HAL
open science

La fragmentation du 12C à 95 MeV par nucléon appliquée au domaine de la hadronthérapie. Etude expérimentale et simulations sur cibles épaisses de PMMA.

B. Braunn

To cite this version:

B. Braunn. La fragmentation du 12C à 95 MeV par nucléon appliquée au domaine de la hadronthérapie. Etude expérimentale et simulations sur cibles épaisses de PMMA.. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université de Caen, 2010. Français. NNT : . tel-00536121

HAL Id: tel-00536121

https://theses.hal.science/tel-00536121

Submitted on 15 Nov 2010

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

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

Université de CAEN BASSE-NORMANDIE
U.F.R. de Sciences
ECOLE DOCTORALE SIMEM

THESE

Présenté par

M. Benjamin BRAUNN

Et soutenue

Le 5 novembre 2010

En vue de l'obtention du

DOCTORAT de l'UNIVERSITE de CAEN
Spécialité : constituants élémentaires et physique théorique

Arrêté du 07 août 2006

La fragmentation du ^{12}C à 95 MeV par nucléon appliquée au domaine de la hadronthérapie
— Etude expérimentale et simulations sur cibles épaisses de PMMA —

MEMBRES du JURY

M. Gérard MONTAROU, Directeur de recherche CNRS, Université de Clermont-Ferrand (rapporteur)
Mme Sylvie LERAY, Directrice de recherche, CEA, Saclay (rapporteur)
Mme Christelle ROY, Directrice de recherche CNRS, IPHC Strasbourg
M. Ferid HADDAD, Maître de conférences, Université de Nantes
M. Marc LABALME, Maître de conférences, ENSICAEN
M. Jean COLIN, Professeur, Université de Caen Basse-Normandie

Remerciements

Je remercie en premier lieu Jean-Claude Steckmeyer, directeur du LPC Caen, pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire.

Je souhaite remercier également l'ensemble des membres de mon jury : Sylvie Leray, Gérard Montarou, mes rapporteurs, ainsi que Christelle Roy et Ferid Haddad pour avoir accepter d'évaluer l'ensemble de mon travail.

J'en viens maintenant aux personnes qui m'ont permis de réaliser cette thèse dans les meilleures conditions : le groupe « APPLI ». Jean, Marc, Daniel, Jean-Marc, Gilles et Jean-Claude. Merci à vous tous pour votre aide quotidienne ou ponctuelle tout au long de ces trois ans. Mention spéciale pour Marc, qui outre le fait de m'avoir très bien encadré, m'a récupéré un certain samedi soir au bord de la route dans un « bled » de la suisse normande alors que ma voiture venait de me lâcher ! Merci également au « Root Master » Daniel pour avoir toujours l'astuce qui répond à mon problème du moment (je ne pensais pas que je « t'embêterais » autant). Enfin je tiens à remercier Jean pour m'avoir dirigé. Merci pour ta manie de toujours me faire reformuler afin de bien comprendre ce que je voulais dire. Mon manuscrit a fini par être compréhensible en grande partie grâce à toi. Tu as toute mon admiration pour avoir réussi à gérer ma fin de thèse malgré ta maladie. Je sais que le plus dur n'est pas encore passé mais je ne doute pas de ton prompt rétablissement.

Je n'oublie pas les thésardes du groupe, Caroline et Estelle qui m'ont très bien accueilli même si leur souhait était de recruter une thésarde pour maintenir le 100% de filles dans le groupe (chose très surprenante en physique mais pas du tout désagréable dans mon cas). Je termine par la petite dernière, Charlotte, avec qui j'ai partagé mon bureau (d'abord exigu puis « de ministre ») durant plus de deux ans. Je ne t'en veux pas de m'avoir fait découvrir les joies de l'auberge de jeunesse allemande mais la prochaine fois je prendrai l'hôtel ! Je ne doute pas que tu réussisses une brillante thèse ; tu auras toute l'attention du groupe pour cela !

J'en viens maintenant au labo, oserais-je dire « Le labo ». Que dire si ce n'est que j'y ai passé trois années formidables. Merci aux services techniques pour avoir permis le succès de ma « manip » de thèse (c'est toujours mieux quand ça marche !), aux services administratifs (Evelyne en particulier) pour avoir résolu mes problèmes récurrents de frais de mission et à l'ensemble des chercheurs qui m'ont appris le sens du mot apprentissage et passion. Enfin, j'en profite pour remercier l'ensemble du personnel du « labo » pour leur convivialité et leur bonne humeur qui ne transparaît pas qu'au fameux repas de Noël.

Je n'ai pas encore mentionné les autres thésards, cette fameuse bande d'agités, et en premier lieu l'inoubliable « trio » qui m'a accueilli et fait partager leurs soirées caennaises, j'ai nommé Damien « the lyon connection », merci l'ami pour m'avoir fait entrer dans ton monde, Jérem le footeux qui peut passer en mode délire dès la première bière voire avant (quand tu veux je reconduis ta voiture) et Florian a.k.a « Francis H » a.k.a la marmule aux réactions plus étonnantes les unes que les autres, j'apprécie beaucoup que tu sois venu assister à ma soutenance. Je ne saurai oublier Greg (l'homme qui a su faire le grand chelem). Merci pour toutes ces soirées « Vertigo », je ne citerai pas ta fameuse phrase qui résonne toujours dans ma tête et qui a détruit mon oreille droite mais elle restera comme le summum de ta spontanéité. Je pense aussi aux autres thésards et aux jeunes permanents avec qui j'ai pu rigoler, boire et refaire le monde : Anne, Giacomo, Giorgio, Philou, Arnaud, Christian, Edgard, Arnaud², Jérémy² (t'inquiète pas, tu vas l'avoir mon bureau !), JLL, Ben, Yves et

Franck. Je n'oublie pas les habitués des pauses de 10h et 16h sans interruption depuis 2004 ! (Manu, Miguel, Olivier, Nathalie et Lynda). Je termine avec la relève : Elodie, Matthieu et Claire. Profitez bien de ces trois années, car cela passe trop vite ! Je sais Marmulette, tu es triste, je ne serai plus là pour te border mais tu seras très bien entourée ! Merci à chacun d'entre vous pour ces trois années passées en Normandie.

En dehors de la physique, je tiens à citer certaines personnes qui m'ont permis de passer des soirées, des nuits et des week-ends de délires autour de jeux vidéoludiques : Tom, Xewell, Ben, Niktout, Alix, BG, JY, Chris et tous les [NoX] que j'oublie de citer.

Je termine ces remerciements avec ma famille. Je tiens donc à remercier mes parents pour tous ces souvenirs inoubliables de mon enfance aux quatre coins du monde jusqu'à la maison provençale de mon adolescence, devenue un refuge et une véritable maison de retrouvailles familiales. Merci papa et maman pour tout (même de faire semblant de comprendre en quoi consistait ma thèse).

Que serait ma vie sans ma « grande » sœur et mon « petit » frère. J'en profite ici pour m'excuser pour toutes les crasses, bêtises et tortures en tout genre que je vous ai fait endurer surtout à toi Adrien que j'ai martyrisé allègrement, mais comme on dit « c'était pour ton bien ». Merci à toi, Laurène pour m'avoir fait devenir le « tonton ben » du petit nouveau de la famille, futur supporteur inconditionnel du Barca comme son papa ? Merci tout simplement de réussir à me supporter dans tous les sens du terme.

On n'est pas très sentimentaliste dans la famille, du moins on ne le montre pas, alors à défaut de le dire je l'écris : « je vous aime ».

A Adrien, le dernier de l'ancienne génération.
A Nathan, le premier de la nouvelle.

Table des Matières

INTRODUCTION GENERALE **15**

CHAPITRE PREMIER. LA THERAPIE PAR IONS CARBONE **19**

A. HISTORIQUE DE LA HADRONTHERAPIE **21**

1. LES DIFFERENTES TECHNIQUES DE THERAPIE PAR RAYONNEMENTS IONISANTS 21
2. ESSOR DE LA HADRONTHERAPIE 22

B. EFFETS BIOLOGIQUES - DEGATS DES IONS SUR LES CELLULES **23**

1. DOSE 23
2. REPONSE CELLULAIRE 24
3. COURBE DE SURVIE 25
4. DOSE BIOLOGIQUE ET EFFICACITE BIOLOGIQUE RELATIVE 26
5. EFFET OXYGENE 26

C. THEORIE DES INTERACTIONS ION-MATIERE **27**

1. DIFFUSIONS MULTIPLES SUR LES ELECTRONS DU MILIEU 28
   a. Perte d'énergie électronique *28*
   b. Courbe de Bragg *30*
   c. Dispersion en énergie *30*
   d. Parcours d'une particule chargée *31*
2. INTERACTIONS NUCLEAIRES ENTRE LE PROJECTILE ET LE NOYAU CIBLE 31
   a. Collisions élastiques noyau-noyau *31*
   b. Interactions inélastiques - Fragmentation *34*

D. EFFET DE LA NATURE DU PROJECTILE **37**

1. AVANTAGES PHYSIQUES 37
2. AVANTAGES BIOLOGIQUES 39

CONCLUSION **40**

CHAPITRE II. ANALYSE DES DONNEES EXPERIMENTALES **43**

A. DISPOSITIF EXPERIMENTAL **46**

1. DETECTION DES PARTICULES CHARGEES 46
2. DETECTION DES NEUTRONS 49
3. MONITORAGE FAISCEAU 50
4. ACQUISITION 52

B. TRAITEMENT DES DONNEES « PARTICULES CHARGEES » **53**

1. CARACTERISTIQUES DES « RUNS » 53
2. IDENTIFICATION DES PARTICULES ET ETALONNAGE EN ENERGIE 54
   a. Identification des particules chargées *54*
   b. Etude de la dérive des gains des télescopes *55*
   c. Sélection des particules *57*
3. ETALONNAGE DES TELESCOPES EN ENERGIE 58
   a. Etalonnage en énergie des jonctions en silicium *58*
   b. Etalonnage en énergie des scintillateurs *59*

4. MISE EN FORME DES DONNEES 60
a. Prise en compte du temps mort des détecteurs *60*
b. Bruit de fond *61*
c. Normalisation des données et erreur statistique *61*
d. Fusion des résultats des différents « runs » *61*
e. Corrections apportées aux spectres en énergie *62*
5. RESULTATS 64
a. Distributions angulaires *64*
b. Distributions en fonction de l'épaisseur et en charge *65*
c. Spectres en énergie *66*
d. Calcul de Dose *67*

C. TRAITEMENT DES DONNEES « NEUTRON » 71

1. REJECTION DES PARTICULES CHARGEES 71
2. ETALONNAGE EN TEMPS DE VOL 71
3. DISCRIMINATION NEUTRON / Γ 72
4. ETALONNAGE EN ENERGIE 73
5. ENERGIE CINETIQUE DES NEUTRONS 74
6. EFFICACITE DE DETECTION 75
7. RESULTATS 75

D. REMARQUES SUR LES PROBLEMES RENCONTRES ET AMELIORATIONS FUTURES 76

CONCLUSION 77

CHAPITRE III. SIMULATIONS DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET ETUDE DE SON EFFICACITE DE DETECTION 79

A. CADRE GENERAL DES SIMULATIONS 81

B. SIMULATION DE L'EXPERIENCE 82

1. CARACTERISTIQUES GENERALES 82
2. EFFETS DE LA DETECTION ET DU DEPOUILLEMENT 84

C. ETUDE DE L'INFLUENCE DU MODELE ET DE LA PROCEDURE D'IDENTIFICATION SUR L'EFFICACITE DE DETECTION 84

1. DESCRIPTION DE LA SIMULATION 84
2. SIMULATIONS « PROTON » 86
a. Effet de l'énergie des protons sélectionnés *87*
b. Effet de la technique d'identification sur le nombre de protons détectés *88*
c. Effet du modèle sur le nombre de protons sélectionnés *89*
3. SIMULATIONS «PARTICULES A » 90
a. Effet de la technique d'identification sur les particules α *91*
b. Effet du modèle sur le nombre de particules α sélectionnées *92*
4. SIMULATION « CARBONE 12 » 93

CONCLUSION 94

CHAPITRE IV. COMPARAISON ENTRE SIMULATIONS ET DONNEES EXPERIMENTALES 95

A. DESCRIPTION DES DIFFERENTES « PHYSICSLIST » DE GEANT4 UTILISEES 100

1. ARCHITECTURE GENERALE DES TROIS « PHYSICSLIST » 100
2. MODELES INELASTIQUES INTEGRES DANS « LPC » 101
3. MODELES INELASTIQUES INTEGRES DANS « QGSP_BIC_EMY » 102

4. MODELES INELASTIQUES INTEGRES DANS « QMD» 103

B. MODELES NUCLEAIRES 105

1. VOIES D'ENTREE DES MODELES GENERAUX 105
a. G4BinaryLightIonReaction 105
b. G4BinaryCascade 107
c. G4QMDReaction 107
d. G4InelasticInteraction 108
2. MODELES DE VOIE DE SORTIES 109
a. G4PreCompoundModel 109
b. G4ExcitationHandler 109
3. SYNTHESE DES MODELES NUCLEAIRES UTILISES 112

C. COMPARAISONS AUX DONNEES EXPERIMENTALES 113

1. DISTRIBUTIONS EN CHARGE 113
2. DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DES Z=1, 2 ET 4 118
3. CONTRIBUTIONS ISOTOPIQUES DES Z=1 ET Z=2 121
4. DISTRIBUTIONS EN ENERGIE DES Z=2 124
5. DISTRIBUTION DE DOSE 127
5. CONCLUSION 129

D. COMPARAISON DES VOIES DE SORTIE COUPLEES A QMD 130

1. DISTRIBUTION EN CHARGE 131
2. CONTRIBUTIONS ISOTOPIQUES 132
3. CONCLUSION 133

CONCLUSION 133

CONCLUSION GENERALE 135

BIBLIOGRAPHIE 139

ANNEXE A. DEPOUILLEMENT DES DONNEES 147

ANNEXE B : COMPARAISON DES DISTRIBUTIONS EN CHARGES A 10, 20 ET 40 MM D'EPAISSEUR DE PMMA 155

Liste des figures

Figure 1 : généalogie de la radiothérapie. 22
Figure 2 : chronologie de la réponse cellulaire aux rayonnements ionisants. (Figure tirée de [Pau08]). 24
Figure 3 : courbe type de survie cellulaire pour le cas des photons (trait plein) et pour des ions (trait pointillé). 25
Figure 4 : valeurs du RBE (à gauche) et de l'OER (à droite) pour plusieurs types de particules [Him]. 27
Figure 5 : perte d'énergie spécifique d'origine électronique en fonction de la vitesse de l'ion incident. 29
Figure 6 : courbes de Bragg pour des ions carbone à 250 MeV. Pour comparaison, atténuation des photons dans la matière pour trois méthodes et énergies différentes. [Kra00]. 30
Figure 7 : pertes d'énergie, d'origines électronique et nucléaire, calculées pour des ions carbone dans du PMMA. Programme SRIM. 34
Figure 8 : rapport entre le nombre d'ions ^{12}C après une certaine épaisseur d'eau et le nombre d'ions incidents à 100, 200, 300 et 400 MeV/u. Données expérimentales tirées de [Hae06]. 35
Figure 9 : énergie moyenne déposée après une certaine épaisseur d'eau pour des ions ^{12}C incidents à 100, 200, 300 et 400 MeV/u. Simulations GEANT4 [Cus]. 36
Figure 10 : comparaison entre les courbes de dépôt pour un faisceau de ^{12}C à 290 MeV/u dans de l'eau avec les interactions nucléaires (trait plein) et sans interactions nucléaires (trait pointillés). Simulations GEANT4 [Bat08]. 37
Figure 11 : TEL du carbone et du néon dans de l'eau. Simulation GEANT4 [Cus]. 38
Figure 12 : Dépendance du RBE par rapport au TEL. Les intervalles délimitent les plages de TEL utilisés par différents ions aux énergies de la hadronthérapie. (Figure tirée de [Ama99]). 39
Figure 13 : évolution de l'OER et du RBE en fonction du TEL mesuré pour des ions de carbone, de néon, de silicium et d'argon. (Figure tirée de [Trs08]). 40
Figure 14 :En haut, exemple de la construction d'un pic de Bragg étalé (en foncé) obtenue par cumul de dix faisceaux de protons (en trait clair). (Données expérimentales du centre de protonthérapie d'Essen, WPE). En bas, exemple d'irradiation d'une tumeur en profondeur avec des protons et des ions carbone. 41
Figure 15 : image des télescopes à particules chargées fixés sur leurs bras rotatifs et du porte-cible dans la chambre à réaction ECLAN. 47
Figure 16 : intersection entre le Silicium (rectangle) et la pièce métallique (cercle). 48
Figure 17 : photographie des DéMoN et des SyReP installés sur leur support à l'arrière de la chambre à réaction. 49
Figure 18 : photographie du monitorage faisceau : de droite à gauche le tuyau contenant la ligne faisceau (en rouge), au centre la pièce contenant la feuille d'argent (en bleu) avec de part et d'autre les détecteurs Ge et SiLi (en orange) et à gauche le plastique scintillant (en vert). 50
Figure 19 : spectre des rayons X détectés par le détecteur en Si(Li) (haut) et au Germanium (bas). 51
Figure 20 : droite d'étalonnage du Si(Li) en fonction du scintillateur plastique. 51
Figure 21 : schéma d'acquisition du dispositif expérimental. 52
Figure 22 : carte d'identification bidimensionnelle du signal du ΔE1 en fonction de ΔE2 (à gauche) et du signal du ΔE2 en fonction de E (à droite). 54
Figure 23 : visualisation du pic du générateur d'impulsion sur un exemple de carte d'identification ΔE1-ΔE2. . 55
Figure 24 : évolution du gain des siliciums du TEL1 au cours de l'expérience. 55
Figure 25 : carte d'identification ΔE2-E où l'on distingue les hyperboles des isotopes de l'hydrogène ainsi que de l'hélium. Le trait plein noir désigne la projection faite selon l'axe E. 56
Figure 26 : spectre construit à partir de la projection suivant l'axe E (voir fig 25). Les trois pics représentent les isotopes de l'hydrogène. 56
Figure 27 : évolution du gain du Scintillateur CsI du TEL1 au cours de l'expérience. 56
Figure 28 : carte d'identification ΔE1-ΔE2 (à gauche) et ΔE2-E (à droite) avec en surimpression les sélections appliquées pour le TEL1. 57
Figure 29 : carte d'identification ΔE1-ΔE2 (à gauche) et ΔE2-E (à droite) avec en surimpression les sélections appliquées pour le TELBGO. 58
Figure 30 : droite d'étalonnage du ΔE1-TEL1 (à gauche) et droite d'étalonnage du ΔE2- TEL1 (à droite). 59
Figure 31 : courbes d'étalonnage du scintillateur TEL1. 60
Figure 32 : schéma représentatif d'un télescope ΔE-E et des différentes interactions possibles. 62
Figure 33 : superposition des sélections hélium 4 étalonnées en énergie. En bleu les hyperboles des TEL 1, 3 et 4, en rouge le TEL2 avant prise en compte du cross-talk (à gauche) et après (à droite). 63
Figure 34 : figure regroupant les distributions angulaires corrigées du temps mort en fonction de l'épaisseur de la cible de PMMA et en fonction de la charge détectée. 64
Figure 35 : comparaison des distributions angulaires pour 1 cm de PMMA. 65
Figure 36 : évolution du nombre de Z=2 en fonction de l'épaisseur de cible pour quatre angles différents. 66

Figure 37 : évolution de la distribution en charge en fonction de sept angles différents et pour une cible de 1,5 cm. 66
Figure 38 : spectres en énergie en MeV pour les particules chargées émises à 7° après 5 mm (en haut à gauche), 10 mm (en haut à droite), 15 mm (en bas à gauche) et 20 mm (en bas à droite) de PMMA. 67
Figure 39 :.évolution de la dose déposée dans le silicium en fonction de l'angle de détection pour les cibles de PMMA de 5, 10, 15, 20, 25 et 40 mm. Les valeurs de dose sont représentées par des triangles. Les traits guident l'œil. 69
Figure 40 : charge totale en fonction du temps de vol brut (à gauche) et nettoyée des particules chargées ayant interagit dans les SyReP (à droite). 71
Figure 41 : signaux en sortie du photomultiplicateur de DéMoN pour un neutron et un γ. La réponse du détecteur étant sensible à la particule incidente, il est possible de séparer les deux contributions en intégrant sur des temps différents. 72
Figure 42 : charge lente en fonction de la charge totale pour le module à 25° avec en surimposition la sélection neutron. 73
Figure 43 : spectre en charge obtenu avec une source de ^{60}Co. 74
Figure 44 : évolution de l'efficacité de détection en fonction de l'énergie des neutrons (simulation). Le seuil de détection a été fixé à 3,5 MeVee. 75
Figure 45 : évolution du spectre en énergie neutron en fonction de l'épaisseur à 18°. 76
Figure 46 : évolution des distributions angulaires des neutrons en fonction de l'épaisseur de cible. 76
Figure 47 : forme spatiale du faisceau simulé. 82
Figure 48 : spectre en énergie du faisceau simulé. 82
Figure 49 : image de synthèse du dispositif simulé par GEANT4. 83
Figure 50 : comparaison des distributions angulaires pour la cible de PMMA de 2cm d'épaisseur simulées et récupérées après la cible (histogramme) et avec prise en compte des détecteurs et dépouillement (étoiles) pour Z=1, 2, 3, 4, 5 et 6. 85
Figure 51 : énergie reconstruite (en MeV) en fonction de l'énergie incidente pour des protons (EM) à gauche et (EM+IN) à droite. 86
Figure 52 : effet du rebroussement sur l'efficacité de détection des protons. En pointillé (rouge) quand ils peuvent traverser le détecteur, en foncé (bleu) quand ils sont tous stoppés. A droite : différence entre les deux distributions. 87
Figure 53 : énergie déposée dans le Si épais en fonction de l'énergie déposée dans le scintillateur pour des protons (la sélection utilisée pour la reconstruction est représentée en trait). Cas avec rebroussement à droite. 88
Figure 54 : évolution de l'efficacité de détection en fonction de l'énergie. (En trait plein bleu la distribution initiale, en pointillés rouges l'efficacité du détecteur et en foncé l'efficacité du détecteur avec identification). 89
Figure 55 : effet du modèle sur l'efficacité de détection des protons. En trait foncé (EM+IN), en pointillé (EM). A droite, différence entre les deux distributions (EM+IN-EM). 89
Figure 56 : énergie reconstruite (en MeV) en fonction de l'énergie incidente pour des protons. (EM) à gauche, (EM+IN) à droite. 90
Figure 57 : énergie déposée dans le Si épais en fonction de l'énergie déposée dans le scintillateur pour des α (les sélections utilisées sont représentées en trait plein). 91
Figure 58 : évolution de l'efficacité de détection en fonction de l'énergie pour les α. (La distribution initiale est en trait plein, l'efficacité du détecteur est en pointillé et l'efficacité du détecteur avec identification est en trait foncé). 91
Figure 59 : effet du modèle sur l'efficacité de détection les particules α. En foncé (EM+IN), en pointillé (EM). A droite, différence entre les deux distributions. 92
Figure 60 : énergie reconstruite (en MeV) en fonction de l'énergie incidente pour des ions ^{12}C. A gauche (EM) et à droite (EM+IN). 93
Figure 61 : énergie déposée dans le Si épais en fonction de l'énergie déposée dans le scintillateur pour des ^{12}C (les sélections utilisées sont représentées en trait noir). Les traits hachurés sont des données. 94
Figure 62 : évolution de l'efficacité de détection en fonction de l'énergie pour les ^{12}C. La distribution initiale est en trait plein, en pointillé l'efficacité du détecteur et en trait foncé l'efficacité du détecteur avec identification. 94
Figure 63 : comparaison des distributions en charge pour 1,5 cm de PMMA à 10°. Les résultats issus de la version 8.3 patch 1 sont représentés par une étoile, les résultats de la version 9.2 patch 2 avec un cercle creux et les résultats expérimentaux avec un triangle. 99
Figure 64 : schéma descriptif du traitement des collisions noyau-noyau par la classe G4BinarylightIonReaction. 106

Figure 65 : distributions en charge pour la cible de 5 mm à 7, 10, 17, 20 et 40°. Les résultats expérimentaux sont représentés par des triangles, « LPC » par des croix, « BIC » par des ronds et « QMD » par des carrés.. 115
Figure 66 : distributions en charge pour la cible de 15 mm à 7, 10, 17 et 40°. Les résultats expérimentaux sont représentés par des triangles, « LPC » par des croix, « BIC » par des ronds et « QMD » par des carrés.. 116
Figure 67 : distributions en charge pour la cible de 25 mm à 0, 5, 10, 17 et 40°. Les résultats expérimentaux sont représentés par des triangles, « LPC » par des croix, « BIC » par des ronds et « QMD » par des carrés.. 117
Figure 68 : distributions angulaires pour les cibles de 5, 15 et 25 mm pour Z=1. Les résultats expérimentaux sont représentés par des triangles, « BIC » par des traits pleins et « QMD » par des traits pointillés..... 118
Figure 69 : distributions angulaires pour les cibles de 5, 15 et 25 mm pour Z=2. Les résultats expérimentaux sont représentés par des triangles, « BIC » par des traits pleins et « QMD » par des traits pointillés..... 119
Figure 70 : distributions angulaires pour la cible de 15 mm pour Z=4. Les résultats expérimentaux sont représentés par des triangles, « BIC » par des traits pleins et « QMD » par des traits pointillés..... 120
Figure 71 : distributions isotopiques pour la cible de 15 mm à 17 et 40° pour les Z=1 et 2. Les résultats expérimentaux sont représentés par des triangles, les simulations par des barres foncées pour « BIC » et claires pour « QMD ». 121
Figure 72 : distributions en énergie des particules chargées Z=2 pour la cible de 5 mm à 7, 10 et 20°. Les résultats expérimentaux sont représentés par des triangles, « LPC » et « BIC » par des traits plein et « QMD » par des traits pointillés..... 124
Figure 73 : distributions en énergie des particules chargées Z=2 pour la cible de 15 mm à 7, et 10°. Les résultats expérimentaux sont représentés par des triangles, « LPC » et « BIC » par des traits plein et « QMD » par des traits pointillés..... 125
Figure 74 : distributions en énergie des particules chargées Z=2 pour la cible de 25 mm à 0, 5 et 10°. Les résultats expérimentaux sont représentés par des triangles, « BIC » par des traits plein et « QMD » par des traits pointillés. 126
Figure 75 :.évolution de la dose déposée dans du silicium en fonction de l'angle de détection pour les cibles de PMMA de 5, 10, 15, 20, 25 et 40 mm. Les valeurs de dose expérimentales sont représentées par des triangles. « BIC » par des cercles et « QMD » par des carrés. Les traits guident l'œil. 128
Figure 76 : distributions en charge pour les cibles de 5, 15 et 25 mm à 10°. Les résultats expérimentaux sont représentés par des triangles, l'ensemble des simulations par les autres symboles. 131
Figure 77 : distributions en charge et isotopiques pour les Z=1 et 2 pour la cible de 15 mm à 17°. Les résultats expérimentaux sont représentés par des triangles, l'ensemble des simulations par les autres symboles... 132
Figure 78 : droites d'étalonnage pour les dix siliciums. 150
Figure 79 : cartes d'identification DE1- DE2 et DE2-E avec en sur imposition les sélections réalisées pour chacun des télescopes. 151
Figure 80 : courbe d'étalonnage des 5 scintillateurs. 152
Figure 81 : distributions en charge pour la cible de 10 mm à 7, 10, 17, 20 et 40°. Les résultats expérimentaux sont représentés par des triangles, « LPC » par des croix, « BIC » par des ronds et « QMD » par des carrés. 157
Figure 82 : distributions en charge pour la cible de 20 mm à 7, 10, 17 et 40°. Les résultats expérimentaux sont représentés par des triangles, « LPC » par des croix, « BIC » par des ronds et « QMD » par des carrés.. 158
Figure 83 : Distributions en charge pour la cible de 40 mm à 0, 5, 10, 17 et 40°. Les résultats expérimentaux sont représentés par des triangles, « LPC » par des croix, « BIC » par des ronds et « QMD » par des carrés.. 159

Liste des tableaux

Tableau 1 : centres de hadronthérapie par ions carbone en activité, en construction ou en projet. 23
Tableau 2 : exemple pour deux matériaux des valeurs de la concentration, de la densité, du libre parcours moyen et la section efficace de fragmentation du carbone. 35
Tableau 3 : récapitulatif des expériences réalisées avec un faisceau de ^{12}C dans le cadre de la recherche en hadronthérapie. 45
Tableau 4 : caractéristiques des détecteurs composant les télescopes à particules chargées. 47
Tableau 5 : valeurs des seuils d'identification pour les particules chargées. 48
Tableau 6 : liste de « runs » dépouillés avec pour chacun la cible utilisée, les positions en angle des télescopes, la durée d'une prise de données, le nombre d'ions incidents et le temps mort (calcul décrit page 60). 53
Tableau 7 : récapitulatif des fragments chargés détectés et identifiés en charge. Les croix indiquent les particules identifiées, les croix grisées indiquent que les particules sont sous forme de traces (peu de statistique). ... 55
Tableau 8 : récapitulatif des énergies maximales (en MeV) des particules pouvant traverser. 63
Tableau 9 : récapitulatif des positions en angle des télescopes. 77
Tableau 10: liste des processus composant les trois "physicslist" utilisées. Les croix indiquent l'absence de modèles pour certains processus. 101
Tableau 11 : modèles inélastiques de « LPC ». 102
Tableau 12 : modèles inélastiques de « QGSP_BIC_EMY ». 103
Tableau 13 : modèles inélastiques de « QMD ». 104
Tableau 14 : modèles inélastiques utilisés pour simuler notre expérience. (Particules chargées uniquement). .. 112
Tableau 15 : valeurs en pourcentage des rapports isotopiques des Z=1, 2 obtenus avec les données expérimentales et les trois simulations pour trois épaisseurs et deux angles différents. 123
Tableau 16 : récapitulatif des combinaisons de modèles testées. 130
Tableau 17 : coefficients de paramétrisation des droites et courbes d'étalonnage. 149
Tableau 18 : récapitulatif des valeurs des taux de production (en Nbre/(^{12}C incident. sr)) avec les erreurs statistiques en fonction de la charge du fragment, de l'angle de détection pour la cible de 5, 10 et 15 mm de PMMA. 153
Tableau 19 : récapitulatif des valeurs des taux de production (en Nbre/(^{12}C incident. sr)) avec les erreurs statistiques en fonction de la charge du fragment, de l'angle de détection pour la cible de 20, 25 et 40 mm de PMMA. 154

Introduction générale

En France, 280 000 personnes sont chaque année directement concernées par le cancer qui est une des premières causes de mortalité. Seule la moitié de ces personnes environ pourra en guérir avec les armes thérapeutiques actuelles que sont la chirurgie, la chimiothérapie et la radiothérapie. La radiothérapie permet de soigner à elle seule environ 12 % des patients et jusqu'à 18 % quand elle est couplée avec les autres traitements.

La hadronthérapie, technique d'irradiation des cellules cancéreuses à l'aide d'ions, développée relativement récemment (1954) par rapport à la radiothérapie classique (1900), est en passe de devenir une nouvelle arme dans la lutte contre le cancer. La communauté a rapidement compris que les ions chargés, étant un vecteur de dépôt d'énergie important et localisé en fin de parcours, pouvaient être un outil efficace en thérapie. Depuis les années 1970, d'importantes recherches ont permis d'aboutir à la création d'un premier centre de thérapie par ions carbone au milieu des années 1990 au Japon. Cette technique spécifique n'en est qu'au début de son développement et n'a, à ce jour, traité que 5 000 patients dans le monde. Malgré les infrastructures volumineuses et le coût de construction de tels centres, plusieurs projets en Europe, dont ETOILE en France, montrent l'intérêt des pouvoirs publics pour cette thématique et contribuent à un réel essor de ce domaine tant du point de vue développement technologique que recherche appliquée en physique, biologie et médecine.

Même si un important travail a d'ores et déjà permis la mise en exploitation de trois centres (HIMAC, HIBMC au Japon et HIT en Allemagne), d'importants travaux de recherches doivent être menées pour perfectionner les protocoles de traitement, inventer de nouveaux moyens de contrôle et valider l'intérêt thérapeutique des ions carbones sur différents types de tumeurs.

L'étude des dégâts engendrés par les irradiations sur les tissus biologiques repose sur le calcul de la dose biologique. Comme nous le verrons par la suite, la dose biologique dépend de l'énergie déposée par les ions dans la matière (dose physique) et des conséquences de ce dépôt d'énergie sur les cellules vivantes (efficacité biologique).

L'AIEA[1] a défini un code pratique sur la manière de mesurer la dose dans le cas des ions « lourds » (ions plus lourds que les protons). A l'heure actuelle, la dosimétrie des ions

[1] Agence Internationale de l'énergie Atomique

lourds se limite à la détermination de la dose physique, plus exactement la dose absorbée dans de l'eau, à l'aide de chambres d'ionisation étalonnées à partir d'un faisceau de rayons γ du ^{60}Co. Ce choix vient du fait que l'on souhaite avoir un même formalisme et une même procédure quelque soit le type de faisceau à travers le monde afin d'obtenir une cohérence internationale en matière de dosimétrie. Cette uniformisation de la mesure permet de limiter les degrés de liberté lors des comparaisons des résultats des traitements cliniques et des études biologiques. Les conditions de référence pour la détermination de la dose absorbée avec des faisceaux d'ions lourds sont précisées dans le Technical Reports Series 398 [Trs04] de l'AIEA et l'estimation relative de l'incertitude sur la dose à mesurer se situe entre 3 et 3,4 % en fonction de la chambre utilisée. Ce chiffre est élevé par rapport aux indications prescrites pour les autres formes de radiothérapie (typiquement 0,9 % pour les traitements avec des γ du ^{60}Co) et vient du fait que l'on maîtrise encore mal les facteurs d'incertitudes dans ce domaine. La réduction de ces incertitudes est une tâche préliminaire à effectuer.

En plus des incertitudes sur le faisceau et la chambre d'ionisation qui sont les mêmes que pour les autres types de particules utilisées en radiothérapie, la détermination de la dose nécessite la connaissance des distributions en énergie du faisceau qui évoluent avec la fragmentation du projectile et de la cible. La diminution de l'incertitude sur la qualité du faisceau passe donc, entre autres, par des mesures de fragmentation.

Un certain nombre d'expériences ont été conduites au LBL[2], au NIRS-HIMAC[3] et au GSI[4] afin d'étudier le dépôt d'énergie et la fragmentation d'un certain nombre de projectiles dans le cadre de la hadronthérapie. Les premières études dédiées aux applications en hadronthérapie ont commencé à Princeton en 1974 [Mac74] et ont continué au LBL durant les années 1980 [Sch83, Sch08b, Lla84, Lla90] principalement sur l'ion ^{20}Ne à 670 MeV/u utilisé alors de façon expérimentale pour traiter des patients.

Dans les années 1990, un grand nombre d'expériences sur d'autres ions dont le ^{12}C ont eu lieu au centre HIMAC et au GSI. Une partie de ces expériences sur le ^{12}C se concentre sur la mesure de dépôt d'énergie laissé dans des fantômes d'eau [Sih98, Sch08a, Kan93]. D'autres expériences étudient plus en détail sa fragmentation [Sch96a, Sch96b, Gol97, Mat03, Mat05, Hae06, Tos07, Zei07, Gun08, Iwa08]. L'ensemble des ces expériences sur le ^{12}C couvre une gamme en énergie entre 200 et 400 MeV/u.

Les expériences se sont concentrées sur ce type de mesures car les mesures de dose physique peuvent être utilisées pour alimenter directement en données les systèmes de planification de traitement (TPS) existants qui permettent ensuite de calculer la dose biologique. Les mesures de dose et de fragmentation peuvent également servir à améliorer la prédiction du dépôt de dose physique des ions dans la matière biologique en contraignant et validant les modèles nucléaires. Ces modèles sont indispensables dans l'élaboration de TPS évolués capables de prendre en compte les spécificités des patients comme les différents types de tissus traversés ou la génération de courbes de dépôts simulés utilisés ensuite pour régler les paramètres de traitement.

La recherche en hadronthérapie, comme nous l'avons entraperçu, regroupe un très grand nombre de thématiques en physique, radiobiologie et en recherche clinique. Le travail présenté dans ce document s'inscrit dans ce cadre via le groupement de recherche Modélisation et Instrumentation pour l'Imagerie Médicale (GDR MI2B) de l'IN2P3[5] dont

[2] Lawrence Berkeley Laboratory
[3] National Institute of Radiological Science - Heavy Ion Medical Accelerator in Chiba
[4] Gesellschaft für Schwerionenforschung
[5] Institut de Physique Nucléaire et de Physique des Particules

l'une des missions est d'étudier le dépôt de dose physique pour l'hadronthérapie [Gdr]. Dans ce cadre, notre travail consiste en l'étude du phénomène de fragmentation dans le cas particulier d'un faisceau de ^{12}C à 95 MeV/u interagissant avec des cibles épaisses de polyméthylmétacrylate (PMMA). L'énergie incidente du faisceau correspond à un parcours et à un dépôt maximum d'énergie à environ 2 cm de profondeur dans le PMMA, matériau plastique solide considéré par l'AIEA comme étant un substitut possible à l'eau pour les mesures de dose. Cette étude permet de compléter les données existantes (>100 MeV/u) dans la région basse énergie (<100 MeV/u) de la thérapie par ions carbone. Une expérience a été réalisée au GANIL[6] avec pour objectif l'obtention des taux de production des fragments secondaires issus de la fragmentation du projectile après plusieurs épaisseurs de PMMA. L'étude s'intéresse en particulier à l'évolution des taux de production en fonction de la charge des fragments, de leur angle de détection, et de leur énergie. Le but est de comparer ces mesures expérimentales à des résultats de simulation afin d'évaluer la précision des modèles nucléaires actuellement disponibles.

Ce manuscrit s'articule autour de quatre chapitres. Le premier est une introduction sur l'hadronthérapie et se focalise sur les aspects physiques du domaine. Les avantages qu'apporte la thérapie par ions carbone dans la lutte contre le cancer seront énoncés. Dans le second chapitre, le dispositif expérimental utilisé pour obtenir les mesures de fragmentation est décrit. Le dépouillement de l'expérience permettant l'obtention des données sera ensuite présenté. Le troisième chapitre se concentrera sur la description des simulations Monte Carlo développées afin de reproduire les données expérimentales. Cela nous donnera l'occasion de faire une étude de l'efficacité de notre dispositif expérimental. Finalement le dernier chapitre présentera les comparaisons entre différents modèles nucléaires testés et l'expérience afin de conclure sur la validité ou non de ces différents modèles susceptibles d'être utiliser dans le cadre de la hadronthérapie.

[6] Grand accélérateur national d'ions lourds

Chapitre premier. La thérapie par ions carbone

A. Historique de la hadronthérapie

Ce chapitre va présenter les principaux aspects qui justifient le développement de la thérapie par ions carbone comme solution de traitement des cancers.

Dans un premier temps, un rapide historique de la radiothérapie sera fait afin de situer la place et l'évolution de la hadronthérapie par rapport aux autres techniques d'irradiations. Dans un second temps, les dégâts occasionnés par les interactions entre les ions et la matière vivante seront abordés. Ensuite, sera développée la théorie des interactions ion matière. Au final ces trois parties permettront de mettre en évidence l'intérêt des ions et en particulier du carbone dans la lutte contre le cancer.

1. Les différentes techniques de thérapie par rayonnements ionisants

La radiothérapie est une méthode de traitement utilisant les rayonnements ionisants pour détruire les cellules cancéreuses. Cette application est née dès la découverte des rayons X par W. C. Röntgen en 1895 et est utilisée depuis plus d'un siècle maintenant par le corps médical pour soigner les patients victimes de cancers. Au fil du temps, les technologies liées à la radiothérapie n'ont cessé de s'améliorer et différentes techniques sont apparues.

La figure 1 schématise l'arborescence des principales familles constituant la radiothérapie aujourd'hui. Ces familles se distinguent par la nature du projectile utilisé. Dans le cas de la radiothérapie classique, qui représente la grande majorité des traitements (200 000 patients par an en France) l'irradiation se fait par des photons (rayons X ou γ) ou par des électrons grâce à des accélérateurs d'électrons. Les hôpitaux utilisent des techniques comme par exemple la radiothérapie conformationnelle par modulation d'intensité (IMRT) ou plus récemment la tomothérapie.

La seconde famille regroupe l'ensemble des irradiations utilisant des hadrons comme projectile.

- Parmi les projectiles utilisés, le neutron fut le premier testé seulement six ans après sa découverte par J. Chadwick en 1932. Des essais cliniques dans les années 1975-1985 en ont posé les limites et les indications [Noë03]. Aujourd'hui, la neutronthérapie est proposée dans une demi-douzaine de centres répartis en Allemagne, en Russie, aux Etats-Unis et en Afrique de Sud. L'ensemble des ces centres sont basés sur l'accélération de protons ou deutérons envoyés sur une cible de béryllium qui produit un spectre secondaire de neutrons d'une cinquantaine de MeV en moyenne.

- Le second type d'hadrons testé fut le proton dans les années 1950 donnant naissance à la protonthérapie. A ce jour, 50 000 patients dans le monde ont été traités avec des protons et cela dans une vingtaine de centres répartis principalement aux USA, en Russie, au Japon et en Europe. Une liste des centres de protonthérapie est disponible dans la revue générale sur le domaine écrite par G. Kraft [Kra00].

- Les autres ions susceptibles d'être utilisés sont regroupés sous le terme générique de thérapie par ions « lourds ». Actuellement, seuls les ions carbone sont utilisés à des fins thérapeutiques. Il existe trois centres de ce type opérationnels en 2009, deux au Japon (HIMAC et HIBMC) et un en Allemagne (HIT). Un peu plus de 5 000 patients ont été traités par ions carbone à ce jour.

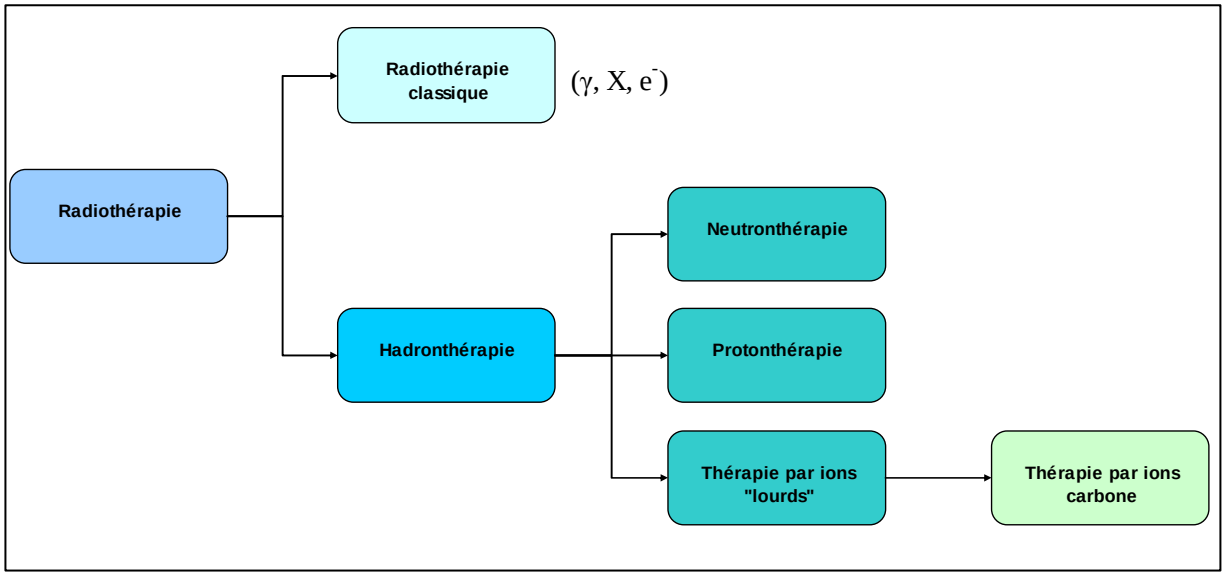

Figure 1 : généalogie de la radiothérapie.

La hadronthérapie ne doit pas être vue comme une technique de remplacement de la radiothérapie classique mais comme un outil supplémentaire capable de traiter des pathologies autrement incurables. Typiquement, cela correspond à des tumeurs inopérables (cerveau), situées en profondeur et/ou proche d'organes sains à risque et/ou radio-résistantes. Le nombre de patients potentiellement concernés en France est estimé entre 3 000 et 5 000 par an.

2. Essor de la hadronthérapie

La hadronthérapie, et en particulier la thérapie par ions carbone, reste une technique expérimentale car relativement récente par rapport à la radiothérapie classique. En 1946, Robert. R. Wilson est le premier à proposer dans un article [Wil46] l'utilisation de protons et d'ions accélérés dans un but médical. Deux ans plus tard, l'accélération des particules à des énergies suffisantes pour traverser plusieurs centimètres de matière (plusieurs MeV/u) devient techniquement possible avec l'ouverture du premier synchrocyclotron inventé et construit au Lawrence Berkeley Laboratory (LBL).

La première utilisation médicale d'hadrons commence au LBL en 1954 avec l'utilisation de protons. Très rapidement, un important travail de recherche technique et clinique dans des centres de recherche en physique nucléaire aux Etats-Unis, en Europe et au Japon a permis l'essor de la protonthérapie. L'ouverture du premier centre hospitalier de protonthérapie en Californie en 1990 marque le passage de cette technique au statut d'option de traitement contre le cancer.

La recherche avec d'autres ions plus lourds continue en parallèle avec l'utilisation d'une multitude de particules différentes : neutrons, pions, antiprotons, hélium, lithium, bore, carbone, oxygène et néon. De 1975 à sa fermeture en 1992, le Bevalac (LBL) a permis de faire les premières recherches cliniques sur 433 patients avec des faisceaux de ^{20}Ne (670 MeV/u) donnant des résultats encourageants [Pet94]. Au total, 1200 patients ont été traités au LBL avec des hadrons autres que les protons.

En 1994, le Japon ouvre le premier centre de recherche en hadronthérapie par ions carbone (NIRS-HIMAC) à Chiba utilisant des techniques passives pour la conformation de la dose à la tumeur. Ce centre a été développé à partir des techniques et concepts inventés à

Berkeley. Un second centre clinique (HIBMC) a ouvert ses portes à Hyōgo en 2000. Des essais cliniques viennent de débuter (mars 2010) dans un troisième centre à Gunma (GHMC).

En 1997, une autre étude technique et clinique avec les ions carbone débute au GSI, centre de recherche en physique nucléaire situé en Allemagne. Cette recherche a permis le développement d'autres solutions technologiques comme l'« active scanning » qui permet une conformation de la dose à la tumeur par balayage d'un faisceau étroit. Cela a conduit à l'ouverture fin 2009 du centre clinique de hadronthérapie par ions carbone (HIT) à Heidelberg.

La liste des installations (en activité, en construction et en projet) ayant choisi l'utilisation d'ions carbone est rassemblée dans le tableau 1.

Tableau 1 : centres de hadronthérapie par ions carbone en activité, en construction ou en projet.

Nom	Ville	Pays	Status	premier traitement
NIRS-HIMAC	Chiba	Japon	Opérationnel	1994
GSI	Darmstadt	Allemagne	Tests cliniques arrêtés	1997-2008
HIBMC	Hyogo	Japon	Opérationnel	2001
HIT	Heidelberg	Allemagne	Ouvert (11.2009)	2009
GHMC	Gunma	Japon	Ouvert	2010
CNAO	Pavia	Italie	Inauguré (02.2010)	fin 2010
PTC	Marburg	Allemagne	En construction	2011
NRoCK	Kiel	Allemagne	En construction	2012
ETOILE	Lyon	France	En projet	2015
ARCHADE*	Caen	France	En projet	2015**
MedAustron	Wiener Neustadt	Autriche	En projet	

* centre de ressource et de recherche.
** ouverture

B. Effets biologiques - Dégâts des ions sur les cellules

Nous avons vu que la hadronthérapie est une méthode de traitement utilisant les ions pour détruire les cellules cancéreuses. Nous allons maintenant nous intéresser à la quantification des dégâts engendrés par les ions sur la matière biologique.

1. Dose

La notion de dose est définie afin d'évaluer les dégâts liés au dépôt d'énergie dans la matière. La dose est le rapport entre la quantité d'énergie moyenne déposée $d\bar{\varepsilon}$ dans un volume donné et la masse dm de ce volume.

$$D = \frac{d\bar{\varepsilon}}{dm}. \qquad (1.1)$$

Cette grandeur physique est nommée la dose absorbée. Elle s'exprime en Gray (Gy) : un gray correspondant à un joule par kilogramme. Il faut déposer une dose d'environ 60 Gy dans une tumeur pour la détruire.

2. Réponse cellulaire

Les ionisations induites par les particules chargées modifient la matière au niveau des liaisons électroniques entre les atomes et les molécules. Dans le cas de tissus cellulaires, ces modifications vont causer des dégâts biologiques. Les rayonnements ionisants peuvent avoir un effet direct sur les cellules en cassant ou en créant des liaisons covalentes entre les molécules. Mais la grande majorité des dégâts sont dus à un effet indirect : les molécules d'eau irradiées vont se décomposer en radicaux libres par radiolyse. Ces radicaux, $OH^{\cdot}$ et $H^{\cdot}$, sont très réactifs car ils possèdent un électron non apparié sur leur couche externe et ils vont pouvoir casser les différentes molécules constituant les cellules.

Les effets biologiques résultent principalement des dégâts engendrés par ces effets directs ou indirects sur l'acide désoxyribonucléique (ADN). Les lésions sur l'ADN peuvent être induites par des ruptures à différents niveaux de la molécule d'ADN et conditionnent la survie de la cellule. On retiendra que la rupture la plus grave engendrée par des ions est la rupture bicaténaire (cassure double brin) sur l'ADN.

La cellule, suite à son endommagement, va réagir en tentant de se réparer (voir fig. 2). Si la réparation est fidèle, la cellule survit normalement. Si la réparation est fautive, la cellule mute ou meurt. Les cancers radio-induits sont dus aux mutations. Enfin, les dégâts peuvent être si importants qu'aucune réparation n'est possible, la cellule meurt alors de façon non contrôlée.

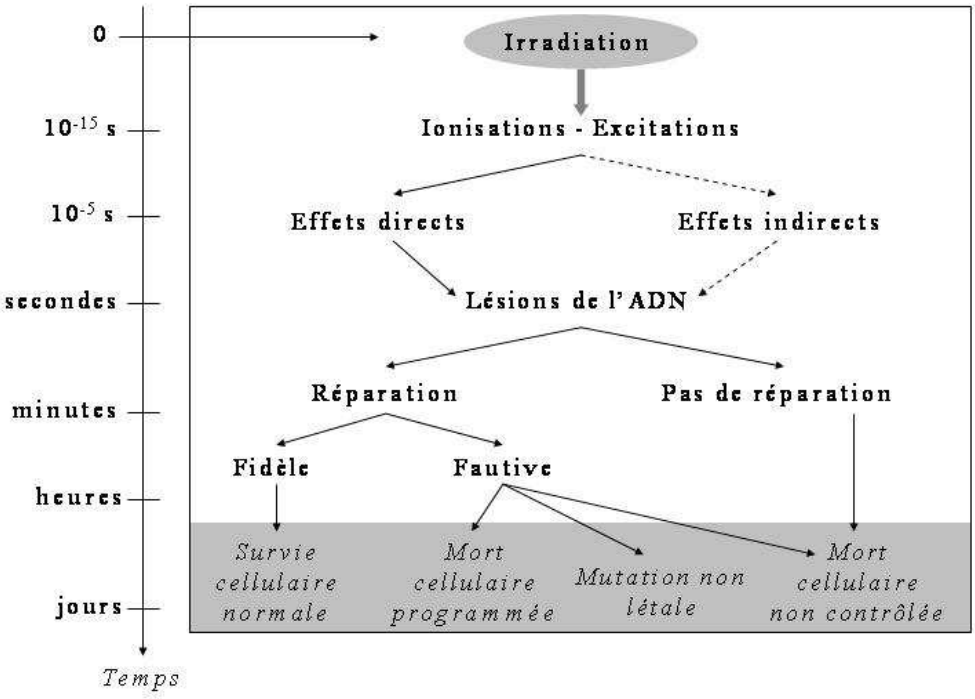

Figure 2 : chronologie de la réponse cellulaire aux rayonnements ionisants. (Figure tirée de [Pau08]).

3. Courbe de survie

L'ADN n'est pas le seul constituant d'une cellule à pouvoir subir des lésions. Le cytoplasme ou la membrane peuvent aussi être touchés et conduire à la mort de la cellule. Les radio-biologistes, pour tenir compte de l'ensemble des ces effets à un niveau macroscopique, mesurent des courbes de survie cellulaire. Ces courbes sont obtenues en analysant la prolifération cellulaire une à deux semaines après une irradiation. Les cellules dîtes survivantes sont celles qui ont formé une colonie de plus de 50 cellules filles. La survie cellulaire *S* pour les rayons X est une fonction non-linéaire de la dose D et peut être décrite par le modèle linéaire-quadratique (LQ) :

$$S = \exp\left\{-\alpha D - \beta D^2\right\}. \qquad (1.2)$$

Pour les ions, la réponse devient linéaire par rapport à la dose car le terme β devient petit quand le TEL augmente (défini au chapitre I.2.a.2). La figure 3 présente une courbe de survie en fonction de la dose pour un faisceau de photons et un faisceau d'ions. Pour un même effet biologique, la dose à déposer par les ions est inférieure à celle à déposer par les photons. Cela vient du fait que, pour un même dépôt d'énergie, les ions engendrent bien plus de lésions par cellule que les photons. Cela constitue un avantage dans le cas de la hadronthérapie car les chances de détruire les cellules cancéreuses augmentent.

Etant donnée la rapide variation de la survie *S* en fonction de la dose *D*, une erreur de 10 % sur la dose peut conduire à des erreurs allant jusqu'à 20 % sur le taux de survie. Cela demande donc de pouvoir mesurer avec précision la dose déposée dans le cas de traitements avec des ions.

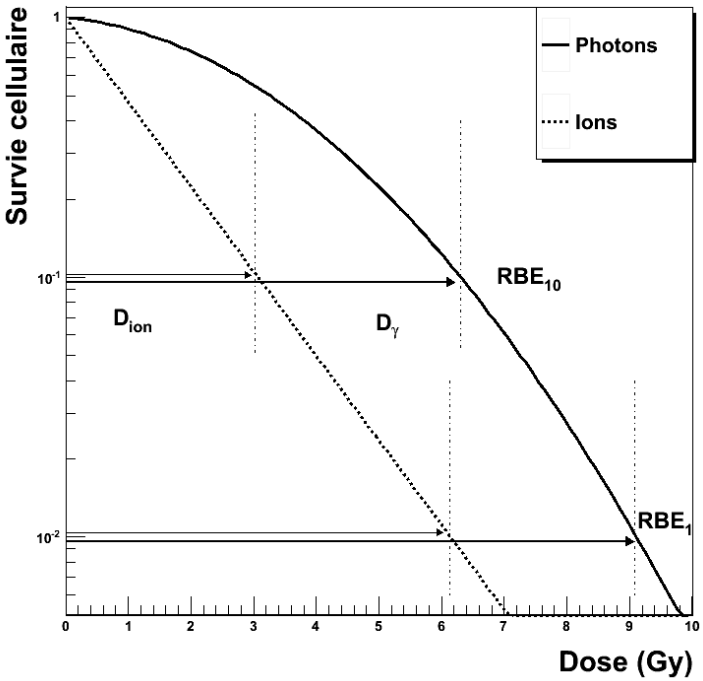

Figure 3 : courbe type de survie cellulaire pour le cas des photons (trait plein) et pour des ions (trait pointillé).

4. Dose biologique et efficacité biologique relative

Pour tenir compte de la dépendance du taux de survie *S* en fonction du type de particule, la notion de dose biologique ou dose équivalente photon *H* exprimée en Gray Equivalent (GyE) est définie. C'est le produit entre la dose physique absorbée *D* et un facteur de pondération nommé *RBE*[7] :

$$H = RBE \times D \,. \tag{1.3}$$

Le facteur *RBE* est un paramètre permettant de comparer les effets biologiques d'un rayonnement à celui d'un rayonnement de référence [Trs08]. Les rayons X de 220 keV sont généralement pris comme référence. Le facteur *RBE* est donc défini ainsi :

$$RBE = \frac{D_{X-220keV}}{D_{RI}} = \frac{D_{\gamma}}{D_{ion}} \,. \tag{1.4}$$

Cette relation permet de comparer le pouvoir destructeur d'un faisceau d'ions par rapport aux connaissances actuelles en radiothérapie classique. La figure 3 montre comment le coefficient *RBE* est déterminé pour une survie cellulaire de 10% et de 1%. Pour une même dose déposée, en fonction de type de rayonnement, le taux de survie *S* peut varier très fortement. Il est donc important de bien connaître la nature du faisceau incident lors d'un traitement.

On remarque aussi que le facteur *RBE* dépend principalement de la dose. En général, ce facteur est grand pour les faibles doses et diminue avec l'augmentation de la dose. Les différences entre l'irradiation par ions et l'irradiation conventionnelle diminuent donc quand la dose augmente.

5. Effet oxygène

A cet effet dû au rayonnement s'ajoute un autre effet dépendant des cellules irradiées : le taux de survie dépend du taux d'oxygène dans la cellule. En effet, le nombre de radicaux libres créés lors de l'irradiation diminue avec la diminution de l'oxygénation du milieu et par conséquent il y a moins de dégâts indirects. Pour quantifier cet effet de l'oxygène, un rapport d'amélioration *Oxygen Enhancement Ratio* (*OER*) en anglais est défini ainsi :

$$OER = \frac{D_{hypoxie}}{D_{aérobie}} \,. \tag{1.5}$$

Cela représente le rapport des doses à délivrer en absence (hypoxie) et en présence d'oxygène (aérobie) pour observer les mêmes effets biologiques. Plus l'*OER* augmente et moins l'irradiation est efficace.

Les tumeurs cancéreuses peuvent avoir une mauvaise irrigation sanguine. Cette hypoxie conduit à une radiorésistance aux rayonnements. Des études sur différents types de cellules et d'ions [Sch10 et références] ont montré que l'*OER* est plus faible pour les ions les plus lourds (carbone, néon) que pour les ions légers (hélium, proton) et les photons. Cette plus grande efficacité contre les tumeurs hypoxiques est probablement due au fait que les ions lourds ont un potentiel de création de dommages directs plus important que celui des γ et des protons.

[7] Relative Biological Effectiveness

La figure 4, à titre de comparaison, présente les valeurs du *RBE* et de l'*OER* pour différents types de particules. Si l'on ne considère que les dégâts biologiques, l'idéal est l'utilisation des ions « lourds » qui sont plus efficaces pour détruire des cellules (hypoxiques ou non) que les photons. D'après cette figure, l'ion argon semble le meilleur choix. Dans la réalité, la fragmentation du projectile due aux interactions nucléaires (phénomène détaillé par la suite) devient un inconvénient quand les ions sont lourds. Il est donc nécessaire de réaliser un compromis, ce que semble être le carbone.

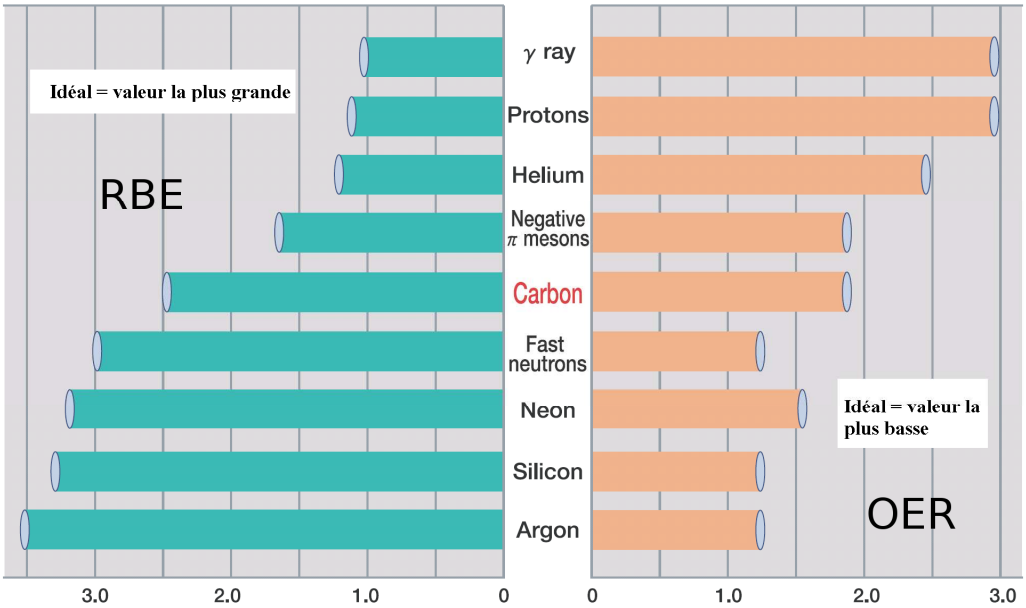

Figure 4 : valeurs du RBE (à gauche) et de l'OER (à droite) pour plusieurs types de particules [Him].

C. Théorie des interactions ion-matière

Après avoir vu brièvement les dégâts occasionnés par des ions dans la matière vivante, nous allons voir maintenant un peu plus en détail les processus physiques responsables de ces dégâts. Les particules, selon leur nature chargée (électrons, ions) ou neutre (photons, neutrons) interagissent avec la matière suivant différents processus. Toutes ces particules vont conduire, directement ou indirectement, à l'ionisation ou l'excitation du milieu à l'origine des dégâts biologiques. Dans le cadre de notre étude, seules les interactions ions-matière vont être développées et seront différenciées selon leur influence sur le dépôt d'énergie. Les ions peuvent interagir de trois manières différentes :

- par collision avec les électrons de la cible
- par collision nucléaire élastique
- ou par collision nucléaire inélastique.

Comme nous le verrons, les deux premiers mécanismes sont responsables de la perte d'énergie et de la déflexion des ions dans la matière tandis que le dernier est responsable de leur fragmentation. La théorie de l'arrêt et du parcours des ions dans la matière est traité en détail dans plusieurs revues et livres [Ahl80, Zie85, Leo94, Kno00]. Nous n'allons présenter ici que les principaux aspects de cette théorie.

1. Diffusions multiples sur les électrons du milieu

Les ions chargés de grande énergie interagissent, au premier ordre, par collisions coulombiennes multiples avec les électrons du milieu traversé. Selon la proximité entre l'ion et les électrons de la cible, un transfert d'énergie plus ou moins important permet à l'électron de changer de couche électronique (excitation du milieu) ou d'être arraché à l'atome auquel il est lié (ionisation). Il est à noter que ces mécanismes sont à la base des méthodes de détection en physique nucléaire et en physique des particules et des dégâts en biologie.

L'énergie transférée E_{trans} lors d'une collision de ce type dépend de l'énergie cinétique du projectile E, de sa masse m et de la masse de l'électron m_e. L'énergie maximale transférable à un électron $E_{trans}^{\max} = 4.E.m_e/m$ ne représente que 1/500ième de l'énergie par nucléon du projectile. Mais le cumul de ses interactions le long du milieu a pour effet de diminuer progressivement l'énergie du projectile. Cette perte d'énergie a pour effet de ralentir de manière continue la particule jusqu'à son arrêt total, si l'épaisseur de matière est suffisante. Cette perte d'énergie va être décrite par la suite.

a. Perte d'énergie électronique

Pour une particule chargée et un matériau donné, le pouvoir d'arrêt S qui correspond à la perte d'énergie dE par interactions coulombiennes le long du parcours dx de la particule dans la matière est défini ainsi :

$$S = -\frac{dE}{dx}. \tag{1.6}$$

Pour un ion d'état de charge Z_1 donné, l'expression de cette perte d'énergie spécifique, connue sous le nom de formule de Bethe-Bloch [Leo94], s'écrit :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4.\pi.r_e^2.m_e.Z_1^2}{\beta^2}\frac{N_A Z_2 \rho}{A}\left[\frac{1}{2}\ln\frac{2m_e\beta^2\gamma^2 E_{trans}^{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z_2}\right] \tag{1.7}$$

(avec $\hbar c = 1$).

$\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ et $\beta = v/c$ sont les facteurs de Lorentz, c étant la célérité de la lumière et v la vitesse de la particule incidente.

r_e est le rayon classique de l'électron ($r_e = \alpha/m_e$) avec $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c 4\pi\varepsilon_0} = 1/137$ la constante de structure fine et e la charge de l'électron.

ρ, Z_2 et A sont respectivement la densité, le nombre atomique et la masse atomique de la cible. N_A est le nombre d'Avogadro.

I est l'énergie moyenne d'ionisation qui est caractéristique du milieu.

δ est un terme de correction pour tenir compte de l'influence de la densité du milieu à haute énergie.

C est un terme de correction pour tenir compte de l'effet d'écrantage des électrons du noyau cible à basse énergie.

La figure 5 illustre la variation du pouvoir d'arrêt électronique en fonction de la vitesse de l'ion incident. Pour une particule non relativiste, le pouvoir d'arrêt est inversement proportionnel au carré de la vitesse du projectile. Plus une particule est lente, plus elle passe de temps dans le champ d'un électron donné et plus le transfert d'énergie est grand.

Pour une même vitesse incidente et un même matériau, le seul facteur pouvant varier est la charge du projectile. Le pouvoir d'arrêt augmente alors quadratiquement avec la charge du projectile. Les particules les plus lourdes auront donc une perte d'énergie spécifique plus grande pour une même vitesse.

La nature du matériau modifie aussi le pouvoir d'arrêt. Le produit $N_A Z_2 \rho / A$ correspond à la densité électronique N du matériau. La perte d'énergie est donc plus importante pour les matériaux denses ce qui limite le parcours des ions.

Pour de très grandes vitesses, le pouvoir d'arrêt augmente avec la vitesse. Cependant la polarisation des atomes le long de la trajectoire de l'ion contrebalance cette augmentation. Pour tenir compte de cet effet de densité, la formule de Bethe-Bloch est corrigée par un facteur $\delta/2$.

Quand la vitesse du projectile devient comparable à la vitesse moyenne des électrons du milieu ($v \approx v_0 Z_1^{2/3}$ avec v_0 la vitesse de Bohr) le régime de « Bethe » n'est plus valable. Ce régime favorise les échanges de charges entre le projectile et les atomes du milieu. L'ion projectile n'est plus totalement épluché, sa charge Z_1 varie et doit être remplacée par une charge effective Z_1^* déterminée généralement de façon empirique [Bar63]. Il faut également tenir compte du fait que la vitesse du projectile peut être grande devant celle des électrons des couches externes de la cible, sans l'être vis-à-vis des électrons du cœur. Ces effets de couche de l'atome cible sont pris en compte en introduisant un autre facteur correctif qui dépend de la cible C/Z_2.

La perte d'énergie atteint son maximum pour une vitesse $v = v_0 Z_1^{2/3}$. En dessous, la perte d'énergie est proportionnelle à la vitesse du projectile. Le projectile étant moins chargé du fait des échanges de charges, il interagit moins avec la matière. A la fin de son parcours, le projectile qui n'a plus d'énergie cinétique est électriquement neutre. C'est ce qui conduit au pic de Bragg avec un maximum en fin de parcours où le pouvoir d'arrêt est le plus grand.

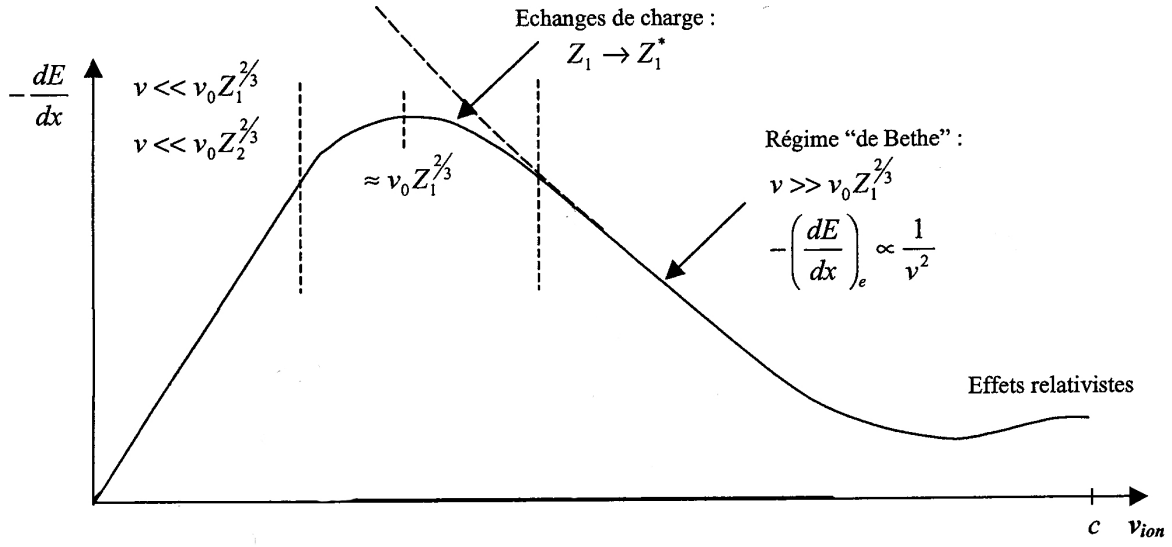

Figure 5 : perte d'énergie spécifique d'origine électronique en fonction de la vitesse de l'ion incident.

b. Courbe de Bragg

On appelle courbe de Bragg l'évolution de la perte d'énergie spécifique en fonction de la profondeur atteinte dans le matériau. Un exemple de la courbe de Bragg des ions carbone à 250 MeV est montré figure 6. Elle se caractérise par une valeur d'entrée qui dépend principalement de la charge du projectile. La perte d'énergie augmente ensuite sensiblement avec l'épaisseur traversée. Plus la particule se rapproche de la fin de son parcours, plus la perte d'énergie augmente formant le « pic de Bragg ». La perte d'énergie diminue ensuite fortement sur une distance très courte pour arriver à une perte d'énergie nulle à la fin du parcours de projectile.

Les collisions multiples coulombiennes sont donc responsables, au premier ordre, de la forme particulière du parcours des ions dans la matière. Ce parcours constitue un avantage certain dans le domaine de la radiothérapie par rapport aux photons (voir figure 6). Là où le caractère neutre des photons fait que l'on n'a qu'une probabilité de perte d'énergie et une atténuation de type exponentielle des photons en fonction de l'épaisseur, le caractère chargé des ions permet de connaître de façon précise la localisation du dépôt maximum d'énergie qui est, en l'occurrence, en fin de parcours. Il existe donc un moyen d'irradier les cellules de manière précise et en profondeur en irradiant « peu » les tissus sains précédents.

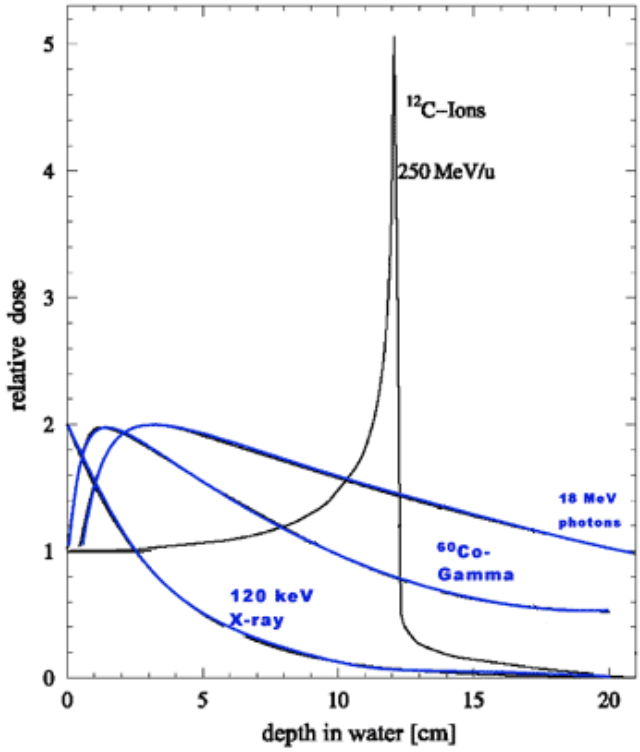

Figure 6 : courbes de Bragg pour des ions carbone à 250 MeV. Pour comparaison, atténuation des photons dans la matière pour trois méthodes et énergies différentes. [Kra00].

c. Dispersion en énergie

Etant donné que les collisions multiples sont des interactions microscopiques, la perte d'énergie est un processus éminemment statistique et stochastique. La diminution de l'énergie du projectile ne peut être déterminée qu'en moyenne. La perte d'énergie spécifique est donc une valeur moyenne.

Pour les cibles épaisses, la fluctuation sur la perte d'énergie pour une épaisseur de matériau donné devient gaussienne du fait des multiples collisions et la distribution [Ahl80] s'écrit alors :

$$f(\Delta E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \exp - \frac{\left(\Delta E - \overline{\Delta E}\right)^2}{2\sigma^2}, \tag{1.8}$$

$$\text{avec } \sigma^2 = 4\pi . Z_1^{*2} Z_2 e^4 N . \Delta x . \left[\frac{1-\beta^2/2}{1-\beta^2} \right].$$

d. Parcours d'une particule chargée

On se place dans le cas où le projectile a une vitesse initiale grande devant les électrons du milieu. Lorsque la cible est suffisamment épaisse, le projectile est stoppé dans le matériau. Il est alors possible de définir un parcours moyen $\overline{R}$ qui dépend de la perte d'énergie spécifique :

$$\overline{R}(E) = \int_E^0 - \frac{dE}{S(E)}. \tag{1.9}$$

Dans notre cas l'essentiel du parcours s'effectue lorsque la perte d'énergie est inversement proportionnelle au carré de la vitesse de projectile, c'est-à-dire dans le régime de « Bethe » et toutes les particules d'un faisceau iront à la même profondeur $\overline{R}(E)$ aux fluctuations statistiques près.

2. Interactions nucléaires entre le projectile et le noyau cible

Comme cela a été vu, l'énergie déposée et le parcours des ions dans la matière sont essentiellement dus aux collisions multiples sur les électrons du milieu.

La taille du noyau étant 100 000 fois plus petite que l'atome, les interactions nucléaires ont peu d'effets au premier ordre. Cependant pour des cibles épaisses, même si la probabilité d'interaction nucléaire entre un projectile et une cible est faible, l'effet cumulé de ces interactions devient non-négligeable du point de vue macroscopique et cela aura un effet sur l'intensité du dépôt d'énergie et sa forme. Les interactions nucléaires se divisent en deux phénomènes distincts : les collisions élastiques et les collisions inélastiques. Le premier joue un rôle important dans la diffusion angulaire tandis que le second change la nature du projectile et de la cible.

a. Collisions élastiques noyau-noyau

A nos énergies, la collision élastique peut être traitée par la mécanique classique. A partir de la conservation de l'impulsion et de l'énergie cinétique, l'échange d'énergie entre le noyau projectile et le noyau cible peut être déterminé. L'énergie cinétique de recul du noyau cible en fonction de son angle de recul est :

$$T_2 = 4.\frac{m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} T \cos^2 \theta \,, \tag{1.10}$$

avec T l'énergie cinétique initiale du projectile, m_1 et m_2 les masses respectivement du projectile et de la cible et θ l'angle de recul du noyau cible.

L'énergie cinétique résiduelle du projectile en fonction de son angle de diffusion est alors :

$$T_1 = \frac{m_2^2}{(m_1 + m_2)^2}\left[1 + \frac{m_1^2}{m_2^2} + \frac{2m_1}{m_2}\cos^2 \bar{\varphi}\right].T \,, \tag{1.11}$$

$$\text{avec } \tan\varphi = \frac{\sin\bar{\varphi}}{\cos\bar{\varphi} + m_1/m_2} \,.$$

φ et $\bar{\varphi}$ sont respectivement l'angle de diffusion du projectile dans le repère du laboratoire et du centre de masse. L'énergie transférée à la cible est donc directement reliée à l'angle de déflexion.

Celui-ci se calcule à partir de la conservation du moment cinétique et de l'énergie totale E de la particule lors d'une interaction :

$$\varphi = \pi - 2.\int_{r_{\min}}^{\infty} \frac{b}{r^2} \frac{dr}{\sqrt{1 - \frac{V(r)}{E} - \frac{b^2}{r^2}}} \,. \tag{1.12}$$

Cet angle est fonction du paramètre d'impact b, de la distance entre les deux particules en interaction r et de l'énergie $E_{initiale}$ du centre de masse. Cette expression est valide quel que soit le potentiel $V(r)$. L'angle de déflexion et la variation d'énergie dépendent donc du choix de ce potentiel.

Le potentiel de Bohr est généralement utilisé en première approximation mais d'autres potentiels de type Thomas Fermi qui tiennent compte de l'écrantage des électrons du noyau ont été développés, entre autres, par Molière [Mol47], Lindhard [Lin54] et Firsov [Fir58]. Cela va conduire à une dispersion angulaire des ions.

1. Dispersion angulaire

La dispersion angulaire régie par la répulsion coulombienne dépendra de la charge des noyaux et du paramètre d'impact. Plus le paramètre d'impact sera petit, plus l'angle de diffusion sera grand. A paramètre d'impact nul, le projectile pourra même être rétrodiffusé. Par simple considération de la section efficace géométrique, les collisions centrales sont les collisions les moins probables. La majorité des déflexions seront à petit angle et dans cette approximation la distribution angulaire est gaussienne avec une déviation standard donnée par Highland [Hig75] qui est de la forme :

$$\sigma_\theta[rad] = \frac{13{,}6MeV}{\beta pc} Z_1 \sqrt{\frac{d}{L_{rad}}} \left[1 + 0.038 \ln\left(\frac{d}{L_{rad}} \right) \right], \qquad (1.13)$$

avec d l'épaisseur de cible, L_{rad} la longueur de radiation du matériau, p l'impulsion et βc la vitesse du projectile. D'après cette équation, les cibles contenant des éléments lourds conduiront à une dispersion angulaire plus importante. L'ouverture angulaire augmente aussi significativement pour les faibles énergies.

2. Pouvoir d'arrêt

Le pouvoir d'arrêt nucléaire d'un ion dans la matière correspond à la perte d'énergie par collisions élastiques entre le projectile et les noyaux atomiques de la cible. Il se formalise ainsi :

$$S_{nucléaire} = \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{élastique} = N \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} T d\sigma(E,T), \qquad (1.14)$$

Le pouvoir d'arrêt dépend du nombre N d'atomes cible par unité de volume, de l'énergie cinétique T du projectile et de la section efficace différentielle en énergie de diffusion élastique $d\sigma$.

Biersark et al. [Bie80] donnent une expression analytique du pouvoir d'arrêt nucléaire sur la base d'un potentiel « réaliste » de Thomas Fermi :

$$-\left(\frac{dE}{dx} \right)_{élastique} = 4\pi.N.a \frac{m_1}{m_1 + m_2} Z_1 Z_2 e^2 \frac{\ln \varepsilon}{2\varepsilon\left(1 - \varepsilon^{-1,49}\right)}, \qquad (1.15)$$

avec a le rayon d'écrantage du potentiel de Thomas Fermi et ε l'énergie réduite,

$$\varepsilon = \frac{m_2}{m_1 + m_2} \frac{E_1}{Z_1 Z_2 e^2} a .$$

La perte d'énergie d'un ion dans la matière est donc la somme de la perte d'énergie d'origine nucléaire et d'origine électronique. La figure 6, obtenue avec le logiciel SRIM[8] [Zie03], montre l'influence de chaque contribution sur la perte d'énergie en fonction de l'énergie d'un projectile de carbone 12 dans une cible de PMMA. La contribution nucléaire n'est dominante qu'à très basse énergie. La perte d'énergie est donc gouvernée principalement par les collisions multiples sur les électrons sur l'ensemble du domaine en énergie.

L'ensemble des phénomènes décrits précédemment va permettre de définir en hadronthérapie la trace laissée par la particule chargée lorsqu'elle traverse la matière.

Le transfert d'énergie linéique (TEL) est défini dans le rapport ICRU 60 [Icr98] comme étant l'énergie perdue par les processus de collisions électroniques par unité de longueur à laquelle est retranchée la somme des énergies cinétiques des électrons libérés lors de ces processus. Dans le cas des particules chargées lourdes, le TEL peut être assimilé, en première approximation, au pouvoir d'arrêt.

[8] Stopping and Range of Ions in Matter (www.srim.org).

Les collisions élastiques nucléaires contribuent donc faiblement à la perte d'énergie d'une particule chargée dans la matière. Sa contribution ne devient prédominante que pour les projectiles de très basse vitesse (inférieure à la vitesse moyenne des électrons du milieu comme nous le verrons). Ces collisions conduisent cependant à la déflexion angulaire du projectile.

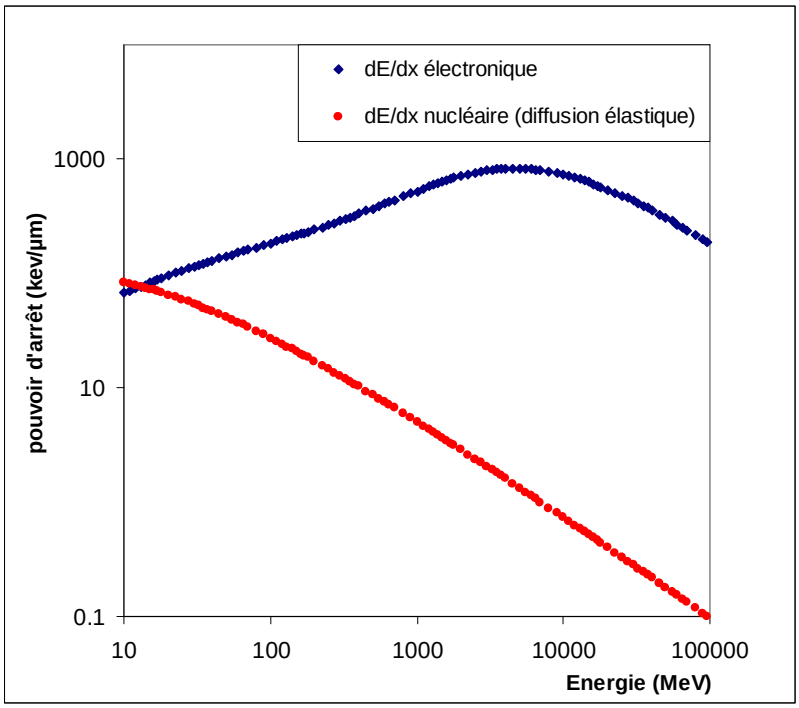

Figure 7 : pertes d'énergie, d'origines électronique et nucléaire, calculées pour des ions carbone dans du PMMA. Programme SRIM.

b. Interactions inélastiques - Fragmentation

Si l'énergie cinétique du projectile est suffisante pour franchir la barrière coulombienne du noyau cible, on entre dans le domaine des interactions inélastiques noyau-noyau. Ce domaine sera détaillé dans le chapitre IV de ce manuscrit. Ici, nous allons juste énoncer les conséquences de ces interactions dans le cadre de la hadronthérapie.

Les collisions inélastiques noyau-noyau vont avoir pour principal effet de changer la nature du projectile et de la cible. A des énergies de plusieurs centaines de MeV par nucléon, les réactions nucléaires peuvent conduire à la désintégration du projectile et de la cible (collisions centrales) ou à une fragmentation partielle. Comme pour les collisions élastiques, pour des raisons géométriques les collisions centrales sont très peu probables. Le projectile et la cible vont donc généralement partager une zone dite « participante » où les nucléons de chaque noyau vont pouvoir interagir (échange de nucléons, d'énergie). Il en résultera la fragmentation du projectile et de la cible et l'émission de particules plus légères.

1. Consommation du projectile

Une conséquence importante de la fragmentation est la disparition du projectile. La figure 7 représente le rapport entre le nombre de carbone après une certaine épaisseur d'eau et

le nombre d'ions carbone incidents à 200 et 400 MeV/u. Cette figure est issue de mesures réalisées au GSI [Hae06]. Cela signifie qu'en hadronthérapie 30 à 70% des ions carbone auront fragmenté avant d'atteindre la tumeur correspondant au pic de Bragg.

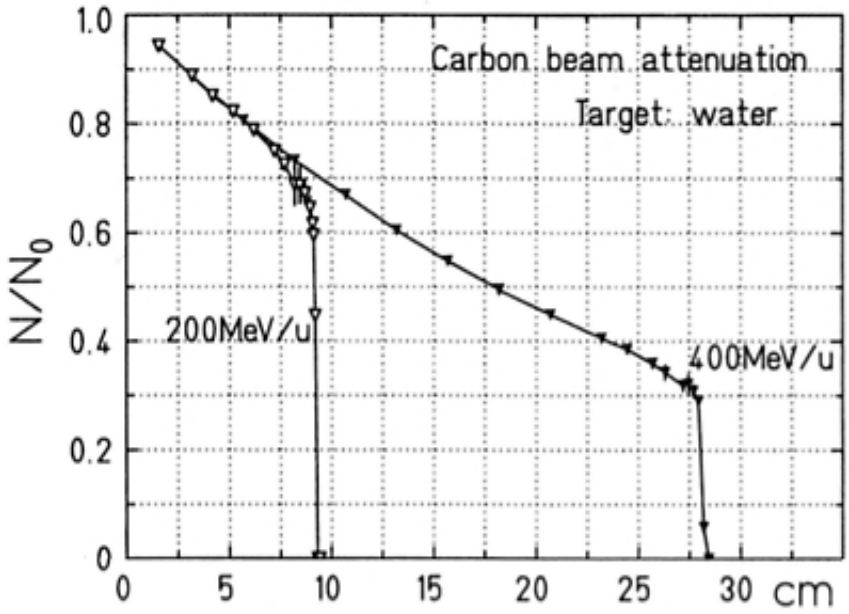

Figure 8 : rapport entre le nombre d'ions ^{12}C après une certaine épaisseur d'eau et le nombre d'ions incidents à 100, 200, 300 et 400 MeV/u. Données expérimentales tirées de [Hae06].

Ce taux de disparition peut être relié au libre parcours moyen λ du matériau par la formule suivante :

$$\frac{N}{N_0} = \left(1 - e^{-dx/\lambda}\right), \tag{1.16}$$

avec *dx* l'épaisseur traversée.

La section efficace de fragmentation du ^{12}C dépend alors du libre parcours moyen et de la concentration du matériau traversé.

$$\sigma = 1/n\lambda . \tag{1.17}$$

On donne à titre d'exemple les valeurs obtenues pour l'eau et le PMMA avec les simulations GEANT4 où *M* est la concentration massique et ρ la densité des matériaux.

Tableau 2 : exemple pour deux matériaux des valeurs de la concentration, de la densité, du libre parcours moyen et la section efficace de fragmentation du carbone.

Matériau	*M (g/mol)*	densité ρ	*λ (cm)*	*σ (barn)*
eau	18	1	20,8	1,424
PMMA	100,1158	1,19	17	8,23

Les conséquences de cette disparition sont visibles sur la figure 9 qui représente l'énergie déposée pour les mêmes énergies que la figure 8 (plus 100 et 300 MeV/u) en fonction de l'épaisseur d'eau traversée. (Simulations GEANT4).

La forme des dépôts d'énergie change en fonction de l'énergie du projectile. L'énergie déposée au pic de Bragg diminue avec l'augmentation de l'énergie incidente. Ceci est directement lié à la consommation du projectile. Le rapport entre l'énergie déposée au pic de Bragg et l'énergie déposée en entrée du milieu diminue aussi en fonction de l'énergie. Ce rapport « pic/entrée » est un élément important à prendre en compte en hadronthérapie pour s'assurer que le bénéfice apporté par l'irradiation, maximum au niveau de la tumeur, n'est pas faible par rapport à la dose déposée aux cellules saines avant la tumeur. Des mesures de dépôt à ces énergies ont été réalisées à RIKEN [Kan93] et au GSI [Sih98, Sch08a, Hae06].

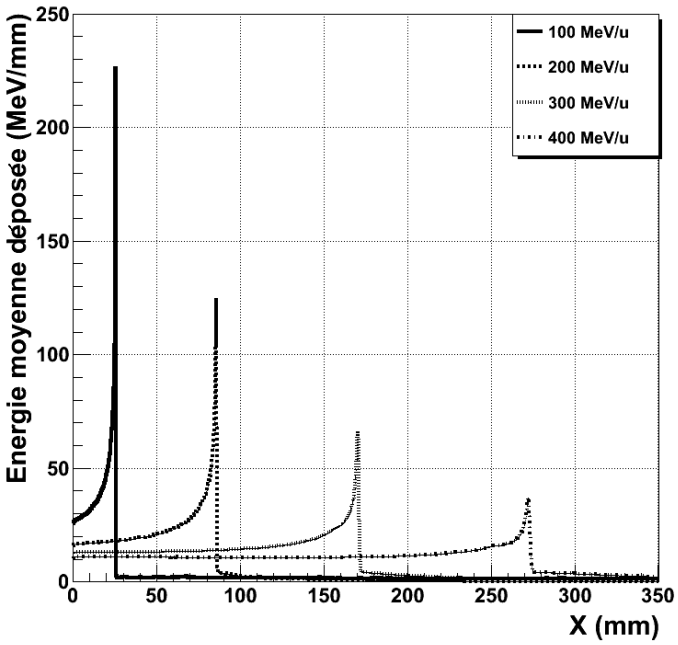

Figure 9 : énergie moyenne déposée après une certaine épaisseur d'eau pour des ions ^{12}C incidents à 100, 200, 300 et 400 MeV/u. Simulations GEANT4 [Cus].

2. Production de fragments

Les réactions nucléaires inélastiques engendrent la production de particules secondaires et modifient en conséquence la courbe de Bragg. La figure 10 représente le dépôt d'énergie simulé des ions carbone à 290 MeV/u en fonction de l'épaisseur d'eau traversé, en ayant activé (trait plein) ou non (pointillés) les interactions nucléaires. Cela fait ressortir les modifications qu'apporte la fragmentation au niveau de la perte d'énergie. Pour un même dépôt d'énergie à l'entrée, le pic de Bragg est réduit de moitié et un dépôt d'énergie au-delà du pic apparaît.

En entrée, le dépôt est le même dans les deux cas, puis se différencie au fur et à mesure que le faisceau s'enfonce dans la matière. La diminution de l'énergie déposée le long du parcours avant et au niveau du pic de Bragg est due à la consommation des ions primaires. Les particules secondaires issues du projectile, qui ont sensiblement la même vitesse que le projectile initial, ont un parcours supérieur dans la matière et cela engendre des pertes

d'énergie au-delà du pic de Bragg. Cette contribution est appelée « queue de fragmentation ». La disparition des particules primaires et la création de fragments légers modifient également la composition isotopique du faisceau et altèrent donc sa qualité. Au niveau de la tumeur, il y a, à la fois des ions carbone et des ions plus légers. De plus, la dispersion angulaire des fragments, gouvernée par la cinématique de réaction contribue à agrandir la dispersion du faisceau primaire.

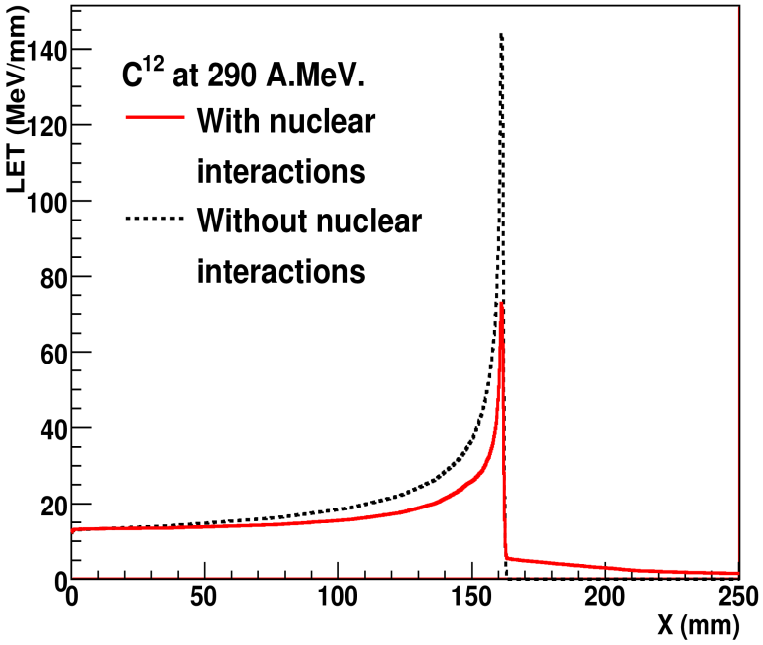

Figure 10 : comparaison entre les courbes de dépôt pour un faisceau de ^{12}C à 290 MeV/u dans de l'eau avec les interactions nucléaires (trait plein) et sans interactions nucléaires (trait pointillés). Simulations GEANT4 [Bat08].

D. Effet de la nature du projectile

Il a été montré qu'a priori, les ions doivent être plus efficaces que les photons pour traiter les cancers. Nous allons voir maintenant comment varient le dépôt d'énergie et l'efficacité biologique en fonction de la nature de l'ion.

1. Avantages physiques

Les considérations physiques vues plus haut ont montré que la forme de la courbe de dépôt de dose ainsi que la dispersion angulaire dépendent de plusieurs facteurs dont la charge de l'ion. La figure 11 présente le TEL d'un faisceau d'ions ^{12}C à 400 MeV/u et de ^{20}Ne à 560 MeV/u en fonction de l'épaisseur d'eau traversée normalisés au maximum du pic de Bragg. Cela correspond pour ces deux ions à un même parcours de 275 mm.

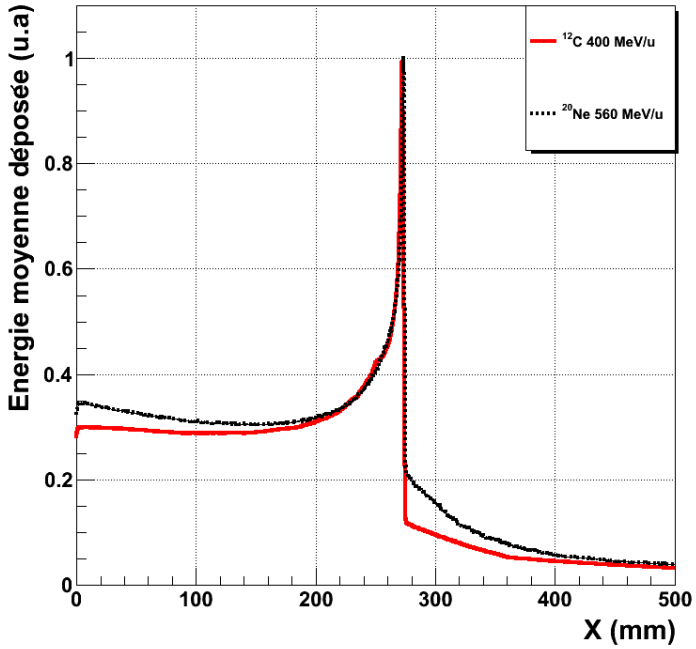

Figure 11 : TEL du carbone et du néon dans de l'eau. Simulation GEANT4 [Cus].

Le dépôt d'énergie, pour le carbone, est approximativement constant sur les 20 premiers centimètres d'eau. A l'approche du pic de Bragg, le dépôt d'énergie augmente fortement. Au-delà du pic, il subsiste un dépôt d'énergie qui diminue de manière exponentielle sur plus d'une soixantaine de centimètres et correspond aux dépôts des différents fragments légers produits, appelé « la queue de fragmentation ». Les fragments les plus légers auront le parcours le plus long.

Pour le néon, la forme du dépôt en fonction de l'épaisseur diffère assez nettement. Tout d'abord, l'énergie moyenne déposée depuis l'entrée jusqu'au pic de Bragg est 2,5 fois plus importante que le carbone. Cela vient de la charge plus grande du néon par rapport au carbone. Sur les vingt premiers centimètres le TEL diminue légèrement puis augmente fortement pour atteindre son maximum au pic de Bragg à 275 mm. La queue de fragmentation est, comparativement au carbone, plus étalée en profondeur et plus importante au niveau dépôt car l'éventail des fragments lourds susceptibles d'être produits est plus grand.

La comparaison de ces deux courbes montre que, pour un même parcours, le néon dépose plus d'énergie que le carbone, y compris après le pic de Bragg, alors que le rapport des énergies déposées par le néon et le carbone évolue sensiblement de 2,4 en entrée à 2,1 au pic de Bragg. Le carbone semble donc plus avantageux que le néon car, pour un même parcours, le carbone épargne mieux les tissus sains avant et après le pic de Bragg.

En ce qui concerne la dispersion angulaire, des mesures ont été réalisées (voir [Kra00] et références correspondantes) et montrent que la dispersion des ions carbone ou d'ions plus lourds est bien moins prononcée que pour les protons. Des simulations GEANT4 réalisées pour différents parcours de protons et d'ion carbone dans l'eau [Bat08] montrent que la dispersion latérale est plus faible pour les ions carbone que pour les protons (0,9 mm par rapport à 3 mm pour un parcours de 150 mm). Les ions lourds sont donc plus intéressants que les ions légers dans ce cas.

2. Avantages biologiques

Le *RBE* et de l'*OER* dont les définitions ont été données précédemment sont les deux coefficients que les biologistes mesurent pour juger du pouvoir destructeur des ions. La figure 12 montre que le *RBE* augmente avec le TEL jusqu'à une valeur maximale dépendante de l'ion puis diminue pour les très hauts TEL.

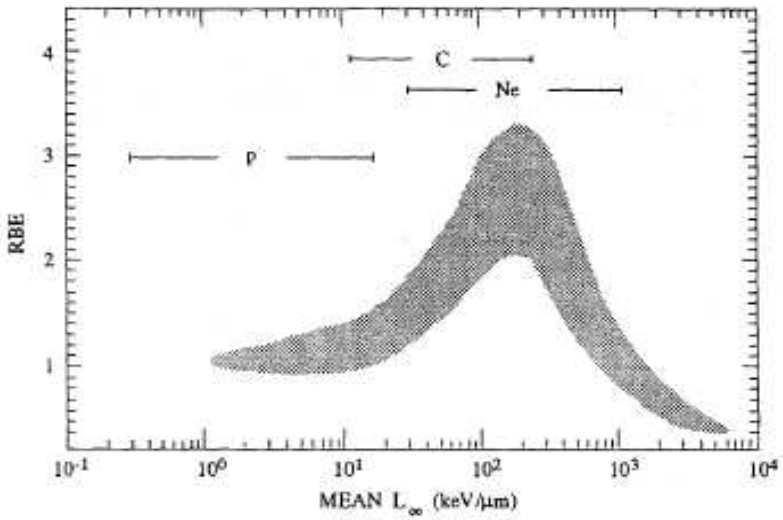

Figure 12 : Dépendance du RBE par rapport au TEL. Les intervalles délimitent les plages de TEL utilisés par différents ions aux énergies de la hadronthérapie. (Figure tirée de [Ama99]).

Les intervalles en TEL dessinés sur la figure 12 correspondent à la gamme en énergie utilisée en hadronthérapie pour les protons, les ions carbone et les ions néon. Il ressort que les protons ont un *RBE* de 1,1 en moyenne et ont donc un effet biologique légèrement supérieur aux photons. Les ions carbone, sur leur domaine d'application, ont un *RBE* qui varie entre 1 et 3 avec un maximum sur la fin de leur parcours. Les ions néon, quant à eux, ont un *RBE* moyen de 3. Les ions carbone semblent les plus intéressants car l'efficacité est maximale pour les plus fortes valeurs de TEL quand les ions sont le plus ralentis c'est-à-dire au niveau du pic de Bragg donc à la tumeur. Les valeurs citées sont valables pour des tissus bien irrigués. Pour les tissus hypoxiques il faut tenir compte de l'*OER* qui a tendance à diminuer les effets biologiques.

La figure 13 représente l'évolution du *RBE* et de L'*OER* en fonction du TEL de différents ions lourds (carbone, néon, silicium et argon). L'*OER* diminue avec l'augmentation du TEL quelque soit la charge de l'ion. Cela veut dire que les cellules hypoxiques sont en réalité sensibles aux hauts TEL. En fin de parcours, un ion est aussi efficace sur des cellules hypoxiques que sur des cellules normales (*OER*≈1). Dans les gammes en énergie compatibles avec l'hadronthérapie, les ions néon et carbone sont de bons candidats car ils conjuguent un faible *OER* et un grand *RBE* ce qui leur confère un avantage par rapport aux photons et aux protons pour traiter les tumeurs hypoxiques.

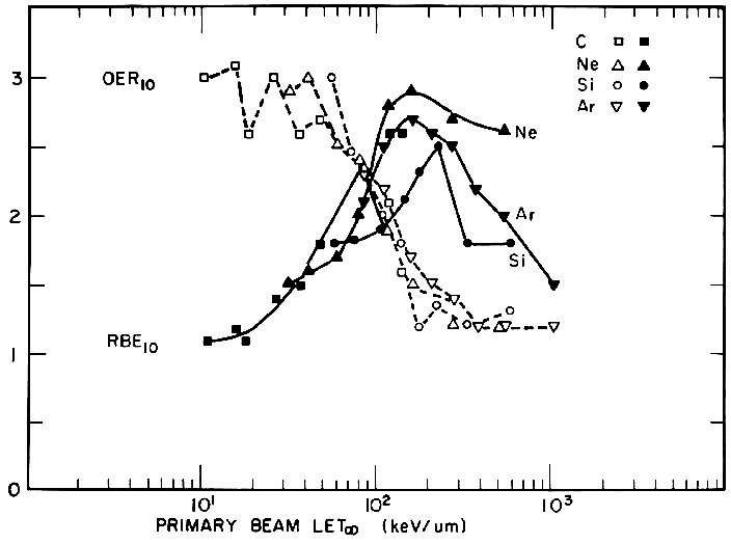

Figure 13 : évolution de l'OER et du RBE en fonction du TEL mesuré pour des ions de carbone, de néon, de silicium et d'argon. (Figure tirée de [Trs08]).

Conclusion

Les différents effets présentés précédemment vont servir de critères pour sélectionner les ions offrant les meilleurs avantages en matière de localisation et d'efficacité de la dose pour un traitement clinique. Il n'existe pas d'ion parfait pour l'hadronthérapie permettant à la fois d'occasionner d'importants dégâts sur la tumeur y compris les tumeurs radio-résistantes et de préserver les tissus sains avant et après la tumeur. Il convient donc de trouver le meilleur compromis.

Au préalable, il est important de préciser qu'en traitement clinique, tous ces effets sont intégrés pour délivrer une dose effective uniforme sur l'ensemble de la tumeur. En pratique, l'énergie du faisceau est modulée de façon à avoir le pic de Bragg depuis la partie la plus profonde de la tumeur jusqu'à la face avant. La courbe de dépôt résultante est appelée le pic de Bragg étalé ou SOBP[9]. La figure 14-haut représente un exemple de dose relative uniforme délivrée pour une tumeur de 15 cm à 25 cm de profondeur dans de l'eau obtenus avec dix faisceaux de protons d'énergie allant de 155 à 250 MeV.

La figure 14-bas représente un exemple de dose effective délivrée avec prise en compte de l'effet biologique dans le cas d'une tumeur de 6 à 10 cm de profondeur dans de l'eau pour deux types de particules : les protons et les ions carbone. Pour une même dose physique déposée dans la tumeur, la dose effective délivrée par les ions carbone est supérieure aux protons dans la région de la tumeur grâce à un *RBE* de 3 quand la dose déposée en amont de la tumeur est sensiblement identique. Il faut remarquer que ces courbes de dépôts sont obtenues, en traitement clinique, par des modèles intégrés dans les systèmes de planification de traitement (TPS). Il existe trois modèles développés au LBL, à RIKEN et au GSI pour les ions [Sch10] qui prennent en compte tous ces effets pour obtenir des courbes de dose effective.

Finalement, en conditions cliniques, du point de vue précision, valeur de la dose et préservation des tissus sains avant et après la tumeur, les ions carbone semblent une meilleure solution que les protons. En ce qui concerne les autres ions lourds, différentes études [Mac74] [Sch83] [Sch08b] [Lla84] [Lla90] [Sch96b] ainsi que d'autres considérations comme

[9] Spread Out Bragg Peak

l'émission de fragments radioactifs ^{11}C pouvant servir pour l'imagerie en ligne ont conduit à la conclusion que les ions carbone offraient un bon compromis entre les effets bénéfiques suivants :

- balistique précise,
- dépôt d'énergie maximum en profondeur,
- rapport entre le dépôt d'énergie à l'entrée et le dépôt au pic de Bragg faible,
- RBE entre 1,5 et 3 selon la tumeur
- OER faible

et les inconvénients :

- consommation des ions primaires conduisant à un dépôt d'énergie au-delà du pic de Bragg,
- dispersion angulaire
- dégradation du faisceau

inhérents à l'utilisation d'ions lourds à des fins médicales. C'est pourquoi ils ont été choisis. Ce choix n'est cependant pas définitif et des études cliniques continuent sur le carbone et d'autres ions plus légers comme l'hélium ou plus lourd comme l'oxygène afin de s'assurer qu'il n'existe pas un meilleur compromis.

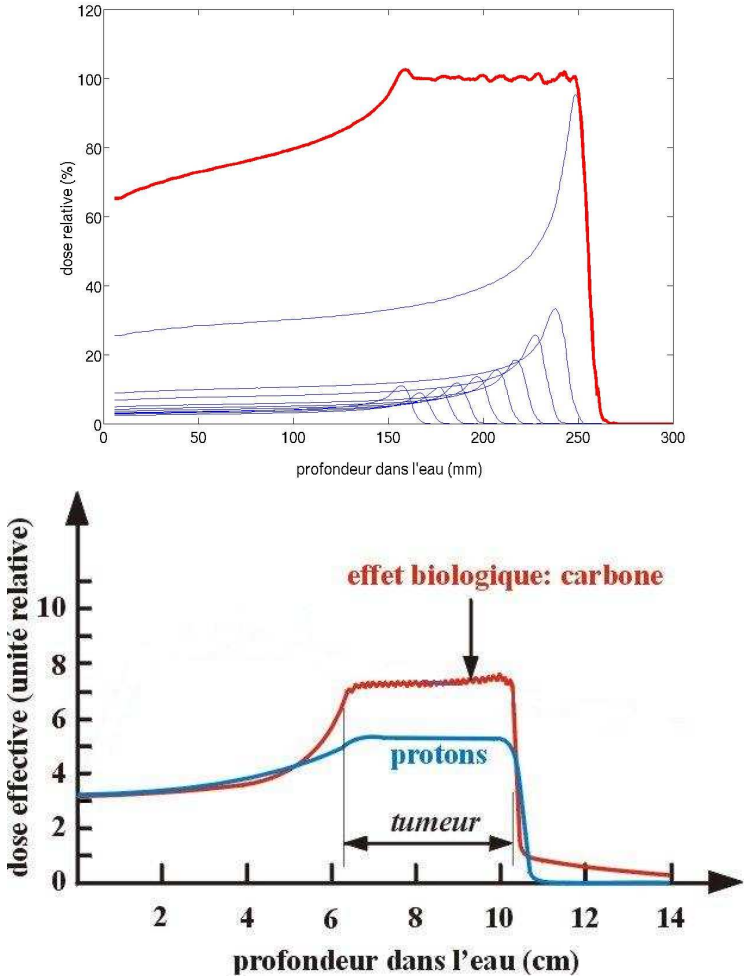

Figure 14 : En haut, exemple de la construction d'un pic de Bragg étalé (en foncé) obtenue par cumul de dix faisceaux de protons (en trait clair). (Données expérimentales du centre de protonthérapie d'Essen, WPE). En bas, exemple d'irradiation d'une tumeur en profondeur avec des protons et des ions carbone.

Chapitre II. Analyse des données expérimentales

Introduction

Le premier chapitre a donné un aperçu général de l'état de l'art en thérapie par ions carbone. Il est apparu que le phénomène de fragmentation est un élément important à prendre en compte en terme de dépôt d'énergie et donc de calcul de dose au sein d'un TPS.

Un certain nombre d'expériences a eu lieu au GSI et à HIMAC depuis le début des années 1990 afin d'obtenir des données sur les particules chargées issues de la fragmentation du ^{12}C sur des cibles épaisses d'eau et de PMMA[10] ou sur des cibles fines. Ces campagnes de mesures sont listées dans le tableau 3.

Tableau 3 : récapitulatif des expériences réalisées avec un faisceau de ^{12}C dans le cadre de la recherche en hadronthérapie.

Centre	Energie (MeV/u)	cible	mesures	publication
	192-676	divers	section efficace de fragmentation	[Sch96a]; [Sch96b]
	270; 200, 400	eau	fragmentation	[Gol97]; [Hae06]
GSI	200	eau	fragmentation	[Gun08]; [Iwa09]
	195,300,400; 100-400	eau	courbe de Bragg	[Sih98]; [Sch08a]
	100-240	eau	dose neutron	[Iwa04]
	290	PMMA	fragmentation	[Mat03]
HIMAC	290	eau/PMMA	fragmentation	[Mat05]
	290	cibles fines	section efficace de réaction	[Zei07]
	200-400	eau/PMMA	section efficace de fragmentation	[Tos07]

L'ensemble des ces mesures, réalisées dans l'air, couvre une gamme en énergie allant de 200 à 400 MeV/u. Cette gamme correspond à la partie « haute énergie » de la thérapie par ions carbone. La partie « basse » énergie (80-200 MeV/u) a, quant à elle, été très peu étudiée dans ce cadre et aucune mesure de fragmentation n'a encore été réalisée. C'est pourquoi notre collaboration a proposé de réaliser une expérience de fragmentation du ^{12}C sur des cibles épaisses de PMMA à 95 MeV/u.

L'expérience a été conduite au GANIL, installation permettant d'accélérer les ions carbone jusqu'à une centaine de MeV/u. Par rapport aux mesures faites à plus haute énergie au GSI et à HIMAC, la faible énergie du faisceau oblige l'utilisation d'une chambre à vide car les interactions dans l'air ne sont plus négligeables. L'intensité nominale du faisceau délivré au GANIL est de l'ordre de 10^9 particules par seconde (pps) et l'intensité minimale est de l'ordre de 10^4 pps. A ces intensités, il est impossible de positionner un détecteur dans l'axe du faisceau et garder une qualité de mesure spectroscopique correcte. C'est pourquoi l'expérience proposée se limite à mesurer les taux de production des particules chargées en fonction de l'épaisseur de PMMA traversée et l'angle d'émission entre 7 et 70° pour les cibles inférieures à 2 cm (épaisseur minimum pour stopper le faisceau de ^{12}C à 95 MeV/u) et entre 0° et 70° pour les cibles plus épaisses.

Nous allons maintenant décrire l'ensemble du dispositif expérimental ainsi que l'analyse des données recueillies.

[10] polyméthacrylate de méthyle.

A. Dispositif expérimental

Le but principal de l'expérience, réalisée en mai 2008, est donc d'obtenir le taux de production, les distributions en énergie et les distributions en angle des fragments résultant de l'interaction entre un faisceau de ^{12}C à 94,5 MeV/u et des cibles de PMMA.

Le PMMA est un matériau plastique solide (masse volumique : 1,19 g/cm^3) constitué d'hydrogène, de carbone et d'oxygène avec les proportions massiques suivantes : C : 59,98 %, H : 8,05 %, O : 31,96 %. Il a été choisi pour son « équivalence-eau », ce qui en fait une première approximation des tissus humains, et pour sa facilité de mise en œuvre. Les cibles, placées sur un porte-cible rotatif, sont de 3 cm de hauteur, 15 cm de longueur et d'épaisseurs 5, 10, 15, 20, 25 et 40 mm afin de connaître la nature et le nombre des fragments produits avant et après le pic de Bragg. Dans notre expérience, le pic de Bragg pour des ions carbone à 95 MeV/u se situe à une profondeur de 2 cm.

Le dispositif, placé sur la ligne G22 du GANIL, est constitué de la chambre à réaction ECLAN de la collaboration CHARISSA dans laquelle sont disposés cinq télescopes pour la détection des particules chargées. Quatre modules DéMoN sont disposés à l'extérieur de la chambre pour la détection des neutrons. Le monitorage faisceau, placé en amont de la chambre à réaction, est constitué d'une feuille en argent et de détecteurs capables de mesurer l'énergie des rayons X émis par la feuille quand un projectile la traverse.

1. Détection des particules chargées

Pour la détection des particules chargées, cinq télescopes ΔE-E, placés dans la chambre à vide, sont utilisés. Ils sont constitués de trois étages (deux jonctions en silicium et un scintillateur) et sont fixés sur des bras rotatifs pouvant couvrir une gamme en angle allant de 0 à 70°. Les positions initiales des télescopes sont 10, 17, 25, 40 et 60° par rapport à la face arrière de la cible avec une incertitude sur les angles estimée à deux degrés. La figure 15 illustre le positionnement des cinq télescopes par rapport au porte cible et à l'axe du faisceau.

Les quatre premiers télescopes (TEL1 à 4 par la suite) nous ont été prêtés par le laboratoire SUBATECH Nantes et avaient été développés pour les expériences HINDAS[11] [Gue01]. Les deux jonctions siliciums utilisées, de forme rectangulaire, ont une surface de 3 cm^2. Le scintillateur est un cristal d'Iodure de Césium dopé au Thallium CsI(Tl) de 7,5 cm de long.

Un dernier télescope (TELBGO) a été conçu et construit par le LPC pour la détection entre 0 et 10°. Pour ce télescope, les jonctions siliciums ont la même surface mais sont de forme circulaire. Le scintillateur est un cristal en germanate de bismuth (BGO) choisi pour son temps de décroissance plus petit que le CsI(Tl) et pour sa plus grande densité. Ce choix a été effectué en prévision d'un taux de comptage plus important à faible angle et pour permettre la détection des protons de haute énergie (l'épaisseur de 7,5 cm de BGO arrête des protons de 200 MeV contre 165 MeV pour les CsI). La résolution en masse du BGO étant médiocre, l'identification des particules n'a pu être faite qu'en charge pour ce télescope.

[11] High and Intermediate Energy Nuclear Data for Accelerator-driven Systems

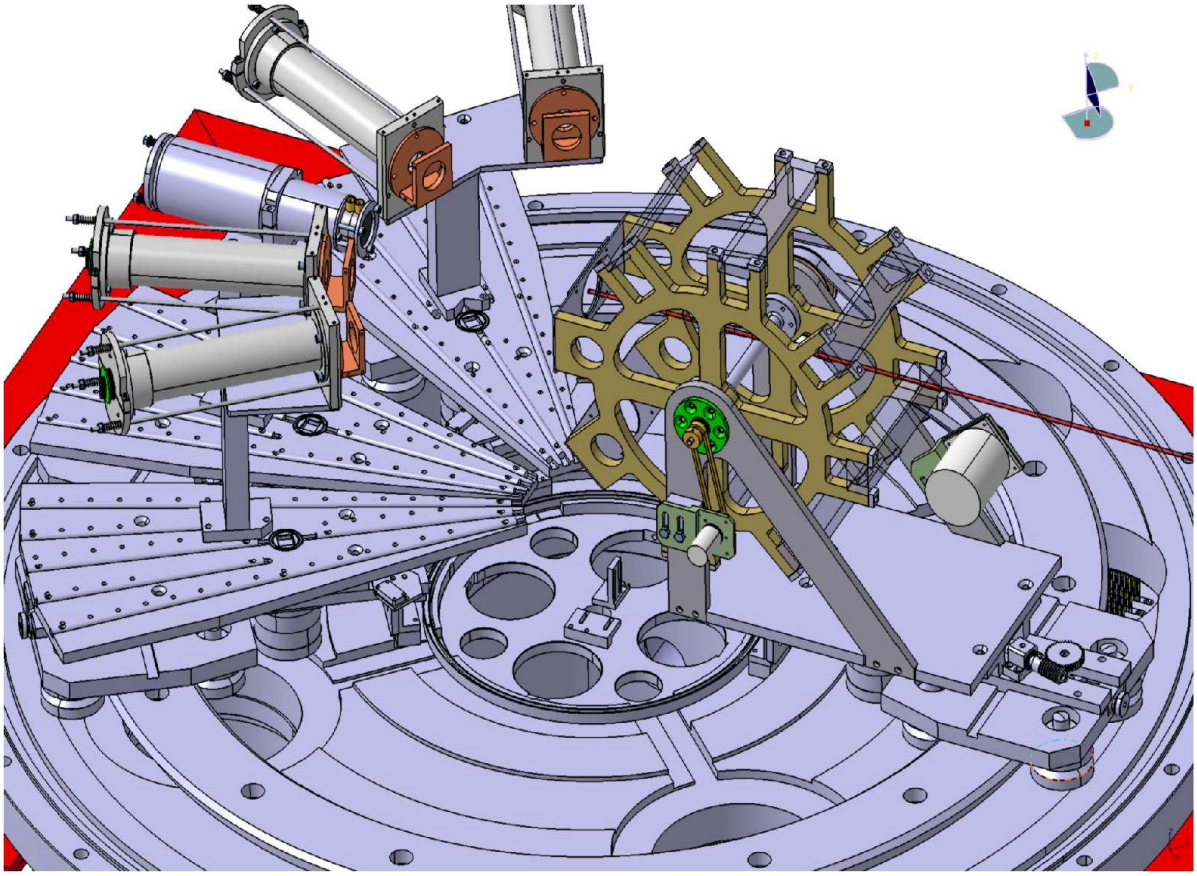

Figure 15 : image des télescopes à particules chargées fixés sur leurs bras rotatifs et du porte-cible dans la chambre à réaction ECLAN.

La lumière émise par le cristal (CsI(Tl) ou BGO) est recueillie à l'aide d'un photomultiplicateur transformant la lumière collectée en signal électrique. Les dimensions des détecteurs utilisés sont récapitulées tableau 4 :

Tableau 4 : caractéristiques des détecteurs composant les télescopes à particules chargées.

	1er étage	2e étage	3e étage	acceptance
TEL1-2-3-4	**Si** hexahèdre épaisseur : 89 µm L : 1,5 cm, H : 2 cm	**Si** hexahèdre épaisseur : 507 µm L : 1,5 cm, H : 2 cm	**CsI** cylindre longueur : 7,5 cm Ø : 3 cm	S : 2,69 cm² d : 22,2 cm **5,45 msr**
TELBGO	**Si** cylindre épaisseur : 80 µm Ø : 1,954 cm	**Si** cylindre épaisseur : 519 µm Ø : 1,954 cm	**BGO** cylindre longueur : 7,62 cm Ø : 2,54 cm	S : 2,99 cm² d : 22,3 cm **6 msr**

L'acceptance est calculée en utilisant la distance entre le second étage et la face arrière de la cible, et la surface couverte par le détecteur. Pour les télescopes en « CsI », la surface est l'intersection entre la pièce métallique creuse servant de support pour les siliciums (épaisseur : 1,1 cm ; Ø : 2 cm) placée entre le scintillateur et le second étage, et la surface rectangulaire du détecteur en Silicium. (Voir figure 16).

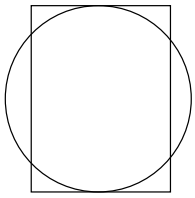

Figure 16 : intersection entre le Silicium (rectangle) et la pièce métallique (cercle).

Ces différents étages permettent d'utiliser la technique ΔE-E pour identifier les particules. Cette technique utilise la perte d'énergie dans la matière décrite par la formule de Bethe-Bloch. La perte d'énergie dans une épaisseur de matériau est proportionnelle à la masse et à la charge au carré de la particule :

$$\Delta E \propto \frac{AZ^2}{E}, \qquad (1.18)$$

où E est l'énergie de l'ion incident avant de pénétrer dans le télescope. Si l'énergie E est mesurée dans le scintillateur, et ΔE dans un Silicium, comme le produit de ces énergies est proportionnel à la masse et au carré de la charge de la particule incidente, son identification est possible. L'identification d'une particule nécessite donc la mesure de ΔE et E. La lumière émise par les scintillateurs étant au premier ordre une fonction linéaire de l'énergie déposée, les événements associés à un fragment de A et Z donné constituent une quasi-hyperbole que l'on peut visualiser directement sur les cartes d'identification $\Delta E = f(E)$ (voir figure 22).

Dans notre expérience, nous avons mesuré l'énergie déposée dans les trois étages Silicium fin, Silicium épais et Scintillateur notés respectivement ΔE1, ΔE2 et E par la suite. La somme correspond à l'énergie de la particule incidente avant de pénétrer dans le détecteur à condition que celle-ci s'arrête totalement dans le télescope.

L'épaisseur du premier étage fixe la limite basse énergie de l'identification des particules chargées car il faut absolument atteindre le Silicium épais pour pouvoir identifier les particules, donc traverser le Silicium fin. Ces valeurs limites correspondant à l'énergie nécessaire pour traverser le Silicium fin sont regroupées dans le tableau 5 :

Tableau 5 : valeurs des seuils d'identification pour les particules chargées.

Charge	Seuil d'identification à basse énergie (MeV)
1	2
2	10
3	18
4	28
5	42
6	60

2. Détection des neutrons

Quatre modules DéMoN[12] ont été disposés à 15, 25, 45 et 70° par rapport à l'axe du faisceau et à 2,5 m de la cible. Ils ont été relevés de 10° pour ne pas être sur le même plan que les télescopes. Nous avons rajouté les détecteurs SyReP[13] (scintillateur plastique) devant les modules afin de pouvoir faire un veto sur les particules chargées. La figure 17 est une photographie des DéMoN fixés sur leur support, la chambre à réaction est au premier plan à droite.

Les quatre modules utilisés proviennent du multidétecteur DéMoN [Til95], conjointement développé par l'Université Catholique de Louvain-La-Neuve, l'Université Libre de Bruxelles, le Centre de Recherche Nucléaire de Strasbourg et le Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen. Les modules DéMoN, de forme cylindrique de 16 cm de diamètre et 20 cm de longueur, sont remplis de NE213, liquide organique scintillant, composé d'une mole de carbone pour 1,213 mole d'hydrogène.

Figure 17 : photographie des DéMoN et des SyReP installés sur leur support à l'arrière de la chambre à réaction.

De charge nulle, les neutrons n'interagissent avec les noyaux atomiques que par interaction forte. La probabilité de rencontre avec un noyau étant faible, l'efficacité des détecteurs de neutrons est naturellement faible. Un neutron, en entrant dans un module, peut interagir de différentes façons : élastiquement ou inélastiquement sur les noyaux de carbone ou d'hydrogène. Quel que soit le cas, il y a mise en mouvement d'une particule chargée qui dépose son énergie en excitant les molécules de NE213. Ces molécules, en se désexcitant, produisent de la lumière convertie en électrons par une photocathode placée derrière le cylindre de liquide scintillant. Le nombre d'électrons est ensuite amplifié par un photomultiplicateur Philips de type XP4512B. Le signal électrique dépend donc de la lumière produite par le scintillateur. La lumière, elle, dépend de la particule chargée mise en mouvement. D'après les travaux de G. Normand [Nor01], la lumière produite au passage d'un neutron provient essentiellement des protons de recul. Cette technique nous donne accès à la quantité de neutrons détectés mais ne nous permet pas d'obtenir leur énergie cinétique. Nous y accèderons par une mesure de temps de vol.

[12] Détecteur Modulaire de Neutrons.
[13] Système de Réjection de Protons.

3. Monitorage faisceau

Pour connaître le nombre de particules produites par ^{12}C incident, il est nécessaire de connaître avec précision le nombre de particules incidentes. Cette information est obtenue par un moniteur faisceau. En amont de la chambre à réaction, dans l'axe du faisceau, une feuille d'argent de 2 µm d'épaisseur a été disposée avec un angle de 45° par rapport à la ligne du faisceau. Au même niveau, de part et d'autre de la feuille, un détecteur Silicium Lithium (Si(Li)) et un détecteur Germanium (Ge) ont été placés afin de permettre la détection des photons X émis par la feuille quand le faisceau la traverse. A la suite, un plastique scintillant percé d'un trou de 2,5 cm de diamètre a été disposé. Il peut prendre deux positions (veto ou normal). En mode veto, le faisceau passe dans le trou ce qui permet de vérifier le centrage du faisceau. En mode normal, le scintillateur est traversé par le faisceau, la quantité de lumière mesurée donne directement le nombre d'ions carbone incidents. Il sert alors d'étalonnage au Si(Li) et au Ge.

La figure 18 nous montre le dispositif du moniteur faisceau qui permet de connaître le nombre d'ions carbone incidents intégré sur la durée d'un « run ».

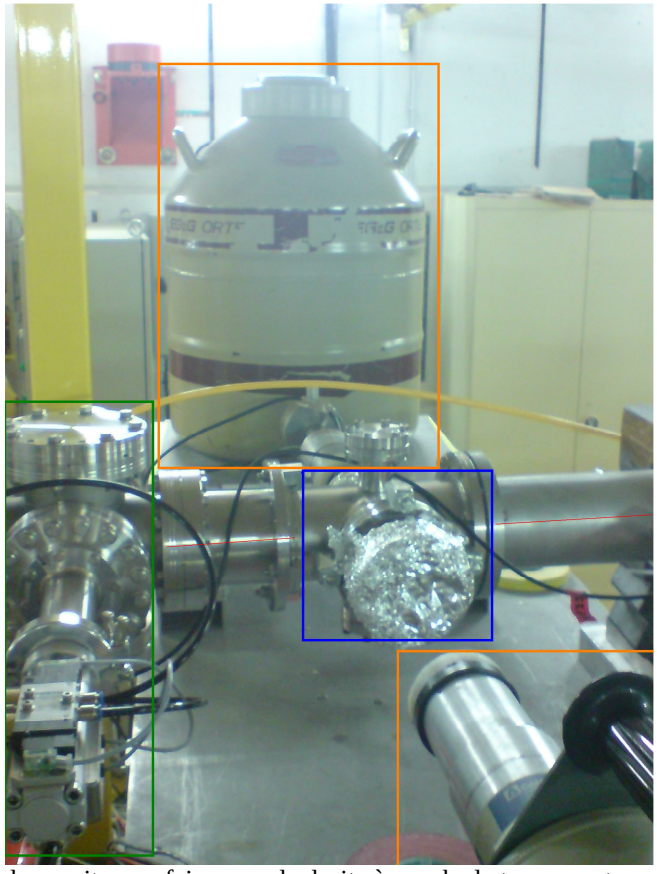

Figure 18 : photographie du monitorage faisceau : de droite à gauche le tuyau contenant la ligne faisceau (en rouge), au centre la pièce contenant la feuille d'argent (en bleu) avec de part et d'autre les détecteurs Ge et SiLi (en orange) et à gauche le plastique scintillant (en vert).

Le monitorage étant à la charge des collègues de l'équipe lyonnaise, ce sont eux qui ont réalisé le dépouillement de ces données. Néanmoins, nous donnons ici une brève explication de la méthode utilisée pour déterminer le nombre d'ions carbone incidents reçu par la cible lors d'un run.

Dans un premier temps, une série de prises de données (« run ») pour l'étalonnage à basse intensité (environ 10^5 pps) nous a permis d'obtenir la relation entre le nombre de

photons détectés par les détecteurs Si(Li) et Ge et le nombre d'ions carbone détectés par le plastique scintillant placé dans le faisceau. Pour cela, le nombre de photons dans les pics des spectres en énergie obtenus par le Si(Li) et le Ge (voir figure 19) est intégré sur un intervalle borné entre les canaux 580 et 680 pour le Si(Li) et les canaux 1100 et 1450 pour le Ge. Cela nous donne le nombre de photons émis par la feuille d'argent traversée par le faisceau durant une prise de données. La droite d'étalonnage, qui correspond au nombre de rayons X détectés en fonction du nombre d'ions ^{12}C qui ont traversé le pastique, est présentée figure 20 pour le Si(Li).

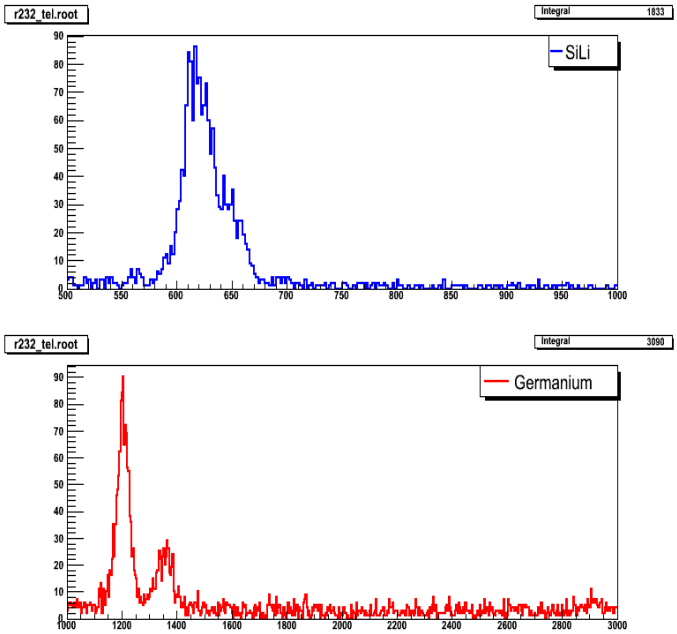

Figure 19 : spectre des rayons X détectés par le détecteur en Si(Li) (haut) et au Germanium (bas).

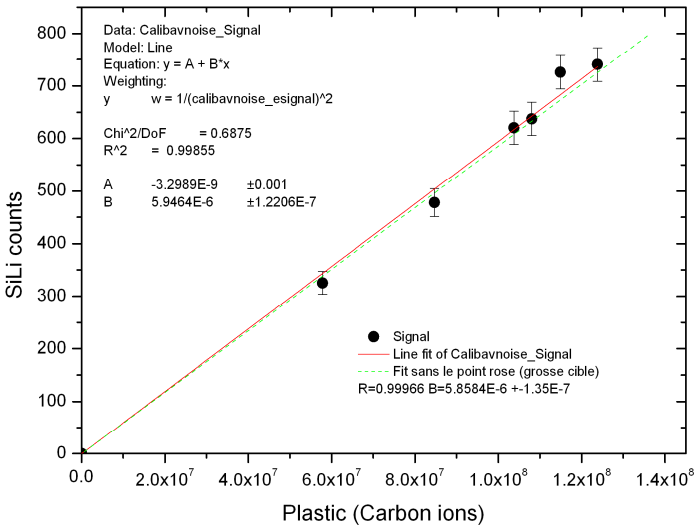

Figure 20 : droite d'étalonnage du Si(Li) en fonction du scintillateur plastique.

Une fois cet étalonnage réalisé, il suffit ensuite d'intégrer le nombre de coups dans les spectres du Si(Li) et du Ge et d'utiliser la relation donnée par la droite d'étalonnage pour déterminer le nombre d'ions carbone incidents au cours d'une prise de données. Un récapitulatif du nombre d'ions carbone incidents intégré sur la durée d'un « run », pour tous les « runs » de l'expérience, est donné dans le tableau 6.

4. Acquisition

Nous avons utilisé une acquisition au standard VXI. Les cartes d'acquisition utilisées pour recueillir les signaux des détecteurs de particules chargées ont été développées pour le multidétecteur ICARE [Rou00]. Elles permettent de stocker la charge collectée dans les trois étages des télescopes. Pour les neutrons, nous avons utilisé les cartes DEMON qui stockent la charge totale, la charge lente et le temps recueillis par les modules DéMoN et la charge totale des SyReP.

Le déclenchement de l'acquisition « START » commence si l'un des siliciums épais ($\Delta E2$) ou l'un des DéMoN est touché. Le codage des charges débute alors et un signal logique est généré pour lancer la mesure du temps de vol. L'acquisition est validée si le signal « START » est en coïncidence avec le signal Haute Fréquence (HF) du faisceau. La fenêtre de coïncidence est de 74 ns (la récurrence faisceau étant de 74,3 ns) Une seconde coïncidence avec la HF retardée de 10 ns est faite pour éviter les problèmes de « jitter » (mauvaise coïncidence due au temps de montée du signal). Le signal est ensuite retardé d'une durée variable qui permet de régler la porte en temps des DéMoN. Ce signal est enfin envoyé au trigger de l'acquisition qui valide ou non les événements (remise à zéro du « buffer » le cas échéant). Le signal sert également de « STOP » au temps de vol des DéMoN. Si les données dans le buffer sont validées, elles sont envoyées au PC d'acquisition pour être enregistré sur disque dur. Les données sont relues et converties avec un programme C++ en fichiers lisibles avec le logiciel ROOT. Le schéma de l'acquisition est présenté figure 21.

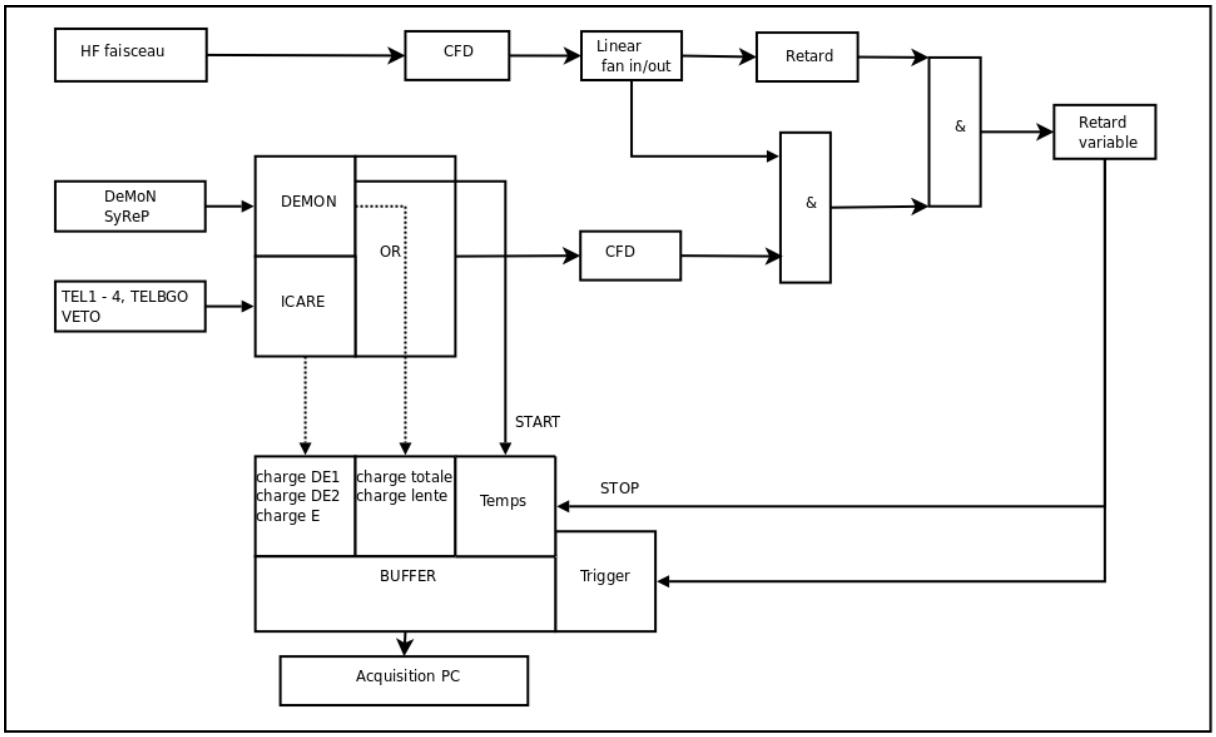

Figure 21 : schéma d'acquisition du dispositif expérimental.

B. Traitement des données « particules chargées »

Ce chapitre porte sur tous les traitements appliqués aux données recueillies lors de l'expérience E566. Nous nous attacherons dans ce chapitre à expliquer toutes les étapes qui ont permis de passer des données brutes aux résultats finaux pour les particules chargées et discuterons des conséquences de cette procédure sur l'analyse des données.

1. Caractéristiques des « runs »

L'expérience E566 correspond à l'acquisition de 33 « runs » exploitables dont les principales informations sont regroupées dans le tableau ci-dessous.

Tableau 6 : liste de « runs » dépouillés avec pour chacun la cible utilisée, les positions en angle des télescopes, la durée d'une prise de données, le nombre d'ions incidents et le temps mort (calcul décrit page 60).

Run	PMMA (cm)	TEL1 (°)	TEL2 (°)	TEL3 (°)	TEL4 (°)	TELBGO (°)	durée (min)	Nbre Ions incidents	Temps Mort
232	0.5	40	17	25	60	10	13	2.67E+08	2.98%
233	0.5	40	17	25	60	10	108	1.83E+09	2.79%
236	1	40	17	25	60	10	43	8.59E+08	4.39%
237	1	40	17	25	60	10	122	1.44E+09	9.81%
240	1.5	40	17	25	60	10	33	9.49E+07	1.95%
241	1.5	40	17	25	60	10	77	6.80E+08	3.37%
242	2	40	17	25	60	10	6	9.31E+07	5.96%
244	2	40	17	25	60	10	36	3.88E+08	4.29%
245	2	40	17	25	60	10	76	2.68E+08	2.06%
246	2	33	10	25	60	10	57	4.13E+08	4.36%
247	2	40	17	25	60	10	13	8.80E+07	5.28%
249	2.5	40	17	25	60	10	111	8.18E+08	2.93%
260	4	40	17	25	60	10	112	4.57E+08	1.74%
261	0.5	40	17	25	60	7	129	8.60E+08	2.28%
262	1	40	17	25	60	7	120	8.93E+08	3.37%
263	1.5	40	17	25	60	7	120	1.26E+09	5.47%
264	2	40	17	25	60	7	33	1.81E+08	3.94%
265	2	40	17	25	60	7	14	1.26E+07	1.89%
266	2	40	17	25	60	7	63	1.57E+08	2.45%
267	2.5	40	17	25	60	5	89	2.03E+08	2.09%
270	2.5	40	17	25	60	5	15	7.65E+07	3.47%
271	2.5	40	17	25	60	5	29	2.28E+08	4.64%
273	4	40	17	25	60	5	86	1.71E+09	5.60%
274	4	40	17	25	60	5	29	4.77E+08	4.83%
275	4	40	17	25	60	0	66	9.58E+08	14.93%
276	4	40	17	25	60	0	29	7.06E+08	6.07%
277	2.5	40	17	25	60	0	88	6.80E+08	5.45%
294	0.5	53	30	35	70	20	119	1.64E+10	5.82%
295	1	53	30	35	70	20	119	1.10E+10	6.36%
296	1.5	53	30	35	70	20	118	2.10E+10	14.79%
297	2	53	30	35	70	20	119	2.62E+10	20.17%
298	2.5	53	30	35	70	20	112	5.12E+10	26.14%
299	4	53	30	35	70	20	117	4.07E+10	14.62%

Trois séries de mesures ont été réalisées. La première correspond aux « runs » 232 à 260. Dans cette série, seule l'épaisseur de la cible a été modifiée à l'exception du « runs » 246 où les détecteurs TEL1 et TEL2 ont été déplacés de 7°. La deuxième série va du « run » 261 au « run » 277. Ici, le TELBGO a été rapproché de l'axe du faisceau. Des mesures à 0° ont finalement été réalisées pour les deux cibles les plus épaisses car celles-ci stoppent le faisceau primaire. Enfin, la troisième série allant du « run » 294 au « run » 299, correspond à des mesures faites à plus haute intensité faisceau et où les télescopes ont été repoussés à grand angle.

Au final, des données ont été recueillies pour les six différentes épaisseurs de PMMA et pour une dizaine d'angles différents.

2. Identification des particules et étalonnage en énergie

Dans cette partie nous reviendrons sur les méthodes utilisées et les problèmes rencontrés lors de l'identification et la détermination de l'énergie de chaque particule chargée détectée.

a. Identification des particules chargées

Pour identifier et séparer correctement chaque particule chargée, la méthode ΔE-E basée sur les pertes d'énergies dans les différents détecteurs a été utilisée (cf chapitre précédent). L'identification se fait alors en utilisant deux types de corrélations :

- La première carte est la représentation du signal venant du Silicium fin (ΔE1) en fonction de signal du Silicium épais (ΔE2).
- La seconde carte est la représentation du signal ΔE2 en fonction du signal du Scintillateur (E).

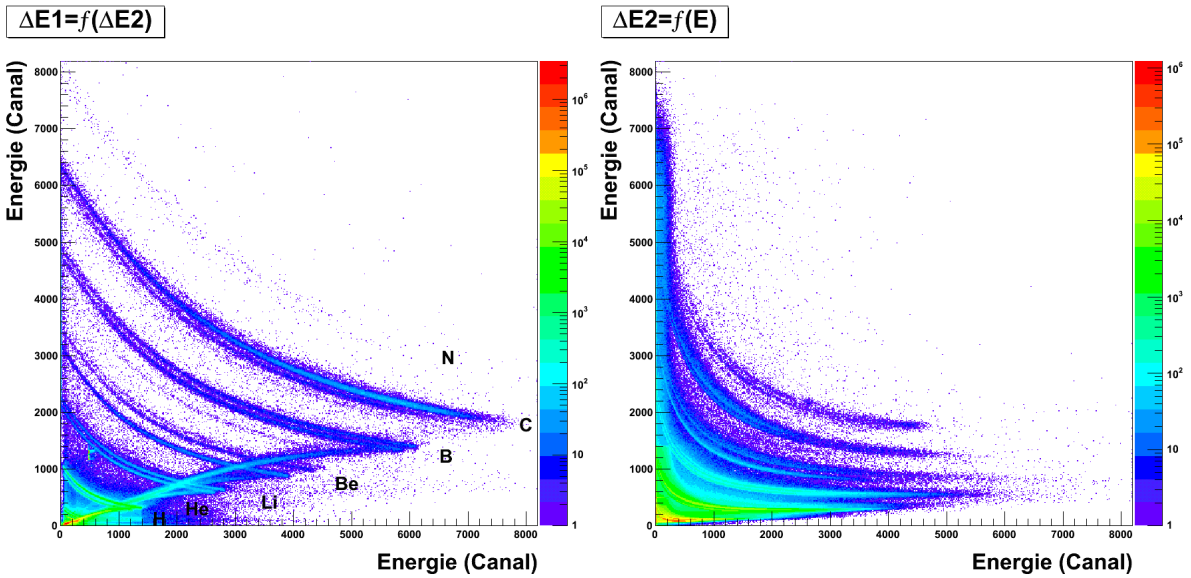

Figure 22 : carte d'identification bidimensionnelle du signal du ΔE1 en fonction de ΔE2 (à gauche) et du signal du ΔE2 en fonction de E (à droite).

Les deux cartes, figure 22, sont une superposition de tous les « runs » pour le télescope 2. Les fragments chargés du proton au carbone et même des traces d'azote sont détectés. Un récapitulatif des fragments identifiés en charge est fait dans le tableau 7 :

Tableau 7 : récapitulatif des fragments chargés détectés et identifiés en charge. Les croix indiquent les particules identifiées, les croix grisées indiquent que les particules sont sous forme de traces (peu de statistique).

		Z=1	Z=2	Z=3	Z=4	Z=5	Z=6	Z=7
TELBGO	0 à 20°	X	X	X	X	X	X	X
TEL2	10 à 30°	X	X	X	X	X	X	X
TEL3	25 à 35°	X	X	X	X	X	X	
TEL1	33 à 53°	X	X	X				
TEL4	60 à 70°	X	X					

L'identification en masse a, elle aussi, été réalisée pour les TEL1 à 4 quand la résolution était suffisante. En ce qui concerne le BGO, sa résolution ne permet qu'une résolution en charge. La liste des particules identifiées en masse est regroupée dans le tableau des étalonnages en annexe.

b. Etude de la dérive des gains des télescopes

Sur l'ensemble des données, il n'a pas été observé de dérive majeure des gains des détecteurs.

- **Jonctions en silicium**

Pour vérifier les gains sur les Si, un générateur de fréquence fixé à 10,77 Hz correspondant à un pic sur les cartes ΔE1-ΔE2 (voir figure 23) a été utilisé. Les coordonnées de ce pic, pour chacun des « runs », sont récupérées. La figure 24 est un exemple de l'évolution de la position en canal du générateur en fonction des « runs » pour le TEL1. Une légère variation pour les ΔE1 du TEL1 est notée mais cette variation reste inférieure à 2 %. Cette analyse a été réalisée pour l'ensemble des siliciums et une grande stabilité des gains a été vérifiée à l'exception du ΔE1 du TEL2 dont la variation reste toutefois inférieure à 8 %. En ce qui concerne les ΔE2, la variation reste toujours inférieure au pourcent. Ces variations sont acceptables car nous sommes toujours en mesure de différencier les hyperboles. De plus, une erreur de 8 % sur le ΔE1-TEL2 n'a pas une grande influence sur l'énergie totale de la particule car ΔE1 contribue faiblement au dépôt d'énergie. Nous n'avons donc pas apporté de correction aux gains des siliciums.

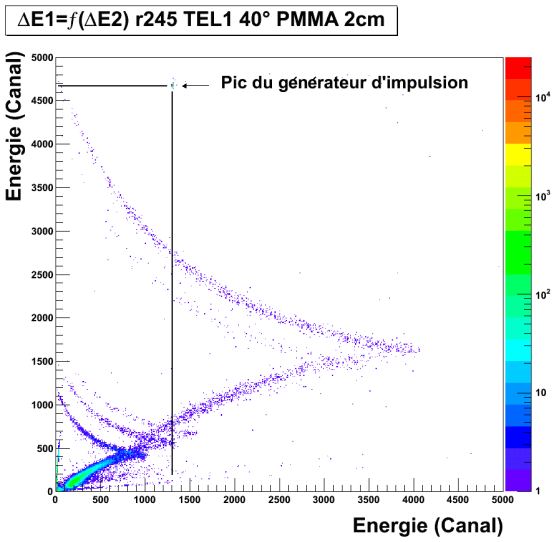

Figure 23 : visualisation du pic du générateur d'impulsion sur un exemple de carte d'identification ΔE1-ΔE2.

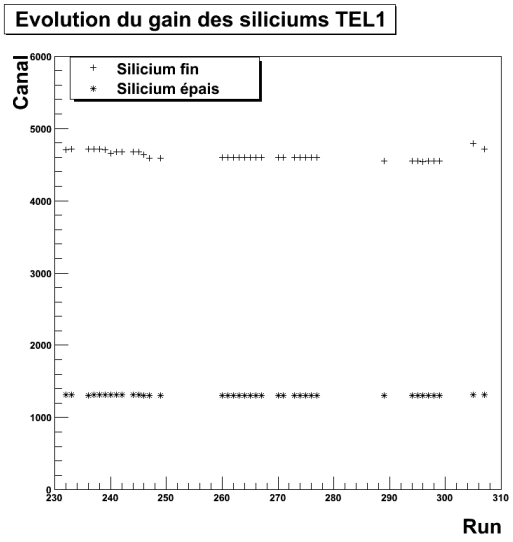

Figure 24 : évolution du gain des siliciums du TEL1 au cours de l'expérience.

- **Scintillateurs**

L'étude de la dérive des scintillateurs est réalisée à l'aide des ΔE2. Les siliciums ΔE2 restent constants au cours du temps (moins de 1% de variation). Il est donc possible de choisir une énergie donnée qui restera fixe sur l'axe ΔE2 et de voir par projection sur l'axe du signal du scintillateur E la variation de position des pics correspondants aux différentes particules. (Voir figures 25 et 26).

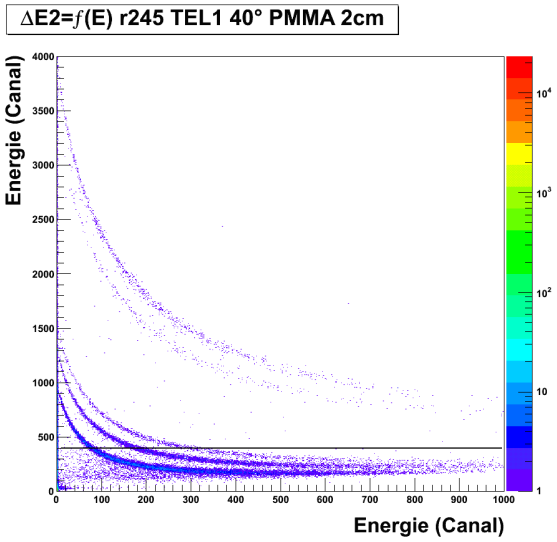

Figure 25 : carte d'identification ΔE2-E où l'on distingue les hyperboles des isotopes de l'hydrogène ainsi que de l'hélium. Le trait plein noir désigne la projection faite selon l'axe E.

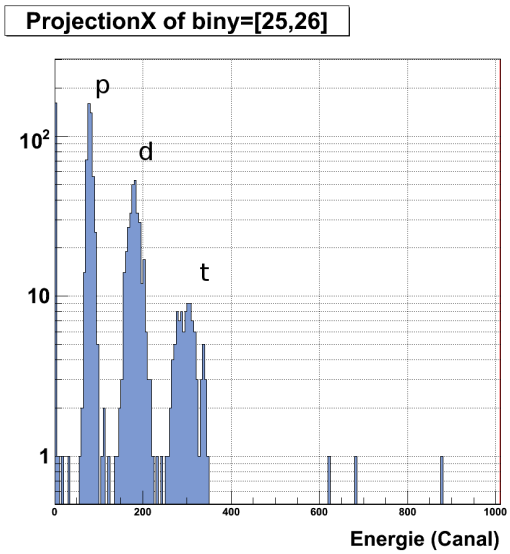

Figure 26 : spectre construit à partir de la projection suivant l'axe E (voir fig 25). Les trois pics représentent les isotopes de l'hydrogène.

La figure 26 montre un exemple de l'énergie E du scintillateur TEL1 pour un ΔE2 donné. Un ajustement gaussien sur chacun des pics (p, d, t) nous donne les valeurs moyennes de l'énergie E du scintillateur pour chacun des « runs ». La figure 27 représente l'évolution des ces valeurs en fonction des « runs ». Pour les trois isotopes de l'hydrogène, les variations restent inférieures à 10%, ce qui est satisfaisant sachant que certains « runs » ont peu de statistique. La réponse des scintillateurs est restée constante au cours de l'expérience. Il n'est donc pas nécessaire d'apporter de corrections de dérive.

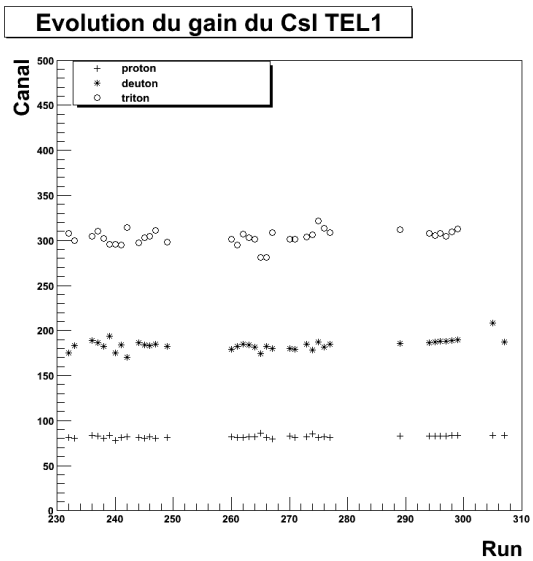

Figure 27 : évolution du gain du Scintillateur CsI du TEL1 au cours de l'expérience.

c. Sélection des particules

Après avoir vérifié la stabilité des gains, un lot de contours a été tracé et appliqué à l'ensemble des « runs » afin de sélectionner les particules en fonction de leur masse et/ou de leur charge pour toutes les cartes ΔE1-ΔE2 et ΔE2-E. Un exemple des contours utilisés pour le TEL1 et le TELBGO est visible sur les figures 28 et 29.

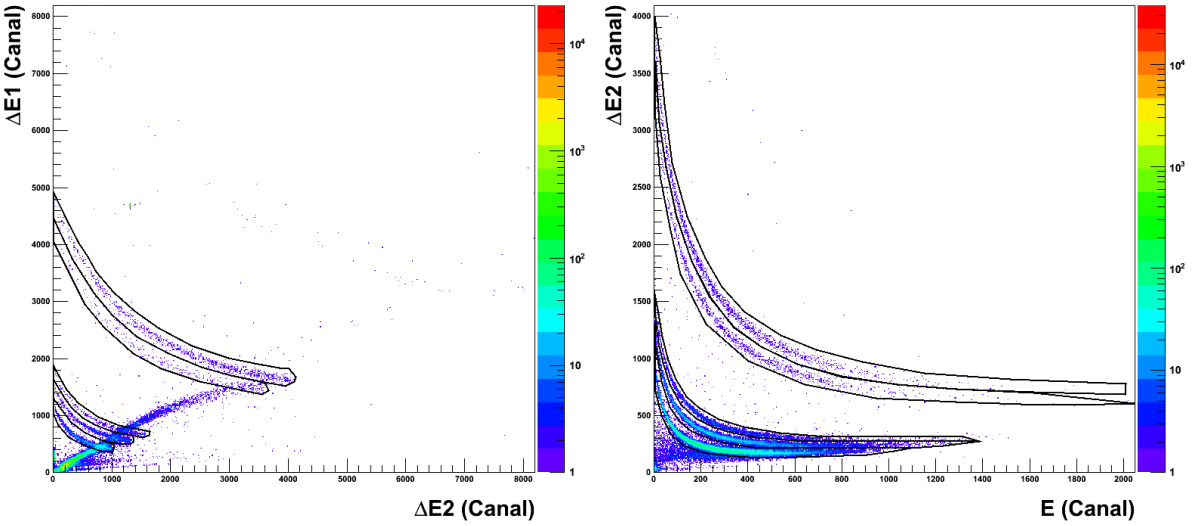

Figure 28 : carte d'identification ΔE1-ΔE2 (à gauche) et ΔE2-E (à droite) avec en surimpression les sélections appliquées pour le TEL1.

Un certain nombre d'événements sont exclus des sélections. Dans le cas du TEL1 du « run » 241 nous conservons 92% des événements bruts. Sur l'ensemble des « runs » pour le TEL1, entre 13 et 7 % des événements exploitables ne sont pas sélectionnés avec une moyenne de 8,4 %. Ces événements exclus peuvent être des particules qui ont diffusé sur les bords du télescope.

Les cartes ΔE1-ΔE2 sont « polluées » par les rebroussements qui correspondent aux hyperboles dans les cartes ΔE2-E. La sélection des événements qui ont interagi uniquement dans les deux premiers étages du télescope permet de « nettoyer » la carte des rebroussements. Ce nettoyage fonctionne relativement bien mis à part pour les Z=1. En effet, malgré le soin apporté aux sélections, l'accumulation des rebroussements des particules de charge supérieure pollue fortement les hyperboles des isotopes de l'hydrogène comme on peut le voir sur les figures 28 et 29-partie gauche). Cela peut entraîner une surestimation du nombre de Z=1 détectés de l'ordre de 10% pour certains « runs » et certains télescopes.

Dans le cas du TELBGO, un effet de saturation du scintillateur qui pollue aussi les hyperboles est observé. Comme le montre la figure 29-partie droite, la saturation, bien visible pour les Z=2 autour du canal 1500 sur l'axe ΔE2 et sur les 400 premiers canaux du scintillateur, provoque le recouvrement des hyperboles. Cet effet est d'autant plus marqué que l'intensité du faisceau augmente et que l'on se rapproche de 0°. Cet effet est aussi constaté avec le TEL2 pour le « run » 246 et les « runs » à grande intensité. Cela signifie que dans certains cas l'estimation du nombre de particules identifiées est mauvaise. Cet effet est dû au fait que le télescope se situe à proximité de l'axe du faisceau. Dans ce cas, il y a un trop grand nombre de particules qui interagissent dans le scintillateur et entraînent la dérive du gain du photomultiplicateur.

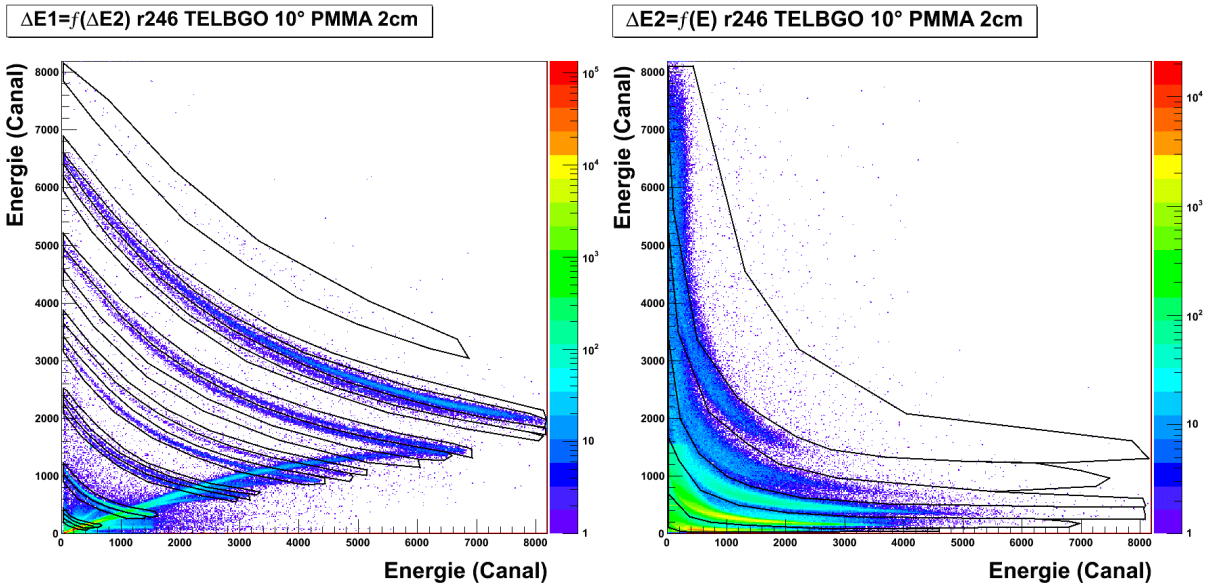

Figure 29 : carte d'identification ΔE1-ΔE2 (à gauche) et ΔE2-E (à droite) avec en surimpression les sélections appliquées pour le TELBGO.

En conclusion, cela signifie que les sélections sont convenables et cohérentes puisqu'un seul lot de contours a été utilisé pour chaque télescope sur l'ensemble des runs. Environ 90% des événements exploitables sont sélectionnés sans tenir compte des neutrons, des photons ni du bruit de fond. La pollution par rebroussement et par saturation peut entraîner une estimation moins précise du nombre de fragments convenablement identifiés pour les Z=1 dans certains cas et plus généralement pour le TELBGO. Il a été décidé d'exclure ces « runs » de l'analyse.

L'ensemble des sélections réalisées pour chacune des particules identifiées pour les dix cartes d'identification obtenues est porté en annexe A.

3. Etalonnage des télescopes en énergie

Après l'identification des particules, la deuxième étape consiste à déterminer leur énergie. Cela passe par l'étalonnage des différents détecteurs constituant un télescope.

a. Etalonnage en énergie des jonctions en silicium

Les siliciums ont été étalonnés en utilisant les points de rebroussement visibles sur les cartes d'identification ΔE1-ΔE2. Ces points correspondent à l'énergie maximale E_{inc} des particules incidentes stoppées dans le deuxième étage des télescopes.

A l'aide du logiciel SRIM [Zie03], les énergies déposées dans les deux premiers étages E_{dep}, E_{trans} ont été calculées pour différentes énergies incidentes E_{inc}. Il vient :

$$E_{inc} = E_{dep} + E_{trans}. \qquad (1.19)$$

Il suffit ensuite de faire correspondre les valeurs de E_{dep} aux canaux de ΔE1 et E_{trans} aux canaux de ΔE2 pour obtenir les courbes d'étalonnage des deux premiers étages des télescopes. Ce sont des droites affines car la réponse des siliciums est indépendante de la charge des particules. La forme générale de l'équation est :

$$\Delta E_{1,2\,MeV} = \alpha.\Delta E_{1,2\,canal} + \beta \qquad (1.20)$$

où le couple $(\alpha,\beta) = (b1, b2)$ pour ΔE1 et $(\alpha,\beta) = (c1, c2)$ pour ΔE2 avec les valeurs des coefficients reportées en annexe A. La figure 30 représente les droites d'étalonnage des deux siliciums obtenues pour le TEL1.

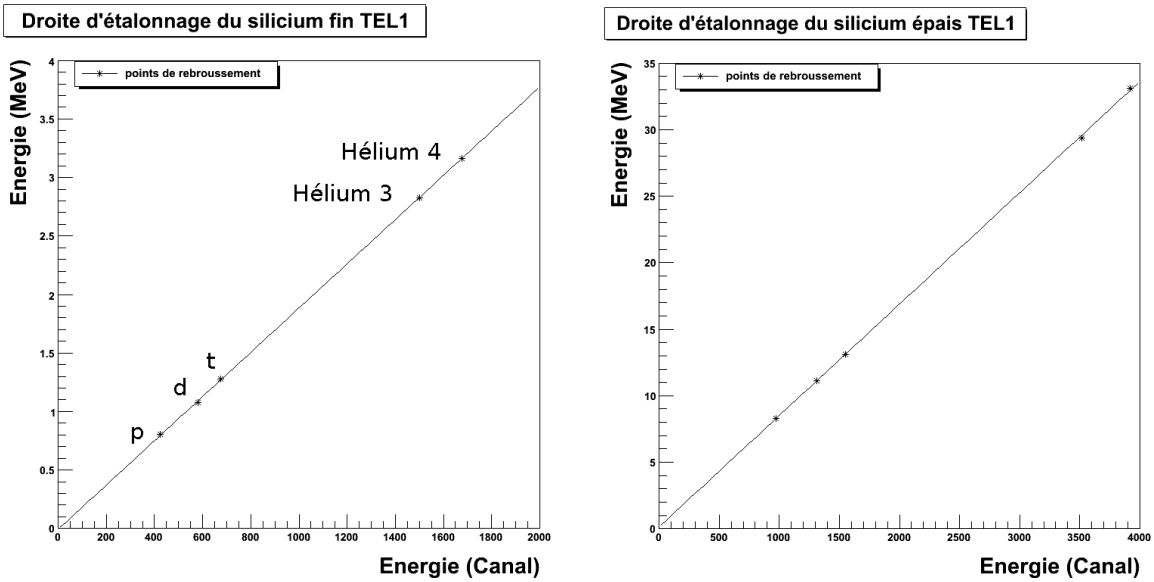

Figure 30 : droite d'étalonnage du ΔE1-TEL1 (à gauche) et droite d'étalonnage du ΔE2- TEL1 (à droite).

Nous avons un étalonnage en énergie très satisfaisant pour l'ensemble des dix jonctions siliciums utilisées. Leurs droites d'étalonnage sont regroupées en annexe.

b. Etalonnage en énergie des scintillateurs

L'étalonnage en énergie des scintillateurs est un peu plus compliqué car la création de lumière par fluorescence dépend de la nature de la particule. Il faut donc une correspondance canal-énergie pour chaque particule chargée détectée.

Nous avons utilisé l'étalonnage du ΔE2 pour déterminer les courbes d'étalonnage des scintillateurs. Les énergies déposées dans les trois étages des télescopes sont déterminées pour plusieurs énergies incidentes. Le canal correspondant à l'énergie déposée dans le silicium épais, pour une énergie incidente et une particule donnée, est déterminé en utilisant la droite d'étalonnage ΔE2. Il suffit alors de trouver l'intersection entre l'hyperbole concernée et le canal ΔE2 dans une carte ΔE2-E pour obtenir la valeur du canal correspondant à l'énergie déposée dans le scintillateur.

L'essentiel des points d'étalonnage des scintillateurs ne couvre que la moitié basse de la gamme en énergie de chaque particule à cause d'un effet de diaphonie que nous expliquons plus loin. Afin d'extrapoler l'étalonnage à toute la gamme, nous avons choisi d'utiliser l'équation suivante :

$$E_{MeV} = \frac{a_0 \cdot E_{canal}}{1 + a_1 \cdot E_{canal}} + a_2 + a_3 \cdot E_{canal}, \qquad (1.21)$$

où l'énergie en MeV, E_{MeV}, est fonction de la valeur du canal E_{canal}. Cette formule tient compte du quenching à basse énergie et de la proportionnalité entre l'énergie déposée dans le scintillateur et la lumière créée, qui devient valide à haute énergie. Remarquons que, pour

l'ensemble des courbes d'étalonnage obtenues, le manque de contrainte à haute énergie peut induire une plus grande incertitude sur cette partie des spectres en énergie.

La figure 31 regroupe les courbes d'étalonnage de chacune des particules détectées par le scintillateur du TEL1. Les représentations graphiques des courbes d'étalonnage ne sont tracées que sur leurs domaines d'énergies mesurées dans ce détecteur lors de l'expérience.

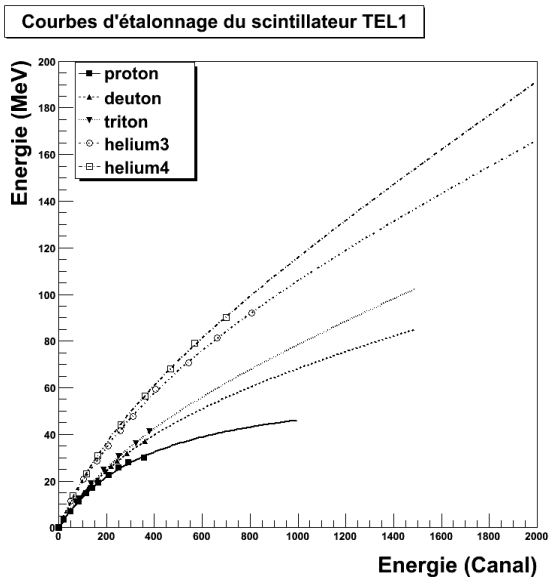

Figure 31 : courbes d'étalonnage du scintillateur TEL1.

D'un point de vue général, les courbes d'étalonnages pour chaque télescope sont satisfaisantes. En effet, elles suivent toutes la même tendance exception faite du TEL3 (voir en annexe A). Nous expliquons cela par le manque de contrainte à haute énergie combiné au faible gain de ce télescope. En conséquence, il a été décidé par la suite d'exclure les résultats obtenus à l'aide de ce télescope. L'ensemble des courbes d'étalonnage est mis en annexe A.

4. Mise en forme des données

La troisième étape consiste à tenir compte d'une série de biais inhérents au dispositif expérimental.

a. Prise en compte du temps mort des détecteurs

Durant les runs, un générateur de fréquence envoyait un signal dans l'électrophone de premier niveau des siliciums. Grâce à cela, le temps mort de chaque télescope peut être déterminé en comparant le nombre de coups détectés dans le pic du générateur de fréquence et le nombre de coups réellement envoyé par le générateur de fréquence. Ce dernier est calculé grâce à la connaissance de la durée de chaque run et de la fréquence du générateur qui est de 10,77 Hz.

Les valeurs des temps mort pour chaque run sont récapitulées dans le tableau 6. La majorité des runs réalisés ont un temps mort inférieur à 5%. Quatre runs dont le temps mort est supérieur à 10 % ont été exclus du dépouillement car au-delà de ce seuil il devient impossible de maîtriser précisément les effets de ces corrections.

b. Bruit de fond

Des runs sans cible (le faisceau passe sans rien toucher) et des runs sans faisceau ont été réalisés pour tenir compte d'un éventuel bruit de fond. Dans les deux cas, il s'est avéré négligeable et il n'y a donc pas eu à faire de correction de bruit de fond.

c. Normalisation des données et erreur statistique

Pour l'analyse, il est nécessaire de normaliser les données de chaque run en fonction du nombre de carbones incidents et de l'ouverture angulaire des détecteurs. Le nombre normalisé de particules dans un contour pour un run *i* est noté A_i. Il dépend donc de n_i, le nombre de particules dans ce contour pour le run *i*, de N_i le nombre de carbones incidents total pour le run i et de sr, l'ouverture angulaire du télescope (en stéradian). De manière plus formelle, il vient :

$$A_i = \frac{n_i}{N_i \cdot sr} . \tag{1.22}$$

L'erreur statistique σ_{A_i} sur A_i tient alors compte à la fois de l'erreur sur le nombre d'ions carbone incidents détectés et de l'erreur statistique sur le nombre de particules dans le contour.

$$\sigma_{A_i} = \left(\frac{\sigma_{n_i}}{n_i} + \frac{\sigma_{N_i}}{N_i} \right) \cdot A_i \text{ et } \sigma_{n_i} = \sqrt{n_i} . \tag{1.23}$$

Le nombre d'ions carbone incidents ainsi que son erreur nous a été fourni par l'équipe lyonnaise, responsable du dépouillement des données du monitorage faisceau.

L'angle solide couvert par les télescopes est déterminé par la surface et sa distance à la cible du détecteur qui limite la détection des particules. Pour le BGO, nous avons pris la surface du Si épais et sa distance à la cible qui est de 22,3 cm soit 6 msr. Pour le CsI, la surface limitante est la différence entre un cercle d'un centimètre de rayon et la surface du Si épais qui est rectangulaire (2 cm x 1,5 cm) et à une distance de 22,2 cm de la cible. L'angle solide est de 5,45 msr.

d. Fusion des résultats des différents « runs »

Afin de condenser les résultats obtenus, nous avons décidé de pondérer les résultats partageant les trois mêmes variables à savoir l'angle θ, l'épaisseur *e* et la charge *Z* en fonction du nombre de carbones incidents. Le nombre de particules pondéré $A(\theta, e, Z)$ s'écrit alors :

$$A(\theta, e, Z) = \frac{\sum_{i=1}^{n} A_i \cdot N_i}{\sum_{i=1}^{n} N_i} . \tag{1.24}$$

L'erreur sera pondérée suivant la loi de propagation des erreurs dans le cadre de variables indépendantes. Il vient :

$$\sigma = \sqrt{\sum_{i=1}^{n} \left(\frac{\partial A}{\partial A_i} \right)^2 \cdot \sigma_{A_i}^2} \qquad (1.25)$$

e. Corrections apportées aux spectres en énergie

Lors de l'étalonnage en énergie, plusieurs effets indésirables ont été mis en évidence. Nous avons essayé d'en tenir compte afin de corriger les spectres en énergie des fragments.

- **Diaphonie (cross-talk)**

Comme schématisé sur la figure 32, quand une particule chargée traverse le scintillateur, la lumière émise après désexcitation des molécules peut sortir du scintillateur. La lumière peut interagir avec le silicium épais. Cela a pour conséquence la surestimation de l'énergie déposée dans le silicium épais car à l'énergie déposée directement par la particule s'additionne celle due à la lumière du scintillateur.

Visuellement cela fait « remonter » les hyperboles à grande énergie dans les spectres ΔE2-E. Ce problème devient vraiment important pour le TEL2 et le TELBGO, les télescopes à l'avant qui détectent les particules les plus énergétiques. En effet, plus l'énergie déposée dans le scintillateur est importante plus la quantité de lumière émise est importante et plus elle affecte le signal du Si épais.

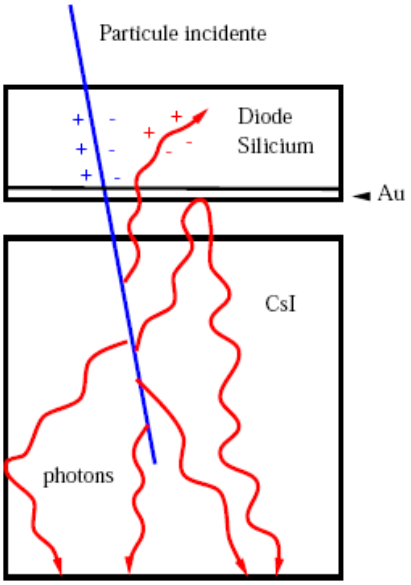

Figure 32 : schéma représentatif d'un télescope ΔE-E et des différentes interactions possibles.

Pour remédier à cet effet indésirable, on suppose l'absence d'effet de cross talk pour les TEL1 à 4. Cela semble être le cas puisque sans correction des courbes d'étalonnage nous constatons une superposition parfaite des hyperboles. Cela n'est pas le cas du TEL2. Nous avons donc décidé d'appliquer un facteur correctif E/c_3 dépendant de l'énergie déposée dans le scintillateur à la droite d'étalonnage du ΔE2-TEL2 de telle sorte que les hyperboles modifiées épousent mieux l'évolution des hyperboles reconstruites des TEL1, TEL3 et TEL4. Bien entendu, c'est un recalage relatif qui n'a pu être fait que sur les isotopes de l'hydrogène

et de l'hélium. Cela veut dire qu'aucune modification n'a été faite pour les étalonnages des particules de Z>2 pour le TEL2. La figure 33 illustre cela pour l'hélium 4.

Pour le TELBGO, l'effet est moins prononcé à cause de la résolution en énergie qui est moins bonne. De plus n'ayant aucun moyen de comparaison, cela n'a pu être pris en compte.

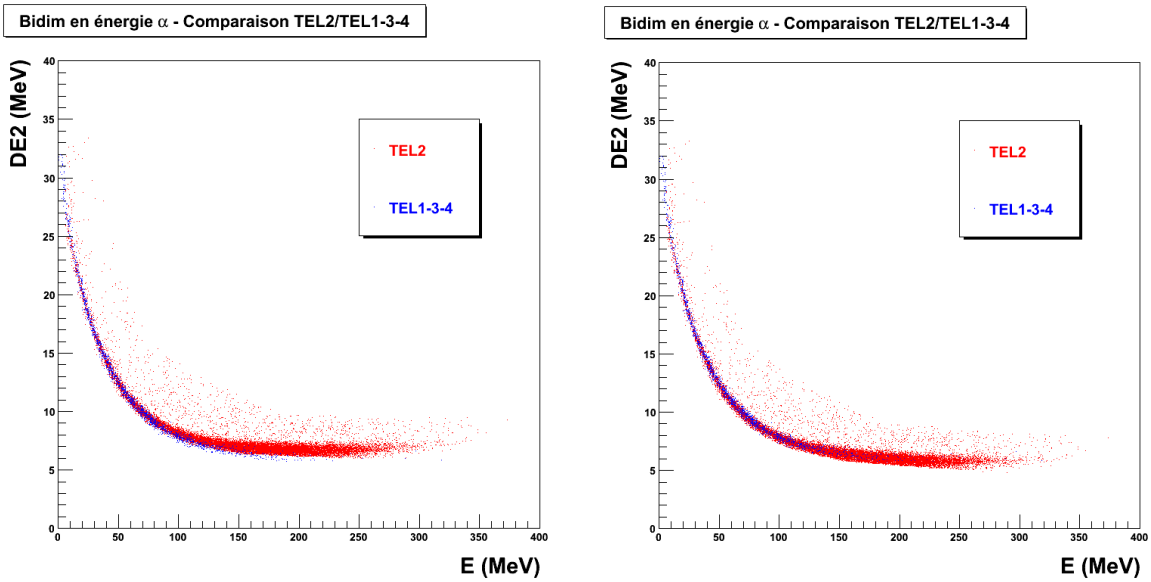

Figure 33 : superposition des sélections hélium 4 étalonnées en énergie. En bleu les hyperboles des TEL 1, 3 et 4, en rouge le TEL2 avant prise en compte du cross-talk (à gauche) et après (à droite).

- **Traversée du 3ème étage par les particules légères très énergétiques**

Les particules légères (Z=1 et Z=2) pour des épaisseurs de cible de 0,5 et 1cm, peuvent être suffisamment énergétiques aux angles avant pour traverser les trois étages des TEL2 et TELBGO. Cela se traduit par un rebroussement dans les cartes d'identification ΔE2-E. Il provoque le même effet de pollution des hyperboles de charge inférieure que pour les cartes ΔE1-ΔE2. Cependant, ici, il n'y a pas d'étage supplémentaire permettant de les « nettoyer ». Cela se traduit par le fait qu'une partie des fragments d'hélium de haute énergie sont sélectionnés chez les protons, faussant le nombre de particules identifiées, tronquant le spectre en énergie des héliums et finalement faussant le spectre en énergie des protons à haute énergie. Ce problème est très faible pour les Z=1 et 2 du BGO mais ne l'est pas pour les Z=1 du TEL2. En règle générale, nous limiterons les spectres en énergie des particules concernées aux énergies correctement reconstruites c'est-à-dire aux valeurs d'énergie maximale des particules arrêtées dans le télescope.

Tableau 8 : récapitulatif des énergies maximales (en MeV) des particules pouvant traverser.

TEL	p	d	t	he3	he4
CsI(Tl)	168	225	265	595	670
BGO	225	290	350	780	850

5. Résultats

Nous avons choisi de présenter les résultats sous trois formes. Après avoir pris en compte le temps mort des détecteurs, ceux-ci sont présentés suivant l'angle, l'épaisseur de la cible et la charge des particules.

a. Distributions angulaires

La figure 34 présente l'ensemble des distributions angulaires corrigées du temps mort des détecteurs.

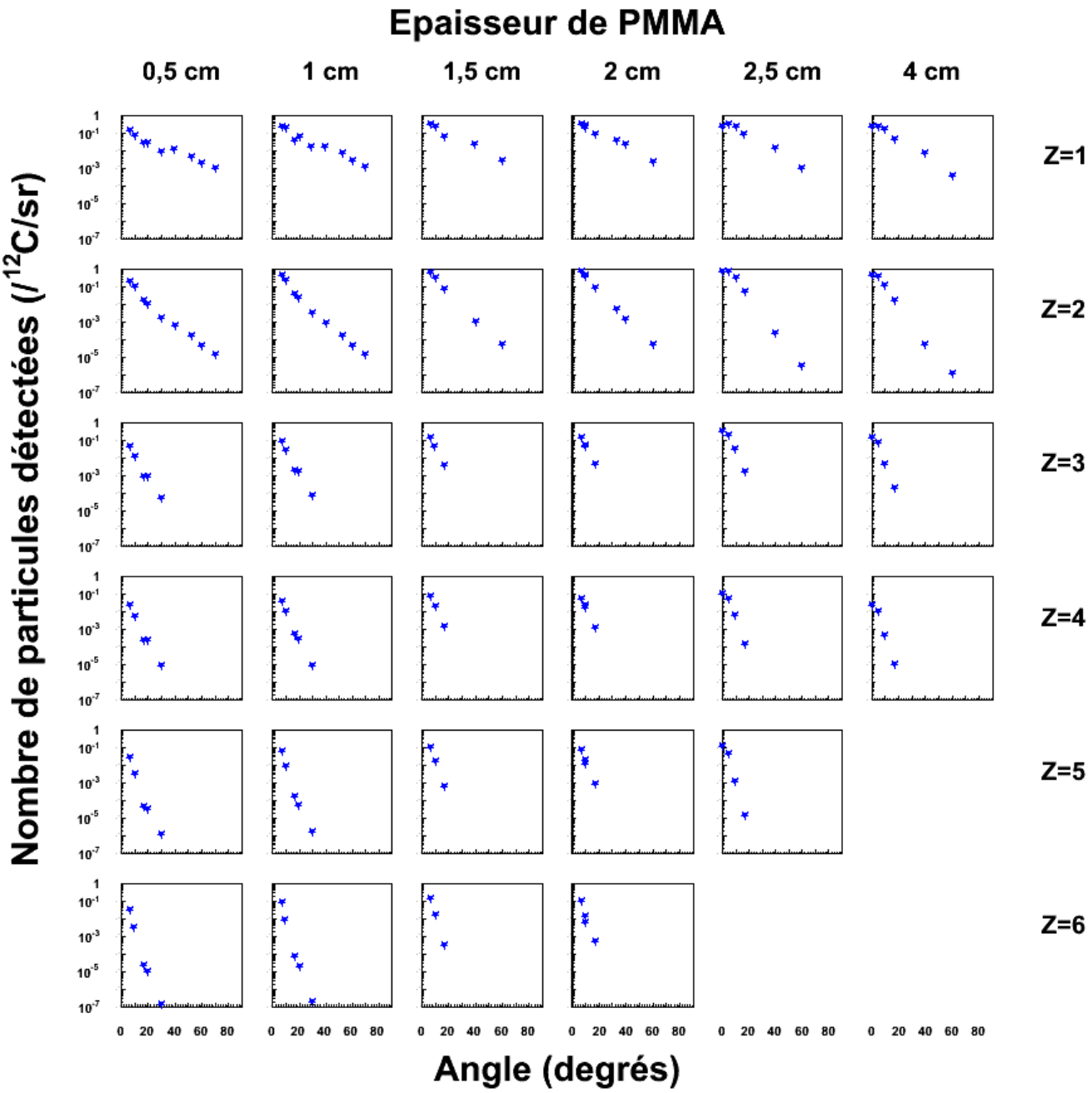

Figure 34 : figure regroupant les distributions angulaires corrigées du temps mort en fonction de l'épaisseur de la cible de PMMA et en fonction de la charge détectée.

Cette figure regroupe l'ensemble des distributions angulaires obtenues en fonction à la fois de l'épaisseur de cible et de la charge détectée. L'erreur sur la position en angle de ces points est de plus ou moins deux degrés et l'erreur statistique est confondue avec la taille des points. Les fragments détectés sont principalement les Z=1 et les Z=2. L'évolution des distributions montre que les fragments sont focalisés à l'avant ; le nombre de fragments décroît rapidement quand on s'écarte de l'axe du faisceau.

De manière générale, la dispersion angulaire et la production de fragments sont d'autant plus grandes que la charge est petite.

La figure 35, ci-dessous, montre un exemple des distributions angulaires pour la cible de 10 mm de PMMA. Elle permet de faire une comparaison entre les distributions angulaires des différentes charges.

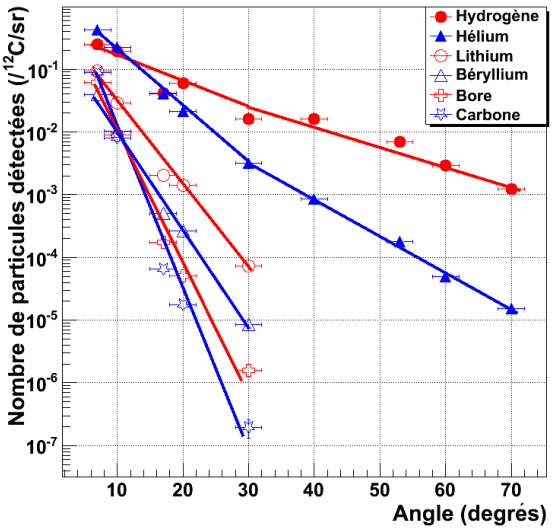

Figure 35 : comparaison des distributions angulaires pour 1 cm de PMMA.

Le nombre de particules de charge 1 décroît en fonction de l'angle, mais des variations locales de pente sont visibles entre 20 et 40°. L'évolution des Z=2 est sensiblement identique avec une même cassure de pente mais une décroissance plus rapide. Le nombre de particules de charge 2 est supérieur aux Z=1 entre 0 et 15° et puis à grand angle ce sont les Z=1 qui dominent. Aux angles avant, les productions de Z=1 et 2 sont donc comparables et supérieures aux charges plus élevées.

Les Z=3 ont un comportement linéairement décroissant. Pour les Z=4 à 6, la décroissance est encore plus accentuée. Un croisement des distributions est constaté vers 10°. Les Z=6 sont plus importants à faible angle que les Z=5 et les Z=4 ; à 17° ce sont les Z=4 les plus nombreux par rapport aux charges 5 et 6.

Une analyse quantitative pourra être menée pour l'ensemble des charges même si la précision des données Z=1 est de moins bonne qualité.

b. Distributions en fonction de l'épaisseur et en charge

Un exemple de l'évolution du nombre d'hélium en fonction de l'épaisseur est donné figure 36. Jusqu'à 2cm, ce qui correspond au parcours des carbones, le nombre de fragments augmente. L'explication est simple : plus l'épaisseur augmente plus le nombre de collisions nucléaires augmente donc la production aussi. Cette tendance s'atténue quand on s'éloigne de l'axe du faisceau. De 2 à 4 cm, le nombre de particules détectées diminue ; les fragments

produits entre zéro et 2 cm sont ralentis et peuvent interagir entre 2 et 4 cm diminuant le nombre de fragments détectés en sortie de cible. Ceci est d'autant plus vrai que l'angle augmente car l'énergie des particules diminue ce qui diminue par conséquent leur parcours.

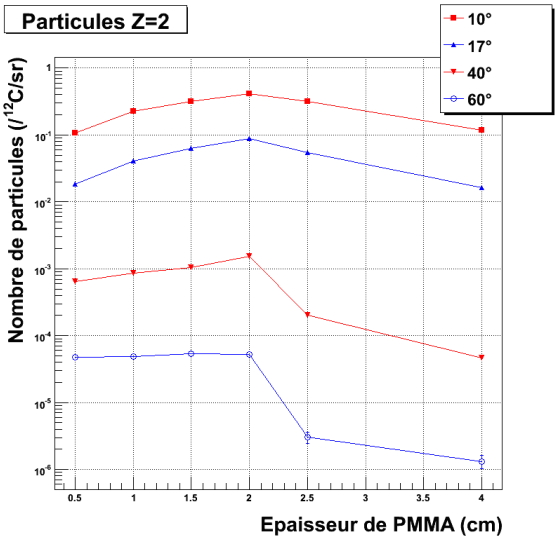

Figure 36 : évolution du nombre de Z=2 en fonction de l'épaisseur de cible pour quatre angles différents.

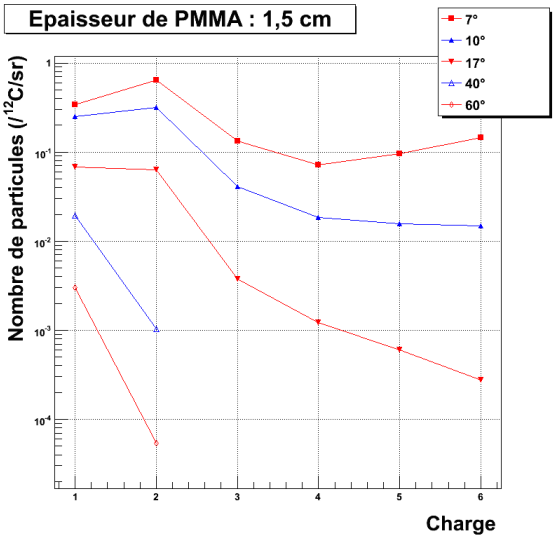

Figure 37 : évolution de la distribution en charge en fonction de sept angles différents et pour une cible de 1,5 cm.

La figure 37, quant à elle, montre l'évolution des distributions en charge en fonction de l'angle d'émission pour une épaisseur de cible de 1,5 cm. On remarque qu'à faible angle l'hélium est le fragment majoritaire. Au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'axe du faisceau, c'est l'hydrogène qui devient majoritaire. Pour les Z= 4 à 6, il y a une inversion de tendance : à faible angle le nombre de fragments détectés augmente avec la charge, à 10° l'évolution est constante et à plus grand angle le nombre de fragments diminue en fonction de la charge. Cela signifie que plus les fragments sont lourds, plus ils sont focalisés à l'avant. Il n'y a plus de $Z \geq 3$ à 40 et 60°.

c. Spectres en énergie

La figure 38 regroupe une partie des spectres en énergie en charge des particules détectées à 7° après 5, 10, 15 et 20 mm de PMMA. La gamme en énergie est fixée à 1140 MeV, énergie totale du système donné par l'énergie des ions carbone incidents. L'énergie moyenne des fragments diminue avec l'augmentation de l'épaisseur. Les fragments créés dans la cible sont, tout comme les carbones incidents, freinés par collisions multiples sur les électrons du milieu. Plus la cible est épaisse, plus le fragment perd de l'énergie pour sortir. En réalité, n'est mesurée que l'énergie résiduelle des fragments suffisamment énergétiques pour sortir de la cible. L'énergie du pic de la collision élastique du ^{12}C sur le ^{12}C de la cible à 5 et 10 mm diminue avec l'épaisseur. Les spectres en énergie que nous présentons sont donc une image à une position donnée sur la courbe de Bragg du nombre de fragments et de leur énergie.

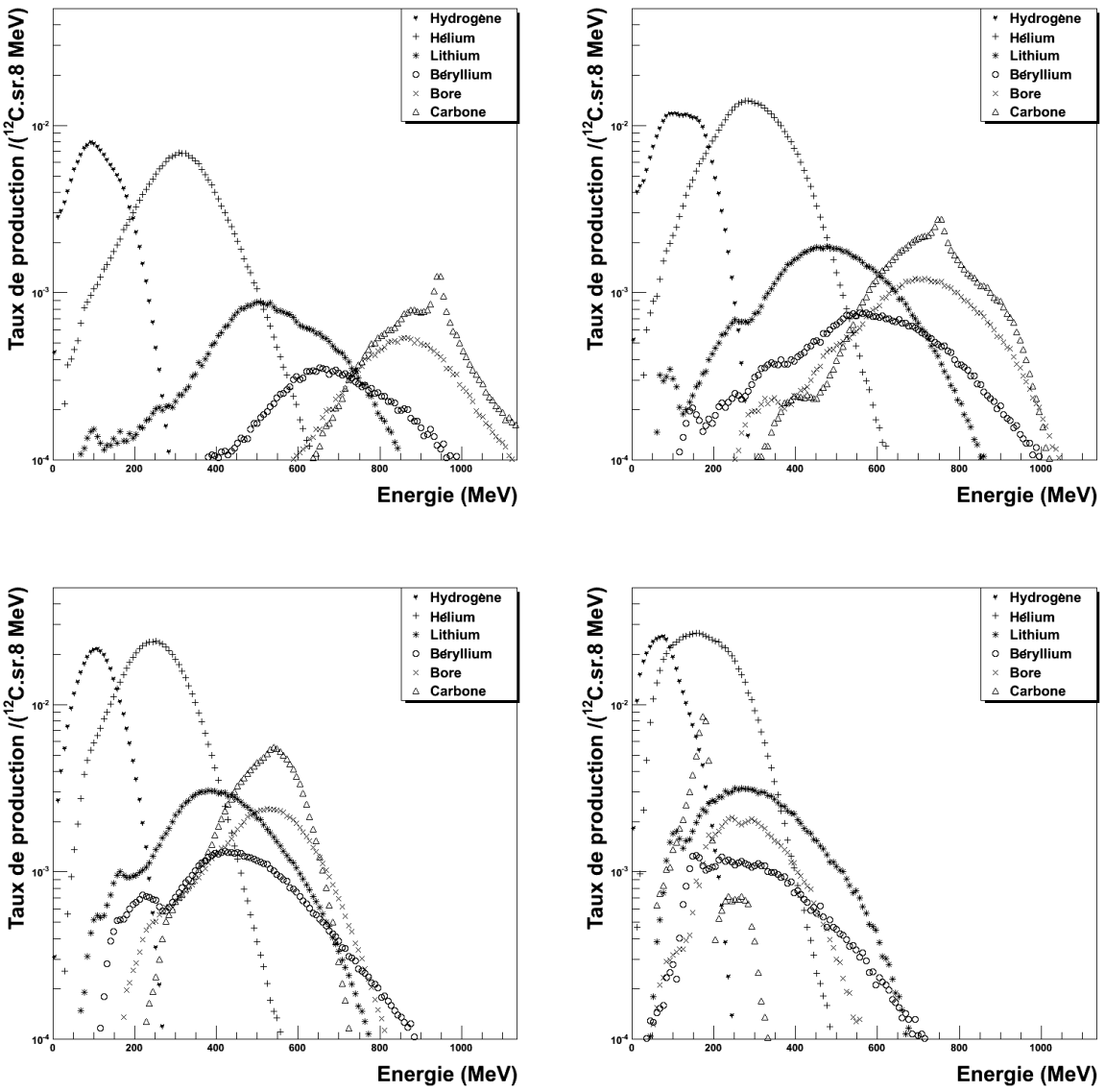

Figure 38 : spectres en énergie en MeV pour les particules chargées émises à 7° après 5 mm (en haut à gauche), 10 mm (en haut à droite), 15 mm (en bas à gauche) et 20 mm (en bas à droite) de PMMA.

d. Calcul de Dose

Cette partie se propose d'évaluer la dose déposée par l'ensemble des fragments chargés détectés avec notre dispositif expérimental.

A partir des signaux recueillis par le silicium fin d'un télescope, il est possible de reconstruire le spectre en énergie déposée via la droite d'étalonnage de celui-ci. Cela donne accès à la quantité d'énergie déposée par l'ensemble des fragments après une certaine épaisseur de PMMA dans une fine épaisseur de silicium (le premier étage des télescopes de 80µm) à différents angles. Grâce à cette information, le calcul de la dose déposée dans cette fine épaisseur de silicium est possible.

Il faut néanmoins préciser que, compte tenu des réglages de l'acquisition, seuls les événements suffisamment énergétiques pour déposer de l'énergie dans le deuxième étage des télescopes sont enregistrés. Le spectre en énergie est donc amputé des particules les moins énergétiques et ne permet pas de calculer la dose exacte laissée par les fragments émis mais permet seulement d'en obtenir une estimation.

Par définition, la dose correspond à une quantité d'énergie absorbée $d\bar{\varepsilon}$ par un matériau donné de masse *dm*. La dose peut également être formulée en utilisant le pouvoir d'arrêt des particules :

$$D = 1{,}6 \cdot 10^{-9} \times \frac{dE}{dx} \times F \times 1/\rho \,. \tag{1.26}$$

La Dose *D* fait intervenir le pouvoir d'arrêt *dE/dx* en MeV/mm, le flux de particule *F* et la masse volumique du matériau absorbeur ρ en g/cm^3. Le facteur multiplicatif permet d'obtenir la dose en Gray.

L'objectif ici est d'évaluer la dose déposée par l'ensemble des fragments issus de la cible dans le premier étage (détecteur en silicium) de chaque télescope. Expérimentalement, des spectres en énergie sont obtenus avec le Silicium fin. Si ces spectres ont un pas en énergie de largeur *dE*, la dose correspondant à un pas d'énergie est :

$$D(dE) = 1{,}6 \cdot 10^{-9} \times dE \times N(dE) \times \frac{1}{\rho.S.e}\,, \tag{1.27}$$

avec l'énergie déposée *dE* en MeV, *N(dE)* le nombre d'événements qui ont déposé l'énergie *dE* dans le silicium fin, *e* l'épaisseur du silicium fin en mm, *S* la surface du silicium fin en cm^2 et la masse volumique du matériau ρ en g/cm^3.

La dose totale est donc la somme de chaque contribution de dose *D(dE)* correspondant aux pas en énergie donnés par le spectre en énergie du silicium fin :

$$D_{totale} = \sum_{dE} D(dE)\,. \tag{1.28}$$

Ce qui donne :

$$D_{totale} = \sum_{dE} \left[1{,}6 \cdot 10^{-9} \times dE \times N(dE) \times \frac{1}{\rho.S.e} \right] \tag{1.29}$$

Après analyse des spectres et normalisation des résultats en fonction du nombre d'ions carbone incidents, on obtient finalement la dose déposée pour les six épaisseurs de cible et pour les différents angles de détection. Voir figure 39.

L'incertitude sur la valeur de dose ne prend en compte que l'erreur statistique sur le nombre d'événements *N(dE)* : $\sigma_N = \sqrt{N(dE)}$. Pour l'ensemble des valeurs de dose, l'incertitude associée $\sigma_{D_{totale}}$ suit donc la formule suivante :

$$\sigma_{D_{totale}} = \frac{1{,}6 \cdot 10^{-9}}{\rho.S.e} \sqrt{\sum_{dE} \left(dE \sqrt{N(dE)} \right)^2} \tag{1.30}$$

La statistique étant importante, les barres d'erreur correspondantes ne sont pas visibles sur la figure 39.

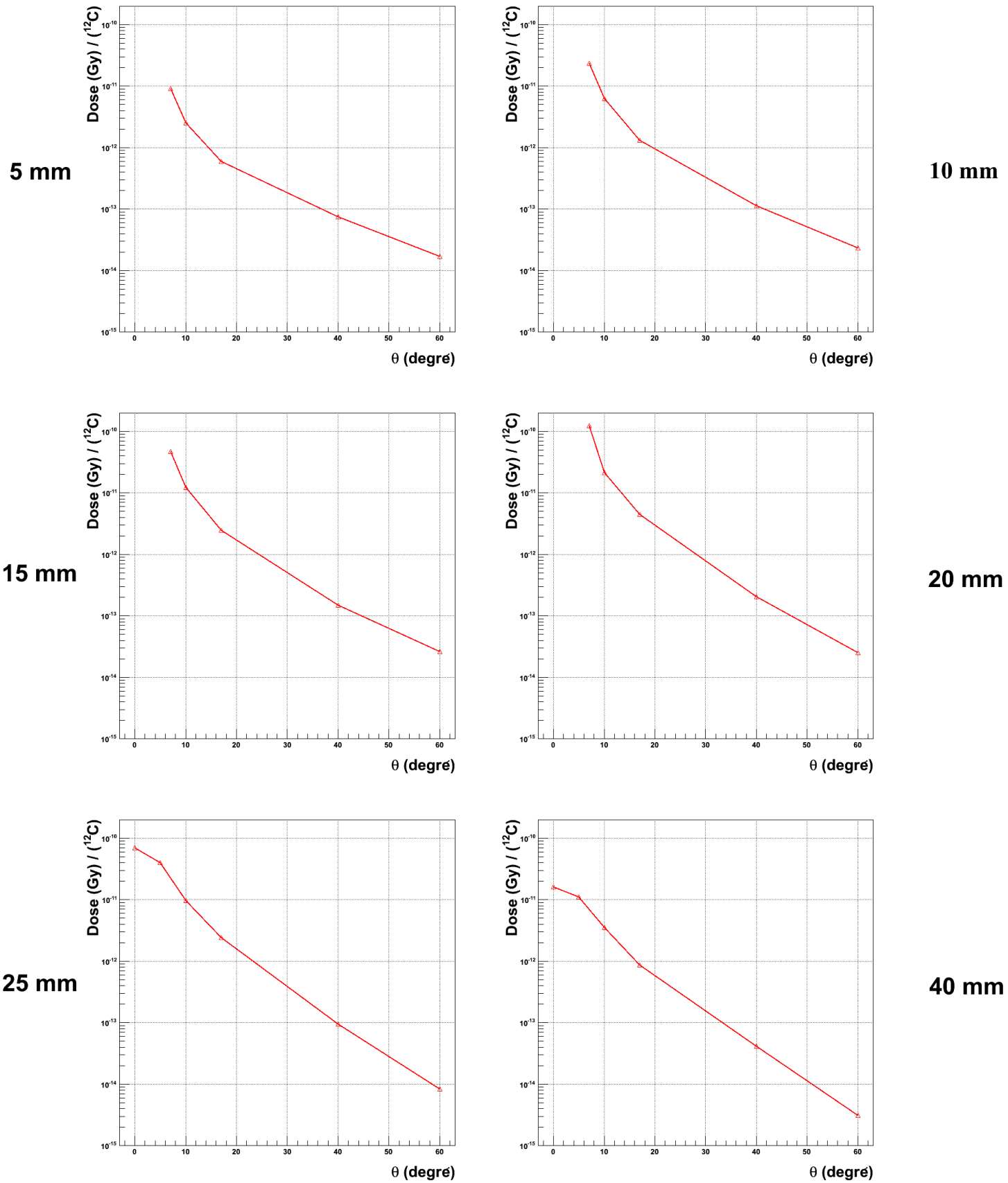

Figure 39 :.évolution de la dose déposée dans le silicium en fonction de l'angle de détection pour les cibles de PMMA de 5, 10, 15, 20, 25 et 40 mm. Les valeurs de dose sont représentées par des triangles. Les traits guident l'œil.

La figure 39 représente l'évolution de la dose totale déposée dans le premier étage des télescopes en fonction de l'angle de détection et en fonction de l'épaisseur de PMMA placée devant le faisceau. Les triangles représentent les valeurs de dose et les lignes servent à guider l'œil.

Cette figure montre que la dose diminue très fortement dès que l'on s'éloigne de l'axe du faisceau. La variation est d'environ trois ordres de grandeur entre 7 et 60 degrés. La dose évolue aussi en fonction de l'épaisseur de matière traversée. On constate une augmentation générale de la dose aux différents angles depuis la cible de 5 mm d'épaisseur de PMMA jusqu'à 20 mm où les valeurs de dose atteignent leur maximum. Cela correspond à la fin du parcours des ions carbone. On observe ensuite une diminution de ces valeurs à 25 puis 40 mm d'épaisseur.

La dose déposée par les fragments chargés en périphérie de l'axe du faisceau primaire est donc corrélée à leur taux de production. En effet, ce taux de production augmente avec l'épaisseur de cible jusqu'à atteindre un maximum pour la cible de 20 mm et diminue ensuite.

Ici, les valeurs de dose les plus élevées sont de l'ordre de la 10^{-14} à 10^{-10} Gy en fonction de l'épaisseur. En thérapie, la dose déposée au niveau de la tumeur est de l'ordre de 60 Gy, valeur obtenue avec quelques millions d'ions carbone. La dose déposée par les fragments peut donc atteindre des valeurs de l'ordre de quelques dizaines voire quelques centaines de micro gray au maximum à 7° de l'axe du faisceau et au-delà du parcours des ions carbone. Dans ce cas, la dose déposée par les fragments reste donc très faible en comparaison avec la dose déposée par le faisceau primaire au niveau de la tumeur.

C. Traitement des données « neutron »

Les données « neutron » ont été recueillies avec les modules DéMoN. Le but du dépouillement est d'obtenir les taux de production de neutrons à quatre angles pour les différentes épaisseurs de cible ainsi que les spectres en énergie des neutrons.

1. Réjection des particules chargées

Comme cela a été vu, des scintillateurs plastiques ont été placés devant les DéMoN pour permettre la réjection des particules chargées arrivant dans ces derniers. Avant tout dépouillement des données, nous avons donc rejeté tous les événements pour lesquels un signal a été enregistré dans les SyReP, cela afin d'exclure les particules chargées susceptibles d'être détectées par les DéMoN. Nous pouvons voir une illustration de ce nettoyage ci-dessous.

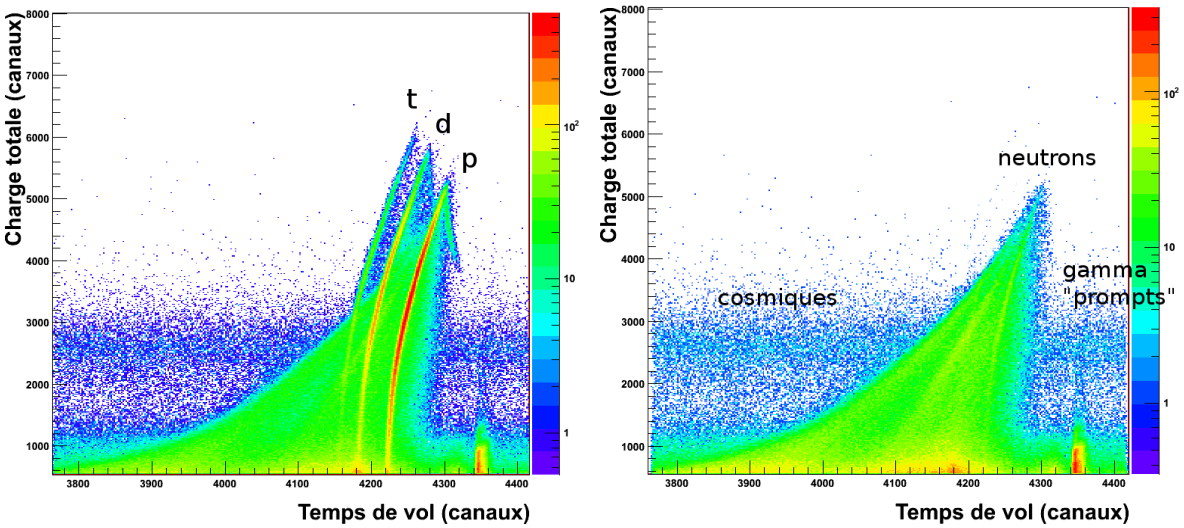

Figure 40 : charge totale en fonction du temps de vol brut (à gauche) et nettoyée des particules chargées ayant interagit dans les SyReP (à droite).

Les trois bandes verticales visibles sur la figure 40-partie gauche correspondent aux trois isotopes de l'hydrogène (p, d, t). Après nettoyage, il ne reste sur la figure 40-partie droite que les photons « prompts » (pic en bas à droite) qui sont émis lorsqu'une réaction a lieu dans la cible au passage du faisceau. La bande horizontale correspond, elle, aux rayons cosmiques d'énergie aux alentours de 25 MeV [Til95] et enfin la forme triangulaire regroupe les neutrons.

Pour toutes les manipulations et figures montrées par la suite, ce premier nettoyage a été effectué.

2. Etalonnage en temps de vol

Un neutron interagissant dans un DéMoN peut déposer une énergie allant de 0 à son énergie initiale. L'énergie du neutron ne peut donc être calculée que par son temps de vol, il est donc important de l'étalonner au mieux. Les spectres bruts en temps de vol (ToF) obtenus, dont la figure 40 est un exemple, se présentent inversés car le codage est déclenché par un

signal venant du module DéMoN touché et est arrêté par un signal retardé provenant du trigger qui correspond à la récurrence faisceau.

Sur cette figure, un premier pic (canal 4350) est constitué des γ prompts. Les neutrons, plus lents et dotés d'une certaine dispersion en énergie, forment le spectre triangulaire continu. Enfin, le bruit de fond continu sur l'ensemble du spectre correspond aux rayonnements cosmiques (canal ≈2700 en vertical) et au bruit de fond dans la salle d'expérience. Le pic de γ prompts fournit la référence en temps absolu pour l'étalonnage. En effet, leur temps de vol T_γ est calculable à partir de la distance d entre le module et la cible ($T_\gamma = d/c$ avec c la célérité de la lumière). Le temps de vol neutron (en ns) peut alors s'exprimer ainsi :

$$T_n = k_{TDC} \cdot (C_\gamma - C_n) + T_\gamma \qquad (1.31)$$

où C_γ et C_n sont respectivement la position (en canaux) du pic γ et du neutron. Le coefficient de conversion, k_{TDC}, du TDC obtenu grâce à l'utilisation d'un générateur d'impulsion est de 0,11 ns/canal.

Il est à noter que, par la suite, la distance exacte pour le calcul de l'énergie à partir de ce temps sera égale à la distance module – cible à laquelle est ajouté le libre parcours moyen des neutrons dans le module. Mouatassim [Mou95] et Labiche [Lab99] estiment par simulation qu'elle vaut 8 cm pour des neutrons de plus de 8 MeV.

3. Discrimination neutron / γ

Le spectre en temps de vol (figure 40) comprend plusieurs composantes liées aux γ. Ces photons polluant le spectre sont éliminés par l'analyse en forme du signal enregistré. En effet, la quantité de lumière produite dans le NE213 dépend de la particule mise en mouvement [Cec79]. La forme du signal correspondant à l'émission lumineuse dépend donc de la nature de la particule chargée émise. Les neutrons interagissent principalement par diffusion sur les protons, alors que les γ mettent en mouvement les électrons par effet Compton. Le signal est donc rapide pour les γ et plus lent pour les particules chargées. Il devient alors possible de définir deux portes d'intégration pour le signal émis par un module (figure 41), l'une récoltant toute la charge, l'autre ne collectant que la composante lente du signal [Mos94].

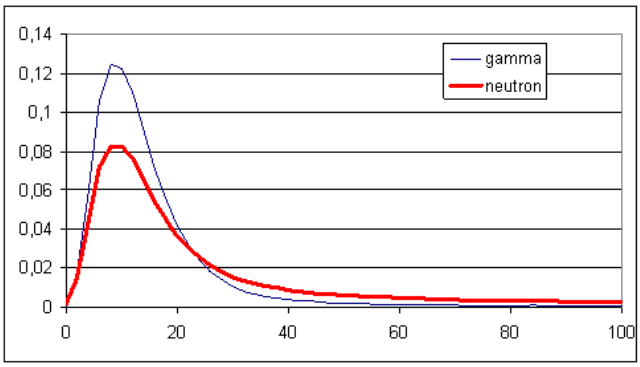

Figure 41 : signaux en sortie du photomultiplicateur de DéMoN pour un neutron et un γ. La réponse du détecteur étant sensible à la particule incidente, il est possible de séparer les deux contributions en intégrant sur des temps différents.

Le spectre bidimensionnel résultant de ces deux composantes est présenté figure 42 pour le DEMON à 25°.

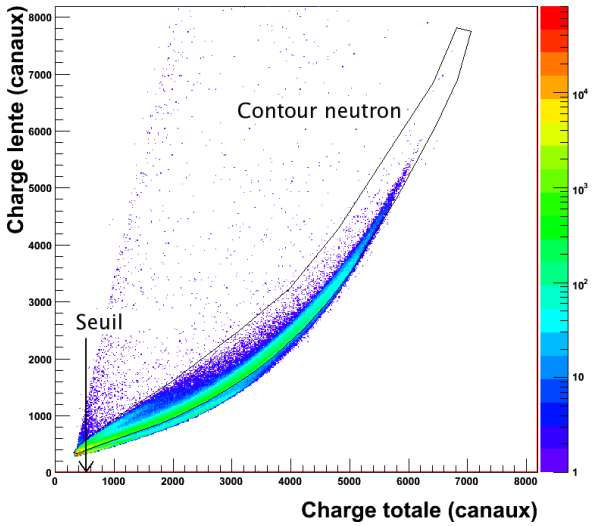

Figure 42 : charge lente en fonction de la charge totale pour le module à 25° avec en surimposition la sélection neutron.

Plusieurs branches apparaissent alors, la plus basse correspond à l'interaction d'électrons ; c'est donc la branche γ, les deux autres correspondent aux neutrons interagissant avec les protons (branche intense) et les carbones (branche la plus haute). Les neutrons sont séparés des photons en dessinant un simple contour de sélection sur la branche « neutron ». Cette méthode ne permet pas de séparer neutrons et γ dans la région de faible charge ; ces événements sont purement et simplement exclus en appliquant un seuil de détection.

4. Etalonnage en énergie

Le but est de déterminer la relation entre la charge collectée et l'énergie déposée dans le module par les neutrons.

Une manière simple pour étalonner est d'utiliser une source émettant des γ [Til95]. Nous avons donc utilisé une source de ^{60}Co dont les 2 pics de décroissance sont à 1173 et 1332,5 keV. Les γ interagissent avec les électrons du liquide scintillant par effet Compton. Dans notre cas, la résolution n'est pas suffisante pour séparer les deux pics, nous nous sommes donc uniquement servis du pic à 1332,5 keV. Le front Compton, sur le spectre (figure 43), est déformé par la résolution du détecteur. D'après des simulations réalisées par Labiche [Lab99], la charge mesurée à 80% de la hauteur du pic Compton correspond à l'énergie maximale $E_{e^-}^{\max}$ emportée par l'électron Compton. D'après la formule suivante :

$$E_{e^-}^{\max} = \frac{E_\gamma}{1+\frac{m_e c^2}{2E_\gamma}} . \qquad (1.32)$$

Le front Compton pour des γ de 1,33 MeV équivaut à une énergie de 1,12 MeVee avec $m_e c^2 = 511$ keV. (1 MeVee = lumière produite par un électron qui dépose une énergie de 1 MeV dans le milieu).

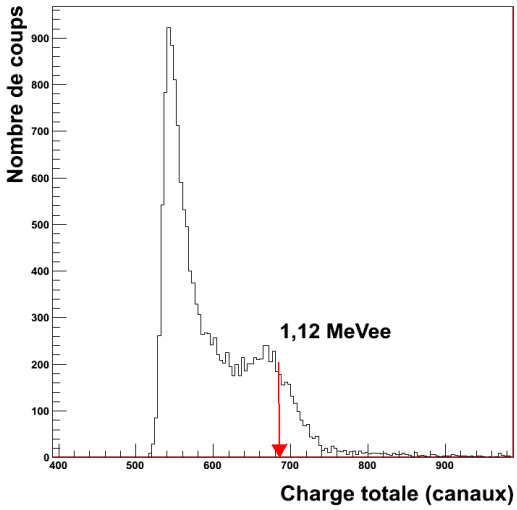

Figure 43 : spectre en charge obtenu avec une source de ^{60}Co.

Sachant que les γ cosmiques ont une énergie de 25 MeV, cela nous permet d'obtenir un second point d'étalonnage. Ensuite, des études existent [Cec79] qui permettent d'obtenir la correspondance entre l'énergie déposée par un neutron en MeV et celle déposée par un γ en MeVee. Il est possible d'obtenir ainsi la correspondance entre l'énergie déposée par un neutron et le numéro de canal. Ce passage à une énergie équivalente est rendu indispensable à cause de la récurrence faisceau.

Dans notre cas, la récurrence faisceau est de 74,3 ns, ce qui ne permet pas la détection de neutrons de moins de 6,7 MeV soit 3,5 MeVee et seront donc détectés en coïncidence avec la récurrence faisceau suivante, ce qui fausse leur temps de vol mesuré. Les neutrons d'énergie inférieure sont trop lents pour arriver dans le détecteur avant l'arrivée d'un nouveau « burst » faisceau (paquet d'ions). Cette énergie de 6,7 MeV convertie en canaux pour chacun des détecteurs permet d'obtenir le seuil de la coupure à basse énergie sur les spectres bidimensionnels « charge lente en fonction de la charge totale ». (Voir figure 41).

Par la suite, toutes les données analysées auront subies cette coupure en charge correspondant à une énergie des neutrons de 6,7 MeV.

5. Energie cinétique des neutrons

L'énergie cinétique du neutron est finalement calculée à partir de son temps de vol :

$$E_n = \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{d + d_{\text{int}}}{c \cdot T_n} \right)^2}} - 1 \right) \cdot m_n c^2 , \qquad (1.33)$$

avec m_n la masse du neutron, T_n son temps de vol donné par l'équation (1.26), d la distance entre la cible et le module touché, et d_{int} le parcours moyen du neutron dans le module avant d'interagir (estimée à 8 cm).

Nous pouvons finalement construire les spectres en énergie des neutrons détectés. Il faut, cependant, tenir compte de la correction de l'efficacité intrinsèque du module qui dépend de l'énergie cinétique du neutron détecté et de la coupure en énergie appliquée précédemment.

6. Efficacité de détection

L'efficacité intrinsèque de détection des neutrons n'étant pas de 100% de par son mode d'interaction avec le liquide scintillant, il convient de la quantifier. Une simulation a été réalisée avec un code qui tient compte des réactions nucléaires des neutrons avec le NE213 [Des91]. Elle estime l'efficacité de détection en fonction de l'énergie du neutron. Cette évolution est représentée sur la figure 44 pour un seuil neutron à 6,7 MeV. En effet, comme les neutrons déposent entre 0 et leur énergie maximale, cette coupure affecte l'efficacité de détection à toutes les énergies. L'efficacité varie entre 20 et un peu plus de 30% en fonction de l'énergie du neutron avec une variation brutale à basse énergie (20-30 MeV).

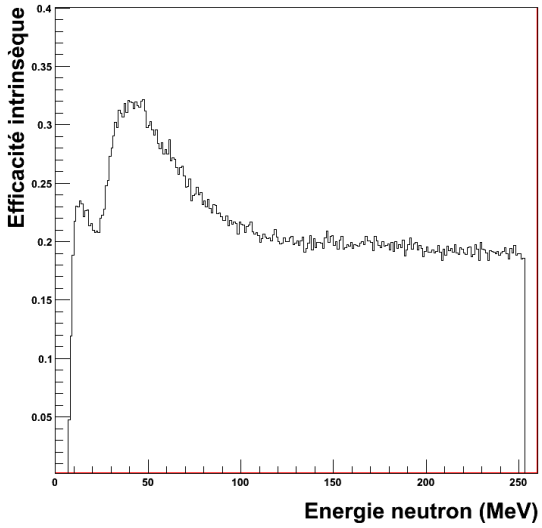

Figure 44 : évolution de l'efficacité de détection en fonction de l'énergie des neutrons (simulation). Le seuil de détection a été fixé à 3,5 MeVee.

7. Résultats

Au final, les spectres en énergie des neutrons pour quatre angles et six épaisseurs de cibles différentes ont été obtenus.

La figure 45 montre un exemple d'évolution du spectre en énergie des neutrons à 18° en fonction de l'épaisseur de cible. On constate que l'énergie maximale des neutrons peut atteindre 250 MeV et que son énergie moyenne est autour de 75 MeV. Entre 10 et 40 MeV, il y a une surproduction de neutrons probablement due à des interactions avec la chambre à réaction, mais celle-ci reste négligeable sur le taux de production (< 10%), ainsi qu'à un problème lié à la forme de l'efficacité qui varie très fortement dans cette gamme en énergie.

La figure 46 représente les distributions angulaires des neutrons en fonction de l'épaisseur de cible. Le nombre de neutrons est normalisé par rapport au nombre d'ions carbone incidents et par rapport à l'ouverture angulaire des modules.

L'émission de neutron diminue en fonction de l'angle. Elle augmente en fonction de l'épaisseur jusqu'à 2,5 cm puis diminue à cause de l'absorption et de la dispersion en angle. L'émission de neutrons est donc maximale autour du pic de Bragg.

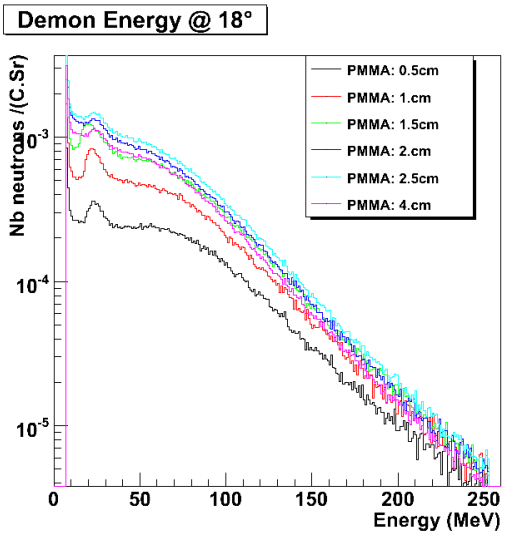

Figure 45 : évolution du spectre en énergie neutron en fonction de l'épaisseur à 18°.

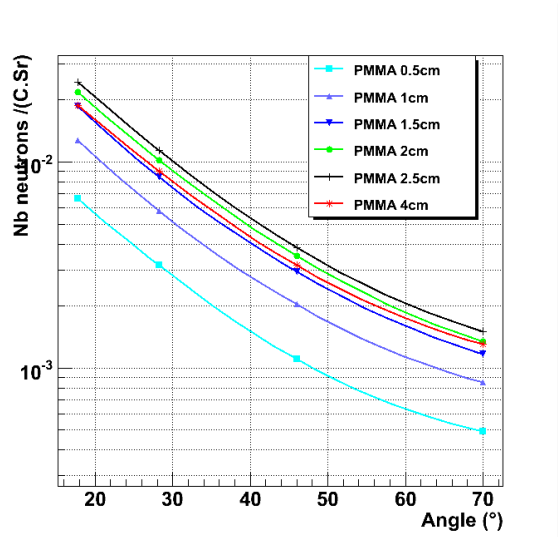

Figure 46 : évolution des distributions angulaires des neutrons en fonction de l'épaisseur de cible.

D. Remarques sur les problèmes rencontrés et améliorations futures

Nous avons rencontré différents problèmes lors du dépouillement des données. Deux d'entre eux viennent d'un défaut de conception des télescopes qu'il est facile de rectifier.

En premier lieu, la diaphonie (lumière du scintillateur interagissant dans le silicium) limite un étalonnage précis des scintillateurs à haute énergie. Une idée serait de rajouter entre le silicium et le scintillateur du télescope une feuille de mylar aluminisé comme cela a été fait dans d'autres expériences où l'on détecte des particules chargées à l'aide de télescopes [Rou00]. En second lieu, La traversée des particules légères très énergétiques fausse leur identification et leur spectre en énergie. L'utilisation de scintillateurs plus épais garantissant l'arrêt complet des particules est alors une solution.

Le problème de saturation des scintillateurs vient en grande partie de l'intensité du faisceau. Afin d'obtenir des données de bonne qualité, il convient dans notre cas de ne pas dépasser 10^6-10^7 ^{12}C incidents par seconde. Nous pouvons ajouter que l'utilisation du scintillateur en BGO bien que plus dense et avec un temps de réponse plus rapide, n'a pas été convaincante pour faire des mesures de précision à petit angle. Quant au CsI(Tl), nous avons vu qu'il saturait autour de 10° pour 10^7 pps (quelques millions de ^{12}C par seconde dans le scintillateur). Il était difficile d'obtenir une intensité inférieure car le faisceau du GANIL devenait instable en-dessous de 10^5 pps.

La différence de géométrie entre les deux types de télescopes a compliqué la normalisation des résultats. Des détecteurs de même géométrie seraient donc souhaitables.

Enfin, un dernier point qui n'est pas un problème mais plutôt une remarque porte sur les mesures en elles-mêmes. Lors de notre campagne de mesures, nous n'avons pas pris le temps de vérifier que pour un même angle les différents télescopes nous donnent les mêmes résultats. Faire des mesures redondantes, malgré le temps qu'il faut y consacrer, permet de connaître l'erreur relative entre chaque télescope. En outre, cela permet de vérifier la

cohérence des données obtenues. Le tableau ci-dessous récapitule les positions angulaires prises par chaque télescope au cours de notre expérience.

Tableau 9 : récapitulatif des positions en angle des télescopes.

angle	0	5	7	10	17	20	30	33	40	53	60	70
BGO	X	X	X	X		X						
TEL2				X	X		X					
TEL1								X	X	X		
TEL4											X	X

Sur l'ensemble des mesures réalisées, seul le run 246 permet de faire la comparaison entre les résultats obtenus par le BGO et le TEL2 à un même angle et pour une même épaisseur. La comparaison des résultats n'est cependant pas évidente étant donné que ces deux télescopes ont des géométries et des constituants différents.

Au final, des mesures redondantes nous auraient renseignés sur une possible erreur systématique relative de nos mesures. Cela aurait peut être aussi permis de récupérer les données du TEL3. La perte de ce télescope est d'autant plus dommageable que l'on perd l'information à 25° ce qui, aux vues de la grande focalisation des fragments à l'avant, s'avère être un angle important pour l'évolution angulaire.

En conclusion, globalement les résultats semblent corrects mais dans l'optique des futures expériences, il faudra consacrer plus de temps dans la conception de détecteurs identiques. Il faudra aussi une plus grande rigueur quant à la redondance des mesures pour vérifier que chaque détecteur mesure bien la même chose.

Conclusion

Le dépouillement de l'expérience E566 nous donne accès aux distributions angulaires et aux spectres en énergie des différents fragments chargés et neutres émis après 5, 10, 15, 20, 25 et 40 mm de PMMA avec un faisceau de ^{12}C à 94,5 MeV/u.

Nous avons pu obtenir une sélection en masse et/ou en charge des différents fragments chargés et leur spectre en énergie grâce à la technique $\Delta E-E$. La qualité de nos résultats semble très satisfaisante dans son ensemble. Une analyse des données montre que la voie de désexcitation alpha est importante, et que le nombre de fragments est à son maximum pour l'épaisseur de cible de 2 cm qui correspond au parcours des ions incidents. La qualité des spectres en énergie permet aussi d'apporter une estimation de l'énergie moyenne des fragments. Cela peut nous donner des informations importantes sur la contribution des fragments à la dose. D'ailleurs, une première estimation de cette dose déposée par les fragments en périphérie de l'axe du faisceau a pu être calculée.

Le dépouillement des particules chargées a rencontré plusieurs problèmes qui nous obligent à nuancer la qualité de nos résultats dans certains cas. La détection des particules

chargées est soumise à un seuil en énergie (voir tableau 5) qui dépend du type de la particule et de l'épaisseur du premier étage des télescopes, le silicium fin. L'étalonnage en énergie ne peut être correct que si les particules chargées s'arrêtent entièrement dans le dernier étage du télescope. Cela correspond à des protons de 168 MeV pour les CsI, respectivement 225 MeV pour le BGO et à des α de 670 MeV, respectivement 850 MeV (voir tableau 8). Des corrections en énergie ont été apportées aux hyperboles qui correspondent aux particules chargées légères (p, d, t, ^{3}He et α) obtenues avec le TEL2. Enfin, en raison d'un problème de seuil de déclenchement, les données relatives au TEL3 ont été exclues de l'analyse.

Au final, à cause de ces différents problèmes, nous rappelons que le lot de données correspondant à des protons de grande énergie et pour des faibles angles sont de moins bonne qualité que le reste des données. Néanmoins, nous pensons qu'ils sont exploitables à titre qualitatif.

Les résultats « neutrons » ont été obtenus après discrimination neutron/γ. L'énergie des neutrons émis sont de l'ordre de la centaine de MeV. La contribution au dépôt de dose peut ne pas être négligeable. Le dépouillement des neutrons n'a pas rencontré de problèmes particuliers mis à part un pic dans les distributions en énergie qui, semble-t-il, provient d'interactions avec l'aluminium de la chambre à réaction et des fortes variations de l'efficacité en fonction de l'énergie du neutron.

Nos résultats vont pouvoir apporter une contrainte aux modèles nucléaires actuels sur la production de fragments et sur leurs énergies cinétiques. Les comparaisons à venir se feront avec le code Monte Carlo GEANT4 comme structure de base pour la propagation des ions dans la matière. Son architecture modulaire permet de modifier les modèles physiques. Nous l'utiliserons donc pour faire une série de comparaisons entre nos résultats expérimentaux et différents modèles nucléaires proposés par GEANT4. Le but est de trouver un modèle qui reproduise nos résultats de manière satisfaisante.

Les comparaisons que nous effectuerons seront donc ciblées sur des points que nous pensons cruciaux, le premier d'entre eux sera la bonne reproduction du taux d'hélium 4 parce que la qualité et la statistique sont bonnes. Nous ferons également une comparaison des rapports isotopiques. Bien entendu, la comparaison des distributions angulaires sera analysée en détail, les spectres en énergie, eux, seront étudiés seulement pour les particules dont les étalonnages nous paraissent les plus fiables aussi bien du point de vue de la forme générale que de la statistique.

En conclusion, les résultats obtenus par ce dépouillement vont pouvoir nous aider à valider ou invalider un certain nombre de modèles nucléaires autour de 95 MeV/u.

Chapitre III. Simulations du dispositif expérimental et étude de son efficacité de détection

Introduction

Le chapitre II a présenté le dispositif de l'expérience réalisée au GANIL. Dans ce chapitre, une étude du dispositif va être réalisée afin de déterminer son efficacité de détection. Cette étude sera menée à bien à l'aide de simulations réalisées avec GEANT4, environnement de simulation de type « Monte Carlo » développé par le CERN et largement utilisé par la communauté scientifique.

Dans un premier temps, l'outil de simulation GEANT4 sera présenté. Dans un second temps, le programme développé pour simuler l'expérience E566 sera décrit. Puis, cette simulation nous permettra de faire une étude de l'efficacité globale comprenant la détection et la procédure d'identification de notre expérience. Enfin, une dernière partie sera consacrée à une étude plus précise de l'efficacité de détection en fonction de l'énergie des ions afin de poser les limites des résultats obtenus.

A. Cadre général des simulations

L'outil de simulation utilisé dans le cadre de ce travail est GEANT4 [Ago03], acronyme pour « GEometry ANd Tracking». C'est une plateforme informatique de type Monte-Carlo qui utilise la programmation « orienté-objet » (C++). Cet outil a été initialement développé par le CERN afin de simuler les interactions entre les particules et la matière dans le domaine des hautes énergies. La collaboration GEANT4 a étendu son domaine d'application aux basses énergies ainsi qu'aux énergies intermédiaires, énergies d'intérêt en hadronthérapie.

Une simulation GEANT4 suit étape par étape (« step ») l'évolution du projectile. Au début de chaque « step », chaque processus physique susceptible de se produire propose une distance de prochaine interaction. Le processus proposant le plus petit parcours est retenu. Cela prend aussi en compte les changements de milieu et un éventuel pas maximum imposé par l'utilisateur.

Une fois le processus choisi, le ou les modèles le décrivant sont appliqués et modifient l'état de la particule le long du « step » pour les processus continus ou à la fin du « step » pour les processus discrets. Les éventuelles particules secondaires créées suivront la même procédure. Une fois que la particule a une énergie cinétique nulle, les processus au repos comme la décroissance radioactive sont activés.

Lorsque toutes les particules sont au repos et dans un état stable ou qu'elles sont sorties du volume délimité par l'utilisateur, la simulation s'arrête.

Chaque simulation demande des configurations d'entrée indispensables à son exécution. L'utilisateur de GEANT4 doit fournir les caractéristiques suivantes :

- la nature du projectile et son énergie incidente.
- La nature et la forme géométrique des différents matériaux dans lesquels le projectile est susceptible d'interagir.
- Les observables à enregistrer.
- Les modèles physiques régissant les interactions.

Nous ne reviendrons pas sur les trois premiers points dont la description peut être trouvée dans la documentation GEANT4. Nous allons nous attarder sur la description des modèles qui permettent de décrire les interactions dans la matière.

GEANT4 est un environnement modulaire et peut être adapté pour utiliser différents processus d'interaction. Le choix des concepteurs a été d'associer à chaque particule les processus physiques régissant ses interactions. Pour décrire explicitement la physique implémentée, il faut donc donner un couple (particule / processus). Le processus est lui-même l'association entre un ou plusieurs modèles et une ou plusieurs tables de sections efficaces. Cette conception en forme de « poupée russe » procure une grande modularité mais a aussi l'inconvénient de cacher le cœur des processus utilisés que sont les modèles.

Tous les processus physiques pris en compte par le programme sont regroupés dans la classe que l'on nomme « physicslist ». Une description détaillée des différents modèles implémentés sera faite dans le chapitre IV consacré aux comparaisons avec les données.

B. Simulation de l'expérience

Nous utilisons GEANT4 pour étudier la réponse de notre système expérimental. Deux approches différentes vont être suivies pour récupérer les taux de production des particules secondaires et leur énergie. Une des approches consiste à reproduire fidèlement la géométrie des détecteurs. Cela nous permet de collecter l'énergie déposée dans chaque étage des télescopes, reproduire les cartes d'identification et appliquer la même méthode de sélection graphique utilisée pour l'analyse expérimentale. Une comparaison directe entre les résultats simulés et les résultats expérimentaux sera ainsi possible. L'autre approche, consistant à stopper la simulation avant l'interaction dans les détecteurs, nous permettra d'évaluer l'efficacité de détection de notre dispositif expérimental par comparaison avec la première approche. Cette étude nous permettra donc de connaître les limites quant à la précision de notre système de détection et d'analyse.

1. Caractéristiques générales

Cette partie permettra de décrire les caractéristiques générales utilisées dans notre simulation : géométrie, modèles physiques, observables, etc.

La simulation génère un faisceau de ^{12}C à 95 MeV/u gaussien en énergie (σ_E = 0,1 MeV) et en position ($\sigma_{x,y}$ = 0,4 mm) (voir figures 47 et 48). Chaque projectile généré interagit avec une cible de PMMA de 3 cm de hauteur, 15 cm de longueur et d'épaisseurs conformes à celles utilisées lors de l'expérience (0,5 à 4 cm).

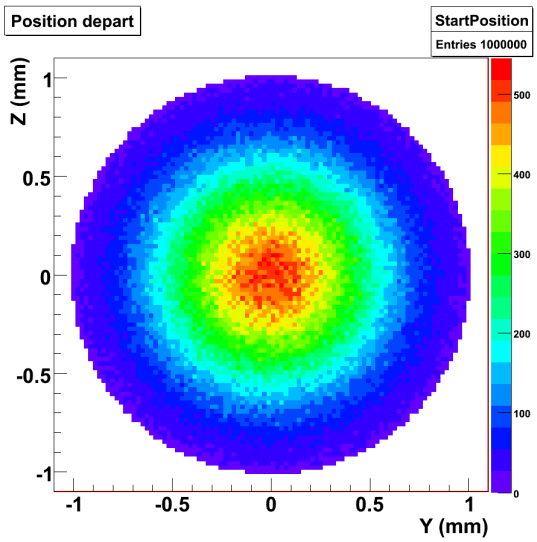

Figure 47 : forme spatiale du faisceau simulé.

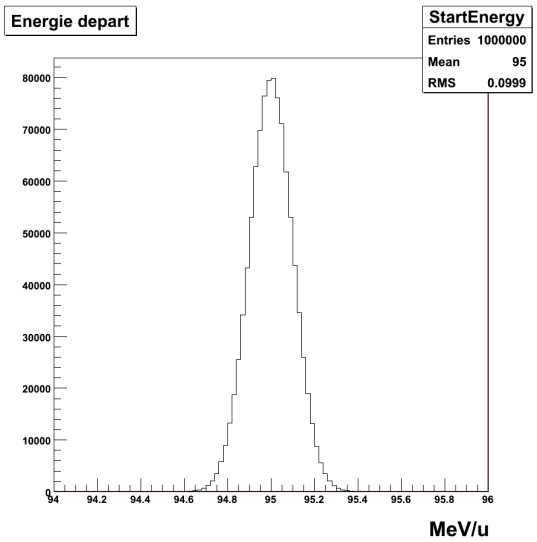

Figure 48 : spectre en énergie du faisceau simulé.

Les détecteurs introduits dans la simulation reproduisent la forme des cinq télescopes utilisés dans l'expérience. Quatre d'entre eux sont constitués de deux détecteurs en silicium et d'un scintillateur en CsI. Les Silicium ont 89 et 507 µm d'épaisseur, sont de forme rectangulaire (20 mm x 15 mm) et sont positionnés à 20,5 et 21,5 cm de la face arrière de la cible. Le scintillateur en CsI de forme cylindrique (hauteur : 7,5 cm, diamètre Ø : 3 cm) est placé à 23 cm. Un cylindre creux en aluminium de 0,5 cm d'épaisseur entoure le scintillateur et un autre cylindre creux en aluminium (h : 1 cm, Ømin : 2 cm, Ømax : 4 cm) est juxtaposé devant le scintillateur pour simuler la mécanique. Le cinquième télescope est constitué de deux détecteurs en silicium de forme circulaire (Ø : 1,992 cm) de 80 et 519 µm d'épaisseur positionnés à 20,5 et 21,5 cm et d'un scintillateur en BGO (h : 7,6 cm, Ø : 2,6 cm) placé à 22 cm de la cible. Une armature en aluminium de 0,8 cm d'épaisseur entoure celui-ci. L'image de synthèse (fig. 49) illustre la reproduction de l'expérience avec GEANT4. La cible est en blanc, les siliciums sont en jaune, les scintillateurs en bleu et les armatures en aluminium en gris. La couronne transparente représente la surface utilisée pour enregistrer les événements avant toute interaction dans les détecteurs.

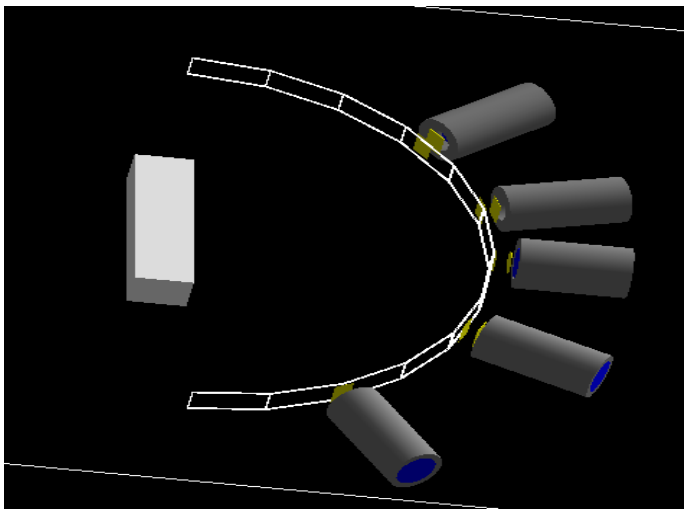

Figure 49 : image de synthèse du dispositif simulé par GEANT4.

GEANT4 a également besoin que l'on décrive les modèles d'interaction utilisés pour les différentes particules. La classe « LPCPhysicslist », constituée entre autre du modèle nucléaire de cascade binaire, est utilisée pour l'ensemble des simulations dont les résultats sont présentés dans cette partie. Cette classe sera décrite en détail dans le chapitre suivant.

Il faut enfin définir les données que l'on veut recueillir. Comme dit précédemment, deux approches sont utilisées. L'une des approches va récupérer, pour chaque particule arrivant sur la surface de la couronne, sa masse, sa charge, son énergie cinétique, sa position en coordonnées cartésiennes, le numéro de l'événement dont elle est issue et sa multiplicité.

Pour l'autre approche, les mêmes observables sont enregistrées quand une particule passe la surface d'un des cinq siliciums épais. L'énergie déposée par la particule dans chaque étage des télescopes est aussi enregistrée. Cela permettra d'avoir le type de particule qui donnera les dépôts d'énergies utilisées lors de la reconstruction. Ces deux approches feront donc ressortir les effets du dispositif expérimental et de l'analyse.

2. Effets de la détection et du dépouillement

La figure 50 présente les distributions angulaires simulées des particules de charges Z=1, 2, 3, 4, 5 et 6 pour la cible de PMMA de 2 cm d'épaisseur. Les histogrammes représentent les distributions obtenues directement après la cible avec la couronne. Les étoiles représentent les taux de production des différentes charges obtenus aux différents angles expérimentaux après prise en compte des détecteurs et dépouillement. Les particules simulées « avant interaction dans les détecteurs » sont comparées aux résultats simulés reconstruits après interaction dans les détecteurs et identification avec notre programme de dépouillement par analyse ΔE-E. La différence nous indique l'efficacité globale de notre expérience qui tient compte de l'efficacité de détection et de l'efficacité de notre méthode d'identification.

Un très bon accord entre les deux simulations au-delà de 10° est vérifié pour l'ensemble des épaisseurs de cible et l'ensemble des particules. L'efficacité de détection peut donc être considérée comme étant de 100% dans ce cas. En deçà de 10°, cela n'est plus vrai. La méthode de reconstruction surestime la production des Z=1 d'un facteur allant jusqu'à 35 % et la production de Z=2 jusqu'à 15 %. Cette surestimation semble provenir des interactions nucléaires du faisceau primaire avec les différents constituants du détecteur.

La détection des particules peut aussi être influencée par leur énergie. Les particules suffisamment énergétiques pour traverser de part en part le détecteur ne sont pas correctement reconstruites. Ces effets deviennent d'autant plus importants que les particules ont une grande énergie aux angles avant pour les particules légères. Le nombre de particules peut alors être sous-estimé par notre reconstruction ΔE-E jusqu'à plus de 25% à zéro degré pour les Z=1.

Le paragraphe suivant développera en détail les effets de détection en fonction de l'énergie incidente pour le cas du proton, de l'hélium et du carbone.

C. Etude de l'influence du modèle et de la procédure d'identification sur l'efficacité de détection

Ces premières simulations montrent des effets de l'identification sur l'efficacité de détection. Nous allons essayer de caractériser ces effets plus en détail. Cette étude va permettre de poser les limites de confiance des données expérimentales.

1. Description de la simulation

Nous allons regarder en détail les différents effets qui peuvent avoir lieu quand une particule interagit avec un détecteur. La simulation génère des particules dont l'impulsion est tirée aléatoirement selon l'ouverture angulaire du télescope. Les dimensions du télescope « CsI » décrit plus haut ont été implémentées dans la simulation (h : 7,5 cm, Ø : 3 cm). Le second étage est positionné à 21,5 cm dans l'axe de propagation des particules incidentes.

La réponse en énergie du télescope a été simulée pour trois types de fragments : les protons, les particules α et les ions ^{12}C. Pour chacun d'entre eux, une distribution uniforme en énergie est utilisée. Les protons et les particules α sont regardés en détail car les écarts d'efficacité vus sur la figure 49 sont notables. L'étude des ions ^{12}C est faite pour vérifier la bonne efficacité de détection des ions plus lourds ainsi que la faible influence de leur énergie.

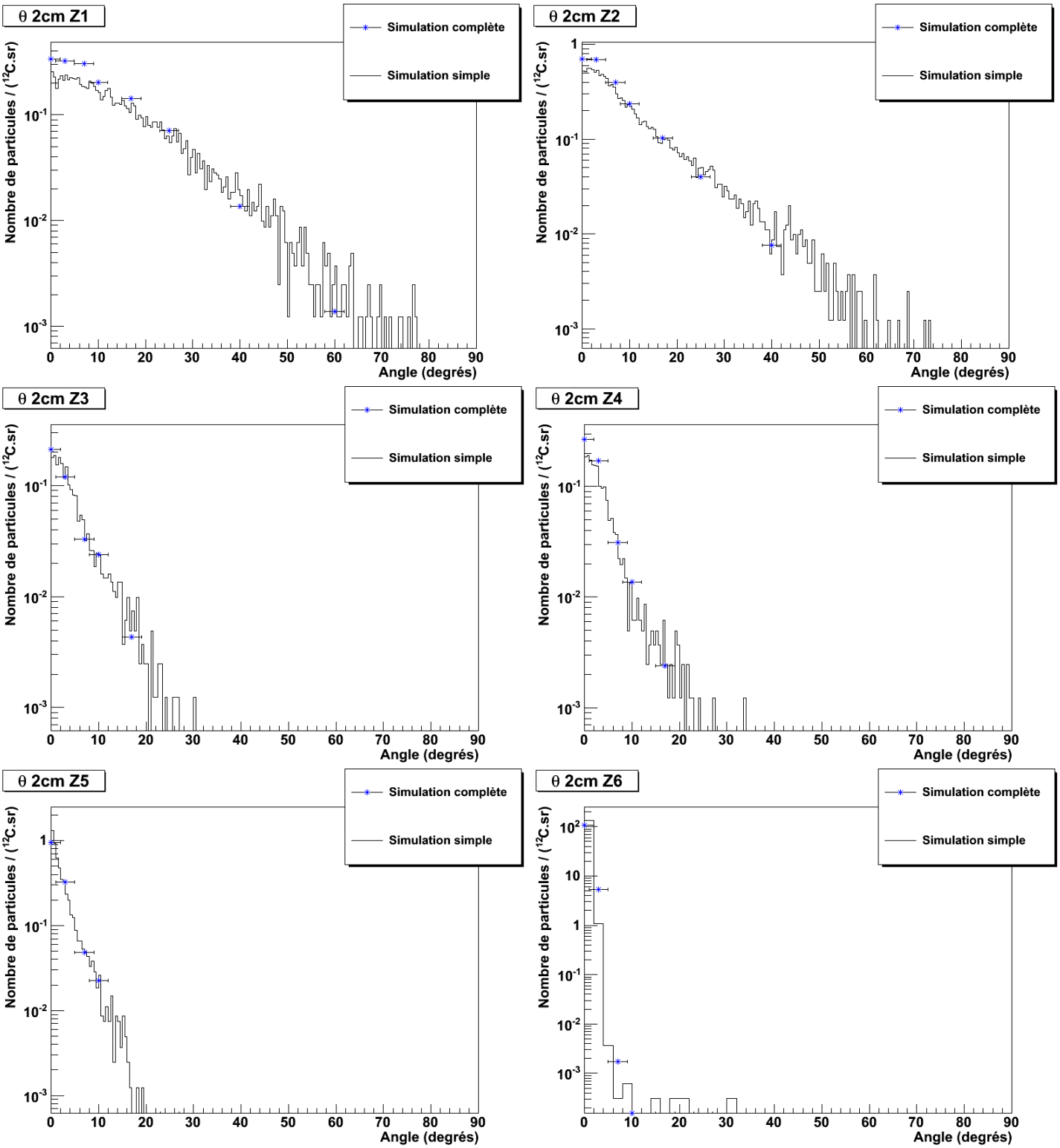

Figure 50 : comparaison des distributions angulaires pour la cible de PMMA de 2cm d'épaisseur simulées et récupérées après la cible (histogramme) et avec prise en compte des détecteurs et dépouillement (étoiles) pour Z=1, 2, 3, 4, 5 et 6.

Pour les protons, 10 000 événements ont été simulés par pas de 2 MeV de 2 à 200 MeV, soit un total d'un million d'événements. Les particules α ont été tirées entre 2 et 700 MeV, soit un total de 3,5 millions d'événements tandis que les ions ^{12}C l'ont été par pas de 1 MeV/u de 1 MeV/u à 95 MeV/u, soit 950 000 événements. Cela permet de couvrir les gammes en énergie mesurées expérimentalement.

2. Simulations « proton »

Cette étude sur les protons concerne l'influence de l'énergie incidente, l'influence de la méthode de sélection et l'influence des modèles nucléaires sur la distribution en énergie qui est initialement plate entre 2 et 200 MeV.

De manière expérimentale, il a été constaté que l'on n'identifiait pas tous les protons correctement. Par exemple, certains protons détectés pouvaient avoir une énergie suffisante pour traverser les détecteurs. La simulation, dans ce cas, nous permettra de juger des conséquences que cela entraîne sur l'efficacité de détection de ces protons.

Afin de visualiser l'effet des interactions nucléaires dans les détecteurs sur l'efficacité de détection, deux séries de simulations ont été réalisées. La première ne tient compte que des interactions électromagnétiques (EM) alors que la seconde tient compte des interactions électromagnétiques et des interactions nucléaires (EM+IN). Ceci va permettre de déconvoluer les effets dus aux réactions nucléaires afin de les identifier clairement.

Finalement, l'application de la sélection graphique utilisée expérimentalement permettra d'estimer le nombre d'événements convenablement reconstruits en énergie et donnera accès à l'efficacité globale de détection en fonction de l'énergie incidente des protons.

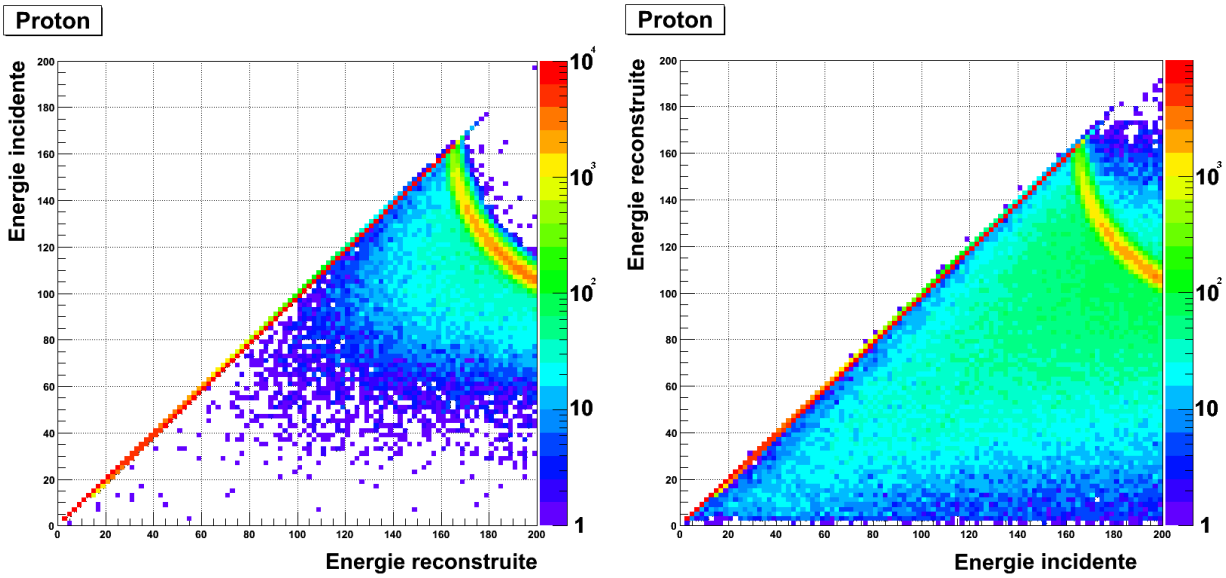

Figure 51 : énergie reconstruite (en MeV) en fonction de l'énergie incidente pour des protons (EM) à gauche et (EM+IN) à droite.

A partir des simulations entre 2 et 200 MeV, l'énergie totale déposée par les protons a été reconstruite en sommant l'énergie déposée dans les 3 étages du détecteur. La figure 51 représente l'énergie déposée reconstruite en fonction de l'énergie incidente. La diagonale (trait rouge) correspond aux événements convenablement reconstruits en énergie. Un rebroussement qui traduit le passage au travers du télescope des protons dont l'énergie est

supérieure à 165 MeV est aussi observé. En deçà de cette énergie, seule une petite partie des particules est mal reconstruite, au-delà c'est la quasi-totalité des particules qui sont mal reconstruites en énergie. Cet effet important montre que l'identification en énergie n'est correcte que pour les protons d'énergie inférieure à 165 MeV dans les télescopes utilisant un CsI. Sur la partie de gauche (EM), la dispersion en énergie qui apparaît à partir de 80 MeV ne fait que mettre en évidence l'échappement progressif des protons de plus en plus énergétiques sur les bords du détecteur. Cet effet est relativement mineur et affectera peu l'efficacité. Une fois les interactions nucléaires autorisées (partie de droite EM+IN), la dispersion est accentuée et est présente sur toute la gamme en énergie.

Le détecteur dégrade donc les résultats, d'une part parce qu'une partie des protons s'échappent sur les bords et ne déposent pas entièrement leur énergie dans le scintillateur, et d'autre part parce qu'ils peuvent interagir nucléairement avec le détecteur. Toutefois, cela ne concerne qu'une faible partie des protons pour des énergies inférieures à 165 MeV. Nous allons maintenant essayer de quantifier ces effets.

a. Effet de l'énergie des protons sélectionnés

Dans un premier temps, nous avons voulu vérifier les conséquences sur l'efficacité des protons très énergétiques qui traversent le détecteur. Dans ce paragraphe, les deux processus physiques sont activés (EM+IN) et la même sélection graphique est utilisée. L'efficacité obtenue à partir d'une distribution uniforme en énergie (trait noir) de 2 à 166 MeV (trait bleu) est comparée à l'efficacité dans le cas d'une distribution uniforme en énergie de 2 à 200 MeV (pointillés rouges) (fig. 52).

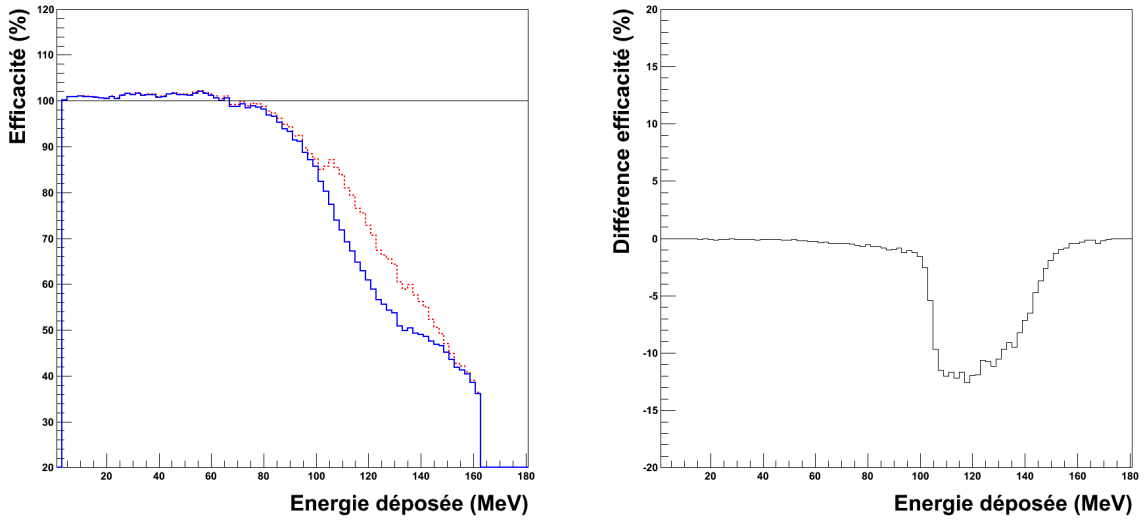

Figure 52 : effet du rebroussement sur l'efficacité de détection des protons. En pointillé (rouge) quand ils peuvent traverser le détecteur, en foncé (bleu) quand ils sont tous stoppés. A droite : différence entre les deux distributions.

Cette comparaison met en évidence l'effet de « traversée » des protons qui surévalue jusqu'à 10% le nombre de protons de plus de 100 MeV. Cette surévaluation est due au fait que les protons de haute énergie ne déposent pas toute leur énergie dans le scintillateur et sont donc reconstruit comme ayant une énergie moindre. Tous les protons de plus de 165 MeV sont perdus car mal reconstruits. Cette surévaluation est à relativiser car elle est modèle-dépendant et a été construite à partir d'une distribution en énergie des protons uniforme. Les distributions expérimentales ne sont pas plates en énergie. L'effet peut néanmoins atteindre quelques pourcents aux angles avant.

b. Effet de la technique d'identification sur le nombre de protons détectés

L'identification des particules par la méthode ΔE-E est affectée par les interactions dans le détecteur. Ci-dessous est présentée la corrélation entre le second et le troisième étage du télescope quand tous les protons s'arrêtent (fig. 53 – E<160 MeV) et quand ils peuvent traverser (fig. 53 – E<200 MeV). La sélection graphique « Z=1 » que nous avons utilisée lors de la simulation complète de l'expérience et du dépouillement est représentée en trait plein. Dans les deux cas, l'hyperbole est dans la sélection mais il faut remarquer qu'une contribution significative du rebroussement est sélectionnée lorsque des particules traversent le détecteur. Cela a pour conséquence la surévaluation du nombre de protons que nous avons vu précédemment entre 100 et 160 MeV.

Dans le cadre d'une distribution en énergie uniforme, même si les protons ne traversent pas, seuls 77,2% des protons sont correctement identifiés. Agrandir la sélection réduirait les pertes mais ne ferait qu'augmenter le nombre de particules mal reconstruites en énergie (et donc inexploitables) et la proportion de bruit de fond (γ, neutron).

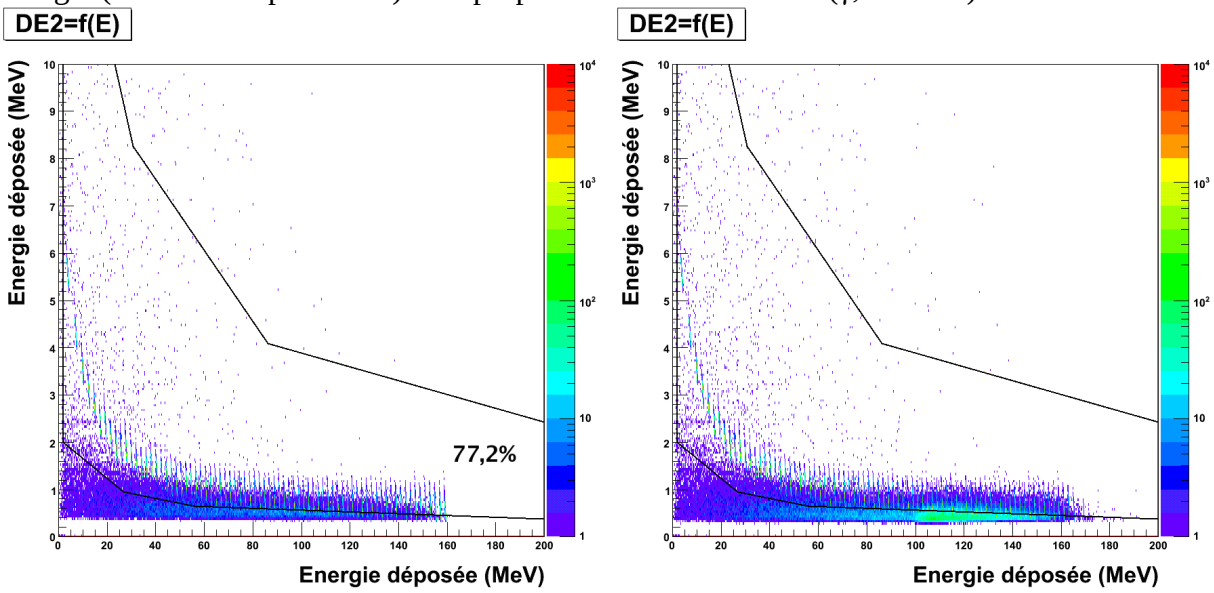

Figure 53 : énergie déposée dans le Si épais en fonction de l'énergie déposée dans le scintillateur pour des protons (la sélection utilisée pour la reconstruction est représentée en trait). Cas avec rebroussement à droite.

Nous allons maintenant regarder l'efficacité de détection en fonction de l'énergie jusqu'à 160 MeV uniquement afin de voir comment elle évolue à partir d'une distribution uniforme. La figure 54 présente la distribution uniforme en énergie (trait noir horizontal) jusqu'à 160 MeV. Le trait en pointillé rouge correspond à la distribution en énergie de l'ensemble des protons par la simulation après avoir sommé leurs dépôts dans les trois étages du télescope sans sélection graphique. Le trait plein bleu représente l'efficacité de détection quand la sélection graphique est rappliquée.

Le détecteur déforme la distribution en surévaluant le nombre de protons détectés entre zéro et 120 MeV et en sous évaluant ce nombre au-delà. Cela est dû au fait que certains protons peuvent sortir sur les bords du détecteur et ne laissent qu'une partie de leur énergie dans le scintillateur. Dans ce cas, le spectre en énergie est déformé par le détecteur, mais le nombre global de protons mesuré ne l'est quasiment pas, l'intégrale restant à 100 %. L'application de la sélection graphique, quant à elle, modifie la forme de la distribution en excluant une partie des protons détectés, soit 22% environ. Cela conduit à une bonne reconstruction jusqu'à 80 MeV puis à une efficacité qui baisse plus l'énergie augmente.

Comme dit précédemment, le spectre en énergie expérimental des protons est décroissant à haute énergie. Les déformations observées ici avec une distribution plate sont donc fortement majorées par rapport à la réalité.

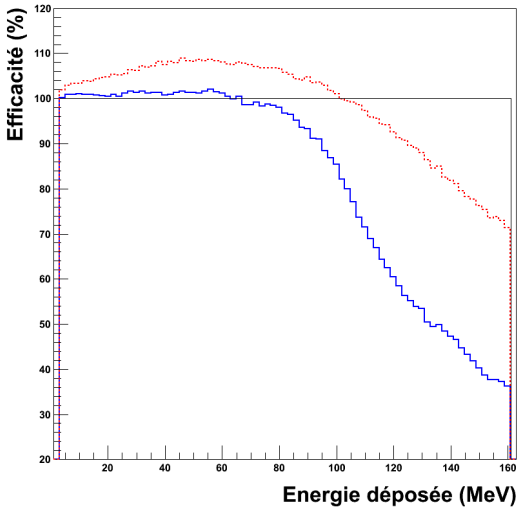

Figure 54 : évolution de l'efficacité de détection en fonction de l'énergie. (En trait plein bleu la distribution initiale, en pointillés rouges l'efficacité du détecteur et en foncé l'efficacité du détecteur avec identification).

c. Effet du modèle sur le nombre de protons sélectionnés

Dans le cas où les protons ne sont pas assez énergétiques pour traverser le détecteur, il a été constaté que l'efficacité de détection avec la méthode ΔE-E et la sélection graphique est plutôt bonne jusqu'à 80-100 MeV.

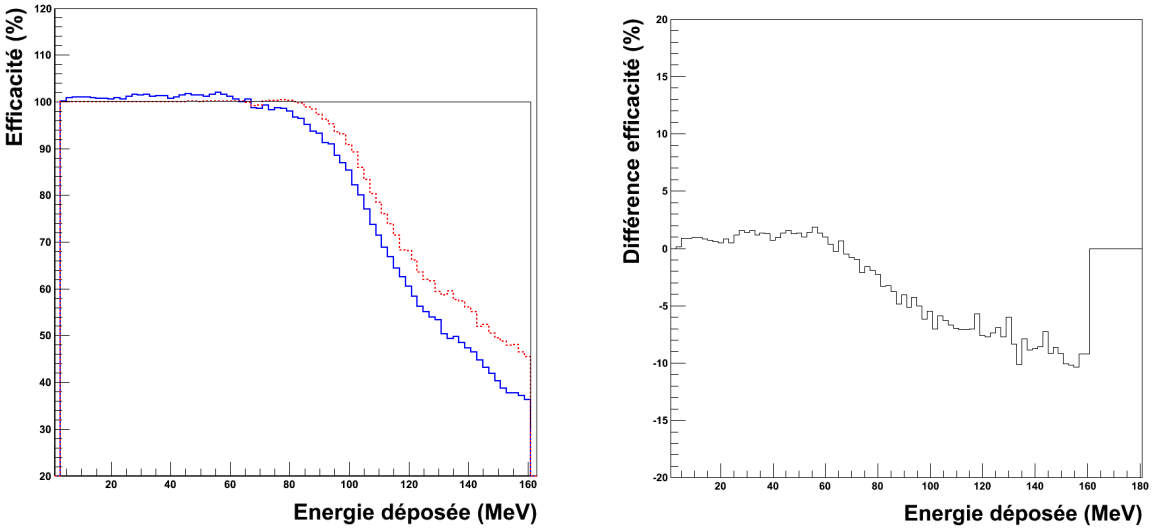

Figure 55 : effet du modèle sur l'efficacité de détection des protons. En trait foncé (EM+IN), en pointillé (EM). A droite, différence entre les deux distributions (EM+IN-EM).

Comme signalé précédemment, toutes ces simulations sont modèles-dépendant or les modèles de réactions nucléaires ne sont pas forcément très précis. La modification du modèle peut avoir une influence sur le résultat. La figure 55 illustre cela avec la comparaison entre une simulation dans laquelle ne sont activées que les interactions électromagnétiques

(pointillés rouges) et celle qui comprend les interactions électromagnétiques et nucléaires (trait plein bleu) coupées toutes les deux à 160 MeV. Dans ce cas, l'effet des réactions nucléaires sur l'efficacité apparaît. Un modèle sans interactions nucléaires surévalue de l'ordre de 5 à 10 % l'efficacité de détection à partir de 80 MeV.

D'après ces simulations, la méthode d'identification des protons est efficace à basse énergie jusqu'à 80 MeV. Pour des protons d'énergie plus élevée, les réactions nucléaires dans le détecteur tendent à faire perdre de l'efficacité. Comme nos simulations surestiment cet effet que ce soit avec ou sans les interactions nucléaires, les différences liées aux modèles seront en réalité très inférieures à 10% sur le nombre total de protons détectés. Le choix du modèle ne va donc pas avoir une grande importance sur l'efficacité. Cela signifie que les résultats obtenus expérimentalement pour les protons et plus généralement pour les Z=1 sont bien dégradés au-delà de 80 MeV du fait même de la méthode ΔE-E utilisée (télescopes et analyse par sélection graphique). La dégradation due aux protons de grande énergie restera cependant bien moins prononcée et sera inférieure à 20% expérimentalement parce que le spectre en énergie des protons est décroissant à haute énergie. Il faut quand même ajouter que ces simulations ne prennent pas en compte la pollution des autres fragments et la résolution des détecteurs et le bruit de fond qui peut être important dans la méthode ΔE-E pour les Z=1.

3. Simulations «particules α »

De même que pour les protons, des simulations avec et sans les interactions nucléaires ont été réalisées avec les particules α. Comme précédemment, les déformations dues au détecteur, au modèle et à la méthode de dépouillement sont étudiées. La figure 56 représente l'énergie reconstruite en sommant l'énergie déposée dans les trois étages du détecteur pour l'ensemble des simulations réalisées entre 2 et 700 MeV. La majorité des événements se situent sur la diagonale correspondant à une bonne reconstruction. Les α traversent le télescope pour des énergies supérieures à 650 MeV. L'introduction des interactions nucléaires modifie le dépôt d'énergie. Une bande continue de 100 MeV de largeur apparaît sous la diagonale et à partir de 350 MeV, une contribution supplémentaire se dégage et prend de l'importance avec l'énergie incidente.

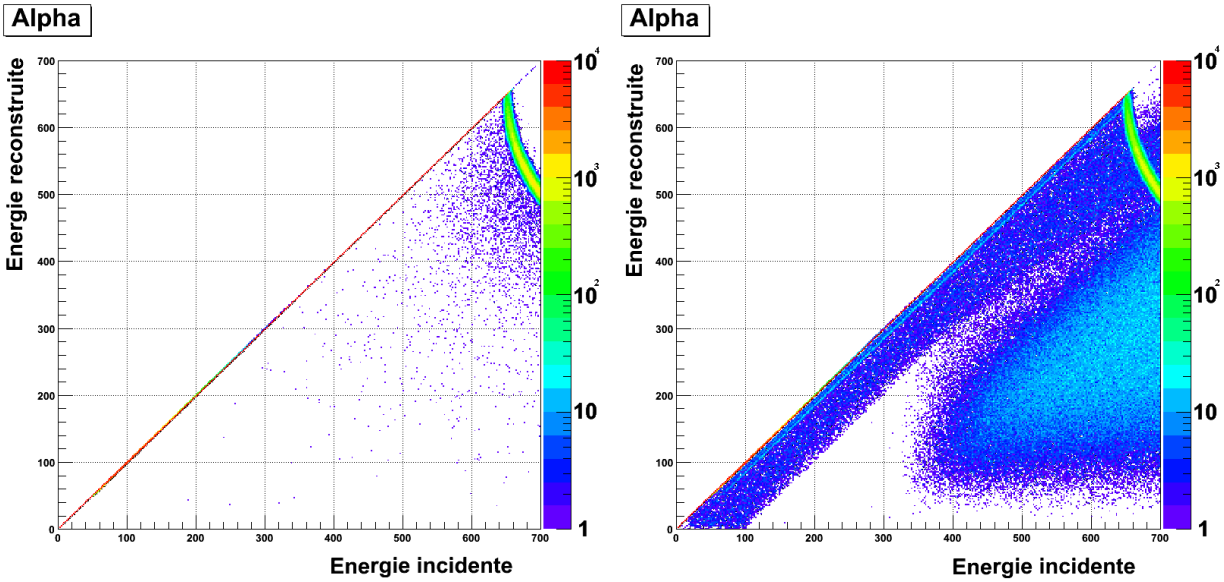

Figure 56 : énergie reconstruite (en MeV) en fonction de l'énergie incidente pour des protons. (EM) à gauche, (EM+IN) à droite.

Pour les particules α, les interactions nucléaires sont la principale source de modification de l'énergie reconstruite par rapport à l'énergie incidente.

Dans la suite, compte tenu des énergies des particules α mesurées quasiment toujours en dessous de 650 MeV/u, le cas de la traversée du détecteur pour les Z=2 ne sera donc pas considéré. Il en est de même pour les Z>2.

a. Effet de la technique d'identification sur les particules α

Comme précédemment, nous allons voir dans quelles proportions les interactions dans le détecteur déforment l'énergie des particules α incidentes et comment la méthode d'analyse modifie l'efficacité de détection. La carte d'identification « Si épais en fonction du Scintillateur » obtenue dans le cas (EM+IN) est présentée figure 57. Les lignes de séparation des charges détectées sont appliquées sur la carte et les valeurs en pourcentage représentent la proportion des événements dans chaque sélection graphique. Si la grande majorité des événements est correctement identifiée, plus de 3% des particules α sont identifiées comme des Z=1. Ces événements biaisent les spectres en énergie et les taux de comptage des particules α comme des protons. Ces 3% correspondent aux particules α ayant interagi inélastiquement et qui ne déposent pas toute leur énergie dans le scintillateur. Elles sont alors rejetées par la sélection.

La figure 58 présente l'efficacité de détections des particules α obtenus à partir d'une distribution uniforme. Comme pour les protons, la distribution en énergie reconstruite (pointillés rouges) en sommant les trois étages du détecteur résulte de la modification de la distribution initiale (trait noir horizontal). Une légère surévaluation apparaît pour des particules α d'énergie inférieure à 400 MeV. Au-delà, les α sont sous-évalués jusqu'à 15% à 600 MeV. Cela est dû aux particules α les plus énergétiques qui ne déposent pas toute leur énergie dans le détecteur. Ces particules sont reconstruites avec une énergie plus basse.

L'efficacité de détection (trait plein bleu) est ensuite obtenue en appliquant la sélection graphique « Z=2 ». Une partie des particules mal reconstruites en énergie est alors exclue ce qui permet d'avoir une efficacité autour de 100% depuis le seuil de détection jusqu'à 200 MeV/u.

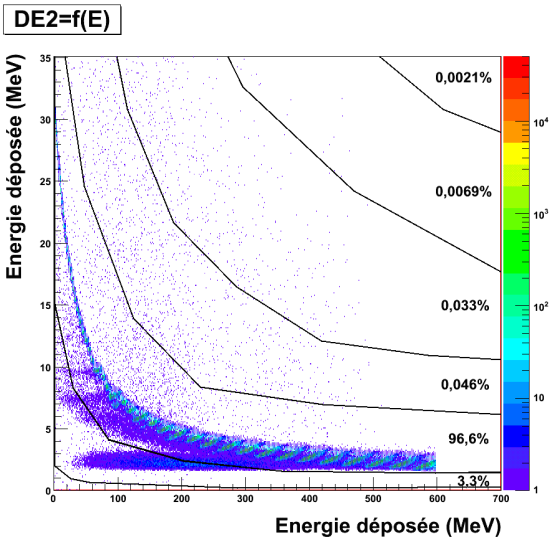

Figure 57 : énergie déposée dans le Si épais en fonction de l'énergie déposée dans le scintillateur pour des α (les sélections utilisées sont représentées en trait plein).

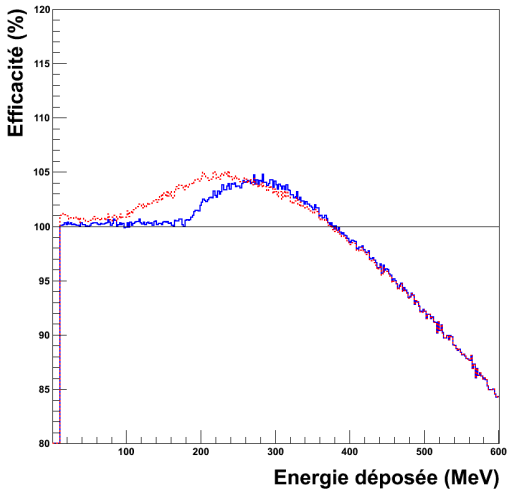

Figure 58 : évolution de l'efficacité de détection en fonction de l'énergie pour les α. (La distribution initiale est en trait plein, l'efficacité du détecteur est en pointillé et l'efficacité du détecteur avec identification est en trait foncé).

Même si la reconstruction en énergie est légèrement biaisée, la majorité des particules α sont correctement identifiées d'autant plus que le tirage sur une distribution uniforme en énergie surévalue les écarts. Sur l'ensemble, une confiance dans les résultats à mieux que 10% pourra être attendue.

b. Effet du modèle sur le nombre de particules α sélectionnées

La comparaison des résultats issus des deux différentes simulations (EM et EM+IN) permet de voir l'effet du modèle sur l'efficacité de détection. La figure 59 compare l'efficacité obtenue après sélection graphique dans le cas (EM+IN) (trait plein bleu) et dans le cas (EM) (pointillés rouges). La perte d'efficacité est clairement liée aux interactions nucléaires car, sans elles, l'efficacité est de 100%. Ceci est dû au fait que les particules α qui ont réagi inélastiquement ne déposent pas toute leur énergie dans le scintillateur et sont reconstruites comme ayant une énergie plus faible.

Pour les particules α, les interactions nucléaires affectent peu l'efficacité de détection jusqu'à 500 MeV. Au-delà, l'effet devient significatif mais est à minimiser. En réalité, cela ne concerne qu'une faible proportion des particules α émises car leur distribution en énergie est décroissante sur cette gamme en énergie. La faible influence des interactions nucléaires conforte la confiance dans nos simulations. Au final, 96% des événements sont correctement identifiés. Les 4% mal reconstruits vont principalement polluer la sélection des Z=1. Par effet domino, une partie des ions lithium doivent polluer la sélection des Z=2 mais reste de l'ordre du pourcent. Les résultats expérimentaux obtenus semblent suffisamment précis tant du point de vue taux de comptage que spectre en énergie pour faire une analyse quantitative des particules α.

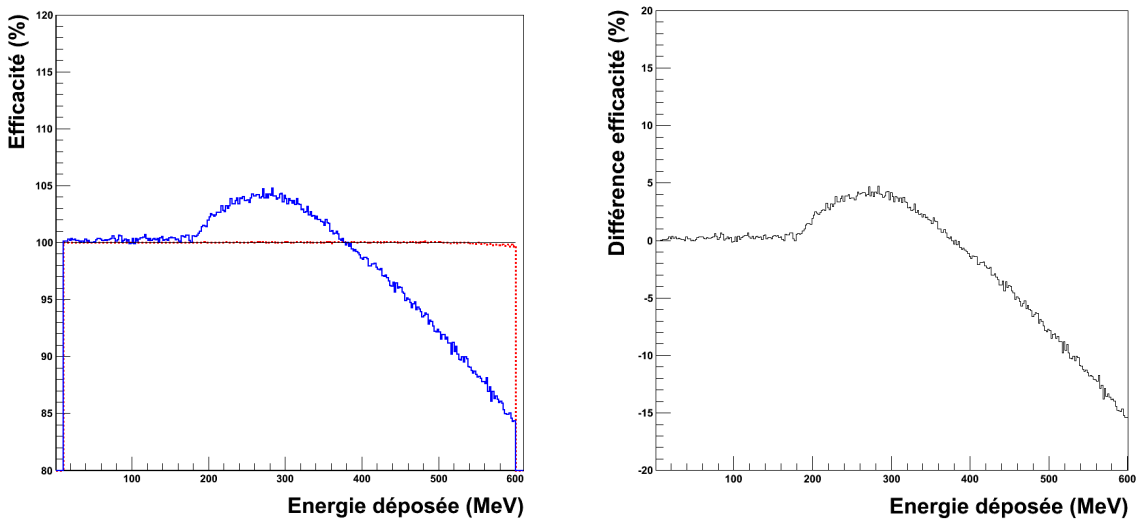

Figure 59 : effet du modèle sur l'efficacité de détection les particules α. En foncé (EM+IN), en pointillé (EM). A droite, différence entre les deux distributions.

4. Simulation « carbone 12 »

Finalement, la même étude est réalisée pour le ^{12}C afin de voir comment réagit le détecteur avec des particules plus lourdes. Deux séries de simulations (EM et EM+IN) ont donc été faites avec comme projectile le carbone 12. La reconstruction en énergie en fonction du modèle est présentée figure 60. Comme pour les particules α, seules les interactions nucléaires dégradent la reconstruction en énergie de manière progressive et cela d'autant plus que l'énergie incidente est grande.

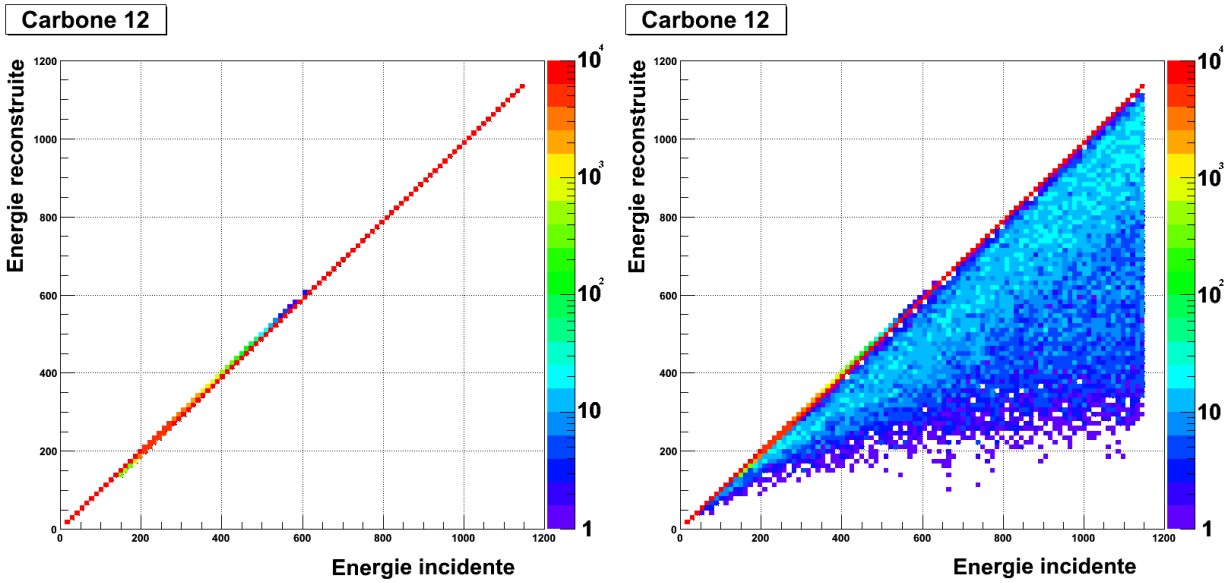

Figure 60 : énergie reconstruite (en MeV) en fonction de l'énergie incidente pour des ions ^{12}C. A gauche (EM) et à droite (EM+IN).

L'efficacité de détection de notre dispositif pour les ions carbone va maintenant être étudiée. La carte d'identification obtenue dans le cas (EM+IN) est présentée figure 61. Les sélections graphiques « Z=1 à Z=6 » sont appliquées sur la carte et les valeurs en pourcentage représentent la proportion des événements dans les sélections « Z=5 » et « Z=6 ». Une comparaison entre la sélection « Z=6 » et l'ensemble des événements montre que les carbones sont bien identifiés avec un effet de pollution sur les particules de charges inférieures très faible.

Les distributions en énergie obtenues à partir d'une distribution plate (trait noir horizontal) sont présentées figure 62. Le trait en pointillé rouge représente la distribution en énergie des ions carbone par sommation des trois étages. L'efficacité de détection après reconstruction et sélection graphique est présentée en trait plein bleu. La distribution initiale est modifiée de façon très légère. L'efficacité commence à baisser autour de 400 MeV pour arriver à une sous-évaluation du nombre de carbone de l'ordre de 5% à 1 GeV. Une comparaison entre l'efficacité de détection avec l'utilisation de la sélection graphique et l'ensemble des ions carbone montre un accord presque parfait sur toute la gamme en énergie.

L'effet du modèle n'est pas détaillé ici car il est négligeable (1% à 800 MeV). Pour les ions ^{12}C.

Au final, du seuil de détection situé à 72 MeV jusqu'à 1 GeV, l'efficacité du détecteur est de l'ordre de 100% à mieux que 5% près. Ceci est d'autant plus vrai qu'une distribution en énergie réelle atténuerait cet écart à grande énergie. La méthode ΔE-E permet donc une bonne identification des ions carbone.

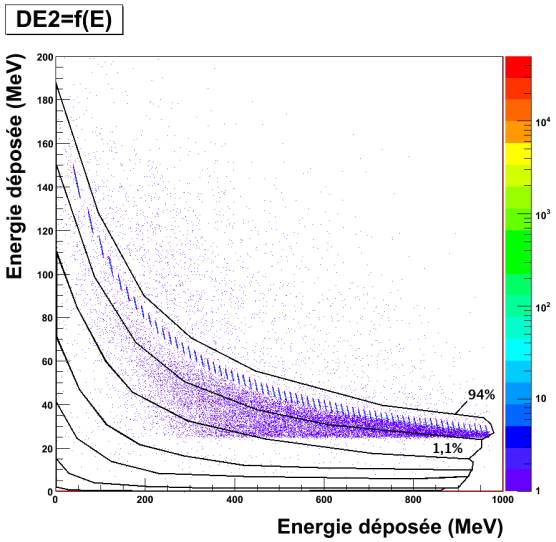

Figure 61 : énergie déposée dans le Si épais en fonction de l'énergie déposée dans le scintillateur pour des ^{12}C (les sélections utilisées sont représentées en trait noir). Les traits hachurés sont des données.

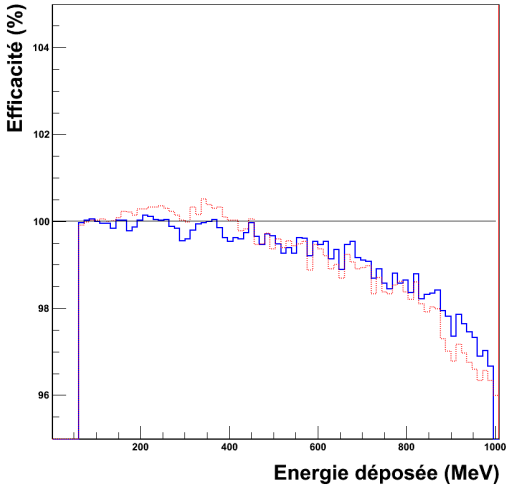

Figure 62 : évolution de l'efficacité de détection en fonction de l'énergie pour les ^{12}C. La distribution initiale est en trait plein, en pointillé l'efficacité du détecteur et en trait foncé l'efficacité du détecteur avec identification.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté l'environnement GEANT4 utilisé pour la simulation de notre expérience. Cela nous a permis de faire une étude de l'efficacité de détection de notre dispositif et de notre technique de dépouillement. Les simulations faites pour les projectiles proton, α et ^{12}C révèlent que la technique ΔE-E ainsi que la procédure d'identification par sélection graphique est adaptée pour l'ensemble des fragments détectés avec une précision meilleure que 10% lors de l'expérience hormis pour les protons où l'on peut avoir des différences plus grandes. Cela rejoint le constat établi dans le chapitre II stipulant que les données Z=1 sont obtenues avec une moins bonne précision.

Il a aussi été constaté que, indépendamment du modèle utilisé et exception faite des protons, les télescopes ont une efficacité de détection des particules de l'ordre de 100% à basse énergie. Il faudra rajouter la résolution en énergie des détecteurs mais qui ne doit pas beaucoup influencer l'efficacité. Cette efficacité se dégrade en fonction de l'énergie d'autant plus fortement que la particule est de charge faible.

Les détecteurs ne modifient donc pas significativement les résultats obtenus sauf à petit angle et pour les particules légères.

Comme la simulation enregistrant les données juste après la cible est plus rapide en temps de calcul et que ses résultats sont comparables à la simulation complète sauf pour les Z=1, elle servira de base de comparaison entre les différents modèles physiques que l'on étudiera dans le chapitre IV. Seules les coupures en énergie liées au seuil de détection seront prises en compte lors de nos comparaisons aux données expérimentales. Néanmoins, pour valider totalement un modèle, la simulation complète de l'expérience pourra toujours être menée à bien afin de tenir compte de tous les effets liés aux détecteurs.

Chapitre IV. Comparaison entre simulations et données expérimentales

Introduction

Les chapitres II et III ont présenté les résultats obtenus grâce à l'expérience E566. Il convient maintenant d'exploiter ces données en les comparant aux modèles nucléaires existants. Le but est de trouver un modèle compatible avec les exigences de l'hadronthérapie.

Dans le cadre de la hadronthérapie, l'étude de la fragmentation du ^{12}C à 95 MeV/u dans une cible épaisse de PMMA revient à s'intéresser aux collisions d'ions ^{12}C sur ceux de la cible (^{1}H, ^{12}C, ^{16}O) depuis zéro jusqu'à 95 MeV/u.

Le projectile voit son énergie cinétique diminuer principalement par collisions multiples sur les électrons du milieu. Le long du parcours, une collision nucléaire peut également se produire. Le système projectile-cible sera dans ce cas l'un des couples suivants : (C+H), (C+C) ou (C+O). La fragmentation donnera lieu à la disparition des ions carbone projectiles (on parle de consommation du carbone) et à la production de particules secondaires. Ces particules secondaires, d'énergie cinétique non nulle, pourront à leur tour se propager dans la cible, déposer leur énergie par collisions électromagnétiques ou nucléaires. Ces particules secondaires contribuent au dépôt d'énergie le long de la courbe de Bragg et sont aussi responsables du dépôt au-delà du pic de Bragg (queue de fragmentation).

Notre étude revient, en quelque sorte, à étudier l'ensemble des collisions pour des systèmes légers à toutes les énergies depuis zéro jusqu'à 95 MeV/u. Cette problématique correspond, dans le cadre plus général de la recherche en physique nucléaire, à l'étude des systèmes dits « légers » du domaine des collisions d'ions autour et au-delà de l'énergie de Fermi (entre 10 et 100 MeV/u).

Traiter une collision entre deux noyaux revient à vouloir suivre l'évolution dans l'espace et le temps d'un système dynamique à *n* corps à l'aide d'un potentiel non connu explicitement. En l'état actuel de nos connaissances, résoudre exactement ce problème reste hors de portée. C'est pourquoi notre communauté a entrepris de développer des modèles qui comportent des approximations.

Un grand travail à la fois expérimental avec le développement de détecteurs comme NAUTILUS [Biz86], INDRA [Pou95] et théorique avec le développement de modèles microscopiques [Fro96] a permis de faire émerger un scénario cohérent des événements lors d'une collision. Généralement, cette dernière est vue en deux étapes : une voie d'entrée du système qui gère la partie dynamique de la réaction et une phase de désexcitation statistique une fois le système considéré à l'équilibre thermodynamique.

Les paramètres importants pour la voie d'entrée sont les masses et les charges du projectile et de la cible, l'énergie mise en jeu et le paramètre d'impact. En fonction de ces critères initiaux, différents types de mécanismes sont proposés et classés généralement en fonction de l'énergie mise en jeu et du paramètre d'impact. A basse et moyenne énergie, trois familles de collisions se distinguent par le paramètre d'impact.

A grand paramètre d'impact (supérieur à la somme des rayons des deux noyaux), les *collisions distantes* favorisent la diffusion élastique et l'excitation coulombienne. A paramètre d'impact proche de la somme des rayons des noyaux, les *collisions inélastiques* favorisent les réactions de transfert et d'excitation. Ces deux domaines constituent les *collisions quasi-élastiques*.

A paramètre d'impact inférieur à la somme des rayons des noyaux, on entre dans le domaine des *collisions semi-périphériques*. Une zone de recouvrement des noyaux nommée « zone participante » où les nucléons peuvent interagir peut être délimitée. Les nucléons en dehors de cette zone sont dits « spectateurs ». Différents mécanismes sont alors possibles entre la fusion complète/ incomplète suivi d'évaporation (plutôt pour les systèmes légers), les collisions profondément inélastiques et la multifragmentation (plutôt pour les systèmes

lourds). A basse énergie cinétique (autour de et en-dessous de 10 MeV/u), les collisions sont gouvernées par des effets collectifs que l'on modélise par un champ moyen. A haute énergie (autour de et au-dessus de 100 MeV/u), ce sont les collisions nucléon-nucléon des noyaux qui dominent et on entre dans le domaine de la physique des particules. Enfin, aux énergies intermédiaires, les deux effets entrent en compétition. D'un côté, le temps de réaction est plus court qu'à basse énergie ce qui limite la thermalisation par le champ moyen. De l'autre côté, le blocage de Pauli limite l'espace des phases des collisions nucléon-nucléon. Il se forme généralement une quasi-cible et un quasi-projectile avec une possible émission rapide de particules dites « de pré équilibre » suivie d'une fragmentation des résidus.

Enfin quand le rayon d'un des noyaux est contenu dans l'autre, les *collisions centrales* peuvent pulvériser totalement le système (événements très peu probables).

Afin de tester les modèles développés, la communauté scientifique utilise des outils informatiques tels les codes de type « Monte-Carlo » basés sur des techniques probabilistes. L'environnement GEANT4 permet de suivre le devenir de toutes les particules qui interagissent avec la matière. Il permet d'intégrer sur de grandes épaisseurs les processus mis en jeu dans les modèles de physique nucléaire. Nous l'avons utilisé pour comparer modèles et données expérimentales, le but étant de savoir si les modèles sont suffisamment complets et prédictifs pour reproduire nos données d'expérience intégrale avec la précision requise en hadronthérapie.

Indépendamment du développement de notre programme de simulation, la collaboration GEANT4 améliore régulièrement le code selon les observations de la communauté des utilisateurs. Il est intéressant de juger de l'influence de ces changements sur les résultats simulés par notre programme, qui lui reste inchangé. La Figure 63, présente la distribution en charge pour une cible de 1,5 cm de PMMA et un télescope à 10° obtenue avec différentes versions de GEANT4.

Des modifications sur la formation des différents fragments et leurs désexcitations ont été apportées. Aucune modification importante de la production d'hydrogène et de bore n'est constatée. Une augmentation sensible pour l'hélium et très importante pour le lithium et à l'opposé une diminution sensible du carbone et très importante du béryllium sont observées. Clairement, ces différences viennent de modifications apportées à la classe **G4ExcitationHandler** qui gère les différentes voies de désexcitations suivant l'énergie d'excitation et la masse des fragments. Par exemple, le modèle du Break-up de Fermi qui est une voie possible de désexcitation dans la version 8 ne l'est plus par défaut dans la version 9. Cette classe sera détaillée par la suite dans ce chapitre.

Il sera retenu par la suite que les modèles ainsi que l'algorithme d'appel des modèles peuvent être modifiés d'une version à une autre. Les résultats obtenus peuvent donc différer grandement suivant la version de GEANT4. Cela nous impose d'utiliser par voie de conséquence la même version de GEANT4 pour comparer différents modèles aux données expérimentales et juger de la pertinence de ces modèles.

Ce chapitre est articulé en deux parties. La première fait une description des différents modèles utilisés que l'on peut retrouver dans la documentation de GEANT4 [Gea09]. La seconde consiste à comparer les résultats obtenus par simulation aux données expérimentales. Finalement, nous conclurons sur la compatibilité ou non des modèles testés.

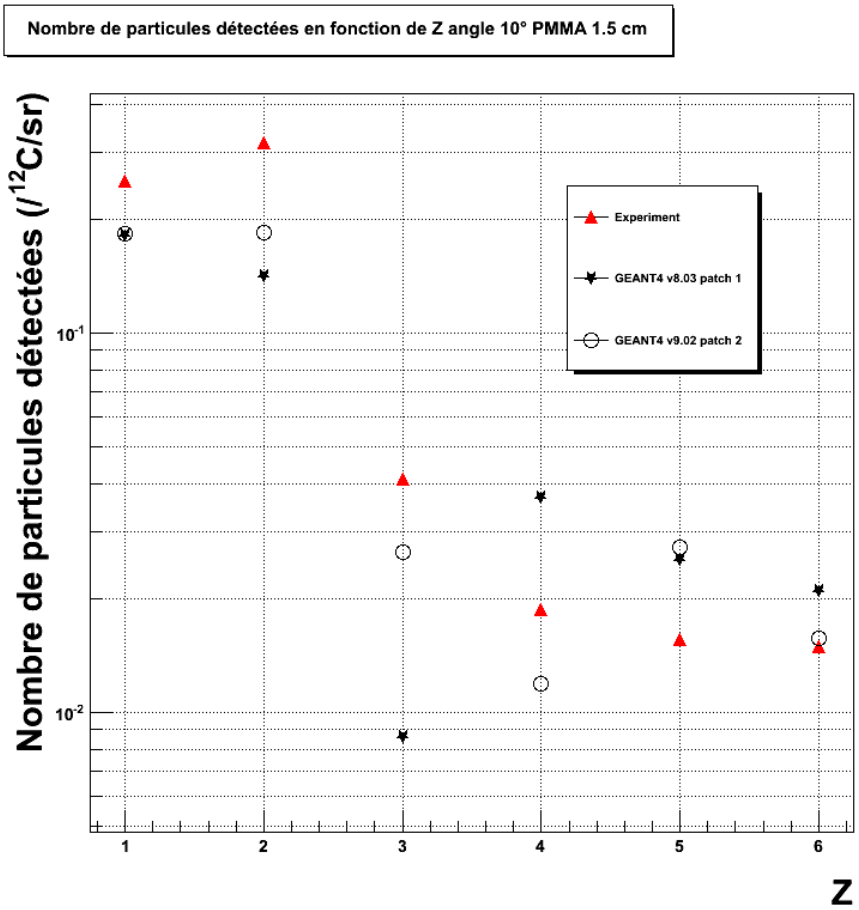

Figure 63 : comparaison des distributions en charge pour 1,5 cm de PMMA à 10°. Les résultats issus de la version 8.3 patch 1 sont représentés par une étoile, les résultats de la version 9.2 patch 2 avec un cercle creux et les résultats expérimentaux avec un triangle.

A. Description des différentes « physicslist » de GEANT4 utilisées

Dans les simulations GEANT4 de notre expérience, trois « physicslist » différentes dénommées « LPC », « QGSP_BIC_EMY » et « QMD», ont été associées au code qui décrit la géométrie du dispositif expérimental. Les résultats de ces trois modèles seront comparés, entre eux et avec les données.

« LPC », utilisé dans le chapitre précédent pour les simulations de l'efficacité de détection, est une« physicslist » qui hérite de l'exemple TestEm7 de GEANT4. La seconde « physicslist » testée dans cette étude, « QGSP_BIC_EMY », est recommandée par les développeurs de GEANT4 pour la hadronthérapie. Ces deux modèles utilisent principalement le modèle de la cascade binaire de GEANT4 comme voie d'entrée pour les réactions nucléaires. Enfin, un troisième modèle basé sur la dynamique moléculaire quantique, « QMD », a été choisi pour tester une voie d'entrée différente de celle utilisée par les deux premiers modèles.

Une description générale de ces trois « physicslist » est faite ici afin, d'une part, de bien comprendre comment elles sont agencées dans GEANT4 et d'autre part de faire ressortir les différences notables qui existent entre elles.

1. Architecture générale des trois « physicslist »

Au niveau programmation, une « physicslist » se déclare en définissant l'ensemble des particules susceptibles d'être générées dans la simulation. Ensuite, à chaque type de particules sont associés les différents processus physiques pouvant intervenir.

Au niveau conceptuel, cela demande une réflexion sur le choix des particules que l'on souhaite prendre en compte dans le programme ainsi que les processus et par extension les modèles qui leurs sont associés car GEANT4 offre une grande variété de modèles pour décrire ces processus. Par exemple, si l'on considère le cas des ions, ils peuvent interagir de différentes manières avec la matière : par processus électromagnétiques avec les électrons (diffusion multiple, ionisation) ou par processus nucléaires avec les noyaux (diffusion élastique, interactions inélastiques). GEANT4 permet, en général, d'utiliser différents modèles pour le même processus en fonction de la nature du projectile et/ou de son énergie incidente. Pour une particule, il est possible d'autoriser ou non un processus et de limiter son domaine d'application en fonction de son énergie incidente. Pour comparer les modèles entre eux, détailler suffisamment ces processus est primordial pour comprendre ce qui est fait par GEANT4. Enfin, il est important de préciser quelle version de GEANT4 est utilisée car le code source évolue et peut entraîner des résultats différents sans que la « physicslist » ne soit changée.

Le Tableau 10 détaille les processus physiques, pour les ions, des trois « physicslist » testées. Certains processus comme les interactions électromagnétiques EM Physics, la décroissance Decay et les collisions élastiques nucléaires des hadrons Hadron Elastic sont identiques dans les trois « physicslist ». D'autres processus comme la prise en compte des effets relativistes des interactions électromagnétiques EM Synchroton, la physique des muons Stopping ou encore la décroissance radioactive Radioactive Decay ne sont pas pris en compte dans tous les modèles. Cela est dû en grande partie à une volonté de simplifier car ces processus n'influencent pas les résultats dans le domaine en énergie couvert par la hadronthérapie.

Pour notre étude des fragments émis en hadronthérapie, il n'est pas nécessaire de détailler toutes ces classes car seules les interactions inélastiques permettent la création de particules secondaires résultant de la fragmentation du carbone. C'est pourquoi par la suite, seuls les modèles inélastiques des hadrons et des ions (Hadron Physics et Ion Physics) seront détaillés pour chacune des trois « physicslist ». Certaines classes citées sont consultables et modifiables dans le répertoire source de GEANT4.

Tableau 10: liste des processus composant les trois "physicslist" utilisées. Les croix indiquent l'absence de modèles pour certains processus.

	LPC	QGSP_BIC_EMY	QMD
EM physics	G4MultipleScattering G4ionIonisation G4hIonisation	G4EmStandardPhysics_option3	G4EmStandardPhysics_option3
EM Synchroton	X	G4EmExtraPhysics	G4EmExtraPhysics
Decay	G4Decay	G4DecayPhysics	G4DecayPhysics
Radioactive Decay	X	X	G4RadioactiveDecayPhysics
Hadron Elastic	G4LElastic	G4HadronElasticPhysics	G4HadronElasticPhysics
Stopping	X	G4QStoppingPhysics	G4QStoppingPhysics
Hadron Physics	ConstructBinary	HadronPhysicsQGSP_BIC	HadronPhysicsQGSP_BIC_HP
Ion Physics	ConstructBinaryIon	G4IonBinaryCascadePhysics	LightIonInelastic

2. Modèles inélastiques intégrés dans « LPC »

Comme évoqué en introduction, « LPC » est basée sur la cascade binaire intra-nucléaire. Le Tableau 11 détaille ConstructBinary et ConstructBinaryIon. La première méthode gère les modèles inélastiques des protons et des neutrons tandis que la seconde s'occupe des deutons, tritons, particules α et tous les autres ions.

On voit que les interactions nucléaires sont décrites avec le même modèle, G4BinaryCascade, quelque soit leur énergie incidente pour les protons et les neutrons. Pour les deutons, tritons et alpha, deux modèles différents peuvent être appelés en fonction de l'énergie : G4InelasticInteraction ou G4BinaryLightIonReaction. Un domaine de recouvrement en énergie est dans ce cas nécessaire pour la stabilité du programme, et le choix du modèle à utiliser est tiré au hasard avec une pondération linéaire dans ce domaine de recouvrement. Enfin pour l'ensemble des autres ions un seul modèle est utilisé : G4BinaryLightIonReaction. Les trois modèles cités sont basés sur le principe de collisions par cascade binaire et seront détaillés par la suite.

Les modèles sont généralement couplés à des tables de sections efficaces. Pour les ions, le calcul des sections efficaces se fait avec soit la formule de Tripathi soit celle de Shen [Gea09]. Ces formules se basent principalement sur le modèle d'absorption afin de calculer par paramétrisation les sections efficaces totales de réaction noyau-noyau. Pour les protons et les neutrons, des formules spécifiques sont utilisées.

Tableau 11 : modèles inélastiques de « LPC ».

particule	modèle inélastique	applicabilité	tables de sections efficaces
proton	**G4BinaryCascade**		G4ProtonInelasticCrossSection
neutron	**G4BinaryCascade**		G4NeutronInelasticCrossSection
deuton	**G4InelasticInteraction**	E<100 MeV	G4TripathiCrossSection
triton			
alpha	**G4BinaryLightIonReaction**	80 MeV<E<20 GeV	G4IonsShenCrossSection
Ions	**G4BinaryLightIonReaction**	0 <E<10 GeV	

3. Modèles inélastiques intégrés dans « QGSP_BIC_EMY »

Les modèles de la 2ème « physicslist » sont présentés dans le Tableau 12. Cette « physicslist » recommandée par la communauté GEANT4 [Cir] pour les applications en hadronthérapie ressemble beaucoup à la précédente ; les protons et les ions (GenericIon) sont régis par les mêmes modèles si l'on ne considère que le domaine en énergie qui nous intéresse (0-1 GeV). Il existe cependant des distinctions : ici, l'hélium 3 est décrit spécifiquement et les deutons, tritons et alpha ne sont plus gouvernés que par la cascade binaire en dessous de 20 GeV.

On remarque que seules les modèles G4BinaryCascade et G4BinaryLightIonReaction sont utilisés dans le domaine en énergie de notre étude. Dans la suite, cette « physicslist » sera simplement appelée « BIC ».

Tableau 12 : modèles inélastiques de « QGSP_BIC_EMY ».

particule	modèle inélastique	applicabilité	tables de sections efficaces
proton	**G4BinaryCascade** *G4LEProtonInelastic* *G4QGSPProtonBuilder*	0<E<9,9 GeV 9,5 GeV<E<25 GeV 12 GeV<E<100 TeV	G4ProtonInelasticCrossSection
neutron	**G4BinaryCascade** *G4LENeutronInelastic* *G4QGSPNeutronBuilder*	0<E<9,9 GeV 9,5GeV<E<25GeV 12Gev<E<100 TeV	G4NeutronInelasticCrossSection
deuton **triton**	*G4InelasticInteraction*	19,9 GeV<E<1 TeV	G4TripathiCrossSection
alpha	**G4BinaryLightIonReaction**	0 < E < 20 GeV	G4TripathiLightCrossSection
Helium3 **genericIon**	**G4BinaryLightIonReaction**	0 < E < 20 GeV	G4IonsShenCrossSection

4. Modèles inélastiques intégrés dans « QMD»

Cette « physicslist » est différente des précédentes car elle utilise QMD en voie d'entrée pour les ions. Les modèles d'interactions inélastiques utilisés dans la « physicslist QMD » sont présentés Tableau 13. Comme pour les précédentes « physicslist », la cascade binaire est utilisée pour les protons et les neutrons dans notre gamme en énergie (<9,5 GeV). La classe G4NeutronHPInelastic est utilisée pour les neutrons de très basse énergie. C'est un modèle basé sur des paramétrisations à partir des banques de données expérimentales américaines ENDF/B-VI[14]. Le reste des ions sont traités par le modèle de dynamique moléculaire quantique JQMD[15].

Les protons et les neutrons sont donc régis par les mêmes modèles que « BIC » (mise à par à très basse énergie pour les neutrons). La distinction principale apparaît pour l'ensemble des autres ions qui sont gérés par « QMD », et utilise les formules de Shen ou de Tripathi pour calculer les sections efficaces de réaction.

[14] Evaluated Nuclear Data File version B-VI
[15] JAERI (Japan Atomic Energy Research Institute) Quantum Molecular Dynamics

Tableau 13 : modèles inélastiques de « QMD ».

particule	modèle inélastique	applicabilité	tables de sections efficaces
proton	**G4BinaryCascade** *G4LEProtonInelastic* *G4QGSPProtonBuilder*	0<E<9,9 GeV 9,5 GeV<E<25 GeV 12 GeV<E<100 TeV	G4ProtonInelasticCrossSection
neutron	**G4NeutronHPInelastic** **G4BinaryCascade** *G4LENeutronInelastic* *G4QGSPNeutronBuilder*	0<E<20 MeV 19,9 Mev<E<9,9 GeV 9,5Gev<E<25GeV 12Gev<<100 TeV	G4NeutronHPInelasticData G4NeutronInelasticCrossSection
deuton **triton** **alpha** **genericIon**	**G4QMDReaction**	0 < E < 30 GeV	ShenCrossSection TripatiCrossSection

Conclusion

Au regard de cette description, il apparaît que les protons sont traités avec la cascade binaire quelque soit la « physicslist ». Il en va de même pour les neutrons, mis à part entre zéro et 20 MeV pour « QMD ».

Les distinctions importantes entre les « physicslist » apparaissent pour les ions. La cascade binaire pour les ions (extension de la cascade binaire aux collisions noyau-noyau) est utilisée pour « LPC » et « BIC ». La seule distinction entre les deux est qu'à basse énergie, « LPC » utilise un modèle basé sur des paramétrisations pour les deutons, tritons et alphas. « QMD », quant à elle, utilise le modèle JQMD pour l'ensemble des ions. Ces différences seront les uniques sources possibles de variations des résultats des simulations en ce qui concerne la fragmentation car ces différentes « physicslist » utilisent des modèles de désexcitation comparables. Le tableau 14 résume les différents modèles inélastiques utilisés pour les ions chargés.

B. Modèles nucléaires

La description des modèles listés dans les tableaux ci-dessus restera très générale. Le but n'est pas tant de comprendre en détail chaque modèle que de comprendre leurs principales différences et comment ils sont interconnectés dans GEANT4. Nous ne détaillerons que les modèles qui concernent notre domaine en énergie.

Comme expliqué en introduction, la description complète d'une collision demande le couplage entre des modèles de voie d'entrée dits « modèles dynamiques » et des modèles de voie de sorties dits « modèles de désexcitation ». Dans un premier temps, les classes gérant l'ensemble de l'interaction seront présentées et leurs parties « voie d'entrée » seront détaillées. Dans un second temps, les classes gérant les modèles de « voie de sortie » seront décrites.

1. Voies d'entrée des modèles généraux

Ces modèles « généraux », disponibles dans GEANT4, sont constitués d'une « voie d'entrée » donnant le nom de leur classe et de différentes « voies de sortie » indissociables dans leur implémentation. Dans cette partie, seule la voie d'entrée de ces modèles sera détaillée.

a. G4BinaryLightIonReaction

Cette classe est utilisée pour les ions, les deutons, les tritons et les alphas de « LPC » et « BIC ». Elle permet de traiter les interactions noyau–noyau depuis la voie d'entrée jusqu'à la désexcitation de toutes les particules secondaires émises. Ce modèle est nommée BIC-LI.

Cette classe est un bon exemple de l'interconnexion possible entre l'ensemble des classes présentées. D'un point de vue programmation, elle utilise la méthode *Propagate* de la classe **G4BinaryCascade** en mode « stand-alone », la méthode *DeExcitation* de la classe **G4PrecompoundModel** ainsi que la méthode *BreakItUp* de la classe **G4ExcitationHandler**. Le schéma explicatif (Figure 64) décrit dans les grandes lignes les différentes étapes du programme.

Si ce modèle est sélectionné lors d'une interaction, le projectile et la cible vont entrer en collision. La violence de la collision dépend de l'énergie mise en jeu et du paramètre d'impact b.

Si la collision se fait à basse énergie ; sous un seuil fixé dans le programme à 50 MeV/u d'énergie incidente pour le projectile (cas exclu pour les deutons, tritons, alpha) le projectile et la cible fusionnent et forment un noyau composé. Le « Precompound Model » permet alors au système de revenir à un état stable par émission de fragments secondaires et de photons.

Pour les énergies supérieures, pour chacun des nucléons du projectile (proton ou neutron) se trouvant dans la zone dite « participante » (zone de recouvrement des deux noyaux qui dépend du paramètre d'impact), la cascade binaire [Fol04] inspirée de [Cug97], qui sera décrite plus en détail par la suite, est utilisée comme voie d'entrée. Les nucléons du projectile, pris un à un, traversent alors la cible et les collisions susceptibles d'arriver avec les nucléons de la cibles sont traité par la cascade binaire. Il est à noter que si le projectile est plus lourd que la cible, la cinématique de réaction est inversée. Une quasi-cible est alors formée et sera désexcitée avec le « Precompound Model ». Le quasi-projectile, lui, est reconstitué à partir des nucléons du projectile qui n'ont pas interagi avec les nucléons de la cible (les

« spectateurs » et les « participants » qui ont traversé la cible sans faire de collisions). Il est ensuite directement désexcité par évaporation (**G4ExcitationHandler**). Finalement, ces particules secondaires seront propagées en tant que nouveaux projectiles par la simulation.

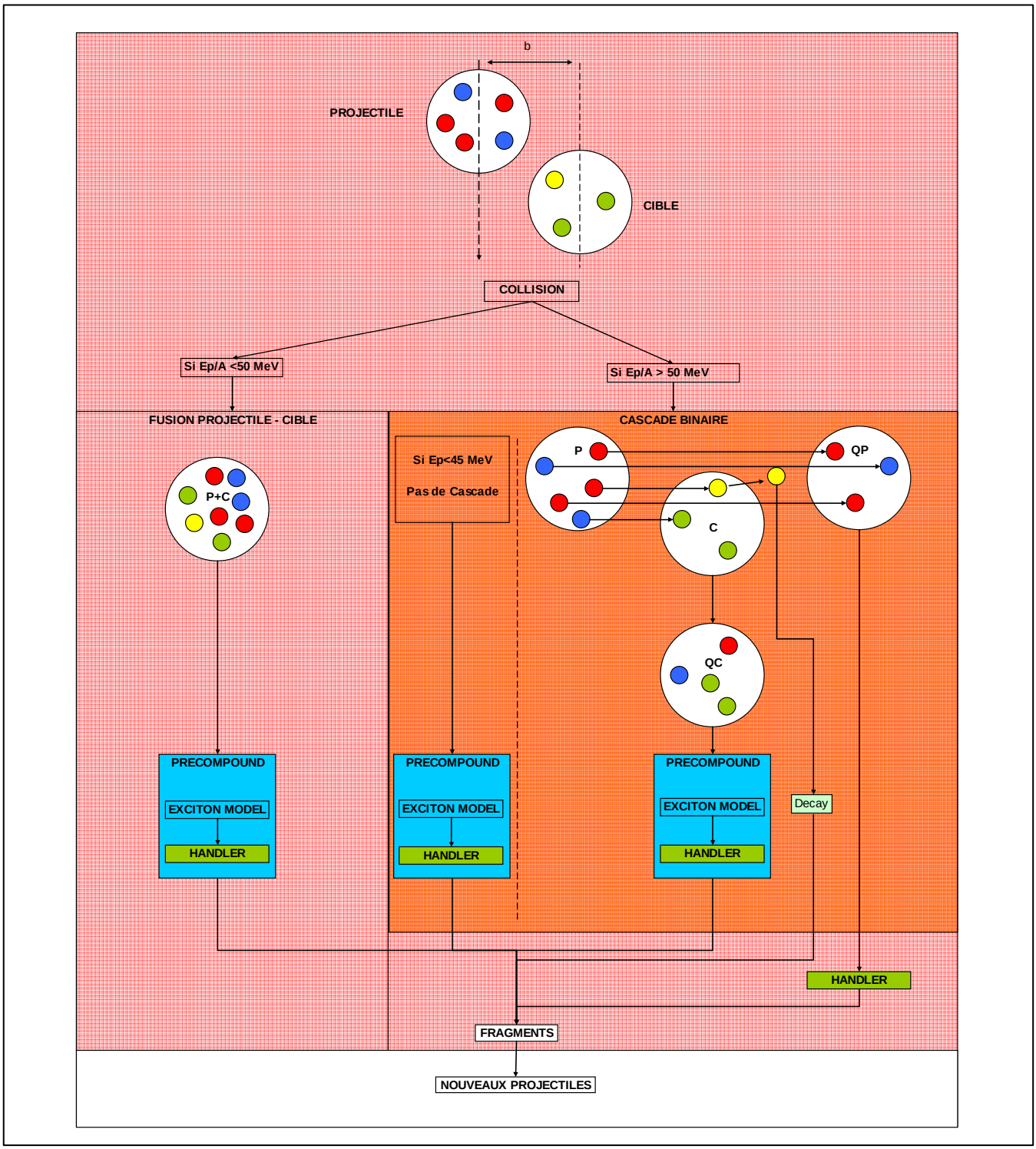

Figure 64 : schéma descriptif du traitement des collisions noyau-noyau par la classe G4BinarylightIonReaction.

b. G4BinaryCascade

La classe **G4BinaryCascade**, utilisée par les trois classes pour les protons et les neutrons et à l'intérieur de **G4BinaryLightIonReaction** pour les ions lourds, a été développée dans le cadre du groupe de travail GHAD de la collaboration GEANT4. Elle est composée, pour la voie d'entrée, d'un modèle de cascade intra-nucléaire (INC[16]) [Fol04, Gea09] qui permet de traiter les collisions « nucléon-noyau » sur une gamme en énergie allant de 100 MeV à 10 GeV. Un modèle regroupant le pré-équilibre et la désexcitation (**G4PrecompoundModel**), qui sera détaillé par la suite, permet de traiter le pré-fragment (quasi-cible) généré par la cascade binaire et permet ainsi d'obtenir l'ensemble des fragments en voie de sortie.

Le modèle de *la cascade binaire de GEANT4* (nommée BIC ici) est une hybridation entre un modèle de cascade classique [Ber88] pour la propagation des nucléons dans le noyau et un modèle de dynamique moléculaire quantique dans lequel les nucléons sont décrits comme des fonctions d'ondes gaussiennes soumises au principe d'exclusion de Pauli. La propagation des particules dans le champ du noyau est faite en résolvant numériquement les équations de Hamilton. L'Hamiltonien est composé d'un potentiel optique dépendant du temps. Les sections efficaces expérimentales, tirées de PDG[17] et CERN/HERA[18], sont utilisées directement ou sont paramétrisées pour obtenir l'ensemble des sections efficaces de réaction.

L'algorithme de transport de la cascade est détaillé Figure 64 (partie cascade binaire). Si l'énergie du nucléon incident est inférieure à 45 MeV, la cascade binaire n'a pas lieu et l'ensemble projectile-cible est traité via le « precompound model ».Si $E \geq 45\text{MeV}$, le paramètre d'impact de la réaction est déterminé de façon aléatoire. La distance minimale d'approche en ligne droite du projectile avec chaque nucléon de la cible supposée immobile est alors calculée. Puis les sections efficaces d'interaction projectile-nucléons de la cible sont calculées en utilisant des sections efficaces inclusives basées sur des données expérimentales (Tripathi ou Shen). Si la distance minimale est inférieure au « rayon » de la section efficace d'interaction, alors la cascade binaire a lieu : le projectile peut entrer en collision avec le nucléon, qui peut entrer à son tour en collision avec un autre nucléon de la cible en respectant le principe d'exclusion de Pauli ainsi que la statistique de Fermi. Ces collisions peuvent donner lieu à des résonances qui sont prises en compte. La cascade prend fin quand la somme de l'énergie cinétique des nucléons participants est inférieure à 90 MeV dans notre cas. A la fin de la cascade, un pré-fragment (quasi-cible) est formé. Le « precompound model » lui est alors appliqué afin qu'il rejoigne son état fondamental par émission de particules secondaires. La décroissance des éventuelles particules élémentaires issues de la collision nucléon-nucléon capables de sortir du noyau cible sera traitée par la classe **G4Decay**.

c. G4QMDReaction

La classe **G4QMDReaction** est utilisée dans « QMD » pour les deutons, tritons, alphas et ions. Elle est la retranscription du modèle de dynamique moléculaire quantique développé par la « Japan Atomic Energy Research Institute » (JQMD) [Nii95]. Ce modèle microscopique décrit les réactions nucléaires en terme de dynamique de collisions nucléon-nucléon. Il peut traiter les collisions nucléon-noyau, méson-noyau, et noyau-noyau depuis des énergies supérieures à la barrière coulombienne jusqu'à plusieurs GeV/u. Par défaut dans

[16] Intra-Nuclear Cascade
[17] Particle Data Group
[18] CERN High Energy Analysis Group records

GEANT4 le modèle est couplé au modèle d'évaporation généralisé (GEM[19]). La décroissance du ^{8}Be en deux particules α est, de plus, directement traitée dans le code.

QMD est une simulation semi-classique qui cherche à résoudre l'équation de transport de Landau-Vlasov (LV) aussi appelé équation de Vlasov-Uehling-Uhlenbeck (V.U.U) ou Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck (B.U.U) [Ber88]. Cette équation d'évolution est le développement en ħ de l'équation de Schrödinger tronquée au premier ordre. L'équation égalise la partie de Vlasov qui contient l'expression du potentiel de champ moyen (interaction à longue portée) et la partie Uehling-Uhlenbeck qui contient le terme de collision de Boltzmann (interaction à courte portée), les facteurs d'Uehling-Uhlenbeck (blocage de Pauli des états finaux) et la section efficace d'interaction nucléon–nucléon. La résolution de cette équation peut se faire en projetant la fonction de distribution à un corps, solution de l'équation, sur une base de fonctions propres gaussiennes non stationnaires de l'équation de Vlasov.

Le modèle QMD suppose que les nucléons sont représentés par ces fonctions d'onde gaussiennes. La fonction de distribution totale à un corps, dans ce cas, n'est autre que la somme des transformées de Wigner de ces fonctions d'onde. L'évolution des fonctions d'ondes dans l'espace est alors décrite par les équations de Newton avec un Hamiltonien composé d'un potentiel de type Skyrme, du potentiel de Coulomb et d'un terme de symétrie. L'évolution dans le temps se fait avec le terme de collision à deux corps de l'équation V.U.U qui prend en compte le blocage de Pauli (partie quantique du modèle). QMD fait intervenir la section efficace d'interaction nucléon–nucléon calculée par différentes formules de paramétrisation.

L'ensemble des paramètres du modèle, les collisions prises en compte ainsi que les paramétrisations des sections efficaces utilisées dans la version implémentée dans GEANT4 sont détaillés dans [Nii95].

d. G4InelasticInteraction

Cette classe est utilisée pour les deutons, tritons et alphas dans « LPC » et « BIC ». La méthode *NuclearReaction* de la classe **G4ReactionDynamics**, elle même comprise dans la classe **G4InelasticInteraction**, traite les interactions inélastiques entre noyaux. Le programme est une retranscription de la partie « basse énergie » (1 GeV à 25 GeV) du code GEISHA [Fes85] implémenté dans GEANT3.

Il se base sur le modèle optique afin de paramétriser les sections efficaces des réactions nucléaires (section efficaces de diffraction et d'absorption dans le cadre du modèle) à l'aide de sections efficaces de réaction mesurées expérimentalement. Il est mentionné dans la documentation GEANT4 [Gea09] que le programme n'est plus très fiable dans la région inférieure au GeV bien qu'il soit, en principe, utilisable jusqu'à 0 MeV. Cette imprécision vient de l'extrapolation faite par manque de mesures expérimentales de sections efficaces de réaction dans cette région en énergie.

On constate cependant que, dans le cadre de « LPC », ce modèle gère les réactions nucléaires des projectiles deuton, triton et alpha pour des énergies incidentes allant de 0,1 à 100 MeV. Ce choix peut paraître a posteriori peu judicieux mais correspondait à notre état de « méconnaissance » de GEANT4 au début de notre étude. Pour « BIC », la gamme en énergie est en accord avec le domaine d'application du modèle et ne correspond donc pas au cadre de notre étude. Comme ce modèle n'est pas primordial, pour la gamme en énergie de la hadronthérapie, nous ne le décrivons pas plus en détail.

[19] Generalized Evaporation Model

2. Modèles de voie de sorties

Nous avons détaillé les voies d'entrées possibles des modèles généraux utilisés dans GEANT4. Une fois que la collision est traitée, les « pré-fragments » crées vont passer par les modèles de voies de sortie afin d'être désexcités. GEANT4 offre la possibilité de choisir différentes voies de sorties associées aux différentes voies d'entrées. Un exemple de l'implémentation de ces modèles est représenté Figure 64. L'encadré *Precompound*, correspondant à la classe **G4PrecompoundModel**, regroupe un premier modèle de pré-équilibre couplé à différents modèles de désexcitation regroupés sous le terme *Deexcitation* dont la classe est **G4ExcitationHandler**. Cette classe peut être utilisée de façon indépendante. Elle permet d'orienter en fonction de l'énergie d'excitation et de la masse des fragments sur différents modèles statistiques. Nous présentons ici ces deux classes utilisées dans les modèles généraux.

a. G4PreCompoundModel

Cette classe est utilisée pour la désexcitation des noyaux fusionnés et de la quasi-cible qui sont formés, selon les cas, par la partie voie d'entrée des classes **G4BinaryLightIonReaction et G4BinaryCascade.** Elle est composée du modèle de l'exciton de Griffin [Bla75] suivi de la méthode *BreakItUp()* de la classe **G4ExcitationHandler**.

Le modèle de l'exciton cherche à réaliser l'équilibre statistique entre le projectile et la cible par une succession de collisions à deux corps. Chaque état entre deux transitions (collisions) est caractérisé par un nombre d'excitons (particules excitées plus trous) défini en fonction de l'énergie de Fermi de la cible. Pour chaque nombre d'excitons, une fraction des états peuvent avoir des particules non-liées qui peuvent alors être émises. Les transitions sont supposées se faire par collisions binaires, elles sont par conséquent irréversibles. La probabilité d'émission de particules est différentiée selon que la particule émise est un nucléon ou un fragment plus complexe. Dans le premier cas, l'approche statistique du modèle de Weisskopf-Ewing est utilisée. Dans l'autre cas, les nucléons peuvent se condenser. La probabilité d'émission dépendra alors d'une probabilité de condensation fonction des volumes du noyau et du fragment. Enfin, l'énergie cinétique des fragments émis est calculée et les paramètres du résidu sont mis à jour.

Le couplage de cette classe à **G4BinaryCascade** s'inspire du travail de Gudima et collaborateurs [Gud83] et permet de traiter la désexcitation des noyaux excités issus de la cascade binaire en deux étapes successives. Dans un premier temps, le modèle de l'exciton amène par transitions successives le noyau excité à l'équilibre statistique. Ces transitions permettent l'émission dite de « pré-équilibre » de particules légères (n, p, d, t, hélium). Puis différents modèles d'évaporation interviennent pour finir de désexciter l'ensemble des fragments produits ayant atteint l'équilibre thermodynamique. Le modèle de l'exciton permet donc une transition douce entre la partie dynamique et la partie statistique de la réaction.

b. G4ExcitationHandler

Cette classe est utilisée à la suite du modèle de l'exciton au sein de la classe **G4PreCompoundModel**. Elle peut être aussi utilisée directement comme dans le cas de la classe **G4QMDReaction** pour l'ensemble des fragments et pour **G4BinaryLightIonReaction** dans le cas particulier du quasi-projectile.

Selon l'énergie d'excitation et la masse des fragments, cette classe permet de choisir entre plusieurs modèles statistiques de désexcitation. Nous avons le choix entre le modèle d'évaporation statistique (EVAP) [Gea09, Wei40] de base et deux variantes : le modèle du « Fermi Break-Up » (FBU) [Fer50, Gea09] et le modèle de multi fragmentation statistique (SMM[20]) [Bon95].

Ces modèles ont tous en commun les mêmes hypothèses statistiques de désexcitation des noyaux composés et excités. Ils supposent que l'étape de formation de ces noyaux « chauds » est terminée. Une fois que les modèles dynamiques de collision (modèles de voie d'entrée) ont formé le noyau composé, le modèle de désexcitation, à partir de la masse, la charge, l'énergie d'excitation, l'énergie cinétique et le moment angulaire du noyau composé calcule alors le poids statistique des différents canaux de désexcitations possibles. Ces probabilités sont contraintes par l'énergie cinétique totale du système et les sections efficaces de réaction inverses. Le canal de désexcitation est tiré au hasard en tenant compte des poids statistiques de chacun des canaux possibles et le noyau composé se scinde en deux (hypothèse d'émission séquentielle) en formant un noyau « fils » et en émettant une particule légère « froide » (hypothèse d'émission sans énergie d'excitation). L'énergie cinétique allouée à chaque nouveau fragment est déterminé suivant une distribution pré-calculée (le plus souvent une distribution maxwellienne), la distribution angulaire est tirée au hasard de façon isotropique et l'énergie d'excitation du noyau « fils » est la différence entre l'énergie d'excitation de départ et la somme du Q de réaction et de l'énergie cinétique du système. Tous les modèles suivent ce processus à quelques différences près qui vont maintenant être décrites.

- **G4Evaporation**

Le modèle d'évaporation (EVAP) est basé sur le modèle statistique de Weisskopf-Ewing [Wei40]. **G4Evaporation** traite la désexcitation des fragments uniquement par émission de particules légères : alpha, hélium 3, triton, deuton, proton ou neutron dans leur état fondamental.

- **G4EvaporationGEMFactory**

Cette classe correspond au « Generalized Evaporation Model » basé sur le travail de S. Furihata [Fur00]. C'est une extension du modèle d'évaporation standard dans le sens où il tient compte d'un plus grand éventail des canaux de désexcitation ; jusqu'au magnésium (Z=12, A=28).

- **G4FermiBreakUp**

Cette classe décrit le modèle du break up proposé par Fermi [Fer50]. Ce modèle se limite à la désexcitation de noyaux excités de masses inférieures à A=17 et Z=9, c'est-à-dire les fragments légers. Dans ce cas, l'énergie de liaison des nucléons est comparable à l'énergie d'excitation par nucléon. La décroissance est alors supposée « explosive » ; le noyau se fragmente en plusieurs plus petits fragments « froids » (n, p, d, t ou α).

- **G4StatMF**

Cette classe implémente le modèle « Statistical Multifragmentation Model » (SMM) développé par J.P Bondorf et A.S. Botvina [Bon95]. Cette multifragmentation s'applique pour les grandes énergies d'excitation (supérieure à 3 MeV/u) et les gros systèmes. Ce modèle est basé sur la désexcitation statistique des noyaux « chauds ». Le mécanisme est le suivant : formation d'un système nucléaire intermédiaire très excité, expansion du système puis sa

[20] Statistical Multifagmentation Model

dislocation en plusieurs fragments et désexcitation de ceux-ci. Le système très excité est fourni par la voie d'entrée. L'expansion du système est gouvernée par le volume, l'énergie d'excitation, la masse et la charge du système. L'expansion se termine par un « freeze-out » du système conditionné par la densité de celui-ci et explose en plusieurs fragments excités. Les multiples fragments formés perdent leur énergie d'excitation par émission de particules ou par une autre fragmentation via les modèles de Weisskopf-Ewing et/ou de Fermi.

Ces modèles ne sont pas appelés si les fragments en question sont des particules légères : alpha, hélium 3, triton, deuton, proton ou neutron. Il est à noter qu'un modèle de fission (pour les ions lourds uniquement ce qui n'est pas notre cas) est mis en compétition avec ces différents modèles.

Après ces modèles de désexcitation par émission d'ions, un modèle de photo-évaporation (PHOTOEVAP) [Gea4] que l'on ne détaillera pas se charge de ramener tous les fragments encore excités à leur état fondamental par émission de γ. S'il reste encore des fragments excités par la suite, le code force l'émission d'un gamma d'énergie correspondant à l'énergie d'excitation.

Une remarque importante à noter est que, dans la version de GEANT4 que nous avons utilisé, seul le modèle d'évaporation est activé par défaut.

Conclusion

Cette liste de modèles, dont le but est de décrire les collisions nucléon-nucléon, nucléon-noyau et noyau-noyau n'est pas exhaustive mais donne quand même un large éventail des différentes manières qu'ont les physiciens nucléaires d'appréhender cette vaste question.

Au final, cette grande variété de modèles nucléaires actuellement implantés dans GEANT4 illustre les difficultés que rencontre la communauté scientifique pour comprendre et reproduire les différents aspects des interactions nucléaires aux énergies de Fermi. Le fait d'appeler un modèle ou un autre ne conduira pas nécessairement aux mêmes résultats. La suite de ce chapitre aura pour objet de comparer ces modèles aux données obtenues expérimentalement. Une étude des trois modèles généraux présentés sera faite dans un premier temps suivie par une étude approfondie des modèles de voie de sortie (EVAP, SMM, et FBU).

3. Synthèse des modèles nucléaires utilisés

Comme nous avons pu le voir, l'architecture de GEANT4 s'avère être rapidement complexe. Le tableau 14 répertorie les modèles nucléaires réellement utilisés par chaque «Physicslist » dans la gamme en énergie de notre expérience. Nous présentons à la fois les modèles de voie d'entrée et ceux de désexcitation. Nous nous limitons aux particules chargées

Tableau 14 : modèles inélastiques utilisés pour simuler notre expérience. (Particules chargées uniquement).

particule chargée	modèles inélastiques et de désexcitation		
	LPC	**BIC**	**QMD**
p	BIC EVAP	BIC EVAP	BIC EVAP
d, t, α	*< 100 MeV* modèle optique evap* ‖ *> 80 MeV* BIC-LI EVAP	BIC-LI EVAP	JQMD GEM
Autres Ions	BIC-LI EVAP	BIC-LI EVAP	JQMD GEM

* evap correspond au modèle de désexcitation associé au modèle optique. Ce modèle n'est pas détaillé précisément dans ce manuscrit.

C. Comparaisons aux données expérimentales

Cette partie va permettre de comparer les résultats obtenus à l'aide des trois « physicslist » présentées précédemment, « LPC », « BIC » et « QMD », aux données expérimentales présentées dans le chapitre II. Le principal but de ces comparaisons est de savoir si les modèles implémentés dans GEANT4 permettent de reproduire les données expérimentales avec la précision souhaitée en hadronthérapie.

Le travail présenté au chapitre III montre que l'influence des détecteurs ne devient non négligeable que pour les particules légères (Z=1) de haute énergie à petit angle. Il a donc été décidé pour des gains de temps de calcul de réaliser l'ensemble des comparaisons avec la simulation qui enregistre les données juste après la cible. Les seuils de détection en énergie dus au premier étage des télescopes ont tout de même été pris en compte lors des comparaisons.

Une première série de comparaisons se concentrera sur l'évolution des distributions en charge de l'ensemble des fragments en fonction de l'épaisseur de cible et des angles d'émission. Ensuite, une étude détaillée des distributions angulaires, isotopiques et énergétiques sera présentée pour l'hydrogène et l'hélium ; les particules les plus abondamment produites expérimentalement.

Cela nous permettra de conclure sur la capacité des modèles testés à reproduire les données et d'orienter si possible nos futures études.

1. Distributions en charge

Une comparaison générale des taux de production de fragments est réalisée pour les épaisseurs de cible de 5, 10, 15, 20, 25 et 40 mm et pour cinq angles différents de 0 à 40°. Dans ce paragraphe, ne seront discutés que les résultats pour les cibles de 5, 15, et 25 mm d'épaisseur. Les figures de comparaison avec les épaisseurs de cible de 10, 20 et 40 mm sont disponibles en annexe B.

La cible de 5 mm est la cible la plus fine utilisée. Cette cible n'est pas une cible mince au sens strict car le faisceau y perd 15% de son énergie initiale. La cible de 15 mm correspond, quant à elle, à une épaisseur intermédiaire avant le pic de Bragg où le nombre de projectiles ayant fragmenté atteint 9%. Enfin, la cible de 25 mm correspond à une épaisseur où il ne reste plus que des fragments secondaires car tous les carbones primaires constituant le faisceau se sont arrêtés au pic de Bragg à 20 mm de profondeur. Cet échantillonnage en épaisseur nous paraît suffisant pour justifier la discussion sur l'évolution en épaisseur de la production de fragments dans GEANT4.

Les figures 65, 66 et 67 représentent le taux de production de fragments, normalisé par le nombre d'ions carbone incidents et par stéradian, pour chaque charge à une épaisseur et un angle donné. Chaque figure affiche les résultats obtenus avec l'expérience (triangle) et les trois simulations présentées dans la partie précédente (croix pour « LPC », cercle pour « BIC » et carré pour « QMD »). Les barres d'erreur statistiques sont également représentées pour chaque point. La ligne horizontale en noir sur certains graphiques représente la valeur obtenue pour un coup simulé après normalisation avec une simulation d'un million de ^{12}C incidents.

Sur l'ensemble des figures 65, 66 et 67, les distributions en charges obtenues avec « LPC » suivent les tendances des résultats expérimentaux. Des écarts allant d'un facteur deux à un facteur dix sont cependant notés. Les taux de production des particules les plus

chargées sont les moins bien reproduits. « LPC » sous-évalue la production de l'ensemble des fragments à petit angle et la surévalue à plus grand angle. Les Z=1 et 2, les fragments les plus abondamment produits expérimentalement, sont assez bien reproduits au-delà de 10°. En dessous, « LPC » les sous-évalue d'un facteur deux environ. Les distributions de « LPC » ne semblent donc pas assez piquées vers l'avant. Les Z=3 et 4, dont les taux de production sont d'un ordre de grandeur en dessous des Z=1 et 2, sont fortement sous-évalués à petit angle puis au-delà de 10°, ils sont surévalués. Les taux de productions des Z=5 et 6 sont bien reproduits à 7° (à 10° pour 25 mm) ce qui est un hasard dû au croisement des distributions angulaires comme il sera vu par la suite. Au-delà, « LPC » surévalue fortement leur production. En dessous, (figure 67 uniquement), les Z=5 sont surévalués de plus d'un ordre de grandeur.

De manière générale, les taux de production de l'ensemble des fragments ne sont pas correctement reproduits par la simulation « LPC ».

On constate que « BIC » et « LPC » donnent des résultats très similaires. Les mêmes tendances que pour la comparaison précédente sont observées. Ceci s'explique par le fait que les modèles utilisés pour ces deux simulations sont très proches, tous deux sont basés sur la cascade binaire. Les quelques différences entre ces deux modèles ne semblent donc pas avoir d'effets sur les résultats de simulation. Cette similitude est constatée pour l'ensemble des observables étudié. Ceci est vrai pour toutes les épaisseurs.

Par la suite, afin de simplifier, seuls les résultats de « BIC » seront représentés sur les figures.

Qualitativement, « QMD » a tendance à mieux reproduire la forme des distributions en charge que les deux autres simulations. « QMD » produit systématiquement plus de particules légères et moins de particules lourdes que « BIC ». De manière générale « QMD » favorise plus la production de particules légères et les taux de production sont plus piqués à l'avant. « QMD » a tendance à surévaluer systématiquement la production de Z=1 d'un facteur deux au maximum. Pour toutes les épaisseurs, « QMD » reproduit très bien les taux de productions des Z=2 sauf à très petit angle (cf fig. 67 - 0° et 5°) où l'on a une nette sous-évaluation de l'ordre de 50%.

Pour les autres fragments, comme constaté pour « LPC », les taux de production sont sous-évalués à petit angle et surévalués après 10°. Autour de 7° et 10°, il y a un bon accord relatif dû, semble-t-il, au hasard du croisement des distributions angulaires.

A la lumière de cette comparaison globale, il ressort que l'on a un accord qualitatif entre les données expérimentales et les simulations. Cependant, au niveau quantitatif, les simulations s'écartent d'un facteur deux au mieux à un facteur dix au pire des données. Le meilleur accord entre les taux de production expérimentaux et les simulations se situe entre 7° et 10° pour les différentes épaisseurs de cible ; on en verra par la suite la raison. En dessous de 7°, (cf fig. 67) les simulations sous-estiment le nombre de particules détectées expérimentalement. Au-dessus de 10°, l'inverse est observé. Les écarts sont d'autant plus grands que les fragments sont chargés. Cela veut dire que la dispersion latérale des fragments est sous-estimée de manière générale.

Dans la suite, une étude des particules de charge 1, 2 et 4 va être conduite afin de savoir si leurs taux de production en fonction de l'angle confirment les écarts constatés par cette première étude.

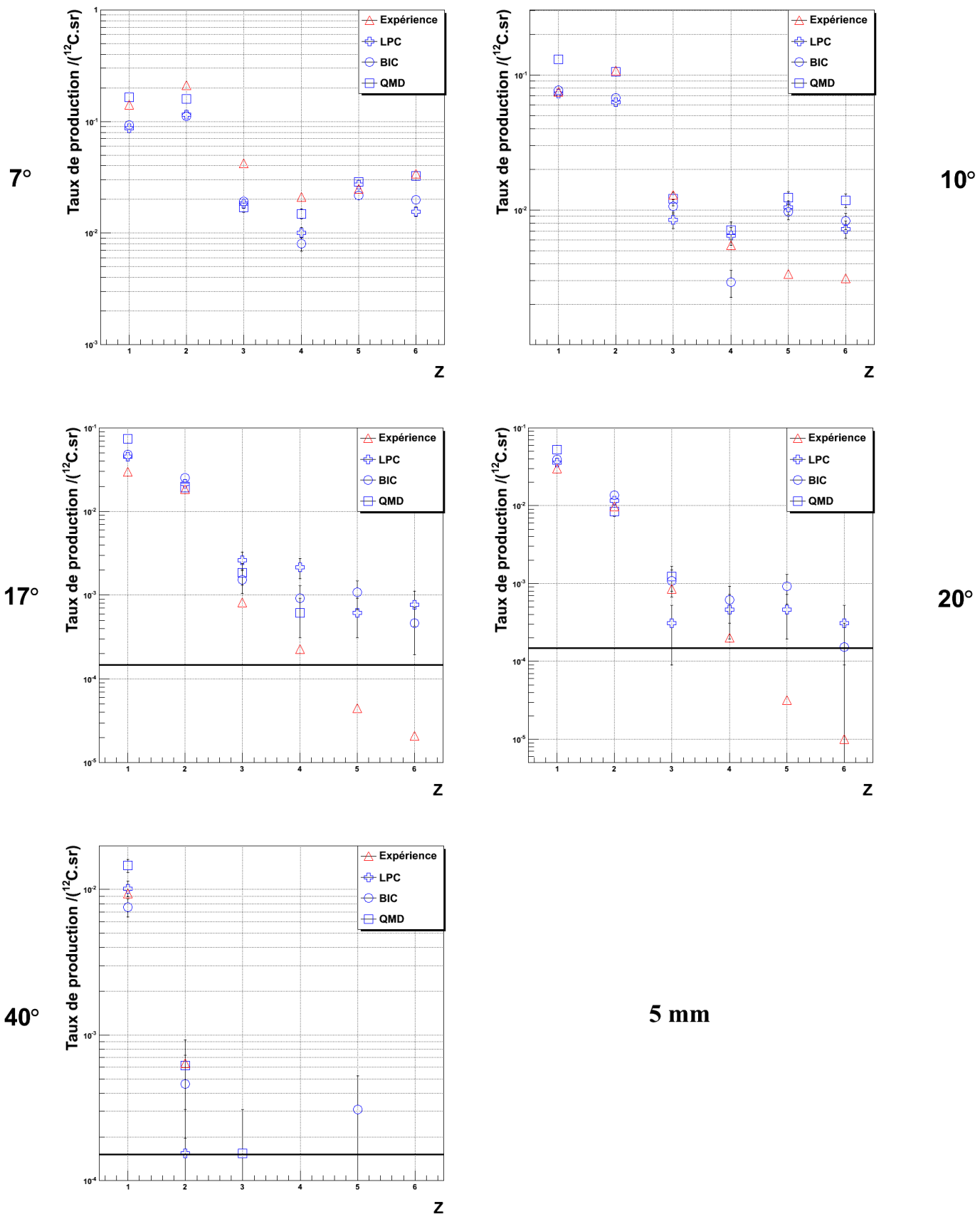

Figure 65 : distributions en charge pour la cible de 5 mm à 7, 10, 17, 20 et 40°. Les résultats expérimentaux sont représentés par des triangles, « LPC » par des croix, « BIC » par des ronds et « QMD » par des carrés.

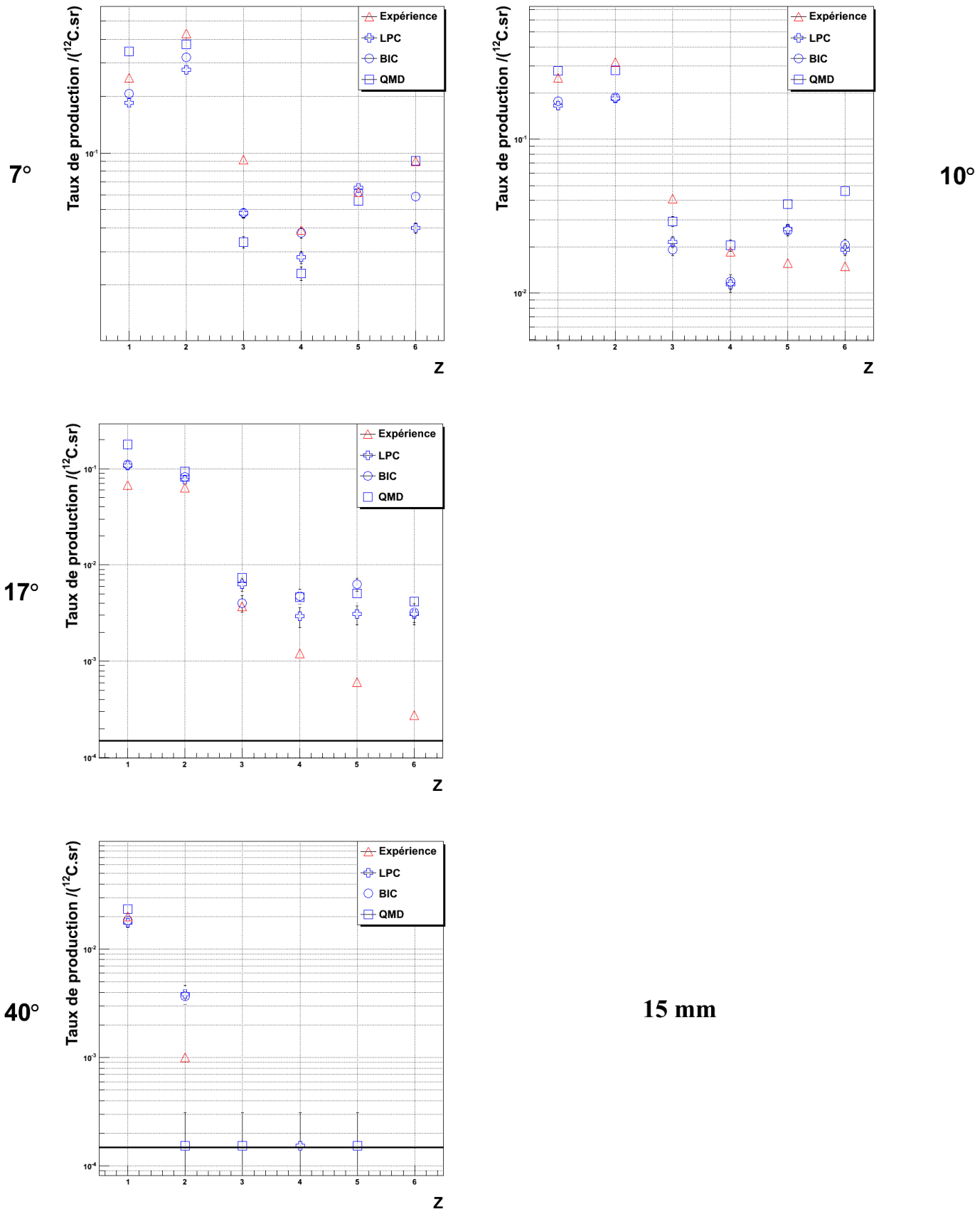

Figure 66 : distributions en charge pour la cible de 15 mm à 7, 10, 17 et 40°. Les résultats expérimentaux sont représentés par des triangles, « LPC » par des croix, « BIC » par des ronds et « QMD » par des carrés.

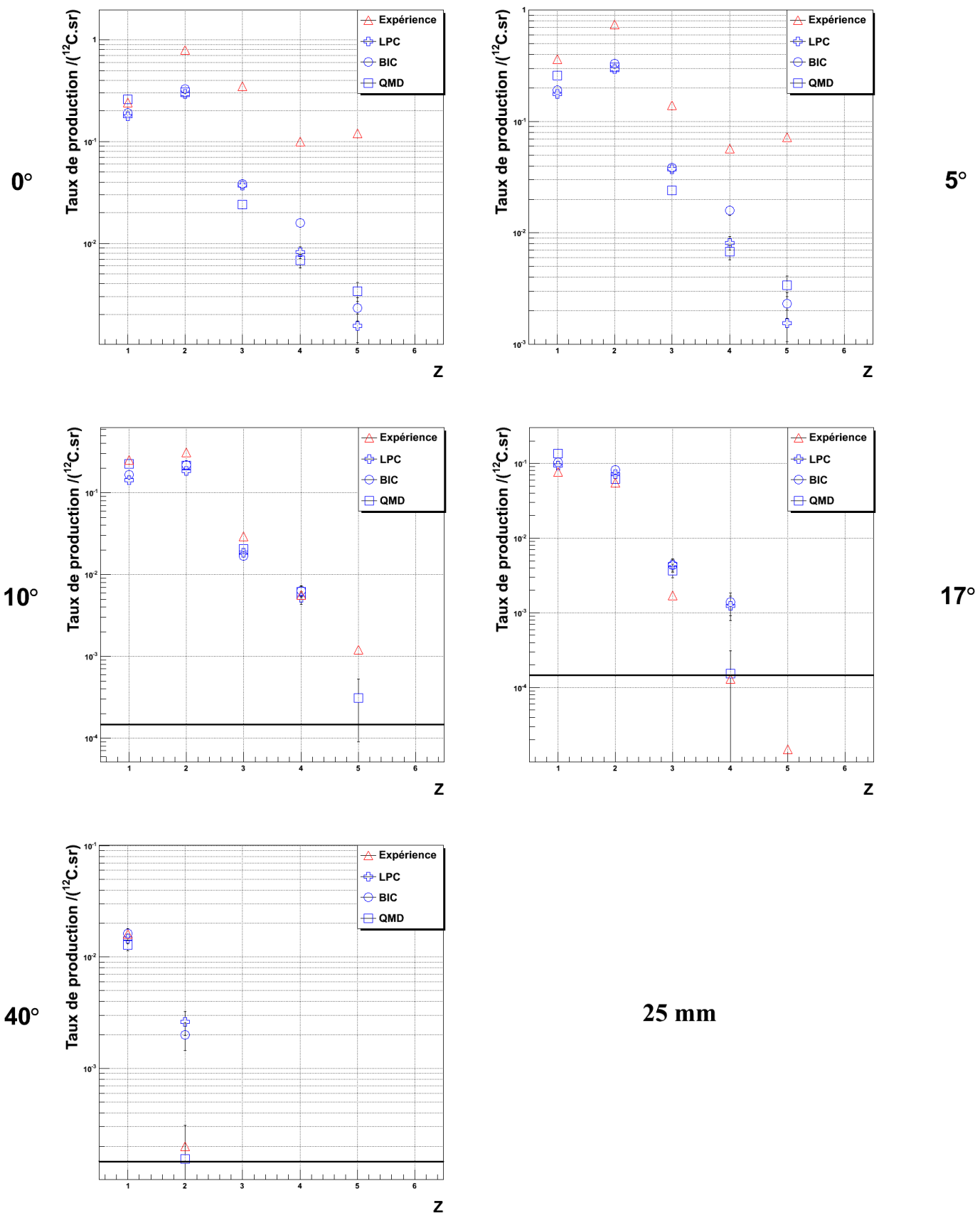

Figure 67 : distributions en charge pour la cible de 25 mm à 0, 5, 10, 17 et 40°. Les résultats expérimentaux sont représentés par des triangles, « LPC » par des croix, « BIC » par des ronds et « QMD » par des carrés.

2. Distributions angulaires des Z=1, 2 et 4

La comparaison va maintenant être affinée pour les Z=1, 2 et 4 en s'intéressant à leurs distributions angulaires. L'étude du lithium, du bore et du carbone a été exclue à cause de la faible statistique des taux de production simulés due à un taux de production faible pour les Z=3 et à la rapide disparition des Z=5 et 6 en fonction de l'angle et de l'épaisseur. Les figures 68, 69 et 70 représentent les distributions angulaires obtenues à 5, 15 et 25 mm pour les Z=1, 2 et 4. Les résultats expérimentaux sont affichés en triangle, les résultats simulés sont représentés en trait plein pour « BIC » qui représente la cascade binaire (BIC) et en pointillé pour « QMD ». Nous allons maintenant discuter les distributions angulaires pour chaque fragment.

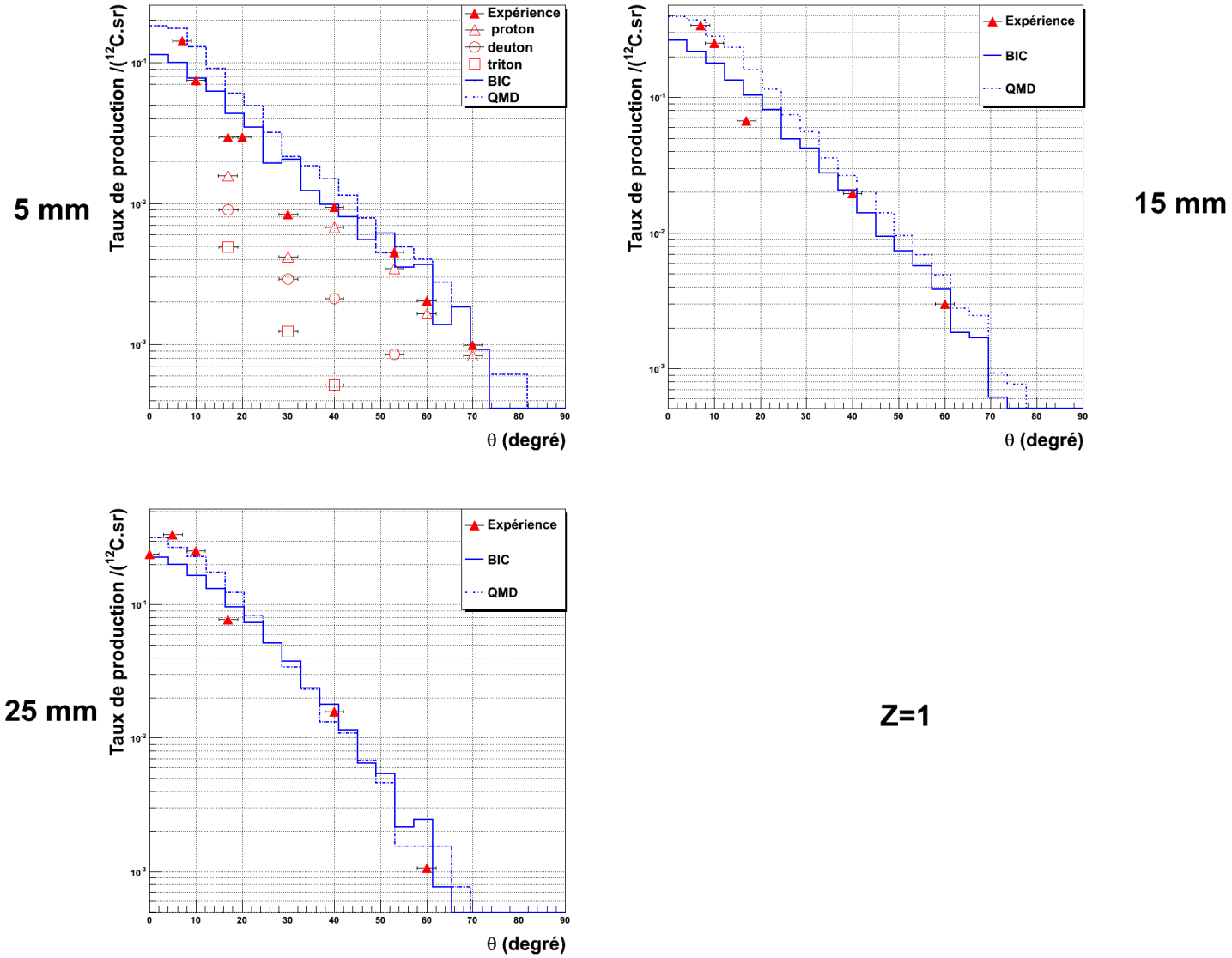

Figure 68 : distributions angulaires pour les cibles de 5, 15 et 25 mm pour Z=1. Les résultats expérimentaux sont représentés par des triangles, « BIC » par des traits pleins et « QMD » par des traits pointillés**.**

Les distributions angulaires des particules Z=1 sont représentées figure 68. Deux contributions semblent ressortir des distributions angulaires expérimentales notamment à 5 mm. Une contribution est piquée à l'avant et s'étend jusqu'à 20° environ. L'autre contribution est plus large et s'étend jusqu'à 80°. La forme de cette distribution n'est pas reproduite par les simulations qui diminuent continûment en fonction de l'angle. Cependant, au-delà de 40°, les deux simulations reproduisent convenablement la forme de la distribution qui est sous-estimée aux angles avant par « BIC » (BIC). Enfin, entre zéro et 10°, les taux de production obtenus par « QMD » reproduisent mieux les données expérimentales.

Sur la figure 68 (en haut à gauche), les distributions des isotopes de l'hydrogène (p, d, t) sont également présentées pour l'épaisseur de 5 mm de PMMA. Les contributions observées expérimentalement semblent provenir des processus d'émission des isotopes de l'hydrogène qui sont d'autant plus piqués à l'avant qu'ils sont lourds. La première contribution à petit angle (<40°) pourrait alors être peuplée de particules de pré-équilibre gouvernées par la dynamique de la collision favorisant la focalisation aux petits angles. La seconde contribution à grand angle (>40°) serait peuplée essentiellement des protons émis lors de la désexcitation statistique.

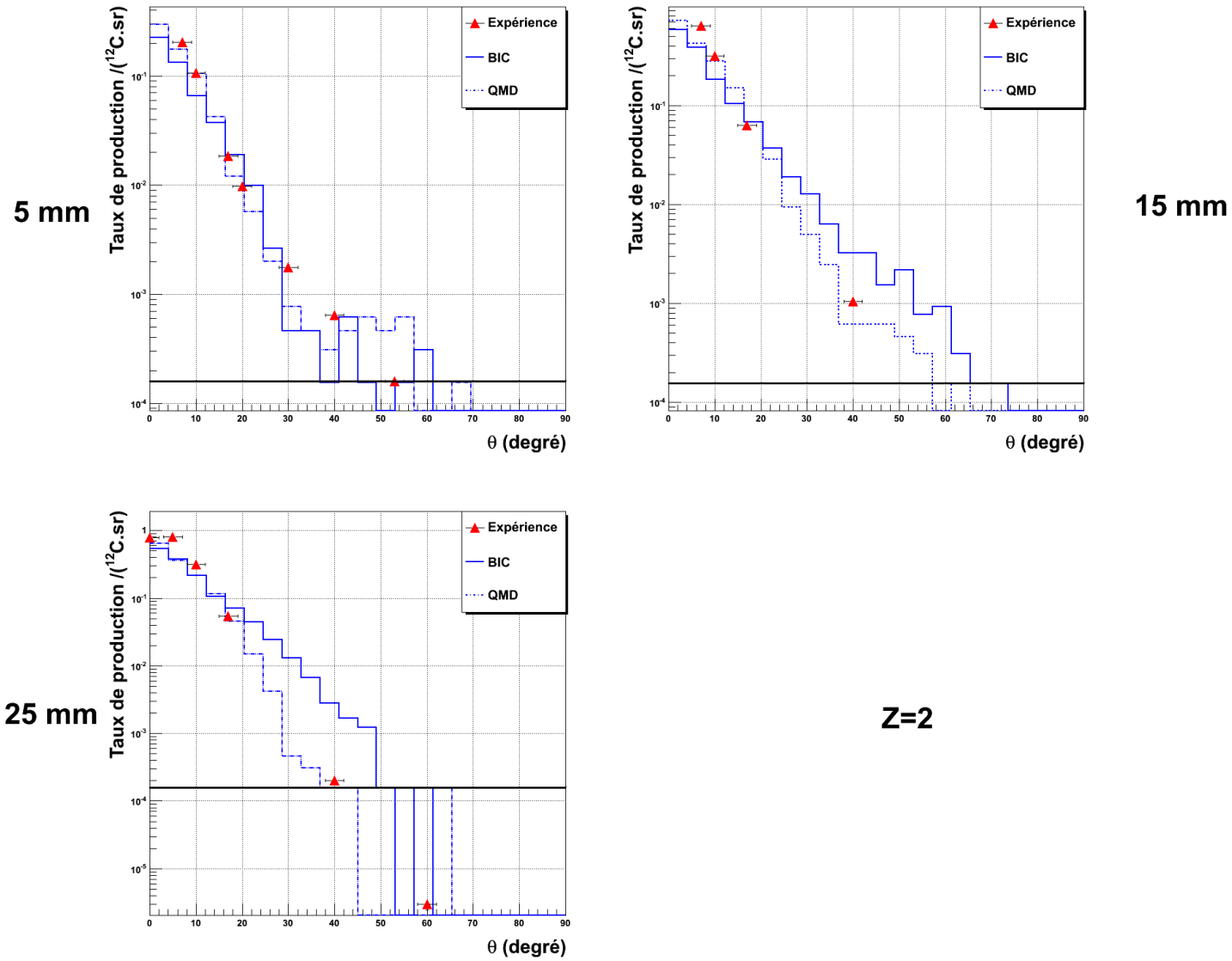

Figure 69 : distributions angulaires pour les cibles de 5, 15 et 25 mm pour Z=2. Les résultats expérimentaux sont représentés par des triangles, « BIC » par des traits pleins et « QMD » par des traits pointillés.

Les distributions angulaires des particules Z=2 sont représentées figure 69. « QMD » focalise bien plus aux angles avant les particules Z=2 que « BIC ». La forme des distributions obtenues par « QMD » reproduit correctement les distributions expérimentales. « BIC » surévalue les taux de production des Z=2 à grand angle. Cette surévaluation s'accentue d'autant plus que l'épaisseur de cible augmente. A 25 mm, l'écart entre « BIC » et le taux de production expérimental à 40° est supérieur à un facteur 10.

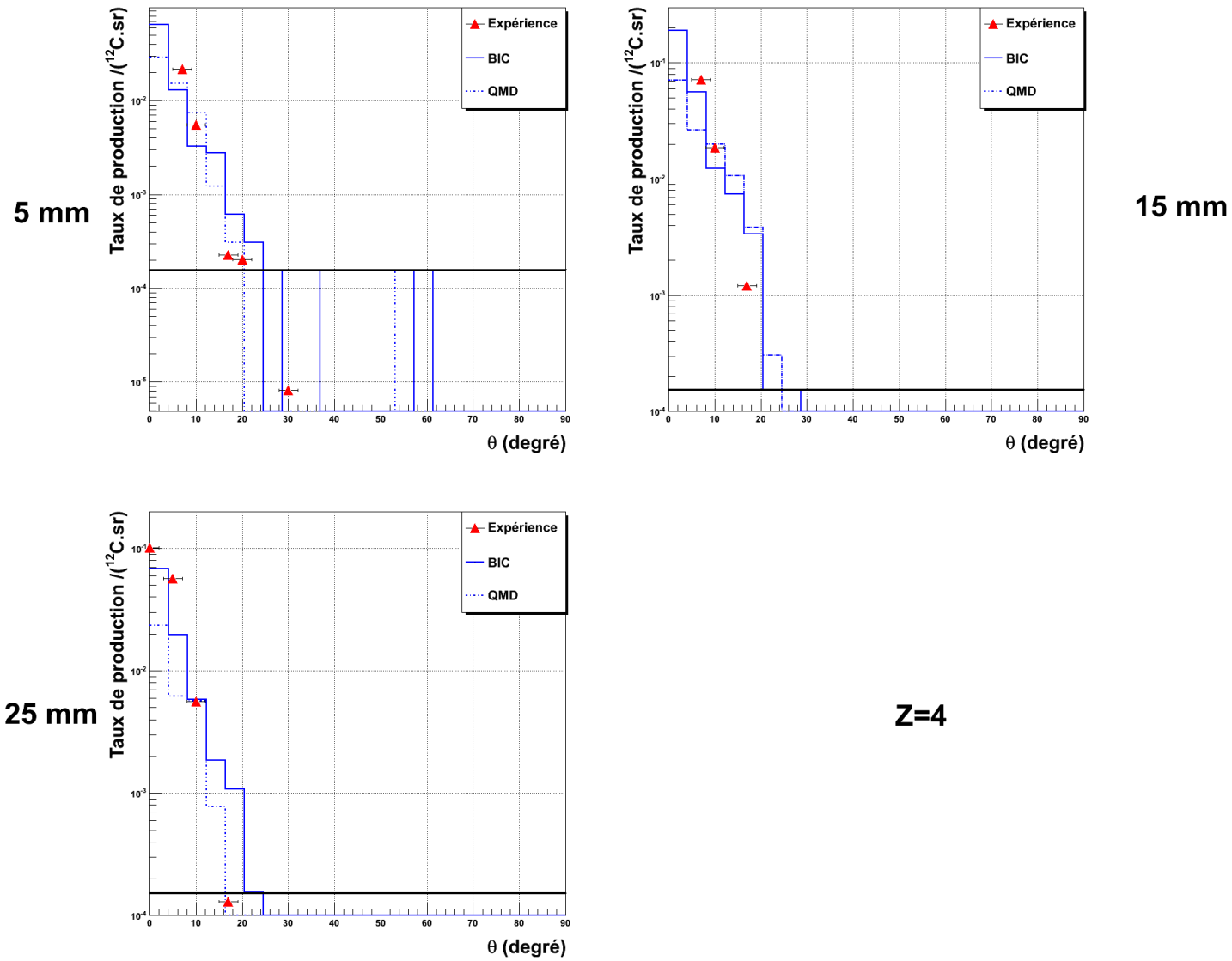

Figure 70 : distributions angulaires pour la cible de 15 mm pour Z=4. Les résultats expérimentaux sont représentés par des triangles, « BIC » par des traits pleins et « QMD » par des traits pointillés.

Les distributions angulaires des particules Z=4 sont représentées figure 70. Cette fois, les distributions angulaires de « QMD » sont moins piquées à l'avant et s'étalent moins à grand angle que « BIC ». « QMD » a tendance à sous évaluer la production de Z=4 d'autant plus que l'épaisseur augmente. « QMD » a l'air correct sur l'angle maximum de dispersion.

Globalement, « QMD » est la simulation qui reproduit le mieux les distributions angulaires expérimentales pour plusieurs épaisseurs et différentes charges, en particulier les distributions angulaires de l'hélium. Cependant, « QMD » n'arrive pas à reproduire la forme particulière des distributions de l'hydrogène et sous estime la production du béryllium. Pour les autres charges, (Z=3, 5 et 6) les mêmes tendances sont observées.

3. Contributions isotopiques des Z=1 et Z=2

Nous avons vu le problème de reproduction des données (taux de productions, angle). Nous allons ici essayer de voir ce qu'il en est des rapports isotopiques pour les Z=1 et 2. Les compositions isotopiques des Z=1 et Z=2 à 17° et 40° pour la cible de 15 mm sont présentées figure 71. Il est à noter que la composition isotopique n'a pu être établie expérimentalement pour les angles inférieurs à 17° à cause du télescope en BGO qui ne permet pas de discriminer en masse les fragments détectés (voir chapitre II). Les données expérimentales sont toujours représentées par un triangle. Les compositions isotopiques sont représentées par des barres verticales en foncé pour « BIC » et en clair pour « QMD ». Les erreurs statistiques des simulations sont représentées par les traits.

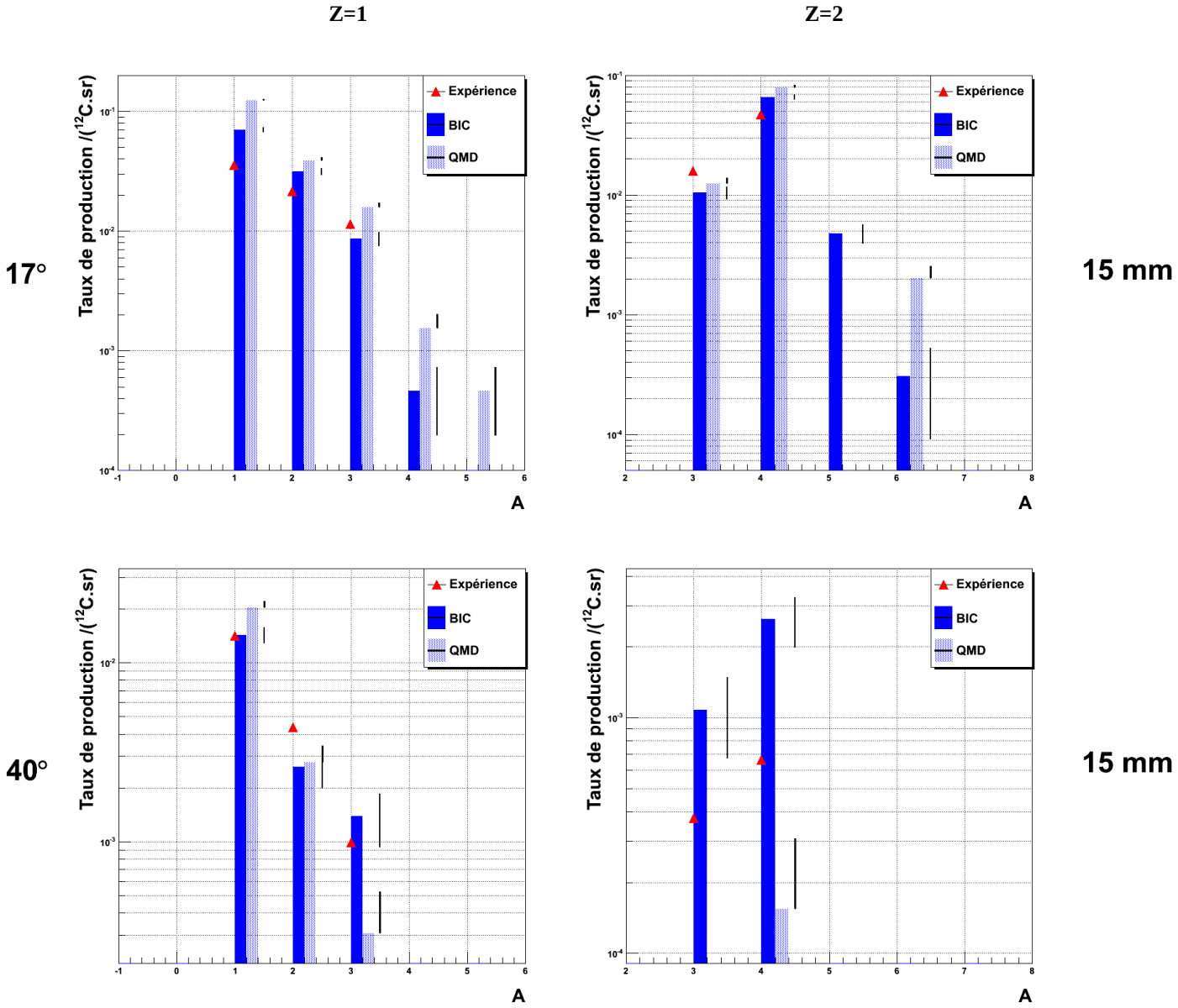

Figure 71 : distributions isotopiques pour la cible de 15 mm à 17 et 40° pour les Z=1 et 2. Les résultats expérimentaux sont représentés par des triangles, les simulations par des barres foncées pour « BIC » et claires pour « QMD ».

A partir de la figure 71, il est noté, tout d'abord, qu'à 17° les simulations produisent des isotopes très exotiques (A= 4, 5 pour Z=1 et A=5, 6 pour Z=2). Leur présence ou non dépend du modèle. Par exemple, il n'y a pas de (A=5, Z=1) avec « BIC » alors que c'est le

cas pour « QMD ». A l'inverse il n'y a pas de (A=5, Z=2) avec « QMD » alors qu'on en voit en assez bonne proportion avec « BIC ». Ces isotopes exotiques ne représentent en moyenne que 1% de la contribution totale et ils disparaissent aux grands angles (absence à 40°). L'origine de leur formation est difficile à déterminer car « BIC » et « QMD » ont des modèles de voie d'entrée et de voies de sorties différents.

La comparaison entre les isotopes mesurés expérimentalement et les simulations montre que la hiérarchie entre les isotopes est respectée. C'est-à-dire que les simulations arrivent à reproduire le fait que les protons et les particules α restent les plus abondants par rapport à leurs isotopes respectifs. Par contre, la proportion entre chaque isotope pour un même Z n'est pas respectée à 17° et encore moins à 40°. Par exemple, « QMD » surestime systématiquement entre 10 et 20 % les rapports isotopiques des protons et des particules α obtenus expérimentalement. De manière générale, les simulations échouent à reproduire les taux de production des isotopes détectés expérimentalement.

Le tableau 14 répertorie les valeurs des proportions entre chaque isotope de l'hydrogène et de l'hélium (en pourcentage) pour les cibles de 5, 15 et 25 mm.

Expérimentalement, l'évolution en épaisseur ne modifie pas l'abondance relative des isotopes de Z=1. A la différence de « BIC », « QMD » arrive mieux à reproduire cette invariance car il varie moins fortement. Pour les Z=2, l'abondance relative des particules α augmente en fonction de l'épaisseur. L'effet est plus marqué à 17° qu'à 40°. « BIC » ne reproduit pas cette évolution à 17° car ses rapports ne varient pas en fonction de l'épaisseur. « QMD » reproduit cette évolution même si les proportions ne sont pas respectées. A 40°, la faible statistique des simulations ne permet pas de conclure.

La proportion de protons par rapport aux deutons et aux tritons augmente avec l'angle. La même évolution pour la proportion d'hélium 3 par rapport aux particules α est observée. Les isotopes les plus légers dispersent donc plus en angle que les isotopes les plus lourds. « BIC » semble assez bien reproduire l'évolution des proportions en fonction de l'angle autour du pic de Bragg. « QMD » arrive aussi à reproduire cette évolution pour l'hydrogène mais échoue complètement avec l'hélium.

Il ressort de cette étude que « QMD », bien qu'il reproduise mieux les distributions angulaires de l'hydrogène et de l'hélium que « BIC », n'arrive pas à reproduire les rapports isotopiques expérimentaux, et en particulier les proportions de l'hélium.

La production d'isotopes exotiques, non détectée expérimentalement, est un problème qui dépend des modèles utilisés. Leur présence pourrait venir d'une mauvaise prise en compte de leur décroissance par les modèles.

D'après les valeurs du tableau 14, la dispersion latérale qui est d'autant plus faible que les ions sont lourds est reproduite par les simulations. Par contre, l'invariance des proportions en fonction de l'épaisseur à un angle donné est mieux reproduite par « QMD ».

Tableau 15 : valeurs en pourcentage des rapports isotopiques des Z=1, 2 obtenus avec les données expérimentales et les trois simulations pour trois épaisseurs et deux angles différents.

épaisseur	angle	isotope	expérience	LPC	BIC	QMD
5 mm	17°	proton	**52**	70 ± 9	70 ± 9	72 ± 7
		deuton	**31**	25 ± 5	23 ± 4	22 ± 3
		triton	**17**	5 ± 2	7 ± 2	4 ± 1
		hélium 3	**33**	10 ± 4	11 ± 4	22 ± 6
		hélium 4	**67**	85 ± 15	85 ± 14	76 ± 15
	40°	proton	**72**	98 ± 25	92 ± 26	86 ± 18
		deuton	**22**	2 ± 2	4 ± 4	12 ± 5
		triton	**6**	0 ±	4 ± 4	1 ± 1
		hélium 3	**44**	0 ±	33 ± 53	50 ± 60
		hélium 4	**56**	100 ± 200	33 ± 53	50 ± 60
15 mm	17°	proton	**52**	58 ± 5	63 ± 5	68 ± 4
		deuton	**31**	31 ± 3	28 ± 3	22 ± 2
		triton	**17**	10 ± 2	8 ± 2	9 ± 1
		hélium 3	**25**	8 ± 2	13 ± 2	13 ± 2
		hélium 4	**75**	86 ± 8	80 ± 7	84 ± 7
	40°	proton	**73**	79 ± 16	78 ± 15	86 ± 15
		deuton	**22**	12 ± 5	14 ± 5	12 ± 4
		triton	**5**	8 ± 4	8 ± 3	1 ± 1
		hélium 3	**36**	24 ± 15	29 ± 17	0 ±
		hélium 4	**64**	76 ± 33	71 ± 32	100 ± 200
25 mm	17°	proton	**52**	44 ± 5	51 ± 5	65 ± 5
		deuton	**31**	38 ± 4	36 ± 4	24 ± 3
		triton	**17**	17 ± 3	13 ± 2	9 ± 2
		hélium 3	**20**	10 ± 2	9 ± 2	8 ± 2
		hélium 4	**80**	83 ± 8	88 ± 8	90 ± 9
	40°	proton	**75**	54 ± 13	60 ± 13	82 ± 19
		deuton	**21**	26 ± 8	25 ± 7	12 ± 5
		triton	**4**	20 ± 7	13 ± 5	4 ± 3
		hélium 3	**40**	12 ± 11	15 ± 15	0 ±
		hélium 4	**60**	88 ± 20	85 ± 49	100 ± 200

4. Distributions en énergie des Z=2

Enfin, une étude restreinte aux distributions en énergie des Z=2 est réalisée pour savoir si les simulations arrivent à reproduire le spectre en énergie d'émission de l'hélium. La même étude n'est pas possible avec l'hydrogène car la calibration en énergie des données pour les Z=1 ne nous paraît pas de qualité suffisante pour les comparer aux simulations. Cette décision a été prise essentiellement à cause du manque de points de calibration à haute énergie pour contraindre la formule d'extrapolation. L'étude pour les charges plus élevée est, elle aussi, écartée car la statistique est faible quand l'angle augmente et il a déjà été montré que leurs taux de production sont mal reproduits.

Les distributions expérimentales pour 5, 15 et 25 mm sont représentées par des triangles sur les figures 72, 73 et 74. Les distributions de « BIC » sont représentées en trait plein. Les distributions obtenues par « QMD » sont en trait pointillé.

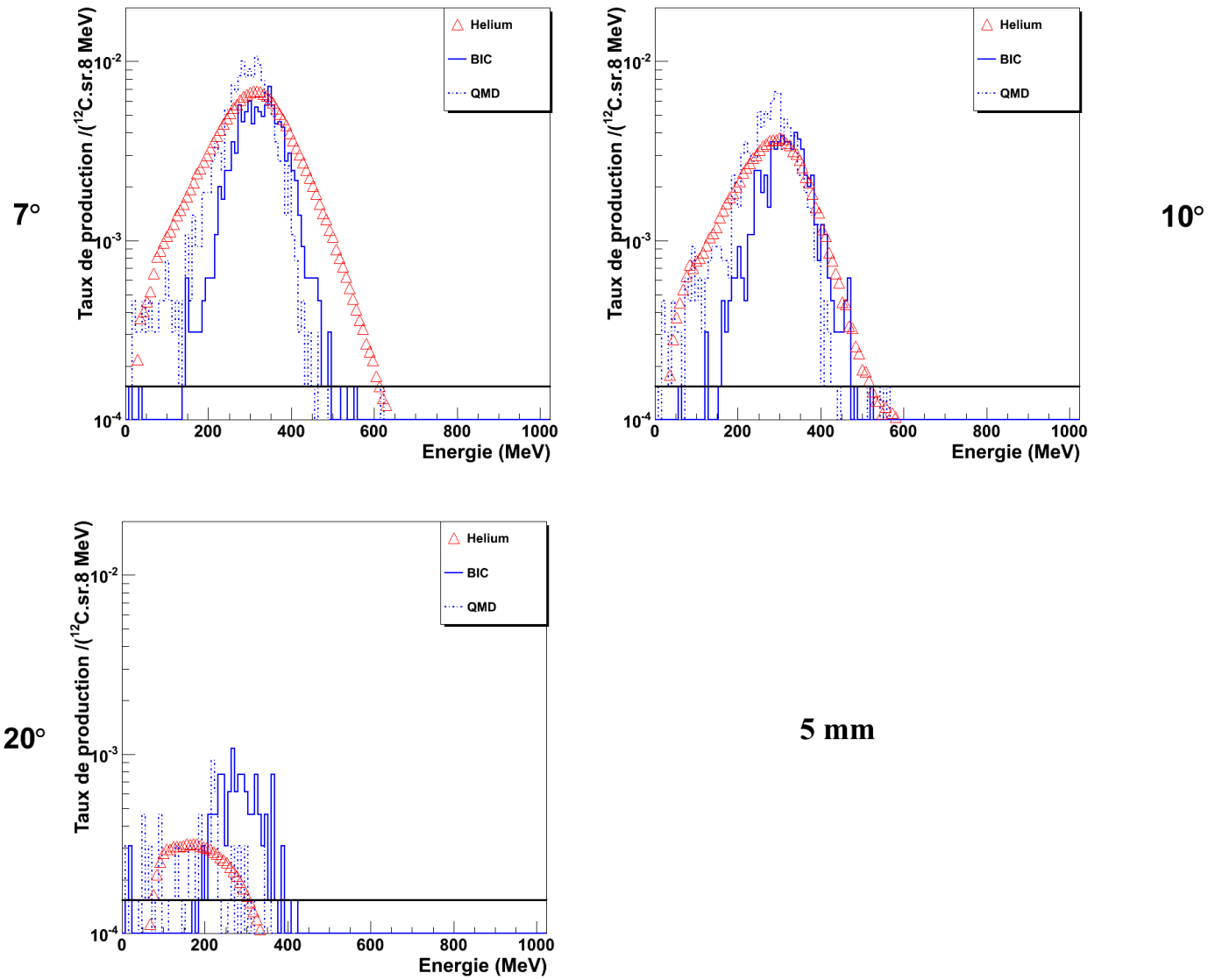

Figure 72 : distributions en énergie des particules chargées Z=2 pour la cible de 5 mm à 7, 10 et 20°. Les résultats expérimentaux sont représentés par des triangles, « LPC » et « BIC » par des traits plein et « QMD » par des traits pointillés.

Pour les cibles de 5 et 15 mm (figures 72 et 73), à 7° et 10°, les simulations arrivent à reproduire qualitativement l'énergie moyenne. A 20°, pour 5mm, même si la statistique est faible pour la simulation, on constate que l'énergie moyenne obtenue par « BIC » surestime la valeur expérimentale. Nous rappelons que la ligne horizontale en noir représente la valeur obtenue pour un coup simulé après normalisation avec une simulation d'un million de ^{12}C incidents.

« BIC » n'arrive jamais à reproduire la forme des spectres en énergie. A tous les angles, le spectre simulé est trop piqué sur l'énergie moyenne. En revanche, « QMD », reproduit bien la partie basse énergie des spectres pour les trois angles.

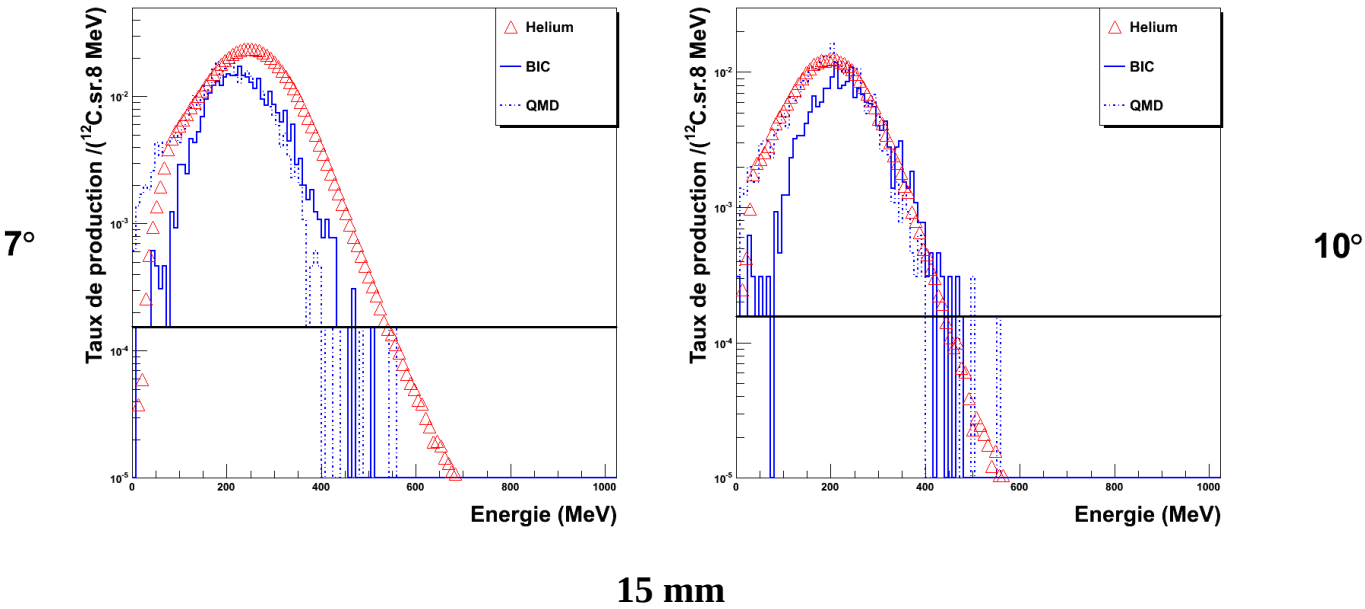

Figure 73 : distributions en énergie des particules chargées Z=2 pour la cible de 15 mm à 7, et 10°. Les résultats expérimentaux sont représentés par des triangles, « LPC » et « BIC » par des traits plein et « QMD » par des traits pointillés.

Pour des épaisseurs de cible supérieures au parcours des ions carbone (figure 74), l'évolution en angle est encore plus visible. Les distributions de « BIC » et « QMD » sont sensiblement identiques et leur dispersion est clairement sous évaluée à faible angle et surévaluée à plus grand angle.

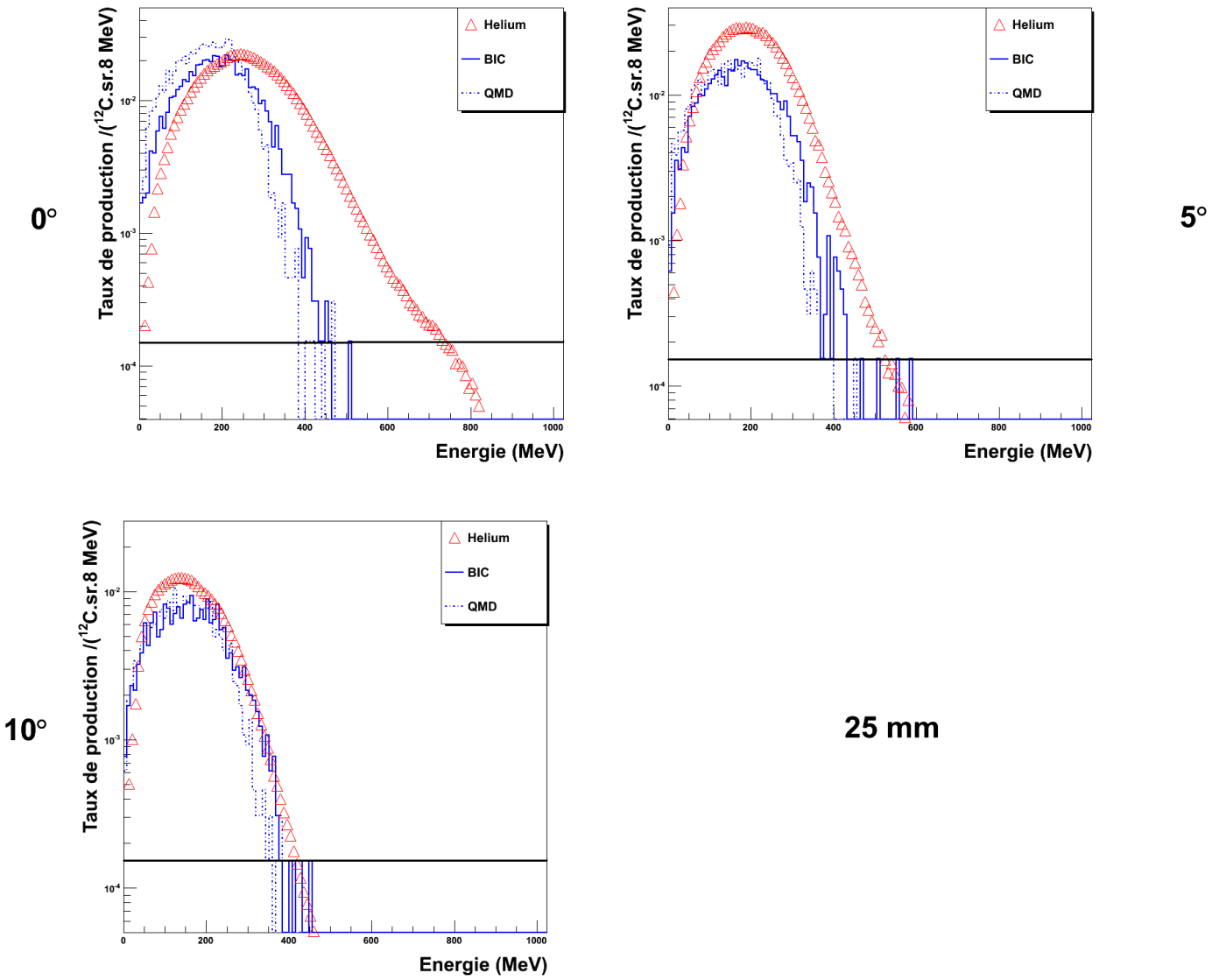

Figure 74 : distributions en énergie des particules chargées Z=2 pour la cible de 25 mm à 0, 5 et 10°. Les résultats expérimentaux sont représentés par des triangles, « BIC » par des traits plein et « QMD » par des traits pointillés.

« BIC » et « QMD » ont un problème avec la dispersion en énergie. Les deux simulations n'arrivent pas à reproduire l'évolution des spectres en énergie en fonction de l'angle. Cependant, la partie basse énergie des spectres est relativement bien reproduite par « QMD » pour les trois épaisseurs et l'ensemble des angles (sauf à 0° pour la cible de 25mm).

5. Distribution de dose

Nous avons réalisé des simulations intégrant la géométrie et la nature des détecteurs afin de comparer les valeurs de dose obtenues en utilisant les modèles nucléaires « BIC » et « QMD » aux valeurs obtenues par l'expérience.

La figure 75 présente les évolutions en fonction de l'angle des valeurs de dose pour l'ensemble des épaisseurs de PMMA utilisées. Les valeurs de dose déposée dans du silicium obtenues via l'expérience sont symbolisées par les triangles. Les résultats obtenus par « BIC » sont représentés par des cercles et « QMD » par des carrés.

En premier lieu, il ressort de la comparaison globale que l'évolution angulaire de la dose pour chaque épaisseur est respectée. Néanmoins, les deux modèles surestiment la dose pour les trois épaisseurs de 5, 10 et 15 mm d'un facteur 2 en moyenne. A 7° « BIC » sous-estime légèrement la valeur de la dose alors que « QMD » en est très proche. A 10°, c'est « BIC » qui donne une valeur proche de l'expérience alors que « QMD » la surestime largement. Les mêmes tendances ont été observées avec la comparaison des distributions en charge aux angles avant avec une sous-estimation des fragments produits par « BIC ». Cela confirme qu'il est important de connaître la composition en charge des fragments pour évaluer correctement la dose.

Pour la cible de 20 mm, l'évolution est dans son ensemble bien reproduite par les deux modèles (légère sous-évaluation) sauf à 7° où les deux modèles sous-estiment largement la dose.

Pour la cible de 25 mm, les valeurs de dose sont bien reproduites entre 10 et 60°. Entre 0 et 5°, « BIC » surestime puis sous-estime la dose. L'évolution en angle, pour ce modèle et dans cet intervalle, n'est pas respectée. « QMD » sous-estime dans les deux cas mais conserve une pente cohérente avec celle de l'expérience. Pour la cible de 40 mm, « BIC » et « QMD » reproduisent très bien l'évolution en angle de la dose avec une légère sous-évaluation de sa valeur. Les écarts à 40 et 60° sont dus au manque de statistique des simulations. Dans ces deux cas, les simulations semblent légèrement sous-estimer la dispersion latérale de la dose.

Les observations faîtes au niveau de la dose semblent corrélées aux taux de production des fragments. Nous avons trouvé des différences importantes entre les modèles utilisés et nos données expérimentales. Dans le cas de la dose, l'imprécision est moins flagrante mais peut atteindre aisément un facteur 2 par rapport aux valeurs expérimentales. La conjugaison des taux de production des fragments et de leur énergie incidente aurait donc tendance à atténuer les différences entre les simulations et l'expérience. Cependant les écarts observés concernant la dose confirment le fait que les modèles « BIC » et « QMD » n'arrivent pas à reproduire avec précision les données expérimentales.

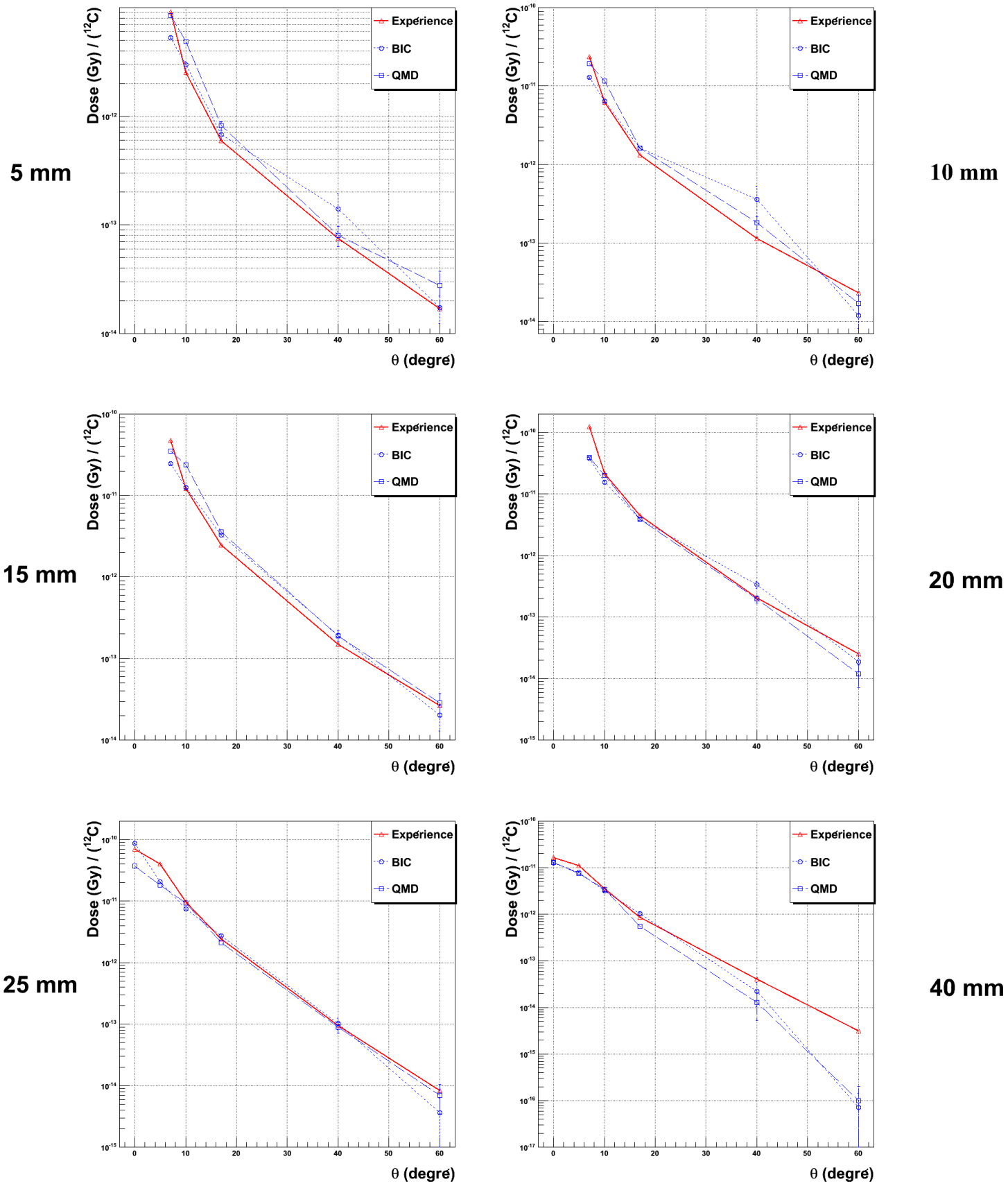

Figure 75 :.évolution de la dose déposée dans du silicium en fonction de l'angle de détection pour les cibles de PMMA de 5, 10, 15, 20, 25 et 40 mm. Les valeurs de dose expérimentales sont représentées par des triangles. « BIC » par des cercles et « QMD » par des carrés. Les traits guident l'œil.

5. Conclusion

Dans cette partie, ont été comparées les distributions en charge, angulaires, isotopiques et énergétiques des produits de la fragmentation d'un faisceau de ^{12}C à 95 MeV/u sur des cibles épaisses de PMMA obtenues expérimentalement et par simulations. L'estimation de la dose déposée par ces fragments dans le premier étage des télescopes a, elle aussi, été comparée.

Les deux simulations « LPC » et « BIC » utilisent principalement la Cascade Binaire (BIC) comme modèle nucléaire de voie d'entrée. Ces deux simulations donnent des résultats assez similaires pour l'ensemble des comparaisons. Ce modèle nucléaire n'arrive pas à reproduire quantitativement les taux de production de l'ensemble des fragments et leurs évolutions en angle et en profondeur. En règle générale, le modèle n'arrive pas à reproduire la focalisation des particules chargées sur l'axe du faisceau. Au travers des distributions angulaires, on s'aperçoit aussi que la dispersion angulaire est d'autant plus surévaluée que la charge de la particule est grande. Enfin, la dispersion en énergie des Z=2 n'est, soit pas assez grande par rapport aux données, soit pas centrée sur la bonne énergie moyenne.

La simulation « QMD » n'arrive pas à reproduire la dispersion angulaire des particules chargées les plus lourdes. Mais, contrairement à « BIC », elle arrive assez bien à reproduire les taux de production et les distributions angulaires de l'hydrogène et de l'hélium quelque soit l'épaisseur. Les proportions isotopiques ne sont cependant pas respectées. Enfin, « QMD » arrive à reproduire la partie basse énergie des spectres en énergie de l'hélium. L'évolution angulaire des spectres en énergie n'est quant à elle pas respectée : à petit angle la distribution est trop centrée sur l'énergie moyenne et à grand angle le spectre est trop large.

La simulation « QMD » semble globalement plus en accord avec les données expérimentales que « BIC » même s'il reste beaucoup d'écarts. Les Z=1 et Z=2 sont les fragments les mieux reproduits par « QMD » avec une précision d'un facteur 2 en moyenne par rapport aux données expérimentales.

Dans cette étude, nous avons fait varier les modèles généraux. Une étude des voies de désexcitation est développée par la suite avec le modèle général QMD car il donne globalement de meilleurs résultats que BIC. Nous allons modifier les voies de sorties de « QMD » afin de déterminer si cela peut améliorer de façon significative les taux de production des particules issues de la fragmentation.

D. Comparaison des voies de sortie couplées à QMD

Les deux modèles présentés précédemment ont une voie de sortie semblable basée sur l'évaporation statistique. Il a été vu, dans le paragraphe précédent, que les modèles de voies d'entrée BIC et JQMD ont une influence forte sur les résultats obtenus. L'étude comparative montre aussi que le modèle JQMD donne des meilleurs résultats que la cascade binaire pour les ions légers. La compatibilité ne permet cependant pas la reproduction des taux de production des particules chargées les plus lourdes et à la prise en compte des différents isotopes des Z=1 et 2.

Afin de déterminer si les modèles de voies de sortie peuvent améliorer significativement les taux de production des particules, il a été choisi de réaliser une étude comparative exhaustive entre l'ensemble des voies de sorties disponibles dans GEANT4 couplées à « QMD » et nos données expérimentales.

On rappelle que « QMD » précédemment utilisé est composé du modèle JQMD en voie d'entrée couplé à l'évaporation généralisée. Ces résultats serviront de points de référence et correspondront par la suite au sigle « QMDgem ». Les modèles de voies de sortie qui sont testés dans cette étude sont le Fermi break-up, SMM ou les deux associés à l'évaporation standard ou à l'évaporation généralisée. Le tableau 16, ci-dessous, résume l'ensemble des couples testés.

Tableau 16 : récapitulatif des combinaisons de modèles testées.

sigle	evap	gem	FBU	SMM
QMDgem		x		
QMDgem_FBU		x	x	
QMDgem_FBU_SMM		x	x	x
QMDgem_SMM		x		x
QMDevap	x			
QMDevap_FBU	x		x	
QMDevap_FBU_SMM	x		x	x
QMDevap_SMM	x			x

Certaines combinaisons ou modèles ne semblent pas pertinents. Par exemple, SMM est conçu à la base pour des systèmes plus lourds que celui étudié ici. Le résultat de chaque couple nous semble important indépendamment de sa pertinence physique car, d'une part, GEANT4 permet une étude exhaustive des combinaisons et, d'autre part, un modèle a priori erroné reproduisant l'expérience serait toujours utile, même si cela n'est pas satisfaisant au sens strict

1. Distribution en charge

Nous allons commencer par étudier les distributions en charge pour les différentes voies de sortie. Un exemple des résultats obtenus est présenté pour trois épaisseurs à 10° (figure 76). La comparaison se limite à trois épaisseurs et un angle car cela résume assez bien l'ensemble de nos résultats. Les données expérimentales sont représentées en triangle. Les symboles (carré, rond, triangle et étoile) représentent les résultats des différents couples utilisant « QMDgem », FBU et SMM. Le losange et les différentes croix représentent les résultats des différents couples utilisant « QMDevap », FBU et SMM.

Quelque soit le modèle de désexcitation employé, il n'y a pas de grandes modifications des valeurs des taux de production. Leur variation reste dans les barres d'erreurs statistiques. Aucun couple ne semble influencer significativement les taux de production des particules produites par fragmentation. C'est également vrai aux autres angles et pour BIC. Une légère distinction apparaît entre les modèles « QMDevap » et « QMDgem » pour les Z=4 et 5 mais n'est pas significative.

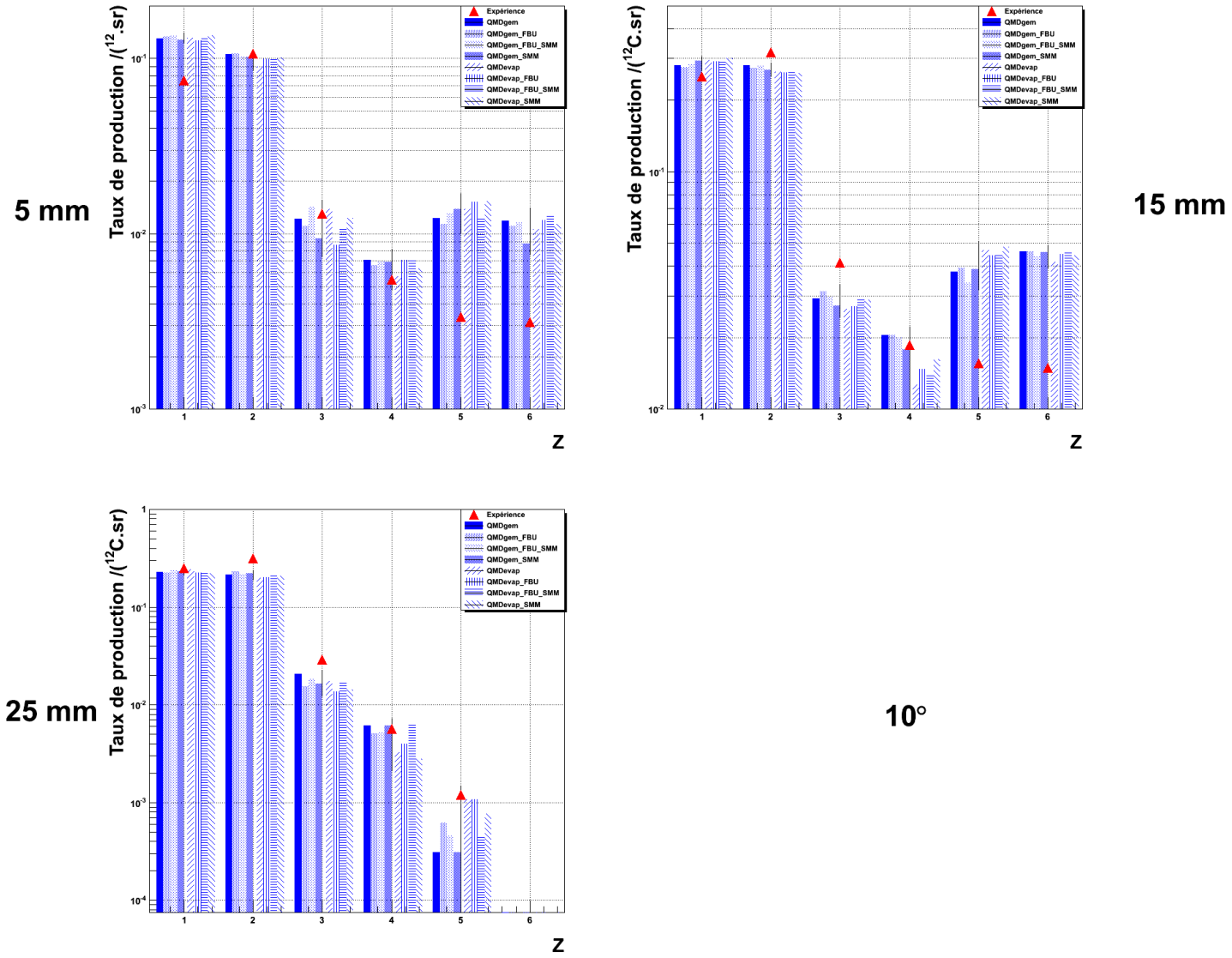

Figure 76 : distributions en charge pour les cibles de 5, 15 et 25 mm à 10°. Les résultats expérimentaux sont représentés par des triangles, l'ensemble des simulations par les autres symboles.

2. Contributions isotopiques

Afin d'approfondir notre comparaison, la composition isotopique des Z=1 et Z=2 à 17° pour 15 mm est regardée, voir figure 77. De légères variations sont constatées en fonction du modèle mais elles restent dans les barres d'erreurs. Au regard de la composition isotopique des Z=1, les différents couples testés ne modifient en rien les taux de production des protons, deutons et tritons. Les isotopes exotiques (A=4, 5 et 6) restent également présents. Pour les isotopes de l'hélium, la production d'hélium 4 n'est pas modifiée. Pour l'hélium 3 et l'hélium 6, une sous évaluation commune aux couples « QMDevap » par rapport aux couples « QMDgem » semble ressortir mais reste dans les barres d'erreur.

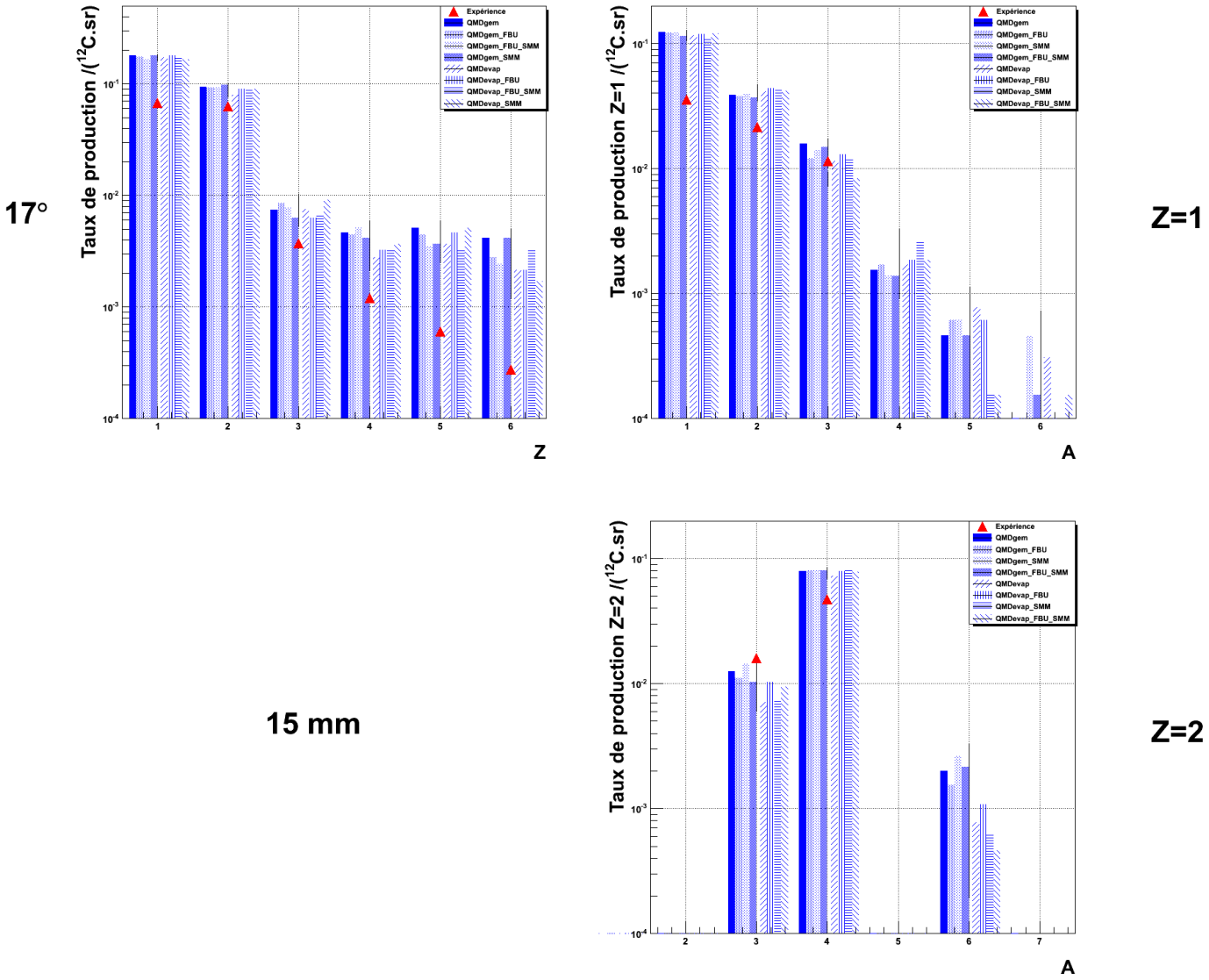

Figure 77 : distributions en charge et isotopiques pour les Z=1 et 2 pour la cible de 15 mm à 17°. Les résultats expérimentaux sont représentés par des triangles, l'ensemble des simulations par les autres symboles.

3. Conclusion

Une étude exhaustive de l'ensemble des modèles de désexcitation utilisables via le **G4ExcitationHandler** de GEANT4 a été présentée. Suite aux comparaisons effectuées, on peut conclure que les différents modèles d'évaporation (Fermi break up, SMM, l'évaporation standard et l'évaporation généralisée) ont une faible influence sur la formation des fragments dans le cas d'un faisceau de carbone à 95 MeV/u. Les écarts observés entre les différents modèles sont probablement liés à la voie d'entrée comme le montre la comparaison entre la cascade binaire et QMD.

Des travaux antérieurs à plus haute énergie [Psh10] ont montré que le modèle d'abrasion et la cascade binaire couplés au Fermi Break-up arrivent à reproduire la dose déposée par les fragments H, Li et Be mais échouent pour les fragments He et B à 200 MeV/u. La présente étude à 95 MeV/u va dans le même sens et montre que le modèle de cascade binaire n'arrive pas à reproduire les taux de production de l'ensemble des charges pour plusieurs épaisseurs de PMMA et à différents angles d'émission. De son côté, QMD donne des résultats encourageants en particulier pour la reproduction des différentes distributions de l'hydrogène et surtout de l'hélium.

Il serait donc souhaitable d'orienter les efforts de modélisation sur la voie d'entrée afin d'améliorer la cohérence globale des modèles aux données expérimentales. Les modèles de désexcitation serviraient alors plus à affiner la compatibilité des résultats qu'à réellement expliquer la formation de fragments.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté une comparaison entre des résultats expérimentaux et deux modèles nucléaires différents : la cascade binaire et QMD couplés à différents modèles de voie de sortie. Ces comparaisons avaient pour but de chercher un modèle susceptible de reproduire les données expérimentales obtenues avec un faisceau de ^{12}C à 95 MeV/u sur des cibles de PMMA.

Il ressort que les modèles testés échouent à reproduire précisément les taux de production expérimentaux et cela d'autant plus que les particules sont de charge élevée. La dispersion angulaire des ions est, elle aussi, mal reproduite. Pour l'ensemble des fragments produits de charge supérieur à 2, BIC surestime les taux de production à grand angle et les sous-estime aux angles avant. QMD arrive à reproduire convenablement les distributions angulaires de l'hydrogène et de l'hélium ainsi que les spectres en énergie de l'hélium.

L'étude approfondie des modèles de désexcitation couplés à QMD montre leur faible influence sur la modification des taux de production des différents fragments. Cela laisse suggérer que la voie d'entrée conditionne la formation des fragments d'une manière beaucoup plus importante que la voie de désexcitation aux énergies de 100 MeV/u et moins.

Cette étude est en accord avec les travaux de Pshenichnov et collaborateurs [Psh10] qui ont réalisé des comparaisons entre des couples de modèles de voies d'entrée et de voies de sortie. Dans ce travail, l'évolution en fonction de la profondeur du dépôt de dose des fragments secondaires issus de la fragmentation d'un faisceau de ^{12}C à 200 et 400 MeV/u dans de l'eau est étudiée dans ce travail. Les résultats expérimentaux y sont confrontés aux résultats obtenus par simulations GEANT4. Les couples testés sont les modèles d'abrasion de

Wilson et la cascade binaire couplés au Fermi Break-up ou à l'évaporation. Ils ont montré que ces modèles de voies d'entrée couplés à FBU arrivent à reproduire la dose déposée par les fragments H, Li et Be mais échouent pour les fragments He et B. Il est conclu qu'un moyen d'améliorer les résultats simulés serait de tester une autre voie d'entrée. Les auteurs proposent JQMD comme candidat potentiel.

A l'heure actuelle, un modèle capable de reproduire précisément la fragmentation du carbone à différentes énergies dans des matériaux de composition chimique et d'épaisseurs différentes n'a pas été trouvé. Développer un modèle pour la hadronthérapie demandera donc un effort de modélisation. Cela devra aussi passer par un grand nombre d'expériences couvrant ce domaine. Cette précision est d'autant plus nécessaire que de récents travaux [Nos09] ont montré l'importance que revêt la connaissance de la composition du faisceau en fragments secondaires pour le dépôt de dose, notamment dans le cas d'un faisceau éclaté par un dégradeur.

Plusieurs voies s'offrent à nous dans la suite de nos études. Une voie de recherche serait de continuer à tester d'autres modèles dans l'espoir de trouver un code compatible avec les données expérimentales. D'autres modèles pourraient être testés avec GEANT4. Il serait intéressant aussi de réaliser ces comparaisons au sein d'autres environnements de simulation comme FLUKA [Flu] ou MCNPX [Mcn] capables de propager des particules dans des matériaux. Ces codes Monte-Carlo ont des méthodes de propagation un peu différentes de GEANT4 et utilisent des modèles microscopiques nucléaires différents mais fondés sur les mêmes bases. Cela permettrait de tester les méthodes de propagation et voir si les différences observées en épaisseur ne sont pas dues à un problème lié aux algorithmes de propagation des particules dans la matière. Ces environnements pourraient donner des résultats sensiblement différents.

En parallèle, une voie de recherche différente, plus fondamentale et plus longue, est possible. Elle consiste en l'amélioration des modèles existants et/ou le développement d'un modèle dédié à la reproduction des sections efficaces de fragmentation du carbone et des fragments secondaires (B, Be, Li, He et H) sur des cibles fines d'hydrogène, de carbone, d'oxygène, de calcium, etc., dans la gamme en énergie de l'hadronthérapie (0-400MeV/u). Cela demande le développement d'un programme de mesures de ces sections efficaces sur cibles minces et d'un dispositif dédié pour tester le modèle seul. Il conviendra ensuite de revenir vers un environnement comme GEANT4 afin de tester uniquement la propagation des particules dans des cibles épaisses en comparant la simulation aux résultats expérimentaux sur cible épaisse tels que présentés dans ce manuscrit.

Conclusion générale

Ce manuscrit a présenté le travail portant sur l'étude de la fragmentation du ^{12}C appliquée à la hadronthérapie.

Le premier objectif était la réalisation de mesures expérimentales permettant d'obtenir le nombre et l'énergie des particules chargées issues de la fragmentation du carbone à un angle donné et après une certaine épaisseur de matière traversée. Ces données sont essentielles en hadronthérapie car elles permettent de réaliser une cartographie précise de la dose physique déposée.

Afin de mener cette étude à bien, une expérience de fragmentation a été réalisée au GANIL avec un faisceau de ^{12}C à 95 MeV/u sur des cibles épaisses de PMMA. Les mesures effectuées ont permis d'obtenir le taux de production et l'énergie des particules chargées émises après fragmentation du carbone entre 7 et 70° pour des cibles de PMMA allant de 5 à 20 mm d'épaisseur et entre 0 et 60° pour des cibles de 25 et 40 mm d'épaisseur. Une étude de l'efficacité de détection par simulation a été conduite afin d'estimer la déformation des résultats par rapport au dispositif utilisé. Il ressort que pour la majorité des données, moins de 10 % des événements sont biaisés par le dispositif et la méthode d'analyse. Le biais peut être plus important dans le cas des protons de grande énergie et aux angles avant. L'objectif principal de cette expérience a donc été atteint avec une précision raisonnable. Une exploitation directe des ces données est possible avec le calcul de dose physique déposée par chaque fragment à partir de leurs spectres en énergie. Cette utilisation permettrait de faire une première cartographie de dose physique déposée par les fragments à différentes profondeurs et de connaître leur importance relative les uns par rapport aux autres.

Le second objectif de cette thèse était de comparer l'ensemble des données recueillies à différents modèles nucléaires afin de juger la précision de ces modèles au regard de la hadronthérapie. L'étude a été réalisée avec l'outil de simulation GEANT4. Il a permis de tester un modèle de cascade binaire intranucléaire « binary cascade » et un modèle de dynamique moléculaire quantique « JQMD ». L'étude montre que ces deux modèles ne reproduisent pas l'ensemble des données expérimentales à 95 MeV/u avec une grande précision. Notre travail de comparaison a mis en évidence des écarts entre les taux de production mesurés et simulés allant d'un facteur deux à plus d'un ordre de grandeur. Il

conviendra d'évaluer précisément l'influence des taux de production des fragments sur leur contribution à la dose physique.

Ces mesures expérimentales ont donc permis d'enrichir nos connaissances sur la partie basse énergie de la hadronthérapie (< 100 MeV/u). Il nous a aussi permis de constater l'imprécision de modèles nucléaires implémentés dans GEANT4. Enfin, une étude complémentaire des modèles statistiques de désexcitation, couplés au modèle « JQMD » au sein de GEANT4, a montré la faible influence de ces modèles sur les taux de production de fragments dans le cas d'un petit système autour de 100 MeV/u.

Bien que l'on ne puisse pas conclure directement sur l'importance des écarts constatés entre les modèles et l'expérience sur l'incertitude de la dose à la tumeur, il n'en demeure pas moins qu'une cartographie de dose demande une estimation correcte de l'ensemble des particules le long et autour du parcours des ions primaires. D'après une simulation GEANT4 d'un dépôt de dose uniforme déposé dans un pic de Bragg étalé, il a été déterminé qu'une variation de 10 % des sections efficaces noyau - noyau engendre une erreur de 3 % sur la dose [Cus]. Une grande précision des modèles est aussi nécessaire pour le développement d'outils de contrôle en ligne par détection de particules β^+ émises par des fragments radioactifs [Sch10] (TEP[21]), de γ prompts [Tes08] ou même de protons [Gun08]. Ces techniques demandent une évaluation précise des taux de production de ces particules. De ce point de vue, il est clair qu'à l'heure actuelle les modèles testés ne reproduisent pas les données expérimentales avec la précision requise pour réaliser une imagerie de contrôle de dose en hadronthérapie.

Un modèle nucléaire susceptible de convenir en hadronthérapie reste donc à trouver. Une voie possible consiste à comparer les données expérimentales (mesures de dose sur cibles épaisses) à d'autres modèles au sein de GEANT4, ou à d'autres environnements de simulation tels que FLUKA ou MCNPX. Cependant, étant donné l'imprécision constatée, il semble nécessaire de passer par une étape de validation des modèles par des mesures de sections efficaces doublement différentielles en angle et en énergie. Comme l'influence des sections efficaces noyau-noyau semble être l'un des facteurs principaux d'incertitude des modèles, leur amélioration demande donc l'obtention de mesures précises de section efficace doublement différentielles pour le ^{12}C sur les principaux éléments qui constituent le corps humain.

Dans cette optique, plusieurs expériences sur cible mince vont avoir lieu. Notre groupe prépare une nouvelle expérience au GANIL, prévue en 2011, qui a pour objectif de mesurer les sections efficaces de réaction du carbone à 95 MeV/u sur l'hydrogène, l'oxygène, le carbone, le titane et l'or. Une autre expérience va avoir lieu la même année au GSI afin d'obtenir des mesures à 200 et 400 MeV/u. Enfin une troisième expérience est prévue au LNS-Catane et devrait être réalisée à 80 MeV/u. Une précédente expérience y avait eu lieu à 32 et 62 MeV/u pour des réactions C+C et C+Au. Un effort européen est donc engagé autour de trois centres de recherche afin d'obtenir les sections efficaces de réaction nucléaires d'intérêt pour la hadronthérapie.

Notre groupe est aussi engagé, à plus long terme, autour du projet ARCHADE[22]. Ce projet donnera à la communauté scientifique (physiciens, radio-biologistes, médecins), à l'horizon 2015, la possibilité de poursuivre leurs recherches dans le domaine de la

[21] Tomographie par émission de positons
[22] Advanced Resource Centre for Hadrontherapy in Europe

hadronthérapie avec la mise à disposition d'un cyclotron et d'une ligne faisceau de qualité clinique pouvant fournir des ions proton, hélium et carbone aux énergies thérapeutiques.

Les conclusions de ce travail expérimental et comparatif réorientent nos recherches sur des aspects bien connus en physique nucléaire expérimentale que sont les mesures de sections efficaces pour affiner, dans un premier temps, les modèles. Dans un second temps, les modèles validés pourront être intégrés dans des codes de propagation qui devront être capable de reproduire le type de mesures intégrales présentées dans ce document ainsi que des mesures de doses dans des fantômes d'eau.

Bibliographie

[Ago03] S. Agostini et al.
GEANT4 — a simulation toolkit
Nuclear Instruments and Methods A 506 (2003) 250-303.

[Ahl80] S. P. Ahlen
Theoritical and experimental aspects of the energy loss of relativistic heavily ionizing particles
Reviews of Modern Physics 52 (1980) 121-173.

[Ama99] U. Amaldi
Cancer therapy with particle accelerators
Nuclear physics A654 (1999) 375c-399c

[Bar63] H. W. Barkas
Nuclear Research Emulsions
Academic, New York, Vol. 1, 1963.

[Bat08] E. Batin
Influence de la composition chimique des tissus humains sur les dépôts de dose en hadronthérapie
Thèse de l'Université de Caen, 2008.

[Ber88] G.F. Bertsch and S. Das Gupta
A guide to microscopic models for intermediate energy heavy ion collisions
Physics Reports 160, No. 4 (1988) 189-233

[Bie80] J.P. Biersack and L.G. Haggmarck
A monte carlo computer program for the transport of energetic ions in amorphous targets
Nuclear Iinstruments and Methods 174 (1980) 257-269.

[Biz86], G. Bizard, et al.
A plastic multidetector for light nuclei identification at GANIL
Nuclear Instruments and Methods A 244, (1986) 483

[Bla75] M. Blann
Pre-equilibrium decay
Annual Review of Nuclear Science 25, 123-166 (1975)

[Bon95] J.P. Bondorf et al.
Statistical multifragmentation of nuclei
Physics Reports 257 (1995) 133-221

[Cec79] R.A. Cecil et al.
Improved predictions of neutron detection efficiency for hydrocarbon scintillators from 1 MeV to about 300 MeV
Nuclear Instruments and Methods A 161 (1979) 439

[Cir] G. A. P. Cirrone
http://g4advancedexamples.lngs.infn.it/Examples/hadrontherapy

[Cug97] J.Cugnon, C. Volant, S. Vuillier
Improved intranuclear cascade model for nucleon-nucleus interactions
Nuclear Physics A 620 (1997) 475-509

[Cus] D. Cussol, communication privée

[Des91] P. Désesquelles et al.
Cross talk and diaphony in neutron detectors
Nuclear Instruments and Methods A 307 (1991) 366-373

[Fer50] E. Fermi
High energy nuclear events
Progress of Theoretical Physics Vol. 5 No. 4 (1950) 570

[Fes85] H. Feselfeldt
The simulation of hadronic showers: Physics and Applications
PITHA 85/02 (1985)

[Fir58] O. B. Firsov
Scattering of ions by atoms
JETP, Vol. 7 (1958) 308.

[Flu] http://www.fluka.org/fluka.php

[Fol04] G. Folger, V.N. Ivanchenko, and J. P. Wellisch
The binary cascade
The European Physical Journal A 21, 407-417 (2004)

[Fro96] P. Fröbrich and R. Lipperheide
Theory of nuclear reactions
Clarendon press, Oxford (1996)

[Fur00] S. Furihata
Statistical analysis of light fragment production from medium energy proton-induced reactions
Nuclear Instruments and methods B 171, 251-258 (2000)

[Gdr] http://clrwww.in2p3.fr/www2008/IMG/pdf/GDR_MI2B.pdf
Présentation du projet « Instruments et méthodes nucléaires pour la lutte contre le cancer »

[Gea09] Geant 4 Physics Reference Manual, 2009

[Gol97] M. Golovkov et al.
Fragmentation of 270 AMeV carbon ions in water
Advance In Hadrontherapy 1997, p.316.

[Gud83] K. K. Gudima, S.G. Mashnik and V.D. Toneev
Cascade-exciton model of nuclear reactions
Nuclear Physics A401 (1983) 329-361

[Gue01] A. Guertin
Sections efficaces de production de pions et de kaons lors de collisions proton-noyau de l'ordre du GeV Mesures de sections efficaces de production de particules chargées légères lors de réactions induites par proton de 62,9 MeV sur cible de plomb ^{209}Pb
Thèse de l'Université de Nantes (2001)

[Gun08] K. Gunzert-Marx, H. Iwase, D. Schardt and R. S. Simon.
Secondary beam fragments produced by 200 MeV/u 12C ions in water and their dose contributions in carbon ion therapy
New Journal of Physics 10 (2008) 075003

[Hae06] E. Haettner, H. Iwaseand D. Schardt
Experimental fragmentation studies with 12C thearpy beams
Rad. Prot. Dosim. (2006), Vol. 122, No. 1-4, pp. 485-487.

[Hig75] V. L. Highland
Some practical remarks on multiple scattering
Nuclear Instruments and Methods129 (1975) 497-499.

[Him] www.nirs.go.jp

[Icr98] ICRU report
Fundamental Quantities and Units for Ionizing Radiation
International Commission and Radiation Units and measurements, 1998

[Iwa08] H. Iwase and D. Schardt
Angular distribution of hydrogen – and helium-fragments produced by 200 MeV/u 12C beams stopping in water
GSI-Report 2009-1 (GSI Scientific Report 2008), p. 387 2009.

[Kan93] T. Kanai et al.
Irradiation of 135 MeV/u carbon and neon beams for studies of radiation biology
NIRS-M-92 (HIMAC-004), NIRS, Chiba, Japan 1993.

[Kno00] G. F. Knoll
Radiation Detection and Measurement (*Third edition)*
John Wiley & Sons, 2000.

[Kra00] G. Kraft
Tumor therapy with heavy charged particles
Progress in Particle and Nuclear Physics 45 (2000) S473-S544.

[Lab99] M. Labiche
Etude de la dissociation d'un noyau Borroméen à halo de deux neutrons : le ^{14}Be
Thèse de l'Université de Caen (1999)

[Leo94] W. R. Leo
Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments
Springer-Verlag, Berlin, 1994.

[Lin54] J. Lindhard
On the properties of a gas of charged particles
Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat.-Fys. Medd. 28, No 8 (1954).

[Lla84] J. Llacer et al.
"On-line" characterization of heavy-ion beams with semiconductors detectors
Medical Physics. 11, 266-278, 1984

[Lla90] J. Llacer et al.
"Characterization of fragmented heavy-ion beams using a three-stage telescope detector: Measurements of 670-MeV/amu ^{20}Ne beams
Medical Physics 17, 151-157, 1990

[Mac74] H. D. Maccabee and M. A. Ritter
Fragmentation of high-energy oxygen-ion beams in water
Radiation Research 60, 409-421 (1974)

[Mat03] Matsufuji N. et al.
Influence of fragment reaction of relativistic heavy charged particles on heavy –ion radiotherapy
Physics in Medicine and Biology 48 (2003) 1605-1623

[Mat05] Matsufuji N. et al.
Spatial fragment distribution from a therapeutic pencil-like carbon beam in water
Physics in Medicine and Biology 50 (2005) 3393-3403

[Mcn] https://mcnpx.lanl.gov/

[Mol47] G. Z. Molière
Therorie der Streuung schneller geladener Teilchen I. Einzelstreuung am abgeschirmten Coulomb-Feld
Naturforschung A2 (1947) 133.

[Mos94] M. Moszyński et al.
Study of n-γ discrimination with NE213 and BC501A liquid scintillators of different size
Nuclear Instruments and Methods A 350 (1994) 226

[Mou95] S. Mouatassim et al.
The light yield response of NE213 organic scintillators to charged particles resulting from neutrons interactions
Nuclear Instruments and Methods A 359 (1995) 530

[Nii95] K. Niita et al.
Analysis of the (N,xN') reactions by quantum molecular dynamics plus statistical decay model
Physical Review C 52, 2620-2635 (1995)

[Noë03] G. Noël, L. Feuvret, R. Ferrand, J.-J. Mazeron
Treatment with neutrons: hadrontherapy part II: physical basis and clinical experience
Cancer/Radiothérapie 7 (2003) 340-352

[Nor01] G. Normand
Etude des noyauxà halo ^{6}He et ^{8}He : étude de la configuration géométrique de détecteur
Rapport de stage, LPC-RAP 01-02 (2001)

[Nos09] H. Nose et al.
Field size effect of radiation quality in carbon therapy using passive method
Medical Physics 36 (3), 2009

[Pau08] C. Pautard
Réalisation d'un dispositive de contrôle et d'imagerie de faisceaux balayés d'ions
Thèse de l'Université de Caen, 2008.

[Pet94] P. L. Petti and A. J. Lennox
Hadronic radiotherapy
Annual Review of Nuclear and Particle Science 44, 155-197 (1994).

[Pou95] J. Pouthas, et al.
INDRA a 4π charged product detection array at GANIL
Nuclear Instruments and Methods A 357 (1995) 418

[Psh10] I. Pshenichnov et al.
Nuclear fragmentation reactions in extended media studied with Geant4 toolkit
Nuclear Instruments and methods B 268 (2010) 604-615

[Rou00] M. Rousseau
Etude du processus de fusion dans les réactions ^{28}Si+^{28}Si et ^{28}Si+^{12}C : recherche d'effets de déformation dans les noyaux composés ^{56}Ni et ^{40}Ca
Thèse de l'Université Louis Pasteur de Strasbourg (2000)

[Sch83] W. Schimmerling et al.
Beam analysis spectrometer for relativistic heavy ions
Nuclear instruments and Methods 205, 531-543, 1983

[Sch96a] I. Schall et al.
Charge-changing nuclear reactions of relativistic light-ion beams ($5 \leq Z \leq 10$) passing through thick absorbers
Nuclear Instruments and Methods B 117 (1996) 221-234.

[Sch96b] D. Schardt et al.
Nuclear fragmentation of high-energy heavy-ion beams in water
Advance in Space Research Vol. 17, No. 2, pp. (2)87-(2)94, 1996.

[Sch08a] D. Shardt et al.
Precision Bragg-Curve Measurements for Light-Ion Beams in Water
GSI-Report 2008-1 (GSI Scientific Report 2007), p. 373 2008.

[Sch08b] W. Schimmerling et al.
The fragmentation of 670 AMeV neon-20 as function of depth in water
Radiation Research. 120, 36, 2008

[Sch10] D. Schardt et al
Heavy-ion tumor therapy : Physical and radiobiological benefits
Reviews of Modern Physics 82 (2010) 383-425.

[Sih98] L. Sihver et al.
Depth-dose distributions of high-energy carbon, oxygen and neon beams in water
Japanese Journal of Medical Physics 18 1-21 1998.

[Tes08] E. Testa et al.
Monitoring the Bragg peak location of 73 MeV/u carbon ions by means of prompt gamma-ray measurements
Applied Physics Letters 93 (2008) 093506

[Til95] I. Tilquin et al.
Detection efficiency of the neutron modular detector DÉMON and related characteristics
Nuclear Instruments and Methods A 365 (1995) 446

[Tos07] T. Toshito 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, 054606 (2007)

[Trs04] Technical Reports Series no. 398
Absorbed Dose Determination in External Beam Radiotherapy: An International Code of Practice for Dosimetry based on Standards of Absorbed Dose to Water
International Atomic Energy Agency, 2004.

[Trs08] Technical Reports Series no. 461
Relative Biological Effectiveness in Ion Bean Therapy
International Atomic Energy Agency, 2008.

[Twe90] C.J.W. Twenhöfel et al.
The response function of a CsI(Tl) scintillator with photodiode readout to light and heavy ions in the intermediate energy range
Nuclear Instruments and Methods B 51 (1990) 58-62

[Wei40] V. F. Weisskopf and D. H. Ewing
On the yield of nuclear reactions with heavy elements
Physical Review 57, 472-485 (1940)

[Wil46] R. R. Wilson
Radiological use of fast protons
Radiology 47 (1946) 487-491.

[Zie85] J. F. Ziegler et al.
The stopping of ions in solids
Vol. 1, (Pergamon press), 1985.

[Zie03] J.F. Ziegler
SRIM-The stopping and range of Ions in Matter
http://www.srim.org

[Zei07] C. Zeitlin et al.
Fragmentation cross sections of 290 and 400 MeV/nucleon ^{12}C beams on elemental target
Physical Review C 76, 014911 (2007)

Annexe A. Dépouillement des données

Télescope	DE1		DE2		
	b1	b2	c1	c2	
TEL1	1,89E-03	-6,80E-03	8,37E-03	1,43E-01	
TEL2	1,01E-02	5,09E-02	2,37E-02	1,75E-01	
TEL3	2,11E-02	-1,90E-01	2,38E-02	2,27E-01	
TEL4	2,47E-03	1,94E-02	8,76E-03	1,34E-01	
TEL1	a0	a1	a2	a3	
^{1}H	1.67807e-01	2.62291e-03	-2.46210e-01	0	
^{2}H	1.41642e-01	2.18124e-03	-2.68545e-02	2.37637e-02	
^{3}H	1.30358e-01	2.44282e-03	-6.61671e-02	4.06807e-02	
^{3}He	1.71098e-01	2.03845e-03	4.18519e-01	4.91531e-02	
^{4}He	1.70763e-01	2.54850e-03	2.95079e-01	6.75441e-02	
TEL2	a0	a1	a2	a3	c3
^{1}H	7.15315e-02	6.42455e-03	-1.31920e-06	5.36940e-02	-1250
^{2}H	7.45501e-02	2.92654e-03	-5.45969e-07	5.47104e-02	-4000
^{3}H	7.69579e-02	2.54820e-03	-9.58454e-07	5.64295e-02	-2000
^{3}He	1.72803e-01	8.96972e-03	9.54211e-02	8.56323e-02	-1250
^{4}He	1.52202e-01	4.12926e-03	3.78492e-02	7.32006e-02	-3000
^{6}Li	2.07714e-01	3.99995e-03	1.87384e+00	9.90155e-02	
^{7}Li	9.46907e-01	4.06346e-02	2.20542e-01	1.29851e-01	
^{8}Li	#	#	#	#	
^{7}Be	2.37757e-01	1.11173e-03	2.95493e+00	4.75364e-02	
^{9}Be	2.58803e-01	2.22087e-03	3.93468e+00	8.56001e-02	
^{10}Be	3.20946e-01	2.70794e-03	-6.10479e-01	8.89360e-02	
^{8}B	3.90483e-01	5.36466e-03	9.02079e-02	1.29474e-01	
^{10}B	3.41830e-01	3.13787e-03	2.34800e+00	1.18706e-01	
^{11}B	3.33278e-01	2.70148e-03	2.40900e+00	1.16087e-01	
Carbone	1.99059e+00	3.11946e-02	-1.46355e-01	1.81495e-01	
TEL3	a0	a1	a2	a3	
^{1}H	1.44449e-01	1.04025e-03	-4.23613e-01	0	
^{2}H	1.38064e-01	-5.07830e-04	-5.51685e-02	0	
^{3}H	1.70519e-01	1.78544e-04	-5.04067e-01	0	
^{3}He	2.19797e-01	-4.96420e-04	1.54492e-01	0	
^{4}He	2.27758e-01	-6.01850e-04	2.34446e-01	0	
^{6}Li	#	#	#	#	
^{7}Li	#	#	#	#	
^{8}Li	#	#	#	#	
^{7}Be	#	#	#	#	
bore	#	#	#	#	
carbone	#	#	#	#	
TEL4	a0	a1	a2	a3	
^{1}H	9.53988e-02	1.59496e-03	-4.39688e-01	0	
^{2}H	9.65912e-02	1.30372e-03	-3.72487e-01	0	
^{3}H	9.33188e-02	1.00848e-03	-1.88612e-01	0	
^{3}He	1.86937e-01	3.52095e-02	1.49854e-04	7.84614e-02	
^{4}He	1.19056e-01	1.29105e-02	3.18926e-03	7.82742e-02	
TELBGO	a0	a1	a2	a3	
hydrogène	1.588645e-01	2.91949e-04	3.98546e-01	0	
hélium	1.59118e-01	3.05276e-03	2.29820e+00	1.12375e-01	
lithium	3.29806e-01	2.61770e-03	3.08803e+00	1.15760e-01	
beryllium	3.63169e-01	2.12321e-03	1.03856e+01	1.60948e-01	
bore	7.10678e-01	5.97753e-03	-3.22450e+00	1.81073e-01	
carbone	5.58857e-01	3.49230e-03	7.33712e+00	1.71592e-01	

Tableau 17 : coefficients de paramétrisation des droites et courbes d'étalonnage.

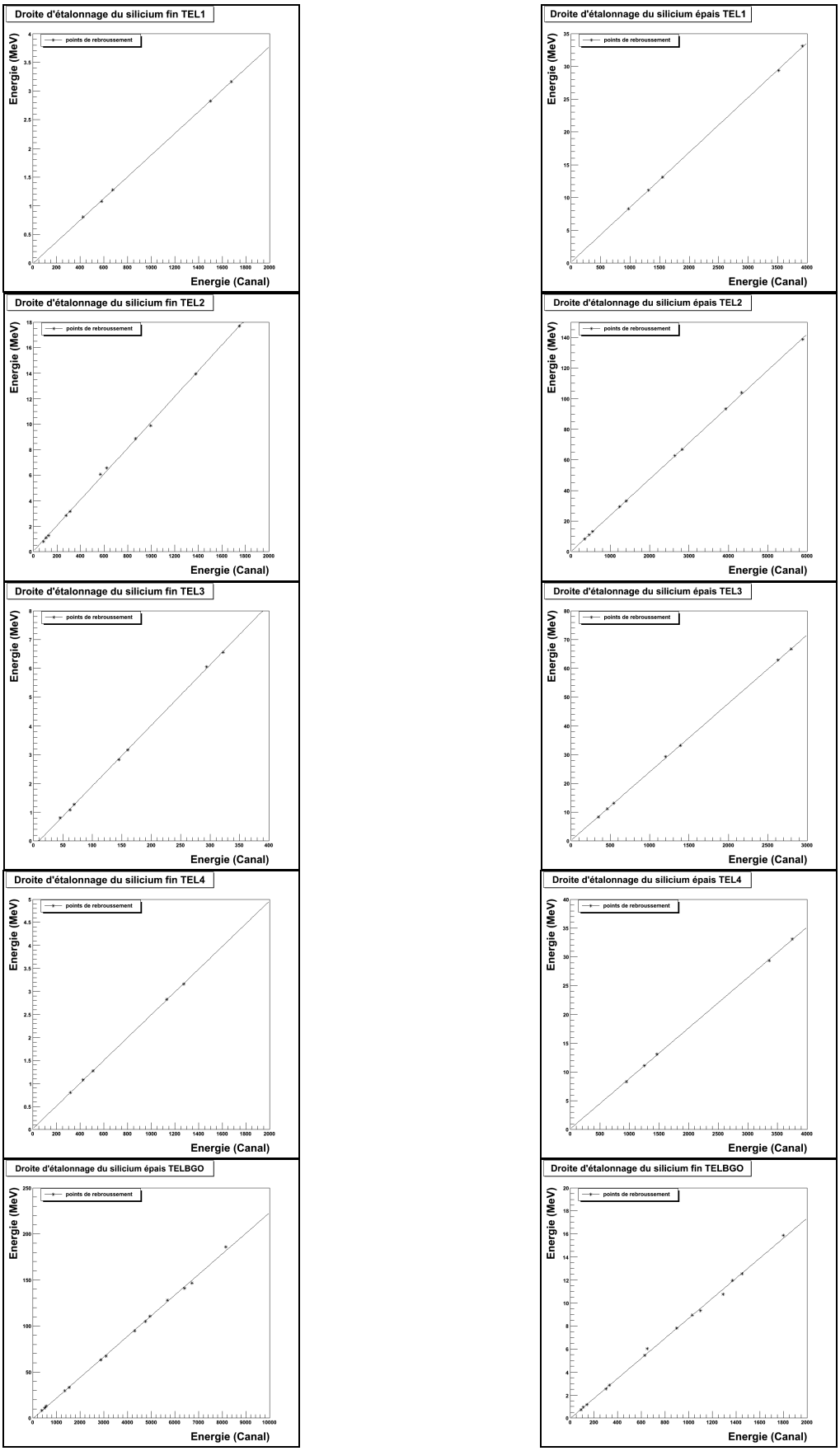

Figure 78 : droites d'étalonnage pour les dix siliciums.

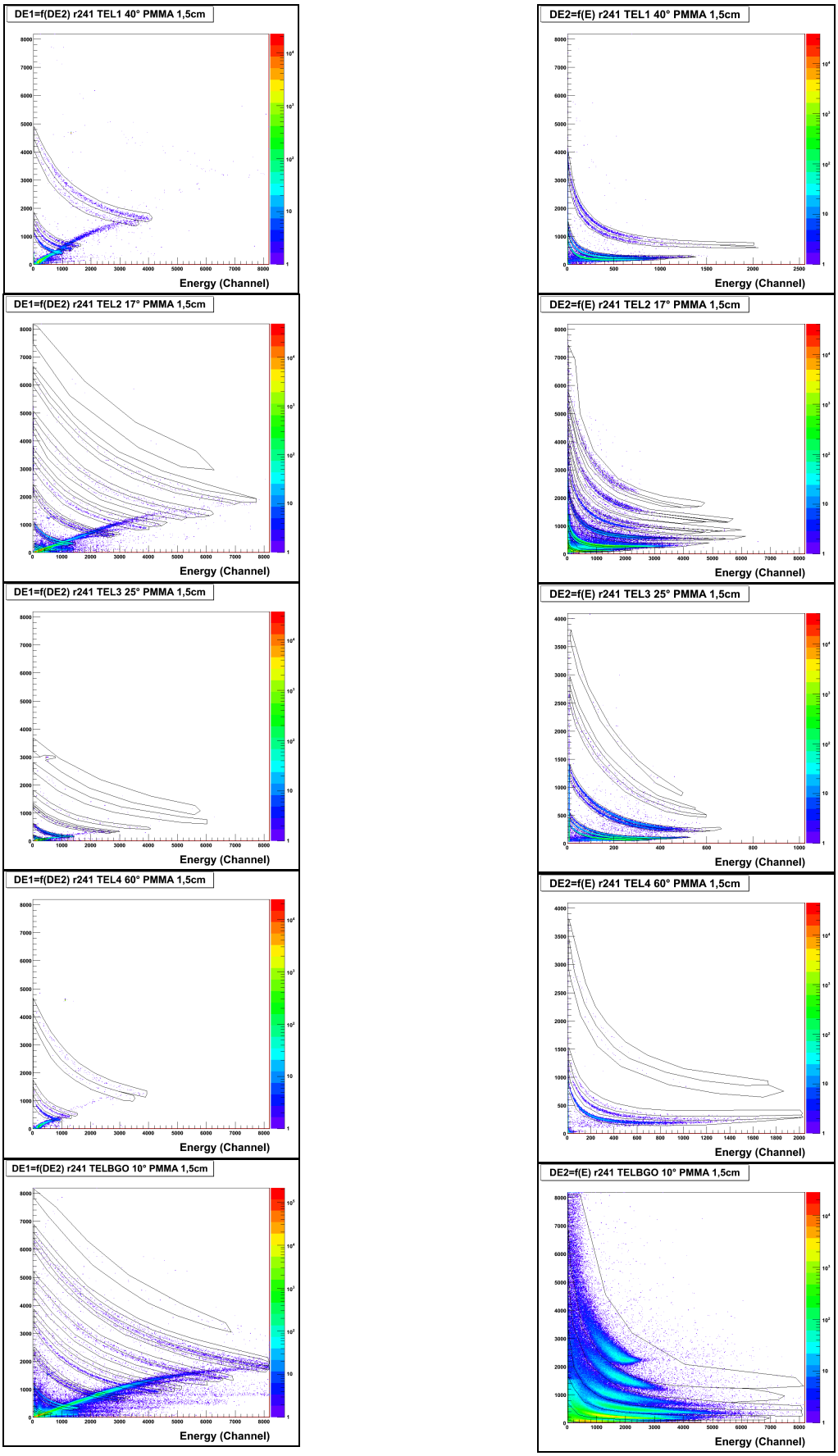

Figure 79 : cartes d'identification DE1- DE2 et DE2-E avec en sur imposition les sélections réalisées pour chacun des télescopes.

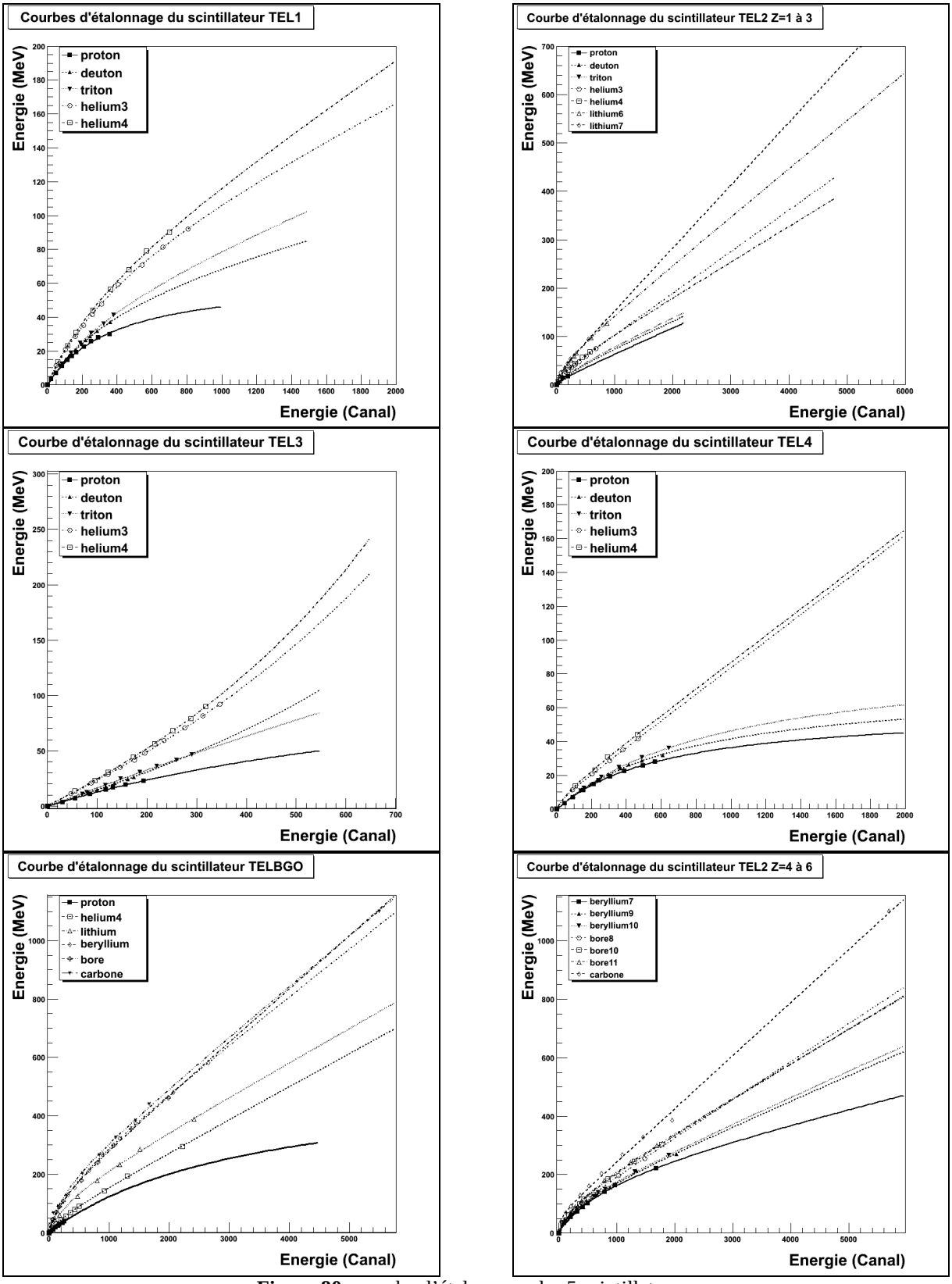

Figure 80 : courbe d'étalonnage des 5 scintillateurs.

Tableau 18 : récapitulatif des valeurs des taux de production (en Nbre/(^{12}C incident. sr)) avec les erreurs statistiques en fonction de la charge du fragment, de l'angle de détection pour la cible de 5, 10 et 15 mm de PMMA.

PMMA thickness: 0.5cm						
Angle	Charge					
	Z1	Z2	Z3	Z4	Z5	Z6
7° - BGO	1.4E-01 ± 4.E-03	2.1E-01 ± 6.E-03	4.2E-02 ± 1.E-03	2 .1E-02 ± 7.E-04	2.5E-02 ± 8.E-04	3.4E-02 ± 1.E-03
10° - BGO	7.5E-02 ± 2.E-03	1.1E-01 ± 3.E-03	1.3E-02 ± 3.E-04	5.5E-03 ± 1.E-04	3.4E-03 ± 9.E-05	3.1E-03 ± 9.E-05
17°	3.0E-02 ± 6.E-04	1.8E-02 ± 4.E-04	8.1E-04 ± 2.E-05	2.3E-0 4 ± 8.E-06	4.4E-05 ± 2.E-06	2.1E-05 ± 1.E-06
20°-BGO	3.0E-02 ± 7.E-04	9.8E-03 ± 2.E-04	8.5E-04 ± 2.E-05	2 .0E-04 ± 6.E-06	3.2E-05 ± 1.E-06	1.0E-05 ± 6.E-07
30°	8.4E-03 ± 2.E-04	1.8E-03 ± 5.E-05	4.6E-05 ± 2.E-06	8.2E-0 6 ± 5.E-07	1.1E-06 ± 1.E-07	1.3E-07 ± 4.E-08
40°	9.4E-03 ± 2.E-04	6.4E-04 ± 2.E-05				
53°	4.5E-03 ± 1.E-04	1.6E-04 ± 5.E-06				
60°	2.1E-03 ± 5.E-05	4.7E-05 ± 3.E-06				
70°	1.0E-03 ± 3.E-05	1.5E-05 ± 8.E-07				

PMMA thickness: 1cm						
Angle	Charge					
	Z1	Z2	Z3	Z4	Z5	Z6
7° - BGO	2.5E-01 ± 7.E-03	4.3E-01 ± 3.E-04	9.2E-02 ± 3.E-03	3 .9E-02 ± 1.E-03	6.2E-02 ± 2.E-03	9.0E-02 ± 3.E-03
10° - BGO	1.9E-01 ± 5.E-03	2.2E-01 ± 1.E-04	2.9E-02 ± 8.E-04	1.0E-02 ± 3.E-04	9.1E-03 ± 2.E-04	7.9E-03 ± 2.E-04
17°	4.2E-02 ± 9.E-04	4.1E-02 ± 5.E-05	2.0E-03 ± 5.E-05	5.0E-0 4 ± 2.E-05	1.7E-04 ± 6.E-06	6.6E-05 ± 3.E-06
20°-BGO	6.0E-02 ± 1.E-03	2.1E-02 ± 2.E-05	1.4E-03 ± 4.E-05	2 .6E-04 ± 8.E-06	5.1E-05 ± 2.E-06	1.8E-05 ± 9.E-07
30°	1.6E-02 ± 4.E-04	3.2E-03 ± 7.E-06	7.2E-05 ± 3.E-06	8.5E-0 6 ± 5.E-07	1.6E-06 ± 2.E-07	1.9E-07 ± 6.E-08
40°	1.6E-02 ± 3.E-04	8.5E-04 ± 7.E-06				
53°	7.0E-03 ± 2.E-04	1.8E-04 ± 2.E-06				
60°	2.9E-03 ± 7.E-05	4.9E-05 ± 2.E-06				
70°	1.2E-03 ± 2.E-05	3.E-05 ± 5.E-07				

PMMA thickness: 1.5cm						
Angle	Charge					
	Z1	Z2	Z3	Z4	Z5	Z6
7° - BGO	3.4E-01 ± 9.E-03	6.4E-01 ± 2.E-02	1.3E-01 ± 4.E-03	7 .2E-02 ± 2.E-03	9.6E-02 ± 3.E-03	1.5E-01 ± 4.E-03
10° - BGO	2.5E-01 ± 7.E-03	3.2E-01 ± 9.E-03	4.1E-02 ± 1.E-03	1.9E-02 ± 6.E-04	1.6E-02 ± 5.E-04	1.5E-02 ± 4.E-04
17°	6.7E-02 ± 1.E-03	6.3E-02 ± 1.E-03	3.7E-03 ± 9.E-05	1.2E-0 3 ± 3.E-05	6.0E-04 ± 2.E-05	2.8E-04 ± 1.E-05
40°	2.0E-02 ± 4.E-04	1.0E-03 ± 3.E-05				
60°	3.0E-03 ± 7.E-05	5.4E-05 ± 3.E-06				

Tableau 19 : récapitulatif des valeurs des taux de production (en Nbre/(^{12}C incident. sr)) avec les erreurs statistiques en fonction de la charge du fragment, de l'angle de détection pour la cible de 20, 25 et 40 mm de PMMA.

PMMA thickness: 2cm						
Angle	Charge					
	Z1	Z2	Z3	Z4	Z5	Z6
7°-BGO	3.6E-01 ± 1.E-02	7.4E-01 2.E-02	1.4E-01 4.E-03	5.7E -02 ± 2.E-03	7.2E-02 ± 2.E-03	1.0E-01 ± 4.E-03
10°- BGO	2.9E-01 ± 5.E-03	4.1E-01 ± 7.E-03	4.9E-02 ± 9.E-04	1.7E-02 ± 3.E-04	1.1E-02 ± 3.E-04	6.1E-03 ± 1.E-04
10°- CsI	2.1E-01 ± 7.E-03	4.6E-01 ± 2.E-02	4.4E-02 ± 2.E-03	2.0E-02 ± 7.E-04	1.9E-02 ± 7.E-04	1.3E-02 ± 5.E-04
17°	9.3E-02 ± 2.E-03	8.8E-02 ± 2.E-03	4.6E-03 ± 1.E-04	1.2E-0 3 ± 3.E-05	8.5E-04 ± 3.E-05	5.4E-04 ± 2.E-05
33°	4.0E-02 ± 1.E-03	5.1E-03 ± 2.E-04				
40°	2.1E-02 ± 4.E-04	1.5E-03 ± 4.E-05				
60°	2.4E-03 ± 5.E-05	5.2E-05 ± 3.E-06				

PMMA thickness: 2.5cm						
Angle	Charge					
	Z1	Z2	Z3	Z4	Z5	Z6
0°- BGO	2.4E-01 ± 7.E-03	7.9E-01 ± 2.E-02	3.5E-01 ± 1.E-02	1 .0E-01 ± 3.E-03	1.2E-01 ± 4.E-03	
5°- BGO	3.4E-01 ± 9.E-03	8.0E-01 ± 2.E-02	2.0E-01 ± 5.E-03	5 .7E-02 ± 2.E-03	4.7E-02 ± 1.E-03	
10°- BGO	2.5E-01 ± 7.E-03	3.1E-01 ± 9.E-03	2.9E-02 ± 9.E-04	5.6E-03 ± 2.E-04	1.2E-03 ± 5.E-05	
17°	7.7E-02 ± 1.E-03	5.5E-02 ± 1.E-03	1.7E-03 ± 4.E-05	1.3E-0 4 ± 6.E-06	1.5E-05 ± 2.E-06	
40°	1.6E-02 ± 3.E-04	2.0E-04 ± 8.E-06				
60°	1.1E-03 ± 3.E-05	3.0E-06 ± 6.E-07				

PMMA thickness: 4cm						
Angle	Charge					
	Z1	Z2	Z3	Z4	Z5	Z6
0°- BGO	2.4E-01 ± 7.E-03	4.9E-01 ± 1.E-02	1.4E-01 ± 4.E-03	2 .5E-02 ± 5.E-04		
5°- BGO	2.2E-01 ± 5.E-03	3.7E-01 ± 8.E-03	6.3E-02 ± 1.E-03	9 .6E-03 ± 2.E-04		
10°- BGO	1.5E-01 ± 5.E-03	1.2E-01 ± 4.E-03	4.2E-03 ± 2.E-04	4.5E-04 ± 3.E-05		
17°	4.8E-02 ± 8.E-04	1.7E-02 ± 3.E-04	1.2E-04 ± 4.E-06	1.0E-0 5 ± 1.E-06		
40°	8.0E-03 ± 1.E-04	4.6E-05 ± 2.E-06				
60°	4.2E-04 ± 1.E-05	1.3E-06 ± 3.E-07				

Annexe B : comparaison des distributions en charges à 10, 20 et 40 mm d’épaisseur de PMMA

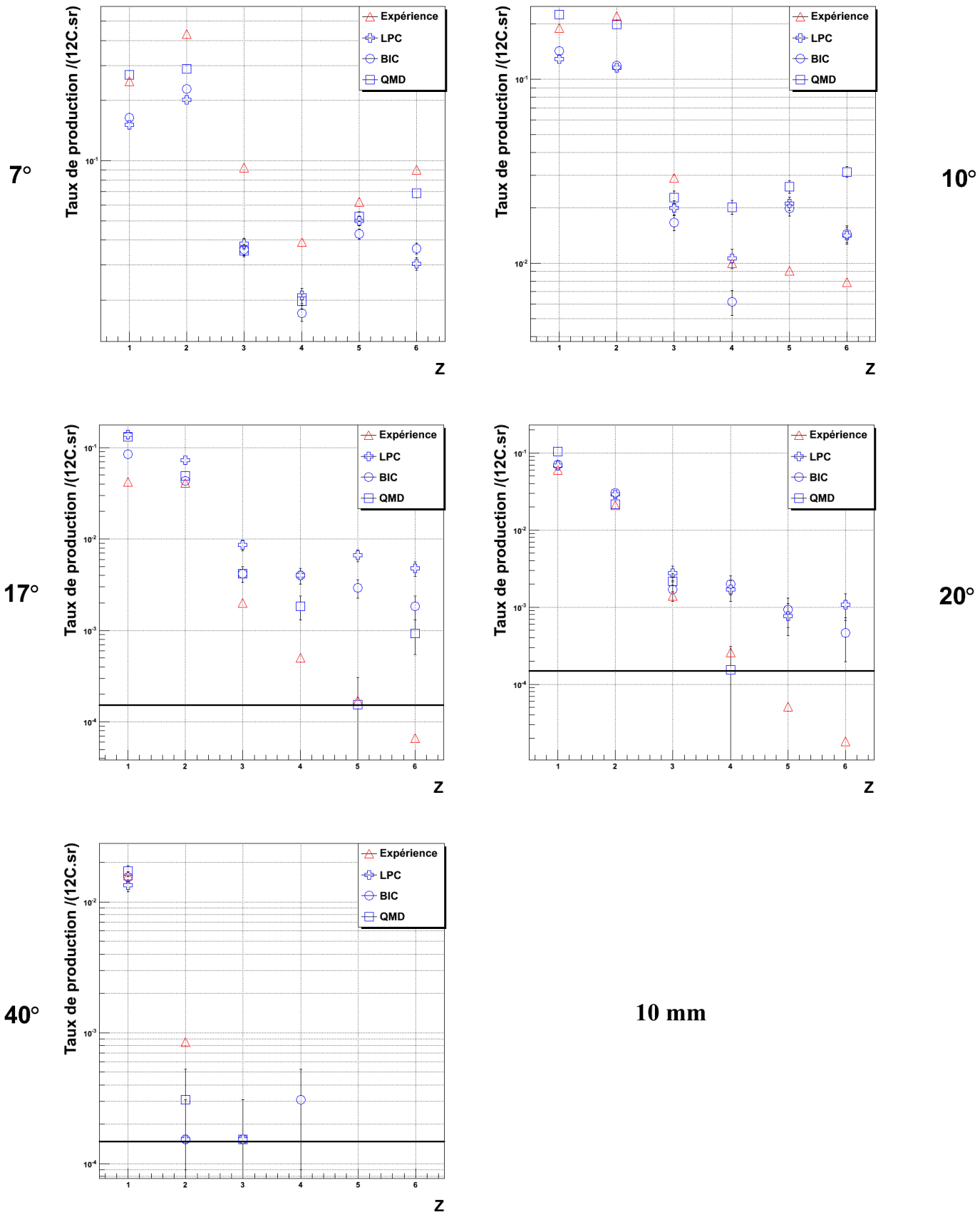

Figure 81 : distributions en charge pour la cible de 10 mm à 7, 10, 17, 20 et 40°. Les résultats expérimentaux sont représentés par des triangles, « LPC » par des croix, « BIC » par des ronds et « QMD » par des carrés.

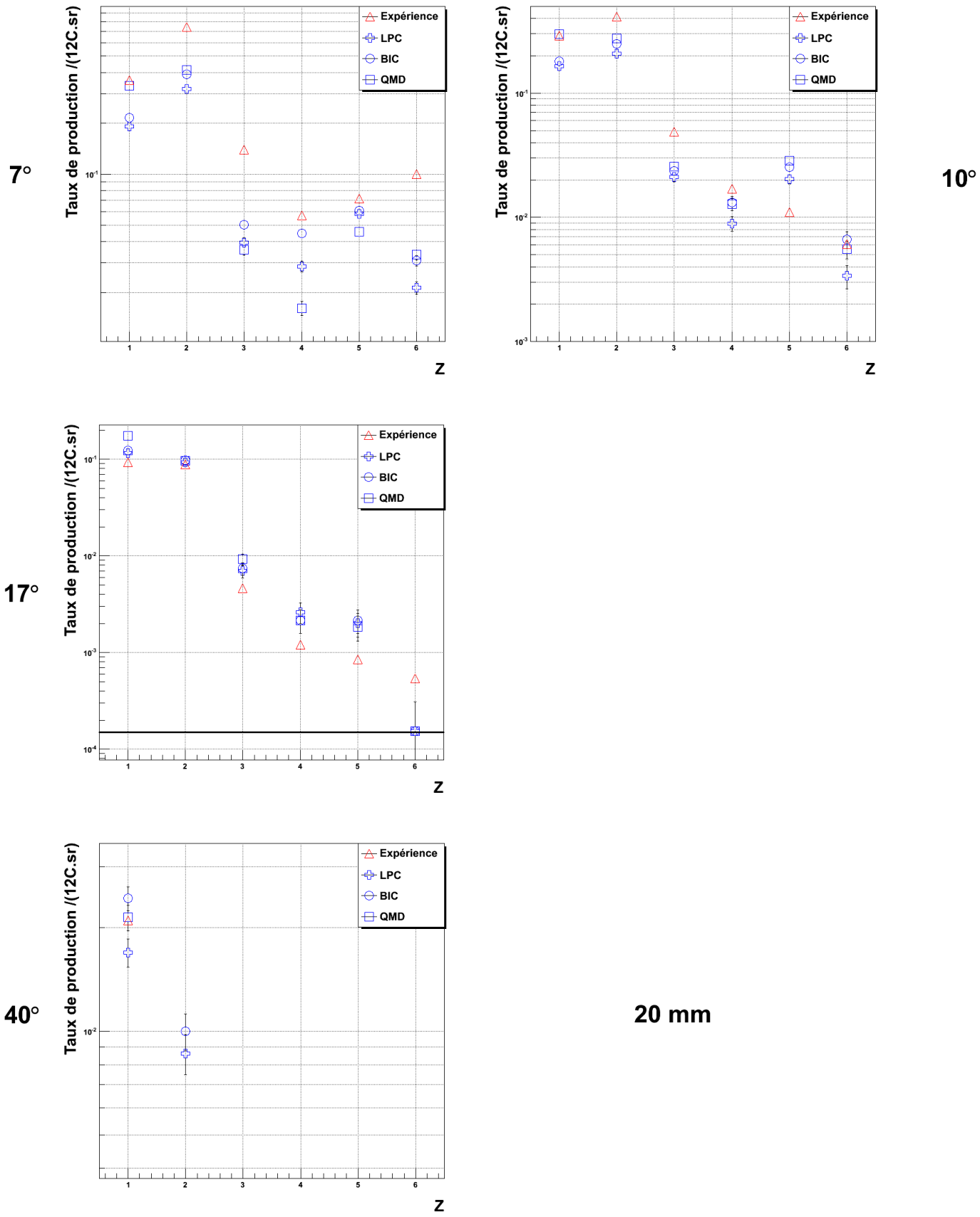

Figure 82 : distributions en charge pour la cible de 20 mm à 7, 10, 17 et 40°. Les résultats expérimentaux sont représentés par des triangles, « LPC » par des croix, « BIC » par des ronds et « QMD » par des carrés.

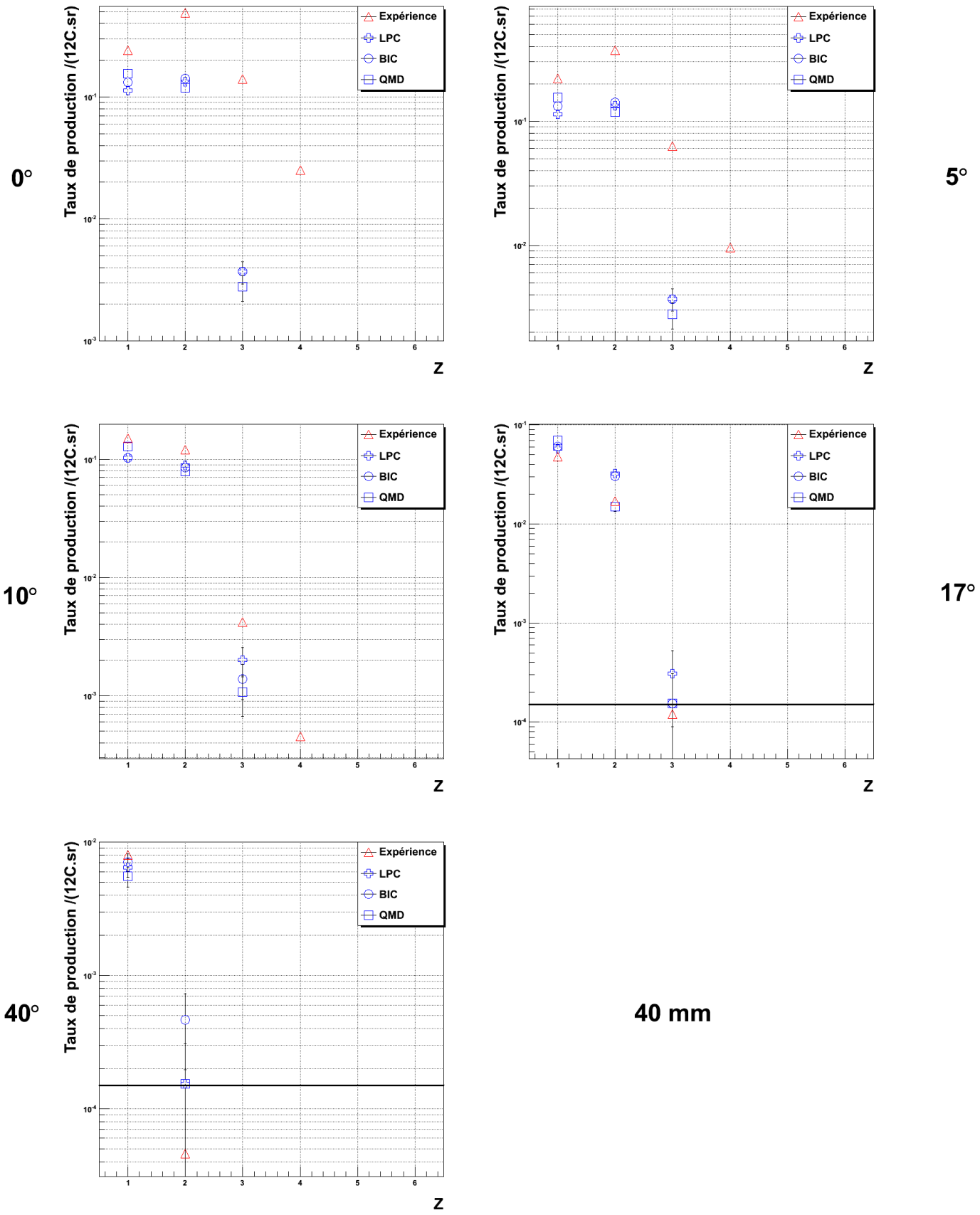

Figure 83 : Distributions en charge pour la cible de 40 mm à 0, 5, 10, 17 et 40°. Les résultats expérimentaux sont représentés par des triangles, « LPC » par des croix, « BIC » par des ronds et « QMD » par des carrés.

La fragmentation du ^{12}C à 95 MeV par nucléon appliquée au domaine de la hadronthérapie
— Etude expérimentale et simulations sur cibles épaisses de PMMA —

Résumé :

Le travail de thèse présenté dans ce manuscrit porte sur l'étude de la fragmentation du ^{12}C à 95 MeV par nucléon par collision nucléaire avec des cibles épaisses de PMMA.

Cette étude est motivée par le développement d'une nouvelle technique d'irradiation des tumeurs cancéreuses : la thérapie par ions carbone ou hadronthérapie. L'objectif est de comparer des mesures expérimentales de fragmentation avec des simulations GEANT4 afin de tester différents modèles nucléaires. Le but recherché est de déterminer si les modèles sont suffisamment prédictifs au regard des critères exigés en hadronthérapie : 3% d'incertitude sur le dépôt de dose en fin de parcours.

Pour atteindre cet objectif, une première expérience a été réalisée au GANIL avec un faisceau de ^{12}C à 95 MeV par nucléon et des cibles épaisses de PMMA. Cette expérience a permis d'obtenir les taux de production, les distributions angulaires et énergétiques des différents fragments produits lors des collisions nucléaires. Des comparaisons entre ces données expérimentales et les résultats simulés obtenus par le modèle de cascade binaire intra-nucléaire (BIC) et le modèle de dynamique moléculaire quantique (QMD) disponibles dans GEANT4 ont été effectuées.

Ces comparaisons font ressortir l'inaptitude des modèles testés à reproduire la fragmentation du carbone à 95 MeV par nucléon avec la précision requise en hadronthérapie.

Mots clés : Réactions de fragmentation – Carbone – Sections efficaces (physique nucléaire) – Modèles nucléaires – Simulation par ordinateur.

^{12}C fragmentation at 95 MeV per nucleon for hadrontherapy
— Experimental study and simulation with thick PMMA targets —

Abstract:

A study of the 12C fragmentation at 95 MeV per nucleon on thick PMMA targets is presented on this document.

This study is motivated by the development of a new technique for irradiation of malignant tumours: the carbon ion therapy. The purpose of this work is to compare experimental data against nuclear models used in GEANT4 toolkit. The aim is to determine if the models are sufficiently predictive to the criteria of hadrontherapy.

To achieve this goal, a first experiment was performed at GANIL with a 12C beam at 95 MeV/u and thick PMMA targets. This experiment has achieved the production rates, angular and energy distributions of different fragments produced in nuclear collisions. Comparisons between experimental data and simulated results obtained using the binary intra-nuclear cascade (BIC) and quantum molecular dynamics model (QMD) available in GEANT4 have been performed.

These comparisons show the inability of the tested models to reproduce carbon fragmentation at 95 MeV per nucleon with the accuracy required in hadrontherapy.

Keywords: Fragmentation reactions – Carbon – Cross sections (nuclear physics) – Nuclear models – Computer simulation.

Discipline : Constituants élémentaires et physique théorique

Laboratoire de physique Corpusculaire – U.M.R. 6534
ENSICAEN – 6, boulevard maréchal Juin 14050 Caen Cedex - France