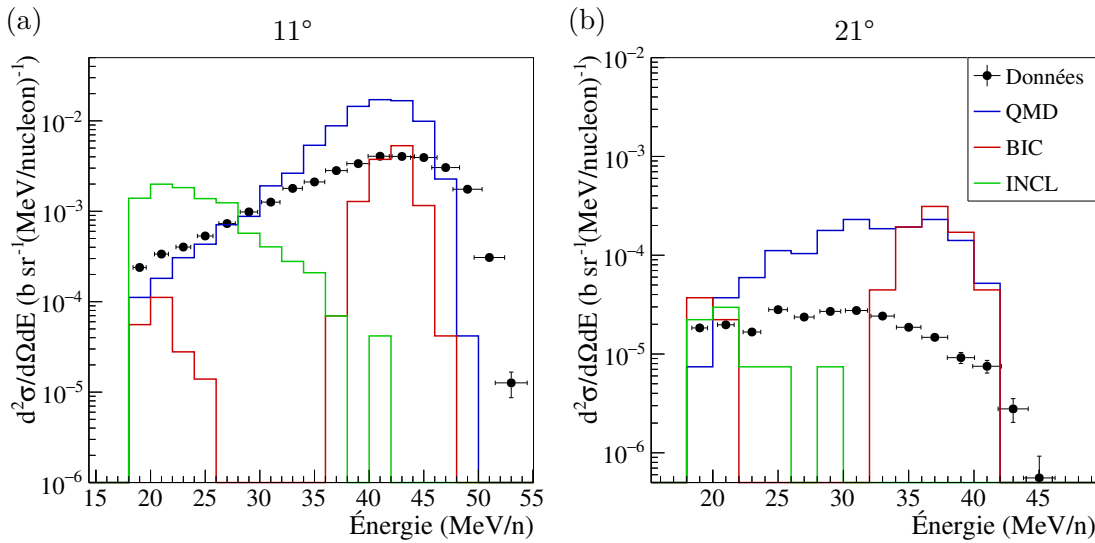


FIGURE 4.8 – Distributions en énergie expérimentales (points noirs) comparées aux résultats de simulations (traits de couleurs). Les deux figures représentent une distribution en énergie des ^{11}C à 11° et 21° .

4.2 Simulations avec PHITS

Le code de simulation PHITS, brièvement décrit dans le premier chapitre de cette thèse (section 1.4) va maintenant être détaillé. Les différents modèles accessibles pour les simulations seront passés en revue puis les résultats obtenus seront comparés aux résultats expérimentaux, de la même manière que précédemment. Les résultats obtenus avec ce code seront également comparés à ceux obtenus avec GEANT4.

4.2.1 Description des modèles utilisés

Les simulations ont été faites à partir de la version 2.82 de PHITS. Ce code de simulation n'est pas basé sur une architecture C++ comme GEANT4 mais a été écrit en FORTRAN. Il fonctionne à partir d'un fichier de configuration, dans lequel sont listés tous les paramètres de la simulation ainsi que les observables recherchées. Cela permet de facilement activer ou désactiver les différents modèles de physique proposés, ainsi que d'en choisir les paramètres. Cependant, cette manière de fonctionner n'offre pas la possibilité de modifier en profondeur les modèles utilisés à partir du code source, comme dans GEANT4. Pour ces simulations, tous les paramètres des modèles ont été laissés à leur valeur par défaut. Une liste exhaustive de ces paramètres est disponible dans le manuel d'utilisation de PHITS [117].

La gestion des modèles de réaction est comparable à celle de GEANT4. En effet, PHITS divise également la réaction en un modèle de voie d'entrée et un modèle de voie de sortie. Comme précédemment, nous donnerons une brève description de ces modèles avant de comparer leurs résultats à notre expérience.

4.2.1.1 Modèles de voie d'entrée

PHITS propose plusieurs modèles de voie d'entrée, mais seulement deux étaient adaptés pour un ion ^{12}C de 50 MeV/n. Il s'agit du modèle JQMD, déjà présent dans GEANT4 et de sa nouvelle version JQMD-2.0 [26, 118]. Cette nouvelle version fonctionne sur le même principe que la première, mais a été retravaillée afin d'améliorer le traitement des collisions périphériques. Dans JQMD, la description de l'interaction entre deux nucléons était dépendante du référentiel. Ainsi, des noyaux configurés de manière à être stables dans le référentiel du laboratoire devenaient instables dans le référentiel du centre de masse. Afin de limiter le nombre de « fausses » réactions engendrées par cette instabilité, une coupure en paramètre d'impact avait été installée. Ceci avait pour conséquence de ne pas prendre en compte les collisions les plus périphériques et donc de sous-estimer la production de fragments aux faibles angles. Dans JQMD-2.0, une nouvelle description de l'interaction nucléon-nucléon proposée par Mancusi *et al.* [119] a été utilisée. La nouvelle équation du mouvement est, cette fois ci, bien invariante par changement du référentiel. La coupure en paramètre d'impact a donc pu être supprimée. Cette modification est la plus importante apportée au modèle dans cette version. Une description complète des modifications apportées à JQMD peut être trouvée dans la référence [26].

Dans le but de différencier clairement les deux versions de JQMD utilisées, l'ancienne version sera appelée JQMD1 et la nouvelle JQMD2.

4.2.1.2 Modèles de voie de sortie

Trois modèles de désexcitation statistique sont disponibles dans PHITS. Le modèle par défaut est le modèle d'évaporation généralisée GEM, également disponible dans GEANT4. La présence de JQMD1 et de GEM dans les deux codes de simulation va nous permettre de comparer l'influence du code de transport sur les résultats obtenus. Le deuxième modèle a été créé par la collaboration à l'origine de code PHITS. Ce modèle est appelé SDM pour *Statistical Decay Model* [120]. C'est un modèle d'évaporation ne permettant que la création de fragments légers jusqu'aux α . Il ne permet pas l'évaporation par radiation. Le dernier modèle est référencé comme DRES dans le manuel de PHITS. Cependant, il nous a été impossible de déterminer s'il s'agissait du modèle de Dresden [121, 122] ou de Dresner [123], tous deux des modèles de fission-évaporation utilisés pour simuler la désexcitation de noyaux lourds et de produits de fission.

Ces trois modèles vont être couplés aux deux différentes versions de JQMD et les résultats de simulation seront comparés à notre expérience. Comme précédemment, nous commencerons par comparer les valeurs de sections efficaces de production par isotope, puis nous regarderons les distributions angulaires. Nous comparerons ensuite les résultats obtenus avec le couple JQMD1+GEM pour les deux codes de simulation PHITS et GEANT4. Nous terminerons ensuite par comparer les distributions en énergies simulées et expérimentales.

4.2.2 Comparaisons aux données expérimentales

4.2.2.1 Sections efficaces de production

Les sections efficaces de production par isotope obtenues pour toutes les combinaisons de modèles dans PHITS sont regroupées sur la figure 4.9(a-f). Les isotopes sont regroupés par valeur de charge et leurs sections efficaces de production sont comparées aux valeurs

expérimentales. L'observation la plus flagrante est que, à l'inverse de GEANT4, tous les modèles surestiment la production de protons. Aucune des six combinaisons de modèles utilisées ne donne un écart inférieur à 110 % pour cette particule. Les trois modèles de voie de sortie n'autorisant que des décroissances à deux corps, l'émission de nucléons s'en trouve privilégiée. L'utilisation d'un modèle de voie de sortie comme le Fermi Break Up dans GEANT4 semble améliorer cet aspect.

Comme précédemment, un χ^2 pondéré a été calculé pour chaque modèle. Les résultats sont présentés sur la figure 4.10. Les valeurs de χ^2 semblent en moyenne supérieures à celles obtenues avec GEANT4, ce qui peut en partie être attribué à la surestimation de la production des protons. Globalement, il semble que les résultats obtenus avec JQMD2 soient plus proches des résultats expérimentaux.

Cependant, l'étude sur GEANT4 a montré que si un modèle obtenait le χ^2 le plus faible, il n'était pourtant pas garanti qu'il soit capable de reproduire correctement les distributions angulaires et en énergie. Dans la suite, les distributions angulaires de tous ces modèles seront comparées aux valeurs expérimentales.

4.2.2.2 Distributions angulaires

De grandes différences sur les taux de production ont été observées entre les deux versions du modèle de voie d'entrée JQMD. Afin de mieux évaluer l'effet des modifications apportées à ce modèle avec sa nouvelle version, les distributions angulaires obtenues avec ces deux modèles seront comparées. Par la suite, l'effet de la voie de sortie pour une voie d'entrée donnée sera également étudié.

Les distributions angulaires issues des modèles de voie d'entrée JQMD1 et JQMD2 couplés au modèle de voie de sortie GEM sont comparées aux données sur les figures 4.11(a) à (f). Les distributions angulaires des protons sont semblables en forme pour les deux modèles, avec des sections efficaces plus faibles après 5° pour JQMD2. Cette diminution des sections efficaces améliore la forme globale de la distribution, limitant la chute aux angles avant observée pour JQMD1. La différence est nettement plus marquée pour les autres isotopes. En effet, le comportement des distributions de JQMD1 est similaire à celui observé avec GEANT4, avec la présence d'un pic aux alentours de 15° , et une chute des sections efficaces aux angles avant. Avec JQMD2, la production aux angles avant est nettement améliorée. Bien que toujours sous-estimée (entre 40 % et 75 % pour les isotopes présentés, hors proton), la valeur aux faibles angles se rapproche considérablement de nos données. La valeur aux angles intermédiaires est atténuée et se rapproche également des valeurs expérimentales. À partir des ${}^7\text{Li}$, les sections efficaces à grand angle (au delà de 30°) semblent augmenter, et ce de manière d'autant plus marquée que l'isotope est lourd. Ce comportement est observé pour les deux modèles. Pour le ${}^{11}\text{C}$ les distributions montrent une très faible statistique entre 25° et 35° avant de ré-augmenter. PHITS ne semble pas lier correctement les contributions du quasi-projectile et le peu d'événements de la quasi-cible détectables avec notre seuil en énergie.

La figure 4.12 permet de comparer les trois modèles de voie de sortie associés à JQMD2. Les trois modèles présentent une forme similaire pour la distribution des protons. Le modèle DRES présente les sections efficaces les plus élevées aux angles avant, avant de chuter et de présenter les plus faibles des trois modèles après 15° . Le modèle SDM présente des valeurs légèrement plus hautes que celles du modèle GEM, sur toute

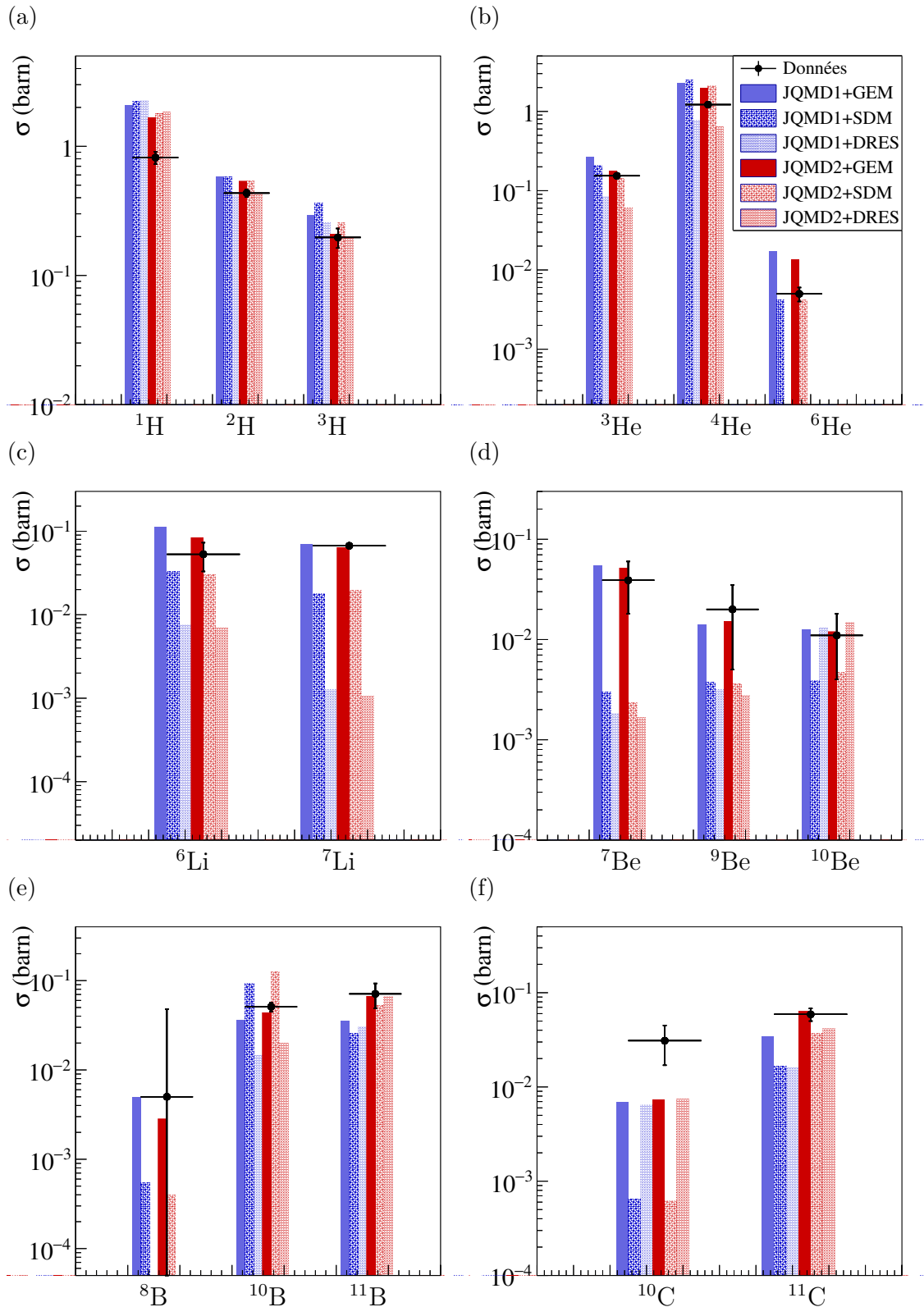


FIGURE 4.9 – Sections efficaces de production pour tous les isotopes, regroupés par valeur de charge, obtenues par l'expérience et par simulations avec PHITS. Les données expérimentales sont représentées en cercles pleins noirs et les différents modèles en histogrammes de différentes couleurs.

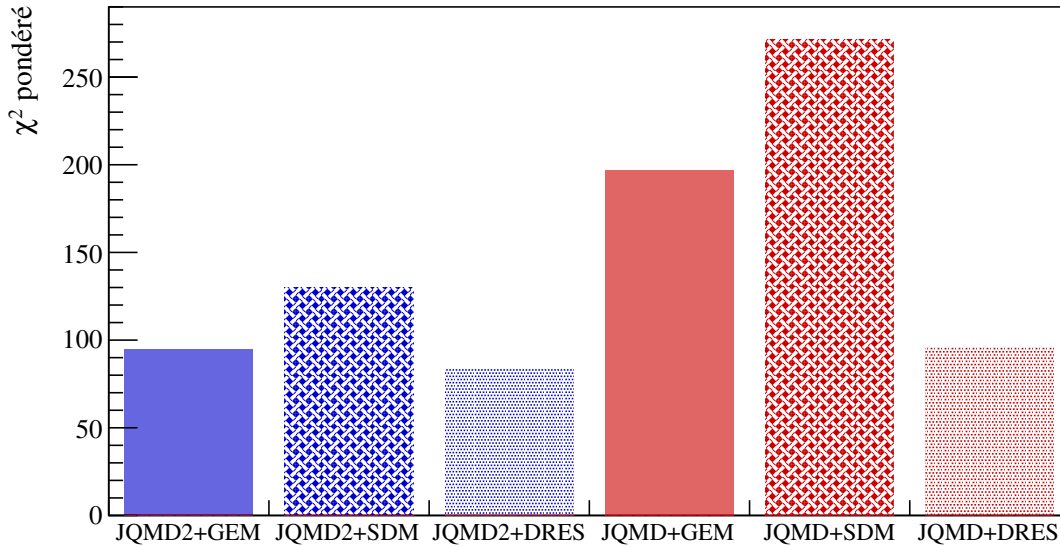


FIGURE 4.10 – Valeur du χ^2 pondéré par les taux de production de chaque fragment calculée pour chaque combinaison de modèles dans PHITS.

la gamme angulaire. Ces deux modèles présentent des distributions très similaires également pour les α . Pour ces particules, le modèle DRES montre une forme de distribution similaire mais avec des valeurs nettement inférieures. La valeur à 3° est sous-estimée d'environ 85 % avec ce modèle, contre moins de 40 % pour les deux autres. Des divergences entre SDM et GEM apparaissent pour la distribution des ${}^7\text{Li}$. La forme des distributions est similaire, mais les sections efficaces obtenues avec SDM sont significativement plus faibles sur toute la gamme angulaire. Le modèle DRES, quant à lui montre des sections efficaces nulles entre 0° et 8° et au delà de 32° . Entre 8° et 32° , les sections efficaces expérimentales sont sous-estimées d'un à deux ordres de grandeur. Pour le ${}^7\text{Be}$, les distributions des modèles SDM et GEM sont similaires. Leurs valeurs sont très basses (plus d'un ordre de grandeur sous les valeurs expérimentales) et la valeur à certains angles est même nulle. Les distributions des trois modèles se rejoignent pour les ${}^{11}\text{B}$ et les ${}^{11}\text{C}$. Les trois modèles présentent des distributions de forme très similaires et des sections efficaces de valeurs très proches, sous-estimant les sections efficaces à faible angle, puis remontant pour les surestimer entre 10° et 20° . Après 20° , la statistique obtenue avec les simulations est très faible et les sections efficaces varient fortement.

En résumé, les modifications apportées sur la nouvelle version de JQMD améliorent grandement la production aux angles avant. Malgré tout, les valeurs de sections efficaces sont encore sous-estimées avant 10° et surestimées après 15° . En ce qui concerne la voie de sortie, le modèle DRES donne les résultats les plus éloignés des valeurs expérimentales, notamment pour les fragments de masses intermédiaires. Des divergences entre GEM et SDM sont observées pour les fragments de masses intermédiaires ($Z = 3$ et $Z = 4$), ce qui s'explique par le fait que SDM ne peut créer des fragments plus lourds qu'une particule α , limitant ainsi la production de fragments entre ${}^4\text{He}$ et ${}^8\text{Be}$. Comme le montrent les distributions expérimentales, ce comportement n'est pas réaliste. Le modèle GEM semble ici la solution la plus adaptée pour reproduire les données à cette énergie.

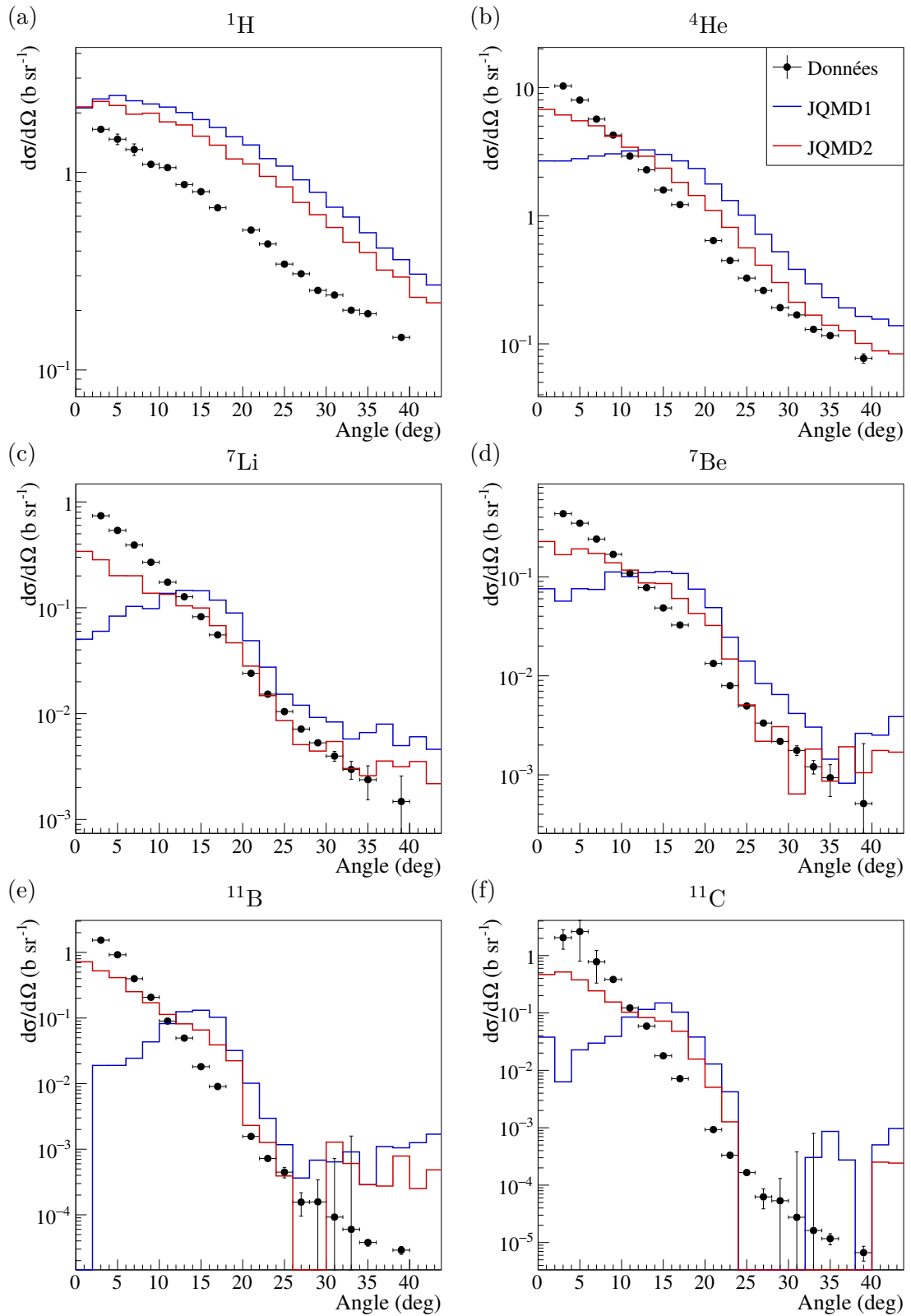


FIGURE 4.11 – Sections efficaces différentielles en angles obtenues lors de l’expérience (points noirs) et par simulation PHITS avec les modèles de voie d’entrée JQMD1 (lignes bleues) et JQMD2 (lignes rouges) couplés au modèle de voie de sortie GEM.

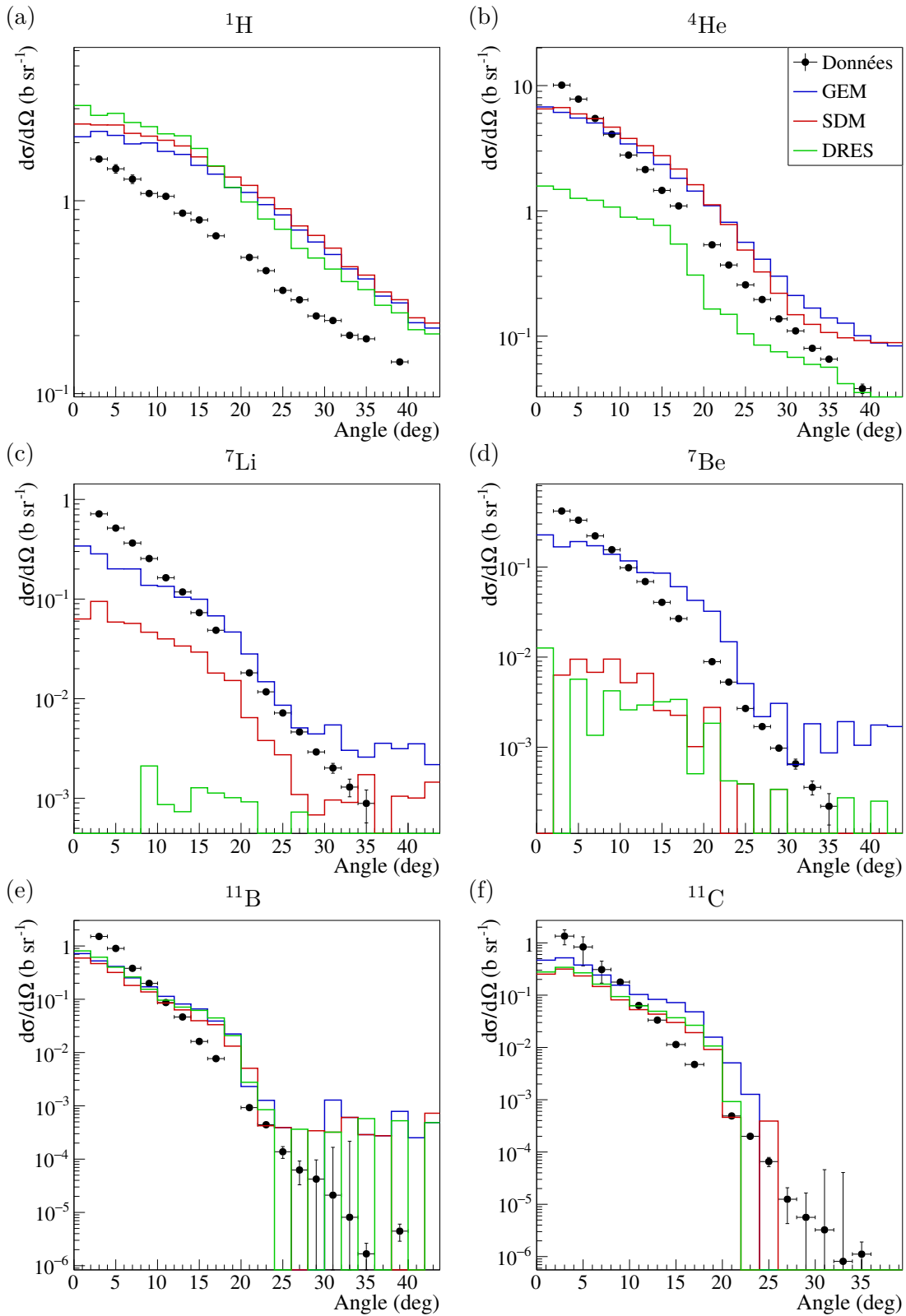


FIGURE 4.12 – Sections efficaces différentielles en angles obtenues lors de l'expérience (points noirs) et par simulation PHITS avec le modèle de voie d'entrée JQMD2 et les trois modèles de voie de sortie disponibles dans PHITS (lignes de couleurs).

4.2.2.3 Comparaison entre PHITS et GEANT4

Comme nous avons pu le voir, PHITS et GEANT4 disposent tous deux du modèle JQMD1 en voie d'entrée et du modèle GEM en voie de sortie. Cependant, les taux de production calculés en partie 4.1.2.2 et en partie 4.2.2.1 sont très différents. Pour mieux comparer les résultats obtenus par les deux codes utilisant ces modèles, les distributions angulaires des fragments les plus produits ont été regroupées sur les figure 4.13(a-f) et superposées aux valeurs expérimentales. Ces figures montrent de grandes différences entre les deux codes. Les distributions affichent une forme similaire mais des valeurs pouvant différer jusqu'à un facteur 10 (pour les α). Les distributions issues des deux codes se rejoignent aux angles intermédiaires (entre 17° et 30°) à partir du ^7Be , mais leur comportement à faible et grand angle diffère.

Ceci montre l'importance que peut avoir la gestion de ces modèles au sein d'un code de simulation. En effet, chacun des codes a sa propre manière de propager les particules. Les deux codes n'utilisent également pas les mêmes sections efficaces de réaction, la formule de Tripathi n'étant pas proposée dans PHITS. La nouvelle version de JQMD implémentée dans PHITS présente néanmoins des améliorations concrètes et il serait intéressant de voir les résultats que l'on pourrait obtenir si elle était également implémentée dans GEANT4.

Afin de mieux estimer les améliorations apportées par cette version de JQMD, nous allons, dans la prochaine section, comparer les distributions en énergie obtenues avec ces deux modèles.

4.2.2.4 Distributions en énergie

Les distributions en énergie à 7° des fragments les plus produits pour chaque valeur de Z sont présentées en figure 4.14(a-f). Sur ces figures, les résultats de simulations avec les modèles JQMD1 et JQMD2 couplés au modèle GEM sont comparés aux résultats expérimentaux. Nous avons choisi un angle de 7° afin de rester dans la zone des angles avant corrigée par JQMD2, tout en ayant une statistique suffisante avec JQMD1.

Comme le laissait présager les distributions angulaires, les distributions en énergie des protons sont très similaires pour les deux modèles. Les sections efficaces obtenues avec JQMD2 sont légèrement inférieures, comme sur la figure 4.11(a). Elles présentent cependant le même défaut : un pic en énergie trop bas, aux alentours de 30 MeV/n. À partir des α , la différence est plus nette. La distribution obtenue avec JQMD1 a la même allure que celle obtenue avec GEANT4 pour ce même modèle (voir figure 4.5(b)), avec un pic en énergie placé trop bas, aux alentours de 30 MeV/n. Celle de JQMD2 présente un pic en énergie bien positionné par rapport à nos mesures expérimentales. De plus, ce modèle reproduit fidèlement les sections efficaces des basses énergies jusqu'au pic du quasi-projectile. La production à plus haute énergie s'estompe cependant plus rapidement que ce qui est observé expérimentalement.

Les distributions obtenues avec JQMD2 pour les autres isotopes présentent également un pic relativement bien placé. Leur forme est comparable à celle des distributions expérimentales, cependant, le modèle semble mal équilibrer la contribution à l'énergie du faisceau et celle aux énergies intermédiaires, qui sont systématiquement sous-estimées à partir du lithium.

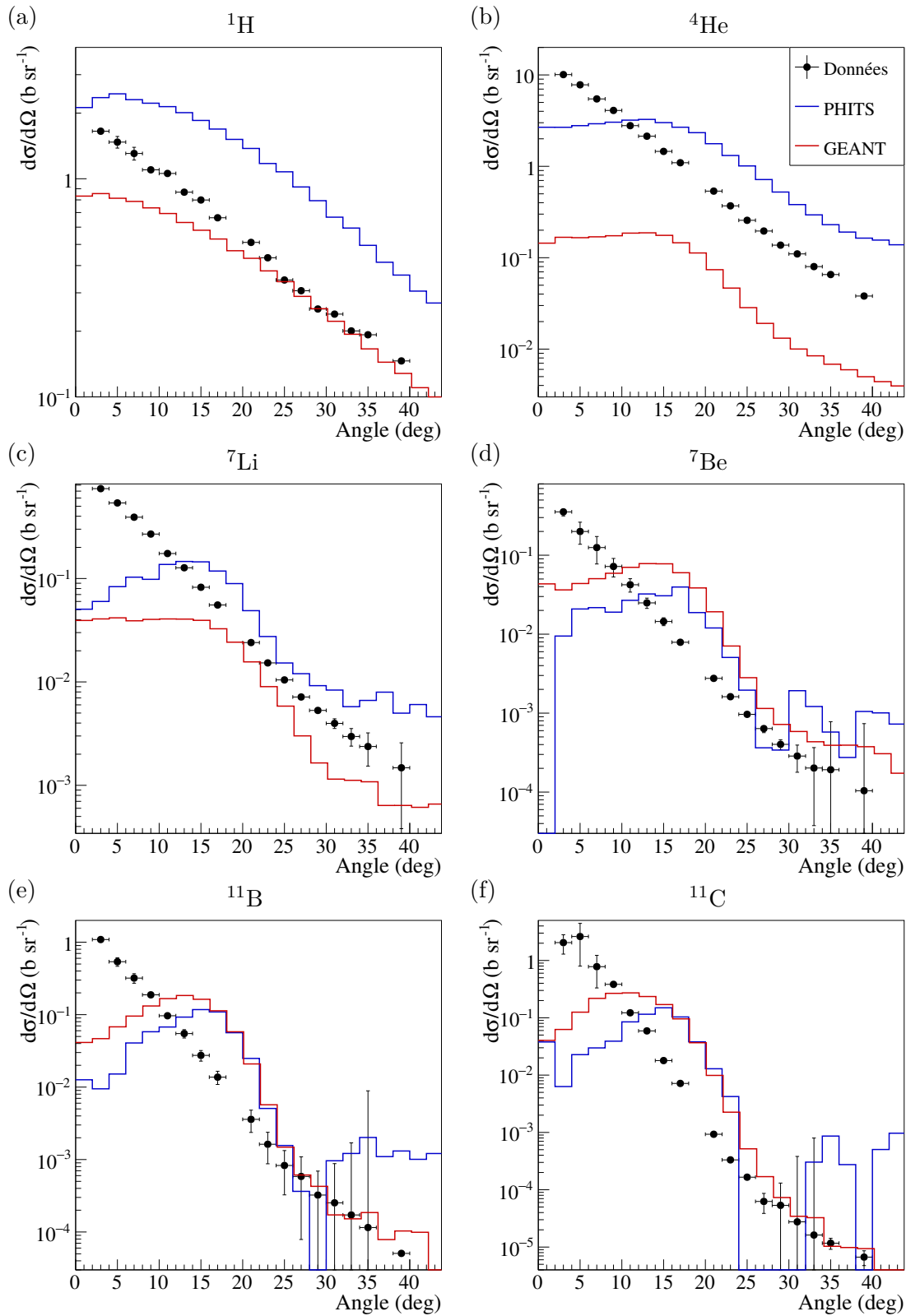


FIGURE 4.13 – Sections efficaces différentielles en angles obtenues lors de l'expérience (points noirs) et par simulations en utilisant PHITS (lignes bleues) et GEANT4 (lignes rouges). Les deux simulations ont été effectuées en utilisant la combinaison de modèles JQMD1 et GEM.

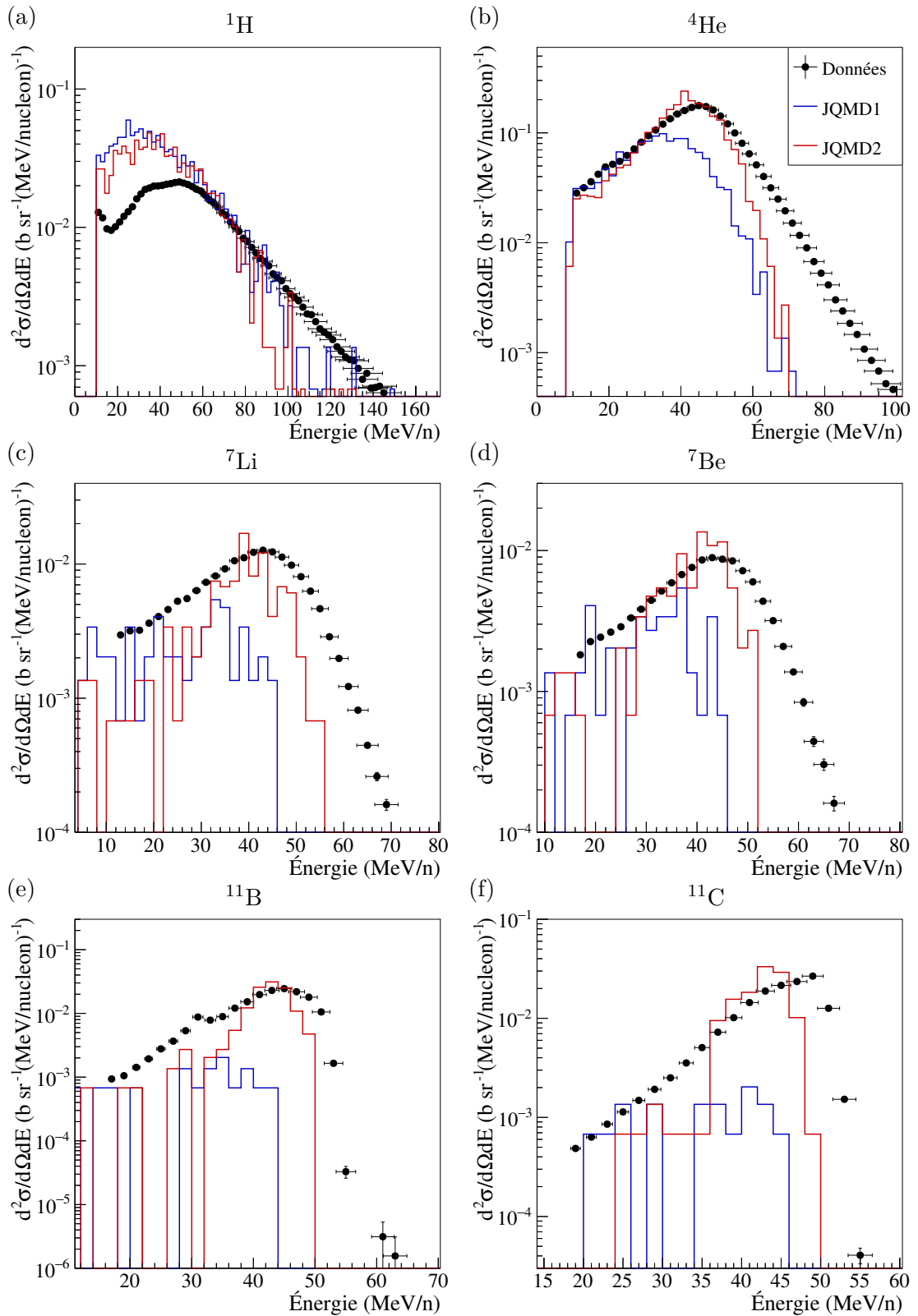


FIGURE 4.14 – Distributions en énergie expérimentales (points noirs) comparées aux résultats de simulations (traits de couleurs). Chaque figure représente l'isotope le plus produit à 7° pour une valeur de Z .

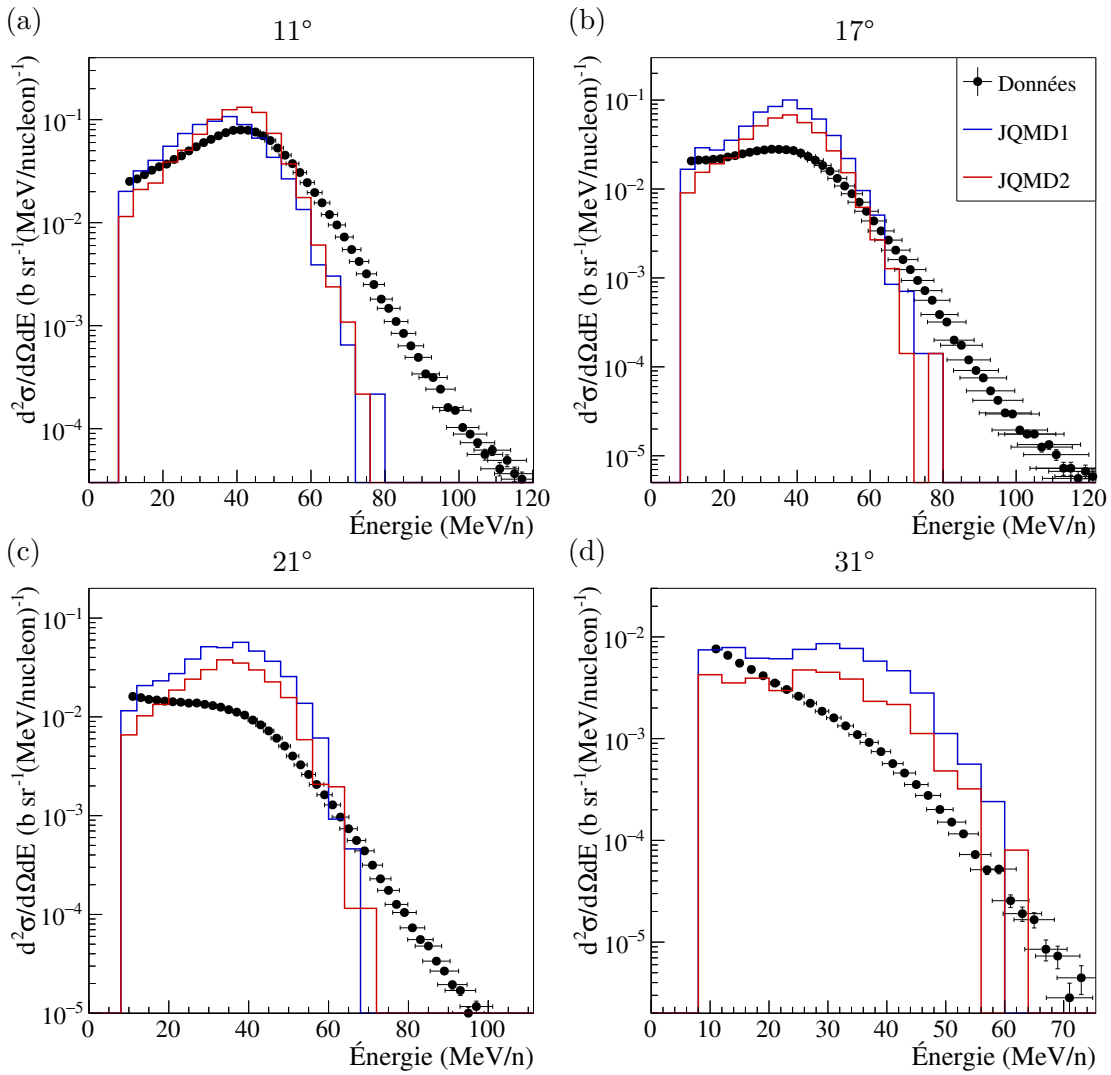


FIGURE 4.15 – Distributions en énergie expérimentales (points noirs) comparées aux résultats de simulations (traits de couleurs). Chaque figure représente une distribution en énergie des ^4He à un angle différent.

La figure 4.15 représente les distributions en énergie des α à (a) 11° , (b) 17° , (c) 21° et (d) 31° . À 11° et 17° , la forme des distributions de JQMD1 est similaire à celle obtenue avec GEANT4 (voir figure 4.7), bien que les valeurs soient cette fois surestimées. Cependant, alors qu’avec GEANT4 le pic d’énergie faisceau semblait diminuer de la même manière que sur les mesures, sa contribution est surestimée aux grands angles avec PHITS. Le rapport entre ce pic et les contributions de moyenne et basse énergie s’équilibre à 31° , tandis qu’un facteur trois les séparait avec GEANT4.

Dès 11° , la différence entre les distributions de JQMD1 et celles de JQMD2 s’estompent. Sur les distributions angulaires, c’est à partir de cet angle que les résultats de JQMD1 et JQMD2 se rapprochent avant de se croiser. L’effet des corrections apportées par la nouvelle version de JQMD à cet angle et aux angles plus élevés est minime. Les distributions en énergie obtenues avec les deux versions ont la même forme quel que soit l’angle, avec seulement une légère baisse de valeur absolue pour JQMD2. Ces angles cor-

respondent à la zone angulaire située après le pic observé sur les distributions angulaires de JQMD1, qui ne correspondent plus à des collisions périphériques. Les modifications apportées à JQMD ont donc très peu d'impact sur la formation de fragments aux plus grands angles.

4.2.2.5 Conclusions

Des améliorations certaines ont été apportées au modèle JQMD avec sa nouvelle version. La production aux angles avant a été largement augmentée et se rapproche maintenant des valeurs expérimentales. Les distributions en énergie sont également mieux reproduites, avec un pic en énergie bien placé. L'équilibre entre contribution du quasi-projectile et mi-rapacité est cependant encore à perfectionner pour les fragments plus lourds que les α . Le plus gros problème des résultats obtenus avec PHITS est la surproduction de protons. Quel que soit le modèle utilisé, les protons sont deux à trois fois plus produits que ce qui est observé expérimentalement. Ce problème ne permet pas de conseiller une utilisation de PHITS pour une application à la hadronthérapie. Cependant, l'implémentation de JQMD2 dans GEANT4 pourrait donner des résultats très intéressants. En effet, l'utilisation du modèle de voie de sortie Fermi Break-Up, utilisé par défaut dans GEANT4, semble mieux reproduire les données que GEM seul. Les modèles de décroissance statistique n'autorisant que des décroissances à deux corps, l'émission de particules légères s'en trouve automatiquement favorisée. L'utilisation de FBU pourrait donc permettre de réduire la production de protons observée ici. De plus, le code source de GEANT4 est accessible, ce qui permet de modifier les paramètres des modèles utilisés. Si les modifications apportées à JQMD améliorent le traitement des collisions périphériques, les sections efficaces sont encore sous-estimées aux angles avant et surestimées aux plus grands angles. Comme mentionné précédemment, l'augmentation de la « transparence » des noyaux (en modifiant la largeur des gaussiennes représentant les nucléons dans le modèle) pourrait permettre de modifier cet équilibre afin de mieux reproduire les données.

4.3 Simulations avec SLIPIE

Devant l'incapacité des différents modèles à reproduire de manière précise les données à 95 MeV/n, un nouveau modèle adapté aux réactions aux énergies intermédiaires et avec des ions légers a été créé. Ce modèle est appelé SLIPIE pour *Simulations of Light Ions Induced Processes at Intermediate Energies*. Une brève présentation ainsi que des comparaisons aux données à 95 MeV/n ont été publiées par J. Dudouet et D. Durand [103]. Une description complète est disponible dans la thèse de J. Dudouet [74]. Des résultats préliminaires à 50 MeV/n ont également été montrés à la conférence Nuclear Data 2016 [83].

Dans la suite de ce chapitre, nous décrivons rapidement les processus à l'œuvre pour modéliser la collision entre deux noyaux puis nous comparerons les résultats obtenus avec nos données ainsi qu'avec les précédents modèles.

4.3.1 Description du modèle

Dans ce modèle, et à l'instar des codes précédemment décrits, la collision a été séparée en deux étapes. La première consiste à traiter la collision jusqu'à la formation

de fragments excités et la seconde à la désexcitation statistique de ces fragments. Nous appellerons par la suite ces deux étapes voie d'entrée et voie de sortie de la collision.

Avant de pouvoir traiter la collision, le système composé des noyaux projectile et cible doit être initialisé. Ceci nous amène à la première particularité de ce modèle : toute la réaction est traitée dans l'espace des impulsions uniquement. L'impulsion des nucléons à l'intérieur d'un noyau est échantillonnée à partir des distributions en impulsion prédites par le modèle en couche. Une fois les noyaux générés au repos, un *boost* relativiste est ensuite appliqué au projectile pour lui procurer la vitesse du faisceau. Un paramètre d'impact est ensuite tiré aléatoirement entre $b = 0$ et b_{\max} , valeur maximale donnée par la somme des rayons des deux noyaux. Le volume de la zone de recouvrement des deux noyaux est ensuite déterminé à l'aide d'une fonction de recouvrement, dépendant de la masse des noyaux mis en jeu et du paramètre d'impact. Les noyaux n'ayant pas de définition dans l'espace des positions, le nombre de nucléons participant pour chaque noyau est choisi en fonction de la proportion du volume d'un noyau se trouvant dans la zone de recouvrement par rapport à son volume total. Les nucléons sélectionnés sont ensuite retirés du projectile et de la cible et sont labellisés comme participants. Les nucléons restant du projectile et de la cible forment alors le quasi-projectile et la quasi-cible et sont labellisés comme spectateurs.

Les collisions entre nucléons participants sont ensuite traitées. Seules les collisions entre un nucléon du projectile et un nucléon de la cible sont considérées. Ces collisions sont régies par un paramètre libre du modèle appelé x_{coll} , représentant le nombre moyen de collisions subies par un nucléon du projectile. Le nombre total de collisions N_{coll} est ensuite défini par :

$$N_{\text{coll}} = x_{\text{coll}} \times \min \left(N_{\text{proj}}^P, N_{\text{cible}}^P \right), \quad (4.3)$$

où N_{proj}^P et N_{cible}^P sont respectivement le nombre de nucléons participants provenant du projectile et de la cible. Les diffusions élastiques entre nucléons sont ensuite gérées en utilisant une expression des sections efficaces différentielles de collision nucléon-nucléon en milieu nucléaire fournie par Li *et al.* [124].

Ensuite, un algorithme de coalescence est utilisé afin de former des fragments composés à partir des nucléons participants. L'agrégation entre deux nucléons est effectuée s'ils vérifient un certain critère de coalescence. Ce critère est une limite sur l'impulsion relative entre deux nucléons, noté p_{cut} , et est un deuxième paramètre libre du modèle. Pour créer un fragment, un premier nucléon est sélectionné au hasard parmi les nucléons participants. Puis, un second nucléon est sélectionné et leur impulsion relative p_{rel} est calculée. Si p_{rel} est inférieur à p_{cut} , l'agrégation a lieu. Sinon, le deuxième nucléon est rejeté et sera utilisé comme source de création d'un nouveau fragment. Ce processus est itéré jusqu'à ce que tous les nucléons appartiennent à un fragment ou soient considérés comme libres.

Une fois cette étape terminée, le système est composé d'un quasi-projectile, d'une quasi-cible et d'un certain nombre de fragments créés dans la zone de recouvrement. Avant de passer à la voie de sortie, une énergie d'excitation doit être attribuée à chaque fragment. L'approche utilisée consiste alors à peupler thermiquement chaque fragment sur un de ses niveaux d'énergies discrets connus. Pour cela, une température doit être déterminée. Pour les spectateurs, une formule par Mallik *et al* [125] permettant de calculer une température en fonction du paramètre d'impact de la collision et de la masse

du fragment est utilisée. Pour le quasi-projectile, elle prend la forme :

$$T(b) = T_{\max} - (T_{\max} - T_{\min}) \left[\frac{A_{\text{QP}}(b)}{A_{\text{proj}}} \right], \quad (4.4)$$

où T_{\max} est la température pour $b = 0$ et T_{\min} la température pour $b = b_{\max}$, A_{QP} la masse du quasi-projectile et A_{proj} la masse du projectile. Pour les fragments créés dans la zone de recouvrement, la température est associée à celle obtenue dans le cas d'une collision centrale. Elle est donc prise égale à T_{\max} . T_{\min} et T_{\max} sont les deux derniers paramètres libres du système.

Une dernière étape est nécessaire avant passer à la voie de sortie. En effet, la procédure présentée plus haut ne conserve pas l'énergie du système. Un algorithme simple est alors employé pour résoudre ce problème. Deux nucléons sont sélectionnés au hasard parmi tous les fragments et sont échangés. L'énergie du système est alors recalculée et la quantité suivante est minimisée :

$$X_{\min} = \left| \frac{\frac{A_{\text{cible}}}{Z_{\text{cible}}} \Delta + \frac{A_{\text{proj}}}{Z_{\text{proj}}} \Delta + T_{\text{proj}}}{\sum_i \left(\frac{A_i}{Z_i} \Delta + T_i + E_i^* \right)} - 1 \right| \quad (4.5)$$

où $\frac{A}{Z} \Delta$ est le défaut de masse d'un fragment de charge Z et de masse A , T son énergie cinétique et E^* son énergie d'excitation. L'échange de nucléons continue jusqu'à ce que X_{\min} soit inférieur à 1 %.

Les fragments chauds sont ensuite désexcités par la voie de sortie, qui utilise un modèle de décroissance de type Fermi Break-Up. Ce choix a été fait d'après les observations à 95 MeV/n, où FBU s'est montré plus performant que les modèles de type évaporation dans GEANT4. Cependant, ce type de modèle permettant des décroissances à n -corps (en fonction des canaux de décroissances disponibles), le temps de calcul augmente exponentiellement avec le nombre de nucléons du système. C'est pourquoi toutes les réactions faisant intervenir des noyaux plus lourds que le ^{12}C utiliseront le modèle GEMINI++ [126], un modèle d'évaporation séquentielle de fragments et de rayons γ .

Ce modèle est donc un modèle semi-microscopique (les nucléons au sein du noyau ne sont considérés que dans la zone de recouvrement), semi-statique (il n'y a pas de suivi temporel de l'évolution de la collision) et basé sur une approche géométrique simple. Il contient seulement quatre paramètres libres, dont les valeurs par défaut ont été déterminées pour reproduire au mieux les données à 95 MeV/n. Les résultats présentés par la suite ont été obtenus avec le jeu de paramètres par défaut :

$$x_{\text{coll}} = 1.5, \quad T_{\min} = 4,5 \text{ MeV}, \quad T_{\max} = 7,5 \text{ MeV}, \quad p_{\text{cut}} = 225 \text{ MeV}/c. \quad (4.6)$$

Nous allons maintenant vérifier si ces paramètres sont également adaptés à l'énergie de notre expérience puis comparer les résultats obtenus aux résultats expérimentaux.

4.3.2 Comparaisons aux données expérimentales

Comme pour les autres codes, nous allons commencer par comparer les taux de production obtenus avec ce modèle avec nos résultats expérimentaux. Nous les comparerons

également aux résultats obtenus avec GEANT4 et PHITS, pour situer ses performances par rapport aux codes de simulation disponibles aujourd’hui. Viendront ensuite les comparaisons avec les distributions angulaires expérimentales ainsi qu’avec les distributions en énergie.

4.3.2.1 Sections efficaces de production

Les sections efficaces de production par isotope obtenues avec SLIPIE sont représentées sur les figures 4.17(a-f) et sont comparées aux valeurs expérimentales ainsi que par les sections efficaces obtenues avec les modèles QMD+FBU+GEM et JQMD2+GEM de GEANT4 et PHITS. Comme précédemment, un χ^2 pondéré par les taux de production de chaque fragment a été calculé, et les résultats sont présentés sur la figure 4.16. Le χ^2 obtenu pour SLIPIE est de loin le plus faible de tous les modèles étudiés. Il est inférieur de plus d’un facteur 5 à celui de GEANT4, et d’un facteur 10 à celui de PHITS. Malgré une surestimation du taux de production des protons d’environ 50 %, SLIPIE est de loin le modèle reproduisant le mieux les sections efficaces de production mesurées.

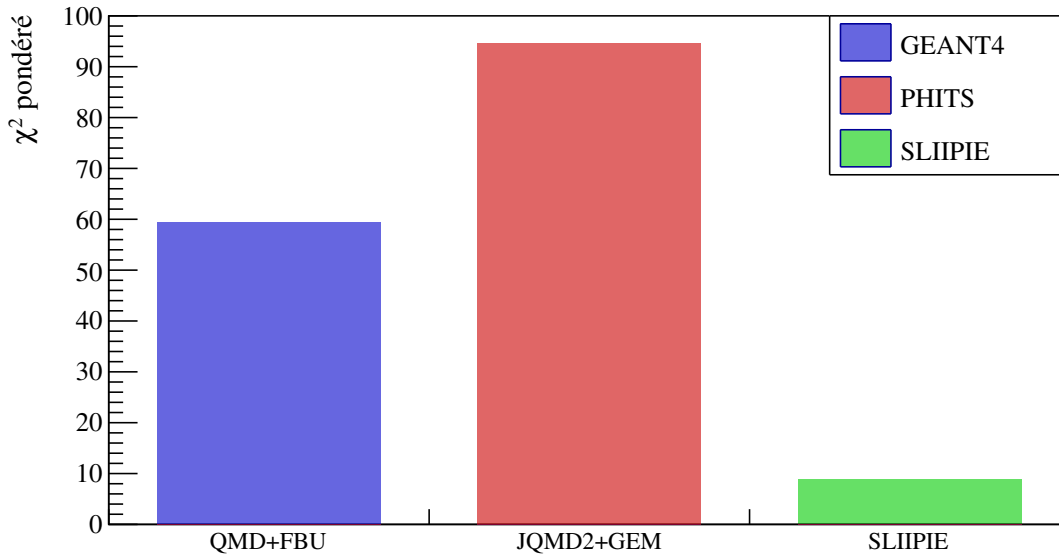


FIGURE 4.16 – Valeur du χ^2 pondéré par les taux de production de chaque fragment calculée pour les modèles QMD+FBU pour GEANT4, JQMD2+GEM pour PHITS et SLIPIE.

Afin de mieux évaluer le pouvoir prédictif de SLIPIE, les distributions angulaires obtenues avec ce modèle vont maintenant être comparées aux résultats expérimentaux.

4.3.2.2 Distributions angulaires

Les résultats obtenus avec SLIPIE pour tous les isotopes détectés lors de notre expérience vont maintenant être comparés aux sections efficaces mesurées.

La figure 4.18 représente les distributions angulaires obtenues avec SLIPIE pour tous les isotopes face aux sections efficaces expérimentales. Les sections efficaces pour les protons semblent bien reproduites aux angles les plus faibles, puis sont surestimées sur

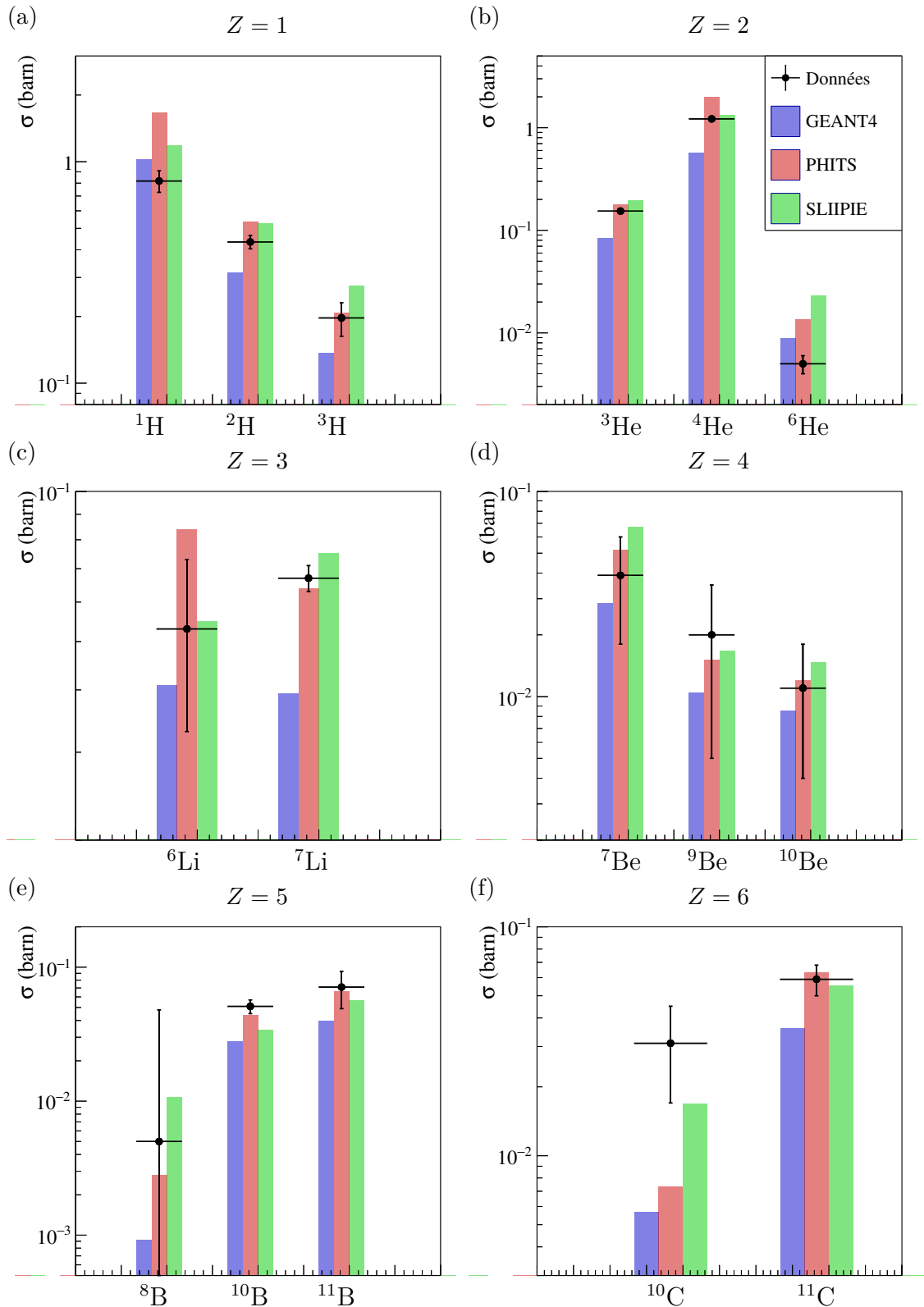


FIGURE 4.17 – Sections efficaces de production pour tous les isotopes, regroupés par valeur de charge, obtenus par l'expérience et par simulations avec les modèles QMD+FBU pour GEANT4, JQMD2+GEM pour PHITS et SLIPIE. Les données expérimentales sont représentées en cercles pleins noirs et les différents modèles en histogrammes de différentes couleurs.

toute la gamme angulaire couverte. Les distributions de tous les autres fragments de masse $A \leq 3$ partagent les mêmes caractéristiques. La distribution des particules α est correctement reproduite, avec cependant une pente trop élevée aux angles avant, impliquant une surestimation entre 0° et 9° , puis une sous-estimation ensuite. Une rupture de pente est visible aux alentours de 20° , limitant l'écart pour les grands angles. Le même phénomène est visible sur toutes les distributions des fragments plus lourds, et la rupture de pente devient de plus en plus importante à mesure que la masse du fragment augmente, surestimant ainsi de plus en plus les sections efficaces aux grands angles. Les angles avant sont globalement bien reproduits pour tous les fragments. Cette rupture de pente peut s'expliquer par deux facteurs : un quasi-projectile trop focalisé aux angles avant et une énergie surestimée des fragments émis par la quasi-cible. Les distributions en énergie devrait éclaircir ce point.

Malgré ces différences avec l'expérience, les distributions obtenues avec ce modèle sont de loin les plus proches des distributions expérimentales, principalement aux angles avant. De plus, les paramètres du modèle ajustés sur les données à 95 MeV/n ont été utilisés. Un ajustement de ces paramètres pour une énergie faisceau différente est à envisager pour reproduire encore mieux les distributions angulaires. La qualité des résultats est cependant proche de ce qui a été obtenu à 95 MeV/n [74, 103]. À cette énergie, SLIPIE semble très bien reproduire les distributions en énergie des fragments. La section suivante nous permettra de voir s'il en est capable à 50 MeV/n .

4.3.2.3 Distributions en énergie

Les distributions en énergie obtenues avec SLIPIE sont représentées sur les figures 4.19 (a) à (f). Sur chaque figure, les distributions en énergie à 5° , 15° et 25° de l'isotope le plus produit par valeur de charge sont présentées. Les distributions des protons présentent une forme très large, sur laquelle plusieurs contributions sont visibles. À 5° , un pic centré sur $\sim 30 \text{ MeV/n}$ est visible. Ce pic perd en importance à 15° et disparaît à 25° , laissant apparaître une contribution décroissante à basse énergie. Ce pic correspond à la contribution du projectile, dont l'énergie est clairement sous-estimée. La troisième contribution est très large et s'étend sur toute la gamme en énergie. L'importance de cette contribution ne semble pas décroître rapidement avec l'augmentation de l'angle. Les travaux effectués à 95 MeV/n permettent de savoir que ces événements sont des protons provenant de la zone de recouvrement des deux noyaux. La distribution des ^4He à 5° est plus réaliste. Un pic est observé à la bonne énergie et avec la bonne amplitude. Cependant, les basses énergies sont surestimées et les hautes énergies (plus de 50 MeV/n , également issus de la zone de recouvrement) sont sous-estimées. À 15° , la contribution du quasi-projectile est clairement sous-estimée. Aucun pic n'est visible, contrairement à la distribution expérimentale. La forme de la distribution simulée à 15° rappelle celle expérimentale à 25° , et celle à 25° rappelle celle expérimentale aux plus grands angles (voir Chapitre 3, figure 1.5). Les mêmes observations sont valables pour les distributions des ^7Li et des ^7Be . Pour les éléments plus lourds, les distributions semblent mieux reproduites. La forme des distributions à 15° sont ici plus réalistes.

La rupture de pente observée sur les distributions angulaires semble donc provenir d'une sous-estimation de la contribution du projectile aux angles intermédiaires. Dans SLIPIE, le quasi-projectile est propagé en ligne droite une fois les nucléons participants extraits. Afin d'augmenter légèrement l'ouverture angulaire de l'émission du

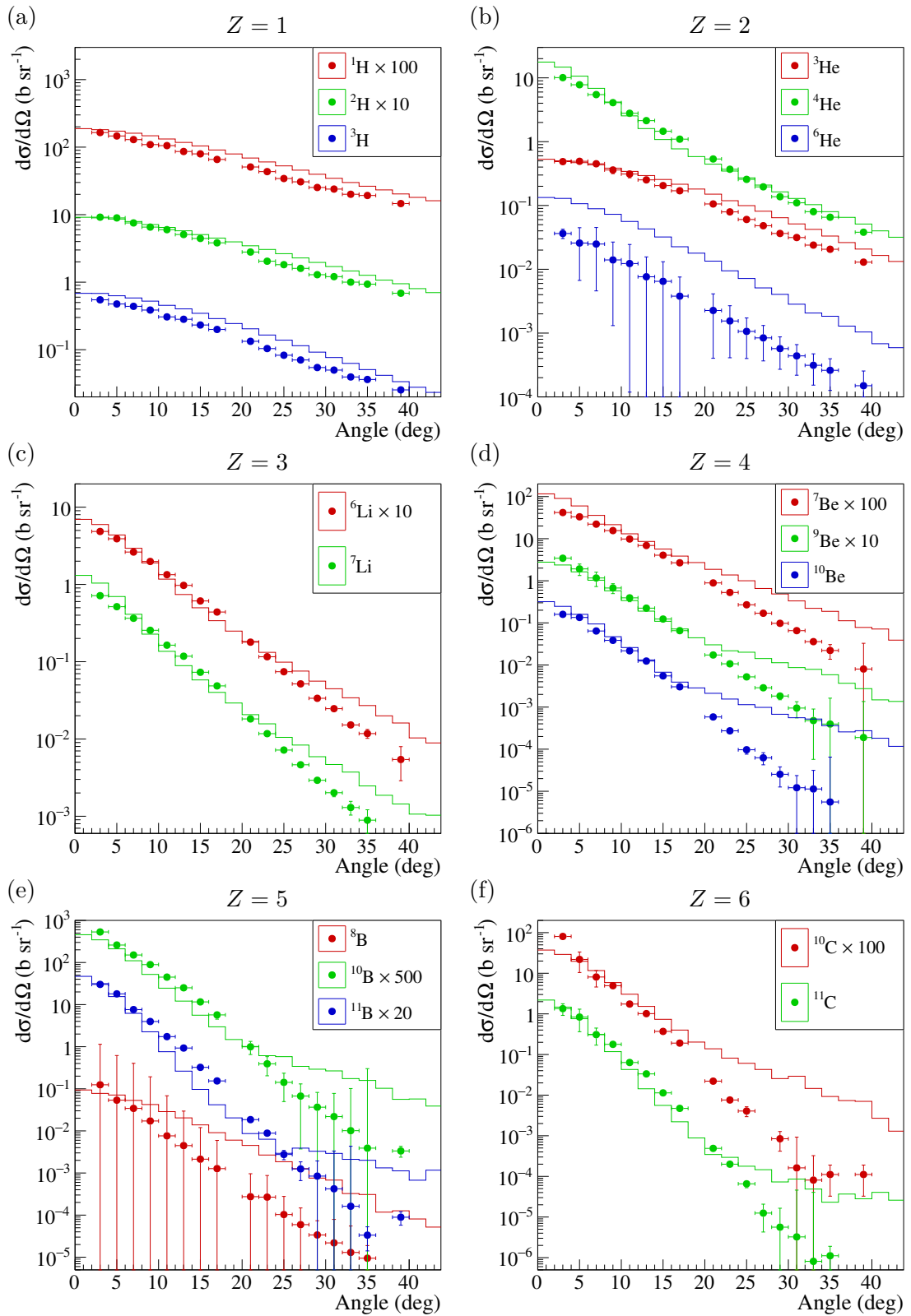


FIGURE 4.18 – Distributions angulaires de tous les isotopes regroupés par valeur de charge. Les valeurs expérimentales pour un isotope sont représentées sous forme de cercles pleins colorés, et les résultats de simulation correspondants sous forme de ligne de la même couleur.

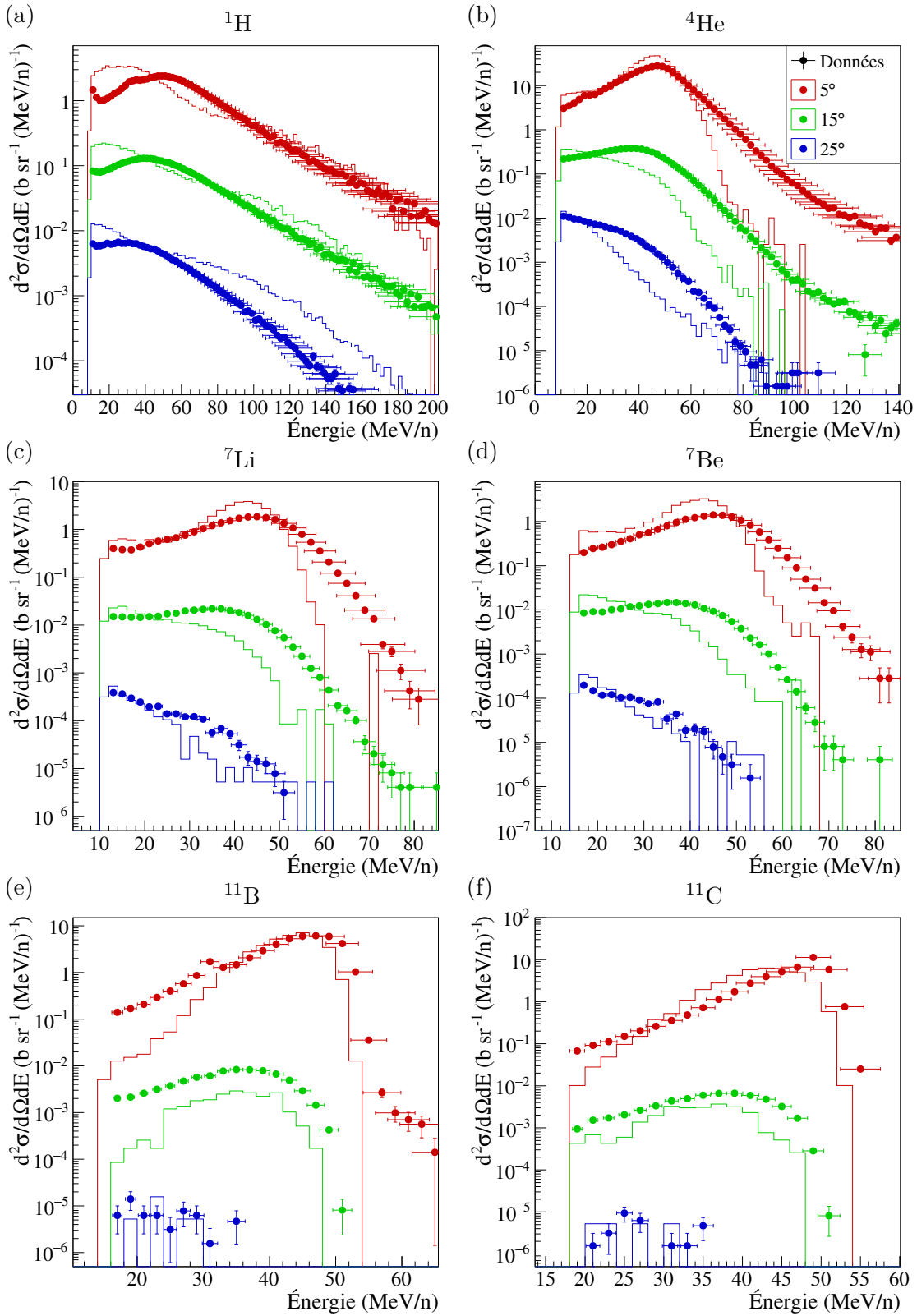


FIGURE 4.19 – Distributions en énergie à 5°, 15° et 25° de l'isotope le plus produit par valeur de charge. Les valeurs expérimentales pour un angle sont représentées sous forme de cercles pleins colorés, et les résultats de simulation correspondants sous forme de ligne de la même couleur.

quasi-projectile, une piste d'amélioration pourrait être d'introduire une légère déviation lors de la collision, tout en veillant à conserver l'impulsion. À 95 MeV/n, la plus grande vitesse du projectile rend probablement cet effet négligeable. Pour les plus faibles énergies, il paraît cependant intéressant d'envisager sa mise en place.

Ce modèle semble bien reproduire les distributions des fragments les plus lourds, qui sont principalement des quasi-projectiles ayant perdu quelques nucléons. Cependant, il semble mal reproduire les fragments légers émis par ces quasi-projectiles. Nos distributions expérimentales sont dominées par des pics à une énergie proche de celle du faisceau, correspondant précisément à ce type de fragments. Dans les résultats obtenus avec SLIPIE, ces fragments semblent être présents seulement à très faible angle. La production des protons pose également problème. Il semble que les nucléons de la zone de recouvrement ne soient pas agrégés en fragments lourds de manière suffisante. L'augmentation de la valeur de p_{cut} peut être une piste d'amélioration. Un test a été fait en utilisant une valeur de p_{cut} très grande ($1 \cdot 10^5$ MeV/c). Cette valeur n'a aucun sens physique, mais permet de vérifier la tendance des changements. Les résultats sont présentés sur la figure 4.20 pour les distributions en énergie des protons et des α et en figure 4.21 pour les distributions angulaires des isotopes de charge $Z = 1$ et $Z = 2$. Les résultats semblent aller dans le sens attendu, en consommant toutefois une proportion trop importante de protons aux grands angles et des particules de masse $A \geq 3$ en général. Sur les distributions en énergie, un pic apparaît à la bonne énergie pour les protons (figure 4.20(a)) et les distributions à plus grand angle se rapprochent des valeurs expérimentales. Pour les α , un pic est cette fois-ci discernable à 15° , contrairement à la distribution obtenue avec la valeur par défaut de p_{cut} . L'augmentation de ce paramètre semble une piste intéressante. Une étude systématique sur ce paramètre devrait permettre de trouver une valeur plus réaliste pour laquelle ces améliorations seraient observées. Il est également possible d'envisager de ne plus utiliser ce paramètre comme critère d'agrégation. En effet, après la coalescence, l'algorithme de conservation de l'énergie mélange les nucléons des différents fragments. Les nucléons au sein des fragments définitifs ne respectent donc plus nécessairement ce critère. Cependant, une coalescence systématique des nucléons au sein de la zone de recouvrement ne semble pas réaliste. Il est donc possible d'envisager un critère de coalescence directement basé sur la conservation de l'énergie, qui est un critère primordial pour la bonne reproduction des données.

Une autre piste intéressante pourrait être d'étendre la coalescence à quelques nucléons spectateurs. En effet, aux énergies intermédiaires, la séparation participants/spectateurs n'est plus aussi nette qu'à haute énergie. Comme expliqué dans le chapitre précédent (section 3.1.3), la formation d'un col de matière entre les deux noyaux a été observée. Autoriser quelques nucléons du quasi-projectile et de la quasi-cible à participer à la coalescence pourrait être un premier pas pour reproduire ce type de réactions de plus basse énergie.

4.3.2.4 Conclusions

Les résultats obtenus avec SLIPIE sont très encourageants. Ce modèle est basé sur des hypothèses simples et semble donner de meilleurs résultats que ceux obtenus avec GEANT4 et PHITS. Les distributions angulaires obtenues reproduisent correctement les résultats expérimentaux aux faibles angles, malgré des sections efficaces surestimées aux grands angles pour les fragments plus lourds que les α . SLIPIE est ainsi le seul modèle

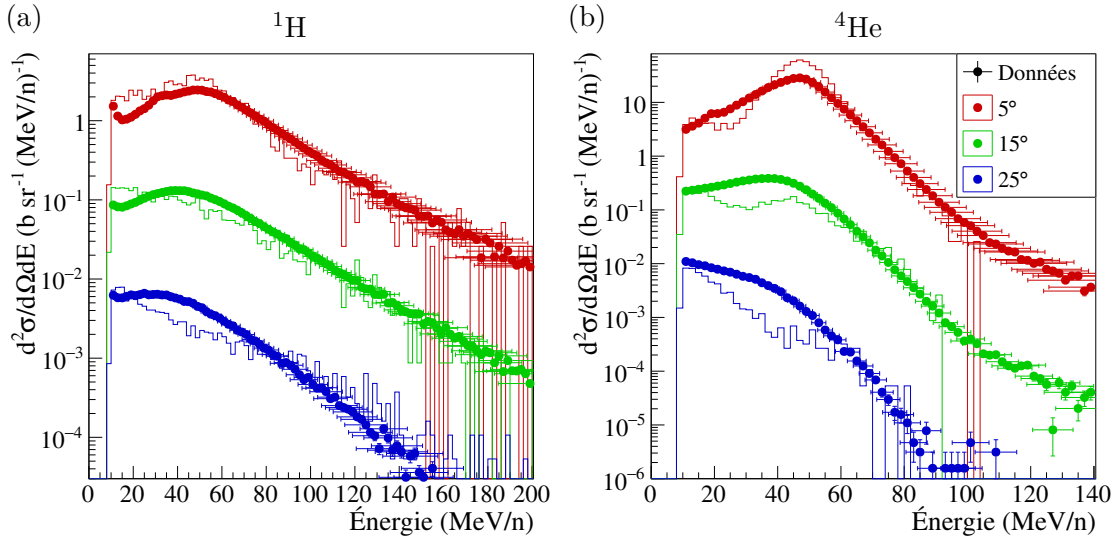


FIGURE 4.20 – Distributions en énergie à 5° , 15° et 25° des (a) protons et des (b) ^4He avec une valeur de p_{cut} permettant une agrégation systématique des nucléons de la zone de recouvrement. Les valeurs expérimentales pour un angle sont représentées sous forme de cercles pleins colorés, et les résultats de simulation correspondants sous forme de ligne de la même couleur.

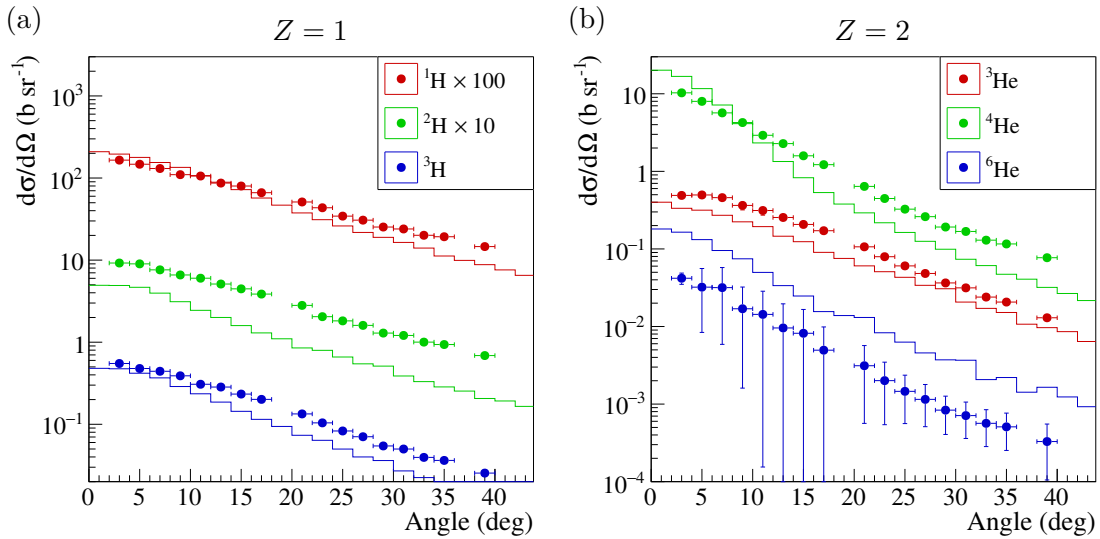


FIGURE 4.21 – Distributions angulaires des isotopes de charges (a) $Z = 1$ et (b) $Z = 2$ avec une valeur de p_{cut} permettant une agrégation systématique des nucléons de la zone de recouvrement. Les valeurs expérimentales pour un isotope sont représentées sous forme de cercles pleins colorés, et les résultats de simulation correspondants sous forme de ligne de la même couleur.

testé capable de reproduire correctement les sections efficaces différentielles entre 0° et 10° .

Les distributions en énergie sont moins bien reproduites. À faible angle, leur forme est réaliste, mais la contribution du quasi-projectile disparaît trop rapidement lorsque l'angle augmente. De plus, les distributions des protons ont une forme différente, avec un pic décalé vers les basses énergies. Ces deux points semblent s'améliorer en augmentant la valeur du paramètre p_{cut} . Un réajustement des autres paramètres semble nécessaire après avoir modifié celui-ci, mais les résultats semblent prometteurs.

Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons comparé nos résultats expérimentaux avec les résultats de simulation obtenus avec trois différents codes de simulation : GEANT4, PHITS et SLIPIE.

Dans GEANT4, trois modèles de voie d'entrée ont été utilisés : `G4QMDReaction` (QMD), `G4BinaryLightIonReaction` (BIC) et `G4INCLXXInterface` (INCL). Ces trois modèles ont été couplés à deux modèles de voie de sortie : un modèle de Fermi Break-Up (FBU) et le modèle d'évaporation généralisée (GEM). Le modèle GEM a toujours été utilisé et le modèle FBU a pu être activé ou désactivé.

Aucune des combinaisons de modèles ne s'est montrée capable de reproduire les résultats expérimentaux avec précision, qu'il s'agisse des sections efficaces de production, des distributions angulaires ou des distributions en énergie. De manière générale, comme il a déjà été observé à 95 MeV/n [30] et à plus haute énergie [100, 127], l'utilisation du modèle FBU en voie de sortie donne les meilleurs résultats.

Concernant la voie d'entrée, le modèle BIC donne les résultats les plus éloignés des valeurs expérimentales pour les distributions angulaires et les distributions en énergie, malgré une reproduction correcte des taux de production par isotope. Il sous-estime grandement la production aux angles avant de tous les fragments et les distributions en énergie présentent un trou aux énergies intermédiaires. Des observations similaires avaient été faites à 62 MeV/n et 95 MeV/n. Le modèle INCL est le plus proche des données sur les distributions angulaires. La forme des distributions est semblable à celle de notre expérience, malgré une sous-estimation des sections efficaces aux angles avant. Il n'est cependant pas capable de reproduire la forme des distributions en énergie, où aucun pic correspondant au quasi-projectile n'est visible. Des divergences avec 95 MeV/n ont été observées, et nous avons montré qu'elles venaient d'une différence d'implémentation du modèle dans GEANT4. Le modèle le plus adapté pour reproduire les distributions en énergie est QMD. Cependant, il ne reproduit correctement la forme des distributions qu'après 10° , à cause d'une chute des sections efficaces à faible angle. Ce phénomène donne aux distributions angulaires obtenues avec ce modèle une forme piquée entre 10° et 15° , qui diffère fortement des résultats expérimentaux.

Le deuxième code de simulation utilisé est PHITS, dans lequel deux versions du code JQMD sont disponibles. Trois modèles de voie de sortie sont disponibles pour se coupler à la voie d'entrée : GEM, SDM et DRES. La comparaison entre les différentes voies de sortie montre l'importance d'un modèle d'évaporation capable de générer des particules plus lourdes que les α , ce dont le modèle SDM n'est pas capable.

La nouvelle version de JQMD implémentée dans ce code montre de grandes améliorations sur la gestion des collisions périphériques. Elles ont pour effet d'augmenter la production aux faibles angles, participant à corriger le plus gros défaut constaté dans JQMD. Les distributions en énergie s'en trouvent grandement améliorées également. Cependant, il semble que pour un même jeu de modèles, les résultats obtenus avec PHITS soient plus éloignés de nos valeurs expérimentales que ceux obtenus avec GEANT4. PHITS ne possédant pas de modèle FBU en voie de sortie, il serait intéressant qu'un tel modèle y soit implémenté, ou que cette nouvelle version de JQMD soit implémentée dans GEANT4.

Le troisième modèle étudié est le modèle SLIPIE, créé dans le but de reproduire les résultats de l'expérience à 95 MeV/n. Ce modèle s'est montré le plus apte à reproduire les distributions angulaires ainsi que la forme des distributions en énergie (en particulier aux faibles angles). Quelques problèmes absents à 95 MeV/n ont été observés à notre énergie. En particulier, la forme des distributions en énergie des protons ne reproduisait plus les distributions expérimentales. La modification du critère de coalescence entre deux nucléons semble améliorer la forme des distributions en énergie. Cependant, cela a pour effet de détériorer l'accord du modèle avec les valeurs expérimentales sur les distributions angulaires. Un ajustement de tous les paramètres est donc nécessaire pour reproduire les données à cette énergie.

Il semble également que ce modèle sous-estime légèrement l'ouverture angulaire de l'émission du quasi-projectile. Afin d'améliorer ce point et le réalisme du modèle pour les plus basses énergies, deux pistes ont été proposées. La première est la prise en compte de la déviation du quasi-projectile lors de la collision. Cette déviation doit être plus importante pour des projectiles d'énergie plus faible. La limite entre nucléons participants et spectateurs est plus floue lorsque l'énergie du projectile diminue. Étendre l'algorithme de coalescence à quelques nucléons spectateurs serait un premier pas vers une description plus détaillée des réactions aux plus basses énergies.

Conclusion générale

Ce manuscrit a permis de présenter le travail effectué pendant cette thèse, portant sur l'étude de la fragmentation du ^{12}C à 50 MeV/n dans le cadre de la hadronthérapie. Une expérience a permis la mesure de sections efficaces doublement différentielles en angle et en énergie de la fragmentation du carbone à cette énergie entre 3° et 39° .

Dans un premier chapitre, le contexte général de cette thèse a été exposé. Les principes physiques mis en jeu lors d'un traitement par photons puis par ions ont d'abord été présentés. Les interactions des rayonnements ionisants avec les cellules ont ensuite été décrites. L'avantage de la hadronthérapie sur la radiothérapie classique est alors apparu évident. Le dépôt de dose localisé en profondeur des ions permet une précision balistique accrue par rapport aux photons. De plus, l'utilisation d'ions lourds apporte une efficacité biologique plus élevée qu'avec les protons ou les photons. Ceci fait des ions lourds de bons candidats pour le traitement de tumeurs radio-résistantes, malgré l'apparition du phénomène de fragmentation. La suite du chapitre a permis de montrer quelle était l'importance de la fragmentation lors d'un traitement ainsi que les raisons pour lesquelles il est important de mesurer les sections efficaces doublement différentielles de fragmentation.

Une expérience visant à mesurer ces sections efficaces de fragmentation du carbone sur différentes cibles fines d'intérêt médical a eu lieu en mars 2015. La présentation de cette expérience a fait l'objet d'un second chapitre. Le dispositif expérimental utilisé, composé d'un moniteur faisceau pour estimer le nombre d'ions incidents et de cinq télescopes permettant l'identification en charge et en masse ainsi que la mesure de l'énergie des particules détectées a été présenté en détail. Ce dispositif nous a permis de mesurer les sections efficaces doublement différentielles en angle et en énergie de 17 fragments entre le proton et le ^{12}C pour 17 angles compris entre 3° et 39° . Les mesures ont été effectuées sur des cibles fines de C, CH_2 , Al, Al_2O_3 , $^{\text{nat}}\text{Ti}$ et PMMA. Les sections efficaces de fragmentation du carbone sur l'hydrogène et l'oxygène ont également pu être extraites de ces mesures. Au cours de ce chapitre, les méthodes utilisées pour analyser les données ont également été présentées. Pour finir, une simulation Monte-Carlo de l'expérience a été réalisée. Le dispositif expérimental a été modélisé et les données obtenues par simulation ont été analysées en utilisant les mêmes méthodes que pour les données expérimentales. Ceci nous a permis d'estimer les erreurs systématiques intrinsèques à notre méthode d'analyse. Cependant, les modèles nucléaires utilisés reproduisent mal les données, ce qui implique parfois des erreurs surestimées, en particulier à grand angle, où la statistique est très faible.

Une fois les données analysées et les erreurs systématiques estimées, les sections efficaces doublement différentielles ont pu être estimées. La présentation des résultats obtenus a fait l'objet du troisième chapitre de cette thèse. Les premiers résultats montrés étaient les distributions en énergie des sections efficaces doublement différentielles. Ces distributions ont pu être étudiées en fonction du type de fragment, de son angle d'émission ainsi que de la cible sur laquelle la mesure a été faite. Les distributions en énergie présentent toutes un pic centré sur l'énergie du projectile, dont l'importance décroît avec l'angle, pour finir par disparaître aux grands angles. Ce pic a été associé aux particules provenant du quasi-projectile. Une deuxième contribution est visible dans les basses énergies, au niveau de notre seuil de détection. Cette contribution, dont seule la partie décroissante avec l'énergie est visible décroît beaucoup moins rapidement avec l'énergie. Cette contribution est de moins en moins importante lorsque la masse du fragment augmente. Pour ces raisons, elle a été associée à une émission de fragments à mi-rapidité provenant de la zone de recouvrement des deux noyaux lors de la collision. Les sections efficaces augmentent avec la masse de la cible, et plus particulièrement la contribution à mi-rapidité. En effet, le nombre de nucléons dans la zone de recouvrement augmente proportionnellement au volume des noyaux impliqués dans la collision, tandis que la section efficace de collision totale ne dépend que de leur surface.

L'intégrale de ces distributions permet d'obtenir les sections efficaces différentielles en angle et donc d'établir des distributions angulaires. Ces distributions mettent en évidence une dominance des particules légères sur toute la gamme angulaire. En particulier, les particules α dominent la production de fragments jusqu'à 20° , pour ensuite être dépassées par la production de protons. Ces distributions sont maximales à 0° puis décroissent avec l'angle. Elles sont de plus en plus piquées lorsque la masse du fragment augmente. Les sections efficaces augmentent avec la masse de la cible, et plus particulièrement aux grands angles, où la production est dominée par la mi-rapidité. En utilisant la somme d'une gaussienne et d'une exponentielle, ces distributions angulaires ont été ajustées et les sections efficaces de production par isotope ont été obtenues.

Toutes ces mesures ont permis d'améliorer les connaissances sur la fragmentation du carbone à une énergie correspondant au dernier centimètre de parcours de l'ion dans le corps lors d'un traitement. De plus, la reconstruction des sections efficaces pour une cible composée de PMMA à partir des données sur les cibles élémentaires a une nouvelle fois été validée. Ceci est un premier pas vers une utilisation directe de ces mesures pour la planification d'un traitement, si aucun modèle de réaction nucléaire n'est capable de les reproduire.

C'est pour juger de la précision de différents modèles qu'une étude comparative a été faite dans le quatrième chapitre. Pour cela, les environnements de simulation GEANT4 et PHITS ont été utilisés. Dans le premier, trois modèles de voie d'entrée ont été testés. Il s'agit du modèle de dynamique moléculaire quantique QMD, de la cascade binaire BIC et de la cascade intra-nucléaire de Liège INCL. Ces modèles ont été couplés à deux modèles de voie de sortie. Le premier est le modèle d'évaporation généralisée GEM et le second un modèle de Fermi Break-Up, qui lorsqu'il était utilisé, l'était en combinaison avec GEM. L'étude montre qu'aucune de ces combinaisons de modèles n'est capable de reproduire les données de manière satisfaisante. Si le modèle QMD semble celui donnant les résultats les moins éloignés des résultats expérimentaux, des écarts allant d'un facteur deux à plus d'un ordre de grandeur ont tout de même été observés. Le principal

défaut de ce modèle est cependant la baisse des sections efficaces aux faibles angles, entraînant une forte sous-estimation des valeurs expérimentales. Une nouvelle version de ce modèle (JQMD2) est disponible dans l'outil de simulation PHITS. Les changements apportés au code améliorent la gestion des collisions périphériques. Ceci conduit à une augmentation de la production de fragments aux angles avant, améliorant ainsi la forme des distributions angulaires. Malgré tout, de forts écarts avec les valeurs expérimentales ont été observés, en particulier pour les protons.

Les mêmes conclusions avaient été tirées des comparaisons avec les modèles à 95 MeV/n, et c'est pourquoi un nouveau modèle appelé SLIPIE, spécialisé dans les réactions d'ions légers aux énergies intermédiaires, avait été créé. Les résultats obtenus à 50 MeV/n avec ce modèle sont de loin les plus proches des valeurs expérimentales. Les taux de productions sont globalement bien reproduits, et les formes des distributions angulaires sont très proches de celles observées expérimentalement. Cependant, les distributions en énergie (en particulier celles des protons) ne reproduisaient pas correctement la forme des distributions expérimentales. Celles-ci semblent s'améliorer en modifiant un paramètre du modèle. Un nouvel ajustement des paramètres est donc à réaliser afin de reproduire au mieux les données mesurées à 50 MeV/n.

Il semble important d'apporter de nouvelles données pour contraindre les modèles. Plus particulièrement, les sections efficaces doublement différentielles en angle et en énergie apportent une contrainte forte sur les modèles de réaction noyau-noyau. C'est pourquoi de nouvelles mesures sont prévues lors de la mise en service du centre de traitement et de recherche ARCHADE, à Caen. Notre groupe est impliqué à long terme dans ce projet, et est responsable de la mise au point d'un dispositif à demeure, dédié aux mesures de sections efficaces doublement différentielles. Ce dispositif est appelé FRACAS, pour **F**ragmentation du **c**arbone et **s**ections efficaces. Il s'agit d'un spectromètre de masse, semblable au dispositif utilisé pour l'expérience FIRST, en 2011 [62]. Le centre ARCHADE traitera le premier patient en protons en juillet 2018 et fournira à partir de 2022 des faisceaux d'ions lourds, de l'hélium jusqu'au néon, afin de conduire des recherches en médecine, en biologie, en chimie sous rayonnement et en physique nucléaire pour améliorer la qualité des traitements en hadronthérapie.

Annexe A

Sections efficaces de production

Isotope	H	C	O	Al	Ti
¹ H	$(2,56 \pm 0,64) \times 10^{-1}$	$(8,18 \pm 0,53) \times 10^{-1}$	$(9,78 \pm 0,42) \times 10^{-1}$	$1,32 \pm 0,03$	$2,79 \pm 0,56$
² H	$(1,07 \pm 0,06) \times 10^{-1}$	$(4,34 \pm 0,3) \times 10^{-1}$	$(5,2 \pm 0,23) \times 10^{-1}$	$(7,11 \pm 0,28) \times 10^{-1}$	$(9,15 \pm 0,48) \times 10^{-1}$
³ H	$(1,08 \pm 0,12) \times 10^{-2}$	$(1,97 \pm 0,34) \times 10^{-1}$	$(2,3 \pm 0,1) \times 10^{-1}$	$(3,39 \pm 0,12) \times 10^{-1}$	$(4,34 \pm 0,11) \times 10^{-1}$
³ He	$(2,6 \pm 2,67) \times 10^{-2}$	$(1,54 \pm 0,08) \times 10^{-1}$	$(1,84 \pm 0,0) \times 10^{-1}$	$(2,48 \pm 0,12) \times 10^{-1}$	$(2,87 \pm 1,08) \times 10^{-1}$
⁴ He	$(3,4 \pm 0,67) \times 10^{-1}$	$1,22 \pm 0,06$	$1,39 \pm 0,2$	$1,6 \pm 0,25$	$1,85 \pm 0,09$
⁶ He	$(2,97 \pm 6,62) \times 10^{-4}$	$(4,68 \pm 1,16) \times 10^{-3}$	$(5,98 \pm 4,22) \times 10^{-3}$	$(8,59 \pm 2,06) \times 10^{-3}$	$(1,28 \pm 1,03) \times 10^{-2}$
⁶ Li	$(1,11 \pm 0,33) \times 10^{-2}$	$(5,28 \pm 1,99) \times 10^{-2}$	$(6,12 \pm 0,32) \times 10^{-2}$	$(7,17 \pm 0,67) \times 10^{-2}$	$(7,8 \pm 0,67) \times 10^{-2}$
⁷ Li	$(1,76 \pm 0,58) \times 10^{-2}$	$(6,67 \pm 0,42) \times 10^{-2}$	$(7,31 \pm 0,42) \times 10^{-2}$	$(9,15 \pm 1,53) \times 10^{-2}$	$(1,1 \pm 0,07) \times 10^{-1}$
⁷ Be	$(3,34 \pm 1,84) \times 10^{-2}$	$(3,91 \pm 2,07) \times 10^{-2}$	$(4,53 \pm 1,87) \times 10^{-2}$	$(4,99 \pm 1,55) \times 10^{-2}$	$(4,96 \pm 0,35) \times 10^{-2}$
⁹ Be	$(2,76 \pm 1,6) \times 10^{-3}$	$(1,96 \pm 1,52) \times 10^{-2}$	$(2,6 \pm 6,71) \times 10^{-2}$	$(2,81 \pm 1,4) \times 10^{-2}$	$(3,1 \pm 0,52) \times 10^{-2}$
¹⁰ Be	$(3,32 \pm 3,03) \times 10^{-3}$	$(1,09 \pm 0,79) \times 10^{-2}$	$(1,19 \pm 0,76) \times 10^{-2}$	$(1,42 \pm 0,93) \times 10^{-2}$	$(1,69 \pm 0,21) \times 10^{-2}$
⁸ B	$(3,4 \pm 29,5) \times 10^{-3}$	$(4,66 \pm 43,2) \times 10^{-3}$	$(5,68 \pm 86,2) \times 10^{-3}$	$(1,07 \pm 3,35) \times 10^{-2}$	$(7,23 \pm 35,0) \times 10^{-3}$
¹⁰ B	$(2,84 \pm 3,64) \times 10^{-2}$	$(5,07 \pm 0,63) \times 10^{-2}$	$(5,88 \pm 3,32) \times 10^{-2}$	$(7,28 \pm 0,81) \times 10^{-2}$	$(7,18 \pm 0,79) \times 10^{-2}$
¹¹ B	$(6,67 \pm 6,67) \times 10^{-2}$	$(7,05 \pm 2,54) \times 10^{-2}$	$(7,3 \pm 1,28) \times 10^{-2}$	$(8,82 \pm 2,89) \times 10^{-2}$	$(1,01 \pm 0,07) \times 10^{-1}$
¹⁰ C	$(3,14 \pm 3,01) \times 10^{-2}$	$(3,14 \pm 1,38) \times 10^{-2}$	$(4,05 \pm 1,46) \times 10^{-2}$	$(6,74 \pm 26,5) \times 10^{-2}$	$(1,14 \pm 3,19) \times 10^{-1}$
¹¹ C	$(8,87 \pm 9,01) \times 10^{-2}$	$(5,87 \pm 0,92) \times 10^{-2}$	$(7,05 \pm 3,82) \times 10^{-2}$	$(6,26 \pm 2,12) \times 10^{-2}$	$(8,44 \pm 3,75) \times 10^{-2}$

TABLE A.1 – Sections efficaces de production (barn) pour chaque isotope par collision du ¹²C sur toutes les cibles. Ces valeurs ont été obtenues par ajustement de la somme d'une gaussienne et d'une exponentielle sur les distributions angulaires. Le procédé est décrit en détail dans le Chapitre 3, section 3.6.1.2.

Annexe B

Sections efficaces différentielles

Sommaire

B.1	Cible d'hydrogène	154
B.2	Cible de carbone	155
B.3	Cible d'oxygène	156
B.4	Cible d'aluminium	157
B.5	Cible de titane	158

B.1 Cible d'hydrogène

θ (deg)	^1H $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^2H $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^3H $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^3He $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^4He $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^6He $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)
3(1)	$(7.86\pm 0.47) \times 10^{-1}$	$(2.45\pm 0.26) \times 10^{-1}$	$(1.02\pm 0.07) \times 10^{-1}$	$(2.09\pm 0.21) \times 10^{-1}$	(6.31 ± 0.18)	$(9.10\pm 5.33) \times 10^{-3}$
5(1)	$(3.94\pm 0.68) \times 10^{-1}$	$(1.18\pm 0.40) \times 10^{-1}$	$(8.43\pm 2.20) \times 10^{-2}$	$(1.48\pm 0.50) \times 10^{-1}$	(3.23 ± 0.26)	$(1.29\pm 14.22) \times 10^{-3}$
7(1)	$(4.98\pm 0.62) \times 10^{-1}$	$(1.58\pm 0.39) \times 10^{-1}$	$(5.54\pm 0.57) \times 10^{-2}$	$(1.42\pm 0.48) \times 10^{-1}$	(1.88 ± 0.20)	$(1.95\pm 15.51) \times 10^{-3}$
9(1)	$(4.09\pm 0.17) \times 10^{-1}$	$(1.32\pm 0.08) \times 10^{-1}$	$(4.48\pm 1.20) \times 10^{-2}$	$(1.05\pm 0.42) \times 10^{-1}$	(1.07 ± 0.14)	$(4.91\pm 901.69) \times 10^{-5}$
11(1)	$(4.12\pm 0.16) \times 10^{-1}$	$(1.15\pm 0.07) \times 10^{-1}$	$(4.13\pm 0.96) \times 10^{-2}$	$(7.81\pm 3.63) \times 10^{-2}$	$(5.84\pm 0.94) \times 10^{-1}$	$(5.58\pm 90.41) \times 10^{-4}$
13(1)	$(3.09\pm 0.12) \times 10^{-1}$	$(8.25\pm 0.57) \times 10^{-2}$	$(1.74\pm 0.86) \times 10^{-2}$	$(4.61\pm 2.57) \times 10^{-2}$	$(2.14\pm 0.63) \times 10^{-1}$	$(1.48\pm 48.32) \times 10^{-4}$
15(1)	$(2.99\pm 0.11) \times 10^{-1}$	$(7.98\pm 0.52) \times 10^{-2}$	$(1.54\pm 0.70) \times 10^{-2}$	$(3.68\pm 1.97) \times 10^{-2}$	$(1.52\pm 0.41) \times 10^{-1}$	$(4.06\pm 111.24) \times 10^{-5}$
17(1)	$(2.06\pm 0.07) \times 10^{-1}$	$(5.70\pm 0.34) \times 10^{-2}$	$(7.30\pm 4.60) \times 10^{-3}$	$(1.91\pm 1.08) \times 10^{-2}$	$(3.53\pm 2.06) \times 10^{-2}$	-
21(1)	$(1.47\pm 0.06) \times 10^{-1}$	$(4.88\pm 0.26) \times 10^{-2}$	$(1.76\pm 2.51) \times 10^{-3}$	$(1.13\pm 0.54) \times 10^{-2}$	$(1.56\pm 0.75) \times 10^{-2}$	-
23(1)	$(1.10\pm 0.08) \times 10^{-1}$	$(4.85\pm 0.28) \times 10^{-2}$	$(8.06\pm 21.35) \times 10^{-4}$	$(5.11\pm 4.31) \times 10^{-3}$	$(3.63\pm 4.71) \times 10^{-3}$	-
25(1)	$(9.58\pm 0.63) \times 10^{-2}$	$(3.47\pm 0.25) \times 10^{-2}$	$(4.75\pm 90.55) \times 10^{-5}$	-	-	-
27(1)	$(8.37\pm 0.59) \times 10^{-2}$	$(3.21\pm 0.21) \times 10^{-2}$	$(4.72\pm 6.56) \times 10^{-4}$	-	-	-
29(1)	$(6.95\pm 0.49) \times 10^{-2}$	$(3.48\pm 0.18) \times 10^{-2}$	$(4.82\pm 3.97) \times 10^{-4}$	-	-	-
31(1)	$(6.46\pm 0.44) \times 10^{-2}$	$(4.56\pm 0.20) \times 10^{-2}$	-	-	-	-
33(1)	$(6.00\pm 0.39) \times 10^{-2}$	$(2.56\pm 0.15) \times 10^{-2}$	-	-	-	-
35(1)	$(4.96\pm 0.28) \times 10^{-2}$	-	-	-	-	-
39(1)	$(4.23\pm 0.23) \times 10^{-2}$	-	-	-	-	-
θ (deg)	^6Li $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^7Li $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^7Be $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^9Be $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{10}Be $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^8B $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)
3(1)	$(2.36\pm 0.04) \times 10^{-1}$	$(5.61\pm 0.10) \times 10^{-1}$	$(6.43\pm 0.25) \times 10^{-1}$	$(8.25\pm 3.11) \times 10^{-2}$	$(1.04\pm 0.13) \times 10^{-1}$	$(1.01\pm 13.66) \times 10^{-1}$
5(1)	$(1.25\pm 0.05) \times 10^{-1}$	$(1.84\pm 0.07) \times 10^{-1}$	$(3.02\pm 0.14) \times 10^{-1}$	$(3.08\pm 4.83) \times 10^{-2}$	$(1.08\pm 1.02) \times 10^{-2}$	$(2.69\pm 62.97) \times 10^{-2}$
7(1)	$(5.72\pm 0.31) \times 10^{-2}$	$(6.27\pm 0.43) \times 10^{-2}$	$(1.12\pm 0.09) \times 10^{-1}$	$(8.14\pm 32.96) \times 10^{-3}$	$(4.61\pm 5.17) \times 10^{-3}$	$(3.81\pm 291.03) \times 10^{-3}$
9(1)	$(2.42\pm 0.23) \times 10^{-2}$	$(1.71\pm 0.30) \times 10^{-2}$	$(3.49\pm 0.23) \times 10^{-2}$	$(8.43\pm 127.34) \times 10^{-4}$	$(5.49\pm 16.05) \times 10^{-4}$	-
11(1)	$(8.64\pm 1.49) \times 10^{-3}$	$(6.89\pm 1.83) \times 10^{-3}$	$(7.91\pm 1.30) \times 10^{-3}$	$(2.12\pm 5.73) \times 10^{-3}$	-	-
13(1)	$(1.08\pm 0.88) \times 10^{-3}$	$(1.15\pm 0.71) \times 10^{-3}$	$(6.09\pm 5.18) \times 10^{-4}$	$(2.20\pm 10.40) \times 10^{-4}$	-	-
θ (deg)	^{10}B $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{11}B $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{10}C $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{11}C $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{12}C $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	
3(1)	$(6.77\pm 0.84) \times 10^{-1}$	(1.84 ± 0.03)	$(7.97\pm 2.37) \times 10^{-1}$	(2.07 ± 0.90)	-	
5(1)	$(2.38\pm 0.67) \times 10^{-1}$	$(2.93\pm 0.41) \times 10^{-1}$	$(1.79\pm 1.72) \times 10^{-1}$	$(8.70\pm 6.20) \times 10^{-1}$	-	
7(1)	$(3.02\pm 3.36) \times 10^{-2}$	$(1.08\pm 19.32) \times 10^{-3}$	$(1.02\pm 2.69) \times 10^{-2}$	$(4.36\pm 10.25) \times 10^{-2}$	-	
9(1)	-	-	$(1.23\pm 0.62) \times 10^{-3}$	$(1.63\pm 2.25) \times 10^{-3}$	-	
11(1)	-	-	$(1.92\pm 0.28) \times 10^{-3}$	$(4.49\pm 0.82) \times 10^{-3}$	-	
13(1)	-	-	$(1.06\pm 4.76) \times 10^{-5}$	$(2.33\pm 2.01) \times 10^{-4}$	-	

 TABLE B.1 – Sections efficaces de fragmentation du ^{12}C sur une cible d'hydrogène à différents angles.

B.2 Cible de carbone

θ (deg)	^1H $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^2H $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^3H $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^3He $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^4He $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^6He $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)
3(1)	(1.64±0.04)	(9.18±0.24) × 10 $^{-1}$	(5.48±0.08) × 10 $^{-1}$	(4.87±0.20) × 10 $^{-1}$	(1.01±0.02) × 10 1	(3.64±0.61) × 10 $^{-2}$
5(1)	(1.46±0.07)	(8.96±0.44) × 10 $^{-1}$	(4.75±0.24) × 10 $^{-1}$	(4.92±0.53) × 10 $^{-1}$	(7.80±0.25)	(2.58±1.91) × 10 $^{-2}$
7(1)	(1.29±0.07)	(7.54±0.41) × 10 $^{-1}$	(4.39±0.08) × 10 $^{-1}$	(4.50±0.51) × 10 $^{-1}$	(5.46±0.20)	(2.49±2.03) × 10 $^{-2}$
9(1)	(1.09±0.02)	(6.55±0.09) × 10 $^{-1}$	(3.87±0.15) × 10 $^{-1}$	(3.60±0.45) × 10 $^{-1}$	(4.09±0.16)	(1.40±1.27) × 10 $^{-2}$
11(1)	(1.05±0.02)	(6.00±0.08) × 10 $^{-1}$	(3.06±0.12) × 10 $^{-1}$	(3.11±0.40) × 10 $^{-1}$	(2.79±0.11)	(1.23±1.22) × 10 $^{-2}$
13(1)	(8.62±0.12) × 10 $^{-1}$	(5.08±0.07) × 10 $^{-1}$	(2.82±0.12) × 10 $^{-1}$	(2.52±0.30) × 10 $^{-1}$	(2.14±0.08)	(7.63±7.99) × 10 $^{-3}$
15(1)	(7.95±0.11) × 10 $^{-1}$	(4.44±0.06) × 10 $^{-1}$	(2.32±0.09) × 10 $^{-1}$	(2.05±0.23) × 10 $^{-1}$	(1.46±0.05)	(6.47±6.66) × 10 $^{-3}$
17(1)	(6.58±0.10) × 10 $^{-1}$	(3.83±0.05) × 10 $^{-1}$	(2.00±0.08) × 10 $^{-1}$	(1.70±0.17) × 10 $^{-1}$	(1.09±0.03)	(3.79±3.77) × 10 $^{-3}$
21(1)	(5.08±0.09) × 10 $^{-1}$	(2.79±0.04) × 10 $^{-1}$	(1.33±0.04) × 10 $^{-1}$	(1.06±0.08) × 10 $^{-1}$	(5.35±0.13) × 10 $^{-1}$	(2.26±1.86) × 10 $^{-3}$
23(1)	(4.34±0.08) × 10 $^{-1}$	(2.04±0.03) × 10 $^{-1}$	(1.04±0.03) × 10 $^{-1}$	(7.93±0.56) × 10 $^{-2}$	(3.69±0.07) × 10 $^{-1}$	(1.55±1.14) × 10 $^{-3}$
25(1)	(3.43±0.07) × 10 $^{-1}$	(1.82±0.03) × 10 $^{-1}$	(8.28±0.18) × 10 $^{-2}$	(6.03±0.40) × 10 $^{-2}$	(2.57±0.04) × 10 $^{-1}$	(1.06±0.66) × 10 $^{-3}$
27(1)	(3.06±0.06) × 10 $^{-1}$	(1.60±0.02) × 10 $^{-1}$	(7.05±0.13) × 10 $^{-2}$	(4.81±0.29) × 10 $^{-2}$	(1.96±0.03) × 10 $^{-1}$	(8.41±4.74) × 10 $^{-4}$
29(1)	(2.53±0.05) × 10 $^{-1}$	(1.29±0.02) × 10 $^{-1}$	(5.44±0.10) × 10 $^{-2}$	(3.64±0.20) × 10 $^{-2}$	(1.37±0.02) × 10 $^{-1}$	(5.71±3.01) × 10 $^{-4}$
31(1)	(2.39±0.05) × 10 $^{-1}$	(1.21±0.02) × 10 $^{-1}$	(4.99±0.07) × 10 $^{-2}$	(3.14±0.16) × 10 $^{-2}$	(1.10±0.02) × 10 $^{-1}$	(4.39±2.21) × 10 $^{-4}$
33(1)	(2.01±0.04) × 10 $^{-1}$	(1.00±0.02) × 10 $^{-1}$	(3.95±0.05) × 10 $^{-2}$	(2.39±0.13) × 10 $^{-2}$	(7.99±0.24) × 10 $^{-2}$	(3.13±1.60) × 10 $^{-4}$
35(1)	(1.92±0.04) × 10 $^{-1}$	(9.35±0.17) × 10 $^{-2}$	(3.62±0.06) × 10 $^{-2}$	(2.06±0.13) × 10 $^{-2}$	(6.54±0.30) × 10 $^{-2}$	(2.61±1.35) × 10 $^{-4}$
39(1)	(1.46±0.03) × 10 $^{-1}$	(6.87±0.15) × 10 $^{-2}$	(2.54±0.07) × 10 $^{-2}$	(1.29±0.12) × 10 $^{-2}$	(3.81±0.33) × 10 $^{-2}$	(1.50±1.05) × 10 $^{-4}$
θ (deg)	^6Li $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^7Li $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^7Be $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^9Be $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{10}Be $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^8B $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)
3(1)	(4.85±0.04) × 10 $^{-1}$	(7.15±0.07) × 10 $^{-1}$	(4.18±0.15) × 10 $^{-1}$	(3.43±0.36) × 10 $^{-1}$	(1.60±0.10) × 10 $^{-1}$	(1.25±10.18) × 10 $^{-1}$
5(1)	(3.90±0.05) × 10 $^{-1}$	(5.15±0.07) × 10 $^{-1}$	(3.31±0.12) × 10 $^{-1}$	(1.92±0.58) × 10 $^{-1}$	(1.35±0.12) × 10 $^{-1}$	(5.37±56.35) × 10 $^{-2}$
7(1)	(2.63±0.04) × 10 $^{-1}$	(3.65±0.05) × 10 $^{-1}$	(2.22±0.10) × 10 $^{-1}$	(1.17±0.44) × 10 $^{-1}$	(6.42±0.67) × 10 $^{-2}$	(3.43±36.87) × 10 $^{-2}$
9(1)	(1.98±0.03) × 10 $^{-1}$	(2.55±0.04) × 10 $^{-1}$	(1.56±0.03) × 10 $^{-1}$	(6.74±1.78) × 10 $^{-2}$	(3.85±0.22) × 10 $^{-2}$	(1.72±17.56) × 10 $^{-2}$
11(1)	(1.34±0.02) × 10 $^{-1}$	(1.64±0.03) × 10 $^{-1}$	(9.82±0.16) × 10 $^{-2}$	(3.93±0.76) × 10 $^{-2}$	(2.17±0.11) × 10 $^{-2}$	(7.63±60.70) × 10 $^{-3}$
13(1)	(9.72±0.18) × 10 $^{-2}$	(1.18±0.02) × 10 $^{-1}$	(6.89±0.12) × 10 $^{-2}$	(2.24±0.33) × 10 $^{-2}$	(1.24±0.05) × 10 $^{-2}$	(4.48±25.07) × 10 $^{-3}$
15(1)	(6.11±0.13) × 10 $^{-2}$	(7.30±0.10) × 10 $^{-2}$	(4.05±0.07) × 10 $^{-2}$	(1.23±0.14) × 10 $^{-2}$	(5.50±0.21) × 10 $^{-3}$	(2.13±9.85) × 10 $^{-3}$
17(1)	(4.39±0.08) × 10 $^{-2}$	(4.86±0.07) × 10 $^{-2}$	(2.67±0.04) × 10 $^{-2}$	(6.54±0.60) × 10 $^{-3}$	(3.03±0.10) × 10 $^{-3}$	(1.27±4.67) × 10 $^{-3}$
21(1)	(1.79±0.03) × 10 $^{-2}$	(1.82±0.03) × 10 $^{-2}$	(8.90±0.17) × 10 $^{-3}$	(1.73±0.13) × 10 $^{-3}$	(5.83±0.32) × 10 $^{-4}$	(2.74±6.88) × 10 $^{-4}$
23(1)	(1.16±0.02) × 10 $^{-2}$	(1.17±0.04) × 10 $^{-2}$	(5.28±0.18) × 10 $^{-3}$	(1.07±0.10) × 10 $^{-3}$	(2.73±0.37) × 10 $^{-4}$	(2.67±6.05) × 10 $^{-4}$
25(1)	(7.42±0.17) × 10 $^{-3}$	(7.19±0.29) × 10 $^{-3}$	(2.69±0.14) × 10 $^{-3}$	(5.22±0.63) × 10 $^{-4}$	(9.69±2.08) × 10 $^{-5}$	(1.03±1.75) × 10 $^{-4}$
27(1)	(5.17±0.18) × 10 $^{-3}$	(4.64±0.27) × 10 $^{-3}$	(1.69±0.11) × 10 $^{-3}$	(2.88±0.42) × 10 $^{-4}$	(6.25±2.00) × 10 $^{-5}$	(5.94±8.86) × 10 $^{-5}$
29(1)	(3.36±0.13) × 10 $^{-3}$	(2.92±0.19) × 10 $^{-3}$	(9.76±0.72) × 10 $^{-4}$	(1.83±0.34) × 10 $^{-4}$	(2.53±1.27) × 10 $^{-5}$	(3.38±3.98) × 10 $^{-5}$
31(1)	(2.47±0.12) × 10 $^{-3}$	(2.02±0.23) × 10 $^{-3}$	(6.54±0.83) × 10 $^{-4}$	(9.48±3.94) × 10 $^{-5}$	(1.22±1.15) × 10 $^{-5}$	(2.19±5.71) × 10 $^{-5}$
33(1)	(1.52±0.15) × 10 $^{-3}$	(1.30±0.26) × 10 $^{-3}$	(3.58±0.63) × 10 $^{-4}$	(4.78±4.21) × 10 $^{-5}$	(1.13±2.01) × 10 $^{-5}$	(1.30±4.22) × 10 $^{-5}$
35(1)	(1.17±0.16) × 10 $^{-3}$	(8.90±3.23) × 10 $^{-4}$	(2.21±0.84) × 10 $^{-4}$	(3.95±12.33) × 10 $^{-5}$	(5.57±59.29) × 10 $^{-6}$	(9.46±9.39) × 10 $^{-6}$
39(1)	(5.42±2.54) × 10 $^{-4}$	(4.36±3.31) × 10 $^{-4}$	(8.02±24.72) × 10 $^{-5}$	(1.89±11.68) × 10 $^{-5}$	(5.57±139.2) × 10 $^{-7}$	(2.78±1.25) × 10 $^{-6}$
θ (deg)	^{10}B $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{11}B $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{10}C $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{11}C $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{12}C $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	
3(1)	(1.06±0.08)	(1.51±0.03)	(8.05±1.33) × 10 $^{-1}$	(1.35±0.43)	(8.19±0.10)	
5(1)	(5.20±0.69) × 10 $^{-1}$	(8.99±0.48) × 10 $^{-1}$	(2.19±1.15) × 10 $^{-1}$	(8.36±4.71) × 10 $^{-1}$	(2.27±0.04)	
7(1)	(3.01±0.45) × 10 $^{-1}$	(3.81±0.27) × 10 $^{-1}$	(8.09±3.51) × 10 $^{-2}$	(3.09±1.39) × 10 $^{-1}$	(7.05±0.10) × 10 $^{-1}$	
9(1)	(1.78±0.17) × 10 $^{-1}$	(1.98±0.03) × 10 $^{-1}$	(4.94±0.09) × 10 $^{-2}$	(1.78±0.03) × 10 $^{-1}$	(2.82±0.04) × 10 $^{-1}$	
11(1)	(8.99±0.92) × 10 $^{-2}$	(8.68±0.12) × 10 $^{-2}$	(1.75±0.03) × 10 $^{-2}$	(6.36±0.11) × 10 $^{-2}$	(1.04±0.02) × 10 $^{-1}$	
13(1)	(5.02±0.66) × 10 $^{-2}$	(4.65±0.06) × 10 $^{-2}$	(1.01±0.01) × 10 $^{-2}$	(3.33±0.08) × 10 $^{-2}$	(4.89±0.17) × 10 $^{-2}$	
15(1)	(2.32±0.39) × 10 $^{-2}$	(1.62±0.02) × 10 $^{-2}$	(3.70±0.08) × 10 $^{-3}$	(1.14±0.03) × 10 $^{-2}$	(9.83±0.49) × 10 $^{-3}$	
17(1)	(1.14±0.24) × 10 $^{-2}$	(7.69±0.14) × 10 $^{-3}$	(1.91±0.04) × 10 $^{-3}$	(4.73±0.16) × 10 $^{-3}$	(3.47±0.26) × 10 $^{-3}$	
21(1)	(1.99±0.68) × 10 $^{-3}$	(9.26±0.43) × 10 $^{-4}$	(2.21±0.05) × 10 $^{-4}$	(4.89±0.09) × 10 $^{-4}$	(2.89±0.43) × 10 $^{-4}$	
23(1)	(7.85±3.77) × 10 $^{-4}$	(4.42±0.51) × 10 $^{-4}$	(7.60±1.04) × 10 $^{-5}$	(2.00±0.18) × 10 $^{-4}$	(6.47±2.10) × 10 $^{-5}$	
25(1)	(2.84±1.85) × 10 $^{-4}$	(1.38±0.34) × 10 $^{-4}$	(4.06±1.11) × 10 $^{-5}$	(6.56±1.30) × 10 $^{-5}$	(1.88±1.13) × 10 $^{-5}$	
27(1)	(1.34±1.27) × 10 $^{-4}$	(6.25±2.95) × 10 $^{-5}$	(8.44±4.27) × 10 $^{-6}$	(1.25±0.82) × 10 $^{-5}$	(9.38±6.71) × 10 $^{-6}$	
29(1)	(7.32±9.10) × 10 $^{-5}$	(4.22±5.45) × 10 $^{-5}$	(1.62±7.63) × 10 $^{-6}$	(5.63±10.83) × 10 $^{-6}$	(5.63±4.91) × 10 $^{-6}$	
31(1)	(4.38±11.18) × 10 $^{-5}$	(2.11±14.53) × 10 $^{-5}$	(8.11±24.32) × 10 $^{-7}$	(3.24±42.69) × 10 $^{-6}$	(2.43±2.12) × 10 $^{-6}$	
33(1)	(2.03±18.28) × 10 $^{-5}$	(8.11±207.9) × 10 $^{-6}$	(1.11±0.79) × 10 $^{-6}$	(8.11±397.2) × 10 $^{-7}$	-	
35(1)	(7.79±594.4) × 10 $^{-6}$	(1.67±0.96) × 10 $^{-6}$	(1.11±0.79) × 10 $^{-6}$	(1.11±0.79) × 10 $^{-6}$	-	
39(1)	(6.68±1.93) × 10 $^{-6}$	(4.45±1.58) × 10 $^{-6}$	-	-	-	

TABLE B.2 – Sections efficaces de fragmentation du ^{12}C sur une cible de carbone à différents angles.

B.3 Cible d'oxygène

θ (deg)	^1H $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^2H $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^3H $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^3He $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^4He $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^6He $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)
3(1)	(2.00±0.11)	(1.11±0.06)	(6.24±0.18) × 10 $^{-1}$	(6.15±0.51) × 10 $^{-1}$	(1.17±0.04) × 10 1	(4.55±1.57) × 10 $^{-2}$
5(1)	(1.50±0.16)	(9.28±0.95) × 10 $^{-1}$	(5.60±0.39) × 10 $^{-1}$	(5.69±1.18) × 10 $^{-1}$	(7.96±0.47)	(3.43±4.74) × 10 $^{-2}$
7(1)	(1.50±0.14)	(8.83±0.93) × 10 $^{-1}$	(5.14±0.26) × 10 $^{-1}$	(4.97±1.13) × 10 $^{-1}$	(6.07±0.41)	(2.87±4.54) × 10 $^{-2}$
9(1)	(1.28±0.04)	(7.74±0.20) × 10 $^{-1}$	(4.48±0.36) × 10 $^{-1}$	(4.25±1.02) × 10 $^{-1}$	(4.42±0.31)	(1.89±3.20) × 10 $^{-2}$
11(1)	(1.27±0.03)	(7.29±0.19) × 10 $^{-1}$	(3.89±0.32) × 10 $^{-1}$	(3.64±0.94) × 10 $^{-1}$	(3.39±0.24)	(1.59±3.08) × 10 $^{-2}$
13(1)	(1.00±0.03)	(5.98±0.16) × 10 $^{-1}$	(3.27±0.27) × 10 $^{-1}$	(2.96±0.70) × 10 $^{-1}$	(2.34±0.16)	(9.89±21.10) × 10 $^{-3}$
15(1)	(9.45±0.27) × 10 $^{-1}$	(5.40±0.15) × 10 $^{-1}$	(2.77±0.24) × 10 $^{-1}$	(2.40±0.56) × 10 $^{-1}$	(1.72±0.12)	(8.19±17.82) × 10 $^{-3}$
17(1)	(7.35±0.23) × 10 $^{-1}$	(4.31±0.13) × 10 $^{-1}$	(2.21±0.19) × 10 $^{-1}$	(1.93±0.41) × 10 $^{-1}$	(1.20±0.08)	(5.10±11.52) × 10 $^{-3}$
21(1)	(6.00±0.21) × 10 $^{-1}$	(3.38±0.10) × 10 $^{-1}$	(1.54±0.12) × 10 $^{-1}$	(1.27±0.22) × 10 $^{-1}$	(6.63±0.34) × 10 $^{-1}$	(2.79±5.98) × 10 $^{-3}$
23(1)	(5.22±0.19) × 10 $^{-1}$	(2.85±0.08) × 10 $^{-1}$	(1.28±0.09) × 10 $^{-1}$	(1.03±0.14) × 10 $^{-1}$	(4.71±0.18) × 10 $^{-1}$	(1.98±3.43) × 10 $^{-3}$
25(1)	(4.57±0.17) × 10 $^{-1}$	(2.44±0.08) × 10 $^{-1}$	(1.08±0.05) × 10 $^{-1}$	(8.23±1.06) × 10 $^{-2}$	(3.53±0.11) × 10 $^{-1}$	(1.53±2.31) × 10 $^{-3}$
27(1)	(3.95±0.16) × 10 $^{-1}$	(2.11±0.06) × 10 $^{-1}$	(8.82±0.38) × 10 $^{-2}$	(6.55±0.75) × 10 $^{-2}$	(2.60±0.07) × 10 $^{-1}$	(1.16±1.47) × 10 $^{-3}$
29(1)	(3.45±0.14) × 10 $^{-1}$	(1.75±0.05) × 10 $^{-1}$	(7.28±0.31) × 10 $^{-2}$	(5.23±0.55) × 10 $^{-2}$	(1.91±0.06) × 10 $^{-1}$	(6.63±9.90) × 10 $^{-4}$
31(1)	(2.98±0.13) × 10 $^{-1}$	(1.52±0.05) × 10 $^{-1}$	(5.86±0.20) × 10 $^{-2}$	(4.09±0.46) × 10 $^{-2}$	(1.39±0.07) × 10 $^{-1}$	(4.79±7.69) × 10 $^{-4}$
33(1)	(2.59±0.11) × 10 $^{-1}$	(1.28±0.05) × 10 $^{-1}$	(4.92±0.16) × 10 $^{-2}$	(3.21±0.39) × 10 $^{-2}$	(1.03±0.07) × 10 $^{-1}$	(3.11±5.72) × 10 $^{-4}$
35(1)	(2.32±0.11) × 10 $^{-1}$	(1.14±0.05) × 10 $^{-1}$	(4.03±0.16) × 10 $^{-2}$	(2.57±0.37) × 10 $^{-2}$	(7.76±0.89) × 10 $^{-2}$	(3.15±4.97) × 10 $^{-4}$
39(1)	(1.84±0.09) × 10 $^{-1}$	(8.51±0.42) × 10 $^{-2}$	(2.83±0.19) × 10 $^{-2}$	(1.67±0.35) × 10 $^{-2}$	(4.57±1.03) × 10 $^{-2}$	(1.75±3.78) × 10 $^{-4}$
θ (deg)	^6Li $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^7Li $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^7Be $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^9Be $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{10}Be $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^8B $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)
3(1)	(5.49±0.09) × 10 $^{-1}$	(6.80±0.14) × 10 $^{-1}$	(5.04±0.33) × 10 $^{-1}$	(4.32±0.91) × 10 $^{-1}$	(1.87±0.24) × 10 $^{-1}$	(1.58±26.45) × 10 $^{-1}$
5(1)	(3.81±0.09) × 10 $^{-1}$	(5.29±0.14) × 10 $^{-1}$	(3.30±0.20) × 10 $^{-1}$	(1.90±1.06) × 10 $^{-1}$	(1.28±0.21) × 10 $^{-1}$	(5.26±98.75) × 10 $^{-2}$
7(1)	(2.94±0.07) × 10 $^{-1}$	(3.89±0.10) × 10 $^{-1}$	(2.45±0.18) × 10 $^{-1}$	(1.30±0.86) × 10 $^{-1}$	(6.78±1.25) × 10 $^{-2}$	(3.61±66.31) × 10 $^{-2}$
9(1)	(2.12±0.06) × 10 $^{-1}$	(2.73±0.08) × 10 $^{-1}$	(1.70±0.05) × 10 $^{-1}$	(7.23±3.33) × 10 $^{-2}$	(4.29±0.43) × 10 $^{-2}$	(1.70±28.73) × 10 $^{-2}$
11(1)	(1.65±0.05) × 10 $^{-1}$	(1.95±0.06) × 10 $^{-1}$	(1.21±0.03) × 10 $^{-1}$	(5.22±1.71) × 10 $^{-2}$	(2.50±0.22) × 10 $^{-2}$	(1.14±14.31) × 10 $^{-2}$
13(1)	(1.09±0.04) × 10 $^{-1}$	(1.33±0.04) × 10 $^{-1}$	(7.76±0.24) × 10 $^{-2}$	(2.80±0.76) × 10 $^{-2}$	(1.39±0.11) × 10 $^{-2}$	(5.29±54.39) × 10 $^{-3}$
15(1)	(7.97±0.29) × 10 $^{-2}$	(8.77±0.25) × 10 $^{-2}$	(5.29±0.17) × 10 $^{-2}$	(1.80±0.39) × 10 $^{-2}$	(7.96±0.61) × 10 $^{-3}$	(3.34±28.54) × 10 $^{-3}$
17(1)	(5.09±0.18) × 10 $^{-2}$	(5.55±0.18) × 10 $^{-2}$	(3.16±0.11) × 10 $^{-2}$	(8.71±1.75) × 10 $^{-3}$	(4.06±0.31) × 10 $^{-3}$	(1.29±11.80) × 10 $^{-3}$
21(1)	(2.63±0.08) × 10 $^{-2}$	(2.28±0.11) × 10 $^{-2}$	(1.28±0.05) × 10 $^{-2}$	(2.84±0.53) × 10 $^{-3}$	(1.10±0.14) × 10 $^{-3}$	(3.98±28.20) × 10 $^{-4}$
23(1)	(1.66±0.05) × 10 $^{-2}$	(1.61±0.10) × 10 $^{-2}$	(7.75±0.44) × 10 $^{-3}$	(1.90±0.30) × 10 $^{-3}$	(5.15±1.07) × 10 $^{-4}$	(4.12±24.62) × 10 $^{-4}$
25(1)	(1.10±0.04) × 10 $^{-2}$	(9.08±0.82) × 10 $^{-3}$	(4.70±0.37) × 10 $^{-3}$	(9.28±2.17) × 10 $^{-4}$	(1.81±0.69) × 10 $^{-4}$	(2.60±10.09) × 10 $^{-4}$
27(1)	(7.51±0.45) × 10 $^{-3}$	(7.05±0.80) × 10 $^{-3}$	(2.70±0.29) × 10 $^{-3}$	(5.53±1.45) × 10 $^{-4}$	(7.70±6.95) × 10 $^{-5}$	(1.25±5.16) × 10 $^{-4}$
29(1)	(5.15±0.34) × 10 $^{-3}$	(3.82±0.59) × 10 $^{-3}$	(1.61±0.21) × 10 $^{-3}$	(4.15±1.24) × 10 $^{-4}$	(3.34±6.52) × 10 $^{-5}$	(9.80±20.23) × 10 $^{-5}$
31(1)	(3.32±0.41) × 10 $^{-3}$	(2.85±0.89) × 10 $^{-3}$	(7.49±3.03) × 10 $^{-4}$	(1.91±2.35) × 10 $^{-4}$	(2.58±8.74) × 10 $^{-5}$	(6.15±34.93) × 10 $^{-5}$
33(1)	(2.13±0.59) × 10 $^{-3}$	(1.36±1.06) × 10 $^{-3}$	(5.23±2.76) × 10 $^{-4}$	(7.57±28.78) × 10 $^{-5}$	(2.65±13.97) × 10 $^{-5}$	(4.29±26.00) × 10 $^{-5}$
35(1)	(1.39±0.57) × 10 $^{-3}$	(1.05±1.35) × 10 $^{-3}$	(2.09±3.89) × 10 $^{-4}$	(4.59±73.56) × 10 $^{-5}$	(6.93±436.92) × 10 $^{-6}$	(1.18±3.67) × 10 $^{-5}$
39(1)	(7.31±10.46) × 10 $^{-4}$	(4.10±13.63) × 10 $^{-4}$	(1.06±12.73) × 10 $^{-4}$	(4.76±53.10) × 10 $^{-5}$	(4.57±396.57) × 10 $^{-6}$	(6.71±4.21) × 10 $^{-6}$
θ (deg)	^{10}B $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{11}B $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{10}C $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{11}C $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{12}C $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	
3(1)	(1.27±0.17)	(1.80±0.05)	(1.03±0.38)	(1.97±1.07)	(1.02±0.03) × 10 1	
5(1)	(5.04±1.07) × 10 $^{-1}$	(8.07±0.61) × 10 $^{-1}$	(1.99±1.75) × 10 $^{-1}$	(7.56±7.53) × 10 $^{-1}$	(1.84±0.06)	
7(1)	(3.25±0.77) × 10 $^{-1}$	(3.72±0.42) × 10 $^{-1}$	(8.79±6.41) × 10 $^{-2}$	(3.39±2.64) × 10 $^{-1}$	(6.86±0.16) × 10 $^{-1}$	
9(1)	(1.78±0.28) × 10 $^{-1}$	(1.96±0.05) × 10 $^{-1}$	(5.04±0.13) × 10 $^{-2}$	(1.70±0.05) × 10 $^{-1}$	(2.55±0.06) × 10 $^{-1}$	
11(1)	(1.19±0.19) × 10 $^{-1}$	(9.81±0.24) × 10 $^{-2}$	(2.46±0.06) × 10 $^{-2}$	(8.49±0.26) × 10 $^{-2}$	(1.09±0.04) × 10 $^{-1}$	
13(1)	(6.00±1.36) × 10 $^{-2}$	(4.86±0.12) × 10 $^{-2}$	(1.43±0.03) × 10 $^{-2}$	(4.03±0.17) × 10 $^{-2}$	(4.48±0.34) × 10 $^{-2}$	
15(1)	(3.37±1.03) × 10 $^{-2}$	(2.18±0.07) × 10 $^{-2}$	(6.08±0.21) × 10 $^{-3}$	(1.74±0.08) × 10 $^{-2}$	(1.65±0.17) × 10 $^{-2}$	
17(1)	(1.45±0.65) × 10 $^{-2}$	(1.00±0.04) × 10 $^{-2}$	(2.69±0.12) × 10 $^{-3}$	(6.75±0.49) × 10 $^{-3}$	(4.61±0.87) × 10 $^{-3}$	
21(1)	(3.80±3.28) × 10 $^{-3}$	(1.64±0.22) × 10 $^{-3}$	(4.81±0.40) × 10 $^{-4}$	(1.07±0.08) × 10 $^{-3}$	(5.95±3.08) × 10 $^{-4}$	
23(1)	(1.38±1.80) × 10 $^{-3}$	(6.24±1.82) × 10 $^{-4}$	(2.27±0.15) × 10 $^{-4}$	(4.33±0.30) × 10 $^{-4}$	(1.95±1.38) × 10 $^{-4}$	
25(1)	(6.59±12.02) × 10 $^{-4}$	(3.03±1.95) × 10 $^{-4}$	(1.70±0.30) × 10 $^{-4}$	(1.29±0.31) × 10 $^{-4}$	(9.09±9.08) × 10 $^{-5}$	
27(1)	(2.42±8.94) × 10 $^{-4}$	(1.89±2.18) × 10 $^{-4}$	(1.32±1.47) × 10 $^{-5}$	(5.94±6.88) × 10 $^{-5}$	(4.20±4.84) × 10 $^{-5}$	
29(1)	(1.79±6.88) × 10 $^{-4}$	(5.13±37.25) × 10 $^{-5}$	(3.21±909.87) × 10 $^{-8}$	(2.50±12.41) × 10 $^{-5}$	(2.19±2.40) × 10 $^{-5}$	
31(1)	(9.49±80.95) × 10 $^{-5}$	(3.33±101.52) × 10 $^{-5}$	(1.01±12.94) × 10 $^{-5}$	(8.24±1079.75) × 10 $^{-6}$	(2.41±8.86) × 10 $^{-6}$	
33(1)	(2.74±149.59) × 10 $^{-5}$	(4.26±2252.24) × 10 $^{-6}$	(8.57±39.02) × 10 $^{-6}$	(1.94±3.55) × 10 $^{-6}$	(1.30±5.10) × 10 $^{-6}$	
35(1)	(2.67±748.19) × 10 $^{-5}$	(1.05±0.70) × 10 $^{-5}$	-	(4.74±2.81) × 10 $^{-6}$	-	
39(1)	(9.13±7.05) × 10 $^{-6}$	(1.85±4.59) × 10 $^{-6}$	-	-	-	

 TABLE B.3 – Sections efficaces de fragmentation du ^{12}C sur une cible d'oxygène à différents angles.

B.4 Cible d'aluminium

θ (deg)	^1H $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^2H $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^3H $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^3He $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^4He $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^6He $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)
3(1)	(2.50±0.07)	(1.39±0.04)	(8.45±0.11) × 10 $^{-1}$	(7.76±0.32) × 10 $^{-1}$	(1.37±0.02) × 10 1	(6.20±1.02) × 10 $^{-2}$
5(1)	(1.70±0.10)	(1.08±0.06)	(6.79±0.24) × 10 $^{-1}$	(6.60±0.71) × 10 $^{-1}$	(8.33±0.27)	(3.75±2.76) × 10 $^{-2}$
7(1)	(1.74±0.08)	(1.04±0.06)	(6.46±0.18) × 10 $^{-1}$	(6.37±0.71) × 10 $^{-1}$	(6.24±0.23)	(3.37±2.74) × 10 $^{-2}$
9(1)	(1.45±0.02)	(9.00±0.12) × 10 $^{-1}$	(5.49±0.22) × 10 $^{-1}$	(4.95±0.61) × 10 $^{-1}$	(4.48±0.17)	(2.08±1.87) × 10 $^{-2}$
11(1)	(1.42±0.02)	(8.49±0.11) × 10 $^{-1}$	(4.91±0.20) × 10 $^{-1}$	(4.57±0.58) × 10 $^{-1}$	(3.31±0.13)	(1.89±1.86) × 10 $^{-2}$
13(1)	(1.18±0.02)	(7.21±0.10) × 10 $^{-1}$	(4.21±0.17) × 10 $^{-1}$	(3.53±0.42) × 10 $^{-1}$	(2.49±0.09)	(1.26±1.32) × 10 $^{-2}$
15(1)	(1.15±0.02)	(6.61±0.09) × 10 $^{-1}$	(3.78±0.15) × 10 $^{-1}$	(3.13±0.35) × 10 $^{-1}$	(1.92±0.07)	(1.12±1.15) × 10 $^{-2}$
17(1)	(9.99±0.15) × 10 $^{-1}$	(6.06±0.08) × 10 $^{-1}$	(3.34±0.13) × 10 $^{-1}$	(2.60±0.26) × 10 $^{-1}$	(1.53±0.05)	(7.85±7.81) × 10 $^{-3}$
21(1)	(8.27±0.14) × 10 $^{-1}$	(4.72±0.07) × 10 $^{-1}$	(2.51±0.08) × 10 $^{-1}$	(1.85±0.15) × 10 $^{-1}$	(8.97±0.22) × 10 $^{-1}$	(5.35±4.39) × 10 $^{-3}$
23(1)	(6.48±0.12) × 10 $^{-1}$	(3.58±0.05) × 10 $^{-1}$	(1.78±0.06) × 10 $^{-1}$	(1.27±0.09) × 10 $^{-1}$	(5.94±0.11) × 10 $^{-1}$	(3.36±2.41) × 10 $^{-3}$
25(1)	(5.54±0.11) × 10 $^{-1}$	(3.07±0.05) × 10 $^{-1}$	(1.49±0.04) × 10 $^{-1}$	(1.04±0.07) × 10 $^{-1}$	(4.49±0.07) × 10 $^{-1}$	(2.79±1.67) × 10 $^{-3}$
27(1)	(4.95±0.10) × 10 $^{-1}$	(2.66±0.04) × 10 $^{-1}$	(1.24±0.02) × 10 $^{-1}$	(8.33±0.47) × 10 $^{-2}$	(3.47±0.05) × 10 $^{-1}$	(1.90±1.02) × 10 $^{-3}$
29(1)	(4.26±0.08) × 10 $^{-1}$	(2.33±0.03) × 10 $^{-1}$	(1.04±0.02) × 10 $^{-1}$	(6.78±0.35) × 10 $^{-2}$	(2.71±0.04) × 10 $^{-1}$	(1.56±0.77) × 10 $^{-3}$
31(1)	(4.07±0.08) × 10 $^{-1}$	(2.11±0.03) × 10 $^{-1}$	(9.13±0.14) × 10 $^{-2}$	(5.72±0.30) × 10 $^{-2}$	(2.14±0.05) × 10 $^{-1}$	(1.24±0.61) × 10 $^{-3}$
33(1)	(3.59±0.07) × 10 $^{-1}$	(1.83±0.03) × 10 $^{-1}$	(7.79±0.11) × 10 $^{-2}$	(4.67±0.25) × 10 $^{-2}$	(1.69±0.05) × 10 $^{-1}$	(9.45±4.72) × 10 $^{-4}$
35(1)	(3.59±0.07) × 10 $^{-1}$	(1.76±0.03) × 10 $^{-1}$	(7.20±0.11) × 10 $^{-2}$	(4.12±0.26) × 10 $^{-2}$	(1.42±0.06) × 10 $^{-1}$	(7.71±3.91) × 10 $^{-4}$
39(1)	(2.89±0.06) × 10 $^{-1}$	(1.34±0.03) × 10 $^{-1}$	(5.23±0.14) × 10 $^{-2}$	(2.73±0.24) × 10 $^{-2}$	(8.79±0.76) × 10 $^{-2}$	(4.32±2.97) × 10 $^{-4}$
θ (deg)	^6Li $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^7Li $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^7Be $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^9Be $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{10}Be $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^8B $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)
3(1)	(6.39±0.06) × 10 $^{-1}$	(8.87±0.09) × 10 $^{-1}$	(5.77±0.19) × 10 $^{-1}$	(5.47±0.56) × 10 $^{-1}$	(2.43±0.15) × 10 $^{-1}$	(2.05±16.96) × 10 $^{-1}$
5(1)	(3.92±0.05) × 10 $^{-1}$	(5.69±0.08) × 10 $^{-1}$	(3.40±0.11) × 10 $^{-1}$	(2.02±0.61) × 10 $^{-1}$	(1.53±0.12) × 10 $^{-1}$	(5.26±55.02) × 10 $^{-2}$
7(1)	(2.85±0.04) × 10 $^{-1}$	(4.16±0.06) × 10 $^{-1}$	(2.39±0.09) × 10 $^{-1}$	(1.30±0.48) × 10 $^{-1}$	(7.30±0.71) × 10 $^{-2}$	(3.25±34.93) × 10 $^{-2}$
9(1)	(2.08±0.03) × 10 $^{-1}$	(2.82±0.04) × 10 $^{-1}$	(1.58±0.03) × 10 $^{-1}$	(6.93±1.82) × 10 $^{-2}$	(4.33±0.24) × 10 $^{-2}$	(1.43±14.57) × 10 $^{-2}$
11(1)	(1.55±0.02) × 10 $^{-1}$	(2.10±0.03) × 10 $^{-1}$	(1.14±0.02) × 10 $^{-1}$	(4.73±0.91) × 10 $^{-2}$	(2.74±0.13) × 10 $^{-2}$	(8.55±68.01) × 10 $^{-3}$
13(1)	(1.13±0.02) × 10 $^{-1}$	(1.50±0.02) × 10 $^{-1}$	(7.82±0.14) × 10 $^{-2}$	(2.82±0.42) × 10 $^{-2}$	(1.65±0.07) × 10 $^{-2}$	(5.54±31.03) × 10 $^{-3}$
15(1)	(7.91±0.16) × 10 $^{-2}$	(1.19±0.02) × 10 $^{-1}$	(5.49±0.10) × 10 $^{-2}$	(2.00±0.23) × 10 $^{-2}$	(1.02±0.04) × 10 $^{-2}$	(3.55±16.41) × 10 $^{-3}$
17(1)	(6.49±0.12) × 10 $^{-2}$	(8.38±0.12) × 10 $^{-2}$	(4.00±0.07) × 10 $^{-2}$	(1.25±0.12) × 10 $^{-2}$	(6.46±0.21) × 10 $^{-3}$	(2.30±8.45) × 10 $^{-3}$
21(1)	(3.26±0.05) × 10 $^{-2}$	(4.51±0.08) × 10 $^{-2}$	(1.83±0.03) × 10 $^{-2}$	(5.51±0.39) × 10 $^{-3}$	(2.24±0.10) × 10 $^{-3}$	(8.59±21.48) × 10 $^{-4}$
23(1)	(2.31±0.03) × 10 $^{-2}$	(2.79±0.07) × 10 $^{-2}$	(1.10±0.03) × 10 $^{-2}$	(3.34±0.21) × 10 $^{-3}$	(8.57±0.71) × 10 $^{-4}$	(8.28±18.30) × 10 $^{-4}$
25(1)	(1.66±0.03) × 10 $^{-2}$	(2.03±0.06) × 10 $^{-2}$	(7.25±0.25) × 10 $^{-3}$	(2.16±0.16) × 10 $^{-3}$	(5.50±0.54) × 10 $^{-4}$	(4.48±7.13) × 10 $^{-4}$
27(1)	(1.20±0.03) × 10 $^{-2}$	(1.28±0.06) × 10 $^{-2}$	(4.82±0.20) × 10 $^{-3}$	(1.33±0.11) × 10 $^{-3}$	(3.29±0.58) × 10 $^{-4}$	(3.00±4.03) × 10 $^{-4}$
29(1)	(8.46±0.23) × 10 $^{-3}$	(9.36±0.45) × 10 $^{-3}$	(3.09±0.14) × 10 $^{-3}$	(7.73±0.86) × 10 $^{-4}$	(2.16±0.57) × 10 $^{-4}$	(1.24±1.26) × 10 $^{-4}$
31(1)	(6.20±0.29) × 10 $^{-3}$	(6.15±0.67) × 10 $^{-3}$	(2.01±0.24) × 10 $^{-3}$	(4.89±1.84) × 10 $^{-4}$	(9.05±7.31) × 10 $^{-5}$	(9.19±23.33) × 10 $^{-5}$
33(1)	(4.60±0.44) × 10 $^{-3}$	(4.58±0.89) × 10 $^{-3}$	(1.33±0.21) × 10 $^{-3}$	(3.06±2.50) × 10 $^{-4}$	(6.68±10.99) × 10 $^{-5}$	(4.87±15.44) × 10 $^{-5}$
35(1)	(3.49±0.45) × 10 $^{-3}$	(3.13±1.11) × 10 $^{-3}$	(9.53±3.47) × 10 $^{-4}$	(2.17±6.65) × 10 $^{-4}$	(3.85±40.45) × 10 $^{-5}$	(3.12±2.91) × 10 $^{-5}$
39(1)	(1.79±0.82) × 10 $^{-3}$	(1.59±1.19) × 10 $^{-3}$	(3.54±10.82) × 10 $^{-4}$	(4.89±30.08) × 10 $^{-5}$	(1.35±32.87) × 10 $^{-5}$	(6.25±2.55) × 10 $^{-6}$
θ (deg)	^{10}B $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{11}B $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{10}C $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{11}C $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{12}C $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	
3(1)	(1.62±0.11)	(2.27±0.03)	(1.82±0.25)	(1.80±0.61)	(1.45±0.02) × 10 1	
5(1)	(4.86±0.56) × 10 $^{-1}$	(8.73±0.32) × 10 $^{-1}$	(1.91±0.95) × 10 $^{-1}$	(7.40±4.04) × 10 $^{-1}$	(1.90±0.03)	
7(1)	(2.93±0.38) × 10 $^{-1}$	(3.65±0.21) × 10 $^{-1}$	(7.22±3.27) × 10 $^{-2}$	(2.75±1.31) × 10 $^{-1}$	(5.90±0.08) × 10 $^{-1}$	
9(1)	(1.52±0.14) × 10 $^{-1}$	(1.76±0.03) × 10 $^{-1}$	(3.95±0.07) × 10 $^{-2}$	(1.34±0.02) × 10 $^{-1}$	(2.18±0.03) × 10 $^{-1}$	
11(1)	(9.48±0.96) × 10 $^{-2}$	(9.68±0.13) × 10 $^{-2}$	(1.78±0.03) × 10 $^{-2}$	(6.40±0.12) × 10 $^{-2}$	(9.97±0.22) × 10 $^{-2}$	
13(1)	(5.42±0.72) × 10 $^{-2}$	(5.31±0.07) × 10 $^{-2}$	(1.13±0.02) × 10 $^{-2}$	(3.52±0.08) × 10 $^{-2}$	(6.11±0.22) × 10 $^{-2}$	
15(1)	(3.47±0.58) × 10 $^{-2}$	(2.94±0.05) × 10 $^{-2}$	(5.49±0.11) × 10 $^{-3}$	(1.74±0.05) × 10 $^{-2}$	(2.20±0.11) × 10 $^{-2}$	
17(1)	(2.05±0.42) × 10 $^{-2}$	(1.64±0.03) × 10 $^{-2}$	(3.46±0.08) × 10 $^{-3}$	(9.33±0.31) × 10 $^{-3}$	(8.88±0.64) × 10 $^{-3}$	
21(1)	(6.99±2.37) × 10 $^{-3}$	(4.69±0.18) × 10 $^{-3}$	(8.49±0.29) × 10 $^{-4}$	(2.28±0.07) × 10 $^{-3}$	(2.02±0.26) × 10 $^{-3}$	
23(1)	(3.09±1.38) × 10 $^{-3}$	(2.14±0.14) × 10 $^{-3}$	(3.30±0.08) × 10 $^{-4}$	(8.99±0.18) × 10 $^{-4}$	(6.53±1.11) × 10 $^{-4}$	
25(1)	(1.63±0.95) × 10 $^{-3}$	(1.17±0.16) × 10 $^{-3}$	(1.72±0.19) × 10 $^{-4}$	(4.53±0.23) × 10 $^{-4}$	(2.53±0.72) × 10 $^{-4}$	
27(1)	(9.24±7.76) × 10 $^{-4}$	(5.76±1.78) × 10 $^{-4}$	(9.56±1.15) × 10 $^{-5}$	(2.23±0.57) × 10 $^{-4}$	(1.55±0.40) × 10 $^{-4}$	
29(1)	(5.03±5.59) × 10 $^{-4}$	(3.09±3.44) × 10 $^{-4}$	(5.51±0.65) × 10 $^{-5}$	(7.27±10.05) × 10 $^{-5}$	(4.52±1.69) × 10 $^{-5}$	
31(1)	(2.64±6.59) × 10 $^{-4}$	(1.31±8.90) × 10 $^{-4}$	(2.37±10.04) × 10 $^{-5}$	(4.87±62.53) × 10 $^{-5}$	(3.62±1.78) × 10 $^{-5}$	
33(1)	(1.56±13.89) × 10 $^{-4}$	(9.05±230.32) × 10 $^{-5}$	(9.74±23.17) × 10 $^{-6}$	(1.67±80.65) × 10 $^{-5}$	(1.25±0.72) × 10 $^{-5}$	
35(1)	(8.23±626.23) × 10 $^{-5}$	(2.50±0.51) × 10 $^{-5}$	(6.25±2.55) × 10 $^{-6}$	(7.29±2.76) × 10 $^{-6}$	(4.17±4.08) × 10 $^{-6}$	
39(1)	(2.71±0.53) × 10 $^{-5}$	(1.35±0.38) × 10 $^{-5}$	-	(1.04±1.04) × 10 $^{-6}$	(2.08±3.97) × 10 $^{-6}$	

TABLE B.4 – Sections efficaces de fragmentation du ^{12}C sur une cible d'aluminium à différents angles.

B.5 Cible de titane

θ (deg)	^1H $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^2H $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^3H $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^3He $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^4He $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^6He $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)
3(1)	(2.86±0.09)	(1.63±0.05)	(1.04±0.02)	(8.46±0.35) × 10 $^{-1}$	(1.49±0.02) × 10 1	(8.15±1.33) × 10 $^{-2}$
5(1)	(1.97±0.13)	(1.27±0.06)	(8.47±0.33) × 10 $^{-1}$	(7.29±0.78) × 10 $^{-1}$	(9.30±0.30)	(4.82±3.56) × 10 $^{-2}$
7(1)	(2.11±0.11)	(1.30±0.07)	(8.39±0.22) × 10 $^{-1}$	(7.35±0.82) × 10 $^{-1}$	(7.04±0.26)	(4.66±3.78) × 10 $^{-2}$
9(1)	(1.80±0.03)	(1.15±0.02)	(7.37±0.30) × 10 $^{-1}$	(5.82±0.72) × 10 $^{-1}$	(5.12±0.20)	(2.81±2.53) × 10 $^{-2}$
13(1)	(1.45±0.02)	(9.19±0.12) × 10 $^{-1}$	(5.48±0.22) × 10 $^{-1}$	(4.03±0.49) × 10 $^{-1}$	(2.74±0.10)	(1.71±1.80) × 10 $^{-2}$
15(1)	(1.40±0.02)	(8.34±0.12) × 10 $^{-1}$	(4.84±0.19) × 10 $^{-1}$	(3.50±0.40) × 10 $^{-1}$	(2.05±0.07)	(1.59±1.64) × 10 $^{-2}$
17(1)	(1.14±0.02)	(7.26±0.10) × 10 $^{-1}$	(3.78±0.15) × 10 $^{-1}$	(2.64±0.27) × 10 $^{-1}$	(1.56±0.05)	(1.03±1.03) × 10 $^{-2}$
21(1)	(9.62±0.12) × 10 $^{-1}$	(5.62±0.06) × 10 $^{-1}$	(3.06±0.07) × 10 $^{-1}$	(1.96±0.11) × 10 $^{-1}$	(9.53±0.16) × 10 $^{-1}$	(7.61±4.44) × 10 $^{-3}$
23(1)	(8.61±0.16) × 10 $^{-1}$	(4.83±0.07) × 10 $^{-1}$	(2.65±0.08) × 10 $^{-1}$	(1.59±0.11) × 10 $^{-1}$	(7.33±0.14) × 10 $^{-1}$	(6.08±4.34) × 10 $^{-3}$
25(1)	(7.70±0.15) × 10 $^{-1}$	(4.38±0.07) × 10 $^{-1}$	(2.32±0.06) × 10 $^{-1}$	(1.37±0.09) × 10 $^{-1}$	(6.01±0.09) × 10 $^{-1}$	(4.81±2.84) × 10 $^{-3}$
27(1)	(7.05±0.14) × 10 $^{-1}$	(3.87±0.06) × 10 $^{-1}$	(2.00±0.04) × 10 $^{-1}$	(1.13±0.06) × 10 $^{-1}$	(4.84±0.07) × 10 $^{-1}$	(4.02±2.11) × 10 $^{-3}$
31(1)	(5.66±0.11) × 10 $^{-1}$	(2.94±0.05) × 10 $^{-1}$	(1.44±0.02) × 10 $^{-1}$	(7.70±0.41) × 10 $^{-2}$	(3.05±0.07) × 10 $^{-1}$	(2.32±1.15) × 10 $^{-3}$
33(1)	(4.91±0.10) × 10 $^{-1}$	(2.58±0.04) × 10 $^{-1}$	(1.22±0.02) × 10 $^{-1}$	(6.26±0.35) × 10 $^{-2}$	(2.41±0.07) × 10 $^{-1}$	(1.87±0.93) × 10 $^{-3}$
35(1)	(4.63±0.10) × 10 $^{-1}$	(2.19±0.04) × 10 $^{-1}$	(1.05±0.02) × 10 $^{-1}$	(5.14±0.33) × 10 $^{-2}$	(1.92±0.09) × 10 $^{-1}$	(1.45±0.74) × 10 $^{-3}$
39(1)	(3.70±0.06) × 10 $^{-1}$	(1.76±0.03) × 10 $^{-1}$	(7.63±0.15) × 10 $^{-2}$	(3.51±0.23) × 10 $^{-2}$	(1.24±0.08) × 10 $^{-1}$	(9.07±4.47) × 10 $^{-4}$
θ (deg)	^6Li $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^7Li $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^7Be $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^9Be $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{10}Be $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^8B $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)
3(1)	(7.08±0.06) × 10 $^{-1}$	(1.17±0.01)	(5.89±0.19) × 10 $^{-1}$	(6.79±0.71) × 10 $^{-1}$	(3.03±0.19) × 10 $^{-1}$	(2.73±22.80) × 10 $^{-1}$
5(1)	(4.22±0.06) × 10 $^{-1}$	(6.58±0.09) × 10 $^{-1}$	(3.48±0.11) × 10 $^{-1}$	(2.41±0.73) × 10 $^{-1}$	(1.84±0.16) × 10 $^{-1}$	(6.43±67.69) × 10 $^{-2}$
7(1)	(3.14±0.04) × 10 $^{-1}$	(4.73±0.07) × 10 $^{-1}$	(2.47±0.09) × 10 $^{-1}$	(1.39±0.51) × 10 $^{-1}$	(8.85±0.82) × 10 $^{-2}$	(3.26±35.01) × 10 $^{-2}$
9(1)	(2.27±0.03) × 10 $^{-1}$	(3.18±0.05) × 10 $^{-1}$	(1.59±0.03) × 10 $^{-1}$	(7.52±1.97) × 10 $^{-2}$	(4.71±0.26) × 10 $^{-2}$	(1.37±13.96) × 10 $^{-2}$
13(1)	(1.22±0.02) × 10 $^{-1}$	(1.61±0.02) × 10 $^{-1}$	(7.35±0.14) × 10 $^{-2}$	(3.02±0.46) × 10 $^{-2}$	(1.74±0.07) × 10 $^{-2}$	(4.68±26.23) × 10 $^{-3}$
15(1)	(8.82±0.17) × 10 $^{-2}$	(1.22±0.02) × 10 $^{-1}$	(5.17±0.10) × 10 $^{-2}$	(1.98±0.23) × 10 $^{-2}$	(1.13±0.05) × 10 $^{-2}$	(2.84±13.15) × 10 $^{-3}$
17(1)	(6.87±0.11) × 10 $^{-2}$	(8.37±0.13) × 10 $^{-2}$	(3.54±0.07) × 10 $^{-2}$	(1.33±0.13) × 10 $^{-2}$	(7.55±0.29) × 10 $^{-3}$	(1.45±5.36) × 10 $^{-3}$
21(1)	(3.82±0.04) × 10 $^{-2}$	(4.99±0.07) × 10 $^{-2}$	(1.84±0.03) × 10 $^{-2}$	(6.35±0.35) × 10 $^{-3}$	(3.05±0.12) × 10 $^{-3}$	(7.18±12.87) × 10 $^{-4}$
23(1)	(2.93±0.04) × 10 $^{-2}$	(3.92±0.10) × 10 $^{-2}$	(1.34±0.04) × 10 $^{-2}$	(4.97±0.32) × 10 $^{-3}$	(1.71±0.13) × 10 $^{-3}$	(1.07±2.36) × 10 $^{-3}$
25(1)	(2.35±0.04) × 10 $^{-2}$	(3.18±0.09) × 10 $^{-2}$	(9.47±0.31) × 10 $^{-3}$	(3.62±0.25) × 10 $^{-3}$	(1.15±0.09) × 10 $^{-3}$	(7.11±11.20) × 10 $^{-4}$
27(1)	(1.77±0.04) × 10 $^{-2}$	(2.22±0.09) × 10 $^{-2}$	(6.58±0.26) × 10 $^{-3}$	(2.55±0.18) × 10 $^{-3}$	(6.83±1.04) × 10 $^{-4}$	(4.24±5.65) × 10 $^{-4}$
31(1)	(9.93±0.47) × 10 $^{-3}$	(1.15±0.12) × 10 $^{-2}$	(3.15±0.38) × 10 $^{-3}$	(1.10±0.41) × 10 $^{-3}$	(3.40±2.63) × 10 $^{-4}$	(1.81±4.58) × 10 $^{-4}$
33(1)	(7.27±0.70) × 10 $^{-3}$	(8.55±1.66) × 10 $^{-3}$	(2.18±0.36) × 10 $^{-3}$	(6.65±5.41) × 10 $^{-4}$	(2.12±3.42) × 10 $^{-4}$	(9.42±29.85) × 10 $^{-5}$
35(1)	(5.36±0.71) × 10 $^{-3}$	(5.93±2.13) × 10 $^{-3}$	(1.38±0.52) × 10 $^{-3}$	(4.78±14.71) × 10 $^{-4}$	(1.34±14.00) × 10 $^{-4}$	(5.61±5.44) × 10 $^{-5}$
39(1)	(2.98±0.99) × 10 $^{-3}$	(3.24±1.72) × 10 $^{-3}$	(6.51±14.14) × 10 $^{-4}$	(2.20±9.52) × 10 $^{-4}$	(5.15±88.65) × 10 $^{-5}$	(2.97±0.67) × 10 $^{-5}$
θ (deg)	^{10}B $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{11}B $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{10}C $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{11}C $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	^{12}C $d\sigma/d\Omega$ (b sr $^{-1}$)	
3(1)	(2.00±0.14)	(3.10±0.06)	(3.87±0.47)	(2.63±0.89)	(3.37±0.04) × 10 1	
5(1)	(5.52±0.66) × 10 $^{-1}$	(9.81±0.46) × 10 $^{-1}$	(2.70±1.55) × 10 $^{-1}$	(9.69±5.76) × 10 $^{-1}$	(2.74±0.05)	
7(1)	(2.87±0.36) × 10 $^{-1}$	(3.82±0.21) × 10 $^{-1}$	(6.44±3.09) × 10 $^{-2}$	(2.39±1.18) × 10 $^{-1}$	(5.35±0.07) × 10 $^{-1}$	
9(1)	(1.49±0.14) × 10 $^{-1}$	(1.67±0.02) × 10 $^{-1}$	(3.47±0.06) × 10 $^{-2}$	(1.19±0.02) × 10 $^{-1}$	(2.17±0.03) × 10 $^{-1}$	
13(1)	(4.95±0.67) × 10 $^{-2}$	(4.70±0.07) × 10 $^{-2}$	(9.79±0.17) × 10 $^{-3}$	(3.28±0.07) × 10 $^{-2}$	(1.01±0.04) × 10 $^{-1}$	
15(1)	(3.00±0.51) × 10 $^{-2}$	(2.79±0.05) × 10 $^{-2}$	(4.18±0.06) × 10 $^{-3}$	(1.36±0.03) × 10 $^{-2}$	(1.87±0.10) × 10 $^{-2}$	
17(1)	(1.91±0.41) × 10 $^{-2}$	(1.56±0.03) × 10 $^{-2}$	(2.85±0.04) × 10 $^{-3}$	(7.55±0.20) × 10 $^{-3}$	(8.19±0.65) × 10 $^{-3}$	
21(1)	(7.34±1.80) × 10 $^{-3}$	(5.95±0.19) × 10 $^{-3}$	(8.70±0.10) × 10 $^{-4}$	(2.38±0.03) × 10 $^{-3}$	(2.51±0.25) × 10 $^{-3}$	
23(1)	(4.19±1.88) × 10 $^{-3}$	(3.52±0.24) × 10 $^{-3}$	(3.88±0.14) × 10 $^{-4}$	(1.24±0.03) × 10 $^{-3}$	(1.09±0.18) × 10 $^{-3}$	
25(1)	(2.67±1.53) × 10 $^{-3}$	(2.31±0.30) × 10 $^{-3}$	(2.64±0.23) × 10 $^{-4}$	(7.37±0.27) × 10 $^{-4}$	(5.75±1.46) × 10 $^{-4}$	
27(1)	(1.84±1.52) × 10 $^{-3}$	(1.36±0.39) × 10 $^{-3}$	(1.53±0.14) × 10 $^{-4}$	(3.56±0.84) × 10 $^{-4}$	(3.56±0.77) × 10 $^{-4}$	
31(1)	(6.31±15.66) × 10 $^{-4}$	(4.22±28.57) × 10 $^{-4}$	(4.45±18.88) × 10 $^{-5}$	(1.47±18.77) × 10 $^{-4}$	(6.81±3.34) × 10 $^{-5}$	
33(1)	(3.43±30.54) × 10 $^{-4}$	(2.83±71.90) × 10 $^{-4}$	(1.05±2.62) × 10 $^{-5}$	(3.93±189.51) × 10 $^{-5}$	(5.24±2.45) × 10 $^{-5}$	
35(1)	(2.70±205.44) × 10 $^{-4}$	(1.55±0.20) × 10 $^{-4}$	(1.07±0.53) × 10 $^{-5}$	(2.14±0.76) × 10 $^{-5}$	(1.87±1.60) × 10 $^{-5}$	
39(1)	(9.48±1.17) × 10 $^{-5}$	(4.42±0.81) × 10 $^{-5}$	(2.90±2.06) × 10 $^{-6}$	(4.24±2.45) × 10 $^{-6}$	(6.91±9.72) × 10 $^{-6}$	

 TABLE B.5 – Sections efficaces de fragmentation du ^{12}C sur une cible de carbone à différents angles.

Bibliographie

- [1] ARC. Site web de la fondation ARC pour la recherche sur le cancer. <http://www.fondation-arc.org/>.
- [2] Institut National du Cancer (INCa). Les cancers en France - Faits et chiffres, 2015.
- [3] F. Binder-Foucard, A. Belot, P. Delafosse, L. Remonet, A.-S. Woronoff, and N. Bossard. Estimation nationale de l'incidence et de la mortalité par cancer en France entre 1980 et 2012. partie 1 – tumeurs solides. *Saint-Maurice (Fra) : Institut de veille sanitaire*, 2013.
- [4] W. Kilby, J.-R. Dooley, G. Kuduvalli, S. Sayeh, and C.-R. Maurer. The CyberKnife® robotic radiosurgery system in 2010. *Technology in cancer research & treatment*, 9(5) :433–452, 2010.
- [5] J.-A. Purdy. Intensity-modulated radiation therapy. *International Journal of Radiation Oncology* Biology* Physics*, 35(4) :845–846, 1996.
- [6] C.-A. Tobias, H.-O. Anger, and J.-H. Lawrence. Radiological use of high energy deuterons and alpha particles. *The American journal of roentgenology, radium therapy, and nuclear medicine*, 67(1) :1, 1952.
- [7] J.-R. Castro, J. Quivey, J. Lyman, G. Chen, T. Phillips, C. Tobias, and E. Alpen. Current status of clinical particle radiotherapy at Lawrence Berkeley Laboratory. *Cancer*, 46(4) :633–641, 1980.
- [8] Y. Hirao, H. Ogawa, S. Yamada, Y. Sato, T. Yamada, K. Sato, A. Itano, M. Kanazawa, K. Noda, K. Kawachi, et al. Heavy ion synchrotron for medical use—himac project at nirs-japan—. *Nuclear Physics A*, 538 :541–550, 1992.
- [9] Particle Therapy Co-Operative Group (PTCOG). Facilities in operation and under construction. <http://www.ptcog.ch/>, Mars 2017.
- [10] D. Schardt. Hadrontherapy. In *Basic Concepts in Nuclear Physics : Theory, Experiments and Applications*, pages 55–86. Springer, 2016.
- [11] H. Bethe. Zur theorie des durchgangs schneller korpuskularstrahlen durch materie. *Annalen der Physik*, 397(3) :325–400, 1930.
- [12] D. Schardt, T. Elsässer, and D. Schulz-Ertner. Heavy-ion tumor therapy : physical and radiobiological benefits. *Reviews of modern physics*, 82(1) :383, 2010.
- [13] S. Ahlen. Theoretical and experimental aspects of the energy loss of relativistic heavily ionizing particles. *Reviews of Modern Physics*, 52(1) :121, 1980.

- [14] L. Sihver, M. Lantz, M. Takechi, A. Kohama, A. Ferrari, F. Cerutti, and T. Sato. A comparison of total reaction cross section models used in particle and heavy ion transport codes. *Advances in Space Research*, 49(4) :812–819, 2012.
- [15] S. Kox, A. Gamp, C. Perrin, J. Arvieux, R. Bertholet, J.-F. Bruandet, M. Buenerd, R. Cherkaoui, A.-J. Cole, Yl. El-Masri, et al. Trends of total reaction cross sections for heavy ion collisions in the intermediate energy range. *Physical Review C*, 35(5) :1678, 1987.
- [16] Report 85. *Journal of the International Commission on Radiation Units and Measurements*, 11(1) :NP, 2011.
- [17] U. Amaldi and G. Kraft. Radiotherapy with beams of carbon ions. *Reports on progress in physics*, 68(8) :1861, 2005.
- [18] A. Ito, H. Nakano, Y. Kusano, R. Hirayama, Y. Furusawa, C. Murayama, T. Mori, Y. Katsumura, and K. Shinohara. Contribution of indirect action to radiation-induced mammalian cell inactivation : dependence on photon energy and heavy-ion let. *Radiation research*, 165(6) :703–712, 2006.
- [19] E. Hall and A. Giaccia. *Radiobiology for the Radiologist*. Lippincott Williams & Wilkins, 2006.
- [20] M. Suzuki, Y. Kase, H. Yamaguchi, T. Kanai, and K. Ando. Relative biological effectiveness for cell-killing effect on various human cell lines irradiated with heavy-ion medical accelerator in Chiba (himac) carbon-ion beams. *International Journal of Radiation Oncology* Biology* Physics*, 48(1) :241–250, 2000.
- [21] F. Le Foulher. *Simulations Monte Carlo et mesures de l'émission de gamma prompts appliquées au contrôle en ligne en hadronthérapie*. PhD thesis, Université Claude Bernard-Lyon I, 2010.
- [22] M. Scholz. ESTRO teaching course.
- [23] M. Krämer, E. Scifoni, C. Wälzlein, and M. Durante. Ion beams in radiotherapy—from tracks to treatment planning. In *Journal of Physics : Conference Series*, volume 373, page 012017. IOP Publishing, 2012.
- [24] Tatiana W. and Jan J. Modelling of the oxygen enhancement ratio for ion beam radiation therapy. *Physics in Medicine and Biology*, 56(11) :3251, 2011.
- [25] T. Ogawa et al. *J. Nucl. Sci. Technol.*, 50(9) :913–923, 2013.
- [26] T. Ogawa, T. Sato, S. Hashimoto, D. Satoh, S. Tsuda, and K. Niita. Energy-dependent fragmentation cross sections of relativistic ^{12}C . *Physical Review C*, 92(2) :024614, 2015.
- [27] S. Furihata. The gem code—the generalized evaporation model and the fission model. In *Advanced Monte Carlo for Radiation Physics, Particle Transport Simulation and Applications*, pages 1045–1050. Springer, 2001.
- [28] S. Kameoka, T. Sasaki, and K. Murakami. Simulation of heavy ion therapy system using geant4. *Computing in High Energy and Nuclear Physics*, 2006.

-
- [29] K. Gunzert-Marx, H. Iwase, D. Schardt, and R.S. Simon. Secondary beam fragments produced by 200 MeV/u ^{12}C ions in water and their dose contributions in carbon ion radiotherapy. *New Journal of Physics*, 10(7) :075003, 2008.
- [30] J. Dudouet, D. Cussol, D. Durand, and M. Labalme. Benchmarking Geant4 nuclear models for hadron therapy with 95 MeV/nucleon carbon ions. *Physical Review C*, 89(5) :054616, 2014.
- [31] D. Cussol. Influence des paramètres de simulation sur les caractéristiques du pic de Bragg pour des faisceaux de ^{12}C à 200 MeV/A. Non publié, 2012.
- [32] D. Cussol. Hadron therapy. In *Ecole Joliot-Curie (30 years)" Physics at the femtometer scale"*, pages 46–p, 2011.
- [33] M. De Napoli, C. Agodi, G. Battistoni, A.A. Blancato, G.A.P. Cirrone, G. Cuttone, F. Giacoppo, MC Morone, D. Nicolosi, L. Pandola, et al. Carbon fragmentation measurements and validation of the geant4 nuclear reaction models for hadrontherapy. *Physics in medicine and biology*, 57(22) :7651, 2012.
- [34] R.-W. Schulte, V. Bashkirov, C. Márgio, T. Li, A.-J. Wroe, I. Evseev, D.-C. Williams, and T. Satogata. Density resolution of proton computed tomography. *Medical physics*, 32(4) :1035–1046, 2005.
- [35] S. Salvador, J. Colin, D. Cussol, C. Divay, J.-M. Fontbonne, and M. Labalme. Cross section measurements for production of positron emitters for pet imaging in carbon therapy. *Physical Review C*, 95(4) :044607, 2017.
- [36] W. Schimmerling, K. G. Vosburgh, and P. W. Todd. Interaction of 3.9-GeV nitrogen ions with matter. *Science*, 174(4014) :1123–1125, 1971.
- [37] D.-E. Greiner, P.-J. Lindstrom, H.-H. Heckman, B. Cork, and F.-S. Bieser. Momentum distributions of isotopes produced by fragmentation of relativistic ^{12}C and ^{16}O projectiles. *Physical Review Letters*, 35(3) :152, 1975.
- [38] J.M. Kidd, P.J. Lindstrom, H.J. Crawford, and G. Woods. Fragmentation of carbon ions at 250 MeV/nucleon. *Physical Review C*, 37(6) :2613, 1988.
- [39] W. Schimmerling et al. The fragmentation of 670 MeV/u Neon-20 as function of depth in water. *Radiat. Res.*, 120 :36, 1989.
- [40] I. Schall, D. Schardt, H. Geissel, H. Irnich, E. Kankeleit, G. Kraft, A. Magel, M.-F. Mohar, G. Münzenberg, F. Nickel, et al. Charge-changing nuclear reactions of relativistic light-ion beams ($5 \leq Z \leq 10$) passing through thick absorbers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 117(3) :221–234, 1996.
- [41] M. Golovkov, D. Aleksandrov, L. Chulkov, G. Kraus, and D. Schardt. Fragmentation of 270 AMeV carbon ions in water. *Advances in Hadrontherapy*, pages 316–324, 1997.
- [42] D. Schardt, I. Schall, H. Geissel, H. Irnich, G. Kraft, A. Magel, M.-F. Mohar, G. Münzenberg, F. Nickel, C. Scheidenberger, et al. Nuclear fragmentation of high-energy heavy-ion beams in water. *Advances in Space Research*, 17(2) :87–94, 1996.

- [43] E. Haettner. *Experimental study on carbon ion fragmentation in water using GSI therapy beams*. Royal Institute of Technology, 2006.
- [44] E. Haettner, H. Iwase, and D. Schardt. Experimental fragmentation studies with 12c therapy beams. *Radiation protection dosimetry*, 122(1-4) :485–487, 2006.
- [45] E. Haettner, H. Iwase, M. Krämer, G. Kraft, and D. Schardt. Experimental study of nuclear fragmentation of 200 and 400 MeV/u ^{12}C ions in water for applications in particle therapy. *Physics in medicine and biology*, 58(23) :8265, 2013.
- [46] H. Iwase and D. Schardt. Angular distribution of hydrogen and helium fragments produced by 200 MeV/u ^{12}C beams stopping in water, 2009.
- [47] B. Alpat, E. Pilicer, S. Blasko, D. Caraffini, F. Di Capua, V. Postolache, G. Saltanocchi, M. Menichelli, L. Desorgher, M. Durante, et al. Total and partial fragmentation cross-section of 500 MeV/nucleon carbon ions on different target materials. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 60(6) :4673–4682, 2013.
- [48] N. Matsufuji, A. Fukumura, M. Komori, T. Kanai, and T. Kohno. Influence of fragment reaction of relativistic heavy charged particles on heavy-ion radiotherapy. *Physics in medicine and biology*, 48(11) :1605, 2003.
- [49] N. Matsufuji, M. Komori, H. Sasaki, K. Akiu, M. Ogawa, A. Fukumura, E. Urakabe, T. Inaniwa, T. Nishio, T. Kohno, et al. Spatial fragment distribution from a therapeutic pencil-like carbon beam in water. *Physics in medicine and biology*, 50(14) :3393, 2005.
- [50] T. Kurosawa, N. Nakao, T. Nakamura, Y. Uwamino, T. Shibata, N. Nakanishi, A. Fukumura, and K. Murakami. Measurements of secondary neutrons produced from thick targets bombarded by high-energy helium and carbon ions. *Nuclear Science and Engineering*, 132(1) :30–57, 1999.
- [51] G. De Lellis, S. Buontempo, F. Di Capua, A. Di Crescenzo, P. Migliozi, Y. Petukhov, C. Pistillo, A. Russo, P. Strolin, V. Tioukov, et al. Measurement of the fragmentation of carbon nuclei used in hadron-therapy. *Nuclear Physics A*, 853(1) :124–134, 2011.
- [52] A.N. Golovchenko, J. Skvarč, N. Yasuda, M. Giacomelli, S.P. Tretyakova, R. Ilić, R. Bimbot, M. Toulemonde, and T. Murakami. Total charge-changing and partial cross-section measurements in the reactions of ~ 110 –250 MeV/nucleon ^{12}C in carbon, paraffin, and water. *Physical Review C*, 66(1) :014609, 2002.
- [53] T. Toshito, K. Kodama, L. Sihver, K. Yusa, M. Ozaki, K. Amako, S. Kameoka, K. Murakami, T. Sasaki, S. Aoki, et al. Measurements of total and partial charge-changing cross sections for 200 to 400 MeV/nucleon ^{12}C on water and polycarbonate. *Physical Review C*, 75(5) :054606, 2007.
- [54] T. Toshito, K. Kodama, L. Sihver, K. Yusa, M. Ozaki, K. Amako, S. Kameoka, K. Murakami, T. Sasaki, S. Aoki, et al. Measurements of projectile-like ^8Be and ^9B production in 200–400 MeV/nucleon ^{12}C on water. *Physical Review C*, 78(6) :067602, 2008.
- [55] C. Zeitlin, S. Guetersloh, L. Heilbronn, J. Miller, A. Fukumura, Y. Iwata, and T. Murakami. Fragmentation cross sections of 290 and 400 MeV/nucleon ^{12}C beams on elemental targets. *Physical Review C*, 76(1) :014911, 2007.

-
- [56] C. Zeitlin, S. Guetersloh, L. Heilbronn, J. Miller, A. Fukumura, Y. Iwata, T. Murakami, and Lembit. Sihver. Nuclear fragmentation database for GCR transport code development. *Advances in Space Research*, 46(6) :728–734, 2010.
- [57] B. Braunn, M. Labalme, G. Ban, M. Chevallier, J. Colin, D. Cussol, D. Dauvergne, J.-M. Fontbonne, F. Haas, A. Guertin, et al. Nuclear reaction measurements of 95MeV/u ^{12}C interactions on PMMA for hadrontherapy. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 269(22) :2676–2684, 2011.
- [58] J. Mougey, R. Ost, M. Buenerd, A.J. Cole, C. Guet, D. Lebrun, J.M. Loiseaux, P. Martin, M. Maurel, E. Monnard, et al. Projectile fragments from 86 MeV/nucleon ^{12}C induced reactions. *Physics Letters B*, 105(1) :25–29, 1981.
- [59] J. Mougey. Experiments with 1.03 GeV ^{12}C ions. *Nuclear Physics A*, 387(1) :109–127, 1982.
- [60] H. Ryde et al. The physics of heavy ion collisions at 100 MeV per nucleon. *Physica Scripta*, 1983(T5) :114, 1983.
- [61] S. Tropea, G. Raciti, G. Cuttone, D. Sardina, A.-A. Blancato, D. Nicolosi, D. Carbone, F. Romano, M. De Napoli, L. Pandola, et al. Measurement of fragment production cross sections in the $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ and $^{12}\text{C}+^{197}\text{Au}$ reactions at 62 AMeV for hadrontherapy and space radiation protection. *Acta Phys. Pol. B*, 45 :565, 2014.
- [62] M. Toppi, Z. Abou-Haidar, C. Agodi, M.A.G. Alvarez, T. Aumann, F. Balestra, G. Battistoni, A. Bocci, T.T. Böhlen, A. Boudard, et al. Measurement of fragmentation cross sections of ^{12}C ions on a thin gold target with the first apparatus. *Physical Review C*, 93(6) :064601, 2016.
- [63] J. Dudouet, D. Juliani, M. Labalme, D. Cussol, J.-C. Angélique, B. Braunn, J. Colin, Ch. Finck, J.-M. Fontbonne, H. Guérin, et al. Double-differential fragmentation cross-section measurements of 95 MeV/nucleon ^{12}C beams on thin targets for hadron therapy. *Physical Review C*, 88(2) :024606, 2013.
- [64] J. Dudouet, M. Labalme, D. Cussol, Ch. Finck, R. Rescigno, M. Rousseau, S. Salvador, and M. Vanstalle. Zero-degree measurements of ^{12}C fragmentation at 95 MeV/nucleon on thin targets. *Physical Review C*, 89(6) :064615, 2014.
- [65] HQ Woodard and DR White. The composition of body tissues. *The British journal of radiology*, 59(708) :1209–1218, 1986.
- [66] France HADRON. <http://www.france-hadron.fr>.
- [67] FASTER. Fast acquisition system for nuclear research. <http://faster.in2p3.fr>.
- [68] F. Benrachi, B. Chambon, B. Cheynis, D. Drain, C. Pastor, D. Seghier, K. Zaid, A. Giorni, D. Heuer, A. Lleres, et al. Investigation of the performance of CsI(Tl) for charged particle identification by pulse-shape analysis. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 281(1) :137–142, 1989.
- [69] R.-S. Storey, W. Jack, and A. Ward. The fluorescent decay of CsI(Tl) for particles of different ionization density. *Proceedings of the physical society*, 72(1) :1, 1958.

- [70] I. Antcheva, M. Ballintijn, B. Bellenot, M. Biskup, R. Brun, et al. ROOT—A C++ framework for petabyte data storage, statistical analysis and visualization. *Computer Physics Communications*, 182(6) :1384–1385, 2011.
- [71] J. Frankland et al. KaliVeda data analysis framework. <http://indra.in2p3.fr/KaliVedaDoc>.
- [72] J. Pouthas, B. Borderie, R. Dayras, E. Plagnol, M.-F. Rivet, F. Saint-Laurent, J.-C. Steckmeyer, G. Auger, et al. INDRA, a 4π charged product detection array at GANIL. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 357(2-3) :418–442, 1995.
- [73] L. Tassan-Got. A new functional for charge and mass identification in ΔE – E telescopes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 194(4) :503–512, 2002.
- [74] J. Dudouet. *Etude de la fragmentation du ^{12}C sur cible mince à 95 MeV/A pour la hadronthérapie*. PhD thesis, Université de Caen Normandie, 2014.
- [75] J. Birks. The theory and practice of scintillation counting Vol. 27, International series of monographs on electronics and instrumentation, 1964.
- [76] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, D. Axen, S. Banerjee, G. Barrand, et al. GEANT4—a simulation toolkit. *Nuclear instruments and methods in physics research section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506(3) :250–303, 2003.
- [77] K. Niita, T. Maruyama, Y. Nara, S. Chiba, and A. Iwamoto. Development of JQMD (JAERI quantum molecular dynamics) code. 31, 1999.
- [78] S. Furihata. The GEM code—the generalized evaporation model and the fission model. In *Advanced Monte Carlo for Radiation Physics, Particle Transport Simulation and Applications*, pages 1045–1050. Springer, 2001.
- [79] Geant4 collaboration. *Geant4 Physics Reference Manual*. (version 10.0) edition, December 2013. Chapitres 30, 31, 34, 35, 37, 39.
- [80] M. Pârlog, B. Borderie, M.-F. Rivet, G. Tăbăcaru, A. Chbihi, M. Elouardi, N. Le Neindre, O. Lopez, E. Plagnol, L. Tassan-Got, et al. Response of CsI(Tl) scintillators over a large range in energy and atomic number of ions. Part II : calibration and identification in the INDRA array. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 482(3) :693–706, 2002.
- [81] M. Balcerzyk, M. Moszynski, and M. Kapusta. Energy resolution of contemporary scintillators. quest for high resolution proportional detector. *Proceedings of The Fifth International Conference on Inorganic Scintillators and Their Applications*, 1999.
- [82] C. Divay, J. Colin, D. Cussol, Ch. Finck, Y. Karakaya, M. Labalme, M. Rousseau, S. Salvador, and M. Vanstalle. Differential cross section measurements for hadron therapy : 50 MeV/nucleon ^{12}C reactions on H, C, O, Al, and $^{\text{nat}}\text{Ti}$ targets. *Physical Review C*, 95(4) :044602, 2017.

-
- [83] C. Divay, J. Colin, D. Cussol, Ch. Finck, Y. Karakaya, M. Labalme, M. Rousseau, S. Salvador, and M. Vanstalle. Differential cross section measurements for hadron therapy : 50 MeV/nucleon ^{12}C reactions on H, C, O, Al, and $^{\text{nat}}\text{Ti}$ targets. *EPJ Web of Conferences*, 12(12), 2017.
- [84] Frédérick Grenier. *Résonances dans la désexcitation de la réaction C+Mg à 53 et 95 MeV*. PhD thesis, Université Laval, 2006.
- [85] C. Simenel, B. Avez, and D. Lacroix. Approches microscopiques de la dynamique nucléaire. *École Joliot-Curie*, 2010.
- [86] R.-A. Broglia, C.-H. Dasso, and Aa. Winther. Deep inelastic collisions between heavy ions. *Physics Letters B*, 53(4) :301–305, 1974.
- [87] B. Tamain. Cours de l'école joliot curie de physique nucléaire, 1982.
- [88] J. Hüfner. Heavy fragments produced in proton-nucleus and nucleus-nucleus collisions at relativistic energies. *Physics Reports*, 125(4) :129–185, 1985.
- [89] K. J. Le Couteur. The evaporation theory of nuclear disintegrations. *Proceedings of the Physical Society. Section A*, 63(3) :259, 1950.
- [90] V. Baran, M. Colonna, and M. Di Toro. Neck fragmentation reaction mechanism. *Nuclear Physics A*, 730(3-4) :329–354, 2004.
- [91] J. Łukasik, J. Benlliure, V. Métivier, E. Plagnol, B. Tamain, M. Assenard, G. Auger, Ch. O. Bacri, E. Bisquer, B. Borderie, et al. Dynamical effects and intermediate mass fragment production in peripheral and semicentral collisions of Xe+Sn at 50 MeV/nucleon. *Physical Review C*, 55(4) :1906, 1997.
- [92] E. Plagnol, J. Łukasik, G. Auger, Ch. O. Bacri, N. Bellaize, F. Bocage, B. Borderie, R. Bougault, R. Brou, P. Buchet, et al. Onset of midvelocity emissions in symmetric heavy ion reactions. *Physical Review C*, 61(1) :014606, 1999.
- [93] J. Colin, D. Cussol, J. Normand, N. Bellaize, R. Bougault, A. M. Buta, D. Durand, O. Lopez, L. Manduci, J. Marie, et al. Dynamical effects in multifragmentation at intermediate energies. *Physical Review C*, 67(6) :064603, 2003.
- [94] H. Hutzelmeyer and H. H. Hackenbroich. Carbon 12 as a nucleus of symmetry [444]. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and nuclei*, 232(4) :356–362, 1970.
- [95] K. Sheline and K. Wildermuth. Experimental evidence for cluster structures in light and medium weight nuclei. *Nuclear Phys.*, 21, 1960.
- [96] L. Waters, G. McKinney, J. Durkee, M. Fensin, J. Hendricks, M. James, R. Johns, D. Pelowitz, M. Albrow, and R. Raja. The mcnp radiation transport code. In *AIP conference Proceedings*, volume 896, pages 81–90. AIP, 2007.
- [97] D.-B. Pelowitz, J.-S. Hendricks, J.-W. Durkee, M.-L. Fensin, M.-R. James, G.-W. McKinney, S.-G. Mashnik, and L.-S. Waters. Mcnpx 2.7. *A Extensions. Los Alamos : Los Alamos National Laboratory*, 2008.
- [98] A. Ferrari, P. Sala, A. Fasso, and J. Ranft. Fluka : A multi-particle transport code (program version 2005). Technical report, 2005.

- [99] A. Fasso, A. Ferrari, S. Roesler, P.-R. Sala, F. Ballarini, A. Ottolenghi, G. Battistoni, F. Cerutti, E. Gadioli, M.-V. Garzelli, et al. The physics models of fluka : status and recent development. *arXiv preprint hep-ph/0306267*, 2003.
- [100] T. T. Böhlen, F. Cerutti, M. Dosanjh, A. Ferrari, I. Gudowska, A. Mairani, and J.-M. Quesada. Benchmarking nuclear models of fluka and geant4 for carbon ion therapy. *Physics in medicine and biology*, 55(19) :5833, 2010.
- [101] S. Incerti, G. Baldacchino, M. Bernal, R. Capra, C. Champion, Z. Francis, P. Guèye, A. Mantero, B. Mascialino, P. Moretto, et al. The geant4-dna project. *International Journal of Modeling, Simulation, and Scientific Computing*, 1(02) :157–178, 2010.
- [102] S. Jan, G. Santin, D. Strul, S. Staelens, K. Assie, D. Autret, S. Avner, R. Barbier, M. Bardies, P.-M. Bloomfield, et al. Gate : a simulation toolkit for pet and spect. *Physics in medicine and biology*, 49(19) :4543, 2004.
- [103] J. Dudouet and D. Durand. Model for particle production in nuclear reactions at intermediate energies : Application to c-c collisions at 95 MeV/nucleon. *Physical Review C*, 94(1) :014616, 2016.
- [104] R.-K. Tripathi, F.-A. Cucinotta, and J.-W. Wilson. Nasa technical paper 3621. 1997.
- [105] R.-K. Tripathi and F.-A. Cucinotta. Universal parameterization of absorption cross sections light systems. 1999.
- [106] W. Shen et al. Total reaction cross section for heavy-ion collisions and its relation to the neutron excess degree of freedom. *Nuclear Physics A*, 491(1) :130–146, 1989.
- [107] T. Koi et al. New native QMD code in Geant4. In *Proceedings of the MC2010 Monte Carlo Conference*, page 103, 2010.
- [108] K. Niita, S. Chiba, T. Maruyama, T. Maruyama, H. Takada, T. Fukahori, Y. Nakahara, and A. Iwamoto. Analysis of the (n, xn) reactions by quantum molecular dynamics plus statistical decay model. *Physical Review C*, 52(5) :2620, 1995.
- [109] T Koi, M Asai, DH Wright, K Niita, Y Nara, K Amako, and T Sasaki. Interfacing the JQMD and JAM nuclear reaction codes to Geant4. *Proc. 2003 Computing in High Energy and Nuclear Physics (CHEP03)*, 2003.
- [110] G. Folger, V.-N. Ivanchenko, and J.-P. Wellisch. The binary cascade. *The European Physical Journal A-Hadrons and Nuclei*, 21(3) :407–417, 2004.
- [111] P. Kaitaniemi, A. Boudard, S. Leray, J. Cugnon, and D. Mancusi. INCL intranuclear cascade and ABLA de-excitation models in Geant4. *Proceedings of SNA+MC2010*, 2 :788–793, 2011.
- [112] A. Boudard, J. Cugnon, S. Leray, and C. Volant. Intranuclear cascade model for a comprehensive description of spallation reaction data. *Physical Review C*, 66(4) :044615, 2002.
- [113] A. Boudard, J. Cugnon, J.-C. David, S. Leray, and D. Mancusi. New potentialities of the Liege intranuclear cascade model for reactions induced by nucleons and light charged particles. *Physical Review C*, 87(1) :014606, 2013.

-
- [114] D. Mancusi, A. Boudard, J. Cugnon, J.-C. David, P. Kaitaniemi, and S. Leray. Extension of the Liège intranuclear-cascade model to reactions induced by light nuclei. *Physical Review C*, 90(5) :054602, 2014.
- [115] Enrico Fermi. High energy nuclear events. *Progress of theoretical physics*, 5(4) :570–583, 1950.
- [116] Loïc Lestand. *Etude de la mesure en ligne de l'activité $\beta+$ induite lors des traitements d'hadronthérapie, en vue de leur contrôle balistique*. PhD thesis, Université Blaise Pascal-Clermont-Ferrand II, 2012.
- [117] PHITS collaboration. *PHITS User Manual*. (version 2.82) edition, February 2016.
- [118] T. Ogawa, T. Sato, S. Hashimoto, and K. Niita. Analysis of angular distribution of fragments in relativistic heavy-ion collisions by quantum molecular dynamics. In *EPJ Web of Conferences*, volume 117, page 03011. EDP Sciences, 2016.
- [119] Davide Mancusi, Koji Niita, Tomoyuki Maruyama, and Lembit Sihver. Stability of nuclei in peripheral collisions in the jaeri quantum molecular dynamics model. *Physical Review C*, 79(1) :014614, 2009.
- [120] K. Niita, S. Chiba, T. Maruyama, T. Maruyama, H. Takada, T. Fukahori, Y. Nakahara, and A. Iwamoto. Analysis of the (n, xn) reactions by quantum molecular dynamics plus statistical decay model. *Physical Review C*, 52(5) :2620, 1995.
- [121] H. Marten and D. Seeliger. Analysis of the prompt-neutron spectrum from spontaneous fission of ^{252}Cf . *Journal of Physics G : Nuclear Physics*, 10(3) :349, 1984.
- [122] A. Gandini and G. Reffo. *Nuclear Reaction Data and Nuclear Reactors : Physics, Design and Safety(In 2 Volumes)*.
- [123] L. Dresner. Evap—a fortran program for calculating the evaporation of various particles from excited compound nuclei. Technical report, Oak Ridge National Lab., Tenn., 1962.
- [124] G.-Q. Li and R. Machleidt. Microscopic calculation of in-medium nucleon-nucleon cross sections. *Physical Review C*, 48(4) :1702, 1993.
- [125] S. Mallik, G. Chaudhuri, and S. Gupta. Improvements to a model of projectile fragmentation. *Physical Review C*, 84(5) :054612, 2011.
- [126] R.-J. Charity. Gemini : a code to simulate the decay of a compound nucleus by a series of binary decays. In *Joint ICTP-IAEA Advanced Workshop on Model Codes for Spallation Reactions. IAEA, Trieste, Italy*, page 139, 2008.
- [127] A.-V. Ivantchenko, V.-N. Ivanchenko, J.-M. Molina, and S.-L. Incerti. Geant4 hadronic physics for space radiation environment. *International journal of radiation biology*, 88(1-2) :171–175, 2012.