



HAL
open science

Initiation de réactions nucléaires par des protons accélérés par laser

Claire Baccou

► **To cite this version:**

Claire Baccou. Initiation de réactions nucléaires par des protons accélérés par laser. Physique des plasmas [physics.plasm-ph]. Université Paris Saclay (COMUE), 2016. Français. NNT : 2016SACLX016 . tel-01480939

HAL Id: tel-01480939

<https://pastel.hal.science/tel-01480939>

Submitted on 1 Mar 2017

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

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

NNT : 2016SACLX016

THESE DE DOCTORAT
DE
L'UNIVERSITE PARIS-SACLAY
PREPAREE A
L'ECOLE POLYTECHNIQUE

ECOLE DOCTORALE N° 572
Ecole Doctorale Ondes et Matière

Spécialité : Physique des plasmas

Par

Mme Claire Baccou

Initiation de réactions nucléaires
par des protons accélérés par laser

Composition du Jury :

M., Faure, Jérôme
M., Gobet, Franck
M., d'Humières, Emmanuel
Mme, Cherfils, Catherine
Mme, Labaune, Christine
Mme, Depierreux, Sylvie
M., Rafelski, Johann

Directeur de Recherche au LOA
Professeur à l'Université Bordeaux 1
Maître de Conférence à l'Université Bordeaux 1
Chef de Département CEA
Directrice de Recherche au LULI
Ingénieur-Chercheur CEA
Professeur à l'Université d'Arizona (E.U.)

Président du jury
Rapporteur
Rapporteur
Examinatrice
Directrice de thèse
Co-Directrice de thèse
Invité

Résumé

L'avènement des lasers de forte intensité ouvre une nouvelle voie pour la production de réactions nucléaires par laser. En particulier, les impulsions d'intensités supérieures à $10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$ permettent d'accélérer des faisceaux de protons (et d'ions) caractérisés par un large spectre, une courte durée d'impulsion de l'ordre de la dizaine de picosecondes, un flux (nombre de particules par unité de temps) supérieur de plusieurs ordres de grandeurs aux flux obtenus dans les accélérateurs classiques et des énergies allant jusqu'à plusieurs dizaines de MeV . De telles énergies permettent d'initier des réactions nucléaires ayant des résonances autour de la centaine de keV , telles que la réaction de fusion $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$ qui libère trois particules α et $\sim 8,7 \text{ MeV}$, ou encore des réactions à seuil, telles que $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$, qui produisent des radio-isotopes, utiles pour la médecine nucléaire. Cette thèse a été dédiée au développement d'une plateforme expérimentale sur l'installation laser ELFIE du LULI (Ecole Polytechnique, France) pour étudier la production de réactions nucléaires dans le cadre d'un nouveau schéma. Ce dernier consiste à utiliser un faisceau de protons accélérés par laser sur une première cible, par mécanisme TNSA, puis à irradier une cible de bore par ces protons pour produire des réactions nucléaires. Un second faisceau laser peut être déclenché pour préalablement ioniser et chauffer la cible de bore. Un ensemble de diagnostics complémentaires a été développé pour mesurer et caractériser les produits de réactions. Différents paramètres tels que le spectre de protons, l'état de la cible de bore (solide ou plasma) et sa composition ont été identifiés comme étant des paramètres physiques qui permettent d'optimiser le taux de réactions. La compréhension de la physique qui régit la production de réactions nucléaires est indispensable pour envisager des applications en médecine, ou dans des schémas de fusion pour produire de l'énergie.

Abstract

The recent development of high-intensity laser beams has stimulated the advent of many schemes to produce nuclear reactions by laser. Laser pulses with intensity higher than $10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$ can particularly be used to accelerate proton and ion beams with interesting characteristics such as a broad spectrum, a short duration ($\sim 10 \text{ ps}$), a large number of particles per picosecond and a high energy cut-off, up to tens MeV . Thus, nuclear reactions with resonances close to hundreds keV can be initiated, such as the fusion reaction $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$ which releases $8,7 \text{ MeV}$ and three α particles, or, threshold nuclear reactions, such as $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$, which produce positron emitters, used in nuclear medicine.

This thesis was dedicated to the development of an experimental platform at the ELFIE laser facility, at LULI (Ecole Polytechnique, France) to study the production of nuclear reactions using the following scheme : a proton beam is accelerated by the TNSA mechanism on a first target, and sent into a boron target to induce nuclear reactions. A second laser beam can be used to ionize and heat the boron target. A set of complementary diagnostics has been developed to measure and characterize the reaction products. Several parameters such as the proton spectrum, the boron target state (solid or plasma) and its composition have been identified as physics parameters that optimize the number of reactions. The understanding of the physics that govern the production of reactions in this scheme is necessary to consider applications in medicine or in fusion schemes, to produce energy.

Remerciements

Ma thèse fut une grande expérience professionnelle et une très grande expérience de vie. Pour mener à son terme ce passionnant projet, j'ai bénéficié de l'aide et du soutien de nombreuses personnes à qui je souhaite adresser mes sincères remerciements.

Tout d'abord, je remercie ma directrice de thèse Christine Labaune, qui fut d'abord ma directrice de stage. Sans hésiter, elle m'a ouvert les portes de la recherche et m'a offert la chance de découvrir le monde fascinant des expériences laser-plasma. Elle m'a transmis sa passion pour la recherche et aussi pour la fusion par confinement inertiel. Le sujet de thèse qu'elle m'a proposé m'a plu immédiatement puisqu'il alliait des thématiques qui m'intéressaient tout particulièrement : la physique nucléaire et les plasmas créés par laser, pour des applications concrètes médicales ou de production d'énergie. Lors de cette thèse, j'ai appris comment concevoir et mener un projet de recherche de A à Z, et tous les enseignements que j'ai reçus me sont très précieux car ils vont bien au-delà de l'aspect purement scientifique. J'ai aussi bénéficié de la grande expérience de Christine pour apprendre à réaliser des présentations écrites et orales pédagogiques et rigoureuses, et c'est je crois un aspect très important de ma formation. Enfin, elle m'a guidée et encouragée à réaliser des expériences à l'étranger, participer à des conférences, écrire des articles... ce qui a rendu cette thèse très dynamique.

Je remercie également ma co-directrice de thèse, Sylvie Depierreux, de m'avoir conseillée et formée pendant toutes les expériences que nous avons partagées. Elle m'a enseignée une démarche scientifique rigoureuse et minutieuse. Lors de mon stage sous sa direction, elle m'a initiée à la physique de l'interaction laser-plasma et répondait toujours avec beaucoup de bienveillance à mes questions. Ce fut un complément de ma formation très intéressant. Je la remercie de m'avoir intégrée à tous ses projets, qui n'avaient pas toujours de lien direct avec mon sujet de thèse. J'ai par exemple eu la chance de participer à plusieurs expériences sur l'installation laser OMEGA à Rochester, aux Etats-Unis, ce qui fut une opportunité formidable.

Lors de ma thèse, j'ai travaillé au LULI sous la direction de François Amiranoff, puis de Patrick Audebert, et sous la co-direction de Sylvie Jacquemot. Je les remercie de m'avoir intégrée au sein de leur laboratoire et d'avoir mis à notre disposition tous les moyens matériels nécessaires au déroulement des expériences. Au LULI, nous avons beaucoup de chance d'avoir accès à de grandes installations laser et à du matériel expérimental performant. Je les remercie aussi pour la bienveillance qu'ils ont pu me porter, malgré leur emploi du temps chargé, et les discussions toujours riches que nous avons eues.

Je remercie tous les membres du jury d'avoir accepté d'évaluer mon travail de thèse. En particulier, je suis très reconnaissante envers Jérôme Faure qui a présidé ma soutenance et que je remercie pour ses critiques judicieuses et pour ses conseils éclairés. Je remercie Catherine Cherfils de s'être intéressée à ce travail et d'avoir accepté le rôle d'examinatrice. Le travail fastidieux de rapporteur a été accepté par Emmanuel d'Humières et Franck Gobet, qui ont apporté des critiques et des idées justes et pertinentes, qui ont beaucoup amélioré le manuscrit.

Mon sujet de thèse a aussi vu le jour grâce au Professeur Johann Rafelski. Je le remercie de m'avoir initiée à la physique des particules et à la physique nucléaire, pour arriver à comprendre ce qui se passait dans nos expériences. Je le remercie aussi pour son enthousiasme, ses nombreuses idées et sa foi en la réussite de nos expériences.

A la fin de la thèse, j'ai eu la chance de débiter une collaboration avec des chercheurs formidables du CENBG : Fazia Hannachi, Franck Gobet et Medhi Tarisien. Je les remercie de s'être investis dans nos projets et d'avoir

apporté un regard critique de physiciens nucléaires expérimentateurs sur notre travail. Je les remercie beaucoup de nous avoir prêté leurs détecteurs d'activation, qui ont permis d'améliorer considérablement nos méthodes de mesures. Leurs méthodes de travail très rigoureuses et méticuleuses resteront toujours un exemple pour moi. Un des aspects les plus enrichissants de la recherche est de rencontrer et collaborer avec des chercheurs de différents domaines et différents pays. Outre le CENBG, nous avons aussi collaboré avec Jean-Eric Ducret et Guillaume Boutoux du CELIA dont la sérénité fut très agréable lors des expériences que nous avons partagées. Je remercie aussi Fabrizio Consoli, Riccardo De Angelis et Michal Smidt de nous avoir aidés à plusieurs reprises lors d'expériences.

Une partie de ma thèse n'apparaît pas dans ce manuscrit : l'enseignement. Et pourtant, ce fut une partie très prenante de mon travail. Je remercie Victor Malka, Serena Bastiani et Cédric Thauray de m'avoir initiée à l'art d'enseigner. Ce fut une très belle découverte, très enrichissante.

Tout ce travail n'aurait pas pu être réalisé sans l'aide des nombreux collègues du LULI, qui sont trop souvent oubliés et à qui je tiens beaucoup à exprimer ma reconnaissance. Leur patience, leur bonne humeur, leur efficacité sont à l'origine du succès des expériences. Je remercie les directeurs d'installation Patrick, puis Sophie ainsi que Mickael, Tommaso, Joanna, Doïna, Edouard, Julie, Franck, Sandra, Philippe, Elodie, Myriam, Valérie, Domingos, Joao, Daniel, Steve, Frédéric, Mathieu, Emilie, Fabien, Nicolas, Yohann, Olivier, Raymond, Ermanno, Séverine, Jean-Michel, Pierre, Pascal... et tous les autres que j'oublie!

Durant ces trois années, il a toujours été un plaisir d'aller au LULI parce-que le travail était passionnant et aussi parce-que de belles personnes m'ont accompagnée. Je ne dérogerai pas à la tradition de donner un petit mot sur chacune d'elles.

Dans les moments difficiles comme dans les meilleurs, j'ai eu la chance de pouvoir compter sur Cédric, sa gentillesse et son calme. Plus encore, son efficacité et son enthousiasme ont été une aide précieuse dans les manip. On ne peut pas rêver meilleur collègue!

Je remercie aussi Clément et Vincent qui ont accompagné mes premiers pas un peu hésitants dans les salles d'expériences et m'ont prodigué des conseils très utiles pour ma thèse.

Merci à Roman pour sa persévérance à créer de l'enthousiasme dans le groupe des doctorants, à Raphaël d'accepter, pour notre grand plus plaisir, de rester avec les petits thésards, merci à Guilhem, mon compagnon de bureau de me faire tant rire, merci à Bruno d'apporter une touche de folie à chaque journée, merci à Frédéric avec qui les sujets de conversation sont inépuisables, merci à Laura, Alexandre, Riccardo... ainsi qu'aux nouveaux Thibault, Gabriel, Marco, Simon... et les anciens Floriane, Adrien, Maxence, Kévin... ouf! J'espère n'avoir oublié personne, sinon je m'en excuse! Ce petit groupe a créé une jolie ambiance et j'espère qu'elle perdurera!

D'autres personnes m'ont aidé et ne le savent pas forcément. Elles n'ont pas résolu d'équation ni aligné de parabole hors-axe... mais elles m'ont offert leur soutien, leur affection, leur joie de vivre, leurs conseils au quotidien. Merci à Stella, Mélissa et Pauline d'être toujours là pour moi, et depuis plus de vingt années et à Maylis d'être une source de force et de confiance dans ma vie.

Merci à ma Maman, mon Papa et mon Frère qui m'encouragent depuis toujours à faire ce qui me plaît et à donner le meilleur de moi-même. Merci au reste de la famille qui permet de me rappeler les valeurs importantes dans la vie.

Merci à Cyril de croire en moi plus que quiconque et de me soutenir dans toutes les étapes importantes de ma vie.

Table des matières

Introduction	13
1 Des schémas lasers pour produire des réactions nucléaires	19
1.1 Les schémas lasers pionniers des années 70	20
1.2 La fusion par confinement inertiel pour la production d'énergie	20
1.3 Réactions nucléaires produites par des impulsions lasers de forte intensité	26
1.3.1 Interaction Laser-Plasma à haute intensité	26
1.3.2 Réactions induites par des ions accélérés dans des plasmas picosecondes	29
1.3.3 Explosion coulombienne de clusters	29
1.4 Utilisation de faisceaux de particules accélérées par laser	30
1.4.1 Le mécanisme d'accélération d'ions TNSA	30
1.4.2 Initiation de processus nucléaires	33
1.4.3 Un nouveau projet de recherche conçu au LULI	39
1.5 Autres schémas lasers de production de réactions de fusion	42
1.5.1 Optimisation de la structure des cibles	42
1.5.2 Onde de combustion de fusion	43
1.5.3 Accélération de "blocs plasmas"	43
2 Des réactions nucléaires d'intérêt	45
2.1 La réaction de fusion $^{11}B(p, \alpha)2\alpha$	46
2.1.1 Section efficace	46
2.1.2 Cinématique et spectres des particules α_0 et α_1	50
2.1.3 Cinématique des particules α émises par la désintégration du 8Be	55
2.2 Les réactions nucléaires (p, n)	58
2.3 Les réactions avec les noyaux ^{10}B	59
2.3.1 La réaction $^{10}B(p, \alpha)^7Be$	59
2.3.2 La réaction $^{10}B(p, \gamma)^{11}C$	60
2.4 La réaction $^{14}N(p, \alpha)^{11}C$	61
2.5 Les réactions secondaires	61
2.5.1 La réaction $^{10}B(\alpha, n)^{13}N$	62
2.5.2 Les réactions secondaires avec ^{14}N	63
2.6 Estimation du nombre de réactions attendues dans les expériences du LULI	65
2.7 Effet de l'écrantage électronique	68

3	Le dispositif expérimental développé au LULI	71
3.1	Dispositif expérimental	73
3.1.1	Présentation de l'installation laser ELFIE	73
3.1.2	Campagne expérimentale 2014	74
3.1.3	Campagne expérimentale 2015	76
3.1.4	Contrôle du délai entre les faisceaux lasers	78
3.2	Contrôle de la tache focale du faisceau court	81
3.2.1	Diagnostic de reprise d'image	81
3.2.2	Protocole de mesure	81
3.2.3	Contrôle du mouvement de la parabole hors-axe	83
3.3	Cibles et porte-cibles	83
3.3.1	Cibles servant à générer le faisceau de protons	83
3.3.2	Cibles servant à produire les réactions nucléaires	84
3.4	Spectromètre magnétique	85
3.4.1	Conception mécanique	86
3.4.2	Dispersion en énergie des ions	87
3.4.3	Suppression des ions parasites	88
3.4.4	Résolution du diagnostic	89
3.4.5	Discussion sur les particules entrant avec un angle	91
3.5	Parabole Thomson	92
3.5.1	Conception mécanique	92
3.5.2	Trajectoires des différentes espèces d'ions	93
3.5.3	Résolution du diagnostic	94
3.6	Les CR-39	95
3.6.1	Principe de fonctionnement	96
3.6.2	Etalonnage des impacts d'ions dans les CR-39	97
3.6.3	Tests sur les paramètres de développement	104
3.6.4	Filtres d'aluminium utilisés pour la caractérisation en énergie	105
3.6.5	Positions des CR-39 dans la chambre expérimentale	105
3.7	Les "Imaging Plates"	106
3.8	Comparaison des diagnostics	108
3.9	Films radiochromiques	108
3.10	Le banc d'activation NaI	109
3.11	Le détecteur Germanium	111
3.12	Le détecteur à neutrons	112
4	Caractérisation des ions accélérés par TNSA	113
4.1	Mesures de spectres typiques	114
4.2	Etude du spectre de protons en fonction des paramètres laser et des cibles	116
4.2.1	Effet de l'énergie de l'impulsion courte E_{laser}	116
4.2.2	Effet de la focalisation de l'impulsion courte	117
4.2.3	Effet de la cible à protons	118
4.3	Reproductibilité des tirs	119
4.4	Distribution angulaire des protons	120
4.4.1	A l'avant	120
4.4.2	A l'arrière	123

4.5	Vérification des protons en présence d'une cible derrière et en présence de plasma	125
4.6	Accélération des ions carbone - Chauffage de la cible à protons	127
5	Mesures des taux de réactions et influence des paramètres d'interaction	131
5.1	Observation des réactions nucléaires primaires d'intérêt	132
5.1.1	Observation de la réaction $^{11}B(p, \alpha)2\alpha$	132
5.1.2	Observation de la réaction $^{11}B(p, n)^{11}C$	140
5.1.3	Observation de la réaction $^{10}B(p, \alpha)^7Be$	141
5.2	Mesure du taux de réactions $^{11}B(p, \alpha)2\alpha$ en fonction des paramètres d'interaction	142
5.2.1	Diagramme angulaire de l'émission des particules α	142
5.2.2	Influence du spectre de protons sur le nombre de réactions	148
5.2.3	Effet du milieu plasma sur le nombre de réactions	149
5.3	Mesure du taux de réactions $^{11}B(p, n)^{11}C$ en fonction des paramètres d'interaction	154
5.3.1	Influence du spectre de protons	154
5.3.2	Effet du milieu plasma	156
5.4	Initiation de cycles de réactions	157
5.4.1	En milieu solide	157
5.4.2	En milieu plasma	160
5.5	Interprétation des mesures expérimentales	160
5.5.1	Pénétration des protons et sortie des produits de réactions dans le bore	160
5.5.2	Discussion sur la détection des réactions secondaires	164
5.5.3	Comparaison des taux de réactions primaires avec les résultats d'un modèle 1D	167
5.5.4	Influence du spectre de protons sur les taux de réactions	169
5.5.5	Propagation des ions dans un plasma	173
5.5.6	Influence du milieu plasma sur les taux de réactions	176
5.5.7	Cycles de réactions	179
5.6	Comparaison avec un schéma utilisant l'interaction photon-matière	182
6	Conclusion et perspectives	185
6.1	Choix du dispositif expérimental	186
6.1.1	Caractérisation des ions accélérés par TNSA	186
6.1.2	Détection des particules α	186
6.1.3	Détection des réactions en plasma	187
6.1.4	Cohérence des diagnostics	187
6.2	Source de protons	187
6.3	Taux de réactions nucléaires et influence des paramètres	188
6.4	Réactions en chaîne	189
6.5	Futures expériences	190
6.6	Critère de rentabilité	191
A	Déviation des particules dans le spectromètre magnétique	193
B	Déviation des particules dans la Parabole Thomson	197
C	Publications	201

Introduction

Dès la découverte du laser dans les années 60, est née l'idée d'utiliser cette incroyable source de puissance pour produire et contrôler des réactions de fusion nucléaire, source d'énergie propre et quasi-inépuisable [1]. En effet, lors d'une réaction de fusion, deux noyaux légers se combinent pour en former un nouveau plus lié et plus stable. La somme des masses des produits $\sum_f m_f$ est plus petite que la somme des masses des réactants $\sum_i m_i$ et l'énergie libérée s'exprime sous la forme Q :

$$Q = \left(\sum_i m_i - \sum_f m_f \right) .c^2 \quad (1)$$

avec c^2 la vitesse de la lumière au carré.

Pour un noyau stable, la somme des masses des nucléons $Zm_p + (A - Z)m_n$ est supérieure à la masse réelle m de l'atome, avec Z le nombre de protons de masse m_p , A le nombre de nucléons, $A - Z$ le nombre de neutrons de masse m_n . Le défaut de masse Δm s'exprime comme :

$$\Delta m = Zm_p + (A - Z)m_n - m \quad (2)$$

Pour dissocier les constituants du noyau, il est nécessaire d'apporter une quantité d'énergie équivalente à l'énergie de liaison E_l telle que $E_l = \Delta m .c^2$. La chaleur de réaction Q peut alors aussi s'écrire comme la différence entre les sommes des énergies de liaison finales $\sum_f E_f$ et initiales $\sum_i E_i$ des noyaux

$$Q = \sum_f E_f - \sum_i E_i \quad (3)$$

Cette dernière équation montre bien que lorsque les noyaux produits par une réaction nucléaire ont des énergies de liaison plus grandes que les noyaux initiaux, la réaction est exothermique. Comme le montre la courbe d'Aston sur la figure 1, les réactions de fission et surtout, fusion, sont exothermiques.

Les expériences pionnières dans le domaine de la fusion par laser consistaient simplement à focaliser une impulsion laser nanoseconde sur une cible pour la chauffer et à observer les réactions produites. Rapidement, des schémas plus sophistiqués tels que les schémas d'attaques directe ou indirecte [2] [3] ont été développés, définissant le domaine de la fusion par confinement inertiel laser. Leur principe est de comprimer une cible sphérique contenant le combustible de fusion et créer un point chaud afin d'obtenir les conditions de densité et température nécessaires à l'ignition, c'est-à-dire produire plus d'énergie par les réactions de fusion que la quantité initialement absorbée par le plasma. Le critère simplifié de Lawson définit le critère d'ignition tels que $n\tau \geq 10^{14} \text{ cm}^{-3} .s$, où n est la densité électronique du combustible et τ le temps de confinement. L'inertie de la cible permettant un confinement de seulement quelques 10^{-11} s , il est nécessaire de comprimer fortement la

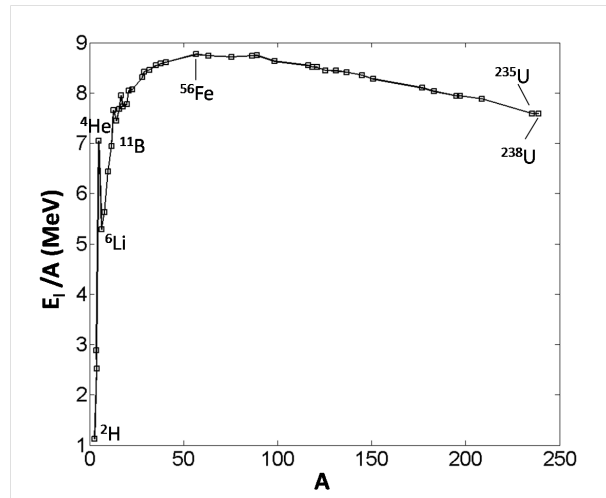


FIGURE 1 – Courbe d'Aston - Energie de liaison moyenne par nucléon dans un noyau en fonction du nombre de nucléons.

matière, jusqu'à 1 000 fois la densité du solide. De plus, pour augmenter la probabilité de franchissement de la barrière coulombienne, il est indispensable d'atteindre des températures de plusieurs keV, soit plusieurs dizaines de millions de Kelvin. Une fois le palier de l'ignition atteint, l'étape suivante serait d'atteindre des gains élevés et obtenir une balance d'énergie positive, en prenant en compte l'énergie électrique consommée. À terme, l'objectif serait de construire des réacteurs à fusion pour produire de l'électricité. Les schémas d'attaques directe et indirecte requièrent quelques mégajoules d'énergie laser que les technologies laser actuelles permettent de répartir sur ~ 150 à 200 faisceaux lasers nanosecondes de quelques dizaines de kilojoules chacun. L'attaque directe vise à comprimer le combustible directement par l'interaction du laser avec la matière. L'intérêt est d'optimiser au mieux le transfert de l'énergie laser vers le combustible mais l'irradiation parfaitement symétrique de la cible est difficile. Des instabilités hydrodynamiques critiques pour l'ignition peuvent alors être produites. L'attaque indirecte vise à comprimer le combustible par l'intermédiaire d'un rayonnement X issu de l'interaction laser avec un matériau de numéro atomique élevé tel que l'or. La paroi qui sert de convertisseur est appelée holhraum et est illustrée sur la figure 2. L'irradiation de la cible de fusion gagne fortement en homogénéité. Cependant, la conversion laser-X n'est pas de 100% et donc une partie de l'énergie laser est perdue. De plus, de fortes instabilités paramétriques et hydrodynamiques peuvent apparaître lors de l'interaction laser avec les multiples plasmas créés : plasma de cible, plasma des parois d'or, plasma des gaz contenus dans le holhraum (dont le rôle est de freiner l'expansion du plasma d'or). Dans tous les cas, la compression s'effectue par effet fusée : l'ablation laser de la cible conduit à l'expansion vers le vide d'une couronne de matière et à la compression de la partie centrale.

Les installations laser du National Ignition Facility (NIF) au laboratoire Lawrence Livermore National Laboratory en Californie aux États-Unis et le Laser MégaJoule (LMJ) au CEA/DAM du Barp en France, ont parmi leurs objectifs de démontrer expérimentalement l'ignition d'une cible de fusion. La réaction de fusion sélectionnée est logiquement la réaction de fusion entre des noyaux de Deutérium et Tritium (D-T) : $D(T, n){}^4\text{He}$ car elle satisfait le critère d'ignition pour des paramètres de température et densité les plus bas. Elle présente toutefois quelques inconvénients pour une utilisation future dans un réacteur de fusion : les neutrons de 14 MeV libérés risquent d'endommager et activer les matériaux environnants, le tritium n'existe pas en quantité suffisante sur Terre et devra être produit dans la paroi intérieure du réacteur contenant du lithium grâce à la réaction ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$, et la conversion de l'énergie des neutrons en énergie électrique est compliquée du fait de la propriété

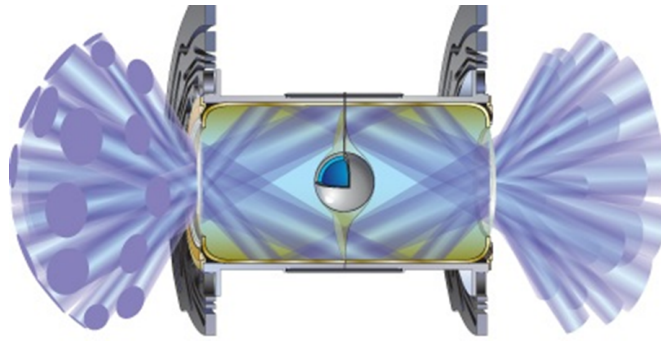


FIGURE 2 – Schéma d'un holhraum irradié par des cônes de faisceaux laser et contenant une cible de D-T en son centre [4].

neutre de la particule.

A partir des années 90, l'avènement des lasers de forte intensité [5] a ouvert la voie à de nouvelles études d'interaction laser-plasma en régime relativiste. Dans ce régime, obtenu grâce à la focalisation sur cibles d'impulsions laser d'intensités supérieures à $10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$, les électrons peuvent absorber une grande quantité d'énergie grâce à différents mécanismes et être accélérés jusqu'à des énergies de l'ordre du GeV [6]. Dans des cibles solides d'épaisseurs micrométriques, les électrons les plus énergétiques sont capables de s'échapper vers le vide générant des champs électrostatiques immenses. Ces champs sont suffisamment grands pour accélérer les protons et les ions contenus dans la cible, trop lourds pour être directement accélérés par l'onde laser. Les faisceaux de protons (et d'ions) ainsi produits présentent un grand intérêt pour de nombreuses applications telles que la protonthérapie, le sondage de la matière à haute résolution temporelle ou encore l'initiation de processus nucléaires. Ainsi, les avancées des technologies laser peuvent être mises au service de nouveaux schémas de production de réactions de fusion. Par exemple, le schéma d'attaque directe a été repensé sous le principe de schéma d'allumage rapide [7]. L'idée est de diminuer la quantité d'énergie laser initialement requise pour atteindre l'ignition en découplant les phases de compression et de création du point chaud. La compression est toujours réalisée grâce à l'effet fusée. Puis, une impulsion laser de forte intensité est focalisée dans la cible comprimée accélérant des électrons chauds et des ions dont le rôle est de déposer leur énergie dans la cible et créer le point chaud.

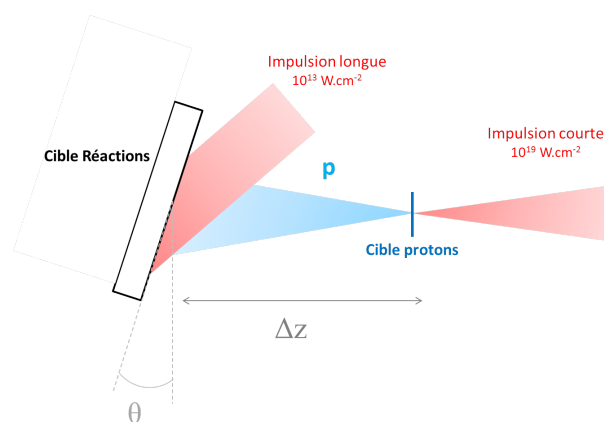


FIGURE 3 – Principe du schéma étudié au LULI pour produire des réactions nucléaires par des ions accélérés par laser.

L'idée conductrice du projet de thèse présenté dans ce manuscrit, est de poursuivre l'étude de nouveaux schémas de production de réactions nucléaires avec des impulsions laser de forte intensité. Une nouvelle approche est proposée dont le principe, illustré sur la figure 3, est d'utiliser ces impulsions laser pour accélérer des faisceaux de particules de hautes énergies, à partir d'une première cible, et de les envoyer sur une seconde cible pour initier des réactions. Ce type d'expériences existe depuis longtemps avec des faisceaux de particules accélérées dans des cyclotrons. C'est d'ailleurs ainsi qu'ont été réalisées les tables de sections efficaces des réactions nucléaires. Toutefois, l'idée mise en avant dans cette thèse est que les faisceaux de particules accélérés par laser présentent de nouvelles caractéristiques comparés aux faisceaux produits dans les accélérateurs traditionnels, qui pourraient modifier les conditions d'interaction avec la matière et donc les taux de réactions.

- Les protons sont précédés par des paquets d'électrons qui peuvent modifier les conditions de température, densité, ionisation de la matière.
- Les spectres en énergie sont larges offrant ainsi la possibilité de créer un grand volume d'interaction avec la cible. En effet, en fonction de leurs énergies les protons (ou ions) vont déposer leur énergie à différentes profondeurs dans la cible.
- Les impulsions de particules ont une durée très courte, de l'ordre de la picoseconde. (Cette caractéristique est particulièrement intéressante pour développer des diagnostics de sondage de la matière avec des résolutions temporelles courtes.)
- Les nombres de particules incidentes sur cible par unité de temps sont gigantesques. Typiquement, il est possible d'obtenir jusqu'à 10^{11} protons par picoseconde alors qu'un courant typique de l'ordre du mA généré dans un accélérateur classique ne fournit que $\sim 10^4$ protons par picoseconde. Ces immenses flux de particules pourraient générer des phénomènes collectifs et peut-être modifier les conditions d'interaction avec la matière.

La conception de nouveaux schémas amène la possibilité de s'intéresser à d'autres réactions de fusion. Les mécanismes d'accélération laser permettent de produire des protons (ou ions) de plusieurs MeV capables d'initier des réactions de fusion ayant des résonances à ces niveaux d'énergies, éliminées dans le contexte des schémas d'attaques directe ou indirecte, car trop coûteuses en énergie laser. Parmi les réactions candidates, la réaction de fusion entre des protons et des noyaux de bore $^{11}B(p, \alpha)2\alpha$ présente un grand intérêt car elle est aneutronique et libère directement des particules électriquement chargées. De plus, le combustible est simple à manipuler et abondant sur Terre.

Par ailleurs, d'autres applications de ce schéma existent hors du contexte de production d'énergie de fusion. Les faisceaux de particules accélérées par laser peuvent être utilisés pour produire des noyaux radioactifs, ou radioisotopes. Les radioisotopes émetteurs de positrons β^+ sont utilisés en médecine nucléaire comme diagnostics d'imagerie tels que la Tomographie par Emission de Positrons (TEP ou Positron Emission Tomography (PET) en anglais). Actuellement, ils sont produits grâce à des accélérateurs classiques de particules qui sont des structures chères et encombrantes et qui requièrent des systèmes de radioprotection importants. De ce fait, les lieux de fabrication sont partagés par plusieurs hôpitaux et génèrent des coûts supplémentaires de transport de la matière radioactive. La production laser de radioisotopes réduirait considérablement les coûts des diagnostics d'imagerie nucléaire. Les systèmes de fabrication pourraient être implantés dans chaque hôpital, permettant l'utilisation de radioisotopes de courte durée de vie et réduisant aussi la durée d'observation des patients. L'interaction entre des protons et des noyaux de bore produit le radioisotope ^{11}C par la réaction $^{11}B(p, n)^{11}C$. Ce radioisotope n'est pas le principal utilisé en médecine nucléaire, en particulier parce que sa durée de vie est trop courte, mais l'étude de la physique de cette réaction peut être étendue à toutes celles produisant le même type d'émetteurs β^+ tels que ^{13}N , ^{18}F , ^{68}Ga ...

Une plateforme expérimentale a donc été conçue au LULI pour étudier la production de réactions nucléaires par laser et plus particulièrement les réactions entre protons et noyaux de bore 11. Un gros effort a été porté sur le développement et l'étalonnage de diagnostics de particules adaptés aux besoins des expériences et résistants aux conditions extrêmes imposées dans la chambre expérimentale. Les diagnostics principalement utilisés étaient : des CR-39, des spectromètres magnétiques, des Paraboles Thomson et des détecteurs d'activation. La particularité du dispositif expérimental développé au LULI est d'utiliser un faisceau laser pour pré-former un plasma de bore avant l'arrivée des protons et ainsi initier des réactions en milieu plasma, ce qui a rarement été étudié auparavant. L'objectif est de mesurer l'influence du milieu plasma sur les processus de réactions. A long terme, la compréhension fine de ces résultats pourraient aussi intéresser le domaine de l'Astrophysique qui étudie la nucléosynthèse dans les Etoiles.

Les expériences ont été conduites selon différentes étapes :

- maîtrise de l'accélération des protons et optimisation du nombre en testant différentes cibles et paramètres laser. Cette étape s'est fortement appuyée sur les très nombreux travaux déjà existants dans ce domaine.
- maîtrise du fonctionnement des diagnostics de particules et observation des produits de réaction. Les expériences ont démontré la nécessité de coupler différents types de détecteurs collectant des particules de masses, charges et énergies différentes. La complémentarité des diagnostics était indispensable à la compréhension des phénomènes physiques mesurés.
- mesure des taux des réactions $^{11}\text{B}(p, \alpha)^8\text{Be}$ et $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ en fonction des paramètres d'interaction.

Les paramètres étudiés concernent le flux de protons, le spectre des protons, l'utilisation de plasma ou non, sa température, son degré d'ionisation etc.

L'objectif de ce travail de thèse est d'apporter des résultats expérimentaux qui permettent de comprendre la physique régissant la production des réactions. Le but est de trouver et contrôler les paramètres pour optimiser les taux de réactions, étape requise pour le développement d'applications.

Il est toutefois important d'indiquer que le schéma simple qui consiste à envoyer un faisceau de protons sur une cible de bore pure ne produit pas suffisamment de réactions pour que le bilan d'énergie conduise à une application économique. Les réactions de fusion ne libèrent pas suffisamment d'énergie pour créer une balance d'énergie positive. Les taux d'activité de ^{11}C sont en dessous des taux nécessaires à une application médicale. Le schéma permet simplement d'étudier la physique de base, ce qui est déjà une grande étape.

Pour espérer toucher des applications, il est indispensable d'imaginer un schéma où des cycles de réactions pourraient être générés. Deux grandes voies se dessinent :

- L'emploi de cibles contenant à la fois du bore et de l'hydrogène. Après collision des protons accélérés par laser avec les noyaux de bore, les particules α arrêtées dans la cible pourraient chauffer le milieu et transférer de l'énergie aux protons déjà présents dans la cible. Les "nouveaux" protons ainsi accélérés deviendraient capables d'initier de nouvelles réactions et ainsi de suite.
- L'emploi de cibles composées contenant du bore et un autre élément, pertinemment choisi, destiné à produire des réactions dans lesquelles des protons seraient régénérés. Par exemple, l'utilisation d'azote ^{14}N servirait à recycler les particules α produites par les réactions primaires pour générer de "nouveaux" protons par la réaction $^{14}\text{N}(\alpha, p)^{17}\text{O}$. Comme précédemment, ces protons pourraient produire de nouvelles réactions en chaîne.

Les raisons qui ont rendu ce travail de thèse passionnant sont aussi responsables de sa grande complexité puisqu'il mêle les différents domaines de la physique des plasmas et de la physique nucléaire. L'approche qui a été choisie se place plutôt du côté de la physique expérimentale des plasmas. Ce manuscrit ne répond pas à des questions de physique nucléaire complexes qui se posent et qui mériteraient un autre travail de thèse complet. A l'intérieur même du champ de la physique des plasmas, la tâche fut difficile de tenter de comprendre

des problèmes très différents tels que : l'accélération de protons par laser, le ralentissement des ions dans la matière chaude et ionisée, le chauffage et l'ionisation de la matière par faisceaux de particules, la production de réactions nucléaires, leur cinématique, la réalisation de processus atomiques modifiant la nature des produits de réactions, la dépendance des taux de réactions avec les paramètres d'interaction etc, ainsi que des problèmes purement expérimentaux tels que la maîtrise des diagnostics de particules, l'identification des particules α , le contrôle de la source de protons etc. Les réponses apportées sont avant tout expérimentales et ouvrent la voie à des travaux théoriques et numériques.

Le plan du manuscrit s'articule de la façon suivante :

- Le chapitre 1 est un état de l'art de l'ensemble des schémas lasers conçus depuis les années 60 pour produire des réactions nucléaires. Il s'attarde en particulier sur les schémas utilisant des faisceaux de particules accélérées par laser et donne une brève description du mécanisme d'accélération TNSA. Il présente le projet expérimental développé au LULI pour l'étude de réactions nucléaires produites par des protons accélérés par laser envoyés sur une cible de bore.
- Le chapitre 2 présente les différentes réactions nucléaires étudiées dans les expériences rapportées dans ce manuscrit, ainsi que les sections efficaces correspondantes. Un calcul 1D est décrit qui permet d'estimer le nombre de réactions attendues dans les expériences.
- Le chapitre 3 présente le dispositif expérimental développé sur l'installation laser ELFIE. La géométrie des faisceaux laser et des cibles est décrite, ainsi que le fonctionnement des diagnostics utilisés pour mesurer les protons accélérés par TNSA et les produits de réactions : particules α , noyaux radioactifs, neutrons...
- Le chapitre 4 donne l'ensemble des résultats obtenus concernant la caractérisation des ions accélérés par TNSA sur l'installation ELFIE, qui sont principalement des protons et des ions carbone. La caractérisation a été effectuée dans l'axe principal du faisceau, pour connaître précisément le nombre et l'énergie des protons incidents sur la cible de bore. De plus, les ions accélérés à grands angles ont aussi été caractérisés car ils étaient susceptible de parasiter les détecteurs destinés à mesurer les produits de réactions.
- Le chapitre 5 rapporte l'observation expérimentale des réactions nucléaires produites. Les taux de réactions sont déterminés grâce aux mesures de la distribution angulaire des produits de réactions. Les résultats montrent que le nombre de réactions dépend du spectre de protons, de l'état de la cible de bore (solide ou plasma) ainsi que de sa composition. Tous les résultats sont interprétés grâce à un modèle 1D. L'efficacité du schéma est aussi évaluée en comparant avec un schéma mono-cible qui utilise l'interaction photon/matière.
- Le chapitre 6 est la conclusion du travail de thèse présenté dans ce manuscrit. De plus, des perspectives sont proposées pour la poursuite des expériences et recherches dans le domaine de la production de réactions nucléaires par des protons accélérés par laser.

Chapitre 1

Des schémas lasers pour produire des réactions nucléaires

Ce chapitre fait un état de l'art des schémas lasers conçus pour initier des processus nucléaires, depuis l'invention du laser jusqu'au développement des lasers à haute intensité. Parmi les processus nucléaires qui peuvent être induits par laser, cette thèse s'intéresse surtout à la production de radio-isotopes et de réactions de fusion. Tout d'abord, le principe des schémas d'attaques directe et indirecte pour la fusion par confinement inertiel est détaillé. Le critère d'ignition associé à ces schémas pour un combustible $D-T$ est accessible avec les technologies lasers actuelles alors que la production de réactions aneutroniques nécessiteraient des quantités d'énergie laser exorbitantes, d'où l'intérêt grandissant d'explorer des schémas laser tout à fait différents, exploitant la capacité des impulsions ultra-intenses à accélérer des ions énergétiques. Ce chapitre fait donc une brève description des processus nucléaires qui peuvent être initiés par des particules accélérées par laser. Tout particulièrement, le mécanisme d'accélération TNSA est décrit car il est utilisé dans le schéma expérimental qui fait l'objet de cette thèse et qui a encouragé le développement d'une plateforme expérimentale au LULI.

1.1 Les schémas lasers pionniers des années 70

Dans les années 70, de nombreuses expériences furent réalisées qui consistaient à focaliser des impulsions laser nanosecondes, d'intensité $\sim 10^{13} - 10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$, généralement à la longueur d'onde $1,06 \mu\text{m}$, sur des cibles composées de deutérium pour produire la réaction de fusion $d(d, n)^3\text{He}$ [8], [9], [10], [11], [12]. Un schéma de principe est illustré sur la figure 1.1. Il s'agissait des premières expériences utilisant des lasers de puissance typiquement de l'ordre du GW.

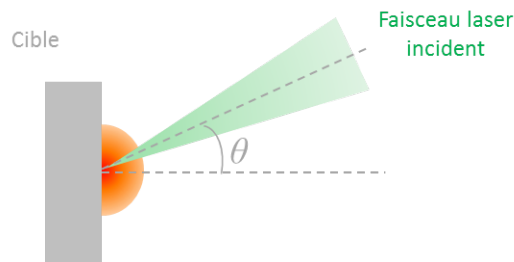


FIGURE 1.1 – Schéma laser de production de réactions nucléaires utilisant l'interaction laser-plasma.

Les mesures rapportaient l'observation de $\sim 10^2 - 10^4$ neutrons, produits à l'évidence par des réactions nucléaires. La preuve était faite que la technologie laser permettait de chauffer des ions suffisamment énergétiques pour produire des réactions nucléaires. Les mécanismes d'absorption de l'énergie laser, qualifiés comme non collisionnels, n'étaient pas encore identifiés et furent donc appelés "anomalous heating mechanisms" (mécanismes de chauffage anormaux). Les mesures expérimentales témoignaient de la présence simultanée de populations d'électrons chauds ($\sim \text{keV}$) et d'ions rapides (jusqu'à la dizaine de keV) pour des intensités laser allant de $\sim 10^{13} - 10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$. Aujourd'hui, il est bien connu que les mécanismes d'absorption collisionnelles se mêlent aux mécanismes d'absorption résonnante pour chauffer les plasmas dans ces gammes d'intensité laser.

1.2 La fusion par confinement inertiel pour la production d'énergie

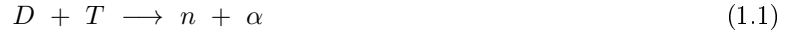
Les réactions de fusion qui ont, par exemple, lieu dans le Soleil, dégagent une quantité considérable d'énergie et le contrôle de ces processus nucléaires signifierait le contrôle d'une source d'électricité propre et inépuisable. Le nombre de réactions nucléaires obtenues dans le schéma présenté dans le paragraphe 1.1 était insuffisant pour impliquer une quelconque application. Toutefois, la preuve étant apportée que l'interaction laser-plasma permettait de produire des populations d'ions chauds capables d'induire des réactions nucléaires, des schémas sophistiqués ont été conçus pour atteindre l'ignition ou allumage d'une cible de fusion, grâce à la réaction de fusion $T(D, n)^4\text{He}$.

Une grande littérature décrit précisément les principes des schémas d'attaques directe ou indirecte, conçus pour atteindre l'ignition par compression et allumage d'un point chaud [2], [3]. En attaque directe, un grand nombre de faisceaux laser sont focalisés sur une cible contenant le combustible Deutérium-Tritium (D-T) de façon à la comprimer de manière parfaitement sphérique et symétrique. D'infimes défauts dans l'irradiation provoquent le développement d'instabilités hydrodynamiques qui impliquent des perturbations dramatiques de la symétrie de compression. Lorsque la symétrie est perdue, le critère de Lawson, mentionné dans l'Introduction et décrit plus loin, n'est jamais satisfait et l'ignition ne peut être obtenue. De plus, le développement d'instabilités paramétriques provoquent des pertes d'énergie laser et l'accélération d'électrons qui chauffent la cible trop tôt, rendant définitivement impossible la compression. Une autre méthode est l'attaque indirecte : la sphère de D-T est contenue dans une capsule en or appelée hohlraum (ou cavité) et les faisceaux laser sont focalisés sur ses parois internes. Le rayonnement laser est converti en rayonnement X issu des transitions atomiques et électro-

niques obtenues par le chauffage de l'or. Le rayonnement X permet une irradiation de la cible beaucoup plus homogène. Cependant, dans ce schéma, la conversion de l'énergie laser en rayonnement X est d'environ 80%, puis l'absorption et la réémission du rayonnement par le plasma, réduit la conversion à 70%. Finalement, les effets géométriques font qu'une grande partie du rayonnement X n'irradie jamais la cible. En réalité, seulement 15 à 20% de l'énergie laser est utilisée. De plus, un grand nombre de problèmes apparaissent dus à la complexité du système : mélange des plasmas d'or, du gaz contenu dans la cavité et du plasma de D-T ou encore, croisement des faisceaux laser induisant des échanges d'énergie néfastes et des effets collectifs favorisant le développement d'instabilités paramétriques.

Quelques grands résultats sont rappelés ici, nécessaires pour comprendre le cheminement qui a mené au questionnement sur la conception de nouveaux schémas de fusion.

- Soit un plasma d'une cible de D-T obtenu en attaque laser directe ou indirecte. La réaction de fusion libère un neutron n de 14 MeV et une particule α d'énergie 3,59 MeV :



Dans ce plasma, l'énergie thermique des particules par unité de volume s'écrit :

$$E_{th}[J/m^3] = \frac{3}{2}n_e k_B T_e + \frac{3}{2}n_i k_B T_i = 3nk_B T \quad (1.2)$$

où $T_e = T_i = T$ et $n_e = n_i = n$. Le plasma est considéré à l'équilibre thermique et les températures électronique T_e et ionique T_i sont égales. De plus, le plasma est complètement ionisé et la densité d'électrons n_e est égale à la densité ionique n_i .

L'énergie de fusion produite par unité de volume pendant le temps de confinement τ s'exprime comme :

$$E_{fusion}[J/m^3] = n_D n_T \langle \sigma v \rangle Q_{DT} \tau = \frac{1}{4} n^2 \langle \sigma v \rangle Q_{DT} \tau \quad (1.3)$$

où $n_D = n_T = \frac{n}{2}$ avec n la densité totale d'ions. L'énergie Q_{DT} libérée par une réaction est de 17,59 MeV. $\langle \sigma v \rangle$ est le taux de réaction calculé en prenant en compte la section efficace σ de la réaction de fusion $T(D, n)^4He$ ainsi que les fonctions de distribution maxwelliennes des ions D et T dans le plasma. v est la vitesse relative des particules. La figure 1.2 donne $\langle \sigma v \rangle$ pour différentes températures électroniques $T_e = T$.

L'équation 1.3 néglige l'appauvrissement en combustible au cours du temps.

Pour évaluer les critères d'allumage de la cible D-T, un système d'équations doit être développé qui prend en compte toutes les sources et les pertes d'énergies du problème. Le travail qui suit s'inspire de l'article de C. Labaune et P. Mora [14]. Soit E_S l'énergie apportée par la source extérieure, avec un rendement η . Dans le cadre d'un réacteur à fusion, la somme $E_{fusion} + E_S$ doit être convertie en énergie électrique avec un rendement ρ et le bilan d'énergie doit être positif, c'est-à-dire :

$$\rho(E_{fusion} + E_S) > \frac{E_S}{\eta} \quad (1.4)$$

De plus, il faut prendre en compte que l'énergie transmise au plasma de $D - T$ correspond à un ratio ε de E_S et permet de fournir l'énergie thermique E_{th} . Une partie de l'énergie transmise au plasma est perdue sous la forme de rayonnement E_{ray} :

$$E_{ray} = \gamma \eta_R n^2 Z^2 (k_B T_e)^{1/2} \tau \quad (1.5)$$

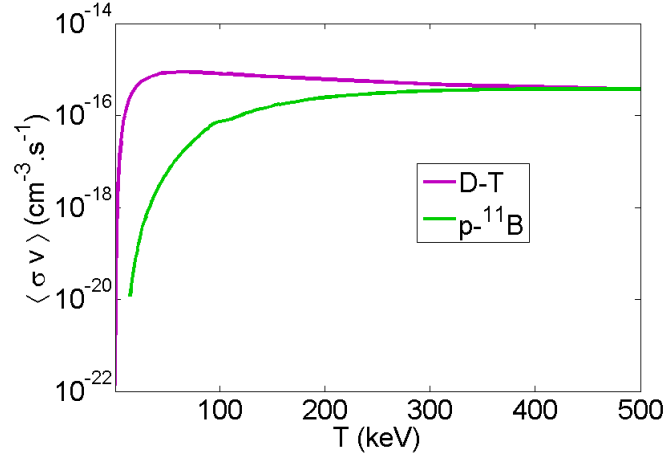


FIGURE 1.2 – Taux de réaction moyens des réactions de fusion $T(D, n)\alpha$ et $^{11}B(p, \alpha)2\alpha$ en fonction de la température électronique $T_e = T$ du plasma considéré à l'équilibre thermique [13].

avec $\gamma = 4, 24.10^{-29} J^{1/2}.m^3.s^{-1}$, η_R un facteur compris entre 0 et 1 qui tient compte de la réabsorption du rayonnement par le plasma et Z le degré d'ionisation égal à 1.

Ainsi, E_S s'exprime tel que :

$$E_S = \frac{1}{\varepsilon} \sup(E_{th}, E_{th} + E_{ray} - rE_{fusion}) \quad (1.6)$$

où r est la fraction d'énergie de fusion déposée dans le plasma par les particules α . Les neutrons, très rapides, sortent du plasma sans déposer d'énergie.

Dans un premier temps, où $E_S = \frac{1}{\varepsilon}E_{th}$, l'équation 1.4 s'exprime :

$$\rho \left(\frac{n^2}{4} \langle \sigma v \rangle Q_{DT} \tau + \frac{3nk_B T_e}{\varepsilon} \right) > \frac{3nk_B T_e}{\varepsilon \eta} \quad (1.7)$$

$$\frac{\rho}{4} n \langle \sigma v \rangle Q_{DT} \tau > 3k_B T_e \left(\frac{1}{\varepsilon \eta} - \frac{\rho}{\varepsilon} \right) \quad (1.8)$$

$$n\tau > \frac{3k_B T_e}{\langle \sigma v \rangle (Q_{DT}/4)} \frac{1}{\xi} \quad (1.9)$$

où $\xi = \frac{\eta \rho \varepsilon}{1 - \eta \rho}$

Dans un second temps, si $E_S = E_{th} + E_{ray} - rE_{fusion}$, alors l'équation 1.4 donne l'inégalité suivante :

$$n\tau > \frac{3k_B T_e}{(\xi + r)\sigma v(Q_{DT}/4) - \eta_R \gamma Z^2 (k_B T_e)^{1/2}} \quad (1.10)$$

Condition de seuil

La condition de seuil, ou *break even*, est atteinte quand l'énergie de fusion est égale à l'énergie injectée, sans prendre en compte les rendements, soit $\xi = 1$ dans l'équation 1.9. Sa valeur en fonction de T_e est représentée sur la figure 1.3 en trait plein.

Critère de Lawson

Le critère de Lawson s'établit en prenant en compte le rendement de conversion électrique ρ , mais en né-

gligeant le rendement η de la source extérieure et le rendement ε du couplage source-plasma. Lawson a choisi arbitrairement $\rho = 1/3$. Ainsi, ξ s'écrit $\xi = \rho/(1 - \rho)$ et vaut $1/2$ dans l'équation 1.9. Le calcul du critère de Lawson en fonction de T_e est représenté sur la figure 1.3 en trait mixte. Le produit $n\tau$ est minimal pour $T_e = 24,7 \text{ keV}$ et vaut alors $n\tau > 6,4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}$.

Critère d'ignition

La relation 1.10 définit le critère d'ignition, ou plus précisément la température minimale de fonctionnement, en prenant en compte la fraction d'énergie de fusion déposée dans le plasma (énergie déposée par les particules α) soit $Q_{DT}/5$, ce qui donne $r = 0,2$ et en prenant en compte les pertes par rayonnement, en supposant qu'elles ne sont pas réabsorbées, c'est-à-dire que $\eta_R = 1$. A la température d'ignition, l'énergie de fusion déposée compense exactement l'énergie perdue par rayonnement, ξ vaut 0. Le calcul du critère d'ignition en fonction de T_e est donné sur la figure 1.3 en trait pointillé. La température minimale de fonctionnement est $T_e = 4,4 \text{ keV}$.

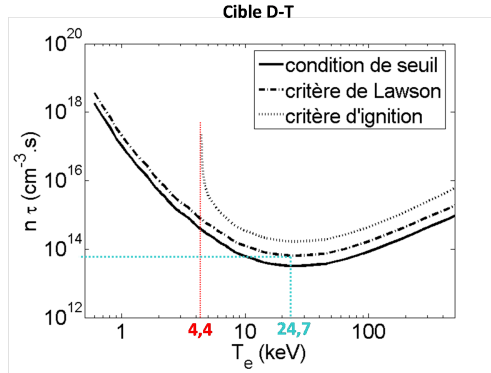


FIGURE 1.3 – Valeurs du produit $n\tau$ pour les critères de seuil, de Lawson et d'ignition en fonction de la température T_e du plasma D-T.

Pour obtenir un bilan d'énergie positif, il faut donc porter le plasma D-T à une température minimale de $4,4 \text{ keV}$ et maintenir cette température, à une densité n pendant un temps suffisamment long. Pour faire fonctionner un réacteur, Lawson a posé arbitrairement qu'une certaine quantité de matière devait être brûlée, évaluée à 20% du combustible. Il a alors ré-évalué le critère de Lawson $n\tau > 6,4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}$ à :

$$n\tau > 10^{14} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s} \quad (1.11)$$

Il est possible d'estimer le temps de confinement τ par le simple calcul $\tau \sim \frac{d}{c_s}$ où $d \sim 10 \mu\text{m}$ est le diamètre du point chaud et $c_s = \sqrt{\frac{Zk_B T_e}{m_i}}$ est la vitesse acoustique ionique du plasma, comparable à la vitesse d'expansion en première approximation, avec k_B la constante de Boltzmann et m_i la masse des ions. Pour une température de l'ordre de 5 keV , τ est de l'ordre de la dizaine de picosecondes et par conséquent, l'ignition d'une cible D-T requiert une compression du combustible jusqu'à $n = 10^{25} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}$ soit 1000 fois la densité du solide $D - T$ qui vaut $4,5 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}$.

Dans un réacteur, l'énergie de fusion serait récupérée grâce aux neutrons libérés. Or, du fait de leur propriété neutre, ces particules posent divers problèmes. L'objectif est de ralentir les neutrons dans la paroi du réacteur induisant une augmentation de sa température qui permettrait de chauffer de l'eau contenue dans un

circuit qui activerait des turbines, comme dans toutes centrales nucléaires. Cependant, la vitesse des neutrons est telle qu'aucun matériau n'existe aujourd'hui, capable de supporter des flux répétés sans être détériorés [15]. Par ailleurs, les neutrons ne feront pas qu'endommager les matériaux mais provoqueront aussi l'activation de matériaux lourds - à des quantités, toutefois, bien plus faibles que celles produites dans les réacteurs à fission. L'efficacité de conversion en chaleur sera assez faible, de l'ordre de 40%. Enfin, le tritium radioactif devra être produit par la réaction ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$, dans les parois du réacteur contenant du lithium, ce qui semble difficilement réalisable. En fait, l'obtention de l'ignition d'une cible D-T sera une première étape pour démontrer la faisabilité de contrôler la fusion thermonucléaire. Ensuite, d'autres réactions pourront être explorées comme $D(D, n){}^3\text{He}$, ${}^6\text{Li}(D, \alpha){}^4\text{He}$ ou ${}^3\text{He}(D, p){}^4\text{He}$ qui produisent des neutrons moins énergétiques ou même directement des particules chargées.

- Soit un plasma produit à partir d'une cible contenant de l'hydrogène et des atomes de bore 11 (${}^{11}\text{B}$). La réaction de fusion libre $Q_{pB} = 8,7 \text{ MeV}$ dont la distribution aux particules α produites dépend du mécanisme de réaction. Ce point sera discuté plus précisément dans le chapitre 2.



Le plasma est toujours considéré à l'équilibre tel que $T_e = T_i = T$. Les ions étant complètement ionisés, il découle que $n_e = 3n_i$ avec $n_i = n_p + n_B$ et $n_p = n_B$, où n_p est la densité d'hydrogène (ou de protons) et n_B la densité de noyaux de bore. L'énergie thermique s'écrit alors :

$$E_{th} = \frac{3}{2}(n_e + n_i)k_B T = 6n_i k_B T \quad (1.13)$$

L'énergie de fusion s'exprime comme dans l'équation 1.3, $E_{fus} = \frac{1}{4}n^2 \langle \sigma v \rangle Q_{pB} \tau$.

Par conséquent, le bilan d'énergie qui prend en compte $E_S = \frac{1}{\varepsilon} E_{th}$, s'écrit :

$$n\tau > \frac{6k_B T_e}{\langle \sigma v \rangle (Q_{pB}/4) \xi} \quad (1.14)$$

et le bilan d'énergie qui prend en compte tous les rendements avec $E_S = \frac{1}{\varepsilon}(E_{th} + E_{ray} - rE_{fus})$ s'écrit :

$$n\tau > \frac{6k_B T_e}{(\xi + r)\sigma v (Q_{pB}/4) - \eta_R \gamma Z^2 (k_B T_e)^{1/2}} \quad (1.15)$$

Condition de seuil

La condition de seuil calculée avec l'équation 1.14 pour $\xi = 1$, $r = 0$ et $\eta_R = 0$, est donnée sur la figure 1.4 en fonction de T_e en trait plein. L'énergie de fusion n'est jamais égale à l'énergie injectée pour des températures de plasma inférieures à $\sim 13,2 \text{ keV}$.

Critère de Lawson

Toujours en prenant les rendements $\rho = 1/3$, $r = 0$ et $\eta_R = 0$, le calcul du critère de Lawson est donné sur la figure 1.4 en fonction de T_e , en trait mixte. Le produit $n\tau$ est minimal pour une température de plasma $T_e = 225,5 \text{ keV}$ et vaut $7,8 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}$. Ces résultats semblent exorbitants comparés à ceux obtenus pour un plasma D-T.

Critère d'ignition

L'équation 1.15 se résout en considérant que l'énergie de fusion déposée dans le plasma compense exactement l'énergie perdue par rayonnement. Pour calculer la fraction d'énergie déposée dans le plasma, il faut rappeler que toute l'énergie de fusion est distribuée à des particules α , qui sont des particules chargées et qui sont donc arrêtées dans la cible. Par ailleurs, les autres réactions nucléaires possibles entre des protons et des noyaux de bore sont négligées, dans un premier temps. Ainsi, la fraction d'énergie de fusion déposée vaut $r = 1$. De plus, en considérant $\xi = 0$ dans l'équation 1.15, les valeurs de $n\tau$ sont toujours négatives quelle que soit la température. L'énergie de fusion déposée ne compense jamais l'énergie rayonnée. Par conséquent, dans le cadre des hypothèses énoncées pour ce calcul, l'ignition d'une cible p-B ne peut jamais être atteinte.

En réalisant une étude plus détaillée de l'opacité du plasma p-B, peut-être que le facteur η_R qui tient compte de la ré-absorption du rayonnement ne serait pas tout à fait égal à 1, et permettrait un équilibre positif entre les gains et les pertes. Cependant, même si une température permettant l'ignition existait, la densité de particules nécessaire pour satisfaire le critère de Lawson semble gigantesque ($\sim 10^{32}.cm^{-3}$), près de 10 milliards de fois la densité du solide.

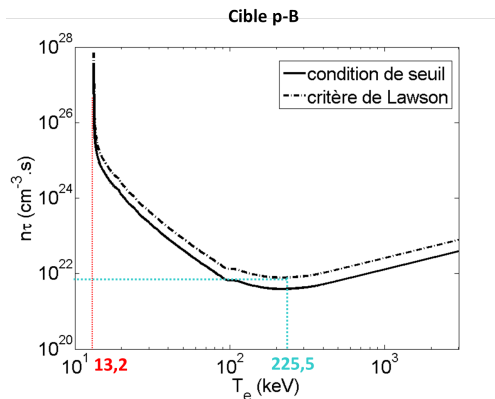


FIGURE 1.4 – Valeurs du produit $n\tau$ pour les critères de seuil et de Lawson en fonction de la température T_e d'un plasma p-B.

Par conséquent, deux idées majeures découlent de ces études :

- 1) Si les calculs de la température d'ignition et du critère de Lawson étaient effectués pour d'autres combustibles tels que $D - D$, $D - {}^3He$ etc, les résultats montreraient que la réaction D-T est la plus intéressante dans un schéma d'attaque directe ou indirecte car elle nécessite la température de plasma la plus basse [13].
- 2) Un schéma de fusion qui utiliserait un combustible complètement propre, car non-producteur de neutrons, tel que $p - {}^{11}B$, doit être conçu "hors équilibre thermique". Les réactions doivent être produites sans qu'il soit nécessaire de *chauffer* les ions à de très hautes températures car les technologies laser actuelles ne peuvent fournir l'énergie requise à la compression du combustible et à l'initiation des réactions aneutroniques.

1.3 Réactions nucléaires produites par des impulsions lasers de forte intensité

Grâce à l'avènement des lasers de fortes intensités [5], des idées nouvelles ont émergé pour initier des réactions nucléaires. En particulier, deux types de schémas sont présentés dans cette partie :

- les schémas utilisant des cibles solides [16]
- les schémas utilisant des clusters [17].

L'objectif de ces schémas est d'*accélérer*, et non pas *chauffer*, des ions à des énergies et nombres suffisants pour produire des grands taux de réactions. Or, l'accélération des ions directement par laser n'est pas possible dans la gamme d'intensité autour de $10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$, accessible avec les technologies actuelles, car leur masse est trop grande. La première étape de tout mécanisme d'accélération d'ions est donc l'accélération des électrons.

1.3.1 Interaction Laser-Plasma à haute intensité

La corrélation entre le mouvement d'un électron dans une onde électromagnétique laser polarisée linéairement et l'intensité de ce faisceau laser met en lumière deux régimes d'interaction distincts. Pour comprendre les notions clés, il faut résoudre l'équation du mouvement d'un électron dans une onde électromagnétique d'intensité arbitraire.

Soit la direction de propagation de l'onde laser selon l'axe \vec{x} . Le principe fondamental de la dynamique implique :

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = -e\vec{E} - e\vec{v} \wedge \vec{B} \quad (1.16)$$

avec $\vec{v} = \frac{\vec{p}}{m_e\gamma}$ la vitesse de l'électron et \vec{p} son impulsion, m_e sa masse, \vec{E} et \vec{B} les champs électrique et magnétique laser. $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$ est le facteur de Lorentz correspondant au mouvement éventuellement relativiste de l'électron, avec c la vitesse de la lumière dans le vide. La notion de mouvement relativiste signifie que l'énergie cinétique acquise par l'électron est au moins égale à son énergie de masse, soit environ 511 keV.

Pour obtenir une seule variable dans les équations, il est possible d'exprimer les champs électrique et magnétique par le potentiel vecteur \vec{A} : $\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$ et $\vec{B} = \text{rot } \vec{A}$.

Dans le cadre d'une onde plane, le vecteur potentiel \vec{A} ne dépend que de x et est polarisé dans le plan transverse à la direction de propagation du faisceau laser, soit le plan yOz .

L'équation 1.16 s'écrit alors :

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = e \left(\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \vec{v} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{A}) \right) \quad (1.17)$$

A l'aide de la relation vectorielle : $\vec{X} \wedge (\vec{\nabla} \wedge \vec{Y}) = (\vec{\nabla} \cdot \vec{Y})\vec{X} - (\vec{X} \cdot \vec{\nabla})\vec{Y}$, l'équation 1.17 devient :

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = e \left(\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \cdot \vec{A} - (\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) \vec{v} \right) \quad (1.18)$$

Dans le cas d'une approche fluide, la dérivée du potentiel vecteur par rapport au temps s'exprime par $\frac{d\vec{A}}{dt} = \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \cdot \vec{A}$.

Finalement,

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = e \left(\frac{d\vec{A}}{dt} - (\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) \vec{v} \right) \quad (1.19)$$

Dans un premier temps, les termes d'ordre 2 sont négligeables. Par conséquent :

$$\frac{d(\vec{p} - e\vec{A})}{dt} = 0 \quad (1.20)$$

La relation 1.20 montre que l'électron oscille dans le plan transverse à la direction de propagation de l'onde laser (puisque \vec{A} est défini dans ce plan transverse). Lorsque le champ électrique laser disparaît, \vec{p} redevient nul. Ce simple modèle n'explique donc pas comment de l'énergie est transférée à l'électron. Différents modèles d'absorption de l'énergie ont dû être développés pour expliquer l'accélération des électrons.

La condition $a_0 \geq 1$ où a_0 est le potentiel vecteur normalisé :

$$a_0 = \frac{|e\vec{A}|}{m_e c} = 0,85 \left(I_{18} \lambda_{\mu m}^2 \right)^2 \quad (1.21)$$

défini le passage dans le régime d'interaction relativiste. Dans ce régime, l'ordre 2 de l'équation 1.19, joue un rôle :

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = - (\vec{\nabla} \cdot \vec{p}) \vec{v} \quad (1.22)$$

En utilisant la même relation vectorielle que précédemment :

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = - (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{p} - e \vec{v} \wedge \vec{B} \quad (1.23)$$

Le second terme de l'équation 1.23 représente la force pondéromotrice f_p . La première partie $-(\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{p}$ est une composante "lente" qui chasse les électrons des zones de champ fort. La seconde partie $-e \vec{v} \wedge \vec{B}$ est une composante "rapide", magnétique qui témoigne aussi d'une mise en mouvement des électrons dans l'axe de propagation du laser [18]. Les électrons oscillent longitudinalement de façon périodique et peuvent s'échapper du mouvement lorsque leur vitesse devient grande (de l'ordre de la vitesse de phase de l'onde). A chaque demi-période, des paquets d'électrons sont donc accélérés à de fortes énergies ($f_p \propto E^2$) dans la direction de propagation du laser.

Mécanisme de chauffage

Le premier mécanisme de chauffage de plasma est connu sous les noms de *Bremsstrahlung inverse* ou d'*absorption collisionnelle*. Dans le champ électrique laser, les électrons décrivent un mouvement oscillant transverse. Comme expliqué précédemment, aucun gain d'énergie ne devrait avoir lieu. Cependant, lors de leurs oscillations, les électrons subissent des collisions avec les électrons et les ions du plasma. Lors de ces collisions, ils rayonnent et les photons émis sont absorbés par le plasma. Ce processus est principalement dépendant de la fréquence de collision électrons-ions $\nu_{ei} \propto \frac{1}{T_e^{3/2}}$. Cette variation inversement proportionnelle à la température électronique (plus les électrons sont rapides moins la probabilité d'interaction avec les ions est grande) induit une perte d'efficacité importante pour des intensités lasers importantes (I doit être inférieure à 10^{15} ou $10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$ pour $\lambda \sim 530 \text{ nm}$).

Cependant, l'augmentation de la température peut induire une délocalisation du chauffage. En effet, le libre parcours moyen des électrons $l = v_{th}/\nu_{ei}$, où v_{th} est la vitesse thermique des électrons, augmente à très haute température. l peut alors dépasser l'épaisseur de peau, qui correspond à la distance sur laquelle le laser peut pénétrer un plasma surcritique sous forme d'onde évanescente, et qui vaut $\lambda = c/\omega_{pe}$, avec ω_{pe} la fréquence plasma électronique. Dans le cas où la température électronique est assez grande pour que la distance moyenne parcourue par un électron pendant une période laser soit plus grande que l'épaisseur de peau, alors l'électron "transporte" l'énergie laser sur une plus grande distance. Le phénomène d'absorption collisionnelle est étendu en profondeur, il s'agit de l'*absorption par effet de peau anormal* [19].

L'effet principal de ces mécanismes est de chauffer le plasma mais ils n'induisent pas d'accélération majeure dans une direction privilégiée.

Mécanismes d'accélération

D'autres mécanismes prennent en compte des effets non plus collisionnels mais collectifs du plasma et permettent de chauffer et accélérer efficacement des électrons.

1. L'absorption résonnante est le premier processus non collisionnel imaginé. Lorsqu'une onde laser polarisée p et d'angle d'incidence θ pénètre un plasma, elle se propage jusqu'à la densité $n_e = n_c \cos^2\theta$. n_c correspond à la densité critique du plasma, à partir de laquelle le laser ne peut normalement plus se propager. Pour un angle θ optimal, il est possible que l'onde évanescente rencontre la zone de densité n_c et excite alors de façon résonnante une onde plasma électronique. Quand la vitesse des électrons dans cette onde avoisine la vitesse de phase v_ϕ , une fraction des électrons s'échappe et est accélérée à des énergies élevées. Ce mécanisme nécessite une incidence laser oblique et un pré-plasma. Le plan d'incidence est le plan contenant le vecteur \vec{k}_0 définissant la direction de propagation de l'onde laser et le gradient de densité $\vec{\nabla}n_e$ du plasma. Si la polarisation laser est de type s , le champ électrique laser est perpendiculaire au plan d'incidence et ne peut induire de modulation de densité. Il n'y a pas d'absorption résonnante. Dans le cas d'une polarisation p , le champ électrique laser est parallèle au plan d'incidence et peut exciter une onde plasma résonnante lorsque $n_e = n_c$.
2. Le *chauffage d'écrantage* ou *vacuum heating* est un mécanisme opérant lors d'une interaction Laser-Plasma à bord raide [20] [21]. En effet, lorsque le contraste laser est très grand (rapport entre l'intensité laser et l'intensité des pré-impulsions), l'impulsion principale du faisceau interagit avec un profil de densité très raide. Il existe des mécanismes permettant d'expliquer l'accélération d'électrons sans pré-plasma. Lors de l'interaction, un champ longitudinal apparaît du fait de la superposition des ondes incidente et réfléchie. Ce champ a tendance à extraire les électrons dans le vide et à leur transmettre une impulsion. Dans la même période laser, les électrons sont renvoyés dans le plasma dans la direction longitudinale à la propagation du laser, puis absorbés. A chaque période, des paquets d'électrons sont accélérés vers l'intérieur de la cible. En incidence normale ou pour une polarisation s , les électrons ne sont pas tirés dans la bonne direction. Seule la polarisation laser p crée des conditions d'interaction adaptée au développement du chauffage d'écrantage.
3. Un troisième mécanisme non-linéaire devient prépondérant aux fortes intensités lasers. En effet, dans un régime fortement relativiste où $a_0 \geq 1$, la force pondéromotrice évoquée dans l'équation 1.23 permet l'accélération d'électrons dans l'axe laser. Il s'agit du chauffage pondéromoteur ou chauffage $\vec{j} \wedge \vec{B}$.

Les caractéristiques initiales de la cible et du faisceau laser (pré-plasma ou bord raide, angle d'incidence θ ...) n'excluent en réalité aucun de ces mécanismes car chacun peut jouer un rôle au cours de l'évolution de la zone

d'interaction.

1.3.2 Réactions induites par des ions accélérés dans des plasmas picosecondes

Le paragraphe 1.3.1 précédent présente comment des électrons peuvent être accélérés grâce à la focalisation d'impulsions laser courtes (picoseconde) et intenses ($\sim 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$) sur une cible solide [22]. Des populations d'électrons chauds - T_e de l'ordre de 100 keV - sont générés et les plus énergétiques sont éjectés de la cible produisant des champs électrostatiques de charges d'espace de l'ordre du TV/m [23]. Ces champs sont capables d'accélérer des protons et des ions, jusqu'au MeV qui sont des énergies bien plus élevées que celles obtenues avec des intensités laser plus faibles $\leq 10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$ (voir le paragraphe 1.1). L'idée explorée par plusieurs équipes expérimentales est de produire des réactions nucléaires grâce à la collision des ions énergétiques à l'intérieur de ces plasmas créés en régime picoseconde. Il est important de préciser qu'il ne s'agit pas de réactions thermonucléaires produites par l'interaction entre des ions contenus dans un plasma à l'équilibre thermodynamique [24] [25].

Ce schéma "mono-cible" utilise l'interaction photon-matière pour initier des réactions et les taux dépendent fortement du couplage laser-cible ou laser-plasma. Autrement dit, l'efficacité du schéma est fonction de l'efficacité d'absorption de l'énergie laser et de sa conversion en énergie des particules. Puisque de grandes énergies peuvent être atteintes, les réactions aneutroniques telles que $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$ sont accessibles.

Une expérience réalisée en 2005 en Russie [16] a démontré la production de 10^3 réactions de fusion $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$ sous 4π , par tir laser. Ce taux a été discuté par la suite et pourrait être de l'ordre de 10^5 [26]. L'impulsion laser principale de durée $1,5 \text{ ps}$ contenant 15 J pour une longueur d'onde de $1,055 \mu\text{m}$, était focalisée sur une cible solide contenant du Bore et des molécules CH_2 . Trois pré-impulsions, dont deux d'une durée picoseconde et la dernière d'une durée nanoseconde, étaient présentes. L'interaction laser-plasma produisait environ 5.10^{10} à 10^{11} protons de quelques centaines de keV , d'après les calculs de Krainov *et al.* [23]. Le taux de 10^3 à 10^5 réactions $p - ^{11}\text{B}$ obtenu pour la première fois en régime picoseconde pourrait être augmenté en améliorant le couplage laser-plasma [25]. Par exemple, l'augmentation de l'intensité laser permettrait d'augmenter le nombre et l'énergie des ions. De plus, des études ont montré que l'utilisation d'impulsions picosecondes était plus efficace que l'utilisation d'impulsions femtosecondes, ainsi que l'utilisation de grandes longueurs d'ondes ($\sim \mu\text{m}$). La présence de pré-plasma semble être le paramètre clé puisqu'elle favorise certains mécanismes d'absorption de l'énergie laser.

Ce travail expérimental démontre la faisabilité d'initier des réactions nucléaires en utilisant des impulsions lasers picosecondes. Toutefois, l'optimisation de l'ensemble des paramètres permettrait au plus d'augmenter le rendement d'un facteur 10. L'efficacité de ce schéma ne semble pas compatible avec des applications.

1.3.3 Explosion coulombienne de clusters

Plusieurs expériences ont été menées depuis les années 80 pour étudier la production de réactions nucléaires grâce à l'interaction laser-clusters [27] [28].

La focalisation d'un faisceau laser dans un jet de clusters permet de combiner les avantages de l'interaction laser-gaz et laser-solide. L'objectif est toujours d'améliorer le couplage laser-matière et de générer des photons et des particules à des énergies toujours plus grandes.

Les jets de clusters sont formés lors de l'éjection dans le vide de gaz à très hautes pressions (de l'ordre de 7.10^6 Pa ou 70 bar) refroidis à $\sim 100 \text{ K}$ par de l'azote liquide. Des "gouttes" de densité solide se forment alors

liées par les forces de Van der Waals [29]. Les clusters produits ont un diamètre d'environ 50\AA et contiennent $\sim 10^2 - 10^6$ atomes. Lors de l'interaction d'un faisceau laser intense $I \geq 10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$ à impulsion courte (ps-fs) avec des clusters, différents mécanismes collectifs et/ou non-linéaires chauffent les électrons jusqu'à plusieurs keV , les éjectant des clusters [30]. De forts champs électriques radiaux sont générés qui entraînent l'explosion coulombienne des clusters. Les ions peuvent être ainsi accélérés jusqu'au MeV . L'obtention de ces hautes énergies s'explique par le fait que l'énergie laser est mieux absorbée par les clusters - $\geq 95\%$ - que par les atomes d'un simple jet de gaz [31]. Les ions accélérés collisionnent et produisent des réactions nucléaires si leurs énergies sont suffisantes.

La plupart des expériences ont étudié des clusters de Deutérium. Grâce à un "table-top" laser (*qui peut être contenu sur une table*) à haute cadence de tirs - 10 Hz - et ayant les caractéristiques suivantes : 120 mJ , 35 fs , 820 nm , l'équipe de Ditmire *et al.* [17] a démontré la production de 10^4 neutrons par tir laser produits par la réaction $D(D, n)^3He$, soit 10^5 réactions par joule laser.

Ce schéma pourrait être amélioré en augmentant l'énergie des ions en utilisant par exemple des trains d'impulsions femtosecondes.

La première application évidente serait d'utiliser ce dispositif comme source de neutrons utile en sciences des matériaux ou en radiographie neutronique. Mais à ce jour, il n'a pas été démontré que les taux de réactions sont suffisants pour toucher d'autres applications.

1.4 Utilisation de faisceaux de particules accélérées par laser

1.4.1 Le mécanisme d'accélération d'ions TNSA

Les mécanismes d'accélération d'ions considérés précédemment avaient lieu soit dans des clusters soit dans des cibles solides épaisses. Lors de l'interaction d'une onde laser d'intensité $I = 10^{18} - 10^{20} \text{ W.cm}^{-2}$ avec une cible solide très fine d'épaisseur micrométrique, le mécanisme dominant l'accélération des ions est le mécanisme Target Normal Sheath Acceleration, ou TNSA [32], [33], [34], [35]. Dans un premier temps, l'onde laser accélère des électrons selon les mécanismes présentés dans le paragraphe 1.3.1, en face avant de la cible, légendée sur la figure 1.5. La différence importante dans les cibles fines est que les électrons les plus énergétiques peuvent traverser la cible et s'échapper vers le vide, résistant aux champs électromagnétiques de rappel, en face arrière. Un champ électrostatique de charge d'espace, de magnitude de l'ordre du TV/m , s'établit alors. Ce champ est responsable de l'ionisation et de l'accélération des impuretés présentes sur la face arrière de la cible [36] qui sont principalement des atomes d'hydrogène et de carbone provenant des huiles de pompe de la chambre expérimentale, ou de vapeur d'eau déposée [37], [38]. La figure 1.5 illustre le mouvement des particules accélérées avec le mécanisme TNSA. Un véritable faisceau de particules est ainsi généré pouvant se propager dans le vide et être dirigé sur une cible secondaire. Des électrons s'échappent aussi en face avant et induisent le même processus, mais le faisceau d'ions est plus difficile à utiliser puisqu'il se propage sur un axe proche de l'axe laser. De plus, le champ électrique induit par l'expansion des électrons peut être écranté par le plasma réduisant l'efficacité d'accélération des ions. Les faisceaux de particules se propagent perpendiculairement à la cible, quelle que soit l'incidence laser. Ce phénomène s'explique par des effets de symétrisation de part et d'autre de la cible.

Le mécanisme d'accélération TNSA peut être modélisé grâce à une approche de physique des fluides décrivant une détente isotherme auto-semblable des particules chargées [39]. Deux caractéristiques du faisceau d'ions accéléré en face arrière doivent être décrites : l'énergie maximale E_{max} et la forme du spectre. Tout d'abord, le modèle s'appuie sur une hypothèse de quasi-neutralité du plasma en expansion qui n'est plus respectée à partir d'une certaine distance après la face arrière notée x_{lim} . A cette distance x_{lim} est associée une énergie maximale

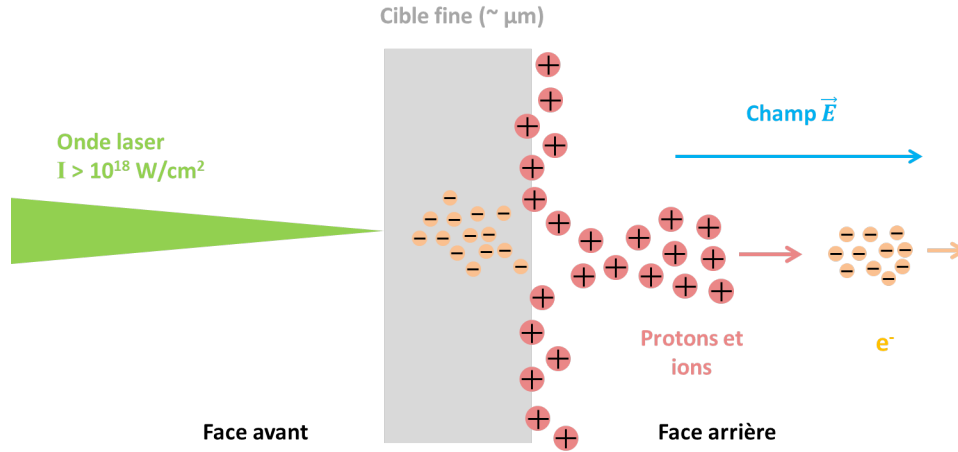


FIGURE 1.5 – Accélération des électrons et des ions d’une cible solide en régime d’intensité laser $I \geq 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$ par le mécanisme TNSA. Le même processus a lieu en faces avant et arrière.

E_{max} des ions situés au front du faisceau, exprimée telle que dans la référence [40] :

$$E_{max} = 2T_{hot} \left[\ln \left(t_p + (t_p^2 + 1)^{1/2} \right) \right]^2 \quad (1.24)$$

où $t_p = \frac{\omega_{pi} t_{acc}}{\sqrt{2} \exp(1)}$ est le temps d’accélération normalisé, avec $\omega_{pi} = \sqrt{\frac{Z_i e^2 n_{e0}}{m_i \epsilon_0}}$ la fréquence plasma ionique qui prend en compte la charge Z_i et la masse m_i des ions. Les résultats expérimentaux présentés dans la référence [40] ont permis de déterminer empiriquement que le temps d’accélération t_{acc} peut s’exprimer comme $t_{acc} = 1,3 \tau_{laser}$ où τ_{laser} est la durée d’impulsion laser. n_{e0} est la densité d’électrons chauds de distribution maxwellienne qui composent le nuage sorti de la cible et T_{hot} est leur température. On calcule T_{hot} en considérant le mécanisme d’accélération d’électrons appelé chauffage pondéromoteur comme dominant [41].

$$T_{hot} = m_e c^2 \left[\left(1 + \frac{I \lambda_{\mu m}^2}{1,37 \cdot 10^{18}} \right)^{1/2} - 1 \right] \quad (1.25)$$

La température T_{hot} est utilisée dans les équations comme un paramètre caractérisant la distribution des électrons. La notion de "température" est légèrement abusive dans un modèle 1D mais son emploi est communément admis.

Le nombre total d’électrons accélérés N_e peut être estimé par :

$$N_e = \frac{f E_{laser}}{T_{hot}} \quad (1.26)$$

où E_{laser} est l’énergie laser incidente et f la fraction d’énergie absorbée dont l’expression empirique est $f = 1,2 \times 10^{-15} I^{0,74} \text{ W.cm}^{-2}$. Le facteur f est en général compris entre 10 et 20%.

La densité électronique se déduit en considérant que le nombre N_e d’électrons chauds est contenu dans un volume d’interaction $V = c \tau_{laser} S_{sheath}$ où c est la vitesse de la lumière et S_{sheath} la surface du faisceau d’électrons qui prend en compte le rayon de la tache focale laser r_0 , l’épaisseur de la cible d et l’angle de divergence du faisceau d’électrons θ .

$$S_{sheath} = \pi (r_0 + d \times \tan \theta)^2 \quad (1.27)$$

Le modèle permet enfin de calculer la forme du spectre de protons $\frac{dN}{dE}$ qui s’exprime en nombre d’ions par

MeV :

$$\frac{dN}{dE} = \left[\frac{n_{e0} c_s t_{acc} S_{sheath}}{\sqrt{2ET_{hot}}} \right] \exp\left(-\sqrt{\frac{2E}{T_{hot}}}\right) \quad (1.28)$$

avec $c_s = \sqrt{\frac{Z_i k_B T_{hot}}{m_i}}$ la vitesse acoustique ionique du plasma en expansion.

En réalité, plusieurs populations électroniques sont générées avec différents T_{hot} . Les électrons "froids" avec un T_{hot} faible ~ 100 keV sont les plus nombreux et sont responsables de l'accélération des protons de basses énergies (≤ 2 MeV). Les électrons chauds $T_{hot} \sim 1$ MeV sont responsables de l'accélération des protons de hautes énergies (≥ 2 MeV) [42] [43].

Ces résultats théoriques sont en accord avec de nombreuses expériences qui ont mesuré le faisceau de protons accéléré en face arrière. D'une durée initiale ≤ 10 ps, le faisceau présente un spectre large de quelques keV jusqu'à l'énergie maximale aussi appelée cut-off. Le nombre de protons à basse énergie est supérieur de plusieurs ordres de grandeur au nombre de protons à haute énergie. Son spectre de type maxwellien, suit la forme du spectre d'électrons chauds.

Une application majeure des faisceaux d'ions accélérés par laser est la protonthérapie ou l'hadronthérapie, qui consistent à détruire des tumeurs en y envoyant des particules chargées énergétiques. L'avantage des ions est qu'ils déposent leur énergie très localement, selon le Pic de Bragg, et peuvent détruire une tumeur sans abîmer les tissus sains alentour. Actuellement, les faisceaux sont accélérés au sein de synchro-cyclotrons qui sont des structures très onéreuses. L'utilisation des lasers permettrait une réduction considérable des coûts de ce traitement. Toutefois, pour atteindre cet objectif, il est nécessaire d'obtenir des énergies maximales des ions de l'ordre de ~ 250 MeV et surtout d'obtenir des faisceaux mono-énergétiques. De très nombreuses expériences ont été menées consacrées à l'optimisation du couplage laser-plasma pour augmenter E_{max} .

Plusieurs paramètres expérimentaux ont été identifiés comme étant les principaux paramètres influençant les mécanismes d'accélération. Une liste non exhaustive est donnée ci-dessous. Ces connaissances ont permis de dimensionner le dispositif expérimental qui est décrit dans le chapitre 3.

Le contraste laser et l'épaisseur de la cible

L'efficacité du mécanisme TNSA dépend de l'efficacité d'absorption de l'énergie laser en face avant de la cible et dépend du champ électrique résultant en face arrière.

Dans toute installation, l'impulsion laser principale est précédée de lumières parasites composées d'un piédestal issu de l'amplification de l'émission spontanée (ASE) et de pré-impulsions créées lors de l'amplification de réflexions parasites ou lors de la recompression de l'impulsion. Le contraste laser est le rapport entre l'intensité de l'impulsion principale et l'intensité de la lumière parasite. Si le contraste est bas, c'est que l'intensité des pré-impulsions ou du piédestal est importante et que la cible peut être ionisée avant l'arrivée de l'impulsion principale. La présence d'un pré-plasma en face avant de la cible peut être à la fois bénéfique ou néfaste pour l'accélération des électrons, selon le mécanisme visé (voir paragraphe 1.3.1). Si la cible est fine, le choc généré par le laser en face avant débouche rapidement en face arrière et perturbe cette zone. Ce phénomène est dramatique pour l'accélération des ions : le plasma en face arrière s'étend avant le début du mécanisme TNSA et écrante le champ électrique créé par les électrons, réduisant considérablement l'amplitude de la force électrique. En conséquence, pour un contraste laser donné et pour un type de cible donné, il existe une valeur d'épaisseur optimale de la cible [44], [45]. Si la cible est trop fine, la face arrière est détériorée avant l'achèvement des processus d'accélération. Si la cible est trop épaisse, les électrons sont dilués et perdent trop d'énergie lors de leur propagation et le champ électrique résultant en face arrière est faible. En combinant une cible très fine d'épaisseur de l'ordre du micron

et une impulsion laser caractérisée par un contraste très grand $\sim 10^{10}$, les conditions d'interaction permettent d'obtenir des énergies maximales très grandes [45]. Dans ce cas, le mécanisme d'accélération d'électrons n'est ni l'absorption résonnante ni le chauffage pondéromoteur mais le chauffage d'écrantage [20].

La polarisation laser

Dans le paragraphe 1.3.1, la description des modèles utilisés pour comprendre l'accélération des électrons comme l'absorption résonnante ou le chauffage d'écrantage explicite l'importance de la polarisation laser. Il est assez logique que la polarisation affecte de la même façon l'émission des ions [46], [47], [48].

L'intensité, l'énergie et la durée de l'impulsion laser

Des expériences ont mesuré des spectres d'électrons accélérés pour différentes intensités laser [40] [49]. Pour une durée d'impulsion constante, l'énergie, et donc l'intensité laser, était augmentée. Les résultats montrent que le nombre d'électrons accélérés à de grandes énergies croît avec l'intensité laser.

L'effet de la durée de l'impulsion a aussi été étudié. Pour une même quantité d'énergie laser, l'énergie maximale des électrons croît avec la durée d'impulsion [49]. Cependant, l'intensité doit rester supérieure à quelques $10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$.

Il semble que plus la durée de couplage de l'onde laser avec le plasma est grande, plus l'absorption de l'énergie laser est efficace. En augmentant simultanément le couple énergie/durée, il est possible d'améliorer très significativement l'accélération des protons.

La nature de la cible

Dans une première approche du mécanisme d'accélération TNSA, la nature de la cible n'a pas d'influence significative puisque les particules accélérées sont principalement les contaminants présents au dos la cible et sont identiques quelle que soit la cible.

Cependant, des mesures détaillées ont mis en lumière le rôle de l'espèce chimique Z composant la cible.

Les cibles de Z élevé contiennent un très grand nombre d'électrons et ont l'avantage d'absorber plus efficacement l'énergie laser et produisent par conséquent des populations d'électrons très chauds. D'un autre côté, les cibles de Z faible enrichies en hydrogène telles que des cibles CH ont l'avantage évident de contenir une plus grande quantité initiale de protons [50] [32].

Certaines études préconisent donc d'utiliser des cibles double-couches pour optimiser à la fois l'accélération des électrons et celle des protons [50] [51].

D'autres mécanismes d'accélération d'ions que le mécanisme TNSA sont prédits théoriquement pour de très grandes intensités lasers $I > 10^{21} - 10^{23} \text{ W.cm}^{-2}$ comme l'accélération par choc [52] ou par pression de radiation (RPA) [53], ou encore le mécanisme "Breakout afterburner" (BOA, produisant des spectres quasi mono-énergétiques) [54]. Ces mécanismes ne seront pas décrits puisqu'ils n'interviennent pas dans les expériences rapportées dans ce manuscrit.

1.4.2 Initiation de processus nucléaires

L'interaction avec la matière des faisceaux d'électrons, protons et ions très énergétiques, accélérés par laser, permet d'induire de multiples processus nucléaires [55]. Le schéma typique consiste à accélérer un faisceau de particules grâce à l'interaction d'une impulsion laser très intense avec une première cible. Puis, le faisceau est dirigé vers une seconde cible pour y induire des réactions ou excitations nucléaires. Les avantages de cette technique sont très nombreux. Tout d'abord, il est possible d'optimiser séparément la source de particules et

la source de réactions. En fonction du mécanisme d'accélération choisi, il est ou sera possible de contrôler le nombre, l'énergie maximale et la forme du spectre (large ou mono-énergétique) des particules.

En ce qui concerne les protons accélérés par le mécanisme TNSA, qui ont été utilisés dans les expériences réalisées au cours de cette thèse, plusieurs propriétés motivent leur utilisation.

1. Le spectre obtenu des protons est très large, de quelques keV à quelques MeV . Contrairement au cas de l'interaction d'un spectre mono-énergétique avec une cible, où la majorité de l'énergie serait déposée dans une zone très localisée (pic de Bragg), avec un spectre large, un important dépôt d'énergie a lieu tout le long de la distance maximale que peuvent atteindre les protons les plus énergétiques. Des réactions nucléaires peuvent être produites dans un grand volume, de plusieurs centaines de microns de profondeur.
2. Au point source, la durée d'impulsion du faisceau de protons est à peine de quelques picosecondes, de l'ordre de la durée d'impulsion laser. Il est donc possible d'interagir avec la matière pendant un temps très court. Après quelques millimètres, le spectre large se disperse et sa durée devient plutôt de l'ordre de la nanoseconde.
3. De par son principe, le mécanisme TNSA accélère à la fois un faisceau d'électrons et un faisceau de protons. L'énergie maximale des deux espèces est similaire ainsi que la forme des spectres. Les électrons et les protons les plus énergétiques (plusieurs MeV) se propagent plus vite que le reste des particules et arrivent donc sur la cible secondaire les premiers. Dans certains cas, il est possible que les protons les moins énergétiques rencontrent une matière déjà ionisée et chauffée. Si le délai entre l'arrivée des protons rapides et lents est suffisamment court, l'expansion n'a pas commencé. La matière est à la fois dense et tiède et est appelée Warm Dense Matter (WDM) [56].
4. Le nombre de protons qui peuvent être accélérés est assez colossal, de l'ordre de $\sim 10^{11}$ à $\sim 10^{13}$. Le mécanisme TNSA utilise environ 10% de l'énergie laser initiale pour accélérer les électrons. Seulement quelques pourcents sont distribués aux ions énergétiques. Il est prévu que ce rendement puisse être augmenté en améliorant le couplage laser-plasma ou encore, en utilisant de nouveaux mécanismes. Ainsi, le nombre de protons accélérés pourra sans doute être augmenté.

Soit la puissance (ou le flux) du faisceau de protons la grandeur correspondant au nombre de particules incidentes par unité de temps. Actuellement, les puissances obtenues sur cible sont déjà immenses. Soient 10^{13} protons accélérés de $100 keV$ à $6 MeV$ et envoyés sur une cible placée à $6 mm$ de la source. L'intervalle de temps entre l'arrivée des plus et des moins énergétiques est de l'ordre de $1 ns$. La puissance résultante maximum est de l'ordre de 10^{10} protons par picoseconde. En rapprochant la cible secondaire de la source, il est possible d'augmenter la puissance d'un ordre de grandeur. En prenant en compte une gamme spectrale beaucoup plus étroite, ce sont plusieurs ordres de grandeurs supérieurs qui peuvent être atteints. Par ailleurs, il est possible d'exprimer l'intensité du faisceau de protons. En considérant une divergence du faisceau comprise dans un cône de demi-angle 20° , la surface de la "tache" du faisceau, à $6 mm$ de la source, peut être estimée à environ $5 mm$. L'intensité du faisceau est alors évaluée à 10^{10} particules par picoseconde par cm^2 . En supposant que l'énergie moyenne des protons est $100 keV$, l'intensité en $W.cm^{-2}$ du faisceau est $1,6.10^8 W.cm^{-2}$. A une distance de $500 \mu m$ de la source, l'intensité est de l'ordre de $1,7.10^{11} W.cm^{-2}$ qui est une valeur considérable sachant que l'ionisation du bore peut débiter à partir de $\sim 7,6.10^{11} W.cm^{-2}$.

Dans le cas d'un cyclotron classique, les courants d'ions typiquement obtenus sont de l'ordre du mA soit $10^{-15} C$ par picoseconde. Sachant que la charge élémentaire d'un proton est de $1,6.10^{-19} C$, la puissance obtenue sur cible est seulement de 10^4 protons par picoseconde.

Les puissances obtenues dans les accélérateurs classiques diffèrent d'un facteur 10^6 à 10^7 des puissances obtenues dans les accélérations laser. Cela signifie que dans le cas de l'accélération laser, les phénomènes collectifs pourraient jouer un rôle et motivent l'étude de leur influence sur les processus nucléaires.

Dans la suite, plusieurs applications des faisceaux de particules accélérées par laser sont énumérées.

Diagnostic d'activation photo-nucléaire

Lorsque des électrons très énergétiques (ou supra-thermiques) accélérés par laser interagissent avec la matière, ils sont ralentis par collisions coulombiennes et produisent des rayons γ ; il s'agit du mécanisme *Bremsstrahlung*. Les énergies atteintes par les rayons γ sont de l'ordre de plusieurs dizaines de *MeV*. La production de γ est fort intéressante et peut servir en premier lieu de diagnostic, pour mieux comprendre la génération des électrons [57], [58]. Par exemple, le mécanisme d'absorption résonnante accélère des électrons dans la direction du gradient de densité du plasma rencontré par le laser alors que les autres mécanismes privilégient la direction de propagation de l'onde laser. Etudier la distribution angulaire des électrons permettrait alors de déterminer le mécanisme d'accélération. Des expériences telles que celle de Santala *et al.* [59], ont mesuré la distribution angulaire des γ pour en déduire celle des électrons. Dans leur expérience dont le schéma est présenté sur la figure 1.6, un faisceau laser (20–50 J, 1–1,5 ps, $\lambda = 1,054 \mu\text{m}$, $\theta = 45^\circ$, $I = 1 - 3 \cdot 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$) est focalisé sur une cible de Tantale d'épaisseur 1,75 mm et accélère des électrons dont l'énergie cinétique est convertie en γ . En interagissant avec la plaque de cuivre d'épaisseur 3 mm placée juste derrière ou avec les autres plaques de cuivre placées autour, les γ induisent la réaction nucléaire ${}^{63}\text{Cu}(\gamma, n){}^{62}\text{Cu}$. L'isotope ${}^{62}\text{Cu}$ est radioactif et se désintègre en émettant un positron β^+ , avec un temps de demi-vie de 9,74 min. Le positron est collecté grâce à des scintillateurs placés en coïncidence. En mesurant la distribution angulaire des isotopes ${}^{62}\text{Cu}$, il est possible de remonter à celle des γ et donc celle des électrons et de conclure sur le mécanisme de chauffage.

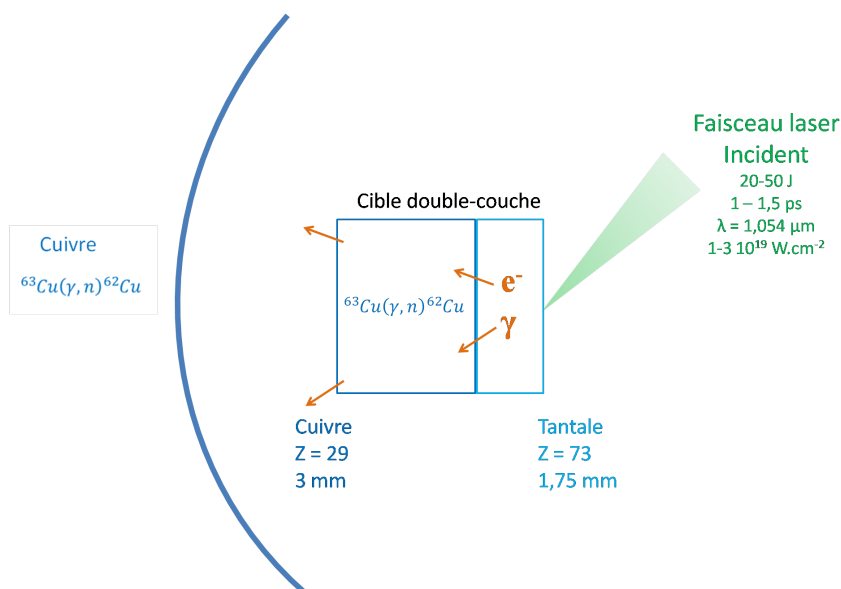


FIGURE 1.6 – Schéma expérimental utilisé par Santala *et al.* [59] pour mesurer la distribution angulaire d'électrons supra-thermiques accélérés par laser par l'intermédiaire de la distribution angulaire des rayons γ produits par ces électrons. Les rayons γ sont mesurés grâce à l'initiation de réactions nucléaires dans les plaques de cuivres placées derrière la cible.

D'autres expériences ont produit une grande variété de réactions (γ, n) générant différents isotopes tels que ${}^{11}\text{C}$, ${}^{38}\text{K}$, ${}^{64}\text{Cu}$, ${}^{63}\text{Zn}$, ${}^{106}\text{Ag}$, ${}^{140}\text{Pr}$, ${}^{180}\text{Ta}$ [60].

Etude de la fission nucléaire

En suivant le même principe expérimental que celui présenté sur la figure 1.6, les rayons γ peuvent être utilisés pour induire des réactions de fission notées (γ, f) dans des cibles d'Uranium, par exemple [60] [61]. Il a été démontré qu'à partir de noyaux ^{238}U irradiés par des γ , il est possible de produire les fragments de fission ^{134}I , ^{138}Cs et ^{92}Sr . Ces expériences intéressent particulièrement la recherche fondamentale en physique nucléaire. De plus, la transmutation d'éléments de noyaux radioactifs de longue durée de vie en noyaux stables ou radioactifs de courtes durées de vie serait une solution à la réduction des déchets radioactifs produits dans les réacteurs à fission.

Excitation de noyaux pour créer des lasers à rayons γ

Un phénomène intéressant qui a lieu lors de l'interaction de faisceaux d'électrons et/ou de rayons X avec la matière, dans la gamme d'énergie de l'ordre du keV , est la production d'isomères, c'est-à-dire des noyaux maintenus dans un état excité instable. Lors de la collision des électrons ou des rayons X avec un atome, des trous peuvent être créés dans les couches électroniques, qui sont alors comblés par des électrons adjacents. L'énergie correspondant à la différence des deux niveaux atomiques considérés est libérée sous forme de photons ou d'électron Auger. Cependant, si le niveau d'énergie de cette transition correspond à un niveau d'énergie des transitions nucléaires, alors l'énergie libérée peut aussi être utilisée pour exciter le noyau. Ce mécanisme est appelé Nuclear Excitation by Electron Transition (NEET) [62], [63]. L'excitation nucléaire peut aussi être induite directement par absorption d'un photon [64], [65]. Lors de sa désexcitation, le noyau émet un rayon γ . Les processus d'excitation et désexcitation des noyaux sont peu connus en milieu plasma, ce qui justifie d'autant plus la réalisation d'expériences de physiques nucléaires avec des lasers [66].

A long terme, ces études pourrait avoir comme application la conception d'un dispositif permettant l'inversion de population d'un milieu amplificateur capable de générer un faisceau laser à rayons γ .

Sources de neutrons

Les réactions notées (γ, n) , (γ, f) , (p, n) , $d(d, n)^3\text{He}$ et $d(t, n)^4\text{He}$ initiées par des faisceaux de rayons γ , de protons ou d'ions sont les plus prometteuses pour générer des faisceaux de neutrons par laser [55] [67]. Les sources de neutrons sont très utiles pour plusieurs applications. Premièrement, elles peuvent être employées comme méthode non destructive de sondage de la matière, résolue en temps à l'échelle subnanoseconde, en Sciences des matériaux ou en Biologie. Deuxièmement, le contrôle de sources de neutrons permettrait l'étude de la résistance de matériaux à des flux répétés de neutrons, qui est fondamentale, par exemple pour concevoir les réacteurs à fusion destinés à contenir du combustible D-T. Troisièmement, de même que les rayons γ , les neutrons peuvent induire des processus de transmutation servant à la désintégration de déchets radioactifs. Par exemple, le noyau radioactif ^{129}I formé par la fission de l'Uranium et du Plutonium dans les réacteurs nucléaires, a un temps de demie-vie extrêmement long de 15,7 millions d'années. Après capture d'un neutron, cet élément transmute en ^{130}I dont le temps de demie-vie est seulement de 12,4 h et qui se désintègre en noyau stable ^{130}Xe . Quatrièmement, les neutrons peuvent être utilisés pour détruire des tumeurs humaines grâce à la Boron Neutron Capture Therapy (BNCT). Ce traitement utilise la propriété du noyau de bore 10 à capturer efficacement des neutrons. Le principe est d'injecter du bore 10 dans une tumeur et de la bombarder avec un faisceau de neutrons. La réaction induite $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ libère deux particules très légères dont le libre parcours moyen dans les tissus humains est de l'ordre de la taille de la tumeur. La totalité de l'énergie contenue dans les particules α et les noyaux de ^7Li serait alors libérée localement ce qui détruirait la tumeur [68].

L. Willingale *et al.* [69] ont publié des travaux très intéressants concernant l'étude de la production de neutrons

en utilisant un schéma dit "pitcher-catcher" (littéralement "lanceur-attrapeur"). Dans leur expérience, une interaction laser avec une première cible (le pitcher) permet d'accélérer un faisceau de deutérium qui est envoyé sur une seconde cible de deutérium (le catcheur) pour produire la réaction $d(d, n)^3He$. Avec les paramètres expérimentaux choisis, ce schéma semble moins efficace que celui qui consiste à faire interagir le laser directement avec une cible épaisse de deutérium, similaire au schéma de Belyaev *et al.* [16]. En particulier, l'accélération de deutérium est perturbée par l'accélération des contaminants présents sur la face arrière de la cible. Ainsi, en améliorant l'accélération de deutérium par TNSA, le schéma "pitcher-catcher" devrait devenir beaucoup plus efficace.

Pour éviter les problèmes liés à l'accélération de deutérium, une solution est de travailler avec des réactions (p, n) telle que ${}^7Li(p, n){}^7Be$. Les applications requièrent le plus souvent, des sources de neutrons ultra-courtes et ultra-intenses. La forme du spectre de neutrons est principalement dépendante de la forme du spectre de protons. Tout l'enjeu expérimental est donc de parvenir à produire des spectres de protons satisfaisants les critères de durée et d'intensité [70].

Diagnostic d'activation nucléaire

Une quantité considérable d'études concernant la mesure de réactions nucléaires initiées par des protons accélérés par laser comme diagnostic s'est développée depuis les années 90. Ces applications nécessitent la connaissance préalable des sections efficaces de réactions. Ces données ont été mesurées grâce à des expériences du même type mais dans lesquelles les protons étaient accélérés dans des synchro ou cyclotrons [71].

1. Les avantages des faisceaux de protons accélérés par laser tels que leur courte durée d'impulsion ou leur flux important, sont aussi des inconvénients pour les mesurer et les analyser. Les méthodes standards de détection comme les films radiochromiques (RCF) ou les CR-39, qui seront décrites dans le chapitre 3, sont très vite perturbées lorsque le nombre de protons est grand. Par ailleurs, les spectromètres magnétiques ou les paraboles de Thomson ne peuvent collecter qu'un très faible angle solide. Enfin, le développement de lasers à fort taux de répétition, de l'ordre du Hz, requiert le développement de diagnostics à faible temps de réponse et qui ne nécessitent pas de temps de développement. En envoyant les faisceaux de protons sur une cible secondaire, il est possible d'initier des réactions nucléaires produisant des isotopes β^+ . La mesure de l'activité de la cible secondaire renseigne sur le nombre et l'énergie des protons incidents [72] [73] [74]. Il est même possible de déterminer le spectre initial.
2. Mesurer des activités nucléaires peut aussi permettre de déterminer la présence et la quantité d'un élément dans un matériau donné, d'après la méthode Charged Particle Activation Analysis (CPAA) [75], [76], [77]. Par exemple, la réaction ${}^{14}N(p, \alpha){}^{11}C$ est utilisée dans l'expérience de Köhl *et al.* pour déterminer la quantité d'azote dans des échantillons de silicone. Il est important de préciser que, pour le moment, ce type d'expériences n'a été réalisé qu'avec des accélérateurs classiques de particules mais rien n'empêche leur réalisation dans des installations laser.

Production de radioisotopes pour la médecine nucléaire

La Tomographie par Emission de Positrons (TEP ou Positron Emission Tomography (PET) en anglais) est une technique d'imagerie médicale qui permet de reconstituer en 3D des tissus humains dans le but de détecter des tumeurs. La technique consiste à injecter dans un patient des émetteurs de positrons β^+ à courte durée de vie appelés traceurs, dont on connaît les propriétés biologiques. Généralement, le traceur est associé à une molécule comme dans le fluorodésoxyglucose. Cette dernière a des propriétés proches du glucose et se fixe dans des tissus ayant des métabolismes élevés comme le coeur, le cerveau mais surtout des cellules tumorales. Le principal traceur employé est le ${}^{18}F$ mais il existe aussi les éléments ${}^{11}C$, ${}^{13}N$, ${}^{15}O$ etc [78]. L'annihilation du

positron produit deux photons contra-propagatifs. La détection en coïncidence des deux photons permet de localiser le lieu d'émission.

Actuellement, les radioisotopes sont produits dans des accélérateurs classiques où des faisceaux de protons sont envoyés sur des cibles pour induire des réactions nucléaires qui génèrent les radioisotopes. Il s'agit de structures chères et encombrantes. Il y est nécessaire de développer des systèmes de radioprotection adaptés et aussi très onéreux. Par conséquent, les sites de fabrication sont partagés par plusieurs centres hospitaliers, ce qui implique des coûts supplémentaires de transport de la matière radioactive. A cause du temps de transport, il n'est possible d'utiliser que des radioisotopes à durée de vie plutôt longue (temps de demie-vie de l'ordre de l'heure). Il est donc nécessaire de garder les patients sous surveillance.

La production laser des radioisotopes diminuerait sans équivoque le coût de ce diagnostic médical. La dimension des sites de fabrication serait considérablement réduite, diminuant aussi les coûts de radioprotection. Chaque hôpital pourrait alors posséder son propre système de production, supprimant ainsi les problèmes liés au transport. Ainsi, il serait possible d'utiliser des radioisotopes de plus courte durée de vie (de l'ordre de la dizaine de minutes) et le temps de surveillance des patients serait aussi réduit.

Une partie de la communauté scientifique s'est donc attachée à étudier la production de radioisotopes par laser pour déterminer si les taux de réactions atteignables seraient suffisants à une application médicale [79] [73] [80] [81] [82] [83].

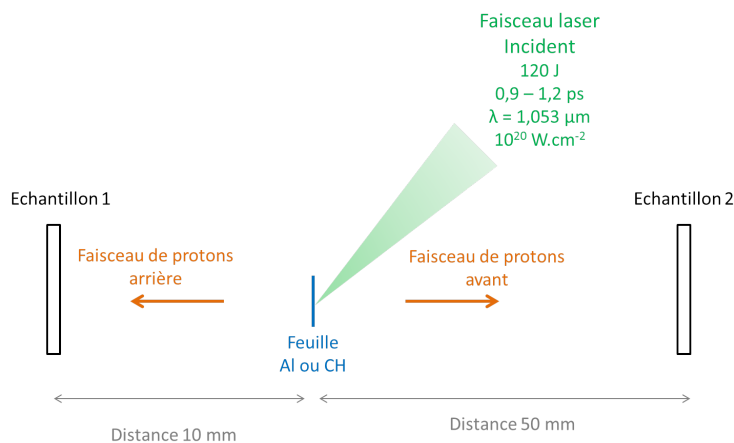


FIGURE 1.7 – Dispositif expérimental utilisé par Spencer *et al.* [73] pour produire le radioisotope ^{11}C grâce à des réactions nucléaires induites par des protons accélérés par laser.

L'expérience de Spencer *et al.* [73] est une des expériences pionnières en matière de production laser de radioisotopes. Le dispositif expérimental est illustré sur la figure 1.7. Sur l'installation laser VULCAN près d'Oxford, en Angleterre, une impulsion laser très intense (120 J, 0,9 – 1,2 ps, $\lambda = 1,053 \mu\text{m}$, $I = 10^{20} \text{ W.cm}^{-2}$) était focalisée en incidence oblique ($\theta = 45^\circ$) sur une feuille d'aluminium ou de CH, d'épaisseur micrométrique, pour accélérer des protons. L'énergie maximale du spectre de protons obtenu en face arrière était de 37 MeV et seulement de 25 MeV en face avant. Deux échantillons placés à 10 mm de la face arrière et à 50 mm de la face avant étaient irradiés par les protons. Des plaques de cuivre étaient utilisées pour initier la réaction $^{63}\text{Cu}(p, n)^{63}\text{Zn}$. La détection de l'activation des plaques due à la désintégration des noyaux ^{63}Zn permettait de caractériser les spectres des protons.

Des échantillons circulaires de bore de diamètre 50 mm et d'épaisseur 3 mm étaient ensuite utilisés pour pro-

duire du ^{11}C à partir de la réaction $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$. La plupart des expériences se focalisent sur la production de ^{11}C car la production de ^{18}F par la réaction $^{18}\text{O}(p,n)^{18}\text{F}$ nécessite l'utilisation de cibles de ^{18}O qui est un élément difficile à obtenir sous forme solide et donc très cher.

L'expérience a démontré la production de $\sim 3,5 \cdot 10^8$ radioisotopes par tir laser, correspondant à une activité sur cible de $\sim 2 \cdot 10^5$ Bq. Toutefois, les applications médicales requièrent des taux d'activation de l'ordre de $\sim 8 \cdot 10^8$ Bq. D'après les mesures de Spencer *et al.*, les taux de réactions augmentent avec l'intensité laser selon un polynôme de degré $\sim I^{3,3}$. Ce résultat est logique avec l'idée que l'énergie maximale et le nombre de protons accélérés augmentent avec l'intensité laser. Cependant, cette dépendance tend à saturer à partir de 10^{20} W.cm⁻². Les auteurs proposent des solutions comme l'optimisation de la cible, source des protons, en variant les matériaux, l'épaisseur, la structure etc. Le développement de système laser à haut taux de répétition tel que 10 Hz serait une autre solution et permettrait d'obtenir des taux d'activation de 10^9 Bq en 20 min. A ce jour, ce palier n'a pas été atteint expérimentalement.

1.4.3 Un nouveau projet de recherche conçu au LULI

Un projet de recherche a été développé au LULI pour approfondir les connaissances scientifiques sur la physique de l'initiation de réactions nucléaires par des ions accélérés par laser. Les études précédentes s'étaient concentrées sur l'influence de l'intensité laser et de l'épaisseur de la cible à protons sur le taux de réactions nucléaires. Il était nécessaire de débiter un projet plus poussé pour identifier tous les paramètres physiques qui influent réellement sur les taux de réactions.

Ce projet s'articule en quatre thèmes.

Etude approfondie des paramètres d'interaction

La figure 3 représente le schéma d'expérience étudié dans cette thèse, dont une description plus détaillée et technique est réalisée dans le chapitre 3.

Ici, l'objectif est de mettre en évidence la nouveauté du projet mené au LULI. Dans le schéma proposé, un faisceau laser d'impulsion courte et très intense, est focalisé à incidence normale sur une cible très fine. L'ensemble laser+cible détermine les caractéristiques de la source de protons : l'énergie maximale, le nombre, la forme du spectre et la divergence du faisceau.

Pour optimiser le nombre de réactions, il faut optimiser cette source de protons. Les paramètres suivants :

- l'énergie laser
- la focalisation laser
- la polarisation laser
- l'épaisseur de la cible
- la nature de la cible

étaient donc contrôlés et modifiables pour optimiser le faisceau de protons. L'objectif était de déterminer les paramètres qui permettent d'avoir le plus grand nombre de protons possible et des énergies adaptées aux réactions visées. En effet, certaines réactions ont des résonances et des seuils et nécessitent des énergies particulières.

Par ailleurs, en variant la nature et/ou l'épaisseur de la cible, il est possible de modifier la forme du spectre et étudier son influence sur le nombre de réactions. Par exemple, en conservant le même nombre de protons accélérés à basse énergie (~ 100 keV) mais en variant l'énergie maximale, il est possible d'explorer en détails le rôle des protons de basses et de hautes énergies sur les processus de réactions.

L'angle θ d'inclinaison de la cible de réactions par rapport à l'axe parallèle à la feuille - source de protons

- ainsi que la distance Δz entre les deux cibles sont aussi des paramètres qui peuvent être étudiés. La variation de ces deux paramètres modifient la surface d'interaction des protons avec la cible et donc le nombre de protons incidents par cm^2 et l'intervalle de temps entre l'arrivée des électrons les plus énergétiques et des protons les moins énergétiques.

Enfin, la nature de la cible de réactions peut être changée dans le but d'étudier différentes réactions.

Production de réactions de fusion aneutroniques

L'ensemble des travaux précédemment cités sur l'initiation de réactions nucléaires par des ions accélérés par laser porte sur la production de neutrons, de radioisotopes ou sur la transmutation de noyaux lourds. L'idée de produire des réactions de fusion avec ce schéma n'avait jamais été étudiée et pourtant les mécanismes d'accélération laser transfèrent suffisamment d'énergie aux protons pour produire ce type de réactions. D'ailleurs, l'énergie cinétique des protons est suffisamment importante pour permettre la production de réactions aneutroniques telles que la fusion proton-bore $^{11}B(p, \alpha)2\alpha$.

Le projet du LULI est donc le premier à explorer l'initiation de réactions de fusion par des ions accélérés par laser. L'objectif est d'étudier les paramètres cités dans le paragraphe précédent et à terme, de déterminer si les taux de réactions obtenus sont suffisamment grands et ont une marge d'optimisation pour intéresser une application industrielle de production d'énergie. Le schéma n'est intéressant que si les taux de réactions sont plus élevés que ceux obtenus dans un accélérateur classique. S'ils sont plus élevés, cela signifierait que certaines caractéristiques des faisceaux de protons accélérés par laser telles que les effets collectifs, la présence des électrons, le spectre large, etc, jouent un véritable rôle et modifient les conditions d'interaction et/ou les mécanismes de réaction.

Production de réactions nucléaires en milieu plasma

La particularité de la plateforme expérimentale développée au LULI est de combiner deux impulsions laser dans la même chambre expérimentale. La première impulsion est utilisée pour accélérer le faisceau de protons tandis que la seconde impulsion laser plus longue et plus énergétique peut être focalisée sur la cible de réactions pour la chauffer et l'ioniser. Lorsque les protons interagissent avec cette dernière, ils rencontrent un plasma. L'étude de la production de réactions nucléaires en milieu chaud et ionisé est motivée par plusieurs raisons :

- Une réaction nucléaire est une collision inélastique de deux particules. Dans un plasma, les collisions électrons/ions peuvent modifier les propriétés des niveaux d'énergie des atomes et des ions. Les désexcitations nucléaires résultent du couplage entre le noyau et le nuage électronique et sont donc influencées par l'interaction coulombienne et les effets d'écrantages. Par exemple, il a été mesuré qu'un noyau de 7Be normalement radioactif, devient stable lorsqu'il est complètement ionisé [84], [85]. L'étude des réactions nucléaires en milieu plasma intéresse donc la physique fondamentale nucléaire.
- L'ionisation partielle ou totale des atomes de bore et la présence d'électrons libres permet de produire des effets d'écrantage électronique qui sont susceptibles d'augmenter les sections efficaces de réactions [86]. Ainsi, l'étude des réactions nucléaires en milieu plasma est surtout intéressante pour trouver un moyen d'augmenter les taux de réactions de fusion.
- La diminution du pouvoir d'arrêt des protons dans la matière (ou stopping power), par rapport au cas du solide, devrait aussi augmenter les taux de réactions. Soit un proton incident d'énergie E sur une cible de

bore. Un calcul simple permet d'estimer le nombre de réactions induites par seconde :

$$\frac{dN(E)}{dt} = \sigma(E)\rho v \quad (1.29)$$

où σ [cm^2] est la section efficace de la réaction considérée, ρ [cm^{-3}] est la densité d'ions bore et v [cm/s] la vitesse relative du proton. Alors, le nombre total de réactions induites par le proton est :

$$N(E) = \int_0^E \sigma(E)\rho v dt \quad (1.30)$$

Le proton est susceptible d'induire une réaction jusqu'à ce que son énergie soit nulle. Le pouvoir d'arrêt des protons dans le bore $\frac{dE}{dx}$ [$MeV.cm^{-1}$] peut être inséré dans l'équation 1.30 tel que :

$$N(E) = \int_0^E \frac{\sigma(E)\rho}{\frac{dE}{dx}} \frac{dE}{dx} v dt = \int_0^E \frac{\sigma(E)\rho}{\frac{dE}{dx}} dE \quad (1.31)$$

avec $v dt = dx$

Au terme de ce calcul, il apparaît que le nombre de réactions augmente quand le pouvoir d'arrêt des protons incidents diminue, ce qui est le cas dans un milieu plasma [69] [87].

- Il est possible de recréer des conditions similaires à celles rencontrées dans les milieux d'intérêt pour l'astrophysique, qui étudie la nucléosynthèse dans les Etoiles. Un des sujets d'actualité est, par exemple, la compréhension de l'abondance des noyaux légers Li, Be et B dans l'univers. En effet, la majorité des éléments chimiques du tableau de Mendeleiev ont été synthétisés soit durant les premières minutes qui ont suivi le Big-Bang, soit au coeur des Etoiles. Les modèles reproduisent bien l'abondance de la majorité des éléments exceptées celle des isotopes 6Li , 9Be , ${}^{10}B$ et ${}^{11}B$ dont l'abondance est bien plus grande que celle prédite. Ainsi, un troisième mécanisme a été proposé expliquant la production de ces isotopes : des collisions entre le rayonnement cosmique et la matière interstellaire [88]. Autrement dit, le lithium, le beryllium et le bore auraient été formés lors de réactions de spallation entre des noyaux lourds de carbone ou d'oxygène et des noyaux rapides d'hydrogène ou hélium. Cependant, ce mécanisme prédit un rapport du nombre de ${}^{11}B$ sur le nombre de ${}^{10}B$ de 2,6 alors qu'il est en réalité de 4. Ces considérations témoignent de la complexité de modéliser l'abondance isotopique du Bore dans l'univers [89] [90]. Ces questions motivent l'étude de l'interaction entre des noyaux de bore et des protons ou des particules α , dans les conditions rencontrées dans les plasmas stellaires ou interstellaires.

Production de réactions en chaîne

Le schéma d'expérience présenté sur la figure 3 comprenant une source de protons et une cible mono-isotopique, comme du bore ou du lithium, permet d'étudier les principes de base de production de réactions nucléaires par des ions accélérés par laser. L'utilisation de ce procédé pour produire des radioisotopes dans le cadre de la médecine nucléaire, nécessite la production de sources ayant des activités de l'ordre de 10^9 Bq. Il a été montré dans le paragraphe 1.4.2, que les technologies actuelles limitaient la production à 10^5 Bq. Dans le cadre de la production d'énergie, la réaction aneutronique $p-{}^{11}B$ libère 8,7 MeV. En considérant une impulsion laser typique de 15 J, il faudrait induire au moins 10^{13} réactions pour obtenir une balance d'énergie positive. Or, actuellement, les schémas d'accélération limitent le nombre de protons accélérés à $\sim 10^{13}$ et compte tenu des sections efficaces de réaction et des pertes d'énergie dans la matière, il n'est pas possible que chaque proton induise une réaction.

Ainsi, le schéma de base proposé n'ouvre la voie à aucune application.

Pour augmenter les taux de réactions, il est nécessaire de contrôler et optimiser les paramètres clés, mentionnés

dans le premier paragraphe. Par ailleurs, une solution serait de générer des cycles de réactions qui pourraient augmenter les taux de réactions de plusieurs ordres de grandeurs. Par exemple, les chaînes de réactions 1.32 et 1.33 ont été étudiées théoriquement par Belyaev *et al.* [91].



Dans ce cycle, les particules α créées par la réaction 1.32 sont susceptibles de réagir avec les noyaux ${}^{11}\text{B}$ de la cible et de produire de nouveaux protons. La chaîne de réaction est d'autant plus rapide à se mettre en place que la densité de combustible est grande (l'idéal serait ≥ 100 fois la densité solide) [92].

Pour étudier la génération de cycles au LULI, deux types de cibles composées ont été retenus.

1. Une première piste est d'utiliser des cibles contenant du bore 11 et de l'hydrogène. Les réactions dites "primaires" initiées par les protons incidents accélérés par laser à partir de la cible dite "cible protons" produisent des particules α par la réaction ${}^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$. Une partie des particules α sont ralenties dans la cible et y déposent toute leur énergie. Ainsi, il serait possible de chauffer les protons et/ou les atomes de bore déjà présents dans la cible et qui deviendraient alors assez énergétiques pour initier de nouvelles réactions. Il s'agirait de produire des avalanches de réactions avec le but ultime d'auto-entretenir le phénomène.
2. La régénération des protons peut aussi s'effectuer par des réactions nucléaires. La première combinaison de cibles étudiée dans ces expériences est bore-azote. En effet, la collision des particules α produites par les réactions "primaires" avec les noyaux ${}^{14}\text{N}$ permet de produire des protons par la réaction ${}^{14}\text{N}(\alpha, p){}^{17}\text{O}$. Ce processus constitue une source continue de protons pour produire des cycles de réactions et ainsi augmenter les taux de réactions.



1.5 Autres schémas lasers de production de réactions de fusion

D'autres schémas laser ont été conçus pour produire des réactions de fusion aneutroniques, dont certains sont brièvement présentés ci-dessous.

1.5.1 Optimisation de la structure des cibles

L'efficacité du schéma proposé par Picciotto *et al.* [93] [94] repose sur l'utilisation de cibles à structures particulières et d'impulsions lasers profilées en fonction de ces cibles.

Cette équipe a collaboré avec un laboratoire de microtechnologies pour concevoir des cibles de silicone enrichies en hydrogène et dopées au ${}^{11}\text{B}$ pour produire des réactions de fusion aneutroniques ${}^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$. Leur technique permet d'implanter ou diffuser les atomes de ${}^{11}\text{B}$ à la profondeur qu'ils souhaitent et d'en contrôler la concentration. La technique d'implantation plutôt que de diffusion ou de dépôt, permet d'obtenir un plasma de bore mieux confiné et avec de plus grandes densités, d'après des simulations hydrodynamiques effectuées avec le code 2D PALE [95]. L'impulsion laser à faible contraste utilisée est profilée temporellement selon trois paliers d'intensité laser, de façon adaptée à la structure de la cible présentée sur la figure 1.8. Durant le premier palier de l'impulsion, à basse intensité laser ($3.10^{10} \text{ W.cm}^{-2}$), la couche SiH est ionisée et ablatée. Durant la seconde période, où l'intensité laser vaut environ $\sim 10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$, l'ablation de la cible continue et affecte la couche de bore. Durant la dernière période, où l'intensité laser atteint $3.10^{16} \text{ W.cm}^{-2}$, les protons accélérés auparavant

dans la couche SiH, atteignent les ions bore et les réactions nucléaires se produisent.

Le spectre de protons obtenu est large, avec un plateau entre 100 keV et 500 keV , un cut-off de 2 MeV et contient environ 10^{11} protons. Picciotto *et al.* rapportent la production de $10^9\ \alpha / sr / impulsion$ ce qui constitue un taux plus élevé que celui observé par Belyaev *et al.* [16]. Ce résultat est attribué à l'existence d'un fort courant de protons à des énergies optimales pour produire les réactions. De plus, les protons interagissent avec la couche de bore avant qu'elle soit complètement ablatée, garantissant une densité élevée, proche de celle du solide.

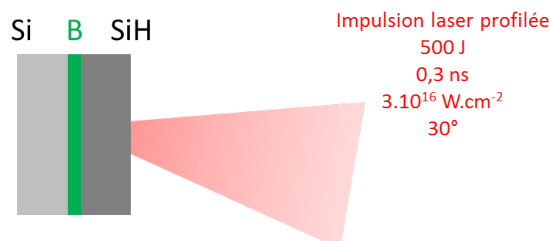


FIGURE 1.8 – Schéma laser de production de réactions nucléaires étudié par Picciotto *et al.* [93]. Ce schéma mono-cible s'appuie sur l'optimisation de la structure de la cible et du profil de l'impulsion laser.

1.5.2 Onde de combustion de fusion

Martinez-Val *et al.* [96] proposent un schéma laser de fusion fondé sur le principe de l'allumage rapide, dans le cas d'une cible contenant de l'hydrogène et du bore. L'idée est d'initier une onde de combustion, qui se propage à travers la cible en induisant des réactions de fusion. Le processus d'allumage est déclenché par la pénétration dans la cible d'un faisceau de protons accélérés.

Les conditions initiales du schéma sont un plasma de confinement inertiel, typique des plasmas D-T dans les schémas d'allumage direct ou indirect, de température la plus basse possible. Si le plasma atteint des températures trop élevées (en admettant que ce soit techniquement réalisable) de l'ordre de 200 keV , qui est à peu près la température à partir de laquelle les réactions de fusion $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$ deviennent probables, les pertes *bremstrahlung* sont bien plus grandes que l'énergie de fusion produite. Le plasma est transparent aux radiations et ne les ré-absorbe pas. Il faut donc débiter le processus avec un plasma confiné à basse température. Les réactions de fusion sont allumées grâce à la pénétration dans le plasma d'un faisceau de protons, qui vient chauffer localement le plasma, à des températures de l'ordre de $T_i \simeq 200\text{ keV}$. Les particules α produites déposent leur énergie sur les ions du plasma. Par conséquent, une différence forte de températures entre les populations ioniques et électroniques apparaît. Cette différence est régulée par les collisions électrons-ions, caractérisées par un temps de relaxation τ_{relax} . Si $\tau_{relax} \leq \tau_{conf}$, où τ_{conf} est le temps de confinement du plasma, alors l'énergie des ions est transférée aux électrons pendant la phase de confinement, la température électronique devient trop élevée et le problème des pertes *bremstrahlung* fait surface. Si $\tau_{relax} \geq \tau_{conf}$, alors les ions conservent leur énergie pendant la phase de confinement et leurs collisions induisent des réactions de fusion. L'énergie dégagée par ces réactions permet de chauffer le plasma alentour, et induire à nouveau des réactions. Une onde de combustion est déclenchée. Les résultats obtenus concernant ce travail sont optimistes mais n'ont pas été démontrés expérimentalement.

1.5.3 Accélération de "blocs plasmas"

Dans le contexte d'utilisation des impulsions lasers de fortes intensités pour produire des réactions nucléaires, Hora *et al.* [97], [98] étudient numériquement depuis de nombreuses années un schéma de fusion. Le principe est

de faire interagir une impulsion laser TW-ps de contraste élevé, au moins égal à 10^7 ou 10^8 , avec une cible de densité solide, accélérant ainsi des "blocs" de plasma. La force pondéromotrice permet d'accélérer des ions de plusieurs centaines keV dans une direction privilégiée. Les calculs rapportent que la collision de deux "blocs" de plasma induit de nombreuses réactions nucléaires. Le schéma, de symétrie cylindrique, peut être amélioré par l'utilisation de champs magnétiques qui renforcent son confinement [99]. Initialement étudié pour une cible D-T, ce schéma pourraient être utilisé pour un combustible $p - {}^{11}B$.

Chapitre 2

Des réactions nucléaires d'intérêt

Ce chapitre a pour but de présenter les principales réactions nucléaires étudiées dans les expériences réalisées au LULI. Trois types de cibles ont été irradiées par des faisceaux de protons :

- bore naturel contenant 80% ^{11}B et 20% ^{10}B
- bore 10 contenant 82% ^{10}B et 3% ^{11}B (15% paraffine)
- bore-azote ou nitrure de bore contenant 35% ^{11}B , 9% ^{10}B et 56% ^{14}N en masse.

Par conséquent, des réactions entre protons et noyaux de ^{11}B , ^{10}B et ^{14}N étaient observables, ainsi que des réactions entre ces mêmes noyaux et les produits des réactions initiées par les protons.

La réaction $^{11}B(p, \alpha)2\alpha$ est utilisée pour introduire les notions théoriques de physique nucléaire, qui sont aussi valables pour les autres réactions. Une étude de l'énergie distribuée aux particules α et de leurs directions d'émission est proposée.

A la fin du chapitre, une estimation du nombre de réactions attendues dans les expériences est proposée. Sachant qu'aucune donnée de section efficace n'existe en milieu plasma, les calculs s'appuient sur les données existantes qui correspondent à des mesures faites avec des cibles solides et froides irradiées par des faisceaux de particules accélérées en cyclo ou synchrotrons.

2.1 La réaction de fusion $^{11}\text{B}(p, \alpha)^{12}\text{C}$

2.1.1 Section efficace

La collision d'un proton et d'un noyau de ^{11}B forme un noyau de ^{12}C excité, qui se prédit théoriquement par une simple loi de conservation du nombre de protons et de nucléons. Le noyau de ^{12}C se désexcite en peuplant différents états finaux, selon une certaine probabilité, ou section efficace. Les principaux états finaux sont présentés sur la figure 2.1.

Les transitions qui mènent à l'état fondamental et au premier état excité du ^{12}C , libérant respectivement 16 MeV et 12 MeV , sous la forme de particules γ_0 et γ_1 , ont une probabilité négligeable par rapport aux autres transitions et ne sont donc pas détaillées dans ce chapitre.

Une partie des collisions $p - ^{11}\text{B}$ ne mènent pas à des réactions nucléaires mais à des diffusions élastiques des protons, en excitant ou non, le noyau de ^{11}B . Ce phénomène n'a pas d'intérêt pour les applications recherchées dans ce travail de thèse et ne sera donc pas présenté.

La décomposition du ^{12}C peut produire le radio-isotope ^{11}C . Cette réaction est décrite en détails dans la partie 2.2.

Enfin, des transitions de niveaux d'énergies élevés du ^{12}C à des états plus stables mènent à l'état fondamental et au premier état excité du noyau de ^8Be , ce qui correspond aux réactions nucléaires 2.1 et 2.2. Le noyau de ^8Be se désintègre en deux particules α de façon instantanée, puisque le temps caractéristique de la désintégration est infiniment petit par rapport aux autres échelles de temps en jeu. Il existe un troisième mode de désexcitation du noyau de ^{12}C directement en trois particules α , comme décrit dans l'équation 2.3. Ces réactions de fusion sont le sujet d'étude principal de ce travail de thèse.

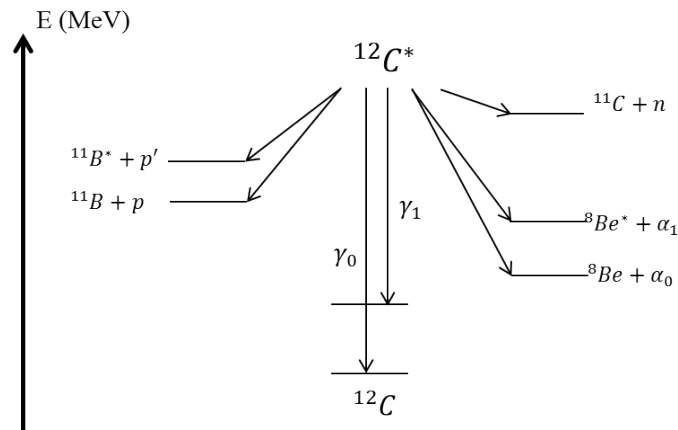
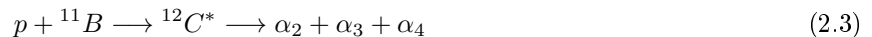
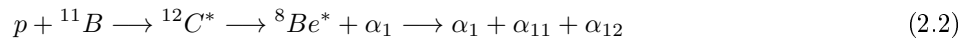
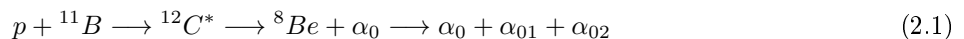


FIGURE 2.1 – Quelques niveaux d'énergie du noyau composé de ^{12}C obtenus par le bombardement de noyaux de ^{11}B par des protons [100].



Un simple calcul de chaleur de réaction Q montre que ces réactions libèrent de l'énergie :

$$Q = m_p \cdot c^2 + m_B \cdot c^2 - m_{Be} \cdot c^2 + m_\alpha \cdot c^2 \quad (2.4)$$

avec m_p la masse d'un proton, m_B la masse du noyau de ^{11}B , m_{Be} la masse du noyau de 8Be et m_α la masse d'une particule α .

$$Q = (1,007825035[u] + 11,009305466 - 8,005305094 - 4,002603250) \cdot c^2 \quad (2.5)$$

$$Q = 8,6 \text{ MeV} \quad (2.6)$$

En réalité, l'énergie libérée varie légèrement entre 8,6 et 8,7 MeV en fonction de l'état excité, ou non, du noyau de 8Be [101].

Pour comprendre comment un proton et un noyau de ^{11}B peuvent former un noyau composé, il faut utiliser un modèle de mécanique quantique.

Le potentiel d'interaction entre deux noyaux est la somme du potentiel de répulsion coulombienne et du potentiel d'attraction nucléaire, comme illustré sur la figure 2.2. La répulsion coulombienne correspond au fait que deux systèmes chargés positivement se repoussent ; l'attraction nucléaire est un résidu de l'interaction forte qui lie les quarks entre eux. En dessous d'une certaine distance R entre deux noyaux, l'attraction nucléaire devient dominante. Dans le cas de l'interaction entre un noyau d'hydrogène, et un noyau de ^{11}B , en considérant ce dernier au repos, une réaction ne peut avoir lieu que si le proton parvient à franchir la barrière coulombienne générée par le noyau de bore. La distance R est de l'ordre de 5 fm. Si l'énergie cinétique du proton est supérieure à l'énergie potentielle coulombienne, il peut franchir la barrière. Pour des particules d'énergies cinétiques inférieures, le franchissement de la barrière coulombienne est possible dans le cadre d'un modèle quantique, grâce à l'effet tunnel.

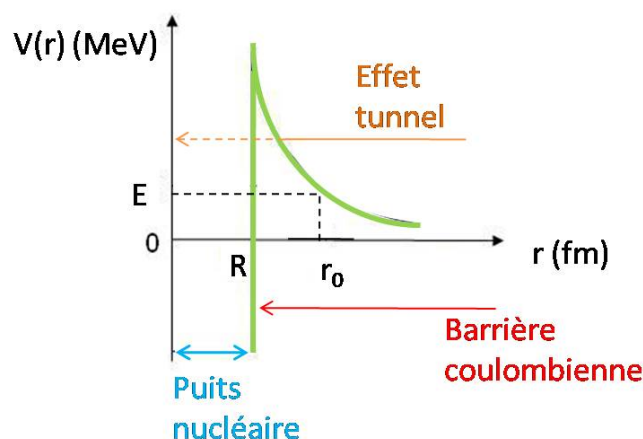


FIGURE 2.2 – Energie potentielle d'interaction $V(r)$ entre deux noyaux séparés d'une distance r .

Soit un proton décrit par une fonction d'onde $\varphi(r)$ où r est l'observable position du centre de masse du système proton + noyau de bore. Soit $V(r)$ le potentiel coulombien (en unité d'énergie) créé par le noyau de

bore.

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (2.7)$$

Z_1 est la charge du proton, Z_2 la charge du noyau de bore, e la charge élémentaire et ϵ_0 la permittivité du vide dans l'air.

r_0 est la plus petite distance classique à laquelle le proton peut s'approcher du noyau de bore, considérant une énergie incidente E .

$$r_0 = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 E} \quad (2.8)$$

L'équation de Schrödinger du système s'écrit de la façon suivante :

$$H\varphi(r) = E\varphi(r) \quad (2.9)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu}\varphi''(r) + V(r)\varphi(r) = E\varphi(r) \quad (2.10)$$

$$\varphi''(r) + \frac{2\mu}{\hbar^2}(E - V(r))\varphi(r) = 0 \quad (2.11)$$

où \hbar est la constante de Planck réduite, $\mu = \frac{m_p m_B}{m_p + m_B}$ la masse réduite du système. Cette simple équation radiale provient du fait que la majorité des réactions se produisent pour un moment angulaire nul [102].

Si $E \leq V(r)$ alors la solution de l'équation de Schrödinger 2.11 s'écrit :

$$\varphi(r) = Ae^{-k(r)} \quad (2.12)$$

où $k(r) = \frac{\sqrt{2\mu}}{\hbar} \sqrt{V(r) - E}$

Ainsi, la probabilité de franchir la barrière coulombienne s'écrit

$$P_0(E) = |\varphi(r)|^2 = \exp\left(-2 \int_R^{r_0} k(r) dr\right) \quad (2.13)$$

$$P_0(E) = \exp\left(-2 \int_R^{r_0} \frac{\sqrt{2\mu}}{\hbar} \sqrt{\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r} - E} dr\right) \quad (2.14)$$

Pour $E = 100 \text{ keV}$, r_0 vaut 72 fm et $R \ll r_0$ peut-être assimilé à 0.

En réalisant le changement de variable $x = \frac{r}{r_0}$ tel que $x = 0$ quand $r = 0$ et $x = 1$ quand $r = r_0$ et avec $r_0 dx = dr$, le calcul se poursuit de la façon suivante :

$$P_0(E) = \exp\left(-2 \frac{\sqrt{2\mu}}{\hbar} \int_0^1 r_0 \sqrt{\frac{E}{x} - E} dx\right) \quad (2.15)$$

$$P_0(E) = \exp\left(-2 \frac{\sqrt{2\mu}}{\hbar} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 \sqrt{E}} \int_0^1 \sqrt{\frac{1}{x} - 1} dx\right) \quad (2.16)$$

Pour résoudre l'équation, il faut de nouveau réaliser un changement de variable : $x = \cos^2 \theta$ impliquant $\theta = \frac{\pi}{2}$ quand $x = 0$, $\theta = 0$ quand $x = 1$ et $dx = -2 \cos \theta \sin \theta d\theta$.

$$P_0(E) = \exp\left(-2 \frac{\sqrt{2\mu}}{\hbar} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 \sqrt{E}} \int_0^{\frac{\pi}{2}} 2 \sqrt{\frac{1 - \cos^2 \theta}{\cos^2 \theta}} \cos \theta \sin \theta d\theta\right) \quad (2.17)$$

$$P_0(E) = \exp\left(-\frac{\sqrt{2\mu}}{\hbar} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\pi \varepsilon_0 \sqrt{E}} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin^2 \theta d\theta\right) \quad (2.18)$$

$$P_0(E) = \exp\left(-\frac{\sqrt{2\mu}}{\hbar} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\pi \varepsilon_0 \sqrt{E}} \underbrace{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{1 - \cos 2\theta}{2} d\theta}_{\frac{\pi}{4}}\right) \quad (2.19)$$

Finalement :

$$P_0(E) = \exp\left(-\sqrt{\frac{E_B}{E}}\right) \quad (2.20)$$

où E_B est appelé facteur de Gamow et vaut $E_B = 2 \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\varepsilon_0 \hbar}\right)^2 \mu$.

La section efficace de la réaction comprend la probabilité de franchissement de la barrière coulombienne $P_0(E)$ ainsi qu'un terme $S(E)$, appelé facteur astrophysique, qui englobe les effets nucléaires :

$$\sigma = \frac{S(E)}{E} \exp\left(-\sqrt{\frac{E_B}{E}}\right) \quad (2.21)$$

Le facteur astrophysique $S(E)$ comprend les facteurs de correction tels que la constante A laissée de côté dans les calculs, à partir de l'équation 2.13, ou encore le terme d'intégration de \int_0^R de l'équation 2.15. Le facteur astrophysique est déduit empiriquement. Le facteur $\frac{1}{E}$ présent dans l'équation 2.21 apparaît car tout calcul de section efficace en mécanique quantique fait apparaître une surface de référence σ_0 . Ici, la surface de référence se calcule avec la longueur de référence, la longueur d'onde de de Broglie et $\sigma_0 = \pi \left(\frac{\lambda_{dB}}{2\pi}\right)^2 = \frac{\pi \hbar^2}{2\mu E}$, puisque $\lambda_{dB} = \frac{\hbar}{(2\mu E)^{1/2}}$.

Les premières expériences qui rapportent la production de particules α grâce au bombardement de noyaux de bore par des protons datent du début du XX^{ème} siècle [103]. Rapidement, les physiciens nucléaires se sont intéressés aux mécanismes qui entraient en jeu et quelle était leur probabilité d'avoir lieu [104] [105] [106], parmi les trois représentés dans les équations 2.1, 2.2 et 2.3. De nombreuses expériences ont été menées sur des accélérateurs de particules pour mesurer les sections efficaces des réactions. Des faisceaux de protons mono-énergétiques étaient envoyés sur des cibles de bore, parfaitement caractérisées. Plusieurs détecteurs, placés à différents angles, collectaient les produits de réactions. Chaque détecteur fournissait une mesure de la section efficace différentielle. La section efficace totale était déduite par une intégration de l'ensemble des mesures. La même méthode a été appliquée pour toutes les autres réactions décrites dans ce chapitre. La mesure de la réaction $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$ était plus complexe car trois particules identiques sont produites dans l'état final. Ainsi, il n'était pas impossible que deux particules issues de la même réaction soient collectées dans le même détecteur et faussent le calcul du nombre de réactions. Néanmoins, il est possible de discriminer les particules α issues des deux réactions 2.1 et 2.2, car elles possèdent des énergies différentes et il existe des relations de coïncidence entre les angles d'émission des particules α_0 et α_1 et les particules secondaires α_{01} , α_{02} , α_{11} et α_{12} [105]. En plaçant des détecteurs à des angles bien particuliers, il est donc possible de remonter aux facteurs astrophysiques et aux sections efficaces de chacune des réactions 2.1 et 2.2. Concernant la réaction 2.3, le travail de Becker *et al.* [105], effectué pour des énergies du centre de masse $E_{c.m.}$ comprises entre 22 keV et 1 100 keV, a montré que le mécanisme menant à la désintégration directe du ^{12}C en trois particules α ne contribue pas significativement aux réactions observées.

D'après la figure 2.3 (a), le facteur astrophysique $S(E)$ mesuré pour la réaction $^{11}\text{B}(p, \alpha)^8\text{Be}$, au cours de

laquelle le noyau de Béryllium est produit dans son état fondamental, est dominé par une résonance étroite autour de $E_{c.m.} \sim 150 \text{ keV}$. Cette résonance favorise aussi la production du noyau de Béryllium dans son état excité, mais c'est plutôt la résonance autour de $E_{c.m.} \sim 620 \text{ keV}$ qui joue un rôle majeur du fait de son importante largeur ($\Gamma = 300 \text{ keV}$), comme en témoigne la figure 2.3 (b).

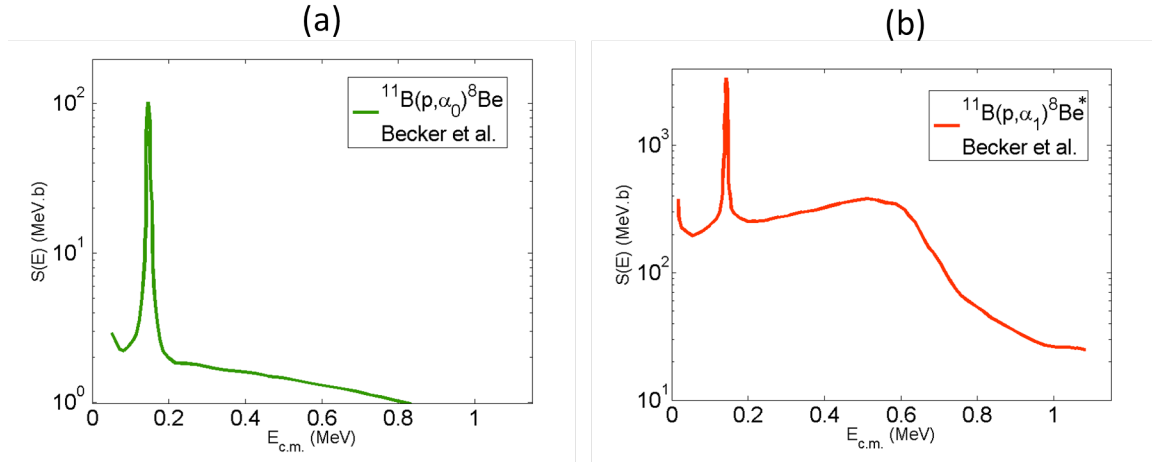


FIGURE 2.3 – Facteur astrophysique $S(E)$ pour les réactions (a) $^{11}\text{B}(p, \alpha_0)^8\text{Be}$ et (b) $^{11}\text{B}(p, \alpha_1)^8\text{Be}^*$ mesuré par Becker *et al.* [105].

La figure 2.4 représente une approximation analytique de la section efficace de la réaction $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$ effectuée par Nevins & Swain [13] qui prend en compte la somme des réalisations des réactions 2.1 et 2.2. Les deux résonances à $E_{c.m.} \sim 150 \text{ keV}$ ($E_p \sim 160 \text{ keV}$) de largeur $\Gamma = 5, 3 \text{ keV}$ et $E_{c.m.} \sim 620 \text{ keV}$ ($E_p \sim 670 \text{ keV}$) de largeur $\Gamma = 300 \text{ keV}$ [101] se retrouvent. Le pic de la section efficace à la résonance $E_{c.m.} \sim 150 \text{ keV}$ est représenté sous la forme de pointillés car sa valeur pourrait être plus élevée, si des effets d'écrantage avaient lieu. Ce point est discuté plus loin, dans le paragraphe 2.7.

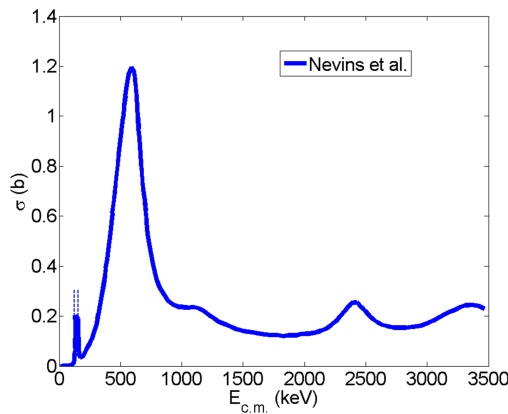


FIGURE 2.4 – Section efficace totale de la réaction $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$ calculée en fonction de l'énergie du centre de masse. Ces données prennent en compte tous les mécanismes de réaction et sont issues de la référence [13].

2.1.2 Cinématique et spectres des particules α_0 et α_1

Dans les expériences décrites dans ce manuscrit, les détecteurs ne couvraient qu'un angle solide limité pour détecter les particules. Le risque était de placer un détecteur dans une direction pour laquelle l'émission de

particules α était très faible et manquer les directions où le nombre était grand. Il était donc indispensable d'étudier ces questions de distribution angulaire. D'ailleurs, comme expliqué précédemment, c'est grâce à ces connaissances que les mesures de sections efficaces ont pu être réalisées.

Dans la plupart des expériences effectuées dans des accélérateurs de particules, les spectres de protons étaient mono-énergétiques et les cibles irradiées étaient des cibles fines de bore ($\sim \mu\text{m}$). Les résultats mesurés peuvent être une référence pour comprendre les expériences laser mais ils ne s'appliquent pas directement. En effet, dans ces dernières, un spectre large de protons collisionne avec une cible épaisse de bore et par conséquent, les réactions sont produites par des protons de toutes énergies et il est difficile de prédire le diagramme d'émission.

Dans le cas simple d'un proton d'énergie cinétique connue E_{cp} (avec \vec{v}_p son vecteur vitesse) collisionnant avec un noyau de bore au repos, une étude cinématique dans le référentiel du laboratoire permet de déterminer l'énergie cinétique des produits de réactions en fonction de l'angle d'émission θ_{lab} .

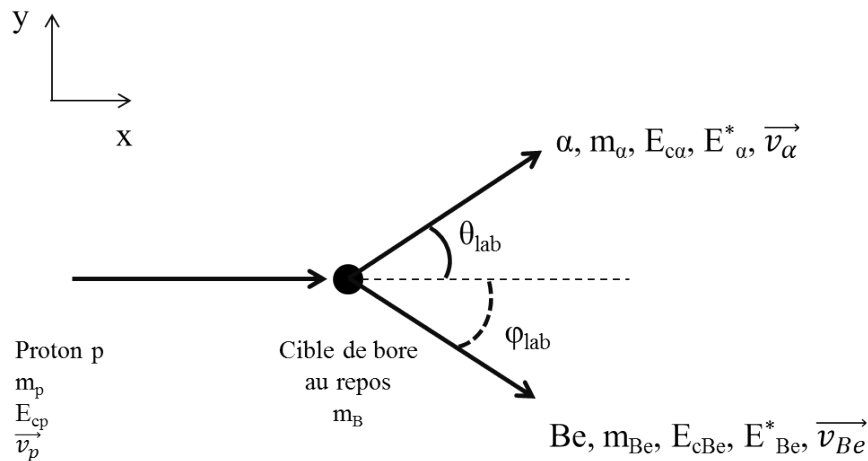


FIGURE 2.5 – Cinématique de la collision inélastique entre un proton et un noyau de bore qui produit une particule α et un noyau de béryllium.

La figure 2.5 énumère les principaux termes du problème dont la plupart ont déjà été introduits. Il faut ajouter φ_{lab} l'angle d'émission du noyau de béryllium dans le référentiel du laboratoire, E_{cBe} son énergie cinétique, E_{Be}^* l'énergie éventuelle d'excitation, \vec{v}_{Be} son vecteur vitesse et \vec{v}_α le vecteur vitesse de la particule α . E_α^* est l'énergie d'excitation de la particule α_0 ou α_1 , qui est toujours nulle.

Les deux lois fondamentales en jeu lors d'une collision inélastique sont :

- la conservation de l'énergie totale

$$E_{cp} = E_{c\alpha} + E_{cBe} - (Q - E_{Be}^*) \quad (2.22)$$

- la conservation de l'impulsion totale selon x et selon y

$$m_p v_p = m_\alpha v_\alpha \cos \theta_{lab} + m_{Be} v_{Be} \cos \varphi_{lab} \quad (2.23)$$

$$0 = m_\alpha v_\alpha \sin \theta_{lab} + m_{Be} v_{Be} \sin \varphi_{lab} \quad (2.24)$$

or il est possible d'écrire $mv = \sqrt{2mE_c}$ et les expressions 2.23 et 2.24 deviennent :

$$\sqrt{2m_p E_{cp}} = \sqrt{2m_\alpha E_{c\alpha}} \cos \theta_{lab} + \sqrt{2m_{Be} E_{cBe}} \cos \varphi_{lab} \quad (2.25)$$

$$0 = \sqrt{2m_\alpha E_{c\alpha}} \sin \theta_{lab} + \sqrt{2m_{Be} E_{cBe}} \sin \varphi_{lab} \quad (2.26)$$

L'équation 2.26 peut s'élever au carré :

$$m_{Be} E_{cBe} \sin^2 \varphi_{lab} = m_\alpha E_{c\alpha} \sin^2 \theta_{lab} \quad (2.27)$$

De plus l'équation 2.25 peut aussi s'écrire :

$$\sqrt{2m_{Be} E_{cBe}} \cos \varphi_{lab} = \sqrt{2m_p E_{cp}} - \sqrt{2m_\alpha E_{c\alpha}} \cos \theta_{lab} \quad (2.28)$$

qui élevée au carré donne :

$$m_{Be} E_{cBe} \cos^2 \varphi_{lab} = m_p E_{cp} + m_\alpha E_{c\alpha} \cos^2 \theta_{lab} - 2\sqrt{m_p m_\alpha E_{cp} E_{c\alpha}} \cos \theta_{lab} \quad (2.29)$$

En additionnant les équations 2.27 et 2.29, une première relation peut être obtenue :

$$m_{Be} E_{cBe} = m_p E_{cp} + m_\alpha E_{c\alpha} - 2\sqrt{m_p m_\alpha E_{cp} E_{c\alpha}} \cos \theta_{lab} \quad (2.30)$$

Une seconde relation est obtenue en multipliant l'équation 2.22 par m_{Be} et en remplaçant $m_{Be} E_{cBe}$ par son équivalent donné par la relation 2.30 :

$$m_{Be} E_{cp} = m_{Be} E_{c\alpha} + m_{Be}(-Q + E_{Be}^*) + m_p E_{cp} + m_\alpha E_{c\alpha} - 2\sqrt{m_p m_\alpha E_{cp} E_{c\alpha}} \cos \theta_{lab} \quad (2.31)$$

ou autrement formulé :

$$(m_{Be} + m_\alpha) E_{c\alpha} - 2\sqrt{m_p m_\alpha E_{cp} E_{c\alpha}} \cos \theta_{lab} + (m_p - m_{Be}) E_{cp} + m_{Be}(-Q + E_{Be}^*) = 0 \quad (2.32)$$

Il s'agit d'un polynôme du second degré en $\sqrt{E_{c\alpha}}$ pour une valeur θ_{lab} fixée.

Les figures 2.6 et 2.7 donnent les énergies des particules α_0 et α_1 émises dans les directions $\theta_{lab} = 5^\circ$ et $\theta_{lab} = 150^\circ$ pour un spectre de protons allant de 0 à 6 MeV, calculées grâce à la résolution de l'équation 2.32. $\theta_{lab} = 0^\circ$ correspond à la direction de propagation des protons. Des énergies jusqu'à 12 MeV sont théoriquement observables en considérant une réaction produite par un proton de 6 MeV dans la direction $\theta_{lab} = 5^\circ$. Cependant, la section efficace de réaction est au moins supérieure d'un facteur ~ 10 aux énergies proches de la résonance $E_p = 670 \text{ keV}$. Il est donc plus probable de produire des particules α_1 , avec des énergies comprises entre 3 et 5 MeV.

Les mesures expérimentales des spectres de particules α présentées dans les figures 2.8 et 2.9 viennent corroborer les prédictions théoriques.

Dans ces spectres, deux composantes se retrouvent systématiquement :

- une composante étroite à haute énergie qui correspond aux particules α_0 , puisque la largeur de la résonance qui favorise leur production est seulement de l'ordre de 5 keV.
- une composante large qui correspond aux particules α_1 , puisque la largeur de la résonance qui domine leur production est de l'ordre de 300 keV [107].

La composante étroite est toujours à plus haute énergie que la composante large puisque lorsque le noyau de

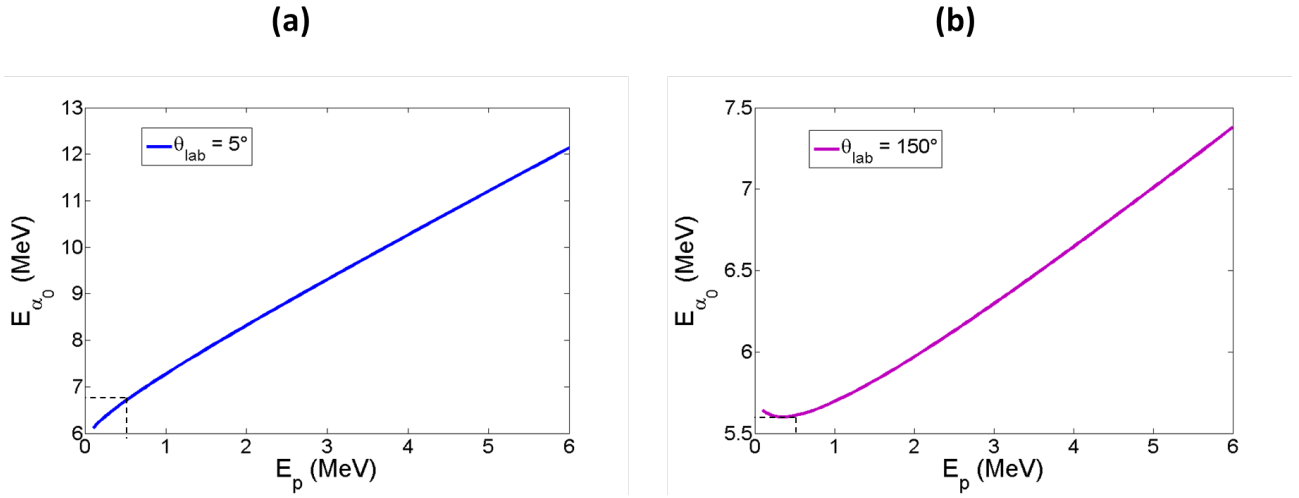


FIGURE 2.6 – Energie des particules α_0 pour les directions (a) $\theta_{lab} = 5^\circ$ et (b) $\theta_{lab} = 150^\circ$ en fonction de l'énergie du proton incident.

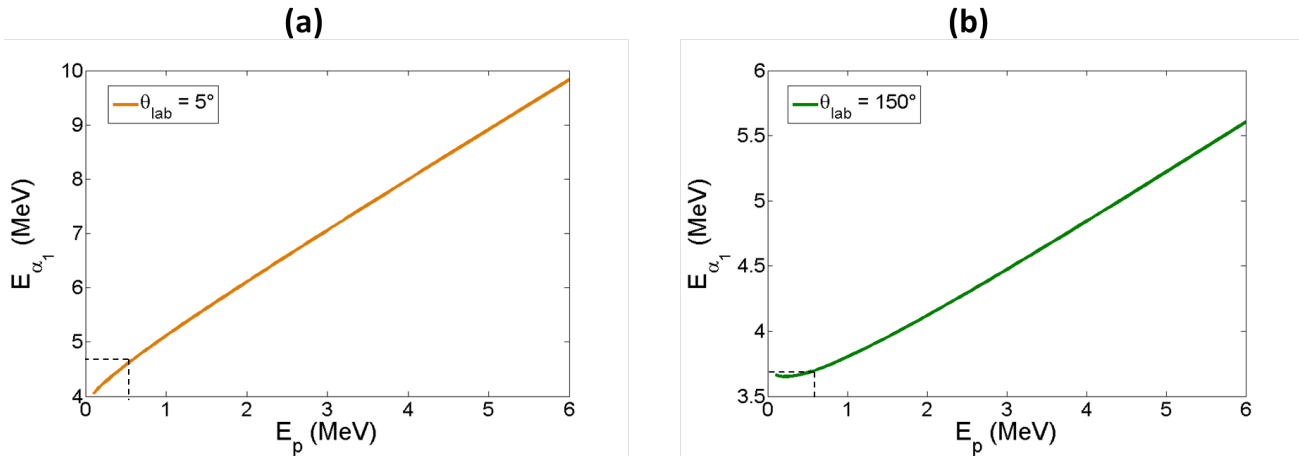


FIGURE 2.7 – Energie des particules α_1 pour dans les directions (a) $\theta_{lab} = 5^\circ$ et (b) $\theta_{lab} = 150^\circ$ en fonction de l'énergie du proton incident.

béryllium est produit à l'état fondamental, il y a plus d'énergie disponible pour la particule α_0 que pour la particule α_1 lorsque le noyau de béryllium est à l'état excité.

La figure 2.8 représente un spectre typique des particules α émises dans une expérience où un faisceau de protons d'énergie 165 keV produit dans un accélérateur irradie une cible de bore solide [105]. La détection est réalisée dans la direction $\theta_{lab} = 22,5^\circ$. Les signatures des particules α_0 et α_1 sont très reconnaissables par les deux maxima respectivement large et étroit autour de 2 MeV et $4,5 \text{ MeV}$. Le spectre des α provenant du break-up du noyau de ^8Be , soient les particules notées α_{01} , α_{02} , α_{11} et α_{12} , forme un continuum. Les résultats témoignent du fait que la résonance de 165 keV joue un rôle dans la production des deux mécanismes de réactions puisque le nombre de particules α_0 est équivalent à celui des particules α_1 .

Cependant, hors de cette résonance, la proportion de particules α_0 produites devient très faible, comme en témoignent les mesures effectuées lors de l'irradiation d'une cible de bore par des protons de 330 keV , présentées

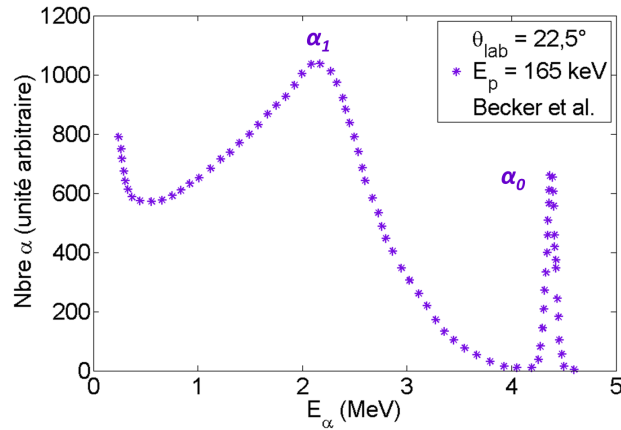


FIGURE 2.8 – Spectre des particules α émises dans la direction $\theta_{lab} = 22,5^\circ$ après irradiation d'une cible de bore solide par des protons d'énergie $E_p = 165 \text{ keV}$ dans une expérience de Becker *et al.* [105].

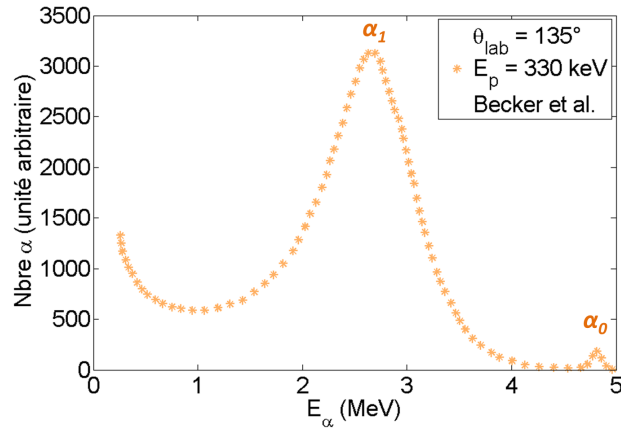


FIGURE 2.9 – Spectre des particules α émises dans la direction $\theta_{lab} = 135^\circ$ après irradiation d'une cible de bore solide par des protons d'énergie $E_p = 330 \text{ keV}$ dans une expérience de Becker *et al.* [105].

sur la figure 2.9. Dans ce cas, le mécanisme de réaction dominant est clairement celui qui passe par un état excité du noyau de béryllium.

Ce type de mesures a été réalisé par Becker *et al.* [105] à différents angles pour obtenir la distribution angulaire des particules α en fonction du mécanisme de réaction. La figure 2.10 donne le nombre de particules α_0 et α_1 en unité arbitraire en fonction de leur angle d'émission $\theta_{c.m.}$ dans le référentiel du centre de masse. Les mesures ont été effectuées pour une énergie du centre de masse égale à $E_{c.m.} = 642 \text{ keV}$. L'angle $\theta_{c.m.}$ peut être calculé à partir de l'angle de détection θ_{lab} grâce à l'expression suivante [108] :

$$\sin \theta_{c.m.} = \frac{E_\alpha/E_T}{D} \sin \theta_{lab} \quad (2.33)$$

Soient $E_{c\alpha}$ l'énergie cinétique de la particule α , m_p la masse du proton et E_{cp} son énergie cinétique. Les différents termes de l'équation 2.33 s'expriment alors tels que : $E_\alpha = m_\alpha \cdot c^2 + E_{c\alpha}$, $E_T = E_{cp} + m_p c^2 + m_B c^2$ et $D = \frac{m_p m_B}{(m_p + m_B)(m_\alpha + m_B c)}$ $\left(1 + \frac{m_p Q}{m_B E_T}\right)$. La figure 2.10 montre que pour $E_{c.m.} = 642 \text{ keV}$ l'émission des particules α_1 est relativement isotrope et ce

résultat se retrouve pour d'autres valeurs de $E_{c.m.}$. A l'inverse, l'émission des particules α_0 n'est pas isotrope, et varie beaucoup en fonction de $E_{c.m.}$.

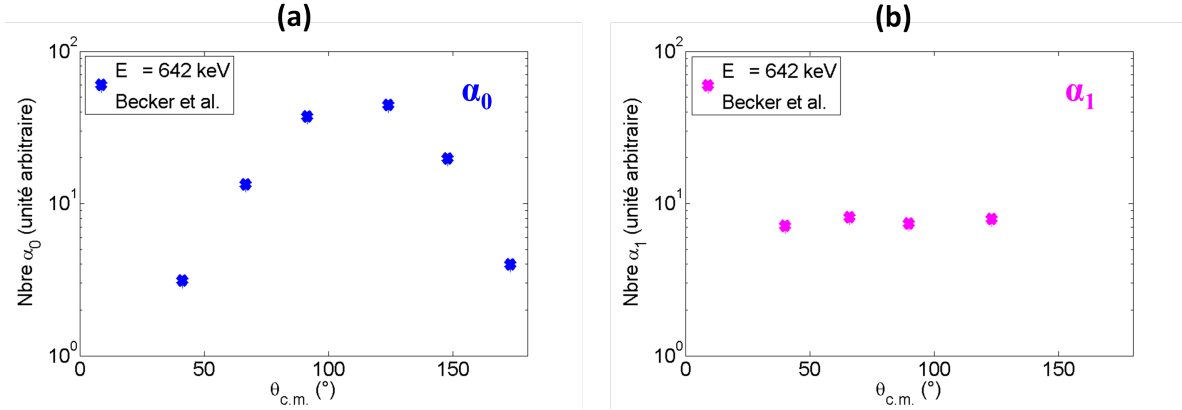


FIGURE 2.10 – Mesures expérimentales de la distribution angulaire de l'émission des particules (a) α_0 et (b) α_1 dans le référentiel du centre de masse [105], pour $E_{c.m.} = 642 \text{ keV}$.

2.1.3 Cinématique des particules α émises par la désintégration du ^8Be

Un cas d'étude où la particule α primaire (α_0 ou α_1) est émise dans la direction $\theta_{lab} = 150^\circ$ est proposé pour comprendre comment l'énergie de la réaction $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$ est distribuée aux particules α issues de la désintégration du ^8Be . Ces dernières étaient notées α_{01} , α_{02} ou α_{11} et α_{12} dans les équations 2.1 et 2.2. Dans la suite, elles sont notées α_1 et α_2 , ce qui englobe les cas où le ^8Be est à l'état fondamental ou excité.

L'énergie cinétique du noyau ^8Be ainsi que sa direction de propagation φ_{lab} peuvent être calculés dans les cas où le noyau de ^8Be est à l'état fondamental et dans son premier état excité $E_{Be}^* = 3,03 \text{ MeV}$. La figure 2.11 représente géométriquement les termes du problème.

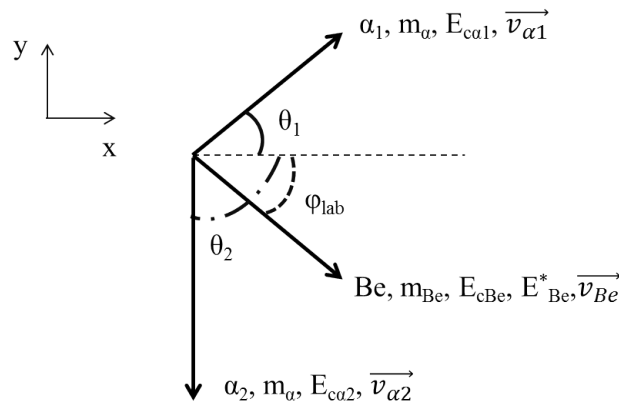


FIGURE 2.11 – Cinématique de la désintégration du noyau de ^8Be en deux particules α .

La figure 2.12 (a) donne l'énergie cinétique du noyau de ^8Be produit par la réaction $^{11}\text{B}(p, \alpha)^8\text{Be}$ à l'état fondamental ou dans son premier état excité, en fonction de l'énergie cinétique du proton et sachant que la

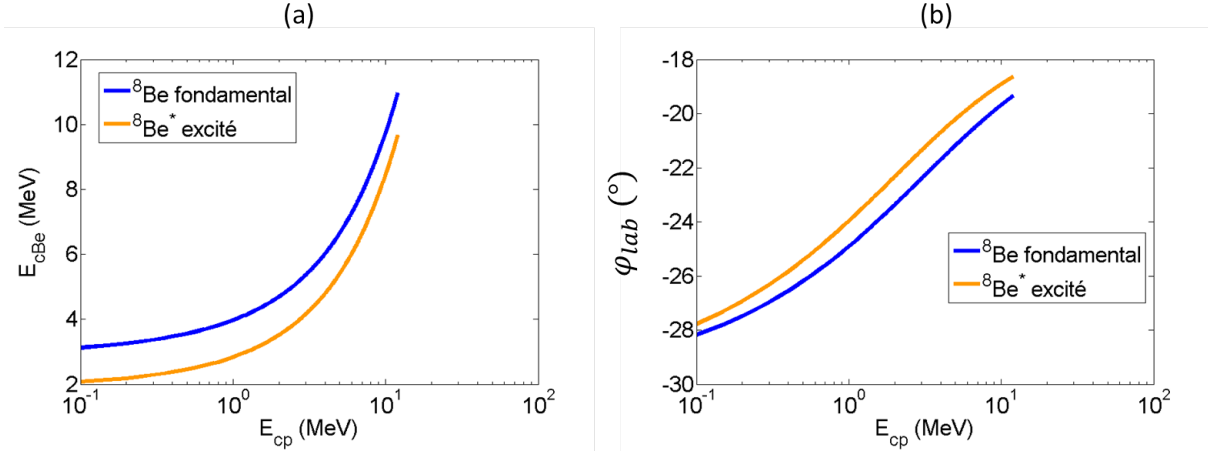


FIGURE 2.12 – (a) Energie cinétique E_{cBe} du noyau ${}^8\text{Be}$ produit par la réaction ${}^{11}\text{B}(p, \alpha){}^8\text{Be}$, en fonction de l'énergie cinétique du proton E_{cp} . L'angle d'émission de la particule α est fixé à $\theta_{lab} = 150^\circ$. (b) Angle d'émission φ_{lab} du noyau de ${}^8\text{Be}$ en fonction de l'énergie cinétique du proton E_{cp} .

particule α est émise à 150° . Le noyau acquiert plus d'énergie cinétique quand il se trouve à l'état fondamental. A l'inverse, quand le noyau est dans un état excité, il y a moins d'énergie cinétique disponible. La probabilité de produire un noyau ${}^8\text{Be}$ à l'état excité est la plus grande. Ainsi, une majorité des noyaux peuvent acquérir entre 2 et 3,5 MeV, produits par des protons ayant des énergies comprises entre 0,1 et 2 MeV.

L'angle d'émission du noyau ${}^8\text{Be}$ dans le référentiel du laboratoire est donné sur la figure 2.12 (b) en fonction de l'énergie cinétique du proton. L'angle est négatif car il est orienté dans le sens indirect. Le noyau est émis vers l'avant, c'est-à-dire dans la direction de propagation du proton, entre $\sim 18^\circ$ et 28° .

La chaleur de réaction de la fission du ${}^8\text{Be}$ vaut :

$$Q = (8,005305094 - 2 \times 4,002603250).c^2 \quad (2.34)$$

$$Q = 0,0918 \text{ MeV} \quad (2.35)$$

Lors de la fission, l'énergie totale du système est conservée et il existe une relation entre l'énergie cinétique des deux particules α , $E_{c\alpha 1}$ et $E_{c\alpha 2}$, l'énergie cinétique du noyau de ${}^8\text{Be}$, E_{cBe} , ainsi que l'énergie d'excitation E_{Be}^* et la chaleur de réaction Q :

$$E_{cBe} + E_{Be}^* = E_{c\alpha 1} + E_{c\alpha 2} - Q \quad (2.36)$$

De plus, l'impulsion totale est aussi conservée selon les axes x et y :

$$\sqrt{m_{Be}E_{cBe}}\cos\varphi = \sqrt{m_\alpha E_{c\alpha 1}}\cos\theta_1 + \sqrt{m_\alpha E_{c\alpha 2}}\cos\theta_2 \quad (2.37)$$

$$\sqrt{m_{Be}E_{cBe}}\sin\varphi = \sqrt{m_\alpha E_{c\alpha 1}}\sin\theta_1 + \sqrt{m_\alpha E_{c\alpha 2}}\sin\theta_2 \quad (2.38)$$

Ces équations se résolvent de la même façon que celles de la partie précédente et aboutissent à une équation du second degré en $\sqrt{E_{c\alpha 2}}$ pour une valeur θ_2 fixée, qui est la direction d'émission de la particule α_2 :

$$2m_\alpha E_{c\alpha 2} - 2\sqrt{m_{Be}m_\alpha E_{cBe}} \cos(\varphi - \theta_2) \sqrt{E_{c\alpha 2}} + (m_{Be} - m_\alpha)E_{cBe} - m_\alpha E_{Be}^* - m_\alpha Q = 0 \quad (2.39)$$

Par exemple, pour $\theta_2 = -80^\circ$, les valeurs de $E_{c\alpha 1}$ et $E_{c\alpha 2}$ sont données sur la figure 2.13 (a) en fonction de l'énergie du proton. L'angle d'émission de la particule α_1 , θ_1 , est alors compris entre 93° et 95° . La désintégration d'un noyau 8Be excité (l'état le plus probable) donne des particules α_1 ayant des énergies moyennes autour de 5 MeV (sauf pour celles produites par des protons très énergétiques $> 2 \text{ MeV}$) et des particules α_2 d'énergies moyennes beaucoup plus faibles autour de $0,5 \text{ MeV}$. Pour un angle θ_2 plus faible de -20° , l'écart entre les énergies des deux particules α diminue comme illustré sur la figure 2.13 (b). Après la désintégration du noyau 8Be excité, la particule α_2 acquiert en moyenne 1 MeV alors que la particule α_1 acquiert en moyenne 4 MeV , pour θ_1 compris entre 116° et 134° .

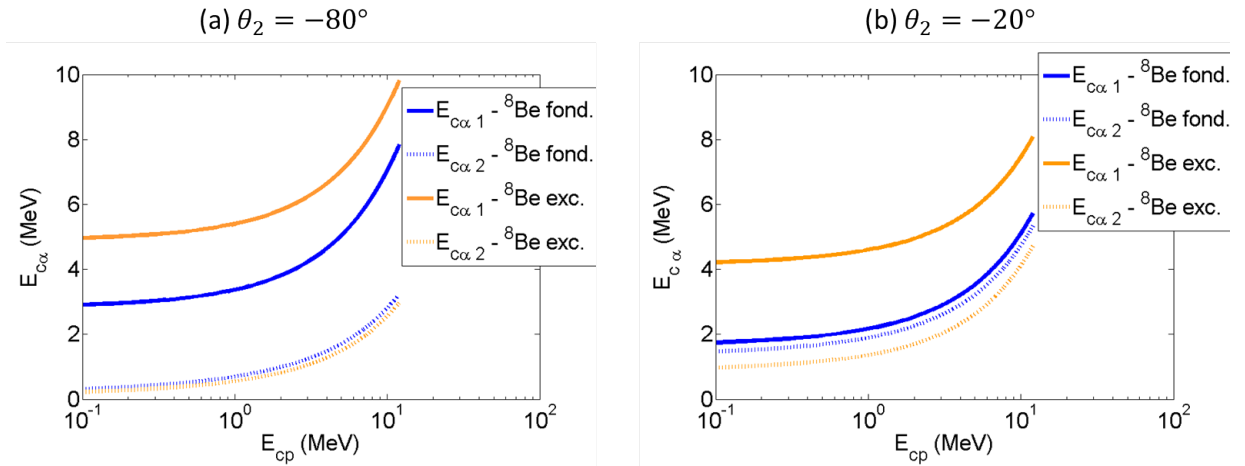


FIGURE 2.13 – Energies des particules α_1 et α_2 issues de la désintégration du noyau 8Be en fonction de l'énergie cinétique du proton qui a initié la réaction pour un angle d'émission d'émission de la particule α_2 fixé à (a) -80° et (b) -20° .

Pour conclure, les énergies cinétiques des particules α_1 et α_2 dépendent de l'énergie du proton qui a initié la réaction, du niveau d'excitation du noyau 8Be et de leur direction d'émission. Si le noyau 8Be était au repos, la réaction de fission ne libèrerait que 46 keV à chaque particule α . Or, le noyau de 8Be n'est jamais au repos car il récupère une partie de l'énergie cinétique du proton et son temps de vie est tellement court ($\sim 10^{-16} \text{ s}$ [109]) qu'il n'a pas le temps d'être ralenti dans la matière. Quand le noyau 8Be est produit à l'état fondamental, sa fission libère deux particules α dont les énergies sont assez proches, surtout si elles sont émises le long de la direction de propagation du 8Be . Quand le noyau 8Be est produit à l'état excité, l'écart entre les énergies des particules α augmente. Deux populations sont ainsi créées : des particules α de très faibles énergies $\leq 2 \text{ MeV}$ et des particules α d'énergie autour de $\sim 4 - 5 \text{ MeV}$. Pour des protons très énergétiques $\sim 10 \text{ MeV}$, les valeurs peuvent aller jusqu'à $\sim 8 \text{ MeV}$. Pour compléter cette étude, il faudrait simuler la production des réactions en prenant en compte les sections efficaces différentielles et tous les angles possibles d'émission des produits.

2.2 Les réactions nucléaires (p, n)

Les réactions (p, n) qui produisent des radioisotopes émetteurs de positrons sont de grand intérêt pour la médecine nucléaire. L'émetteur principalement utilisé est le fluor 18 produit par la réaction $^{18}O(p, n)^{18}F$ car il possède un temps de demi-vie assez long ($\tau_{1/2} = 109,7 \text{ min}$) pour rester en quantité suffisante après son transport. Toutefois, l'étude de cette réaction est difficile dans le cadre d'expériences laser pour la simple raison que le coût de cibles solides dopées en ^{18}O est très élevé.

Un autre émetteur qui peut être utilisé en médecine nucléaire est le ^{11}C . Or, le bombardement de noyaux de bore 11 par des protons peut mener à des états excités du carbone 12 dont la décomposition donne un neutron et un noyau de carbone 11 par la réaction $^{11}B(p, n)^{11}C$. Il s'agit d'une réaction à seuil apparaissant pour des énergies $E_p \geq 3,02 \text{ MeV}$. Pour $E_p \leq 5,19 \text{ MeV}$, le système mène directement à l'état fondamental du ^{11}C [100]. La chaleur de réaction Q s'exprime telle que :

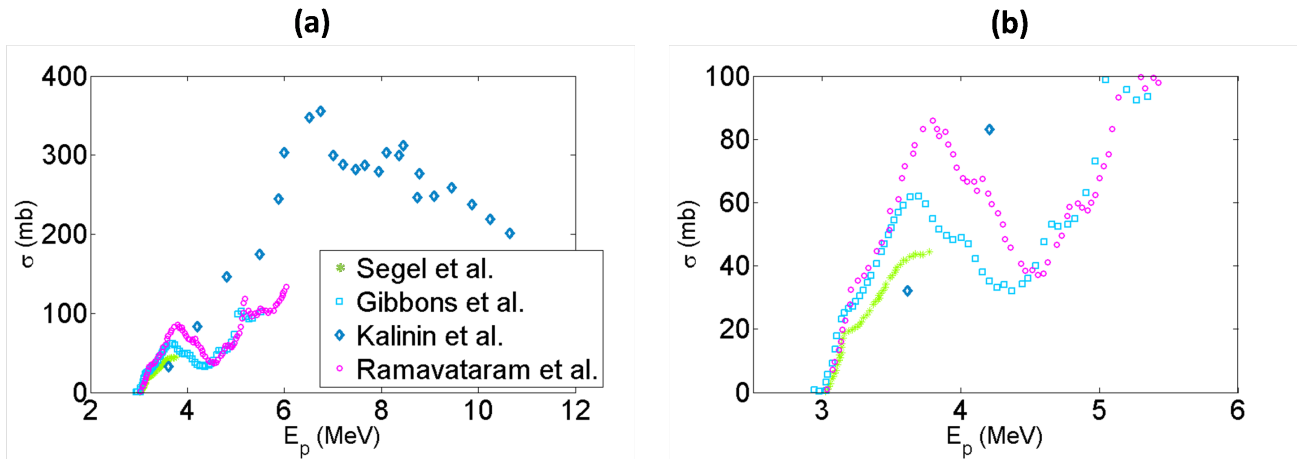


FIGURE 2.14 – (a) Sections efficaces totales de la réaction $^{11}B(p, n)^{11}C$ mesurées par Segel *et al.* [100], Gibbons *et al.* [110] et Ramavataram *et al.* [111] pour une gamme d'énergies comprises entre 3 et 6 MeV et mesurées par Kalinin *et al.* [112] pour une gamme d'énergies comprises entre 3 et 11 MeV . (b) Zoom entre 2, 5 et 6 MeV .

$$Q = m_p \cdot c^2 + m_B \cdot c^2 - m_C \cdot c^2 - m_n \cdot c^2 \quad (2.40)$$

$$Q = (1,007825035[u] + 11,009305466 - 11,011433563 - 1,008664915) \cdot c^2 \quad (2.41)$$

$$Q \simeq -2.8 \text{ MeV} \quad (2.42)$$

Il s'agit d'une réaction endo-énergétique.

La figure 2.14 rapporte différentes mesures de la section efficace totale [100], [110], [112], [111]. Plusieurs résonances sont remarquables pour $E_p = 3,18 - 3,67 - 4,70 - 5,10 \text{ MeV}$.

Le temps de demie-vie caractéristique de la désintégration du noyau ^{11}C est de $20,334 \text{ min}$. 99,77% des désintégrations libèrent un positron β^+ d'énergie $\sim 385 \text{ keV}$, un noyau de ^{11}B et un neutrino ν :



Le noyau de ^{11}B est produit à l'état fondamental. Les autres modes de désintégration (émission β^- , émission γ , émission X) sont négligeables.

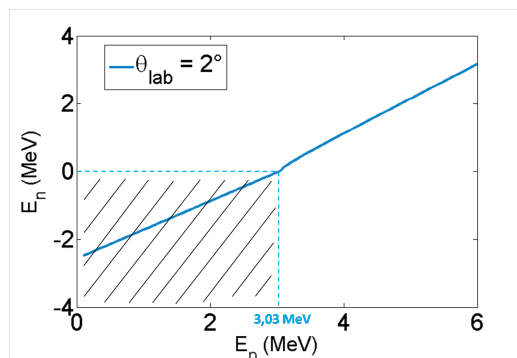


FIGURE 2.15 – Energie des neutrons émis dans la direction $\theta_{lab} = 2^\circ$ en fonction de l'énergie du proton incident E_p .

La résolution de l'équation 2.32 pour le système $^{11}B(p, n)^{11}C$ permet de déterminer l'énergie des neutrons émis par la réaction dans une direction donnée. La figure 2.15 montre des résultats pour $\theta_{lab} = 2^\circ$. Il apparaît très clairement que la réaction ne se produit que pour des protons d'énergie incidente $\geq 3.03 \text{ MeV}$, ce qui se traduit mathématiquement par des énergies négatives des neutrons pour $E_p \leq 3.03 \text{ MeV}$. Le spectre des neutrons est large, fortement dépendant de celui des protons.

2.3 Les réactions avec les noyaux ^{10}B

Les réactions nucléaires entre protons et ^{10}B sont d'intérêt pour plusieurs raisons. Tout d'abord, dans le cadre des recherches sur la fusion, la majorité des cibles utilisées lors des campagnes expérimentales présentées dans ce manuscrit étaient des cibles contenant du bore naturel soit 80,1% de ^{11}B et 19,9% de ^{10}B . Il est nécessaire de considérer les réactions nucléaires qui peuvent avoir lieu entre les protons et les noyaux de ^{10}B afin de pouvoir estimer leur contribution dans les signaux détectés, qui risquerait de fausser les mesures concernant les réactions $p - ^{11}B$.

Par ailleurs, la faible abondance de ^{10}B dans l'Univers, par rapport aux prédictions théoriques, fait toujours l'objet de questionnement (voir le paragraphe 1.4.3). Une des hypothèses est que la réaction $^{10}B(p, \alpha)^7Be$ serait responsable de la disparition du ^{10}B , renforcée par des phénomènes d'écrantage qui participeraient à considérablement augmenter la section efficace de la réaction à basse énergie ($\leq 50 \text{ keV}$). L'étude de la production de cette réaction dans des conditions de température et d'ionisation variées obtenues grâce aux lasers est donc de grand intérêt [113], [90] (voir aussi la partie 2.7).

2.3.1 La réaction $^{10}B(p, \alpha)^7Be$

La réaction de fusion entre des protons et un noyau ^{10}B qui libère $\sim 1,147 \text{ MeV}$ produit un noyau excité de ^{11}C qui se décompose en un noyau de 7Be à l'état fondamental, ou excité, et en une particule α_0 ou α_1 , respectivement :



Le noyau de $^7Be^*$ excité retourne à l'état fondamental en émettant un rayonnement γ de $0,431 \text{ MeV}$. Le 7Be est radioactif et se désintègre en 7Li , avec un temps de demie-vie de $53,22 \text{ j}$. Le noyau fils peut lui aussi être

à l'état excité, et revient à l'état fondamental en émettant un rayonnement γ de $0,477 \text{ MeV}$. Ce schéma de réaction est illustré sur la figure 2.16.

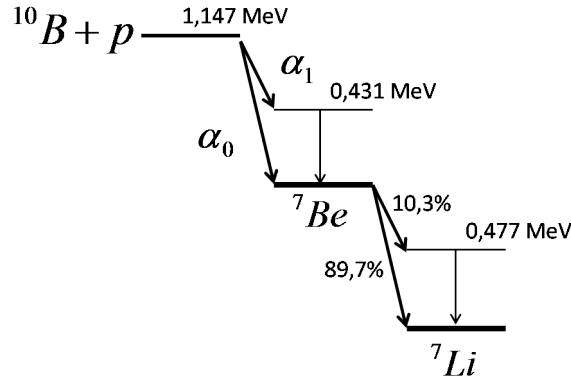


FIGURE 2.16 – Chaîne de réactions suivant la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$.

La figure 2.17 donne plusieurs données sur la section efficace de la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$ issues des références [113], [114], [112], [115], [116] et [117]. A basse énergie, la section efficace est très faible $\leq 10^{-4} \text{ b}$ puisque la barrière coulombienne est grande. Cette réaction a peu d'intérêt du point de vue de la production d'énergie puisqu'elle libère seulement 1 MeV et que sa section efficace est bien plus faible que celle de la réaction $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$.

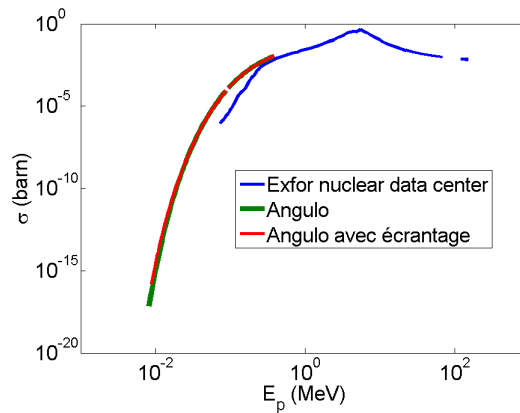


FIGURE 2.17 – Section efficace totale de la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$. Les données ont été mesurées ou calculées par Angulo *et al.* [113], Kafkarkou *et al.* [116] et Youn *et al.* [117].

2.3.2 La réaction $^{10}\text{B}(p, \gamma)^{11}\text{C}$

Lors de la collision de protons avec des noyaux de ^{10}B , le noyau de ^{11}C excité peut revenir à son état fondamental en émettant un rayonnement γ :



En astrophysique, la réaction $^{10}\text{B}(p, \gamma)^{11}\text{C}$ est particulièrement impliquée dans la nucléosynthèse des noyaux de masse 11. En effet, le ^{11}C se désintègre en ^{11}B . Dans le cadre de nos expériences, ces noyaux de ^{11}C peuvent être confondus avec ceux produits par la réaction $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$. Il est donc important de pouvoir estimer leur

contribution.

La figure 2.18 donne la section efficace de la réaction $^{10}\text{B}(p, \gamma)^{11}\text{C}$, calculée ou mesurée pour des valeurs d'énergie du centre de masse $\leq 400 \text{ keV}$ [118], [119].

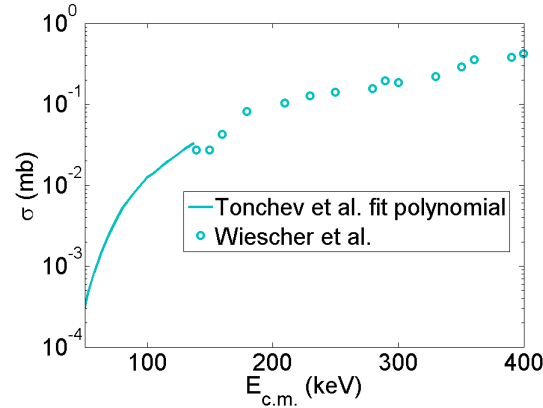


FIGURE 2.18 – Section efficace de la réaction $^{10}\text{B}(p, \gamma)^{11}\text{C}$ calculée à partir du facteur astrophysique $S(E)$, lui-même calculé et mesuré par Tonchev *et al.* [118] et Wiescher *et al.* [119].

2.4 La réaction $^{14}\text{N}(p, \alpha)^{11}\text{C}$

Le paragraphe 1.4.3 avait introduit l'idée d'utiliser des cibles dites " $B-N$ " contenant des atomes de bore et d'azote pour produire des réactions de fusion en chaîne. En réagissant avec les particules α issues des réactions de fusion, l'azote N sert à régénérer des protons, susceptibles d'induire de nouvelles réactions. Avant de réagir avec les particules α , les noyaux ^{14}N peuvent réagir avec les protons incidents, en particulier à travers le processus $^{14}\text{N}(p, \alpha)^{11}\text{C}$ ou autrement formalisé :



Cette réaction contribue à la production de particules α ainsi que de ^{11}C .

La chaleur de réaction Q vaut :

$$Q = m_p.c^2 + m_N.c^2 - m_C.c^2 - m_\alpha.c^2 \quad (2.48)$$

$$Q = (1,007825035[u] + 14,00307400 - 11,011433563 - 4,00260325).c^2 \quad (2.49)$$

$$Q \simeq -2.9 \text{ MeV} \quad (2.50)$$

Il s'agit de nouveau d'une réaction à seuil qui nécessite des protons de plus de 3 MeV pour être produite. En regardant la section efficace, il est possible de dire que seuls des protons d'énergie supérieure à $\sim 5 \text{ MeV}$ peuvent initier significativement la réaction, puisque pour des énergies plus faibles, la section efficace est inférieure au mbarn.

2.5 Les réactions secondaires

Dans le schéma type où un faisceau de protons accélérés par laser est envoyé sur une cible solide, sont appelées réactions "primaires" les réactions initiées par ces protons. Les réactions initiées par les produits des réactions "primaires" sont appelées réactions "secondaires".

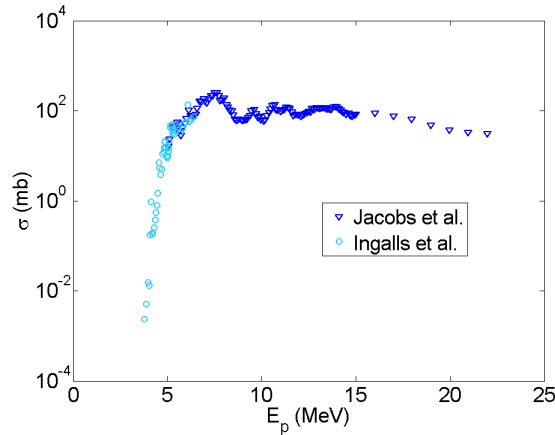


FIGURE 2.19 – Sections efficaces de la réaction $^{14}\text{N}(p, \alpha)^{11}\text{C}$ mesurées par Jacobs *et al.* [120] and Ingalls *et al.* [121].

2.5.1 La réaction $^{10}\text{B}(\alpha, n)^{13}\text{N}$

Dans une cible solide de bore naturel, des protons incidents peuvent produire les réactions $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$ et $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$ qui sont les principales sources de particules α . Pour déterminer le nombre de réactions initiées lors d'un tir laser, il est nécessaire de mesurer le nombre de particules α . Il est possible de collecter toutes les particules qui s'échappent de la cible. Cependant, un grand nombre est ralenti et stoppé à l'intérieur du bore. Il est très important de pouvoir évaluer ce nombre pour déterminer le nombre exact de réactions primaires produites. Une méthode est de mesurer le nombre de réactions initiées par les particules α . Or, la collision particule α - ^{10}B mène à des états excités du noyau composé ^{14}N qui se désexcitent en libérant un neutron :



La réaction $^{10}\text{B}(\alpha, n)^{13}\text{N}$ semble une bonne candidate de diagnostic puisque l'azote 13 - ^{13}N - est un émetteur β^+ dont on peut mesurer la décroissance radioactive caractérisée par un temps de demie-vie $\tau_{1/2} = 9,965 \text{ min}$. Le schéma de désintégration est indiqué dans la figure 2.20 [122]. Dans le chapitre 3, les différentes méthodes expérimentales de détection sont présentées en détails.

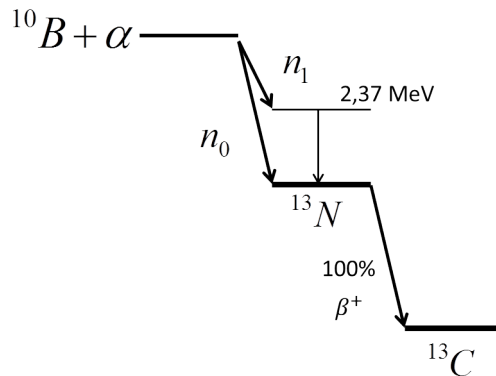


FIGURE 2.20 – Chaîne de réactions suivant la réaction $^{10}\text{B}(\alpha, n)^{13}\text{N}, ^{13}\text{N}^*$.

La chaleur de réaction Q témoigne du caractère exothermique de la réaction [123].

$$Q = m_{\alpha}.c^2 + m_B.c^2 - m_N.c^2 - m_n.c^2 \quad (2.52)$$

$$Q = (4,00260325[u] + 10,01293700 - 13,00573861 - 1,00866492).c^2 \quad (2.53)$$

$$Q \simeq 1,1 \text{ MeV} \quad (2.54)$$

Cependant, les données de section efficace montrent qu'en dessous de $E_{\alpha} \sim 2,5 \text{ MeV}$, la probabilité de réaction est faible. Les seules données qui existent sont présentées sur la figure 2.21 [110].

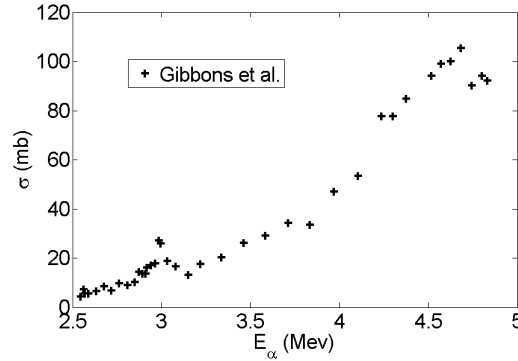


FIGURE 2.21 – Sections efficaces de la réaction $^{10}\text{B}(\alpha, n)^{13}\text{N}$ mesurées par Gibbons *et al.* [110].

2.5.2 Les réactions secondaires avec ^{14}N

Deux principales réactions peuvent être induites lors de l'interaction de particules α avec des noyaux ^{14}N :



Comme pour la réaction $^{10}\text{B}(\alpha, n)^{13}\text{N}$, la mesure de ces réactions est un moyen de déterminer le nombre de particules α produites par les réactions primaires. De plus, la réaction $^{14}\text{N}(\alpha, p)^{17}\text{O}$ a un second intérêt qui est de régénérer des protons capable d'induire de nouvelles réactions. La combinaison B-N n'est peut-être pas la combinaison optimale. Il s'agit d'une première étape dans l'étude de la production de réactions en chaîne.

La réaction $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)^{18}\text{F}$

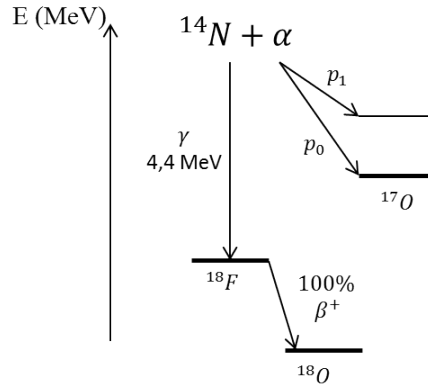
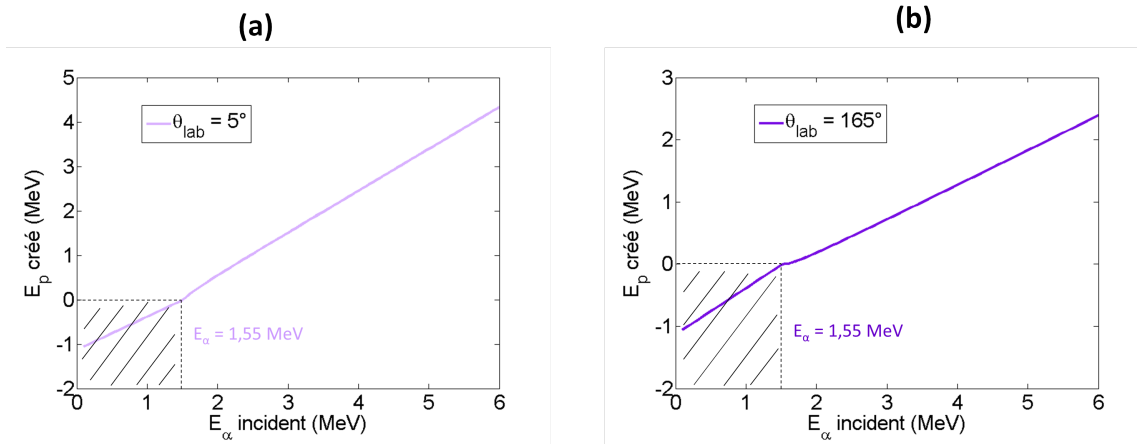
La réaction $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)^{18}\text{F}$ peut être facilement détectable car l'élément ^{18}F se désintègre en ^{18}O , qui est stable et dans son état fondamental, par émission β^+ . Le temps de demie-vie caractéristique est $\tau_{1/2} = 109,77 \text{ min}$. Le calcul de la chaleur de réaction indique qu'il s'agit d'une réaction exothermique.

$$Q = m_{\alpha}.c^2 + m_N.c^2 - m_F.c^2 \quad (2.57)$$

$$Q = (4,00260325[u] + 14,00307400 - 18,00093800).c^2 \quad (2.58)$$

$$Q \simeq 4,4 \text{ MeV} \quad (2.59)$$

Après recherche bibliographique, il semble qu'aucune donnée de section efficace totale n'existe pour cette réaction. Les seules informations indiquent que le facteur astrophysique S est de l'ordre de $\approx 0,7 \text{ MeV.b}$ et qu'il


 FIGURE 2.22 – Différents états nucléaires excités lors de l'interaction $\alpha - {}^{14}\text{N}$.

 FIGURE 2.23 – Energies du protons émis par la réaction ${}^{14}\text{N}(\alpha, p){}^{17}\text{O}$ en fonction de l'énergie E_α de la particule α incidente pour les directions (a) $\theta_{lab} = 5^\circ$ et (b) $\theta_{lab} = 165^\circ$.

existe des résonances pour lesquelles S est plus élevé, mais les valeurs ne sont pas publiées [124].

La réaction ${}^{14}\text{N}(\alpha, p){}^{17}\text{O}$

Comme illustré sur la figure 2.22, un des états excités du ${}^{18}\text{F}$ mène à l'état fondamental et au premier état excité du noyau ${}^{17}\text{O}$ [125] par émission d'un proton. Le calcul de chaleur de réaction Q indique que le processus est endothermique.

$$Q = m_\alpha \cdot c^2 + m_N \cdot c^2 - m_O \cdot c^2 - m_p \cdot c^2 \quad (2.60)$$

$$Q = (4,00260325[u] + 14,00307400 - 16,99913170 - 1,00782503) \cdot c^2 \quad (2.61)$$

$$Q = -1,3[u] \cdot c^2 \simeq -1.2 \text{ MeV} \quad (2.62)$$

En adaptant l'équation 2.32 au système ${}^{14}\text{N}(\alpha, p){}^{17}\text{O}$, il est possible d'estimer l'énergie du proton émis pour une direction donnée, en fonction de l'énergie de la particule α . La figure 2.23 illustre ce résultat pour $\theta_{lab} = 5^\circ$ et $\theta_{lab} = 165^\circ$ et pour une gamme d'énergie des particules α comprise entre 100 keV et 6 MeV, qui semble raisonnable au regard de l'étude réalisée dans la partie 2.1.2. Les calculs de cinématique confirment que seules des particules α de plus de $\sim 1,5 \text{ MeV}$ peuvent initier la réaction. Pour $\theta_{lab} = 5^\circ$, un large spectre de protons

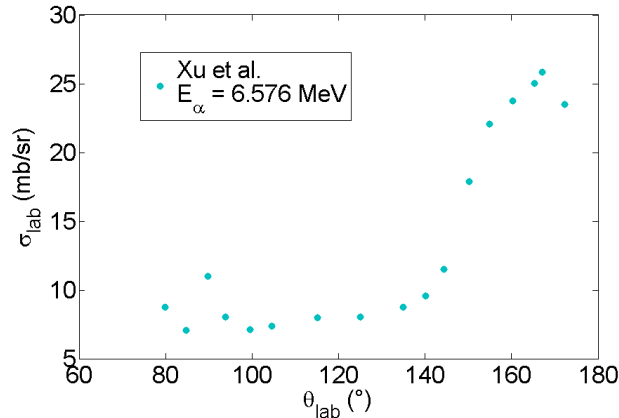


FIGURE 2.24 – Distribution angulaire des protons émis par la réaction $^{14}\text{N}(\alpha, p)^{17}\text{O}$ pour des particules α d'énergie $6,576\text{ MeV}$, mesurée par Xu *et al.* [126].

peut être produit entre 0 et $\sim 4\text{ MeV}$ alors que pour $\theta_{lab} = 165^\circ$, la gamme d'énergie des protons est restreinte entre 0 et $\sim 2\text{ MeV}$.

D'après les recherches bibliographiques, il n'existe pas de mesures expérimentales de la section efficace totale de cette réaction mais seulement des mesures de section efficace différentielle. Une étude réalisée par Xu *et al.* [126] et rapportée sur la figure 2.24 concerne la distribution angulaire des protons émis par la réaction pour $E_\alpha = 6,576\text{ MeV}$. Pour cette valeur E_α , la probabilité de réaction présente un maximum autour de $\theta_{lab} = 165^\circ$ et laisse penser que la majorité des protons produits ont une énergie proche de 2 MeV . Cependant, pour avoir une estimation complète de l'énergie des protons, il faudrait des informations sur la section efficace pour des valeurs E_α inférieures à 6 MeV .

2.6 Estimation du nombre de réactions attendues dans les expériences du LULI

Dans les expériences qui vont être décrites et analysées dans les prochains chapitres, les principales cibles étudiées sont de trois types :

- bore naturel contenant 80% ^{11}B et 20% ^{10}B
- bore 10 contenant 82% ^{10}B et 3% ^{11}B (15% paraffine)
- bore-azote ou nitrure de bore contenant 35% ^{11}B , 9% ^{10}B et 56% ^{14}N en masse.

Le schéma 2.25 résume l'ensemble des réactions qui peuvent avoir lieu dans ces cibles irradiées par des protons. Sachant que la masse volumique d'un cristal de bore est $\rho = 2,34\text{ g.cm}^{-3}$ et que celle du nitrure de bore est de $\rho = 2,2\text{ g.cm}^{-3}$, il est possible de calculer les densités atomiques pour les éléments ^{11}B , ^{10}B et ^{14}N . Les valeurs sont rapportées dans le tableau 2.1.

Soit un spectre de protons $f_p[\text{nbre}/\text{MeV}]$ caractérisé par une énergie maximale (cut-off) $E = E_{max}$ et interagissant avec une cible solide. Des réactions nucléaires peuvent être produites par chaque proton d'énergie E durant leur ralentissement dans la cible, jusqu'à ce qu'il soit complètement stoppé $E = 0$. Par la suite, pour déterminer le nombre de réactions induites par le spectre de protons, les équations 1.29 à 1.31 sont rappelées. Le nombre de réactions induites par seconde par un proton d'énergie initiale E s'écrit :

$$\frac{dN(E)}{dt} = \sigma(E)\rho v \quad (2.63)$$

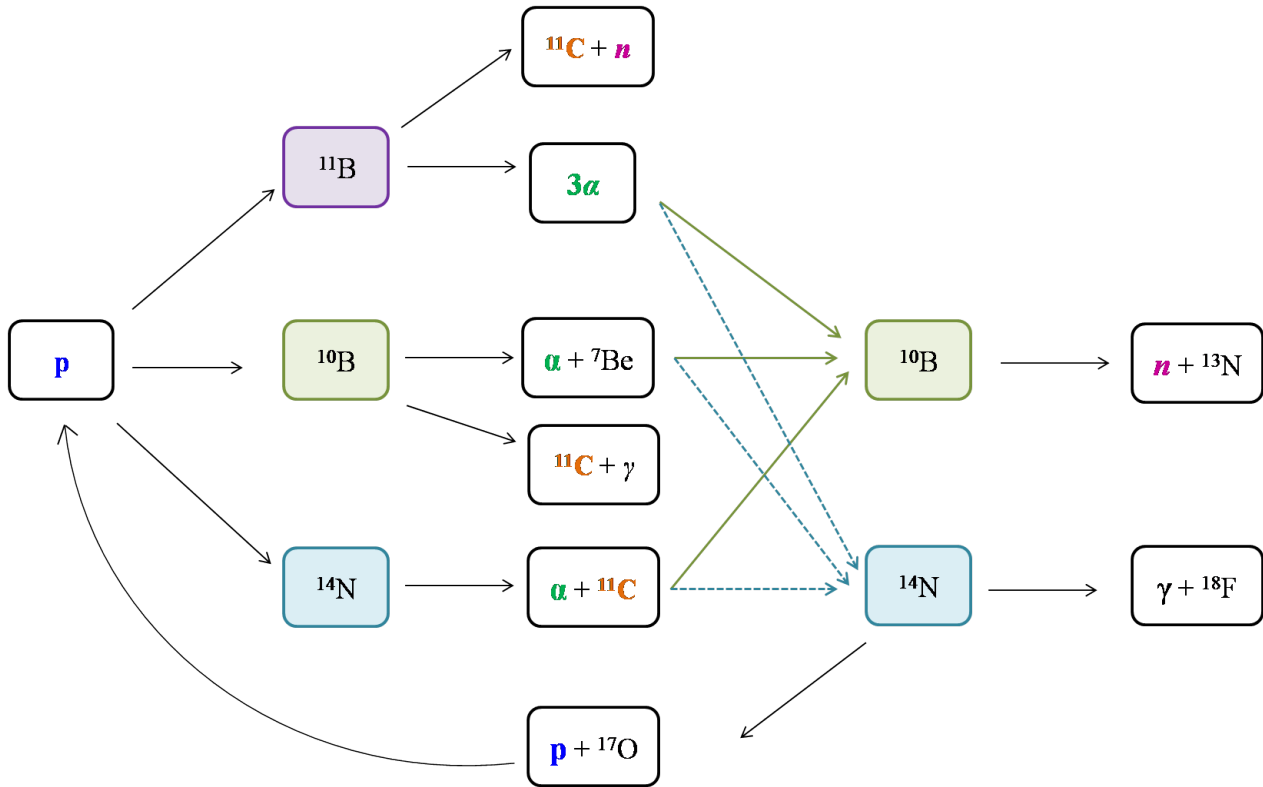


FIGURE 2.25 – Chaînes de réactions pouvant être produites dans une cible contenant du ^{11}B et/ou ^{10}B et/ou ^{14}N irradiée par des protons. Seules les réactions d'intérêts pour les expériences décrites dans ce manuscrit ont été retenues.

où σ [cm^2] est la section efficace de la réaction considérée, ρ [cm^{-3}] la densité volumique du réactant X (^{11}B ou ^{10}B ou ^{14}N) et v [$\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$] la vitesse relative du système $p - X$. Le nombre total de réactions $N(E)$ induites par ce même proton est :

$$N(E) = \int_0^E \sigma(E)\rho v dt \tag{2.64}$$

Le ralentissement des protons dans la cible dE/dx [$\text{MeV}\cdot\text{cm}^{-1}$] peut être inséré dans l'équation 2.64 qui devient :

$$N(E) = \int_0^E \frac{\sigma\rho v}{dE/dx} \frac{dE}{dx} dt = \int_0^E \frac{\sigma\rho}{dE/dx} dE \tag{2.65}$$

car $vdt = dx$.

	$n_{^{11}\text{B}}$ (cm^{-3})	$n_{^{10}\text{B}}$ (cm^{-3})	$n_{^{14}\text{N}}$ (cm^{-3})
Bore naturel	$1,02\cdot 10^{23}$	$2,05\cdot 10^{22}$	/
Bore 10	$3,1\cdot 10^{21}$	$9,4\cdot 10^{22}$	/
Nitruure de bore	$4,22\cdot 10^{22}$	$1\cdot 10^{22}$	$5,3\cdot 10^{22}$

TABLE 2.1 – Densités atomiques dans 3 types de cibles : bore naturel, bore 10 et nitruure de bore.

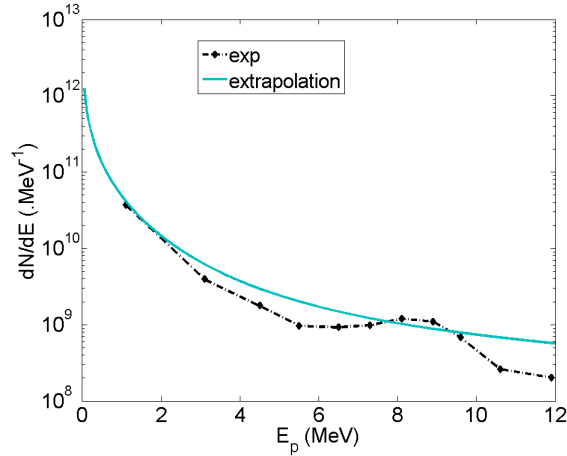


FIGURE 2.26 – Spectre de protons typiquement produit en expérience avec une cible d'or $10 \mu m$ et une énergie laser $12,9 J$. L'ajustement des données expérimentales correspond à l'équation 2.67 [tir 1510112].

	$^{11}B(p, \alpha)2\alpha$	$^{11}B(p, n)^{11}C$	$^{10}B(p, \alpha)^7Be$	$^{10}B(p, \gamma)^{11}C$	$^{14}N(p, \alpha)^{11}C$
Bore naturel	$1,6 \cdot 10^7$	$6,0 \cdot 10^6$	$2,0 \cdot 10^6$	5	/
B10	$4,9 \cdot 10^5$	$1,8 \cdot 10^5$	$9,3 \cdot 10^6$	23	/
Nitrure de bore	$6,6 \cdot 10^6$	$2,5 \cdot 10^6$	$9,9 \cdot 10^5$	2,4	$1,0 \cdot 10^6$

TABLE 2.2 – Estimations du nombre de réactions attendues dans les cibles Bore naturel, B10 et Nitrure de bore, calculées grâce au modèle développé dans les équations 2.63 à 2.66.

Par conséquent, le nombre total de réactions N_{tot} induites par tout le spectre de protons f_p est :

$$N_{tot} = \int_0^{E_{max}} f_p(E) N(E) dE \quad (2.66)$$

Pour simplifier le problème, le faisceau de protons est considéré comme collimaté et en incidence normale à la cible. D'après l'équation 2.65, le nombre de réaction augmente lorsque le ralentissement diminue. Ainsi, pour optimiser le nombre de réaction, il faut minimiser les pertes d'énergies, d'où l'idée de travailler en milieu plasma. Le ralentissement des protons dans un profil plasma de densité comprise entre 0 et la densité solide, et pour des températures allant de quelques eV à $\sim 1 keV$ est difficile à simuler. Cependant, dans un premier temps, il est possible de résoudre l'équation 2.66 en milieu solide. Un spectre typique de protons mesuré dans les expériences décrites dans les chapitres suivants est représenté sur la figure 2.26 et l'ajustement correspondant est donné par l'équation 2.67.

$$f_p = \frac{3,9 \cdot 10^{11}}{\sqrt{2ET_{hot1}}} \exp\left(-\sqrt{\frac{2E}{T_{hot1}}}\right) + \frac{3,7^{10}}{\sqrt{2ET_{hot2}}} \exp\left(-\sqrt{\frac{2E}{T_{hot2}}}\right) \quad (2.67)$$

avec $T_{hot1} = 0,36 MeV$ et $T_{hot2} = 12,3 MeV$.

Le calcul du nombre de réactions est effectué en utilisant le pouvoir d'arrêt des protons dans le bore, donné sur la figure 2.27 et en considérant qu'il est identique dans les trois cibles [127], [128].

Le tableau 2.2 compile les résultats obtenus par la résolution de l'équation 2.66 dans les trois types de cibles

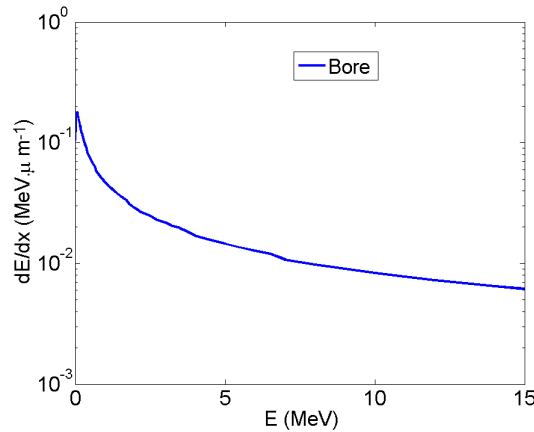


FIGURE 2.27 – Pouvoir d'arrêt des protons dans du bore à l'état solide et de masse volumique $\rho = 2,34 \text{ g.cm}^{-3}$ [127], [128].

et pour les principales réactions d'intérêt, en considérant un spectre typique de protons donné par l'équation 2.67. Comme attendu, la production de la réaction $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$ domine d'au moins un facteur 10 les autres réactions. Sachant que trois particules α sont produites par réaction, la contribution de la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$ dans la production totale de particules α ne représente que 0,2% et est donc négligeable.

En revanche, dans les cibles de Nitrure de bore, les réactions $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ et $^{14}\text{N}(p, \alpha)^{11}\text{C}$ jouent toutes les deux un rôle significatif dans la production de ^{11}C .

Enfin, la réaction $^{10}\text{B}(p, \gamma)^{11}\text{C}$ est complètement négligeable puisque sa production est inférieure de plusieurs ordres de grandeurs par rapport à celle des autres réactions.

Les résultats présentés ne sont que des estimations. Les calculs 1D négligent les effets géométriques et ne prennent pas en compte la variation du flux de protons en fonction de l'angle d'émission. Surtout, les calculs ne prennent pas en compte tous les paramètres inconnus, qui, justement, justifient la réalisation d'expériences.

2.7 Effet de l'écrantage électronique

Le potentiel coulombien induit par un noyau "nu", c'est-à-dire sans aucun électron alentour, s'étend jusqu'à l'infini. Pour produire une réaction nucléaire, une particule incidente chargée doit parvenir à franchir cette barrière. Le calcul effectué dans les équations 2.7 à 2.20 montre que pour une particule d'énergie cinétique inférieure à l'énergie potentielle coulombienne, la probabilité de franchir la barrière est faible mais non nulle, grâce à l'effet tunnel. Dans le cas d'atomes ou d'ions, les électrons écrantent le potentiel coulombien : une particule incidente ne ressent la répulsion qu'après avoir pénétré le nuage électronique. La barrière coulombienne est donc réduite, ce qui provoque une augmentation des sections efficaces de réaction.

L'effet de l'écrantage augmente exponentiellement pour des énergies décroissantes. Par conséquent, dans la majorité des études de physique nucléaire concernant la mesure expérimentale de sections efficaces de réactions, le phénomène d'écrantage électronique est tout à fait négligeable puisque les énergies en jeu sont supérieures à plusieurs centaines de keV et les cibles employées sont fines, ne permettant pas le ralentissement des particules. En revanche, dans des plasmas astrophysiques ou de fusion, l'écrantage électronique doit être pris en compte puisque les particules peuvent avoir des énergies très basses [113] [129].

Les effets d'écrantage ne concernent pas les réactions à seuil du type $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ qui ne sont produites que par des protons de plusieurs MeV . En revanche, les effets d'écrantage pourraient jouer un rôle important dans

la réaction de fusion $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$.

Ces effets peuvent avoir lieu dans les cibles solides où les atomes sont complètement neutres. Dans les plasmas, les atomes sont partiellement ionisés ce qui pourrait laisser croire que les effets d'écrantage sont moins importants. Cependant, il faut aussi considérer l'action des électrons libres qui jouent un rôle encore mal compris.

A l'heure actuelle, il semblerait que les modèles théoriques présentent des lacunes et n'arrivent pas à expliquer complètement la hausse de $\sigma(E)$ [130], observée expérimentalement. Les valeurs mesurées sont souvent supérieures aux valeurs prédites [113]. Néanmoins, ces questions font encore débat et d'autres études, comme celle de Barker [131], parviennent à faire concorder mesures expérimentales et modèles théoriques.

Les études effectuées par Angulo *et al.* [113] montrent une augmentation d'un facteur 2 du facteur astrophysique $S(E)$ pour la réaction $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$, pour des énergies des protons incidents inférieures à $\sim 100 \text{ keV}$. Pour la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$, un spectaculaire facteur d'augmentation de 200 a été mesuré pour $S(E)$ à basses énergies ($\sim 10 \text{ keV}$), comparé aux plus hautes énergies $E \sim 400 \text{ keV}$.

Dans le cadre des expériences décrites dans ce manuscrit, les réactions étudiées sont initiées par un spectre large de protons contenant des énergies entre 100 keV et plusieurs MeV . Les protons sont envoyés dans des cibles solides ou ionisées, et épaisses. Ils subissent un ralentissement jusqu'à être complètement stoppés et peuvent donc atteindre de faibles énergies $\ll 100 \text{ keV}$ pour lesquelles l'écrantage électronique pourrait être important.

Expérimentalement, il serait possible de démontrer l'existence de ce phénomène, si le nombre total de réactions mesuré était plus grand que le nombre attendu, calculé d'après σ_{nu} .

Chapitre 3

Le dispositif expérimental développé au LULI

Une plateforme expérimentale est développée au LULI depuis 2011 par le groupe Interaction Laser-Plasma pour étudier la production de réactions nucléaires par laser. Pour rappel, le schéma sélectionné utilise deux faisceaux laser et deux cibles. Dans un premier temps, une impulsion laser ultra-intense est focalisée sur une cible pour accélérer un faisceau de protons. Dans le manuscrit, cette cible sera donc toujours appelée "cible à protons" ou "source de protons" ou "première cible". Dans un second temps, le faisceau de protons est dirigée sur une "seconde cible" pour initier des réactions nucléaires. Cette cible sera aussi appelée "cible de réactions". Une seconde impulsion laser, de longue durée, peut être focalisée sur la cible de réactions pour la chauffer et l'ioniser.

La première phase d'étude de ce schéma a été réalisée sur l'installation LULI2000. Cette installation laser combine une impulsion courte et intense, PICO2000 (20 J à 2ω , $\lambda = 526,5 \text{ nm}$, durée minimum 1 ps, focalisée par une parabole hors-axe $f/4$) à une impulsion longue, NANO2000 (500 J à 2ω , $\lambda = 526,5 \text{ nm}$, focalisée par une lentille $f/8$). Le doublage en fréquence de l'impulsion courte permet d'éliminer les pré-impulsions et d'obtenir un fort contraste laser. L'impulsion longue est aussi doublée en fréquence car l'absorption de l'énergie par une cible solide est plus efficace à courtes longueurs d'onde [132]. La dimension de la tache focale de NANO2000, ainsi que la distribution de l'énergie, sont contrôlées par l'utilisation d'une lame de phase aléatoire (ou Random Phase Plate - RPP) afin de produire des plasmas de grandes dimensions et reproductibles, tir à tir.

De part sa capacité à générer des impulsions kilojoules (ω), l'installation laser LULI2000 requiert de larges temps de refroidissement (1h30) entre les tirs ce qui en réduit le nombre à 5 par jour. Un autre inconvénient est que la géométrie des faisceaux n'est pas variable.

Il a donc été décidé de faire évoluer la plateforme expérimentale sur l'installation laser ELFIE (Équipement Laser de Forte Intensité et Energie) qui, pour ces expériences, est plus adaptée et flexible. En particulier, il est possible de choisir la configuration géométrique des faisceaux laser. De plus, la cadence de tirs est de 1 tir toutes les 20 min, sans limite horaire. L'installation permet donc d'effectuer un grand nombre de tirs par jour et offre ainsi la possibilité de vérifier fréquemment la reproductibilité des paramètres importants de l'expérience, tels que le spectre de protons.

Le manuscrit ne décrit pas les campagnes expérimentales menées sur LULI2000. Seuls, les résultats importants sont rapportés.

Deux campagnes expérimentales menées sur ELFIE vont être décrites : la première réalisée en mai-juin 2014 qui a permis d'effectuer 90 tirs à haut flux, la seconde réalisée en octobre-novembre 2015 qui a permis d'effectuer 142 tirs à haut flux.

La campagne 2014 a été la toute première campagne réalisée par le groupe sur ELFIE. Elle a principalement consisté à :

- comprendre et maîtriser l'installation laser
- contrôler l'accélération des protons
- comprendre et maîtriser les diagnostics de particules, aussi utilisés pour la première fois par le groupe
- mesurer le nombre de réactions produites en fonction des paramètres expérimentaux
- étudier la production de cycles de réactions.

La campagne de 2015 avait pour objectif d'utiliser le savoir-faire acquis en 2014 pour réaliser des études plus approfondies sur la physique régissant la production des réactions. Elle a principalement consisté à :

- améliorer la production de protons pour avoir une source parfaitement reproductible
- augmenter le nombre de diagnostics de particules
- améliorer la détection des éléments radioactifs grâce à l'utilisation de scintillateur NaI. Ce travail est le fruit d'une collaboration avec une équipe du CENBG
- mesurer le diagramme angulaire d'émission des produits de fusion

- déterminer le nombre de réactions produites pour différents paramètres expérimentaux
- étudier la production de cycles de réactions.

3.1 Dispositif expérimental

3.1.1 Présentation de l'installation laser ELFIE

L'installation laser ELFIE est un système multi-verres construit sur la technique Chirped Pulse Amplification (CPA [5]). La cavité laser initiale - ou l'oscillateur - utilise un milieu amplificateur titane :saphir (Ti :Sa) et génère une impulsion laser avec les caractéristiques suivantes : $\lambda = 1057 \text{ nm}$, $\Delta t = 100 \text{ fs}$, $\Delta\lambda_{FWHM} = 16 \text{ nm}$ (largeur à mi-hauteur du spectre). La fréquence d'émission en sortie d'oscillateur est de 80 MHz . Le laser entre ensuite dans l'étireur (système à réseaux) pour devenir une impulsion plus longue, de durée $1 - 1,2 \text{ ns}$. Sans cette étape, l'impulsion aurait une intensité trop grande et ne pourrait traverser les chaînes amplificatrices, au risque d'abîmer toutes les optiques sur son trajet. Grâce à une cellule de Pockels, le système sélectionne une impulsion toutes les $0,1 \text{ s}$ (soit une fréquence laser de 10 Hz).

L'impulsion entre ensuite dans une cavité régénérative qui permet d'amplifier l'énergie jusqu'à 1 mJ , toujours dans un milieu Ti :Sa.

L'impulsion traverse ensuite trois étages d'amplification utilisant des barreaux de Néodyme Phosphate qui lasent à 1053 nm et de Néodyme Silicate qui lasent à 1064 nm . Les trois étages correspondent à trois diamètres de barreaux $\phi = 16 \text{ mm}$, $\phi = 25 \text{ mm}$ et $\phi = 45 \text{ mm}$, après lesquels, l'impulsion contient respectivement 30 mJ , 1 J et 4 J . L'inversion de population dans les barreaux est réalisée grâce à des lampes flash. Après le troisième étage, l'impulsion est divisée en deux. Chacune traverse un bras d'amplification à disques Néodyme Phosphate de diamètre $\phi = 108 \text{ mm}$ jusqu'à obtenir 100 J .

Une des impulsion reste étirée jusqu'à l'arrivée en chambre expérimentale et est appelée le "faisceau chirpé" ou "faisceau long". Sa durée finale est de 600 ps et sa longueur d'onde 1057 nm . L'énergie finale est plutôt de l'ordre de 80 J afin d'éviter tout dommage dans les chaînes. La polarisation en chambre expérimentale est dite s .

Après l'étage d'amplification à disques, la seconde impulsion est divisée en deux nouvelles qui sont appelées "CP1" et "CP2" ou "faisceaux courts". Ces deux impulsions subissent une compression jusqu'à 350 fs à l'aide de réseaux optiques. Ces derniers ayant une résistance limitée au flux laser, l'énergie des impulsions en entrée de compresseur est contrainte à 30 J . Ainsi, l'énergie maximale obtenue en chambre ne dépasse pas 12 J pour un faisceau de diamètre $\phi = 105 \text{ mm}$. La polarisation laser est dite p . Un seul des deux faisceaux courts est utilisé dans le schéma expérimental décrit dans ce chapitre.

Pour permettre une fréquence de tirs toutes les 20 min , un système de boucles d'optiques adaptatives a été mis en place. Il s'agit de miroirs déformables qui permettent de corriger les défauts du front d'onde perturbé par les résidus thermiques dans les milieux amplificateurs.

ELFIE est une installation unique qui combine des faisceaux issus d'une même source. Il n'existe donc aucun jitter électronique qui puisse perturber la synchronisation en chambre expérimentale.

Les mesures des profils temporels de l'impulsion courte pour les campagnes 2014 et 2015, sont représentées sur la figure 3.1, normalisées par rapport à l'intensité maximale. Le rapport de l'intensité de l'impulsion principale sur l'intensité de l'ASE est d'environ 10^7 , ce qui est une valeur très acceptable. L'intensité de l'ASE n'est pas suffisante pour ioniser la cible avant l'arrivée de l'impulsion principale.

Lors de la campagne 2014, deux pré-impulsions étaient présentes à -30 ps et -60 ps , cette dernière dominant largement la première en intensité. Le rapport entre l'intensité de l'impulsion principale I_{princ} et l'intensité de

la pré-impulsion dominante I_{pre} valait 10^4 . La pré-impulsion ionisait donc la cible, produisant un pré-plasma et un choc dans la cible avant l'arrivée de l'impulsion principale. Après un fastidieux travail, l'équipe laser a établi que la pré-impulsion était due à un mauvais traitement ou à une réflexion parasite sur le miroir plan de la cavité régénérative. Après changement de ce miroir, le contraste a été nettement amélioré. Seule la pré-impulsion à -30 ps demeurait pour la campagne 2015, induisant un contraste de 10^6 . Dans ce cas, un pré-plasma était aussi présent avant l'arrivée de l'impulsion principale, mais avec des caractéristiques (longueur de gradient, vitesse du choc...) différentes de la campagne 2014.

Les deux campagnes ont donc été réalisées avec deux sources différentes de protons.

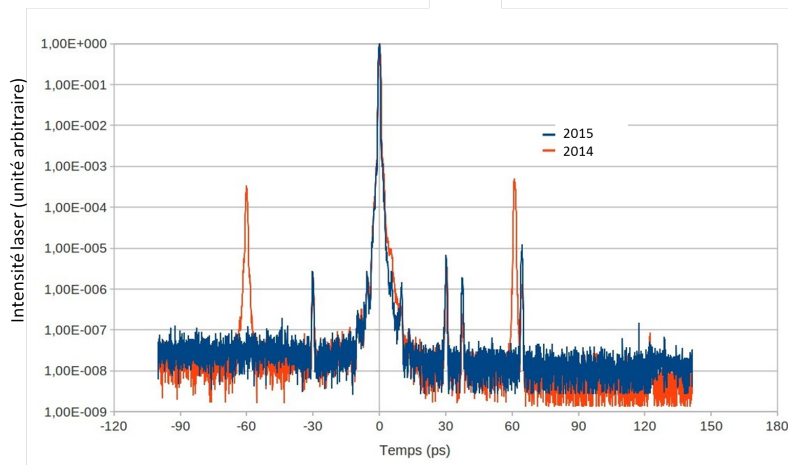


FIGURE 3.1 – Mesures du profil temporel de l'impulsion courte pour la campagne 2014 avec pré-pulse, et pour la campagne 2015, sans pré-pulse, à -60 ps.

3.1.2 Campagne expérimentale 2014

Faisceaux laser

Le dispositif utilisé pour la campagne expérimentale menée sur l'installation laser ELFIE en 2014 est représenté sur la figure 3.2. L'impulsion courte était toujours focalisée en incidence normale sur une cible très fine par une paraboles hors-axe (75 mm) de focale 300 mm. La dimension de la tache focale était de l'ordre de 10 μ m et l'intensité laser résultante était de l'ordre de 10^{19} $W.cm^{-2}$. La cible de réactions, placée au centre chambre (TCC pour Target Chamber Center), pouvait être chauffée et ionisée par le faisceau chirpé grâce à une lentille de focale 690 mm ($f/7$). La tache focale était contrôlée grâce à une lame de phase aléatoire hybride ou HPP (Hybrid Phase Plate) dont le motif était composé d'éléments carrés 2 mm \times 2 mm. La HPP était placée juste après la lentille. Son fonctionnement est tout à fait analogue à une RPP (Random Phase Plate) [68]. Lorsque le faisceau laser traverse cette lame de verre, il subit aléatoirement des déphasages de 0 ou π . Pour les HPP, le déphasage pouvait être un peu différent de π sur les bords des éléments de façon à ne pas obtenir un profil gaussien mais plutôt un profil carré. L'intensité résultante au plan focal correspond aux interférences entre les différentes parties du faisceau. La tache focale est alors constituée d'un très grand nombre de petits points chauds, d'intensité aléatoire, appelés speckles, ayant une distribution calculée par une fonction moyenne. De cette façon, les propriétés statistiques de la tache sont contrôlées et reproductibles tir à tir.

La dimension transverse ρ_0 des speckles s'exprime comme $\rho_0 = \frac{\lambda f}{D}$, et la dimension longitudinale l_0 s'écrit $l_0 = \pi \lambda \frac{f^2}{D^2}$, où λ est la longueur d'onde laser, f la focale de la lentille et D le diamètre du faisceau. Le diamètre

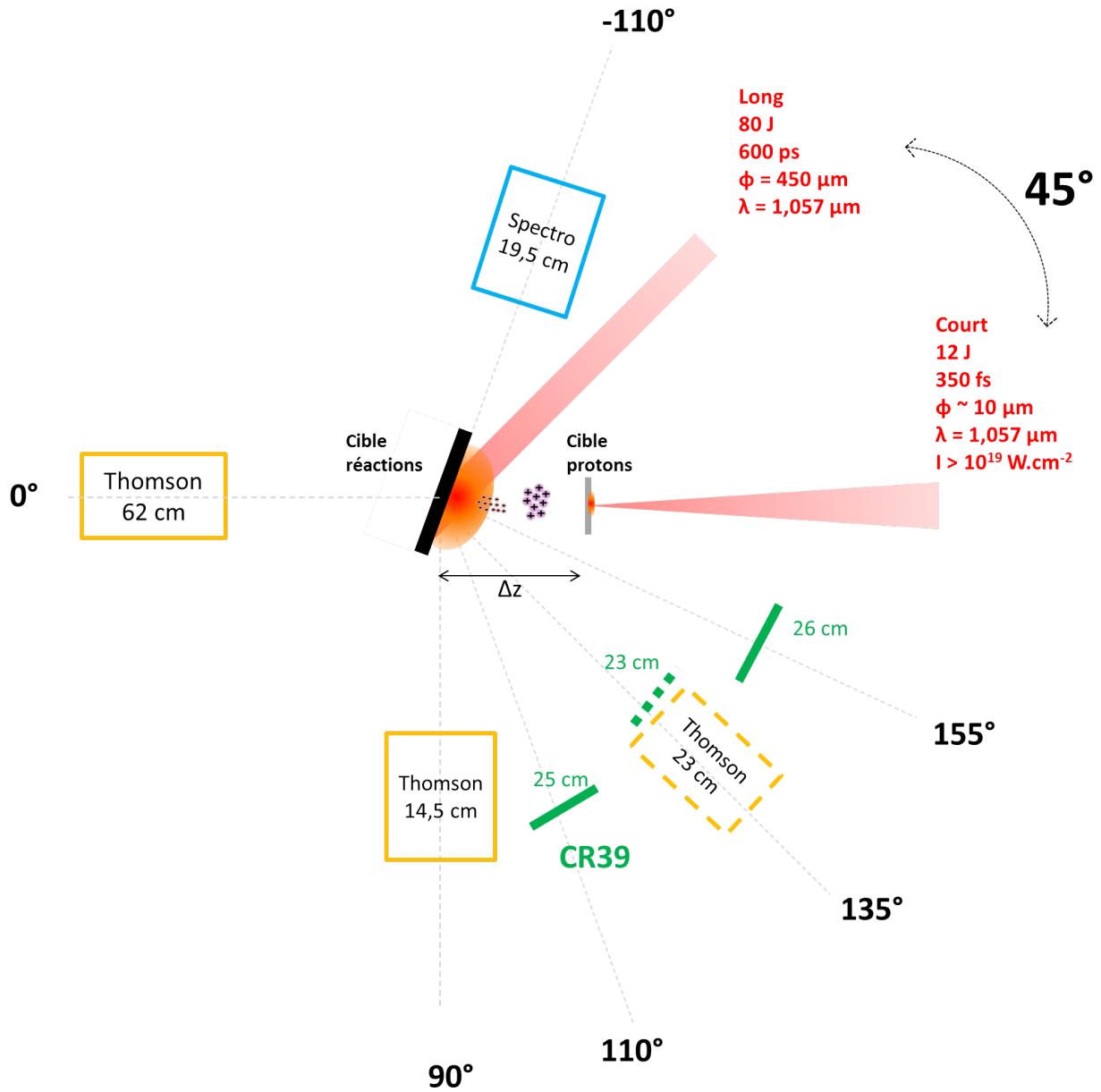


FIGURE 3.2 – Dispositif expérimental utilisé lors de la campagne expérimentale réalisée en 2014. Il représente la configuration géométrique des cibles, des faisceaux laser et des diagnostics.

à mi-hauteur de la tache focale obtenue est donné par la relation :

$$\phi = 1,22 \frac{\lambda f}{d} \quad (3.1)$$

où d correspond à la dimension des éléments de la lame [133].

Pour des éléments de 2 mm, la dimension de tache focale à mi-hauteur vaut 445 μm.

Afin d'optimiser le flux de protons sur la cible de réactions, la normale à cette cible devait être préférentiellement le long de l'axe 0° (±20°). L'absorption de l'énergie de l'impulsion longue était optimale pour un

angle minimal entre l'axe laser et la normale à la cible. Dans cette configuration, l'angle ne pouvait être inférieur à 45° .

Diagnostics

- Une Parabole Thomson, dont le fonctionnement sera décrit dans la partie 3.5, était placée le long de l'axe du faisceau court (choisi comme l'axe 0°) pour caractériser les ions accélérés par TNSA.
- Un spectromètre magnétique, des Paraboles Thomson et CR-39, respectivement décrits dans les parties 3.4, 3.5 et 3.6, étaient disposés dans la chambre expérimentale pour collecter les particules α produites par les réactions de fusion. Les diagnostics placés hors du plan équatorial, soit à une latitude de 45° , sont schématisés en pointillés sur la figure 3.2.
- Des diagnostics de neutrons étaient placés à plusieurs mètres de la chambre expérimentale, dans l'axe 0° .
- Des radiamètres étaient utilisés pour mesurer l'activité des cibles, après les tirs. Le temps de remise à l'air de la chambre retardait d'environ 20 *min* la mesure (avec $t = 0$, l'instant du tir).

Paramètres expérimentaux

L'ensemble des paramètres de ce dispositif expérimental était contrôlé et modifiable. Tout particulièrement, il était possible de varier l'angle θ entre la normale à la cible de réactions et l'axe du faisceau de protons ainsi que la distance Δz entre les cibles. Tous les diagnostics étaient alignés au TCC, sur la cible de réactions. Pour ne pas avoir à modifier les alignements en cas de variation de Δz , c'est la source de protons qui était déplacée, impliquant un déplacement de la parabole hors-axe. Le contrôle du mouvement de cette dernière est un des points critiques de l'expérience. Un troisième paramètre expérimental important, discuté plus loin, était le délai Δt entre l'arrivée des faisceaux.

3.1.3 Campagne expérimentale 2015

Le dispositif expérimental utilisé sur l'installation laser ELFIE lors de la campagne expérimentale 2015, décrit sur la figure 3.3, reprend le même principe que celui de 2014. Toutefois, plusieurs améliorations ont été apportées.

Faisceaux laser

Pour augmenter l'absorption de l'énergie laser du faisceau long, l'angle entre les deux faisceaux a été réduit à 40° .

De plus, une seconde HPP composées d'éléments de dimension $1\text{ mm} \times 1\text{ mm}$ a été employée afin de doubler le diamètre de la tache focale du faisceau chirpé ($\phi = 890\ \mu\text{m}$).

Diagnostics

- Un des objectifs de la campagne 2015 était de mesurer la distribution angulaire de l'émission des particules α issues de la réaction $^{11}\text{B}(p, \alpha)^2\alpha$. Une disposition spécifique des CR-39 a été mise au point et est décrite en détails dans la partie 3.6.

Dans la configuration où le faisceau de protons est en incidence normale sur la cible de réactions, l'émission des particules α est supposée symétrique de part et d'autre de l'axe 0° . Ainsi, deux paraboles Thomson et deux

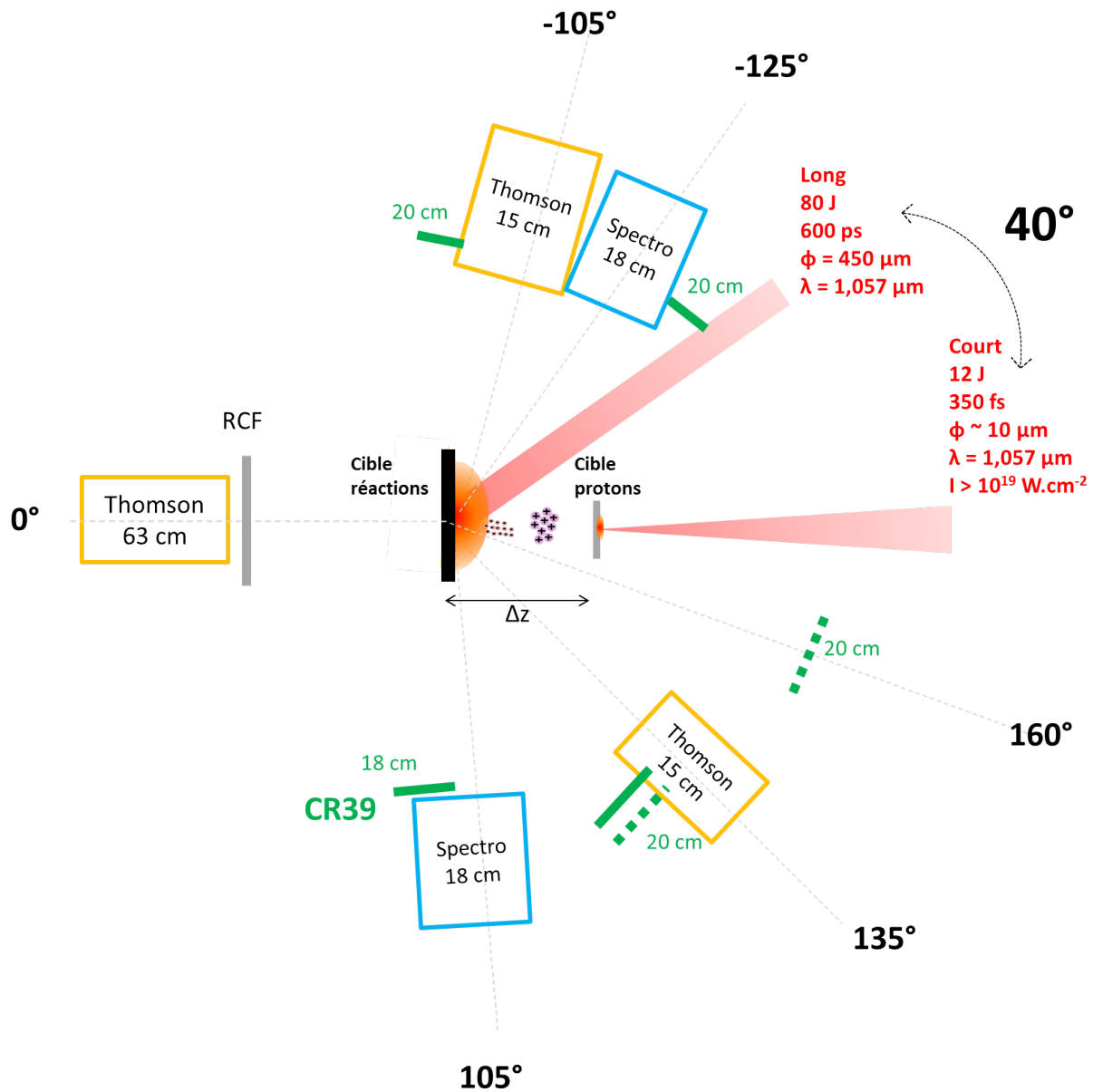


FIGURE 3.3 – Dispositif expérimental utilisé lors de la campagne expérimentale réalisée en 2015. Il représente la configuration géométrique des cibles, des faisceaux laser et des diagnostics.

spectromètres magnétiques étaient placés symétriquement dans les directions $\theta = 105^\circ$ et $\theta = 125 - 135^\circ$.

- La distribution angulaire du faisceau de protons a été mesurée grâce à des stacks de RCF (Radiochromic Films).
- Une collaboration avec une équipe du Centre d'Études Nucléaires de Bordeaux Gradignan (CENBG), a permis la mise en place de deux bancs de mesure d'activation, bien plus performants que les radiamètres. Sur chaque banc, deux scintillateurs NaI permettaient de mesurer l'émission γ des cibles de réactions après chaque tir. Le système fonctionnait en coïncidence, fournissant ainsi un rapport signal sur bruit excellent.

- Un comparateur mécanique a été monté sur le support de la parabole hors-axe afin d'avoir un second repère sur ses mouvements. En effet, le moniteur électronique relié aux moteurs de la parabole subissait régulièrement des fluctuations, probablement dues à l'impulsion électromagnétique émise au moment des tirs lasers. Par conséquent, les valeurs indiquées ne reflétaient pas toujours le mouvement réel appliqué aux moteurs. Il était indispensable d'ajouter un second moniteur de contrôle.

Paramètres expérimentaux

- Après chaque tir, la chambre expérimentale était remise à l'air très rapidement ($\sim 8 \text{ min}$) afin de pouvoir effectuer les mesures d'activation le plus tôt possible. En effet, les éléments comme les noyaux ^{13}N issus de la réaction secondaire $^{10}\text{B}(\alpha, n)^{13}\text{N}$ ont un temps de demie-vie assez court $\tau_{1/2} = 9,965 \text{ min}$. Après une durée égale à 2 ou 3 fois $\tau_{1/2}$, la quantité de noyaux radioactifs diminue et il devient difficile de remarquer leur présence, le signal étant dominé par le ^{11}C .

3.1.4 Contrôle du délai entre les faisceaux lasers

Le délai Δt entre les arrivées des impulsions courte et longue au TCC était complètement libre. Il était contrôlé mécaniquement par une ligne à retard optique.

L'instant $t_0 = 0$ a été défini comme l'instant d'arrivée de l'impulsion longue au TCC. t_2 correspond à l'arrivée de l'impulsion courte par rapport à t_0 et pouvait être changé. Pour $t_0 = 0$ et $t_2 = 0$, soit $\Delta t = t_0 - t_2 = 0$, les deux impulsions arrivaient simultanément au TCC.

Initialement, la ligne à retard optique a été réglée de façon à obtenir $\Delta t = 0$. Pour faire ce réglage, les deux impulsions étaient envoyées conjointement dans une caméra à balayage de fente ou *caméra streak*, qui permet d'acquérir des images 1D avec une résolution temporelle fonction de la largeur de la fente d'entrée et du calibre de mesure. Les deux impulsions devaient impérativement suivre le même trajet optique, ce qui a été réalisé au moyen d'une lame séparatrice placée au TCC. La figure 3.4 (a) montre une image enregistrée par la caméra streak, en calibre 1 ns , pour $\Delta t = 0$. La dimension temporelle réelle de l'image est $1,16 \text{ ns}$. La fente était ouverte au maximum car l'objectif n'était pas d'avoir une résolution très précise qui, de toute façon, aurait été bien plus grande que la durée de l'impulsion courte, de 350 fs . La mesure de la largeur du signal correspondant à l'impulsion courte, qui remplit donc toute la fente, donne une résolution du diagnostic de $\sim 55 \text{ ps}$. Une réflexion parasite de l'impulsion courte, dans une des optiques présente sur le trajet optique menant à la streak, est visible. L'impulsion longue est "filamentée" : il s'agit des speckles de la tache balayés dans le temps. La figure 3.4 (b) représente le tracé des profils temporels des impulsions obtenus par l'intégrale de l'image 3.4 (a) le long de l'axe horizontal. La durée de l'impulsion longue est de $\tau_{FWHM} = 600 \text{ ps}$ à mi-hauteur avec un temps de montée d'environ $\sim 200 \text{ ps}$. $t_0 = 0$ a été défini comme étant le début de l'impulsion à mi-hauteur. Δt pouvait être varié en déplaçant la ligne à retard de l'impulsion courte.

Dans la majorité des tirs lasers, la distance entre les deux cibles était $\Delta z = 6 \text{ mm}$. Par conséquent, l'arrivée des protons sur la cible de réactions n'était pas instantanée : le spectre était dispersé. L'étalement était d'autant plus grand que Δz était grand. Par exemple, $\sim 1,4 \text{ ns}$ était nécessaire à l'arrivée des protons de 100 keV alors que des protons 6 MeV arrivaient en $\sim 177 \text{ ps}$. La durée de l'impulsion longue étant seulement de 600 ps , pour $\Delta t = 0$, les protons de 100 keV arrivaient dans un plasma en cours de refroidissement. La variation de Δt permettait donc de choisir quelle partie du spectre de protons arrivait dans le plasma chaud. Le tableau 3.1 donne le temps d'arrivée des protons sur la cible de réactions pour $\Delta z = 6 \text{ mm}$, en fonction de leur énergie et pour différents Δt . Les zones colorées en violet correspondent à la présence de l'impulsion longue, dont la largeur à mi-hauteur durait de $t = 0$ à $t = 600 \text{ ps}$.

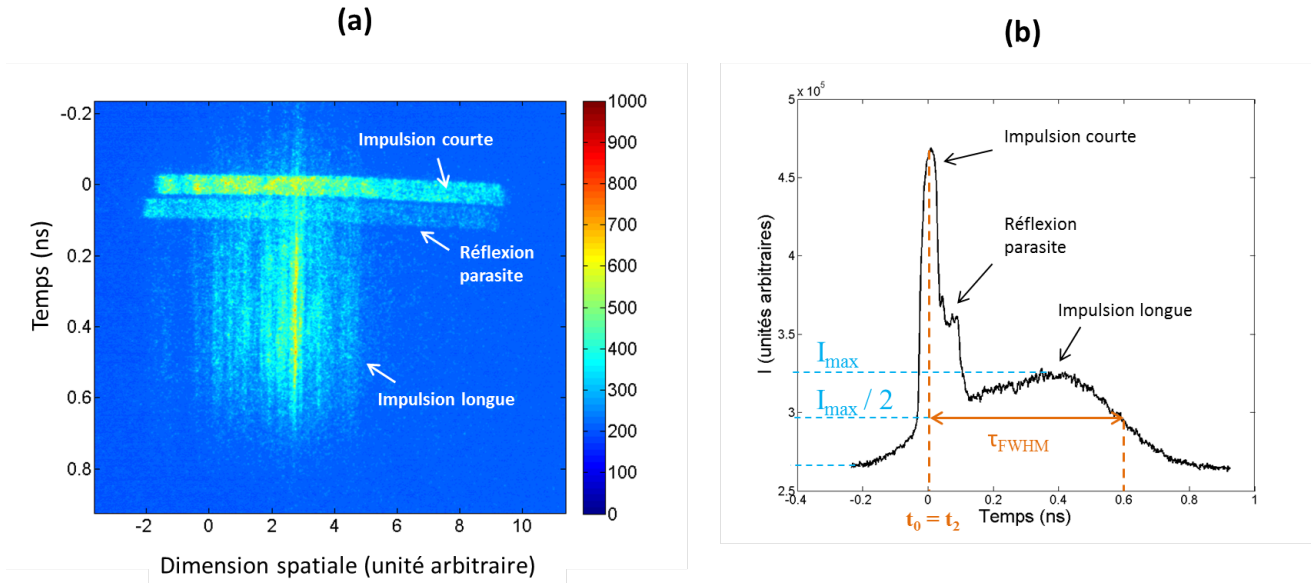


FIGURE 3.4 – (a) Mesure des impulsions courte et longue en fonction du temps dans la caméra streak. (b) Tracé du profil temporel des impulsions. [1510050]

Dans le spectre, les protons de basses énergies ≤ 1 MeV sont les plus nombreux et sont responsables de la majorité des réactions de fusion. Les valeurs de Δt négatives étaient particulièrement intéressantes car elles permettaient d'envoyer ces protons au milieu de l'impulsion longue, donc dans un plasma chaud et bien ionisé. De plus, le choix du Δt négatif était un avantage technique : l'impulsion courte arrivait sur la cible protons avant l'arrivée de l'impulsion longue, assurant ainsi la production de protons. En effet, bien que l'impulsion longue soit focalisée sur une autre cible, elle frôlait la cible à protons, risquant de la pré-chauffer et d'éliminer les impuretés hydrogéniques, ou pire de la détruire.

Instant d'arrivée des protons (ps) en fonction de l'énergie pour $\Delta z = 6$ mm							
	6MeV	4MeV	2MeV	1MeV	500keV	300keV	100keV
$\Delta t = -700$ ps	-523	-484	-393	-267	-87	91	671
$\Delta t = -500$ ps	-323	-284	-193	-67	113	291	871
$\Delta t = -400$ ps	-223	-184	-93	33	213	391	971
$\Delta t = -300$ ps	-123	-84	7	133	313	491	1 071
$\Delta t = -200$ ps	-23	16	107	233	413	591	1 171
$\Delta t = -100$ ps	77	116	207	333	513	691	1 271
$\Delta t = 0$	177	216	307	433	613	791	1 371
$\Delta t = +100$ ps	277	316	407	533	713	891	1471
$\Delta t = +200$ ps	377	416	507	633	813	991	1571
$\Delta t = +300$ ps	477	516	607	733	913	1091	1671
$\Delta t = +400$ ps	577	616	707	833	1013	1191	1771

Présence de l'impulsion longue

TABLE 3.1 – Instant d'arrivée des protons (en picoseconde) sur la cible de réactions pour $\Delta z = 6$ mm, en fonction de leurs énergies données en MeV. Les valeurs ont été calculées pour différents Δt entre les faisceaux lasers. Les zones colorées en violet correspondent à la présence de l'impulsion longue intense, dont la largeur à mi-hauteur durait de $t = 0$ à $t = 600$ ps.

Instant d'arrivée des protons (ps) en fonction de l'énergie pour $\Delta z = 4$ mm							
	6MeV	4MeV	2MeV	1MeV	500keV	300keV	100keV
$\Delta t = -700$ ps	-582	-555	-396	-410	-291	-172	214
$\Delta t = -500$ ps	-382	-355	-296	-210	-91	28	414
$\Delta t = -400$ ps	-282	-255	-196	-110	9	128	514
$\Delta t = -300$ ps	-182	-155	-96	-10	109	228	614
$\Delta t = -200$ ps	-82	-55	4	90	209	328	714
$\Delta t = -100$ ps	18	45	104	190	309	428	814
$\Delta t = 0$	118	145	204	290	409	528	914
$\Delta t = +100$ ps	218	245	304	390	509	628	1 014
$\Delta t = +200$ ps	318	345	404	490	609	728	1 114
$\Delta t = +300$ ps	418	445	504	590	709	828	1 214
$\Delta t = +400$ ps	518	545	604	690	809	928	1 314

Présence de l'impulsion longue

TABLE 3.2 – Instant d'arrivée des protons (en picoseconde) sur la cible de réactions pour $\Delta z = 4$ mm, en fonction de leurs énergies données en MeV. Les valeurs ont été calculées pour différents Δt entre les faisceaux lasers. Les zones colorées en violet correspondent à la présence de l'impulsion longue intense, dont la largeur à mi-hauteur durait de $t = 0$ à $t = 600$ ps.

Temps d'arrivée des protons (ps) en fonction de l'énergie pour $\Delta z = 2$ mm							
	6MeV	4MeV	2MeV	1MeV	500keV	300keV	100keV
$\Delta t = -700$ ps	-641	-628	-598	-555	-496	-438	-243
$\Delta t = -500$ ps	-441	-428	-398	-355	-296	-238	-43
$\Delta t = -400$ ps	-341	-328	-298	-255	-196	-138	57
$\Delta t = -300$ ps	-241	-228	-198	-155	-96	-38	157
$\Delta t = -200$ ps	-141	-128	-98	-55	4	64	257
$\Delta t = -100$ ps	-41	-28	2	45	104	164	357
$\Delta t = 0$	59	72	102	145	204	264	457
$\Delta t = +100$ ps	159	172	202	245	304	364	557
$\Delta t = +200$ ps	259	272	302	345	404	464	657
$\Delta t = +300$ ps	359	372	402	445	504	564	757
$\Delta t = +400$ ps	459	472	502	545	604	664	857

Présence de l'impulsion longue

TABLE 3.3 – Instant d'arrivée des protons (en picoseconde) sur la cible de réactions pour $\Delta z = 2$ mm, en fonction de leurs énergies données en MeV. Les valeurs ont été calculées pour différents Δt entre les faisceaux lasers. Les zones colorées en violet correspondent à la présence de l'impulsion longue intense, dont la largeur à mi-hauteur durait de $t = 0$ à $t = 600$ ps.

Les tableaux 3.2 et 3.3 donnent les instants d'arrivée de protons sur la cible de réactions, pour $\Delta z = 4$ mm et $\Delta z = 2$ mm. En diminuant Δz , la dispersion du spectre de protons est moins importante et il est possible d'envoyer les protons de façon plus groupée. Par exemple, pour $\Delta z = 2$ mm et $\Delta t = 0$, l'ensemble du spectre arrive pendant l'irradiation de l'impulsion longue.

La variation de Δz influe sur des paramètres physiques importants qui sont la puissance (ou le flux) du faisceau de protons (le nombre par unité de temps) et les différences de délais entre ceux de hautes et basses énergies. D'un point de vue technique, plus Δz est petit, plus le risque que l'impulsion longue frôle et détériore la cible de protons est grand. La variation de Δz était donc un challenge expérimental.

3.2 Contrôle de la tache focale du faisceau court

3.2.1 Diagnostic de reprise d'image

Un des paramètres les plus critiques de l'expérience était la focalisation de l'impulsion courte. En effet, la qualité de la tache influence l'absorption de l'énergie et le régime d'intensité laser, et impacte directement les mécanismes d'accélération des électrons et des protons. Un diagnostic optique a été mis en place pour imager la tache focale de l'impulsion. Cette dernière était vérifiée à chaque début de journée de tirs. L'alignement de la parabole hors-axe était réglé de façon à obtenir la tache focale la plus petite, la plus ronde et la plus intense possible. Le diagnostic est schématisé sur la figure 3.5.

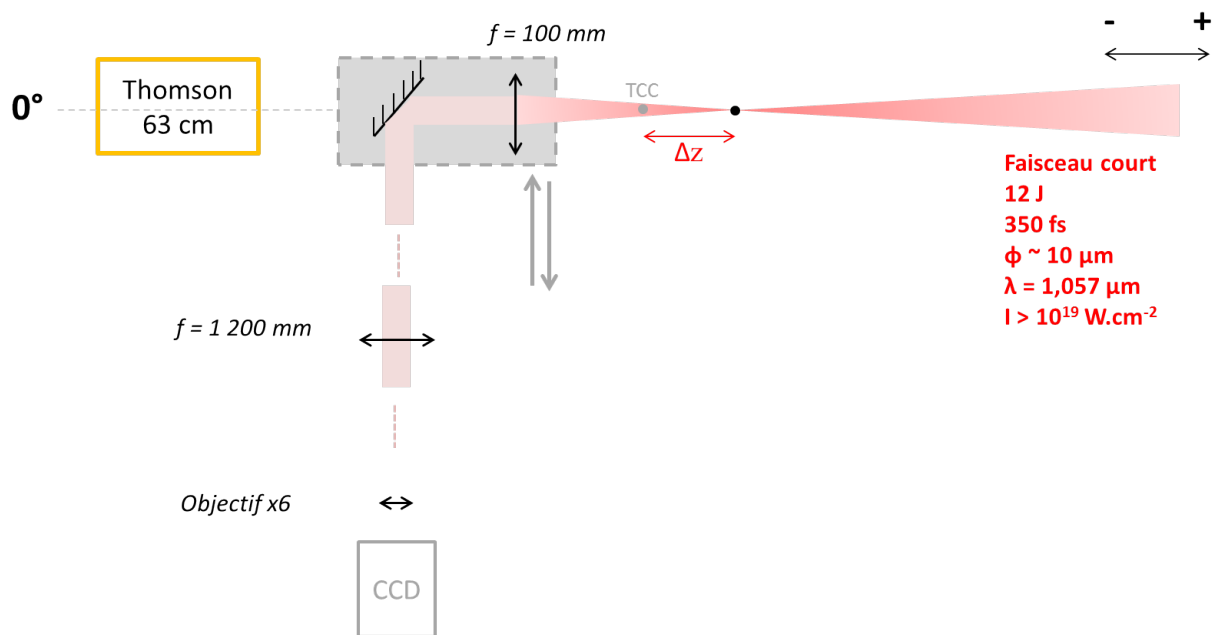


FIGURE 3.5 – Schéma du diagnostic d'imagerie de la tache focale de l'impulsion courte.

Une première lentille de focale $f = 100 \text{ mm}$ était placée à l'intérieur de la chambre afin de collimer le faisceau court après son point de focalisation. Ce dernier n'était pas défini au TCC, mais à une distance Δz . Grâce à un miroir, le faisceau était envoyé hors de la chambre. L'ensemble miroir+lentille était placé sur une plaque mobile grâce à un moteur. En effet, la zone devait être libérée durant les tirs, pour permettre aux faisceaux de protons accélérés de se propager jusqu'à la Parabole Thomson.

Le faisceau laser était ensuite focalisé dans une caméra CCD grâce à une lentille de longue focale $f = 1200 \text{ mm}$ et un objectif $\times 6$. Le grandissement théorique du diagnostic était donc $\times 72$.

En réalité, la mesure expérimentale donne un grandissement de 76,2.

3.2.2 Protocole de mesure

Pour réussir à contrôler de façon reproductible la focalisation de l'impulsion courte sur la cible à protons, la difficulté majeure est d'arriver à imager la tache toujours au même point, correspondant à la position de cette cible. Sinon, la tache mesurée ne correspond pas à la tache laser sur cible.

Le protocole mis en place pour vérifier l'alignement du diagnostic chaque jour était le suivant :

- Un micro-ballon de verre (ou bille) peint en blanc était positionné à la place de la cible.
 - Le micro-ballon était éclairé par l'impulsion courte, diffractée grâce à un iris placée dans son trajet.
 - La focalisation des deux lentilles du diagnostic était ajustée de façon à ce que l'ombre du micro-ballon soit parfaitement visible et nette dans la caméra CCD. Il aurait été plus précis d'éclairer la bille avec l'impulsion longue et de faire son image grâce à la lumière diffusée. Cependant, avec cette dernière technique, la quantité de lumière diffusée arrivant dans le diagnostic était insuffisante et le micro-ballon n'était pas visible dans la caméra.
- Une fois cette étape terminée, le diagnostic "regardait" précisément le point correspondant à la position de la cible.
- Le micro-ballon et l'iris diffractant étaient retirés.
 - La tache focale était imagée dans le diagnostic. C'est principalement le mouvement de focalisation de la parabole hors-axe qui était rectifié chaque matin afin d'obtenir la "meilleure" focalisation, définie par la plus intense et petite tache. Parfois, des mouvements de rotations étaient nécessaires pour supprimer les aberrations.

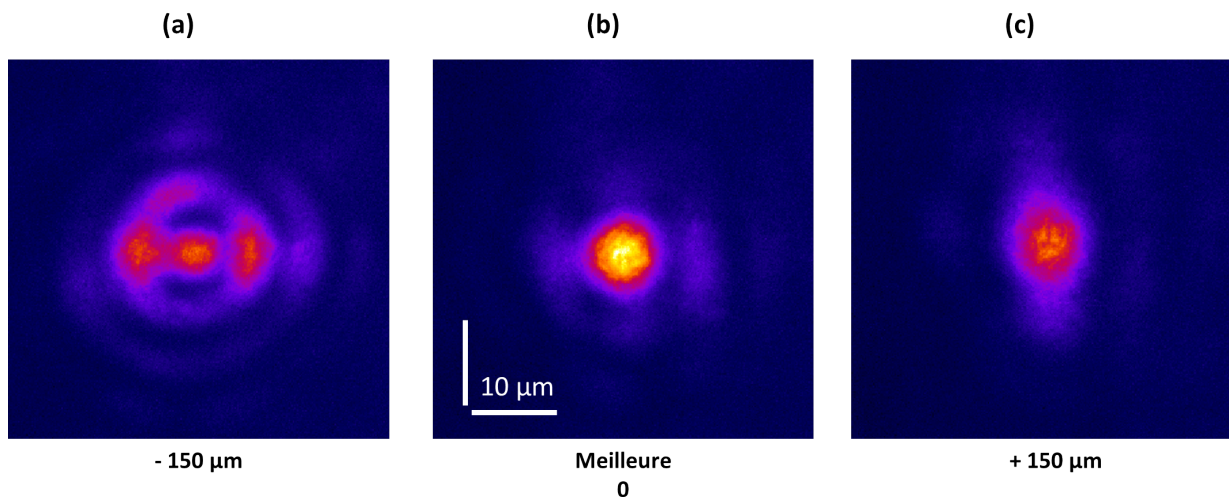


FIGURE 3.6 – Images de la tache focale prises pour différentes positions de la parabole hors-axe le long de l'axe focal [1510076].

Les images présentées sur la figure 3.6 sont des images typiques de la tache focale prises pour différentes positions de la parabole hors-axe. La "meilleure" position, notée aussi 0, correspond à une forme de tache la plus ronde et la plus intense. En déplaçant la parabole hors-axe de $150 \mu m$ vers le TCC (déplacement négatif sur le schéma 3.6), le point de focalisation est aussi déplacé vers le TCC. Le point imagé dans le diagnostic est alors un point situé avant le plan focal. D'après la figure 3.6 (a), l'énergie contenue dans la tache centrale diminue et est distribuée autour, sous forme d'un halo. En déplaçant la parabole hors-axe à l'opposé du TCC (déplacement positif), le point imagé dans le diagnostic est un point situé après le plan focal. Dans ce cas, la tache et l'énergie sont étalées verticalement.

La largeur à mi-hauteur de la tache est mesurée à $7 \mu m$. En considérant que la moitié de l'énergie est contenue

dans cette zone, soit $12/2 = 6 J$, l'intensité laser résultante est $4.10^{19} W.cm^{-2}$.

Les images de la figure 3.6 sont la preuve qu'un petit déplacement de la parabole modifie considérablement la tache focale. Sans contrôle rigoureux de l'alignement, les variations de la tache peuvent produire des variations fortes du spectre de protons. Si le spectre de protons change, les tirs ne sont plus reproductibles. Par conséquent, il était indispensable de contrôler le mieux possible le mouvement de la parabole.

3.2.3 Contrôle du mouvement de la parabole hors-axe

Le mouvement de la parabole hors-axe dans l'axe de focalisation était contrôlé par un moteur qui affichait la distance parcourue en μm et en unités de pas moteurs (1 pas correspondant à $1 \mu m$). Lors des expériences, il est apparu que ces valeurs pouvaient fluctuer. L'hypothèse la plus probable est que le flash électro-magnétique émis lors des tirs laser perturbe le système électronique du moteur. Pour avoir une seconde référence, un comparateur mécanique a été installé sur le moteur. Lorsque la parabole était déplacée, il était possible de comparer la valeur affichée sur les moteurs et celle du comparateur mécanique et de vérifier que le déplacement était bien celui voulu.

En parallèle, la position de la cible à protons était vérifiée dans des cameras, de façon à ce que la distance parabole-cible soit toujours identique.

3.3 Cibles et porte-cibles

3.3.1 Cibles servant à générer le faisceau de protons

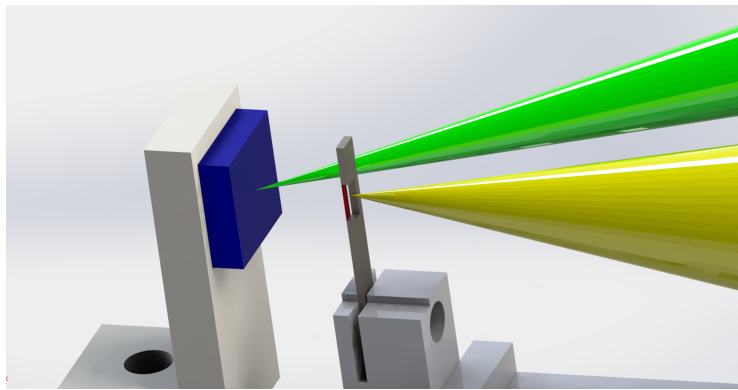


FIGURE 3.7 – Dessin des supports permettant de tenir la cible à protons (en rouge) irradiée par le faisceau court (en jaune) et la cible de réactions (en bleu) irradiée par le faisceau long (en vert) au centre de la chambre expérimentale.

Les porte-cibles utilisés pendant les expériences sont représentés sur la figure 3.7. Les cibles utilisées comme source de protons (en rouge sur le dessin) étaient des feuilles très fines ($\sim 10 \mu m$), généralement métalliques. Il était important que la cible à protons soit protégée du faisceau long (en vert) et c'est pourquoi le porte-cible a été conçu avec un rebord métallique. L'autre côté de la feuille était libre afin d'être visible dans les camera d'alignement. En effet, l'alignement du profil de la feuille devait être minutieux puisqu'il déterminait sa position par rapport au plan focal. L'avant de la cible à protons (du côté laser) était dégagé pour que le faisceau court (en jaune) ne tape pas sur le support avant de toucher la feuille. Enfin, le porte-cible devait être peu encombrant pour deux raisons importantes : 1) laisser la possibilité de rapprocher les deux cibles le plus près possible et 2) libérer au maximum l'espace pour que les particules émises par la cible de réactions arrivent dans les diagnostics.

La position de la feuille devait être toujours identique afin que la distance cible-parabole soit toujours la même. Un système d'imagerie a été mis en place pour visualiser le dessus du porte-cible et vérifier son positionnement le long de l'axe focal. Grâce à un grandissement d'environ $\times 6$, il était possible de vérifier l'alignement de la cible avec une précision d'environ $\pm 50 \mu m$.

Les différentes cibles à protons testées en expériences sont :

- des feuilles d'aluminium d'épaisseur $20 \mu m$ notées "Alu $20 \mu m$ ",
- des feuilles d'aluminium d'épaisseur $10 \mu m$ notées "Alu $10 \mu m$ ",
- des feuilles d'or d'épaisseur $10 \mu m$ notées "Or $10 \mu m$ ",
- des feuilles de Mylar ou Polytéréphtalate d'éthylène ($C_{10}H_8O_4$) d'épaisseur $3,5 \mu m$ notées "Mylar $3,5 \mu m$ ".

Leur longueur dépendait du design du support et pouvait être considérée infiniment grande devant la dimension de la tache focale. La largeur des cibles a aussi été choisie grande devant la dimension de la tache, soit $1 mm$. En effet, des études ont montré qu'en polarisation p , plus la surface de la cible est grande, plus la circulation des électrons est bonne [44] [48].

3.3.2 Cibles servant à produire les réactions nucléaires

La cible irradiée par les protons et dans laquelle les réactions nucléaires étaient produites, est représentée en bleu sur le dessin 3.7. Elle était tenue par de la colle sur un support plastique ABS (Acrylonitrile Butadiène styrène), fabriqué dans une imprimante 3D. L'utilisation de plastique avait pour objectif d'amortir le choc induit par le laser, qui pouvait être responsable de la fracture ou du décollement de la cible. Or, celle-ci devait impérativement être récupérée intacte après le tir afin de mesurer son activité.

Le support était indépendant de celui de la cible à protons de façon à pouvoir choisir librement leur rotation et la distance qui les séparait.

Deux types de cibles ont été utilisés :

1. Les cibles épaisses.

Dans la majorité des tirs, les protons étaient envoyés sur des cibles suffisamment épaisses pour que l'ensemble du spectre soit arrêté. L'intérêt était que tous les protons soient ralentis jusqu'à atteindre l'énergie de résonance $E_{c.m.} = 620 keV$ à laquelle la probabilité de produire la réaction $^{11}B(p,\alpha)^8Be$ est la plus grande.

Les différentes cibles épaisses étudiées ont été introduites dans le chapitre 2 et leur composition est rappelée ici :

- du Bore naturel ($80\% \ ^{11}B + 20\% \ ^{10}B$) d'épaisseur 2 ou $3 mm$, de fabrication GoodFellow,
- du Bore enrichi en ^{10}B contenant $\sim 15\% \ C_nH_{2n+2}$, $82\% \ ^{10}B$ et $3\% \ ^{11}B$ d'épaisseur $0,6 mm$, fabriqué à l'Institut de Physique Nucléaire (IPN) d'Orsay (France) (la paraffine sert à lier la poudre de bore compactée et sa quantité est une estimation du fabricant),
- du Nitrure de Bore ($43\% \ B_{nat} + 56\% \ N$ en masse) d'épaisseur $0,5 - 1$ ou $2 mm$, de fabrication GoodFellow.

La dimension des cibles a été choisie en prenant en compte la dimension du faisceau de protons. D'après les mesures rapportées sur la figure 3.8 et détaillées dans la partie 4.4, la divergence de protons accélérés par le mécanisme TNSA peut aller jusqu'à 25° . A une distance $\Delta z = 6 mm$, le diamètre du faisceau valait

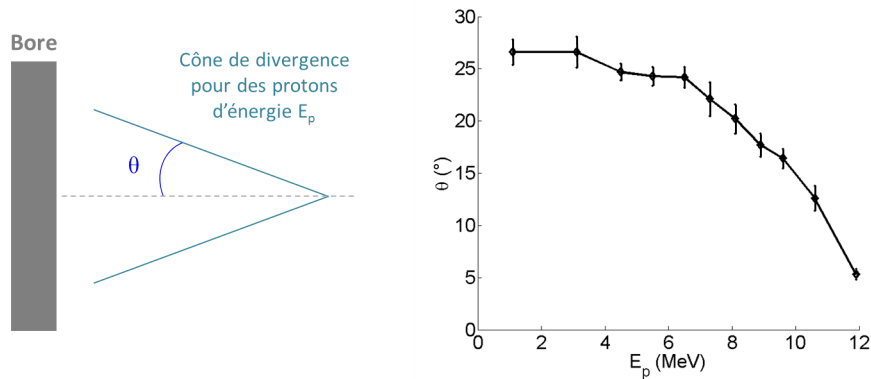


FIGURE 3.8 – Mesure expérimentale de la divergence d'un faisceau de protons accéléré par laser en fonction de leur énergie.

alors environ $\sim 5,6$ mm. Par conséquent, il a été décidé que les cibles seraient découpées en carrés de dimension 6 mm \times 6 mm afin que tous les protons soient collectés et interagissent avec le bore.

Du point de vue expérimental, les cibles épaisses posent un problème pour détecter les produits de réaction émis vers l'avant (dans la direction de propagation des protons). Cela est un obstacle pour étudier le mécanisme de réaction qui produit le noyau de béryllium à l'état fondamental $p + {}^{11}\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be} + \alpha_0 \rightarrow \alpha_0 + \alpha_{01} + \alpha_{02}$. La particule α_0 produite est facilement reconnaissable car elle acquiert une plus grande quantité d'énergie (≥ 6 MeV) comparée à celle récupérée par la particule α_1 issue de la réaction $p + {}^{11}\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^* + \alpha_1 \rightarrow \alpha_1 + \alpha_{11} + \alpha_{12}$ mais elle est préférentiellement émise vers l'avant.

2. Les cibles fines.

Pour pouvoir détecter les particules α émises vers l'avant, des micro-feuilles de bore ont été utilisées. Il s'agissait d'un dépôt de bore naturel de $3,4$ μm sur une couche mince de CH $0,9$ μm et sur un substrat de 200 nm de NaCl, effectué par la compagnie Scitech Precision, basée au Rutheford Appleton Laboratory, au Royaume-Uni. L'ordre des couches est schématisé sur la figure 3.9. Le rôle du substrat était simplement de faciliter le décollement de la feuille de son support de verre. Plusieurs configurations, illustrées sur la figure 3.9, ont été étudiées en variant le nombre de micro-feuilles et le sens des couches par rapport aux protons. De plus, afin d'avoir des mesures références, des feuilles fines de Mylar de $3,5$ μm et 10 μm ont aussi été utilisées.

Le support de ces cibles, étaient un cadre plastique ABS, sans fond, qui permettaient de laisser passer à la fois les protons et les particules α . La dimension des feuilles était 6 mm \times 6 mm.

3.4 Spectromètre magnétique

Le nombre de réactions nucléaires produites dans les expériences est déduit de la mesure du nombre de particules émises par ces réactions. En ce qui concerne les noyaux radioactifs ${}^{11}\text{C}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^{13}\text{N}$ et ${}^{18}\text{F}$ produits respectivement par les réactions ${}^{11}\text{B}(p, n){}^{11}\text{C}$, ${}^{10}\text{B}(p, \alpha){}^7\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}(\alpha, n){}^{13}\text{N}$ et ${}^{14}\text{N}(\alpha, \gamma){}^{18}\text{F}$, les diagnostics nécessaires sont décrits dans les parties 3.10 et 3.11.

Les particules α produites par les réactions ${}^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$ et ${}^{10}\text{B}(p, \alpha){}^7\text{Be}$ étaient mesurées par différents diagnostics de particules. Pour la réaction ${}^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$, le nombre de réactions ne correspond pas exactement au nombre de particules α , mais peut être estimé à un facteur 3 près.

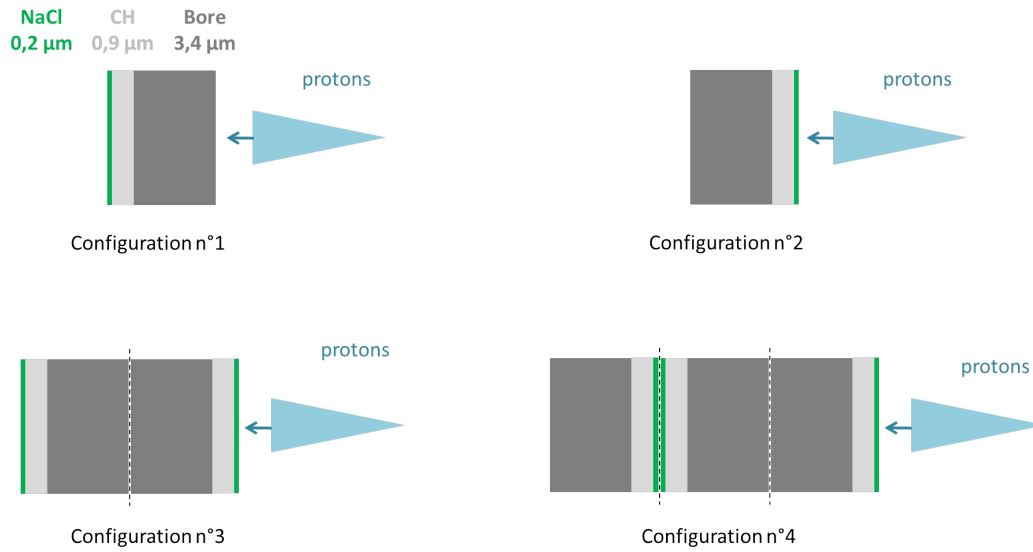


FIGURE 3.9 – Différentes configurations des micro-feuilles de bore étudiées en expériences. Le nombre et le sens des couches rencontrées par le laser étaient variés.

Initialement, les particules α créées sont des particules de charge $q = +2$ et qui possèdent, pour la plupart, une énergie de quelques MeV . Cependant, entre le lieu de production de la réaction et le diagnostic, les particules α traversaient une certaine distance dans le bore, solide ou plasma. Elles étaient donc susceptibles de capturer des électrons et donc diminuer leur charge et de perdre de l'énergie.

Ainsi, un ensemble de diagnostics complémentaires a été développé, capable de détecter des particules α avec différents degrés d'ionisation : He^0 , He^+ et He^{2+} et dans des gammes d'énergie allant de quelques centaines de keV à plusieurs MeV . Comme schématisé sur les figures 3.2 et 3.3, les diagnostics couvraient un angle solide de 2π , du côté de la face avant de la cible de réactions (face irradiée par les protons). Aucun diagnostic n'était situé dans l'autre hémisphère dans le cas des cibles épaisses, puisqu'aucune particule n'avait suffisamment d'énergie pour traverser 2 ou 3 mm de bore. En revanche, dans le cas des cibles fines, des CR-39 étaient placés entre 0° et 80° .

Les diagnostics de particules servaient aussi à caractériser le faisceau de protons accéléré en face arrière de la source ainsi que les protons et les ions carbone accélérés en face avant de la cible à protons $\geq 90^\circ$ (et par symétrie, $\leq -90^\circ$) qui perturbaient les mesures de particules α . Toute la difficulté des expériences était d'identifier les particules α parmi les autres ions.

3.4.1 Conception mécanique

Le spectromètre magnétique est un diagnostic qui permet de détecter seulement des particules chargées et de caractériser leur énergie. Un champ magnétique permanent produit par deux aimants parallèles dévie les particules entrantes en fonction de leurs énergies et ces particules sont ensuite collectées sur un film. Ce dernier pouvait être un CR-39 ou une IP, dont les descriptions détaillées sont faites dans les parties 3.6 et 3.7.

Un ou deux spectromètres magnétiques étaient positionnés dans la chambre expérimentale, dans les directions -110° lors de la campagne 2014 et les directions 105° et -125° lors de la campagne 2015.

Le dessin 3.10 représente l'ensemble mécanique constituant le spectromètre magnétique. Les particules entrant selon l'axe \vec{y} subissent le champ magnétique \vec{B} induit selon l'axe $-\vec{x}$ par les deux aimants représentés en

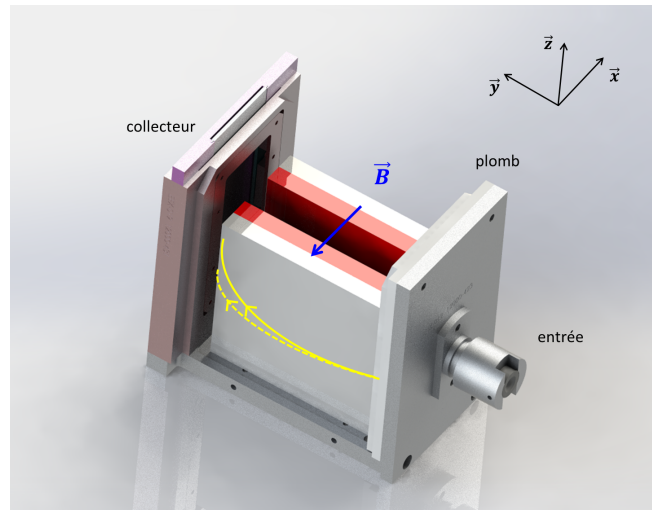


FIGURE 3.10 – Dessin du spectromètre magnétique. En rouge, sont représentés les deux aimants.

rouge en néodyme (NdFeB alliage de néodyme, fer et bore), de longueur 100 mm , largeur 40 mm , d'épaisseur 10 mm et séparés de 20 mm . Le champ magnétique de $0,4\text{ T}$ peut être considéré comme homogène dans tout l'espace séparant les aimants.

Le diagnostic devait être isolé au mieux du rayonnement émis par les plasmas. Une plaque de plomb d'épaisseur environ $\sim 6\text{ mm}$ était placée à l'intérieur et un capotage d'épaisseur 2 mm enrobait l'ensemble du détecteur (non représenté sur le dessin).

Un petit trou était percé dans le fond du spectromètre, à la même hauteur que le trou d'entrée. Cet axe permettait de faire passer un faisceau laser (HeNe) et d'aligner le diagnostic avec le TCC.

3.4.2 Dispersion en énergie des ions

Les équations du mouvement d'un ion dans le spectromètre magnétique, en considérant un référentiel $(O, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$, sont résolues dans l'annexe A.

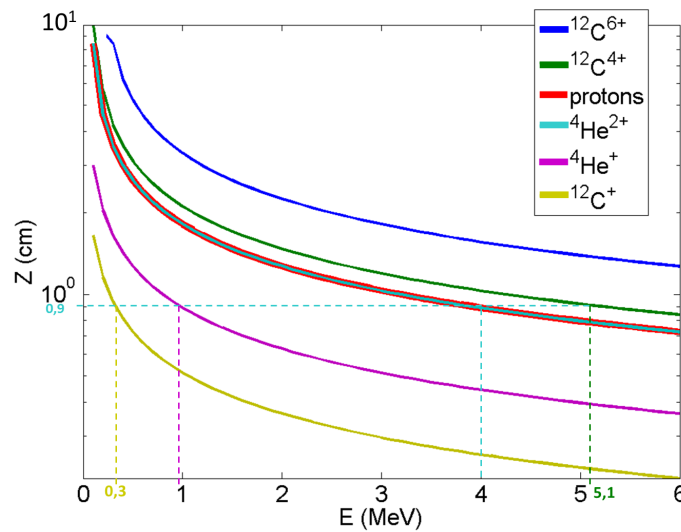
En entrant dans la zone de champ magnétique \vec{B} dirigé selon l'axe $-\vec{x}$, un ion chargé positivement, supposé non relativiste, se propageant selon l'axe \vec{y} , subit une déviation selon l'axe \vec{z} . La trajectoire initialement droite selon l'axe \vec{y} est incurvée par le champ magnétique, comme dessinée en jaune sur la figure 3.10. Les particules impactent le collecteur (IP ou CR-39) placé dans le fond du détecteur à une certaine hauteur z . L'incurvation de la trajectoire et donc la hauteur z dépendent de l'énergie des particules.

Pour une particule "parfaite" dont la vitesse initiale est $\vec{v}_0 = v_{0y} \vec{y}$ et les coordonnées initiales sont $x_0 = 0$, $y_0 = 0$ et $z_0 = 0$, la coordonnée z en sortie de la zone magnétique est proportionnelle au rapport v_{0y}/ω soit $(mv_{0y})/(qB)$. Pour les expériences, il est préférable d'utiliser non pas la notion de vitesse, mais celle d'énergie $v \propto \sqrt{\frac{2E}{m}}$. Alors, pour une énergie donnée E , la coordonnée z dépend du rapport $\frac{\sqrt{m}}{q}$.

Ainsi deux particules de mêmes énergies, de charges et de masses différentes mais dont le rapport $\frac{\sqrt{m}}{q}$ est égal, subissent la même déviation.

Le tableau 5.2 donne les rapports \sqrt{m}/q pour les particules principalement rencontrées dans l'expérience : les protons et les ions carbones accélérés par le faisceau court et les particules α produites par les réactions. Le rapport \sqrt{m}/q est le même pour les protons et les particules α chargées $q = +2$.

Ion	$p = H^+$	${}^4He^{2+}$	${}^4He^+$	${}^{12}C^{6+}$	${}^{12}C^{4+}$	${}^{12}C^+$
Masse (m_p)	1	4	4	12	12	12
Charge (e)	1	2	1	6	4	1
\sqrt{m}/q	1	1	2	$\sim 0,6$	$\sim 0,9$	$\sim 3,5$

 TABLE 3.4 – Rapport \sqrt{m}/q pour les protons et les ions ${}^4He^{2+}$, ${}^4He^+$, ${}^{12}C^{6+}$, ${}^{12}C^{4+}$ et ${}^{12}C^+$.

 FIGURE 3.11 – Hauteur z de l'impact des ions ${}^{12}C^{6+}$, ${}^{12}C^{4+}$, ${}^1H^+$, ${}^4He^{2+}$, ${}^4He^+$ et ${}^{12}C^+$ sur le film placé au fond du spectromètre magnétique, en fonction de leurs énergies. Initialement, les ions entrent dans le champ magnétique à la hauteur $z = 0$ cm.

La figure 3.11 illustre le fait que la déviation évolue non-linéairement avec l'énergie. Les basses énergies sont fortement dispersées alors que les hautes énergies sont concentrées sur des zones très voisines.

Si une particule ${}^4He^{2+}$ de 4 MeV entre dans le spectromètre magnétique, elle impacte le film placé dans le fond à une hauteur $z = 0,9$ cm. A cette même hauteur, vont se retrouver évidemment des protons de 4 MeV, ainsi que des ions ${}^{12}C^+$ de 0,3 MeV, ${}^4He^+$ de 1 MeV, ${}^{12}C^{4+}$ de 5,1 MeV etc.

Le diagnostic fonctionne de la façon suivante : un signal est mesuré à une certaine hauteur z , une hypothèse est faite sur la nature de l'ion responsable (hypothèse sur le rapport \sqrt{m}/q) et son énergie en est déduite.

3.4.3 Suppression des ions parasites

Pour limiter la présence d'ions parasites dans le détecteur, un filtre d'aluminium était placé devant le film collecteur. Le filtre ne devait surtout pas être placé à l'entrée du diagnostic, car il aurait induit de la diffusion et de légères variations dans la trajectoire initiale des particules. Le rôle du filtre était de stopper les ions carbonés, tout en laissant passer au maximum les particules α .

Les ions carbone impactant la zone où sont attendues les particules α de 4 MeV, avaient des énergies comprises

	$p = H^+$	4He	${}^{12}C$
Seuil en MeV pour traverser Alu 6 μm	$0,6 \pm 0,1$	$1,9 \pm 0,4$	$6,9 \pm 2,0$
Seuil en MeV pour traverser Alu 10 μm	$0,8 \pm 0,1$	$2,9 \pm 0,4$	$11,8 \pm 2,0$

TABLE 3.5 – Energies seuils nécessaires aux protons, particules α et ions carbone pour traverser 6 et 10 μm d'aluminium.

entre 0,3 MeV (${}^{12}C^+$) et 11,8 MeV (${}^{12}C^{6+}$). Des filtres d'aluminium d'épaisseur 6 μm ou 10 μm sont efficaces [128] pour arrêter ces ions carbonés, tout en laissant passer des particules α d'énergies supérieures à 1,9 MeV ou 2,9 MeV, respectivement. Ces données sont résumées dans le tableau 3.5.

Ce qui est valable pour les ions carbonés, l'est aussi pour les ions oxygène ou azote qui peuvent être accélérés s'ils font partie des impuretés situées sur la cible à protons.

3.4.4 Résolution du diagnostic

La dimension de l'ouverture du spectromètre magnétique par laquelle entrent les particules est un compromis entre différentes considérations. Elle doit être suffisamment petite pour que la résolution en énergie soit satisfaisante et pour limiter le nombre de protons impactant le collecteur. Elle doit être assez grande pour que le nombre de particules α entrantes soit suffisant pour laisser une trace significative au-dessus du bruit.

D'après les estimations du tableau 2.2, $\sim 10^7$ α /sr sont attendues par tir. Ainsi, il a été décidé que l'ouverture devrait observer un angle solide $\Omega \sim 10^{-5}$ sr de façon à collecter au moins $\sim 10^2$ particules α . La mesure du signal de protons, présentée en détails dans le chapitre 4, donne $\sim 10^{11}$ protons /sr aux grands angles $\geq 90^\circ$. Le nombre de protons collectés était donc forcément environ 1000 fois plus grand que celui des particules α .

Les fentes

Dans un premier temps, des fentes de dimension 1 cm \times 500 μm étaient placées à l'entrée du diagnostic, telles que représentées de face sur la figure 3.12 (a). L'angle solide de détection était donc de $\Omega \sim 1,5 \cdot 10^{-5}$ sr.

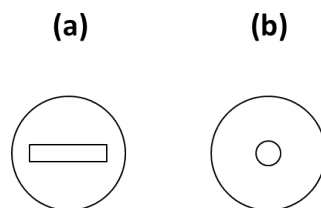


FIGURE 3.12 – (a) Fente et (b) pinhole utilisées comme ouvertures dans le spectromètre magnétique.

La distance entre le TCC et l'entrée du spectromètre étant de 18 cm et la distance entre l'entrée et le fond du détecteur étant de 16,7 cm, le grandissement du diagnostic valait $\gamma \sim 2$.

En utilisant une fente de longueur 1 cm, la résolution horizontale du diagnostic était donc de 2 cm. Ainsi, il n'était pas possible de distinguer spatialement les deux cibles qui n'étaient séparées que de 0,6 cm. Les particules venant des deux cibles se mélangeaient en entrant dans la fente. En revanche, l'intérêt était d'avoir une très grande ouverture pour collecter un nombre maximum de particules α .

Energie (MeV) des p ou ${}^4\text{He}^{2+}$	Incertitude (MeV)
0,30	$\pm 0,01$
0,40	$\pm 0,02$
0,50	$\pm 0,03$
1,00	$\pm 0,10$
2,00	$\pm 0,30$
3,00	$\pm 0,50$
4,0	$+1,0 / - 0,7$
5,0	$+1,5 / - 1,0$
6,0	$+2,0 / - 1,5$

TABLE 3.6 – Barres d’erreurs des énergies de protons ou ions ${}^4\text{He}^{2+}$ mesurées dans le spectromètre magnétique.

Pour une fente de largeur $500 \mu\text{m}$, la résolution verticale du diagnostic était de $\sim 0,1 \text{ cm}$, ce qui permet de définir la résolution en énergie, qui dépend de l’énergie. Le tableau 3.6 rapporte les incertitudes sur les énergies pour les protons et les ions ${}^4\text{He}^{2+}$. La fente ne permettait pas d’avoir une très bonne résolution à partir de 3 MeV puisque la barre d’erreur dépasse 15% de la valeur. Néanmoins, il s’agissait du meilleur compromis pour espérer collecter un grand nombre de particules α .

Les particules neutres ainsi que le rayonnement émis par le plasma (rayonnement X) ne subissaient pas de déviation magnétique et traversaient le diagnostic jusqu’à atteindre le collecteur (IP ou CR-39). Ils permettaient donc de définir la référence " $z = 0$ " sur le film à partir de laquelle, il était possible de déterminer les valeurs z des impacts.

Les pinholes

Des pinholes de différents diamètres $0,6 \text{ mm}$, $1,0 \text{ mm}$ et $3,0 \text{ mm}$ ont été utilisées et couvraient des angles solides respectifs $8,7 \cdot 10^{-6} \text{ sr}$, $2,4 \cdot 10^{-5} \text{ sr}$ et $2,2 \cdot 10^{-4} \text{ sr}$.

Pour un grandissement $\gamma \sim 2$, les pinholes permettaient des résolutions spatiales respectives de $1,2 \text{ mm}$, 2 mm et 6 mm . Ainsi, il était possible de résoudre spatialement les deux cibles séparées de 6 mm . Puisque les particules neutres et le rayonnement X traversaient le diagnostic en ligne droite, chaque cible était imagée sur le collecteur (IP ou CR-39). En effet, l’interaction du faisceau court avec la cible protons produisait un rayonnement X. De plus, l’interaction des faisceaux d’électrons et protons avec la cible de réactions induisait une excitation des atomes/ions et donc un rayonnement X. La figure 3.13 est une image obtenue sur une IP, avec le spectromètre magnétique placé à 105° (voir figure 3.3).

Les particules chargées émises par les cibles réactions et protons, déviées par le champ magnétique, dessinaient deux colonnes distinctes le long des deux points sources. Cette séparation était idéale pour différencier les particules α des autres particules. Cependant, pour conserver un nombre de particules incidentes suffisamment grand, il fallait utiliser des pinholes de grands diamètres, ce qui dégradait la résolution en énergie du diagnostic.

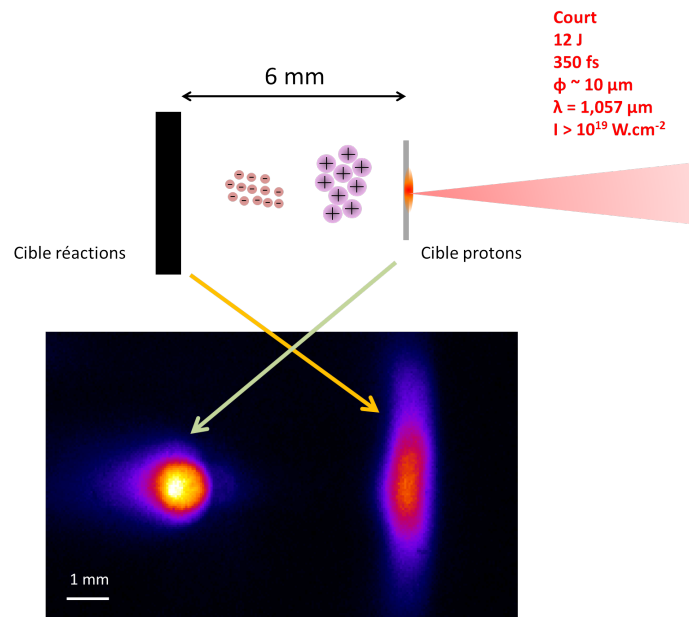


FIGURE 3.13 – Rayonnements X émis par les cibles protons et bore et imagés sur une IP par un système de pinhole dans le spectromètre magnétique placé à 105° (tir 1510007).

Pour conclure, l'utilisation du spectromètre magnétique demande un compromis entre résolution spatiale et résolution en énergie.

Pour une "bonne" résolution en énergie (au mieux $\pm 1 \text{ MeV}$ à 4 MeV), il faut utiliser une ouverture verticale $\leq 0,6 \text{ mm}$. Pour avoir un nombre suffisant de particules entrantes (~ 1000), il faut une grande ouverture horizontale $\sim 10 \text{ mm}$. Dans ce cas, la provenance des signaux ne peut être résolue. Pour avoir une résolution spatiale, il faut diminuer la dimension horizontale de l'ouverture et augmenter la dimension verticale pour conserver un nombre suffisant de particules. Dans ce cas, la résolution en énergie devient mauvaise (par exemple $\pm 1,5 \text{ MeV}$ à 4 MeV pour une ouverture de 1 mm).

3.4.5 Discussion sur les particules entrant avec un angle

L'ensemble des considérations précédentes supposait des particules incidentes dans le spectromètre magnétique le long de l'axe \vec{y} . En réalité, les particules pouvaient avoir un léger angle dans leur trajectoire et entrer dans toute la surface de la fente (ou pinhole).

Un angle dans le plan (O, \vec{x}, \vec{y}) provoque simplement un étalement horizontal du signal, ce qui n'impacte pas la résolution en énergie.

Cependant, un angle dans le plan (O, \vec{y}, \vec{z}) induit un étalement vertical du signal qui se mêle à l'étalement dû au champ magnétique. La figure 3.14 correspond aux calculs de déviation des ions ${}^4\text{He}^{2+}$ dans le spectromètre magnétique pour un vecteur vitesse faisant un angle de 0° , 2° et 5° dans le plan (O, \vec{y}, \vec{z}) . 5° est l'angle maximal que peut avoir le vecteur vitesse, car au-delà, les particules ne peuvent plus rentrer dans la fente, de largeur $0,5 \text{ mm}$. La comparaison de ces courbes permet de montrer que la barre d'erreur sur l'énergie aux alentours de 4 MeV est similaire à la barre d'erreur due à la largeur de la fente.

Pour limiter cet effet, un collimateur était placé à l'entrée du spectromètre qui bloquait l'entrée aux particules se propageant avec un angle supérieur à 2° dans le plan (O, \vec{y}, \vec{z}) . Dans l'analyse, l'effet d'angle est donc négligé.

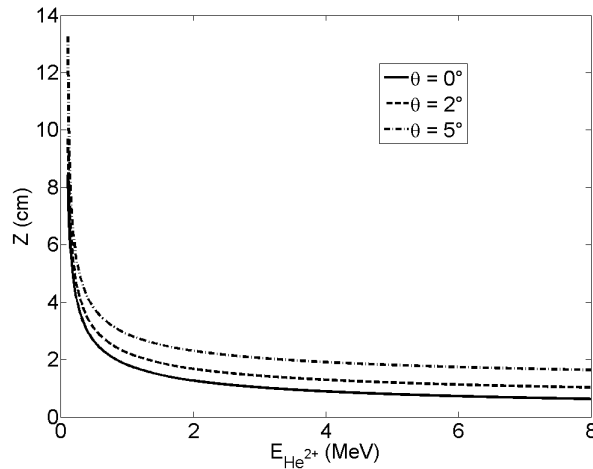


FIGURE 3.14 – Déviations subies par un ion ${}^4\text{He}^{2+}$ dans le spectromètre magnétique en fonction de son énergie, pour différentes valeurs de l'angle θ que fait initialement son vecteur vitesse dans le plan (O,y,z) .

3.5 Parabole Thomson

3.5.1 Conception mécanique

La parabole Thomson est un diagnostic qui permet de collecter des particules chargées et de caractériser leurs énergies. Elle permet aussi de séparer spatialement les ions en fonction de leur espèce. En effet, un champ magnétique et un champ électrique parallèles, permettent de dévier les particules selon deux directions perpendiculaires à leur direction de propagation. Après déviation, les ions chargés positivement sont collectés sur un film (IP ou CR-39), placé dans le fond du détecteur.

Plusieurs paraboles Thomson étaient positionnés dans l'enceinte expérimentale lors des campagnes 2014 et 2015. Celle placée à 0° permettait de caractériser les faisceaux d'ions accélérés par TNSA à partir de la première cible. Les paraboles Thomson placées dans les directions 90° et 135° (hors-plan) en 2014 et dans les directions 135° et -105° en 2015, servaient à collecter les particules α produites par les réactions nucléaires dans la seconde cible. Elles collectaient aussi tous les autres ions accélérés, dont principalement les protons et les ions carbone.

Le schéma typique d'une parabole Thomson est donné sur la figure 3.15. Les deux aimants néodyme (Nd-FeB alliage de néodyme, fer et bore) de dimension $50\text{ mm} \times 50\text{ mm}$, d'épaisseur $12,7\text{ mm}$ séparés de 15 mm sont représentés en bleu. Ils génèrent un champ magnétique supposé homogène de $0,6\text{ T}$ le long de l'axe \vec{z} . Les deux électrodes de cuivre de dimension $40\text{ mm} \times 80\text{ mm}$ et séparées de 16 mm sont représentées en rouge. Elles étaient parfaitement isolées dans un boîtier en téflon et recouvertes de résine de silicone afin d'éviter tout claquage lors de la mise en fonctionnement. Une alimentation haute tension générait $\pm 5\text{ kV}$ sur chaque électrode, soit une différence de potentiel de 10 kV . Elles induisaient un champ électrique de $6,3 \cdot 10^5\text{ V/m}$ le long de l'axe \vec{z} .

Les particules chargées collectées dans le diagnostic devaient traverser une distance de 100 mm dans le vide avant d'impacter le fond du détecteur.

La parabole Thomson devait être bien isolée du rayonnement X par des plaques de plomb d'épaisseur $\sim 6\text{ mm}$. Un trou percé dans le fond, permettait d'aligner le diagnostic avec le TCC, à l'aide d'un laser HeNe.

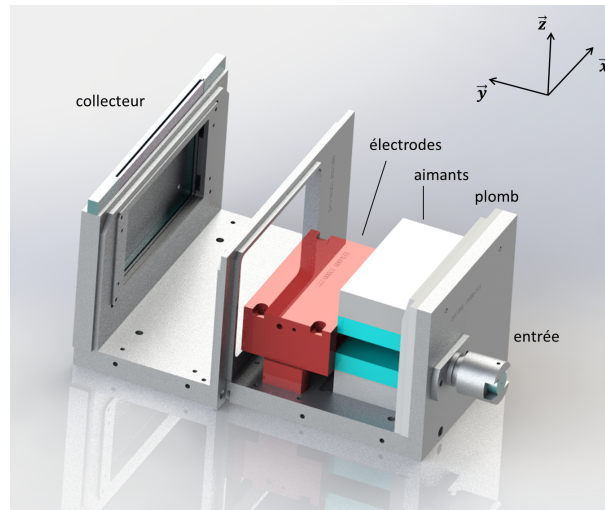


FIGURE 3.15 – Dessin d’une parabole Thomson. En bleu, sont représentés les aimants et en rouge, les électrodes.

Ion	$p = H^+$	${}^4He^{2+}$	${}^4He^+$	${}^{12}C^{6+}$	${}^{12}C^{4+}$	${}^{12}C^{3+}$	${}^{12}C^+$
Masse (m_p)	1	4	4	12	12	12	12
Charge (e)	1	2	1	6	4	3	1
q/m	1	0,5	0,25	0,5	0,3	0,25	0,08

TABLE 3.7 – Rapport q/m pour les protons et les ions ${}^4He^{2+}$, ${}^4He^+$, ${}^{12}C^{6+}$, ${}^{12}C^{4+}$, ${}^{12}C^{3+}$ et ${}^{12}C^+$.

3.5.2 Trajectoires des différentes espèces d’ions

Une particule incidente dans la parabole Thomson, se propageant selon l’axe \vec{y} , subit une déviation selon l’axe \vec{x} due au champ magnétique défini selon l’axe \vec{z} et une déviation selon l’axe \vec{z} due au champ électrique défini sur le même axe.

La trajectoire de cette particule de charge q non nulle et de masse m , supposée non relativiste, est résolue dans l’annexe B.

La déviation dépend en partie de l’énergie de la particule. La dépendance de la coordonnée z avec x est de la forme $z(x) = ax^2 + bx + c$. Ainsi, des paraboles de particules se dessinent sur le film placé au fond du diagnostic. La déviation magnétique dépend du facteur \sqrt{m}/q (même principe que le spectromètre magnétique) et la déviation électrique dépend du rapport q/m . Les ions qui possèdent le même rapport \sqrt{m}/q (protons et particules α) subissent la même déviation magnétique pour une même valeur d’énergie mais si les rapports q/m sont différents, leurs paraboles sont bien distinctes. En revanche, tous les ions caractérisés par le même facteur q/m vont être déviés le long d’une unique parabole.

D’après le tableau 3.7 qui donne les rapport q/m pour les ions H^+ , ${}^4He^{2+}$, ${}^4He^+$, ${}^{12}C^{6+}$, ${}^{12}C^{4+}$, ${}^{12}C^{3+}$ et ${}^{12}C^+$ et la figure 3.16, les couples d’ions ${}^4He^{2+}/{}^{12}C^{6+}$ et ${}^4He^+/{}^{12}C^{3+}$ ont le même rapport q/m , ce qui signifie que leurs paraboles sont confondues. D’ailleurs, d’autres couples d’ions, N ou O , peuvent être trouvés avec ce même rapport. Dans ce diagnostic, la caractérisation en énergie des ions collectés découlait donc forcément d’une hypothèse sur leur nature.

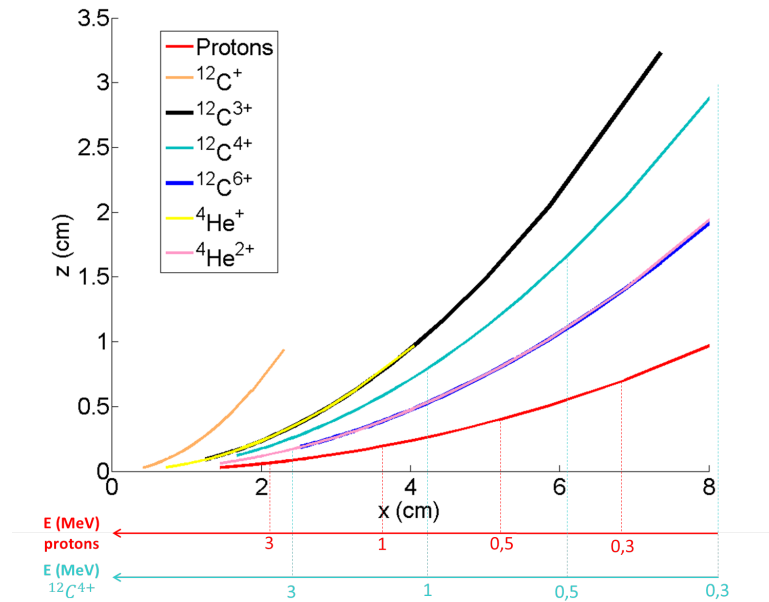


FIGURE 3.16 – Paraboles formées par des ions déviés dans les Paraboles Thomson, pour différentes énergies. Les ions sont supposés provenir de la même source.

Energie protons (MeV)	Incertitude (MeV)
0,500	$\pm 0,010$
1,000	$\pm 0,020$
5,00	$\pm 0,25$
8,00	$\pm 0,40$
10,00	$\pm 0,50$

TABLE 3.8 – Barres d'erreurs des énergies des protons, mesurées dans la Parabole Thomson, placée à 0° .

3.5.3 Résolution du diagnostic

Puisque les particules subissent une déviation sur les deux axes \vec{x} et \vec{z} , il est nécessaire d'avoir une résolution "fine" sur ces deux axes. Ainsi l'utilisation d'une fente était exclue.

Pour la parabole Thomson placée à 0° , une pinhole de diamètre $200 \mu m$ permettait de couvrir un angle solide de $7,9 \cdot 10^{-8} sr$. Placé à $63 cm$ du TCC et d'une longueur de $26,5 cm$, le grandissement du diagnostic était de 1,4, le diagnostic offrait une résolution de $280 \mu m$ dans les directions x et z . La résolution en énergie dépendait évidemment de l'énergie. Le tableau 3.8 donne, par exemple, l'incertitude sur les valeurs d'énergies des protons. A partir de $5 MeV$, l'incertitude commence à être élevée mais reste raisonnable ($< 1 MeV$) pour ce genre d'expériences. En effet, l'objectif n'était pas de caractériser parfaitement l'énergie maximale du faisceau de protons, mais plutôt d'avoir des informations sur la forme du spectre. De plus, l'utilisation d'une pinhole de $200 \mu m$ permettait de collecter les signaux d'ions $^{12}C^{i+}$, même faibles. Ces informations étaient importantes pour comprendre tous les phénomènes nucléaires observés.

Pour les paraboles Thomson placées à grands angles dont le rôle principal était de collecter les particules α ,

des pinholes de diamètres 1 mm et 3 mm ont été utilisées. Comme pour les spectromètres magnétiques, l'idée était d'avoir des angles solides de détection suffisamment grands, $3,5 \cdot 10^{-5}$ sr et $3,1 \cdot 10^{-4}$ sr respectivement, pour collecter le maximum de particules α . Avec un grandissement $\gamma \sim 2,8$, les résolutions spatiales obtenues étaient de 2,8 mm et 8,4 mm. Dans le premier cas, cela était suffisant pour distinguer les deux cibles séparées de 6 mm. Dans le second cas, la séparation n'était pas totale, mais existante.

Par conséquent, les ions étaient séparés spatialement selon leur espèce et selon leur provenance. La figure 3.17 montre les paraboles d'ions obtenues dans le fond du détecteur en supposant que les protons et les ions $^{12}\text{C}^{i+}$ viennent principalement de la cible protons (origine en gris) et que les ions $^4\text{He}^{2+}$ et $^4\text{He}^+$ ne peuvent provenir que de la cible de réactions (origine en noir). Dans cette configuration, il est tout à fait possible de distinguer les paraboles des ions $^4\text{He}^{2+}$ et $^4\text{He}^+$ de celles des ions $^{12}\text{C}^{6+}$ et $^{12}\text{C}^{3+}$. Il n'était donc pas nécessaire d'utiliser des filtres devant le film collecteur pour éliminer les parasites, ce qui permettait de collecter les particules α de basses énergies ($E \gtrsim 500$ keV, le seuil étant fixé par l'IP ou le CR-39).

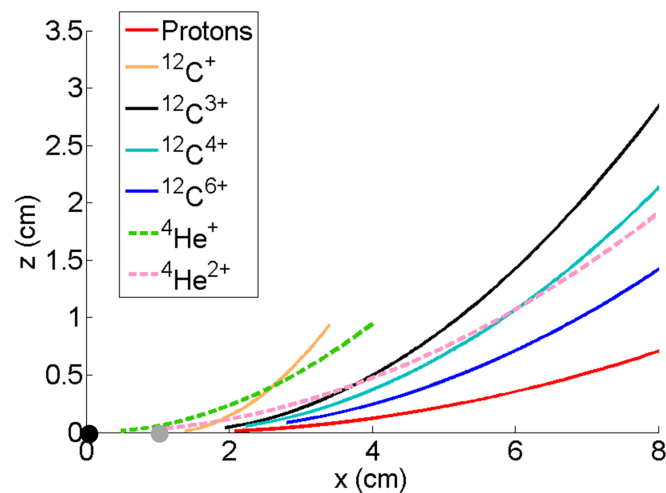


FIGURE 3.17 – Paraboles formées par des ions déviés dans la Paraboles Thomson. Ici, les protons et les ions $^{12}\text{C}^{i+}$ sont supposés provenir du point source représenté en gris, alors que les ions $^4\text{He}^{2+}$ et $^4\text{He}^+$ proviennent du point source représenté en noir.

3.6 Les CR-39

Le CR-39, acronyme pour California Resine n°39, est un plastique polymère amorphe de formule chimique $\text{C}_{12}\text{H}_{18}\text{O}_7$ (polyallyl diglycol carbonate). Il est rangé dans la catégorie des détecteurs nucléaires solides. Lorsqu'une particule chargée pénètre dans ce plastique, elle produit une trace qui sera aussi appelée impact ou trou. Les traces sont ensuite comptées et étudiées afin de déterminer le nombre et la nature des particules incidentes. Les plaques de CR-39 sont à usage unique puisque les traces sont définitives. La particularité de ce détecteur est d'être insensible à toutes les autres radiations présentes dans une chambre expérimentale laser : rayons γ , rayons X, électrons... (à bas flux).

450 plaques de CR-39 ont été utilisées dans la campagne expérimentale 2014 et 1060 dans la campagne 2015. Les CR-39 pouvaient être placés à l'intérieur des spectromètres magnétiques et paraboles Thomson, pour collecter les particules déviées. De plus, ils pouvaient être utilisés seuls, à l'intérieur de la chambre expérimentale.

3.6.1 Principe de fonctionnement

Les CR-39 sont principalement sensibles aux ions lourds, protons, particules α et neutrons. L'efficacité de ce détecteur est de quasiment 100% pour les particules d'énergies supérieures à 100 keV [134]. Des études annoncent même une efficacité totale dès 20 keV [135], [136]. Cela signifie que chaque particule incidente laisse une trace.

Lorsqu'une particule (chargée ou non) pénètre une plaque de CR-39, elle dépose de l'énergie sur son trajet jusqu'à qu'elle soit complètement stoppée à une certaine profondeur, augmentant avec son énergie. Dans un premier temps, la particule n'interagit qu'avec les électrons du plastique qu'elle excite et accélère. Dans un second temps, elle subit des collisions avec les atomes/ions. Tout le long de son trajet en ligne droite, la particule endommage le CR-39. Deux modèles expliquent l'endommagement [137].

- 1) Lors du passage de particules lourdes, les électrons sont excités et déplacés. Un étroit cylindre se forme dans lequel règne un défaut d'électrons. Les ions, alors en excès, se repoussent et sont éjectés du cylindre. La zone est appauvrie en matière.
- 2) Pour les particules légères telles que les particules α ou les protons, le mécanisme serait peut-être différent. L'excitation et la désexcitation des électrons pourraient causer la cassure des liaisons chimiques dans le polymère et créer des défauts dans la structure du CR-39.

L'utilisation de ce diagnostic nécessite une phase de "gravure chimique" dont le rôle est de rendre les traces observables au microscope, c'est-à-dire atteindre une dimension $\geq 1 \mu m$. L'attaque chimique doit être réalisée par une solution caustique. Dans les expériences décrites dans ce manuscrit, la solution utilisée était une solution de soude NaOH de concentration 6N, chauffée à 70°C. Lors du développement (ou gravure) d'un film CR-39 dans la soude, les zones ayant subies des dommages liés au passage d'un ion, sont plus vite ablatées (à la vitesse v_t) que les zones dans lesquelles aucun ion n'est passé (vitesse v_g). La figure 3.18 décrit toutes les étapes du développement. Avant la gravure, la trace laissée par un ion est imperceptible. Au début de la gravure, le plastique va être ablaté en premier au niveau de cette trace. Une structure conique apparaît car v_t est d'autant plus grand que l'ion a déposé une grande quantité d'énergie [138]. Or, l'énergie déposée par un ion est plus importante vers la fin de son parcours (quand il commence à interagir avec les ions de la matière). Lorsque toute la matière a été ablatée de la surface jusqu'à la profondeur de pénétration de l'ion, l'ablation continue mais à une vitesse plus lente v_g . Par conséquent, le cône s'élargit.

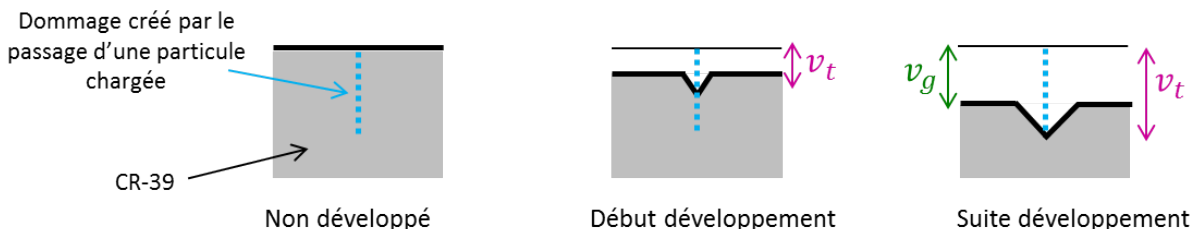


FIGURE 3.18 – Phases de développement, ou gravure chimique, d'un CR-39 dans une solution de soude [134].

Après un temps de développement h , le diamètre des cônes, ou trous, créés par des particules va dépendre de leur énergie. En effet, les particules de basses énergies ont un faible pouvoir de pénétration et déposent leur énergie près de la surface. Puisque la vitesse v_t est d'autant plus grande que la quantité d'énergie déposée est grande, les cônes résultats vont être grands. Au contraire, les particules de très grandes énergies, ont un grand

pouvoir de pénétration et déposent très peu d'énergie en surface. Ainsi, le diamètre des cônes résultants est plus petit.

De la même façon, le diamètre des impacts dépend de la masse de la particule. Comme le pouvoir de pénétration des protons est bien plus grand que celui des particules α ou particules lourdes (le pouvoir de pénétration diminue avec Z), le diamètre des impacts des protons va être plus petit.

Il est donc possible d'estimer l'énergie et la masse d'un ion qui a produit un impact, si ces données ont été préalablement étalonnées.

Un phénomène de saturation apparaît si les cônes se chevauchent. Ce phénomène se produit si les impacts créés par les particules sont trop proches et/ou si le temps de développement est trop long [134].

3.6.2 Etalonnage des impacts d'ions dans les CR-39

Les étalonnages intéressants pour les expériences présentées dans ce manuscrit sont ceux des impacts créés par des protons, particules α et ions carbone.

Etalonnages existants

De nombreux travaux ont été effectués pour étalonner la réponse des CR-39 à différents types d'ions. Certains se sont attachés à étudier la forme des cônes et les vitesses d'ablation [139], [140], [141], [142]. Ces méthodes ne sont pas adaptées à la quantité de données récoltées lors d'expériences laser. Ainsi, seuls les étalonnages concernant la mesure des diamètres des impacts en fonction du temps de développement seront d'intérêt.

La figure 3.19 rapporte les étalonnages effectués par différentes équipes [135], [143], [144], [145] concernant les impacts créés par des protons. La solution de soude utilisée avait une concentration 6,25 N et était chauffée à 70°C. Il en est d'ailleurs de même pour les études mentionnées plus loin. Pour les petits temps de développement (1h à 4h), les données n'existent qu'à basses énergies $< 1 MeV$. De plus, les figures 3.19 (b), (c) et (d) montrent des désaccords entre les différentes études. Kar *et al.* [146] ont réalisé une étude assez complète, sur une grande gamme d'énergie et sur de nombreux temps de développement, mais qui est uniquement numérique.

La figure 3.20 rapporte les étalonnages effectués par deux équipes [143], [145] sur les diamètres d'impacts créés par des particules α . Aucune étude n'a été réalisée pour un temps de gravure d'1 h. Les mesures commencent à partir de 2 h de développement, pour des énergies allant de 0,35 MeV à 4 MeV .

Les résultats de la figure 3.21 issus d'une étude de Szydlowski *et al.* [144] sont les seuls qui existent concernant l'étalonnage d'impacts créés par des ions carbonés. La nature de ces ions n'est pas précisée dans l'article. L'étude ne commence qu'à partir de 2 h de développement.

Dans les expériences présentées dans ce manuscrit, un des problèmes majeurs qui perturbait les diagnostics était l'immense quantité de protons accélérés, à de grandes énergies ($> 1 MeV$) et qui ne pouvaient être arrêtés par des filtres, sous peine d'arrêter également les particules α . Le flux de protons sur les détecteurs était d'autant plus grand que ces derniers devaient être placés au plus proche de la cible, afin que l'angle solide de détection soit suffisamment grand. Par conséquent, les CR-39 étaient presque toujours saturés. La saturation n'empêche pas l'observation des particules α si le temps de développement est le plus court possible, soit 1 h. Sachant

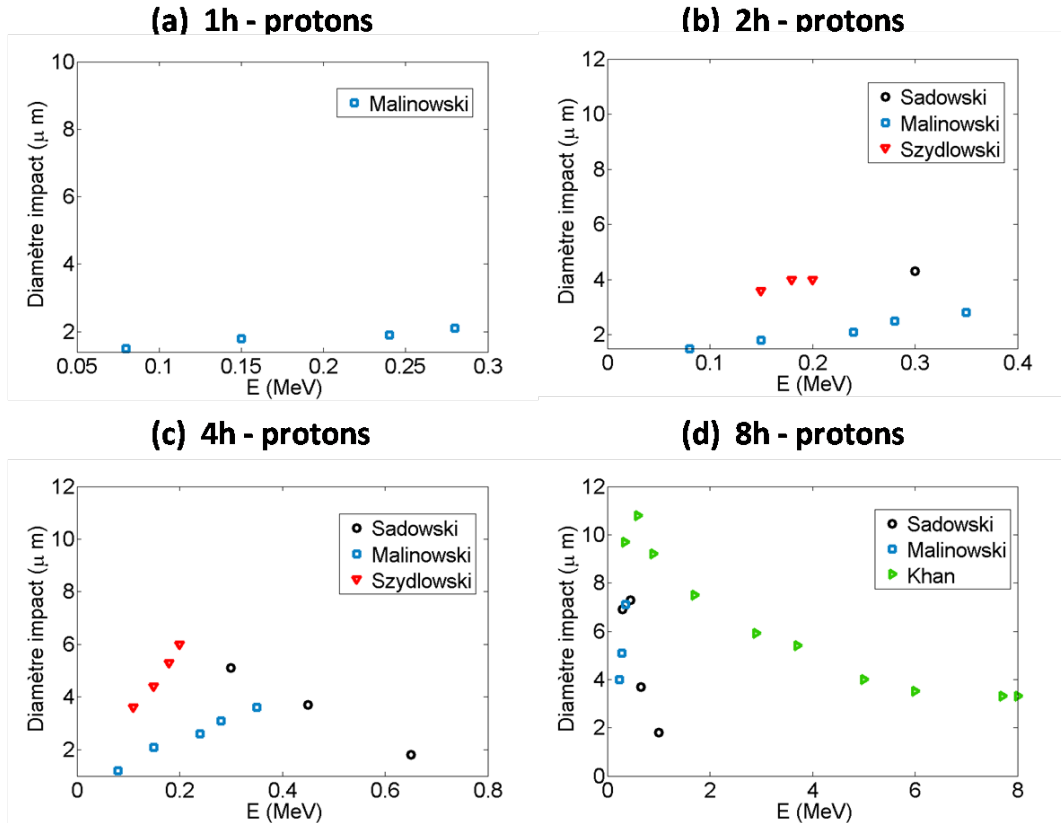


FIGURE 3.19 – Etalonnages du diamètre des impacts de protons créés dans les CR-39 en fonction de leur énergie. Ces données sont issues de la littérature pour (a) 1h, (b) 2h, (c) 4h et (d) 8h de développement dans une solution de soude 6, 25N, 70°C [135], [143], [144], [145].

qu’aucun étalonnage complet n’existe à 1 h de développement et qu’au-delà, les mesures souffrent de lacunes dans certaines gammes d’énergie, il était important de créer une nouvelle base de données, adaptée aux besoins des expériences.

Etalonnages des impacts de protons et d’ions carbone

Les mesures d’étalonnage réalisées au LULI [148], ont été effectuées avec des plaques de CR-39 d’épaisseur 0,75 mm, fabriquées par la société Track Analysis Systems Limited, située à Bristol en Angleterre [149]. Tous les CR-39 utilisés ensuite en expérience étaient identiques. Ils étaient développés dans une solution de soude de concentration 6N, chauffée à 70°C.

Il est bien connu que les ions accélérés par le mécanisme TNSA sont principalement des protons et des ions carbone. Pour étalonner la réponse des CR-39 à ces ions, une méthode consiste à en placer un dans une Parabole Thomson, de façon à collecter ces ions lors d’un tir laser d’accélération, les séparer et les disperser. Ce type d’expérience a déjà été réalisé sur d’autres installations laser comme OMEGA (au laboratoire LLE, à Rochester, Etats-Unis) [150], [151]. Le dispositif expérimental du LULI est présenté sur la figure 3.22. L’impulsion courte était focalisée sur une feuille d’aluminium de 20 μm . Les ions accélérés étaient collectés dans une parabole Thomson, dont la description est faite dans la partie 3.5. Une pinhole de 100 μm de diamètre offrait une résolution de 140 μm .

Les différentes paraboles obtenues sur le CR-39, correspondant aux trous produits par les ions incidents,

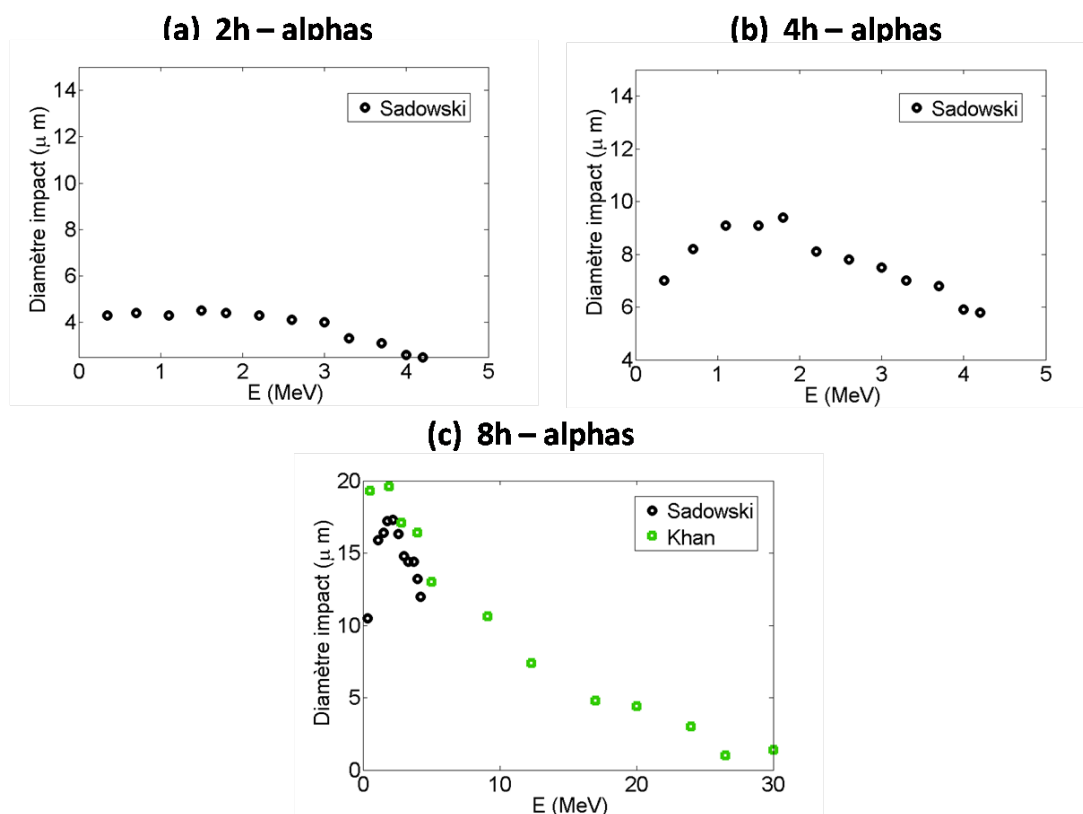


FIGURE 3.20 – Etalonnages du diamètre des impacts de particules α créés dans les CR-39 en fonction de leur énergie. Ces données sont issues de la littérature pour (a) 2h, (b) 4h et (c) 8h de développement dans une solution de soude 6,25N, 70°C [143], [145].

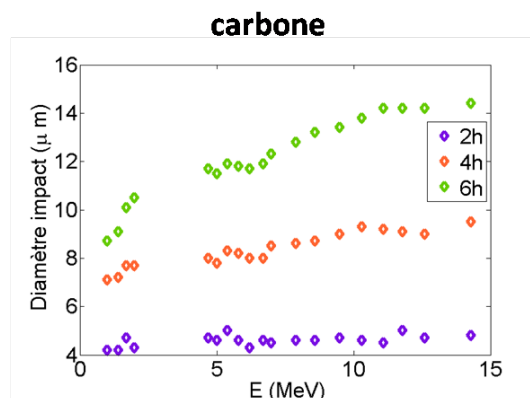


FIGURE 3.21 – Etalonnage du diamètre des impacts d'ions carbone créés dans les CR-39 en fonction de leur énergie. Ces données sont issues de la littérature pour 2h, 4h et 6h de développement dans une solution de soude 6,25N, 70°C [147].

sont présentées sur la figure 3.23 (a). La première parabole en partant du bas, caractérisée par un rapport $q/m = 1$, correspond obligatoirement aux protons (ou H^+). Les autres paraboles caractérisées par des rapports $q/m = 0,25/0,17/0,08$ sont logiquement attribuées aux ions $^{12}C^+$, $^{12}C^{2+}$ et $^{12}C^{3+}$. Les signaux produits par les ions $^{12}C^{4+}$ et $^{12}C^{5+}$ n'étaient pas assez denses pour apparaître sur l'image, tandis que le signal des ions $^{12}C^{6+}$ était inexistant. Les figures 3.23 (b) et (c) sont des agrandissements des paraboles des protons et des ions

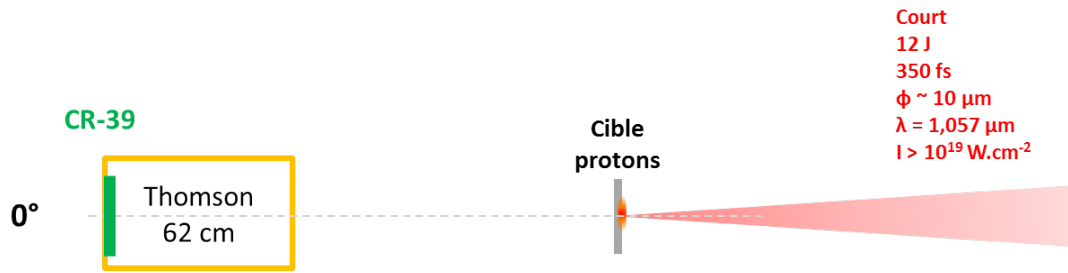


FIGURE 3.22 – Dispositif expérimental utilisé pour l’étalonnage des CR-39. Le faisceau court est focalisé en incidence normale sur une feuille d’aluminium de $20 \mu\text{m}$. La parabole Thomson placée à 62 cm , collecte les ions accélérés par TNSA, grâce à une ouverture de $100 \mu\text{m}$ de diamètre.

$^{12}\text{C}^{3+}$ de la figure 3.23 (a) dans les gammes d’énergies 1 MeV et 900 keV respectivement.

Sur chaque point des paraboles, il est possible d’associer une énergie à l’ion qui a créé l’impact. Ainsi, pour chaque espèce d’ion et pour différentes valeurs d’énergies, il est possible de mesurer le diamètre des impacts, et cela à différents temps de développements. Après chaque heure passée dans la solution de soude, les CR-39 étaient photographiés et cela pendant 8 h .

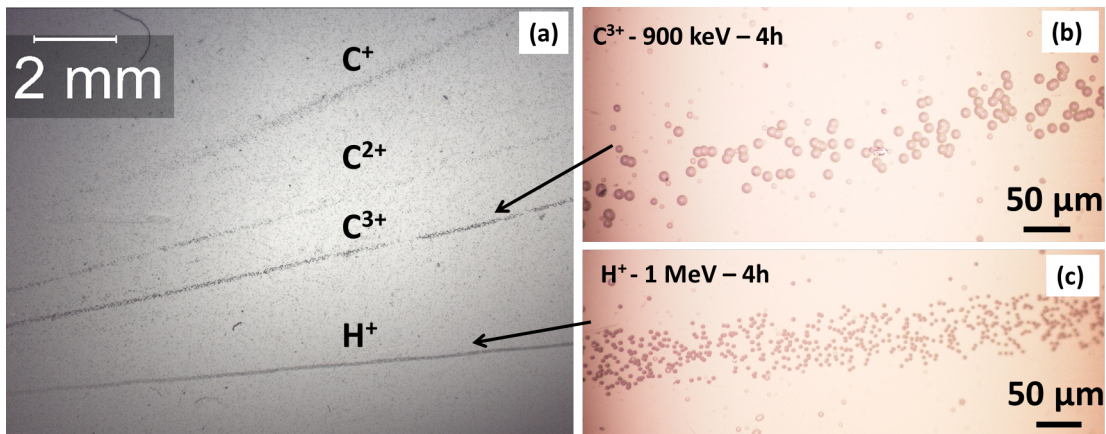


FIGURE 3.23 – (a) Photographie d’un CR-39 placé dans le dispositif présenté sur la figure 3.22 après 4 h de gravure en soude. (b) Zoom de la parabole protons dans la zone 1 MeV . (c) Zoom de la parabole $^{12}\text{C}^{3+}$ dans la zone 900 keV . [1405087]

La figure 3.24 représente l’évolution des diamètres des impacts de protons en fonction de leurs énergies, après 4 h de développement. Elle témoigne de la diminution du diamètre quand l’énergie croît. Toutes les données pour les 8 h de développement sont résumées sur la figure 3.25. Chaque point correspond à une moyenne d’environ 5 mesures et la dispersion de l’ensemble des mesures donne la barre d’erreur en ordonnée. La barre d’erreur sur l’énergie est liée à la résolution du diagnostic.

La diminution du diamètre quand l’énergie augmente se retrouve à tous les temps de développement. Cependant, aux temps longs de gravure ($\geq 6 \text{ h}$), un pic apparaît autour de 500 keV . La différence de diamètre pour les impacts créés par des protons de basses et hautes énergies, augmente d’ailleurs avec le temps de développement. Cela signifie que plus le temps de gravure est grand, plus il est facile de caractériser l’énergie des protons responsables des impacts. Les résultats montrent aussi que les traces laissées par des protons de hautes énergies ($\geq 1 \text{ MeV}$) nécessitent des temps longs de gravure, au moins supérieurs à 2 h , car elles ne sont pas visibles avant.

La figure 3.26 rassemble le même travail d’analyse pour les ions (a) $^{12}\text{C}^{2+}$ et (b) $^{12}\text{C}^{3+}$ dans une gamme

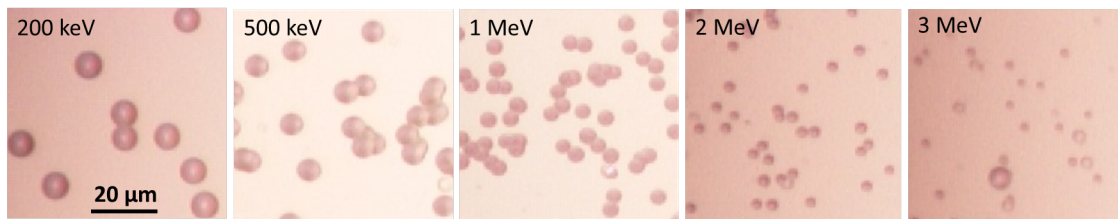


FIGURE 3.24 – Photographies des impacts créés par des protons de différentes énergies, sur un CR-39 développé 4 h.

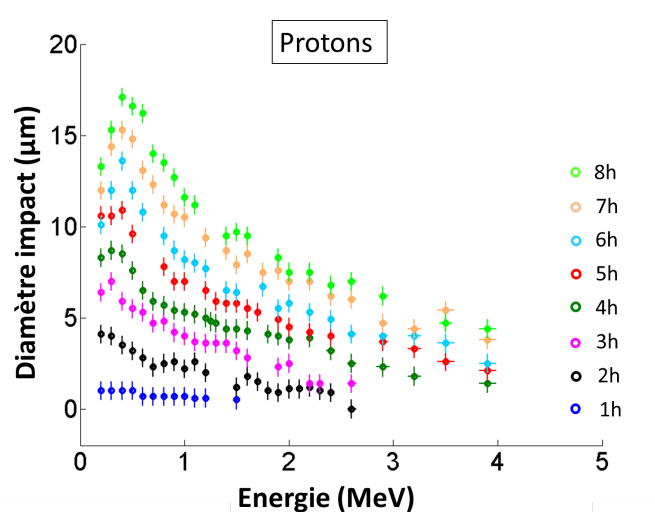


FIGURE 3.25 – Mesures des diamètres des impacts de protons dans une gamme d'énergie allant de 200 keV à 4 MeV. Les mesures étaient effectuées toutes les heures, pendant 8 h de développement dans une solution de soude 6N à 70°C.

d'énergie allant de ~ 500 keV à 2 – 5 MeV. Deux remarques importantes découlent de ces résultats. Premièrement, le diamètre des impacts semble augmenter avec l'énergie, ce qui est contradictoire avec l'étude précédente réalisée pour les protons. Cet effet augmente avec le temps de gravure. Deuxièmement, le diamètre des impacts ne semble pas dépendre de l'état d'ionisation de l'ion puisque les résultats sont similaires pour les deux espèces. Ces deux observations avaient déjà été effectuées par Sadowski *et al.* concernant des ions azote [152]. Elles concordent avec l'idée que les mécanismes de création des impacts sont différents pour les ions lourds et les particules légères, protons et particules α .

Étalonnages des impacts de particules α

Le dispositif expérimental utilisé pour étalonner la réponse des CR-39 aux particules α est représenté sur la figure 3.27. Une source radioactive d'Uranium 233 émettait des particules α de 4,8 MeV selon le schéma de désintégration suivant :



100% des désintégrations des noyaux ${}^{233}\text{U}$ suivent ce schéma. 84,3% des particules α sont émises à 4,82 MeV et 13% à 4,78. C'est pourquoi il est correct de considérer que toutes les particules α émises ont une énergie de $\sim 4,8$ MeV. Le temps de demie-vie caractéristique de la désintégration est $1,6 \cdot 10^5$ ans.

Afin d'obtenir différentes énergies, les particules α étaient ralenties au travers d'épaisseurs d'air et d'aluminium.

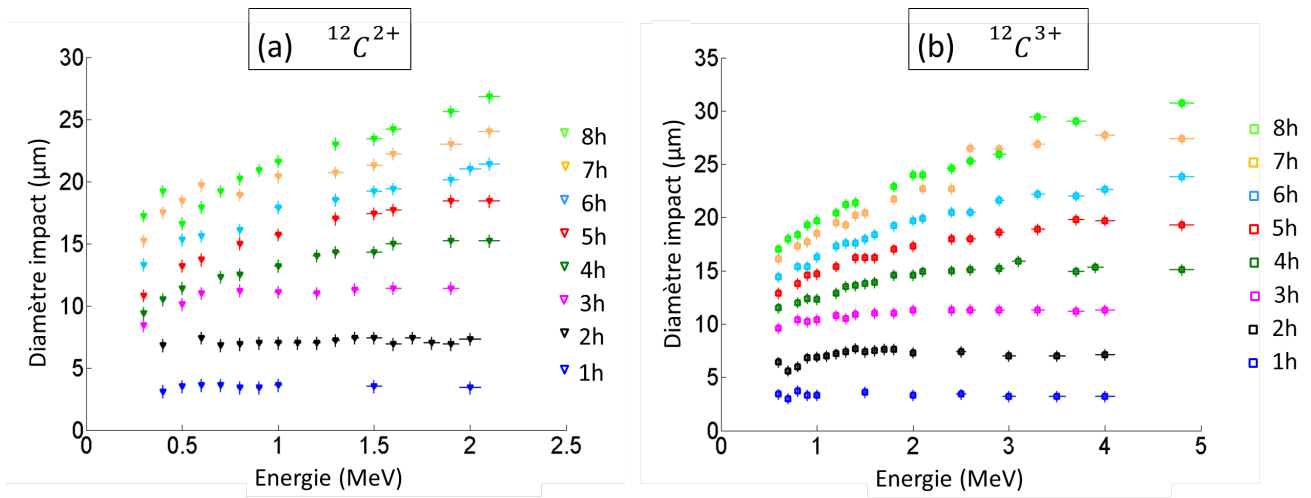


FIGURE 3.26 – Mesures des diamètres des impacts de (a) $^{12}\text{C}^{2+}$ et (b) $^{12}\text{C}^{3+}$ dans des gammes d'énergies allant de (a) 400 keV à 2 MeV et (b) 500 keV à 5 MeV . Les mesures étaient effectuées toutes les heures, pendant 8 h de développement dans une solution de soude 6N à 70°C.

Les différentes configurations air+aluminium utilisées pour l'étalonnage sont données dans le tableau 3.9. Les énergies finales des particules α ont été calculées grâce au programme SRIM [128]. Les incertitudes sont principalement dues à la barre d'erreur relative à l'épaisseur d'aluminium, donnée par le fabricant (Goodfellow). Un spectre d'énergie allant de 600 keV à 4,4 MeV a pu ainsi être obtenu.

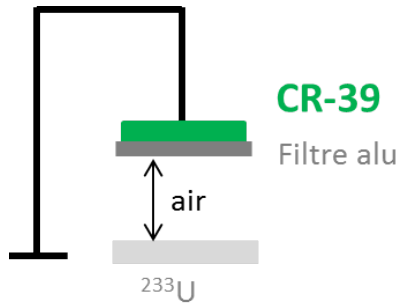


FIGURE 3.27 – Dispositif expérimental utilisé pour collecter des particules α émises par une source d'Uranium 233 sur un CR-39 et étalonner sa réponse. Les particules α , d'énergies initiales 4,8 MeV , étaient ralenties en traversant de l'air et des feuilles d'aluminium.

Après irradiation par les particules α , les CR-39 ont été développés pendant 8 h et analysés toutes les heures. Les mesures des diamètres des impacts sont données sur la figure 3.28. De nouveau, chaque point correspond à une moyenne de 5 mesures. La barre d'erreur en ordonnée correspond à la dispersion des mesures. La barre d'erreur sur l'énergie est surtout due à l'incertitude sur l'épaisseur d'aluminium traversée.

Les résultats ne montrent pas de dépendance forte entre le diamètre de l'impact et l'énergie de la particule. Cette constance est d'ailleurs observée à tous les temps de développement.

Ces mesures d'étalonnage ont été effectuées quatre fois de la même manière afin de vérifier la reproductibilité des résultats. Pour les quatre séries de mesures, après 1 h de développement, la figure 3.29 (a) montre que les résultats sont reproductibles. Après 8 h de développement, une dispersion des diamètres entre les quatre séries (d'environ 35%) apparaît pour les faibles énergies. Cette dispersion est directement liée à l'incertitude sur les valeurs des énergies.

Epaisseur d'air (mm)	Epaisseur d'Al (μm)	Energie finale (MeV)
4	0	$4,4 \pm 0,1$
7	0	$4,1 \pm 0,1$
3	$6,0 \pm 1,5$	$3,4 \pm 0,3$
6,5	$6,0 \pm 1,5$	$3,0 \pm 0,3$
11	$6,0 \pm 1,5$	$2,3 \pm 0,4$
6	$10,0 \pm 1,5$	$2,0 \pm 0,4$
11	$10,0 \pm 1,5$	$1,2 \pm 0,4$
14,5	$10,0 \pm 1,5$	$0,6 \pm 0,5$

TABLE 3.9 – Energies moyennes finales des particules α de $4,8 \text{ MeV}$ après traversée de différentes épaisseurs d'air et d'aluminium.

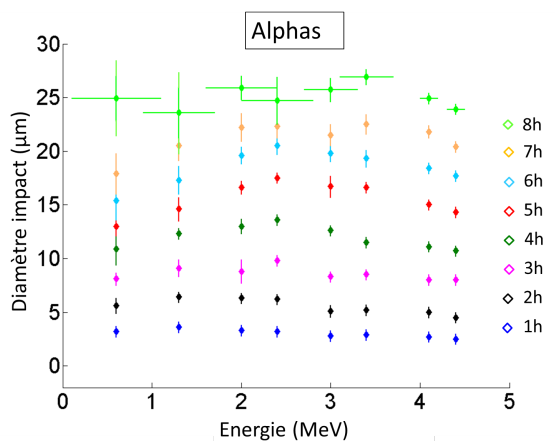


FIGURE 3.28 – Mesures des diamètres des impacts de particules α dans une gamme d'énergie allant de 600 keV à $4,4 \text{ MeV}$. Les mesures étaient effectuées toutes les heures, pendant 8 h de développement dans une solution de soude $6N$ à 70°C . Les barres d'erreur données pour le temps $t = 8 \text{ h}$ sont valables pour tous les autres temps.

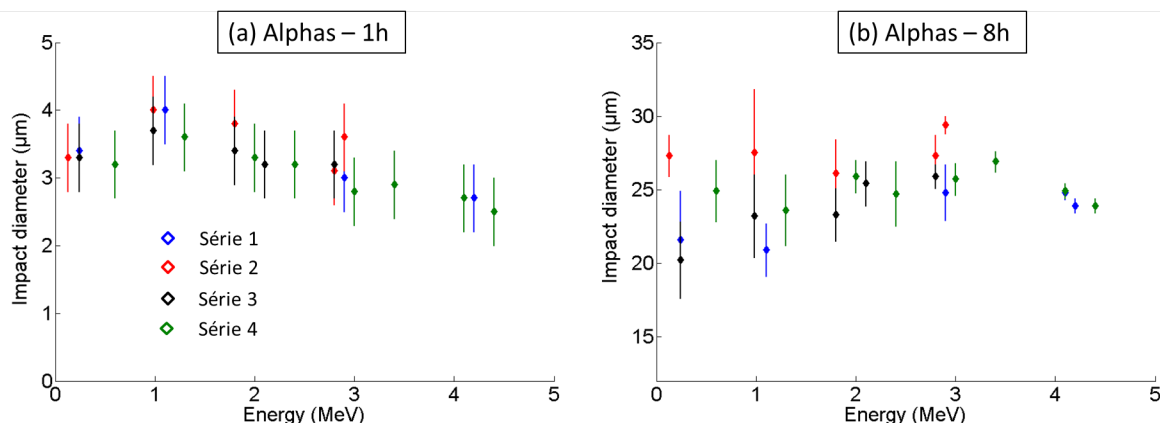


FIGURE 3.29 – Comparaison de quatre séries de mesures des diamètres d'impacts créés par des particules α après (a) 1 h et (b) 8 h de développement.

Comparaison des résultats

Afin de tester la possibilité de discriminer des impacts produits par des protons, particules α et ions carbone, il est nécessaire de comparer l'ensemble des résultats obtenus. Pour un temps de développement $t = 1 h$, la figure 3.30 montre que la distinction entre des impacts produits par des particules α et des ions carbone est impossible car les diamètres sont similaires. Néanmoins, les diamètres des impacts produits par des protons sont toujours inférieurs, quelle que soit l'énergie, avec une différence minimum de $2 \mu m$. Cela signifie qu'il est possible de distinguer la présence de particules α parmi des protons, même aux temps courts de développement. Pour $t = 6 h$, la figure 3.30 (b) montre que la distinction entre particules α et ions carbone n'est toujours pas possible pour de faibles énergies. Cependant, pour les énergies supérieures à $3 MeV$, les courbes commencent à se séparer, donc la différenciation entre ces deux espèces devient possible. Concernant la comparaison protons/particules α , à basses énergies ($< 600 keV$), il semble que les diamètres des impacts tendent vers les mêmes valeurs. Plus l'énergie augmente, plus grande est la différence.

Pour conclure, l'utilisation de CR-39 associée à des temps de développement courts rend définitivement possible la discrimination des particules α parmi des protons, sur une large gamme d'énergies. Cependant, il n'est pas possible de différencier les signatures des particules α et des ions carbone. Leur identification n'est possible qu'à des temps longs de développement et pour des énergies supérieures à $3 MeV$.

En raison des problèmes de saturation, déjà discutés auparavant, le temps de développement des CR-39 ne pouvait excéder $1 h$. Ainsi, la discrimination des particules α parmi des ions carbone nécessitait d'autres méthodes qui sont présentées dans le chapitre 5.

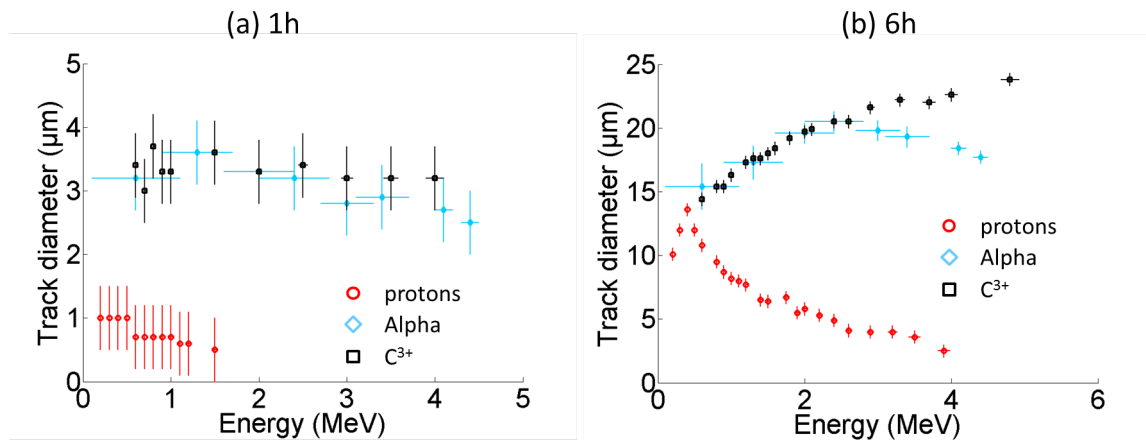


FIGURE 3.30 – Comparaison des diamètres des impacts produits par des protons, particules α et ion $^{12}C^{3+}$ pour (a) $1 h$ et (b) $6 h$ de développement.

3.6.3 Tests sur les paramètres de développement

Afin de s'assurer que deux CR-39 développés séparément, éventuellement à plusieurs semaines d'intervalles, peuvent être comparés, il était nécessaire d'étudier la dépendance du diamètre des impacts avec différents paramètres de développement.

Variations de la concentration de la solution NaOH

Une même solution de soude pouvait servir plusieurs fois à la gravure des CR-39. En effet, compte tenu de la quantité de CR-39 (plusieurs centaines, éventuellement développés plusieurs heures), il n'était pas possible

de changer la solution à chaque fois. La solution était changée environ toutes les 6 h. Par conséquent, la concentration de la solution pouvait être légèrement modifiée du fait de l'évaporation de l'eau, ou du dépôt de soude au fond du récipient.

Trois CR-39 ont été exposés face à la source de particules α à une distance de 18,5 mm. Après avoir parcouru cette distance dans l'air, l'énergie des particules était de $\sim 2,8$ MeV. Le premier CR-39 a été développé 1 h dans une solution de soude "neuve". Le deuxième CR-39 a été développé 1 h dans une solution déjà utilisée une fois. Enfin, le troisième CR-39 a été développé dans une solution de soude déjà utilisée deux fois. Les moyennes des diamètres des impacts produits sont respectivement : 3,0 μm , 3,6 μm et 3,1 μm . Sachant que l'incertitude sur chaque mesure est d'au moins 0,5 μm , soit la valeur d'un pixel de l'image, il est clair que les résultats peuvent être considérés comme identiques et que l'utilisation de soude "usagée" n'a pas d'effets négatifs.

Changement de matière traversée

Lors de l'étalonnage, les particules α pouvaient traverser seulement de l'air ou de l'air et de l'aluminium. Il était nécessaire d'établir que le fait de traverser de l'aluminium n'induisait pas de différence dans le trajet et que les résultats peuvent être comparés.

Ainsi, deux configurations ont été comparées :

- une particule α traversant 7,5 mm d'air et 6 μm d'aluminium donc ralentie jusqu'à 2,8 MeV
- une particule α traversant 18,5 mm d'air et aussi ralentie jusqu'à 2,8 MeV.

Les diamètres des impacts obtenus sont : 3,2 μm et 3 μm . Par conséquent, la dimension d'un impact ne dépend que de l'énergie et pas de la façon dont le ralentissement a été effectué.

Variations du temps de gravure

Lors de l'analyse, les CR-39 devaient être développés dans des conditions identiques, afin que les résultats puissent être comparés. Cependant, il était possible que les temps de développement varient à quelques minutes près. Les diamètres des impacts produits par des particules α de 2,8 MeV (ralenties par une épaisseur de 18,5 mm d'air) sur deux CR-39 développés 1 h et 1 h + 10 min ont été comparés. La différence des diamètres est de 0,4 μm , ce qui est inférieur à la limite d'un pixel (0,5 μm). Par conséquent, si les variations de temps de développement n'excèdent pas 10 min, ce qui est bien le cas pour toutes les analyses, les résultats sont tout à fait comparables.

3.6.4 Filtres d'aluminium utilisés pour la caractérisation en énergie

Quand ils n'étaient pas utilisés dans des spectromètres magnétiques ou paraboles Thomson, les CR-39 étaient disposés dans la chambre expérimentale de façon à collecter directement les particules. Ainsi, celles-ci pouvaient être détectées sur toute la surface de la plaque, soit 2 cm \times 3 cm. Dans ce cas, pour éviter une trop forte saturation du diagnostic et pour permettre une caractérisation en énergie, il était nécessaire d'utiliser des filtres.

Plusieurs bandes d'aluminium d'épaisseurs 6, 10, 15, 20 et 30 μm étaient placées devant les CR-39, de façon à sélectionner les particules en fonction de leurs énergies. Les seuils dépendent de la nature des particules et sont donnés dans le tableau 3.10.

3.6.5 Positions des CR-39 dans la chambre expérimentale

Campagne 2014

Dans la campagne expérimentale 2014, trois CR-39 étaient placés dans les directions 110°, 135° et 155°. Le CR-39 placé à 135° était hors du plan équatorial, à une latitude de 45° (en pointillés sur la figure 3.2). Tous

Épaisseur aluminium (μm)	Seuil énergie protons (MeV)	Seuil énergie alphas (MeV)	Seuil énergie ions carbone (MeV)
$6,0 \pm 1,5$	$0,6 \pm 0,1$	$1,9 \pm 0,4$	$6,9 \pm 2,0$
$10,0 \pm 1,5$	$0,8 \pm 0,1$	$2,9 \pm 0,4$	$11,8 \pm 2,0$
$15,0 \pm 2,3$	$1,0 \pm 0,1$	$3,9 \pm 0,5$	$17,5 \pm 2,5$
$20,0 \pm 3,0$	$1,2 \pm 0,1$	$4,8 \pm 0,5$	$22,5 \pm 3,0$
$30,0 \pm 4,5$	$1,6 \pm 0,1$	$6,3 \pm 0,6$	$31,5 \pm 4,0$

TABLE 3.10 – Énergies minimales nécessaires aux protons, particules α et ions carbone, pour traverser différentes épaisseurs d'aluminium.

étaient situées à une distance d'environ ~ 25 cm, couvrant ainsi chacun un angle solide de $\sim 10^{-2}$ sr.

Campagne 2015

Lors de la campagne expérimentale 2015, le nombre de CR-39 utilisé par tir a été augmenté. Ils étaient placés dans les directions 105° , 135° , 160° , -105° et -125° . Deux CR-39, regardant les directions 135° et 160° , étaient à une latitude de 45° (en pointillés sur la figure 3.3). Tous étaient situés à une distance d'environ 20 cm, couvrant un angle solide de $1,5 \cdot 10^{-2}$ sr. Cette configuration était valable pour la majorité des tirs. Cependant, certaines études nécessitaient des configurations différentes.

Distribution angulaire arrière

Lors des tirs dédiés à la mesure du diagramme angulaire d'émission des particules α vers l'arrière, de grandes plaques de CR-39, de dimension 4 cm \times 9 cm couvraient tout l'espace entre les directions 95° et 145° , à la fois dans et hors plan équatorial, comme illustré sur la figure 3.31. Quatre CR-39 étaient placés dans le plan équatorial, à 13 cm du TCC, dans les directions 100° , 115° , 130° et 145° . Trois autres étaient situés hors du plan équatorial, à une latitude de 45° , à 17 cm du TCC, dans les directions 95° , 110° et 135° . Ces CR-39 étaient seulement couverts d'un filtre d'aluminium 6 μm . L'émission des particules α étant supposée symétrique par rapport à l'axe 0° dans le cas d'une incidence normale des protons sur la cible de réactions, aucun CR-39 n'était positionné entre -90° et -180° .

Distribution angulaire avant

Lors des tirs dédiés à la mesure du diagramme angulaire d'émission des particules α vers l'avant, des plaques de CR-39, de dimension 2 cm \times 3 cm couvraient tout l'espace entre les directions 20° et 60° , seulement dans le plan équatorial. Les mesures précises des positions sont données sur la figure 3.32. Les CR-39 étaient filtrés par des bandes d'aluminium d'épaisseurs 6, 10, 15 et 30 μm .

3.7 Les "Imaging Plates"

Les "imaging plates" (IP), brevetées par la compagnie Fujifilm, sont des détecteurs à deux dimensions, sensibles aux particules ionisantes : électrons, photons mais aussi protons et ions. Dans la majorité des cas, les IP sont constituées de 3 ou 4 couches de matière : un support, une couche magnétique, une couche de luminophore

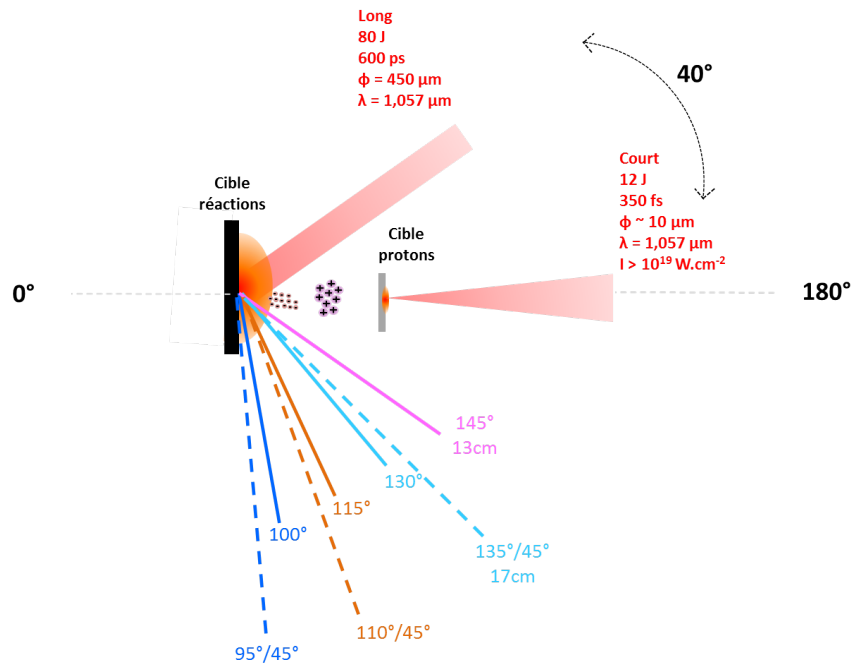


FIGURE 3.31 – Directions dans lesquelles étaient placés les grands CR-39 - de dimension $4\text{ cm} \times 9\text{ cm}$ - pour mesurer le diagramme angulaire d'émission des particules. Les CR-39 placés dans le plan équatorial (en ligne pleine) étaient situés à 13 cm du TCC, tandis que ceux placés hors du plan équatorial (en pointillés) étaient à une distance de 17 cm .

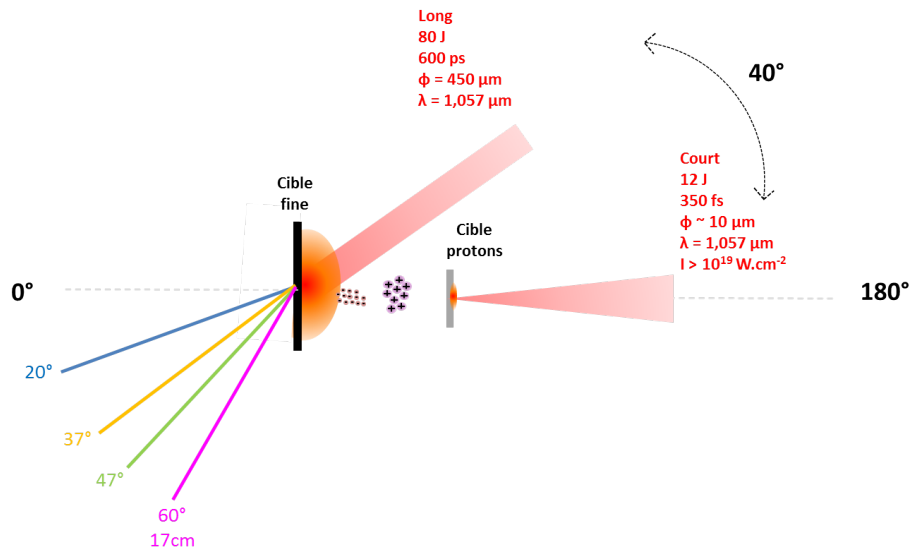


FIGURE 3.32 – Directions dans lesquelles étaient placés les CR-39 - de dimension $2\text{ cm} \times 3\text{ cm}$ - pour mesurer l'émission de particules α vers l'avant. Les CR-39 étaient situés à 17 cm du TCC.

et éventuellement, une couche de protection. La couche de luminophore composée de $BaF(BrI) : Eu^{2+}$ est celle où les particules ionisantes déposent leur énergie. Quand une particule traverse la couche, elle peut arracher un électron au dopant Eu^{2+} qui est ensuite piégé dans des états méta-stables des ions FBr^- ou FI^- . Le détecteur enregistre ainsi le signal qu'il reçoit [153].

Pour libérer ce signal, les IP doivent être passées dans un scanner où elles sont balayées par une lumière de longueur d'onde $\lambda = 650 \text{ nm}$, qui émet des photons d'environ 2 eV . Ces photons déclenchent la libération des électrons piégés qui s'accompagne de l'émission de nouveaux photons d'environ 3 eV , appelés PhotoStimulated Lights (PSL), collectés et comptés dans un photo-multiplicateur. Chaque photon de 3 eV mesuré compte pour 1 PSL. Le type d'IP sélectionné pour les expériences de cette thèse est le type "BAS TR", sans couche de protection. Les particules rencontraient ainsi directement la couche de luminophore, ce qui permettait de détecter même celles de faibles énergies.

La probabilité qu'une particule donnée, à une énergie donnée, produise 1 PSL n'est pas égale à 1. Par conséquent, pour exploiter les données obtenues, il est nécessaire de connaître les réponses étalonnées de l'IP aux protons, particules α et éventuellement ions carbone. L'analyse des données obtenues dans les expériences de cette thèse a été effectuée grâce aux études réalisées par Bonnet *et al.* [154], [155] et Mancic *et al.* [156]. Ces études ont déterminé le nombre de PSL générées par 1 particule, dans des gammes d'énergies allant de 800 keV à 100 MeV pour les particules α et de 600 keV à $3,2 \text{ MeV}$ pour les protons, en irradiant des IPs par des faisceaux de particules bien caractérisés.

Le dépôt d'énergie d'une particule dans la couche de luminophore est fonction de l'énergie de cette particule et du pouvoir d'arrêt dE/dx . L'énergie E_{seuil} définie comme l'énergie minimale nécessaire à une particule pour traverser complètement l'épaisseur de luminophore, délimite deux régimes. Pour $E < E_{seuil}$, les particules sont arrêtées dans la couche et y déposent toute leur énergie. Plus leur énergie est grande, plus le dépôt est grand et plus le nombre de PSL/particule induit est grand. Pour $E > E_{seuil}$, les particules traversent la couche de luminophore. Plus leur énergie est grande, moins elles déposent d'énergie et c'est pourquoi le nombre de PSL/particule décroît.

Dans les expériences, les IP étaient utilisées comme écran collecteur dans les spectromètres magnétiques et paraboles Thomson. La résolution spatiale des images obtenues par le scan des IP, était de $50 \mu\text{m}$.

Après exposition d'une IP à des particules ionisantes, les ions excités peuvent se désexciter de façon spontanée. Par conséquent, entre l'instant du tir laser et l'instant où l'IP était scannée, une partie du signal avait disparu. Ce phénomène a aussi été étalonné par Bonnet *et al.* [155] qui ont mesuré le pourcentage de signal perdu au cours du temps. Les résultats expérimentaux ont donc tous été corrigés, en prenant en compte une perte de signal allant de 20% à 40%, selon le délai écoulé avant le scan.

3.8 Comparaison des diagnostics

Pour bien comprendre quels sont les avantages et les inconvénients de chaque diagnostic pour la détection de particules α , ainsi que pour comprendre leur complémentarité, un comparatif est donné dans le tableau 3.11.

3.9 Films radiochromiques

Les films radiochromiques, ou RCF (Radiochromic Films en anglais) sont des dosimètres de radiation qui changent de couleur, ou densité optique, en fonction de la dose absorbée, par un processus de polymérisation dans la couche de di-acétylène présente sur la surface des films [157]. La polymérisation est un processus chimique dans lequel de petites molécules réagissent pour en former de plus grosses. Dans les RCF, ce processus conduit à un changement de couleur, de transparent à bleu.

Il est possible de déterminer l'énergie déposée et le nombre de protons irradiant un RCF, en mesurant les va-

	CR-39	Spectromètre Magnétique	Parabole Thomson
Angle solide de détection	<u>Très large (2.10⁻² sr)</u>	Faible (10 ⁻⁵ sr)	Faible (10 ⁻⁵ sr)
Différentiation des particules	<ul style="list-style-type: none"> • Différentiation visuelle des traces laissées par protons et α • He⁰, He⁺ et He²⁺ produisent des traces similaires 	<ul style="list-style-type: none"> • Avec pinhole : séparation spatiale des particules venant des 2 cibles • H⁺ et He²⁺ ne sont pas séparés mais He⁺ et He²⁺ sont séparés • He⁰ non observable 	<ul style="list-style-type: none"> • séparation spatiale des particules venant des 2 cibles • séparation spatiale des ions H⁺, He⁺ et He²⁺ • He⁰ non observable
Caractérisation de l'énergie des particules	Caractérisation grossière, donne une borne inférieure	Caractérisation précise (résolution $\leq \pm 0,5$ MeV)	Caractérisation précise (résolution $\leq \pm 0,5$ MeV)
Seuil de détection	Élevé à ~ 2 MeV pour les α	Sans filtre, ~ 700 keV Avec filtre, ~ 2 MeV	Sans filtre, ~ 700 keV
Délai du résultat	Très long, plusieurs heures	Immédiat, quelques minutes après ouverture de l'enceinte	Immédiat, quelques minutes après ouverture de l'enceinte

TABLE 3.11 – Comparaison des caractéristiques des diagnostics de particules utilisés dans les expériences.

riations de densité optique du film et en ayant préalablement étalonner la réponse du détecteur. Les RCF sont aussi sensibles aux électrons et aux rayons-X présents dans une chambre expérimentale laser, mais le signal obtenu est diffus et à bas contraste, et diffère du signal de protons, à fort contraste. Une feuille d'aluminium d'épaisseur $10 \mu\text{m}$ permettait de couper les rayons X.

Des stacks de RCF de type HD et MD de dimension $4 \text{ cm} \times 4 \text{ cm}$ ont été utilisés dans les expériences pour imager les faisceaux de protons accélérés par TNSA à différentes énergies. Les RCF de type HD ne possèdent qu'une seule couche sensible alors que les MD en possèdent deux. Il est possible de déterminer l'énergie des protons qui ont traversé une certaine épaisseur du stack, en connaissant leur pouvoir d'arrêt.

Les RCF fournissent donc des informations sur le spectre des protons.

De plus, sur chaque film du stack, il est possible de mesurer le diamètre du faisceau en fonction de l'énergie des protons et donc d'en déduire la distribution angulaire (ou divergence).

3.10 Le banc d'activation NaI

L'énergie distribuée aux noyaux radioactifs ^{11}C , ^{13}N , ^7Be et ^{18}F produits par les réactions nucléaires du type $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$, $^{14}\text{N}(p, \alpha)^{11}\text{C}$, $^{10}\text{B}(\alpha, n)^{13}\text{N}$, $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$ et $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)^{18}\text{F}$, est insuffisante pour leur permettre de sortir de la cible de bore (ou BN), dans laquelle ils restent piégés. Il n'est donc pas possible de les collecter dans les diagnostics de particules. La mesure du nombre de noyaux radioactifs peut s'effectuer au moyen de la mesure des particules β^+ émises lors de leur désintégration [158].

Après chaque tir laser, la chambre expérimentale était ouverte le plus vite possible ($\sim 8 \text{ min}$) et la cible de bore/B10/BN était récupérée puis déposée dans un support d'aluminium, à l'intérieur duquel les particules

β^+ s'annihilaient avec les électrons. Lors de ce procédé, deux photons γ de 511 keV chacun étaient émis dans des directions contra-propagatives. L'échantillon radioactif était alors placé entre deux scintillateurs NaI, mis face à face, qui composent un banc de mesure.

En mode "coïncidence", le détecteur compte un photon γ entrant dans un des scintillateurs si, et seulement si, au même instant, un autre photon est entré dans l'autre scintillateur. Grâce à ce mode, le bruit dans les mesures est négligeable. Deux bancs de mesures ont ainsi été installés pendant la campagne 2015, dont un schéma est donné sur la figure 3.33.

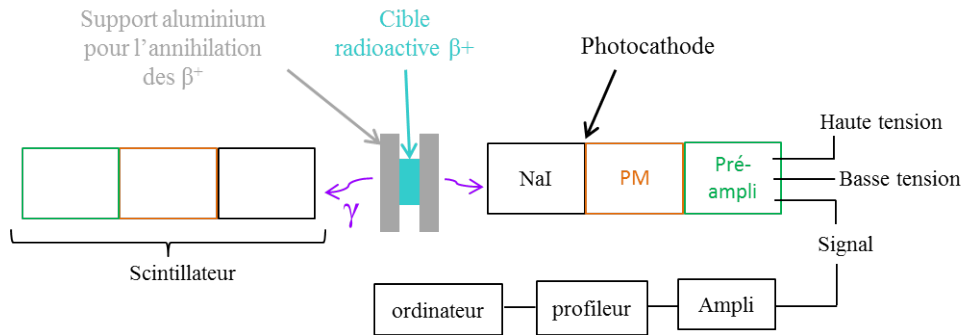


FIGURE 3.33 – Schéma d'un banc de mesure d'activation composé de deux scintillateurs NaI fonctionnant en coïncidence.

Lorsqu'une particule γ entre dans le module NaI d'un des scintillateurs et dépose son énergie, des transitions électroniques dans le matériau entraînent l'émission de plusieurs photons, d'énergies moindres. Ces photons sont convertis en électrons dans une photocathode. Puis, le signal d'électrons est amplifié par un facteur 10^6 dans le photo-multiplicateur, alimenté en haute tension, et dans le pré-ampli, alimenté en basse tension. Dans les derniers modules, le signal traverse un dernier amplificateur, un profileur et arrive dans l'ordinateur de contrôle. Ce dernier effectue un histogramme de toutes les particules γ détectées en fonction de leurs énergies, au cours du temps. Les γ de 511 keV sont observées tout particulièrement car ce sont eux qui correspondent aux désintégrations β^+ .

Le nombre de photons mesuré par unité de temps correspond au nombre de désintégrations par unité de temps, c'est-à-dire à l'activité $A(t)$ [Bq], pour un angle solide donné. Si le signal correspond bien à la désintégration d'une population de noyaux radioactifs, l'activité suit une loi exponentielle :

$$A(t) = A_0 e^{-\lambda t} \quad (3.3)$$

où A_0 est l'activité initiale de l'échantillon au moment du tir et λ est la probabilité de désintégration d'un noyau par unité de temps. Le temps de demie-vie $\tau_{1/2}$ est le temps au bout duquel le nombre de noyaux radioactifs restant est égal à la moitié du nombre initial. λ et $\tau_{1/2}$ sont reliés par la relation : $\lambda = \frac{\ln 2}{\tau_{1/2}}$. Les paramètres λ et $\tau_{1/2}$ caractéristiques des noyaux radioactifs ^{11}C , ^{13}N , ^7Be et ^{18}F sont donnés dans le tableau 3.12.

L'ajustement des données expérimentales $A(t)$ permet de déterminer les paramètres A_0 et λ et ainsi remonter au nombre $N_0 = A_0/\lambda$ qui est le nombre de noyaux radioactifs produits à l'instant initial.

En connaissant les efficacités de détection des deux bancs d'activation, mesurées lors d'étalonnages avec une source connue et simulées grâce au code GEANT4 [159], il est possible de déterminer la valeur réelle N_0 du nombre de réactions nucléaires produites par tir laser.

	$\lambda [s^{-1}]$	$\tau_{1/2}$
^{11}C	$5,68.10^{-4}$	20,33 min
^{13}N	$1,2.10^{-3}$	9,97 min
7Be	$1,51.10^{-7}$	53,24 j
^{18}F	$1,05.10^{-4}$	109,77 min

TABLE 3.12 – Probabilités de désintégration par unité de temps λ et temps de demie-vie $\tau_{1/2}$ caractéristiques des radioisotopes ^{11}C , ^{13}N , 7Be et ^{18}F .

Les données expérimentales peuvent être ajustées par une, ou plusieurs exponentielles, le derniers cas correspondant à la présence simultanée de plusieurs espèces radioactives.

Le fait d'avoir deux bancs de mesure permettait de mesurer pendant plusieurs heures les échantillons. Les détecteurs NaI pouvaient détecter la désintégration des noyaux ^{11}C , ^{13}N et ^{18}F dont les temps de demie-vie sont de l'ordre de l'heure.

3.11 Le détecteur Germanium

La détection du 7Be , dont le temps de demi-vie est donné dans le tableau 3.12, ne peut pas être effectuée par une mesure de l'activité au cours de temps car sa désintégration s'effectue par capture électronique. En revanche, la mesure de particules γ d'énergie 477 keV caractéristiques de la désexcitation du 7Li qui est le noyau fils du 7Be , est la signature incontestable de sa présence dans une cible.

Un détecteur Germanium est un détecteur à semi-conducteur qui permet de telles mesures. D'après la théorie des bandes, à basse température, la couche de valence des électrons du Germanium est pleine, tandis que la couche de conduction, séparée de l'autre par un gap d'énergie, est vide. Quand le cristal est photo-excité par une particule ionisante incidente, des électrons de la bande de valence arrivent dans la bande de conduction. Les paires "électrons-trous" ainsi créés sont comblés par des recombinaisons électroniques, ce qui produit un courant, qui une fois amplifié peut être mesuré.

Le courant est fonction de l'énergie de la particule γ . Le détecteur permet donc de fournir un spectre de tous les photons qu'il collecte.

Après les expériences, les cibles de bore récupérées étaient placées devant un détecteur Germanium. Soient t_0 l'instant du tir, t_{deb} l'instant du début de la mesure et t_{fin} l'instant de la fin de la mesure. Pendant le temps $t_{mesure} = t_{fin} - t_{deb}$, le détecteur collecte un nombre ΔN de photons. Or le nombre de noyaux radioactifs aux temps t_{deb} et t_{fin} s'écrivent respectivement $N_0 \exp(-\lambda t_{deb})$ et $N_0 \exp(-\lambda t_{fin})$. Ainsi :

$$\Delta N = N_0 \exp(-\lambda t_{deb}) - N_0 \exp(-\lambda t_{fin}) \quad (3.4)$$

$$\Delta N = -N_0 (\exp(-\lambda(t_{deb} + t_{mesure})) - \exp(-\lambda t_{deb})) \quad (3.5)$$

Le nombre initial de noyaux ${}^7\text{Be}$ produits à l'instant du tir vaut :

$$N_0 = \frac{\Delta N}{\text{Eff} \times \epsilon} \frac{\exp(\lambda t_{deb})}{1 - \exp(-\lambda t_{mesure})} \quad (3.6)$$

avec Eff l'efficacité de détection, et $\epsilon = 10,3\%$ le facteur d'embranchement qui mène à l'état excité du ${}^7\text{Li}$. En effet, $89,7\%$ des désintégrations du ${}^7\text{Be}$ mènent directement à l'état fondamental du ${}^7\text{Li}$.

3.12 Le détecteur à neutrons

Un détecteur gazeux ${}^3\text{He}$ était placé dans la direction 0° à une distance de $2,3\text{ m}$ du TCC pour détecter les neutrons émis par les réactions de type (p, n) . Le détecteur était constitué d'un tube rempli de gaz ${}^3\text{He}$ pur, à une pression de 4 atm et contenant une tige polarisée. Le tout était entouré par de la paraffine qui permettait de thermaliser les neutrons. Lorsqu'un neutron pénètre le gaz ${}^3\text{He}$, sa thermalisation continue suite à une succession de chocs qui peuvent alors produire la réaction nucléaire $n + {}^3\text{He} \rightarrow t + p$, avec une section efficace immense de $\sim 3400\text{ b}$. Le proton libéré lors de la réaction acquiert une énergie d'environ 600 keV qu'il dépose dans le milieu gazeux créant des processus d'ionisation. Les électrons sont alors attirés par la tige polarisée, et leur nombre est amplifié par effet avalanche. $\sim 77\%$ des neutrons qui pénètrent le détecteur produisent un signal électrique, qui traverse ensuite un pré-ampli et éventuellement un amplificateur, pour être enfin visualisé dans un oscilloscope.

Le détecteur est aussi sensible aux photons γ mais avec une sensibilité au moins 1000 fois plus petite.

Le signal était enregistré pendant un délai de 1 ms après le tir, car les neutrons pouvaient restés "piégés" dans le modérateur pendant tout ce laps de temps.

Le nombre de neutrons émis par tir laser est une donnée intéressante car la mesure ne dépend pas de leur capacité à sortir de la cible de réactions, contrairement aux particules α . En effet, des neutrons de quelques MeV ne sont quasiment pas ralentis dans le bore, solide ou plasma.

L'idéal serait de comparer les mesures des neutrons avec les mesures d'activation. En pratique, il est très difficile de remonter au nombre absolu de neutrons émis par tir laser. Cependant, il est possible de faire des comparaisons relatives entre les tirs. L'analyse des résultats n'étant pas encore terminée, aucun résultat concernant les neutrons ne sont présentés dans le manuscrit.

Chapitre 4

Caractérisation des ions accélérés par TNSA

Ce chapitre rassemble les principaux résultats obtenus pendant les campagnes 2014 et 2015 concernant :

- l'optimisation du faisceau de protons destiné à initier des réactions nucléaires, sur l'installation laser ELFIE.
- et, la caractérisation de toutes les particules accélérées sous 4π lors de l'interaction de l'impulsion courte sur la première cible

Tout d'abord, l'étude a porté sur l'influence de paramètres comme les paramètres laser ou le type de cible sur la forme du spectre de protons accélérés en face arrière. Les résultats sont globalement bien connus car de très nombreuses publications sont parues à ce sujet. Cependant, les résultats sont dépendants des caractéristiques propres à chaque installation et il était nécessaire de bien qualifier les caractéristiques du faisceau créé sur ELFIE. Ensuite, il était indispensable de mesurer l'émission des protons, dans tout l'espace, et pas seulement dans l'axe du faisceau principal (à 0°), car il s'agissait du principal parasite dans les détecteurs. De plus, le mécanisme TNSA accélérât de nombreux ions carbone qui parasitaient de même les diagnostics. Des tests de "nettoyage" de la cible ont donc été réalisés pour éliminer les impuretés sur la face avant et réduire le nombre d'ions carbone accélérés.

Tous les résultats discutés dans ce chapitre ont été obtenus avec les diagnostics décrits dans le chapitre 3.

4.1 Mesures de spectres typiques

Une image typique des paraboles d'ions obtenues sur une IP dans la parabole Thomson placée le long de l'axe 0° , mesurant les ions accélérés par le mécanisme TNSA sur l'installation laser ELFIE, est donnée sur la figure 4.1. Ces résultats ont été obtenus grâce à l'interaction de l'impulsion courte sur une cible d'aluminium $20 \mu\text{m}$, avec $E_{\text{laser}} = 8,8 \text{ J}$, où E_{laser} est l'énergie de l'impulsion courte.

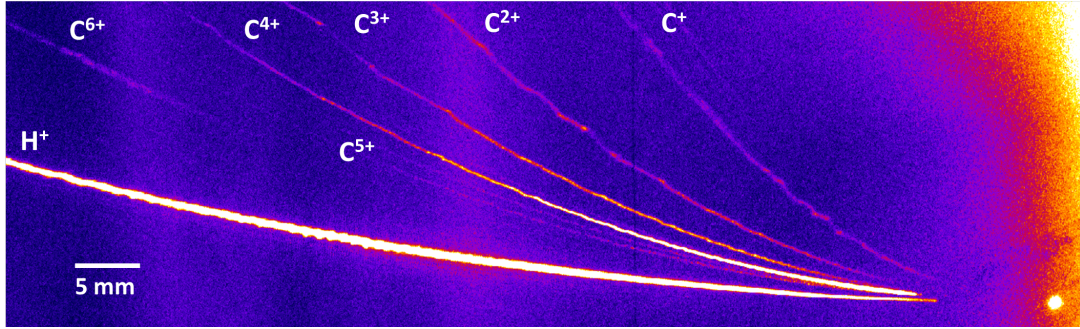


FIGURE 4.1 – Image des paraboles d'ions, accélérés par TNSA, déviés dans la parabole Thomson (placée à 0°) et collectés sur une IP (tir 1510025). La cible utilisée était une feuille d'aluminium $20 \mu\text{m}$ et l'énergie laser était de $8,8 \text{ J}$.

Ici, les ions mesurés sont ceux qui étaient présents sur la face arrière de la cible. La première parabole, en partant du bas de l'image, caractérisée par un rapport $q/m = 1$ est logiquement attribuée aux protons. Ce choix est confirmé par la forte intensité du signal, supérieure à tous les autres signaux.

Les autres paraboles caractérisées par des rapports $q/m = 0,5 - 0,4 - 0,3 - 0,25 - 0,17 - 0,08$ sont attribuées aux ions carbone, car il s'agit de l'espèce en plus grande quantité dans les impuretés. Cependant, d'autres ions comme l'azote ou l'oxygène ayant des rapports q/m identiques peuvent être confondus dans les signaux. D'ailleurs, sur certains tirs, des paraboles définies par un rapport $q/m < 0,08$ étaient présentes sur l'IP et pourraient correspondre aux ions $^{14}\text{N}^+$ ou $^{16}\text{O}^+$. Il est aussi possible que des traces d'ions $^{26}\text{Al}^{i+}$ soient présentes. De légères distorsions des paraboles pouvaient apparaître, comme par exemple sur la parabole C^{2+} de l'image 4.1, dues à des fluctuations du champ électrique généré dans la parabole Thomson.

L'ajustement des paraboles effectué selon le calcul de l'annexe B permet de définir l'énergie maximale des ions collectés. L'angle solide de collection de la parabole Thomson était très petit et par conséquent, il est possible que des ions plus énergétiques aient été accélérés mais pas collectés. Les valeurs maximales indiquées par ce diagnostic ne sont donc pas des valeurs absolues. Cependant, la position du détecteur étant toujours la même pour chaque tir, les comparaisons relatives tir à tir sont pertinentes.

Le tableau 4.1 donne les énergies maximales des ions collectés sur l'image 4.1. Les énergies des ions carbonés sont de l'ordre du MeV , excepté pour les ions de charges $q = +4$ pour lesquels l'énergie maximale atteint $\sim 13 \text{ MeV}$. Lors du mécanisme d'accélération TNSA, la sortie des électrons sur la face arrière de la cible provoque un champ électrique fort qui tire les ions. En faisant l'hypothèse qu'un plasma est ainsi créé en face arrière, les impuretés (protons et ions carbone) traversent un plasma contenant aussi des ions aluminium (ou or) de la cible. Pour comprendre comment les charges des ions carbone s'équilibrent, en fonction de l'énergie, des tables de référence peuvent être utilisées. La littérature fournit des résultats correspondants à la mesure des proportions d'ions de charge $q = i$ après traversée d'une cible solide, pour une charge initiale $q = 2$ [160], [161]. Les tableaux 4.2 et 4.3 rapportent des mesures effectuées dans de l'aluminium. En première approximation, les résultats en milieu solide sont considérés comme valables en milieu plasma. L'équilibre des charges s'effectuent

Ion	Energie maximale (MeV)
Protons	13 MeV
$^{12}C^+$	1 MeV
$^{12}C^{2+}$	2,5 MeV
$^{12}C^{3+}$	4 MeV
$^{12}C^{4+}$	13 MeV
$^{12}C^{5+}$	non identifiable
$^{12}C^{6+}$	0,9 MeV

TABLE 4.1 – Energies maximales des ions ayant produit les paraboles de l’image 4.1.

E (MeV)	$q = -1$	$q = 0$	$q = 1$	$q = 2$	$q = 3$
0,27	0,008	0,234	0,532	0,214	0,013
0,29	0,009	0,238	0,521	0,218	0,014
0,32	0,007	0,208	0,521	0,246	0,018

TABLE 4.2 – Distribution des charges des ions carbone pour de basses énergies, après avoir traversé de l’aluminium, mesurée par Schmitt *et al.* [160].

sur une très courte distance.

Les résultats expérimentaux du tableau 4.2 montrent qu’à basse énergie, pour une faible proportion des ions ($\lesssim 1\%$), les processus de capture électronique mènent à des ions négatifs. La moitié des ions ont une charge $q = +1$. A haute énergie (≥ 3 MeV), les résultats du tableau 4.3 témoignent d’une grande proportion d’ions de charges $q = +3$ et $q = +4$, avec un avantage pour la charge $q = +4$ quand l’énergie augmente. Ces résultats sont en total accord avec les observations expérimentales de la figure 4.1 qui montrent des ions $q = 1+$ autour du MeV et $q = 4+$ à très hautes énergies.

De plus, la distribution de charge des ions carbone dépend aussi du mécanisme d’ionisation par champ généré par le faisceau d’électrons [36]. Les modèles théoriques développés permettent de reproduire les mesures expérimentales si la composition de la couche d’impuretés est bien caractérisée.

Des spectres typiques des protons accélérés pendant les campagnes expérimentales 2014 et 2015 et mesurés dans la Parabole Thomson sont présentés sur la figure 4.2. Les mesures ont été obtenues pour des cibles d’aluminium $20 \mu m$ et des énergies laser respectives de $12,2 J$ et $8,3 J$. Lors de la campagne expérimentale 2014, l’énergie maximale E_{max} des protons était de l’ordre de $5,4 \pm 0,3 MeV$ et le nombre de protons accélérés à basses énergies ($\sim 500 keV$) était d’environ $4.10^{12}.MeV^{-1}.sr^{-1}$. Lors de la campagne 2015, E_{max} atteint $13,4 \pm 0,7 MeV$ et le nombre de protons d’énergies proches de $500 keV$ atteint $3,6.10^{13}.MeV^{-1}.sr^{-1}$. Ces augmentations sont directement liées à la disparition de la pré-impulsion de l’impulsion courte et à l’augmentation du contraste. Les spectres peuvent être ajustées par une fonction exponentielle 1.28 déterminée par le modèle TNSA, en considérant deux populations électroniques différentes : l’une dite froide de température moyenne T_e de l’ordre de $0,1 MeV$, et l’une dite chaude de température moyenne T_e de l’ordre de $0,5 - 0,9 MeV$. L’existence de deux populations électroniques peut provenir de l’existence de plusieurs mécanismes ou régimes

E (MeV)	$q = 2$	$q = 3$	$q = 4$	$q = 5$	$q = 6$
3,0 MeV	0,070	0,438	0,451	0,041	0
4,0 MeV	0,013	0,262	0,568	0,154	0,004
5,0 MeV	0,006	0,153	0,656	0,162	0,023
5,5 MeV	0,003	0,125	0,583	0,270	0,019
6,0 MeV	0	0,100	0,559	0,308	0,033

TABLE 4.3 – Distribution des charges des ions carbone pour de hautes énergies, après avoir traversé de l’aluminium, mesurée par Schmitt *et al.* [160].

d’accélération des électrons.

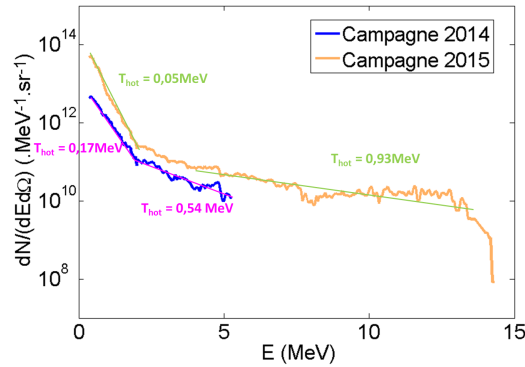


FIGURE 4.2 – Spectres de protons typiques accélérés dans les campagnes expérimentales 2014 et 2015 et mesurés grâce à une parabole Thomson. La cible utilisée était une feuille d’aluminium 20 μm (tirs 1405070 et 1510017).

Ces mesures confirment que les sources de protons étaient très différentes lors des deux campagnes expérimentales.

4.2 Etude du spectre de protons en fonction des paramètres laser et des cibles

Afin d’obtenir le plus grand nombre de réactions de fusion $^{11}B(p, \alpha)2\alpha$, le faisceau de protons devait contenir le plus grand nombre possible de protons. Plusieurs configurations laser et plusieurs cibles ont été testées, afin de déterminer lesquelles étaient optimales pour produire un nombre de protons élevé.

4.2.1 Effet de l’énergie de l’impulsion courte E_{laser}

Le modèle théorique du TNSA prédit que la quantité d’énergie contenue dans l’impulsion courte détermine le nombre d’électrons accélérés et par conséquent le nombre et l’énergie maximale des protons.

Des mesures expérimentales, effectuées pendant les campagnes 2014 et 2015, permettent de comparer des spectres produits à faible énergie laser, autour de 3 – 4 J et à forte énergie laser, autour de 10 J . Dans tous les cas, la

cible utilisée était une cible d'aluminium $20 \mu m$. Les figures 4.3 et 4.4 illustrent les résultats obtenus.

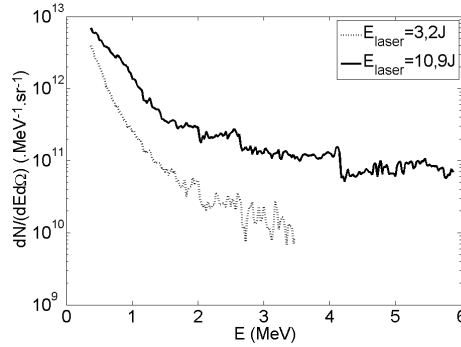


FIGURE 4.3 – Comparaison de deux spectres de protons accélérés pour deux valeurs E_{laser} : 1) basse à $3,2 J$ et 2) élevée à $10,9 J$, pendant la campagne expérimentale 2014 (tirs 1405039 et 1405041). Les cibles utilisées étaient des feuilles d'aluminium $20 \mu m$.

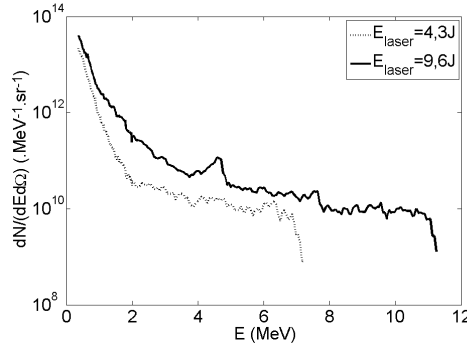


FIGURE 4.4 – Comparaison de deux spectres de protons accélérés pour deux valeurs E_{laser} : 1) basse à $4,3 J$ et 2) élevée à $9,6 J$, pendant la campagne expérimentale 2015 (tirs 1510023 et 1510024). Les cibles utilisées étaient des feuilles d'aluminium $20 \mu m$.

Sur la figure 4.3, E_{max} varie de $3,4 MeV$ à $5,9 MeV$ quand l'énergie laser augmente. De la même façon, sur la figure 4.4, E_{max} varie de $6,9 MeV$ à $11 MeV$. Le nombre de protons accélérés à de fortes énergies $\gtrsim 3 MeV$ augmente aussi avec l'énergie laser.

En revanche, le nombre de protons à basses énergies $\lesssim 1 MeV$, varie peu avec l'énergie laser, en particulier sur la campagne 2015, où le contraste laser était élevé.

Pour conclure, augmenter l'énergie laser permet d'augmenter le nombre de protons à hautes énergies mais joue peu sur la composante basse énergie du spectre. Varier l'énergie laser pouvait donc permettre d'étudier le rôle de la composante haute énergie du spectre sur le nombre de réactions.

4.2.2 Effet de la focalisation de l'impulsion courte

L'étude de la tache focale de l'impulsion courte présentée dans la partie 3.2 montre qu'un faible déplacement de la parabole de $\pm 150 \mu m$ entraînait de fortes variations de la forme de la tache.

La figure 4.5 compare deux spectres de protons obtenus pour deux focalisations différentes de l'impulsion courte : 1) l'une dite "meilleure focalisation", ou "foc 0", où la tache est la plus ronde et la plus intense possible et 2) l'une où la tache reste homogène mais est étalée verticalement. Les images de taches focales sont données sur la

figure 3.6. L'étalement de l'énergie dans la tache réduit considérablement l'énergie maximale des protons ainsi que le nombre de protons au-dessus de $\sim 1,5$ MeV. Cette réduction peut s'expliquer par une diminution de l'intensité laser puisque le diamètre de la tache a été augmenté.

Sur la figure 4.6, les résultats obtenus pour la "meilleure focalisation" sont comparés à ceux obtenus avec une tache élargie. En effet, le déplacement de la parabole de $-150 \mu m$ correspond à une tache dont l'énergie au centre est réduite et est distribuée autour sous forme d'anneau. Dans ce cas, l'énergie maximale est aussi réduite mais le nombre de protons reste similaire.

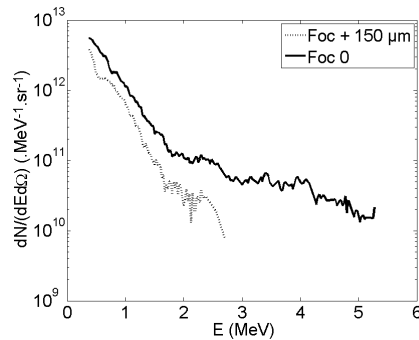


FIGURE 4.5 – Comparaison de deux spectres de protons obtenus pour deux focalisations différentes de l'impulsion courte sur une cible d'aluminium $20 \mu m$. Dans un cas, le plan focal correspondait au plan de la surface de la feuille - foc dite 0 - et dans l'autre cas, le plan focal était situé $150 \mu m$ avant le plan de la surface de la feuille. L'énergie laser était similaire dans les deux cas avec $12,1 J$ et $10,7 J$, respectivement. Les résultats sont issus de la campagne expérimentale 2014 (tirs 1405038 et 1405070).

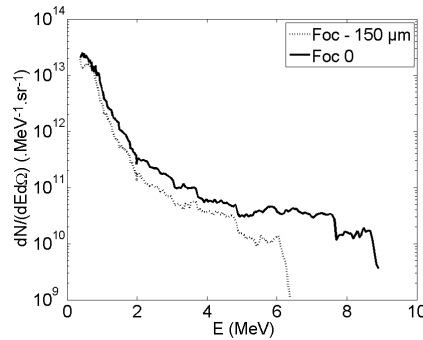


FIGURE 4.6 – Comparaison de deux spectres de protons obtenus pour deux focalisations différentes de l'impulsion courte sur une cible d'or $10 \mu m$. Dans un cas, le plan focal correspondait au plan de la surface de la feuille - foc dite 0 - et dans l'autre cas, le plan focal était situé $150 \mu m$ après le plan de la surface de la feuille. L'énergie laser était identique dans les deux cas soit $11,5 J$. Les résultats sont issus de la campagne expérimentale 2015 (tirs 1510049 et 1510055).

Afin d'avoir un nombre de protons optimal et d'assurer une bonne reproductibilité des tirs, la "meilleure focalisation", ou "foc 0", a été choisie pour tous les tirs.

4.2.3 Effet de la cible à protons

La description du mécanisme d'accélération TNSA faite dans la partie 1.4 a introduit l'influence de la nature de la cible à protons et de son épaisseur sur le spectre de protons. Les effets dus à la nature de la cible sont

étroitement liés au contraste laser.

Une comparaison des spectres de protons obtenus par l'interaction de l'impulsion courte sur des cibles Alu $10\ \mu\text{m}$ et Alu $20\ \mu\text{m}$, pour un contraste laser de 10^4 (calculé par rapport aux intensités de l'impulsion principale et du pré-pulse le plus intense), est donnée sur la figure 4.7. Le spectre obtenu avec la cible Alu $20\ \mu\text{m}$ est dit "optimal" avec un nombre de protons d'environ $4.10^{12}.\text{MeV}^{-1}.\text{sr}^{-1}$ et $E_{max} = 5,3\ \text{MeV}$. Ce spectre est considéré comme la référence. Avec la cible Alu $10\ \mu\text{m}$, la composante haute énergie du spectre est dramatiquement réduite. L'explication la plus probable est que la pré-impulsion de l'impulsion courte chauffait et ionisait la cible et la face arrière était affectée avant la fin du processus d'accélération. Le plasma en expansion en face arrière écranait et réduisait le champ électrique induit par la sortie des électrons, réduisant ainsi la force d'accélération des protons.

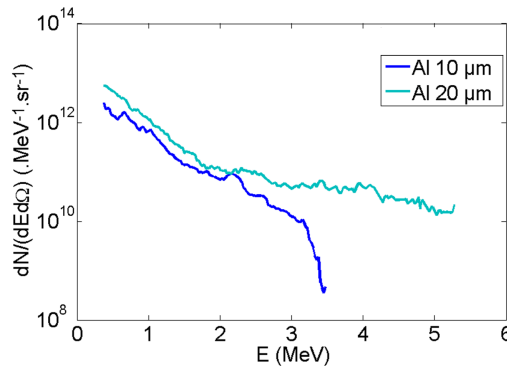


FIGURE 4.7 – Comparaison de deux spectres de protons obtenus sur deux cibles différentes Alu $10\ \mu\text{m}$ et Alu $20\ \mu\text{m}$, pour des paramètres lasers identiques ($E_{laser} \sim 10\ \text{J}$), lors de la campagne expérimentale 2014 (tirs 1405007 et 1405070).

La comparaison des effets des cibles Or $10\ \mu\text{m}$, Alu $10\ \mu\text{m}$ et Alu $20\ \mu\text{m}$, pour un fort contraste de 10^6 (calculé par rapport aux intensités de l'impulsion principale et du pré-pulse le plus intense), illustrée sur la figure 4.8, donne des résultats tout à fait différents. En prenant toujours pour référence le spectre de protons obtenus pour une cible d'Alu $20\ \mu\text{m}$, la réduction de l'épaisseur à $10\ \mu\text{m}$ augmente l'énergie maximale des protons. Ce résultat signifie que le contraste était assez élevé pour que l'interaction en face avant n'affecte pas la face arrière. Dans ce cas, la réduction de l'épaisseur permet d'augmenter la densité des électrons en sortie et donc l'énergie des protons. La cible Or $10\ \mu\text{m}$, de par sa plus faible épaisseur et son Z plus élevé, fournit l'énergie maximale la plus grande.

Les natures des cibles n'influencent que la valeur E_{max} tandis que le nombre de protons est identique dans les trois cas.

La plupart des tirs ont été effectués avec une feuille d'Alu $20\ \mu\text{m}$ pour un contraste de 10^4 et une feuille d'Or $10\ \mu\text{m}$ pour un contraste de 10^6 . Les cibles pouvaient être changées pour certaines études.

4.3 Reproductibilité des tirs

La reproductibilité des tirs a été évaluée afin de s'assurer que les spectres de protons ne variaient pas, ou peu, au cours d'une journée, ainsi qu'au cours de la totalité des expériences. Sur la figure 4.9, sont représentés

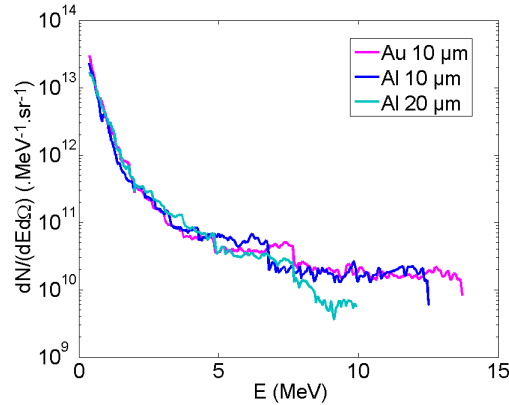


FIGURE 4.8 – Comparaison de trois spectres de protons obtenus sur trois cibles différentes, Or $10\ \mu m$, Alu $10\ \mu m$ et Alu $20\ \mu m$, pour des paramètres lasers identiques ($E_{\text{pico}} \sim 10\ J$), lors de la campagne expérimentale 2015 (tirs 1510010, 1510052 et 1510069).

deux spectres de protons, mesurés à un jour d'intervalle, pour des conditions censées être identiques : même focalisation et des énergies de $8,3\ J$ et $9,3\ J$.

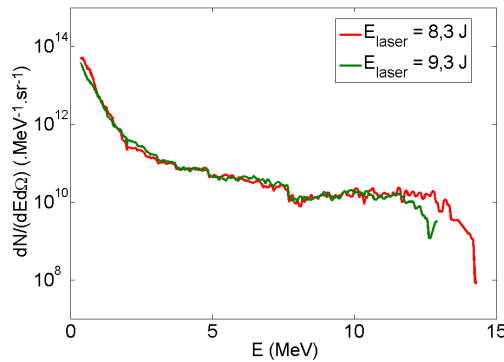


FIGURE 4.9 – Comparaison de deux spectres produits dans des conditions identiques, à un jour d'intervalle (tirs 1510017 et 1510021).

Clairement, le nombre de protons est parfaitement reproductible mais les mesures de E_{max} diffèrent de $12,6 \pm 0,75\ MeV$ à $14,1 \pm 0,75\ MeV$. En prenant en compte la barre d'erreur et le fait que la direction du faisceau de protons pouvait varier légèrement si l'angle de la cible variait de quelques degrés, il n'est pas aberrant de mesurer une telle différence. Ainsi, la source de protons utilisée pendant l'expérience était reproductible.

4.4 Distribution angulaire des protons

4.4.1 A l'avant

Pour mesurer la divergence du faisceau de protons, un stack de RCF (composé de 9 HD et 6 MD) a été placé à $2\ cm$ de la cible à protons, une feuille d'Or $10\ \mu m$, lors d'un tir d'accélération laser pour $E_{\text{laser}} = 12,9\ J$ et un contraste de 10^6 . Le scan de chaque RCF est donné sur la figure 4.10. Pour chaque film, situé à une profondeur différente dans le stack, il est possible de déduire l'énergie des protons qui se sont arrêtés à ce niveau et de mesurer le diamètre du faisceau. Il est donc possible de déterminer le demi-angle θ de divergence du faisceau, présenté sur la figure 4.11. Le seuil de détection est de $1,1\ MeV$, dû à l'épaisseur des RCF et au filtre

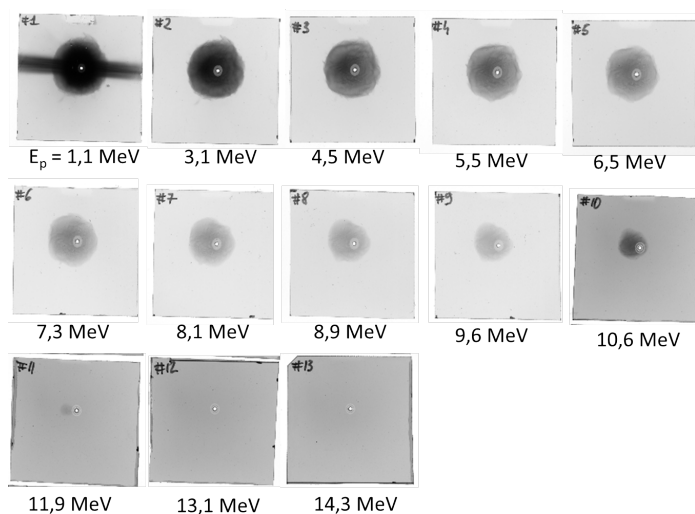


FIGURE 4.10 – Photographies d’un stack de RCF composé de 9 HD et 6 MD, irradiés par des protons accélérés sur une cible d’Or $10 \mu m$, pour $E_{laser} = 12,9 J$ et un contraste de 10^6 (tir 1510112).

d’aluminium $10 \mu m$ placé devant le stack pour le protéger du rayonnement X. Aucun signal n’est mesuré après le film $n^{\circ}11$ ce qui correspond à une énergie maximale de $\sim 12 MeV$, ce qui est tout à fait cohérent avec les résultats obtenus dans les Paraboles Thomson.

Les RCF ne fournissent pas d’information pour les protons d’énergies inférieures à $1,1 MeV$. Les protons ayant des énergies comprises entre $1,1$ et $\sim 6 MeV$ sont tous contenus dans le même cône, avec l’angle de demi-divergence θ égal à $\sim 25^{\circ}$. Au-delà de $\sim 6 MeV$, la divergence du faisceau décroît jusqu’à atteindre seulement $\theta = 5^{\circ}$ pour les protons de $12 MeV$.

Il est aussi possible de définir un angle de divergence en ne considérant que les zones très intenses sur les RCF, ce qui correspond à la seconde courbe sur la figure 4.11. Dans ce cas, la divergence décroît fortement entre $1 MeV$ et $6 MeV$, puis reste assez stationnaire jusqu’à $12 MeV$.

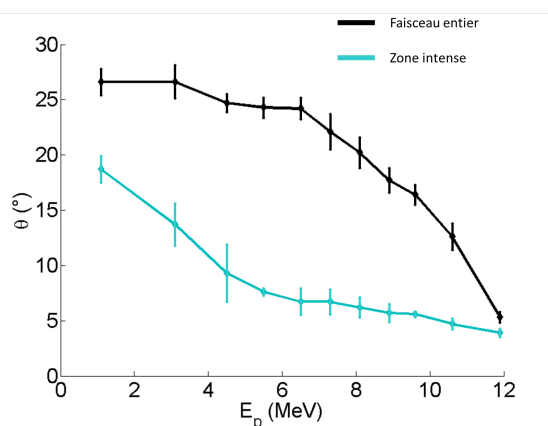


FIGURE 4.11 – Divergence d’un faisceau de protons accélérés sur l’installation laser ELFIE, avec une cible d’Or $10 \mu m$ (tir 1510112).

La connaissance de la divergence du faisceau de protons permet de déterminer l’angle solide Ω dans lequel ils sont contenus et donc de ramener les spectres donnés en $.MeV^{-1}.sr^{-1}$ dans les Paraboles Thomson, à un nombre total de protons donné en $.MeV^{-1}$ grâce à l’expression 4.1.

$$\frac{dN(E)}{dE} [MeV^{-1}] = \frac{dN(E)}{dEd\Omega} [MeV^{-1}.sr^{-1}] \times \Omega(E) [sr] \quad (4.1)$$

Les images de la figure 4.10 montrent bien que pour une énergie donnée, le faisceau de protons n'est pas homogène, le centre des taches est toujours plus dense que le contour. Cet effet est encore plus visible sur la figure 4.12 qui donne la densité optique (*D.O.*) du RCF $n^{\circ}2$ (plus la densité optique est grande, plus la dose de proton absorbée est grande). Une zone très intense de $D.O. = 1$ est visible au centre, puis la $D.O.$ décroît fortement. De plus, le faisceau n'est pas symétrique car la partie gauche de l'image est plus dense que la partie droite. Le trou visible sur l'image avait été effectué pour mesurer simultanément le spectre dans la Parabole Thomson. Cette dernière ne collectant les protons que dans un tout petit angle solide ne prend pas en compte les variations spatiales du faisceau de protons alors que les RCF le font. Pour estimer l'erreur effectuée dans les Paraboles Thomson, la figure 4.13 compare un spectre de protons mesuré en $.MeV^{-1}.sr^{-1}$, le même spectre ramené en $.MeV^{-1}$ en prenant en compte la divergence totale du faisceau (correction 1) ou seulement la divergence des zones intenses (correction 2) et enfin, le spectre mesuré avec les RCF. La partie basse énergie du spectre obtenu dans les RCF, a été extrapolée entre 0,4 MeV et 1,1 MeV.

La prise en compte de la divergence du faisceau modifie fortement la composante haute énergie ($> 8 MeV$) du spectre mesuré dans la Parabole Thomson. Ce comportement est logique avec le fait que la divergence de ces protons est très faible. Au contraire, la partie basse énergie est peu modifiée car l'angle solide dans lequel les protons sont contenus est très proche de 1 sr.

La correction 2 qui détermine la divergence du faisceau seulement en prenant en compte les zones très denses de protons est celle qui reproduit le mieux le spectre mesuré dans les RCF. Cependant, dans tous les cas, la Parabole Thomson surestime fortement le nombre de protons à basses énergies, d'un facteur ~ 100 .

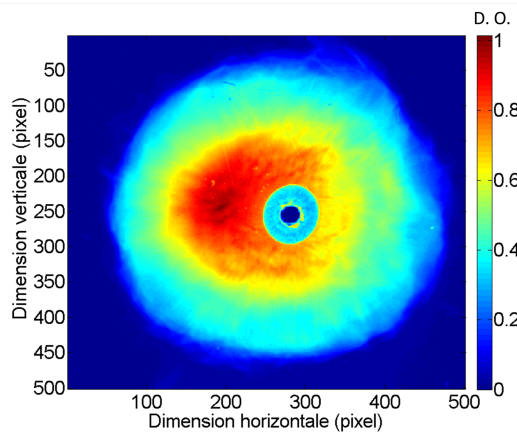


FIGURE 4.12 – Calcul de la densité optique (D.O.) du RCF $n^{\circ}2$ (tir 1510112).

Les mesures effectuées dans la Parabole Thomson peuvent donc être seulement utilisées pour faire des comparaisons relatives entre les spectres, en fonction des paramètres d'interaction. Pour connaître le nombre exact de protons et calculer correctement les taux de réactions attendues, il faut utiliser les spectres mesurés dans les RCF.

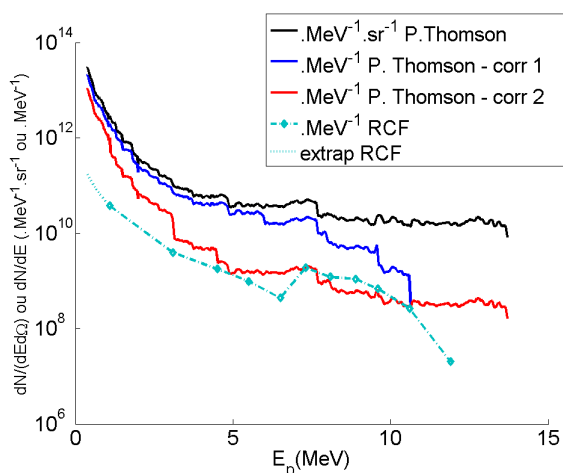


FIGURE 4.13 – Comparaison du spectre brut de protons obtenu dans la parabole Thomson, puis corrigé par l’angle solide du faisceau et du spectre obtenu dans les RCF (tir 1510069 et 1510112).

4.4.2 A l’arrière

La zone arrière est la zone comprise entre 90° et 180° (ou entre -90° et -180°). Les protons émis dans cette zone sont ceux accélérés depuis la face avant de la cible. Ils n’impactent pas la cible de bore donc n’ont pas d’importance pour les réactions nucléaires. D’ailleurs, il s’agit d’une perte d’énergie assez considérable. En revanche, ces protons constituent une gêne majeure pour la détection de particules α . Il est donc important de bien comprendre où sont émis les protons, quels sont leurs nombres et leurs énergies.

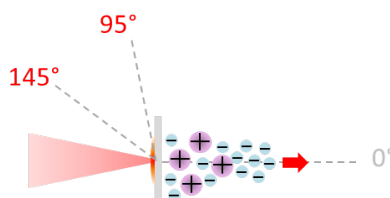


FIGURE 4.14 – Rappel des directions d’observation détaillées dans la figure 3.31 auxquelles correspondent les mesures de la figure 4.15.

La configuration de CR-39 décrite sur la figure 3.31 de la partie 3.6 a été utilisée pour mesurer le diagramme angulaire des protons entre 95° et 145° . Un rappel des directions d’observation est fait sur la figure 4.14. Les mesures étaient effectuées dans le plan équatorial entre 100° et 145° sur 4 plaques de CR-39 et hors-plan équatorial entre 95° et 135° sur 3 plaques. Sur chaque plaque de CR-39 de dimension $4\text{ cm} \times 9\text{ cm}$ exposée dans la chambre, des photographies ont été prises, après 1 h de développement, tous les centimètres sur la largeur et la longueur. Puis, les images ont été mises côte à côte pour recomposer les plaques. Le résultat, représenté sur la figure 4.15, correspond à un tir d’accélération de protons sur une feuille d’or $10\ \mu\text{m}$, pour $E_{\text{laser}} = 11,1\text{ J}$, sans cible de bore. Chaque petit carré correspond à une surface d’environ $40\ \mu\text{m} \times 40\ \mu\text{m}$. Les CR-39 étaient recouverts d’un filtre d’aluminium d’épaisseur $6\ \mu\text{m}$ laissant passer les protons d’énergie supérieure à $0,6\text{ MeV}$.

Les impacts de protons sont reconnaissables par leur petite dimension, d’environ $1\ \mu\text{m}$. Plus les images sont sombres, plus la densité d’impacts de protons est grande. Ainsi, dans le plan équatorial, une grande densité d’impacts est mesurée à 145° . Ces protons sont issus du faisceau accéléré en face avant de la cible, par le mé-

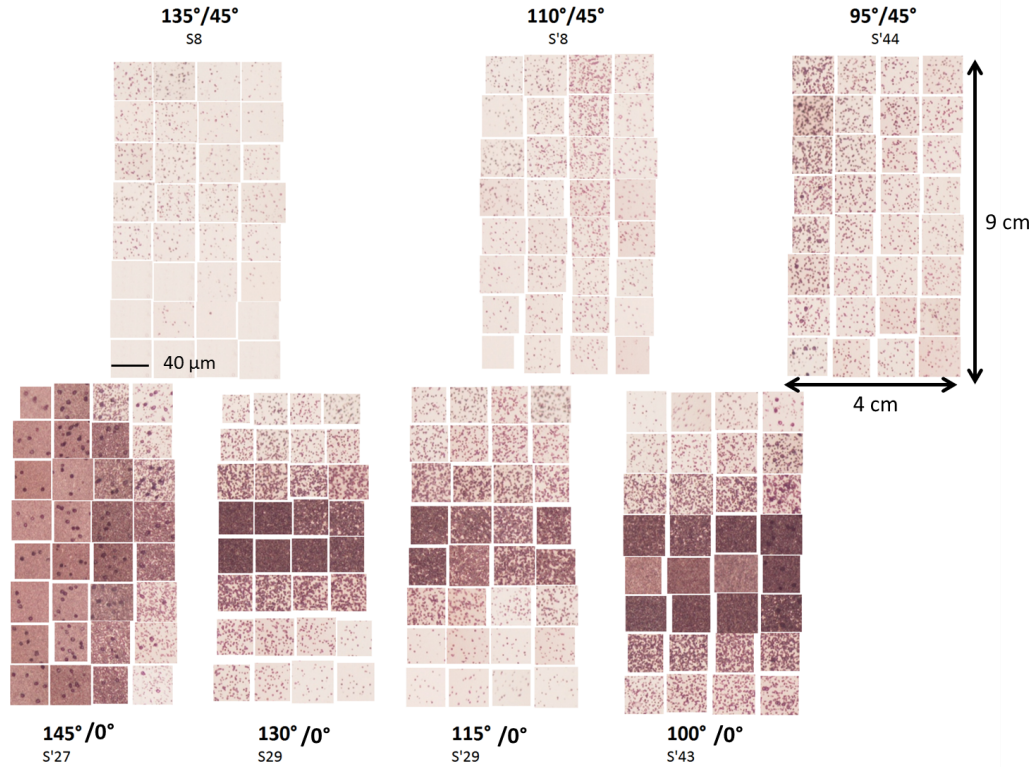


FIGURE 4.15 – Photographies des CR-39 utilisés pour mesurer le diagramme angulaire d'émission des protons dans et hors plan équatorial, dans des directions comprises entre 90° et 150° (tir 1510069).

canisme TNSA, et qui possède une certaine divergence, dont le demi-angle vaut environ 40° . Une autre zone où la densité d'impacts est grande se situe à 100° . Ce résultat laisse croire à l'émission d'un "faisceau" de protons à 90° de la normale à la cible. Le modèle TNSA 1D n'explique pas l'accélération de protons à grands angles. Sachant que la polarisation de l'impulsion courte est de type p , le champ électrique laser pourrait être responsable de l'accélération d'électrons et donc de protons dans des directions perpendiculaires à la directions de propagation du laser. Entre ces deux directions, la densité d'impacts devient plus clairsemée, en particulier dans la direction 115° où les impacts ne recouvrent pas entièrement la surface du CR-39. Néanmoins, les plaques sont toutes saturées dans le plan équatorial.

La densité d'impacts des protons décroît en latitude, en s'éloignant du plan équatorial. Les trois CR-39 placés à une latitude de 45° ont une densité d'impacts de protons très faible. Il est plus difficile de déterminer des structures précises mais un maximum existe à 95° .

La présence de gros impacts, de diamètre $\sim 4 \mu m$, est discutée plus loin.

Les spectres de ces protons ont été étudiés de façon précise dans les paraboles Thomson situées dans les directions -105° et 135° , comme indiqué sur le schéma expérimental 3.3. Les images 4.16 (a) et (b) montrent les paraboles de protons obtenues sur les IP et à partir desquelles, les spectres de la figure 4.16 (c) ont été déterminés. Dans l'hypothèse où l'émission des protons est symétrique par rapport à l'axe 0° , la direction -105° équivaut à la direction 105° . Dans cette direction, le nombre de protons est assez élevé, autour de $2.10^{12}.MeV^{-1}.sr^{-1}$ pour des protons de $0,5 MeV$ et leur énergie maximale est d'environ $2,5 MeV$. Dans la direction 135° , l'énergie

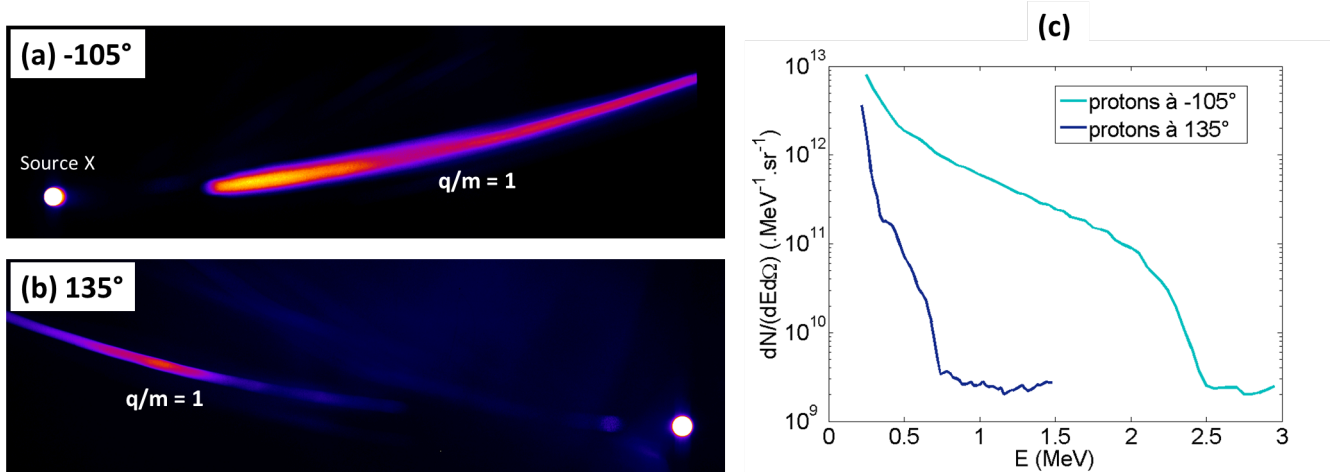


FIGURE 4.16 – Images des paraboles de protons obtenues dans les Paraboles Thomson situées dans les directions (a) -105° et (b) 135° , à partir desquelles ont été déterminés les spectres de la figure (c) (tir 1510017).

maximale des protons est autour de $0,5 \text{ MeV}$ et le nombre de protons y est inférieur d'un facteur 10. Ces résultats sont en accord avec les observations réalisées à partir de la figure 4.15.

Pour conclure, un nombre de protons considérable, d'environ $10^{12} - 10^{13} \cdot \text{MeV}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ est émis sous 4π . Certes, les Paraboles Thomson surestiment peut-être ce nombre d'un facteur 10 ou 100 mais il reste très élevé par rapport aux taux de réactions attendues autour de 10^8 . Aux grands angles, $\geq 90^\circ$, l'énergie maximale des protons est bien plus faible que celle des protons du faisceau principal, mais reste de l'ordre du MeV .

4.5 Vérification des protons en présence d'une cible derrière et en présence de plasma

La caractérisation des protons utiles aux réactions nucléaires, s'effectue évidemment sans cible de bore au TCC. Quand la cible de bore est employée, il n'est alors plus possible de mesurer le spectre de protons. Pour s'assurer que le spectre envoyé sur la cible de bore correspond toujours à la mesure de référence, différents tests ont été effectués. En particulier, les tests consistaient à vérifier que la présence d'une cible derrière la cible à protons ne perturbait pas les mécanismes d'accélération. A priori, la distance minimale entre les cibles étant de 2 mm , les électrons relativistes atteignent la cible de bore en quelques dizaines de picosecondes, bien après la fin des processus d'accélération, qui ne durent que le temps de l'impulsion laser, soit environ 350 fs .

Dans un premier temps, trois spectres de protons ont été mesurés dans trois configurations particulières :

- 1) en transmission directe, sans aucun élément sur leur trajet,
- 2) après traversée d'une feuille fine de bore (d'épaisseur $3,4 \mu\text{m}$), située à 6 mm de la cible à protons,
- 3) après traversée d'une feuille de bore identique, située à 2 mm de la cible à protons.

Dans ces trois cas, la cible à protons était une feuille d'or $10 \mu\text{m}$ et les énergies laser, quasi-identiques, valaient respectivement $12,9 \text{ J}$, $11,3 \text{ J}$ et $11,2 \text{ J}$. L'épaisseur de la feuille de bore peut être considérée comme négligeable pour le ralentissement des protons. Les trois spectres mesurés sont donnés sur la figure 4.17. Les énergies maximales des protons déduites de ces spectres sont comprises entre $10,5 \text{ MeV}$ et $10,9 \text{ MeV}$ et sont donc identiques, sachant que la barre d'erreur est de $\pm 0,5 \text{ MeV}$. Le nombre de protons mesurés pour une énergie de 1 MeV est de $2,8 \cdot 10^{12} \cdot \text{MeV}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ en transmission directe (courbe rose) et de $3,2 \cdot 10^{12} \cdot \text{MeV}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ après traversée d'une cible située à 6 mm de la source (courbe turquoise). La feuille de bore n'a donc pas perturbé

les processus d'accélération. Après traversée d'une cible située à 2 mm de la source (courbe bleue), le nombre de protons mesurés pour une énergie de 1 MeV est de $1,7 \cdot 10^{12} \cdot \text{MeV}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$. L'écart maximal entre les valeurs est inclus dans les fluctuations tir à tir, par conséquent les variations sont négligeables.

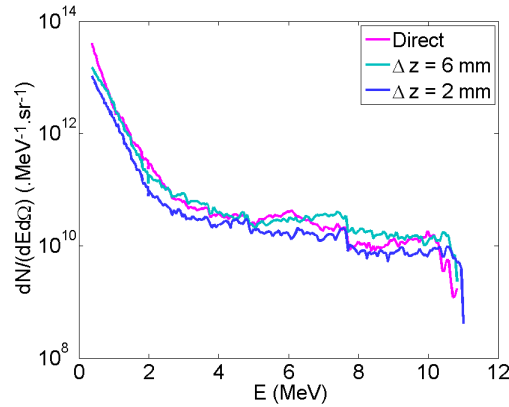


FIGURE 4.17 – Mesures des spectres de protons de façon directe, ou après traversée d'une fine cible de bore ($3,4 \mu\text{m}$ d'épaisseur) à des distances $\Delta z = 6 \text{ mm}$ et $\Delta z = 2 \text{ mm}$ (tirs 1510118, 1510120 et 1510121).

Dans un second temps, les spectres de protons mesurés en transmission directe ont été comparés à des spectres produits en présence d'une cible épaisse de bore au TCC (d'épaisseur 2 mm) et obtenus grâce à la réalisation d'un petit trou de diamètre $450 \mu\text{m}$ au centre de la cible, située à 6 mm de la cible à protons, une feuille d'Or $10 \mu\text{m}$. Plusieurs tests ont été réalisés dont deux exemples sont montrés sur la figure 4.18. Dans les deux exemples, les mesures des énergies maximales ne concordent pas. Cela s'explique facilement par l'idée qu'il était difficile d'aligner parfaitement le trou avec l'axe laser et la pinhole de la Parabole Thomson. Par ailleurs, de légères différences dans la position de la feuille d'or, pouvait dévier l'axe du faisceau de protons et les protons de plus fortes énergies pouvaient être bloqués par la cible de bore. En revanche, en-dessous de 8 MeV , les spectres sont tout à fait identiques, hormis de légères variations dues aux fluctuations expérimentales typiques.

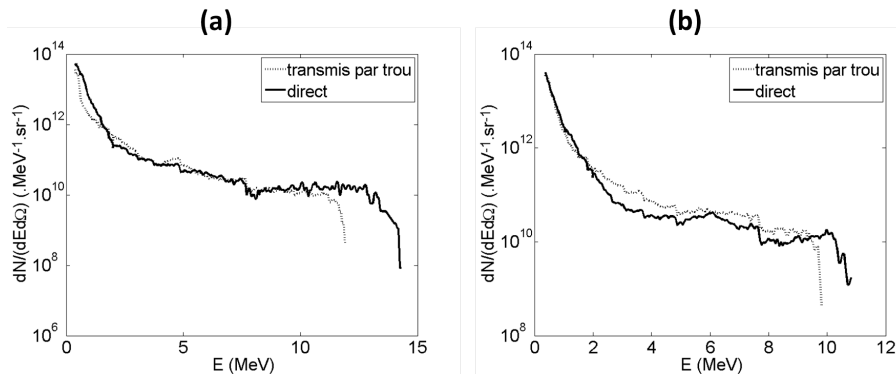


FIGURE 4.18 – Mesures de spectres de protons accélérés par TNSA sur une feuille d'or $10 \mu\text{m}$, transmis directement ou transmis par un trou effectué sur la cible de bore, placée au TCC.

Le dernier test a consisté à vérifier que la présence d'un plasma, dû à l'interaction du faisceau chirpé avec

la cible de bore, ne perturbait pas l'accélération des protons. En effet, la face arrière de la cible à protons pouvait être détériorée soit par le passage proche du faisceau laser, soit par l'expansion du plasma de bore. Ainsi, un spectre de protons mesuré en transmission directe a été comparé avec un spectre de protons transmis par un trou de $450 \mu m$ effectué sur la cible de bore. Les spectres mesurés sont représentés sur la figure 4.19. Les différences dans les valeurs des énergies maximales sont dues aux mêmes phénomènes que décrits précédemment. Par ailleurs, le spectre transmis par le trou voit sa composante basse énergie ($\leq 2 \text{ MeV}$) diminuer. En effet, les protons de faibles énergies présents dans le spectre initial ont pu perdre de l'énergie, voire être stoppés, dans le plasma de bore qui occupait le trou. Néanmoins, entre 2 et 8 MeV , les deux spectres s'accordent, confirmant que les processus d'accélération n'ont pas été affectés par le plasma de bore.

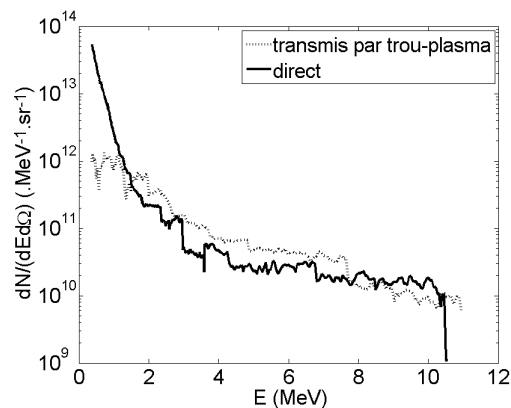


FIGURE 4.19 – Mesures de spectres de protons accélérés par TNSA sur une feuille d'or $10 \mu m$, transmis directement ou transmis par un trou effectué sur la cible de bore, placée au TCC et chauffée par le faisceau chirpé (tirs 1510098 1510099).

4.6 Accélération des ions carbone - Chauffage de la cible à protons

Les mesures effectuées dans la parabole Thomson placée dans l'axe 0° témoignent de l'accélération en face arrière d'ions carbone lors de l'interaction de l'impulsion courte avec la première cible. Ainsi, les gros impacts, de diamètres supérieurs à $4 \mu m$ observés sur les CR-39 de la figure 3.31 sont aussi attribués à des ions carbone, accélérés cette fois en face avant. D'ailleurs, la présence des gros impacts coïncident avec les deux zones de forte densité de protons.

Lors de la campagne 2014, le nombre de gros impacts dus aux ions carbone sur les CR-39 était négligeable. L'explication la plus probable est que la pré-impulsion nettoyait la surface avant de la cible, avant l'arrivée de l'impulsion principale, et créait un pré-plasma.

Lors de la campagne 2015, la pré-impulsion était beaucoup moins intense et donc l'émission d'ions carbone n'était plus négligeable. Les images 4.20 (a) et (b) sont des exemples de gros impacts dus à des ions carbone, observés sur des CR-39, respectivement saturés et non saturés par les protons.

Pour éliminer la couche d'impuretés, différentes méthodes ont été testées, dont le principe commun était d'ablater (ou chauffer) par laser la face avant des cibles à protons, avant le réel tir laser [38] [162]. Tout d'abord, il était important de vérifier que la phase de chauffage n'affectait pas le spectre de protons émis en face arrière. La figure 4.21 (a) compare des spectres obtenus pour une cible non chauffée, et pour des cibles chauffées par deux méthodes :

- l'interaction du faisceau laser à la fréquence 10 Hz et à énergie très réduite, de l'ordre du μJ , pendant 5 min .

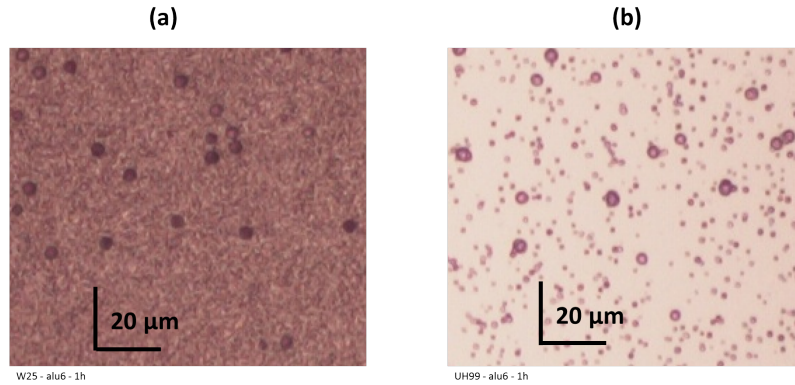


FIGURE 4.20 – Photographies de CR-39 (a) saturé et (b) non saturé par des impacts de protons, et présentant des impacts d’ions carbone.

L’intensité sur cible obtenue était de l’ordre de $\sim 10^{13} \text{ W.cm}^{-2}$.

- l’interaction du faisceau laser à la fréquence 10 Hz et à énergie très réduite, de l’ordre du μJ , pendant 3 min . Le faisceau 10 Hz était diffracté en amont par un trou de diamètre 3 cm . Le diamètre à mi-hauteur ϕ de la tache focale obtenue se calcule grâce à la théorie de la diffraction qui donne $\phi = 1,22N\lambda$, où N est l’ouverture du faisceau et λ sa longueur d’onde. Pour $N = 300/30 = 10$ et $\lambda = 1,057 \mu\text{m}$, $\phi \approx 13 \mu\text{m}$. La mesure expérimentale donne $\phi \sim 15 \mu\text{m}$. En diffractant le faisceau, l’intensité laser obtenue était donc de l’ordre de $2.10^{12} \text{ W.cm}^{-2}$.

Lors de l’utilisation directe du faisceau 10 Hz , l’intensité laser devait être trop grande ce qui détériorait la cible, voire la trouait. Le spectre obtenu présente un nombre de protons fortement réduit par rapport au spectre obtenu sans chauffage préalable de la cible. Au contraire, en diffractant le faisceau 10 Hz , l’intensité laser était un peu réduite. Le spectre obtenu est identique au spectre obtenu sans chauffage. L’étape de chauffage a seulement ablaté la couche d’impureté mais n’a pas détérioré la structure de la cible. La méthode sans diffraction a donc été abandonnée.

La distribution angulaire des ions carbone accélérés en face avant, en fonction de la méthode d’ablation, est donnée sur la figure 4.21 (b). Pour chaque direction de mesure, correspondant à la position des CR-39 décrite sur la figure 3.3, le nombre de gros impacts est donné en échelle logarithmique. Les résultats correspondent à une moyenne de 9 mesures, effectuées chacune sur une surface S de $590 \times 442 \mu\text{m}$. Sans indication contraire, le nombre correspond aux impacts mesurés sous la bande d’aluminium $6 \mu\text{m}$, correspondant à des ions carbone de $> 7 \text{ MeV}$. Les directions pour lesquelles il n’y a pas de point signifient qu’aucun ion carbone n’a été mesuré. Sans ablation de la couche d’impuretés sur la face avant, le nombre d’ions carbone accélérés est le plus élevé et atteint jusqu’à 1000 impacts sur la surface S , soit $1,5.10^8 \text{ .sr}^{-1}$. Les impacts sont principalement observés près de l’axe 180° , ce qui est bien une nouvelle preuve de l’existence d’un faisceau d’ions émis en face avant. Les gros impacts sont présents sous les bandes d’aluminium $6 - 10 - 15 \mu\text{m}$, c’est-à-dire que les ions carbone pouvaient atteindre des énergies supérieures à $17,5 \text{ MeV}$.

Lorsque la cible de protons était préalablement chauffée par le faisceau 10 Hz , le nombre d’ions carbone accéléré dans la direction -125° est complètement réduit et passe sous le seuil de détection. En revanche, le nombre reste important dans la direction 160° , de l’ordre de $4,6.10^7 \text{ .sr}^{-1}$. Il semble que la divergence des ions a été diminuée.

Lors de l’ablation de la couche d’impureté avec le faisceau 10 Hz diffracté, l’intensité laser était un peu réduite mais la surface ablatée était plus grande. Dans ce cas, le nombre d’ions carbone est significativement réduit d’au

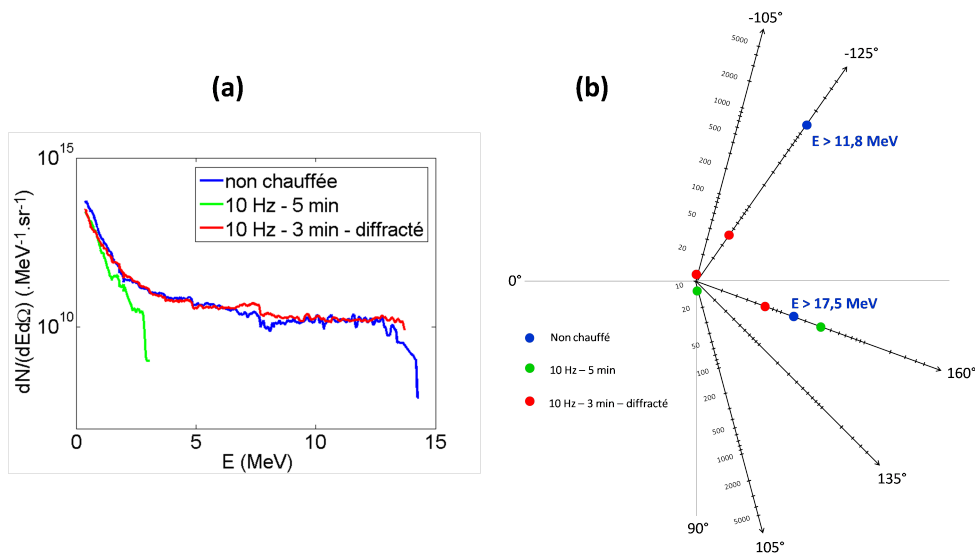


FIGURE 4.21 – (a) Comparaison des spectres de protons obtenus en face arrière, en fonction de différentes méthodes d’ablation de la couche d’impuretés sur la face avant. (b) Diagramme angulaire des gros impacts, attribués aux ions carbone, en nombre par unité de surface arbitraire, émis en face avant, en fonction de la méthode d’ablation (tirs 1510013 1510017 1510065).

moins un facteur ~ 2 , dans toutes les directions. Les énergies sont d’ailleurs aussi réduites car les ions n’ont pas traversé les filtres d’épaisseurs supérieures à $6 \mu\text{m}$.

Les résultats pouvaient légèrement varier tir à tir car ils étaient très sensibles à l’énergie laser. Par exemple pour deux spectres de protons parfaitement identiques présentés sur la figure 4.22 (a), il était possible de mesurer des distributions angulaires d’ions carbone différentes, comme illustré sur la figure 4.22 (b). Pour une énergie laser de $11 J$, le nombre d’ions carbone est autour de 20 ou 50 par unité de surface S , tandis que pour une énergie laser de $13 J$, le nombre d’ions carbone s’élève jusqu’à 1000 par unité de surface S . Quand l’énergie laser augmente, l’intensité laser augmente ce qui modifie l’accélération d’ions lourds. Il s’agit d’un résultat similaire à celui observé pour l’accélération des protons, ce qui est normal puisque le champ électrique accélérateur est commun pour tous les ions. Par ailleurs, la quantité d’impuretés présentes sur les surfaces des cibles pouvaient très légèrement varier. Par conséquent, il était nécessaire d’effectuer souvent des mesures du nombre d’ions carbone accélérés afin d’avoir des références pertinentes à comparer avec les résultats obtenus lors de la production des réactions nucléaires.

Pour conclure, le chauffage de la cible protons avant le tir permettait d’ablater la couche d’impuretés présentes sur la face avant et donc de réduire le nombre et l’énergie des ions carbonés accélérés.

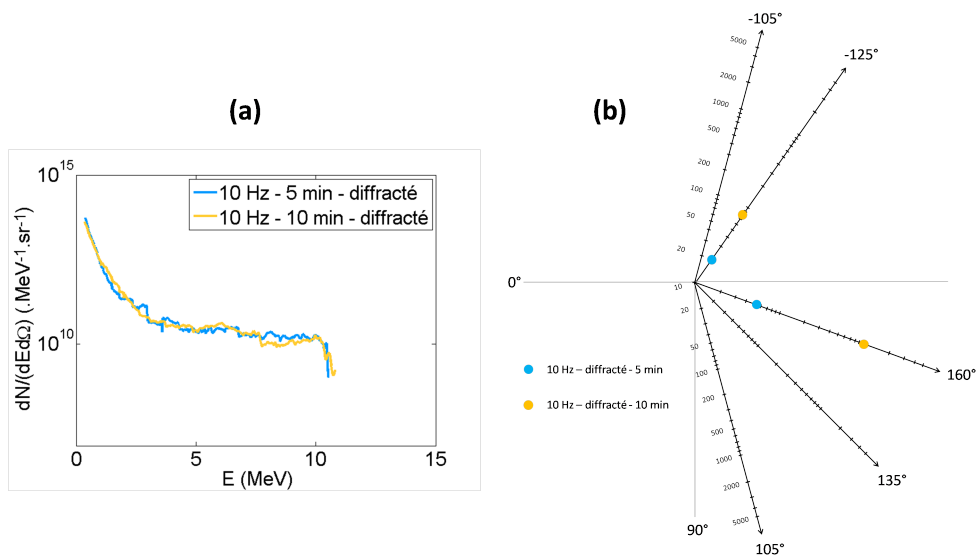


FIGURE 4.22 – (a) Comparaison des spectres de protons obtenus en face arrière, pour des méthodes d’ablation de la couche d’impuretés quasi-identiques. (b) Diagramme angulaire des gros impacts, attribués aux ions carbone, en nombre par unité de surface S , émis en face avant, pour les mêmes tirs (tirs 1510099 1510118).

Chapitre 5

Mesures des taux de réactions et influence des paramètres d'interaction

Ce chapitre décrit l'observation des produits de réactions primaires $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$, $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ et $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$ dans les expériences effectuées au LULI ainsi que les mesures des taux de réactions en fonction des paramètres laser ou des paramètres de cibles. Pour chaque thématique, l'étude se porte sur un groupe de tirs bien précis, avec des paramètres bien précis, contenant des tirs successifs dont il est certain qu'ils puissent être comparés. En revanche, un résultat décrit dans une partie ne peut pas forcément être comparé à un résultat décrit dans une autre, car entre les tirs, de nombreux changements ont pu être effectués, rendant la comparaison caduque. Les principaux paramètres caractéristiques d'un tir sont la cible et l'énergie laser E_{laser} utilisées pour accélérer les protons, la distance Δz avec la cible de réactions, la composition et l'épaisseur de cette cible, ainsi que l'angle de rotation θ entre sa normale et l'axe du faisceau de protons. De plus, la cible pouvait être dans l'état plasma et caractérisée par une température et un degré d'ionisation.

L'ensemble des résultats est interprété grâce au modèle 1D, introduit dans la partie 2.6, qui permet d'estimer le nombre de réactions attendues. Parmi les résultats importants, les taux de réactions $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ évoluent comme prédit par le modèle avec la variation du spectre de protons alors que le nombre de particules α issues de la réaction $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$ augmente nettement lorsque des électrons et des protons énergétiques sont présents dans le faisceau, en contradiction avec le modèle. De plus, le nombre de particules α augmente lorsque les réactions sont produites en milieu plasma plutôt que solide.

L'étude de l'initiation de cycles de réactions a été effectuée à partir de cibles composées $B - N$, dans lesquelles les réactions secondaires $^{10}\text{B}(\alpha, n)^{13}\text{N}$ et $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)^{18}\text{F}$ ont été étudiées.

Enfin, l'efficacité du schéma étudié dans cette thèse, qui repose sur l'interaction particules/matière, est comparée à l'efficacité d'un schéma mono-cible qui utilise l'interaction photons/matière.

Sauf précision contraire, le nombre de particules α mesuré dans les CR-39 et indiqué sur les figures, est obtenu sur une surface $S = 442 \mu\text{m} \times 590 \mu\text{m}$.

5.1 Observation des réactions nucléaires primaires d'intérêt

5.1.1 Observation de la réaction $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$

L'observation de la production de la réaction $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$ lors d'un tir laser, a été réalisée au travers de l'identification des particules α collectées dans les diagnostics. Les cibles utilisées étaient des cibles de bore naturel B_{nat} contenant 80% de noyaux ^{11}B et 20% de noyaux ^{10}B .

Identification des particules α dans les CR-39

L'identification des impacts de particules α parmi toutes les particules collectées dans les CR-39 repose sur plusieurs étapes :

- la comparaison des impacts mesurés avec les impacts étalonnés de protons, particules α et ions carbonés,
- la comparaison des résultats obtenus pour un tir où aucune particule α n'est attendue (par exemple sans cible de bore) et un tir où elles sont attendues,
- et l'observation de variations du signal quand les paramètres d'interaction sont changés.

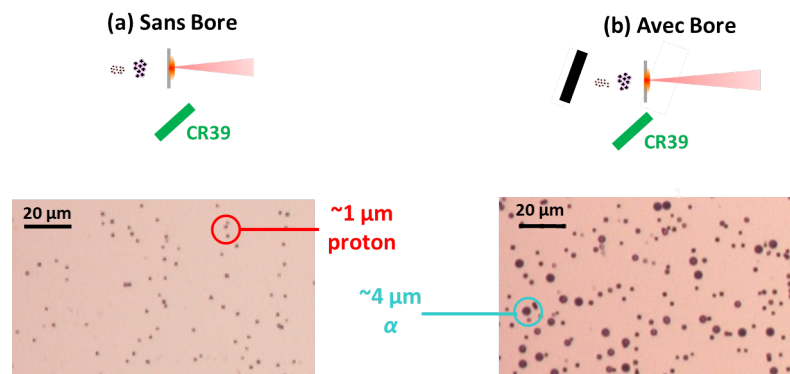


FIGURE 5.1 – Impacts obtenus sur des CR-39 recouverts d'un filtre d'aluminium $6 \mu\text{m}$, placés dans la direction 135° , à 45° de latitude (a) pour un tir sans cible de bore et (b) pour un tir où les protons étaient envoyés sur une cible de bore (campagne 2014). Les CR-39 ont été développés 1h dans une solution de soude.

La figure 5.1 représente des photographies de CR-39 placés dans la chambre expérimentale dans la direction 135° , à 45° de latitude. L'observation hors plan équatorial permet d'éviter la saturation du diagnostic par les protons. Les zones photographiées étaient recouvertes d'un filtre d'aluminium $6 \mu\text{m}$. Les CR-39 ont été développés durant 1h dans une solution de soude. Pour rappel, les détecteurs collectaient les particules venant de la cible à protons et de la cible de réactions.

La figure 5.1 (a) représente les impacts collectés lors d'un tir où des protons étaient accélérés par TNSA, sans cible de bore placée au centre chambre. Aucune réaction nucléaire ne pouvait être produite. Seuls de petits impacts sont mesurés, de diamètres proches de $1 \mu\text{m}$. Les mesures d'étalonnage, données sur la figure 3.30, permettent d'attribuer sans aucun doute, les "petits" impacts aux protons. La figure 5.1 (b) correspond à une mesure effectuée lors d'un tir où les protons accélérés étaient envoyés sur une cible de bore. Il apparaît toujours un certain nombre de "petits" impacts ainsi que des "gros" impacts de diamètres proches de $4 \mu\text{m}$. D'après les mesures d'étalonnage, les "gros" impacts peuvent être attribués aux particules α émises par la cible de bore, mais aussi aux ions carbone qui sont accélérés par TNSA avec les protons. Or, l'absence de gros impacts lors du tir sans cible de bore signifie qu'aucun ion carbone n'était accéléré dans la direction de mesure, avec une

énergie suffisante pour traverser le filtre ($\sim 7 \text{ MeV}$).

- 1) Les gros impacts mesurés lors du tir p-B ne peuvent pas être attribués à des ions carbone accélérés par TNSA puisqu'ils ne sont pas présents sur le tir témoin, sans cible de bore.
- 2) Sachant que la réaction à seuil $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ requiert des protons de plus de 3 MeV , l'énergie distribuée aux ions carbones ne peut excéder quelques MeV , ce qui est insuffisant pour leur permettre à la fois de traverser les épaisseurs de bore et d'aluminium et arriver sur le CR-39.
- 3) D'après la cinématique de la réaction $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$, les neutrons sont préférentiellement émis vers l'avant (0°), l'angle d'émission augmentant avec l'énergie des protons. Le CR-39 étant placé à 135° de la direction dite "avant", seuls des neutrons produits par les protons les plus énergétiques pouvaient être collectés. Or, ces neutrons pouvaient acquérir plusieurs MeV d'énergie et l'efficacité de détection des CR-39 pour ces énergies est de l'ordre de 10^{-4} . Ainsi, la possibilité que des impacts puissent être produits par des neutrons est exclue.
- 4) Comme pour les noyaux de ^{11}C , l'énergie distribuée aux noyaux de ^7Be lors de la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$ est insuffisante pour qu'ils puissent traverser les épaisseurs de bore et d'aluminium.
- 5) La possibilité d'accélérer des ions bore venant de la cible de réactions par des collisions entre ces noyaux et des ions carbone du faisceau TNSA est très peu probable pour des angles supérieurs à $> 90^\circ$.

L'ensemble de ces assertions permet de conclure que les gros impacts observés lors du tir p-B, sont des impacts dus à des particules α d'énergies supérieures à $\sim 2 \text{ MeV}$.

Pour d'autres directions d'observation, la présence d'ions carbone accélérés par l'impulsion courte sur la cible à protons n'était pas nulle et augmentait avec le contraste laser. Les photographies de CR-39 présentées sur la figure 4.15 témoignent de l'existence de zones irradiées par un grand nombre d'ions carbone. La série de tirs présentée sur la figure 5.2 (a) correspond à deux tirs successifs sans cible de bore et avec cible de bore. Les cibles de protons utilisées étaient des feuilles d'Or $10 \mu\text{m}$ et les énergies laser étaient entre 11 et 13 J . Le nombre de gros impacts détectés sur les CR-39 est donné en échelle logarithmique en fonction de la direction de mesure, pour une surface $S = 442 \mu\text{m} \times 590 \mu\text{m}$. Sur la figure, la direction du faisceau de protons va de droite à gauche. Dans la suite, les résultats pourront aussi être représentés sous forme de graphe, comme la figure 5.2 (b). La cible de bore était placée au centre avec un angle de rotation $\theta = 40^\circ$. Des ions carbone sont observés pour le tir protons. Néanmoins, ce nombre est assez faible et le nombre de gros impacts augmente d'un facteur 5 dans la direction 160° quand une cible de bore est utilisée et passe même de 0 à ~ 63 dans la direction -125° . La différence entre les mesures est sans aucun doute due à l'apparition d'impacts de particules α . La présence d'ions carbone n'empêche donc pas l'observation des particules α .

Pour conclure, l'identification des particules α dans les CR-39 est possible si de gros impacts de diamètre $\gtrsim 3-4 \mu\text{m}$ sont présents lors d'un tir où des protons sont envoyés sur une cible de bore. La preuve incontestable doit être faite que le nombre de gros impacts est nul ou inférieur dans la même direction, lors d'un tir sans cible de bore. Il est préférable de comparer des tirs successifs pour être certain que les conditions de tirs étaient les mêmes. A cause des fluctuations du laser ou de la méthode de nettoyage de la cible, ou encore de fluctuations dans l'alignement de la cible, lors de certains tirs, le nombre d'ions carbone accélérés était trop grand et il n'était pas possible de déterminer le nombre de particules α collectées. De telles séries de tirs ont été éliminées des études.

La variation des signaux quand les paramètres d'interaction changent confirme que les signaux correspondent à des produits de réactions, les particules α . La figure 5.3 (c) représente le diagramme angulaire des gros impacts

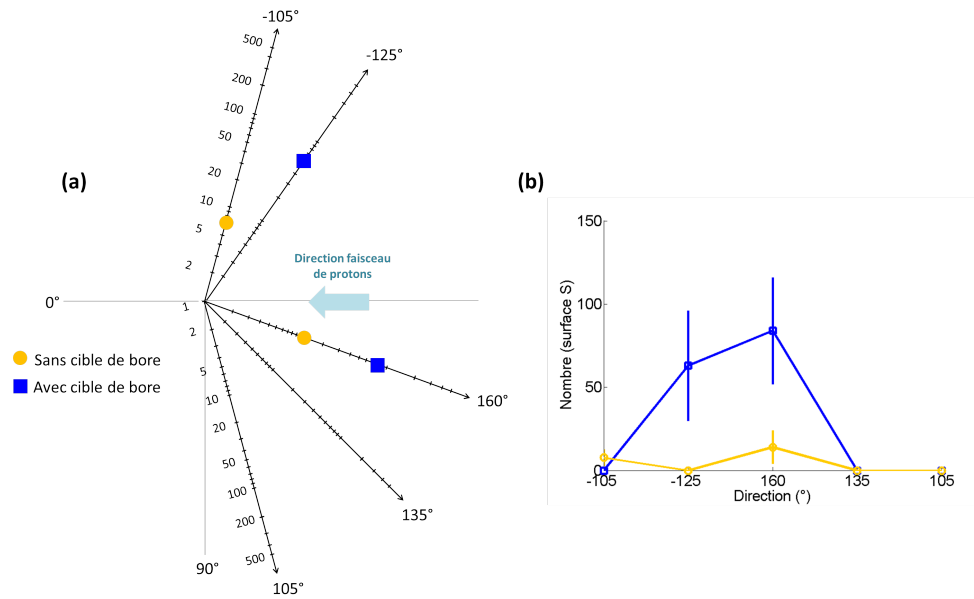


FIGURE 5.2 – Diagramme angulaire des gros impacts mesurés dans les CR-39 lors d’un tir sans cible de bore et un tir avec cible de bore (tirs 1510054 et 1510055).

pour trois tirs : 1) un tir sans cible de bore, 2) avec cible de bore, tournée de $+40^\circ$ comme illustré sur la figure 5.3 (a) et 3) avec cible de bore, tournée de -40° comme illustré sur la figure 5.3 (b). Dans les trois cas, la cible de protons était une cible d’Or $10 \mu m$, les énergies laser respectives étaient $11,5 J$, $13,3 J$ et $10,4 J$ et la distance séparant les cibles était $\Delta z = 6 mm$. Lors du tir sans cible de bore, le nombre de gros impacts donne le niveau de bruit. Lorsque la cible de bore est tournée de façon à ce que sa normale fasse un angle de $+40 \pm 5^\circ$ avec l’axe 0° , un grand nombre d’impacts est mesuré dans les directions $-125^\circ/0^\circ$ et $160^\circ/45^\circ$. Lorsque la cible de bore est tournée de façon à ce que sa normale fasse un angle de $-40 \pm 5^\circ$ avec l’axe 0° , le signal disparaît dans la direction $160^\circ/45^\circ$. Or, si ce signal correspondait à des ions carbone venant de la cible à protons, il n’y a pas de raison qui justifierait sa disparition dans une direction. En revanche, la rotation de la cible de bore peut avoir une influence sur le diagramme angulaire d’émission des particules α . En effet, selon la géométrie de la cible et la direction d’observation, les particules α doivent parcourir des distances différentes pour sortir du bore. Le fait que le signal varie selon l’angle d’orientation de la cible de bore est la preuve qu’il s’agit d’un signal de particules α .

Le nombre de particules émises dans une direction donnée par stéradian se déduit après deux étapes :

- la soustraction du bruit éventuel, dû aux ions carbone
- la division du nombre par l’angle solide de détection.

Sachant que les CR-39 étaient placés à $20 cm$ du TCC, la surface de mesure $S = 442 \mu m \times 590 \mu m$ correspond à un angle solide de $6,5 \cdot 10^{-6} sr$.

Chaque point de mesure représenté sur la figure 5.3 est une moyenne de 9 mesures. Le tableau 5.1 donne le nombre de particules α par stéradian déduit avec une incertitude correspondant à l’écart type entre les 9 mesures.

Les particules α émises par une cible B_{nat} pouvaient être produites soit par la réaction $^{11}B(p, \alpha)^8Be$, soit par la réaction $^{10}B(p, \alpha)^7Be$. Les calculs préliminaires effectués dans le chapitre 2 prédisent que seulement 4% des particules α peuvent être attribuées à la réaction $^{10}B(p, \alpha)^7Be$. De plus, l’énergie dégagée par cette réaction

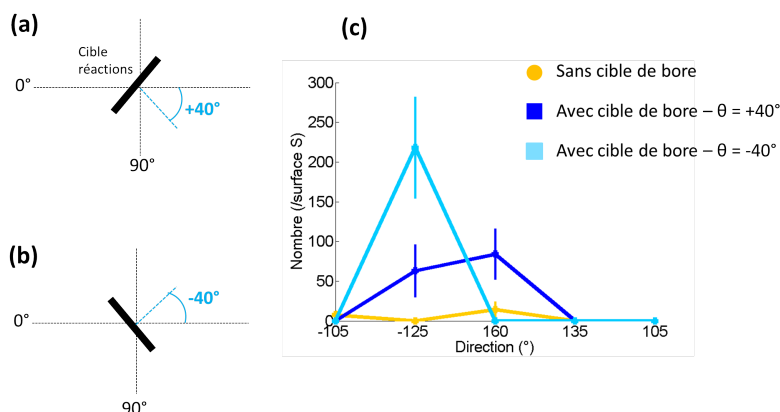


FIGURE 5.3 – (a) Géométrie d'une cible de bore pour un angle de rotation de $+40 \pm 5^\circ$. (b) Géométrie d'une cible de bore pour un angle de rotation de $-40 \pm 5^\circ$. (c) Diagramme angulaire des gros impacts mesurés dans les CR-39 pour un tir sans cible de bore, un tir avec cible de bore à $+40 \pm 5^\circ$ et un tir avec cible de bore à $-40 \pm 5^\circ$ (tirs 1510054, 1510055 et 1510077).

	Nbre particules α par sr	
	pB - $+40^\circ$	pB - -40°
$160^\circ/45^\circ$	$(1, 1 \pm 0, 3) \cdot 10^7$	$< 1, 5 \cdot 10^5$
$-125^\circ/0^\circ$	$(9, 7 \pm 4, 9) \cdot 10^6$	$(3, 4 \pm 1, 3) \cdot 10^7$

TABLE 5.1 – Nombre de particules α mesurées par stéradian dans les directions $160^\circ/45^\circ$ et $-125^\circ/0^\circ$, en fonction de l'angle de rotation de la cible de bore.

étant de seulement $\sim 1,1 \text{ MeV}$, la majorité des particules α n'acquiert pas une énergie suffisante pour traverser le filtre d'aluminium présent sur les CR-39. La contribution de la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$ en cible B_{nat} est donc négligeable.

Les énergies des particules α détectées dans les CR-39 étaient supérieures à 2 MeV . D'après l'étude effectuée dans le chapitre 2, théoriquement, la première particule α émise par la réaction $^{11}\text{B}(p, \alpha)^8\text{Be}$, acquiert entre 3 et 5 MeV , en supposant que le ^8Be est à l'état excité, qui est l'état le plus probable. Elle peut acquérir encore plus d'énergie si le ^8Be est à l'état fondamental. Ainsi, cette particule contribue majoritairement au signal mesuré dans les CR-39. La contribution des particules α émises par la fission du ^8Be est plus marginale. En effet, toutes deux sont émises dans des directions contra-propagative. L'une est émise dans la direction opposée aux détecteurs, avec une très faible énergie. La probabilité de détection est quasi-nulle. Celle émise dans la direction des détecteurs ($\theta > 90^\circ$) peut acquérir jusqu'à 4 MeV , en considérant que la majorité des protons ont une énergie comprise entre 0,1 et 2 MeV . Cette énergie est suffisante pour permettre aux particules de sortir de la cible de bore et traverser les filtres devant les CR-39.

Ainsi, le taux de réactions $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$ par stéradian peut être estimé par l'approximation qui le donne égal au nombre de particules α détectées, mais cela ne correspond pas au taux exact.

Pour les tirs discutés dans cette partie, le taux de réactions $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$ était donc de l'ordre de $10^7 \cdot \text{sr}^{-1}$. En supposant dans un premier temps que l'émission des particules α est isotrope sous 4π , le taux de réaction total est évalué à $1,2 \cdot 10^8$ réactions par tir laser.

Identification des particules α dans le spectromètre magnétique

Les résultats obtenus dans le spectromètre magnétique et décrits ici concernent la configuration avec fente. Les particules venant des deux cibles étaient mélangées mais l'angle solide était grand pour collecter un grand nombre de particules.

Dans ce cas, l'identification des particules α requiert l'utilisation d'un CR-39 et repose sur l'étude des diamètres des impacts et de la mesure précise des énergies.

Ion	Protons	${}^4\text{He}^{2+}$	${}^4\text{He}^+$	${}^{12}\text{C}^{6+}$	${}^{12}\text{C}^+$
Seuil pour traverser $6\ \mu\text{m}$ d'alu (MeV)	$0,6 \pm 0,1$	$1,9 \pm 0,4$	$1,9 \pm 0,4$	$6,9 \pm 2,0$	$6,9 \pm 2,0$
Rapport $\sqrt{(m)}/q$	1	1	2	0,6	3,5

TABLE 5.2 – Seuils d'énergies nécessaires pour traverser un filtre d'aluminium $6\ \mu\text{m}$ et rapports \sqrt{m}/q pour les protons et les ions ${}^4\text{He}^{2+}$, ${}^4\text{He}^+$, ${}^{12}\text{C}^{6+}$ et ${}^{12}\text{C}^+$.

La figure 5.4 représente plusieurs photographies d'un CR-39 placé dans un spectromètre magnétique dans la direction -135° lors d'un tir où des protons, accélérés sur une feuille d'Alu $20\ \mu\text{m}$ pour $E_{\text{laser}} = 11,2\ \text{J}$ étaient envoyés sur une cible de bore naturel, placée à $6\ \text{mm}$. Les photographies ont été prises à différentes hauteurs z , telles que $z = 0$ correspond à l'axe passant par la fente du spectromètre et le TCC. Pour rappel, la déviation verticale z des particules chargées dépend de leur énergie et du rapport \sqrt{m}/q qui les caractérise. Ainsi, il est possible de faire correspondre à chaque hauteur z , une valeur d'énergie en faisant une hypothèse sur la nature des ions observés. Le CR-39 était recouvert d'un filtre d'aluminium $6\ \mu\text{m}$.

Le tableau 5.2 donne le seuil d'énergie nécessaire pour traverser le filtre et le rapport \sqrt{m}/q pour les protons et les ions ${}^4\text{He}^{2+}$, ${}^4\text{He}^+$, ${}^{12}\text{C}^{6+}$ et ${}^{12}\text{C}^+$.

Pour des valeurs de $z = 1,8\ \text{cm}$ à $2,6\ \text{cm}$, de petits impacts sont observés sur le CR-39. Leur dimension $\sim 1\ \mu\text{m}$ est la preuve qu'il s'agit d'impacts de protons. D'après l'axe en énergie correspondant à des protons ($\sqrt{m}/q = 1$), les petits impacts apparaissent à partir de $0,5\ \text{MeV}$ qui est très proche du seuil d'énergie nécessaire aux protons pour traverser le filtre. L'identification des protons est incontestable.

Aucune particule n'est détectée entre $1,8\ \text{cm}$ et $1\ \text{cm}$.

Puis, de nouveaux impacts, plus gros, de diamètre $\sim 4\ \mu\text{m}$ apparaissent. Il peut s'agir d'ions ${}^4\text{He}^{2+}$ ou ${}^4\text{He}^+$, mais aussi d'ions ${}^{12}\text{C}^{i+}$. Dans l'hypothèse où il s'agit d'ions ${}^{12}\text{C}^+$, les énergies correspondantes d'en moyenne $0,35\ \text{MeV}$ sont largement insuffisantes pour la traversée du filtre. A l'extrême, s'il s'agit d'ions ${}^{12}\text{C}^{6+}$, les énergies d'environ $11,8\ \text{MeV}$ sont suffisantes pour permettre la traversée du filtre. Cependant, aucun gros impact n'est observé pour des tirs sans cible de bore.

Il est donc logique de conclure que les gros impacts sont bien dus à des produits de réactions nucléaires, les particules α . Dans l'hypothèse où il s'agit d'ions ${}^4\text{He}^+$, les énergies correspondantes de $\sim 1\ \text{MeV}$ sont insuffisantes pour la traversée du filtre. Or, s'il s'agit d'ions ${}^4\text{He}^{2+}$, le signal apparaît à partir de $2\ \text{MeV}$ qui est l'énergie seuil nécessaire pour traverser le filtre. Le pic autour de $4\ \text{MeV}$ correspond parfaitement aux énergies attendues pour des particules produites par la réaction ${}^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$.

En connaissant l'angle solide de collection et le grandissement du diagnostic, donnés dans le chapitre 3, il est possible de remonter au nombre de particules α émises par stéradian dans la direction -135° et ainsi en déterminer le spectre, comme illustré sur la figure 5.5.

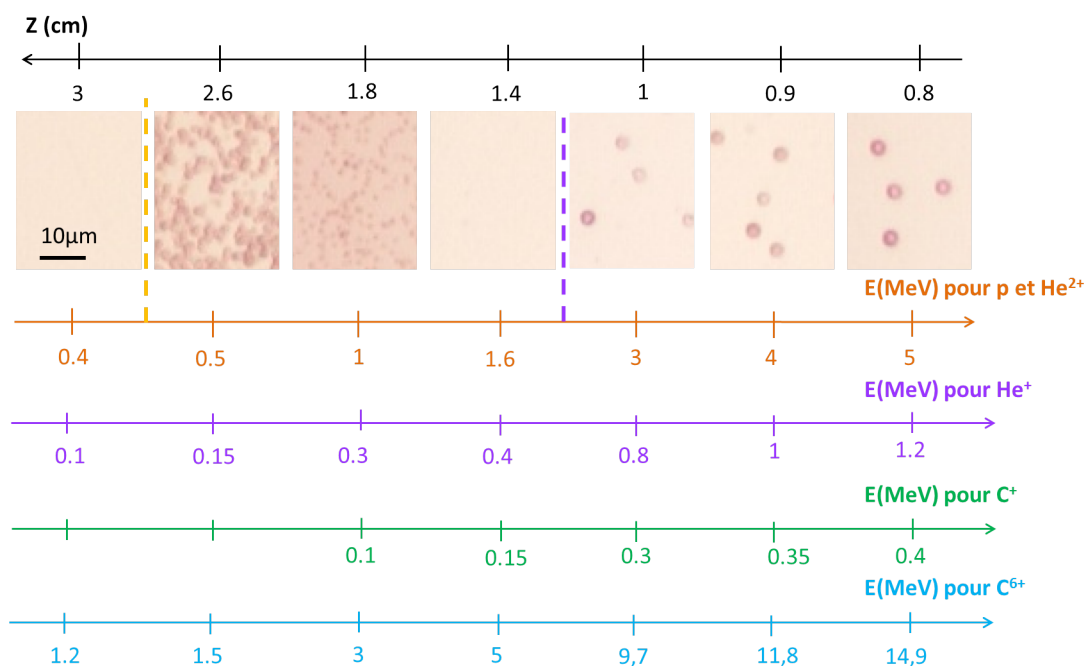


FIGURE 5.4 – Photographies d'un CR-39 ayant collecté des particules chargées dans un spectromètre magnétique, lors d'un tir avec cible de bore. A chaque hauteur z , une énergie est attribuée en faisant une hypothèse sur la nature des particules (tir 1405046).

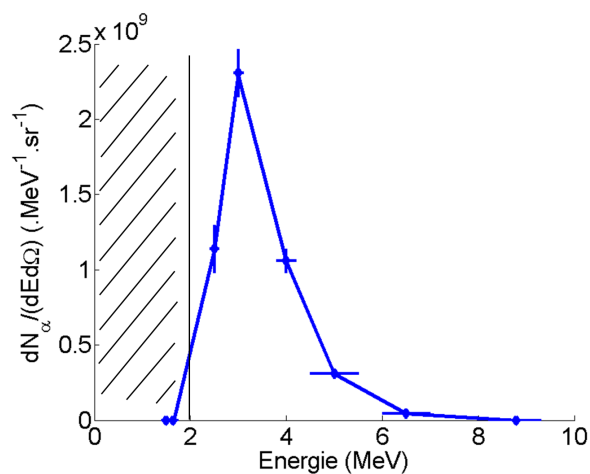


FIGURE 5.5 – Spectre de particules α mesurées dans le spectromètre magnétique, dans la direction -135° (tir 1405046).

D'après le spectre, le nombre de particules α atteint un maximum de $2,5 \cdot 10^9 \cdot \text{MeV}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$.

Il est intéressant de remarquer que ce maximum se situe autour de $3,0 \pm 0,1 \text{ MeV}$. Sachant qu'avant de sortir de la cible, les particules α ont traversé une certaine distance dans le bore, il est possible d'estimer leur énergie initiale entre $3,5 \text{ MeV}$ et $4,5 \text{ MeV}$. En effet, la distance parcourue dans le bore devait être faible sinon la structure du spectre aurait été beaucoup plus étalée. L'énergie maximale du spectre se situe autour de $6,5 \pm 0,5 \text{ MeV}$. Sa largeur à mi-hauteur est de $\sim 2 \text{ MeV}$.

L'allure du spectre est similaire à celui montré sur la figure 2.9, dans le chapitre 2, mesuré à 135° par Becker *et al.* [105], dans une expérience en accélérateur de particules. Dans leur étude, ils attribuent le large pic,

similaire à celui mesuré dans les expériences du LULI, aux particules α_1 , c'est-à-dire des particules issues de la désexcitation du noyau composé ^{12}C en un noyau $^8\text{Be}^*$ excité.

Si un grand nombre de particules α_0 , issues de la désexcitation du noyau composé de ^{12}C en noyau de ^8Be à l'état fondamental, avaient été émises, elles auraient formé un pic étroit (de largeur inférieure à 500 keV) à haute énergie $\gtrsim 5\text{ MeV}$, comme illustré sur la figure 2.8. Or, ce pic n'est pas visible sur le spectre mesuré dans le spectromètre magnétique. De plus, la structure mesurée ne correspond pas non plus à la structure du spectre des particules α issues de la fission du ^8Be , qui est un spectre très large allant de quelques centaines de keV à $\sim 5\text{ MeV}$.

Bien que les résultats ne concernent qu'une seule direction de mesure, ils indiquent que le mécanisme dominant de production de la réaction $^{11}\text{B}(p, \alpha)\alpha$ est celui qui passe par un état intermédiaire où le noyau de $^8\text{Be}^*$ est excité. Cette conclusion est en accord avec les mesures de Becker *et al.* qui montraient le facteur astrophysique S de la réaction $^{11}\text{B}(p, \alpha_1)^8\text{Be}^*$ très largement supérieur à celui de la réaction $^{11}\text{B}(p, \alpha_0)^8\text{Be}$.

Identification des particules α dans la Parabole Thomson

L'observation de particules α dans les Paraboles Thomson repose sur l'observation de nouveaux signaux lors des tirs avec cible de bore, comparé aux tirs sans cible de bore, et à la correspondance de ces signaux avec les paraboles théoriques des ions He^+ et He^{2+} .

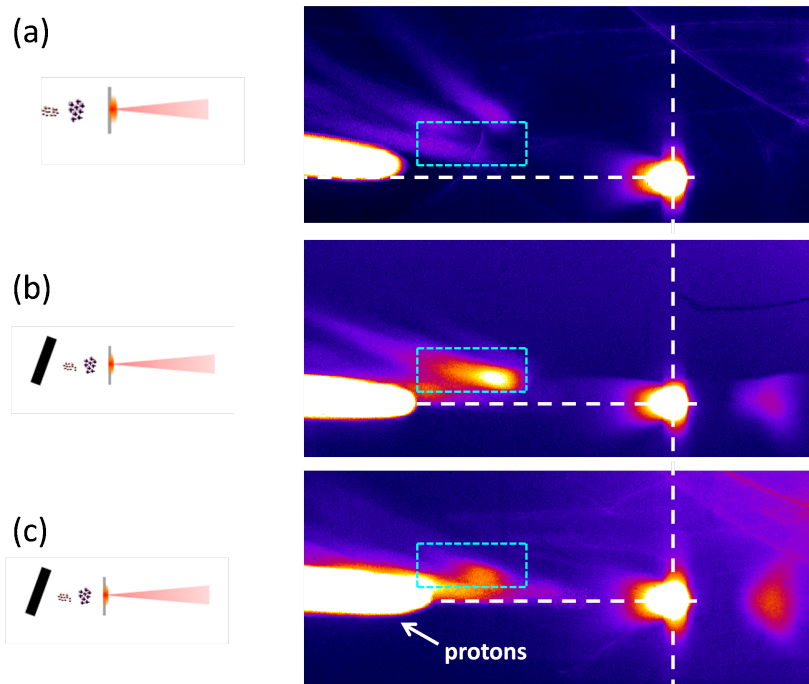


FIGURE 5.6 – Paraboles d'ions obtenues dans la Parabole Thomson placée à 90° pour (a) un tir sans cible de bore, (b) et (c) deux tirs avec cible de bore (tirs 1405033 1405046 1405070).

La figure 5.6 représente trois images d'IP obtenues dans la parabole Thomson placée à 90° , lors d'un tir sans cible de bore et lors de deux tirs avec cible de bore naturel. Les protons étaient accélérés depuis une feuille d'Alu $20\ \mu\text{m}$, pour $E_{\text{laser}} \sim 11\text{ J}$. La distance Δz valait 6 mm .

Les images des deux cibles sont visibles sur les IP car les rayonnements X émis n'étaient pas déviés par les

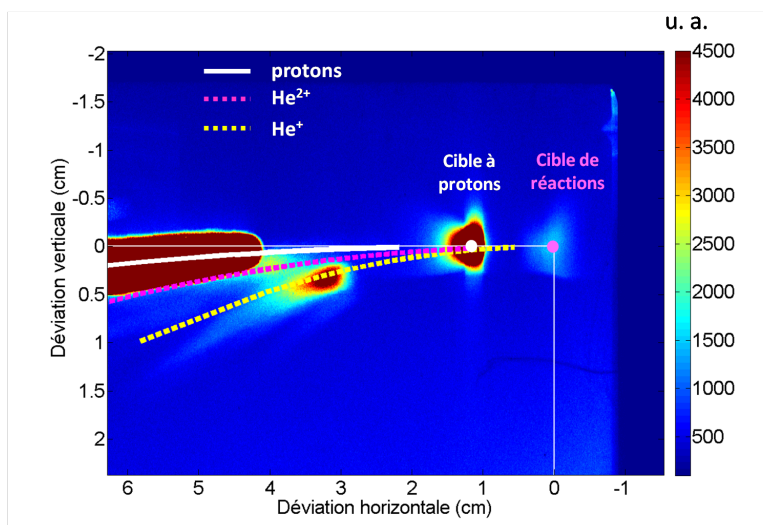


FIGURE 5.7 – Superposition des signaux détectés expérimentalement et des paraboles théoriques des protons (provenant de la cible à protons) et des ions He^+ et He^{2+} (provenant de la cible à réactions) (tirs 1405033).

champs. La cible à protons est reconnaissable car son rayonnement X est beaucoup plus intense étant donné que le laser était directement focalisé dessus. Le rayonnement émis par la cible de bore était dû au chauffage induit par les électrons et les protons incidents. Les images sont volontairement saturées pour faire apparaître tous les signaux.

La parabole correspondant aux protons est reconnaissable car très intense et est présente sur les trois images. Elle est caractérisée par un rapport $q/m = 1$. Lors du tir sans cible de bore, des signaux de niveaux très faibles pourraient correspondre à des ions carbone mais sont négligeables. Lors des tirs avec cibles de bore, un fort signal apparaît, à peu près à la même position, encadré sur la figure 5.6. D'autres signaux apparaissent mais sont confondus avec le signal de protons. L'apparition d'un signal liée à la présence de la cible de bore signifie qu'il s'agit des produits de réactions. Pour les identifier, il faut ajuster les paraboles et trouver le rapport q/m associé.

Sur la figure 5.7, sont superposées les paraboles d'ions mesurées expérimentalement (image 5.6 (b)) et les paraboles théoriques correspondant aux protons et aux ions He^+ et He^{2+} . L'origine de la parabole des protons coïncide avec la cible à protons et l'origine des paraboles des ions He^+ et He^{2+} coïncide avec la cible de réactions. Le signal intéressant qui apparaît seulement quand les protons étaient envoyés sur une cible de bore est très bien ajusté par la parabole des ions He^+ . Il existe aussi un signal beaucoup plus faible qui pourrait correspondre aux ions He^{2+} mais il est difficile de conclure étant donné que la zone est mal résolue.

Les ions He^+ détectés ont des énergies comprises entre 0,1 et 0,5 MeV qui sont assez basses. Le diagnostic permet donc de caractériser des particules qui ne pouvaient pas être collectées dans les CR-39 ou les spectromètres magnétiques. Ces particules peuvent correspondre aux particules issues de la fission du noyau de 8Be attendues à partir de quelques centaines de keV. De plus, il peut s'agir de particules qui ont perdu de l'énergie lors de leur propagation dans le bore ce qui signifie qu'elles viennent de plus profondément dans la cible. Les particules α d'énergie ~ 4 MeV ne sont pas détectées. Une hypothèse est que, dans la direction précise où la mesure est effectuée, leur nombre était plus faible que le nombre de particules autour de 0,5 MeV et ne produisait pas un signal suffisamment au-dessus du bruit sur l'IP.

5.1.2 Observation de la réaction $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$

L'observation de la réaction $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ dans des cibles de bore naturel B_{nat} a été réalisée par la détection des noyaux radioactifs ^{11}C . Comme expliqué dans le chapitre 3, dans les expériences, la détection des noyaux radioactifs émetteurs β^+ était effectuée grâce aux bancs d'activation NaI. Pour rappel, ce diagnostic fournissait le nombre de coups émis au cours du temps, par minute, par une cible irradiée par des protons. Un coup correspond à l'entrée simultanée de deux photons γ d'énergie 511 keV dans les deux scintillateurs NaI placés en coïncidence. La figure 5.8 est un exemple de mesure effectuée sur une cible B_{nat} d'épaisseur 3 mm irradiée par un spectre de protons accélérés depuis une cible d'or $10\ \mu\text{m}$, pour $E_{laser} = 11,1\text{ J}$ et pour $\Delta z = 2\text{ mm}$.

La mesure a débuté à $t = 8,92\text{ min}$ après le tir. A partir d'environ 300 min , seul le bruit de fond était mesuré. Les données ont été ajustées par des exponentielles de la forme $A_0 \exp(-\lambda t) + bdf$, où A_0 est l'activité initiale à $t = 0$ pour le noyau radioactif dont la décroissance est caractérisée par la probabilité λ et bdf est le niveau du bruit de fond. Ici, l'ajustement fonctionne parfaitement pour $\lambda = 5,68 \cdot 10^{-4} \cdot \text{s}^{-1}$ caractéristique de la désintégration du ^{11}C et donne $A_0 = 49454/\text{min}$ et $bdf = 1,5/\text{min}$. Les données ne peuvent pas être ajustées pour d'autres valeurs de λ . Le zoom montre bien qu'il n'existe qu'une seule pente de décroissance.

La réalisation de simulations du système de détection permet d'estimer son efficacité à $15,97\%$. L'incertitude directement liée au nombre de photons γ est négligeable puisque le bruit de fond est seulement de $1,5$ coups par minute. L'incertitude réside plutôt dans la valeur de l'efficacité de détection simulée avec le code GEANT4 évaluée à $\pm 1\%$ [159]. Finalement le nombre total de noyaux de ^{11}C créés lors du tir vaut $N_0 = (9,7 \pm 0,5) \cdot 10^6$ qui correspond directement au nombre de réactions $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ produites. Il existe une autre incertitude sur cette valeur associée au nombre de noyaux ^{11}C tombés dans l'enceinte expérimentale ou perdus lors du transport de la cible, ce qui est impossible à estimer. Le nombre réel de ^{11}C produit est donc égal ou supérieur à $(9,7 \pm 0,5) \cdot 10^6$.

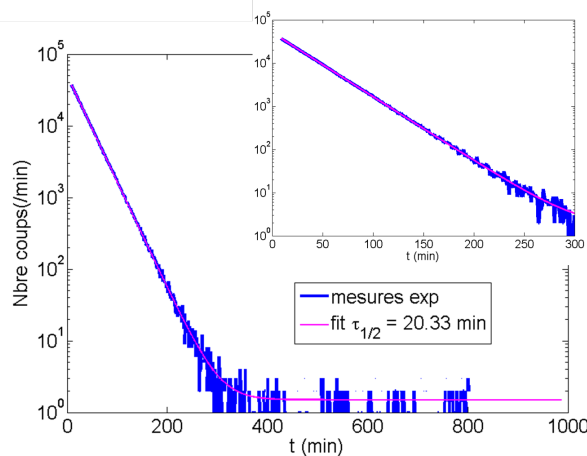


FIGURE 5.8 – Nombre de photons $\gamma = 511\text{ keV}$ émis par minute au cours du temps, par une cible de bore naturel irradiée par un faisceau de protons (tir 1510128). La décroissance de la courbe est typique de désintégrations radioactives et est caractérisée par un taux de décroissance correspondant aux noyaux de ^{11}C .

La figure 5.9 représente un autre exemple de mesure de l'activité au cours du temps, d'une cible de bore naturel épaisse (3 mm) irradiée par un faisceau de protons accélérés sur une cible d'Or $10\ \mu\text{m}$, pour $E_{laser} = 10,7\text{ J}$ et $\Delta z = 6\text{ mm}$. La pente de la courbe expérimentale correspond parfaitement à la pente de décroissance d'une exponentielle avec $\tau_{1/2} = 20,33\text{ min}$. L'activité de la cible est donc essentiellement dû à la désintégration de noyaux ^{11}C . L'ajustement des données expérimentales donne $A_0 = 5,6 \cdot 10^5\text{ min}^{-1}$, soit un nombre de noyaux

à l'instant initial $N_0 = (1,7 \pm 0,1) \cdot 10^7$.

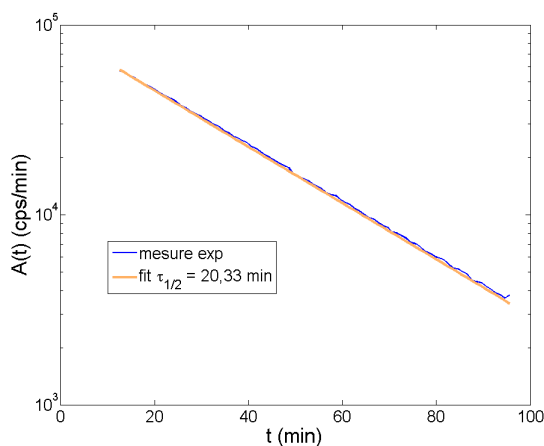


FIGURE 5.9 – Nombre de photons $\gamma = 511 \text{ keV}$ émis par minute au cours du temps par une cible de bore naturel irradiée par un faisceau de protons (tir 1510124). La décroissance est typique de désintégrations de noyaux ^{11}C .

5.1.3 Observation de la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$

L'observation de la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$ a été effectuée grâce à la détection des noyaux radioactifs ^7Be dans des cibles de B10 contenant 82% de noyaux ^{10}B et 3% de noyaux ^{11}B (ainsi que 15% de paraffine).

La figure 5.10 représente une mesure d'un spectre de photons émis par une cible B10 dans le détecteur Germanium, plusieurs jours après avoir été irradiée par des protons. Les protons avaient été accélérés à partir d'une cible d'Or $10 \mu\text{m}$ pour $E_{laser} = 12,2 \text{ J}$ et la cible de B10, d'épaisseur $0,6 \text{ mm}$, était placée à $\Delta z = 6 \text{ mm}$ et tournée d'un angle $+40^\circ$. Un bruit de fond est présent dans la mesure, néanmoins l'acquisition a duré 7 jours, permettant d'accumuler un grand nombre de photons. Un pic, mieux visible dans le zoom, se détache clairement dans le spectre autour de $E = 477 \text{ keV}$ caractéristique de la désexcitation du ^7Li , noyau fils du ^7Be . L'intégrale du signal à l'intérieur du pic donne le nombre total de γ détecté pendant la mesure. Il s'agit d'une observation certaine de la présence de ^7Be dans la cible.

La méthode de dépouillement de ce diagnostic est expliquée dans la partie 3.11. Pour l'exemple de la figure 5.10, l'intégrale donne 6411 photons, avec $t_{deb} = 5443200 \text{ s}$ et $t_{mesure} = 595988 \text{ s}$. En reprenant l'équation 3.6, N_0 vaut $(1,9 \pm 0,3) \cdot 10^7$, pour une efficacité de détection de $(8,35 \pm 1,00)\%$. N_0 correspond directement au taux de réactions $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$ produites.

Comme pour le ^{11}C , il existe aussi une barre d'erreur inconnue qui dépend du nombre de noyaux ^7Be perdus dans l'enceinte et tombés pendant le transport, difficile à évaluer. Ce qui est certain c'est que cette barre d'erreur dépend de la cible car par exemple, les cibles de B10 étaient plus friables que les cibles B_{nat} .

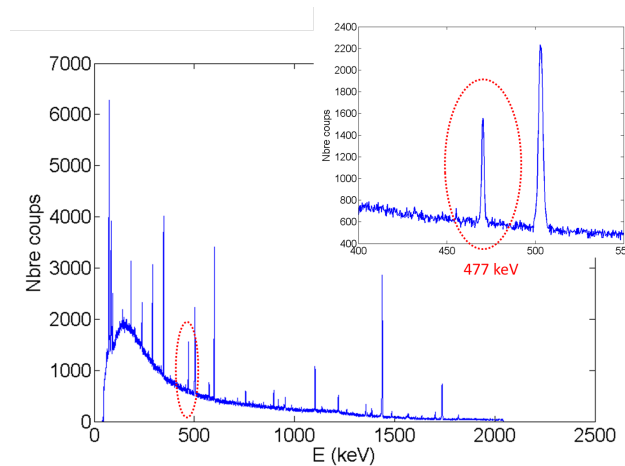


FIGURE 5.10 – Mesure d'un spectre typique de photons émis par une cible $10B$, dans le détecteur Germanium (tir 1510060).

5.2 Mesure du taux de réactions $^{11}B(p, \alpha)^{8}Be$ en fonction des paramètres d'interaction

5.2.1 Diagramme angulaire de l'émission des particules α

Emission arrière

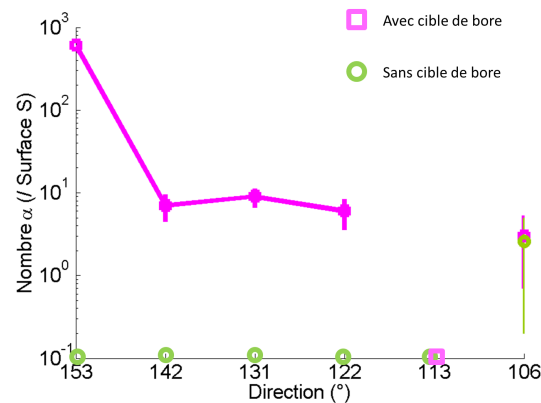


FIGURE 5.11 – Distribution angulaire des particules α émises par une cible de bore naturel, dans les directions 106° , 113° , 122° , 131° , 142° et 153° , dans le plan équatorial. Le niveau du bruit a été mesuré lors d'un tir sans cible de bore (tirs 1510014 1510015).

Une disposition de CR-39, similaire à celle présentée sur la figure 3.31, a été utilisée pour mesurer la distribution angulaire des particules α produites par des réactions $^{11}B(p, \alpha)^{8}Be$ en cible épaisse (2 mm) de bore naturel, seulement dans le plan équatorial, dans les directions 106° , 113° , 122° , 131° , 142° et 153° . Ces directions correspondent à la zone "arrière" par rapport à la direction de propagation des protons, normale à la cible de bore naturel.

Pour chaque direction, le nombre de particules α mesuré est donné en rose, sur un axe en échelle logarithmique, sur la figure 5.11. Les valeurs correspondent à une moyenne de 9 mesures effectuées sur une surface $S = 590\ \mu\text{m} \times 442\ \mu\text{m}$. Les résultats sont comparés au bruit mesuré lors d'un tir sans cible de bore, où aucune

réaction nucléaire n'était attendue, et qui pourrait fausser la mesure du nombre de particules α . Les valeurs sont représentées en vert sur la figure 5.11.

Les énergies laser de l'impulsion courte pour les deux tirs étaient de $8,3 J$ et $8,6 J$ et étaient donc tout à fait identiques. La cible de protons était une feuille d'Alu $20 \mu m$. La normale de la cible de bore faisait un angle de 0° avec l'axe des protons.

Le bruit mesuré lors du tir sans cible de bore (les ions carbone) est nul dans la plupart des directions, excepté à 106° où un très faible nombre (~ 2 impacts) est observé. Ce signal ne risquait donc pas de perturber la mesure des particules α .

La distribution angulaire des particules α augmente avec les grands angles, où 606 ± 117 particules sont mesurées sur la surface S , soit $(5,7 \pm 1,1) \cdot 10^7 \cdot sr^{-1}$. Au delà de cette direction, le nombre de particules α chute à quelques $6,6 \cdot 10^5 \cdot sr^{-1}$. En se rapprochant de la direction 90° , les gros impacts mesurés correspondent certainement à des ions carbone, car leur nombre équivaut au bruit.

Emission avant

En envoyant le faisceau de protons sur une cible très fine de bore, il est possible de détecter les particules α émises à l'avant car elles ne traversent qu'un très faible chemin dans la matière, alors qu'elles sont stoppées dans les cibles épaisses. La figure 5.12 (a) rapporte le nombre de particules α détectées dans les directions avant 20° , 37° , 47° et 60° lors d'un tir où des protons étaient accélérés sur une cible Alu $20 \mu m$, pour $E_{laser} = 12,2 J$, et envoyés sur une feuille de bore naturel d'épaisseur $3,4 \mu m$ déposée sur un support de $0,9 \mu m$ de CH et $0,2 \mu m$ de NaCl, dont la description est faite dans le chapitre 3. Les protons rencontraient d'abord la couche de bore, puis traversaient les autres couches. La mesure du nombre de particules α est aussi rapportée sur la figure 5.12 (b) dans la zone arrière habituelle. Les valeurs sont comparées aux valeurs de bruit mesurées lors d'un ou de deux tirs, sans cible de bore, où aucune réaction n'était attendue, pour $E_{laser} = 12,9 J$ (vert clair) et $E_{laser} = 11,5 J$ (vert foncé).

Le niveau de bruit (toujours associé au nombre d'ions carbone accélérés par l'impulsion courte) est négligeable voire nul dans la plupart des directions, excepté dans la direction 20° .

Avec cible de bore, dans la zone arrière, quelques 225 particules α sont détectées sur une surface S dans la direction 160° , ce qui revient à $(3,5 \pm 0,3) \cdot 10^7 \cdot sr^{-1}$. Ce nombre est légèrement inférieur à celui mesuré dans la même direction pour une cible épaisse. La diminution du nombre de réactions en cible fine peut s'expliquer car un grand nombre de protons ont traversé la micro-feuille, sans être ralentis et sans réagir avec les noyaux de bore. Ces particules α avaient plus de $2 MeV$ mais moins de $3 MeV$, car aucun impact ne se situe sous le filtre d'aluminium d'épaisseur $10 \mu m$.

Des particules α sont aussi détectées à l'avant dans les directions 37° , 47° et 60° . La figure 5.13 donne la distribution angulaire des particules α ayant plus de $3,9 MeV$ (car ayant traversé le filtre d'aluminium d'épaisseur $15 \mu m$). La courbe est très similaire à celle de la figure 5.12 qui concernait les particules ayant traversé le filtre d'aluminium $6 \mu m$. Cela signifie que quasiment toutes les particules α détectées avaient plus de $3,9 MeV$. En moyenne, ~ 7 particules α ont été collectées sur une surface S , soit $(7,8 \pm 2,5) \cdot 10^5 \cdot sr^{-1}$.

Le fait que les particules α aient de grandes énergies $\geq 4 MeV$, alors qu'elles ont traversé les couches de CH et NaCl, peut signifier qu'il s'agit des particules α_0 produites par la réaction $^{11}B(p, \alpha_0)^8Be$ lors de laquelle le béryllium est produit à l'état fondamental. Cette idée est en accord avec les résultats de Becker *et al.* [105] qui ont mesuré que la probabilité de détecter les particules α est plus grande dans les directions avant.

La direction 20° est un peu particulière car elle est contenue en plein dans le cône principal d'ions accélérés par TNSA. C'est pourquoi le niveau de bruit mesuré lors du tir sans cible de bore est plus élevé que dans les autres

directions.

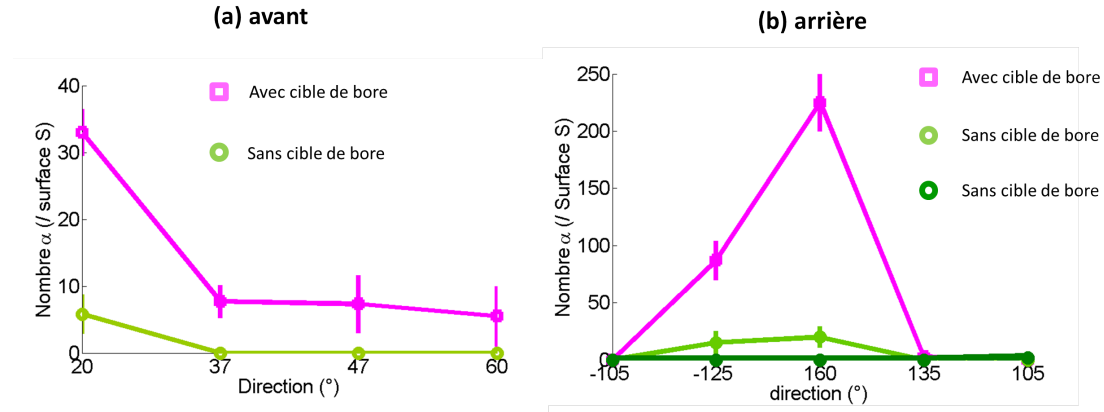


FIGURE 5.12 – Distribution angulaire (a) avant et (b) arrière des particules α pour un tir sur cible de bore fine, d'épaisseur $\sim 3,4 \mu m$. La mesure du bruit a été effectuée sur deux tirs sans cible de bore (tirs 1510050 1510051 1510052).

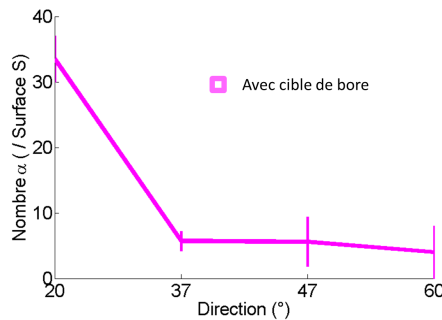


FIGURE 5.13 – Distribution angulaire avant des particules α de plus de $3,9 MeV$ pour un tir sur cible de bore fine, d'épaisseur $\sim 3,4 \mu m$ (tir 1510051).

Le second intérêt des cibles fines est qu'elles permettaient de mesurer dans la Parabole Thomson placée à 0° les ions accélérés par TNSA et capables de traverser la feuille de bore. Pour conforter l'identification des particules α , une étude de ces ions a été effectuée.

La figure 5.14 représente deux images des paraboles d'ions obtenues dans des IP, placées dans la Parabole Thomson, pour un tir (a) sans cible de bore (transmission directe) et pour un tir (b) avec micro-feuille de bore sur le trajet des ions. Il s'agit de deux tirs communs à ceux étudiés sur la figure 5.12. Le niveau de signal sur les deux images est à la même échelle. Les rayons X émis par la première cible (Alu $20 \mu m$) étaient absorbés par la micro-feuille de bore, et c'est pourquoi l'image 5.14 (b) est moins bruitée que l'image 5.14 (a). Les espèces d'ions mesurées dans la Parabole Thomson dans l'axe 0° étaient sans doute les mêmes que celles susceptibles d'impacter les CR-39, placés à de plus larges angles. Cependant, les énergies pouvaient être différentes car les particules de grandes énergies ont une faible divergence et sont concentrées sur l'axe 0° . Les niveaux d'énergie mesurés dans les CR-39 étaient donc plus faibles.

La figure 5.14 (a) témoigne de l'accélération de protons, d'ions $^{12}C^{i+}$ et d'ions parasites tels que $^{14}N^+$ ou $^{16}O^+$. Les énergies de ces ions sont données dans le tableau 5.3. Des ions carbone jusqu'à des énergies maximales de $7,5 MeV$ sont mesurés. Cette mesure confirme que la détection d'ions carbone dans les CR-39 était marginale

sous le filtre d'aluminium $6 \mu\text{m}$ (qui nécessite un seuil d'énergie de $6,9 \text{ MeV}$).

La figure 5.14 (b) montre qu'après traversée de la micro-feuille de bore, le nombre d'ions carbone est réduit, particulièrement à basse énergie et il ne reste plus que des ions carbone d'énergie maximale $6,5 \text{ MeV}$, insuffisante pour traverser les filtres d'aluminium. Ce point confirme donc que les particules mesurées dans les CR-39 pour le tir avec cible de bore sont bien des particules α .

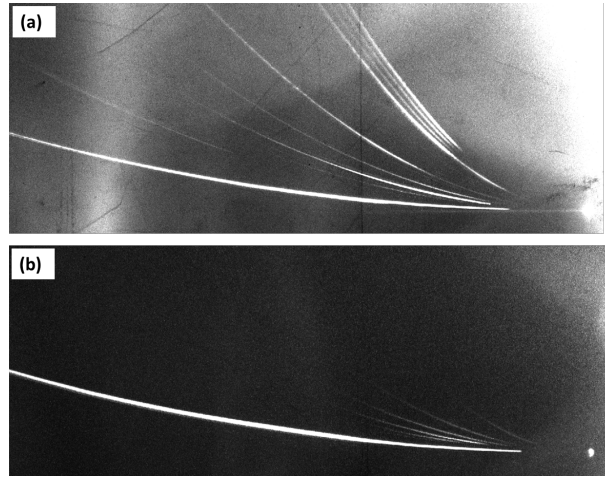


FIGURE 5.14 – Images des paraboles d'ions obtenues dans la parabole Thomson placée à 0° qui mesurait les ions accélérés par TNSA (a) en transmission directe et (b) après traversée d'une cible de bore d'épaisseur $\sim 3,4 \mu\text{m}$ (tirs 1510051 1510052). Les images sont à la même échelle.

	Energie des ions (MeV)							
	N ⁺ , O ⁺ etc	C ⁶⁺	C ⁵⁺	C ⁴⁺	C ³⁺	C ²⁺	C ⁺	H ⁺
Transmission directe (p)	oui	0.1 à 1.5	Traces jsq 7.5	0.2 à 7.5	0.2 à 4.0	0.1 à 2.5	0.05 à 0.8	0.1 à 9.0
Transmis par μfeuille B (p-B)	non	traces	2.0 à 6.5	1.0 à 6.5	1.0 à 6.0	0.4 à 3.5	0.4 à 2.0	0.1 à 11.0

TABLE 5.3 – Energies des ions accélérés par TNSA (a) en transmission directe et (b) après traversée d'une cible de bore d'épaisseur $\sim 3,4 \mu\text{m}$, obtenues grâce à l'analyse des images de la figure 5.14 (tirs 1510051 1510052).

Les mesures effectuées dans la Parabole Thomson permettent aussi de déterminer le spectre de protons envoyé sur la micro-feuille de bore. D'après la figure 5.15, le spectre était identique à celui mesuré sans cible de bore, aux fluctuations près tir à tir. Cela confirme qu'il est bien correct de comparer ces deux tirs.

Le très faible angle solide de détection dans la Parabole Thomson ($7,9 \cdot 10^{-8} \text{ sr}$) ne permettait pas d'y faire la collection de particules α .

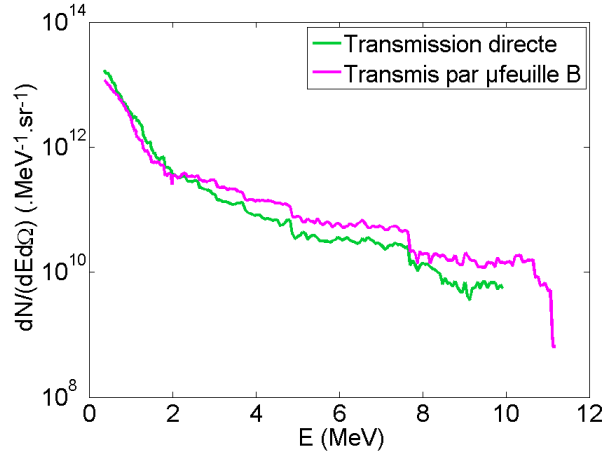


FIGURE 5.15 – Spectres des protons accélérés par TNSA, mesurés (a) en transmission directe et (b) après traversée d’une cible de bore d’épaisseur $\sim 3,4 \mu m$ (tirs 1510051 1510052).

Correction du taux de réaction

La distribution angulaire des particules α , très anisotrope, implique que le taux de réaction total ne peut se déduire d’une mesure du nombre de particules α dans une seule direction. En réalité, le nombre total de particules α émises N_{tot} s’exprime comme :

$$N_{tot} = \int_0^{4\pi} \frac{dN(\Omega)}{d\Omega} d\Omega \quad (5.1)$$

où $dN/d\Omega$ est le nombre de particules α émises par stéradian.

Pour essayer d’évaluer de façon plus réaliste le taux de réaction dans le cas du tir présenté sur la figure 5.12, les mesures du nombre de particules α à l’arrière peuvent être considérées comme constantes dans un angle solide $\pi/6 sr$, tandis que celles à l’avant sont constantes dans un angle solide de $\pi/8 sr$. De plus, l’émission peut être considérée comme symétrique de part et d’autre de l’axe 0° (même si cela ne semble pas exactement vrai). Une comparaison des taux de réactions évalués sous les hypothèses d’isotropie et d’anisotropie est proposée dans le tableau 5.4. L’isotropie maximale est déterminée en choisissant de multiplier par 4π la valeur maximale mesurée alors que l’isotropie minimale est déterminée en choisissant la plus petite valeur.

	Hypothèse isotrope max	Hypothèse isotrope min	Prise en compte anisotropie
Estimation du taux de réactions $^{11}B(p, \alpha)2\alpha$	$(4,3 \pm 0,4).10^8$	$(7,7 \pm 6,3).10^6$	$(3,9 \pm 0,5).10^7$

TABLE 5.4 – Comparaison des taux de réaction $^{11}B(p, \alpha)2\alpha$ déduits d’après une hypothèse d’isotropie de l’émission des particules α ou en prenant en compte l’anisotropie mesurée expérimentalement.

L’hypothèse d’isotropie maximale surestime d’un facteur 10 le nombre de réactions, alors que l’isotropie minimale la sous-estime. La prise en compte de l’anisotropie donne un résultat plus réaliste.

Discussion sur l'anisotropie

Trois résultats sont remarquables dans la mesure de la distribution angulaire des particules α :

- le nombre maximal de particules α par stéradian est plus élevé à l'arrière (direction $160^\circ/45^\circ$) qu'à l'avant (direction 20°),
- les énergies des particules α émises vers l'avant sont plus grandes que celles des particules émises vers l'arrière,
- le diagramme angulaire est piqué autour de l'axe du faisceau de protons.

Hypothèses géométriques

- La diminution du nombre de particules α vers l'avant, par rapport à l'arrière, peut être due à leur absorption dans les couches de CH et NaCl, situées après la couche de bore.

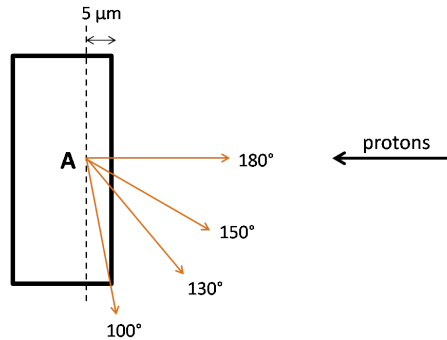


FIGURE 5.16 – Schéma de profil d'une cible de bore épaisse et représentation des chemins possibles pour la sortie d'une particule α créée à $5 \mu\text{m}$ de profondeur.

- La forme du spectre piquée vers la direction 180° peut s'expliquer par des considérations géométriques. En suivant la figure 5.16 qui représente une cible de bore vue de profil, une particule α produite au point A et dirigée selon la direction 180° va parcourir $5 \mu\text{m}$ dans la matière. Si elle est dirigée dans l'axe 150° , elle va parcourir $5,8 \mu\text{m}$, $7,8 \mu\text{m}$ pour la direction 130° et $28,8 \mu\text{m}$ pour la direction 100° . Il est plus facile de détecter des particules vers la direction 180° car elles perdent moins d'énergie en sortant de la cible. Bien sûr, toutes les réactions ne se produisent pas au point A mais aussi sur les bords de la cible, ce qui facilite la sortie des particules α . Néanmoins, en moyenne, un plus grand nombre sortira vers 180° .

Effets dus au faisceau de protons

D'un point de vue physique, des études en accélérateur de particules ont montré que pour des réactions produites par des protons d'énergie donnée, la distribution angulaire des particules α_1 était plutôt isotrope tandis que celle des particules α_0 , moins nombreuses, était fortement anisotrope, comme présenté sur la figure 2.10 [105]. Dans tous les cas, sachant que dans les expériences laser, le spectre en énergie des protons est très large et qu'ils subissent des diffusions aléatoires dans le bore, les réactions nucléaires peuvent être produites par des protons d'énergie différente et d'impulsion différente. Par conséquent, la distribution des particules α est sans doute anisotrope.

De plus, il serait logique que l'émission des particules α soit sensible aux inhomogénéités spatiales présentes dans le faisceau de protons. Ces inhomogénéités sont observables sur les RCF et se traduisent par des sortes de filaments et une dissymétrie dans le faisceau.

Enfin, il est possible que les électrons et ions accélérés par TNSA produisent des champs électriques et magnétiques et que ces champs modifient les directions de propagation des particules α . Ce phénomène n'a pas été caractérisé pendant les expériences mais il pourrait faire l'objet de futures études.

5.2.2 Influence du spectre de protons sur le nombre de réactions

Les modifications expérimentales possibles du spectre de protons sont la diminution ou l'augmentation du nombre de protons ainsi que la diminution ou l'augmentation de l'énergie maximale. Les paramètres qui régissent ces modifications sont l'énergie E_{laser} de l'impulsion courte servant à l'accélération TNSA, sa focalisation ainsi que la nature de la cible à protons. L'étude de l'influence de ces paramètres sur le spectre de protons est effectuée en détails dans le chapitre 4.

La figure 5.17 est un rappel des spectres de protons obtenus pour un contraste laser assez bas de 10^4 et une cible d'Alu $20 \mu m$ (campagne 2014), pour des valeurs E_{laser} différentes. La réduction de l'énergie laser de $10,8 J$ à $3,2 J$ réduit significativement l'énergie maximale du spectre, qui passe de $5,9 MeV$ à $3,4 MeV$. Le nombre de protons est aussi réduit pour les hautes énergies $> 1,5 MeV$. Cependant, la différence du nombre de protons à $1 MeV$ est seulement d'un facteur 5 et d'un facteur 2,2 pour des protons de $0,5 MeV$. Le fait que la variation de l'énergie laser impacte peu l'accélération des protons de basses énergie est un résultat connu, déjà observé expérimentalement [163] [164].

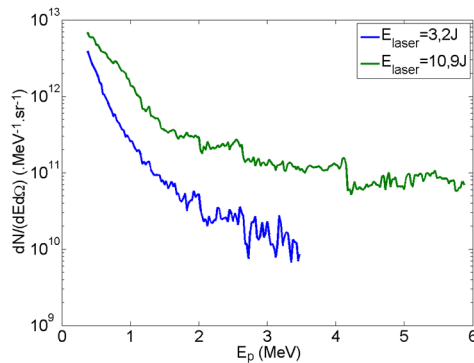


FIGURE 5.17 – Spectres de protons accélérés par TNSA pour un contraste laser de 10^4 pour $E_{laser} = 3,2 J$ et $E_{laser} = 10,8 J$ (tirs 1405039 1405041).

Lorsque ces spectres de protons étaient envoyés sur des cibles de bore naturel, la mesure du nombre de particules α collectées dans les CR-39 donnait systématiquement :

- un taux de réactions $^{11}B(p, \alpha)^8C$ de $\sim 10^8$ pour les valeurs de E_{laser} proches de $10 J$
- un taux de réactions inférieur au seuil mesurable de 10^5 pour les valeurs de E_{laser} proches de $3 J$.

Le chapitre 4 décrit aussi comment le spectre de protons dépend de la nature de la cible servant à l'accélération, et du contraste laser. Pour un contraste laser assez bas, de l'ordre de 10^4 , l'emploi de feuilles d'épaisseurs $20 \mu\text{m}$ est plus favorable à la génération d'un grand nombre de protons à grandes énergies. Au contraire, les cibles d'épaisseurs $10 \mu\text{m}$ subissent plus de dommages, néfastes au mécanisme TNSA. L'énergie maximale des spectres diminue fortement.

Le nombre de particules α produites sur une cible B_{nat} en fonction de la cible à protons a aussi été mesuré grâce à des CR-39. Les données obtenues pour un contraste laser de 10^4 et $\Delta z = 6 \text{ mm}$ sont montrées sur la figure 5.18 en fonction de la direction de détection, dans le plan équatorial.

Le nombre de particules α détectées est plus élevé quand les protons étaient accélérés avec une cible Alu $20 \mu\text{m}$, c'est-à-dire quand le spectre de protons avait une composante "haute énergie". Le taux moyen de particules α détectées sous $\pi/2$ (entre 90° et 180°) est supérieur d'un facteur ~ 15 comparé au cas où les protons étaient accélérés depuis une cible d'Or $10 \mu\text{m}$. Les énergies laser étaient bien équivalentes, proches de 11 J .

Que ce soit en variant l'énergie laser ou la cible à protons, le même résultat se reproduit : la présence d'une composante "haute énergie" dans le spectre induit une augmentation du nombre de particules α , soit une augmentation du nombre de réactions $^{11}\text{B}(p, \alpha)^8\text{C}$.

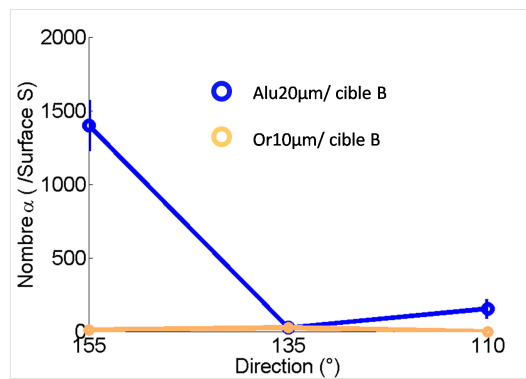


FIGURE 5.18 – Nombre de particules α détectées dans les directions 110° , 135° et 155° et générées sur une cible de bore naturel par l'interaction d'un faisceau de protons accéléré par TNSA avec une cible : Alu $20 \mu\text{m}$ et Or $10 \mu\text{m}$. Le contraste laser était de 10^4 (tirs 1405046 050).

5.2.3 Effet du milieu plasma sur le nombre de réactions

L'initiation de réactions nucléaires en milieu plasma a été effectuée en envoyant les protons accélérés par TNSA dans une cible de bore naturel préalablement ionisée et chauffée par une seconde impulsion laser.

Cette étude est limitée par le rapport entre la dimension du plasma et le diamètre du faisceau de protons. La dimension du plasma est comparable à la dimension de la tache focale laser, qui était contrôlée par une RPP ou HPP. En moyenne, la largeur à mi-hauteur de la tache focale était comprise entre $0,5 \text{ mm}$ et 1 mm . La dimension ne pouvait guère être augmentée car sinon, l'intensité laser résultante n'aurait pas été suffisante pour créer un plasma. Le diamètre du faisceau de protons, divergent, sur la cible de bore dépendait de la distance entre les cibles.

Des premières mesures du nombre de réactions produites en milieu plasma ont été obtenues lors d'une expérience effectuée sur l'installation laser LULI2000. Le début du chapitre 3 décrit brièvement les caractéristiques de l'installation. Le faisceau de protons était accéléré par l'impulsion laser PICO2000 (20 J , $526,5 \text{ nm}$, 1 ps ,

$\sim 6.10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$) sur une feuille d'Alu $20 \mu\text{m}$ et envoyé sur une cible de bore, placée à $1,5 \text{ mm}$, et dont la normale faisait un angle de $(70 \pm 5)^\circ$ avec l'axe du faisceau de protons. La cible de bore pouvait être chauffée par l'impulsion laser NANO2000 (400 J , $526,5 \text{ nm}$, $1,5 - 4 \text{ ns}$, $\sim 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$). La tache focale était elliptique, contrôlée par une RPP, et de dimension à mi-hauteur $h = 100 \mu\text{m} \times l = 500 \mu\text{m}$. L'angle entre les deux faisceaux laser de $112,5^\circ$ était fixé.

Pour $\Delta z = 1,5 \text{ mm}$, le diamètre du faisceau de protons sur la cible était de l'ordre de 1 mm (en considérant un demi-angle de divergence de l'ordre de 20°). La longueur de la tache focale du laser était de $500 \mu\text{m}$ à mi-hauteur. L'axe du faisceau laser faisait un angle d'environ $\sim 43^\circ$ avec la normale à la cible de bore et la dimension de la tache sur cible était donc de l'ordre de $\sim 900 \mu\text{m}$ à mi-hauteur. Presque 100% du diamètre du faisceau de protons rencontrait un plasma.

Comme les deux cibles étaient assez proches, un bouclier constitué d'une feuille d'aluminium $10 \mu\text{m}$ était placé entre les deux pour protéger la cible de protons de réflexions spéculaires du faisceau NANO2000 et/ou de l'expansion plasma.

La figure 5.19 représente une image 2D du rayonnement X émis par les cibles pendant un tir laser, enregistré grâce à une CCD sensible aux X. Le rayonnement émis par le bouclier est dû au chauffage induit par les électrons et les protons lors de sa traversée. Le schéma de l'expérience est mis en correspondance, avec les diamètres des faisceaux à l'échelle qui montre bien que les protons recouvraient le plasma de bore.

Le plasma de bore produit par le faisceau NANO2000 a été caractérisé grâce à des mesures du spectre Brillouin rétro-diffusé, qui ont permis d'estimer la température électronique du plasma à $T_e = 0,70 \pm 0,15 \text{ keV}$ [14]. Le profil de densité électronique peut être approximé à l'instant t par un profil exponentiel partant de la densité électronique du solide n_{e0} et de la forme $n_{e0} \exp(-x/(c_s t))$ avec $c_s = \sqrt{Z^* k_B T_e / m_B}$ où Z^* est le degré d'ionisation du plasma et m_B la masse d'un noyau de bore. Les ions sont considérés comme totalement ionisés.

Le nombre de particules α émises dans la direction 100° était mesuré dans un spectromètre magnétique, grâce à un CR-39 placé dans le fond. Un filtre d'aluminium $12 \mu\text{m}$ permettait d'éliminer les ions lourds. Sur la figure 5.20 sont données les mesures obtenues quand les protons étaient envoyés sur une cible de bore solide et quand les protons étaient envoyés sur un plasma de bore, pour $\Delta t = 1 \text{ ns}$ et $\Delta t = 1,2 \text{ ns}$. Le "bruit" a aussi été mesuré lors d'un tir où aucune cible de bore n'était placée au TCC, il s'agit du tir "proton seuls". $\Delta t = 1 \text{ ns}$ signifie que l'impulsion picoseconde était déclenchée 1 ns après l'impulsion nanoseconde. Ainsi, par exemple, des protons de 500 keV arrivaient sur la cible de bore après $\sim 150 \text{ ps}$ et la cible de bore était donc toujours irradiée par le laser.

Le nombre de particules α émises lors du tir où les réactions étaient produites en milieu solide, est quasiment au niveau du bruit mesuré lors du tir proton "seuls". En revanche, le nombre de particules α augmente très significativement quand le bore était à l'état plasma [14], pour $\Delta t = 1 \text{ ns}$. Ce résultat s'est répété pour un deuxième tir effectué en milieu plasma, cette fois pour un $\Delta t = 1,2 \text{ ns}$, légèrement différent [165].

Ce premier résultat a motivé la poursuite de l'étude de cette thématique sur l'installation ELFIE. L'étude de l'influence du milieu plasma sur le nombre de particules α détectées et plus largement sur le nombre de réactions nucléaires produites, a ainsi été étendue à un plus grand nombre de directions.

Le faisceau laser servant au chauffage de la cible avait les caractéristiques suivantes : 80 J , 600 ps , $1,057 \mu\text{m}$. La dimension de la tache focale du faisceau de chauffage était contrôlée par une HPP et était circulaire, de diamètres $445 \mu\text{m}$ ou $890 \mu\text{m}$. Quand la cible de bore était tournée d'un angle -40° par rapport à l'axe du faisceau

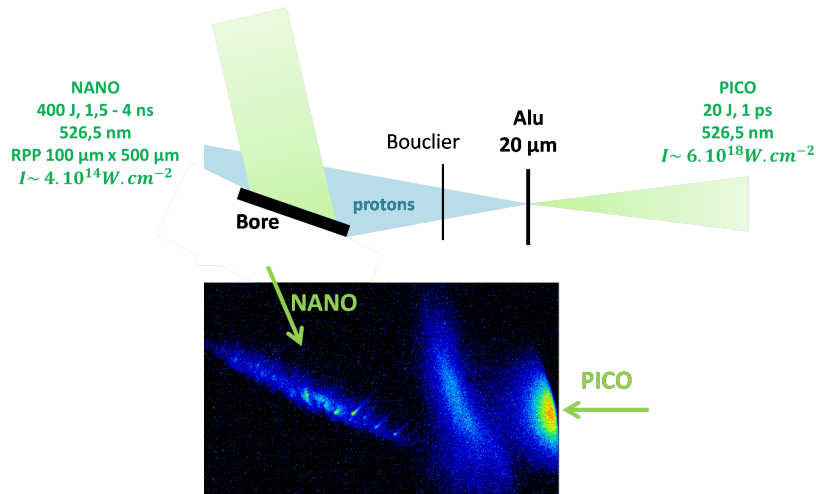


FIGURE 5.19 – Image 2D du rayonnement X émis par la cible de protons, le bouclier et la cible de bore lors d'un tir laser sur LULI2000. Le schéma de l'expérience est mis en correspondance pour aider à comprendre l'image X.

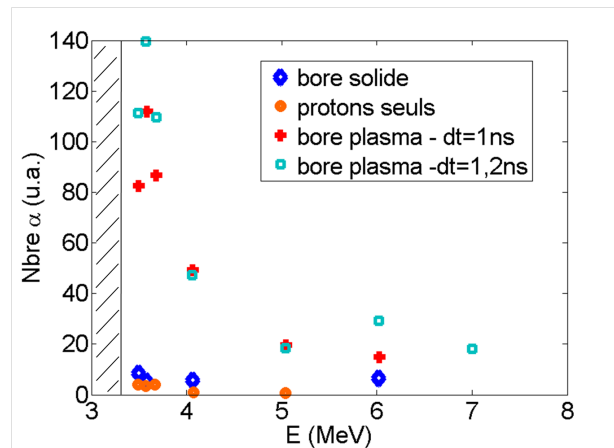


FIGURE 5.20 – Spectres des particules α détectées dans le spectromètre magnétique dans la direction 100° , parallèle à la normale à la cible de bore. Les données sont en fonction de l'état de la cible de bore et de Δt .

de protons, le faisceau chirpé était en incidence normale sur la cible de bore et la dimension de la tache sur la cible était donc quasiment inchangée. Quand au diamètre du faisceau de protons sur la cible, pour $\Delta z = 6 \text{ mm}$, il était d'environ 6 mm , ou plus grand, si la cible de bore était tiltée. Par conséquent, le plasma recouvrait seulement environ 5% de la surface du faisceau de protons. Cela signifie que les tirs dits "en milieu plasma" étaient en réalité des tirs où les protons rencontraient à la fois des zones froides et à la fois des zones chaudes et ionisées. Pour augmenter la dimension du plasma tout en conservant une intensité suffisante à l'ionisation, il aurait fallu une plus grande quantité d'énergie laser. L'étude effectuée sur l'installation ELFIE avait donc pour inconvénient de limiter la dimension de plasma rencontrée par les protons. Le gros avantage était que la distance Δz entre les cibles était complètement libre. Eloigner les cibles présentait l'intérêt de pouvoir les résoudre dans les diagnostics et permettait de protéger la cible à protons. De plus, la diminution de l'énergie dans le faisceau de chauffage permettait une fréquence de tirs plus grande.

La caractérisation du plasma a été estimée en extrapolant les résultats obtenus sur LULI2000. Pour une intensité laser de l'ordre de $1 \cdot 10^{13} W \cdot cm^{-2}$, la température électronique T_e est estimée entre 200 eV et 400 eV . Le profil de densité électronique est toujours considéré comme un profil exponentiel de la forme $n_{e0} \exp(-x/(c_s t))$.

La figure 5.21 (a) montre les taux moyens de particules α émises dans la zone comprise entre 90° et 180° , lors de tirs effectués pour un contraste laser de 10^4 sur l'impulsion courte. Les protons étaient accélérés depuis une feuille d'Alu $20 \mu m$ et les énergies laser étaient comprises entre 10 et 11 J. Les taux ont été déduits de mesures obtenues dans des CR-39 placés dans les directions 110° , $135^\circ/45^\circ$ et 155° , pour deux couples de tirs. Dans chaque couple, il existe un tir effectué en cible de bore solide et l'autre en milieu plasma. Les deux couples diffèrent par la distance Δz entre les cibles, de 4 et 6 mm et par le délai Δt entre les faisceaux laser de $-40 ps$ et $-340 ps$. Les nombres de particules α observés pour $\Delta z = 4 mm$ sont supérieurs aux valeurs obtenues pour $\Delta z = 6 mm$. Cela peut signifier que le couple de paramètres $\Delta z = 4 mm/\Delta t = -40 ps$ est plus favorable que le couple $\Delta z = 6 mm/\Delta t = -340 ps$ à la production de réactions nucléaires. Ce qui est surtout important de remarquer est que le même effet solide/plasma, se reproduit pour les deux couples de tirs. En effet, pour chaque couple, le taux de particules α mesurées est plus grand dans le cas plasma que dans le cas solide, avec un facteur 1,4 pour $\Delta z = 4 mm$ et 2,6 pour $\Delta z = 6 mm$.

Pour la campagne expérimentale menée avec un contraste laser 10^6 pour l'impulsion courte, les mesures du nombre de particules α dans les CR-39 pour des tirs avec une cible de bore solide ou plasma sont données sur la figure 5.21 (b). Deux couples de tirs sont présentés correspondants à deux focalisations différentes de l'impulsion courte $-150 \mu m$ et $0 \mu m$. Les quatre tirs ont été effectués au cours de la même journée et sont donc tout à fait comparables. Deux observations confirment que les mesures correspondent bien à des particules α . Tout d'abord, les particules sont uniquement observées dans la direction -125° car la cible de bore était tournée avec un angle de -40° entre sa normale et l'axe du faisceau de protons. Il a déjà été conclut que si les particules étaient des ions carbone, il n'y a pas de raison qui explique la disparition du signal dans certaines directions en fonction de l'angle de la cible de bore. De plus, le nombre de particules α augmente logiquement avec l'amélioration de la focalisation.

Pour les deux couples de tirs, le nombre de particules α détectées augmente quand la cible de bore est chauffée et ionisée, comparé à l'état solide. Le facteur d'augmentation est d'environ 8 quand la focalisation était à $-150 \mu m$ et d'un facteur 3 pour la "meilleure" focalisation.

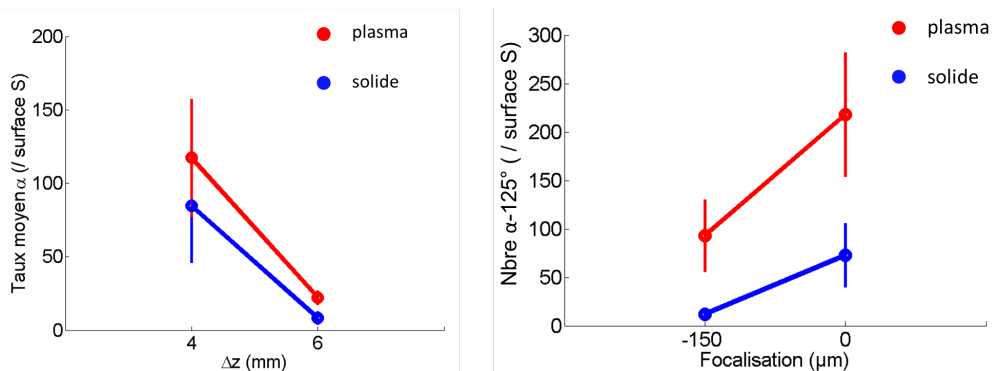


FIGURE 5.21 – (a) Taux moyen de particules α détectées sur les CR-39 par surface S dans la zone comprise entre 90° et 180° dans des cas où les protons étaient envoyés sur du bore solide ou plasma, en fonction de Δz . Le contraste laser de l'impulsion courte était 10^4 (tirs 1405062 63 84 85). (b) Nombre de particules α détectées sur les CR-39 dans la direction -125° , dans des cas où les protons étaient envoyés sur du bore solide ou plasma, en fonction de la focalisation de l'impulsion courte. Le contraste laser de l'impulsion courte était 10^6 (tirs 1510077 080 082 083).

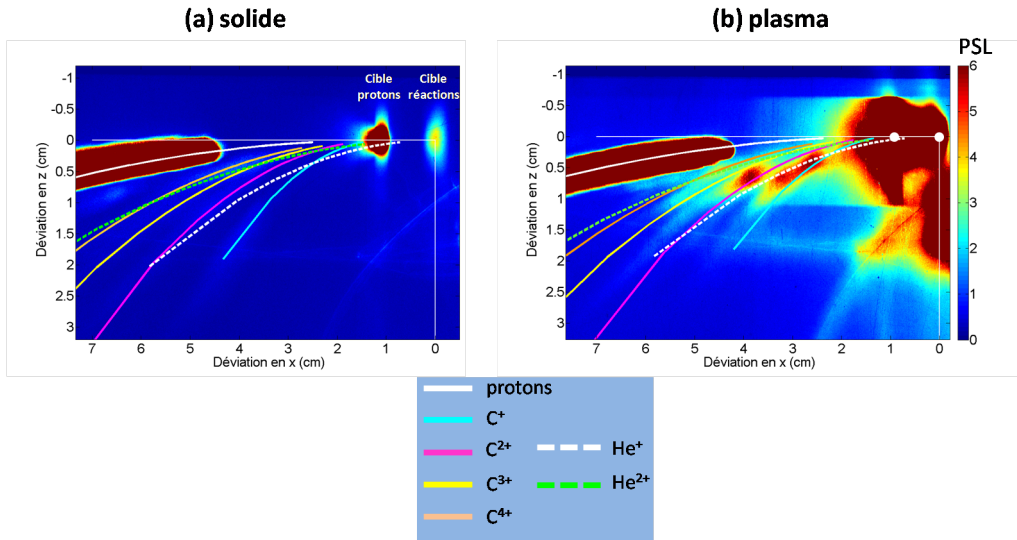


FIGURE 5.22 – Images des paraboles d'ions obtenues dans une Parabole Thomson placée à 90° pour un tir (a) en milieu solide et (b) un tir en milieu plasma (tirs 1405062 063). Les deux images sont à la même échelle de PSL.

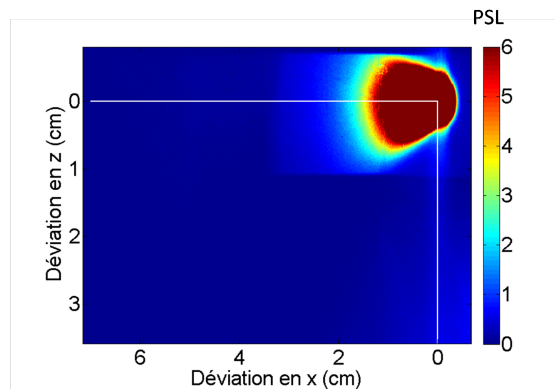


FIGURE 5.23 – Image obtenue dans la Parabole Thomson placée à 90° pour un tir où seul le faisceau chirpé était déclenché et envoyé sur la cible de bore (tir 1405090).

La figure 5.22 représente des images d'IP obtenues dans une Parabole Thomson, dans la direction 90° pour (a) un tir où les protons étaient envoyés sur une cible de bore solide et (b) un tir où les protons étaient envoyés sur une cible de bore plasma. Sur les images, sont tracées les paraboles correspondant à des protons et aux ions carbonés C^+ , C^{2+} , C^{3+} et C^{4+} provenant de la cible à protons, ainsi que les paraboles correspondant aux ions He^+ et He^{2+} provenant de la cible de bore. Les images des deux cibles sont visibles dans le cas solide, alors que dans le cas plasma, l'interaction du laser avec la cible de bore produisait une quantité de rayonnement trop importante et saturait l'IP. De plus, pour faire ressortir tous les signaux sur l'image, il fallait augmenter l'effet de saturation.

Pour le tir lors duquel les réactions étaient produites en bore solide, seul un signal de protons est collecté dans la parabole Thomson. Des traces d'autres ions existent mais sont extrêmement faibles, quasiment au niveau du bruit. Dans le cas où les réactions étaient produites en milieu plasma, le signal de protons est toujours visible. De plus, trois paraboles d'ions se démarquent significativement du bruit. Or, théoriquement, la quantité d'ions carbone provenant de la cible à protons ne devrait pas varier en fonction de l'état de la cible de bore.

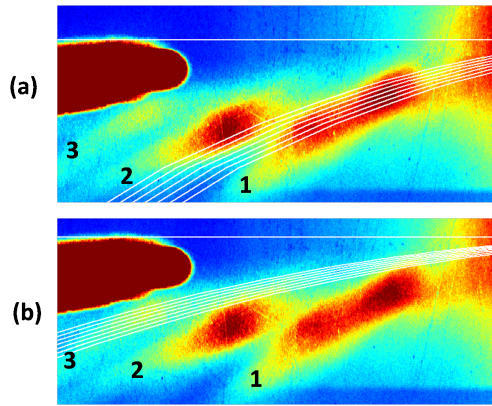


FIGURE 5.24 – Ajustement (a) de la trace 1 et (b) de la trace 3 par les paraboles respectives He^+ et He^{2+} , en considérant une source large.

Par conséquent, les paraboles d'ions pourraient correspondre soit à des produits de réactions, soit à des ions accélérés par le faisceau de chauffage. Un tir témoin a été effectué où le faisceau chirpé était focalisé sur la cible de bore sans faisceau de protons. L'image obtenue dans la Parabole Thomson, présentée sur la figure 5.23, montre que l'interaction du faisceau chirpé avec la cible de bore n'accélérait aucun ion, ce qui est logique étant donné que l'intensité laser était seulement de $1.10^{13} W.cm^{-2}$.

La correspondance entre les traces expérimentales et les paraboles théoriques correspondant aux ions hélium, n'est pas évidente. Il faut savoir que la dimension de la cible de bore étant beaucoup plus grande que la dimension de la pinhole du diagnostic, la source ne peut pas être considérée comme ponctuelle. Par conséquent, le point source choisi arbitrairement pour tracer les paraboles peut être légèrement déplacé. Sur la figure 5.24 les traces (a) 1 et (b) 3 sont ajustées par les paraboles He^+ et He^{2+} ayant des points sources placés à $\pm 3 mm$ du point initialement choisi, sur l'axe x . Chaque trace est bien ajustée en considérant une source large. La pente de la trace 2 est aussi similaire à celle de la parabole He^+ . Il faudrait ajuster la position du point source selon l'axe z pour réussir à l'ajuster. Une correspondance parfaite des ajustements avec les signaux est difficile à obtenir car la résolution n'était pas optimale, en faveur d'un grand angle solide de détection. Ce choix est largement justifié puisque sur les images, il est clairement visible que le signal des particules α est beaucoup plus faible que le signal des protons. L'utilisation d'une pinhole plus petite pour améliorer la résolution aurait empêché l'observation des ions He^{i+} .

Les spectres d'ions He^+ et He^{2+} peuvent alors être déterminés. Les énergies sont assez faibles, comprises entre $\sim 0,1$ et $0,7 MeV$, ce qui est inférieur aux énergies attendues plutôt autour de $4 MeV$. Le diagnostic permet donc de collecter des particules α qui ont perdu de l'énergie, c'est-à-dire qui ont été créées plus en profondeur dans le bore ou qui ont été générées avec peu d'énergie. Le nombre de particules mesuré est autour de 5.10^{10} . Cette valeur semble trop élevée pour ne concerner que les particules α et ce qui signifierait que des parasites se superposent aux signaux.

5.3 Mesure du taux de réactions $^{11}B(p, n)^{11}C$ en fonction des paramètres d'interaction

5.3.1 Influence du spectre de protons

Par abus de langage, pour discuter du taux de réactions $^{11}B(p, n)^{11}C$, l'activité initiale A_0 ou le nombre initial N_0 peuvent être indifféremment utilisés. La figure 5.25 (a) représente les mesures d'activité de cibles de

bore naturel irradiées par des protons accélérés pour différentes valeurs de E_{laser} allant de 2,9 J à 11,2 J. La décroissance des courbes au cours du temps, selon un temps de demie-vie de 20,3 min, est typique de la désintégration du ^{11}C , signature de la production de la réaction $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$. La réduction de E_{laser} induit une diminution claire de l'activité. Il est assez logique que la réduction de la composante haute énergie du spectre de protons soit néfaste à la production de la réaction $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$, qui est une réaction à seuil et qui requiert des protons de plus de 3 MeV.

L'ajustement de ces courbes permet de déterminer l'activité initiale A_0 à l'instant du tir, qui est représentée sur la figure 5.25 (b) en fonction de l'intensité laser. Les données sont comparées avec celles de Spencer *et al.* [73] mesurées sur l'installation laser VULCAN (au Royaume-Uni). Les deux séries de mesures montrent la même dépendance avec l'intensité laser selon un polynôme de degré $\sim 3,3$.

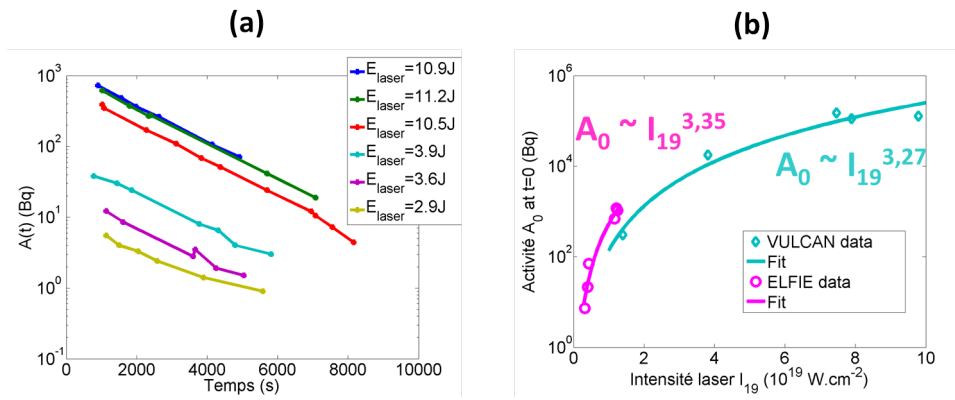


FIGURE 5.25 – (a) Mesures de l'activité de cibles de bore irradiées par des protons accélérés par TNSA, pendant 8000 s après le tir laser. (b) Activités A_0 de ^{11}C correspondantes en fonction de l'intensité laser. Les données sont comparées avec celles obtenues par Spencer *et al.* [73] (Campagne 2014).

La mesure de l'activité de ^{11}C sur des cibles de bore naturel a aussi été effectuée en fonction de la focalisation de l'impulsion courte sur la cible à protons, pour $\Delta z = 6 \text{ mm}$. L'étude de l'influence de la focalisation sur le spectre de protons est effectuée en détails dans le chapitre 4. Elle montre que le nombre et l'énergie des protons sont optimum quand la focalisation de l'impulsion courte est à la position $0 \mu\text{m}$ qui correspond exactement au plan de la cible à protons.

Logiquement, les valeurs de A_0 sont optimales pour cette même position de focalisation, quels que soient la cible à protons et le contraste laser, comme illustré sur la figure 5.26. Les activités augmentent avec le contraste ce qui est cohérent avec le fait que l'énergie maximale du spectre de protons augmente aussi. Les barres d'erreurs sont élevées pour les mesures effectuées pendant la campagne 2014 ($\sim 20\%$ de la mesure) car la détection était effectuée avec un radiamètre. Le bruit de fond était important et d'autres particules que les γ de 511 keV pouvaient être comptées. Pour la campagne expérimentale 2015, avec un contraste laser de 10^6 , la dimension des barres d'erreur représentées sur la figure est inférieure à la dimension des points. En effet, les mesures étaient effectuées avec les scintillateurs NaI et par conséquent le bruit de fond était très faible (~ 2 coups par minute). De plus, le nombre de mesures était très grand (≥ 900) ce qui permet d'avoir une très bonne qualité de l'ajustement des valeurs.

Il est clair que la focalisation de l'impulsion courte à la position $0 \mu\text{m}$ permet d'optimiser la production de ^{11}C .

La figure 5.27 (a) rapporte les activités A_0 de ^{11}C produites sur des cibles de bore naturel en fonction de

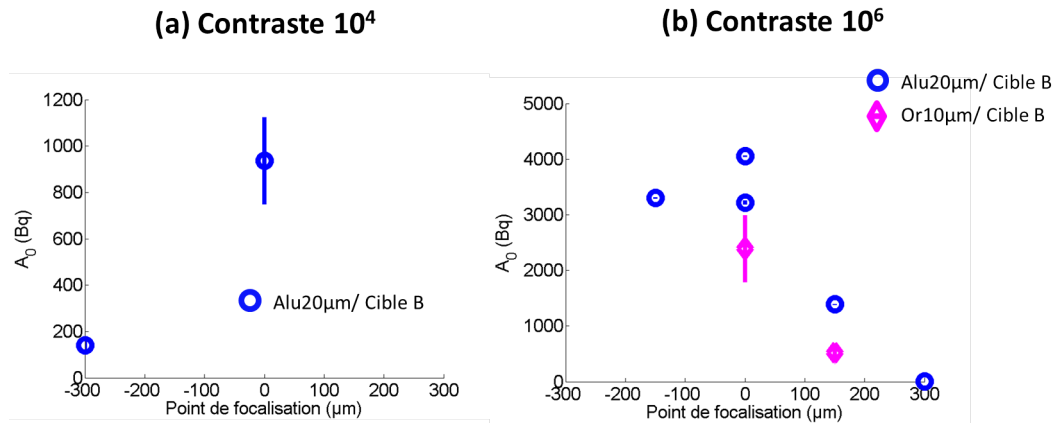


FIGURE 5.26 – Activités A_0 de ^{11}C générées sur des cibles de bore naturel par l'interaction de faisceaux de protons accélérés par TNSA pour différentes focalisations de l'impulsion courte sur la cible Alu 20 μm ou Or 10 μm . (a) Contraste laser de 10^4 et (b) contraste laser de 10^6 .

E_{laser} et pour différentes cibles de protons. En réalité, les valeurs de E_{laser} sont assez proches et peuvent être considérées comme identiques. Pour un contraste laser de 10^4 , le chapitre 4 montre que l'utilisation d'une cible Alu 20 μm permet d'optimiser le nombre et l'énergie des protons. Logiquement, cette cible donne les valeurs de A_0 les plus élevées, autour de 1000 Bq. Avec la cible d'Or 10 μm , la valeur de A_0 est inférieure d'un facteur 4. Pour un contraste laser plus élevé, de l'ordre de 10^6 , le chapitre 4 montre à l'inverse, que les cibles fines (10 μm) sont plus efficaces pour accélérer un grand nombre de protons d'énergies élevées que les cibles plus épaisses (20 μm). En accord avec ces résultats, les mesures de A_0 présentées sur la figure 5.27 (b) sont en moyenne ~ 2 fois plus élevées pour la cible d'Or 10 μm que la cible d'Alu 20 μm .

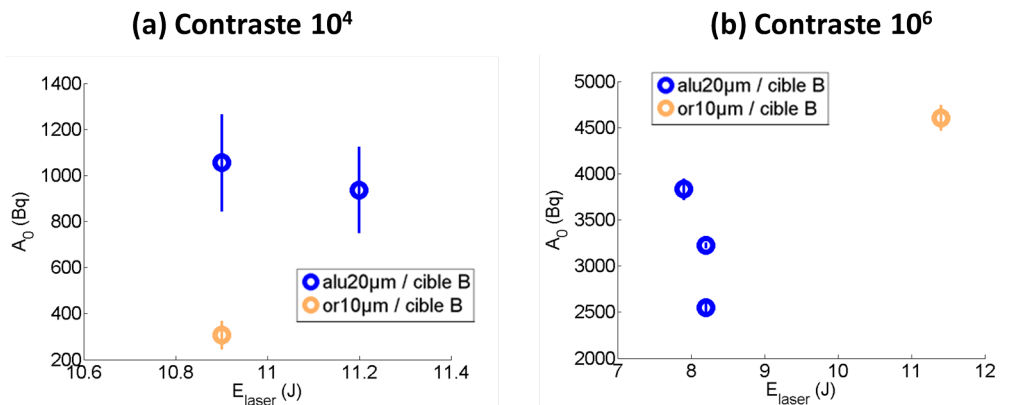


FIGURE 5.27 – Activités A_0 de ^{11}C générées sur des cibles de bore naturel par l'interaction de faisceaux de protons accélérés par TNSA avec différentes cibles : Or 10 μm , Alu 10 μm , Alu 20 μm et Alu 30 μm . (a) Contraste laser de 10^4 et (b) contraste laser de 10^6 .

5.3.2 Effet du milieu plasma

L'activité des cibles due au ^{11}C pour des tirs en cible solide et plasma a été mesurée. Il ne semble pas y avoir de logique dans la variation du taux de ^{11}C car la mesure effectuée en plasma est incomplète. Déjà, il a été expliqué précédemment que la mesure du nombre de noyaux ^{11}C en cible solide était une sous-estimation de la valeur réelle, car une partie des noyaux ont pu disparaître. Cet effet est encore plus important en plasma.

Tous les noyaux produits dans le plasma en expansion ne peuvent pas contribuer au signal mesuré après le tir. La quantité de ^{11}C perdue peut alors être très grande. De plus, le choc laser fragilise la cible et la rend très fiable, ce qui complique aussi les mesures.

Par conséquent, les mesures d'activation en milieu plasma ne sont pas exploitables.

5.4 Initiation de cycles de réactions

L'initiation de cycles de réactions repose sur deux étapes. La première consiste à la production de réactions dites "secondaires" : les produits des réactions primaires (induites par les protons accélérés par TNSA) réagissent avec les noyaux de la cible et produisent à leur tour des réactions. La seconde étape consiste à la production de nouvelles réactions entre les produits des réactions secondaires et les noyaux des milieux. Dans cette partie, sont rapportés des résultats expérimentaux sur l'initiation de réactions par des protons accélérés par laser sur des cibles de B_{nat} et $B - N$ [166].

Les principales réactions secondaires étudiées dans les expériences sont les réactions $^{10}\text{B}(\alpha, n)^{13}\text{N}$, $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)^{18}\text{F}$ et $^{14}\text{N}(\alpha, p)^{17}\text{O}$. Comme déjà expliqué précédemment, les produits ^{13}N et ^{18}F qui sont des émetteurs de positrons sont mesurables dans les détecteurs d'activation. Le noyau ^{17}O est stable et n'apparaît donc pas dans les mesures d'activation. Néanmoins, le proton produit simultanément acquiert quelques MeV et pourrait être détecté aux larges angles, si le nombre et les énergies des protons accélérés par TNSA n'étaient pas trop importants. L'observation des réactions secondaires est une première étape qui montre que le nombre de réactions primaires initiées est suffisamment important pour initier des cycles. De plus, leur détection donne des informations sur le nombre de particules α restées à l'intérieur de la cible. Un schéma des principales réactions qui peuvent être produites est représenté sur la figure 2.25.

Un exemple de cycle est la production de réactions $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$ entre les protons produits par la réaction $^{14}\text{N}(\alpha, p)^{17}\text{O}$ et les noyaux de ^{11}B de la cible $B - N$. La preuve de la production de cycles serait l'observation d'une augmentation "anormale" du nombre de particules α qui ne pourrait pas être expliquée en prenant seulement en compte le nombre initial de protons, présents dans le faisceau TNSA.

5.4.1 En milieu solide

- La figure 5.28 compare le taux de particules α émises sous $\pi/2$ sr dans les CR-39, pour deux couples de tirs. Chaque couple de tir contient un tir effectué sur une cible de B_{nat} solide et un autre sur une cible de $B - N$ solide. Les deux couples diffèrent par la distance Δz entre la cible de protons (feuille d'Alu 20 μm) et la cible de réactions, de 2 et 6 mm . Le contraste laser de l'impulsion courte était de 10^4 .

Le résultat majeur est que le nombre de particules α collectées est plus grand quand les réactions se produisent en cible $B - N$ et que ce résultat se répète pour les deux séries. Le facteur d'augmentation est de 2, 7 pour $\Delta z = 2$ mm et 1, 3 et $\Delta z = 6$ mm . Les barres d'erreur sont assez importantes pour $\Delta z = 6$ mm ($\sim 30\%$ de la valeur mesurée).

Il est aussi intéressant de remarquer que les taux augmentent légèrement pour $\Delta z = 6$ mm , ce qui est un signe que la distance entre les cibles joue un rôle.

Pour ces mêmes tirs, l'activité due au ^{11}C a aussi été mesurée et les résultats sont présentés sur la figure 5.29. Le ^{11}C pouvait principalement être produit par les réactions $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ et $^{14}\text{N}(p, \alpha)^{11}\text{C}$. La quantité

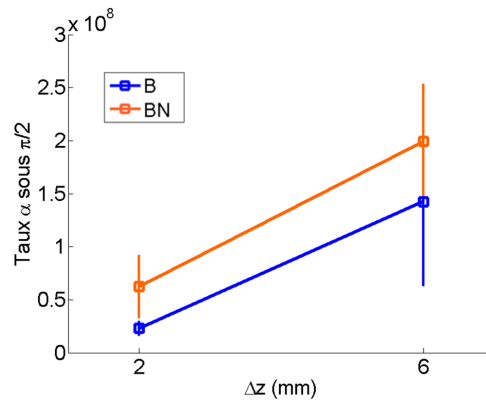


FIGURE 5.28 – Taux de particules α émises sous $\pi/2$ sr pour des cibles B_{nat} et $B-N$ en fonction de $\Delta z = 2$ (Campagne 2014).

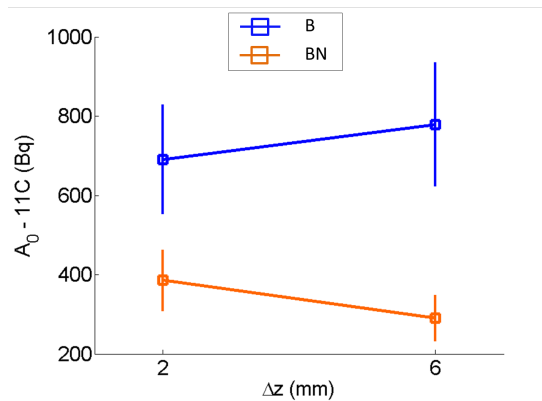
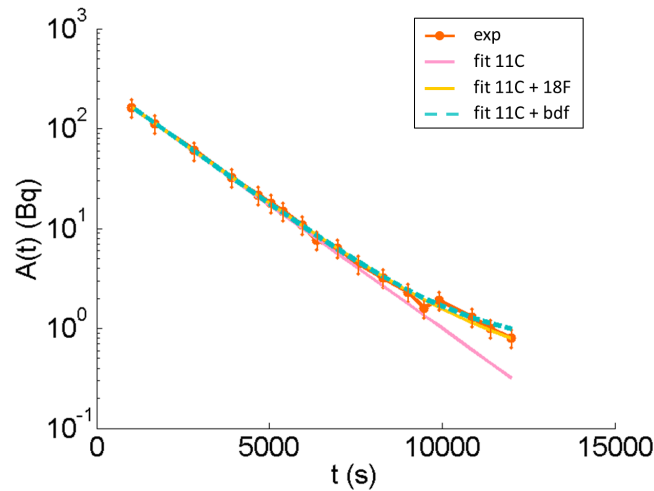


FIGURE 5.29 – Activité A_0 due au ${}^{11}C$ mesurée dans des cibles B_{nat} et $B-N$ pour $\Delta z = 2$ mm et $\Delta z = 6$ mm (Campagne 2014).

de ${}^{11}C$ est inférieure dans les cibles $B-N$ que dans les cibles B_{nat} avec une différence d'un facteur 1,8 pour $\Delta z = 2$ mm et d'un facteur 2,7 pour $\Delta z = 6$ mm. Pour les cibles B_{nat} , l'activité augmente avec Δz . Pour les cibles $B-N$, l'activité diminue avec Δz . Encore une fois, la quantité de ${}^{11}C$ perdue est une inconnue. De plus, la porosité des cibles est différente ce qui peut expliquer des tendances d'évolution légèrement différentes en fonction de Δz .

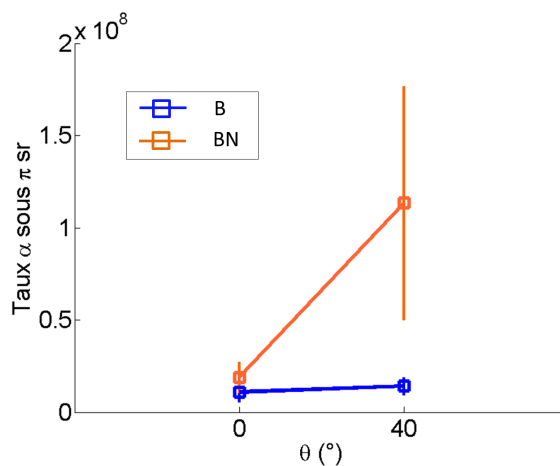
En tous cas, il est certain que l'activité était plus grande dans les cibles de B_{nat} que dans les cibles $B-N$ car la différence est très nette.

La figure 5.30 représente la mesure du nombre de positrons émis par seconde par une cible $B-N$ au cours du temps. L'ajustement des points expérimentaux est aussi tracé, en considérant seulement la présence de ${}^{11}C$. A partir de $t = 9480$ s (= 158 min), les points expérimentaux ne suivent plus l'ajustement, la pente de décroissance change. Ce décrochement peut être dû à la présence d'un second élément radioactif ou à un effet du bruit de fond. Un ajustement qui considère à la fois la présence de ${}^{11}C$ et ${}^{18}F$ colle beaucoup mieux avec les résultats expérimentaux. Il donne une activité initiale de ${}^{18}F$ $A_0 = 1,67$ Bq, ce qui correspondrait à la production de $\sim 1,6 \cdot 10^4$ noyaux. Par ailleurs, un ajustement des points expérimentaux qui prend en compte la présence de ${}^{11}C$ et d'un bruit de fond de 0,7 Bq fonctionne aussi très bien. Ainsi, des traces de ${}^{18}F$ pourraient avoir été mesurées mais il n'est pas possible de conclure car le bruit de fond gêne les mesures.

FIGURE 5.30 – Activité $A(t)$ au cours du temps d'une cible $B - N$.

• La même étude a été effectuée lors de la campagne expérimentale 2015, avec un contraste laser de 10^6 pour l'impulsion courte.

La figure 5.31 donne le taux moyen de particules α émises sous π sr, par des cibles B_{nat} et $B - N$ pour deux couples de tirs. Chaque couple correspond à un angle de rotation θ de la cible de bore différent, $\theta = 0^\circ$ et $\theta = 40^\circ$. Pour $\theta = 0^\circ$, les résultats semblent assez similaires quelle que soit la cible de réactions. Il est probable que cet angle de rotation ne soit pas favorable à la sortie des particules α dans certaines directions. Une vraie augmentation d'un facteur 8 en cible $B - N$ apparaît pour $\theta = 40^\circ$. La grande barre d'erreur qui entache la mesure du nombre de particules α en cible $B - N$ pour $\theta = 40^\circ$ est due à une forte dispersion des mesures.

FIGURE 5.31 – Taux moyen de particules α émises sous π sr, par des cibles B_{nat} et $B - N$, en fonction de leur angle de rotation θ .

Lors de certains tirs, des activités de ^{13}N ont été mesurées qui correspondraient à quelques 10^4 noyaux de ^{13}N . Cependant, cette observation n'était pas systématique. Tout d'abord, leur quantité devait être supérieure

au seuil de détection qui dépend du diagnostic et de la quantité de ^{11}C . Ce seuil est évalué à $\sim 10^3$. De plus, la production des noyaux ^{13}N semble dépendre d'un paramètre qui n'a pas encore été clairement identifié. L'observation de ^{18}F n'a pour l'instant pas été réalisée, ce qui peut s'expliquer par le fait que la section efficace de la réaction secondaire $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)^{18}\text{F}$ est plus faible d'un ordre de grandeur que la section efficace de la réaction secondaire $^{10}\text{B}(\alpha, n)^{13}\text{N}$.

5.4.2 En milieu plasma

La comparaison du nombre de réactions obtenues dans des cibles B_{nat} et $B - N$ a aussi été effectuée en milieu plasma. Le taux moyen de particules α émises par des cibles B_{nat} et $B - N$ sous l'angle solide $\pi/2$ sr est donné sur la figure 5.32, en fonction du Δt entre les faisceaux. L'incertitude sur les valeurs de Δt est d'environ ± 50 ps. La distance entre les cibles était $\Delta z = 6$ mm. Le tableau 3.1 donne l'instant d'arrivée des protons sur la cible, en fonction de leur énergie. Pour $\Delta t = -250$ ps, seulement les protons ayant des énergies entre $\sim 0,3$ MeV et 4 MeV rencontraient un plasma chaud. Pour $\Delta t = +50$ ps, ce sont les protons ayant des énergies entre ~ 1 MeV et $\gtrsim 6$ MeV et pour $\Delta t = +350$ ps, seuls des protons de plus de 2 MeV rencontraient un plasma chaud.

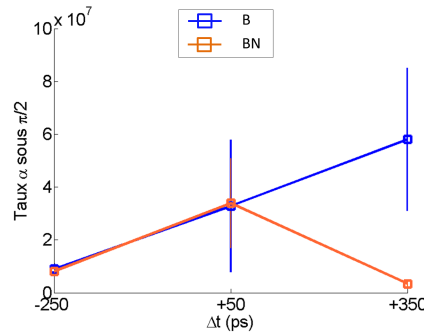


FIGURE 5.32 – Taux moyen de particules α émises sous $\pi/2$ sr, en milieu plasma, en fonction du Δt pour des cibles B_{nat} et $B - N$ (Campagne 2014).

Les résultats observés sur la figure 5.32 sont contraires à ceux observés en cibles solides. Le nombre de particules α collectées dans les CR-39 est plus grand ou égal, quand les réactions étaient produites en cibles B_{nat} qu'en cibles $B - N$. Cet effet est d'autant plus important que le Δt est grand. Pour $\Delta t = -250$ ps et $\Delta t = +50$ ps, les taux sont identiques quelle que soit la cible. Les mesures du nombre de noyaux ^{11}C présents dans les cibles en fonction Δt ne donnent pas de résultats car elles sont incomplètes, à cause de la quantité de ^{11}C perdue lors de l'expansion plasma.

5.5 Interprétation des mesures expérimentales

5.5.1 Pénétration des protons et sortie des produits de réactions dans le bore

Les diagnostics de particules tels que les CR-39, spectromètres magnétiques ou paraboles Thomson servaient à détecter les produits de réactions dont l'énergie était suffisamment grande pour leur permettre de sortir de la cible de réactions (B_{nat} , $B - N$, $B10$). L'énergie finale des particules α en sortie de cible dépendait de leur énergie initiale, au moment de la réaction nucléaire, et de la distance parcourue dans le bore, considéré comme solide dans un premier temps.

La perte d'énergie d'un ion dans un matériau solide et froid est principalement due à des processus d'ionisation et d'excitation avec les électrons liés aux noyaux du matériau, au travers de la force coulombienne [87]. L'équation de Bethe prend en compte ces processus pour définir le pouvoir d'arrêt des ions en $MeV.m^{-1}$:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Bethe} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0^2} \frac{n_0 \bar{Z}_1^2 e^4 Z_2}{m_e c^2 \beta^2} \times \left(\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{\bar{I}} \right) - \beta^2 - \sum_i \frac{C_i}{Z_2} - \frac{\delta}{2} \right) \quad (5.2)$$

où :

$\epsilon_0 = 8,85.10^{-12} m^{-3} kg^{-1} s^4 A^2$ est la permittivité du vide

\bar{Z}_1 est la charge effective du projectile

n_0 est la densité d'atomes par m^3 dans le matériau ralentisseur et vaut $n_0 = 1,3.10^{29} m^{-3}$ pour du bore

$e = 1,6.10^{-19} C$ est la charge élémentaire

Z_2 est le nombre atomique du matériau ralentisseur et vaut $Z_2 = 5$ pour le bore

$m_e = 9,1.10^{-31} kg$ est la masse d'électron

E est l'énergie du projectile et $v = \sqrt{\frac{2E}{m_i}}$ sa vitesse, avec m_i sa masse

$c = 3.10^8 m.s^{-1}$ est la vitesse de la lumière

$v_{ion} [m.s^{-1}]$ est la vitesse du projectile

$\beta = v_{ion}/c$

$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$

\bar{I} est le potentiel d'ionisation moyen du milieu et vaut $\bar{I} = 75 eV$ pour le bore. Cette valeur provient de mesures empiriques [87].

$\sum_i \frac{C_i}{Z_2}$ est un terme de correction lié à la structure en couches du nuage électronique. La formule de Bethe s'applique pour des projectiles ayant une vitesse bien plus grande que les électrons de la cible. Le terme $\sum_i \frac{C_i}{Z_2}$ sert de correction quand cette hypothèse n'est plus vraie, par exemple, lors de l'interaction avec des électrons des couches internes [167].

δ est un terme de correction lié aux effets de polarisation. Il n'est important qu'à partir d'énergies $E \geq 1 GeV/uma$ et est donc négligeable dans les conditions expérimentales considérées ici.

La charge effective du projectile \bar{Z}_1 se calcule grâce à l'expression suivante [168] :

$$\bar{Z}_1/Z_1 = 1 - 1,034 \exp(-137,04\beta/(Z_1)^{0,69}) \quad (5.3)$$

A basse énergie, la théorie de Bethe ne décrit pas correctement le dépôt d'énergie dans la matière. Linhard-Scharff-Schiott [169] ont donc établi un modèle où le ralentissement n'est pas seulement dû à des processus d'excitation et ionisation des atomes mais aussi à des collisions coulombiennes élastiques avec les noyaux du milieu ralentisseur. La composante électronique de ce modèle est donnée par l'équation 5.4 en $MeV.\mu m^{-1}$:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{LSS} = C_{LSS} \sqrt{E} \quad (5.4)$$

où :

$C_{LSS} = K(E_L/1,602.10^{-9})^{1/2}/(R_L.10^4)$ en $keV^{1/2}.\mu m^{-1}$

$E_L = (1+A)Z_1 Z_2 e^2/(Aa)$

$a = 0,4683(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1/2} \times 10^{-8} cm$

$R_L = (1+A)^2/(4\pi A n_0 a^2) cm$

A_1 est le nombre de masse atomique du projectile, $A_1 = 1$ pour un proton

$$A = A_2/A_1$$

n_0 est ici en cm^{-3}

$$K = \frac{0,0793 Z_1^{2/3} Z_2^{1/2} (1+A)^{3/2}}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{3/4} A_2^{1/2}}$$

La limite v_{lim} entre ces régimes est située autour de $v_{lim} \sim \alpha c Z_{ion}^{2/3}$ où $\alpha = 1/137$ est la constante de structure fine. Pour $v_{ion} < v_{lim}$, le modèle LSS doit être utilisé. Pour $v_{ion} > v_{lim}$, le modèle de Bethe suffit. E_{lim} , reliée à v_{lim} par $(1/2)m_{ion}v_{ion}^2$, vaut $\sim 25 \text{ keV}$ pour des protons et $\sim 250 \text{ keV}$ pour des particules α .

Une composante nucléaire $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{nuc}$ intervient aussi dans le pouvoir d'arrêt qui décrit les collisions coulombiennes élastiques avec les noyaux du milieu ralentisseur. Cependant, cette composante est négligeable dans un premier temps car elle n'est significative que pour des valeurs élevées de Z_1 et Z_2 .

Finalement, le pouvoir d'arrêt des ions dû aux interactions coulombiennes avec des électrons liés $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{lie}$ s'exprime comme :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{lie} = \min \left[\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Bethe}, \left(\frac{dE}{dx}\right)_{LSS} \right] \quad (5.5)$$

Les figures 5.33 et 5.34 représentent le calcul de $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{lie}$ et les données SRIM [128], pour des protons et des particules α se propageant dans du bore. Les données SRIM sont les résultats de calculs reposant aussi sur le modèle de Bethe. Une interpolation devrait être faite pour joindre les modèles de Bethe et LSS à la limite $v_{ion} \sim v_{lim}$, mais en dehors, les modèles s'accordent très bien. Comme prévu, la limite entre les modèles se situe autour de 60 keV et 500 keV , respectivement pour les protons et les particules α .

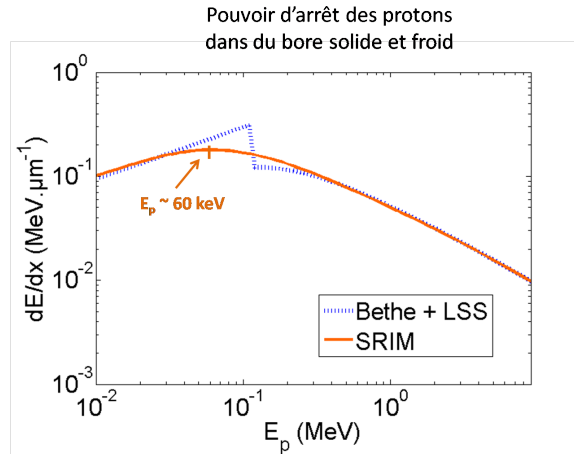


FIGURE 5.33 – Pouvoir d'arrêt des protons dans du bore calculé grâce à la résolution de l'équation 5.5 et comparaison avec les données SRIM.

La figure 5.35 (a) représente l'épaisseur maximale de bore que peut traverser une particule α en fonction de son énergie initiale, avant d'atteindre $0,1 \text{ MeV}$, calculée grâce à la connaissance du pouvoir d'arrêt. Logiquement, les particules α de très faible énergie, $E_\alpha \leq 2 \text{ MeV}$ ne peuvent pas parcourir plus de $4,6 \mu\text{m}$ dans le bore et doivent donc être produites avant cette limite pour pouvoir sortir de la cible. En revanche, des particules α de fortes énergies $E_\alpha \sim 6 \text{ MeV}$ produites jusqu'à $\sim 23 \mu\text{m}$ de profondeur peuvent sortir de la cible. Les différentes

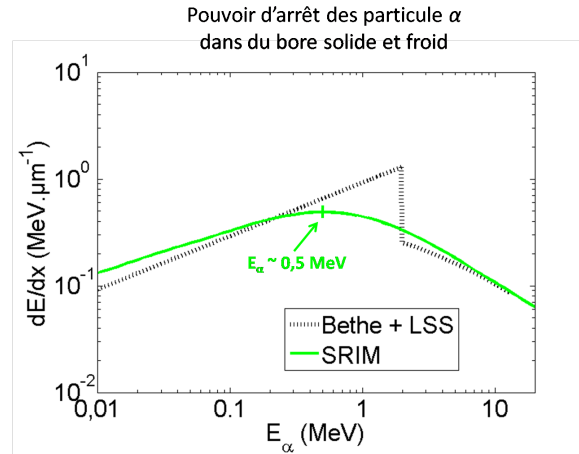


FIGURE 5.34 – Pouvoir d'arrêt des particules α dans du bore calculé grâce à la résolution de l'équation 5.5 et comparaison avec les données SRIM.

sources bibliographiques évoquées dans la partie 2.1, indiquaient que le mécanisme de réaction $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$ le plus probable, produit une particule α_1 d'énergie $\sim 4 \text{ MeV}$, ainsi que deux autres α_{11} et α_{12} d'énergies proches de 1 ou 2 MeV , pour des protons d'énergies proches des résonances. Pour rappel, le seuil de détection dans les CR-39 se situe autour de 2 MeV à cause des filtres d'aluminium déposés dessus. Par conséquent, il est peu probable que les particules α_{11} et α_{12} de 1 ou 2 MeV puissent y être détectées. En revanche, elles pouvaient être détectées dans les paraboles Thomson, ou spectromètre magnétique. La figure 5.35 (b) donne l'énergie finale d'une particule α_1 de 4 MeV en fonction de l'épaisseur de bore traversée. Pour être détectée dans un CR-39, la particule devait être produite dans une profondeur de $\sim 8 \mu\text{m}$, car elle conservait alors $\sim 2 \text{ MeV}$. Si la particule était produite entre 8 et 12 μm , elle perdait trop d'énergie pour être détectée dans les CR-39 mais elle pouvait être collectée dans les paraboles Thomson et spectromètre magnétique. Au-delà de 12 μm , la particule était arrêtée dans la cible.

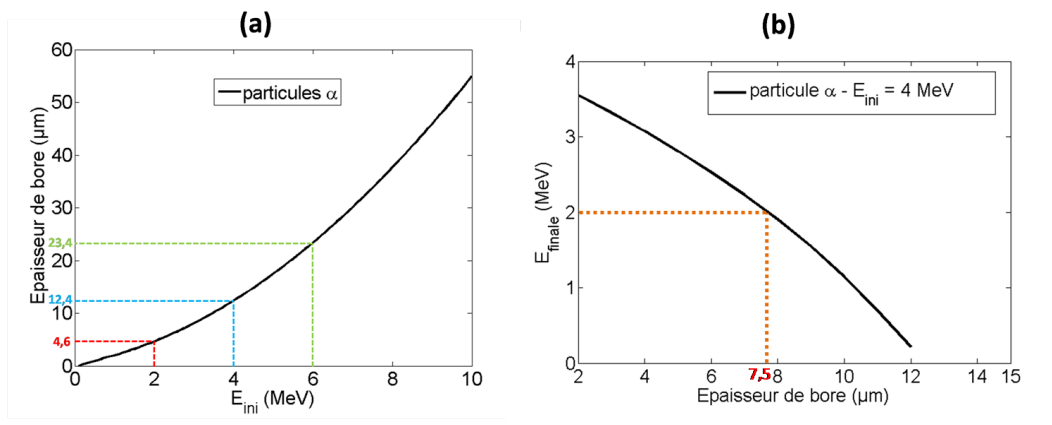


FIGURE 5.35 – (a) Epaisseur de bore que peuvent traverser des particules α jusqu'à atteindre 0,1 MeV en fonction de leur énergie initiale. (b) Energies finales de particules α d'énergies initiales égale à 4 MeV en fonction de l'épaisseur de bore traversée [128].

La profondeur à laquelle une particule α est créée dépend du pouvoir d'arrêt des protons dans le bore. L'épais-

seur maximale de bore que peut traverser un proton, en fonction de son énergie, jusqu'à atteindre $0,1 \text{ MeV}$ est donnée sur la figure 5.36. Par exemple, des protons d'énergies $E_p = 0,5 \text{ MeV}$, $E_p = 0,8 \text{ MeV}$, $E_p = 1 \text{ MeV}$ et $E_p = 10 \text{ MeV}$ sont respectivement stoppés après $3,8 \mu\text{m}$, $8,3 \mu\text{m}$, $12,1 \mu\text{m}$ et $622 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Toutes les réactions produites après $12 \mu\text{m}$ d'épaisseur, donc par des protons d'énergies initiales supérieures à 1 MeV , ne peuvent être détectées dans les diagnostics. Par conséquent, dans une première approche, il est correct de dire que la majorité des réactions détectables sont produites par des protons d'énergies initiales $< 1 \text{ MeV}$. Par ailleurs, le nombre de ces protons est supérieur d'un facteur 10^2 à 10^3 au nombre de protons de grandes énergies. Ainsi, la partie basse énergie du spectre de protons est principalement responsable de toutes les réactions. Cette assertion peut être vérifiée en reprenant le calcul développé dans les équations 2.63 à 2.66, grâce auquel il est possible de déterminer le nombre de réactions produites dans chaque couche de $1 \mu\text{m}$ depuis la surface de la cible jusqu'à la profondeur maximale que peuvent parcourir les protons. La figure 5.37 a été obtenue en considérant un spectre typique de protons avec $E_{max} = 12 \text{ MeV}$, identique à celui utilisé dans la partie 2.6. 36% des réactions sont produites dans la zone allant de 12 à $100 \mu\text{m}$ de profondeur et 24% sont produites dans les 12 premiers microns. Bien qu'étant 10 fois plus petite, la zone $0 - 12 \mu\text{m}$ est la zone où une grande partie des réactions sont initiées.

Par conséquent, environ 24% des réactions sont détectables si au moins une des trois particules α produites sort vers l'arrière.

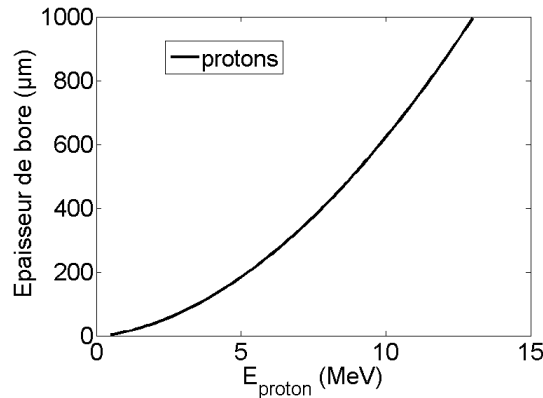


FIGURE 5.36 – Épaisseur de bore que peuvent traverser des protons jusqu'à atteindre $0,1 \text{ MeV}$ pour différentes énergies initiales.

Des particules α pouvaient récupérer plus de 4 MeV si elles étaient produites par des protons de grandes énergies et s'il y avait transfert d'énergie cinétique.

Quant au nombre de particules α restées piégées à l'intérieur de la cible, il peut être déterminé en mesurant le nombre de réactions secondaires telles que $^{10}\text{B}(\alpha, n)^{13}\text{N}$ ou $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)^{18}\text{F}$. Ce point est discuté dans la partie suivante.

Parmi les autres produits de réactions, les noyaux de ^7Be pouvaient aussi être mesurés. Sachant qu'ils sont tous arrêtés dans la cible, leur mesure est un indicateur direct du nombre de réactions $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$. De la même façon, les noyaux de ^{11}C , ^{18}F et ^{13}N restaient stoppés dans la cible.

5.5.2 Discussion sur la détection des réactions secondaires

Pour déterminer un taux de réactions par tir le plus précis possible, un effort important doit être réalisé pour détecter les particules α qui restent à l'intérieur de la cible de bore. C'est possible par la détection de

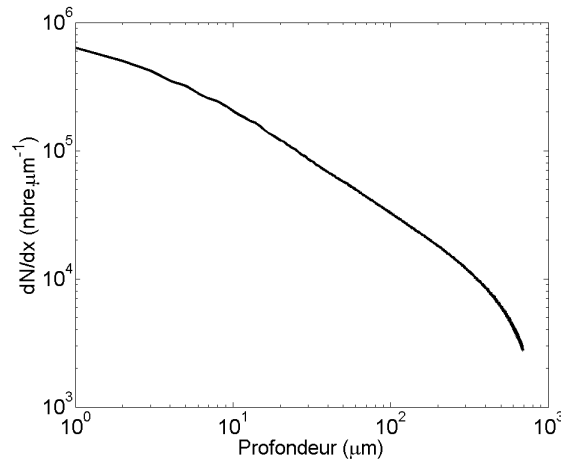


FIGURE 5.37 – Nombre de réactions $^{11}B(p, \alpha)2\alpha$ produites tous les microns dans une cible de bore, par un spectre de protons allant jusqu'à 12 MeV et pouvant pénétrer jusqu'à $861 \mu\text{m}$ dans le bore.

réactions secondaires produites par ces particules α . Ces mesures intéressent aussi l'étude des cycles de réactions. La figure 5.38 représente différents calculs de l'activité d'une cible de bore au cours du temps, après un tir laser supposé à $t = 0$. La ligne bleue foncée correspond à une activité référence seulement due au ^{11}C telle que $A_0(^{11}C) = 500 \text{ Bq}$, qui est une valeur typiquement mesurée expérimentalement. Les autres courbes correspondent à la même activité de ^{11}C à laquelle s'ajoute l'activité de ^{13}N pour différentes valeurs de $A_0(^{13}N)$ allant de 1 à 500 Bq . Pour $A_0(^{13}N) = 1 \text{ Bq}$, la courbe est parfaitement superposée à la courbe de référence. Cela signifie que l'activité ^{13}N n'est pas suffisante pour être observée expérimentalement, en considérant le détecteur NaI utilisé lors de la campagne expérimentale. Pour $A_0(^{13}N) = 10 \text{ Bq}$, une très légère séparation des courbes apparaît. A partir de $A_0(^{13}N) \geq 50 \text{ Bq}$, la présence de ^{13}N devient clairement visible.

La quantité de noyaux ^{13}N correspondante est de $\sim 4 \cdot 10^4$. Un calcul grossier permet de donner un ordre de grandeur de la quantité de particules α nécessaire pour produire une telle quantité de ^{13}N . Soit $N = N_\alpha n_B \sigma L$ le nombre de réactions, avec N_α le nombre de particules α , $n_B = 1,02 \cdot 10^{23} \text{ .cm}^{-3}$ la densité de bore, σ la section efficace de la réaction approximée à 40 mbarn pour des particules de 4 MeV et $L = 12,7 \mu\text{m}$ la distance maximale qu'elles peuvent parcourir dans du bore solide. Pour obtenir $N = 1 \cdot 10^4$, il faut au minimum $\sim 2 \cdot 10^8$ particules α . Expérimentalement, les mesures s'accordent pour donner un nombre de particules α à peu près au niveau de ce seuil.

La figure 5.39 représente la même étude mais concernant le ^{18}F . Ce dernier ayant un long temps de demie-vie de $109,77 \text{ min}$, sa présence n'est pas visible au tout début de la mesure, mais après plusieurs fois la période de décroissance. Pour une activité initiale de ^{18}F $A_0(^{18}F) = 1 \text{ Bq}$, la courbe de décroissance se démarque très peu de la courbe de décroissance correspondant seulement à la présence de ^{11}C . Bien sûr, plus la valeur de $A_0(^{18}F)$ est élevée, plus la présence de ^{18}F est visible, et de plus en plus tôt dans le temps. En effet, il ne suffit pas que la pente de décroissance se démarque pour détecter le ^{18}F , mais il faut aussi que l'activité soit plus grande que le bruit de fond de quelques coups par seconde.

$A_0(^{18}F) = 1 \text{ Bq}$ correspond à $9,5 \cdot 10^3$ noyaux. En supposant que la section efficace de la réaction $^{14}N(\alpha, \gamma)^{18}F$ est d'environ $0,18 \text{ b}$ pour des particules α de 4 MeV [122], il faudrait environ $7,8 \cdot 10^8$ particules α qui réagissent pour produire cette quantité de réactions. Les taux obtenus expérimentalement sont légèrement en dessous de ce seuil et c'est pourquoi l'observation de ^{18}F était difficile.

Pour conclure, il est possible expérimentalement d'observer les réactions secondaires $^{10}B(\alpha, n)^{13}$ car les taux

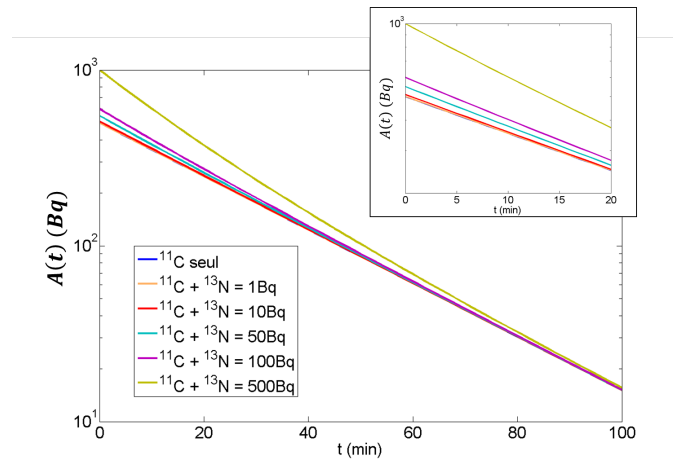


FIGURE 5.38 – Variations de la pente de décroissance de l'activité d'une cible en fonction de la quantité de noyaux ^{13}N et pour $A_0(^{11}\text{C}) = 500 \text{ Bq}$.

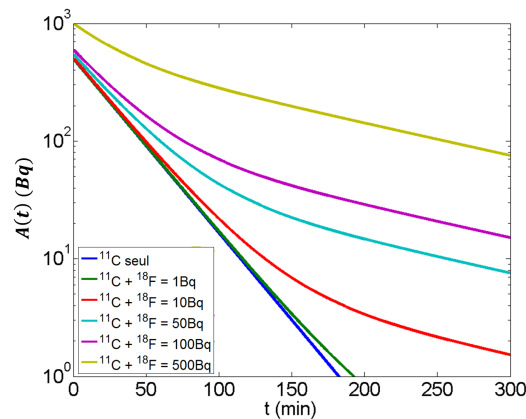


FIGURE 5.39 – Variations de la pente de décroissance de l'activité d'une cible en fonction de la quantité de noyaux ^{18}F et pour $A_0(^{11}\text{C}) = 500 \text{ Bq}$.

de particules α produites par les réactions primaires sont juste au niveau du seuil nécessaire. La détection est quand même contrainte à cause de l'énorme quantité de ^{11}C qui domine l'activité de la cible. Il est difficile de limiter encore plus le bruit de fond présent dans les détecteurs car le niveau est déjà au minimum grâce au système de coïncidence et à un important calfeutrage en plomb. L'identification de la présence de noyaux ^{18}F nécessite d'effectuer des mesures sur des temps très longs comparés à sa durée de vie de $109,77 \text{ min}$. Or, si la quantité initiale de noyaux ^{18}F est faible, l'activité résultante atteint le niveau du bruit rapidement, avant que le changement de pente de la courbe $A(t)$ soit visible. La détection de noyaux ^{18}F est donc difficile et nécessite la production de grands taux de réactions.

5.5.3 Comparaison des taux de réactions primaires avec les résultats d'un modèle 1D

Réaction $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$ en cible B_{nat}

Les calculs effectués dans la partie 2.6 ainsi que ceux présentés sur la figure 5.37 donnent un nombre total de réactions $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$ en cible B_{nat} de $1,6 \cdot 10^7$, soit $4,8 \cdot 10^7$ particules α émises sous 4π , pour un spectre typique de protons allant jusqu'à 12 MeV . Ce nombre fluctue en fonction des fluctuations du spectre, illustrées sur la figure 5.40. A chaque réaction, 3 particules α sont produites.

Les résultats expérimentaux donnent pour des conditions optimales un taux de particules α émises sous 4π de $3,9 \cdot 10^7$, en prenant en compte la correction liée à l'anisotropie de l'émission.

Les résultats théoriques et expérimentaux sont du même ordre de grandeur ce qui signifie que le pouvoir d'arrêt des protons et la section efficace utilisés dans le calcul ne sont pas aberrants. Cela signifie aussi que la production de la réaction $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$ explique à elle seule les résultats et que les autres réactions sont bien négligeables.

- La valeur expérimentale est plus faible que la valeur calculée. Cela s'explique car la mesure expérimentale ne prend pas en compte le nombre de particules d'énergies inférieures au seuil de détection des CR-39. Ces particules de faibles énergies pouvaient seulement être détectées dans les spectromètres magnétiques ou Paraboles Thomson (sans filtre). Or ces diagnostics regardaient une direction bien précise et un angle solide très petit. Il était donc difficile d'y observer un signal. Les tirs pour lesquels un signal a été observé prouvent que le nombre de particules de basses énergies n'était pas négligeable. La mesure expérimentale néglige aussi le nombre de particules α stoppées dans la cible qui ne peut être déterminé qu'à partir du nombre de réactions secondaires, comme expliqué précédemment.
- Le modèle théorique 1D néglige les effets géométriques, dont la divergence du faisceau de protons. Cela signifie que deux protons d'énergies données ne possèdent pas forcément la même impulsion et ne libèrent pas des particules α à la même profondeur et dans la même direction. La prise en compte des effets géométriques permettraient d'avoir une idée plus précise du nombre de particules α qui sortent et restent dans la cible. Pour calculer le nombre de réactions, le modèle néglige surtout les effets collectifs liés au flux de protons ou les effets de chauffage induits par les électrons.

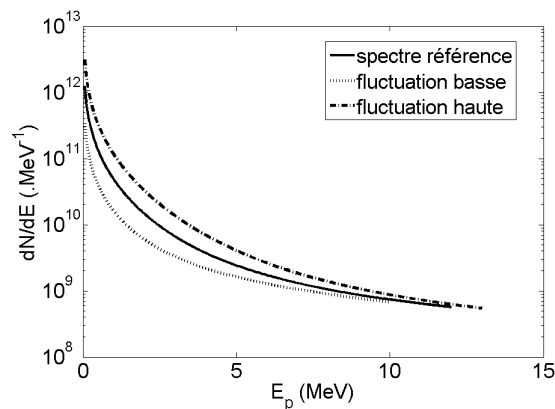


FIGURE 5.40 – Spectre de protons référence utilisé pour les calculs et deux spectres correspondant aux fluctuations hautes et basses possibles, tir à tir.

	Nombre α	
	mesure exp	calcul $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$
cible B_{nat}	$(3,9 \pm 0,5) \cdot 10^7$	$(4,8 \pm 2,4) \cdot 10^7$

TABLE 5.5 – Comparaison entre le nombre de particules α mesuré lors d'un tir en cible B_{nat} solide avec le nombre calculé.

Réaction $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ en cible B_{nat}

Les taux de ^{11}C mesurés expérimentalement dans des cibles B_{nat} et rapportés dans les figures 5.8 et 5.9 sont comparés aux résultats du calcul dans le tableau 5.6. Ces derniers ont été calculés toujours à partir des spectres de la figure 5.40.

Encore une fois, les résultats sont du même ordre de grandeur. Cela signifie que la réaction $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ explique à elle seule les taux de ^{11}C . Il existe un facteur 1,6 ou 2,8 de différence, la valeur théorique étant inférieure aux valeurs expérimentales.

	Nombre ^{11}C	
	Mesures exp	Calcul $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$
Cible B_{nat}	$(9,7 \pm 0,6) \cdot 10^6$	$(6,0 \pm 2,8) \cdot 10^6$
Cible B_{nat}	$(1,7 \pm 0,1) \cdot 10^7$	

TABLE 5.6 – Comparaisons entre les nombres de ^{11}C mesurés dans des cibles B_{nat} avec les nombres de réactions $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ estimées par la théorie (tirs 1510124 1510128).

- Les mesures expérimentales sous-estiment les taux de réactions car un nombre inconnu de noyaux ^{11}C sont perdus. Tout d'abord, les cibles B_{nat} étaient assez poreuses et l'interaction avec le faisceau de particules ablatait facilement quelques micromètres de matière. Ensuite, il est possible qu'une certaine quantité soit perdue lors du transport de la cible jusqu'au banc de mesure. En effet, pour des raisons techniques, ce dernier ne pouvait pas être placé dans la salle expérimentale, notamment à cause du flash électromagnétique. Ainsi, la différence avec la valeur théorique est renforcée.

- Comme pour la réaction $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$, le calcul ne prend pas en compte les effets propres au faisceau de particules accélérées par laser : flux, chauffage etc.

Réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$ en cibles B_{nat} et B10

Le tableau 5.7 rapporte le nombre de noyaux ^7Be mesuré pour deux cibles B_{nat} et B10, ainsi que le nombre calculé. En cible ^{10}B , en prenant en compte les barres d'erreur, les résultats expérimentaux et théoriques sont vraiment similaires. En cible B_{nat} , la mesure expérimentale est 5 fois plus grande que l'estimation théorique et les barres d'erreurs ne suffisent pas à réduire cette différence.

- Comme expliqué dans le paragraphe précédent, dans l'expérience, une certaine quantité de noyaux ^7Be a été perdue, ce qui renforce la différence avec la valeur théorique.

	Nombre ${}^7\text{Be}$	
	mesure exp	calcul ${}^{10}\text{B}(p, \alpha){}^7\text{Be}$
cible B_{nat}	$(1, 0 \pm 0, 2) \cdot 10^7$	$(2, 0 \pm 0, 9) \cdot 10^6$
cible B10	$(1, 9 \pm 0, 3) \cdot 10^7$	$(9, 3 \pm 3, 7) \cdot 10^6$

TABLE 5.7 – Comparaisons entre les nombres de ${}^7\text{Be}$ mesurés dans des cibles B_{nat} et B10, avec les nombres de réactions ${}^{10}\text{B}(p, \alpha){}^7\text{Be}$ estimées par la théorie tirs (1510060 1510124).

• Du point de vue théorique, il n’y a pas d’autre réaction qui puisse expliquer la production de ${}^7\text{Be}$. Les effets négligés sont les mêmes que dans le paragraphe précédent et pourraient avoir un rôle important qui explique la différence entre le calcul et la mesure expérimentale.

Dans l’idéal, le nombre de noyaux ${}^7\text{Be}$ devrait être comparé au nombre de particules α mesuré expérimentalement, puisque les deux particules sont produites simultanément par la même réaction. Cependant, sachant que l’énergie dégagée par la réaction est seulement de $\sim 1,1 \text{ MeV}$, l’énergie distribuée aux particules α est insuffisante pour traverser les filtres d’aluminium sur les CR-39.

Pour conclure, les mesures expérimentales d’activation concordent, en ordre de grandeur, avec les prédictions théoriques. Cela signifie que les réactions nucléaires considérées sont bien celles qui jouent un rôle principal. De légères différences apparaissent qui ne sont pas expliquées par les barres d’erreur. Des hypothèses sont faites à la fois sur les résultats expérimentaux et sur les valeurs théoriques. Il est possible que certaines caractéristiques propres aux faisceaux de particules accélérées par laser (flux, chauffage etc) participent à augmenter les taux de réactions et ne sont pas prises en compte dans les calculs.

5.5.4 Influence du spectre de protons sur les taux de réactions

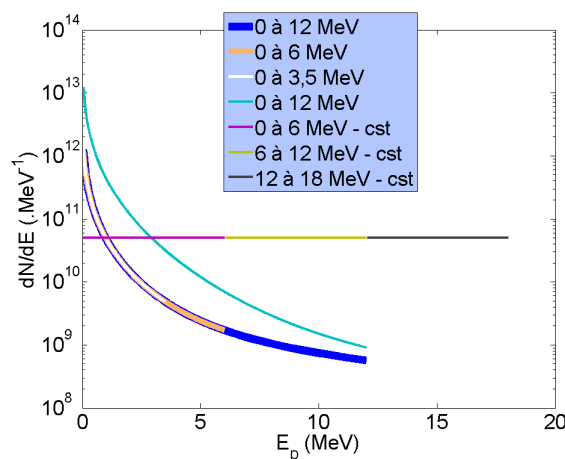


FIGURE 5.41 – Différents spectres de protons utilisés pour calculer le nombre de réactions en cible B_{nat} .

Pour comprendre l’effet du spectre de protons sur les taux de réactions, de simples calculs du nombre de réactions ont été réalisés en utilisant les spectres de protons, tracés sur la figure 5.41. Le spectre de référence 1) est celui allant de 0 à 12 MeV , similaire à celui mesuré expérimentalement pour un contraste laser 10^6 . A

ce spectre de référence, sont comparés les effets de spectres ayant des énergies maximales différentes de 6 MeV (spectre 2) et 3,5 MeV (spectre 3). Le spectre 4) correspond au spectre 1) multiplié par 10 pour étudier l'effet de l'augmentation du nombre de protons. Ensuite, trois spectres ayant un nombre de protons constant de $5.10^{10}.MeV^{-1}$ sont testés, comportant le même nombre de protons mais dans des gammes d'énergies différentes : 5) 0 à 6 MeV, 6) 6 à 12 MeV et 7) 12 à 18 MeV.

La figure 5.42 (a) donne le nombre de réactions $^{11}B(p, \alpha)2\alpha$ et $^{11}B(p, n)^{11}C$ produites par les spectres de protons (1), (2) et (3) dans une cible de bore naturel. La réaction $^{11}B(p, n)^{11}C$ ayant un seuil de 3 MeV, est très sensible à l'augmentation de l'énergie maximale des protons. Le nombre de réactions augmente brutalement dès que E_{max} dépasse 3 MeV. En revanche, le nombre de réactions $^{11}B(p, \alpha)2\alpha$ varie très peu en fonction de E_{max} . Le nombre passe de $5,9.10^6$ pour $E_{max} = 3 MeV$ à $1,6.10^7$ pour $E_{max} = 12 MeV$. Malgré l'augmentation de E_{max} et donc du nombre de protons d'énergies supérieures à $\geq 3 MeV$, le nombre de protons autour de $\sim 1 MeV$ reste identique et ce sont eux qui comptent réellement pour la réaction $^{11}B(p, \alpha)2\alpha$ car leur nombre est supérieur de plusieurs ordres de grandeurs.

La figure 5.42 (b) compare le nombre de réactions obtenues en augmentant le nombre de protons d'un facteur 10 sur tout le spectre. Logiquement, le nombre de réactions augmente d'un facteur 10, puisque le modèle prend en compte le rôle individuel de chaque proton. Pour voir d'autres effets, il faudrait que le modèle prenne en compte des effets dits collectifs, qui correspondraient au fait que les protons n'agissent pas seulement individuellement. Par exemple, l'augmentation du flux total équivaut à une augmentation de la charge électrique arrivant sur la cible et éventuellement, à la génération de champs électromagnétiques forts qui pourraient conduire à des processus d'ionisation.

La figure 5.42 (c) compare l'effet des spectres 5), 6) et 7) sur le nombre de réactions. Le nombre total de protons est constant mais les gammes d'énergie changent. Le nombre de réactions $^{11}B(p, \alpha)2\alpha$ et $^{11}B(p, n)^{11}C$ augmentent quand la gamme d'énergie augmente. Une très forte hausse apparaît entre les gammes 0–6 MeV et 6–12 MeV, surtout pour la réaction à seuil $^{11}B(p, n)^{11}C$. Puis, une hausse d'un facteur 2,5 apparaît entre les gammes 6–12 MeV et 12–18 MeV. Ce résultat peut s'expliquer par le fait que plus un proton est énergétique, plus la distance qu'il peut parcourir dans le bore est grande. Il a donc la possibilité d'interagir sur une plus grande distance et la probabilité qu'une réaction se produise est plus grande.

Discussion

Pour conclure, la réaction à seuil $^{11}B(p, n)^{11}C$ est très sensible à l'énergie maximale du spectre de protons et au nombre de protons d'énergies $\geq 3 MeV$ et c'est bien ce que montrent les résultats expérimentaux.

Pour un spectre de protons de type TNSA, il existe une grande différence entre les nombres de protons à basse et haute énergie. En conservant le nombre de protons à basses énergies identiques et en variant le nombre à hautes énergies, les calculs prédisent que le nombre de réactions $^{11}B(p, \alpha)2\alpha$ devrait être sensiblement le même quelle soit la valeur de E_{max} (facteur 2,7 près). Cela montre bien que ce sont les protons de basses énergies qui contribuent majoritairement à la production des réactions.

En réalité, expérimentalement, lorsque la valeur E_{max} augmente, le nombre de protons à basses énergies peut aussi augmenter légèrement, comme présenté dans les figures 4.3, 4.4, 4.7 et 4.8 du chapitre 4. La figure 5.43 donne un rappel des variations de spectre en fonction de E_{laser} et de la cible à protons. En prenant en compte les petites variations observées sur les spectres de la figure 5.43 (a), les calculs prédisent une augmentation du nombre de réactions $^{11}B(p, \alpha)2\alpha$ d'un facteur 7 lorsque E_{max} augmente. Le facteur d'augmentation chute à 2,4

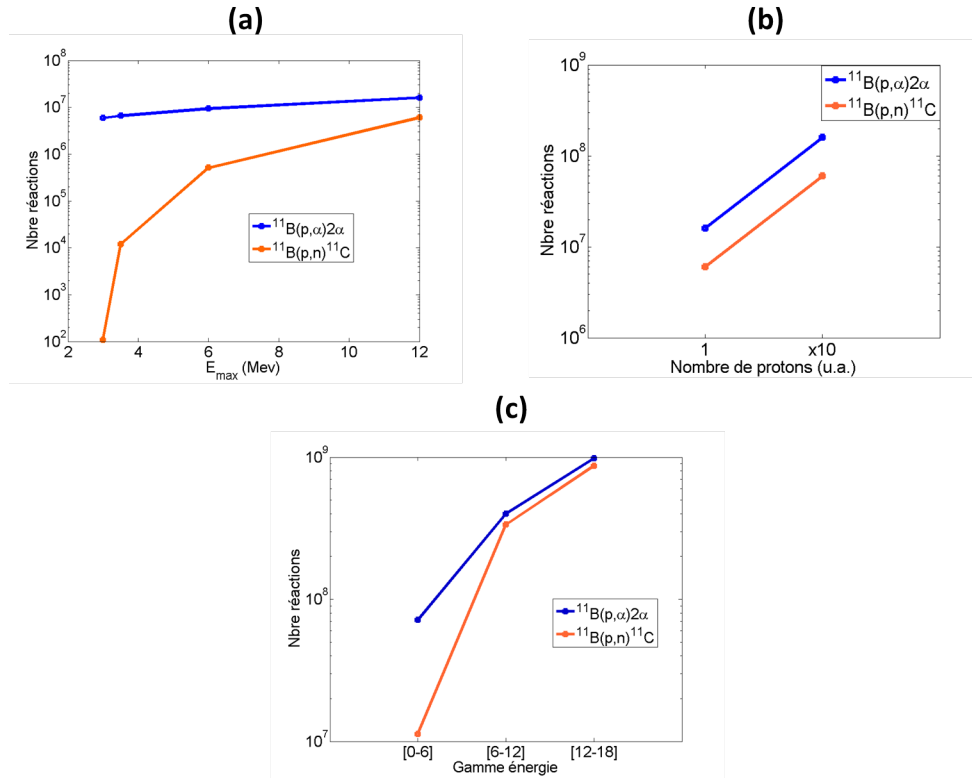


FIGURE 5.42 – Calculs du nombre de réactions $^{11}\text{B}(p,\alpha)2\alpha$ et $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$ (a) en fonction de E_{max} , (b) en fonction du nombre de protons et (c) en fonction de la gamme d'énergie.

en comparant les effets des spectres de la figure 5.43 (b).

Ces résultats n'expliquent pas la variation du taux de particules α d'un facteur 15 (mesuré en variant la cible à protons) et d'un facteur 10^3 (mesuré en variant E_{laser}).

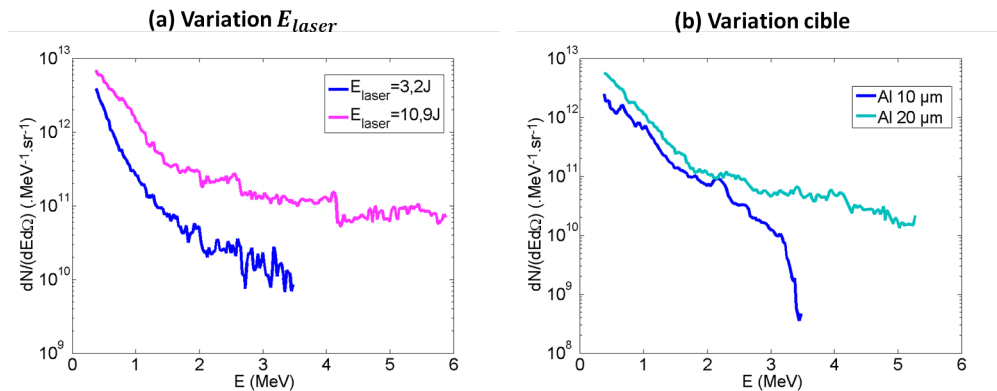


FIGURE 5.43 – Rappels des variations des spectres de protons en fonction de (a) E_{laser} et (b) la cible utilisée, pour un contraste de 10^4 .

- Pour comprendre pourquoi le nombre de particules α , à l'évidence produites par la réaction $^{11}\text{B}(p,\alpha)2\alpha$, augmente lorsque le spectre de protons contient une composante "hautes énergies", un effort doit être mené

pour mesurer précisément ce spectre. Puisque les protons de basses énergies $\leq 1 \text{ MeV}$ jouent un rôle important de par leur très grand nombre, leur caractérisation doit être complétée, en fonction de E_{laser} , ou de la cible. En effet, il a été montré dans le chapitre 4, que la parabole Thomson fournissait un nombre de protons erroné et ne donne aucune indication sur la divergence du faisceau. Les RCF permettent de définir précisément la distribution spatiale du faisceau mais ne donnent pas d'information sur les protons d'énergies inférieures à 1 MeV . De plus, aucune étude comparative de la divergence en fonction de E_{laser} et de la cible à protons n'a été effectuée pendant les expériences. Ces études doivent être réalisées pour pouvoir calculer avec encore plus de précision le nombre de réactions nucléaires en fonction du spectre de protons.

- Si la caractérisation fine des spectres de protons ne suffit pas à expliquer les variations du taux de réactions $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$ mesurées, d'autres explications doivent entrer en jeu.

En effet, le nombre de protons à haute énergie étant faible, ils ne participent pas directement à l'augmentation du taux de réactions $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$ (surtout sachant que les réactions sont sans doute produites en profondeur et ne peuvent pas être détectées). Une hypothèse serait de considérer une action indirecte des protons de fortes énergies et aussi considérer le faisceau d'électrons qui les accompagne.

Il est possible que les premiers électrons et protons qui arrivent sur la cible de réactions (les plus rapides) provoquent des excitations, ionisations et chauffage des atomes de bore. En effet, il existe un délai entre l'arrivée des protons/électrons sur la cible de bore dû à la dispersion du spectre lors de sa propagation sur la distance Δz qui sépare les deux cibles. Ce délai est calculé dans le tableau 5.44 pour $\Delta z = 6 \text{ mm}$. Un délai de 700 ps sépare l'arrivée des protons de $0,5 \text{ MeV}$ et de 5 MeV . Le délai entre l'arrivée des électrons les plus énergétiques et les protons de $0,5 \text{ MeV}$ est de l'ordre de la nanoseconde. Si des processus d'ionisation et de chauffage ont lieu et s'ils s'amplifient au cours de cette \sim nanoseconde, grâce à l'arrivée continue de particules, le milieu rencontré par les protons de $\sim 1 \text{ MeV}$ n'est plus solide.

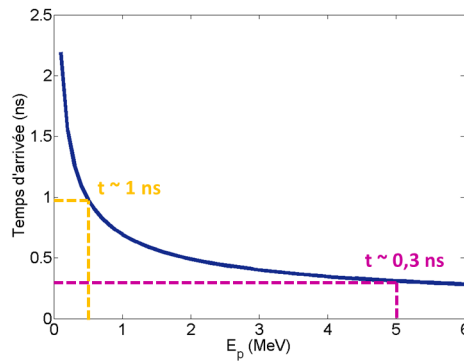


FIGURE 5.44 – Temps d'arrivée des protons sur une cible de bore située à $\Delta z = 6 \text{ mm}$, en fonction de leur énergie.

Expérimentalement, les images obtenues sur les IP placées dans les paraboles Thomson et spectromètres magnétiques témoignent d'une émission X par la cible de bore. Il n'est pas possible d'en déduire une température, mais il s'agit bien de la preuve que la cible de bore n'était pas froide pendant le processus d'interaction. Une première étape d'investigation a été effectuée avec le code ESTHER du CEA/DAM. Ce code hydrodynamique lagrangien 1D permet de simuler l'interaction d'un faisceau de particules (macro-ions) avec une cible de bore et prend en compte les effets thermiques, thermo-mécaniques et électromagnétiques. Il permet d'étudier le dépôt d'énergie d'un faisceau de protons dans la matière, en prenant en compte sa dispersion spectrale. Le code

calcule le pouvoir d'arrêt des protons, l'ionisation du matériau et sa détente. Les simulations de la température de la cible de bore au cours de son irradiation par les protons donnent des valeurs inférieures à la température de fusion, donc le code ne prévoit pas d'ionisation dans les conditions étudiées. Cependant, le code ESTHER ne prend pas en compte le rôle, pourtant important, du faisceau d'électrons.

Pour reproduire les résultats expérimentaux et estimer la température de la cible, il faudrait utiliser un code numérique plus complet.

Si la cible de bore reste à la densité solide, tout en subissant des processus d'ionisation, le pouvoir d'arrêt des protons peut être affecté, ce qui peut entraîner une augmentation du taux de réactions. Des calculs plus poussés devront donc être effectués pour comprendre complètement les résultats expérimentaux. Par ailleurs, il serait intéressant de mettre en place de nouveaux diagnostics lors des expériences qui donneraient des informations sur la détente de la cible de bore (interférométrie, ombroscopie), sa température (spectroscopie)...

Ces notions d'ionisation et de modification du pouvoir d'arrêt dans la cible de bore justifient l'approfondissement des études de production des réactions en plasmas créés par laser.

5.5.5 Propagation des ions dans un plasma

Recombinaison électronique

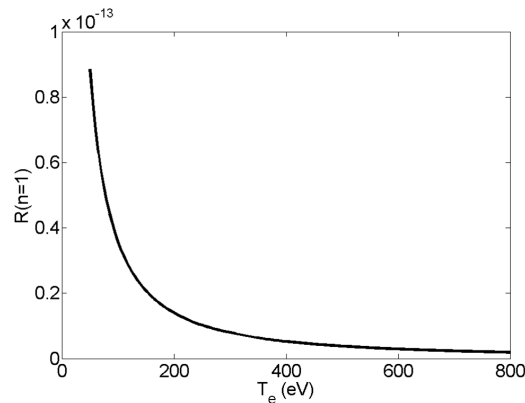


FIGURE 5.45 – Calcul du taux de recombinaison électronique pour des ions He^{2+} en fonction de la température T_e du plasma.

L'observation d'ions He^+ est possible si lors de la propagation des particules α initialement générée sans électron, soit à l'état He^{2+} , des électrons sont capturés dans le champ coulombien du noyau. Des processus de recombinaison électronique radiative peuvent par exemple avoir lieu, aussi bien dans un milieu solide que plasma.

Le taux de recombinaison radiative R dans un plasma de température électronique T_e dépend de la charge effective de l'ion ainsi que de la couche électronique considérée [170] [171].

$$R(n) = 5,2 \cdot 10^{-14} Q_n Z_{eff} \beta_n^{3/2} \gamma(\beta_n) [cm^3 \cdot s^{-1}] \quad (5.6)$$

avec n la couche électronique sur laquelle l'électron se recombine, égale à 1 pour de l'hélium

Z_{eff} la charge effective du noyau d' He^{2+} , supposée égale à 2

$Q_n = 1 - N/2n^2$ un facteur de correction qui prend en compte qu'une couche partiellement occupée par N électrons voit une probabilité de recombinaison plus faible qu'une couche vide. Ici N sera considéré comme nul

$E_n = Z^2 Ry/n^2$ est l'énergie d'ionisation qu'aura l'électron, une fois recombinaison sur la couche n . $Ry = 13,6057 eV$ est le nombre de Rydberg.

$$\beta_n = E_n / (k_B T_e)$$

$$\gamma(\beta_n) = \ln \left(1 + \frac{(0,562 + 1,4\beta_n)}{\beta_n(1 + 1,4\beta_n)} \right)$$

La figure 5.45 donne la valeur du taux de recombinaison en fonction de T_e . Ce taux est d'autant plus élevé que la température est faible. Ainsi, pour les plasmas produits sur ELFIE de températures électroniques comprises entre 200 et 400 eV, le taux de recombinaison est important.

Pour une particule α de vitesse v_α , le processus de recombinaison se produit pour $v_\alpha \sim v_{th}$. Pour $T_e = 200$ eV, v_{th} vaut $5,9.10^6$ m.s⁻¹ ce qui correspond à des particules α d'énergie $\sim 0,8$ MeV. Ce sont donc les particules α de faibles énergies qui sont susceptible de se recombiner. Ce sont bien ces énergies là qui sont mesurées expérimentalement.

Le taux représenté sur la figure 5.45 ne dépend pas de la densité du plasma car il s'agit en fait du coefficient de taux, en [cm³.s⁻¹]. Pour connaître le taux de recombinaison, soit le nombre de processus par unité de temps, il faut multiplier le coefficient R par la densité de projectiles (les particules α).

Pouvoir d'arrêt en milieu plasma

En milieu plasma, cohabitent des atomes neutres avec des ions, des électrons liés et des électrons libres. Le pouvoir d'arrêt d'un ion en plasma est donc la somme des contributions des électrons liés et des électrons libres. De plus, des effets collectifs dus aux forts champs électriques présents dans le plasma peuvent avoir lieu.

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{plasma} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{lie} + \left(\frac{dE}{dx} \right)_{libre} + \left(\frac{dE}{dx} \right)_{ion} + \text{effets collectifs} \quad (5.7)$$

Pour calculer la contribution des électrons liés, il faut de nouveau utiliser le modèle de Bethe mais en corrigeant le potentiel d'ionisation moyen \bar{I} . Cette contribution sera négligée par la suite car dans les plasmas de bore décrits dans ce manuscrit, produits par le faisceau chirpé d'ELFIE, l'ionisation des atomes de bore est considéré comme totale. Il n'y a donc plus d'électrons liés qui participent au ralentissement des ions. La contribution des électrons libres prend en compte deux aspects. Tout d'abord, il faut toujours considérer des processus binaires de collisions élastiques coulombiennes. De plus, il faut prendre en compte des processus collectifs, dans le sens où un ion pénétrant le plasma, met en mouvement les charges alentours au travers de son champ coulombien, ce qui induit une perte d'énergie. Il faut aussi considérer un autre type d'effet collectif lié à l'arrivée dans le plasma des faisceaux d'électrons et protons, qui peuvent générer des instabilités et de forts champs électromagnétiques. Ce dernier point sera négligé dans un premier temps et discuté à la fin de cette partie. La contribution des ions $\left(\frac{dE}{dx} \right)_{ion}$ n'est significatives que pour des températures plasmas élevées et sera aussi négligée. Le modèle de Jackson donne une expression de $\left(\frac{dE}{dx} \right)_{libre}$ [87] [172] :

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{libre} = \frac{\omega_{pe}^2 \overline{Z}_{eff}^2 e^2}{4\pi\epsilon_0 c^2 \beta^2} G(y_e) \ln(\Lambda_{free}) \quad (5.8)$$

où :

$G(x) = erf(\sqrt{x}) - 2\sqrt{x/\pi} exp^{-x}$ est sans dimension

$$y_e = \left(\frac{m_e c^2 \beta^2}{2T_e} \right)$$

T_e est la température électronique du plasma

Z_{eff} est la charge effective du projectile soit \overline{Z}_1

$\omega_{pe}^2 = \frac{Z_2 e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}$ en s^{-2} est la fréquence plasma électronique au carré

n_e est la densité d'électrons et correspond à $5n_0$, où n_0 est la densité d'atomes et vaut $1,3 \cdot 10^{29} \cdot m^{-3}$.

$$\Lambda_{free} = \frac{0,764 \beta c}{b_{min} \omega_{pe}}$$

$$m_{12} = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \text{ en } kg$$

$\bar{u} = abs(v_{ion} - v_e)$ en $m \cdot s^{-1}$ est la vitesse relative moyenne entre le projectile et les électrons de la cible avec $v_{e,th}$ la vitesse thermique des électrons

$$b_{min} = max\left(\frac{e^2 Z_1}{4\pi \epsilon_0 m_{12} \bar{u}^2}, \frac{\hbar}{2m_{12} \bar{u}}\right)$$

En plasma, le pouvoir d'arrêt est aussi dépendant de deux régimes où $v_{ion} < v_{e,th}$ et $v_{ion} > v_{e,th}$. La transition entre les deux régimes évoluent donc en fonction de la température du plasma. Les figures 5.46 et 5.47 donnent le calcul du pouvoir d'arrêt $(\frac{dE}{dx})_{libre}$ pour des températures plasmas $T_e = 100 - 200 - 500 - 1000 \text{ eV}$, pour des protons et des particules α se propageant dans un plasma de bore complètement ionisé. La densité d'électrons en plasma est supposée égale à celle dans le solide. Le modèle n'est plus approprié pour les basses températures $T_e \leq 100 \text{ eV}$, où l'hypothèse que tous les ions bore sont ionisés ne doit plus être correcte. Connaissant, la température et la densité des électrons, il faudrait résoudre l'équation de Saha pour connaître précisément le degré d'ionisation.

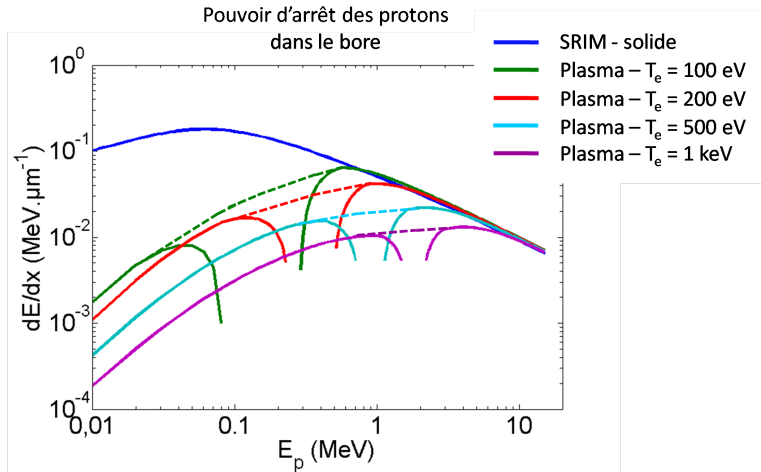


FIGURE 5.46 – Pouvoir d'arrêt des protons dans du bore solide et dans un plasma de bore, complètement ionisé, pour des températures $T_e = 100 - 200 - 500 - 1000 \text{ eV}$.

A la limite $v_{ion} \sim v_{e,th}$, le modèle diverge. Il faut effectuer une interpolation pour y définir $(\frac{dE}{dx})_{libre}$. Pour des ions de basses énergies $v_{ion} < v_{e,th}$, les calculs montrent la diminution du pouvoir d'arrêt des ions en plasma par rapport au solide, et cette diminution est d'autant plus grande que la température T_e est grande. Pour $T_e = 1 \text{ keV}$ et des protons d'énergie 1 MeV , le pouvoir d'arrêt est diminué d'un facteur 10 par rapport au solide. Pour $v_{ion} > v_{e,th}$, le pouvoir d'arrêt est similaire à celui dans le solide. Ces résultats sont en accord avec ceux de Willingale *et al.* [69] et Faussurier *et al.* [173], par exemple.

Le modèle décrit ici ne prend pas en compte les effets collectifs liés au fait qu'un proton n'arrive pas seul et isolé dans le plasma, mais plutôt qu'un grand groupe de charges électriques arrivent simultanément. En fait, la pénétration des faisceaux d'électrons et plasmas dans le plasma revient à une collision de deux plasmas. Lors de l'arrivée des faisceaux, des champs électriques et magnétiques sont générés et excitent des modes plasma instables, qui peuvent croître exponentiellement. Une des instabilités qui peuvent apparaître

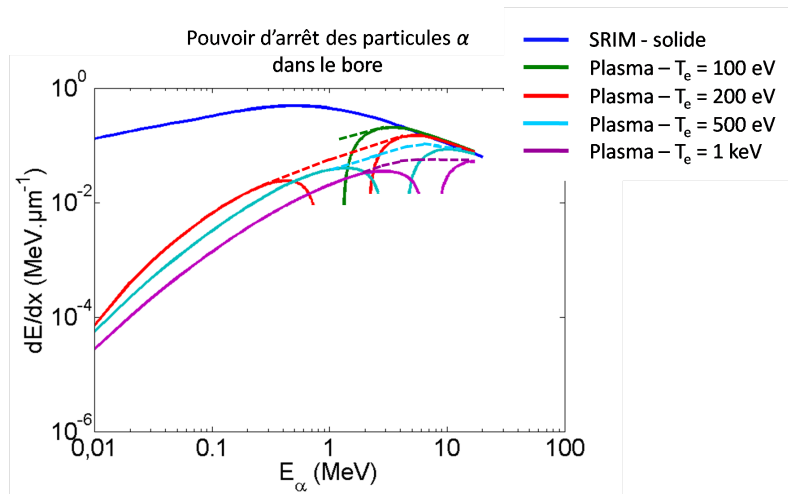


FIGURE 5.47 – Pouvoir d’arrêt des particules α dans du bore solide et dans un plasma de bore, complètement ionisé, pour des températures $T_e = 100 - 200 - 500 - 1000 \text{ eV}$.

est l’instabilité deux-faisceaux de nature électrostatique. Un champ électrique est généré le long de l’axe de propagation du faisceau de particules. Une autre instabilité est l’instabilité Weibel de nature magnétique où un champ magnétique est généré dans une direction transverse à l’axe de propagation des particules. Cette dernière instabilité se développe dans des plasmas relativistes et ne concerne donc pas les plasmas étudiés dans cette thèse.

Le taux de croissance de l’instabilité deux-faisceaux est lié à la densité du plasma. Son existence pourrait contribuer à augmenter le pouvoir d’arrêt des ions dans le plasma.

Des simulations numériques sont donc nécessaires pour prendre en compte tous les effets et vérifier la validité des courbes 5.46 et 5.47. Les codes adaptés à ce futur travail sont les codes PIC (Particle-in-Cell).

5.5.6 Influence du milieu plasma sur les taux de réactions

- Les résultats obtenus dans la Parabole Thomson sont assez convaincants et montrent une forte augmentation du taux de particules α émises lorsque les réactions sont produites en plasma. Le spectre d’ions He^{2+} mesuré dans la Parabole Thomson, dans une gamme d’énergie allant de 500 keV à 700 keV , donne un nombre autour de $5 \cdot 10^{10} \cdot \text{MeV}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$. Cette valeur est supérieure d’un facteur ~ 60 à la valeur théorique du nombre de réactions trouvée pour $T_e = 200 \text{ eV}$. Sachant que le faisceau de protons contient seulement 10^{11} à 10^{12} particules, le nombre de particules α est donc anormalement élevé ce qui indique que des parasites seraient superposés au signal. Il est aussi possible que les données d’étalonnages employées qui donnent la correspondance entre le nombre de PSL et le nombre de particules α ne soient pas tout à fait adaptées au scanner d’IP présent sur ELFIE.

De plus, comme déjà discuté précédemment, la mesure expérimentale ne concerne qu’une direction et il est possible que si les mesures étaient étendues sous 4π , la valeur moyenne du nombre de réactions serait diminuée. En tous les cas, les résultats obtenus dans les CR-39 sont bien en accord avec l’idée d’une augmentation du nombre de particules α collectées quand les réactions sont produites en plasma plutôt qu’en solide. La zone plasma rencontrée par le coeur du faisceau de protons était beaucoup plus petite que la surface totale du faisceau et pourtant des effets sont observés. Cela peut signifier que le coeur du faisceau joue un rôle très important.

- Il existe deux raisons principales qui peuvent augmenter le nombre de particules α émises par la cible de bore :

- leur propagation dans la matière est "facilitée", c'est-à-dire qu'elles subissent un plus faible ralentissement dans le plasma que dans le solide, et sortent donc en plus grand nombre
- le nombre de réactions nucléaires est supérieur en milieu plasma qu'en milieu solide.

En réalité, les deux processus se produisent simultanément.

Le nombre de réactions nucléaires induites par des protons dépend de trois paramètres : la densité de noyaux de bore, la section efficace des réactions et le pouvoir d'arrêt de ces protons dans la matière. La section efficace peut être modifiée par des effets d'écrantage, mais qui seront négligés dans un premier temps pour les conditions plasmas créées sur ELFIE. En plasma, le choc laser induit très localement un bourrelet où la densité de noyaux de bore augmente, mais cette zone est très petite (de l'ordre du micron) par rapport à toute la zone d'expansion, où la densité de bore est inférieure ou égale à la densité solide. La réduction du pouvoir d'arrêt des protons en plasma semble donc être l'explication la plus pertinente pour l'augmentation du nombre de réactions.

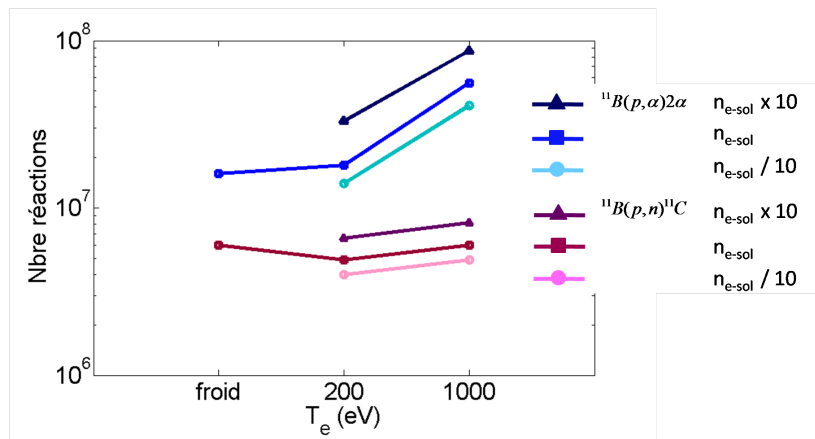


FIGURE 5.48 – Estimations du nombre de réactions $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$ et $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ attendues en cible de bore froide et en cible chauffée de températures $T_e = 200 \text{ eV}$ et $T_e = 1000 \text{ eV}$, en fonction de la densité de noyaux de bore.

Grâce aux calculs de pouvoir d'arrêt des protons dans un plasma de bore effectués précédemment, le nombre de réactions $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$ et $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ a pu être calculé pour des plasmas de densité solide et de densités 10 fois supérieure, et inférieure. Le spectre de protons considéré est le même que celui utilisé précédemment, dans le chapitre 2, tracé sur la figure 2.26 et caractérisé par une énergie maximale de 12 MeV .

Le pouvoir d'arrêt des protons de fortes énergies $> 1 \text{ MeV}$ est peu changé en plasma de densité solide et c'est pourquoi la réaction $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ qui a un seuil de 3 MeV est peu affectée. Le nombre de réactions est similaire à celui obtenu en cible froide. Ce résultat correspond bien aux observations expérimentales. En plasma peu dense, le pouvoir d'arrêt des protons de fortes énergies est vraiment diminué et favorise l'augmentation du nombre de réactions. Dans le même temps, la densité de bore diminue aussi. Les deux phénomènes se compensent et alors le nombre de réactions obtenues est similaire au cas de la cible froide. Pour un plasma de densité 10 fois supérieure à celle du solide, le pouvoir d'arrêt des protons augmente mais l'augmentation du nombre de noyaux ^{11}B permet de fortement augmenter le taux de réactions.

Les protons de faibles énergies $< 1 \text{ MeV}$ voient vraiment leur pouvoir d'arrêt diminuer en milieu plasma et c'est pourquoi la réaction $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$ qui n'a pas de seuil, est significativement affectée. Une augmentation du nombre de réactions apparaît, d'un facteur 1,1 pour $T_e = 200 \text{ eV}$ et d'un facteur 3,5 pour $T_e = 1000 \text{ eV}$. A basse densité, la diminution du pouvoir d'arrêt est compensée par la diminution de la densité de bore. A forte

densité, le pouvoir d'arrêt des protons est légèrement augmenté mais reste inférieur au pouvoir d'arrêt dans le solide. Ainsi, le taux de réactions augmente d'un facteur ~ 2 .

- Non seulement les calculs ne prédisent pas d'augmentation du nombre de réactions $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ en milieu plasma de densité solide, mais en plus, des diminutions sont observées expérimentalement. En réalité, il s'agit d'un défaut dans la méthode de détection. Lorsque les protons interagissent avec une cible de bore solide, les ions ^{11}C produits à l'intérieur y sont stoppés. Il est donc possible de les mesurer. Les ions produits en surface sont susceptibles de tomber et disparaître, en particulier lors du transport de la cible. Lorsque la cible de bore est irradiée par laser, les ions ^{11}C produits dans le plasma en expansion sont perdus, ainsi que les ions produits dans les premiers micromètres, ablatés par le laser. De plus, après avoir subi le choc laser, la cible est fragilisée et le risque de perdre de la matière est plus grand. Toutes ces pertes sont responsables de la diminution de l'activité observée expérimentalement. La mesure de ^{11}C n'a donc pas été correctement effectuée. Tout en connaissant les défauts de la méthode, l'objectif de ces mesures était d'effectuer des études préliminaires pour éclaircir le problème.

Dans l'idéal, il faudrait placer un collecteur d'ions autour de la cible de bore. Il pourrait s'agir d'une simple feuille d'aluminium, d'épaisseur $\sim 10 \mu\text{m}$, dans laquelle le plasma en expansion serait stoppé. Après le tir, il faudrait mesurer l'activité de l'ensemble cible+collecteur [84]. Techniquement, cette méthode est difficile à mettre en oeuvre dans le schéma expérimental actuel car il faut conserver de l'espace autour de la cible de bore pour l'arrivée du faisceau de protons et l'arrivée du faisceau laser.

Ce problème ne concerne pas la réaction $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$, car les particules α produites en plasma ont une impulsion cinétique et peuvent atteindre les diagnostics. Au contraire, comme expliqué précédemment, le milieu plasma favorise leur sortie.

- La méthode de détection de la réaction $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$ ne permet pas de conclure définitivement si l'augmentation du nombre de particules α est due à une augmentation du nombre de réactions ou à la diminution de leur pouvoir d'arrêt. Pour conclure, il faudrait la mesure totale du nombre de particules α produites, qui sont sorties et qui sont restées dans la cible de bore, pour les cas solide et plasma. C'est possible si ces particules produisent des réactions nucléaires détectables dans la cible, comme la réaction secondaire $^{10}\text{B}(\alpha, n)^{13}\text{N}$. Ce point est discuté dans le paragraphe 5.5.2.

- Dans la campagne effectuée sur l'installation LULI2000, le choix du délai Δt entre les faisceaux lasers a été effectué tel que l'impulsion courte était déclenchée 1 ns après le début du faisceau de chauffage (de durée $1,5 \text{ ns}$) de façon à envoyer le faisceau de protons dans un plasma le plus chaud possible. La distance entre les cibles était de $1,5 \text{ mm}$, ainsi la dispersion du spectre de protons induisait un étalement sur environ 400 ps . Par conséquent, tous les protons arrivaient sur la cible de bore pendant qu'elle était toujours irradiée par le faisceau de chauffage. L'avantage de ce dispositif était de pouvoir envoyer tous les protons en milieu plasma.

La situation étudiée sur l'installation ELFIE était tout à fait différente car la durée du faisceau de chauffage était deux fois plus courte alors que l'étalement du spectre de protons était de $\sim 1 \text{ ns}$ (car la distance entre les cibles était de 6 mm). Par conséquent, tous les protons n'interagissaient pas avec le même profil plasma. L'avantage de ce dispositif était de pouvoir sélectionner quelle partie du spectre interagissait avec le plasma. Les délais Δt étudiés étaient -40 ps , -200 ps et -340 ps , avec une incertitude de $\pm \sim 50 \text{ ps}$. Ainsi, tous les protons d'énergies supérieures à 6 MeV interagissait avec du bore solide. Les protons d'énergies inférieures arrivaient tout le temps de la durée du faisceau de chauffage et interagissaient dans un plasma de température croissante.

• Pour $T_e = 200 \text{ eV}$ et à la densité solide, les calculs prévoient une augmentation du nombre de réactions d'un facteur $\sim 1,1$. Or, les augmentations mesurées sur l'installation ELFIE sont d'un facteur 2 dans l'expérience avec contraste laser de 10^4 , et d'un facteur compris entre 3 et 8 dans l'expérience avec contraste laser de 10^6 . Il est possible que la température soit un peu plus élevée et il est aussi possible que le bourrelet de densité créé par le choc laser joue un rôle important.

La mesure effectuée en milieu solide, sur l'installation LULI2000, est au niveau du bruit. Il n'est donc pas possible de déterminer précisément le facteur d'augmentation mais il semble > 8 , ce qui est logique avec l'augmentation de la température.

Conclusion sur les résultats en milieu plasma

La principale raison qui justifie la production de réactions nucléaires en milieu plasma est l'idée que la diminution du pouvoir d'arrêt des protons permettrait d'augmenter significativement le nombre de réactions. L'augmentation serait d'autant plus importante que la température électronique et la densité de noyaux de bore seraient grands.

La diminution du pouvoir d'arrêt est surtout vraie pour les protons de faibles énergies ($\leq 1 \text{ MeV}$). Par conséquent, les conditions affectent surtout les réactions nucléaires sans seuil, comme la réaction $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$. Lors des expériences ELFIE, même si la dimension du plasma était limitée, des effets sont tout de même observés. Une augmentation du nombre de réactions, d'un facteur 8, voire plus, a été mesurée.

5.5.7 Cycles de réactions

Les calculs du nombre de réactions attendues en cibles solides B_{nat} et $B-N$ irradiées par des spectres de protons semblables à ceux mesurés dans les RCF et ayant des énergies maximales de 6 MeV ou 12 MeV , typiques des spectres accélérés avec un contraste laser de 10^4 et 10^6 , sont présentés sur la figure 5.49. Les réactions considérées sont les suivantes : $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$, $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ et $^{14}\text{N}(p, \alpha)^{11}\text{C}$. La réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$ est aussi évaluée à titre indicatif mais elle est négligeable.

Pour $E_{max} = 6 \text{ MeV}$, le nombre de particules α et noyaux de ^{11}C produits en cible B_{nat} sont théoriquement ~ 2 fois plus grand qu'en cible $B-N$. En cible $B-N$, la diminution du nombre de ^{11}B diminue la contribution des réactions $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$ et $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ mais la présence de ^{14}N permet la réaction $^{14}\text{N}(p, \alpha)^{11}\text{C}$ qui contribue à la fois à la production de particules α et de ^{11}C . Le même comportement est observé pour $E_{max} = 12 \text{ MeV}$.

Les résultats calculés pour $E_{max} = 6 \text{ MeV}$ sont comparés avec ceux de la série effectuée lors de la campagne 2014 pour $\Delta z = 2 \text{ mm}$ dans le tableau 5.8.

La théorie prévoit un nombre de ^{11}C produit en cible B_{nat} 2,2 fois plus grand que le nombre produit en cible $B-N$. Les résultats expérimentaux montrent un rapport de 1,7. Compte tenu des barres d'erreurs respectives à ces valeurs, il est correct de dire que la production de ^{11}C est globalement bien comprise en considérant les réactions $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ et $^{14}\text{N}(p, \alpha)^{11}\text{C}$.

Cependant, en regardant en détails, le nombre de réactions mesurées expérimentalement est 2 à 3 fois plus grand que les prédictions théoriques alors que les mesures expérimentales sous-estiment les résultats (toujours à cause du problème de perte de cible). Ceci peut être dû à l'appareil de mesure employé lors de la campagne 2014 qui ne fonctionnait pas en coïncidence et pouvait éventuellement collecter d'autres particules que les photons de 511 keV . D'autre part, les effets du flux de protons ou de chauffage qui ne sont pas pris en compte dans le modèle pourraient expliquer les différences.

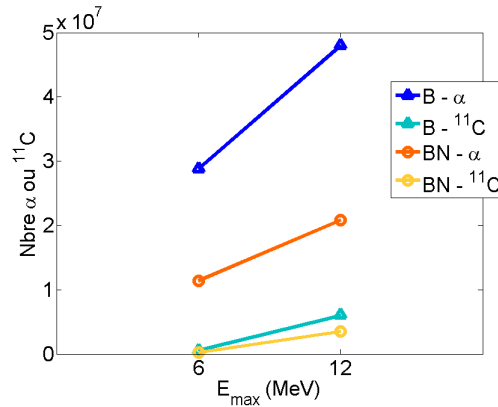


FIGURE 5.49 – Nombres théoriques de particules α et de noyaux de ^{11}C qui peuvent être produits dans les cibles B_{nat} et $B - N$.

	B_{nat}		B-N	
	calculs	exp	calculs	exp
$^{11}\text{B}(p,\alpha)2\alpha$	$(9,3 \pm 4) \cdot 10^6$		$(3,8 \pm 1,5) \cdot 10^6$	
$^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$	$(5,1 \pm 2,0) \cdot 10^5$		$(2,1 \pm 0,9) \cdot 10^5$	
$^{10}\text{B}(p, \alpha) ^7\text{Be}$	$(6,5 \pm 2,0) \cdot 10^4$		$(3,1 \pm 1,3) \cdot 10^4$	
$^{14}\text{N}(p,\alpha)^{11}\text{C}$		/	$(1,8 \pm 0,3) \cdot 10^4$	
Somme α	$(2,8 \pm 1,2) \cdot 10^7$	$(9,2 \pm 2,8) \cdot 10^7$	$(1,1 \pm 0,5) \cdot 10^7$	$(2,5 \pm 1,3) \cdot 10^8$
Somme ^{11}C	$(5,1 \pm 2,0) \cdot 10^5$	$(1,2 \pm 0,1) \cdot 10^6$	$(2,3 \pm 0,9) \cdot 10^5$	$(6,8 \pm 0,8) \cdot 10^5$

TABLE 5.8 – Comparaison des nombres de particules α et ^{11}C théoriques et mesurés expérimentalement dans les cibles B_{nat} et $B - N$ (tirs expérimentaux 1405013 1405015).

La théorie prévoit un nombre de particules α produites dans les cibles B_{nat} 2,5 fois plus grand qu'en cible $B - N$. Or, les résultats expérimentaux montrent un rapport inverse avec un nombre 2,7 plus grand en cible $B - N$ qu'en cible B_{nat} . Un rapport de 2,7 est significatif et se retrouve sur plusieurs séries et plusieurs campagnes expérimentales.

Discussion des résultats

- Le nombre de noyaux de ^{11}C mesuré en cible $B - N$ est ~ 2 fois inférieur à celui mesuré en cible B , ce qui est reproduit par les calculs. Le ^{11}C est principalement produit par des réactions à seuil qui nécessitent des protons de plus de 3 MeV. Or, les protons qui pourraient être produits dans les cycles de réactions ont des énergies plutôt proches de 2 MeV et ne pourraient donc pas contribuer significativement à ces réactions.

- Pour certains paramètres de tirs, le nombre de particules α émises par des cibles solides $B - N$ est ~ 2 fois plus grand que le nombre émis par des cibles B_{nat} , alors que la théorie prévoit l'inverse. Il peut s'agir d'un

	Nbre réactions entre 0 à 12 μm	Nbre réactions entre 12 à 100 μm	Nombre total
$^{11}B(p, \alpha)2\alpha$	$1,5 \cdot 10^6$	$2,4 \cdot 10^6$	$6,6 \cdot 10^6$
$^{14}N(p, \alpha)^{11}C$	$4,8 \cdot 10^4$	$3,0 \cdot 10^5$	$1,0 \cdot 10^6$

TABLE 5.9 – Nombre de réactions $^{11}B(p, \alpha)2\alpha$ et $^{14}N(p, \alpha)^{11}C$ produites dans une cible $B - N$ entre 0 – 12 μm et entre 12 – 100 μm .

signe d'augmentation des taux de réactions $^{11}B(p, \alpha)2\alpha$ et/ou $^{14}N(p, \alpha)^{11}C$ ou d'une sortie de cible facilitée pour les particules α . A priori, le ralentissement des ions dans ces matériaux est tout à fait similaire. Cependant, l'une des réactions étant sans seuil, avec des résonances à basses énergies, et l'autre avec seuil, le nombre de réactions produites en fonction de la profondeur dans la cible peut être différent. Par exemple, si plus de réactions $^{14}N(p, \alpha)^{11}C$ sont produites dans les premiers microns de la cible, la probabilité de détecter des particules α issues de cette réaction est plus grande, que des particules α issues de la réaction $^{11}B(p, \alpha)2\alpha$, et inversement. La figure 5.50 représente le nombre de réactions $^{11}B(p, \alpha)2\alpha$ et $^{14}N(p, \alpha)^{11}C$ produites par tranche de 1 μm dans une cible $B - N$. Le spectre de protons utilisé pour les calculs avait une énergie maximale de 12 MeV. Des réactions pouvaient donc être produites jusqu'à 861 μm dans la cible. Les intégrales des courbes entre 0 – 12 μm et entre 12 – 100 μm sont données dans le tableau 5.9. 23% des réactions $^{11}B(p, \alpha)2\alpha$ contre 5% des réactions $^{14}N(p, \alpha)^{11}C$ sont produites dans la zone 0 – 12 μm qui est la zone principale où les particules α produites peuvent sortir de la cible et être détectées dans les CR-39. Quasiment deux ordres de grandeurs séparent les taux de réactions. Ainsi, ces résultats n'expliquent pas l'augmentation du nombre de particules α émises par une cible $B - N$ par rapport à une cible B_{nat} .

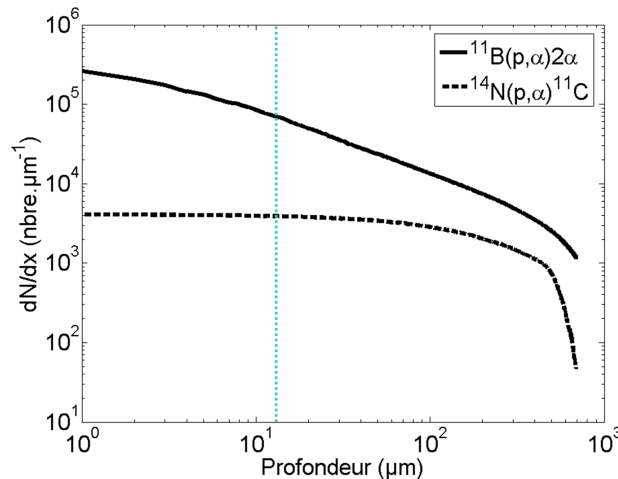


FIGURE 5.50 – Nombre de réactions $^{11}B(p, \alpha)2\alpha$ et $^{14}N(p, \alpha)^{11}C$ produites par micron dans une cible $B - N$ par un spectre de protons allant jusqu'à 12 MeV et pouvant pénétrer jusqu'à 861 μm dans la cible.

L'augmentation pourrait être due à une augmentation des taux de réactions due à une augmentation du nombre de protons par exemple, à travers la production de cycles de réactions.

Le nombre de particules α produites par les réactions primaires, initiées par les protons accélérés par TNSA,

est de l'ordre de $\sim 2.10^8$, en cible $B - N$. Les sections efficaces des réactions secondaires $^{14}N(\alpha, \gamma)^{18}F$ et $^{14}N(\alpha, p)^{17}O$ sont malheureusement mal connues. Celle de la réaction $^{14}N(\alpha, \gamma)^{18}F$ serait de l'ordre de 0,18 b. Soit $N = N_\alpha n_N \sigma L$ le nombre de réactions avec N_α le nombre de particules α , $n_N = 5,3.10^{22}.cm^{-3}$ la densité de noyaux d'azote, σ la section efficace pour $E = 4 MeV$ et L la longueur maximale parcourue par une particule α pour $E = 4 MeV$. N_{18F} serait de l'ordre de 2.10^3 et $N_{17O} = 4.10^2$. Un cycle n'ajoute "que" 4.10^2 protons, et ce nombre va en diminuant au fil des cycles. Or, pour doubler le nombre de particules α comme il est observé expérimentalement, il faudrait au moins doubler le nombre de protons initial. Cela ne semble pas possible en ne considérant que les processus de cycle.

Comme il existe un certain nombre d'hypothèses sur les mesures expérimentales, il faudrait les répéter pour avoir une plus grande statistique et confirmer (ou infirmer) le facteur d'augmentation. De plus, d'autres paramètres encore non identifiés pourraient contribuer à l'augmentation du taux de réactions.

- En milieu plasma, le nombre de particules α émises par les cibles $B - N$ n'est plus supérieur au nombre émis par les cibles B_{nat} , et au contraire diminue pour les Δt croissants. Il est clair que les délais choisis entre les faisceaux n'étaient pas favorables à la production de cycles. En diminuant le délai, plus de protons de basses énergies pourraient rencontrer un plasma chaud ce qui devrait contribuer à l'augmentation des taux de réactions.

5.6 Comparaison avec un schéma utilisant l'interaction photon-matière

Le chapitre 1 introduit les différents schémas explorés pour la production de réactions nucléaires par des impulsions laser de forte intensité ($\sim 10^{18} W.cm^{-2}$). Deux grands types de schémas existent :

- une impulsion laser est directement focalisée sur une cible, pour chauffer/accélérer des ions et exciter des processus nucléaires. Il s'agit d'un schéma mono-cible qui utilise l'interaction photon-matière pour initier des réactions [16].
- une impulsion laser est focalisée sur une première cible pour accélérer un faisceau d'ions qui est ensuite envoyé sur une seconde cible, pour initier des réactions. Il s'agit du schéma étudié dans cette thèse. L'utilisation de deux cibles permet de contrôler indépendamment les paramètres de la source d'ions et les paramètres du milieu dans lequel se produisent les réactions.

Une série de tirs a été effectuée afin de comparer le nombre de réactions $^{11}B(p, \alpha)2\alpha$ produites dans ces deux schémas [174]. Pour reproduire le schéma mono-cible, l'impulsion courte de l'installation ELFIE était focalisée directement sur une cible épaisse (1 mm) contenant 50% de bore naturel et 50% de $(CH_2)_n$, en masse, et tiltée d'un angle de $45 \pm 5^\circ$ (angle entre la normale à la cible et l'axe laser). Les résultats présentés ci-dessous ont été obtenus pour $E_{laser} = 9,7 J$ et un contraste de 10^4 . Pour le schéma à deux cibles, le faisceau de protons a été accéléré par l'interaction de l'impulsion courte, avec $E_{laser} = 11,2 J$, sur une feuille d'Alu 20 μm . La distance séparant la feuille et la cible de bore était de 6 mm et cette dernière était aussi tiltée d'un angle de $45 \pm 5^\circ$. Le même dispositif que celui présenté sur la figure 3.2 était utilisé pour détecter les particules α .

Le tableau 5.10 rapporte le nombre de particules α détectées dans les CR-39, dans les directions 110° et 155° . Dans le cas du schéma mono-cible, l'interaction laser-cible accélère protons et ions bore le long de la normale à la cible, ce qui correspond exactement à la direction 135° . Pour des intensités laser $\sim 10^{19} W.cm^{-2}$, les ions peuvent acquérir jusqu'à quelques MeV par unité de masse atomique, soit jusqu'à 10 MeV pour des ions bore [37]. Par conséquent les données obtenues dans la direction 135° ne sont pas exploitables car il n'est pas possible de discriminer les particules α des ions bore dans les CR-39.

Pour le schéma mono-cible aucune particule α n'a été détectée dans les directions 110° et 155° , ce qui ne signifie

pas que le nombre était nul, mais qu'il était inférieur au seuil de détection estimé à 1 particule α par unité de surface de mesure $S = 442 \mu\text{m} \times 590 \mu\text{m}$, soit $2,6 \cdot 10^5 \cdot \text{sr}^{-1}$.

Dans le schéma d'interaction proton-cible, le nombre de particules α s'élève à $(8,6 \pm 1,2) \cdot 10^7 \cdot \text{sr}^{-1}$ et $(3,5 \pm 0,2) \cdot 10^8 \cdot \text{sr}^{-1}$ dans les directions respectives 110° et 155° . Les énergies de ces particules α sont supérieures à 2 MeV et même à 3 MeV pour la direction 155° .

Direction de la mesure ($^\circ$)	Energie particule α (MeV)	Nombre de particules α /sr	
		Schéma avec faisceau de protons	Schéma mono-cible
110	> 2	$(8,6 \pm 1,2) \cdot 10^7$	Inf seuil
110	> 3	Inf seuil	Inf seuil
155	> 2	$(3,5 \pm 0,2) \cdot 10^8$	Inf seuil
155	> 3	$(1,0 \pm 0,1) \cdot 10^8$	Inf seuil

TABLE 5.10 – Nombre et énergie des particules α collectées dans les CR-39 situés dans les directions 110° et 155° et produites dans le cadre du schéma utilisant un faisceau de protons et du schéma mono-cible (tir 1405046).

- Dans les résultats présentés ici, seulement 3 directions ont été étudiées. Il est probable que la distribution angulaire des particules α dans les deux schémas soit différente. Dans le schéma mono-cible, il existe un axe de symétrie, lié plutôt à la normale à la cible de bore. Les réactions sont produites en surface de la cible, là où le laser créé le plasma. Dans le schéma avec faisceau de protons, l'axe important est plutôt l'axe du faisceau. Il a été observé expérimentalement que l'émission des particules α n'est ni symétrique ni isotrope, d'autant plus que les réactions se produisent plus en profondeur et que la direction de sortie des α dépend fortement de leur trajet dans le bore. Dans l'idéal, il faudrait étendre les mesures sous 4π .

- Aucune particule α n'est détectée dans le schéma mono-cible car leur nombre est supposé inférieur au seuil de détection. Une autre explication de l'absence de particules α dans les CR-39 serait qu'elles possédaient toutes des énergies inférieures à 2 MeV , le seuil de détection. Cependant, les lois de la physique nucléaire sont les mêmes quelles que soit le schéma et par conséquent les particules α sont toutes produites avec en moyenne 4 MeV . De plus, dans ce schéma, les réactions sont produites dans la partie sur-dense du plasma créé par l'interaction laser-cible, dont la longueur serait de l'ordre du micron [16]. La quantité d'énergie perdue sur cette courte distance est négligeable. Il n'est donc pas possible que toutes les particules α voient leurs énergies chuter sous 2 MeV .

- Pour les directions étudiées et pour les conditions laser de l'installation ELFIE, le nombre de particules α , N_α , obtenues dans le schéma à deux cibles, qui repose sur l'interaction proton-matière, est au moins supérieur d'un facteur 100 (sachant que le seuil de détection est autour de 10^5 particules α) au nombre obtenu dans le schéma mono-cible. Le premier paramètre important qui détermine le nombre de réactions qui peuvent être créées est le nombre de protons. Le nombre de protons accéléré par TNSA est connu et est de l'ordre de $10^{12} \cdot \text{MeV}^{-1}$ pour des protons de 500 keV . Tous les protons présents dans le faisceau arrivent sur la cible

puisque sa dimension a été choisie pour cela. Il n'est pas possible de mesurer le nombre de protons accéléré dans le cas de l'interaction laser-cible BCH_2 . Les calculs théoriques discutés par Belyaev *et al.* et Krainov [23] estiment le nombre à environ 10^{11} . Il ne s'agit pas d'un faisceau, bien collimaté, et une grande partie de ces protons s'échappent vers le vide sans jamais rencontrer de noyaux de bore. De plus, d'après les mesures expérimentale et les calculs de Gitomer [37], les énergies des protons sont de l'ordre du MeV ce qui ne permet pas la production de radioisotopes, par exemple.

Par conséquent, le schéma utilisant 2 cibles est plus efficace car il permet d'optimiser la source de protons et ainsi en accélérer un plus grand nombre. De plus, les protons peuvent avoir de grandes énergies et initier d'autres types de réactions, telles que les réactions à seuil qui produisent des radio-isotopes.

Belayev *et al.* [16] sont les premiers investigateurs du schéma mono-cible pour la réaction $^{11}B(p,\alpha)2\alpha$ tandis que Willingale *et al.* [69] l'ont utilisé pour une réaction différente $d(d,n)^3He$. Les expériences de Belyaev *et al.* furent parmi les expériences pionnières en matière d'initiation de réactions nucléaires par des lasers de forte intensité. Ils ont démontré la possibilité d'accélérer un grand nombre de protons, à des énergies suffisamment grandes pour produire des réactions de fusion. Cependant, le schéma limite d'une part l'énergie maximale des protons et d'autre part, leur nombre. Willingale *et al.* ont mis tout de même en avant un avantage : les réactions sont produites en plasma, créé par l'interaction laser - cible BCH .

Pour optimiser le nombre de réactions, il faut donc à la fois produire un grand nombre de protons et optimiser les conditions d'interaction avec la cible de réactions, par exemple en la chauffant et l'ionisant, et c'est ce qui justifie la conception du schéma étudié dans cette thèse.

Chapitre 6

Conclusion et perspectives

6.1 Choix du dispositif expérimental

6.1.1 Caractérisation des ions accélérés par TNSA

Il a été choisi de caractériser les ions accélérés par TNSA avec une Parabole Thomson qui permet de séparer les espèces d'ions et de les disperser en fonction de leurs énergies. Il s'agit donc d'un diagnostic très efficace qui permet de contrôler le spectre des protons, vérifier leur reproductibilité et de même pour les ions carbone. De plus, en collectant les ions sur des IP, les résultats sont visibles juste après le tir laser. Cependant, l'angle solide de détection est faible (10^{-5} sr) et seulement une faible partie du faisceau est sondée. Il n'est donc pas possible d'avoir des informations sur la distribution spatiale des protons.

L'utilisation de RCF ne permet pas de séparer les espèces d'ions accélérées par TNSA mais permet de tous les collecter. Ainsi, sachant que le nombre d'ions carbone est négligeable, il est possible de déterminer le nombre exact de protons dans le faisceau et incidents sur la cible de bore. La distribution spatiale du faisceau et sa divergence peuvent être déterminées.

La bonne méthode est donc d'utiliser ces deux diagnostics de façon complémentaire.

6.1.2 Détection des particules α

La détection des particules α produites par les réactions nucléaires est une tâche très compliquée. Les deux principaux obstacles sont le relativement faible taux d'émission de l'ordre de 10^8 particules sous 4π et la présence dominante des protons et d'ions lourds qui parasitent les diagnostics.

Dans un premier temps, il faut utiliser un diagnostic ayant un grand angle solide de collection. Les CR-39 sont donc de très bons candidats. Cependant, en prenant en compte les plusieurs semaines nécessaires à la préparation (filtrage, marquage...) et les plusieurs mois d'analyse fastidieuse, le diagnostic apparaît mal adapté aux très longues campagnes expérimentales.

Ce diagnostic est très efficace pour déterminer le nombre de particules α émises dans une direction et donner une borne inférieure de leur énergie. En plaçant des CR-39 dans tout l'espace, il est possible de collecter des particules α quasiment sous 4π . La faiblesse du diagnostic est qu'il ne permet pas facilement de discriminer les ions qui produisent des impacts similaires. L'utilisation de filtres différents de l'aluminium permettrait peut-être d'éliminer plus facilement les ions lourds tout en gardant les particules α . Une recherche dans ce sens va être menée.

Par conséquent, les spectromètres magnétiques et paraboles Thomson ont un rôle très important. Cependant, d'une part leur très faible angle solide de détection et d'autre part leur grande sensibilité au bruit (rayonnement X, électrons...) empêchent d'obtenir des signaux nets à chaque tir. Des spectres bien résolus ont pu être obtenus mais pas de façon systématique. Le travail de développement doit être poursuivi.

Par exemple, l'utilisation de pinholes à l'entrée des spectromètres magnétiques est une très bonne méthode pour obtenir deux bandes de signaux verticales correspondant à chaque cible. Ainsi, la discrimination entre les particules venant de la cible à protons (protons et ions carbone) et venant de la cible de réactions (particules α) est évidente. Pour collecter suffisamment de particules, il faut utiliser de larges pinholes et donc avoir un très grand grandissement qui permette de résoudre les deux cibles, même lorsqu'elles sont proches. Une technique similaire peut-être réalisée dans les paraboles Thomson en modifiant le sens des champs.

Les calculs présentés sur la figure 5.50 estiment qu'environ seulement 20% des réactions $^{11}B(p, \alpha)2\alpha$ peuvent être détectées. Un effort doit être mené pour déterminer précisément quelle est l'efficacité de détection des CR-39. Des expériences en accélérateurs de particules, avec des faisceaux de protons très bien caractérisés, accompagnées de simulations Monte-Carlo permettraient de répondre à cette demande.

Pour finir, il serait idéal de développer un diagnostic capable de détecter les particules γ émises par la réaction $^{11}B(p, \gamma)^{12}C$. En effet, même si cette réaction a peu d'intérêt car sa section efficace est faible, elle serait un

très bon indicateur des taux de réactions $^{11}B(p, \alpha)\alpha$, puisque les rapports d'embranchement entre les réactions restent normalement toujours identiques.

6.1.3 Détection des réactions en plasma

La meilleure méthode pour mesurer l'effet du milieu plasma sur la production de réactions nucléaires serait d'étudier des réactions dont les produits peuvent sortir de la cible quel que soit son état. Par exemple, les neutrons énergétiques sont des particules qui peuvent se propager dans le bore sans perdre d'énergie, qu'il soit solide ou plasma. Cependant, ils sont produits par la réaction primaire $^{11}B(p, n)^{11}C$ qui est une réaction à seuil qui nécessite des protons très énergétiques ($\geq 3 \text{ MeV}$) pour lesquels, à priori, l'état plasma a peu d'effet. De plus, la détection de neutrons est aussi assez complexe et nécessite de gros flux, plus élevé que ceux atteints dans les dernières expériences.

En réalité, il n'est pas possible de s'affranchir du problème de ralentissement des particules, d'où l'importance de mesurer les particules α qui sont stoppées dans les cibles, comme expliqué précédemment.

La collection du plasma ne pourrait pas être effectuée à chaque tir car le système bloquerait tous les autres détecteurs mais devra être développée dans les prochaines expériences pour estimer la quantité de produits radioactifs perdus lors de l'expansion plasma.

6.1.4 Cohérence des diagnostics

Un modèle 1D a été utilisé pour calculer le nombre de réactions qui peuvent être produites en considérant les spectres de protons mesurés expérimentalement. Les résultats des calculs sont cohérents avec les mesures expérimentales (nombres de particules α , ^{11}C , $^7Be...$). Autrement dit, les taux de réactions sont consistants avec les spectres de protons mesurés.

6.2 Source de protons

Les résultats forts obtenus lors de l'étude de la source de protons créée sur ELFIE par mécanisme TNSA sont :

- l'observation d'un grand nombre de protons et d'ions carbone, à de fortes énergies ($> 1 \text{ MeV}$) accélérés dans tout l'espace, pas seulement selon la normale à la cible. Une forte concentration de protons est d'ailleurs observable à 90° qui laisse penser à l'existence d'un faisceau dans cette direction, colinéaire au champ électrique du laser.
- l'optimisation du nombre de protons dans le faisceau arrière quand l'énergie laser est la plus grande possible, la focalisation la meilleure possible et la cible adaptée au contraste laser.

De plus, les résultats expérimentaux montrent une forte dépendance du spectre de protons accélérés en face arrière avec l'énergie laser, l'intensité laser (la focalisation) et la cible à protons.

La distribution spatiale des protons dans le faisceau est dissymétrique ce qui joue un rôle dans la distribution angulaire des produits de réactions.

Le contrôle et la reproductibilité de la source de protons produite par accélération TNSA sur l'installation ELFIE est un des points cruciaux des expériences. En contrôlant au mieux l'alignement de la parabole hors-axe servant à focaliser l'impulsion courte et la position de la cible à protons, la source était bien reproductible.

Néanmoins, des fluctuations pouvaient apparaître, surtout concernant l'accélération des ions carbone. Les variations peuvent être attribuées à des variations de l'ASE et des pré-impulsions associées à l'impulsion courte. Ces variations produisaient des régimes d'interaction différents en face avant et donc des spectres d'ions différents. Finalement la configuration expérimentale à bas contraste laser est celle qui limite le plus l'accélération d'ions en face avant et qui offre la meilleure reproductibilité. En effet, la présence d'un pré-plasma permet de lisser les inhomogénéités qui peuvent se trouver sur la surface avant de la cible et offre des conditions d'interaction très reproductibles.

Un inconvénient dans l'utilisation du mécanisme TNSA est qu'une partie de l'énergie laser est consommée pour l'accélération d'électrons et protons dans tout l'espace, qui n'atteignent jamais la cible de bore. Il s'agit d'une perte d'énergie assez considérable.

Un autre défaut du mécanisme TNSA est qu'il accélère les impuretés présentes sur les cibles, dont la nature et la quantité peuvent changer tir à tir, et ne sont pas contrôlées. L'idéal serait d'accélérer les ions contenus dans la cible dont la densité est bien connue. Il faudrait donc utiliser des cibles CH parfaitement nettoyées en surface, par exemple grâce à l'interaction d'un autre faisceau laser.

D'autres mécanismes pourraient être envisagés, comme l'accélération d'ions en jet de gaz.

6.3 Taux de réactions nucléaires et influence des paramètres

Environ 10^8 réactions de fusion $^{11}B(p, \alpha)2\alpha$ sont produites dans les expériences quand les conditions sont optimales. Ce taux correspond à 10^7 réactions par joule laser, quand seule l'impulsion courte est utilisée. La production de cette même réaction est actuellement étudiée par deux autres schémas laser. En comparaison, Belyaev *et al.* [25] rapportent la production de 6.10^1 à 6.10^3 réactions par joule [26]. Picciotto *et al.* ont mesuré 2.10^6 réactions par joule laser. Ainsi, le schéma présenté dans cette thèse est le plus rentable. A titre comparatif, l'installation laser NIF rapporte dans son bilan pour l'année 2014, un taux maximal de $9,6.10^{15}$ neutrons par tirs (soit $9,6.10^{15}$ réactions $T(D, n)\alpha$ pour $1,8 MJ$), ce qui correspond à $5,3.10^9$ réactions par joule laser.

- Les mesures expérimentales des taux de plusieurs réactions sont souvent supérieures aux valeurs calculées avec le modèle 1D. D'une part, quelques hypothèses sont faites dans l'analyse des données et les résultats pourraient être répétés pour avoir une meilleure statistique. D'autre part, il apparaît que des paramètres manquent dans le modèle utilisé. Tout d'abord, il faudrait prendre en compte l'effet du flux de protons, c'est-à-dire le nombre de protons par unité de temps, qui dépasse largement les flux étudiés en accélérateur classique de particules. Ensuite, le calcul devrait prendre en compte l'évolution de la température et de la densité de la cible, au fur et à mesure de l'arrivée des électrons et des protons, car il est possible que des processus d'ionisation et de chauffage ont lieu.

Pour déterminer le taux de réactions $^{11}B(p, \alpha)2\alpha$ produites à chaque tir, il est important de connaître la distribution angulaire des particules α .

Lors de la campagne 2014, caractérisée par un contraste laser de l'impulsion courte de 10^4 , seulement 3 directions ont été sondées. Les particules α pouvaient être détectées de façon équivalente dans ces 3 directions. En revanche, lors de la campagne 2015, caractérisée par un contraste laser de l'impulsion courte de 10^6 , l'émission des particules α était piquée vers 0° et 180° , l'axe du faisceau de protons. Les deux paramètres différents entre les deux campagnes sont :

- l'orientation de la cible de bore, avec en moyenne $\theta = 45^\circ$ en 2014 et $\theta = 0^\circ$ en 2015
- la source de protons. La distribution angulaire et spatiale des protons dans le faisceau influe sur la distribution

des particules α . Or, les mesures effectuées avec les RCF montrent une dissymétrie très nette dans le faisceau.

Deux grand paramètres ont été identifiés comme influençant les taux de réactions $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$:

- L'influence du spectre de protons a été étudiée, et plus précisément, l'influence de la variation de la composante haute énergie au dessus de $\gtrsim 3 \text{ MeV}$, tout en conservant un nombre équivalent de protons à basses énergies.

Dans un spectre TNSA, le nombre de protons à hautes énergies est inférieur de plusieurs ordres de grandeurs au nombre de protons à basses énergies. Ainsi, leur contribution directe au taux de réactions à seuil telles que $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ est essentielle alors que leur contribution est négligeable pour les réactions sans seuil telles que $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$. Expérimentalement, le taux de ^{11}C mesuré est bien cohérent avec la présence ou la disparition de la composante haute énergie. A l'inverse, le nombre de réactions $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$ mesuré augmente quand la composante haute énergie est présente alors qu'il devrait être sensiblement le même quel que soit le spectre. Ces résultats ne sont pas encore complètement compris et rejoignent l'idée citée plus haut, d'étudier précisément l'état de la cible de bore quand les protons de basses énergies arrivent dessus et estimer leur pouvoir d'arrêt, ou les effets d'écrantage.

- La production de réactions nucléaires en milieu plasma a été étudiée.

Une augmentation du nombre de particules α émises par la cible de bore a été observée quand celle-ci était chauffée et ionisée comparé aux tirs où la cible était froide et solide. Il est possible de relier l'augmentation du nombre de particules α à une augmentation du nombre de réactions, ce qui est très bien reproduit par la théorie. La hausse est d'autant plus importante que la température du plasma est grande.

La théorie ne prévoit pas d'effet du plasma sur la production des réactions à seuil telles que $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$. Expérimentalement, la mesure est faussée car une partie des noyaux de ^{11}C est forcément perdue dans l'enceinte. Une mesure rigoureuse doit passer par la collection du plasma.

Pour un plasma de température $Te \simeq 400 \text{ eV}$, chauffé par un laser de 80 J , le nombre de réactions a augmenté d'un facteur ~ 8 . La rentabilité du schéma est donc toujours de l'ordre de $\sim 10^7$ réactions par joule laser. L'augmentation du nombre de réactions compense juste l'augmentation de l'énergie laser utilisée pour initier des réactions.

6.4 Réactions en chaîne

La production de cycles de réactions [91], [92] a été étudiée dans des cibles composées de nitrure de bore ($B - N$) solides.

Aucun effet n'est observé sur la production des réactions à seuil du type $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ ou $^{14}\text{N}(p, \alpha)^{11}\text{C}$ qui nécessitent des protons de plus de 3 MeV . La variation du taux de ^{11}C mesuré dans les cibles suit l'évolution prédite par les calculs.

Une augmentation d'un facteur 2 du nombre de particules α émises par les cibles $B - N$ solides a été mesurée comparé au nombre émis par les cibles B_{nat} solides. Cette augmentation n'est pas prédite par les calculs, qui au contraire, annoncent une diminution d'un facteur 2. Ce résultat se retrouve sur plusieurs séries de tirs.

La réaction $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$ n'ayant pas de seuil, elle pourrait être produite par les protons générés dans les cycles de réactions $^{14}\text{N}(\alpha, p)^{17}\text{O}$, avec une énergie autour de 2 MeV . Néanmoins, une augmentation d'un facteur 2 signifierait la production d'un nombre immense de cycles puisqu'à chaque cycle, le nombre de protons produits décroît. L'hypothèse des cycles n'explique pas les résultats. Il faudrait donc affiner les mesures soit pour confir-

mer le facteur 2, soit pour le corriger légèrement.

Des traces de noyaux ^{13}N a été observée lors de certains tirs, ce qui prouverait la production de réactions secondaires. Ces résultats sont très importants pour quantifier le nombre de particules α qui ne peuvent pas sortir de la cible de bore.

Le problème des cycles de réactions $B - N$ est qu'ils dépendent des sections efficaces de réactions. En partant d'un nombre initial de protons N_0 , le nombre de réactions $^{11}\text{B}(p, \alpha)2\alpha$ et $^{14}\text{N}(p, \alpha)^{11}\text{C}$ est forcément inférieur à N_0 . Par conséquent le nombre de réactions $^{14}\text{N}(\alpha, p)^{17}\text{O}$ est aussi inférieur, ainsi que le nombre de protons créés N_1 . Au fil des cycles, le nombre de protons N_n tend vers 0. Par conséquent, le facteur d'augmentation du nombre de réactions de fusion est limité. En réalité, l'idée d'initier des cycles de réactions n'a d'intérêt que si des paramètres permettant d'augmenter suffisamment les taux de réactions sont identifiés (comme la diminution du pouvoir d'arrêt en milieu plasma).

La poursuite de cette étude nécessite aussi la mesure précise des sections efficaces des réactions $^{14}\text{N}(\alpha, p)^{17}\text{O}$ et $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)^{18}\text{F}$ qui sont très mal connues. D'autre part, d'autres éléments que l'azote, ayant des sections efficaces de réactions avec les particules α plus grandes, pourraient être explorés.

Une autre solution serait un schéma dans lequel les protons seraient en quantité illimitée, ainsi le nombre de réactions ne pourrait pas être limité par le nombre des réactifs. Dans les prochaines campagnes expérimentales, il faudrait étudier la production de réactions nucléaires en cibles composées $B - H$. L'énergie libérée par les réactions primaires servirait à accélérer les protons de la cible. Or chaque réaction libère 3 particules α et chacune pourrait distribuer son énergie à plusieurs protons. Par conséquent, il y aurait une réelle multiplication du nombre de protons accélérés et donc du taux de réactions.

6.5 Futures expériences

Les campagnes expérimentales menées jusqu'à maintenant sur les installations LULI2000 et ELFIE ont permis d'explorer le tout nouveau sujet de productions de réactions de fusion $p - ^{11}\text{B}$ par des protons accélérés par laser. Les expériences ont permis tout d'abord de cerner et résoudre les problèmes techniques ainsi que de développer les diagnostics de particules. De plus, des paramètres d'interaction ont été identifiés comme ayant une influence sur le taux de réactions.

Maintenant, il faudrait mener de nouvelles campagnes expérimentales, toujours dans des installations du type LULI2000 ou ELFIE, qui offrent flexibilité et haute cadence de tirs, pour travailler spécifiquement sur un paramètre et l'étudier de façon complète, avec plus de statistique. En parallèle, il faudrait développer des outils de calculs plus puissants qui prennent en compte la géométrie de l'expérience et les effets collectifs de charges dans les cibles solides et plasmas. Ainsi, les calculs théoriques pourraient être comparés aux résultats expérimentaux de façon absolue.

Pour tester de nouveaux régimes d'interaction, avec des faisceaux contenant un plus grand nombre de protons et des plasmas de bore plus chauds, et mesurer l'influence de ces paramètres extrêmes sur le taux de réactions, des campagnes expérimentales pourraient être menées sur des installations de type OMEGA EP, au LLE à Rochester (Etats-Unis).

6.6 Critère de rentabilité

Le schéma expérimental présenté dans ce manuscrit sert à étudier la physique de base d'interaction entre un faisceau de particules et une cible, solide ou plasma.

Les taux de réactions mesurés expérimentalement ne suffisent pas pour envisager des applications en médecine nucléaire ou pour la production d'énergie. Pour les applications en médecine nucléaire, la balance d'énergie ne doit pas forcément être positive. L'utilisation d'un laser à forte cadence de tirs ($> Hz$) pendant un certain temps, permettrait d'accumuler sur une même cible de bore, un nombre suffisant de radio-isotopes. Pour une balance d'énergie positive, un critère sur le nombre de protons initial ou sur le nombre de réactions nécessaires à une balance d'énergie positive peut être développé, en reprenant le critère de Lawson.

Pour rappel, le nombre de réactions nucléaires produites par un faisceau de protons accélérés par TNSA s'écrit :

$$N = \int_0^{E_{max}} f_p(E) \left(\int_0^E \frac{\sigma(E)\rho}{dE/dx} dE \right) dE \quad (6.1)$$

avec E_{max} l'énergie maximale des protons

f_p le spectre de protons en $[MeV^{-1}]$

σ la section efficace de la réaction

ρ la densité de noyaux de bore

dE/dx le pouvoir d'arrêt des protons dans le bore en $[MeV.cm^{-1}]$

Ainsi, l'énergie de fusion E_{fusion} libérée s'écrit :

$$E_{fusion}[MeV] = N \times 8,7 \quad (6.2)$$

Soit E_S l'énergie apportée par la source extérieure avec un rendement η . La somme $E_{fusion} + E_S$ doit être convertie en énergie électrique avec un rendement $\rho = 1/3$ et le bilan d'énergie doit être positif :

$$\rho(E_{fusion} + E_S) > \frac{E_S}{\eta} \quad (6.3)$$

Dans le cas du schéma de cette thèse, en cible solide, l'énergie apportée par la source extérieure correspond à l'énergie des protons, qui est elle-même calculée avec un rendement η de l'énergie laser utilisée pour accélérer le faisceau. Lors de l'interaction de l'impulsion courte avec la cible à protons, des particules sont accélérées sous 4π . En fin de compte, l'énergie contenue dans un spectre typique de protons représente seulement 0,03 J soit 0,3% de l'énergie initiale laser ($E_{laser} = 12 J$). Dans ce cas, $\rho(E_{fusion} + E_S) \ll \frac{E_S}{\eta}$ et le bilan d'énergie ne peut pas être positif. Même si le rendement η valait 1, le bilan d'énergie serait négatif. Cela montre bien que le nombre de réactions nucléaires seulement produites par les protons du faisceau n'est pas suffisant. Il est clair que des réactions supplémentaires doivent être déclenchées.

Si des réactions supplémentaires sont déclenchées, cela correspond à la libération d'une quantité X d'énergie. Alors, l'énergie de fusion s'écrit :

$$E_{fusion} = N \times 8,7 + X \quad (6.4)$$

Pour un bilan d'énergie positif, le critère sur X s'exprime par :

$$X > E_S \left(\frac{1}{\rho\eta} \right) - N \times 8,7 \quad (6.5)$$

La figure 6.1 donne le seuil X nécessaire à un bilan d'énergie positif en fonction du rendement η . Toujours en considérant un spectre typique mesuré sur ELFIE, pour $\eta = 0,3\%$, X doit être supérieur à $2,1 \cdot 10^{13}$ MeV soit un nombre de réactions supplémentaires N_{sup} supérieur à $2,4 \cdot 10^{12}$. Pour une conversion totale de l'énergie laser en énergie des protons, le nombre de réactions nécessaires chute à $5 \cdot 10^{10}$. Ainsi, il serait plus rentable d'utiliser un mécanisme d'accélération des protons avec un meilleur rendement, proche de 1. Il faudrait que $\sim 100\%$ de l'énergie laser soit absorbée par les électrons et que seuls des protons soient accélérés et que l'énergie ne soit pas gaspillée à accélérer d'autres ions parasites comme les ions carbone. Avec de très fortes intensités laser, il serait même possible de transférer directement l'énergie laser aux protons, ce qui éviterait les pertes.

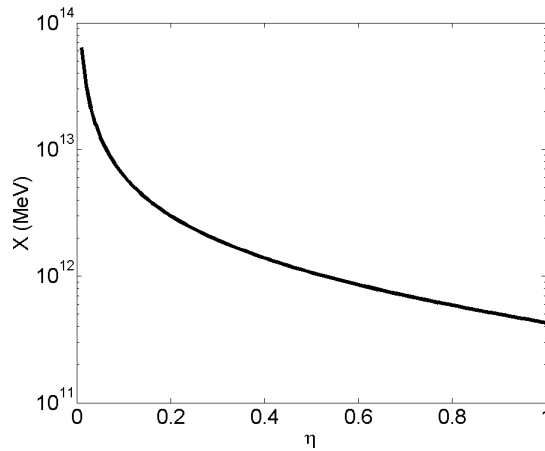


FIGURE 6.1 – Seuil X d'énergie de fusion supplémentaire nécessaire à un bilan d'énergie positif, dans le cadre du schéma de réactions présenté dans cette thèse, en fonction du rendement η d'énergie de la source extérieure.

En supposant que les réactions se produisent dans une cible composée de $B-H$, des protons supplémentaires peuvent être accélérés grâce à des collisions entre les noyaux H de la cible et les particules α produites par les réactions primaires. Dans un premier temps, les calculs sont développés avec l'hypothèse que chaque particule α accélère 1 proton de 500 keV et 3 particules α sont produites à chaque réaction. Sachant que la section efficace de la réaction $^{11}B(p,\alpha)2\alpha$ pour des protons de 500 keV vaut $\sigma = 0,92$ barn, le nombre de protons N_{p-sup} nécessaires à la production des réactions N_{sup} vaut :

$$N_{p-sup} = \frac{N_{sup}}{n_B \sigma L} \quad (6.6)$$

avec n_B la densité de noyaux de bore égale à la densité solide $\sim 10^{23} \cdot \text{cm}^{-3}$

$L = 4,4 \mu\text{m}$ la distance maximale que peut parcourir un proton de 500 keV dans le bore.

Initialement, si le faisceau de protons produit 10^8 réactions soit $3 \cdot 10^8$ particules α , alors chaque cycle induit $3^n \cdot 10^8$ protons. Le nombre de cycles n nécessaires pour un bilan d'énergie positif vaut :

$$n = \frac{\ln(N_{p-sup}/10^8)}{\ln(3)} \quad (6.7)$$

Pour $\eta = 1$ et $N_{sup} = 5 \cdot 10^{10}$, N_{p-sup} vaut $\sim 1 \cdot 10^{15}$ protons et le nombre de cycles nécessaires vaut $n = 14$. Tous ces paramètres peuvent être réduits si le nombre de protons accélérés initialement est augmenté, d'où l'intérêt d'utiliser un régime d'accélération plus rentable.

Annexe A

Déviations des particules dans le spectromètre magnétique

L'équation du mouvement d'un ion de masse m , charge q et vitesse \vec{v} s'écrit :

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q \vec{v} \wedge \vec{B} \quad (\text{A.1})$$

avec $\vec{B} = -B \vec{x}$

Si le vecteur vitesse de la particule n'est pas complètement colinéaire à l'axe \vec{y} , mais qu'il existe des composantes sur les autres axes (typiquement lorsque la particule entre le spectromètre avec un angle), les équations du mouvement se décomposent telles que :

$$\begin{cases} \frac{\partial v_x}{\partial t} \\ \frac{\partial v_y}{\partial t} \\ \frac{\partial v_z}{\partial t} \end{cases} = \frac{q}{m} \begin{cases} v_x \\ v_y \\ v_z \end{cases} \wedge \begin{cases} -B \\ 0 \\ 0 \end{cases} = \frac{qB}{m} \begin{cases} 0 \\ -Bv_z \\ Bv_y \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

La vitesse initiale de la particule s'exprime par :

$$\vec{v}_0 \begin{cases} v_{0x} \\ v_{0y} \\ v_{0z} \end{cases} \quad (\text{A.3})$$

Le champ magnétique n'induit aucune accélération selon l'axe \vec{x} .

Pour résoudre le système d'équations couplées A.2, il faut introduire la variable complexe $Z = y + j z$ ainsi que sa dérivée première $\dot{Z} = \dot{y} + j \dot{z} = v_y + j v_z$. La dérivée seconde \ddot{Z} est donnée par :

$$\ddot{Z} = \frac{\partial v_y}{\partial t} + j \frac{\partial v_z}{\partial t} = \frac{qB}{m} (-v_z + j v_y) \quad (\text{A.4})$$

$$\ddot{Z} = \frac{qB}{m} j \dot{Z} \quad (\text{A.5})$$

La solution de l'équation A.5 est de la forme :

$$\dot{Z} = \dot{Z}_0 e^{j\omega t} \quad (\text{A.6})$$

avec $\frac{qB}{m} = \omega$ et \dot{Z}_0 la variable complexe à l'instant initial.

Si \dot{Z}_0 est un nombre complexe, il peut s'écrire comme $\dot{Z}_0 = |\dot{Z}_0| e^{j\phi}$
et alors l'équation A.6 devient :

$$\dot{Z} = |\dot{Z}_0| e^{j(\omega t + \phi)} = |\dot{Z}_0| (\cos(\omega t + \phi) + j \sin(\omega t + \phi)) \quad (\text{A.7})$$

tel que $|\dot{Z}(0)| = |\dot{Z}_0| = \sqrt{v_{y0}^2 + v_{z0}^2} = v_0 = v_c$.

Par identification avec l'expression $\dot{Z} = v_y + j v_z$, il découle que :

$$\begin{cases} v_x(t) = v_{x0} \\ v_y(t) = v_c \cos(\omega t + \phi) \\ v_z(t) = v_c \sin(\omega t + \phi) \end{cases} \quad (\text{A.8})$$

avec $\phi = \cos^{-1} \frac{v_{y0}}{v_c}$

Lorsque la particule ne se propage que sur l'axe y (pas de composante sur les axes x et z), alors $\phi = 0$.

Finalement, les coordonnées $x(t)$, $y(t)$ et $z(t)$ se déduisent par intégration :

$$\begin{cases} x(t) = v_{x0}t + x_0 \\ y(t) = \frac{v_c}{\omega} \sin(\omega t + \phi) + K1 \\ z(t) = -\frac{v_c}{\omega} \cos(\omega t + \phi) + K2 \end{cases} \quad (\text{A.9})$$

où $K1$ et $K2$ se calculent en connaissant les positions de la particule à l'instant initial :

$$K1 = y_0 - \frac{v_c}{\omega} \sin(\phi) \quad (\text{A.10})$$

$$K2 = z_0 + \frac{v_c}{\omega} \cos(\phi) \quad (\text{A.11})$$

La distance sur laquelle le champ magnétique, supposé homogène, est présent, est notée $d = 10 \text{ cm}$.

Avec l'équation donnant la position y dans le système A.9, il est possible de déterminer l'instant t_1 auquel la particule sort de la zone de champ et atteint $y = d$ (en admettant que l'origine du repère coïncide avec le centre de la fente/pinhole).

$$t_1 = \frac{1}{\omega} (\sin^{-1} \left(\frac{(d - K1)\omega}{v_c} \right) - \phi) \quad (\text{A.12})$$

Connaissant l'instant t_1 , il est possible de trouver les autres coordonnées $x(t_1)$ et $z(t_1)$ ainsi que les vitesses $v_x(t_1)$, $v_y(t_1)$ et $v_z(t_1)$.

Dans les spectromètres magnétiques conçus pour l'expérience, la particule devait ensuite parcourir une certaine distance $d' = 1,4 \text{ cm}$ avant d'impacter le film collecteur. Cette étape permettait d'augmenter la dispersion en énergie.

Soit t_2 , l'instant auquel la particule a parcouru la distance d' .

$$t_2 = \frac{d'}{v_y(t_1)}$$

et finalement les coordonnées de la particule sont :

$$\begin{cases} x(t_2) = v_x(t_1)t_2 + x(t_1) \\ z(t_2) = v_z(t_1)t_2 + z(t_1) \end{cases} \quad (\text{A.13})$$

Annexe B

Déviations des particules dans la Parabole Thomson

1) La particule traverse le champ magnétique.

Le principe fondamental de la dynamique permet d'écrire :

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q \vec{v} \wedge \vec{B} \quad (\text{B.1})$$

avec $\vec{B} = B \vec{z}$.

Cette équation peut se décomposer dans le repère $(O, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$:

$$\begin{cases} \frac{\partial v_x}{\partial t} \\ \frac{\partial v_y}{\partial t} \\ \frac{\partial v_z}{\partial t} \end{cases} = \frac{q}{m} \begin{cases} v_x \\ v_y \\ v_z \end{cases} \wedge \begin{cases} 0 \\ 0 \\ B \end{cases} \quad (\text{B.2})$$

$$\begin{cases} \frac{\partial v_x}{\partial t} \\ \frac{\partial v_y}{\partial t} \\ \frac{\partial v_z}{\partial t} \end{cases} = \begin{cases} \frac{qB}{m} v_y \\ -\frac{qB}{m} v_x \\ 0 \end{cases} \quad (\text{B.3})$$

Pour résoudre ces équations couplées, la variable complexe \dot{Z} définie par $\dot{Z} = v_y + jv_x$. \ddot{Z} peut-être introduite, avec sa dérivée seconde qui est donnée par :

$$\ddot{Z} = \frac{\partial v_y}{\partial t} + j \frac{\partial v_x}{\partial t} = \frac{-qB}{m} v_x + j \frac{qB}{m} v_y = j \frac{qB}{m} \dot{Z} \quad (\text{B.4})$$

La solution de l'équation B.4 est de la forme :

$$\dot{Z} = |\dot{Z}_0| e^{j(\omega t + \phi)} \quad (\text{B.5})$$

Initialement (à $t = 0$), la particule est considérée comme entrant dans le détecteur avec une position \vec{r}_0 et une vitesse \vec{v}_0 quelconques qui s'écrivent comme suit :

$$\vec{r}_0 \begin{cases} x_0 \\ y_0 \\ z_0 \end{cases} \quad (\text{B.6})$$

$$\vec{v}_0 \begin{cases} v_{0x} \\ v_{0y} \\ v_{0z} \end{cases} \quad (\text{B.7})$$

Ainsi le module de la variable complexe \dot{Z} à $t = 0$ est donné en fonction des de la vitesse initiale :

$$|\dot{Z}_0| = |Z(0)| = \sqrt{v_{y0}^2 + v_{x0}^2} = v_c \quad (\text{B.8})$$

tout comme l'argument ϕ :

$$\phi = \cos^{-1} \frac{v_{y0}}{v_c} \quad (\text{B.9})$$

\dot{Z} peut aussi s'écrire $|Z(0)| (\cos(\phi) + j\sin(\phi))$. Par identification, il est possible d'en déduire v_x et v_y . Il est facile de déterminer v_z puisque son évolution ne dépend que du champ électrique.

$$\begin{cases} v_x = v_c \sin(\omega t + \phi) \\ v_y = v_c \cos(\omega t + \phi) \\ v_z = v_{z0} \end{cases} \quad (\text{B.10})$$

Les coordonnées de la particule à la fin des zones de champs sont :

$$\begin{cases} x = \frac{-v_c}{\omega} \cos(\omega t + \phi) + K2 \\ y = \frac{v_c}{\omega} \sin(\omega t + \phi) + K1 \\ z = v_{z0}t + z_0 \end{cases} \quad (\text{B.11})$$

où $y = d_1$ tel que d_1 est la longueur sur laquelle règne le champ magnétique.

Les constantes $K1$ et $K2$ peuvent être calculées en connaissant la position initiale de la particule :

$$K1 = y_0 - \frac{v_c}{\omega} \sin(\phi) \quad (\text{B.12})$$

$$K2 = x_0 + \frac{v_c}{\omega} \cos(\phi) \quad (\text{B.13})$$

En trouvant l'instant t_1 auquel la particule arrive en $y = d_1$.

$$t_1 = \frac{1}{\omega} \left(\sin^{-1} \left(\frac{\omega(d_1 - K1)}{v_c} \right) - \phi \right) \quad (\text{B.14})$$

il est possible de calculer les grandeurs $x(t_1)$, $z(t_1)$, $v_x(t_1)$, $v_y(t_1)$ et $v_z(t_1)$.

2) La particule traverse une distance d_2 dans le vide.

A la distance $d_1 + d_2$, la vitesse de la particule est inchangée. L'instant t_2 , auquel la particule atteint $y = d_1 + d_2$ vaut $t_2 = \frac{d_2}{v_y(t_1)}$. Les coordonnées x_2 , z_2 sont données par :

$$\begin{cases} x_2 = v_x(t_1)t_2 + x(t_1) \\ z_2 = v_z(t_1)t_2 + z(t_1) \end{cases} \quad (\text{B.15})$$

3) La particule traverse le champ électrique.

L'équation du mouvement s'écrit alors :

$$\begin{cases} \frac{\partial v_x}{\partial t} \\ \frac{\partial v_y}{\partial t} \\ \frac{\partial v_z}{\partial t} \end{cases} = \frac{q}{m} \begin{cases} 0 \\ 0 \\ E \end{cases} \quad (\text{B.16})$$

Les solutions de l'équation sont :

$$\begin{cases} v_x = v_x(t_1) \\ v_y = v_y(t_1) \\ v_z = \frac{qE}{m}t + v_z(t_1) \end{cases} \quad (\text{B.17})$$

et les coordonnées de la particules sont données par :

$$\begin{cases} x = v_x(t_1)t + x_2 \\ y = v_y(t_1)t + y_2 \\ z = \frac{1}{2} \frac{qE}{m} t^2 + v_z(t_1)t + z_2 \end{cases} \quad (\text{B.18})$$

La particule traverse la zone de longueur d_3 , au bout du temps $t_3 = \frac{d_3}{v_y(t_1)}$ et au final :

$$\begin{cases} x_3 = v_x(t_1)t_3 + x_2 \\ z_3 = \frac{1}{2} \frac{qE}{m} t_3^2 + v_z(t_1)t_3 + z_2 \end{cases} \quad (\text{B.19})$$

4) Dans la parabole Thomson, une distance de "drift" d_4 est ensuite imposée pour augmenter la dispersion des particules.

Les coordonnées finales x_f , y_f et z_f se calculent telles que :

$$\begin{cases} x_f = v_x(t_1)t' + x_3 \\ y_f = v_y(t_1)t' + y_3 \\ z_f = v_z(t_3)t' + z_3 \end{cases} \quad (\text{B.20})$$

où t' se calcule avec la relation $t' = \frac{d_4}{v_y(t_1)}$.

Annexe C

Publications

Publications relatives au sujet de thèse, par ordre chronologique

Study on a compact and adaptable Thomson Spectrometer for laser-initiated $^{11}(p, \alpha)2\alpha$ reactions and low-medium energy particle detection

F. Consoli, R. De Angelis, A. Bonasera, J. Sura, P. Andreoli, G. Cristofari, M. Cipriani, G. Di Giorgio, F. Ingenito, M. Barbarino, C. Labaune, C. Baccou, S. Depierreux, C. Goyon and V. Yahia
Journal Instrum. **11** (2016)

Laser-Initiated primary and secondary nuclear reactions in Boron-Nitride

C. Labaune, C. Baccou, V. Yahia, C. Neuville and J. Rafelski
Sci. Rep. **6**, 21202 (2016)

CR-39 track detector calibration for H, He and C ions from 0.1-0.5 MeV up to 5 MeV for laser-induced nuclear fusion product identification

C. Baccou, V. Yahia, S. Depierreux, C. Neuville, C. Goyon, F. Consoli, R. De Angelis, J.-E. Ducret, G. Boutoux, J. Rafelski and C. Labaune
Rev. Sci. Instrum. **86**, 083307 (2015)

New scheme to produce aneutronic fusion reactions by laser-accelerated ions

C. Baccou, S. Depierreux, V. Yahia, C. Neuville, C. Goyon, R. De Angelis, F. Consoli, J.-E. Ducret, G. Boutoux, J. Rafelski and C. Labaune
Laser Part. Beams **33**, 117-122 (2015)

Fusion reactions initiated by laser-accelerated particle beams in a laser-produced plasma

C. Labaune, C. Baccou, S. Depierreux, C. Goyon, G. Loisel, V. Yahia and J. Rafelski
Nat. Commun. **4**, 2506 (2013)

Contribution à d'autres publications

Experimental Evidence of the Collective Brillouin Scattering of Multiple Laser Beams Sharing Acoustic Waves

C. Neuville, V. Tassin, D. Pesme, M.-C. Monteil, P.-E. Masson-Laborde, C. Baccou, P. Fremerye, F. Philippe, P. Seytor, D. Teychenné, W. Seka, J. Katz, R. Bahr and S. Depierreux
Phys. Rev. Lett. **116**, 235002 (2016)

Reduction of stimulated Brillouin backscattering with plasma beam smoothing

V. Yahia, P.-E. Masson-Laborde, S. Depierreux, C. Goyon, G. Loisel, C. Baccou, N. G. Borisenko, A. Orekhov, T. Rienecker, O. Rosmej, D. Teychenné and C. Labaune
Phys. Plasmas **22**, 04207 (2015)

Experimental approach to interaction physics challenges of the shock ignition scheme using short pulse lasers

C. Goyon, S. Depierreux, V. Yahia, G. Loisel, C. Baccou, C. Courvoisier, N. G. Borisenko, A. Orekhov, O. Rosmej and C. Labaune
Phys. Rev. Lett. **111**, 235006 (2013)

Bibliographie

- [1] Jean Robieux. *Vers l'Energie Abondante Sans Pollution*. 2008.
- [2] J. Lindl. Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 2(11) :3933–4024, 1995.
- [3] M. Tabak, D. H. Munro, and J. D. Lindl. Hydrodynamic stability and the direct drive approach to laser fusion. *Physics of Fluids B : Plasma Physics (1989-1993)*, 2(5) :1007–1014, 1990.
- [4] D. E. Hinkel, M. D. Rosen, E. A. Williams, A. B. Langdon, C. H. Still, D. A. Callahan, J. D. Moody, P. A. Michel, R. P. J. Town, R. A. London, and S. H. Langer. Stimulated raman scatter analyses of experiments conducted at the national ignition facility a). *Physics of Plasmas (1994-present)*, 18(5) :056312, 2011.
- [5] D. Strickland and G. Mourou. Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics communications*, 55(6) :447–449, 1985.
- [6] B. Cros, B. S. Paradkar, X. Davoine, A. Chancé, F. G. Desforges, S. Dobosz-Dufrénoy, N. Delerue, J. Ju, T. L. Audet, G. Maynard, M. Lobet, L. Gremillet, P. Mora, J. Schwindling, O. Delferrière, C. Bruni, C. Rimbault, T. Vinatier, A. Di Piazza, M. Grech, C. Riconda, J. R. Marquès, A. Beck, A. Specka, Ph. Martin, P. Monot, D. Normand, F. Mathieu, P. Audebert, and F. Amiranoff. Laser plasma acceleration of electrons with multi-pw laser beams in the frame of cilex. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 740 :27–33, 2014.
- [7] M. Tabak, J. Hammer, M. E. Glinsky, W. L. Kruer, S. C. Wilks, J. Woodworth, E. M. Campbell, M. D. Perry, and R. J. Mason. Ignition and high gain with ultrapowerful lasers*. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 1(5) :1626–1634, 1994.
- [8] N. G. Basov, P. G. Kriukov, S. Zakharov, Y. V. Senatsky, and S. V. Tchekalin. Experiments on the observation of neutron emission at a focus of high-power laser radiation on a lithium deuteride surface. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 4(11) :864–867, 1968.
- [9] G. W. Gobeli, J. C. Bushnell, P. S. Percy, and E. D. Jones. Observation of neutrons produced by laser irradiation of lithium deuteride. *Physical Review*, 188(1) :300, 1969.
- [10] F. Floux, D. Cognard, L.-G. Denoeud, G. Piar, D. Parisot, J. L. Bobin, F. Delobbeau, and C. Fauquignon. Nuclear fusion reactions in solid-deuterium laser-produced plasma. *Physical Review A*, 1(3) :821, 1970.
- [11] C. Yamanaka, T. Yamanaka, T. Sasaki, K. Yoshida, M. Waki, and H. B. Kang. Anomalous heating of a plasma by a laser. *Physical Review A*, 6(6) :2335, 1972.
- [12] G. H. McCall, F. Young, A. W. Ehler, J. F. Kephart, and R. P. Godwin. Neutron emission from laser-produced plasmas. *Physical Review Letters*, 30(22) :1116, 1973.
- [13] W. M. Nevins. A review of confinement requirements for advanced fuels. *Journal of Fusion Energy*, 17(1) :25–32, 1998.
- [14] C. Labaune and P. Mora. Fusion thermonucléaire contrôlée. *Techniques de l'Ingénieur*, D303, 1987.

- [15] G. Charpak. Nucléaire : arrêtons iter, ce réacteur hors de prix et inutilisable. *Libération*, 2010.
- [16] V. S. Belyaev, A. P. Matafonov, V. I. Vinogradov, V. P. Krainov, V. S. Lisitsa, A. S. Roussetski, G. N. Ignatyev, and V. P. Andrianov. Observation of neutronless fusion reactions in picosecond laser plasmas. *Physical Review E*, 72(2) :026406, 2005.
- [17] T. Ditmire, J. Zweiback, V. P. Yanovsky, T. E. Cowan, G. Hays, and K. B. Wharton. Nuclear fusion from explosions of femtosecond laser-heated deuterium clusters. *Nature*, 398(6727) :489–492, 1999.
- [18] Frédéric Pérez. *Etude du transport des électrons suprathermiques en milieu solide ou comprimé dans le cadre de l’allumeur rapide*. PhD thesis, Ecole Polytechnique, 2010.
- [19] Laurent Gremillet. *Etude théorique et expérimentale du transport des électrons rapides dans l’interaction laser-solide à très haut flux*. PhD thesis, Ecole Polytechnique, 2001.
- [20] F. Brunel. Not-so-resonant, resonant absorption. *Physical Review Letters*, 59(1) :52, 1987.
- [21] P. Gibbon and A. R. Bell. Collisionless absorption in sharp-edged plasmas. *Physical review letters*, 68(10) :1535, 1992.
- [22] A. P. Fews, P. A. Norreys, F. N. Beg, A. R. Bell, A. E. Dangor, C. N. Danson, P. Lee, and S. J. Rose. Plasma ion emission from high intensity picosecond laser pulse interactions with solid targets. *Physical review letters*, 73(13) :1801, 1994.
- [23] V. P. Krainov. Laser induced fusion in boron-hydrogen mixture. *Laser Physics Letters*, 2(2) :89, 2005.
- [24] L. Disdier, J. P. Garconnet, G. Malka, and J. L. Miquel. Fast neutron emission from a high-energy ion beam produced by a high-intensity subpicosecond laser pulse. *Physical review letters*, 82(7) :1454, 1999.
- [25] V.S Belyaev, V. I. Vinogradov, A. P. Matafonov, S. M. Rybakov, V. P. Krainov, V. S. Lisitsa, V. P. Andrianov, G. N. Ignatiev, V. S. Bushuev, A. I. Gromov, A. S. Rusetsky, and V. A. Dravin. Excitation of promising nuclear fusion reactions in picosecond laser plasmas. *Physics of Atomic Nuclei*, 72(7) :1077–1098, 2009.
- [26] S. Kimura, A. Anzalone, and A. Bonasera. Comment on “observation of neutronless fusion reactions in picosecond laser plasmas”. *Physical Review E*, 79(3) :038401, 2009.
- [27] J. Zweiback, R. A. Smith, T. E. Cowan, G. Hays, K. B. Wharton, V. P. Yanovsky, and T. Ditmire. Nuclear fusion driven by coulomb explosions of large deuterium clusters. *Physical review letters*, 84(12) :2634, 2000.
- [28] K. W. Madison, P. K. Patel, D. Price, A. Edens, M. Allen, T. E. Cowan, J. Zweiback, and T. Ditmire. Fusion neutron and ion emission from deuterium and deuterated methane cluster plasmas. *Physics of Plasmas*, 11(1) :270–277, 2004.
- [29] O. F. Hagena and W. Obert. Cluster formation in expanding supersonic jets : effect of pressure, temperature, nozzle size, and test gas. *The Journal of Chemical Physics*, 56(5) :1793–1802, 1972.
- [30] T. Ditmire, T. Donnelly, A. M. Rubenchik, R. W. Falcone, and M. D. Perry. Interaction of intense laser pulses with atomic clusters. *Physical Review A*, 53(5) :3379, 1996.
- [31] T. Ditmire, R. A. Smith, J. W. G. Tisch, and M. H. R. Hutchinson. High intensity laser absorption by gases of atomic clusters. *Physical review letters*, 78(16) :3121, 1997.
- [32] R. A. Snavely, M. H. Key, S. P. Hatchett, T. E. Cowan, M. Roth, T. W. Phillips, M. A. Stoyer, E. A. Henry, T. C. Sangster, M. S. Singh, S. C. Wilks, A. MacKinnon, A. Offenberger, D. M. Pennington, K. Yasuike, A. B. Langdon, B. F. Lasinski, J. Johnson, M. D. Perry, and E. M. Campbell. Intense high-energy proton beams from petawatt-laser irradiation of solids. *Physical Review Letters*, 85(14) :2945, 2000.
- [33] E. L. Clark, K. Krushelnick, M. Zepf, F. N. Beg, M. Tatarakis, A. Machacek, M. I. K. Santala, I. Watts, P. A. Norreys, and A. E. Dangor. Energetic heavy-ion and proton generation from ultraintense laser-plasma interactions with solids. *Physical Review Letters*, 85(8) :1654, 2000.

-
- [34] S. C. Wilks, A. B. Langdon, T. E. Cowan, M. Roth, M. Singh, S. Hatchett, M. H. Key, D. Pennington, A. MacKinnon, and R. A. Snavely. Energetic proton generation in ultra-intense laser–solid interactions. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 8(2) :542–549, 2001.
- [35] A. J. Mackinnon, Y. Sentoku, P. K. Patel, D. W. Price, S. Hatchett, M. H. Key, C. Andersen, R. Snavely, and R. R. Freeman. Enhancement of proton acceleration by hot-electron recirculation in thin foils irradiated by ultraintense laser pulses. *Physical review letters*, 88(21) :215006, 2002.
- [36] R. Nuter, L. Gremillet, E. Lefebvre, A. Lévy, T. Ceccotti, and P. Martin. Field ionization model implemented in particle in cell code and applied to laser-accelerated carbon ions. *Physics of Plasmas*, 18(3) :033107, 2011.
- [37] S. J. Gitomer, R. D. Jones, F. Begay, A. W. Ehler, J. F. Kephart, and R. Kristal. Fast ions and hot electrons in the laser–plasma interaction. *Physics of Fluids (1958-1988)*, 29(8) :2679–2688, 1986.
- [38] M. Hegelich, S. Karsch, G. Pretzler, D. Habs, K. Witte, W. Guenther, M. Allen, A. Blazevic, J. Fuchs, J. C. Gauthier, M. Geissel, P. Audebert, T. Cowan, and M. Roth. Mev ion jets from short-pulse-laser interaction with thin foils. *Physical Review Letters*, 89 :085002, 2002.
- [39] P. Mora. Plasma expansion into a vacuum. *Physical Review Letters*, 90(18) :185002, 2003.
- [40] J. Fuchs, P. Antici, E. d’Humières, E. Lefebvre, M. Borghesi, E. Brambrink, C. A. Cecchetti, M. Kaluza, V. Malka, M. Manclossi, S. Meyroneinc, P. Mora, J. Schreiber, T. Toncian, H. Pépin, and P. Audebert. Laser-driven proton scaling laws and new paths towards energy increase. *Nature physics*, 2(1) :48–54, 2006.
- [41] S. C. Wilks, W. L. Kruer, M. Tabak, and A. B. Langdon. Absorption of ultra-intense laser pulses. *Physical review letters*, 69(9) :1383, 1992.
- [42] Maxence Gauthier. *Experimental study of ion stopping power in Warm Denser Matter : charge-state distribution measurements of ions leaving Warm Densz Matter*. PhD thesis, Ecole Polytechnique - Paris Tech, 2013.
- [43] M. Passoni, V. T. Tikhonchuk, M. Lontano, and V. Yu Bychenkov. Charge separation effects in solid targets and ion acceleration with a two-temperature electron distribution. *Physical Review E*, 69(2) :026411, 2004.
- [44] Sébastien Buffechoux. *Augmentation de l’énergie des faisceaux de protons accélérés par laser ultra-intense et étude des caractéristiques des faisceaux accélérés par laser ultra-court*. PhD thesis, Université Paris Sud XI et Université du Québec, INRS-EMT, 1.
- [45] T. Ceccotti, A. Lévy, H. Popescu, F. Réau, P. D’Oliveira, P. Monot, J. P. Geindre, E. Lefebvre, and Ph. Martin. Proton acceleration with high-intensity ultrahigh-contrast laser pulses. *Physical Review Letters*, 99(18) :5002, 2007.
- [46] Y. T. Li, J. Zhang, Z. M. Sheng, J. Zheng, Z. L. Chen, R. Kodama, T. Matsuoka, M. Tampo, K. A. Tanaka, T. Tsutsumi, and T. Yabuuchi. High-energy electrons produced in subpicosecond laser-plasma interactions from subrelativistic laser intensities to relativistic intensities. *Physical Review E*, 69(3) :036405, 2004.
- [47] Z. Li, H. Daido, A. Fukumi, A. Sagisaka, K. Ogura, M. Nishiuchi, S. Orimo, Y. Hayashi, M. Mori, M. Kado, S. V. Bulanov, T. Zh. Esirkepov, Y. Oishi, T. Nayuki, T. Fujii, K. Nemoto, S. Nakamura, and A. Noda. Measurements of energy and angular distribution of hot electrons and protons emitted from a p-and s-polarized intense femtosecond laser pulse driven thin foil target. *Physics of plasmas*, 13(4) :3104, 2006.
- [48] A. Fukumi, M. Nishiuchi, H. Daido, Z. Li, A. Sagisaka, K. Ogura, S. Orimo, M. Kado, Y. Hayashi, M. Mori, S. V. Bulanov, T. Esirkepov, K. Nemoto, Y. Oishi, T. Nayuki, T. Fujii, A. Noda, and S. Nakamura. Laser polarization dependence of proton emission from a thin foil target irradiated by a 70 fs, intense laser pulse. *Physics of plasmas*, 12(10) :0701, 2005.

- [49] Y. Oishi, T. Nayuki, T. Fujii, Y. Takizawa, X. Wang, T. Yamazaki, K. Nemoto, T. Kayoiji, T. Sekiya, K. Horioka, et al. Dependence on laser intensity and pulse duration in proton acceleration by irradiation of ultrashort laser pulses on a cu foil target. *Physics of plasmas*, 12(7), 2005.
- [50] J. Badziak, E. Woryna, P. Parys, K. Yu Platonov, S. Jablonski, L. Ryc, A. B. Vankov, and J. Wolowski. Fast proton generation from ultrashort laser pulse interaction with double-layer foil targets. *Physical review letters*, 87(21) :215001–215001, 2001.
- [51] T. Zh Esirkepov, S. V. Bulanov, K. Nishihara, T. Tajima, F. Pegoraro, V. S. Khoroshkov, K. Mima, H. Daido, Y. Kato, Y. Kitagawa, et al. Proposed double-layer target for the generation of high-quality laser-accelerated ion beams. *Physical review letters*, 89(17) :175003, 2002.
- [52] L. Silva, M. Marti, J. R. Davies, R. A Fonseca, C. Ren, F. S. Tsung, and W. B. Mori. Proton shock acceleration in laser-plasma interactions. *Physical review letters*, 92(1) :015002, 2004.
- [53] T. Esirkepov, M. Borghesi, S. V. Bulanov, G. Mourou, and T. Tajima. Highly efficient relativistic-ion generation in the laser-piston regime. *Physical review letters*, 92(17) :175003, 2004.
- [54] L. Yin, B. J. Albright, B. M. Hegelich, K. J. Bowers, K. A. Flippo, T. J. T. Kwan, and J. C. Fernández. Monoenergetic and gev ion acceleration from the laser breakout afterburner using ultrathin targets. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 14(5) :056706, 2007.
- [55] K. W. D. Ledingham, P. McKenna, and R. P. Singhal. Applications for nuclear phenomena generated by ultra-intense lasers. *Science*, 300(5622) :1107–1111, 2003.
- [56] P. K. Patel, A. J. Mackinnon, M. H. Key, T. E. Cowan, M. E. Foord, M. Allen, D. F. Price, H. Ruhl, P. T. Springer, and R. Stephens. Isochoric heating of solid-density matter with an ultrafast proton beam. *Physical review letters*, 91(12) :125004, 2003.
- [57] M. A. Stoyer, T. C. Sangster, E. A. Henry, M. D. Cable, T. E. Cowan, S. P. Hatchett, M. H. Key, M. J. Moran, D. M. Pennington, M. D. Perry, T. W. Phillips, M. S. Singh, R. A. Snavely, M. Tabak, and S. C. Wilks. Nuclear diagnostics for petawatt experiments. *Review of Scientific Instruments*, 72(1) :767–772, 2001.
- [58] S. P. Hatchett, C. G. Brown, T. E. Cowan, E. A. Henry, J. S. Johnson, M. H. Key, J. A. Koch, A. B. Langdon, B. F. Lasinski, R. W. Lee, et al. Electron, photon, and ion beams from the relativistic interaction of petawatt laser pulses with solid targets. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 7(5) :2076–2082, 2000.
- [59] M. I. K. Santala, M. Zepf, I. Watts, F. N. Beg, E. Clark, M. Tatarakis, K. Krushelnick, A. E. Dangor, T. McCanny, I. Spencer, R. P. Singhal, K. W. D. Ledingham, S. C. Wilks, A. C. Machacek, J. S. Wark, R. Allot, R. J. Clarke, and P. A. Norreys. Effect of the plasma density scale length on the direction of fast electrons in relativistic laser-solid interactions. *Physical review letters*, 84(7) :1459, 2000.
- [60] K. W. D. Ledingham, I. Spencer, T. McCanny, R. P. Singhal, M. I. K. Santala, E. Clark, I. Watts, F. N. Beg, M. Zepf, K. Krushelnick, et al. Photonuclear physics when a multiterawatt laser pulse interacts with solid targets. *Physical Review Letters*, 84(5) :899, 2000.
- [61] K. Boyer, T. S. Luk, and C. K. Rhodes. Possibility of optically induced nuclear fission. *Physical Review Letters*, 60(7) :557, 1988.
- [62] M. Morita. Nuclear excitation by electron transition and its application to uranium 235 separation. *Progress of Theoretical Physics*, 49(5) :1574–1586, 1973.
- [63] V. S. Letokhov. Pumping of nuclear levels by x-ray radiation of a laser plasma. *Quantum Electronics*, 3(4) :360–361, 1974.
- [64] A. V. Andreev, R. V. Volkov, V. M. Gordienko, A. M. Dykhne, M. P. Kalashnikov, P. M. Mikheev, P. V. Nikles, A. B. Savel'ev, E. V. Tkalya, R. A. Chalykh, and O. V. Chutko. Excitation and decay of low-lying

- nuclear states in a dense plasma produced by a subpicosecond laser pulse. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 91(6) :1163–1175, 2000.
- [65] A. V. Andreev, V. M. Gordienko, and A. B. Savel'ev. Nuclear processes in a high-temperature plasma produced by an ultrashort laser pulse. *Quantum Electronics*, 31(11) :941, 2001.
- [66] Cyril Plaisir. *Etudes expérimentales de l'accélération de particules avec des lasers ultra-intenses ; Applications à des expériences de physique nucléaire dans les plasmas lasers*. PhD thesis, Université de Bordeaux, 2010.
- [67] J. M. Yang, P. McKenna, K. W. D. Ledingham, T. McCanny, L. Robson, S. Shimizu, R. P. Singhal, M. S. Wei, K. Krushelnick, R. J. Clarke, D. Neely, and P. A. Norreys. Neutron production by fast protons from ultraintense laser-plasma interactions. *Journal of applied physics*, 96(11) :6912–6918, 2004.
- [68] I. Kato, K. Ono, Y. Sakurai, M. Ohmae, A. Maruhashi, Y. Imahori, M. Kirihata, M. Nakazawa, and Y. Yura. Effectiveness of bnct for recurrent head and neck malignancies. *Applied Radiation and Isotopes*, 61(5) :1069–1073, 2004.
- [69] L. Willingale, G. M. Petrov, A. Maksimchuk, J. Davis, R. R. Freeman, A. S. Joglekar, T. Matsuoaka, C. D. Murphy, V. M. Ovchinnikov, A. G. R. Thomas, L. Van Woerkom, and K. Krushelnick. Comparison of bulk and pitcher-catcher targets for laser-driven neutron production. *Physics of Plasmas*, 18(8) :083106, 2011.
- [70] D. P. Higginson, L. Vassura, M. M. Gugu, P. Antici, M. Borghesi, S. Brauckmann, C. Diouf, A. Green, L. Palumbo, H. Petrascu, S. Sofia, M. Stardubtsev, O. Willi, S. Kar, F. Negoita, and J. Fuchs. Temporal narrowing of neutrons produced by high-intensity short-pulse lasers. *Phys. Rev. Lett.*, 115 :054802, Jul 2015.
- [71] Experimental nuclear reaction data. Technical report, <https://www-nds.iaea.org/exfor/exfor.htm>.
- [72] M. Gerbaux, M. M. Aléonard, G. Claverie, F. Gobet, F. Hannachi, G. Malka, J. N. Scheurer, M. Tarisien, V. Méot, P. Morel, J. Faure, Y. Glinec, A. Guemnie-Tafo, G. Malka, M. Manclossi, and J. Santos. Multi-mev laser-produced particle sources : Characterization by activation techniques. In *Journal de Physique IV (Proceedings)*, volume 133, pages 1139–1141. EDP sciences, 2006.
- [73] I. Spencer, K. W. D. Ledingham, R. P. Singhal, T. McCanny, P. McKenna, E. L. Clark, K. Krushelnick, M. Zepf, F. N. Beg, M. Tatarakis, A. E. Dangor, P. A. Norreys, R. J. Clarke, R. M. Allott, and I. N. Ross. Laser generation of proton beams for the production of short-lived positron emitting radioisotopes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 183(3) :449–458, 2001.
- [74] M. Tarisien, F. Gobet, F. Hannachi, M. M. Aléonard, G. Claverie, M. Gerbaux, G. Malka, J. N. Scheurer, V. Méot, P. Morel, P. Audebert, E. Brambrink, P. Nicolai, V. Tikhonchuk, and K. U. Amthor. Nuclear activation techniques for analysis of laser induced energetic protons. In *29th European Conference on Laser Interaction with Matter*, pages 592–597, 2007.
- [75] F. Köhl, K. Bethge, G. Wolf, R. W. Michelmann, and J. Krauskopf. Determination of the nitrogen content in silicon by charged particle activation analysis and the calibration of ir-analysis. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 53 :80.
- [76] N. Moncoffre. Analysis of boron by charged particle bombardment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 66 :1226–138, 1992.
- [77] M. Vollmer, J. D. Meyer, R. W. Michelmann, and K. Bethge. Boron detection using the nuclear reaction $^{11}\text{B}(p, \alpha)^8\text{Be}$. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 117(1) :21–25, 1996.

- [78] K. W. D. Ledingham, R. P. Singhall, P. McKenna, and I. Spencer. Laser-induced nuclear physics and applications. *Europhysics News*, 33(4) :120–124, 2002.
- [79] K. Nemoto, A. Maksimchuk, S. Banerjee, K. Flippo, G. Mourou, D. Umstadter, and V. Yu Bychenkov. Laser-triggered ion acceleration and table top isotope production. *Applied Physics Letters*, 78(5) :595–597, 2001.
- [80] K. W. D. Ledingham, P. McKenna, T. McCanny, S. Shimizu, J. M. Yang, L. Robson, J. Zweit, J. M. Gillies, J. Bailey, G. N. Chimon, R. J. Clarke, D. Neely, P. A. Norreys, J. L. Collier, R. P. Singhal, M. S. Wei, S. P. D. Mangles, P. Nilson, K. Krushelnick, and M. Zepf. High power laser production of short-lived isotopes for positron emission tomography. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 37(16) :2341, 2004.
- [81] S. Fritzler, V. Malka, G. Grillon, J.-P. Rousseau, F. Burgy, E. Lefebvre, E. d’Humières, P. McKenna, and K. W. D. Ledingham. Proton beams generated with high-intensity lasers : Applications to medical isotope production. *Applied physics letters*, 83(15) :3039–3041, 2003.
- [82] E. Lefebvre, E. d’Humières, S. Fritzler, and V. Malka. Numerical simulation of isotope production for positron emission tomography with laser-accelerated ions. *Journal of applied physics*, 100(11) :113308, 2006.
- [83] E. Amato, A. Italiano, D. Margarone, B. Pagano, S. Baldari, and G. Korn. Study of the production yields of ^{18}F , ^{11}C , ^{13}N and ^{15}O positron emitters from plasma-laser proton sources at eli-beamlines for labeling of pet radiopharmaceuticals. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 811 :1–5, 2016.
- [84] F. Hannachi, M. M. Aléonard, M. Gerbaux, F. Gobet, G. Malka, C. Plaisir, J. N. Scheurer, M. Tariesien, P. Audebert, E. Brambrink, V. Méot, P. Morel, Ph. Nicolai, and V. Tikhonchuk. Prospects for nuclear physics with lasers. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 49(12B) :B79, 2007.
- [85] F. Gobet, C. Plaisir, F. Hannachi, M. Tariesien, T. Bonnet, M. Versteegen, M. M. Aléonard, G. Gosselin, V. Méot, and P. Morel. Nuclear physics studies using high energy lasers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 653(1) :80–83, 2011.
- [86] M. Barbui, W. Bang, A. Bonasera, K. Hagel, K. Schmidt, J. B. Natowitz, R. Burch, G. Giuliani, M. Barbarino, H. Zheng, G. Dyer, H. J. Quevedo, E. Gaul, A. C. Bernstein, M. Donovan, S. Kimura, M. Mazzocco, F. Consoli, R. De Angelis, P. Andreoli, and T. Ditmire. Measurement of the plasma astrophysical s factor for the $^3\text{He}(d, p)^4\text{He}$ reaction in exploding molecular clusters. *Physical review letters*, 111(8) :082502, 2013.
- [87] T. A. Mehlhorn. A finite material temperature model for ion energy deposition in ion-driven inertial confinement fusion targets. *Journal of Applied Physics*, 52(11) :6522–6532, 1981.
- [88] M. Meneguzzi, J. Audouze, and H. Reeves. The production of the elements Li , Be , B by galactic cosmic rays in space and its relation with stellar observations. *Astronomy and Astrophysics*, 15 :337–359, 1971.
- [89] A. M Ritchey, S. R. Federman, Y. Sheffer, and D. L. Lambert. The abundance of boron in diffuse interstellar clouds. *The Astrophysical Journal*, 728(1) :70, 2011.
- [90] C. Spitaleri, L. Lamia, S. M. R. Puglia, S. Romano, M. La Cognata, V. Crucilla, R. G. Pizzone, G. G. Rapisarda, M. L. Sergi, M. G. Del Santo, et al. Measurement of the 10 keV resonance in the $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$ reaction via the trojan horse method. *Physical Review C*, 90(3) :035801, 2014.
- [91] V. S. Belyaev, V. P. Krainov, A. P. Matafonov, and B. V. Zagreev. The new possibility of the fusion $p+^{11}\text{B}$ chain reaction being induced by intense laser pulses. *Laser Physics Letters*, 12(9) :096001, 2015.

- [92] V. S. Belyaev, V. P. Krainov, B. V. Zagreev, and A. P. Matafonov. On the implementation of a chain nuclear reaction of thermonuclear fusion on the basis of the $p + 11b$ process. *Physics of Atomic Nuclei*, 78(5) :537–547, 2015.
- [93] A. Picciotto, D. Margarone, A. Velyhan, P. Bellutti, J. Krasa, A. Szydlowsky, G. Bertuccio, Y. Shi, A. Mangione, J. Prokupek, A. Malinowska, E. Krousky, J. Ullschmied, L. Laska, M. Kucharik, and G. Korn. Boron-proton nuclear-fusion enhancement induced in boron-doped silicon targets by low-contrast pulsed laser. *Physical Review X*, 4(031030), 2014.
- [94] D. Margarone, A. Picciotto, A. Velyhan, J. Krasa, M. Kucharik, A. Mangione, A. Szydlowsky, A. Malinowska, G. Bertuccio, Y. Shi, J. Crivellari, M. Ullschmied, P. Belluti, and G. Korn. Advanced scheme for high-yield laser driven nuclear reactions. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 57(1) :014030, 2015.
- [95] R. Liska, M. Kucharik, J. Limpouch, O. Renner, P. Vachal, L. Bednarik, and J. Velechovsky. Ale method for simulations of laser-produced plasmas. In *Finite Volumes for Complex Applications VI Problems & Perspectives*, pages 857–873. Springer, 2011.
- [96] J. M. Martinez-Val, S. Eliezer, M. Piera, and G. Velarde. Fusion burning waves in proton-boron-11 plasmas. *Physics Letters A*, 216(1) :142–152, 1996.
- [97] H. Hora, G. H. Miley, N. Azizi, B. Malekynia, M. Ghoranneviss, and X. T. He. Nonlinear force driven plasma blocks igniting solid density hydrogen boron : Laser fusion energy without radioactivity. *Laser and Particle Beams*, 27 :491–496, 2009.
- [98] H. Hora, G. H. Miley, M. Ghoranneviss, B. Malekynia, and N. Azizi. Laser-optical path to nuclear energy without radioactivity : Fusion of hydrogen-boron by nonlinear force driven plasma blocks. *Optics Communications*, 282 :4124–4126, 2009.
- [99] P. Lalousis, H. Hora, and S. Moustazis. Optimized boron fusion with magnetic trapping by laser driven plasma block initiation at nonlinear force driven ultrahigh acceleration. *Laser and Particle Beams*, 32 :409–411, 2014.
- [100] R. E. Segel, S. S. Hanna, and R. G. Allas. States in $c 12$ between 16.4 and 19.6 mev. *Physical Review*, 139(4B) :B818, 1965.
- [101] F. Ajzenberg-Selove. Energy-levels of light-nuclei $a = 11-12$. *Nuclear Physics A*, 506 :1–158, 1990.
- [102] Donald D. Clayton. *Principles of stellar evolution and nucleosynthesis*. 1968, 1983.
- [103] M. L. E. Oliphant and Lord Rutherford. Experiments on the transmutation of elements by protons. In *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, volume 141, pages 259–281. The Royal Society, 1933.
- [104] J. L. Quebert and L. Marquez. Effets des résonances de $12 c$ sur l'émission de particules alpha dans la réaction $11 b (p, 3\alpha)$. *Nuclear Physics A*, 126(3) :646–670, 1969.
- [105] H. W. Becker, C. Rolfs, and H. P. Trautvetter. Low-energy cross sections for $11b (p, 3\alpha)$. *Zeitschrift für Physik A Atomic Nuclei*, 327(3) :341–355, 1987.
- [106] S. Stave, M. W. Ahmed, R. H. France, S. S. Henshaw, B. Müller, B. A. Perdue, R. M. Prior, M. C. Spraker, and H. R. Weller. Understanding the reaction at the 0.675 mev resonance. *Physics Letters B*, 696(1) :26–29, 2011.
- [107] D. C. Moreau. Potentiality of the proton-boron fuel for controlled thermonuclear fusion. *Nuclear Fusion*, 17(1) :13, 1977.
- [108] *Nuclear reaction analysis*. North-Holland publishing company-Amsterdam, 1965.
- [109] S. Drożdż, J. Okołowicz, and M. Płoszajczak. The spontaneous fission of $8 be$ and the fusion at sub-coloumb barrier energies in the time-dependent cluster theory. *Physics Letters B*, 128(1) :5–8, 1983.

- [110] J. H. Gibbons and R. L. Macklin. Total neutron yields from light elements under proton and alpha bombardment. *Physical Review*, 114(2) :571, 1959.
- [111] K. Ramavataram, R. Larue, V. Turcotte, C. St-Pierre, and S. Ramavataram. Study of the $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ reaction below the giant dipole resonance in ^{12}C . *Il Nuovo Cimento A Series 11*, 58(4) :342–354, 1980.
- [112] S. P. Kalinin, A. A. Ogloblin, and Yu. M. Petrov. Excitation functions for the reactions $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$, $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$, and $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$, and energy levels in ^8Be , ^{11}C , and ^{12}C nuclei. *Atomic Energy*, 2(2) :193–196, 1957.
- [113] C. Angulo, S. Engstler, G. Raimann, C. Rolfs, W. H. Schulte, and E. Somorjai. The effects of electron screening and resonances in (p, α) reactions on ^{10}B and ^{11}B at thermal energies. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 345(2) :231–242, 1993.
- [114] G. G. Bach and D. J. Livesey. Xciii. the cross section for the reaction $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$ at proton energies below 200 kev. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 46(379) :824–830, 1955.
- [115] W. E. Burcham and J. M. Freeman. Xxvii. the emission of short-range alpha particles from light elements under proton bombardment.—ii. further observations on the reaction $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 41(315) :337–348, 1950.
- [116] A. Kafkarkou, M. W. Ahmed, P. H. Chu, R. H. France, H. J. Karwowski, D. P. Kendellen, G. Laskaris, I. Mazumdar, J. M. Mueller, L. S. Myers, R. M. Prior, M. H. Sikora, M. C. Spraker, H. R. Weller, and W. R. Zimmerman. Study of the $^{10}\text{B}(p, \alpha)$ reaction between 2.1 and 6.0 mev. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 316 :48–55, 2013.
- [117] M. Youn, H. T. Chung, J. C. Kim, H. C. Bhang, and K.-H. Chung. The $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$ reaction in the thermonuclear energy region. *Nuclear Physics A*, 533(2) :321–332, 1991.
- [118] A. P. Tonchev, S. O. Nelson, K. Sabourov, B. T. Crowley, K. Joshi, H. R. Weller, J. H. Kelley, R. M. Prior, M. Spraker, and N. Kalantar-Nayestanaki. The $^{10}\text{B}(p, \gamma)^{11}\text{C}$ reaction at astrophysically relevant energies. *Physical Review C*, 68(4) :045803, 2003.
- [119] M. Wiescher, R. N. Boyd, S. L. Blatt, L. J. Rybarczyk, J. A. Spizuoco, R. E. Azuma, E. T. H. Clifford, J. D. King, J. Görres, C. Rolfs, and A. Vlieks. ^{11}C level structure via the $^{10}\text{B}(p, \gamma)$ reaction. *Physical Review C*, 28(4) :1431, 1983.
- [120] W. W. Jacobs, D. Bodansky, D. Chamberlin, and D. L. Oberg. Production of ^7Li and ^7Be in proton and alpha-particle reactions on ^{14}N at low energies. *Physical Review C*, 9 :2134–2143, 1974.
- [121] P. D. Ingalls, J. S. Schweitzer, and B. D. Anderson. $^{14}\text{N}(p, \alpha)^{11}\text{C}$ cross sections from 3.8 to 6.4 mev. *Physical Review C*, 13 :524–527, 1976.
- [122] T. W. Bonner, Alfred A. Kraus Jr., J. B. Marion, and J. P. Schiffer. Neutrons and gamma rays from the alpha-particle bombardment of ^9Be , ^{10}B , ^{11}B , ^{13}C , and ^{18}O . *Physical Review*, 102(5) :1348, 1956.
- [123] F. Ajzenberg-Selove. Energy levels of light nuclei $a=13$ – 15 . *Nuclear Physics A*, 268(1) :1–204, 1976.
- [124] D. R. Tilley, H. R. Weller, C. M. Cheves, and R. M. Chasteler. Energy levels of light nuclei $a=18$ – 19 . *Nuclear Physics A*, 595(1) :1–170, 1995.
- [125] G. Terwagne, G. Genard, M. Yedji, and G. G. Ross. Cross-section measurements of the $^{14}\text{N}(a, p)^{17}\text{O}$ and $^{14}\text{N}(a, a)^{14}\text{N}$ reactions between 3.5 and 6 mev. *Journal of Applied Physics*, 104(8) :84909, 2008.
- [126] H. Xu, Z. Zhou, C. Zhang, G. Zhao, and L. Shi. Excitation function and angular distribution for the $^{14}\text{N}(\alpha, p)^{17}\text{O}$ reaction. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 149(4) :390–394, 1999.

- [127] *The Stopping and Range of Ions in Solids*. Pergamon, New York, 1985.
- [128] F. Ziegler, M. D. Ziegler, and J. P. Biersack. Srim2008.04, a code for calculations of the stopping and range of ions in matter.
- [129] C. Spitaleri, L. Lamia, A. Tumino, R. G. Pizzone, S. Cherubini, A. Del Zoppo, P. Figuera, M. La Cognata, A. Musumarra, M. G. Pellegriti, A. Rinollo, C. Rolfs, S. Romano, and S. Tudisco. The $b_{11}(\text{p}, \alpha_0)\text{be}$ reaction at sub-coulomb energies via the trojan-horse method. *Physical Review C*, 69(5) :055806, 2004.
- [130] T. E. Liolios. Screened coulomb potentials for astrophysical nuclear fusion reactions. *The European Physical Journal A-Hadrons and Nuclei*, 9(2) :287–292, 2000.
- [131] F. C. Barker. Electron screening in reactions between light nuclei. *Nuclear Physics A*, 707(1) :277–300, 2002.
- [132] C. Garban-Labaune, E. Fabre, C. E. Max, R. Fabbro, F. Amiranoff, J. Virmont, M. Weinfeld, and A. Michard. Effect of laser wavelength and pulse duration on laser-light absorption and back reflection. *Physical Review Letters*, 48(15) :1018, 1982.
- [133] Thierry Jalinaud. *Effet du lissage optique du faisceau laser par utilisation de lame de phase aléatoire sur le développement des instabilités paramétriques*. PhD thesis, Ecole Polytechnique, 1993.
- [134] S. Gaillard, J. Fuchs, N. Renard-Le Galloudec, and T. E. Cowan. Study of saturation of cr39 nuclear track detectors at high ion fluence and of associated artifact patterns. *Review of scientific instruments*, 78(1) :013304, 2007.
- [135] K. Malinowski, E. Skladnik-Sadowska, and M. J. Sadowski. Comparison of responses of lr-115a, cr-39 and pm-355 track detectors to pulsed low-energy proton streams. *Radiation measurements*, 40(2) :371–374, 2005.
- [136] E. Skladnik-Sadowska, J. Baranowski, and M. Sadowski. Low-energy ion measurements by means of cr-39 nuclear track detectors. *Radiation measurements*, 34(1) :337–339, 2001.
- [137] R. L. Fleischer, P. B. Price, and R. M. Walker. Ion explosion spike mechanism for formation of charged-particle tracks in solids. *Journal of applied Physics*, 36(11) :3645–3652, 1965.
- [138] B. G. Cartwright, E. K. Shirk, and P. B. Price. A nuclear-track-recording polymer of unique sensitivity and resolution. *Nuclear Instruments and Methods*, 153(2) :457–460, 1978.
- [139] E. V. Benton, K. Ogura, A. L. Frank, T. M. Atallah, and V. Rowe. Response of different types of cr-39 to energetic ions. *Nuclear Tracks*, 12 :79–82, 1996.
- [140] S. Cecchini, H. Dekhissi, V. Garutti, G. Giacomelli, E. Katsavounidis, G. Mandriolli, A. R. Margiotta-Neri, L. Patrizzir, V. Popa, P. Serra, M. Spurio, V. Togo, U. Valdrè, and E. Vilela. Calibration with relativistic and low-velocity ions of a cr39 nuclear track detector. *Il Nuovo Cimento*, 109(8) :1119, 1996.
- [141] M. Fromm, F. Membrey, A. Chambaudet, and R. Saouli. Proton and alpha track profiles in cr39 during etching and their implications on track etching models. 19 :163–168, 1991.
- [142] A. P. Fewes and D. L. Henshaw. High resolution alpha particle spectroscopy using cr-39 plastic track detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 197(2) :517–529, 1982.
- [143] M. Sadowski, A. Szydłowski, M. Jaskola, T. Czyzewski, and A. P. Kobzev. Comparison of responses of cr-39, pm-355, and cn track detectors to energetic hydrogen-, helium-, nitrogen-, and oxygen-ions. *Radiation measurements*, 28(1) :207–210, 1997.
- [144] A. Szydłowski, M. Sadowski, T. Czyzewski, M. Jaskola, and A. Korman. Comparison of responses of cr-39, pm-355, and pm-600 track detectors to low-energy hydrogen, and helium ions. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 149(1) :113–118, 1999.

- [145] H. A. Khan, R. Brandt, N. A. Khan, and K. Jamil. Track-registration-and-development characteristics of cr-39 plastic track detector. *Nuclear Tracks and Radiation Measurements (1982)*, 7(3) :129–139, 1983.
- [146] S. Kar, M. Borghesi, L. Romagnani, S. Takahashi, A. Zayats, V. Malka, S. Fritzler, and A. Schiavi. Analysis of latent tracks for mev protons in cr-39. *Journal of applied physics*, 101(4) :044510, 2007.
- [147] A. Szydłowski, T. Czyzewski, M. Jaskola, M. Sadowski, A. Korman, J. Kedzierski, and W. Kretschmer. Investigation of response of cr-39, pm-355 and pm-500 types of nuclear track detectors to energetic carbon ions. *Radiation measurements*, 31(1) :257–260, 1999.
- [148] C. Baccou, V. Yahia, S. Depierreux, C. Neuville, C. Goyon, F. Consoli, R. De Angelis, J.-E. Ducret, G. Boutoux, J. Rafelski, and C. Labaune. Cr-39 track detector calibration for h, he, and c ions from 0.1-0.5 mev up to 5 mev for laser-induced nuclear fusion product identification. *Review of Scientific Instruments*, 86(8) :083307, 2015.
- [149] <http://www.tasl.co.uk/>.
- [150] F. H. Séguin, J. A. Frenje, C. K. Li, D. G. Hicks, S. Kurebayashi, J. R. Rygg, B.-E. Schwartz, R. D. Petrasso, S. Roberts, J. M. Soures, et al. Spectrometry of charged particles from inertial-confinement-fusion plasmas. *Review of Scientific Instruments*, 74(2) :975–995, 2003.
- [151] D. C. Gautier, J. L. Kline, K. A. Flippo, S. A. Gaillard, S. A. Letzring, and B. M. Hegelich. A simple apparatus for quick qualitative analysis of cr39 nuclear track detectors. *Review of Scientific Instruments*, 79(10) :10E536, 2008.
- [152] M. Sadowski, J. Baranowski, E. Skladnik-Sadowska, A. Szydłowski, H. Kelly, A. Lepone, and A. Marquez. Calibration of cn and cr-39 track detectors for measurements of fast deuterons and nitrogen ions. *Radiation measurements*, 28(1) :201–206, 1997.
- [153] H. von Seggern. X-ray imaging with photostimulable phosphors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 322(3) :467–471, 1992.
- [154] T. Bonnet, M. Comet, D. Denis-Petit, F. Gobet, F. Hannachi, M. Tarisien, M. Versteegen, and M. M. Aléonard. Response functions of imaging plates to photons, electrons and 4he particles. *Review of Scientific Instruments*, 84(10) :103510, 2013.
- [155] T. Bonnet, M. Comet, D. Denis-Petit, F. Gobet, F. Hannachi, M. Tarisien, M. Versteegen, and M. M. Aléonard. Response functions of fuji imaging plates to monoenergetic protons in the energy range 0.6–3.2 mev. *Review of Scientific Instruments*, 84(1) :013508, 2013.
- [156] A. Mančić, J. Fuchs, P. Antici, S. A. Gaillard, and P. Audebert. Absolute calibration of photostimulable image plate detectors used as (0.5–20mev) high-energy proton detectors. *Review of Scientific Instruments*, 79(7) :073301, 2008.
- [157] A. Niroomand-Rad, C. R. Blackwell, Be. M. Coursey, K. P. Gall, J. M. Galvin, W. L. McLaughlin, A. S. Meigooni, R. Nath, James E. R., and C. G. Soares. Radiochromic film dosimetry : recommendations of aapm radiation therapy committee task group 55. *Medical physics*, 25(11) :2093–2115, 1998.
- [158] M. Tarisien, C. Plaisir, F. Gobet, F. Hannachi, M. M. Aléonard, and A. Rebi. Natalie : A 32 detector integrated acquisition system to characterize laser produced energetic particles with nuclear techniques. *Review of Scientific Instruments*, 82(2) :023302, 2011.
- [159] J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. A. Dubois, M. Asai, G. Barrand, R. Capra, S. Chauvie, R. Chytráček, et al. Geant4 developments and applications. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, 53(1) :270–278, 2006.

-
- [160] C. Schmitt, J. A LaVerne, D. Robertson, M. Bowers, W. Lu, and P. Collon. Equilibrium charge state distributions for boron and carbon ions emerging from carbon and aluminum targets. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 268(10) :1551–1557, 2010.
- [161] C. Schmitt, J. A LaVerne, D. Robertson, M. Bowers, W. Lu, and P. Collon. Target dependence for low-z ion charge state fractions. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 269(8) :721–728, 2011.
- [162] M. Zepf, E. L. Clark, F. N. Beg, R. J. Clarke, A. E. Dangor, A. Gopal, K. Krushelnick, P. A. Norreys, M. Tatarakis, U. Wagner, and M. S. Wei. Proton acceleration from high-intensity laser interactions with thin foil targets. *Physical review letters*, 90(6) :064801, 2003.
- [163] P. A. Norreys, F. N. Beg, E. L. Clark, M. Tatarakis, M. Zepf, A. E. Dangor, M. Wei, and K. Krushelnick. Proton acceleration and high energy density physics from laser foil interactions. In *Particle Accelerator Conference, 2005. PAC 2005. Proceedings of the*, pages 573–575. IEEE, 2005.
- [164] L. Gao. Measurements of proton generation with intense kilojoule laser pulses on omega ep. 2010.
- [165] C. Labaune, C. Baccou, S. Depierreux, C. Goyon, G. Loisel, V. Yahia, and J. Rafelski. Fusion reactions initiated by laser-accelerated particle beams in a laser-produced plasma. *Nature communications*, 4, 2013.
- [166] C. Labaune, C. Baccou, V. Yahia, C. Neuville, and J. Rafelski. Laser-initiated primary and secondary nuclear reactions in boron-nitride. *Scientific reports*, 6, 2016.
- [167] J. F. Ziegler. <http://www.srim.org/srim/srmpics/ioniz.htm>. Technical report.
- [168] M. D. Brown and C. D. Moak. Stopping powers of some solids for 30-90-mev u 238 ions. *Physical Review B*, 6(1) :90, 1972.
- [169] J. Lindhard, M. Scharff, and H. E. Schiott. K. danske vidensk. *Selsk., Math.-fys. Meddr*, 33 :1–42, 1963.
- [170] J. G. Baker and D. H. Menzel. Physical processes in gaseous nebulae. iii. the balmer decrement. *The Astrophysical Journal*, 88 :52, 1938.
- [171] *Physique et Technologie des Plasmas de Fusion par Confinement Inertiel TC-2*. 2012.
- [172] John David Jackson. *Classical electrodynamics*. Wiley, 1975.
- [173] G. Faussurier, C. Blancard, P. Cosse, and P. Renaudin. Equation of state, transport coefficients, and stopping power of dense plasmas from the average-atom model self-consistent approach for astrophysical and laboratory plasmas. *Physics of Plasmas*, 17(5) :052707, 2010.
- [174] C. Baccou, S. Depierreux, V. Yahia, C. Neuville, C. Goyon, R. De Angelis, F. Consoli, J.-E. Ducret, G. Boutoux, J. Rafelski, and C. Labaune. New scheme to produce aneutronic fusion reactions by laser-accelerated ions. *Laser and Particle Beams*, 33(01) :117–122, 2015.

Titre : Initiation de réactions nucléaires par des protons accélérés par laser

Mots clés : réactions nucléaires, mécanisme TNSA, proton-bore, diagnostics de particules

Résumé : L'avènement des lasers de forte intensité ouvre une nouvelle voie pour la production de réactions nucléaires par laser. En particulier, les impulsions d'intensités supérieures à 10^{18} W.cm⁻² permettent d'accélérer des faisceaux de protons (et d'ions) caractérisés par un large spectre, une courte durée d'impulsion de l'ordre de la dizaine de picosecondes, un flux (nombre de particules par unité de temps) supérieur de plusieurs ordres de grandeurs aux flux obtenus dans les accélérateurs classiques et des énergies allant jusqu'à plusieurs dizaines de MeV. De telles énergies permettent d'initier des réactions nucléaires ayant des résonances autour de la centaine de keV, telles que la réaction de fusion $^{11}\text{B}(p,\alpha)2\alpha$ qui libère trois particules α et 8,7 MeV, ou encore des réactions à seuil, telles que $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$, qui produisent des radioisotopes, utiles pour la médecine nucléaire. Cette thèse a été dédiée au développement d'une plateforme expérimentale sur l'installation laser ELFIE du

LULI (Ecole Polytechnique, France), pour étudier la production de réactions nucléaires dans le cadre d'un nouveau schéma. Ce dernier consiste à utiliser un faisceau de protons accélérés par laser sur une première cible, par mécanisme TNSA, puis à irradier une cible de bore par ces protons pour produire des réactions nucléaires. Un second faisceau laser peut être déclenché pour préalablement ioniser et chauffer la cible de bore. Un ensemble de diagnostics complémentaires a été développé pour mesurer et caractériser les produits de réactions. Différents paramètres tels que le spectre de protons, l'état de la cible de bore (solide ou plasma) et sa composition ont été identifiés comme étant des paramètres physiques qui permettent d'optimiser les taux de réactions. La compréhension de la physique qui régit la production des réactions nucléaires est indispensable pour envisager des applications en médecine, ou dans des schémas de fusion pour produire de l'énergie.

Title : Nuclear reactions initiated by laser-accelerated protons

Keywords : nuclear reactions, TNSA mechanism, proton-boron, particle diagnostics

Abstract : The recent development of high-intensity laser beams has stimulated the advent of many schemes to produce nuclear reactions by laser. Laser pulses with intensity higher than 10^{18} W.cm⁻² can particularly be used to accelerate proton and ion beams with interesting characteristics such as a broad spectrum, a short duration (~ 10 ps), a large number of particles per picosecond and a high energy cut-off, up to tens MeV. Thus, nuclear reactions with resonances close to hundreds keV can be initiated, such as the fusion reaction $^{11}\text{B}(p,\alpha)2\alpha$ which releases 8,7 MeV and three α particles, or, threshold nuclear reactions, such as $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$, which produce positron emitters, used in nuclear medicine.

This thesis was dedicated to the development of an experimental platform at the ELFIE laser facility, at LULI (Ecole Polytechnique, France)

to study the production of nuclear reactions using the following scheme : a proton beam is accelerated by the TNSA mechanism on a first target, and sent into a boron target to induce nuclear reactions. A second laser beam can be used to ionize and heat the boron target. A set of complementary diagnostics has been developed to measure and characterize the reaction products. Several parameters such as the proton spectrum, the boron target state (solid or plasma) and its composition have been identified as physics parameters that optimize the number of reactions. The understanding of the laws of physics that govern the production of reactions in this scheme is necessary to consider applications in medicine or in fusion schemes, to produce energy.