

THESIS / THÈSE

DOCTEUR EN SCIENCES

Développement d'un système de détection bas-bruit polyvalent et de références d'hydrogène pour l'étude de réactions nucléaires d'intérêt astrophysique

Debarsy, Paul-Louis

Award date:
2019

Awarding institution:
Université de Namur

[Link to publication](#)

General rights

Copyright and moral rights for the publications made accessible in the public portal are retained by the authors and/or other copyright owners and it is a condition of accessing publications that users recognise and abide by the legal requirements associated with these rights.

- Users may download and print one copy of any publication from the public portal for the purpose of private study or research.
- You may not further distribute the material or use it for any profit-making activity or commercial gain
- You may freely distribute the URL identifying the publication in the public portal ?

Take down policy

If you believe that this document breaches copyright please contact us providing details, and we will remove access to the work immediately and investigate your claim.



Université de Namur – Faculté des sciences

Département de physique – Laboratoire d'Analyse par Réactions Nucléaires (LARN)

DÉVELOPPEMENT D'UN SYSTÈME DE DÉTECTION BAS-BRUIT POLYVALENT ET DE RÉFÉRENCES D'HYDROGÈNE POUR L'ÉTUDE DE RÉACTIONS NUCLÉAIRES D'INTÉRÊT ASTROPHYSIQUE

Dissertation présentée par

Paul-Louis Debarsy

en vue de l'obtention du

diplôme de Docteur en

Sciences

Composition du jury :

Prof. P. Descouvemont (Université Libre de Bruxelles)

Prof. P. Lambin (Université de Namur)

Prof. A. Lemaitre (présidente de jury, Université de Namur)

Dr. G. Ross (Institut National de Recherche Scientifique (INRS-EMT), Canada)

Prof. G. Terwagne (promoteur, Université de Namur)

Université de Namur

Faculté des sciences

61, rue de Bruxelles, B-5000 Namur, Belgique

Développement d'un système de détection bas-bruit polyvalent et de références d'hydrogène pour l'étude de réactions nucléaires d'intérêt astrophysique

Résumé

Cette thèse porte sur la mesure de sections efficaces de réactions nucléaires d'intérêt astrophysique à des énergies inférieures à la barrière coulombienne. Plus précisément, nous avons étudié la réaction de capture radiative $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ présente dans le cycle CNO. Étant donné que la section efficace diminue avec l'énergie, l'étude de ces réactions nucléaires à basses énergies devient compliquée car les mesures sont beaucoup plus sensibles aux sources de bruit extérieures, notamment la radioactivité naturelle et les rayonnements cosmiques (muons). Afin de réduire ces différentes sources de bruits, nous avons développé un système polyvalent de détection de rayonnements gammas bas-bruit composé de deux blindages : l'un blindage passif, l'autre actif. Le premier consiste en un château de plomb alors que le second est réalisé par l'anti-coïncidence entre le détecteurs gamma et plusieurs scintillateurs plastiques entourant le château de plomb. De plus, afin de diminuer le risque de production de réactions nucléaires parasites lors des mesures, réactions induites par le faisceau de protons sur des éléments de la ligne (collimateurs, fentes, etc.) ou sur des impuretés présentes dans la cible, nous avons choisi de travailler en cinématique inverse. Cela se fait en inversant les noyaux cibles et incidents, et donc en envoyant du ^{13}C sur de l'hydrogène. Cette méthode de travail nous a amené à réaliser des cibles en hydrogène stables sous faisceaux d'ions et présentant une pureté isotopique proche de 100%. Pour ce faire, nous avons implanté de l'hydrogène dans une matrice de silicium amorphisé. Enfin, un tout nouveau bout de ligne (doigt froid, jeu de fentes,

chaîne d'acquisition numérique, etc.) a également été mis au point. À l'aide de tous ces développements, des mesures de sections efficaces ont pu être réalisées jusqu'à une énergie de 150 keV dans le système centre de masse, énergie encore jamais atteinte en cinématique inverse pour la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$. Enfin, à l'aide d'un traitement théorique, des extrapolations à basses énergies ont été réalisées afin d'obtenir des données utiles pour les astrophysiciens. Notons que ce système polyvalent de détection bas-bruit peut être utilisé à d'autres fins comme la mesure de profils de concentration d'éléments légers par réactions nucléaires résonantes ou la détection de matériaux très faiblement radioactifs.

Thèse de doctorat en sciences physiques

Le 16 Août 2019

Promoteur : G. Terwagne

Université de Namur

Faculté des sciences

61, rue de Bruxelles, B-5000 Namr, Belgium

**Development of a polyvalent low-background detection system
and hydrogen standards to study nuclear reaction of
astrophysical interest**

Abstract

This Ph.D. thesis deals with cross-sections measurements of nuclear reactions presenting an astrophysical interest at energies below the Coulomb barrier. More precisely, we studied the $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ reaction present in the CNO cycle. Since the cross-section decreases with energy, the study of nuclear reactions at low energies becomes complicated because measurements are highly sensitive to external noises, mainly natural radioactivity and cosmic rays (muons). In the aim to reduce these sources of noises, we developed a polyvalent low-background gamma detection setup composed of two shields: a passive one and an active one. The first one consists in a lead castle and the second one is realized by anticoincidence between the gamma detector and plastics scintillators surrounding the lead castle. Furthermore, in order to decrease the risk to produce parasitic nuclear reactions during measurements, reactions induced by the interaction between the protons beam and beam line elements (collimators, slits, etc.) or impurities in the target, we chose to work in reverse kinematics. This is done by inverting incident and target nucleus, so by sending ^{13}C on hydrogen. This working method led us to carry out hydrogen targets that are stable under beam irradiation and presenting a nearly 100% isotopic purity. To do this, we implanted ^1H in an amorphized silicon matrix. Finally, a new end-of-line (cold trap, slits, digital acquisition chain, etc.) has also been developed. Using all these developments, cross section measurements have been made up to an energy of 150 keV, energy never reached in reverse kinematics for the $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ reaction. To finish, with

the help of a theoretical treatment, low energy extrapolation were made to obtain useful data for astrophysicists. It should be note that this polyvalent low-background detection setup can be used for other applications such as measuring concentration depth profiles of light elements by resonant nuclear reactions or detecting very low-level radioactive materials.

Ph.D. thesis in Physical Sciences

Augustus 16th 2019

Advisor : G. Terwagne

Remerciements

Par ces quelques lignes, je tiens à remercier toutes celles et ceux qui m'ont aidé de près comme de loin au cours de cette formidable et longue aventure qu'a été ce doctorat. Car même si la thèse est un travail solitaire, il est illusoire de penser que ce dernier puisse aboutir sans l'aide d'autres personnes. Ainsi, si par mégarde je venais à oublier certaines ou certains d'entre eux, qu'ils acceptent déjà de bien vouloir m'excuser et qu'ils bénéficient de toute ma reconnaissance.

Mes premiers remerciements vont tout naturellement à mon promoteur, le professeur Guy Terwagne, qui m'a donné l'opportunité de réaliser cette thèse. Je voudrais le remercier pour la confiance qu'il m'a portée pendant ces six années. En effet, il m'a toujours laissé une grande marge de manœuvre, sans être pour autant avare de conseils et de suggestions, ceci afin de me pousser à devenir un physicien autonome et créatif.

Je tenais également à remercier le professeur Philippe Lambin, qui, après m'avoir encadré lors de mon mémoire, a continué à me suivre tout au long de ce doctorat. Qu'elle qu'en était la raison, sa porte m'est toujours restée grande ouverte et je l'en remercie.

Merci également à Guy Ross et David Barba de m'avoir permis de réaliser mes séjours à l'Institut National de Recherche Scientifique (INRS) de Varennes, Canada. Je remercie notamment David pour sa disponibilité et ses bons conseils tant sur le plan professionnel que sur les bons coins de Montréal. Merci à Guy Ross pour tous ses commentaires et corrections suggérés sur ce manuscrit, ils m'ont fortement aidé à l'amélioration de ce dernier.

Je souhaiterais également remercier le professeur Pierre Descouvemont, de l'ULB, d'avoir pris de son temps pour m'aider dans le traitement théorique de mes résultats, mais également pour tous ses commentaires par rapport à ce manuscrit.

Mes remerciements s'adressent également à Anne Lemaitre, pour l'ensemble de ses commentaires et remarques concernant ce manuscrit.

Je voudrais remercier spécialement Tijani Tabarrant pour son aide inestimable tout au long de ce doctorat. Il est certain que ce projet n'aurait pas pu aboutir sans son aide. Outre sa disponibilité de presque 24h /24, je tiens à le remercier pour son soutien et son humeur qui ont rendu ce séjour au LARN inoubliable. Á mes yeux, il restera bien plus qu'un collègue de travail.

Merci aussi à Julien Colaux pour toutes ces conversations que nous avons eues ainsi que pour ses conseils avisés. Il est certain que sans sa présence, cette thèse n'aurait pas été la même.

Je ne peux passer sous silence l'aide du Prof Anne-Catherine Heuskin qui a réalisé toutes les simulations Géant4 et que je remercie sincèrement.

Seb, Marie, Hélo, merci à vous pour tous ces bons moments passés avec vous, dont notamment les jeudredis, presque devenus une institution grâce à vous. Une attention spéciale à Adri, mon binôme depuis le début, avec qui l'on a formé pendant longtemps la team « Guy » et qui a pris de son temps pour relire et corrigé une partie de ce manuscrit. Merci à toi pour tous ces bons moments passés à l'intérieur et à l'extérieur de ce labo, j'espère qu'ils seront encore très nombreux. Merci également à Louis, Cécé et Romain. Avoir fait tout ce parcours à vos côtés a été un réel plaisir et j'en garderai, grâce à vous, un excellent souvenir.

Mes autres remerciements vont bien entendu aux autres (et anciens) membres du LARN qui ont fait en sorte que le LARN soit une grande famille. Par peur d'un oublier un (et par manque de place), j'ai décidé de ne pas les lister ici. Merci milles fois à toutes et tous qui vous reconnaîtrez en lisant ces lignes

Je n'oublie évidemment pas tous les autres membres du département de physique avec qui j'ai pu collaborer de près ou de loin. Je pense notamment à Alexandre Felten qui a réalisé mes profils XPS et Jean-Pierre Van Roy pour son aide précieuse dans toute une série de développement liés à ma thèse.

J'adresse également toute ma gratitude à Louis Lambotte pour son travail soigné et minutieux, même dans les situations les plus urgentes !

J'en profite pour remercier Fernande Frising, Laurent Zannotto ainsi que tous mes autres collègues assistants pour leurs aides et leurs collaborations pour mes charges didactiques.

Il est clair que je ne pourrais pas faire de remerciement sans mentionner ma famille. Merci à mes frères, à leur famille et à mes parents. Je tenais à remercier tout particulièrement mon père, José, qui a pris de son temps pour relire et corrigé l'entièreté de ce manuscrit. Vous avez toujours été présents, de bons conseils, à l'écoute et avez toujours cru en moi. Aucun mot, phrase ou même discours ne pourrait exprimer toute la gratitude que j'ai envers vous. Sachez juste que tout ce que j'ai entrepris et ce à quoi je suis arrivé actuellement, je vous le dois.

Enfin mes derniers remerciements vont tout naturellement à Ornella. Merci à toi pour ton soutien, tes encouragements et également d'avoir relu et corrigé ce manuscrit. Une partie de ce travail te revient.

Le plus grand voyageur n'est pas celui qui a fait dix fois le tour du monde, mais celui qui a fait une fois le tour de soi-même.

Gandhi (1869-1948)

Table des matières

I. Introduction	11
II. Mise en contexte et état de l'art.....	14
III. Première partie : Les sources de bruits pour la spectrométrie gamma.....	22
III.1. Sources de bruits	22
III.1.1. La radioactivité naturelle	22
III.1.2. Le rayonnement cosmique	24
III.1.3. Le transport faisceau et la nature de l'échantillon	25
III.1.4. Le bruit électronique	26
III.2. Solutions	27
III.2.1. La radioactivité naturelle	27
III.2.2. Le rayonnement cosmique	29
III.2.3. Le transport faisceau et la nature de l'échantillon	31
III.2.4. Le bruit électronique	32
IV. Deuxième partie : développement expérimental d'un système de détection bas-bruit utilisé pour l'astrophysique nucléaire	33
IV.1. Développement du système de détection bas-bruit.....	33
IV.1.1. Développement expérimental	33
IV.1.2. Caractérisation du système de détection bas-bruit	47
IV.1.3. Comparaison système analogique et digital.....	58
IV.2. Développement pour des mesures d'intérêt astrophysique.....	63
IV.2.1. Développement du bout de ligne	64
IV.2.2. Les intensités faisceaux	65
IV.2.3. Géométrie et efficacité de détection	67
V. Troisième partie : développement de cible en hydrogène.....	72
V.1. Matrice utilisée.....	74
V.2. Amorphisation.....	74
V.3. Implantations en hydrogène	79
V.3.1. Implantations à l'INRS	79
V.3.2. Implantations au LARN	89
VI. Quatrième partie : Application à l'astrophysique nucléaire	95
VI.1. Quelques notions d'astrophysique nucléaire	96
VI.2. Mesure de la section efficace de la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$	101
VI.2.1. Le cycle CNO et la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$	101
VI.2.2. Procédures expérimentales	107
VI.2.3. Résultats.....	109

VI.2.4 Évaluation des incertitudes	122
VI.2.5. Traitement par la théorie de la matrice R.....	129
VII. Conclusions et perspectives.....	140
Annexe I : Les familles radioactives.....	145
Annexe II : ALTAÏS	148
Annexe III : Techniques d'analyses par faisceaux d'ions.....	151
Rutherford Backscattering Spectroscopy (RBS).....	151
Elastic Recoil detection Analysis (ERDA)	152
Resonant Nuclear Reaction Analysis (RNRA)	153
Particles Induced Gamma ray Emission (PIGE).....	156
Annexe IV : Implantation ionique	159
Annexe V : Spectroscopie (micro)Raman	161
Annexe VI : la matrice R	163
VII. Bibliographies	167
VIII. Liste des figures	178

I. Introduction

Depuis tout temps, l'homme a cherché à comprendre, pouvoir expliquer, mais également prédire les phénomènes qui l'entourent. Afin de réaliser cela de manière rigoureuse, il a développé plusieurs disciplines regroupées sous le nom de « Sciences ». Parmi ces sciences, nous retrouvons la physique, du grec « *physikos* » qui signifie la science de la nature¹. Le « premier » physicien reconnu fut Aristote, qui émit l'hypothèse que l'univers était divisé en deux parties, d'un côté la voute céleste, statique et plongée dans de l'éther et d'autre part le système solaire supposé mobile dans le temps, avec la Terre située au centre du tout. Tout cet univers était selon lui, composé de quatre éléments à savoir : l'eau, la terre, le feu et l'air. Depuis lors, les modèles ont évolué, suite notamment au développement de nouvelles théories et d'outils expérimentaux.

La physique expérimentale, comme son nom l'indique, a pour but de réaliser des expériences relativement complexes afin de collecter des résultats. Ces derniers peuvent alors servir pour infirmer ou confirmer un modèle théorique, être stockés dans des bases de données, ou encore être utilisés afin d'établir les propriétés physico-chimiques d'un matériau (couches minces, etc...). Bien évidemment, cette liste est très loin d'être exhaustive. Lors de ces mesures, les scientifiques sont amenés à faire face à du bruit, autrement dit une perturbation de la mesure. L'origine de ce dernier peut être multiple (électronique, vibrationnel, etc.) mais a toujours la même conséquence : la superposition d'informations au signal que l'on souhaite mesurer. Il est donc important de réduire au maximum les sources de bruits pouvant interférer avec le système d'acquisition, afin d'obtenir des mesures plus propres et réduire les incertitudes sur ces dernières. Dans le cas de la spectrométrie gamma [1], il existe deux sources principales de bruit : la radioactivité naturelle et le rayonnement cosmique. Si aucune précaution n'est prise, ces deux phénomènes peuvent interagir avec le détecteur gamma et ainsi perturber les spectres de rayonnements. Afin de réduire ces sources de bruits, des systèmes de détection bas-bruit ont été développés. Ces derniers se composent de différents blindages dont le but est de diminuer au maximum l'impact des sources de perturbations sur les mesures.

L'astrophysique nucléaire, c'est-à-dire l'étude des réactions nucléaires ayant lieu au cœur des étoiles, fait partie des applications pour lesquelles un système de détection bas-bruit est généralement requis. En effet, la température des étoiles étant de plusieurs dizaines, voire

¹ <http://www.universalis-edu.com>

centaines de millions de kelvins, l'énergie thermique transmise aux particules est seulement de quelques keV (à titre de comparaison, les énergies généralement utilisées avec les accélérateurs de particules sont de quelques MeV). À ces faibles énergies de collisions, les sections efficaces (c'est-à-dire les probabilités de réalisation des réactions) sont très petites, ce qui rend les mesures très sensibles aux bruits. Pour remédier à cela, il est nécessaire d'utiliser un système de détection bas-bruit. Au problème de bruit, il faut ajouter le fait qu'expérimentalement, il est très rare d'atteindre les énergies de collisions ayant lieu au sein des étoiles. Comment est-il alors possible de rendre compte de ce qui se passe à ces basses énergies ? Les astrophysiciens utilisent alors un traitement numérique afin d'extrapoler les mesures des physiciens nucléaires aux énergies d'intérêt astrophysique.

Il s'avère que le LARN dispose déjà d'un système de détection bas-bruit utilisé par G. Genard lors de sa thèse [2]. Ce dernier l'avait développé notamment afin d'étudier des réactions nucléaires d'intérêt astrophysique, dont la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ en cinématique inverse. Depuis lors, ce système a été amélioré dans le but d'atteindre des énergies encore plus basses que celles obtenues par Genard et al.[3] pour cette réaction. C'est donc dans cette optique que nous avons réalisé ce travail.

Nous commençons tout d'abord ce travail par une mise en contexte et état de l'art afin de permettre au lecteur de bien saisir les motivations ainsi que la contribution de ce travail. Ensuite, dans la première partie de ce travail, nous présentons les sources de bruits avec lesquelles nous avons été en présence ainsi que les différents moyens pour les réduire. Dans la deuxième partie, le nouveau système de détection bas-bruit sera décrit de même que toutes les autres modifications réalisées afin de mesurer les sections efficaces à basses énergies dans les meilleures conditions possibles. Ces descriptions une fois terminées, nous caractériserons alors notre nouveau système et comparerons ses caractéristiques avec celles d'autres systèmes.

La troisième partie présente les cibles utilisées lors de nos mesures. Comme nous avons choisi d'utiliser la cinématique inverse, c'est-à-dire d'envoyer des ^{13}C sur de l'hydrogène, nous avons besoin de cibles contenant de l'hydrogène. La production de ces cibles de même que leur caractérisation sont présentées dans cette partie. Notons que cette partie peut tout à fait constituer un sujet à part car l'utilisation de telles cibles ne se limite pas à l'astrophysique nucléaire, mais à un domaine beaucoup plus large.

Ces développements expérimentaux étant présentés, nous pouvons alors passer à la quatrième partie, celle portant sur l'étude de la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ en cinématique inverse, c'est-à-dire $^1\text{H}(^{13}\text{C},\gamma)^{14}\text{N}$. Après quelques rappels sur l'astrophysique nucléaire, nos résultats de mesures sont présentés. A ceux-ci est ajouté le traitement numérique permettant d'obtenir des paramètres aux énergies de Gamow. Nous terminerons par les conclusions et les perspectives.

Afin de ne pas alourdir ce manuscrit, certaines explications, jugées secondaires, ont été placées en annexe. Ainsi, nous retrouverons les chemins de désintégration des quatre familles radioactives en annexe I. L'annexe II reprend quant à elle le fonctionnement de l'accélérateur de particules ALTAÏS. Les techniques d'analyses utilisées au cours de ce travail sont décrites en annexe III. L'implantation ionique est présentée de façon très générale en annexe IV. Dans la même optique, les principes de base de la spectroscopie Raman sont présentés à l'annexe V. Finalement l'annexe VI introduit brièvement les principes de base de la théorie de la matrice R utilisée pour le traitement numérique.

II. Mise en contexte et état de l'art

L'astrophysique nucléaire provient de la fusion de deux termes : l'astrophysique et la physique nucléaire. La première étudie les phénomènes ayant lieu dans des astres, et plus particulièrement au cœur des étoiles. Ces dernières constituent le site de multiples réactions nucléaires donnant lieu à la production d'énergie ainsi qu'à la nucléosynthèse (production d'éléments plus lourds que l'hydrogène). Afin d'expliquer ou même de prédire les différents processus se déroulant à l'intérieur des étoiles, les astrophysiciens ont développé des modèles d'évolutions stellaires. Cependant, pour que ces modèles soient les plus représentatifs possibles, ces derniers nécessitent certains paramètres, dont les sections efficaces (c'est-à-dire les probabilités de réalisation) des différentes réactions ayant lieu au sein de l'étoile. C'est ici que le physicien nucléaire entre en jeu. Grâce à des accélérateurs de particules, ce dernier peut reproduire ces différentes réactions et ensuite fournir ses mesures aux astrophysiciens, notamment par des publications qui alimentent des bases de données.

Toutefois, l'obtention de ces données n'est généralement pas aisée car le taux de réaction stellaire présente un maximum à très basse énergie (c'est ce que l'on appelle l'énergie de Gamow) [4]. Cette fenêtre d'énergie correspond au recouvrement entre la distribution de Maxwell-Boltzmann qui décrit la vitesse des particules à une température donnée (plusieurs centaines de millions de kelvins dans les étoiles) et la probabilité de passer à travers la barrière coulombienne de l'autre (effet tunnel). Cette énergie varie d'une réaction à l'autre, mais se trouve globalement entre 5 et 250 keV. Pour avoir accès au taux de réaction stellaire, il faudrait pouvoir mesurer les sections efficaces à ces énergies. Le problème est que la section efficace de réaction diminue avec l'énergie, ce qui réduit considérablement les taux de détection. Cette chute du taux de comptage rend les mesures beaucoup plus sensibles aux sources de bruits extérieures (interférences avec les événements à mesurer). En conséquence, il n'est généralement pas possible d'obtenir des valeurs de sections efficaces aux énergies de Gamow. Pour pallier cela, les physiciens nucléaires mesurent les sections efficaces à l'énergie la plus basse possible et réalisent ensuite des extrapolations aux énergies de Gamow. Ces extrapolations ne se font pas sur la section efficace, mais sur une autre grandeur (directement reliée à la section efficace) que l'on appelle le facteur astrophysique (ou facteur S). Ce dernier, contrairement à la section efficace, varie beaucoup moins avec l'énergie (sauf dans le cas d'une résonance) et est donc plus facile à extrapoler. Afin de réaliser ces extrapolations, plusieurs

théories ont vu le jour, chacune d'elles ayant ses caractéristiques. Parmi ces théories, on peut notamment citer la théorie de la matrice R qui est assez répandue.

Comme mentionné ci-dessus, la diminution de la section efficace avec l'énergie a comme conséquence une sensibilité accrue face au bruit. Ce bruit a pour origines principales la radioactivité naturelle et le rayonnement cosmique (principalement des muons). Ces deux sources (comme toute source de bruit) ont comme répercussion une diminution du rapport signal sur bruit, ce que l'on cherche généralement à maximiser lorsque l'on effectue des mesures. Afin de réduire ces interférences, des systèmes de détection bas-bruit ont vu le jour. Ces derniers se composent de différents blindages dont le but est de diminuer au maximum l'impact des sources de perturbations sur les spectres. La composition de ces systèmes bas-bruit dépend principalement de l'utilisation que l'on souhaite en faire, mais également de leur coût. Il existe donc toute une série de systèmes de détection bas-bruit en fonction des laboratoires. Généralement, afin de supprimer le bruit dû à la radioactivité naturelle, on entoure le détecteur par un matériau avec un numéro atomique élevé [5]. On parle alors de blindage passif. En revanche, pour les muons, ces derniers étant fort pénétrants, plusieurs centaines de mètres de roches sont nécessaires pour les arrêter. Certains laboratoires se trouvent donc sous une montagne ou encore dans des mines, comme c'est par exemple le cas de LUNA [6], situé à 1400 mètres sous la roche. Comme il n'est souvent pas possible de se placer profondément sous terre, une alternative possible réside dans l'utilisation d'un blindage actif. Cela consiste à entourer le détecteur principal par un autre détecteur (généralement un scintillateur) et de les mettre en anti-coïncidence. Ainsi, si un muon traverse le scintillateur et ensuite le détecteur principal, son signal sera retiré du spectre. Ces systèmes de détection actifs sont ceux qui sont par exemple utilisés dans le laboratoire LENA [7] ou même dans le nôtre (LARN) [3]. Il est évident que l'utilisation de ces systèmes de détection bas-bruit n'est pas limitée à l'astrophysique nucléaire, mais possède un champ d'application beaucoup plus vaste (mesure d'activité radioactive, analyse sensible d'éléments, etc.).

Revenons à l'astrophysique nucléaire. Nous nous sommes tournés vers la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$. Cette réaction fait partie du cycle CNO qui est un des deux processus disponibles, l'autre étant la chaîne p-p, pour réaliser la fusion de l'hydrogène en hélium au sein des étoiles [8] et ainsi libérer l'énergie qui permettra en outre de faire rayonner l'astre. Les étoiles qui se trouvent sur la séquence principale du diagramme d'Hertzsprung-Russel² (Figure 1) « brûlent »

² Brièvement, ce dernier permet de classer les étoiles en fonction de leur luminosité et de leur température en surface.

leur hydrogène situé au cœur de l'astre. Il est donc intéressant d'étudier ce processus en détail. La réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ précède la réaction la plus lente du cycle, à savoir la réaction $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$. Elle fournit donc la quantité de ^{14}N disponible pour cette dernière réaction. De plus, mis à part son rôle dans la fusion de l'hydrogène, la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ entre directement en compétition avec la réaction $^{13}\text{C}(\alpha,n)^{16}\text{O}$, principale source de neutrons au sein d'une étoile et participant ainsi à la nucléosynthèse des éléments de masse élevée (slow-process) [9]. Du point de vue de ses caractéristiques, la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ présente une résonance à 511 keV qui domine la section efficace jusqu'aux basses énergies. Jusqu'à présent, aucune autre résonance significative n'a été notée. Cette résonance a lieu sur l'état d'énergie à 8.06 MeV du ^{14}N . La désexcitation vers l'état fondamental peut se faire directement (80 % des cas) [10] ou alors en passant par des états intermédiaires. L'énergie de Gamow de cette réaction se trouve aux alentours de 25 keV. C'est donc la valeur du facteur astrophysique à cette énergie qui est intéressante pour les astrophysiciens nucléaires.

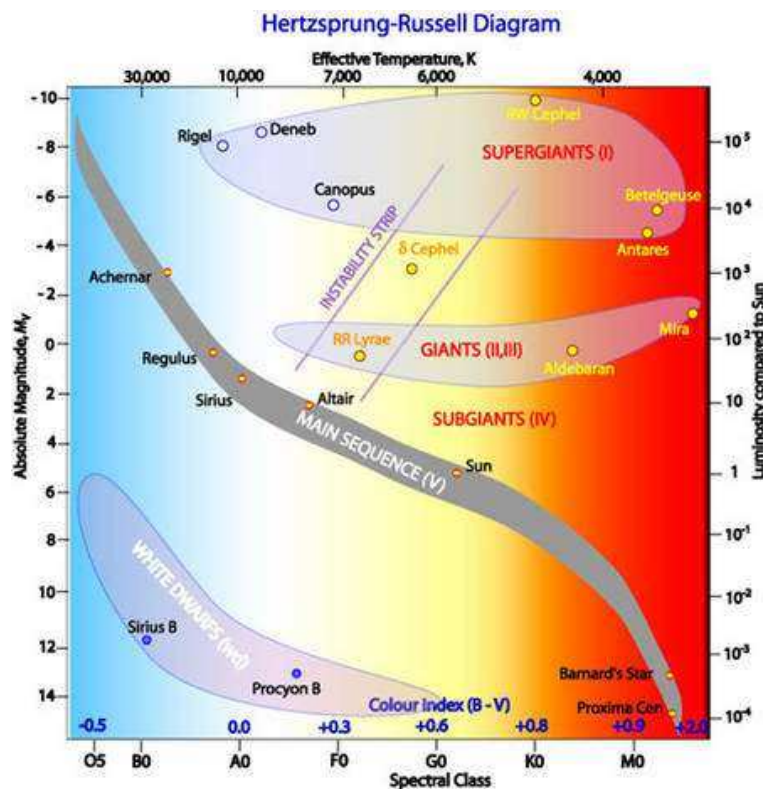


Figure 1: Diagramme d'Hertzsprung-Russel permettant de classer les étoiles. Ref : <https://www.futura-sciences.com>

La réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ a déjà fait l'objet de plusieurs publications, apportant ainsi des mesures du facteur S allant de 900 keV jusqu'à 90 keV dans le centre de masse (voir Figure 2) [3,11–14]. La plupart de ces travaux ont été réalisés en cinématique directe, c'est-à-dire en envoyant des protons sur des cibles contenant du ^{13}C . Alors que pour les mesures sur une large plage d'énergies, comme celles obtenues par Vogl [12] ou King et al. [11], différentes conditions expérimentales ont dû être employées. King et al. ont par exemple dû utiliser deux accélérateurs de particules et Vogl a quant à lui travaillé avec des H_2^+ à partir de 150 keV pour obtenir des courants élevés. Parmi tous ces auteurs, King est le seul à avoir étudié tous les modes de désexcitation du noyau de ^{14}N . Les autres se sont uniquement focalisés sur la transition entre le niveau à 8.06 MeV et l'état fondamental. Au niveau du système de détection, seuls Genard et al. [3] ainsi que Vogl ont utilisé un système de détection bas-bruit. Le blindage actif utilisé par Vogl couvre presque totalement le détecteur de gamma. Dans le cas de Genard et al., seul un scintillateur plan placé au-dessus du blindage passif était utilisé. Dans les deux cas, ils utilisaient un blindage passif en plomb.

Enfin, Genard et al. sont les seuls à avoir étudié cette réaction en cinématique inverse (c'est-à-dire en envoyant du ^{13}C sur une cible d'hydrogène) par la réaction $^1\text{H}(^{13}\text{C},\gamma)^{14}\text{N}$. Nous pouvons toutefois citer le travail de Galster et al. [15] qui ont également étudié cette réaction en cinématique inverse, mais dont le but du travail n'était pas d'atteindre des énergies d'intérêts astrophysiques. La cinématique inverse a le net avantage, par rapport à la cinématique directe, de réduire le risque de réactions nucléaires parasites induites par les ions incidents. En effet, la charge de ces derniers étant plus élevée lors de l'utilisation de la cinématique inverse, la barrière coulombienne entre les ions incidents et les ions rencontrés (autres que ceux de la cible, de l'hydrogène dans ce cas-ci) augmente également. Leurs mesures s'étendent de 550 à 230 keV. Une particularité supplémentaire des mesures réalisées par Genard et al. est qu'elles se trouvent systématiquement en-dessous de celles obtenues par King et al. et Vogl. Il est difficile de dire si cette différence provient d'erreurs systématiques de la part de Genard et al., ou bien s'il s'agit de l'utilisation de la cinématique inverse car aucune autre donnée en cinématiques inverses n'est disponible à ces énergies.

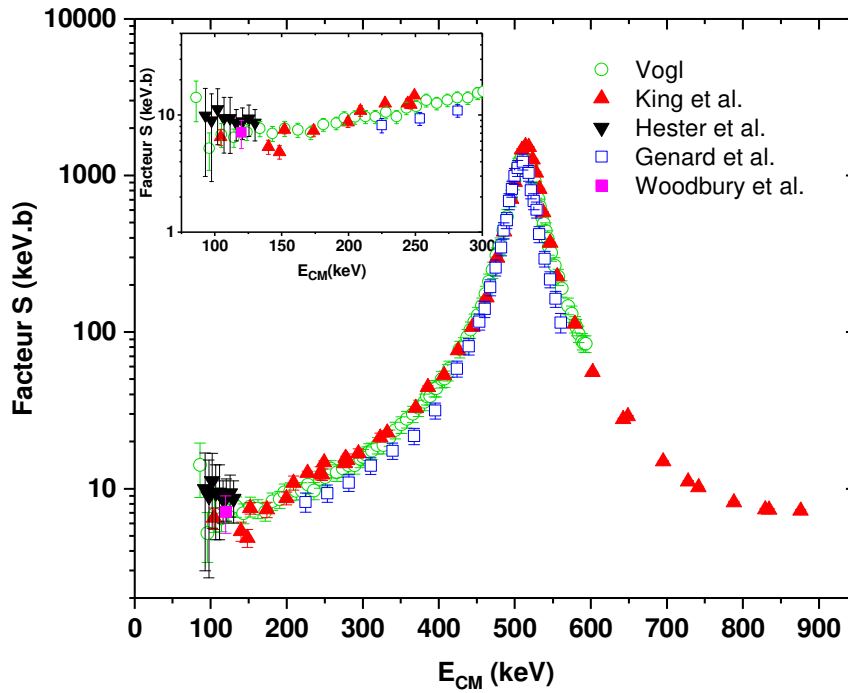


Figure 2: Valeurs du facteur S obtenues dans le cadre des travaux de Vogl [12], King et al. [11], Hester et al. [13], Genard et al. [3] et Woodbury et al. [14] dans l'étude de la réaction $^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$. Les valeurs du facteur S correspondent à la transition du niveau à 8.06 MeV vers le niveau fondamental.

Une des raisons pour laquelle la cinématique inverse n'est que très peu utilisée dans l'étude de cette réaction provient très certainement du fait que cette méthode de travail nécessite des cibles qui contiennent de l'hydrogène. Il existe actuellement plusieurs types de cibles. Il y a tout d'abord les cibles gazeuses [16] qui ont l'avantage d'être stables dans le temps mais qui présentent une faible concentration en hydrogène par unité de volume et contiennent du deutérium (150 ppm) qui est une source importante de bruit. En effet, étant donné que le deutérium possède la même barrière coulombienne que l'hydrogène, l'atome de ^{13}C incident ne peut pas faire la différence entre les deux. De plus, comme le deutérium se casse facilement car son énergie de liaison est faible ($E_b = 2.204$ MeV), il peut également générer des neutrons. Il faut aussi mentionner le fait que ce type de cible est assez encombrant et nécessite des vides différentiels ou encore des fenêtres d'entrées dégradant l'énergie du faisceau incident. Les cibles solides sont quant à elles beaucoup plus compactes et permettent généralement d'obtenir des plus hautes concentrations en hydrogène par unité de volume. Citons entre autres les cibles créées par plasma [17,18] qui possèdent une bonne homogénéité ainsi qu'une haute

concentration, mais dont le principal désavantage repose sur la présence de différentes impuretés amenées dans la cible lors de leur fabrication. Mentionnons également les films plastiques [19,20] qui présentent une excellente homogénéité et une concentration en hydrogène bien connue mais qui ne restent pas stables sous irradiation. Cette instabilité est due à la désorption de l'hydrogène lors de l'irradiation. Ce phénomène est d'autant plus fort que les intensités des faisceaux incidents sont élevées, comme c'est le cas de ceux utilisés pour l'astrophysique nucléaire. Enfin, Il est possible de réaliser des cibles en hydrogène par implantation ionique [21,22]. Cette technique a l'avantage de sélectionner isotopiquement le matériau implanté, assurant ainsi une pureté isotopique proche de 100% (à cause de la contamination de surface).

En ce qui concerne le facteur astrophysique à basse énergie, plusieurs traitements ont également été réalisés. Ces traitements font, soit partie d'un même travail, comme c'est le cas de King et al., de Vogl ou encore de Genard et al.[23], mais peuvent également se baser sur des données déjà existantes. Ainsi, Mukhamedzhanov et al. [24] se sont basés sur les données de King et al. afin d'extrapoler eux-mêmes le facteur astrophysique. Dans la même optique, Chakraborty et al. [25] ont quant à eux utilisé les données de King, mais aussi celles de Genard et celles obtenues par Zeps et al. [26]. Ces derniers ont étudié une résonance à 1225 keV pouvant avoir une influence sur l'extrapolation du facteur astrophysique à basse énergie. Nous pouvons également citer le travail de Li et al. [27], qui pour leur part ont utilisé uniquement les données de King et al. et de Zeps et al.. Comme pour les valeurs expérimentales, les valeurs obtenues pour le facteur S par l'extrapolation présentent une certaine dispersion. Toutefois, les barres d'erreurs semblent se croiser. Seule la valeur obtenue par Genard et al. est plus basse que toutes les autres, même en tenant compte des barres d'erreurs.

Dans le cadre de ce travail, nous avons choisi d'étudier la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ en cinématique inverse grâce à un système de détection bas-bruit. Notre système consiste en une version améliorée de celui utilisé par G. Genard au cours de sa thèse [2]. Nous avons donc comme objectif de mesurer le facteur astrophysique à des énergies inférieures à celles atteintes par G. Genard, c'est-à-dire 230 keV (dans le système centre de masse). Ces améliorations portent notamment sur le blindage actif du système mais également sur la chaîne d'acquisition. En effet, à côté du challenge que représentent les mesures à basses énergies, nous avons également dû relever le défi de transposer une chaîne d'acquisition analogique relativement complexe à un système entièrement numérique, tout en assurant les mêmes performances de blindage.

L'utilisation de la cinématique inverse se justifie par plusieurs arguments. Tout d'abord, pour des raisons matérielles car notre accélérateur est mieux adapté pour fournir des hautes intensités faisceaux en ions ^{13}C qu'en protons aux énergies d'intérêt astrophysique (nous reviendrons sur ce point plus tard). Ensuite, par rapport à la cinématique directe, la cinématique inverse présente le net avantage de réduire le bruit dû aux réactions nucléaires parasites. Enfin, comme notre système a été amélioré, nous pouvons nous attendre à descendre plus bas en énergie que Genard et al.. Ceci aurait deux conséquences. Premièrement, cela permettrait d'obtenir les premiers résultats à plus basse énergie en cinématique inverse. Deuxièmement, cela permettrait aussi d'essayer de déterminer si l'écart entre les différentes données mentionné ci-dessus est propre aux mesures réalisées par G. Genard (erreurs systématiques) ou bien provient de l'utilisation cinématique inverse. Le cas échéant, il y aurait lieu de déterminer pourquoi ces deux méthodes de travail fournissent des résultats différents dans l'étude de la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$.

Une autre motivation de ce travail porte sur le développement de nouvelles cibles en hydrogène. Comme pour G. Genard au cours de son doctorat [2], elles ont été réalisées par implantation ionique en raison des multiples avantages de cette technique. Cependant, même si les cibles obtenues par G. Genard présentaient toutes les caractéristiques d'un standard, rien ne prouve que l'optimum ait été atteint. Ainsi, un deuxième objectif de ce travail porte sur l'augmentation de la quantité d'hydrogène retenue dans ces cibles par rapport à ce qu'avait obtenu G. Genard, tout en gardant leurs caractéristiques initiales (pureté isotopique, stabilité sous faisceau, reproductibilité, etc.). En outre, indépendamment de leur utilisation pour l'astrophysique nucléaire, ce type de cible peut tout à fait être utilisé comme référence en hydrogène pour l'analyse par faisceaux d'ions. Ainsi, l'amélioration de ces cibles constitue déjà un aboutissement en soi. Finalement, G. Genard réalisait ses cibles à l'aide d'un implanteur situé à l'Institut National de Recherche Scientifique (INRS-EMT) à Varennes, Canada. Le troisième objectif de ce doctorat est d'arriver à produire ces cibles à l'université de Namur, dans le Laboratoire d'Analyse par Réactions Nucléaires (LARN), uniquement à l'aide de notre accélérateur de particules. Cette tâche représente un beau défi technique car en plus de la caractérisation, nous pourrions produire ces cibles nous-mêmes en utilisant la même machine et deviendrions ainsi complètement autonomes.

Grâce à un traitement de la matrice R, nous pourrions obtenir le facteur S aux énergies pour lesquels le taux de réaction nucléaire est maximum, fournissant une valeur supplémentaire aux astrophysiciens. Étant donné que ces mesures sont réalisées en cinématique inverse et à

plus basses énergies que G. Genard, la valeur obtenue par le facteur S en sera d'autant plus significative. De plus, d'après l'article de Chakraborty et al., des mesures supplémentaires sont nécessaires, justifiant l'apport scientifique de ce travail.

Finalement, mis à part G. Genard, cette réaction a été étudiée avec un dispositif bien particulier, surtout au niveau de l'accélérateur. L'originalité de notre travail réside dans le fait qu'une réaction astrophysique est étudiée avec un matériel à priori non consacré à ce type d'applications. En effet, à travers ce travail, nous montrerons qu'il est tout à fait possible de réaliser des mesures astrophysiques à très basses énergies sans pour autant devoir investir dans des dispositifs adaptés, coûteux et dont le champ d'application reste limité.

III. Première partie : Les sources de bruits pour la spectrométrie gamma

Toutes les mesures expérimentales sont entachées de bruit venant perturber les spectres. Ce bruit, comme nous allons le voir dans ce chapitre, tire son origine de différentes sources (sources radioactives, rayonnement cosmique, électronique, etc.). Il est donc important d'identifier et prendre en compte ces différentes sources afin de réduire au maximum leur contribution. Les différentes sources de bruits seront d'abord présentées, suivies par les solutions permettant de les réduire.

III.1. Sources de bruits

III.1.1. La radioactivité naturelle

La radioactivité se retrouve partout dans notre environnement propre. Cette dernière est due à l'instabilité de certains noyaux qui se désintègrent vers des états plus stables. Lors de cette désintégration, ces derniers peuvent émettre des rayonnements de type alpha, bêta ou gamma. Ces noyaux radioactifs tirent leur origine de 4 grandes familles, à savoir la famille du Thorium $^{232}_{90}\text{Th}$, la famille de l'Uranium-Radium $^{238}_{92}\text{U}$, la famille de l'Uranium $^{235}_{92}\text{U}$, et enfin celle du Neptunium $^{237}_{93}\text{Np}$ (voir *annexe D*), tous les quatre initialement présents sur Terre lors de sa formation (environ $4.5 \cdot 10^9$ années). Chacune de ces familles possède sa propre chaîne de désintégration et est donc responsable de la présence d'une grande partie des noyaux instables avec des temps de demi-vie relativement longs (de quelques dizaines de jours à plusieurs milliards d'années). Notons toutefois que les éléments de la famille du Neptunium ont presque totalement disparu, ceci à cause de son court temps de vie du ^{237}Np par rapport à l'âge de la terre ($2.14 \cdot 10^6$ ans, premier élément de la chaîne [28]).

Outre les noyaux instables produits par ces quatre familles, d'autres éléments instables sont présents autour de nous. C'est le cas notamment du $^{40}_{19}\text{K}$, qui peut se désintégrer en $^{40}_{18}\text{Ar}$ par désintégration β^+ suivie de l'émission d'un gamma de 1460 keV avec un temps de demi-vie de $9 \cdot 10^8$ ans. On retrouve par exemple ce potassium 40 dans le corps humain, où il contribue à plus de la moitié de l'activité radioactive de ce dernier [29].

Ces 5 éléments étant présents lors de la formation de la Terre, nous les retrouvons dans la plupart des minerais et dans les matériaux de construction [30] (le béton par exemple). Ils constituent la source la plus importante de bruit par rayonnements gammas. Comme le montre la Figure 3, ces gammas possèdent une énergie allant de quelques dizaines de keV à environ 3 MeV (2614 keV pour le ^{208}Tl) [31]. Cependant, l'intensité de cette radioactivité dépend de l'environnement. Par exemple, les sols granitiques sont connus pour présenter l'activité la plus importante [32]. Toutefois, une partie de ces éléments, comme le ^{222}Rn , peut tout à fait se retrouver dans l'atmosphère suite à de la diffusion. Ce dernier constitue la plus importante source de radioactivité dans l'air (60 Bq /m³ [33]) et sa désintégration, de même que celles de ses noyaux filles, représentent une importante source de bruit. De plus, il peut arriver que le ^{222}Rn (ainsi que ses noyaux filles) vienne se déposer sur des surfaces (plus majoritairement des verres ou plastiques car ils sont isolants [5]). Dans ce cas, si une de ces surfaces fait face à un détecteur, cela peut évidemment amener des pics gamma supplémentaires.

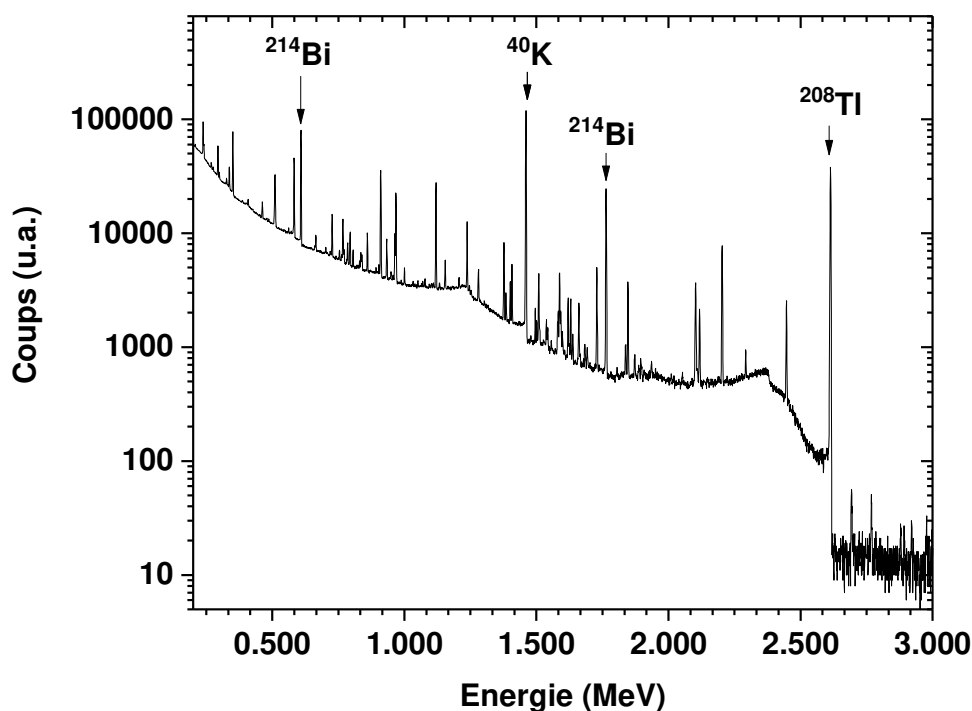


Figure 3: Spectre de la radioactivité naturelle obtenu par un détecteur HPGe situé dans la salle d'expériences du LARN (temps d'acquisition : 63 heures).

Il est donc commun de retrouver tous ces éléments (mis à part le $^{237}_{93}\text{U}$) dans le béton utilisé pour construire les bâtiments, dont les laboratoires (sauf dans le cas où les matériaux ont été choisis spécialement pour éviter une trop grande activité radioactive), ainsi que dans l'air ambiant.

III.1.2. Le rayonnement cosmique

Le rayonnement cosmique primaire désigne des particules très énergétiques (entre 10^4 jusqu'à 10^{10} GeV), principalement des protons (79%) et des alphas (15%), le reste étant des noyaux lourds comme l'oxygène, le carbone ou le fer [34]. Lorsque ce flux de particules interagit avec la haute atmosphère (aux alentours de 13 km d'altitude), cela crée une gerbe de particules (on parle alors de rayonnement secondaire) dont la majeure partie est constituée de mésons π . Ces derniers se désintègrent en formant majoritairement des muons (70-80 % du flux total au niveau de la mer) [35,36]. Le reste du flux est formé de protons, de neutrons (composante « lourde ») mais également d'électrons, de positrons et de photons (composante « légère »). Le flux de muons au niveau de la mer est de l'ordre de $1\mu/\text{min}/\text{cm}^2$ et son intensité suit une distribution en $\cos^2(\theta)$ [34] (avec $\theta = 0^\circ$ qui correspond au zénith). Cependant, ce flux n'est pas constant dans le temps, et dépend notamment de l'activité magnétique de la Terre, de l'activité du Soleil (cycles de 11 ans) et même de la température terrestre (effet de densité) [37]. De plus, le flux de muons dépend de l'altitude. Il sera plus important en haute altitude qu'au niveau de la mer car la quantité de matière traversée sera plus faible. Enfin, les muons sont des particules instables qui se désintègrent après $2.197\mu\text{s}$ par l'équation :

$$\mu^- \Rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu . \quad (1)$$

En supposant que ces derniers sont produits à 15 km d'altitude et que leur vitesse est celle de la lumière, ils ne devraient normalement pas atteindre la surface de la Terre et ne pourraient donc pas être détectés, ce qui n'est en pratique pas le cas. Cependant, comme leur vitesse est proche de la lumière ($0.999c$), il faut considérer un traitement relativiste dans lequel intervient la dilatation du temps ou la contraction des distances. Grâce à cette approche, il devient alors possible d'expliquer l'observation des muons à la surface terrestre.

³ <http://pdglive.lbl.gov/Particle.action?node=S004&init=0>

Les muons et les neutrons constituent la source de bruit la plus importante. En ce qui concerne la composante légère du rayonnement cosmique, elle est rapidement stoppée par les bâtiments (ou le plomb) entourant le détecteur.

Les muons peuvent interagir avec le milieu environnant du détecteur via plusieurs mécanismes. Tout d'abord par interaction électromagnétique car ils peuvent interagir directement avec le détecteur et y déposer une certaine partie de leur énergie. Cela dépend de la géométrie du détecteur, de sa composition et de manière dont le muon le traverse, mais les énergies déposées peuvent atteindre plusieurs dizaines de MeV. Il est bien sûr évident que cette perturbation sera d'autant plus importante que le volume du détecteur sera grand. Il est également possible que le muon soit freiné dans le matériau, ce qui a pour conséquence la production de paires électrons-positrons qui, en se recombinant, vont produire deux rayonnements de 511 keV. En plus de ces gammas, il faut également ajouter le Bremsstrahlung produit par le ralentissement du muon dans la matière.

Un autre type d'interaction est la capture directe si les matériaux en question possèdent des numéros atomiques élevés. Dans ce cas, il y a la création de radioéléments ainsi que de neutrons rapides (neutrons tertiaires). Ces neutrons peuvent alors produire, suite à des réactions de type (n, γ) , (n, p) , (n, α) ou encore $(n, 2n)$, des gammas supplémentaires ou même des radio-isotopes avec des temps de vie courts qui vont saturer le spectre d'acquisition [30,38,39]. En ce qui concerne les neutrons provenant du flux secondaire, ces derniers ont le même type de conséquence sur les spectres d'acquisition que ceux issus du flux tertiaire.

III.1.3. Le transport faisceau et la nature de l'échantillon

Cette source de bruit est particulière car elle est créée par la mesure elle-même. Prenons le cas d'une particule A venant collisionner une particule B pour former un noyau composé C^* . Ce dernier peut alors se désexciter via différentes voies (émission de gammas, de particules, ...). Cependant, si l'on s'intéresse uniquement à un mode de désexcitation en particulier, les autres voies de désexcitation peuvent interférer avec notre mesure. Par exemple, si notre intérêt se porte sur la détection d'un gamma d'énergie E_0 et que les autres voies de désexcitation émettent des gammas d'énergies proches ou supérieures, alors ces derniers vont intervenir dans le taux de détection des gammas d'énergie E_0 à travers le fond Compton ou encore par les pics d'échappements (*voir annexe III*).

À côté des perturbations liées aux voies de désexcitation, il faut ajouter les produits des réactions qui peuvent avoir lieu tout au long du transport faisceau. Chaque fois que ce dernier rencontre un matériau (collimateur, BPM, fentes, ...) il peut créer des interactions coulombiennes ou même nucléaires. Dans le cas de la détection de gammas, ces réactions parasites peuvent alors interférer avec le spectre. Ce phénomène est d'autant plus important que l'énergie des ions incidents est élevée et que leur numéro atomique est faible. Outre via le transport du faisceau, elles peuvent également avoir lieu dans la cible elle-même. Cela peut provenir de la matrice, du substrat ou encore d'impuretés présentes dans la cible. Ces impuretés peuvent soit se trouver en surface suite à une contamination (de surface) ou bien en volume lors de la fabrication de la cible. Dans le cas de mesures présentant des faibles taux de comptages, comme c'est le cas des mesures en astrophysique nucléaire, ces réactions parasites s'avèrent très gênantes [40,41]. Dans certains cas, il est même possible que ces produits de réactions endommagent le détecteur lui-même (réactions produisant des neutrons).

III.1.4. Le bruit électronique

Cette dernière source de bruit est celle pour laquelle il est le plus compliqué de se prémunir et pourtant son effet est loin d'être négligeable. Le bruit électronique peut dégrader la résolution du détecteur et peut être une source de temps mort. Ce bruit peut notamment provenir des différents appareils électriques entourant le détecteur (alimentation à découplage, pompe turbo-moléculaire, etc.). Si de longs câbles sont utilisés et qu'ils sont mal placés, des effets d'antenne apparaissent et interfèrent avec le signal [31]. L'impédance des câbles joue également son rôle. Si deux câbles possédant des impédances différentes sont raccordés, le signal peut rebondir à la jonction et créer des réflexions tout au long de la chaîne d'acquisition.

III.2. Solutions

III.2.1. La radioactivité naturelle

Afin de réduire le flux de gammas (issus de la radioactivité naturelle) perçu par le détecteur, il est nécessaire d'entourer ce dernier par des matériaux présentant un numéro atomique élevé et une activité radioactive faible. En effet, plus le numéro atomique d'un élément est élevé, plus la probabilité d'interaction entre ce dernier et un gamma l'est également. Il existe trois types d'interaction: l'effet Compton ($\sigma \sim Z$), l'effet photoélectrique ($\sigma \sim Z^5$) et la création de paires électron-trou ($\sigma \sim Z^2$). Suivant le numéro atomique du matériau et l'énergie du gamma incident, un type d'interaction va prédominer sur les autres. Notons que dans le cas de la création de paires électrons-positron, l'énergie du photon incident se doit d'être supérieure à 1022 keV.

Le mercure ($Z = 80$) est un bon candidat. De plus, de par son état liquide, il peut être distillé de manière à l'épurer au maximum mais a le désavantage de devoir être stocké dans un récipient dont l'activité radioactive est également faible. Une autre alternative est l'utilisation du fer ($Z = 26$) qui, malgré un numéro atomique plus faible, présente un coût très réduit et est facilement usinable. Cependant du fer d'avant la seconde guerre mondiale doit être choisi car il contient moins d'éléments radioactifs [30,42] que le fer actuellement fournis. Ces contaminants radioactifs sont apportés lors de la production du métal. D'autres éléments plus exotiques, comme le tungstène ($Z = 74$) ou le tantale ($Z = 73$) pourraient également être sélectionnés, mais ces derniers sont difficiles à usiner. Finalement, le plomb ($Z = 82$) est l'élément le plus utilisé de par son faible coût et son usinage aisé. De plus, il présente une section efficace de capture neutronique faible et forme difficilement des radio-isotopes suite aux interactions avec les muons [5]. La Figure 4 montre l'atténuation des gammas dans le plomb en fonction de leur énergie. Ces données sont obtenues sur base du programme Xmudat disponible sur le site de l'Agence Internationale de l'Energie Atomique (IAEA) [43]. Il apparaît nettement qu'aux énergies propres à la radioactivité naturelle [0-3 MeV], les effets Compton et photo-électrique dominent.

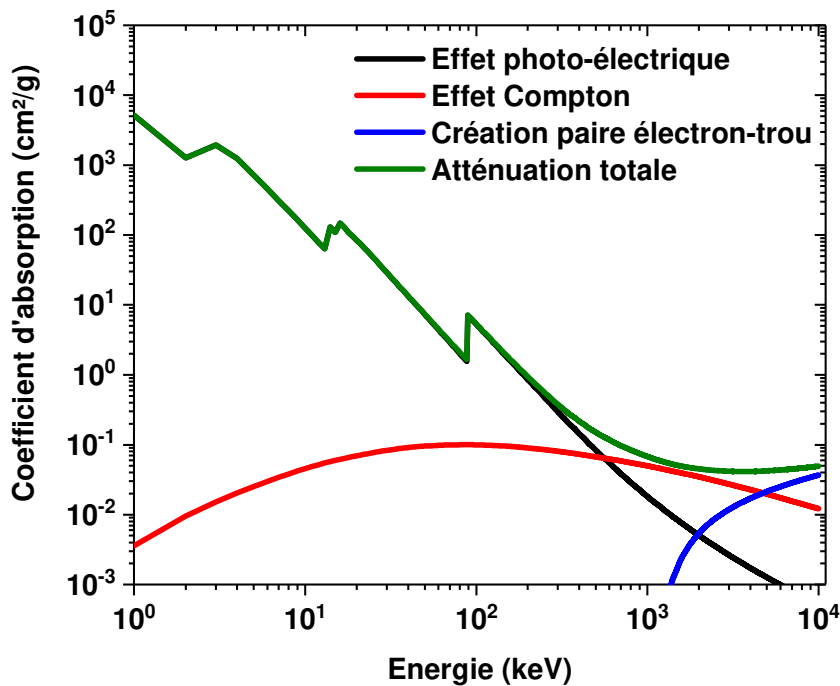


Figure 4: Coefficient d'absorption pour des photons dans le plomb. Les courbes ont été obtenues grâce au programme XmuDat (<https://www-nds.iaea.org/publications/iaea-nds/iaea-nds-0195.htm>).

Pourtant, le plomb contient du ^{210}Pb , un isotope instable. Ce dernier, responsable de l'activité intrinsèque du plomb, est radioactif et possède un temps de demi-vie de 22 ans. Par exemple, lors de sa désintégration en ^{210}Bi , un β^- de 1.16 MeV est émis, ayant comme conséquence une large production de rayons X par Bremsstrahlung dans le plomb. Étant issu de la famille du ^{238}U , le ^{210}Pb se retrouve tout naturellement dans le plomb lui conférant une activité de l'ordre de 2500 Bq /Kg [5]. Il est cependant possible de le raffiner afin d'obtenir une activité pouvant atteindre moins de 1 Bq/Kg, avec les conséquences économiques que l'on peut imaginer. Un autre moyen d'obtenir un plomb basse activité est d'utiliser du « vieux » plomb, c'est-à-dire du plomb qui a été produit il y a longtemps et qui actuellement présente une activité très faible (jusqu'à 20 Bq /kg). Ce dernier est assez rare, étant donné qu'il est extrait d'anciennes canalisation ou de bateaux grecs, égyptien ou romain détruits en mer il y a environ 2000 ans ou plus.

Généralement, une épaisseur de plomb comprise entre 10 et 15 cm suffit à réduire la radioactivité naturelle de deux ordres de grandeur [35,44]. Au niveau du sol, il n'est pas conseillé d'utiliser une épaisseur plus importante. Hormis un coût plus élevé, cela amène un Bremsstrahlung plus important suite aux muons traversant le plomb. En plus de cela, comme expliqué un peu plus haut, les muons peuvent produire des neutrons rapides par spallation [45] étant donné le numéro atomique élevé du plomb.

En ce qu'il concerne le radon, le mieux est d'étanchéifier l'endroit où se trouve le détecteur grâce à des feuilles métalliques les plus fines possibles. Effectivement, le métal convient mieux que le plastique car le radon peut diffuser à travers ce dernier [46]. De plus, les plastiques étant composés principalement de C, H et O, il est possible d'y retrouver du ^{14}C ainsi que du ^3H qui peuvent également produire des gammas. Le tout doit être mis en surpression, avec par exemple de l'azote, afin d'éviter toute entrée d'air possible. Une autre solution consiste à laisser un flux constant d'azote sec suffisant de manière à limiter la quantité d'air aux alentours du détecteur [47]. Il est également possible d'étanchéifier la pièce dans laquelle se trouve le système de mesure et de renouveler l'air grâce à un système de ventilation [48,49]. Dans le cas où le radon contamine une surface, seul un nettoyage à l'acide (par exemple de l'acide nitrique) permet de le retirer [5].

III.2.2. Le rayonnement cosmique

Les muons étant fort pénétrants, il est compliqué de les stopper. Leur parcours moyen étant de l'ordre de 2kg/cm^2 [5], plusieurs centaines de mètres de roches sont nécessaires pour les arrêter. Pour cette raison, plusieurs laboratoires sont installés dans des mines [50] ou sous la montagne. C'est notamment le cas de LUNA (Laboratory for Underground Nuclear Astrophysics), situé en dessous de la montagne grand Sasso en Italie à une profondeur de 1400m (3600 m.w.e.^4) [51]. Le flux de muons est alors diminué de 6 ordres de grandeur [6] mais cela n'est pas le seul avantage puisque le flux secondaire de neutrons, de même que le flux de neutrons produits suite à l'interaction des muons avec le plomb est également réduit. Ceci est résumé à la Figure 5 qui montre qu'une profondeur de 10 m.w.e. suffit à stopper le flux de neutrons secondaire. En revanche, le flux de neutrons tertiaire reste quant à lui important. Pour ce dernier une profondeur de 100 m.w.e. est requise pour obtenir une

⁴ Equivalent épaisseur en eau. La conversion est basée sur la densité des matériaux.

diminution d'un peu plus d'un ordre de grandeur. Malgré le net avantage de se placer sous le sol, cela requiert évidemment des investissements fort élevés.

Une autre solution, afin de s'affranchir des muons, est d'utiliser un blindage actif. Ce dernier consiste à placer un détecteur sensible aux rayonnements cosmiques, comme un scintillateur, tout autour du détecteur de gammas et de mettre les deux détecteurs en anti-coïncidence. Comme les muons sont fortement pénétrants, ils passeront facilement à travers les deux détecteurs. Ainsi, si l'on détecte un évènement dans le scintillateur puis peu de temps après dans le détecteur gamma, cet évènement ne sera pas pris en compte.

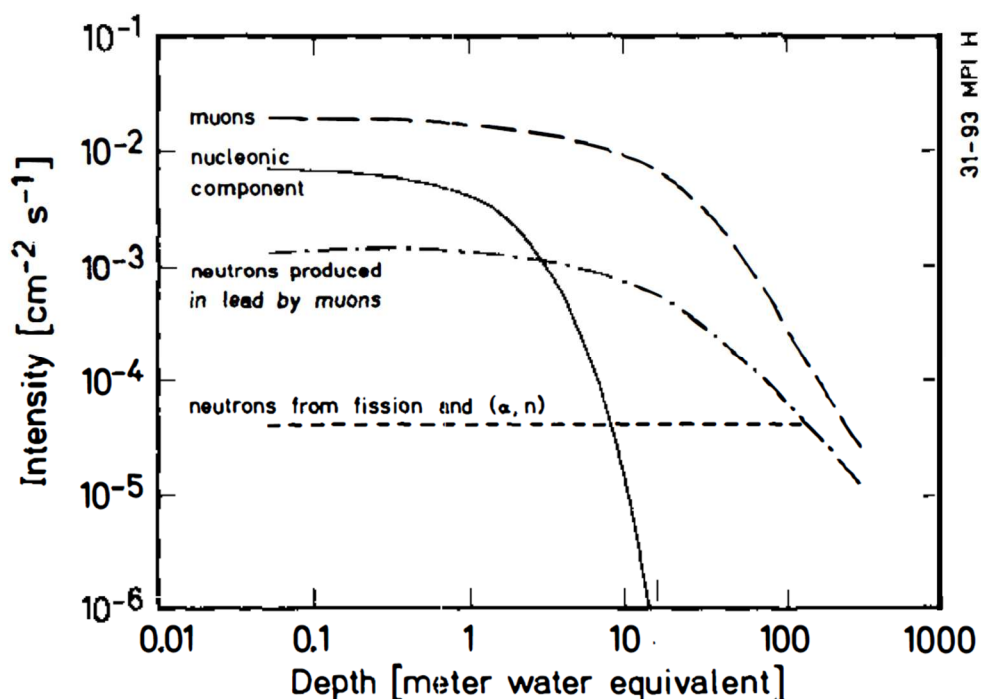


Figure 5: Flux du rayonnement cosmique secondaire en fonction de la profondeur. Le flux des neutrons tertiaires produits dans du plomb a également été ajouté. Les composantes nucléiques sont composées à 97 % de neutron. Image provenant de Heusser et al. [5]

Grâce à ce type de blindage, il est également possible de s'affranchir des gammas produits par le flux de neutrons tertiaires. Si le temps de vie des radio-isotopes produits est inférieur à la fenêtre de temps utilisée pour l'anti-coïncidence, alors les gammas émis par ces derniers ne seront pas pris en compte. Toujours dans le but de diminuer le bruit provenant de ce flux de neutrons tertiaire, il est possible de placer des modérateurs/absorbeurs de neutrons (de type polyéthylène boraté). Ces derniers doivent être idéalement placés entre les couches de

plomb constituant le blindage passif de manière à ce que ces dernières puissent absorber les gammas émis par les neutrons [33]. De plus, cette configuration permet d'atténuer le bruit amené par les radio-impuretés présentes dans les modérateurs.

Finalement, un dernier moyen de nettoyer le spectre est d'utiliser des techniques de coïncidences de type gamma-gamma, comme c'est le cas de *LENA* [7] ou des détecteurs *Euroball* [52] et *Gammasphere* [53]. Ce type de coïncidence est très utile pour l'étude de réactions nucléaires ou de désintégration radioactive dans lesquelles le noyau excité retombe à son état fondamental en émettant plusieurs gammas d'énergies différentes. Ainsi, il est possible de synchroniser plusieurs détecteurs de manière à ce qu'un évènement soit validé si et seulement si plusieurs gammas provenant de la chaîne de désintégration sont détectés dans un certain laps de temps. Le désavantage de cette technique est que, si le facteur de branchement correspondant à un certain mode de désexcitation est faible, le taux de détection le sera également.

III.2.3. Le transport faisceau et la nature de l'échantillon

Afin de limiter les réactions nucléaires parasites générées lors du transport faisceau, une solution simple et efficace consiste à revêtir les éléments de collimation (fentes, collimateurs) par un matériau présentant un Z élevé et radioactivement stable. Les collimateurs sont donc généralement dorés et les extrémités des fentes sont quant à elles constituées de rouleaux en tungstène. De plus, il faut éloigner au maximum du détecteur ces endroits de collimation.

Au niveau de la cible, il doit tout d'abord y avoir un choix sur la matrice utilisée. Idéalement, il faudrait une cible uniquement constituée de l'élément B, mais cela n'est évidemment pas toujours possible. Si ce n'est pas le cas, comme la nature de la matrice est connue, il est facile de prévoir quelles réactions auront lieu.

Par contre, ce n'est pas le cas des impuretés qui peuvent soit se trouver en surface ou alors dans la cible elle-même. Dans le cas des impuretés en surface, ces dernières proviennent principalement d'hydrocarbures ou de vapeur d'eau, et sont donc constituées en majeure partie d'hydrogène, de carbone et d'oxygène. Nous pouvons donc prévoir le type de réactions parasites qui auront lieu. Afin de limiter cette contamination de surface, le mieux est de nettoyer l'échantillon une fois ce dernier placé dans la chambre d'analyse. Cela peut se faire par exemple par décapage plasma. Il faut également veiller à ce que le vide résiduel de la chambre soit propre et faible. Un doigt froid (c'est-à-dire un bon conducteur thermique) est donc placé et

refroidit avec de l'azote liquide (-196°C) à proximité de l'échantillon. Par condensation, les molécules venant frapper ce doigt froid vont rester accrochées à ce dernier. En ce qui concerne les impuretés en volume, il faut limiter leur présence lors de l'élaboration de la cible. Cela n'est pas toujours évident car la réalisation de la cible peut se faire en plusieurs étapes, chacune d'elles pouvant potentiellement amener de nouvelles impuretés.

Enfin, comme dit précédemment, la probabilité de créer ces réactions parasites augmente si le numéro atomique de l'ion incident est faible. Le noyau A franchira d'autant plus facilement la barrière coulombienne du noyau B que son numéro atomique sera faible. Ainsi, il est beaucoup plus probable de créer des réactions parasites avec un faisceau de protons qu'avec un faisceau de carbone. La solution consiste à envoyer des ions lourds sur une cible contenant des éléments légers. Cette inversion cible /faisceau incident est connue sous le nom de cinématique inverse.

III.2.4. Le bruit électronique

Pour diminuer le bruit électronique, il est indispensable de réduire les longueurs de câbles utilisées et d'éviter au maximum les boucles de masse. Ceci n'est pas toujours évident car les systèmes d'acquisition ne se trouvent généralement pas dans la même pièce que celle où a lieu l'expérience. De plus, il faut veiller à utiliser des câbles de bonne impédance, quitte à forcer l'impédance d'entrée des modules en plaçant des résistances en parallèle au niveau des connexions. Il est également recommandé d'utiliser des câbles blindés afin d'éviter toute perturbation électromagnétique. Si possible, il est aussi utile d'utiliser une seule baie d'alimentation pour tous les modules électroniques de manière à ce que ces derniers possèdent la même masse.

Il existe également de plus en plus de modules qui numérisent directement le signal à la sortie du détecteur [54,55]. Le fait de numériser directement le signal réduit fortement le bruit électronique par rapport à une chaîne d'acquisition analogique. En effet, le signal doit passer à travers moins de modules et de câbles que dans le cas analogique. De plus, ces modules peuvent être placés juste à côté du détecteur de manière à réduire le plus possible les longueurs de câbles. Finalement, le transfert des données entre ces modules numériques et l'ordinateur d'acquisition peut se faire par fibre optique, ce qui réduit de nouveau les interférences électromagnétiques sur les données.

IV. Deuxième partie : développement expérimental d'un système de détection bas-bruit utilisé pour l'astrophysique nucléaire

IV.1. Développement du système de détection bas-bruit

IV.1.1. Développement expérimental

Dans le but de réduire les différentes sources de bruits mentionnées dans la première partie, nous avons mis au point un dispositif de détection « bas-bruit ». Celui-ci est constitué d'un blindage passif (dénommé château de plomb) et d'un blindage actif, chacun de ces deux blindages ayant un objectif bien particulier. Comme nous le verrons dans ce chapitre, le blindage passif sert à limiter le bruit provenant de la radioactivité naturelle tandis que le blindage actif est utilisé pour minimiser le signal dû au rayonnement cosmique. Rappelons que ce dispositif est en fait l'amélioration d'un système précédent. Un accent sera donc mis sur la comparaison des performances de blindage entre ces deux systèmes. En outre de ces différents blindages, le bout de ligne (comme son nom l'indique, il s'agit de la fin de la ligne de transport faisceau, là où se produisent les réactions nucléaires étudiées) a également été retravaillé de manière à réduire certains effets indésirables (carbone « build-up », erreur sur l'intégration de courant, etc.) pouvant induire des erreurs lors de mesures. Ces améliorations seront également présentées dans ce chapitre.

IV.1.1.1. Le détecteur de gamma

Le choix du détecteur de rayon gamma est très important. Suivant les caractéristiques souhaitées (haute efficacité de détection, bonne résolution, temps de réponse, prix, etc.) tout un panel de détecteurs existe. Les détecteurs souvent utilisés pour leur haute efficacité de détection et leurs prix sont les scintillateurs inorganiques, typiquement le NaI(Tl) (iodure de sodium dopé au thallium) ou le BGO ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$). Ce type de détecteur est aussi bien sensible aux photons qu'aux particules chargées et son principe de fonctionnement est basé sur l'émission de lumière provenant de la recombinaison entre paires électron-trou. Cependant, il présente une faible résolution en énergie, ce qui, dans le cas de mesures bas-bruits, n'est pas du tout adéquat. Pour ce type de mesure, plus la résolution du détecteur est élevée, meilleur sera le rapport signal sur bruit.

Dans notre cas, nous avons opté pour un détecteur High Purity Germanium (HPGe) car ce dernier présente une excellente résolution en énergie (2.11 keV à une énergie de 1332 keV) comme illustré à la Figure 6. Nous voyons clairement sur cette figure que la résolution d'un HPGe est bien supérieure à celle d'un détecteur NaI(Tl). Toutefois, pour des détecteurs de tailles identiques, une meilleure résolution implique une moins bonne efficacité de détection, ce qui n'apparaît pas dans la Figure 6 car les acquisitions ont été prises avec des temps et des géométries différentes.

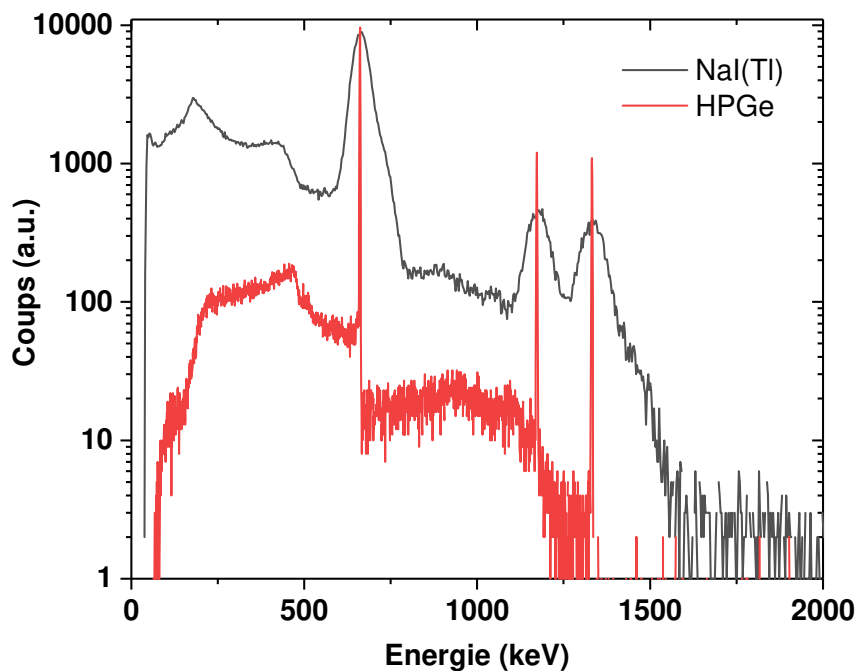


Figure 6: Comparaison d'un spectre pris par un détecteur NaI(Tl) (noir) et un HPGe (rouge). Les sources gamma utilisées sont du ^{137}Cs et du ^{60}Co .

Le principe de fonctionnement du détecteur HPGe est différent de celui des scintillateurs. Il s'agit d'une diode semi-conductrice (dopée p ou n) polarisée en sens inverse de manière à obtenir une zone déplétée importante. Ainsi, on peut facilement atteindre des zones déplétées de quelques centimètres, ce qui est nécessaire pour la détection de gammas de hautes énergies. Le principe de détection du photon est le suivant : le gamma incident, par effet photo-électrique avec le cristal de germanium, produit un photoélectron dont l'énergie cinétique est égale à la différence entre l'énergie du gamma et le gap du semi-conducteur (différence d'énergie entre la bande de valence et celle de conduction). Ce photoélectron va alors ioniser la matière, créant ainsi des paires électron-trou qui seront ensuite collectées à

travers le détecteur. Le nombre de paires électron-trou qui sont produites dépend de l'énergie du photoélectron mais aussi de la valeur du gap. Dans le cas du germanium, le gap est de l'ordre de 0.67 eV à 77 K [1], ce qui lui confère une très bonne résolution. Ainsi, l'énergie déposée par le gamma est directement proportionnelle au courant collecté. Ce courant est alors transformé en tension (ce qui sort du préamplificateur) dont l'amplitude est proportionnelle à l'énergie déposée dans le détecteur. Cependant, il ne peut pas opérer à température ambiante. En effet, de par son faible gap, l'agitation thermique suffit à créer un grand nombre de paires électron-trou, ce qui peut endommager le détecteur si ce dernier est sous tension. C'est pourquoi le détecteur doit être systématiquement refroidi à l'azote liquide. Notons qu'un jumper permet de régler le gain entre la charge collectée au niveau du cristal et la tension de sortie du préamplificateur. Ce jumper peut prendre deux positions (haut gain et faible gain) et suivant cette dernière, la résolution du détecteur est directement impactée. Nous reviendrons un peu plus tard sur ce détail. Hormis le fait que ce détecteur doit être refroidi pour fonctionner, ce type de détecteur est très coûteux.

Notre détecteur HPGe consiste en un cristal de germanium cylindrique possédant un diamètre de 86 mm et une hauteur de 88 mm, le tout pour un volume actif de 506 cm³ (il faut retirer le volume de l'électrode centrale). Comme le montre la Figure 7, le cristal se trouve à une distance de 30 cm du Dewar (récipient permettant le stockage de l'azote liquide), ce qui permet de l'insérer complètement dans le château de plomb (ce dernier est décrit plus loin dans cette partie). Il présente une résolution annoncée par l'usine de 2.3 keV pour un rayonnement de 1332 keV issu d'une source de ⁶⁰Co. Cette valeur a été confirmée expérimentalement.

De par son volume important, il présente une efficacité relative de 132%, ce qui signifie que, pour des gammas de 1332 keV issus d'une source de ⁶⁰Co placée à 25 cm, il détecte 1,32 fois plus de gamma qu'un cristal de NaI(Tl) de 3 X 3 pouces. Cette dernière caractéristique a été vérifiée par G. Genard à l'aide de simulations Monte-Carlo[2]. Il avait alors trouvé une efficacité relative de 137 %.

Finalement, tout détecteur étant composé de différents matériaux, il faut veiller à ce que ces derniers présentent une activité radioactive la plus faible possible (dans le cadre d'un système bas-bruit). Le détecteur que nous utilisons a été choisi afin que l'activité des matériaux le composant soit quasi nulle.

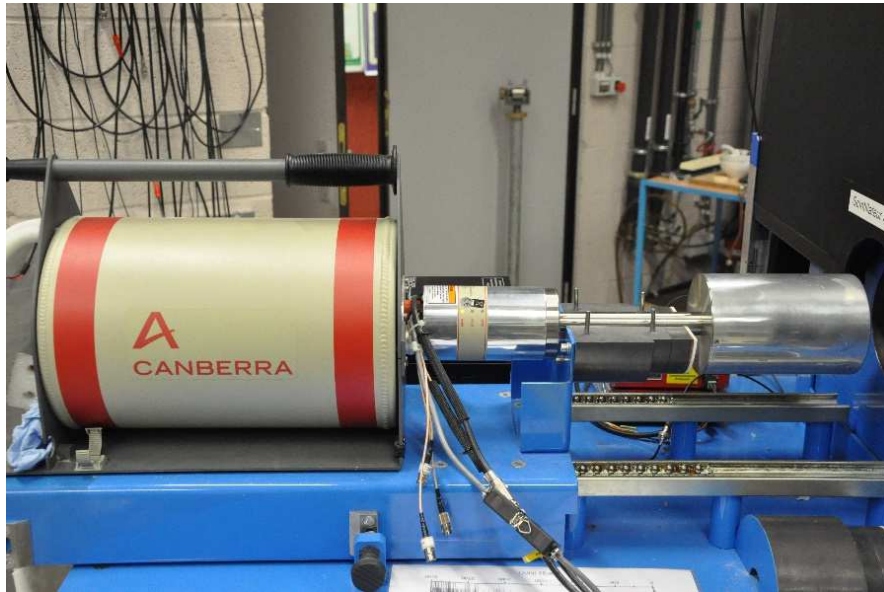


Figure 7: Détecteur HPGe utilisé dans notre système de détection bas-bruit.

IV.1.1.2. Blindage contre la radioactivité naturelle ou blindage passif

Comme montré à la Figure 3, la radioactivité naturelle présente un spectre de rayonnements gammas entre 0 et 3 MeV. Afin de réduire ce signal et de maximiser l'absorption des rayonnements, nous avons également vu qu'il était nécessaire d'utiliser des matériaux présentant un numéro atomique élevé. Nous avons donc utilisé un château de plomb ($Z=82$) composé de 100 mm de plomb basse activité (50 Bq /kg) suivi de 20 mm de plomb ultra-basse activité (10 Bq/kg). Les rayons X et les neutrons produits dans le plomb par les rayonnements cosmiques, de même que la radioactivité provenant des familles U et Th présente dans le plomb[56], ont été limités par une couche de 2 mm de cuivre suivie de 4 mm de plexiglas qui ont été ajoutées dans l'enceinte (voir Figure 8). Le tout forme un parallélépipède, avec une base carrée de 498 mm et une hauteur de 424 mm, posé sur rail pour faciliter le déplacement du château lors des expériences. Ce type de blindage est dit « passif » car il utilise simplement de la matière pour réduire le bruit extérieur, et ne nécessite pas de traitement supplémentaire des signaux.

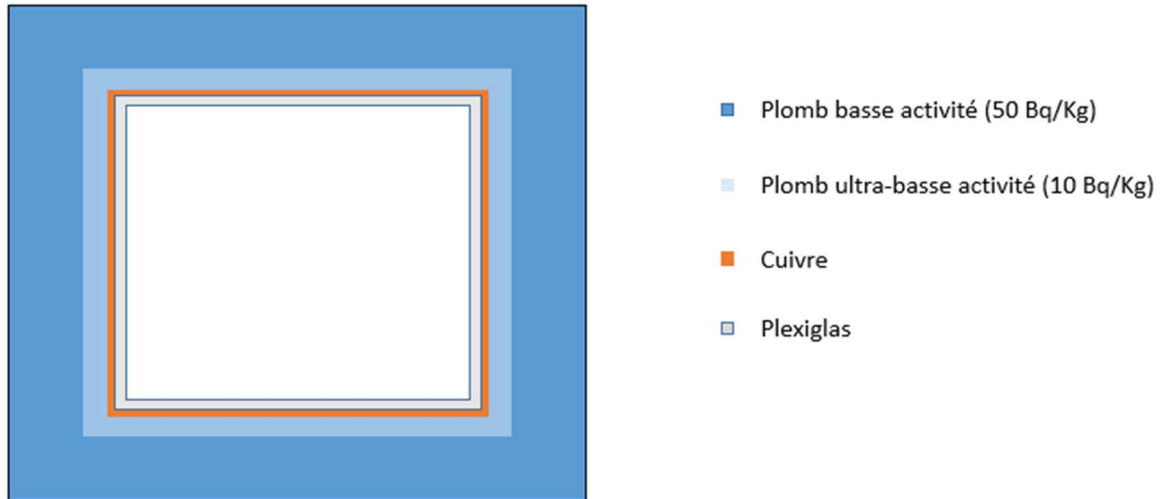


Figure 8: Schéma des différentes couches composant le château de plomb

L'espace vide permet d'accueillir un détecteur et éventuellement le bout de ligne. Le détecteur peut être introduit ou retiré facilement du château grâce à un support coulissant sur roulements à billes. Afin de minimiser l'accumulation de radon dans le château de plomb, un flux d'azote est introduit à l'aide d'un tuyau passant par le support du détecteur. De l'autre côté de l'entrée du détecteur se trouve un trou permettant d'amener le bout de ligne dans le château et ainsi de choisir la distance détecteur - porte-échantillon (voir Figure 9). Ce trou peut être comblé par un bouchon présentant la même composition que le château. Dans ce cas, il est possible d'isoler complètement le détecteur de l'environnement extérieur, ce qui est pratique pour la mesure d'échantillons radioactifs par exemple.

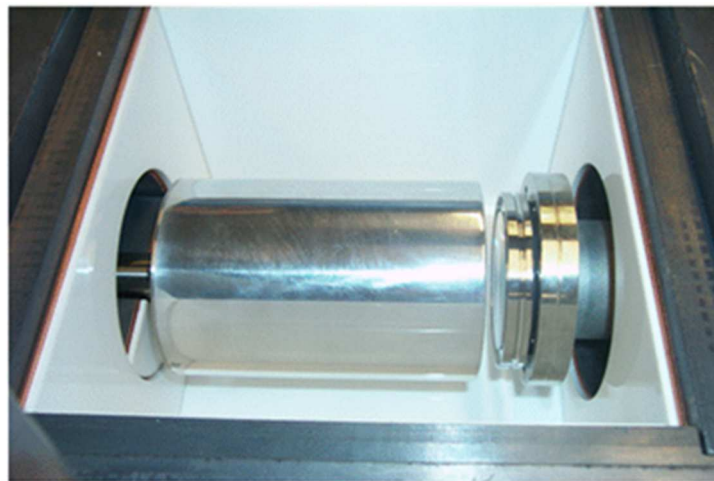


Figure 9: Intérieur du château de plomb. Sur la gauche, orifice par lequel est introduit le détecteur. Sur la droite, orifice à travers lequel le bout de ligne est inséré dans le château et qui peut être fermé à l'aide d'un bouchon.

IV.1.1.3. Blindage actif

Pour minimiser le bruit dû aux rayonnements cosmiques, nous avons opté pour un blindage actif. Ce mode de travail nécessite l'utilisation de plusieurs (au moins deux) détecteurs mis en anti-coïncidence. Nous avons choisi des scintillateurs plastiques (EJ-200 de chez Scionix) de 2.5 cm d'épaisseur. Comme mentionné plus haut, ces détecteurs sont sensibles aux particules chargées ainsi qu'aux photons. De plus, ils présentent un faible coût et une forme modulable de manière à s'adapter facilement au système expérimental. Ce type de scintillateur est composé de deux éléments : le polyvinyltoluène (PVT) et l'anthracène. Le premier (que l'on nomme généralement solvant) est un matériau de synthèse que les photons ou les particules vont venir ioniser et donc y déposer leur énergie. Le PVT va alors transmettre son énergie au second composé, l'anthracène (généralement appelé soluté) qui possède trois cycles benzéniques lui conférant des propriétés de scintillations lors de l'ionisation par un photon ou une particule chargée [57]. Une fois les électrons des cycles benzéniques excités, ils peuvent se désexciter en émettant des photons qui, de par leur longueur d'onde, ne seront pas réabsorbés par le soluté ou le solvant (Figure 10).

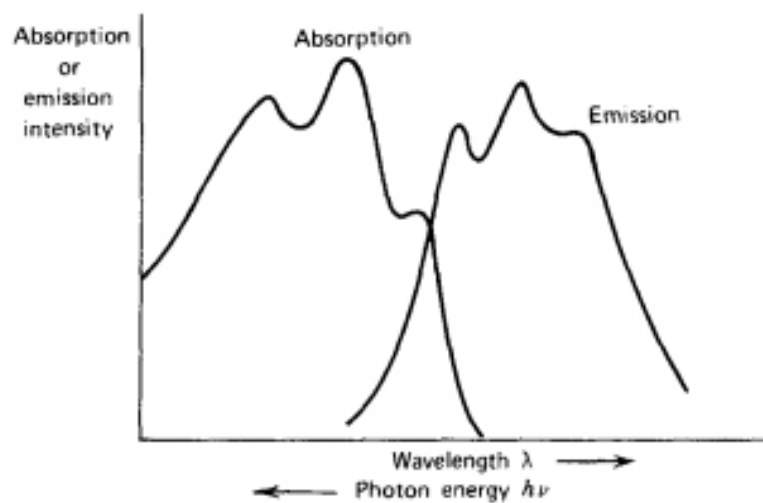


Figure 10: Spectre typique d'émission et d'absorption lumineuse dans un scintillateur plastique [57].

Les photons sont ensuite détectés par une photocathode couplée à un tube photomultiplicateur par l'intermédiaire d'un guide d'onde et de réflecteurs au sein du scintillateur. Comme il s'agit ici principalement de fluorescence, le temps de réponse de ce type de détecteur est de l'ordre de la nanoseconde, ce qui leur donne une excellente résolution temporelle. Le pouvoir d'arrêt des muons dans ce type de scintillateur est de l'ordre de 2 MeV/cm [58]. On s'attend donc à pouvoir différencier le signal des muons de celui de la radioactivité naturelle (max 3 MeV). C'est ce que l'on appelle la discrimination (Figure 12a). Cette dernière est très importante dans notre cas car il est indispensable de pouvoir différencier les photons des muons afin de ne pas réaliser d'anti-coïncidence accidentelle.

Les muons possédant une distribution en $\cos^2(\theta)$ ($\theta = 0^\circ$ étant l'angle zénithal) [36], le détecteur central doit être recouvert au maximum (dans notre cas, l'HPGe) par les scintillateurs. Précédemment, un blindage actif fut développé par Genard et al [3]. Ce dernier n'était constitué que d'un seul scintillateur plan de 500 mm de côté et de 25 mm d'épaisseur, le tout couvrant un angle de 49.6° par rapport au centre du détecteur HPGe. Afin d'élargir l'angle solide de détection de muons, nous avons remplacé ce scintillateur par trois scintillateurs: un hémicylindrique et deux plans (voir Figure 11). Les deux scintillateurs plans sont montés sur vérins pneumatiques de manière à les soulever pour faciliter l'introduction et l'extraction de la ligne ou du détecteur dans le château de plomb. Le scintillateur hémicylindrique est quant à lui posé entre les deux scintillateurs plans, de manière à recouvrir le reste du château de plomb. Cependant, ce blindage n'est pas parfait parce qu'il est nécessaire d'insérer à la fois le bout de ligne dans le château et le détecteur. Il n'est donc pas possible de recouvrir intégralement la surface du château. Toutefois, comme les muons possèdent une distribution en $\cos^2(\theta)$, nous nous attendons à ce que le nombre de muons arrivant à l'horizontal soit très faible, et que donc leur contribution le soit également. La Figure 11 montre clairement que la couverture angulaire est beaucoup plus importante avec notre système qu'avec l'ancien et nous espérons donc une meilleure efficacité de blindage contre les muons.

Le choix d'un scintillateur hémicylindrique peut poser question car un scintillateur plan aurait également pu faire l'affaire avec l'avantage de présenter un prix réduit. Cette forme hémicylindrique a été choisie pour des raisons didactiques. En effet, ce dispositif de détection bas-bruit est non seulement utilisé par les chercheurs, mais également par les étudiants afin de mesurer la distribution en $\cos^2(\theta)$ des muons. Pour ce faire, il est nécessaire d'avoir un scintillateur courbe possédant deux tubes photomultiplicateurs de part et d'autre de l'arc.

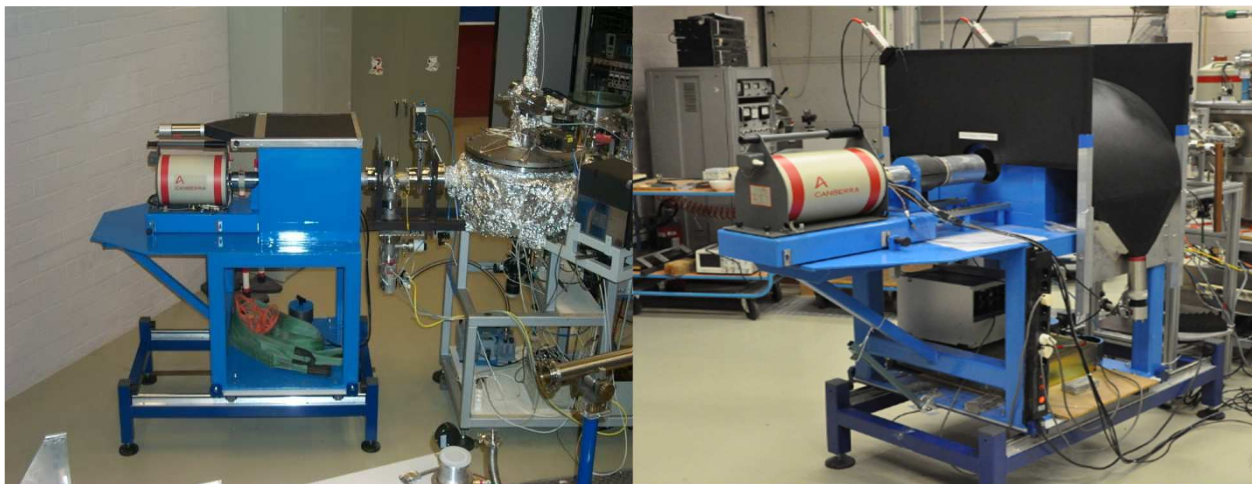


Figure 11: À gauche, ancien blindage actif avec un seul scintillateur. À droite, nouveau blindage actif composé de trois scintillateurs (en noir) : un hémicylindrique et deux plans de part et d'autre du château de plomb.

Au niveau de l'électronique, le scintillateur courbe est équipé d'un guide de lumière (en queue de poisson) relié à une photocathode couplée à un tube photomultiplicateur et un préamplificateur, tandis que les deux scintillateurs plans sont chacun couplés directement à une photocathode et un tube photomultiplicateur. À la Figure 12a, on observe clairement la discrimination obtenue à l'aide du scintillateur plan utilisé avec l'ancien système. Cette discrimination est beaucoup plus compliquée à obtenir avec les scintillateurs de notre système. En effet, pour le scintillateur hémicylindrique (Figure 12b), le signal des muons est confondu avec celui de la radioactivité naturelle car la quantité d'énergie déposée par les muons dépend fortement du lieu d'interaction et de l'épaisseur de scintillateur traversée. Nous sommes donc obligés de prendre une partie du signal correspondant à la radioactivité naturelle afin de tenir compte de tous les muons susceptibles de traverser le détecteur HPGe, quitte à augmenter la probabilité d'obtenir des anti-coïncidences fortuites. Dans le cas des deux scintillateurs plans, il est également difficile d'obtenir clairement la discrimination car ils ne possèdent pas de préamplificateur. Afin de remédier à ce problème, nous avons mis chacun des deux scintillateurs à plat et placé une source de ^{60}Co (gamma de 1173.24 et 1332.53 keV) pour « calibrer » les scintillateurs (grâce au front Compton) et fixer la région d'intérêt correspondant

aux muons. Connaissant la surface des scintillateurs et le flux de muons dans le laboratoire (mesuré par G. Genard [2]), nous avons pu vérifier cette région d'intérêt en mesurant le nombre d'évènements détectés. Une fois cela fait, les scintillateurs ont été remplacés et leur configuration fixée.

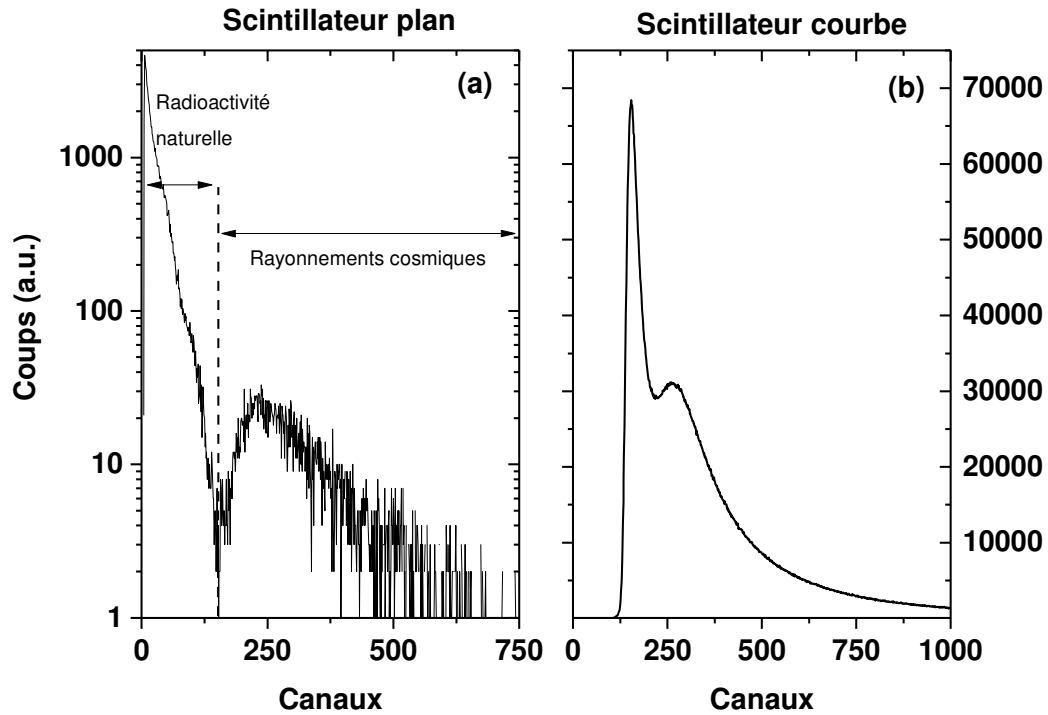


Figure 12: Discrimination dans le cas de : à gauche : un scintillateur plan de 25 mm d'épaisseur. à droite : un scintillateur hémicylindrique de 25 mm d'épaisseur. Sur la figure de gauche, la ligne en pointillé fait la séparation entre le rayonnement provenant de la radioactivité naturelle (à gauche) et les rayonnements cosmiques (à droite).

Avant de passer à la suite, il est légitime de se demander si un tel blindage contre les rayonnements cosmiques est réellement nécessaire dans le cas de notre détecteur. Autrement dit, quel est le nombre de muons qui vont traverser (et donc interagir) avec le détecteur, et quelle sera l'énergie moyenne déposée. Nous savons que le nombre de muons au niveau de la mer est de l'ordre de $1\mu/\text{min}/\text{cm}^2$. Gilles Genard a mesuré un taux de $0.6\mu/\text{min}/\text{cm}^2$ au niveau du laboratoire LARN. Cette réduction du flux est aisément expliquée par l'épaisseur de béton que constituent les 5 étages situés au-dessus de la salle d'expérience. Pour notre détecteur, si on le considère comme plan (vu du dessus) avec les dimensions décrites précédemment, cela nous donne un taux de détection de l'ordre de 45 muons par minute. Intéressons-nous maintenant à l'énergie moyenne déposée par un muon traversant le détecteur en sachant que le pouvoir d'arrêt des muons dans le germanium est de l'ordre de 7.3 MeV/cm [58]. Notre

détecteur ayant une hauteur de 84mm et étant positionné à l'horizontale lors des acquisitions, l'énergie moyenne perdue par un muon le traversant de part en part est de l'ordre de 60 MeV. Toutefois, notre détecteur étant cylindrique, il est tout à fait possible qu'un muon passe à travers une partie moins épaisse du détecteur, et y dépose ainsi une quantité d'énergie plus faible pouvant interférer avec les mesures. Ces quelques chiffres nous montrent qu'il est absolument nécessaire de se débarrasser des événements provenant des rayonnements cosmiques, et donc que l'utilisation d'un blindage actif dans notre cas est indispensable.

IV.1.1.4. Chaîne d'acquisition

Pour rendre le blindage actif opérationnel, les détecteurs seuls ne sont pas suffisants car il faut également pouvoir les relier entre eux afin de savoir s'il faut ou pas effectuer l'anti-coïncidence. Ceci est réalisé par la chaîne d'acquisition. Cette dernière, comme nous le verrons, a évolué au cours de ce travail. En effet, nous avons démarré avec une chaîne d'acquisition analogique pour terminer sur un système entièrement numérique. Pour des raisons pédagogiques, nous présenterons le principe de fonctionnement de l'anti-coïncidence dans le cas de la chaîne analogique, le cas de la chaîne numérique étant fort semblable mais moins visuel.

IV.1.1.4.a Système analogique et anti-coïncidence

Le principe de l'anti-coïncidence est le suivant : pour qu'un muon atteigne le détecteur HPGe, il doit passer à travers un des scintillateurs qui recouvrent ce dernier (nous supposons une couverture du blindage actif de 4π sr) de manière à ce que si nous obtenons un signal en sortie d'un scintillateur et que, peu de temps après, nous en observons un en sortie de l'HPGe, c'est qu'il s'agit très probablement d'un événement extérieur ayant traversé les deux détecteurs et dans ce cas, nous supprimons cet événement du spectre. En pratique, le temps de réponse des différents détecteurs n'est pas le même et le traitement des signaux dans la chaîne d'acquisition peut induire des retards. Voyons comment faire pour pallier ces problèmes avec la chaîne d'acquisition analogique (Figure 13).

Commençons par les scintillateurs. Ces derniers, comme expliqué ci-dessus, possèdent des temps de réponse très courts (l'ordre de la nanoseconde) et nécessitent donc une électronique adaptée. Pour les deux scintillateurs plans, chaque sortie est reliée à un amplificateur rapide (modèle 2015 A) qui fournit un signal de sortie de type TTL (signal rectangulaire d'amplitude constante) dès que l'amplitude du signal d'entrée est supérieure à un seuil fixé par l'utilisateur (mode discrimination). Cela permet de profiter de la discrimination

entre la radioactivité naturelle et les muons (Figure 12). Ces deux signaux sont ensuite inversés et envoyés dans une unité logique « ou » (module 1). Dans le cas du scintillateur courbe, le signal en sortie du préamplificateur est introduit dans un amplificateur (modèle 2111). Ce dernier permet de mettre en forme le signal provenant du scintillateur courbe avant de l'envoyer dans un Constant Fraction Discriminator (CFD) qui permet de filtrer les impulsions en entrées et de sortir un TTL (positif ou négatif) si le signal d'entrée dépasse un seuil fixé par l'utilisateur. Comme pour les ampli 2015 A, ce module a pour objectif de supprimer les informations provenant de la radioactivité naturelle dans le scintillateur courbe. La sortie du CFD est ensuite injectée dans une unité logique « ou » (module 2 avec les signaux provenant de l'unité logique précédente (celle correspondant aux deux scintillateurs plans). Ainsi, à chaque fois qu'un muon traversera un des trois scintillateurs, nous retrouverons un signal en sortie du module 2.

Pour le détecteur HPGe, comme précédemment expliqué, il faut tenir compte du temps de traitement du signal par le détecteur qui est beaucoup plus long (quelques microsecondes). La sortie du préamplificateur est introduite dans un amplificateur (modèle 2026). Ce dernier possède deux sorties identiques (avant et arrière) par lesquelles le signal du préamplificateur est amplifié et mis en forme (une gaussienne généralement). Ces deux sorties sont introduites dans l'ADC (Analogic to Digital Converter) afin d'être numérisées et traitées (mise sous forme de spectres) par le programme d'acquisition (ici MPA-3). Un autre type de sortie de l'amplificateur, l'ICR, émet systématiquement un signal TTL lorsqu'une impulsion entre dans l'amplificateur. Ce signal, d'abord rendu négatif par un inverseur, va être mis en forme et allongé pour être ensuite inséré dans une troisième unité logique (module 3) effectuant un « ET ». L'autre entrée de cette unité sera utilisée pour introduire le signal TTL provenant du « ou » des trois scintillateurs (éventuellement retardé par un module de délais). Ainsi, si un muon traverse un des scintillateurs et passe ensuite par l'HPGe, les signaux respectifs des deux détecteurs arriveront en même temps au niveau du module 3 et un signal TTL sera alors émis, indiquant la coïncidence entre les deux événements. Dans le cas où le muon ne passerait qu'à travers les scintillateurs ou bien d'un gamma détecté par l'HPGe, aucun signal ne sortira de cette unité logique.

Finalement, le signal en sortie du « ET » (module 3), moyennant une mise en forme, va être utilisé pour « gâter » une des deux entrées de l'ADC. Cela signifie que si un signal provenant de l'HPGe arrive dans l'ADC quand ce dernier est « gâté », alors l'ADC ne numérisera pas le signal. De cette manière, dans le cas d'un muon traversant le scintillateur et l'HPGe, le signal TTL du « ET » ainsi que le signal entrant dans le canal de l'ADC arriveront

[illegible]

44

IV.1.1.4.b. Système numérique

Contrairement au système analogique qui met le signal en forme avant de se faire numériser par l'ADC (Analogic to Digital Converter), le système numérique digitalise directement le signal après le détecteur (ou son préamplificateur). Nous ne rentrerons pas dans les détails du module, mais voici brièvement son mode de fonctionnement (une description bien plus complète se trouve dans la référence [59] et dans les références internes). Une fois le signal entré, ce dernier passe à travers un filtre RC-CR² qui réalise une intégration suivie d'une double différentiation. Ce filtre permet notamment de réduire le bruit sur les signaux en lissant les variations rapides. Ensuite, grâce à un algorithme (DPP-PHA pour Digital Pulse Processing for Pulse Height Analysis), basé sur celui de Jordanov [60], ce signal est transformé en un trapèze dont la hauteur est directement proportionnelle à l'énergie déposée dans le détecteur. Cette hauteur est ensuite associée à un numéro de canal.

Le fait de digitaliser l'impulsion directement en sortie du préamplificateur présente plusieurs avantages. Tout d'abord, plus vite le signal est digitalisé, moins il sera exposé aux sources de bruits électroniques extérieures. Par exemple, dans le cas de la chaîne analogique, le signal en sortie du préamplificateur doit au moins passer par un amplificateur avant d'être entré dans un ADC. Le signal est donc susceptible de subir des perturbations suite aux effets d'antennes, aux boucles de masse ou même aux réflexions lorsqu'il passe par les câbles reliant les différents modules. Dans le cas de la chaîne d'acquisition numérique, la connexion entre les modules électroniques et l'ordinateur d'acquisition est réalisée par des fibres optiques. Cela a pour avantage d'augmenter le flux de données transportées et rend le signal beaucoup moins sensible aux effets mentionnés juste ci-dessus. Cependant, le détecteur doit quand même être relié au module digital et est donc susceptible d'être exposé à ces effets. Pour remédier à cela, les modules digitaux sont placés le plus près possible des détecteurs (~ 20 cm pour le HPGe).

Un autre avantage de ces modules est la stabilité de l'électronique au cours du temps. En effet, lors de longues acquisitions (comme c'est le cas dans l'étude de mesures de sections efficaces à très basse énergie) il est indispensable que le gain du système (autrement dit son étalonnage en énergie) soit stable dans le temps. Ce gain peut être amené à varier lorsque, par exemple, certains éléments de la chaîne d'acquisition se mettent à chauffer, phénomène d'autant plus probable lorsque de nombreux modules se trouvent les uns à côté des autres dans une baie d'alimentation NIM (Nuclear Instrumentation Module), là où le refroidissement se fait moins bien. Les systèmes numériques que nous utilisons étant autosupportés, il est tout à

fait possible de les mettre dans un endroit dégagé assurant ainsi le bon refroidissement du système. Ceci nous amène à un autre avantage du système numérique : l'encombrement. En effet, les systèmes analogiques requièrent des modules qui doivent être placés dans des baies NIM. Ces baies NIM sont généralement placées dans de grosses armoires ($2.0 \times 1.0 \times 0.6 \text{ m}^3$) afin de pouvoir les empiler sur la hauteur. Ces armoires sont encombrantes et difficilement déplaçables. Dans le cas de nos systèmes numériques, ces derniers consistent en des boîtiers de $154 \times 50 \times 164 \text{ mm}^3$ pour une masse de 680 g, ce qui les rendent donc compacts et facilement déplaçables le long des lignes d'analyses. Finalement, comme les paramètres de mise en forme du signal (amplification, temps de montée, temps de descente, etc.) sont réglés par ordinateur, il est possible de sauvegarder les configurations et de pouvoir les charger facilement, ce qui n'est pas le cas avec les systèmes analogiques.

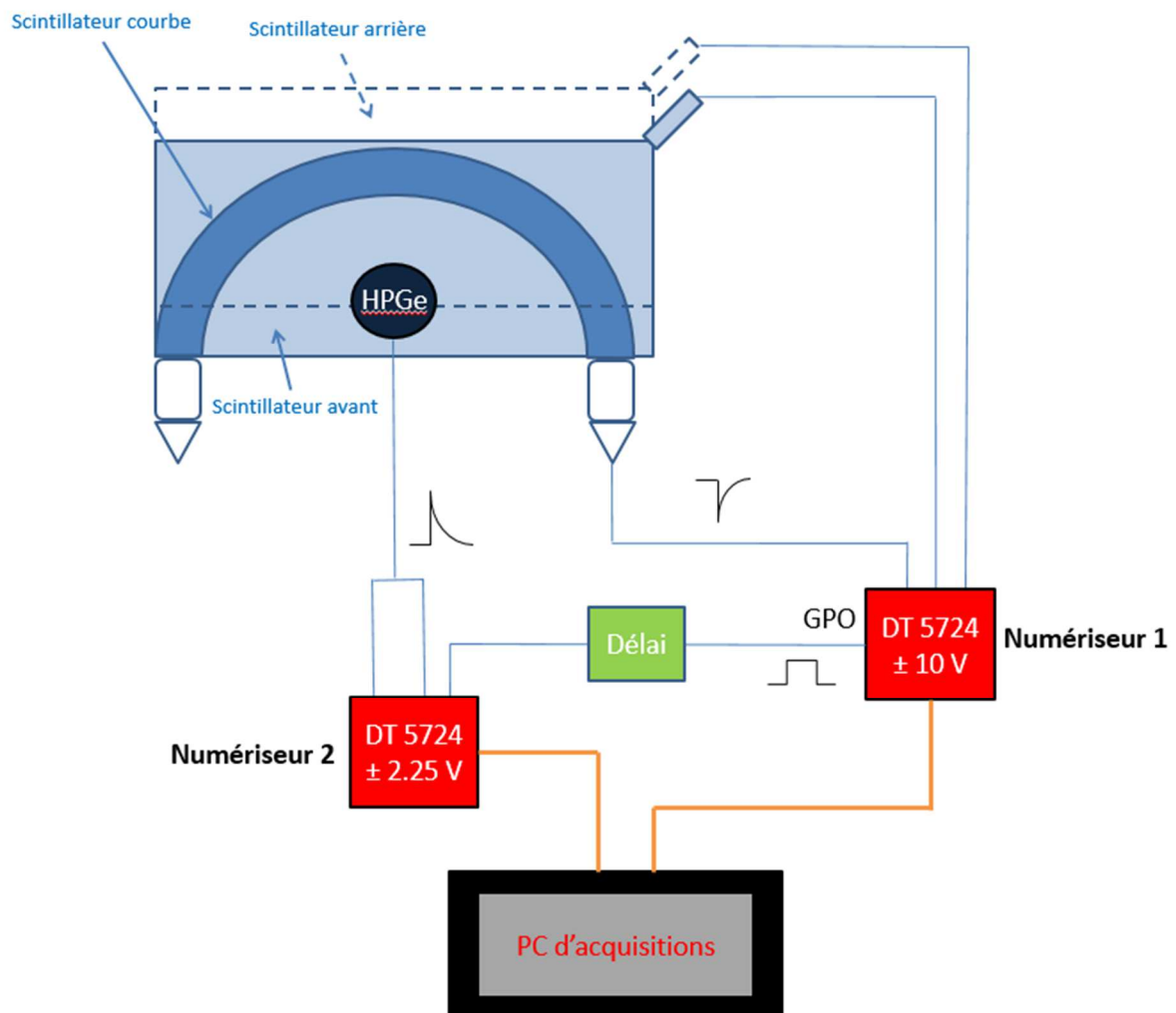


Figure 14: Chaîne d'acquisition numérique dans le cas de l'anti coïncidence.

Dans notre cas, afin de réaliser l'anti-coïncidence, nous avons utilisé deux modules numériques de chez Caen utilisant tous deux l'algorithme DPP-PHA [54], la seule différence étant la tension d'entrée, ± 10 V (nommons-le numériseur 1) pour l'un et ± 2.25 V (nommons-le numériseur 2) pour l'autre. Le numériseur 1 est utilisé pour numériser les signaux provenant des trois scintillateurs et le numériseur 2 ceux de l'HPGe. Pour l'HPGe, afin de conserver un spectre avec et un autre sans anti-coïncidence, nous avons séparé le signal de sortie du préamplificateur en deux, chacun d'eux rentrant dans un des canaux d'acquisition du numériseur 2. Le numériseur 1 est réglé pour qu'à chaque fois qu'une impulsion provenant des scintillateurs dépasse un seuil fixé par l'utilisateur, un signal TTL soit émis au niveau de la sortie GPO (General programmable Purpose Output) [54] du module. Ce signal est ensuite entré dans le numériseur 2 et mis en anti-coïncidence avec un des deux canaux correspondant à l'HPGe. Notons que dans notre chaîne d'acquisition, le signal provenant du GPO passe par un module de délai avant d'être introduit dans le numériseur 2. Ce petit module « analogique » supplémentaire est requis car les numériseurs ne sont pas synchronisés entre eux. La Figure 14 schématise cette chaîne d'acquisition.

IV.1.2. Caractérisation du système de détection bas-bruit

Après avoir décrit le système de détection bas-bruit, il est maintenant intéressant d'étudier ses performances. Attardons-nous d'abord sur le blindage passif. La Figure 15 montre un spectre pris avec le détecteur à l'extérieur (Figure 15a) et dans le château de plomb (Figure 15b) pour des temps d'acquisitions respectifs de 63 et 48 heures. Pour l'acquisition à l'intérieur du château, ce dernier a été complètement fermé grâce au bouchon mentionné plus haut. Sur la Figure 15, on observe clairement une diminution, voire la suppression des pics ainsi que du fond Compton présents lors de l'acquisition à l'extérieur du blindage.

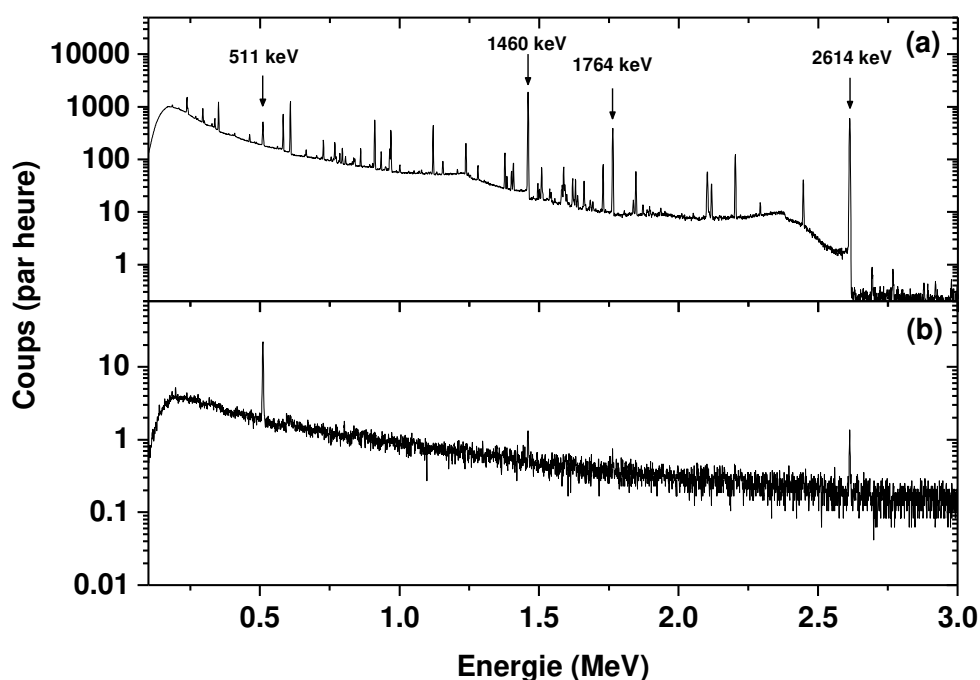


Figure 15: Spectre du détecteur HPGe à l'extérieur (a) et à l'intérieur (b) du château de plomb pendant 63 et 48 heures respectivement. Le nombre de coups a été normalisé par rapport au temps.

Afin de donner une valeur à cette atténuation, nous avons comparé l'intensité de certaines raies pour les deux acquisitions (Tableau 1). Nous observons que pour les pics considérés, l'atténuation est de l'ordre de trois ordres de grandeur. Notons que certains pics restent présents, comme c'est le cas du ^{40}K (situé à 1460.8 keV) ou le pic de recombinaison à 511 keV. Ce dernier est majoritaire par rapport aux autres pics car il provient de la recombinaison de paires électron-positron principalement produites dans le plomb suite aux particules cosmiques. De plus, comme mentionné précédemment, le plomb utilisé possède sa propre activité et est donc susceptible de générer des rayonnements gamma qui vont interagir avec le détecteur. Il n'est donc pas étonnant de retrouver le pic du ^{208}Tl , qui provient de la famille du ^{232}Th et qui se situe à 2614 keV et ce, malgré l'épaisseur de cuivre situé entre le plomb et le détecteur. En effet, pour réduire d'un facteur 100 un gamma de 2614.6 keV (gamma provenant de la désintégration du ^{208}Tl , famille du ^{232}Th), il faudrait une épaisseur de 13 cm de Cuivre...⁵

⁵ Calculs réalisés grâce au logiciel Xnudat, téléchargeable sur le site de l'agence internationale de l'énergie atomique (<https://www-nds.iaea.org/publications/iaea-nds/iaea-nds-0195.htm>)

Tableau 1: Comparaison du taux de comptage (par heure) pour certains pics gamma à l'extérieur, dans le château de plomb, et dans le château de plomb avec le blindage actif en insérant un flux d'azote. Les temps d'acquisition sont de 63 heures pour l'extérieur et 48 heures pour les acquisitions avec blindage passif et avec blindage passif et actif. Les rapports sont obtenus en divisant les taux correspondant aux configurations blindage passif et passif plus actif par le taux de comptage à l'extérieur.

Energie (keV)	511	609.3	1460.8	1764.5	2614.6
Famille	Pic de recombinaison	^{214}Bi (^{238}U)	^{40}K	^{214}Bi (^{238}U)	^{208}Tl (^{232}Th)
Externe	1437.5 ± 4.8	3781.0 ± 7.7	1464.8 ± 4.8	1495.2 ± 4.9	2572.8 ± 6.4
Blindage passif	91.7 ± 14	2.0 ± 0.2	4.2 ± 0.2	1.9 ± 0.2	3.2 ± 0.2
Rapport	$(63.8 \pm 1.0) 10^{-3}$	$(5.3 \pm 0.5) 10^{-5}$	$(2.8 \pm 0.2) 10^{-4}$	$(1.2 \pm 0.1) 10^{-3}$	$(1.2 \pm 0.1) 10^{-3}$
Blindage actif	14.1 ± 0.5	1.6 ± 0.2	4.4 ± 0.3	1.5 ± 0.2	3.1 ± 0.2
Rapport	$(9.8 \pm 0.4) 10^{-3}$	$(4.4 \pm 0.5) 10^{-5}$	$(3.0 \pm 0.2) 10^{-4}$	$(1.0 \pm 0.1) 10^{-3}$	$(1.2 \pm 0.1) 10^{-3}$

Nous pouvons également nous intéresser à l'effet du flux d'azote à travers le château de plomb. La Figure 16 montre la superposition de deux spectres, avec et sans flux d'azote, normalisés par rapport au temps d'acquisition. De par l'importante atténuation des pics à travers le château de plomb, il n'est pas évident de dégager une tendance. Cependant, nous pouvons observer une atténuation (voir Tableau 2) des pics situés à 609.3 et 1764.5 keV qui proviennent tous les deux de la série du radon ou de ses produits de désintégration [1]. Cette atténuation est de l'ordre de 90 et 80 % (sur les spectres avec blindage passif et actif) pour les pics respectifs à 609.3 et 1764.5 keV. Notons que ces valeurs sont sujettes à de grandes erreurs vu la faible statistique de comptage. Ce résultat montre bien qu'un flux continu d'azote au sein du château permet de réduire le signal provenant de la désintégration du radon ainsi que de ses produits. Une statistique de comptage plus élevée confirmerait cette atténuation sur davantage de pics. En effet, la plupart d'entre-deux sont noyés dans le bruit de fond, et ne peuvent être bien distingués de ce dernier qu'avec des temps, et donc une statistique de comptage plus élevés.

Tableau 2: Rapports des taux de comptage pour différents gammas correspondant à la série du radon lors d'acquisitions avec et sans flux d'azote. Chacune des acquisitions a été réalisée avec et sans blindage actif dans le château de plomb.

Energie du gamma (keV)		609.3 (^{214}Bi)	1764.5 (^{214}Bi)
Blindage passif	Rapport	0.15 ± 0.03	0.24 ± 0.05
	avec\sans N_2		
Blindage passif et actif	Rapport	0.086 ± 0.018	0.24 ± 0.06
	avec\sans N_2		

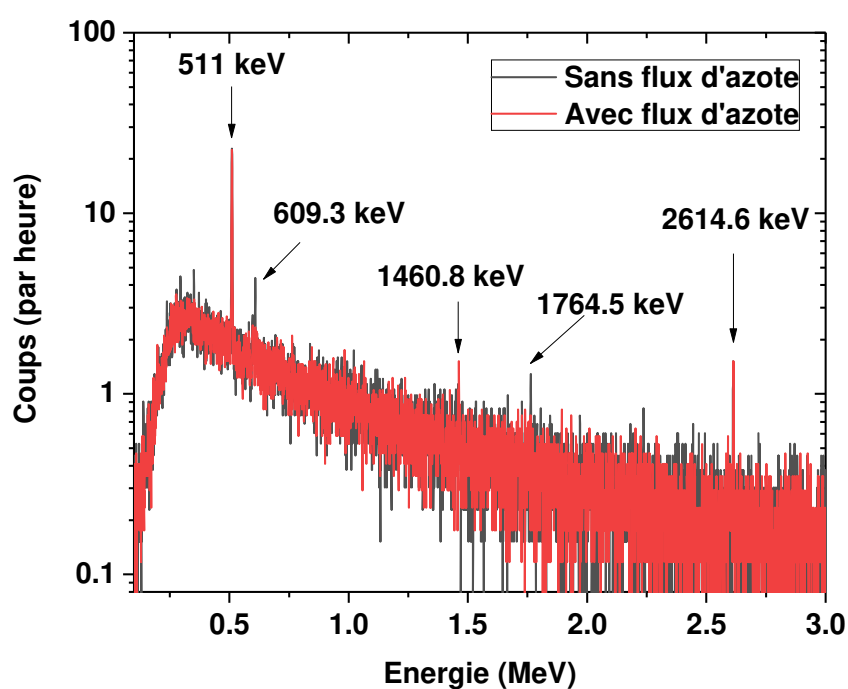


Figure 16: Spectres avec et sans flux d'azote à l'intérieur du château de plomb avec le blindage actif pour des temps d'acquisition respectifs de 17 et 13 heures. Les spectres ont été normalisés par rapport au temps.

Passons à présent au blindage actif. La Figure 17a montre une superposition des spectres à l'extérieur et à l'intérieur du château de plomb, avec et sans blindage actif, sur une région d'intérêt entre 0 et 12 MeV. Pour ces deux dernières acquisitions, nous nous sommes placés dans les conditions de mesures de réactions nucléaires, c'est-à-dire que le bouchon qui sert à fermer le château de plomb a été remplacé par le bout de ligne. Le détecteur est, par conséquent, moins blindé contre la radioactivité extérieure. Sur cette figure, on observe clairement l'influence du blindage actif sur la région d'énergie supérieure à 3 MeV, c'est-à-dire là où l'on retrouve principalement les muons, signifiant ainsi que notre blindage actif fonctionne.

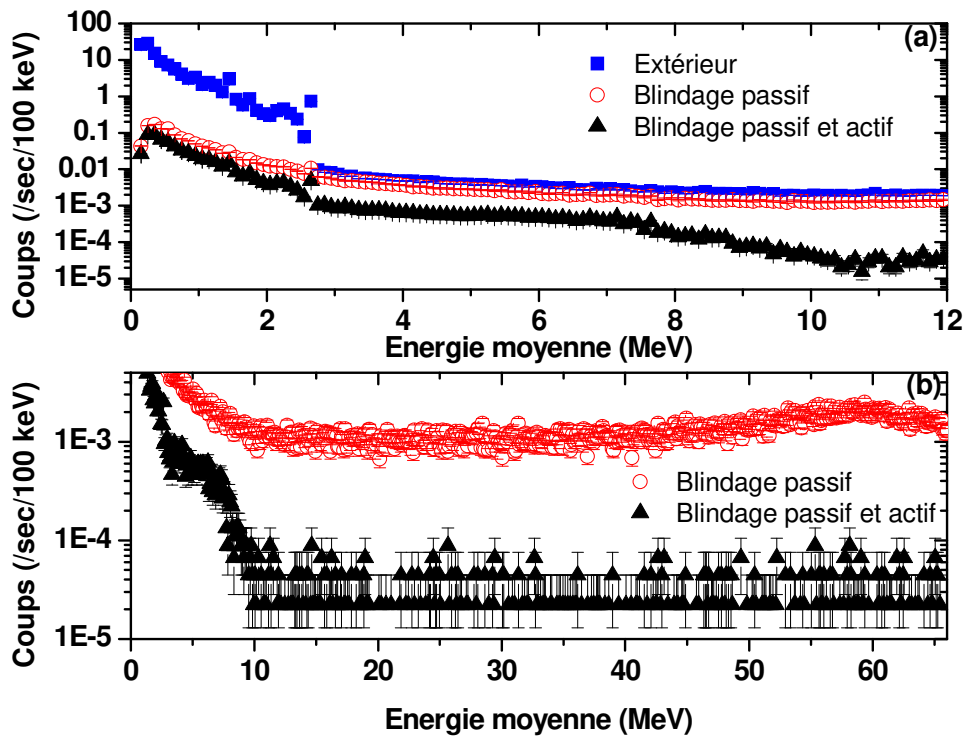


Figure 17: (a) Taux de comptage (par seconde et par ROI, Region Of Interest, de 100 keV) obtenu par le détecteur HPGe sans blindage (carrés bleus), avec blindage passif (cercles rouges) et avec blindage passif et actif (triangle noir) pour une région d'intérêt entre 0 et 12 MeV. (b) Taux de comptage (par seconde et par ROI de 100 keV) obtenu par le détecteur HPGe avec blindage passif (cercles rouges) et avec blindage passif et actif (triangles noir) pour une région d'intérêt entre 0 et 65 MeV. Les barres d'erreurs sont statistiques. Notons que pour ces deux acquisitions, le bouchon du château de plomb a été remplacé par le bout de ligne, de manière à reproduire les conditions de mesures de sections efficaces.

Cependant, nous remarquons également une diminution du signal en dessous de 3 MeV entre les spectre pris sans et celui avec le blindage actif. Nous pourrions penser que cela est dû à des anti-coïncidences accidentelles, ce que nous souhaitons éviter. Pourtant, si l'on revient à la Tableau 1, on observe que pour les pics à 1460.8 et 2614.6, le rapport entre les taux de comptages blindage passif/Ext et blindage actif et passif/Ext sont fort proches les uns des autres. Cela signifie que l'ajout du blindage actif n'apporte pas, ou très peu d'anti-coïncidences accidentelles. En effet, si tel était le cas, alors le taux de comptage avec le blindage actif devrait être beaucoup plus bas (on enlève des bons évènements). Ceci nous indique donc que les seuils choisis pour les scintillateurs sont corrects, c'est-à-dire que nous ne sélectionnons que les muons et pas la radioactivité naturelle. Dans le cas des gammas à 609.3 et 1765.8 keV, le taux de comptage est tellement faible que les valeurs des rapports sont entachées d'erreurs statistiques importantes.

Nous pouvons également noter, dans le cas du blindage actif et passif, un plateau situé entre 2.5 et 7 MeV. Dans cette région d'énergie, il semblerait que le nombre d'évènements détectés soit le même et ce quelle que soit l'énergie. L'origine de ce plateau n'est pas claire, mais plusieurs hypothèses peuvent être émises. Nous pourrions tout d'abord penser que cela provient du fait que la couverture angulaire du blindage actif n'est pas totale. De cette façon, un certain nombre de muons arrivant avec une incidence rasante (thêta élevé) pourraient passer en dessous des scintillateurs plans et interagir quand même avec le détecteur HPGe. Ces muons ne pourraient traverser qu'une petite portion du détecteur et donc ne laisser qu'une « faible » partie de leur énergie. Par exemple, un muon ne traversant seulement que 1 cm de l'HPGe perdrait dans ce dernier environ 7 MeV. Afin de vérifier cette hypothèse, il faudrait augmenter la couverture angulaire du blindage actif, ou autrement dit, ajouter des scintillateurs supplémentaires.

Une seconde hypothèse est de considérer que ce plateau vient de réactions produites par des neutrons secondaires, c'est-à-dire des neutrons produits par interaction entre les muons et le plomb (spallation), qui pourraient alors induire des réactions nucléaires avec l'environnement du détecteur et/ou avec le détecteur lui-même [30,61] et dont les produits seraient en partie détectés par le détecteur. Une manière de vérifier cette hypothèse serait de modifier l'épaisseur du blindage en plomb et d'observer d'éventuels changements dans le spectre d'acquisition.

La Figure 17b présente une acquisition dans le château de plomb, avec et sans blindage actif, sur une plus grande gamme d'énergie, entre 0 et 66 MeV. On observe clairement un pic aux alentours de 60 MeV qui, comme discuté précédemment, correspond à l'énergie moyenne perdue par un muon traversant le détecteur de haut en bas. Nous observons que ce pic disparaît avec le blindage actif, confirmant ainsi le bon fonctionnement de ce dernier. Un résumé de l'efficacité du blindage actif en fonction de la gamme d'énergie est présenté à la Tableau 3. Notons que pour les acquisitions sur la plage d'énergie 0-66 MeV, celle réalisée à l'extérieure n'apparaît pas pour une raison de lisibilité des spectres.

Tableau 3: Taux de comptage (par heure) à l'extérieure et à l'intérieur du château de plomb, avec ou sans blindage passif. Les acquisitions ont été prises dans les conditions de mesures de réactions nucléaires, c'est-à-dire avec le bout de ligne dans le château de plomb.

ROI (MeV)		0.3 – 3.0			3.0 – 66.0 MeV		
Taux de comptage		Sans A-C ⁶	Avec A-C	Gain(%)	Sans A-C	Avec A-C	Gain
Extérieur		2.28E+05	/	/	3.88E+03	1.32E+02	97%
Blindage passif		3.73E+03	1.72E+03	54%	3.25E+03	1.32E+02	96%
Gain (%)		98%	/	/	16%	/	/

Pour la région entre 0.3 et 3.0 MeV, notre blindage actif réduit d'un peu plus de 50 % le taux de comptage. Nous remarquons également que notre blindage passif diminue d'environ deux ordres de grandeur le taux de comptage. En ce qui concerne la région entre 3.0 et 66.0 MeV, l'efficacité de notre blindage actif est de 97%, ce qui est plutôt encourageant. Nous voyons également que le château de plomb n'est pas efficace pour atténuer le rayonnement cosmique. Il est compliqué d'estimer théoriquement les valeurs de réduction auxquelles nous devrions nous attendre car le détecteur HPGe étant loin d'être ponctuel, il est difficile d'estimer le nombre total de muons le traversant, ainsi que leur manière de passer à travers le cristal. De plus, le bâtiment dans lequel se trouve le système n'est pas symétrique (plus haut que large). Une solution pour estimer cette efficacité théorique consisterait à utiliser des simulations de type Monte-Carlo [62–64].

⁶ A-C pour Anti-Coïncidence, autrement dit, avec le blindage actif.

Il est maintenant temps de comparer notre système de détection bas-bruit à l'ancien, mais également à d'autres systèmes existants. La Figure 18 compare l'efficacité de l'ancien système (blindage passif et actif) avec l'actuel. Sans grande surprise, nous voyons que le taux de détection du bruit de fond est plus faible avec le nouveau dispositif. Cela est tout à fait compréhensible vu l'augmentation de la couverture du blindage actif. Nous observons cependant que la réduction du taux de comptage dépend de l'énergie et est minimum au niveau de 7 MeV. Ceci est très certainement relié au plateau déjà observé à la Figure 17a et pour lequel certaines hypothèses ont été émises mais non vérifiées. La Tableau 4 regroupe des valeurs de taux de détection de bruit de fond pour différents systèmes et pour différentes gammes d'énergies. Pour chacun des systèmes, le taux de comptage est normalisé par la masse du cristal de germanium.

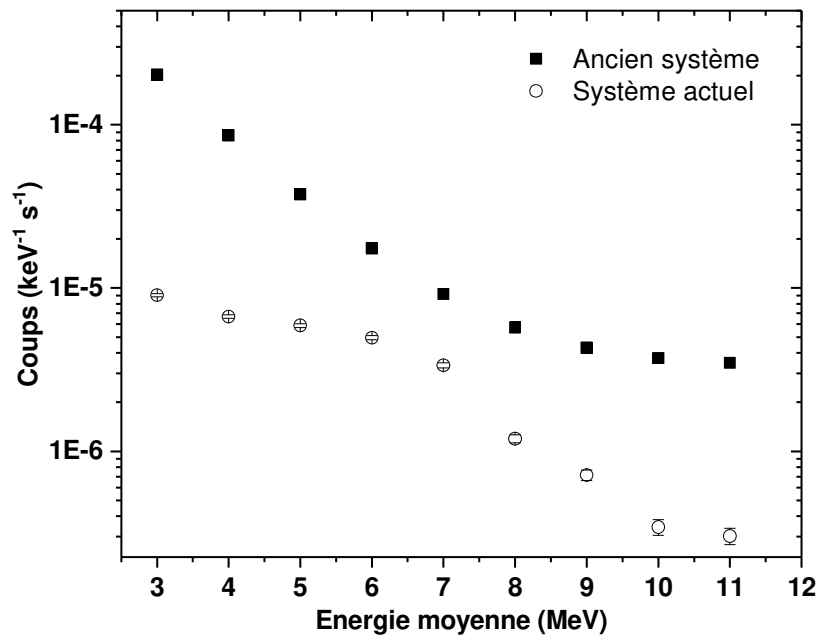


Figure 18: Comparaison du taux de comptage de bruit de fond avec l'ancien (carrés noirs) et le nouveau (cercles creux) système bas-bruit avec les blindages passifs et actifs.

Attardons-nous d'abord sur les gammes d'énergie inférieures à 3 MeV. Nous remarquons que, par rapport à des systèmes se trouvant à la surface, notre système présente des taux de détections similaires. Ceci n'est pas très surprenant car ces systèmes sont équivalents au nôtre, c'est-à-dire qu'ils possèdent les mêmes types de blindages passifs. Dans les trois cas, le blindage actif recouvre entièrement le blindage passif. Pour des profondeurs

d'enfouissement allant jusqu'à 10 m.w.e.⁷, nous voyons que les taux de comptage obtenus dans les autres laboratoires sont du même ordre de grandeur que le nôtre, pourtant moins évolué. Par exemple, pour celui de Gastrich et al. [30], le laboratoire est entouré par un blindage en métal qui permet d'augmenter l'absorption des rayonnements cosmiques. Dans le cas de Sivers et al. [65], en plus d'avoir un blindage actif de 4π , le blindage passif se trouve dans un caisson hermétique servant de blindage contre le radon. Notons que comme notre système se trouve au sous-sol d'un bâtiment de 5 étages, nous supposons que c'est comme s'il se trouvait à une profondeur de 6 m.w.e.. Cette valeur est bien sûr surestimée car le bâtiment n'est pas symétrique. Le système le plus similaire au nôtre est *PRISNA*. En effet, ce dernier se trouve sous une épaisseur de 6 m.w.e. et dispose de 5 scintillateurs qui recouvrent entièrement le blindage passif (excepté le dessous). Ce blindage passif est, quant à lui, constitué de 10 cm de plomb basse activité suivi d'une couche de 8 cm de polyéthylène boraté et enfin de 4 cm de plomb archéologique (ne contenant donc pas ou très peu de ^{210}Pb). De plus, afin d'éviter toute contamination en radon, leur pièce d'analyse est étanchéifiée par une barrière physique couplée à un système de renouvellement de l'air. Nous voyons que les taux de comptage des deux systèmes sont équivalents. Dans le cas du système présenté par Heusser et al. [33] nous remarquons que leur taux de comptage est inférieur au nôtre de plus d'un ordre de grandeur. Ce système, en plus de se trouver dans le sol, présente un double blindage actif (à l'extérieur et à l'intérieur du blindage passif) qui permet de récupérer les muons qui n'auraient pas été détectés par le premier blindage. Leur blindage passif est également plus élaboré que le nôtre, c'est-à-dire qu'ils alternent des couches de plomb avec celles de polymères afin de thermaliser et absorber les neutrons. De plus, les éléments utilisés dans le détecteur présentent une très faible activité radioactive. Dans le cas du système de Semkov et al.[48], nous retombons de nouveau sur un même taux de détection. Cela vient probablement du fait que ce système n'utilise qu'un seul scintillateur (situé juste au-dessus du blindage passif) comme blindage actif. Enfin, par rapport aux dispositifs bas-bruit enterrés profondément (à partir de 500 m.w.e.), les performances atteintes par notre système sont bien moindres. Ceci s'explique notamment par le fait que les rayonnements cosmiques doivent pénétrer plus de matière avant d'arriver au détecteur et sont donc plus fortement atténués. D'ailleurs, ces systèmes ne possèdent pas de blindage actif, la quantité de matière au-dessus d'eux atténuant de plusieurs ordres de grandeur le flux de rayonnement cosmique.

⁷ Water meter equivalent. Il s'agit d'exprimer l'épaisseur de matière par rapport à un équivalent en eau.

Tableau 4: Taux de comptage (cps/min/kg) pour différents systèmes de détection bas-bruit [30,48]. Pour chaque système, nous comparons leur taux de comptage à celui obtenu avec notre système et ce, sur la même plage d'énergie. Notre système étant situé au sous-sol d'un bâtiment de 5 étages, nous considérons qu'il se trouve sous terre, à une profondeur de 6 m.w.e.¹.

Profondeur ¹	Blindage actif	Région d'intérêt (keV)	Ce travail ²	Autres labos ²	Lieu	Auteurs
Niveau du sol	1 sc. plastique	100-2000	4.75E+00	4.63E+00	Washington (USA)	Miley et al. [66]
Niveau du sol	6 sc. plastiques	30-2700	6.52E+00	9.81E+00	Bruyères-le-chatel (France)	Laurec et al. [67]
Niveau du sol	4 sc. Plastiques dans le château de plomb	40-3000	6.23E+00	1.58E+01	Hiroshima (Japon)	Shizuma et al. [68]
1 m.w.e.	6 sc. plastiques	40-2700	5.89E+00	5.69 ± 0.14	Seibersdorf (Autriche)	Schwaiger et al. [69]
6 m.w.e	5 sc plastiques	27-2700	6.18E+00	8.87 ± 0.52	Bordeaux (France)	Prisna [49,70]
10 m.w.e.	6 sc. plastiques	100-2700	6.65E+00	1.201 ± 0.14	Garching (Allemagne)	Sivers et al. [65]
10 m.w.e.	4 sc. plastiques	40-2700	5.05E+00	2.5284 ± 0.0035	Dortmund (Allemagne)	Gastrich et al. [30]
15 m.w.e.	7 sc. Ext et 6 sc int.	40-2700	6.18E+00	0.242 ± 0.002	Heidelberg (Allemagne)	Heusser et al. [33]
≤ 33 m.w.e.	1 sc. plastique sur le dessus	50-2700	6.18E+00	7.66E+00	New-York (USA)	Semkow et al. [48]
500 m.w.e.	/	40-2700	6.18E+00	0.168	Mole (Belgique)	Koehler et al. [47]
3800 m.w.e.	/	40-2700	6.18E+00	0.0458± 0.0007	Assergi (Italie)	Heusser et al. [33]
4800 m.w.e.	/	40-2700	6.18E+00	0.1292± 0.0001	Modane (France)	Reyss et al. [71]
Niveau du sol	1 sc. plastique	3000-5000	3.08E-01	4.07E-01	Kiev (Ukraine)	Kasperovych et al. [56]
Niveau du sol	5 sc. plastiques	3000-9000	6.24E-01	1.00E+00	Durham (USA)	Longland et al. [7]
6 m.w.e.	1 sc. plastiques	3000-9000	6.24E-01	1.60E+00	Namur (Belgique)	Genard et al. [3]
¹ L'épaisseur est exprimée en équivalent d'hauteur d'eau						
² Taux de comptage détecté par minute et normalisé par la masse (en kg) du détecteur						
³ Il s'agit ici d'un détecteur de type CdWO ₄ et non pas d'un HPGe						

Venons-en maintenant aux régions d'énergie supérieure à 3 MeV. Malheureusement pour la comparaison, il n'existe à notre connaissance que très peu de données dans cette gamme d'énergie. Par rapport aux données disponibles, nous voyons cependant que notre système est plutôt performant. Dans tous les cas, nous présentons un taux de comptage inférieur aux autres systèmes de détection bas-bruit. Notons que dans le cas de Kasperovych et al.[56], ces derniers n'ont pas utilisé un détecteur HPGe mais un scintillateur de type CdWO_4 . En ce qui concerne Longland et al.[7], leur système est similaire au nôtre, mis à part que le blindage actif se trouve à l'intérieur du blindage passif et que ce dernier est principalement composé d'aluminium. De plus, ces derniers ont placé un détecteur NaI(Tl) autour de leur détecteur HPGe afin de réaliser des coïncidences $\gamma\gamma$. Si l'on prend en compte cette amélioration, leur taux de comptage atteint la valeur de 2.9E-1 cps/min/kg . Finalement, par rapport à notre ancien système, nous voyons que nous avons gagné presque un facteur 4 au niveau du taux de comptage.

Nous pouvons donc conclure que, malgré la simplicité et le faible coût de notre système bas-bruit, les performances atteintes par ce dernier rivalisent avec celles obtenues par des systèmes plus complexes et certainement plus coûteux. De plus, la plupart d'entre eux sont destinés à la mesure d'échantillons radioactifs, et ne sont pas conçus pour étudier des réactions nucléaires avec les contraintes qui y sont associées (place pour le bout de ligne, déplacement aisé du système, etc.). Nous avons donc développé un système de détection bas-bruit aux performances intéressantes (suivant l'utilisation et le niveau de bruit de fond que l'on veut atteindre), mais qui est également polyvalent.

En effet, en plus de son utilisation didactique, ce système peut servir pour l'analyse radioactive de divers échantillons, comme c'est le cas par exemple de ceux issus du démantèlement de casemates de cyclotrons ou encore même du futur démantèlement des centrales nucléaires. En effet, afin d'éviter tout risque de contamination radioactive lors de la destruction de telles infrastructures, il faut s'assurer de l'activité radioactive des différents éléments présents. Il s'avère que ce type de mesures ont déjà été réalisées et validées à l'aide de ce système.

Il est également envisageable d'utiliser ce système pour d'autres applications, comme par exemple le profilage de différents éléments par réactions nucléaires résonantes (voir *Annexe III*). En effet, par rapport à un système classique de profilage (sans blindages passif et actif), notre système offre quant à lui un meilleur rapport signal sur bruit, améliorant ainsi la limite de détection des différents éléments. Dans la Tableau 18 de l'*Annexe III* sont repris les éléments profilés avec les réactions nucléaires ainsi que les énergies de résonances.

IV.1.3. Comparaison système analogique et digital

Nous avons vu que, par rapport au système analogique, le système numérique présente beaucoup d'avantages d'ordre pratique. Cependant, dans notre cas, nous devons nous assurer que l'anti-coïncidence réalisée à l'aide des modules numériques fonctionne aussi bien que celle faite à partir des modules analogiques. Autrement dit, il faut que le taux de comptage du bruit de fond avec les blindages passif et actif soit au moins équivalent à celui obtenu avec la chaîne analogique.

Les premières acquisitions avec le système de détection bas-bruit ont été réalisées avec la chaîne d'acquisition analogique au cours desquelles nous avons testé les deux positions du jumper situé au niveau du préamplificateur du détecteur HPGe. Comme expliqué en début de ce chapitre, la position de ce jumper a une influence sur la résolution de la chaîne d'acquisition :

- Jumper haut (gain électronique élevé) : La résolution de la chaîne d'acquisition est de 2.11 keV à 1332 keV. Nous dénommerons cette configuration comme haute résolution.
- Jumper bas (gain électronique faible) : La résolution de la chaîne d'acquisition est de 3.96 keV à 1332 keV. Nous dénommerons cette configuration comme basse résolution.

Il va de soi que nous cherchons à travailler avec la meilleure résolution possible, mais en comparant les taux de comptage de bruit de fond avec le système de détection bas-bruit, nous nous sommes rendu compte que ce dernier est plus faible en basse résolution qu'en haute! Cela peut s'expliquer par le fait qu'en haute résolution, les impulsions sortant du préamplificateur ont une amplitude beaucoup plus élevée qu'en basse résolution, et ce pour une même quantité d'énergie déposée dans le détecteur. Or comme les muons déposent une quantité importante d'énergie dans le détecteur, nous observons beaucoup plus de signaux saturés (voir Figure 19) en sortie du préamplificateur pour la configuration haute résolution. Ces impulsions saturées, lorsqu'elles passeront à travers l'amplificateur, seront également saturées en sortie de ce dernier ce qui va ensuite poser problème à l'entrée de l'ADC.

Effectivement, comme les impulsions saturantes sont en général plus larges que la fenêtre de « gate », cette dernière une fois terminée, l'ADC numérise la « queue » du signal saturé, donnant lieu ainsi à des événements qui sont en fait des artéfacts.

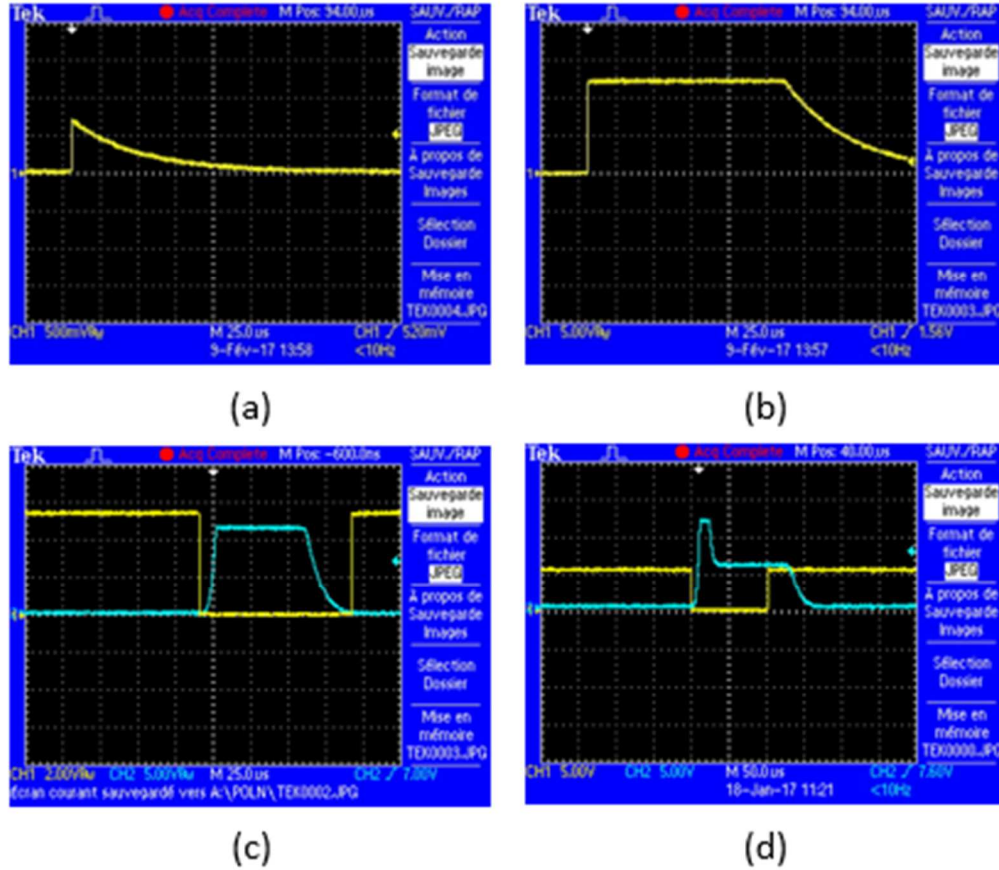


Figure 19: Signal non saturé(a) et saturé (b) en sortie du préamplificateur de l'HPGe. Pour les figures (c) et (d), il s'agit des signaux en sortie de l'amplificateur (en bleu) et de la porte gate (en jaune). En (c), tout le signal de l'HPGe est contenu dans la porte gate, il ne sera donc pas numérisé. En revanche, dans le cas de la figure (d), le signal de l'HPGe est plus large que la porte gate, et une partie sera donc numérisé, donnant lieu à un artéfact.

Pour remédier à ce problème, nous pourrions augmenter la largeur de « gate », mais cela pourrait alors donner lieu à des anti-coïncidences accidentelles. Pour cette raison, nous avons décidé de travailler en basse résolution avec le système analogique, quitte à perdre en résolution, mais en limitant ainsi le nombre d'artéfacts liés à la saturation du préamplificateur.

Nous sommes ensuite passés au système numérique et comme précédemment, nous avons réalisé l'anti-coïncidence pour les deux positions du jumper. Ces acquisitions ont été reportées sur la Figure 20 dans laquelle nous observons que le taux de comptage mesuré avec l'anti-coïncidence est identique, mis à part aux très basses énergies. Cette différence provient des seuils différents propres aux configurations du détecteur HPGe. De plus, si nous comparons ce taux de comptage à celui obtenu avec le système analogique en basse résolution, nous obtenons également un taux similaire (voir Figure 20). Cela signifie d'une part que l'on obtient le même niveau de performance, en terme d'anti-coïncidence, avec les deux systèmes, mais surtout qu'il est désormais possible d'utiliser l'HPGe en haute résolution dans notre système bas-bruit ! Et le fait de séparer en deux le signal de sortie du préamplificateur dans le cas de la chaîne numérique n'altère que très peu la résolution de la chaîne d'acquisition car, dans ce cas, la résolution passe de 2.11 à 2.37 keV à 1332 keV, ce qui reste toujours mieux que les 3.96 keV de la configuration basse résolution.

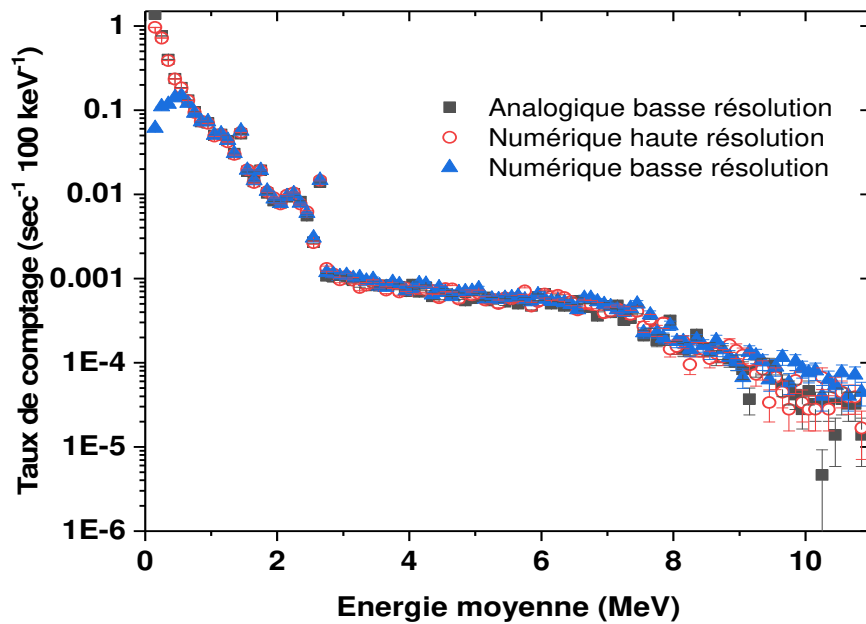


Figure 20: Taux de comptage pour le système bas-bruit avec le système analogique en basse résolution (carrés noirs), le système numérique en haute (cercles rouges) et basse (triangles bleus) résolution.

Il reste cependant un problème avec les modules numériques qui, jusqu'à présent, reste non résolu et qui porte sur le taux de comptage obtenu pour les acquisitions dans le château de plomb. Lorsqu'on compare le taux de comptage en haute et en basse résolution pour les spectres sans anti-coïncidence acquis avec le système numérique, nous obtenons des taux différents. De plus, cette différence n'est présente que pour certaines configurations, comme le montre la Figure 21. Sur cette figure, nous observons un taux de comptage plus élevé en basse qu'en haute résolution, et ce, lorsque la fenêtre d'acquisition est comprise entre 0 et 12 MeV. Si maintenant la fenêtre d'acquisition passe de 12 à 70 MeV (non illustré ici), alors les taux de comptage redeviennent similaires... Même si les spectres sans anti-coïncidences nous intéressent moins dans le cadre des mesures bas-bruit, il est quand même important de savoir lequel des deux modes nous donne le taux de comptage correct ! Pour cela, nous avons comparé ces acquisitions avec celles obtenues par le système analogique car nous bénéficions de plusieurs dizaines d'années d'expériences sur ce type de système, et contrairement au système numérique, il est possible de vérifier exactement ce qui se passe au niveau de la chaîne d'acquisition. Ceci n'est pas le cas avec le programme « MC2 analyser » utilisé avec les systèmes numériques pour l'acquisition de données.

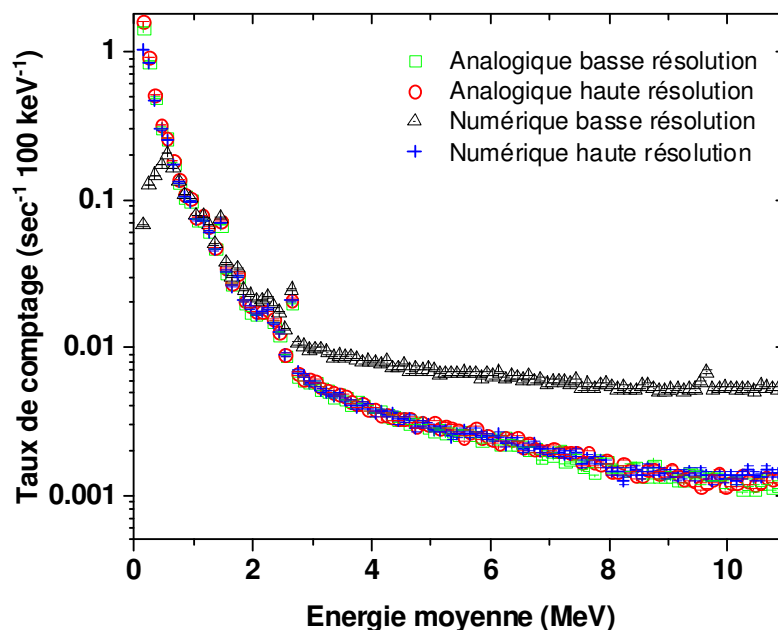


Figure 21: Taux de comptage pour le système analogique en basse (carrés vert) et en haute (cercles rouges) résolution ainsi que pour le système numérique en basse (triangles creux) et en haute (croix bleues) résolution, le tout sans anti-coïncidence.

Nous remarquons alors (Figure 21) que les taux de comptage entre le système numérique haute résolution et analogique (basse et haute résolution) restent les mêmes et que seul celui correspondant au système numérique basse résolution se modifie. Nous avons donc choisi de croire le taux de comptage donné par le système haute résolution car ce dernier fournit un résultat similaire au système analogique.

Nous pouvons conclure que le système numérique présente un net avantage par rapport à l'analogique, aussi bien au niveau de l'ergonomie que de la qualité des mesures effectuées. Cependant, le traitement des données par le système numérique reste actuellement obscur, et il faut rester vigilant quant aux résultats fournis par ce dernier. Il est donc fortement recommandé de le valider à l'aide d'un système « sûr », comme c'est le cas de notre système analogique.

IV.2. Développement pour des mesures d'intérêt astrophysique

Nous allons maintenant nous intéresser à l'application de notre système de détection bas-bruit pour la mesure de réactions nucléaires d'intérêt astrophysique. Comme il le sera expliqué un peu plus tard, ce type de réactions présente des sections efficaces très faibles aux basses énergies, c'est la raison pour laquelle un système bas-bruit est généralement nécessaire pour les étudier.

Supposons la réaction nucléaire suivante :

$$a + b \Rightarrow C^* \Rightarrow C + \gamma , \quad (2)$$

où l'on envoie des particules a sur un noyau b pour former un noyau composé C^* dans un état excité (voir *Annexe III*). Ce noyau composé va alors se désexciter vers son état fondamental en émettant un ou plusieurs gammas selon des probabilités différentes définies par le facteur de branchement f_b . Lors de la mesure de cette réaction, le nombre N_γ de rayonnements gammas d'énergie E détectés est donné par la formule suivante :

$$N_\gamma = N_i [C_x] f_b \Omega \varepsilon_i(E) \frac{d\sigma(E)}{d\Omega} , \quad (3)$$

avec N_i le nombre de particules a venant frapper la cible, $[C_x]$ la concentration atomique de b dans la cible, f_b le facteur de branchement propre au gamma détecté, Ω l'angle solide formé par le détecteur, $\varepsilon(E)$ l'efficacité intrinsèque du détecteur à l'énergie du gamma détecté et finalement $\frac{d\sigma(E)}{d\Omega}$ la section efficace différentielle propre à la réaction étudiée.

Nous voyons que le nombre d'évènements détectés ne dépend pas seulement de la réaction elle-même, mais aussi de paramètres propres à l'expérience que nous pouvons regrouper en trois parties : l'intensité du faisceau, la géométrie de détection et la cible utilisée. Une fois la réaction choisie, les valeurs de section efficace et de facteurs de branchement sont automatiquement fixées. En revanche, en fonction du cas étudié, nous pouvons jouer sur chacune des trois parties afin de maximiser le nombre d'évènements détectés. Enfin, il est bon de réduire au maximum les incertitudes propres à chacun des paramètres afin de minimiser l'erreur totale sur la mesure.

Dans ce chapitre, nous allons présenter les différents développements réalisés dans le cadre de l'étude de la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ à basse énergie. Seule la mise au point des cibles ne sera pas abordée ici car elle constitue un chapitre à part entière.

IV.2.1. Développement du bout de ligne

Afin de réaliser des mesures au sein de notre système de détection bas-bruit, nous avons procédé à quelques modifications du bout de ligne. Ce dernier apparaît à la Figure 22. Sur cette figure (de gauche à droite), nous pouvons tout d'abord observer la présence d'un jeu de fentes rectangulaires avec deux axes indépendants dont le rôle est de définir la taille du faisceau, mais également de centrer correctement ce dernier. Ce jeu de fentes est séparé par une bride en céramique d'une croix 6 axes reliée à la masse, ce qui permet de capter une partie des électrons secondaires émis par les fentes suite au passage du faisceau. Sur cette croix, nous trouvons notamment le système de pompage, une jauge de pression, un doigt froid ainsi qu'un plongeur sur lequel est placé un détecteur *PIPS*⁸ (nous reviendrons sur ce dernier un peu plus loin).

Le doigt froid consiste en un tube en cuivre de 30 cm de long (par rapport à 10 cm pour l'ancien) dont l'intérieur a été strié afin d'augmenter la surface de pompage. Un barreau en cuivre extérieur et relié au doigt froid peut être trempé dans de l'azote liquide afin de refroidir le tout. De plus, ce doigt froid est isolé électriquement du reste afin de pouvoir y appliquer une tension négative (voir section d'après). Enfin, une de ses extrémités s'arrête à 4 cm du porte-échantillon, de manière à améliorer le vide aux alentours de ce dernier, et ainsi réduire le risque d'accumulation de carbone (« build-up ») lors de l'irradiation car l'amélioration du vide à proximité de la cible permet donc de réduire ce phénomène.

Concernant le porte-échantillon, ce dernier vient se fixer sur un tube lui-même isolé électriquement du reste par une céramique. Il est construit de manière à pouvoir être refroidi lors des mesures car si les intensités faisceaux sont importantes, il est possible que l'échantillon chauffe et se détériore. Pour cette raison, notre porte-échantillon comporte un circuit interne dans lequel nous faisons passer du syltherm [72] qui est un très bon candidat car, en plus d'être caloporteur, il est également isolant, ce qui évite des problèmes lors de la lecture courant. Afin d'assurer un refroidissement optimal, ce fluide passe à travers un serpentin, lui-même plongé dans de la glace, de manière à éviter au mieux l'échauffement de l'échantillon. Dans le but d'obtenir un bon contact thermique entre l'échantillon et le porte-échantillon, nous avons placé entre ces derniers une feuille de carbone d'environ 0.35 mm d'épaisseur. Finalement, du point de vue de la géométrie, la distance entre l'extrémité (à l'air) du porte-échantillon et le capot du détecteur est de 3 mm. En tenant compte des épaisseurs du porte échantillon, de la feuille de

⁸ Pour Passivated Implanted Planar Silicon

carbone et de l'échantillon lui-même, nous obtenons une distance de 20.15 ± 1.0 mm entre la surface de l'échantillon et le capot en aluminium du détecteur.

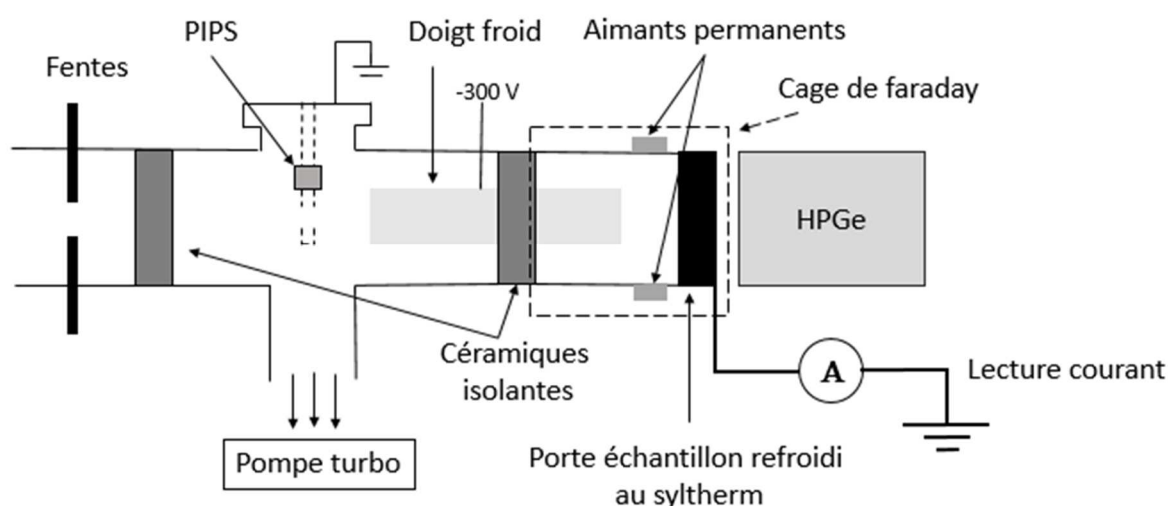


Figure 22: Schéma de principe indiquant les différents éléments du bout de ligne. La cage de Faraday est entourée par le cadre en pointillés.

IV.2.2. Les intensités faisceaux

Nous pouvons améliorer la statistique de détection en augmentant le nombre de particules incidentes (équation (3)), c'est-à-dire l'intensité du faisceau qui dépend directement du type d'accélérateur de particules utilisé. Dans notre cas, l'accélérateur de particules *ALTAÏS*⁹ (voir *Annexe II*) permet d'obtenir des intensités de faisceaux protons correctes, de l'ordre de quelques μA en bout de ligne, pour des tensions d'accélération entre 200 et 1800 kV. Cependant, cette intensité diminue fortement (un ordre de grandeur) pour des tensions d'accélération inférieures. Ceci devient problématique si l'on souhaite réaliser les mesures en cinématique directe, c'est-à-dire en envoyant les protons sur le ^{13}C . Par exemple, pour accélérer des protons à 300 keV, il faut une tension accélératrice d'environ 140 kV (voir *Annexe II*). C'est pour cette raison que, dans le cas des mesures en cinématique directe, les accélérateurs de type implantateurs sont privilégiés car ils génèrent des faisceaux de basse énergie avec des

⁹ Nous invitons le lecteur à lire l'annexe sur le fonctionnement d'ALTAÏS

intensités importantes (quelques centaines de μA) [41,73]. Pour remédier à ce problème, nous avons choisi de travailler en cinématique inverse. C'est-à-dire que nous envoyons du ^{13}C sur de l'hydrogène. Cela a plusieurs avantages.

D'une part, cela nous permet de retomber dans une gamme de tensions pour laquelle les courants obtenus sont élevés. En effet, si nous revenons à notre faisceau de protons de 300 keV, cela correspond à une énergie dans le centre de masse de 278 keV (voir *Annexe III*). Pour atteindre une telle énergie (toujours dans le système centre de masse) avec des ions ^{13}C , il faut accélérer ces derniers dans le système laboratoire à une énergie de 3892 keV, ce qui correspond à une tension terminale de l'ordre de 1272 kV en prenant l'état de charge $^{13}\text{C}^{2+}$. Nous pouvons donc réaliser des mesures à très basses énergies dans le système centre de masse tout en restant dans un régime normal d'utilisation de notre accélérateur.

D'autre part, le fait d'utiliser des ions lourds va également permettre de réduire significativement le bruit dû au faisceau car plus le numéro atomique des éléments accélérés est élevé, moins il y a de chance de produire des réactions nucléaires parasites. Ces réactions peuvent avoir lieu dans le système de collimation du faisceau (collimateurs, fentes, etc.), mais également dans la cible elle-même (substrat, impuretés présentes, etc.). Nous devrions donc obtenir des mesures plus propres, augmentant ainsi le rapport signal sur bruit.

Nous allons à présent voir ce qui a été développé afin de mesurer l'intensité du faisceau. Il existe différentes manières de déterminer le nombre de particules incidentes. Dans notre cas, nous avons opté pour une cage de Faraday. Ainsi, les ions chargés frappent la cible et la charge déposée par l'ion incident est collectée puis intégrée. Comme tous les ions incidents possèdent le même état de charge, il est alors possible de retrouver le nombre d'ions incidents, du moins, en théorie. Car en pratique, lorsqu'un ion vient frapper une surface, un ou plusieurs électrons secondaires peuvent être éjectés de la surface, ce qui a comme conséquence de fausser la charge intégrée et cet effet est d'autant plus important que nous travaillons avec des ions lourds [74–76]. Enfin, les ions incidents peuvent également produire des électrons secondaires avec le vide résiduel [4], ce qui peut aussi amener des erreurs sur la lecture de courant.

Une cage de Faraday a donc été développée dans le but d'obtenir une lecture courant la plus fiable possible. Cette cage de Faraday et le bout de ligne sont représentés à la Figure 22. Comme nous pouvons le voir sur cette figure, la lecture courant se fait sur tout un cylindre dont le fond constitue le porte-échantillon. Le fait d'allonger la cage de Faraday permet déjà de récupérer une partie des électrons secondaires émis [77]. Ensuite, le doigt froid est porté à

un potentiel de -300V [78] ce qui a pour effet de repousser les électrons secondaires vers les parois où s'effectue la lecture courant. Lorsque le faisceau passe à travers le doigt froid, le risque de production d'électrons secondaires est donc réduit. Finalement, deux aimants permanents en néodyme ont été placés de part et d'autre du cylindre afin de piéger les électrons secondaires, mais également des ions positifs qui seraient émis de la surface de la cible lorsque celle-ci est frappée par le faisceau incident.

Passons maintenant à la validation de la cage de Faraday. Pour cela, nous avons placé un détecteur *PIPS* présentant une faible zone déplétée car, comme il s'agit d'ions lourds, leur parcours dans la zone déplétée est faible. De plus, ce type de jonction présente un moindre coût, ce qui est préférable sachant que cette jonction va se détériorer plus rapidement à cause des ions lourds. Ce détecteur est placé sur un plongeur situé un peu avant le doigt froid (voir Figure 22) et forme un angle de $176.4 \pm 0.1^\circ$ par rapport à la cible avec un angle solide de $9.98 \pm 0.11 \cdot 10^{-2} \text{ msr}$. Connaissant ces paramètres, il est possible de déterminer le nombre de particules venues frapper l'échantillon grâce au programme SIMNRA [79] et de le comparer à celui obtenu par l'intégration de la charge électrique récoltée sur l'échantillon. La validation a été réalisée pour des ions $^4\text{He}^+$ de 2 MeV, des ions $^{13}\text{C}^+$ de 2.4 MeV et des ions $^{13}\text{C}^{++}$ de 2.4, 3.4 et 4.4 MeV car le nombre d'électrons secondaires émis dépend aussi bien de l'ion incident que de son énergie. La différence relative obtenue pour les deux méthodes d'intégration est de l'ordre de 3%, validant ainsi la cage de Faraday.

Cependant, une dernière modification pourrait être effectuée afin d'améliorer le système. Il faudrait entourer le cylindre dans lequel nous réalisons la lecture courant par un second conducteur (isolé du premier par un isolant) et qui serait relié à la masse. Cela nous permettrait de blinder la lecture courant contre le bruit électromagnétique [80]. Malheureusement, cette amélioration serait difficile à mettre en place avec le bout de ligne actuel.

IV.2.3. Géométrie et efficacité de détection

La géométrie de détection est également importante dans la statistique de comptage. En effet, plus le détecteur sera proche de la cible, plus son angle solide sera élevé et meilleure sera la probabilité de détection d'un gamma. Cependant, pour certaines applications, il peut s'avérer nécessaire d'éloigner le détecteur, afin de travailler à un angle de détection donné. C'est par exemple le cas si l'on souhaite déterminer expérimentalement la distribution angulaire d'un mode de désexcitation du noyau. Dans notre cas, comme mentionné plus haut, nous avons placé

notre détecteur au plus près de la cible, c'est-à-dire à une distance de 20.15 ± 1.0 mm. Comme il s'agit d'un grand détecteur, le calcul de l'angle solide n'est pas trivial car la distance entre le début et la fin du détecteur est de 88mm. Pour estimer cette valeur d'angle solide, nous avons donc découpé le détecteur sur la longueur en plusieurs tranches, calculé l'angle solide de chacune d'elles (en considérant la distance séparant le milieu de la tranche et la cible), et moyenné le tout pour obtenir une valeur approchée de l'angle solide Ω . La Tableau 5 reprend les différentes valeurs d' Ω en fonction du nombre de tranches.

Tableau 5: Angle solide calculé en fonction du nombre de division du détecteur HPGe. Le nombre de décimal affiché est choisi pour rendre compte de la convergence uniquement.

Nombre de tranche(s)	Angle solide calculé (sr)
1	1.064
2	1.273
5	1.349
10	1.36
20	1.363
40	1.364
80	1.364

Nous voyons donc qu'à partir de 20 tranches, la variation de l'angle solide est inférieure à un pour mille. Nous considérerons alors un angle solide de 1.36 sr avec une erreur relative due aux imprécisions sur la distance cible – détecteur estimée à 3%.

Vient maintenant l'évaluation de l'efficacité de détection du détecteur. Cette valeur est très importante si l'on souhaite déterminer des valeurs de sections efficaces absolues, ou encore la concentration d'un élément sans passer par un échantillon de référence. Nous avons déjà mentionné un peu plus haut l'efficacité relative de 132% de notre détecteur. Cependant, cette valeur ne nous est pas utile car elle ne tient pas compte de la géométrie et de l'environnement du détecteur. De plus, elle ne nous donne aucune information quant à sa variation avec l'énergie du rayonnement détecté.

L'efficacité absolue à une énergie E est définie comme :

$$\varepsilon_A(E) = \frac{N_d}{N_e}, \quad (4)$$

où N_d est le nombre de gammas détectés dans le « full energy peak » (*Annexe III*) et N_e le nombre de gammas d'énergie E émis au total par la source pour un temps donné. Ainsi, l'efficacité absolue d'un détecteur doit être recalculée pour chaque nouvelle géométrie et/ou environnement du détecteur. Lorsqu'on souhaite inclure l'angle solide $d\Omega$ du détecteur, nous parlons d'efficacité intrinsèque.

Cette dernière est alors définie comme :

$$\varepsilon_i(E) = \frac{N_d}{N_e} \frac{4\pi}{d\Omega} = \varepsilon_A(E) \frac{4\pi}{d\Omega}. \quad (5)$$

Cette efficacité intrinsèque correspond au rapport entre le nombre de particule détectée (dans le full energy peak) et le nombre de gamma atteignant le détecteur. Cette efficacité est généralement plus utilisée que l'efficacité absolue car elle ne dépend pas (explicitement) de l'angle solide et ni même de la géométrie de détection. Cependant, comme nous l'avons mentionné ci-dessus, le calcul de l'angle solide dans notre géométrie est compliqué. Pour cette raison, nous déterminerons l'efficacité absolue de notre détecteur.

Avant de déterminer l'efficacité absolue de notre détecteur dans nos conditions de mesures (distances de l'échantillon, taille du faisceau, etc.), nous l'avons d'abord fait dans le cas d'une source radioactive placée à la place de la cible. Il s'agit d'une source de ^{152}Eu calibrée possédant une activité de 2.7 kBq et présentant un spectre de gammas entre 122 et 1408 keV [81] dont les rapports de branchements sont connus [82]. Il est important de noter que cette source possède un diamètre de 3 mm et ne peut donc être considérée comme ponctuelle, mais bien comme étendue au vu de la distance séparant la source du détecteur.

Nous avons ensuite simulé une courbe d'efficacité absolue en fonction de l'énergie à l'aide du code Geant4 [83,84] et plus précisément à l'aide de la librairie Livermore [85]. Ainsi, le détecteur, la source et le château de plomb ont été modélisés. Dans le cas du porte échantillon, comme ce dernier est parcouru par du syltherm, nous avons utilisé une densité moyenne basée sur le rapport des volumes de syltherm et d'inox. Pour chaque énergie, 10^6 gammas ont été générés au niveau de la source. Comme Geant4 « regarde » comment chaque gamma interagit avec le milieu, il suffit donc, pour obtenir l'efficacité intrinsèque, de compter le nombre de gammas qui ont déposé toute leur énergie dans le cristal de germanium, et de

diviser ce nombre par le nombre total de gamma émis. La comparaison des simulations et des résultats expérimentaux est donnée à la Figure 23a. Sur cette dernière, nous voyons que l'accord entre simulation et les mesures expérimentales est excellent. La déviation aux basses énergies provient très probablement d'une mauvaise description du porte-échantillon et de la densité moyenne entre inox et syltherm. En effet, une erreur de description du milieu aura une plus grande influence sur les gammas de basses énergies car leur absorption est plus intense que les gammas de hautes énergies. Cette première partie nous a donc permis de valider nos simulations.

Nous sommes ensuite passés à la courbe d'efficacité absolue dans le cas des réactions nucléaires. La source de ^{152}Eu a été remplacée par la cible et son diamètre par la taille du faisceau incident, en l'occurrence un carré de $5 \times 5 \text{ mm}^2$ défini par les fentes. La courbe d'efficacité obtenue est donnée à la Figure 23b. Les barres d'erreurs prennent uniquement en compte les éventuelles erreurs sur les distances mesurées (épaisseur porte-échantillon, distance end-cap porte-échantillon, etc.) et sont de l'ordre de 3%.

Nous avons vu à la Figure 23a que les simulations collent très bien aux valeurs expérimentales pour des énergies allant jusqu'à 1.4 MeV. La correspondance à plus haute énergie pourrait être vérifiée par des réactions nucléaires produisant des gammas d'énergies supérieures à 3 MeV [86] (au-delà de la radioactivité naturelle). Toutefois, Geant4 se basant sur les mécanismes physiques, nous pouvons faire confiance à l'allure de la courbe à plus haute énergie. Afin d'ajuster les efficacités fournies par Geant4, nous avons utilisé un polynôme de degré 8 de type :

$$\log_{10}(\epsilon_A) = \sum_{i=0}^8 B_i (\log_{10}(E))^i , \quad (6)$$

avec E l'énergie en MeV, ainsi suggéré par Molnar et al [81]. Comme nous pouvons le voir sur la Figure 23b, l'ajustement est parfait, nous pourrions donc l'utiliser pour interpoler l'efficacité aux énergies voulues.

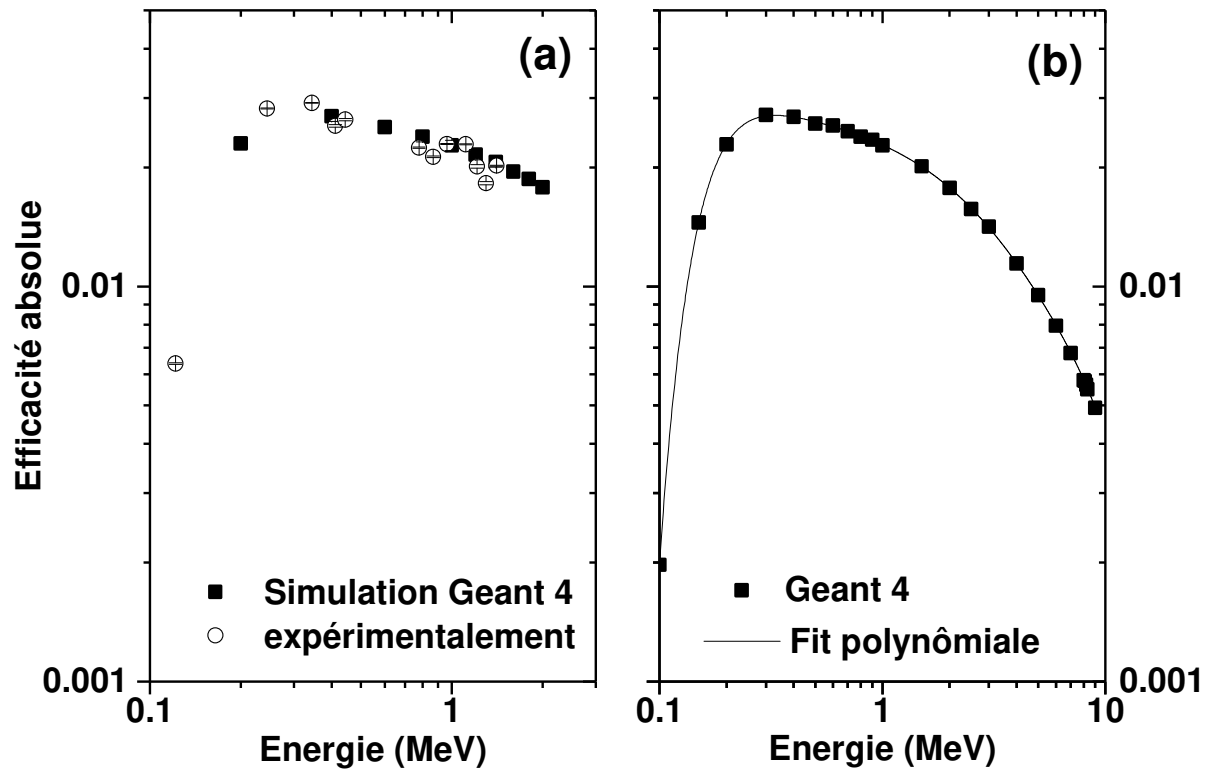


Figure 23: (a) Comparaison de l'efficacité absolue obtenue expérimentalement (cercles creux) et par Geant4 (carrés noirs) pour une source de ^{152}Eu . (b) Efficacité absolue par Geant4 pour les conditions de mesures de réactions nucléaires. Ces données sont ajustées à l'aide d'un polynôme de degré 8.

V. Troisième partie : développement de cible en hydrogène

Comme nous l'avons mentionné dans la partie précédente, nous avons opté pour le travail en cinématique inverse. Cette méthode nécessite des cibles contenant de l'hydrogène qui doivent présenter plusieurs caractéristiques essentielles :

- Pureté isotopique : Idéalement, les cibles ne doivent contenir que de l'hydrogène et pas de deutérium. En effet, ce dernier possédant la même barrière coulombienne qu'un noyau d'hydrogène, il peut être à l'origine de réactions nucléaires parasites; de plus, l'énergie de liaison du ^2H est faible (2.204 MeV), il peut donc se casser facilement et induire du bruit non souhaité (neutrons).
- Stabilité sous irradiation : il est intéressant de mettre de l'hydrogène dans une matrice, mais il faut encore que ce dernier ne migre pas lorsque l'échantillon est irradié.
- Haute concentration atomique : dans l'équation (3), nous voyons que plus la concentration en hydrogène sera importante, plus le taux de détection sera élevé. Il est donc important de travailler avec des cibles possédant un pourcentage atomique élevé en hydrogène.
- Cible mince : si l'on désire étudier une réaction nucléaire à une énergie définie, comme par exemple pour mesurer la section efficace, il faut veiller à ce que l'énergie perdue par l'ion incident à travers la cible soit faible par rapport à son énergie incidente.
- Profil constant en profondeur : afin de réduire au minimum les incertitudes par rapport aux pouvoirs d'arrêts de la cible, il est nécessaire d'obtenir un profil constant en hydrogène en fonction de la profondeur.
- Conducteur : il faut pouvoir intégrer le courant incident et donc évacuer les charges amenées par le faisceau afin d'éviter que l'échantillon ne se charge.
- Reproductibilité : afin d'éviter une caractérisation systématique de chacune des cibles avant utilisation, il est important d'obtenir une méthode de production des cibles qui est facilement reproductible.

Il existe dans la littérature deux types de cibles en hydrogène : les cibles gazeuses et les cibles solides qui présentent, comme nous allons le voir, chacune leurs propres caractéristiques. Les cibles gazeuses peuvent être avec ou sans fenêtre d'entrée [16,87–89]. Les cibles utilisant une fenêtre ont l'avantage de contenir le gaz dans un volume donné, en comparaison aux cibles gazeuses sans fenêtres pour lesquelles un système de pompage différentiel doit être ajouté. En revanche, la fenêtre d'entrée dégrade l'énergie des ions incidents, et peut même les arrêter si

leur énergie est trop faible, sans oublier la possibilité d'avoir du carbone « build-up ». Les cibles gazeuses sans fenêtre d'entrées ne sont quant à elles pas soumises à ces problèmes. De plus, avec ces dernières, il est possible de récupérer le gaz pompé pour le réinjecter de nouveau dans la cible, ce qui assure une bonne stabilité dans le temps, surtout pour les longues acquisitions. Qui plus est, cela limite les pertes de gaz et est utile dans le cas où les gaz utilisés sont rares, et donc chers [90]. Contrairement à ce que l'on pourrait penser, la quantité d'atomes présents (hydrogène dans notre cas) peut être tout aussi, voir plus élevée que celle présente dans des cibles solides. A titre d'exemple, une cellule cylindrique de 3 cm de rayon et 10 cm de long contenant de l' H_2 sous une pression de 1 mbar présentera une densité surfacique de $5 \cdot 10^{17}$ at./cm², ce qui est tout à fait comparable à ce que l'on peut obtenir à l'aide d'une cible solide, comme nous le verrons plus tard. Cependant, par rapport à une cible solide, et à quantité d'atomes équivalente, le volume occupé par les cibles gazeuses est beaucoup plus important, ce qui rend la détermination de l'efficacité de détection beaucoup plus compliquée. A cela, des effets indésirables, comme la modification de la densité du gaz et donc de la densité surfacique suite à l'échauffement induit par le faisceau de particules [91], doivent être pris en compte.

Les cibles solides peuvent être obtenues par PECVD [17,18], en utilisant un polymère, ou encore par implantation ionique [21,22]. Les cibles développées par PECVD sont intéressantes car elles peuvent contenir une concentration importante [21,92] en hydrogène ainsi qu'un profil constant en profondeur. Cependant, comme l'hydrogène contient du deutérium (150 ppm), ce type de cible n'est pas isotopiquement pur. Les polymères ont quant à eux l'avantage d'avoir une concentration en hydrogène très uniforme. Toutefois, l'hydrogène n'est pas stable et désorbe facilement [19,20]. Ce type de cible n'est donc pas envisageable pour nos applications. Il reste, pour terminer, l'implantation ionique. Cette dernière, si elle est réalisée à l'aide d'un sélecteur magnétique, permet de faire une sélection en masse de l'ion implanté et donc assure une pureté isotopique proche de 100%. De plus, la profondeur d'implantation est facilement sélectionnée en modifiant l'énergie des ions incidents. Finalement, l'implantation ionique permet d'implanter sur des épaisseurs très fines, de manière à pouvoir faire des cibles minces. Pour ces raisons, cette dernière méthode a été sélectionnée afin de réaliser nos cibles en hydrogène.

V.1. Matrice utilisée

La matrice dans laquelle l'hydrogène sera implanté doit être sélectionnée de manière adéquate afin de réaliser des cibles stables et de concentration élevée. Dans notre cas, nous nous sommes basés sur les mêmes références que Gilles Genard [93], c'est-à-dire sur du silicium cristallin. Il a été montré que l'hydrogène implanté dans du silicium est stable sous irradiation [94,95] de par la présence de liaisons covalentes entre le silicium et l'hydrogène. Ces liaisons sont principalement de type Si-H₂ (autrement dit un dimère adsorbé dans les plans du Si (100)) ainsi que V₂H₆, VH et VH₄ [96] lorsque la matrice est cristalline. Lors du processus d'implantation, l'hydrogène va créer des dégâts dont des lacunes dans le réseau cristallin dans lesquelles il peut venir se placer pour former une liaison covalente [97,98]. S'il ne trouve pas de lacune libre, il forme du H₂ [97] qui peut alors s'échapper facilement. Notons que, si la dose implantée est trop importante, il est possible que le H₂ s'accumule et crée des bulles, c'est le *blistering*. Cet effet est à éviter pour nos applications car en plus d'amener de l'inhomogénéité dans notre échantillon, il est possible que ces bulles explosent suite à l'échauffement dû au faisceau. Ceci entraînerait alors une large perte d'hydrogène dans notre échantillon.

Contrairement à Gilles Genard qui a choisi d'implanter de l'hydrogène dans du silicium cristallin (100) [93], nous avons décidé d'ajouter une étape supplémentaire avant l'implantation qui consiste à amorphiser le silicium. Cette stratégie permettrait la création de plus de sites vacants afin d'augmenter la quantité d'hydrogène retenue dans la matrice ainsi que la stabilité de ce dernier tout en évitant les problèmes de canalisation (voir paragraphes suivants).

V.2. Amorphisation

Le but de cette étape est de détruire la structure cristalline d'une galette de Si (100) sur plusieurs centaines de nanomètres d'épaisseur afin d'y créer le plus de défauts possibles. Des cibles composées d'une matrice amorphe ont déjà été produites par différents chercheurs via des méthodes de dépôt plasmas (PECVD, magnetron sputtering, etc.) en faisant croître des couches de type aSi-H [99,100] ou encore aC-H [92,101] et même a(C/Si)-H [102].

Nous avons tout d'abord choisi de réaliser l'amorphisation à l'aide d'ions ²⁸Si⁺ car cela nous permet de travailler uniquement avec du silicium, et de ne pas insérer d'impuretés dans la matrice. Ensuite, une énergie de 170 keV pour les ions incidents a été déterminée à l'aide du logiciel *SRIM* [103] afin de créer une zone amorphe d'environ 250 nanomètres d'épaisseur (nous verrons plus tard pourquoi cette épaisseur). Cependant, *SRIM* calcule le parcours des

ions sans prendre en compte la structure cristalline du silicium et ne considère donc pas des effets de canalisation [104,105], c'est-à-dire que les ions incidents passent entre les plans cristallins et ne créent que très peu de dégâts. Ce phénomène de canalisation apparaît pour des orientations spécifiques du cristal par rapport à la direction de l'ion incident. Or le silicium, de par sa structure de type diamant, présente énormément de plans et est généralement considéré comme une sorte de « gruyère ». Il y a donc de fortes chances de faire de la canalisation si l'on ne fait pas attention. Afin de remédier à ce problème, nous avons recherché l'orientation la plus adéquate afin de présenter à l'ion incident le moins de plans cristallins possibles. Pour ce faire, nous avons utilisé le programme *ImplantCalculator*¹⁰ qui permet d'afficher les plans cristallins vus par le faisceau incident en fonction des angles de twist et de tilt (voir Figure 24). Dans notre cas, nous avons retenu 5° et 7° pour les angles de twist et tilt, respectivement. Finalement, le dernier paramètre inconnu est la dose nécessaire à implanter avant d'obtenir une amorphisation complète. Plusieurs implantations de $^{28}\text{Si}^+$ avec des doses allant de 1 à $8 \cdot 10^{15}$ at./cm² à une énergie de 170 keV ont donc été réalisées.

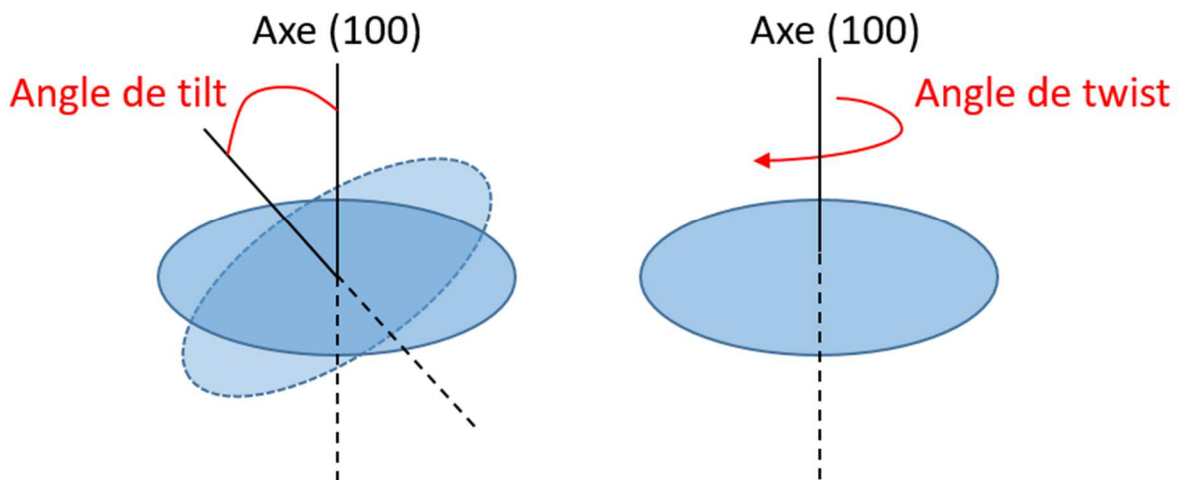


Figure 24: Représentation des angles de tilt (à gauche) et de twist (à droite) dans le cas d'une orientation (100) du cristal.

¹⁰ Disponible sur <http://www.axcelis.com/ion-calculator>

Les implantations ont été réalisées sur la ligne 10° droite de l'accélérateur du *LARN* (Figure 25). Cette dernière dispose de deux séries de plaques métalliques (verticales et horizontales) alimentées par des hautes tensions sinusoïdales qui permettent de balayer le faisceau aussi bien verticalement qu'horizontalement, assurant ainsi la réalisation d'implantations homogènes sur des surfaces de plusieurs cm². De plus, il est possible d'appliquer une tension d'offset sur une paire de plaques afin de dévier le faisceau et ainsi éviter que les ions neutres (et donc non balayés) ne viennent s'implanter dans l'échantillon. Un doigt froid situé près du porte-échantillon permet de réduire le dépôt de carbone à la surface de l'échantillon (carbone « build-up ») car ce dernier apporte à la fois des impuretés dans la matrice et forme également une couche supplémentaire au-dessus du silicium qui se révélera gênante lors des implantations en hydrogène.

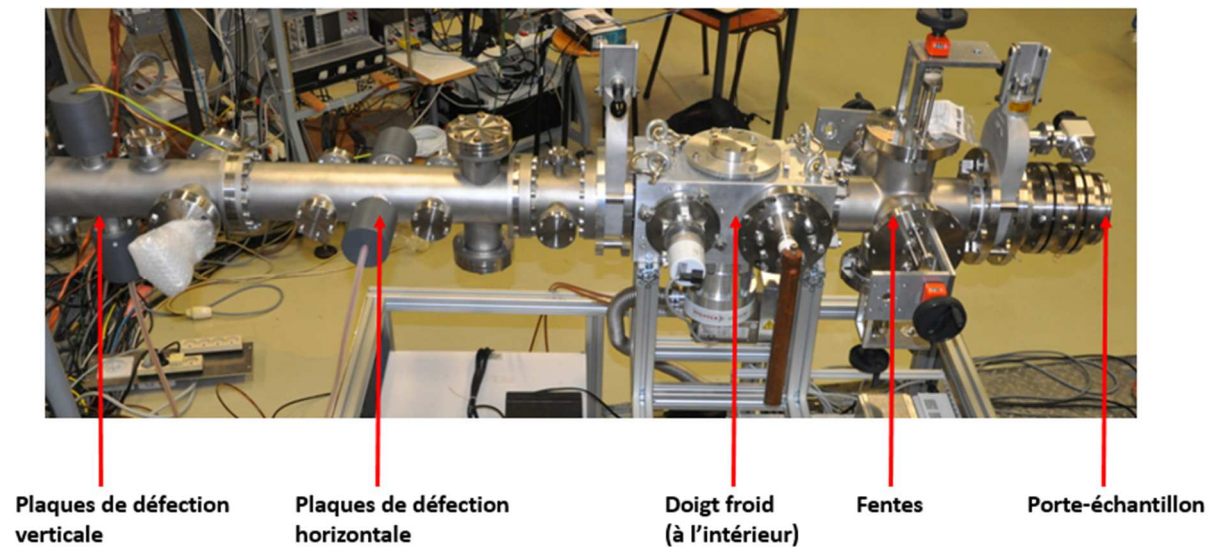


Figure 25: Photo de la ligne d'implantation haute énergie utilisée pour réaliser les amorphisations du silicium.

Afin de s'assurer que les angles de twist et de tilt soient toujours bien respectés, nous avons développé un porte-échantillon de telle manière que le fond de ce dernier (là où l'on place l'échantillon) forme un angle de 7° par rapport au faisceau incident. Comme le porte-échantillon est toujours placé de la même façon, des traits inclinés à 5° sur le fond de ce dernier permettent de placer correctement l'échantillon. Finalement, afin d'éviter une recristallisation du silicium dû à un échauffement par le faisceau [106], nous avons muni le porte-échantillon d'un système de refroidissement similaire à celui utilisé pour le bout de ligne dans le système de détection bas-bruit. Finalement, une tension négative de -300V est appliquée juste devant le

porte-échantillon afin de supprimer les électrons secondaires et d'ainsi obtenir une valeur fiable de la dose implantée.

Pour vérifier l'état d'amorphisation après implantation du ^{28}Si , une analyse RBS des différents échantillons a été réalisée des conditions de canalisation afin de faire apparaître la couche amorphe. En effet, de cette manière, le taux de particules rétrodiffusées par la partie amorphe est beaucoup plus important que celui des particules rétrodiffusées par la partie cristalline. Ces mesures ont été réalisées à l'Institut des nanosciences de Paris (Paris, France) dans le laboratoire SAFIR (Système d'Analyse par Faisceaux d'Ions Rapides) dirigé par Ian Vickridge. Pour ces analyses, des ions $^4\text{He}^+$ de 1.8 MeV et un détecteur *PIPS* à 165° ont été utilisés. Les résultats sont repris à la Figure 26.

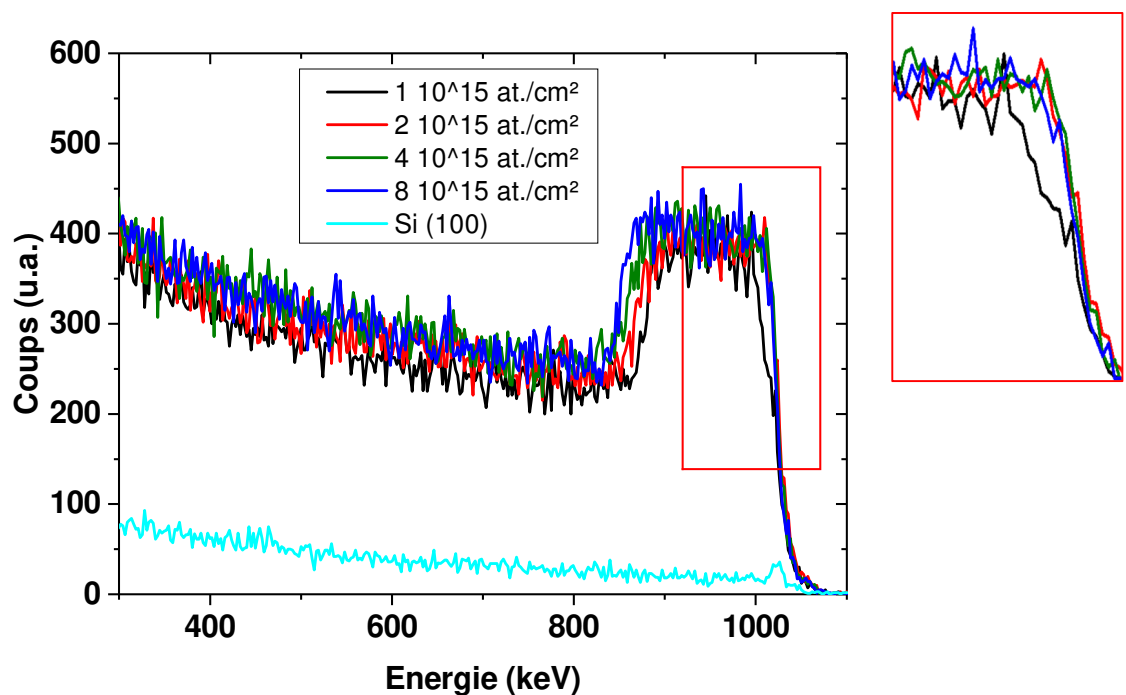


Figure 26: Mesures RBS en conditions de canalisation pour du Si (100) non implanté (bleu claire) et implanté avec 1 (noir), 2 (rouge), 4 (vert), et 8 (bleu foncé) 10^{15} at/cm 2 . Un agrandissement a été réalisé sur le flanc montant du silicium afin de rendre compte de l'état d'amorphisation de ce dernier. Ces mesures ont été réalisées avec des $^4\text{He}^+$ de 1.8 MeV et un détecteur *PIPS* placé à 165° .

Sur cette figure, nous observons tout d'abord le spectre RBS pour un échantillon de Si (100) non implanté, obtenu dans des conditions de canalisation. Ensuite, pour les échantillons implantés, nous pouvons clairement distinguer la couche amorphe de la couche cristalline. Pour

une dose implantée de $1 \cdot 10^{15}$ at./cm², le flanc montant du silicium n'est pas très net, ce qui signifie que l'amorphisation n'est pas totale. En revanche, à partir de $2 \cdot 10^{15}$ at./cm², les flancs montants sont bien nets, preuve que l'amorphisation est totale. Ces résultats sont cohérents avec ceux fournis par le programme *SUSPRE* [107] puisque ce dernier prédit un taux d'amorphisation de 100 % et de 98% pour des doses implantées de 3 et $2 \cdot 10^{15}$ at./cm² respectivement, le tout sur une profondeur de 250 nm. Finalement, nous n'observons pas de trace de carbone dans les échantillons, preuve que les amorphisations ont été effectuées proprement.

Intéressons-nous maintenant à la profondeur d'amorphisation. Cette dernière est obtenue sur base des spectres RBS et est représentée à la Figure 27. Nous voyons que cette épaisseur est de l'ordre de 350 nm alors que les simulations de SRIM prédisaient un parcours de 250 nm. Ceci peut s'expliquer par le fait que lorsqu'un ion incident rencontre un atome de la matrice, ce dernier, lors de son déplacement, peut provoquer le déplacement d'un autre atome du réseau se trouvant sur son chemin, et ainsi de suite. C'est ce que l'on appelle une cascade de collisions (voir *Annexe IV*). Ainsi, des déplacements d'atomes à des distances éloignées du site de la première collision peuvent survenir. C'est également pour cette raison que l'épaisseur de la couche continue à augmenter avec la dose implantée.

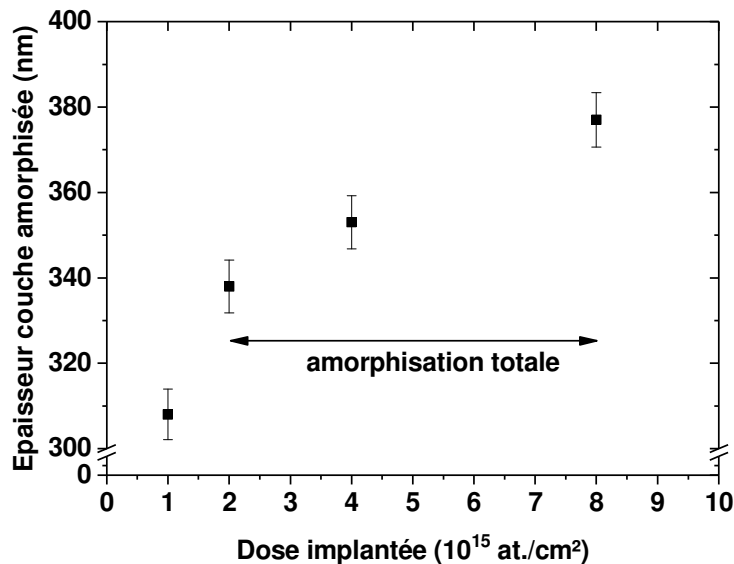


Figure 27: Épaisseur de la couche amorphisée (en nm) en fonction de la dose implantée. Les barres d'erreurs tiennent compte de l'étalonnage ainsi que de la résolution du détecteur.

En plus de cette cascade de collisions, nous ne pouvons pas exclure la possibilité de faire de la canalisation et ce, malgré les précautions prises avec les angles de twist et tilt. Idéalement, il faudrait s'assurer de l'incidence du faisceau pour être certains d'avoir un angle de tilt de 7° , ce qui n'est probablement pas le cas en pratique. Pour la suite de notre travail, nous avons donc choisi de travailler avec une dose implantée de $2 \cdot 10^{15}$ at./cm².

V.3. Implantations en hydrogène

Les implantations en hydrogène ont initialement été réalisées à l'INRS, avec le même dispositif que celui utilisé par Gilles Genard. Cependant, étant donné que cette facilité a été de moins en moins accessible, nous avons décidé de réaliser ces implantations avec notre accélérateur *ALTAÏS*. Comme nous le verrons, les conditions d'implantation ne sont pas les mêmes dans les deux laboratoires. En conséquence, les cibles réalisées dans chacun des laboratoires seront présentées séparément.

V.3.1. Implantations à l'INRS

Comme la réalisation des cibles en hydrogène à l'INRS a fait l'objet d'une publication [108], seuls les résultats les plus pertinents seront présentés dans cette thèse. De plus, nos résultats seront régulièrement comparés avec ceux obtenus par Gilles Genard [93] étant donné que nous nous sommes basés sur ses travaux afin de réaliser nos cibles en hydrogène.

Très brièvement, l'accélérateur utilisé est un implanteur de 30 kV muni d'une source RF. Ce dernier est muni d'un aimant permettant de réaliser une sélection en masse. La ligne d'implantation dispose de plaques métalliques verticales et horizontales permettant d'effectuer un balayage du faisceau. Enfin, un collimateur de 9×9 mm² permet de définir la taille de la surface d'implantation. Ce collimateur ainsi que son support sont portés à -300V afin de supprimer les électrons secondaires.

Nous avons d'abord réalisé une étude de la dose retenue pour des ions H⁺ de 3 keV. En effet, nous implantons du H⁺ et non pas d'H₂⁺ car ce dernier ne peut pas être différencié du deutérium. D'après SRIM, le parcours moyen des ions devrait être de l'ordre de 70 nm, ce qui fait qu'ils sont situés en plein milieu de la couche amorphisée. De plus, comme Gilles Genard avait également réalisé son étude de doses à cette énergie, il sera plus facile de comparer les résultats même si ce dernier avait implanté des H₂⁺ pour son étude de dose. Les mesures ont

été réalisées par ERDA (voir *Annexe III*) avec des $^4\text{He}^+$ de 2 MeV et l'échantillon tilté à 65° . Les résultats de cette étude sont présentés à la Figure 28.

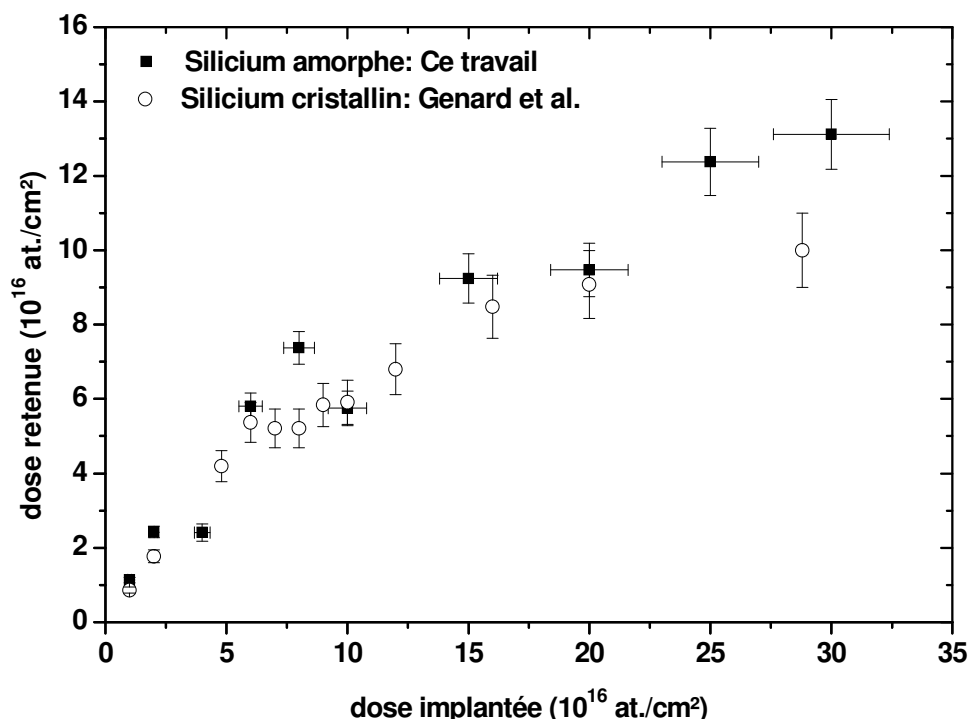


Figure 28: Étude de la dose retenue pour des ions H^+ (carrés noirs) de 3 keV dans du silicium amorphisé. Les mesures ont été réalisées par ERDA avec des $^4\text{He}^+$ de 2 MeV. Les barres d'erreurs en x tiennent compte de l'incertitude sur la surface implantée, et les barres d'erreurs en y prennent en compte l'erreur statistique ainsi que les incertitudes propres à la géométrie de détection et l'étalonnage du détecteur. Cette étude est comparée à celle réalisée par Gilles Genard avec des ions H_2^+ de 3 keV dans du silicium cristallin[93].

Contrairement à ce qui avait été observé dans le silicium cristallin [93], aucune pseudo saturation n'est observée. Ceci peut s'expliquer par le fait que la couche de silicium étant amorphe, une quantité plus importante de liaisons pendantes auxquelles l'hydrogène peut se lier sont présentes (Figure 29). Du point de vue de la dose retenue, nous voyons qu'elle est similaire dans les deux matrices jusqu'à une dose implantée de $2.0 \cdot 10^{17}$ at/cm 2 . Pour des doses supérieures, il y a clairement une différence entre les deux. Cela peut également s'expliquer par le nombre plus élevé de lacunes disponibles dans la matrice amorphe que dans la cristalline. Dans le cas du cristallin, on observe clairement une saturation de la dose retenue, ce qui est plus difficile à estimer dans le cas de l'amorphe. Seule une étude avec des doses implantées plus élevées pourrait nous le confirmer.

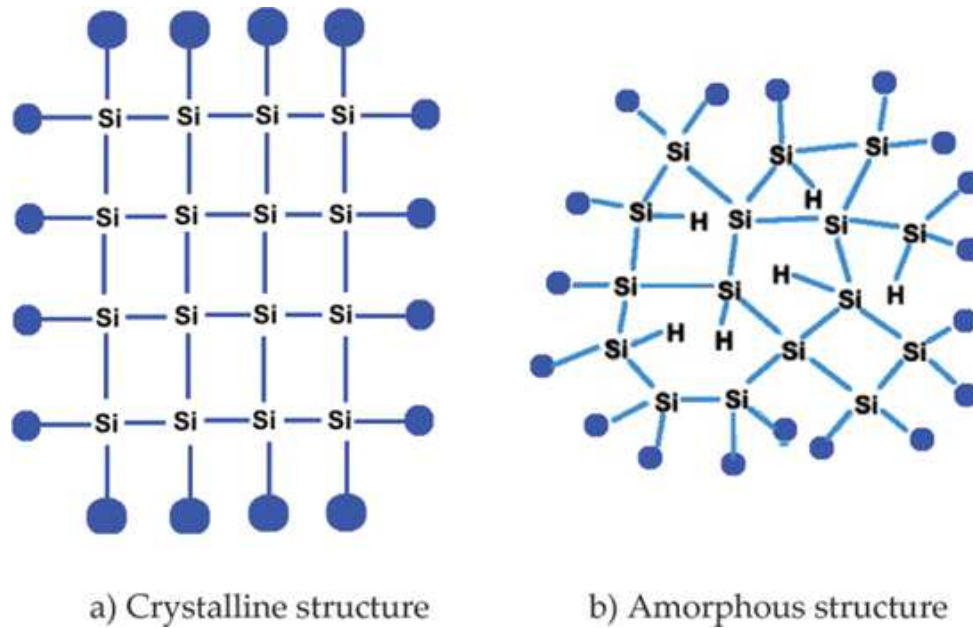


Figure 29: Vue schématique des différentes liaisons possibles pour une structure cristalline (à gauche) et amorphe (à droite)[100].

Gilles Genard a montré qu'il est possible d'obtenir un profil constant en profondeur en réalisant des implantations successives à différentes énergies et doses. Sur base de ses expériences, nous avons décidé d'implanter 1.0 et $0.7 \cdot 10^{17}$ at/cm² à 3.0 et 1.5 keV respectivement. Nous avons ensuite vérifié le profil de concentration en profondeur par RNRA (voire annexe III). Pour ce faire, nous avons utilisé la réaction $^1\text{H}(^{15}\text{N}, \alpha\gamma)^{12}\text{C}$ qui présente une résonance à 6385 keV. L'énergie des gammas émis suite à cette réaction est de 4.43 MeV. Cette résonance est surnommée la « Mona Lisa » des réactions résonantes de par sa largeur très étroite (1.8 keV) [109–111]. Le profilage a été effectué dans le système de détection bas-bruit décrit plus haut. La déconvolution a, quant à elle, été réalisée à l'aide du programme VAVLOV [112]. Ce dernier donne la concentration atomique en fonction de l'épaisseur (exprimée en 10^{15} at./cm²). Dans notre cas, une feuille de Kapton a été utilisée comme standard [113] en prenant soin de réduire les intensités faisceaux afin d'éviter que ce dernier ne désorbe.

La Figure 30 présente le profil en profondeur pour un échantillon amorphisé implanté dans les conditions décrites ci-dessus, mais également pour un échantillon amorphisé non implanté et pour un échantillon cristallin implanté dans les mêmes conditions que l'amorphe. Intéressons-nous tout d'abord au profil en profondeur de l'échantillon amorphisé implanté. Le maximum de concentration atteint est de l'ordre de 35% , ce qui est beaucoup plus important que les 18.5% obtenus dans les cibles réalisées par Genard. Cependant, nous remarquons tout

de suite que ce profil n'est pas plat et présente même au moins trois composantes : la première située à la surface aux environs de $100 \cdot 10^{15}$ at./cm², la seconde (la plus importante) à une profondeur de $300 \cdot 10^{15}$ at./cm², et la troisième vers $500 \cdot 10^{15}$ at./cm². Les deux dernières composantes correspondent aux implantations à 1.5 et 3.0 keV. En ce qui concerne la première, elle est due à la contamination de surface.

Afin d'évaluer l'importance de cette dernière, nous avons analysé (toujours en RNRA) un échantillon uniquement amorphisé. Son profil est représenté par les triangles bleus sur la Figure 30. Comme nous pouvons le constater, cette contamination peut atteindre une dizaine de pourcents (atomiques) pour une quantité absolue de l'ordre de 10^{16} at/cm² (déterminée par ERDA et RNRA). Cette contamination qui, comme nous le verrons plus tard, désorbe sous irradiation, provient principalement de vapeur d'eau et/ou hydrocarbures et contient nécessairement du deutérium qui est une source potentielle de bruit. Finalement, nous avons réalisé le profil en concentration pour un échantillon cristallin implanté dans les mêmes conditions que l'amorphe (cercles rouges sur la Figure 30). Il apparaît que la quantité d'hydrogène retenue dans l'amorphe est supérieure à celle dans le cristallin. Le rapport des aires est de 1.55 (sans tenir compte de la contamination de surface). Cela signifie que, pour une même dose implantée, la dose retenue dans l'amorphe est 1.55 fois supérieure. Cette différence a été confirmée par ERDA. Nous avons analysé trois échantillons amorphes et comparé leur teneur en hydrogène à celle d'un échantillon cristallin, les quatre ayant été implantés dans les mêmes conditions. Les résultats sont présentés à la Tableau 6.

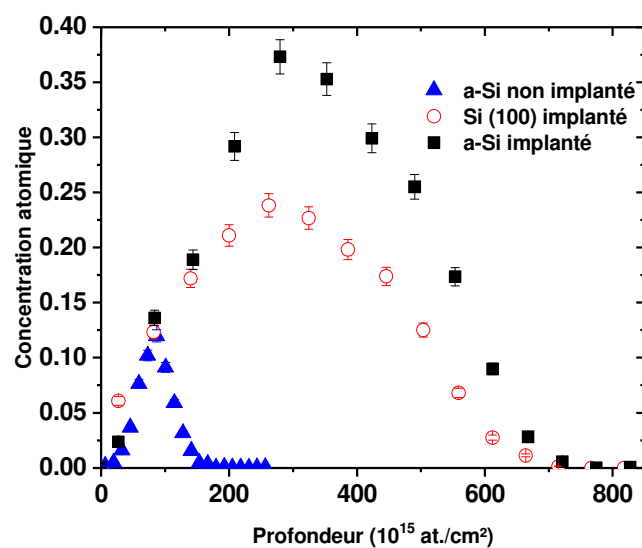


Figure 30: Profils en profondeur de la concentration atomique en hydrogène obtenus par RNRA. Les carrés noir et les cercles rouges correspondent respectivement à du silicium amorphisé et cristallin implantés en H^+ . Dans les deux cas, ils ont reçu une dose de 0.7 et $1.0 \cdot 10^{17} \text{at./cm}^2$ à respectivement 1.5 et 3.0 keV . La déconvolution a été réalisée à partir du programme VAVLOV.

Tableau 6: Dose retenue pour 3 échantillons amorphisés et un cristallin implantés en H^+ à 1.5 et 3.0 keV avec 0.7 et $1.0 \cdot 10^{17} \text{at./cm}^2$. Dans le cas des échantillons amorphisés, la dose retenue a été corrigée par la contamination de surface.

Echantillon	Dose retenue (10^{17} at./cm^2)	Rapport sur le cristallin.
A1	14.4 ± 0.8	1.5
A2	14.5 ± 0.8	1.5
A3	14.6 ± 0.8	1.5
cristallin	9.8 ± 0.6	1.0

Nous observons que la dose retenue dans l'échantillon amorphe est supérieure (50%) à celle dans l'échantillon cristallin. Si l'on ne tient pas compte de la correction de la contamination de surface, nous retombons sur un rapport de 1.55, cohérent avec les résultats obtenus par RNRA. D'après ces résultats, nous pouvons donc conclure que, pour une même dose implantée, le silicium amorphe retient 50% d'hydrogène en plus que le cristallin. Comme évoqué précédemment, un nombre plus élevé de liaisons pendantes dans le silicium amorphisé par rapport au cristallin en est l'explication.

De plus, nous voyons que les concentrations en hydrogène obtenues dans les échantillons amorphisés sont reproductibles, ce qui est une des caractéristiques recherchées pour nos cibles. La Figure 32 qui compare les profils en profondeur pour plusieurs échantillons amorphes confirme ceci. Les profils sont très nettement reproductibles mis à part le flanc montant. Cette différence est due à la contamination de surface.

Afin de déterminer le type de mode de liaisons formées dans les matrices de silicium amorphes et cristallines, nous avons analysé en micro-Raman (voir *Annexe V*) deux échantillons de type amorphe et cristallin tous les deux implantés dans les mêmes conditions (ions H^+ implantés avec des doses de 0.7 et $1.0 \cdot 10^{17}$ at./cm² à des énergies de 1.5 et 3.0 keV) (Figure 31). En ce qui concerne le silicium cristallin, nous observons la contribution de quatre modes de liaisons, à savoir Si-H, Si-H₂, Si-H₃ et Si-H₄ situés respectivement à 2000 , 2100 , 2150 et 2200 cm⁻¹, le mode Si-H₂ dominant les autres. En revanche, dans le cas du silicium amorphisé, seuls deux pics à 2000 cm⁻¹ et à 2100 cm⁻¹ sont présents, correspondant respectivement à des modes de liaisons Si-H et Si-H₂. Cela signifie que l'hydrogène se lie, dans le silicium amorphe, préférentiellement sous la forme Si-H, résultat cohérent avec la littérature [114].

À première vue, cela pourrait paraître paradoxal de détecter plus de modes de liaisons dans le silicium cristallin que dans l'amorphe. Cependant, cette contradiction se lève si l'on raisonne en terme d'atomes de silicium disponibles pour se lier à l'hydrogène. Dans le silicium cristallin, la structure est très ordonnée, ce qui limite le nombre d'atomes de silicium auxquels l'hydrogène peut se lier. Il paraît donc normal que les atomes d'hydrogène aient plus tendance à se lier au même atome de silicium, ce qui amène à des modes de liaisons de type Si-H₃ voir Si-H₄. Toutefois, au fur et à mesure de l'implantation, les ions incidents vont causer des dommages dans la structure cristalline, formant plus de liaisons pendantes et donc plus de sites disponibles auxquels l'hydrogène pourra se lier. Dans cette configuration, nous retrouverons

plutôt des modes de liaisons de type Si-H ou Si-H₂. Dans le cas du silicium amorphe, le nombre de liaisons pendantes étant déjà maximal, l'hydrogène dispose de toute une série de sites avec lesquels il peut se lier, ce qui donne des modes de liaisons de type Si-H ou Si-H₂.

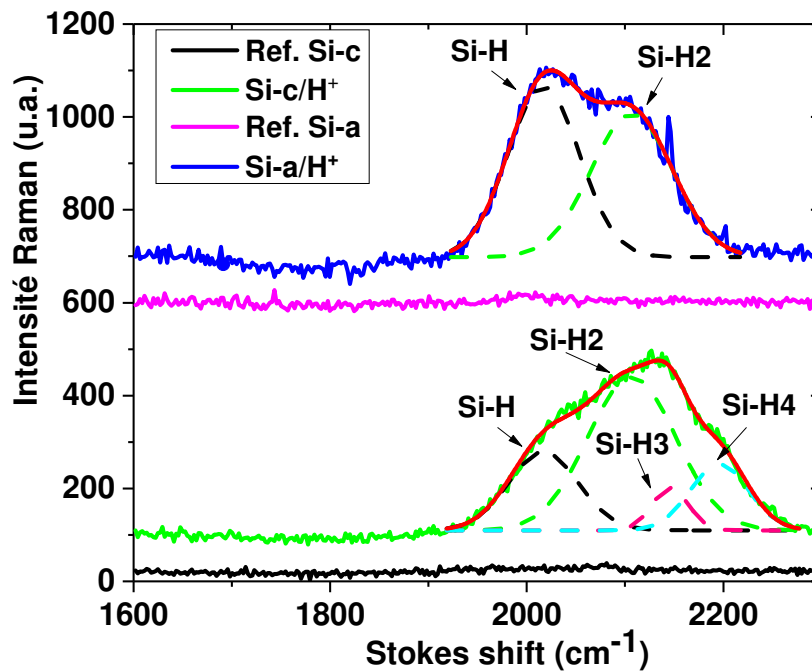


Figure 31: Spectre micro Raman d'échantillons amorphe (en haut) et cristallin (en bas) implantés tous les deux dans les mêmes conditions (ions H⁺ de 1.5 et 3.0 keV avec des doses respectives de 0.7 et 1.0 10¹⁷ at./cm²). Les courbes en pointillé représentent les contributions des différents modes de liaisons.

Nous avons donc obtenu des cibles présentant une haute concentration en hydrogène et qui sont reproductibles. Cependant, deux critères importants doivent encore être validés : la pureté isotopique et la stabilité sous faisceau. Dans le cas de la pureté isotopique, cette dernière avait déjà été vérifiée et confirmée par Gilles Genard. Comme nous avons utilisé exactement le même matériel (c'est-à-dire la déviation magnétique), il y a de très bonnes raisons de penser que cette pureté isotopique est toujours maintenue.

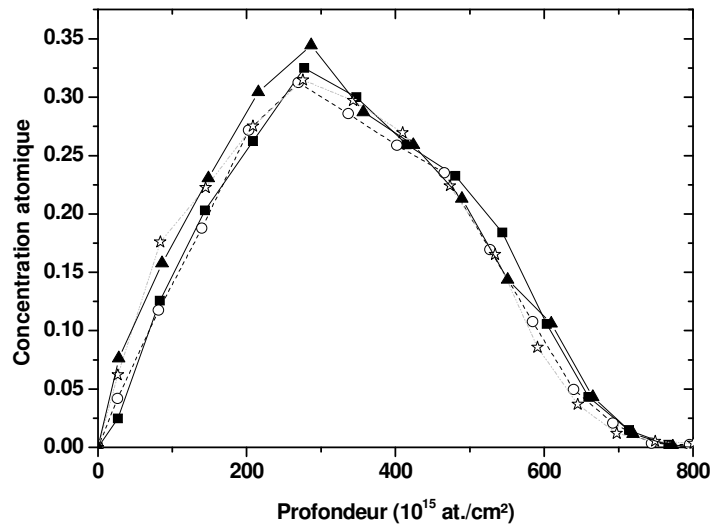


Figure 32: Profils RNRA pour 4 échantillons amorphes implantés en hydrogène dans les mêmes conditions. La contamination de surface n'a pas été retirée.

Afin de vérifier la stabilité sous faisceau, nous avons de nouveau utilisé la réaction résonnante $^1\text{H}(^{15}\text{N}, \alpha\gamma)^{12}\text{C}$ qui permet d'être utilisée comme une sonde locale. En modifiant l'énergie des particules incidentes, il est possible d'étudier le comportement de l'hydrogène en surface et dans le volume de l'échantillon. Dans le but de savoir si l'hydrogène est stable ou pas sous irradiation, nous avons utilisé le mode *LIST* du programme d'acquisition. Chaque fois qu'un évènement est numérisé par l'ADC, il est écrit dans un fichier avec l'information temporelle. Il est ainsi possible de reconstruire le spectre d'acquisition en fonction du temps. Grâce au programme TMOWIN (développé par Gilles Genard), il est possible d'obtenir l'évolution du taux de comptage dans une région d'énergie en fonction de la charge intégrée. De là, on peut déduire la stabilité de l'hydrogène. La Figure 33 montre les résultats obtenus pour nos cibles d'hydrogène. Nous nous sommes placés en surface puis en volume. Dans les deux cas, nous avons utilisé des $^{15}\text{N}^{3+}$ avec un courant électrique de 200 nA pour une taille de faisceau de l'ordre de 0.2 mm² et une charge intégrée de 450 μC . Il apparaît clairement que l'hydrogène en surface désorbe tandis que celui situé en volume est tout à fait stable. La désorption de l'hydrogène de surface n'est pas un problème en soi et a plutôt un impact positif car ce phénomène tend à réduire la contamination en deutérium de la surface et diminue donc le bruit amené par ce dernier.

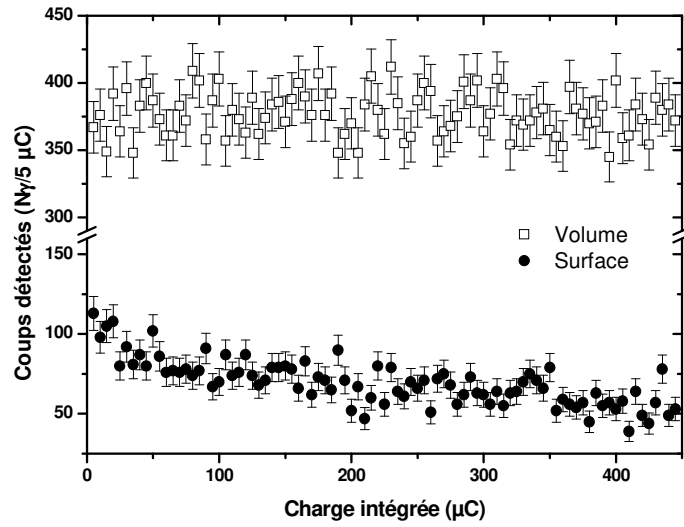


Figure 33: Évolution du taux de comptage du signal hydrogène en surface (carrés blancs) et en volume (ronds noirs) pour du silicium amorphisé implanté en hydrogène. Les mesures ont été réalisées en utilisant des $^{15}\text{N}^{3+}$ de différentes énergies (6395 keV pour la surface et 6437 keV en volume) avec un courant électrique de 200 nA pour une surface de 0.2 cm². La charge intégrée est de 450 μC.

Le but de ces cibles étant d'étudier la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ en cinématique inverse, nous avons réalisé un profil avant et après irradiation de ^{13}C . Pour cela, nous nous sommes placés dans les mêmes conditions que celles utilisées lors de nos analyses, c'est-à-dire des ions $^{13}\text{C}^{3+}$ de 7200 keV avec un courant de 2 μA (électrique) pour une surface d'environ 0.2 cm² et une charge intégrée de 2 mC, ce qui correspond à une densité de courant de 10 μA/cm². Ces profils sont représentés à la Figure 34. On remarque une désorption de l'hydrogène en surface, confirmant ainsi nos résultats précédents. Cependant, nous notons également une légère diminution de l'hydrogène en volume. La perte totale est de 10 %.

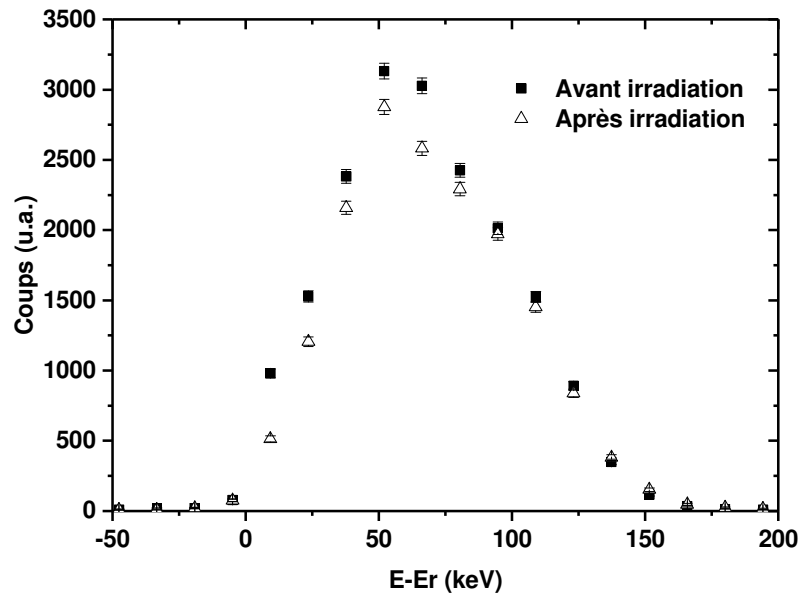


Figure 34 : Profils en hydrogène avant (carrés noirs) et après (triangles blancs) irradiation en $^{13}\text{C}^{3+}$. L'énergie des ions incident est de 7200 keV, pour 2 μA électriques et une charge totale de 2 mC. On observe clairement une désorption en surface. Une légère diminution de l'hydrogène en volume est également présente.

En conclusion de cette première partie, nous sommes arrivés à développer des cibles en hydrogène présentant une haute concentration en hydrogène (35% max), une pureté isotopique de 100% (excepté pour la contamination de surface) ainsi qu'une stabilité sous faisceau en volume. Dans le cas d'irradiation par des faisceaux plus intenses, une désorption totale de 10% (dans nos conditions expérimentales) est observée mais cette perte peut être considérée comme faible par rapport à celle rencontrée pour des cibles de type films polymères (kapton, mylar, etc.). Même si par rapport aux standards développés par Gilles Genard, le profil en concentration obtenu n'est pas homogène, cela est largement compensé par la haute teneur en hydrogène des nôtres.

V.3.2. Implantations au LARN

Nous avons également été amenés à réaliser des implantations en hydrogène au LARN. Ne disposant pas d'un implantateur basse énergie, nous avons effectué les implantations avec l'accélérateur *ALTAÏS* (*Annexe II*). Pour ce faire, nous nous sommes servi de la station d'irradiation à basse énergie, c'est-à-dire située avant la colonne d'accélération. Suivant le type de source utilisée, SNICS ou duoplasmotrons, les tensions d'extraction sont de 30 ou 20 kV, respectivement. Afin de maximiser les intensités faisceaux, nous avons utilisé la source duoplasmotrons en H^+ .

Comme à l'INRS, les ions incidents sont défléchis avant d'être implantés. Cela est réalisé grâce à un aimant de 90° . Cependant, ce système ne dispose que d'une paire de plaques verticales, ce qui nous limite à un balayage uniquement vertical. Le faisceau doit donc être le plus large possible de manière à obtenir une implantation homogène en surface. Contrairement aux implantations réalisées à l'INRS, nous avons choisi une énergie de 5 keV. Ce choix provient d'un compromis entre l'intensité des faisceaux obtenus et le fait de continuer à travailler en cibles minces. Comme pour les implantations à 3 keV, nous avons réalisé une étude de la dose retenue. Celle-ci est présentée à la Figure 35, en même temps que celle réalisée à 3 keV dans le silicium amorphe et celle de Gilles Genard. Il apparaît très clairement que la quantité d'hydrogène retenue est beaucoup plus importante pour les implantations à 5 keV. L'explication repose sur le fait que l'implantation s'effectue sur une profondeur plus importante, et que dès lors il y a plus de liaisons pendantes ou de lacunes disponibles que dans le cas des implantations à 3 keV. Nous observons cependant une saturation à partir d'une dose implantée de $6.0 \cdot 10^{17}$ at/cm². Au vu de cette étude, nous avons choisi de ne réaliser qu'une seule implantation de $3.0 \cdot 10^{17}$ at./cm² à 5 keV. Cette dernière constitue un bon compromis entre dose retenue et durée d'implantation.

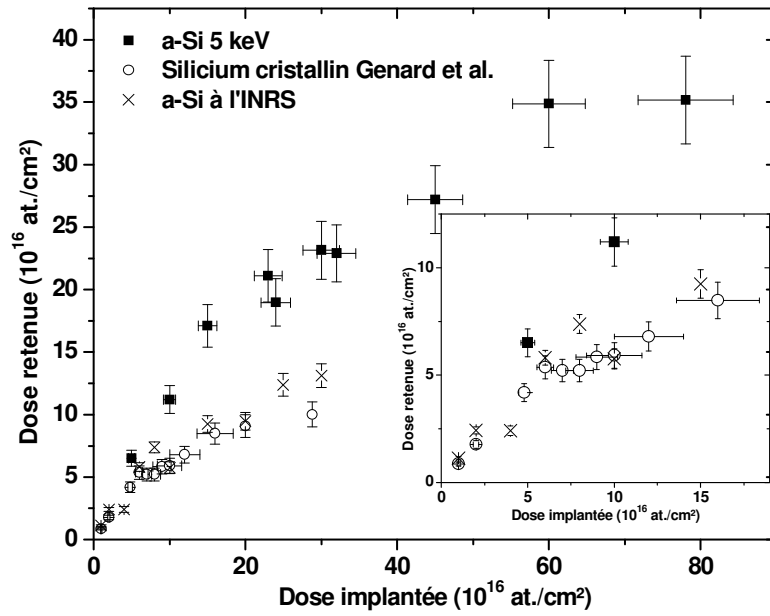


Figure 35: Études de doses réalisées dans le cas de Genard et al. (cercles creux), à l'INRS (croix) et au LARN (carrés noirs). Pour nos implantations, les barres d'erreurs sont basées sur les incertitudes géométriques (angle solide, section efficaces, etc.). Les barres d'erreurs horizontales viennent de l'incertitude sur la mesure de la surface de la tache d'implantation.

Comme le système d'implantation n'est pas le même que celui utilisé à l'INRS, nous avons vérifié si la pureté isotopique de nos implantations était bien de 100%. Pour cela, nous avons implanté un échantillon avec du H^+ et un autre en H_2^+ . Nous avons ensuite mesuré les deux échantillons grâce à la technique ERDA. Nous avons choisi de travailler avec des $^4He^+$ de 2.13 MeV [115] de manière à se placer à une résonance de la section efficace du deutérium pour faire ressortir ce dernier dans les spectres. La Figure 36 compare les deux acquisitions. Dans le cas de l'implantation réalisée en H_2 , nous voyons clairement apparaître le signal du deutérium sur toute la profondeur d'implantation. Ce signal est absent dans le cas de l'implantation en H^+ , hormis en surface où il y a une contamination provenant de l'extérieur. Nous en déduisons que nos cibles sont isotopiquement pures.

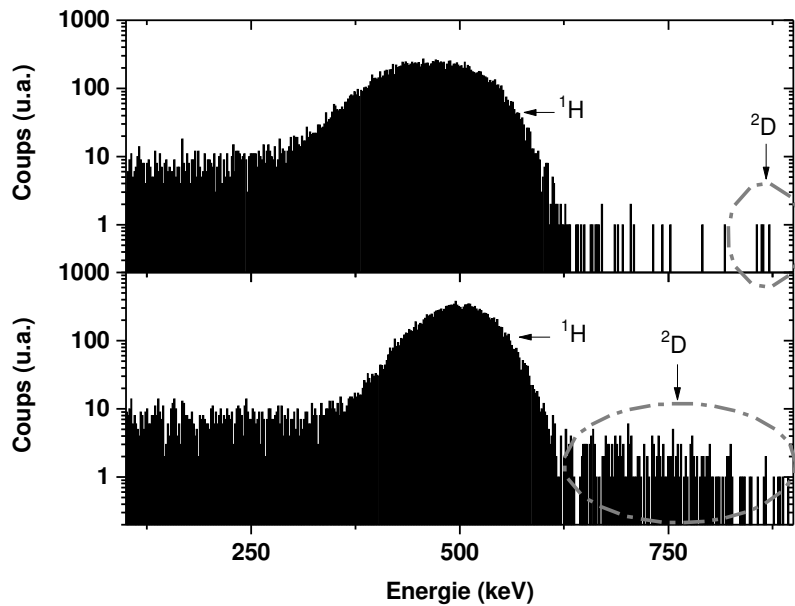


Figure 36: Spectres ERDA dans le cas d'implantation en H^+ (a) et en H_2^+ (b). Les spectres ont été obtenus avec des $^4He^+$ de 2130 MeV. Dans le cas de l'implantation en H_2^+ , on note une présence importante de 2H dans toute l'implantation. Tandis que pour l'implantation en H^+ , seule une contamination de surface est observée.

Concernant la stabilité sous faisceau, elle a été vérifiée par RNRA avant et après irradiation dans des conditions de mesures intenses, plus précisément en utilisant un faisceau de $^{13}C^+$ de 2160 keV avec une charge intégrée de 54 mC et une intensité courant de $1.9 \mu A$ pour une taille de faisceau de l'ordre de 25 mm^2 , ce qui correspond à une densité de faisceau de $8 \mu A/cm^2$. Comme le montre la Figure 37, la désorption est globale, c'est-à-dire qu'elle se fait aussi bien en surface qu'en volume. Signalons que le profil a tendance à s'étaler en profondeur. Cela vient très probablement du fait que les ^{13}C créent des dégâts dans la structure de même qu'un échauffement, ce qui amène un déplacement de l'hydrogène. Il y a également une partie de l'hydrogène qui diffuse et s'échappe au niveau de la surface. Notons également un léger épaulement dans le profil après irradiation au niveau de $100 \cdot 10^{15} \text{ at.cm}^2$. Cela est dû au carbone « build-up », mais nous nous intéresserons à ce phénomène plus tard (voir section sur *l'application à l'astrophysique*). La perte totale est seulement de 11%, ce qui est tout à fait acceptable pour nos applications, sachant que nos conditions de travail sont intenses.

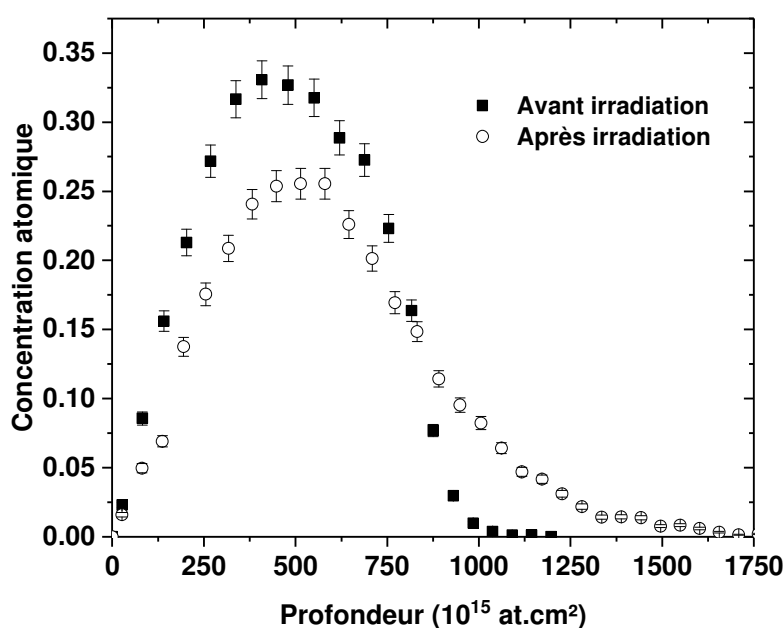


Figure 37: Profils de concentration en hydrogène avant (carrés noirs) et après (cercles creux) irradiation. Pour ce faire, nous avons utilisé un faisceau de $^{13}\text{C}^+$ de 2160 keV avec une intensité moyenne de $1.9 \mu\text{A}$ sur une surface de 25 mm^2 . La charge intégrée est de 54 mC et le vide dans le bout de ligne est de l'ordre de $2 \cdot 10^{-7}$ mbar.

Nous nous sommes ensuite intéressés au profil en profondeur de concentration en hydrogène (toujours en RNRA, comme décrit plus haut). Sur la Figure 38, nous pouvons retrouver ce profil (triangles gris), mais également ceux correspondant aux cibles réalisées à 3.0 et 1.5 keV dans le silicium amorphe (juste décrites dans la partie d'avant) et les cibles réalisées par Gilles Genard. Par rapport aux autres cibles, nous voyons que le profil obtenu par des implantations à 5 keV est plus large d'environ 25 %. En effet, l'énergie des ions incidents étant plus importante, cela augmente le parcours moyen des ions dans la matière. Cependant, comme nous le verrons plus tard, nous considérons toujours ces cibles comme minces. Du point de vue de l'homogénéité en profondeur, les implantations à 5 keV fournissent un profil un peu plus homogène (le plateau est un peu plus marqué) que les précédentes réalisées dans le silicium amorphe. Mais la grande modification par rapport aux anciennes cibles est la quantité d'hydrogène retenue. Par rapport aux cibles amorphes, le gain est de l'ordre de 1.4 tandis que pour les cibles développées et utilisées par G. Genard un gain de l'ordre de 2.6 est observé! Les résultats sont présentés à la Tableau 7.

Tableau 7: Quantité totale d'hydrogène retenu dans le cas des cibles réalisées par G. Genard, à 1.5 et 3.0 keV dans du silicium amorphe et à 5.0 keV également dans du silicium amorphe. La dernière colonne reprend le rapport entre la quantité d'hydrogène retenue dans l'implantation à 5 keV sur celle dans les autres échantillons. Les incertitudes sont calculées sur base de la statistique et des pouvoirs d'arrêts.

Echantillon	Quantité d'hydrogène retenue (10^{17} at.cm 2)	Rapport 5 keV /...
c-Si (100) (G.G.)	0.85 ± 0.03	2.6 ± 0.19
a-Si implanté à 3.0 et 1.5 keV	1.52 ± 0.07	1.43 ± 0.11
a-Si implanté à 5.0 keV	2.18 ± 0.14	1

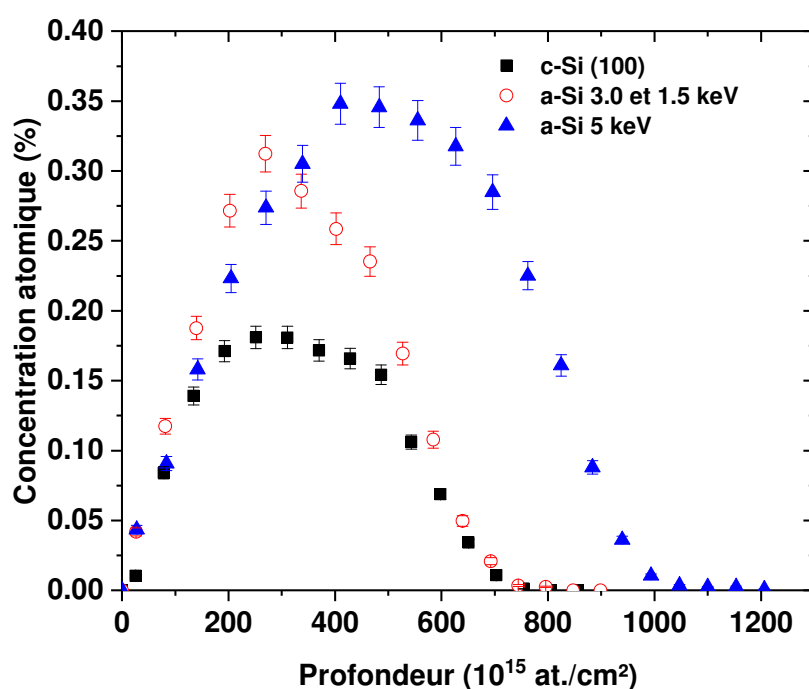


Figure 38: Profils en profondeur de la concentration en hydrogène pour : Genard et al., c'est-à-dire à 3.0 et 1.5 keV avec des doses respectives de 1.0 et 0.6 10^{17} dans du silicium (100) cristallin (carré noirs) ; À 3.0 et 1.5 keV avec des doses respectives de 1.0 et 0.7 10^{17} at.cm 2 dans du silicium amorphisé (cercles creux) ; À 5.0 keV avec une dose de 3.0 10^{17} at./cm 2 dans du silicium amorphisé (triangles gris). Les barres d'erreurs tiennent compte de l'erreur statistique et des incertitudes sur les pouvoirs d'arrêts.

De par tous ces résultats, nous pouvons conclure que les implantations réalisées à 5 keV dans du silicium amorphe sont les plus intéressantes car elles contiennent 2.6 fois plus d'hydrogène que les cibles réalisées par G. Genard pour ses expériences. Cela signifie donc que, pour des mêmes conditions de géométrie et de faisceau, et pour une même statistique de détection, le temps d'acquisition est réduit par 2.6. De plus, ces cibles sont isotopiquement pures et relativement stables dans nos conditions de travail. Nous observons une désorption de 10 % qui est tout à fait acceptable dans le cadre de nos applications. En outre, le profil en hydrogène est relativement homogène, même si nous sommes encore loin des homogénéités (en profondeur) atteintes par les films polymères. Toutefois, ce « désavantage » est largement compensé par la concentration atomique obtenue (près de 35 % au pic de concentration) et la stabilité sous faisceau. Enfin, ces cibles restent considérées comme « minces » car la perte d'énergie de l'ion incident au travers de ces dernières est faible par rapport à son énergie incidente (environ 10%). Ceci permet de mesurer la section efficace à une énergie définie, ce qui n'est pas le cas avec des cibles épaisses où la section efficace est « moyennée » parce que la perte d'énergie de l'ion incident est importante par rapport à son énergie incidente. Toutes ces caractéristiques nous amènent à choisir ce type de cible dans le cadre de nos études en cinématique inverse, et notamment pour l'étude des réactions d'intérêt astrophysique. Cependant, l'application de ces cibles ne se limite pas uniquement à l'astrophysique. Ce type de standard est également très utile en *IBA*¹¹ comme référence en hydrogène (ERDA) en raison de sa conductivité électrique, sa stabilité et de sa structure amorphe, ce qui facilite grandement le dépouillement des résultats d'analyse. D'ailleurs, nous avons eu l'occasion de fournir plusieurs de ces références d'hydrogène à des laboratoires extérieurs.

¹¹ Ion Beam Analysis

VI. Quatrième partie : Application à l'astrophysique nucléaire

L'astrophysique nucléaire consiste, comme son nom l'indique, en l'étude des phénomènes nucléaires présents en général dans l'univers, et plus particulièrement au sein des étoiles. L'idée quant à la présence de ce type de phénomènes au cœur des étoiles provient du physicien britannique Arthur Eddington. Jusqu'alors, aucun type de réaction (chimique, gravifique) ne pouvait modéliser le temps de vie des étoiles. Ce physicien proposa au début du XX^e siècle [116] que la source d'énergie pouvait provenir de la fusion de plusieurs noyaux. En effet, considérons la réaction de fusion suivante :

$$4\ ^1p \Rightarrow\ ^4He + 2\beta^+ + 2\nu_e + 26.7\ MeV\ , \quad (7)$$

qui consiste en la fusion de quatre protons en un atome d'hélium. Appliquons cette équation à notre Soleil, en considérant que ce dernier est constitué uniquement de protons et que seulement 10% (en masse) subissent la fusion. Connaissant la puissance rayonnée par le Soleil ($3.84\ 10^{26}$ W), nous pouvons en déduire un temps de vie de 10 milliards d'années, ce qui est cohérent avec d'autres observations (météorites, géologie, etc.). De cette idée est née l'étude et la modélisation des réactions nucléaires au sein des étoiles.

Citons tout d'abord le travail du physicien Bethe qui, en 1939, proposa un modèle de fusion de l'hydrogène dans les étoiles chaudes ($T > 2\ 10^7$ K) [117]. Ce modèle, appelé cycle CNO, se base sur la synthèse de l'hélium catalysée par des éléments plus lourds (carbone, azote et oxygène). Nous reparlerons de ce modèle un peu plus loin. Ensuite, en 1957, Burbidge, Burbidge, Fowler et Hoyle [8] de même que Cameron [118] publièrent simultanément des articles décrivant les processus de fusion des différents éléments au sein des étoiles dont la nucléosynthèse. Ces deux ouvrages posent les fondements de l'astrophysique nucléaire et font encore office de références à ce jour. Enfin, en 1988, Rolfs et Rodney publièrent un ouvrage intitulé « *Cauldrons in the Cosmos* » [4], qui de par son titre, décrit les étoiles comme de « grosses marmites » dans lesquelles sont synthétisés tous les éléments présents autour de nous. Cet ouvrage fait également office de « bible » dans le milieu de l'astrophysique nucléaire, nous y ferons donc souvent référence dans les pages à venir.

Tous ces modèles d'évolution stellaire se basent sur des taux de réactions qui ne peuvent être obtenus que sur base des sections efficaces, et donc de mesures expérimentales. Ces mesures se faisant à des énergies stellaires, elles requièrent des dispositifs spécifiques du même type que notre système bas-bruit. Nous avons donc appliqué notre système aux mesures de sections efficaces à des énergies stellaires.

VI.1. Quelques notions d'astrophysique nucléaire

Afin de modéliser les mécanismes de nucléosynthèse au sein des étoiles, il est important d'avoir accès aux taux de réaction stellaire. Ce taux de réaction entre deux particules x et y est donné par :

$$r_{xy} = \frac{1}{1 + \delta_{x,y}} N_x N_y \langle \sigma v \rangle , \quad (8)$$

avec N_x et N_y les nombres d'éléments respectivement envoyés et ciblés par unité de volume et $\delta_{x,y}$ le δ de Kronecker. Le terme $\langle \sigma v \rangle$, appelé taux de réaction par paire de particules, représente l'intégrale du produit entre la vitesse des particules v , la distribution en vitesse (de type Maxwell-Boltzmann) et la section efficace $\sigma(v)$. C'est ce dernier paramètre qui est évalué lors des mesures expérimentales. À partir de la définition de la distribution de Maxwell-Boltzmann et en définissant l'énergie E dans le centre de masse comme $\frac{1}{2}\mu v^2$, nous pouvons écrire le taux de réaction stellaire par paire comme :

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi \mu} \right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^\infty \sigma(E) E \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE , \quad (9)$$

où μ est la masse réduite $\left(\mu = \frac{M_x M_y}{M_x + M_y} \right)$ et T la température en kelvin.

Dans le cas des étoiles, la seule source d'énergie disponible est l'énergie thermique (c'est d'ailleurs pour cela que l'on utilise la distribution de Maxwell-Boltzmann dans l'équation (9)). Même si les températures atteintes sont de l'ordre de plusieurs dizaines de millions de kelvins, cela ne correspond qu'à une énergie de l'ordre de quelques keV dans le système centre de masse, ce qui reste bien en dessous de la barrière coulombienne (de l'ordre du MeV).

Cependant, les réactions restent possibles si l'on tient compte de l'effet tunnel. La section efficace de réaction peut alors être estimée à :

$$\sigma(E) \sim \exp(-2\pi\eta) , \quad (10)$$

avec $\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}$ qui est le paramètre de Sommerfeld.

De plus, d'un point de vue classique, la section efficace dépend des surfaces de la particule incidente et de la particule cible. Du côté quantique, cet aspect géométrique se retrouve à travers la longueur d'onde de de Broglie λ tel que :

$$\sigma(E) \sim \pi \lambda^2 \sim \frac{1}{E} . \quad (11)$$

Finalement, nous pouvons réécrire

$$\sigma(E) = S(E) \frac{1}{E} \exp\left(-\frac{b}{E^{1/2}}\right) , \quad (12)$$

avec b défini comme $\frac{b}{E^{1/2}} = 2\pi\eta$ et $S(E)$ défini comme le facteur astrophysique qui reprend tous les effets nucléaires. Ce facteur ayant pour avantage de varier très lentement en fonction de l'énergie (sauf en cas de résonance) par rapport à la section efficace, il est donc très utile pour extrapoler le taux de réaction stellaire à des énergies qu'il est difficile d'atteindre expérimentalement (très basses énergies). Si l'on regarde maintenant l'expression du taux de réaction stellaire par paire, celui-ci devient :

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi\mu}\right)^{1/2} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^\infty S(E) \exp\left(-\frac{E}{kT} - \frac{b}{E^{1/2}}\right) dE . \quad (13)$$

Le facteur astrophysique variant très peu avec l'énergie, nous pouvons le considérer comme constant et le taux de réaction ne dépend plus uniquement que de la superposition entre l'effet tunnel et la distribution de Maxwell Boltzmann :

$$\langle \sigma v \rangle \sim \int_0^\infty \exp\left(-\frac{E}{kT} - \frac{b}{E^{1/2}}\right) dE . \quad (14)$$

Si l'on représente graphiquement le produit de ces deux fonctions, nous pouvons observer une fenêtre d'énergie, appelée fenêtre de Gamow, pour laquelle ce produit est maximal. Cette fenêtre est représentée à la Figure 39 dans le cas d'une collision $^{13}\text{C} + p$ à une température de 20 millions de kelvins .

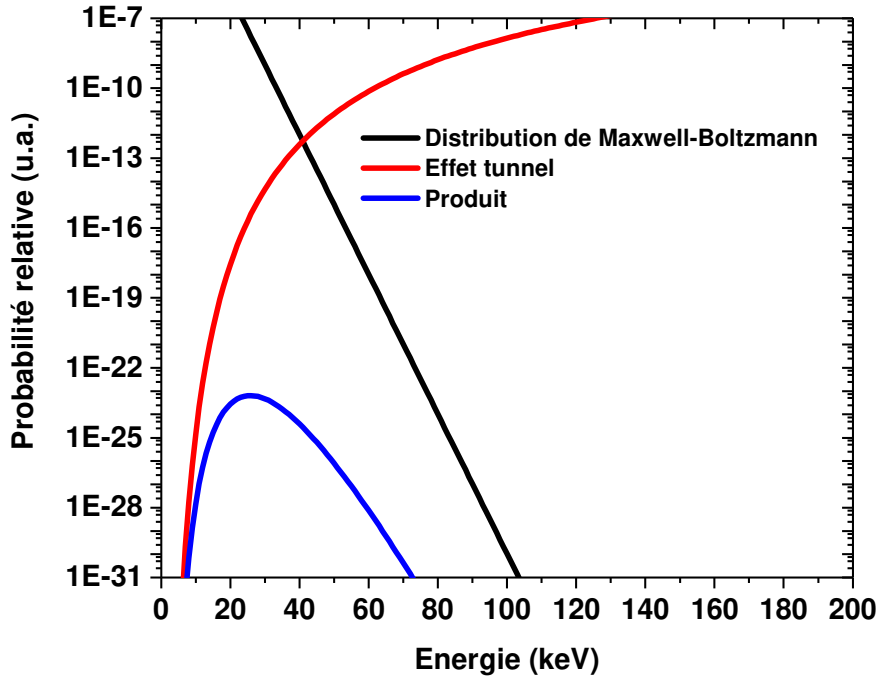


Figure 39: Distribution de Maxwell-Boltzmann à une température de 20 millions de kelvins (ligne noire), probabilité de pénétration à travers la barrière coulombienne dans le cas de collision $^{13}\text{C}+p$ (ligne rouge) et produit des deux (ligne bleue). Nous voyons apparaître le pic de Gamow ainsi que la fenêtre d'énergie pour laquelle le taux de réaction est maximal.

Sur cette figure, nous voyons clairement apparaître la fenêtre d'énergie pour laquelle le taux de réaction nucléaire est maximal. Le pic, appelé pic de Gamow, se trouve ici aux alentours de 25 keV pour une température de $20 \cdot 10^6$ kelvins, température typique du cycle CNO (voir plus loin). Ce pic peut être approximé par une gaussienne centrée en E_0 et de largeur Δ tel que :

$$\exp\left(-\frac{E}{kT} - \frac{b}{E^{1/2}}\right) \cong I_{\max} \exp\left[-\left(\frac{E - E_0}{\Delta/2}\right)^2\right] \quad (15)$$

avec

$$E_0 = \left(\frac{bkT}{2}\right)^{2/3} \quad (16)$$

$$\Delta = \frac{4}{3^{1/2}} (E_0 kT)^{1/2} \quad (17)$$

De par l'équation (16) et en prenant des températures stellaires de l'ordre de 10^7 kelvins, nous voyons que l'énergie pour laquelle le taux de réaction stellaire par paire présente un maximum est relativement basse, de l'ordre de plusieurs dizaines de keV dans le système centre de masse. Généralement, il est assez difficile d'obtenir expérimentalement des valeurs de ce taux à l'énergie de Gamow correspondant aux températures stellaires car les sections efficaces deviennent très faibles. Les astrophysiciens nucléaires mesurent des sections efficaces aux énergies les plus basses possibles et extrapolent le facteur astrophysique à l'énergie de Gamow. C'est pour cette raison qu'il est plus facile de travailler avec le facteur astrophysique car, comme énoncé plus haut, ce dernier varie beaucoup moins avec l'énergie que la section efficace. S'il n'y a pas de résonance (connue ou supposée), le facteur astrophysique peut être extrapolé par :

$$S(E) \cong S(0) + \dot{S}(0)E + \frac{1}{2}\ddot{S}(0)E^2, \quad (18)$$

avec la notation pointée signifiant la dérivée par rapport à l'énergie. Ces termes sont obtenus à l'aide du fit des données expérimentales. Ainsi, il existe des bases de données comme *NACRE* ou *EXFOR* [119] dans lesquelles les chercheurs peuvent traiter ou déposer des résultats expérimentaux qui peuvent ensuite être utilisés par des astrophysiciens pour leurs modèles d'évolution stellaire.

Finalement, il reste un effet auquel il faut veiller lors de la détermination du taux de réaction stellaire par paire : il s'agit de l'effet d'écrantage des électrons autour du noyau. Dans les étoiles, la matière est dans un état de plasma et les atomes sont considérés comme totalement ionisés. En revanche, en laboratoire, les cibles sont généralement solides ou gazeuses (donc atomiques), et dès lors, le cortège électronique a une influence sur la barrière coulombienne vue par le noyau incident. En effet, en dehors de l'atome, cette barrière est nulle, tandis qu'une fois le cortège électronique passé, le potentiel perçu par le projectile vaut alors :

$$V_{eff} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} Z_1 Z_2 e^2 \left(\frac{1}{R_n} - \frac{1}{R_a} \right), \quad (19)$$

avec R_a et R_n étant respectivement les rayons atomiques et nucléaires. Cependant, étant donné que le rapport $\frac{R_n}{R_a}$ est de l'ordre de 10^{-5} , cet effet d'écrantage est négligeable aussi longtemps que l'énergie du système est supérieure au potentiel d'interaction coulombien aux alentours du noyau, c'est-à-dire tant que

$$E > \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_a} \quad (20)$$

Dans la situation réelle, c'est-à-dire dans les étoiles, même si les atomes sont totalement ionisés, il faut noter que ces derniers « baignent » dans une mer d'électrons. Lorsque l'énergie thermique est plus importante que l'énergie coulombienne entre les particules, les électrons ont tendance à s'agglomérer autour des noyaux, réduisant ainsi la barrière coulombienne. Ce phénomène a pour effet d'augmenter le taux de réaction au sein de l'étoile tel que :

$$\langle \sigma v \rangle_{\text{écrané}} = f \langle \sigma v \rangle_{\text{nu}} , \quad (21)$$

où f fait référence à l'écrantage dû aux électrons et prend généralement des valeurs entre 1 et 2 [120]. Cependant, pour des étoiles avec une grande densité, ce facteur peut devenir très important [121,122].

VI.2. Mesure de la section efficace de la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$

VI.2.1. Le cycle CNO et la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$

Comme l'a suggéré Bethe en 1939, le cycle *CNO* est un processus au cours duquel les étoiles réalisent la fusion de l'hydrogène. Cette fusion de l'hydrogène en hélium représente la première étape de la nucléosynthèse et correspond à la période pendant laquelle l'étoile va passer la plus grande partie de son temps. Si l'on se réfère au diagramme d'Hertzsprung-Russel (Figure 1), diagramme qui permet de classer les étoiles en fonction de leur luminosité et de leur température, les étoiles réalisant la fusion de l'hydrogène se trouvent dans la séquence principale, comme c'est le cas de notre Soleil. Une fois que cette fusion est terminée, les étoiles se contractent, leur température interne augmente, apparaît alors la fusion de l'hélium jusqu'à épuisement de ce dernier, et ainsi de suite. Au moment où la fusion de l'hydrogène est terminée, l'étoile sort de la séquence principale. C'est comme cela que l'on peut estimer à quelle étape de la nucléosynthèse se trouve une étoile.

Revenons à la fusion de l'hydrogène. Cette fusion peut se faire suivant deux procédés : la chaîne *p-p* et le cycle CNO. Dans les deux cas, le bilan est le même, c'est-à-dire que 4 protons fusionnent pour donner une particule alpha accompagnée d'une libération d'énergie de 26.7 MeV, de même que deux β^+ et deux neutrinos électroniques ν_e (équation (7)). À la différence de la chaîne *p-p* qui peut se produire dans des étoiles ne contenant que de l'hydrogène, le cycle CNO réalise la fusion de l'hydrogène catalysée par le carbone. Cela signifie qu'il ne peut avoir lieu que dans les étoiles dans lesquelles ces éléments sont déjà présents. Comme le montre la Figure 40, ce cycle devient prédominant par rapport à la chaîne *p-p* lorsque la température de l'étoile est égale ou supérieure à $2 \cdot 10^7$ K, ce qui n'est pas le cas de notre soleil.

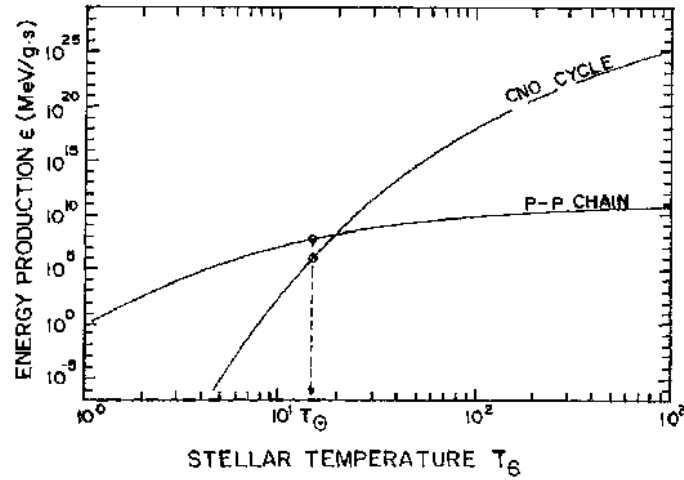


Figure 40: Taux de production d'énergie dans une étoile par la chaîne p-p et par le cycle CNO en fonction de sa température. A partir d'une température de $2 \cdot 10^7$ K, le cycle CNO prédomine. L'image provient de l'ouvrage « Cauldrons in the cosmos » de Rolfs et Rodney

Le cycle CNO « froid » est composé de 6 réactions (voir Figure 41) dont le bilan global en énergie est le même que celui de la chaîne p-p, c'est-à-dire de 26.73 MeV. Ce cycle CNO est qualifié de « froid » car il existe également un cycle CNO « chaud » à plus haute température (à partir de 10^8 K), dans lequel le cycle CNO « froid » est court-circuité par d'autres réactions [4]. Parmi toutes les réactions présentées à la Figure 41, la réaction (4) est la plus lente, c'est donc elle qui va déterminer le temps de vie de l'étoile. C'est pour cette raison qu'elle est l'objet de nombreuses recherches [40,41,73,123].

Plusieurs auteurs se sont déjà effectivement intéressés à la réaction (3), ou autrement dit à la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$. Cette dernière est dominée par une résonance à 511 keV dans le système centre de masse qui correspond au niveau excité du ^{14}N à 8.062 MeV (état 1^- , $T=1$) [10], comme le montre la Figure 42. Il s'avère que cette résonance a déjà fait l'objet de plusieurs publications. En effet, son énergie de résonance, de même que sa largeur et son intensité ont été étudiées en détails, notamment par Galster et al. qui ont en plus regroupé les différentes études dans leur travail [15]. Une résonance un peu plus basse, à 416.5 keV est également présente, mais a une intensité et une largeur beaucoup plus faible que celle à 511 keV [11]. Jusqu'à aujourd'hui, aucune résonance importante à plus basse énergie n'a été mise en évidence.

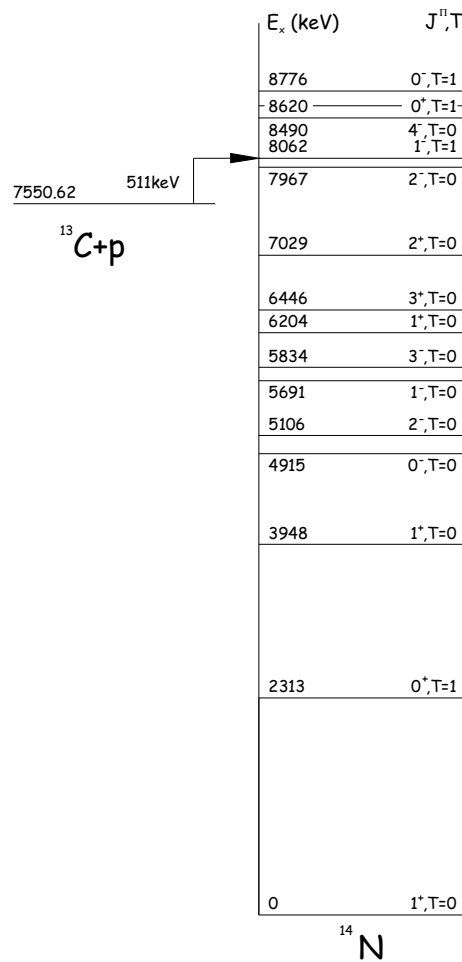


Figure 42: Niveaux d'énergies du ^{14}N . Les spins, parités et isospins sont également indiqués [10].

De manière plus générale, la structure nucléaire du ^{14}N a également fait l'objet de plusieurs publications. Ces dernières sont reprises dans les tables et bases de données de F. Ajzenberg-Selove [10]. Au niveau des transitions possibles lors de la résonance à 511 keV, les transitions entre isospin nul étant interdites [125], la désintégration du niveau à 7.67 MeV vers les niveaux inférieurs ne peut se produire (sauf éventuellement vers celui à 2.313 MeV, mais dont la probabilité est faible au vu de la différence de barrière angulaire). Comme nous le verrons plus tard, la transition qui nous intéresse est celle du niveau à 8.062 MeV vers l'état fondamental. Les spins et parités de ces états étant respectivement 1^- et 1^+ , la multipolarité L de la transition sera comprise entre 0 et 2 d'après la règle de sélection [126] :

$$|J_i - J_f| \leq L \leq |J_i + J_f|$$

$$\pi_i \pi_f = (-1)^L \text{ pour une transition électrique} \quad (22)$$

$$\pi_i \pi_f = (-1)^{L+1} \text{ pour une transition magnétique .}$$

Comme la parité est modifiée lors de la désexcitation, la multipolarité de la transition doit être impaire dans le cas d'une transition électrique et paire dans le cas d'une transition magnétique. Dans notre cas, nous aurons donc affaire à une transition de type E_1 ou M_2 car la transition $\Delta l=0$ est interdite pour l'émission d'un photon. La transition E_1 sera privilégiée de par son faible ordre.

La Figure 43 reprend les valeurs obtenues pour les facteurs astrophysiques dans le cas des travaux de King et al. [11], Hester et Lamb [13], Vogl [12], Woodbury et Fowler [14] et enfin Genard et al. [3]. Les données proviennent de NACRE et de EXFOR et représentent le facteur astrophysique total. King s'est intéressé à tous les modes de désexcitation possibles de même qu'à la dépendance angulaire. De plus, c'est lui qui couvre la plus grande gamme d'énergie, incluant la résonance à 511 keV. Hester de même que Vogl n'ont étudié quant à eux que la transition de l'état excité vers l'état fondamental, appliquant ainsi un facteur correctif de 1.16 et 1.22 [127] respectivement. Notons que, dans le cas de Vogl, seule une partie de ses résultats n'a fait l'objet d'une publication avec Hebbard [127] et est comprise entre 140 et 400

keV. En revanche, les données mesurées au cours de sa thèse (et disponible sur EXFOR) couvrent une région d'énergie de 90 à 600 keV. Cependant, seules les valeurs de section efficace étant disponibles, nous nous sommes basés sur ces données et sur la formule (12) pour déterminer les valeurs du facteur astrophysique présentent à la Figure 43. Il faut noter que King et ses collaborateurs ont corrigé les valeurs obtenues par Hester suite à l'utilisation d'une mauvaise valeur du pouvoir d'arrêt par ces derniers. Woodbury et Fowler n'ont réalisé quant à eux qu'une seule mesure à 129 keV et ont appliqué un facteur de 1.25.

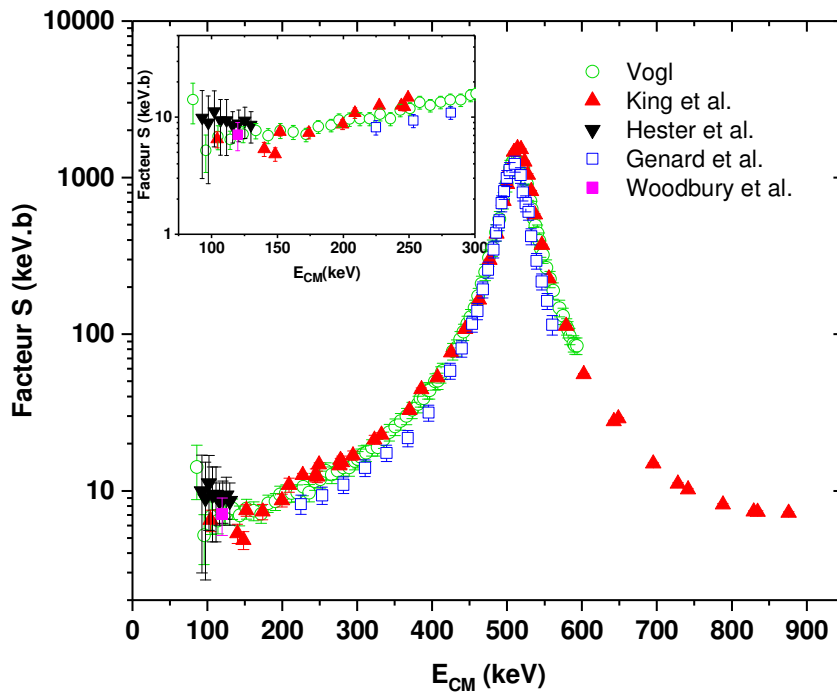


Figure 43: Données expérimentales pour le facteur astrophysique de la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ obtenues sur NACRE et EXFOR. Il s'agit des travaux de Vogl, Hester et al., Genard et al., King et al., ainsi que Woodbury et al..

En ce qui concerne Genard et al. [3], ces derniers n'ont également étudié que la transition vers l'état fondamental en utilisant un facteur de correction de 1.23. L'originalité de leur travail repose sur leur choix d'avoir travaillé en cinématique inverse. Malheureusement, leurs données s'arrêtent au niveau de 225 keV alors que les données disponibles les plus basses sont autour de 90 keV. Les valeurs obtenues pour le facteur astrophysique sont cependant systématiquement plus faibles que celles obtenues par les autres travaux à partir de 400 keV. Toutefois, avec King et Vogl, ils sont les seuls à avoir mesuré la section efficace au-delà de la résonance à 511 keV. Nous pouvons également citer le travail de Galster et al. [15] qui ont également étudié cette réaction en cinématique inverse. Cependant, leurs mesures ne servaient

qu'à valider une cible en hydrogène afin de mesurer la réaction $^{13}\text{N}(p,\gamma)^{14}\text{O}$ à l'aide de faisceau radioactif. Ils ne se sont donc pas intéressés à travailler à basse énergie mais uniquement à étudier la résonance à 511 keV.

En conclusion, même si les données présentées à la Figure 43 suivent globalement la même tendance, elles présentent toutefois une forte dispersion pour des énergies inférieures ou égales à 400 keV. De plus, malgré que la cinématique inverse présente un net avantage au niveau de la propreté des spectres, cette dernière n'est que trop rarement utilisée.

VI.2.2. Procédures expérimentales

Nous avons donc choisi de mesurer la section efficace de la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ en cinématique inverse. Pour ce faire, nous avons utilisé le système de détection bas-bruit décrit dans la seconde partie de ce travail. Concernant les cibles en hydrogène, étant donné que le développement de ces dernières s'est réalisé parallèlement à nos mesures de section efficace, nous avons eu l'occasion d'utiliser les trois types différents, à savoir :

- Implantation de H^+ à 1.5 et 3.0 keV dans du Si (100) avec des doses respectives de 0.7 et $1.0 \cdot 10^{17}$ at./cm².
- Implantation de H^+ à 1.5 et 3.0 keV dans du Si (100) amorphisé avec des doses respectives de 0.7 et $1.0 \cdot 10^{17}$ at./cm².
- Implantation de H^+ à 5 keV dans du Si (100) amorphisé avec une dose de $3.0 \cdot 10^{17}$ at./cm².

Le but de ces mesures était de tester l'amélioration de notre système bas-bruit par rapport à un travail déjà effectué précédemment, à savoir celui de Genard et al. [3]. L'un de nos objectifs était d'évaluer la possibilité de descendre plus bas en énergie que ne l'a fait G. Genard. De plus, notre système de détection bas-bruit étant relativement simple et polyvalent, il était intéressant de connaître ses limites.

Du point de vue expérimental, nous calibrions d'abord notre détecteur HPGe grâce à des sources gammas de ^{137}Cs (661.65 keV) et de ^{60}Co (1173.24 et 1332.53 keV), mais également à plus haute énergie en nous plaçant à la résonance de la réaction $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ à 872.11 keV qui nous permettait d'obtenir un gamma d'énergie de 6128.63 keV. Cette dernière réaction était réalisée sur un verre fluoré présentant un dépôt de SnO_2 en surface qui nous permettait d'étalonner également la jonction mesurant les particules rétrodiffusées. Ensuite,

grâce au système de fentes, nous définissions la taille de nos faisceaux de $^{13}\text{C}^{q+}$ et de $^{15}\text{N}^{3+}$ en plaçant un morceau de Kapton à la place de l'échantillon que nous brûlions avec le faisceau afin de vérifier la taille de la zone irradiée. Notons que la dimension du faisceau de $^{15}\text{N}^{3+}$ était systématiquement plus petite que celle du $^{13}\text{C}^{q+}$ (2 X 2 mm² contre 5 X 5 mm², respectivement). Cette précaution nous assurait de toujours viser la zone irradiée par le ^{13}C lors des profils d'hydrogènes. Il fallait également veiller à défocaliser le faisceau de ^{13}C de manière à obtenir une tache d'irradiation la plus homogène possible car cela permet notamment de réduire les erreurs quant à la quantité d'hydrogène retenue après irradiation. Cette défocalisation a cependant comme désavantage de réduire les intensités faisceau sur l'échantillon. Après cette première phase, la cible était alors insérée dans le porte-échantillon et le doigt froid refroidi à la température de l'azote liquide. Dès qu'un vide correct était atteint ($\sim 4 \cdot 10^{-7}$ mbar), nous réalisons un premier profil en hydrogène de la cible directement suivi par la mesure de la section efficace proprement dite avec les ions $^{13}\text{C}^{q+}$. Une fois la mesure finie ou stoppée, nous reprenons un second profil en hydrogène afin d'obtenir l'état de la cible, et donc la concentration en hydrogène après irradiation. À la fin des mesures, le vide en bout de ligne était de l'ordre de $2 \cdot 10^{-7}$ mbar.

Il est important de signaler que toutes ces étapes étaient réalisées à l'aide de la même source d'ions. Pour ce faire, nous utilisons une poudre de $\text{K}^{13}\text{C}^{15}\text{N}$ mélangée avec du TiH_2 ainsi que de la poudre d'argent, le tout placé dans la source SNICs de l'accélérateur. Grâce à cette cible, il était possible de changer facilement et rapidement d'ions incidents (de l'ordre de quelques minutes).

La section efficace différentielle (c'est-à-dire par unité d'angle solide), par l'équation (3) peut s'écrire comme :

$$\frac{d\sigma(E)}{d\Omega} = f_c \frac{N_{\text{réel}}}{N_0 [C_H] \varepsilon_i(E) d\Omega} , \quad (23)$$

avec $N_{\text{réel}}$ le nombre de gammas détectés corrigé par rapport aux rayonnements cosmiques), f_c le facteur de correction (1.25 dans notre cas) qui vaut l'inverse du facteur de branchement et ε_i l'efficacité intrinsèque dépendant de l'énergie. Pour une énergie E donnée, la section efficace vaut :

$$\sigma = \int_0^{4\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) W(\theta) d\Omega , \quad (24)$$

avec $W(\theta)$ la distribution angulaire des gammas associés à la transition étudiée et θ l'angle d'émission du gamma par rapport à l'incidence du faisceau car effectivement, l'émission

angulaire des gammas n'est pas nécessairement isotrope et dépend du moment angulaire relatif entre les deux particules incidentes. Dans le cas de la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}$, le proton et le carbone possèdent respectivement des spins de $1/2^+$ et $1/2^-$. Le niveau résonnant étant de type 1^- , le moment angulaire entre les deux particules doit être compris entre 0 et 2 (combinaison vectorielle $\vec{J} = \vec{I} + \vec{L}$ avec $\vec{J}$ le moment angulaire total du niveau résonant, $\vec{I}$ la combinaison des spins des ions incidents et $\vec{L}$ le moment orbital relatif entre les deux ions incidents). Cependant, la parité π_i du niveau résonant doit valoir $\pi_i = \pi_1\pi_2(-1)^L$, avec π_1 et π_2 les parités des ions incidents. Ainsi, d'après cette dernière formule, le moment angulaire relatif ne peut valoir que 0 ou 2, ce qui se traduit par des ondes partielles de type s ($L=0$) ou d ($L=2$). Étant donné la barrière angulaire plus élevée dans le cas de l'onde d , la réaction sera dominée par l'onde partielle de type s , ce qui a pour conséquence de donner lieu à une émission isotrope des gammas lors de la désexcitation du niveau résonant. Cela a par ailleurs été vérifié par King et al. dans leur travail (figure 6 dans [11]) de même que par Genard dans sa thèse [2]. Ainsi, la section efficace est indépendante de l'angle de détection et nous pouvons dès lors, par les équations (23) et (24), écrire :

$$\sigma = \frac{d\sigma}{d\Omega} \int_0^{4\pi} W(\theta) d\Omega = f_c \frac{N_{\text{réel}}}{N_0 [C_H] \varepsilon_i(E) d\Omega} 4\pi . \quad (25)$$

En se rappelant l'équation (5), nous obtenons comme expression pour la section efficace :

$$\sigma = f_c \frac{N_{\text{réel}}}{N_0 [C_H] \varepsilon_A(E)} , \quad (26)$$

où ε_A est l'efficacité absolue obtenue par l'équation (6). Discutons à présent la manière dont nous avons évalué chacun de ces termes.

VI.2.3. Résultats

Nous nous sommes tout d'abord intéressés aux rapports de branchements associés aux différentes transitions possibles de l'état excité (celui à 8.062 MeV) vers l'état fondamental. Comme nous l'avons montré un peu plus haut, ces facteurs ne prennent pas tous la même valeur suivant les publications. Hebbard a utilisé un facteur de 1.22 alors qu'Hester proposait quant à lui un facteur de 1.16. Comme il n'existe pas (à notre connaissance) de base de données qui donne une valeur moyenne de ce facteur de branchement, nous avons décidé de le mesurer nous-mêmes. Pour cela, nous avons étudié les différentes voies de désexcitation en ne regardant que les événements détectés dans le pic photoélectrique (full energy peak). Nos résultats sont

repris à la Tableau 8 ainsi que ceux obtenus par d'autres auteurs [2,10,11,128]. Nous pouvons observer que nos valeurs coïncident avec celles disponibles dans la littérature et que la transition vers l'état fondamental présente le facteur de branchement le plus important (de l'ordre de 80 %). Notons que ces premiers résultats valident notre courbe d'efficacité obtenue par Geant4. En effet, l'énergie des gammas détectés, comme indiqués à Tableau 8, couvre une plage entre 2 et 8 MeV, signifiant ainsi que notre courbe d'efficacité est valide dans cette gamme d'énergie.

Dans notre cas, un facteur de branchement de 1.25 a été déterminé, ce qui est proche de ceux utilisés par Hebbard et al.[127] et Genard, à savoir 1.22 et 1.23 et identique à celui de Woodbury et al. [14]. Ce facteur de branchement a été mesuré à la résonance, mais il n'y a pas de raison qu'il reste constant avec l'énergie. Effectivement, si l'on se base sur les données obtenues par King et al.[11], le facteur de branchement (dans le cas de la transition vers l'état fondamental), varie de 81 à 63 % pour des énergies respectives de 513 et 112 keV. Nous avons considéré que le facteur de branchement que nous avons déterminé présentait une bonne approximation tout au long de nos mesures.

Tableau 8: Facteurs de branchements (en %) pour les différentes transitions gamma issues de l'état excité de 8.062 MeV du ^{14}N [128]. Dans le cas de notre travail et de celui de G. Genard, les incertitudes prennent en compte l'erreur statistique et l'erreur sur l'efficacité du détecteur.

Energie du gamma (keV)	Ce travail	Genard. [2]	King [11]	Zeps [128]	Selove [10]
2371	4.16 ± 0.18	3.67 ± 0.13	5.17 ± 1.08	4.52 ± 0.40	3.5 ± 0.11
2956	0.66 ± 0.04	0.17 ± 0.02	0.64 ± 0.12	0.79 ± 0.40	0.25 ± 0.15
3143	2.27 ± 0.11	2.93 ± 0.11	2.23 ± 0.23	1.66 ± 0.40	1.86 ± 0.14
4110	11.00 ± 0.46	10.42 ± 0.34	13.03 ± 1.08	12.6 ± 0.63	12.69 ± 0.40
5745	1.22 ± 0.08	1.37 ± 0.07	1.84 ± 0.27	1.19 ± 0.71	1.4 ± 0.14
8062	80.70 ± 3.28	81.44 ± 2.51	77.1 ± 3.92	79.24 ± 0.40	80.3 ± 0.40

$N_{réel}$ est obtenu par :

$$N_{réel} = N_{tot} - N_{ext} = N_{tot} - t \Delta E n_{ext} , \quad (27)$$

avec N_{tot} le nombre d'évènements total détectés dans la région d'intérêt et N_{ext} le nombre de rayonnements cosmiques estimés dans cette même région d'intérêt. Ce dernier est égal au produit entre le temps d'acquisition t , la largeur de la région d'intérêt ΔE et le taux de détection de rayonnement cosmique estimé n_{ext} par keV et par seconde. Ce taux de détection, déjà présenté à la Figure 18, vaut $1.47 \pm 0.27 \cdot 10^{-6}$ coups/keV/s (erreur basée sur la statistique de comptage) contre les $6.33 \cdot 10^{-6}$ coups/keV/s qu'obtenait G. Genard avec l'ancien système. De par l'élargissement des pics dû à l'effet Doppler (voir Figure 44), d'autant plus important que nous travaillons en géométrie proche, les régions d'intérêt utilisées sont de l'ordre d'une centaine de keV et se limitent au pic photoélectrique (full energy peak). Nous pourrions penser qu'afin d'augmenter la statistique de comptage, il suffit d'élargir cette région d'intérêt au fond Compton ainsi qu'aux pics d'échappements. Cependant, en procédant de la sorte, il s'avère que le rapport signal sur bruit devient plus faible et les calculs d'efficacité de détection deviennent beaucoup plus compliqués.

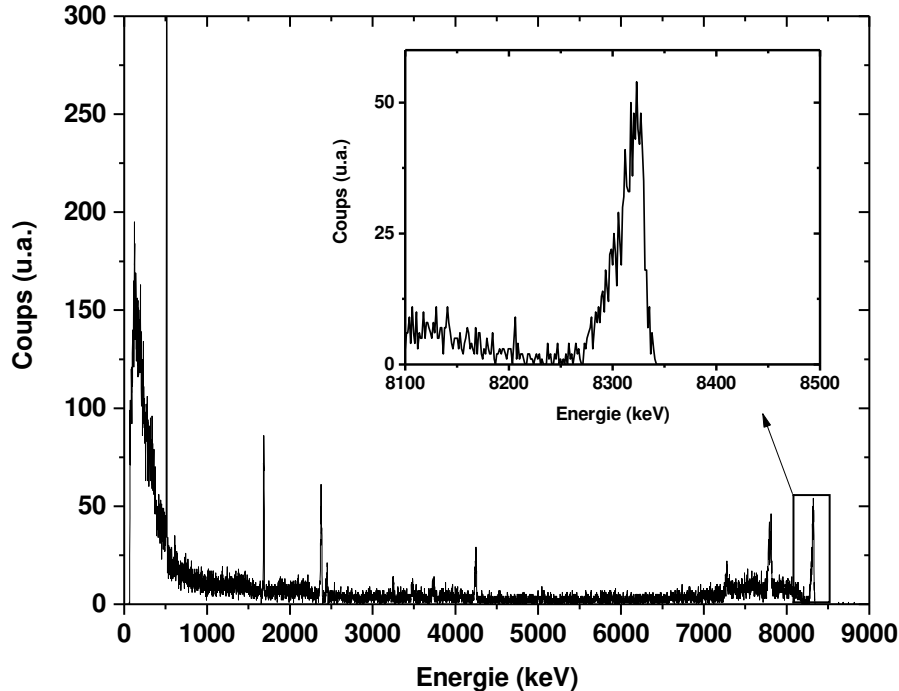


Figure 44: Spectre de la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ en cinématique inverse pris à la résonance. Un zoom a été réalisé aux niveaux des gammas correspondant à la transition vers l'état fondamental. Nous observons une dissymétrie au niveau du pic due à l'effet Doppler ainsi qu'un déplacement vers les hautes énergies.

Le terme $[C_H]$ est le plus délicat à estimer notamment à cause du fait que, comme nous l'avons vu dans la troisième partie, l'hydrogène désorbe dans nos conditions de manipulation. Ross et Richard ont proposé une désorption suivant une double-exponentielles inverses [95], mais malheureusement, de par les faibles taux de comptages obtenus lors de nos acquisitions, il n'était pas évident de fitter cette désorption avec ce modèle. Nous avons choisi d'utiliser comme concentration la moyenne entre la quantité initiale et finale de l'échantillon en supposant une désorption linéaire de l'hydrogène, ce qui constitue bien entendu une simplification du modèle proposé par Ross et Richard.

Nous avons mesuré la section efficace sur une plage d'énergie de 7200 à 2160 keV dans le système laboratoire. Le Tableau 9 reprend les différentes valeurs mesurées ainsi que certains paramètres pour nos points de mesure. Notons tout d'abord que l'énergie indiquée dans le centre masse a été corrigée par rapport à l'épaisseur de la cible (ceci est décrit un peu plus loin). Afin d'obtenir une erreur statistique faible (de l'ordre de 3 %), nous avons essayé à chaque fois de comptabiliser environ 1000 évènements réels (c'est-à-dire en ayant retiré les rayonnements cosmiques) sauf pour les énergies égales ou inférieures à 3600 keV. Pour ces points, le nombre d'évènements varie de 576 pour 3600 keV à 16 pour le point à 2160 keV, ce qui a bien sûr comme conséquence d'augmenter l'erreur statistique jusqu'à 36%. Pour chacune des mesures, nous avons également indiqué le nombre de rayonnements cosmiques à retirer ainsi que le rapport signal sur bruit. Nous voyons que ce dernier prend une valeur de 1000 aux alentours de la résonance pour atteindre seulement 2 à 2160 keV, ce qui peut être expliqué par le fait que la section efficace chute à basse énergie et que donc les temps d'acquisitions augmentent. En effet, les taux de détection passent de 2500 coups/heure pour la résonance à seulement 0.5 coups/heure pour l'énergie la plus basse, ce qui rend nos mesures beaucoup plus sensibles aux rayonnements cosmiques. Parallèlement à cela, nous notons une augmentation des intensités faisceaux lorsque l'énergie diminue, dû à la modification de l'état de charge des ions ^{13}C qui passent de 3^+ à 2^+ à 5600 keV et de 2^+ à 1^+ à 2800 keV. Il est en effet plus facile d'enlever un électron que deux (et même trois) dans le stripper de l'accélérateur. Nous pouvons toutefois observer une diminution des intensités faisceaux lors du passage à 2800 keV malgré le changement d'état de charge. Cette diminution provient d'une modification du régime de travail de l'accélérateur et des conditions de focalisation du faisceau. Cependant, l'augmentation des intensités faisceaux n'est pas suffisante pour compenser la diminution de la section efficace.

Il est intéressant de s'attarder sur les points à 5600 et 5200 keV car il s'avère qu'il faut moins de particules incidentes à 5200 keV pour détecter plus ou moins le même nombre d'évènements qu'à 5600 keV, ce qui nous ferait penser que la section efficace devrait être plus importante à 5200 qu'à 5600 keV. Or aucune résonance n'a été observée à ces énergies. Cet effet est dû au fait que le détecteur a été rapproché du porte-échantillon pour le point à 5200 keV (ainsi que pour ceux qui suivent), augmentant ainsi l'angle solide et donc la statistique de détection pour une même charge intégrée.

Finalement, le nombre de séries indique la quantité de cibles utilisées afin de récolter le nombre total d'évènements réels. Seulement, même si les cibles en hydrogène sont assez reproductibles, elles ne contiennent pas nécessairement la même quantité d'hydrogène, ce qui peut paraître problématique lorsque plusieurs cibles sont utilisées pour mesurer une valeur de la section efficace à une énergie donnée. Nous pouvons tenir compte de cela en modifiant la formule (26) par :

$$\sigma = f_c \frac{N_{R\acute{e}el}^{Tot}}{N_0^{Eq} [C_H]^{Eq} \epsilon_A} , \quad (28)$$

avec

$$N_{R\acute{e}el}^{Tot} = \sum_{i=0}^n N_{R\acute{e}el}^i , N_0^{Eq} = \sum_{i=0}^n N_0^i \text{ et } [C_H]^{Eq} = \frac{\sum_{i=0}^n N_{R\acute{e}el}^i [C_H]^i}{\sum_{i=0}^n N_{R\acute{e}el}^i} . \quad (29)$$

Cette formule permet de normaliser la quantité d'hydrogène par le nombre d'évènements réels détectés. Notons que d'une énergie à l'autre, même pour les hautes énergies où la section efficace est importante, nous veillons à utiliser une nouvelle cible en hydrogène. Nous travaillons ainsi avec des cibles « fraîches », pour lesquelles aucune désorption d'hydrogène ou carbone « build-up » n'étaient présents.

Tableau 9: Récapitulatif des données jugées importantes lors de nos mesures des sections efficaces de la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ en cinématique inverse . L'énergie dans le centre de masse est corrigée.

E_{Labo} (keV)	E_{CM} (keV)	N particules incidentes	Courant particule (μA)	Temps d'acquisition (heure)	Nombre de séries de mesures	$N_{\text{réel}}$	Rayonnements cosmiques	Rapport signal sur bruit	Erreur statistique (%)
7200	512.3	5.53E+15	6.14E-01	0.4	1	999	1	1.00E+03	3.20%
6900	490.2	7.33E+15	6.03E-01	0.54	1	1024	1	1.00E+03	3.10%
6800	484.4	2.22E+16	8.51E-01	1.16	1	1010	2	5.10E+02	3.10%
6600	469.1	4.75E+16	8.55E-01	2.47	1	1064	3	3.50E+02	3.10%
6400	455.1	1.04E+17	9.79E-01	4.72	1	1235	6	2.10E+02	2.90%
6200	440.7	1.52E+17	1.11E+00	6.09	1	1091	8	1.40E+02	3.00%
6000	425.9	2.25E+17	1.00E+00	9.97	1	994	12	8.30E+01	3.20%
5600	397.5	5.29E+17	1.24E+00	19.02	3	1065	19	5.60E+01	3.10%
5200	368.4	4.33E+17	1.70E+00	11.33	3	1043	12	8.70E+01	3.10%
4800	340.3	7.68E+17	1.78E+00	19.19	4	1051	28	3.80E+01	3.10%
4400	311.5	1.34E+18	1.58E+00	37.67	9	1033	35	3.0E+01	3.20%
3600	259	2.01E+18	1.87E+00	47.71	5	576	48	1.20E+01	4.40%
2800	193.1	1.50E+18	1.09E+00	61.38	6	180	36	5.00E+00	8.80%
2590	176.8	9.39E+17	1.38E+00	30.24	3	55	14	3.90E+00	16.00%
2160	147.3	1.39E+18	1.99E+00	30.98	4	16	8	2.00E+00	35.90%

À titre de comparaison, nous avons repris les valeurs des rapports signaux sur bruits obtenus par Genard et al. ainsi que les nôtres à la Tableau 10. Nous observons que nos rapports sont toujours supérieurs à ceux obtenus par Genard et al. d'un facteur allant de 1.0 à 2.8 même si, d'après la différence d'efficacité de blindage, nous devrions nous attendre plutôt à un facteur de 4.3. Ceci s'explique par le fait que le rapport signal sur bruit ne dépend pas seulement de l'efficacité du blindage, mais également de la géométrie de détection et des intensités faisceaux. C'est par exemple le cas pour nos propres mesures lors du passage de 5600 keV à 5200 keV où le rapport augmente au lieu de diminuer avec l'énergie.

Tableau 10: Comparaison des rapports signal/bruit obtenus dans ce travail et par Genard et al.

E_{labo} (keV)	Signal/bruit ce travail	Signal/bruit Genard	Rapport ce travail/Genard
7200	999 ± 50	1000	1.00
6800	505 ± 33	256	1.97
6600	355 ± 30	127	2.79
6400	206 ± 17	112	1.84
6200	136 ± 11	91.6	1.49
6000	82.8 ± 7.3	55.6	1.49
5600	56.1 ± 5.8	29.4	1.91
5200	85.9 ± 8.4	32.3	2.66
4800	37.5 ± 2.8	21.9	1.71
4400	30.4 ± 3.3	14.5	2.10
3600	12.0 ± 1.4	5.12	2.34
2800	5.0 ± 1.1	/	/
2590	3.9 ± 1.2	/	/
2160	2.0 ± 1.3	/	/

Passons maintenant au calcul de l'énergie de la réaction dans le centre de masse, c'est-à-dire qu'il faut déterminer l'énergie moyenne de la particule au moment où la réaction a lieu. En effet, lorsque l'ion incident (en l'occurrence du ^{13}C dans notre cas) arrive dans la cible, la réaction nucléaire peut aussi bien avoir lieu en début qu'en fin de profil. Ainsi, nous définissons l'énergie moyenne d'interaction comme :

$$E_{\text{moyenne}} = E_0 - \frac{\Delta E}{2} , \quad (30)$$

où E_0 est l'énergie incidente de l'ion et ΔE sa perte d'énergie dans la cible. Pour avoir accès à ce dernier terme, nous faisons la moyenne de la moitié de l'énergie perdue dans le profil avant et après irradiation. Grâce à la déconvolution du spectre RNRA, nous connaissons le profil de concentration en hydrogène (et donc en silicium) et nous pouvons dès lors calculer la perte d'énergie de l'ion incident à travers celui-ci. Cependant, comme nous l'avons montré dans la partie 3, le profil en concentration n'est pas constant avec la profondeur et le pouvoir d'arrêt de l'ion ne sera donc pas le même suivant l'endroit où il se trouve dans le profil. Pour remédier à cela, nous avons développé un programme dont le principe est le suivant : le profil en profondeur est découpé en tranches et pour chacune de ces tranches, notre programme détermine le pouvoir d'arrêt suivant les concentrations données par la déconvolution. Il calcule alors la perte d'énergie de l'ion dans cette tranche et la soustrait à l'énergie qu'avait l'ion avant d'entrer dans cette tranche. L'utilisation de ce programme permet de déterminer la perte d'énergie de l'ion à travers tout le profil de manière plus précise.

Un autre phénomène dont il faut tenir compte dans la détermination de l'énergie moyenne est présenté à la Figure 45. Cette dernière présente des profils en hydrogène avant et après irradiation pour différentes valeurs de vides au niveau du bout de ligne. Dans le cas de la Figure 45(a), le vide est de l'ordre de $5 \cdot 10^{-7}$ contre $2 \cdot 10^{-7}$ mbar pour la Figure 45(b) avec des charges intégrées respectives après irradiations de 44 et 56 mC.

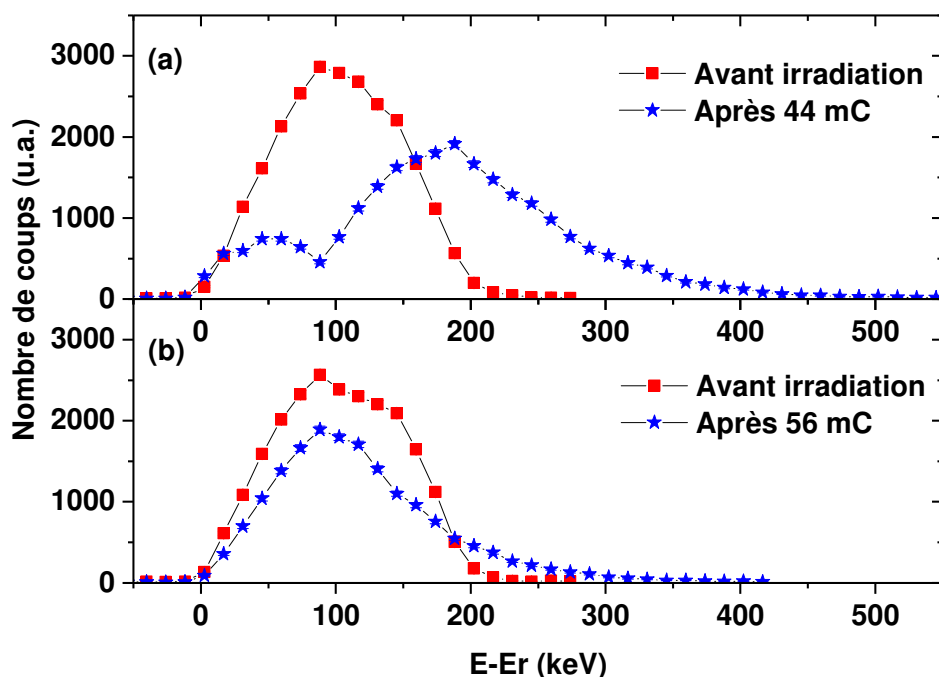


Figure 45: (a) Profils en hydrogène avant (carrés rouges) et après irradiations (étoiles bleues) pour un vide en bout de ligne de $5 \cdot 10^{-7}$ mbar ;(b) Profils avant (carrés rouges) et après irradiations (étoiles bleues) pour un vide en bout de ligne de $2 \cdot 10^{-7}$ mbar. Les irradiations ont été réalisées en $^{13}\text{C}^+$ pour des charges intégrées de 44 (a) et 56 (b) mC. Les abscisses correspondent à la différence entre l'énergie du faisceau incident et celle de la résonance, c'est-à-dire 6385 keV. Sur la figure (a), nous observons clairement un plateau entre 0 et 100 keV qui correspond à une couche de carbone (contenant de l'hydrogène) formée en surface. Cette dernière n'apparaît pas sur la figure (b).

En ce qui concerne le cas (a), nous voyons clairement un plateau entre 0 et 100 keV qui n'apparaît pas dans le cas (b). Ce plateau est en fait dû à une couche de contamination de carbone. Afin de s'en assurer, nous avons procédé à des analyses XPS et NRA, non présentées ici, qui nous ont confirmé qu'il s'agissait bien de carbone. D'où provient cette couche de carbone ? Et pourquoi n'apparaît-elle pas de la même manière partout ? C'est le phénomène de carbone « build-up » qui en est responsable. Lorsque le faisceau incident arrive près de l'échantillon, il se peut qu'il heurte une particule ou une molécule provenant du vide résiduel, l'entraînant ainsi jusqu'à la surface de l'échantillon et ayant pour conséquence la croissance d'une couche de carbone au niveau du point d'impact du faisceau. La Figure 45 montre que ce phénomène dépend très fortement du vide au niveau de l'échantillon. Il est donc crucial de travailler avec les vides les plus bas possibles car, comme montré à la Figure 45, dans des

conditions de vide très bas, nous limitons très fortement le « carbon build-up » par rapport à des vides moyens, même avec des charges intégrées plus importantes. C'est dans cette optique que nous avons développé le doigt froid présenté dans la partie 2.

Au niveau de la perte d'énergie des ions incidents au sein de la couche de carbone, cette dernière est également déterminée par le programme cité ci-dessus. Comme le montre la Figure 45, cette couche de carbone contient aussi de l'hydrogène susceptible de réagir avec les ions incidents. Il faut donc ajouter cette quantité à celle contenue dans le silicium et considérer comme cible totale la couche de carbone « hydrogénée » et le silicium implanté. Dans notre cas, nous avons supposé que cette couche de carbone croît linéairement avec la charge intégrée même si ce n'est pas réellement le cas car il faut garder à l'esprit que cette couche se forme au cours du temps, et que sa vitesse de croissance dépend des intensités faisceaux ainsi que du vide résiduel qui sont des paramètres variant au cours de la mesure.

Nous pouvons à présent passer aux résultats proprement dits, c'est-à-dire aux valeurs de sections efficaces. Ces dernières ne prennent en compte que la désexcitation issue de l'état à 8.062 MeV vers l'état fondamental et sont présentées à la Figure 46 en même temps que celles de Vogl [12], King et al. [11] ainsi que Genard et al. [3].

De manière générale, nous voyons que nos résultats suivent la même tendance que les données fournies dans la littérature, c'est-à-dire une diminution de la section efficace avec l'énergie avec une chute plus marquée pour des énergies inférieures à 200 keV. Du point de vue de nos valeurs mesurées, ces dernières sont en très bon accord avec la littérature pour des énergies entre 450 et 500 keV. Pour des énergies situées entre 250 et 450 keV, nos données sont plus basses que celles obtenues par Vogl [12] et King et al. [11], mais se superposent presque parfaitement (les barres d'erreurs se recouvrent) aux valeurs de Genard. A partir de 200 keV, nos barres d'erreurs croisent celles obtenues dans les travaux de Vogl et de King. Il faut cependant rester prudent dans nos observations car la statistique de comptage de nos trois derniers points est faible, amenant des erreurs importantes (37% pour le point à 150 keV). Enfin, en ce qui concerne la résonance à 511 keV, même si cette dernière n'a pas été étudiée en totalité lors de ce travail, nous voyons que la position du maximum semble être en accord avec celle mesurée par Vogl et King même si nous ne disposons pas de leurs barres d'erreurs sur l'énergie. Les résultats de Genard et al., semblent quant à eux légèrement décalés vers les basses énergies.

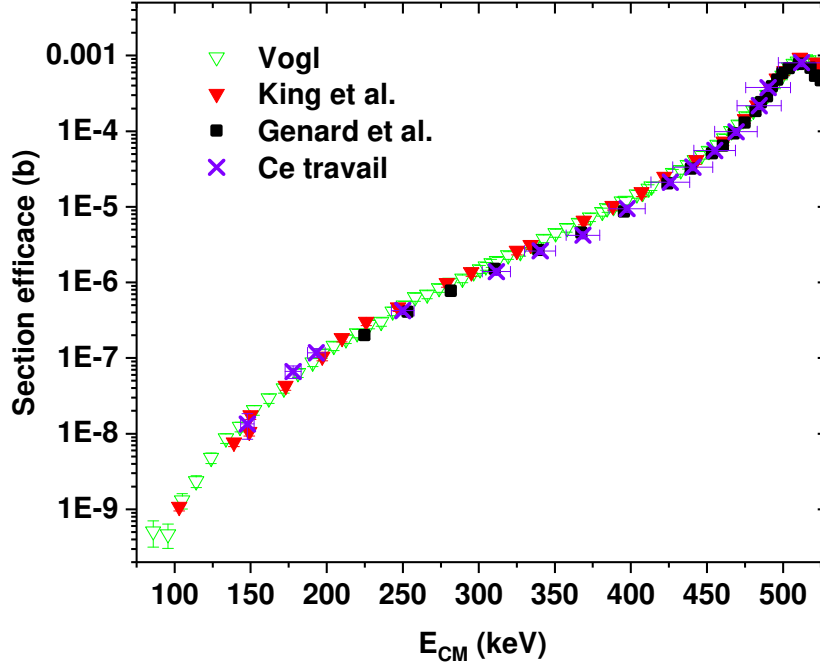


Figure 46: Section efficace obtenue pour la réaction $^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$ en cinématique inverse (ce travail et Genard et al) ainsi qu'en cinématique directe par Vogl et King. Les données correspondent à la transition entre le niveau de 8.062 MeV et l'état fondamental.

Passons à présent au facteur astrophysique. Ce dernier est présenté à la Figure 47 et correspond à la transition entre le niveau à 8.062 MeV et l'état fondamental. A nos données sont ajoutées celles de King et al. [11], Genard et al. [3], Hester et al.[13],Vogl [12] ainsi que le point à 129 keV obtenu par Woodbury et al. [14]. Comme mentionné plus haut, ce facteur varie beaucoup moins avec l'énergie que la section efficace, sauf en cas de résonance. Comme pour la section efficace, nos valeurs se superposent parfaitement bien avec celles obtenues par Genard et al. [3].

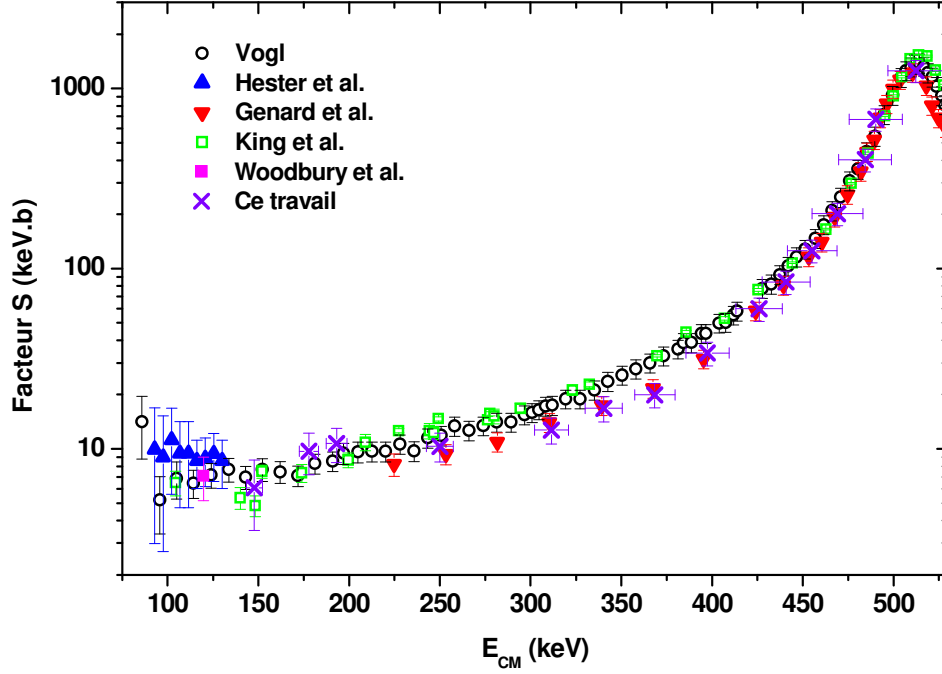


Figure 47: Facteur astrophysique de la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ obtenu par nos mesures en cinématique inverse (croix mauves).

En revanche, entre 250 et 450 keV, nos valeurs se trouvent systématiquement en dessous de celles obtenues par King et al. ainsi que Vogl, même si les barres d'erreurs se recouvrent pour la plupart des points, alors que sous les 250 keV, nos mesures retombent en accord avec la littérature. En effet, nos barres d'erreur reprennent les points obtenus par King et Vogl et les valeurs du facteur astrophysique se stabilisent, comme c'est le cas pour les autres travaux.

Etant donné que nous avons réalisé nos mesures dans le même laboratoire que Genard et al., il n'est pas impossible qu'une erreur systématique (due par exemple au détecteur ainsi qu'à l'accélérateur) soit à l'origine de ce décalage entre 250 et 450 keV. De plus, il se peut également que nous ayons surestimé l'efficacité de notre détecteur ainsi que la quantité d'hydrogène retenu dans nos cibles. D'autres effets, comme la convolution entre la largeur de la cible et la section efficace, ont également tendance à moyenniser la valeur de la section efficace.

Nous ne pouvons pas attribuer cette différence aux rayonnements cosmiques car Vogl a également utilisé un blindage actif avec une couverture angulaire presque égal à 4π sr, et il obtient des résultats similaires à ceux de King et al. qui n'ont, quant à eux, pas utilisé de blindage actif.

Il faut également noter que, mis à part ce travail, aucune barre d'erreur sur l'énergie n'est publiée dans la littérature, ce qui est plutôt étonnant. Pourtant, dans sa thèse, Genard a estimé cette incertitude à 6 %, mais cela n'apparaît pas dans son article ni sur EXFOR. Il serait intéressant d'obtenir les barres d'erreurs pour les autres travaux afin d'observer ou non un recouvrement de ces dernières au niveau des énergies de réaction.

Une dernière explication de cette différence pourrait être l'utilisation de la cinématique directe. Des gammas produits par des réactions nucléaires parasites pourraient interférer avec le spectre d'acquisition. Si ces gammas ont une énergie égale ou supérieure à celle des gammas étudiés, ils vont alors augmenter le taux de détection dans la région d'intérêt étudiée et donc la section efficace. Lorsque l'on se trouve à la résonance, cet effet est réduit car le taux de comptage est élevé. De même qu'aux basses énergies, la probabilité de réaliser des réactions nucléaires parasites est beaucoup plus faible. Cette explication est d'autant plus crédible par le fait que nos données se superposent parfaitement à celles de Genard qui a également utilisé la cinématique inverse. Cependant, il faudrait encore repérer la ou les réactions possibles pouvant émettre des gammas d'énergies supérieures à 8 MeV, ce qui n'est pas évident. En effet, les deux auteurs (à savoir King et al. [11] et Vogl [12]) ont tous les deux utilisé des méthodes de dépôt sous vide pour réaliser leur cible de ^{13}C en choisissant du tantale ($Z=73$) comme substrat, ce qui limite déjà très sérieusement le bruit amené par ce dernier. Si l'on considère les contaminants de base, autrement dit du ^{12}C (amené par carbone « build-up ») et éventuellement du ^{16}O (présent dans le vide lors des dépôts), les gammas émis par ces derniers lors de captures radiatives, c'est-à-dire de type (p,γ) , ont des énergies respectives de l'ordre de 0.6 et 2.3 MeV [10,129]. Ces énergies sont bien inférieures à celle des gammas qui sont détectés (8 MeV) pour évaluer la section efficace de la réaction, dans le cas où l'on n'étudie que la transition vers l'état fondamental. Cette justification semble donc peu probable.

A ce stade-ci, nous pourrions nous demander quel est l'intérêt de ce travail. En effet, il existe déjà des données qui descendent plus bas en énergie que les nôtres et nous n'apportons donc pas réellement de nouveaux résultats. L'originalité de notre travail vient du fait que nous sommes parvenus à mesurer des sections efficaces sur près de 5 ordres de grandeur avec la

même installation. De plus, même si nous ne l'avons pas réalisé dans ce travail, Genard et al. ont montré qu'il est possible d'obtenir également des points au-delà de la résonance. Dans le cas de King et al., deux accélérateurs ont été nécessaires pour obtenir toutes leurs données et en ce qui concerne Vogl, ce dernier a utilisé non un faisceau de protons mais de H_2 à partir de 140 keV, et ce, afin de garder des courants élevés. Ceci a pour conséquence d'irradier la cible avec du deutérium qui interfère avec l' H_2 et qui est une source de bruit, notamment à travers la réaction $^{13}C(^2H,\alpha)^{11}B$ [12].

Nous avons démontré qu'il est possible de réaliser des mesures sur une très large gamme d'énergies sans pour autant devoir se mettre sous une montagne ou utiliser des accélérateurs spécifiques. Il est bon de rappeler que notre accélérateur *ALTAIS* est un accélérateur polyvalent, c'est à dire qu'il n'est pas entièrement dédié à l'astrophysique nucléaire et ne présente donc pas les mêmes caractéristiques que ceux utilisés dans cette branche. À titre d'exemple, les courants obtenus lors de nos mesures sont de l'ordre de 3-4 μA au maximum, largement inférieurs à ceux utilisés par Vogl [12] ($\sim 40 \mu A$) ou par King et al. [11] ($\sim 100 \mu A$). Enfin, du point de vue de l'originalité de la mesure, nous sommes les premiers à descendre à des énergies de l'ordre de 150 keV en cinématique inverse.

VI.2.4 Évaluation des incertitudes

Intéressons-nous à présent à la détermination des barres d'erreur. De manière générale, l'incertitude absolue sur une fonction $f(x_1, x_2, \dots, x_n)$, où les x_i sont n variables indépendantes les unes des autres (et dont les fluctuations sont indépendantes les unes des autres), est donnée par :

$$\sigma_f = \left(\sum_{i=1}^n \left[\left(\frac{\delta f}{\delta x_i} \right)^2 \sigma_i^2 \right] \right)^{1/2}, \quad (31)$$

où σ_i est l'erreur absolue sur la variable x_i . L'erreur relative totale est obtenue en divisant l'erreur absolue par la fonction. L'équation (31) devient alors

$$\sigma_f^r = \left(\sum_{i=1}^n \sigma_i^{r2} \right)^{1/2}, \quad (32)$$

avec cette fois-ci $\sigma_i^r = \frac{\sigma_i}{f}$ l'incertitude relative sur la variable x_i .

En se basant sur les équations (26) et (32), l'erreur relative totale sur la section efficace est donnée par :

$$\sigma_{\sigma}^r = \left[\left(\frac{\sigma_{Nr}}{\sigma} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{N0}}{\sigma} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{[CH]}}{\sigma} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\varepsilon}}{\sigma} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{fc}}{\sigma} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (33)$$

Voyons à présent ce que vaut chacune de ces erreurs relatives dans le cas de nos expériences.

N_r est obtenu à partir de la différence entre le nombre total d'évènements détectés et le nombre supposé de rayonnements cosmiques. Comme il s'agit également de deux variables indépendantes, nous pouvons donc écrire :

$$\sigma_{Nr} = (\sigma_{Ntot}^2 + \sigma_{RC}^2)^{1/2}, \quad (34)$$

où σ_{Ntot} et σ_{RC} sont des erreurs purement statistiques. Ainsi, σ_{Ntot} est égal à $\sqrt{N_{tot}}$ qui correspond à l'erreur absolue sur le nombre total d'évènements détectés (signal et bruit confondus). σ_{RC} , quant à elle, est égale à l'erreur absolue sur le taux n_{ext} de rayonnements cosmiques détectés (par keV et par seconde), multipliée par le temps d'acquisition t et la largeur de la ROI ΔE dans laquelle les évènements sont comptabilisés, c'est-à-dire le pic de photoélectrique. Dans notre cas, l'erreur absolue sur n_{ext} vaut $2.7 \cdot 10^{-7}$ cps/keV/sec. Nous pouvons donc réécrire l'équation (34) comme :

$$\sigma_{Nr} = [N_{tot} + (t \Delta E 2.7 \cdot 10^{-7})^2]^{1/2} \quad (35)$$

L'erreur relative a donc tendance à augmenter lorsque les temps d'acquisition deviennent importants et surtout quand le rapport signal sur bruit diminue.

Passons ensuite à N_0 . Comme expliqué dans la deuxième partie, l'intégration de courant a été validée en comparant le nombre de particules venant frapper l'échantillon à l'aide d'un détecteur *PIPS* avec la charge totale récoltée sur l'échantillon. Ceci nous a permis d'estimer une erreur sur la lecture courant de 3%.

En ce qui concerne la concentration en hydrogène $[CH]$, il est difficile d'évaluer précisément l'erreur. Si l'on tient compte de l'homogénéité de la tache d'implantation, cette dernière a été estimée à 5% grâce à l'ERDA. Il faut également tenir compte de la référence utilisée pour la déconvolution des profils RNRA qui, dans notre cas, était du Kapton dont la concentration en hydrogène est bien connue (25.6 %). Afin que ce dernier ne désorbe pas¹²,

¹² Ceci a été vérifié en utilisant le mode List du programme MPA-3

nous avons utilisé des courants très faibles, ce qui nous rend beaucoup plus sensibles aux courants de fuites. Nous estimons ainsi une erreur due à la référence de 2%. Enfin, l'erreur relative due à l'intégration du profil, et donc de la statistique de comptage, est estimée à 6%, ce qui nous donne une erreur totale de 8%. Nous n'avons pas tenu compte ici de l'incertitude suite à la désorption de l'hydrogène. Cette dernière est compliquée à estimer car en plus de la désorption de l'hydrogène, il faut également prendre en compte l'hydrogène apporté sur l'échantillon suite au processus de « carbon build-up ».

Du point de vue des incertitudes quant à l'efficacité de détection déterminée par GEANT4, nous pouvons d'abord citer celles sur la géométrie (c'est-à-dire la distance totale entre l'échantillon et le cristal de germanium). Afin de la déterminer, nous avons étudié l'effet des incertitudes des distances sur l'angle solide qui nous a donné une erreur de l'ordre de 3%. L'erreur sur les données fournies par Geant4 est de 0.1%. À cela, il faut ajouter les incertitudes sur les sections efficaces d'interaction qui sont de l'ordre de 2.2% [130,131]. Le tout forme donc une erreur de 3.7% à laquelle nous devons ajouter celle sur l'extrapolation des données de GEANT4 par le polynôme de degré 8. Le R^2 étant de 0.99994, une erreur totale de 4 % est obtenue.

Enfin, il faut tenir compte de l'erreur sur le calcul du facteur de branchement. Pour l'estimer, nous avons pris en compte l'erreur statistique ainsi que l'erreur sur l'efficacité de détection. Nous voyons donc que ε et f_c ne sont pas tout à fait indépendants. Cependant, par la suite, nous ferons l'hypothèse qu'ils le sont, ce qui nous donne une erreur de 4.1%.

Concernant le facteur astrophysique, par l'équation (12), nous pouvons écrire que :

$$\sigma_S = \left[\left(\frac{\delta S}{\delta \sigma} \right)^2 \sigma_\sigma^2 + \left(\frac{\delta S}{\delta E} \right)^2 \sigma_E^2 \right]^{1/2}, \quad (36)$$

avec $\left(\frac{\delta S}{\delta \sigma} \right) = \frac{S}{\sigma}$ et l'on peut montrer que $\left(\frac{\delta S}{\delta E} \right) = \frac{S}{E} \left(1 - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{E_G}{E}} \right)$ où $E_G = b^2$ est appelée l'énergie de Gamow. Nous obtenons alors pour l'erreur relative sur le facteur astrophysique l'expression suivante :

$$\sigma_S^r = \frac{\sigma_S}{S} = \left[\left(\frac{\sigma_\sigma}{\sigma} \right)^2 + \left(1 - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{E_G}{E}} \right)^2 \left(\frac{\sigma_E}{E} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (37)$$

L'erreur sur l'énergie possède deux contributions. Tout d'abord, celle venant de

l'accélérateur : la haute tension de ce dernier présente une variation (appelé également *ripple*) de ± 120 V autour de la valeur demandée par l'utilisateur. Cette variation induit des erreurs absolues dépendant de l'état de charge q de l'ion, à savoir de l'ordre de $0.120 (1+q)$ keV (voir *Annexe II*). Ainsi, pour des $^{13}\text{C}^{3+}$ de 7200.00 keV et des $^{13}\text{C}^{+}$ de 2600 keV, les erreurs absolues seront respectivement de 0.48 et 0.24 keV, ce qui correspond à des erreurs relatives inférieures à 0.01% qui sont clairement très faibles. Idéalement, il faudrait également tenir compte de la perte d'énergie des ions à travers le stripper de l'accélérateur. En effet, comme il s'agit d'ions lourds possédant une énergie d'entrée de l'ordre du MeV, cette dernière doit très probablement être dégradée lors du passage dans le canal. Cependant, il est très compliqué d'estimer cette perte d'énergie car cela requiert la connaissance de la pression dans le canal d'échanges, à laquelle nous n'avons pas accès. De plus, cette perte d'énergie est plus ou moins importante suivant l'état de charge de l'ion. Par exemple, pour une tension de 1500 kV et une pression dans le stripper de 10 Pa [132], la perte d'énergie des ions $^{13}\text{C}^{+}$ est de l'ordre de 24 keV, ce qui correspond à des incertitudes sur l'énergie finale de 0.4% à 0.8% pour des ions $^{13}\text{C}^{3+}$ et $^{13}\text{C}^{1+}$, respectivement. Il reste l'incertitude sur l'étalonnage de l'accélérateur, ce dernier étant réalisé chaque année, qui est de l'ordre de 0.1%.

La seconde contribution vient de l'estimation de la perte d'énergie moyenne du faisceau incident dans la cible. Cette perte varie entre 140 et 250 keV suivant les cibles utilisées et de leur dégradation suite à l'irradiation. Cette perte d'énergie est bien entendu entachée d'importantes erreurs, notamment au niveau de la déconvolution au niveau des profils (nous devons supposer un profil constant), mais également à cause des erreurs sur les pouvoirs d'arrêt. Nous avons estimé l'erreur sur la perte d'énergie à environ 15%. Cependant, comme nous travaillons en cibles minces, cette perte d'énergie reste faible par rapport à l'énergie totale de l'ion incident. Par exemple, pour des ions de 2610 keV, la perte d'énergie est de l'ordre de 240 keV, et ne représente qu'environ 10% de l'énergie totale. Ainsi, en tenant compte de cela, nous obtenons des erreurs relatives de l'ordre de 2%. En définitive, une erreur totale de 3% sur l'énergie n'est très certainement pas sous-estimée.

Tableau 11: Résumé des différentes erreurs relatives utilisées pour le calcul de l'erreur totale sur les sections efficaces et sur le facteur astrophysique.

σ_{N_0}	3.0%
$\sigma_{[C_H]}$	8.0%
σ_{ϵ}	4.0%
σ_{f_c}	4.1%
σ_E	3.0%

La Tableau 11 reprend les valeurs des différentes erreurs. Nous obtenons une erreur de l'ordre de 11% pour les sections efficaces qui monte jusqu'à 37% lorsque la statistique de comptage diminue, comme dans le cas de la mesure à 2160 keV. Le facteur astrophysique présente quant à lui des erreurs de l'ordre de 14-15 % pour les points à plus haute énergie. En revanche, lorsque l'énergie diminue, cette erreur peut aller jusqu'à 42%. La Tableau 12 reprend nos valeurs de sections efficaces et de facteur astrophysique ainsi que les erreurs associées.

Sur base de la Table 11 et des données disponibles sur NACRE et EXFOR, nous pouvons maintenant comparer nos barres d'erreur avec la littérature. En ce qui concerne les données de Genard et al. [3], nos barres d'erreur sont légèrement supérieures même si nous avons considéré les mêmes sources d'erreur : 11% dans leur travail contre 14% pour nous au niveau du facteur astrophysique. Cela provient simplement du fait que nous avons estimé des valeurs d'incertitude différentes.

Du point de vue de King et al. [11], leurs barres d'erreur pour le facteur astrophysique sont également plus petites que les nôtres (13 % à 150 keV contre 42 % pour nous) selon les données fournies dans EXFOR. Ces erreurs sont comprises entre 1 et 2 % jusqu'à 400 keV puis augmentent jusqu'à 16 % à 112.4 keV. Leur calcul de barre d'erreur ne prend en compte que la correction de l'énergie effective du faisceau incident, l'efficacité de détection et probablement l'erreur statistique. Malheureusement, le détail des calculs n'est pas fourni, ce qui nous empêche de placer des incertitudes sur l'énergie. Toutefois, comme l'a fait remarquer G. Genard, les données disponibles dans NACRE donnent des barres d'erreur de l'ordre de 12% sur toute la gamme d'énergie, ce qui semble plus réaliste et est en accord avec nos valeurs. Cependant, pour les valeurs du facteur astrophysique à basse énergie (à partir de 200 keV), les données de King semblent se disperser et les barres d'erreurs ne se recouvrent pas assez pour

avoir des données cohérentes entre-elles.

Dans le cas d'Hester et al. [13], leurs barres d'erreur pour le facteur astrophysique vont de 14% pour le point à 140 keV jusqu'à 70 % pour le point à plus basse énergie. Ces derniers ont pris en considération les incertitudes sur l'intégration de courant, l'efficacité de détection, l'erreur statistique ainsi que l'énergie. Finalement, Vogl [12] n'a considéré que les incertitudes sur la statistique, l'efficacité de détection et l'épaisseur de la cible. Dans son cas, nous avons calculé nous-mêmes les valeurs du facteur astrophysique à partir de ses données de section efficace et ces dernières sont du même ordre que celles de King et al. [11], c'est-à-dire 12%. Toutefois, jusqu'à une centaine de keV, ses données semblent cohérentes (les barres d'erreurs se chevauchent), contrairement à King. Seul le point à 85 keV ne semble pas cohérent avec les autres.

En conclusion, malgré l'obtention de barres d'erreur un peu plus élevées que celles de la littérature, notre travail n'en est en aucun cas approximatif. Au contraire, nous avons pris en compte le plus grand nombre de sources d'erreurs dans le souci d'être le plus rigoureux possible. Toutefois, en ce qui concerne les trois derniers points à basse énergie, nous voyons très clairement les limites de nos mesures à travers les barres d'erreur importantes par rapport aux autres travaux, notamment ceux de King [11] et de Vogl [12].

Tableau 12: Récapitulatif des données obtenues dans le cas de la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$. Les valeurs correspondent à la transition de l'état à 8.062 MeV vers l'état fondamental.

E_{Labo} (keV)	E_{CM} corrigée (keV)	Erreur E_{CM} (keV)	Section efficace (b)	Erreur absolue (b)	Erreur relative (%)	Facteur S (keV.b)	Erreur absolue (keV.b)	Erreur relative (%)
7200	512.3	15.4	8.04E-04	8.7E-05	10.8%	1.26E+03	1.8E+02	14.1%
6900	490.2	14.7	3.77E-04	4.1E-05	10.8%	6.74E+02	9.6E+01	14.2%
6800	484.4	14.5	2.17E-04	2.3E-05	10.8%	4.02E+02	5.7E+01	14.3%
6600	469.1	14.1	9.83E-05	1.1E-05	10.7%	2.02E+02	2.9E+01	14.4%
6400	455.1	13.7	5.55E-05	5.9E-06	10.7%	1.26E+02	1.8E+01	14.5%
6200	440.7	13.2	3.35E-05	3.6E-06	10.7%	8.43E+01	1.2E+01	14.6%
6000	425.9	12.8	2.12E-05	2.3E-06	10.8%	5.98E+01	8.9E+00	14.8%
5600	397.5	11.9	9.48E-06	1.0E-06	10.7%	3.40E+01	5.1E+00	15.1%
5200	368.4	11.1	4.22E-06	4.5E-07	10.8%	2.00E+01	3.1E+00	15.5%
4800	340.3	10.2	2.62E-06	2.8E-07	10.8%	1.68E+01	2.7E+00	15.9%
4400	311.5	9.3	1.39E-06	1.5E-07	10.8%	1.27E+01	2.1E+00	16.4%
3600	250	7.5	4.26E-07	4.8E-08	11.2%	1.03E+01	1.9E+00	18.1%
2800	193.1	5.8	1.17E-07	1.6E-08	13.5%	1.07E+01	2.3E+00	21.4%
2588	177.9	5.3	6.66E-08	1.3E-08	19.0%	9.69E+00	2.5E+00	25.8%
2160	147.8	4.4	1.34E-08	5.0E-09	37.4%	6.09E+00	2.6E+00	42.1%

VI.2.5. Traitement par la théorie de la matrice R

Le taux de réaction stellaire étant maximal à l'énergie de Gamow, il est intéressant de connaître la valeur du facteur astrophysique à cette énergie. Toutefois, dans le cas de la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$, cette énergie est de l'ordre de 25 keV pour une température de $2.0 \cdot 10^7$ kelvins, bien inférieure aux énergies auxquelles nous avons réalisé nos mesures. Afin d'obtenir une valeur du facteur astrophysique à basse énergie, nous avons extrapolé nos résultats à l'aide de la théorie de la matrice R. Même si les barres d'erreur pour les trois derniers points sont importantes, il est intéressant de procéder à cette extrapolation et de comparer nos résultats à ceux de la littérature. Pour le lecteur non initié à cette théorie, nous lui conseillons vivement de se familiariser avec cette dernière au travers de l'*Annexe VI*.

Nous avons choisi un paramètre a de 6.8 fm, comme pour Genard et al. [23], ce qui correspond assez bien à la somme des rayons des noyaux de ^{13}C et p (4.6 fm), même si, théoriquement, les résultats obtenus par la matrice R ne doivent pas dépendre de ce paramètre a . Afin de réaliser un fit réaliste, nous avons ajouté à nos données celles de Genard et al. car, en plus d'être les plus similaires aux nôtres, elles couvrent toute la résonance à 511 keV, ce qui nous a permis de contraindre davantage l'ajustement des paramètres. Les points de King et al. n'ont pas été pris en considération lors des traitements de la matrice R mais ont simplement été ajoutés afin de comparer le comportement de nos extrapolations au-dessus de la résonance. Les résultats de nos traitements sont représentés à la Figure 48 où chacune des courbes a été obtenue en ajustant les paramètres de manière à minimiser le χ^2 . Les paramètres obtenus et/ou fixés sont repris à la Tableau 13.

Avant de discuter de ces résultats, il est bon de faire une parenthèse quant à la signification physique de ces différents paramètres. L'énergie de la résonance, la plus intuitive, correspond à l'énergie pour laquelle la section efficace est maximale. La largeur particule Γ_p , ou largeur totale, caractérise la largeur de cette résonance (en unité d'énergie). Ainsi, une valeur élevée de Γ_p signifie que la résonance sera large, c'est-à-dire qu'elle aura une influence importante pour des énergies éloignées de son énergie de résonance.

Enfin, la largeur gamma Γ_γ est reliée à l'intensité de la section efficace à la résonance par la relation :

$$\sigma_R = \frac{\lambda_B^2}{\pi} \frac{(2J+1)}{(2I_1+1)(2I_2+1)} \frac{\Gamma_p \Gamma_\gamma}{\Gamma_p^2} = \frac{\lambda_B^2}{\pi} \frac{\omega \gamma}{\Gamma_p}, \quad (38)$$

avec λ_B la longueur d'onde de de Broglie calculée à l'énergie de la résonance, $\omega \gamma$ qui correspond à la force de la résonance et Γ la largeur totale. J , I_1 et I_2 représentent respectivement le moment angulaire total de l'état excité du noyau composé et les spins des particules en collision. Ainsi, une valeur élevée de Γ_γ correspondra à une valeur importante de la section efficace à la résonance.

Nous pouvons à présent discuter des différents traitements. La courbe rouge représente le cas le plus simple, c'est-à-dire que nous avons uniquement considéré un seul pôle correspondant à la résonance à 511 keV sur le niveau 1^- à 8062 keV et pour lequel nous avons obtenu un χ^2 de 0.42. Aucune autre contribution (pôle à plus haute énergie, ANC¹³) n'a été prise en compte. Cette situation correspond en fait à l'approximation de la résonance de Breit-Wigner. Même si la résonance semble bien décrite, nous observons que le fit sous-estime les valeurs expérimentales de King au-dessus de la résonance ainsi que les nôtres à basse énergie.

La courbe bleue est quant à elle obtenue en ajoutant un second pôle correspondant à l'état 0^- situé à 8790 keV qui présente une large résonance à 1225 keV. Ce pôle a été introduit afin de simuler l'influence de la queue de cette résonance sur les points à basses énergies. De plus, cet état étant 0^- , la transition vers l'état fondamental correspond à une onde s ($l=0$), ce qui limite la barrière de moment angulaire et rend son effet non négligeable. Afin de rendre compte de l'influence respective de ces deux pôles, nous avons ajouté les composantes de chacun d'eux sur la Figure 48. Comme nous pouvons le voir, le premier pôle (celui à 511 keV) convient très bien pour décrire la résonance. En revanche, nous voyons également que le second pôle permet de « relever » la courbe bleue aux énergies éloignées (inférieures et supérieures) de la résonance à 511 keV. Le fait de travailler avec deux pôles permet de réduire le χ^2 à 0.25. Notons que, pour ce second pôle, les paramètres correspondant à la résonance ont été fixés aux valeurs fournies dans la littérature [10].

¹³ Voir Annexe VI

Nous aurions également pu déterminer en plus les paramètres caractérisant la résonance à 1225 keV. Nous aurions alors dû fitter 6 paramètres pour un ensemble de données qui ne décrit même pas cette résonance à 1225 keV, avec le risque de tomber sur une série de paramètres qui, certes, donneraient une valeur réduite du χ^2 , mais dont les valeurs ne correspondraient pas nécessairement aux paramètres physiques.

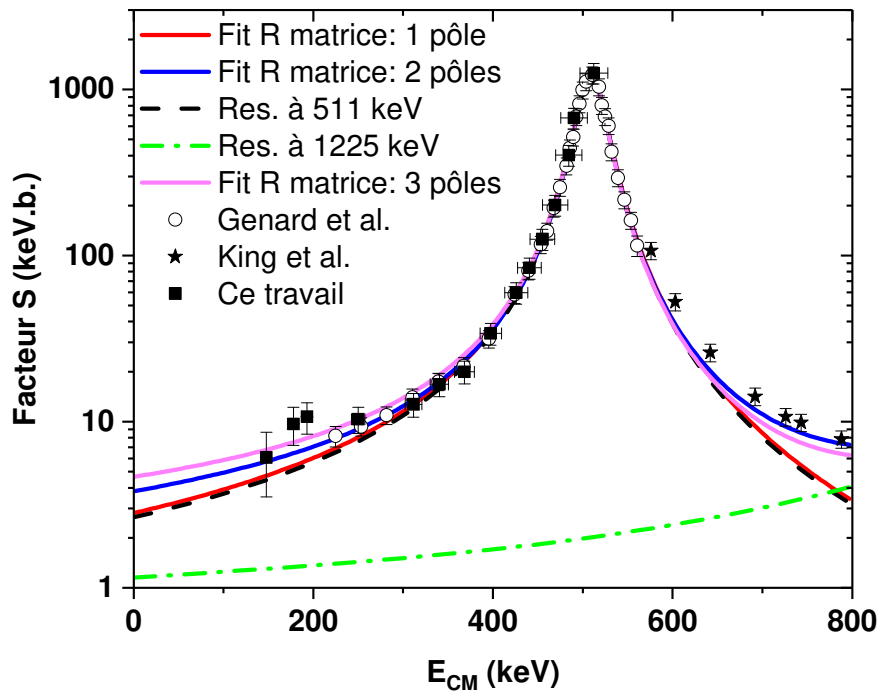


Figure 48: Traitements avec la matrice R de nos données avec celles de Genard et al. pour $a = 6.8$ fm. Celles de King n'ont pas été prises en compte pour le traitement et ne sont là qu'à titre indicatif. Dans le cas du traitement utilisant 2 pôles, les contributions des résonances à 511 et 1225 keV ont été ajoutées respectivement en tirets noirs et verts.

Tableau 13: Paramètres utilisés pour le traitement de la matrice R de nos résultats et ceux de Genard et al avec $a = 6.8 \text{ fm}$.

Courbe	χ^2	Pôle 1			Pôle 2			Pôle 3		
		Er (keV)	Γ_p (keV)	Γ_γ (eV)	Er (keV)	Γ_p (keV)	Γ_γ (eV)	Er (keV)	Γ_p (keV)	Γ_γ (eV)
Rouge	0.42	511.4±0.6	36.0±1.2	6.76±0.16	/	/	/	/	/	/
Bleu	0.25	511.2±0.5	34.6±1.2	6.66±0.16	1225*	410*	41*	/	/	/
Mauve	0.44	511.2*	34.6*	6.70*	1225*	410*	41*	7450	2000	220

* Paramètres fixés lors du traitement de la matrice R .

Malgré la faible valeur de χ^2 pour la courbe bleue, nous remarquons que l'extrapolation à basse énergie ne suit pas exactement la même tendance que nos points expérimentaux, notamment pour les trois derniers à basse énergie. Il semblerait que nos données aient tendance à se stabiliser alors que le fit continue à diminuer avec l'énergie. Ceci pourrait s'expliquer par le traitement lui-même. En effet, même si nous avons considéré deux pôles, cela ne signifie pas que nous avons pris en compte tous les effets. Il existe d'autres phénomènes à plus hautes énergies qui ont probablement un effet sur le comportement du facteur astrophysique à basse énergie. Afin d'en tenir compte, nous avons ajouté un troisième pôle à très haute énergie. Comme ce dernier est censé représenter tous les effets à plus hautes énergies, il ne correspond pas nécessairement à un niveau réel du noyau. Le fait qu'il soit placé à haute énergie permet de simuler la partie non-résonante (réaction directe) de la section efficace à basse énergie.

Dans notre cas, nous avons choisi un pôle situé à 15 MeV dont les paramètres ont été optimisés afin de passer au mieux par les trois derniers points, tout en essayant de garder un χ^2 faible. Ce traitement est représenté par la courbe mauve pour laquelle nous voyons tout de suite que l'introduction de ce pôle supplémentaire a pour effet de faire remonter la courbe mauve au-dessus de la bleue aux basses énergies. Cependant, le fit aux plus hautes énergies (aux alentours de 400 keV) est un peu moins bon, ce qui nous amène à un χ^2 de 0.44. Il est important de noter ici que le calcul du χ^2 ne tient compte que des barres d'erreur selon Y , et non selon X . C'est très probablement pour cette raison que le χ^2 associé à la courbe mauve est plus élevé que celui de la courbe bleue.

Dans le but d'améliorer la qualité du traitement, la meilleure solution consisterait à élargir le plus possible la plage d'énergie à traiter, même si cela nécessite beaucoup de données expérimentales qui ne sont pas nécessairement disponibles. Une autre possibilité pour améliorer le traitement par la matrice R serait de traiter simultanément les réactions de capture radiative et de diffusion élastique, c'est-à-dire $^{13}\text{C}(p,p)^{13}\text{C}$. Cela permettrait de mettre des contraintes supplémentaires sur les paramètres de fit, notamment sur la largeur Γ des protons [133].

Il se peut également que ce comportement (c'est-à-dire la différence entre les points expérimentaux et le fit à basse énergie) provienne de nos résultats eux-mêmes. Cependant, l'allure de notre courbe suit celle obtenue par Genard et al. et nos points à basses énergies (à partir de 200 keV) sont cohérents avec ceux de la littérature. Il n'est donc pas évident de dire si ce sont ces derniers points qui posent problème, ou bien l'allure de la section efficace. Comme mentionné plus haut, seules d'autres mesures en cinématique inverse à ces énergies nous permettraient de trancher.

Dans les trois cas présentés ci-dessus, aucun ANC n'a été considéré. Cela vient du fait que, comme le niveau à 8.06 MeV est assez proche du niveau fondamental (état fort lié), cette contribution extérieure peut être considérée comme négligeable. Pour la suite de cette section, nous utiliserons la courbe bleue même si elle ne rend pas exactement compte du comportement des trois derniers points à basse énergie. Ce choix est principalement basé sur le χ^2 , mais également sur le fait que, dans le cas de la courbe mauve, les paramètres associés au troisième pôle ont été choisis de manière à améliorer le fit, sans nécessairement se baser sur des choix physiques.

Pour vérifier si les paramètres obtenus pour le premier pôle (donc la résonance à 511 keV) ont un sens physique, nous les avons comparés à ceux disponibles dans la littérature. Le Tableau 14 compare nos paramètres avec ceux utilisés par d'autres. Au niveau de l'énergie de la résonance et de sa largeur, nous remarquons tout de suite que nos résultats sont en accord avec la littérature car les barres d'erreurs se recouvrent. Seules les valeurs obtenues par King et al. [11] sont plus élevées. Ceci se voit notamment sur la Figure 43 par le décalage en énergie des maxima de la résonance. En ce qui concerne la force de la résonance, notre valeur fait partie des plus faibles (à peu près 20% en dessous de celle déterminée par King et al.). De nouveau, cela s'observe par la différence d'intensité entre nos données et celles de King (voir Figure 47).

Les données obtenues par Galster et al. (ici moyennées) sont très intéressantes parce que ces derniers ont étudié cette résonance en cinématique inverse et directe. Pour les mesures en cinématique inverse, ils ont utilisé une cible gazeuse (cible mince) ainsi qu'un film polymère (cible épaisse) et il en ressort que les valeurs obtenues pour la force de la résonance en cinématique inverse dans le cas de la cible gazeuse sont systématiquement plus petites que celles mesurées en cinématique directe (en moyenne 7.5 ± 2.1 eV pour la cible gazeuse contre 9.1 ± 1.2 eV pour la cinématique directe). Dans le cas de film polymère, la valeur de la force de résonance est plus élevée (9.3 ± 3.2 eV). Cependant, comme nous pouvons le voir, les barres d'erreur se recouvrent, indiquant ainsi des résultats similaires pour les deux méthodes.

Tableau 14: Paramètres obtenus pour la résonance à 511 keV de la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ par traitement de la matrice R avec $a = 6.8$ fm. Les autres résultats sont issus des travaux de Genard et al.[23] et de Galster et al.[15] .

Référence	E_R (keV)	Γ_p (keV)	Γ_γ (eV)
Ce travail	511.2 ± 0.6	34.6 ± 1.2	6.66 ± 0.16
Genard et al. [23]	511.3 ± 0.5	34.5 ± 1.1	6.2 ± 0.2
King et al. [11]	517.8 ± 0.5	40 ± 1	8.8 ± 1.1
Seagrave et al. [134]	~ 511	30.2 ± 0.9	~ 8.6
Galster et al. [15]	511.5 ± 1.2	33.8 ± 1.2	8.5 ± 1.2
Ajzenberg-Selove [10]	512 ± 1	30 ± 1	9.2 ± 2.2

Enfin, il est intéressant de vérifier l'influence du paramètre a sur le traitement des données. Pour ce faire, nous nous sommes placés dans les conditions de la courbe bleue, et avons remplacé la valeur du paramètre a par 4.6 fm, ce qui correspond à la somme des rayons des deux noyaux. Les résultats sont présentés à la Figure 49. Nous observons, contrairement à la théorie, que la valeur de a possède une influence sur les extrapolations, surtout aux basses énergies. Toutefois, si l'on se réfère aux barres d'erreur sur les paramètres obtenus pour la résonance à 511 keV, nous voyons que ces dernières croisent les barres d'erreurs de ceux obtenus pour le traitement avec $a = 6.8$ fm (Tableau 15). La grande différence provient du χ^2

qui passe de 0.25 à 0.50 pour des valeurs respectives de a de 6.8 et 4.6 fm, même si, pour cette dernière, le traitement passe tout de même à travers nos barres d'erreurs (comme pour celui avec $a = 6.8$ fm, sauf pour les points à 177.9 et 147.8 keV), ce qui signifie que nos barres d'erreurs sont adaptées. Pour des raisons de χ^2 , nous conserverons une valeur du paramètre a de 6.8 fm pour la suite du traitement.

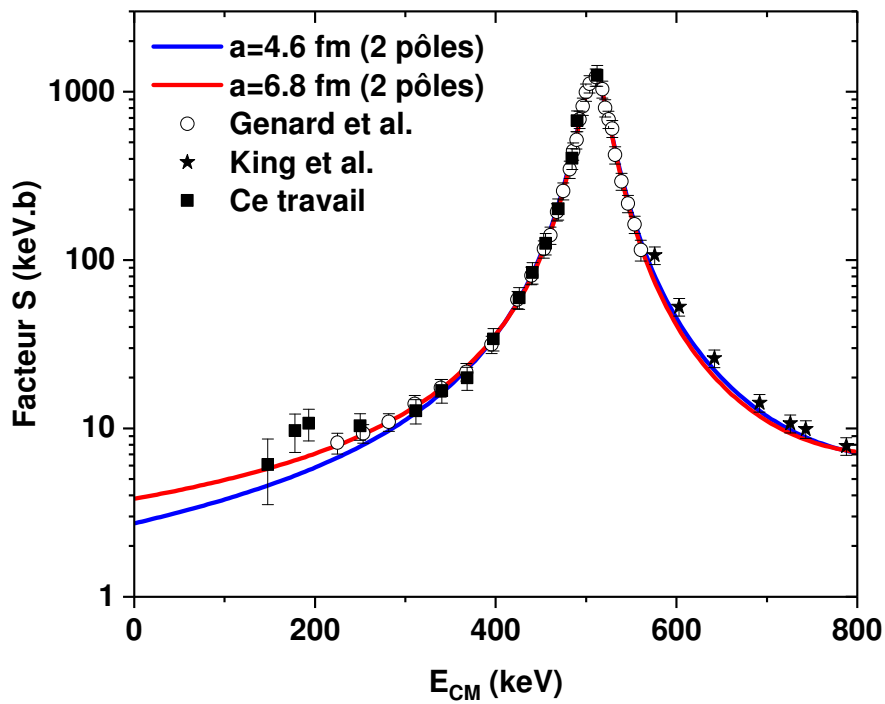


Figure 49: Traitement de la matrice R dans le cas de la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ pour des valeurs du paramètre a de 4.6 fm (courbe bleue) et 6.8 fm (courbe rouge). Pour ces traitements, nous avons utilisé nos données ainsi que celles de Genard et al.. Celles de King et al. sont uniquement présentes pour rendre compte du comportement de la section efficace à plus haute énergie.

Tableau 15: Paramètres obtenus pour la résonance à 511 keV en utilisant des valeurs du paramètre a de 4.6 et 6.8 fm. Pour ce traitement, un second pôle correspondant à la résonance à 1225 keV a été utilisé. Les paramètres de cette dernière ont été fixés dans les deux cas.

Courbe	a (fm)	χ^2	Pôle 1			Pôle 2		
			Er (keV)	Γ_p (keV)	Γ_γ (eV)	Er (keV)	Γ_p (keV)	Γ_γ (eV)
Bleue	4.6	0.50	511.3±0.6	36.8±1.2	6.77±0.16	1225*	410*	41*
Rouge	6.8	0.25	511.2±0.5	34.6±1.2	6.66±0.16	1225*	410*	41*

* Paramètres fixés lors du traitement de la matrice R.

Par ces extrapolations, nous avons à présent accès à une valeur du facteur astrophysique à n'importe quelle énergie en dessous de la résonance, et notamment à celle correspondant au pic de Gamow. Puisque nous nous sommes intéressés uniquement à la transition de l'état excité vers l'état fondamental, la valeur obtenue pour le facteur astrophysique ne correspond qu'à cette transition, et non à la réaction totale. Comme la courbe bleue présente le χ^2 le plus faible, nous nous sommes basés sur cette courbe pour déterminer les différentes valeurs du facteur astrophysique et avons obtenu $S(0 \text{ keV}) = 3.73 \pm 0.71 \text{ keV.b}$ et $S(25 \text{ keV}) = 3.96 \pm 0.75 \text{ keV.b}$ avec une erreur relative de 19%. L'évaluation de cette dernière n'est pas évidente. Si l'on fait varier les paramètres de la résonance à 511 keV en fonction de leurs erreurs absolues données à la Tableau 14 afin de déterminer l'erreur la plus importante en insérant différentes combinaisons dans le programme de traitement, nous obtenons une erreur de 5%. Il est clair que cette incertitude constitue une borne supérieure. A cette incertitude, nous ajoutons celle portant sur nos points de mesures [25]. Étant donné que, lors du traitement de la matrice R, les points expérimentaux possèdent leur propre « poids » (inversement proportionnel aux barres d'erreurs), il ne serait pas correct d'utiliser l'incertitude correspondant aux points présentant la plus faible statistique de comptage (autrement dit la plus grande incertitude et donc le plus faible poids lors du fit). Nous avons donc considéré une erreur de 18 %, qui correspond au point à 3600 keV pour lequel la statistique de comptage est encore importante. L'incertitude totale est donc de 19 %.

Il est bien entendu intéressant de comparer notre valeur à celles présentes dans la littérature (Tableau 16). Nous avons délibérément divisé cette table en deux parties. Dans la première, nous présentons les valeurs du facteur astrophysique obtenues à l'aide de données provenant d'un seul travail. D'autres auteurs ont quant à eux utilisé des données provenant de

plusieurs travaux, moyennant ainsi les erreurs systématiques et élargissant l'étendue des mesures. Leurs résultats sont repris dans la partie du bas.

Commençons par la partie du haut avec King et al. [11] qui ont obtenu une valeur de 5.25 keV.b. Cette valeur est proche de celle obtenue par Mukhamedzhanov et al.[24] qui ont eux-mêmes utilisé les données obtenues par King et al. sauf qu'à la différence de ces derniers, ils ont utilisé des ANC et ont également pris en compte la résonance située aux alentours de 1225 keV [135], ce qui leur a donné une valeur de 5.16 ± 0.72 keV.b. Vogl, ainsi que Genard et al. ont calculé des valeurs respectives de 5.5 ± 0.8 et 3.94 ± 0.59 keV.b. Nous obtenons donc la valeur la plus basse, même si nos barres d'erreurs croisent celles des autres travaux. Ceci est très probablement lié au fait que nos valeurs de section efficace sont également plus faibles que celles obtenues par King et al et par Vogl. Nous remarquons toutefois que nous sommes assez proches de la valeur de Genard et al., résultat peu surprenant puisque nos données se superposent quasi parfaitement et que nous avons utilisé le même nombre de pôles.

Passons à présent à la partie du bas de la Tableau 16. Li et al. [136] ont utilisé les données de King et de Zeps [26] pour calculer le facteur astrophysique à basse énergie. En effet, ces deux travaux couvrent respectivement les résonances à 511 et 1225 keV, ce qui permet d'élargir la gamme d'énergie et ainsi de contraindre un peu plus les paramètres de fit. Ils ont obtenu une valeur de 5.78 ± 0.48 keV.b à 0 keV. Chakraborty et al. ont quant à eux utilisé deux ensembles de données. Le premier reprend les mesures de King et al. ainsi que celles de Zeps et al. [26] tandis que le second ajoute à ces dernières celles obtenues par Genard et al.. A ces données, ils ont également utilisé des ANC. Ce qui rend leur travail très pertinent est qu'ils ont traité simultanément les données de capture radiative avec celles de diffusion élastique (provenant de Hebbard et al. [127]). Comme mentionné plus haut, cela permet de mettre des contraintes supplémentaires sur les paramètres de fit, notamment sur la largeur Γ de la résonance. Pour les deux ensembles de données, ils ont obtenu des facteurs astrophysiques valant respectivement 4.72 ± 0.86 et 4.23 ± 0.82 keV.b. Finalement, Moghadasi et al. ont, de leur côté, calculé un facteur astrophysique de 5.8 ± 0.7 keV.b. Pour arriver à cette valeur, ils ont utilisé les valeurs obtenues par Chakraborty et al. afin de paramétrer la résonance à 511 keV.

Tableau 16: Résumé des différentes valeurs du facteur S obtenues pour la transition de l'état à 8.06 MeV vers l'état fondamental. Mise à part celles de Vogl et les nôtres, toutes les autres données sont tirées de la publication de Moghadasi [124]. La double ligne sépare les auteurs ayant utilisé un seul ensemble de données (partie du haut) de ceux en ayant utilisé plusieurs (partie du bas).

Auteurs	$S(0)$ keV.b
Vogl	5.5 ± 0.8
King et al.	5.25
Genard et al.	3.94 ± 0.59
Mukhamedzhanov et al.	5.16 ± 0.72
Ce travail	3.73 ± 0.71
Chakraborty et al. I	4.72 ± 0.86
Chakraborty et al. II	4.23 ± 0.82
Li et al.	5.78 ± 0.48
Moghadasi et al.	5.8 ± 0.7

Dans le but d'obtenir la valeur du facteur astrophysique en prenant en compte toutes les transitions, nous avons multiplié la valeur obtenue pour le facteur astrophysique par le facteur de correction (l'inverse du facteur de branchement) que nous avons déterminé, c'est-à-dire 1.25. Ceci nous amène à une valeur de 4.66 ± 0.88 keV.b à 0 keV et 4.95 ± 0.94 keV.b à 25 keV (énergie du pic de Gamow pour une température proche de $2.0 \cdot 10^7$ kelvins).

Tableau 17: Résumé des différentes valeurs du facteur S total pour la réaction $^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$ à 25 keV. Les résultats au-dessus de la double ligne proviennent d'un seul ensemble de mesures tandis que ceux en dessous ont été obtenus en utilisant plusieurs ensembles de données.

Auteurs	S_{tot} (25 keV) keV.b
Ce travail	4.95 ± 0.94
King et al. [11]	7.7 ± 1.0
Genard et al. [23]	5.12 ± 0.80
Mukhamedzhanov et al. [24]	8.0 ± 1.2
Li et al. [27]	8.20 ± 0.51
Chakraborty et al. I [25]	7.1 ± 1.1

La Tableau 17 reprend les valeurs du facteur astrophysique total pour différents travaux. Comme pour la Tableau 16, nous avons séparé les résultats obtenus sur base d'un ensemble de données (partie du haut) à ceux calculés à partir de plusieurs ensembles de mesures. Genard, King, Mukhamedzhanov avaient obtenu respectivement des valeurs de 5.12 ± 0.8 , 7.7 ± 1.0 et 8.0 ± 1.2 keV.b à 25 keV. Les valeurs obtenues par King (de même que par Mukhamedzhanov) sont les plus élevées. La valeur obtenue par Chakraborty et al., dans le cas du premier ensemble de données, est de 7.1 ± 1.1 keV.b. à 25 keV. Enfin, Li et al. ont, quant à eux, trouvé une valeur de 8.2 ± 0.51 keV.b. Comme précédemment, nous remarquons que notre valeur est la plus basse de toutes. Toutefois, si l'on considère les barres d'erreur, ces dernières se superposent uniquement avec celles de Genard et de Chakraborty. Notons que, contrairement à ce travail et celui de G. Genard, les autres auteurs mentionnés à la Tableau 17 ont pris en compte toutes les transitions possibles, ce qui peut très certainement expliquer les différences d'amplitudes et le non recouvrement des barres d'erreurs pourtant observé dans les valeurs correspondant à une seule transition. De plus, nous avons supposé un facteur de branchement constant avec l'énergie, ce qui n'est pas le cas en réalité. Enfin, nous voyons que notre incertitude (relative) sur le facteur astrophysique est la plus importante de celles présentées à la Tableau 17. Ceci est principalement dû à la dispersion de nos données à basse énergie ainsi qu'à la faible statistique de comptage pour ces trois derniers points.

VII. Conclusions et perspectives

Au cours de ce travail, nous nous sommes efforcés d'améliorer un système de détection bas-bruit préexistant et avons appliqué ce dernier à l'astrophysique nucléaire et plus précisément à la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ présente dans le cycle CNO. Dans le cadre de cette application, nous avons décidé de travailler en cinématique inverse, et ce, afin de profiter aux mieux des performances de l'accélérateur Tandatron *ALTAÏS* et de réduire le bruit induit par le faisceau. Le choix de cette méthode nous a amenés à un autre développement important : la réalisation de cibles en hydrogène. L'ensemble de ces améliorations nous a permis d'atteindre des énergies pour lesquelles les sections efficaces n'ont jamais encore été mesurées en cinématique inverse. De plus, les résultats obtenus sont cohérents avec la littérature. Cependant, il serait dommage de s'arrêter ici.

Au niveau du système de détection bas-bruit, nous avons augmenté la surface de couverture du blindage actif avec comme conséquence l'amélioration de l'efficacité de blindage contre les muons en atteignant un taux de suppression de 97%. Par ailleurs, un flux d'azote a également été ajouté de manière à limiter le bruit du radon présent dans l'air. Les performances de notre nouveau système ont été comparées à celles d'autres laboratoires. Il en est ressorti que notre système est aussi efficace, voire plus, que certains systèmes de détection bas-bruit, pour des niveaux d'enfouissement plus ou moins équivalents. Signalons que, grâce à ce travail, la chaîne d'acquisition est dès à présent numérique.

Comme mentionné dans la première partie, il est inutile d'augmenter l'épaisseur de plomb composant le blindage passif. L'alternative envisagée consiste à le remplacer par du plomb présentant une activité encore inférieure à 5 Bq /Kg. Concernant le blindage actif, ce dernier pourrait être amélioré en plaçant des scintillateurs supplémentaires, notamment en dessous du château de plomb mais également sur les côtés et en dessous des deux scintillateurs plans. Toutefois, la distribution angulaire des muons étant en $\cos^2(\theta)$, le gain serait faible, mais cela pourrait permettre de réduire le nombre de gammas détectés par l'HPGe qui sont produits par le flux de neutrons tertiaires. Une autre amélioration intéressante, mais plus coûteuse serait de placer un second détecteur en vue de réaliser des coïncidences $\gamma\gamma$. Comme l'ont montré Longland et al. [7], ce type de système est très efficace pour être quitte des rayonnements cosmiques et de la radioactivité naturelle. De plus, grâce aux systèmes numériques, l'encombrement (en terme de modules de traitements des signaux) que cette modification

apporterait ne serait pas très significatif, seule la mise au point de la chaîne d'acquisition deviendrait plus complexe.

Du point de vue de la réalisation des cibles en hydrogène, nous sommes arrivés à augmenter la quantité d'hydrogène d'un facteur 2.6 par rapport à ce qu'avait obtenu Gilles Genard. En plus de cette haute concentration, nos cibles présentent toutes les caractéristiques (bonne stabilité sous faisceau, pureté isotopique et reproductibilité) pour être utilisées dans les conditions de mesures de section efficaces. De surcroît, nous sommes parvenus à réaliser et caractériser ces cibles à l'aide de notre accélérateur de particule *ALTAÏS*, nous rendant ainsi tout-à-fait autonomes. Enfin, en dehors de l'astrophysique, ces cibles peuvent également servir de référence en hydrogène pour l'analyse par faisceau d'ions.

Le point critique concernant ces cibles est le temps d'implantation ainsi que l'homogénéité de la tache. Ceci pourrait être solutionné par l'ajout de plaques défectrices horizontales à basse énergie, un peu avant la cage de Faraday. Cependant, à cause du peu d'espace disponible, cela semble difficilement envisageable. La solution idéale serait de disposer d'un implanteur basse énergie possédant deux paires de plaques défectrices.

Nous pourrions également envisager l'amélioration des cibles de références en hydrogène. Nous pourrions combiner l'implantation d'hydrogène à plusieurs énergies différentes de manière à augmenter la concentration d'hydrogène. De cette manière, il serait possible d'augmenter la dose actuellement retenue d'un facteur 3, et donc un facteur 10 par rapport aux cibles utilisées par G. Genard [137]. Il faudrait cependant veiller à ce que nous restions dans des conditions de cibles minces, c'est-à-dire que l'énergie perdue par l'ion incident dans la partie implantée en hydrogène soit négligeable par rapport à son énergie incidente. Malheureusement, ce développement n'a pas pu être réalisé par manque de temps.

Afin de limiter le bruit induit par le faisceau, nous avons décidé de travailler en cinématique inverse. Le bout de ligne a donc été entièrement repensé, ce qui a mené au développement d'un nouveau doigt froid (très certainement plus performant que l'ancien) et l'ajout d'un jeu de fentes permettant un meilleur contrôle du point d'impact du faisceau. Le facteur limitant lors de nos mesures est finalement l'intensité faisceau obtenue avec notre accélérateur. En effet, ces dernières sont de l'ordre de plusieurs micro-ampères alors que les intensités habituellement utilisées pour l'étude des réactions astrophysiques sont de l'ordre de quelques centaines de micro-ampères. Une solution serait de transformer notre accélérateur en un accélérateur haut courant, mais cette amélioration ne nous permettra pas de gagner un

facteur 100 sur nos intensités faisceaux. Pour ce faire, il faudrait investir dans un accélérateur prévu à cet effet. À noter que même si nous arrivons à obtenir de telles valeurs de courants, il n'est absolument pas certain que nos cibles tiennent le coup sous de telles intensités. Le développement d'un type de cible qui soit stable sous des très hautes intensités faisceaux devrait alors être pensé. Parallèlement à cela, le système de refroidissement de l'échantillon devrait être rendu plus efficace. On pourrait par exemple utiliser de l'azote liquide afin de refroidir le porte-échantillon et peut-être même repenser ce dernier.

Comme mentionné dans la seconde partie, une amélioration de la cage de Faraday pourrait également être effectuée, même si cette dernière est déjà performante. Cette amélioration nécessiterait de repenser la fin de la ligne faisceau mais pourrait permettre l'élaboration d'un système de nettoyage de l'échantillon sous vide, de manière à réduire, voire éliminer, la contamination de surface.

Du point de vue de nos mesures de sections efficaces, nos résultats sont en accord avec ceux disponibles dans la littérature. Gilles Genard avait déjà validé l'utilisation de la cinématique inverse à basse énergie. De notre côté, nous sommes parvenus à descendre plus bas en énergie que ce dernier, jusqu'à atteindre les limites de notre système de détection bas-bruit. Au niveau des barres d'erreurs, les nôtres sont du même ordre de grandeur (même si un peu supérieures) que celles obtenues par King et al.[11] et Genard [3]. Le fait que les barres d'erreurs pour les trois derniers points soient fort élevées par rapport aux autres mesures vient de la faible statistique de comptage. Pour améliorer celle-ci, il faudrait disposer de plus de temps faisceau et donc utiliser un accélérateur dédié à l'astrophysique.

En ce qui concerne l'extrapolation du facteur astrophysique, nous obtenons une valeur plus basse que pour les autres travaux, y compris celui de Genard et al.. Cependant, de par la faible statistique de comptage, nos barres d'erreur rejoignent celles des autres travaux, ce qui rend compte de la modestie de nos mesures.

Nous pourrions nous demander quelle est finalement la contribution de notre travail car King et al. ainsi que Vogl ont étudié cette réaction sur une plus large gamme que la nôtre, et avec des résultats cohérents. L'originalité de notre mesure vient du fait que l'on a montré qu'il est possible de mesurer des valeurs de section efficace sur cinq ordres de grandeur en utilisant les mêmes conditions expérimentales, ce qui n'est pas le cas des deux autres. De plus, nous avons réalisé ces mesures à l'aide d'un accélérateur polyvalent qui ne présente donc pas les mêmes caractéristiques (principalement l'intensité faisceau) que ceux utilisés pour

l'astrophysique nucléaire. Enfin, mis à part Gilles Genard qui était limité par son système et Galster [15] qui a uniquement étudié la résonance à 511 keV, nous sommes les premiers à descendre aux alentours de 150 keV en cinématique inverse. Il importe de mentionner que nos données, de même que celles de G. Genard, sont systématiquement plus faibles (à haute énergie) que celles prises en cinématique directe. Ceci peut être dû à des erreurs systématiques semblables pour les deux travaux, car nous avons utilisé le même matériel que celui de G. Genard et le même type de cible.

Il se pourrait également que la cinématique directe surestime les valeurs de la section efficace et ce, à cause des réactions nucléaires parasites pouvant avoir lieu au niveau de la cible ou à travers le système de collimation. Cependant, il faudrait alors déterminer quelles sont les réactions, ayant lieu à relativement faible énergie, susceptibles d'émettre des gammas d'énergies supérieures à 8 MeV. Il est clair que, dans le cas précis de cette réaction, l'utilisation de la cinématique inverse semble moins nécessaire car, comme nous l'avons vu, les principales réactions nucléaires parasites produisent des gammas dont l'énergie (2.3 MeV au maximum) est bien inférieure à celle des gammas que nous avons détectés (8 MeV). Toutefois, dans le cas de l'étude de réactions dont les principaux gammas ont une énergie comparable à celle due aux réactions parasites, il est certain que les mesures en cinématique inverse sont beaucoup plus propres.

Il serait intéressant d'encore étudier cette réaction en cinématique inverse, mais dans un autre laboratoire, et ce, afin d'éviter les erreurs systématiques. Cette démarche permettrait notamment de savoir si l'infériorité de nos valeurs à partir de 250 keV est due au travail en cinématique inverse, ou à un autre paramètre (erreur systématique, cibles utilisées, etc.). Une autre possibilité serait d'effectuer des mesures en cinématique directe au LARN. Cela permettrait de fournir une piste quant à l'origine de la différence de valeur entre les sections efficaces obtenues en cinématique directe et en cinématique inverse.

Enfin, il faut mentionner que l'utilisation de ce système de détection bas-bruit ne se limite pas à l'astrophysique nucléaire. Ce système peut aussi être utilisé pour l'analyse sensible d'éléments, comme l'a démontré Gilles Genard au cours de sa thèse. Ce système a, en outre, fait l'objet d'une collaboration avec l'IRE-ELIT dans la mesure d'activité de différents échantillons provenant du démantèlement d'une casemate de cyclotron. Il est aussi utilisé pour des manipulations plus ponctuelles, comme le profilage d'éléments (^{19}F , ^{15}N , ^{30}Si , etc.) par réactions nucléaires résonantes ou encore pour vérifier la présence de nanoparticules de

silicium au sein de cellules. Ce système de détection bas-bruit pourra également être utilisé dans le cadre du démantèlement des centrales nucléaires.

En conclusion, le LARN dispose dès à présent d'un système de détection bas-bruit plus performant que l'ancien et tout aussi polyvalent. Ses caractéristiques en font un système pouvant contribuer à la réalisation de projets aussi bien fondamentaux qu'appliqués. A ces projets, nous pouvons également ajouter les différentes améliorations mentionnées ci-dessus qui représentent un beau défi technique. L'utilisation de ce système ne s'arrêtera donc pas avec ce travail car bien d'autres applications l'attendent encore.

Annexe I : Les familles radioactives

Nous présentons ici les quatre grandes familles radioactives, c'est-à-dire le ^{238}U , ^{235}U , ^{232}Th et le ^{237}Np , ainsi que leur mode de désintégration vers un élément stable. Les éléments de ces familles se désintègrent par émission soit d'une particule alpha soit d'un β^- . Seules les trois premières familles sont encore présentes sur Terre. La quatrième, le ^{237}Np n'est plus présent naturellement, de par son faible temps de demi-vie ($2.1 \cdot 10^6$ ans [28]).

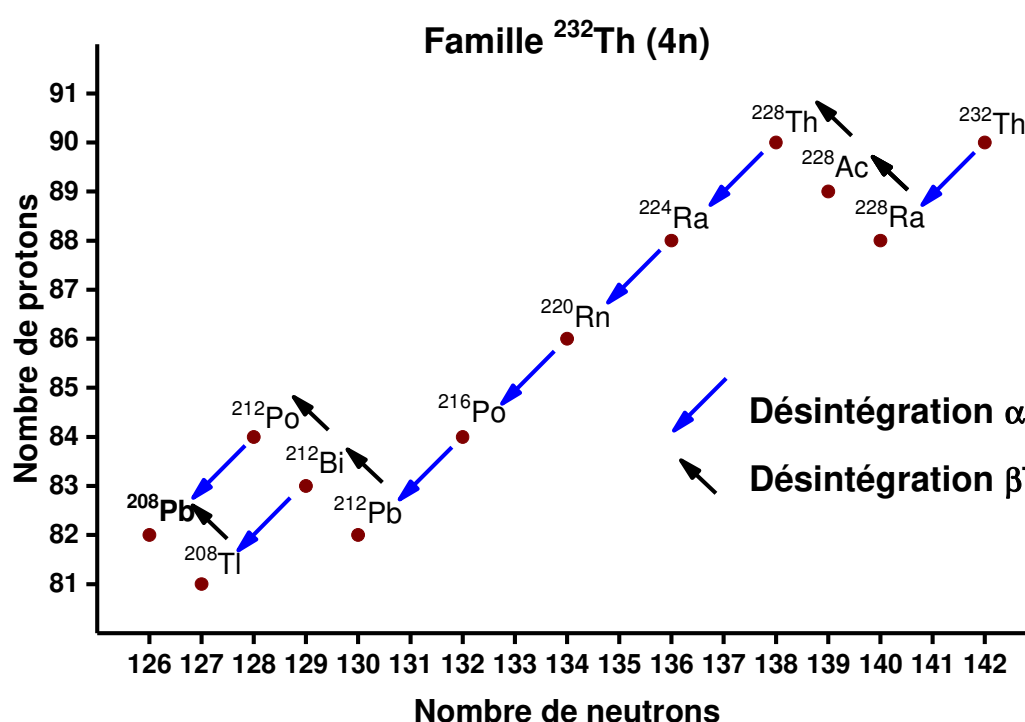


Figure 50: Chaîne de désintégration du ^{232}Th (Thorium 232). De par son nombre de nucléons, le noyau final atteint est le ^{208}Pb (Plomb 208). Le nombre de nucléons des éléments de cette famille est un multiple de 4.

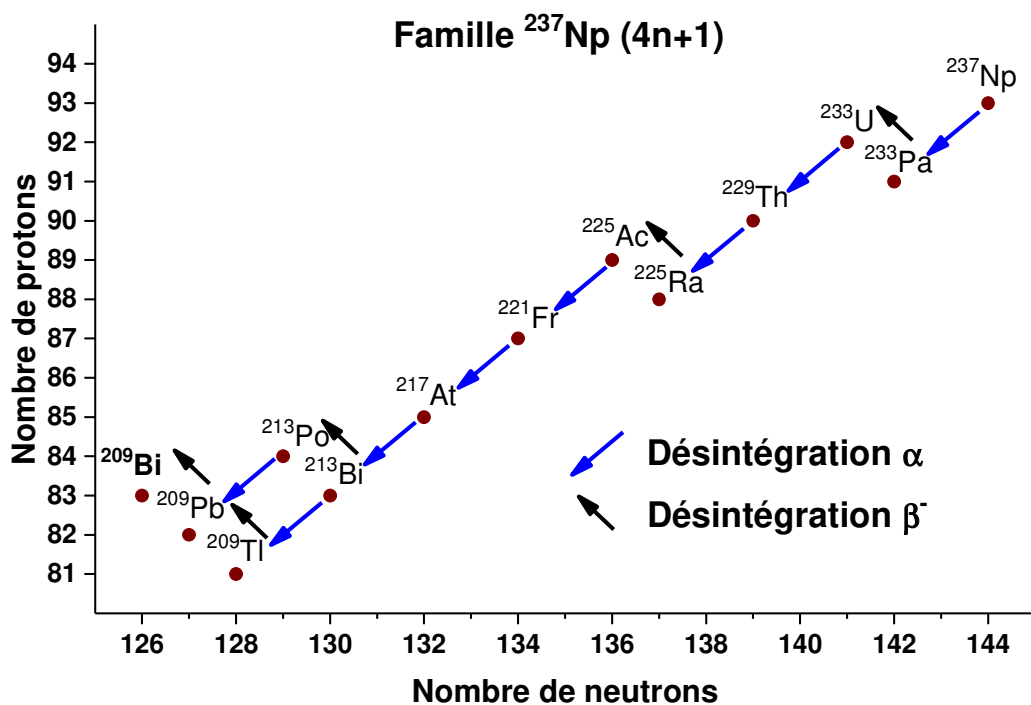


Figure 51: Chaîne de désintégration du ^{237}Np (Neptunium 237). De par son nombre de nucléons, le noyau final atteint est le ^{209}Bi (Bismuth 209). Le nombre de nucléons des éléments de cette famille est un multiple de 4 plus 1.

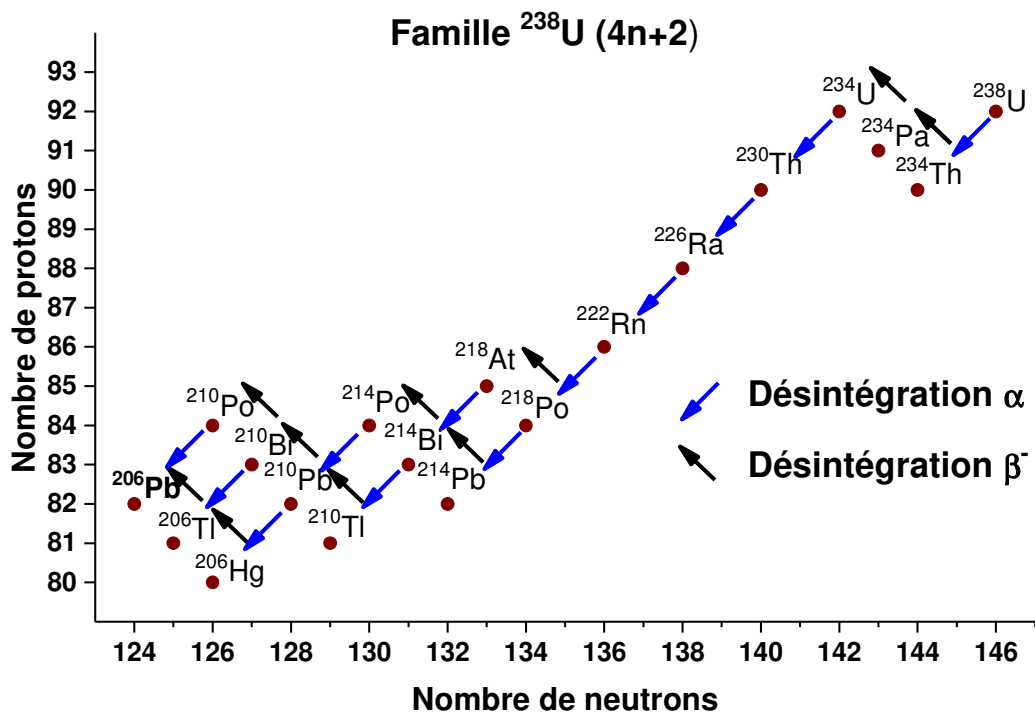


Figure 52: Chaîne de désintégration du ^{238}U (Uranium 238). De par son nombre de nucléons, le noyau final atteint est le ^{206}Pb (Plomb 206). Le nombre de nucléons des éléments de cette famille est un multiple de 4 plus 2.

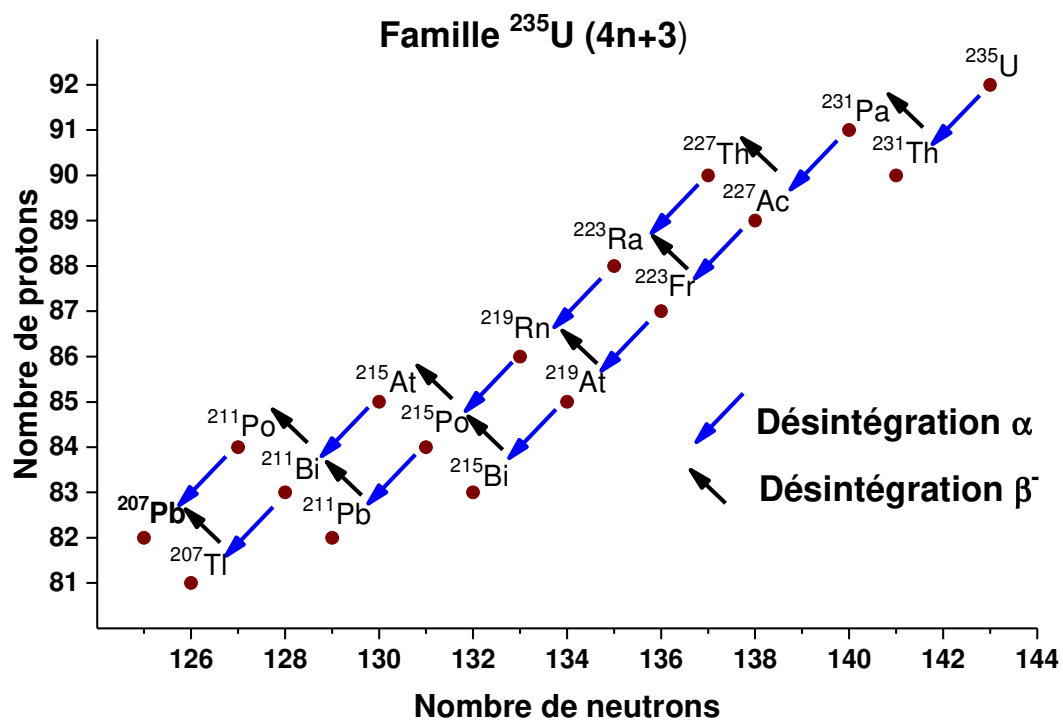


Figure 53: Chaîne de désintégration du ^{235}U (Uranium 235). De par son nombre de nucléons, le noyau final atteint est le ^{207}Pb (plomb 207). Le nombre de nucléons des éléments de cette famille est un multiple de 4 plus 3.

Annexe II : ALTAÏS

Le LARN dispose d'un accélérateur de particules dénommé ALTAÏS (pour Accélérateur Linéaire Tandetron pour l'Analyses et l'Iplantation des Solides) muni d'une haute tension pouvant atteindre 2 MV. Son principe de fonctionnement est indiqué sur la Figure 54.

Sur cette figure, on voit que l'on dispose d'une source d'ions SNICs (Source of Negative Ions by Cesium Sputtering) et d'une source duoplasmotron. Pour la source SNICs, les éléments sont introduits sous forme de poudre comprimée dans des creusets en cuivre, ce qui permet d'accélérer à peu près tous les éléments du tableau de Mendeleïev, mis à part les gaz nobles ainsi que les éléments non-stables dans le temps. Cette poudre est ensuite portée à un potentiel négatif V_c afin d'être pulvérisée par des ions Cs^+ . Les éléments éjectés sont alors accélérés, grâce à une tension d'extraction négative V_e , vers un premier électroaimant courbé à 90° (noté *LE*).

Pour ce qui est de la duoplasmotron, cette dernière est une source gazeuse et est notamment utilisée pour produire des faisceaux d'hélium ou d'hydrogène. Les ions produits étant positifs, ils sont alors dirigés vers un canal d'échange dans lequel ils subiront un transfert de charges et en sortiront chargés négativement. De même que pour la source SNICs, les ions sont alors dirigés vers l'aimant *LE*. Cet électroaimant a pour but de sélectionner la masse de l'élément à accélérer grâce à la force de Lorentz $\vec{F} = q\vec{V} \times \vec{B}$. En effet, comme les ions incidents ont tous la même énergie cinétique (on ne considère que l'état de charge une fois négatif), la sélection en masse peut donc se faire à travers la vitesse. Etant donné qu'il s'agit d'un électroaimant, il suffit d'injecter la valeur correcte de courant afin d'obtenir la bonne valeur de champ magnétique.

Une fois cet aimant passé, l'ion négatif est alors accéléré par la haute tension positive V_t du terminal jusqu'au milieu de la colonne d'accélération. Arrivé là, l'ion (alors négatif) de masse M_i passe à travers un canal (noté *stripper*) dans lequel de l'azote est injecté. L'ion subit alors des collisions avec ce gaz et peut perdre un à plusieurs électrons et même se fragmenter en un ion de masse M_f . Devenu alors positif, il subira une seconde accélération jusqu'à la fin de la colonne. C'est de cette double accélération que provient l'appellation d'accélérateur *Tandem*.

A la fin de la colonne d'accélération, l'ion entre alors dans un second électroaimant (*HE*) qui va alors le diriger vers une des quatre lignes d'analyse se trouvant de part et d'autre de l'aimant à des angles de 10° et 30° . En plus de diriger l'ion dans la ligne d'analyse, cet aimant a également pour rôle de sélectionner l'énergie de l'ion en question. En effet, l'énergie de ce dernier à la fin de la colonne d'accélération dépend de son état de charge et de sa masse après le *stripper*. Il existe également une cinquième ligne qui se trouve dans le prolongement de la colonne d'accélération. Cependant, suite à ce qui vient d'être expliqué, il n'est pas possible de réaliser une sélection en énergie sur cette ligne.

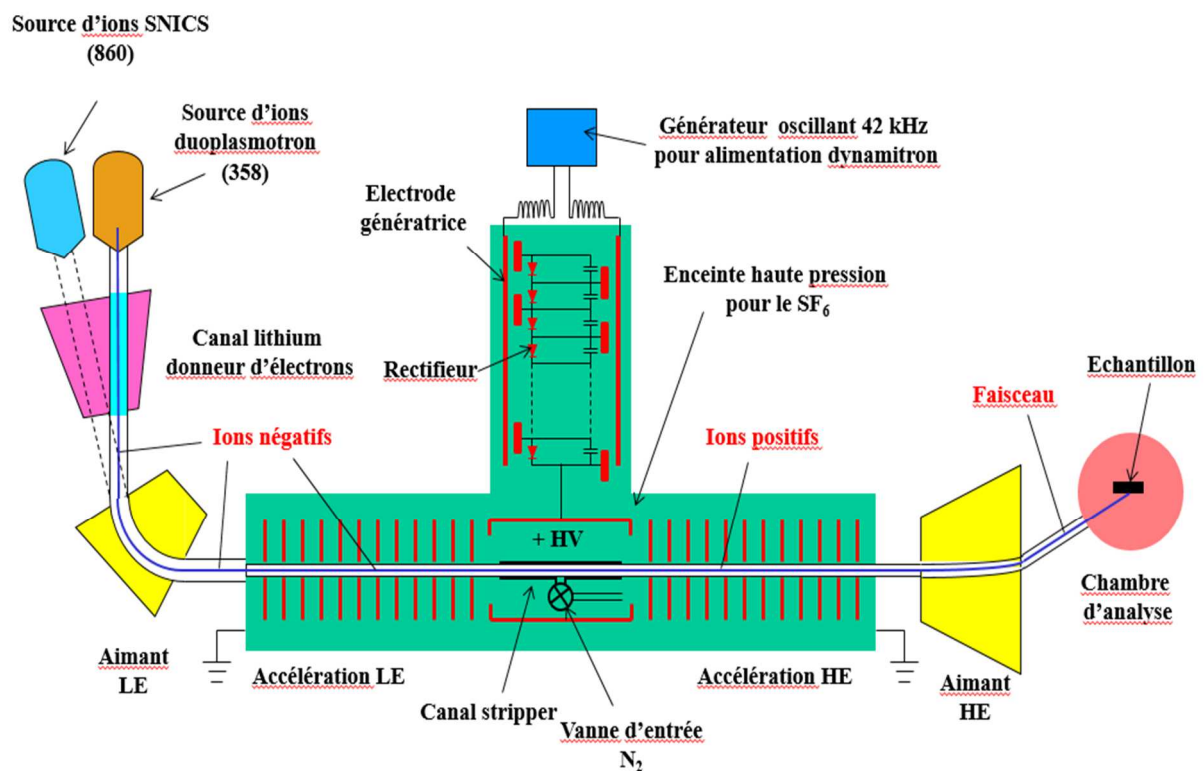


Figure 54: Schéma du principe de fonctionnement de l'accélérateur de particule ALTAÏS. Notons qu'une seule des 5 lignes d'analyses n'est affichée.

La formule donnant l'énergie à la fin de la colonne d'accélération est la suivante :

$$E = (V_e + V_c) \frac{M_f}{M_i} + (1 \frac{M_f}{M_i} + q) V_t Fc . \quad (\text{II-1})$$

Il faut noter que, dans le cas de la source duoplasmatron, V_c est nul car il n'y a pas de pulvérisation. Il existe cependant un facteur entre la valeur de la haute tension appliquée et celle de la consigne (introduite par l'utilisateur). Ce facteur, appelé facteur d'étalonnage et noté FC , est déterminé une fois par an et permet de s'assurer de travailler à la bonne énergie [138]. La focalisation du faisceau se fait grâce à des lentilles et des quadrupôles électrostatiques le long du parcours des ions. La position du faisceau peut également être vérifiée à certains endroits (juste après l'aimant LE et en début de chaque ligne d'analyses) par un BPM (Beam Profiler Monitoring). Enfin, afin d'assurer un libre parcours important des ions à travers la colonne d'accélération, cette dernière est maintenue à un vide de l'ordre de 10^{-7} mbar grâce à deux pompes turbo moléculaires couplées à une pompe primaire. D'après l'équation (II-1), nous voyons que la masse de l'ion en sortie de l'accélérateur peut être différente de celle en entrée. En général, cette particularité des tandems n'est pas utilisée, sauf pour quelques cas précis, comme les faisceaux en azote. En effet, l'ion N se neutralise trop rapidement que pour être accéléré [139]. Pour pallier cela, des ions CN sont extraits de la source SNICs car ces derniers sont stables. Au niveau du stripper, une partie des ions CN sont cassés et transformés en N^{p+} et C^{q+} (avec p et q des entiers) et le faisceau souhaité (ici des N^{p+}) peut être sélectionné grâce à l'aimant haute énergie.

Annexe III : Techniques d'analyses par faisceaux d'ions

Le but de cette annexe est de présenter dans les grandes lignes les différentes techniques d'analyses par faisceaux d'ions utilisées au cours de ce travail. Pour plus de détails, le lecteur pourra se tourner vers des ouvrages de références [140,141] sur lesquels nous nous sommes basés pour écrire cette annexe.

Rutherford Backscattering Spectroscopy (RBS)

La technique RBS est basé sur la détection, à un angle donné, de particules incidentes diffusées suite à une collision élastique avec un noyau contenu dans une cible. La dénomination « rétro » vient du fait que l'angle de détection est supérieur à 90° par rapport au faisceau incident. C'est Rutherford qui, en 1910 avec ses collègues Geiger et Mardsen, fut le premier à décrire et à modéliser la diffusion des particules à des angles supérieurs à 90° [142,143]. Pour ce faire, il étudia la diffusion de particules alpha sur une feuille d'or. C'est pour cette raison qu'à ce jour, même si les moyens technologiques ont bien évolué, cette technique d'analyse porte son nom.

En pratique, on envoie des particules légères (généralement des protons ou des $^4\text{He}^+$) sur un échantillon que l'on souhaite analyser. Ensuite, grâce à un ou plusieurs détecteurs *PIPS*¹⁴ placés à des angles supérieurs à 90° (par rapport au faisceau incident), on détecte les particules incidentes rétrodiffusées par les éléments présents dans l'échantillon. En fonction de la masse de l'élément présent dans l'échantillon, l'énergie des particules rétrodiffusées sera plus ou moins grande.

Cette technique est utilisée pour déterminer la composition en éléments lourds (par rapport aux particules incidentes) d'un échantillon qui contient principalement des éléments légers. En effet, pour des raisons de cinématique, une particule $^4\text{He}^+$ ne peut pas être rétrodiffusée par un atome d'hydrogène. Grâce à cette technique, il est possible d'obtenir un profil en profondeur des concentrations absolues des éléments présents dans l'échantillon. La profondeur d'analyse dépend de l'énergie des ions incidents et de leur nature. Généralement, elle peut aller jusqu'à un ou deux microns, même si ces chiffres dépendent grandement des matériaux analysés. Cette technique est donc idéale pour l'analyse de couches minces. De plus dans la plupart des cas, cette technique, de même que toutes celles que nous allons présenter

¹⁴ Pour passivated Implanted Planar silicon. Il s'agit en fait de semi-conducteur.

dans cette annexe, est non destructive car le nombre d'ions incidents est négligeable par rapport à la concentration atomique de la cible.

L'avantage de cette technique est que, si les particules incidentes n'ont pas une énergie trop importante (afin de ne pas induire de réactions nucléaires), la section efficace, et donc le taux de particules rétrodiffusées, peut être obtenue à l'aide d'une relation très simple. De par cette spécificité, cette technique peut non seulement être utilisée pour l'analyse de matériaux, mais également afin de déterminer le nombre de particules incidentes sur un échantillon. Cette dernière information ne peut être obtenue que si la composition de l'échantillon est connue et qu'il n'y a pas d'effet de canalisation (voir *amorphisation* dans la troisième partie).

Elastic Recoil detection Analysis (ERDA)

L'ERDA, comme son nom l'indique, est basée sur le recul de noyau induit par des particules incidentes. Contrairement au *RBS*, cette technique consiste à détecter des ions émis vers l'avant suite à des collisions avec le faisceau incident. Les premiers à avoir utilisé cette technique sont l'Ecuyer et al. en 1976 [144]. Ces derniers ont obtenu des profils en concentration d'hélium à l'aide d'un faisceau de chlore.

En pratique, on envoie un faisceau de particules lourdes (par rapport à la masse de l'élément à profiler) sur un échantillon à analyser. On détecte ensuite les particules diffusées élastiquement vers l'avant (angles inférieurs à 90°) toujours à l'aide de détecteurs *PIPS*. Ainsi, contrairement au *RBS* pour lequel les angles de détection sont supérieurs à 90° , les angles utilisés pour l'*ERDA* sont plus faibles, de l'ordre de 30° ou moins. Afin que les particules éjectées puissent atteindre le détecteur, il faut généralement travailler en incidence rasante, c'est-à-dire incliner l'échantillon par rapport au faisceau incident (Figure 55). Notons que cette incidence du faisceau a comme conséquence de produire beaucoup d'électrons secondaires, faussant ainsi la lecture courant. Il est donc recommandé de placer un détecteur en position arrière afin de contrôler le nombre de particules incidentes par la technique *RBS*.

Le flux de particules éjectées vers l'avant est composé notamment des éléments à mesurer mais également des ions diffusés élastiquement vers l'avant sur des éléments lourds de la cible et qui ne nous intéressent pas ici. Afin de supprimer ces derniers, une solution consiste à placer un absorbeur devant le détecteur. L'épaisseur de ce dernier est ajustée de manière à stopper les particules diffusées élastiquement et laisser passer les particules plus légères qui ont subi un recul élastique. Cette variante de l'*ERDA* avec filtre conduit cependant à une dégradation de l'énergie des particules de recul dans l'absorbeur et la résolution en

profondeur du profil de concentration est altérée. D'autres méthodes, comme le filtre magnétique [145], ou bien du TOF-ERDA [146] peuvent être utilisées pour remplacer cet absorbeur.

La Figure 55 représente un exemple de géométrie de détection dans le cas d'analyse *RBS* et *ERDA*. Nous voyons très clairement que le détecteur pour le *RBS* est placé à un angle supérieur à 90° (et même proches de 180°) tandis que celui pour l'*ERDA* est placé à 30° vers l'avant. Les techniques *ERDA* et *RBS* sont complémentaires et permettent d'obtenir des profils en concentration d'éléments de manière quantitative.

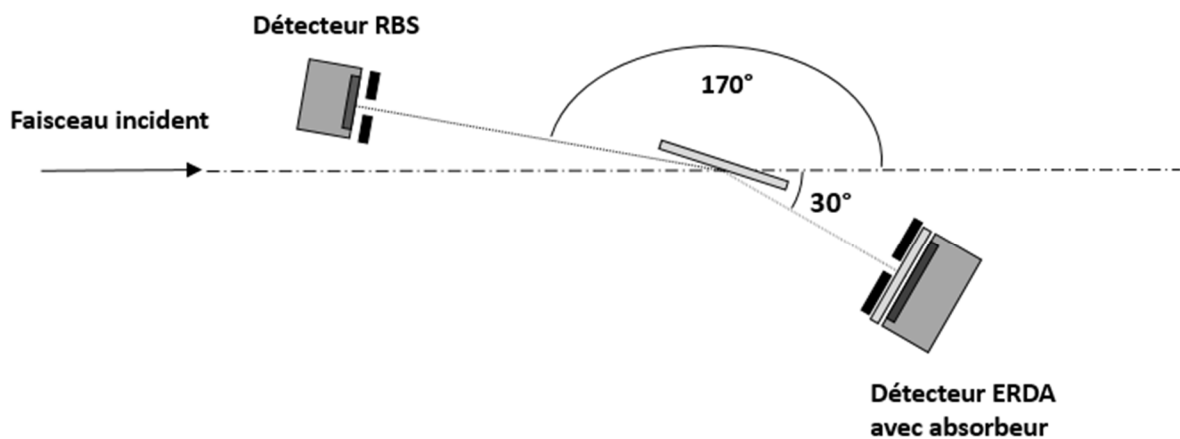


Figure 55: Exemple de géométrie de détection utilisée dans le cas d'analyses *RBS* et *ERDA* utilisant des détecteurs placés respectivement à 170 et 30° par rapport au faisceau. Le détecteur *ERDA* dispose d'un absorbeur afin d'éviter que les particules incidentes ne soient détectées.

Resonant Nuclear Reaction Analysis (RNRA)

Cette méthode d'analyse est différente des deux précédentes car elle est basée sur la détection des produits de réactions nucléaires et non sur la diffusion. Supposons que l'on envoie une particule a sur une particule A avec une énergie cinétique E_{Lab} . L'énergie E_{CM} alors disponible pour la réaction est donnée par :

$$E_{CM} = \frac{M_A}{M_a + M_A} E_{Lab} . \quad (III-1)$$

En effet, toute l'énergie cinétique du noyau a ne pourra pas être utilisée pour la réaction car une partie de cette énergie est requise pour déplacer le centre de masse du système $a + A$. L'énergie cinétique E_{Lab} peut être décomposée en une partie utilisée pour déplacer le centre de

masse et une autre pour le mouvement relatif. On parle alors d'énergies dans le système laboratoire et dans le système centre de masse. Dans ce dernier cas, la quantité de mouvement du centre de masse est nulle, c'est-à-dire que l'on considère que les deux particules avancent l'une vers l'autre. L'énergie cinétique des deux particules est alors totalement utilisée pour la réaction étant donné que le centre de masse ne se déplace pas. Le système laboratoire est quant à lui, le système de l'accélérateur dans lequel la quantité de mouvement associée au centre de masse des particules a et A est non nulle car la cible est au repos.

Lors de la collision entre A et a , on peut former un noyau composé, c'est-à-dire que les nucléons des deux particules incidentes se rassemblent pour ne plus former qu'un seul noyau, notons le C , tout en oubliant d'où ils proviennent. Ce noyau composé peut alors se désexciter par différentes voies. Cela peut être, par exemple, par émission gamma, ou encore en émettant une ou plusieurs particules. Il est donc possible que le noyau composé C se désintègre en deux particules b et B avec éventuellement un ou plusieurs gammas si le noyau B se trouve dans un état excité. Notons que, pour pouvoir former un noyau composé, il faut que l'énergie cinétique transmise au système $a + A$ soit égale ou supérieure à la Q -value définie comme :

$$Q = (M_A + M_B - M_C)c^2 . \quad (\text{III-2})$$

Si l'énergie totale du système $a + A$ correspond exactement à l'énergie d'un des niveaux excités du noyau composé, alors la probabilité d'induire la réaction est plus importante et donc la section efficace devient maximale et on a une résonance. Cette situation est schématisée à la Figure 56. Dans cette dernière, nous voyons que, pour une énergie cinétique E_a , l'énergie totale du système $a + A$ dans le système centre de masse correspond à celle du niveau C^* .

La largeur de cette résonance dépend de la distribution en énergie de l'état excité. Ce type de réaction s'avère très utile pour profiler un élément en volume. En effet, la résonance peut agir comme une sonde locale et en augmentant l'énergie du faisceau incident, il est possible de faire varier la profondeur à laquelle cette résonance aura lieu, donc de déplacer cette sonde. La résolution de la concentration en fonction de la profondeur sera d'autant meilleure que la résonance sera étroite. Cette méthode permet d'obtenir directement l'allure du profil en profondeur. Cependant, afin d'avoir accès à la concentration absolue, il est nécessaire de passer par un programme de déconvolution et d'effectuer une mesure sur un échantillon de référence.

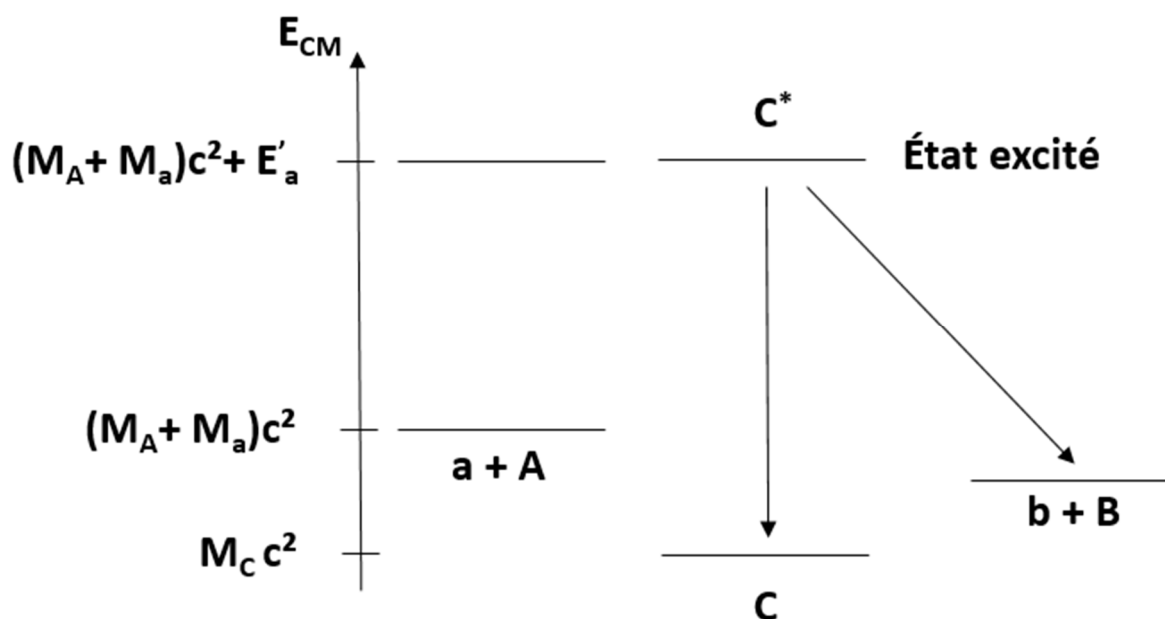


Figure 56: Production d'un noyau composé C^* suite à la collision entre deux noyaux A et B . Nous voyons que ce noyau composé peut se désexciter suivant différentes voies.

Des exemples de réactions résonantes sont donnés à la Tableau 18. Parmi elles, nous retrouvons la réaction $^1\text{H}(^{15}\text{N}, \alpha\gamma)^{12}\text{C}$ qui permet de profiler l'hydrogène grâce à une intense résonance à 6385 keV [109–111]. Cette réaction, surnommée la « Mona Lisa » des réactions résonantes de par sa largeur très étroite (1.8 keV), a largement été utilisée au cours de ce travail. En pratique, les atomes d'hydrogène et d'azote forment un noyau composé d' ^{16}O , qui va ensuite se désintégrer en émettant une particule alpha ainsi qu'un noyau de ^{12}C dans un état excité. Ce dernier retombera dans son état fondamental en émettant un gamma de 4.44 MeV.

Tableau 18: Liste non exhaustive d'éléments pouvant être profilés par RNRA. Les données sont issues des travaux d'Amsel et al. [147] ainsi que de Terwagne et al.[148].

Élément	Réaction	Energie de résonance (keV)
^1H	$^1\text{H}(^{15}\text{N},\alpha\gamma)^{12}\text{C}$	6385
^{14}N	$^{14}\text{N}(\alpha,\gamma)^{18}\text{F}$	1531
^{15}N	$^{15}\text{N}(\text{p},\alpha\gamma)^{12}\text{C}$	429.6
^{19}F	$^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$	340.5
^{23}Na	$^{23}\text{Na}(\text{p},\alpha\gamma)^{20}\text{Ne}$	1416.8
^{27}Al	$^{27}\text{Al}(\text{p},\alpha\gamma)^{28}\text{Si}$	991.9
^{29}Si	$^{29}\text{Si}(\text{p},\gamma)^{30}\text{P}$	413.9
^{30}Si	$^{30}\text{Si}(\text{p},\gamma)^{31}\text{P}$	620.4

Particles Induced Gamma ray Emission (PIGE)

Lors d'une réaction nucléaire, il est possible que le noyau composé se désexcite en émettant un ou plusieurs gammas entre les différents niveaux excités. La technique *PIGE* consiste à induire et à détecter ces rayonnements gammas.

La Figure 57 présente un spectre d'émission gamma de la réaction $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ pris à l'aide d'un détecteur Ge(Li) avec des protons de 1.2 MeV. Cette réaction produit notamment des gammas de 6.131, 6.916 et 7.115 MeV. Dans la partie gauche de ce spectre, nous distinguons tout d'abord le pic photoélectrique (*full energy peak*) qui correspond au cas où toute l'énergie du photon (ici 6.131 MeV) a été récupérée par le détecteur. On y voit également les pics de premier et second échappement, décalés respectivement de 511 et 1022 keV du pic photoélectrique, respectivement noté *1 esc.* et *2 esc.*. Ce phénomène est dû aux recombinaisons électron-positron qui ont lieu aux bords du détecteur. Il est alors possible qu'un gamma (ou les deux) s'échappe du détecteur emportant ainsi une énergie de 511 ou 1022 keV. On observe également le fond Compton qui, comme son nom l'indique, est dû aux photons subissant l'effet Compton dans le détecteur. Cette technique d'analyse permet également d'obtenir la composition d'un échantillon. Cependant, comme pour la technique RNRA, la détermination des concentrations absolues nécessite une mesure sur un échantillon standard.

Le spectre de détection de gammas peut également être modifié par l'effet Doppler. Ceci est notamment le cas lorsque le temps de vie du noyau composé (ou de son état excité) est relativement court par rapport au temps qu'il faut au noyau composé pour s'arrêter. Il est alors possible que ce dernier émette un gamma alors qu'il est toujours en mouvement. Dans ce cas, suivant la position du détecteur, l'énergie du gamma détecté sera différente (plus grande ou plus petite) de celle correspondant à la transition entre deux niveaux d'énergie. L'énergie E' du gamma détecté en fonction de l'angle θ formé par le détecteur est donnée par :

$$E' = \left(E_0 - \frac{E_0^2}{2M_{NC}c^2} \right) \left(1 + \frac{v}{c} \cos(\theta) \right), \quad \text{III-3}$$

où v est la vitesse du noyau composé lorsqu'il émet le rayonnement gamma. Notons que le terme de gauche tient également compte de l'effet de recul du noyau lors de l'émission du gamma. Ce dernier terme est généralement très faible, et donc souvent négligeable.

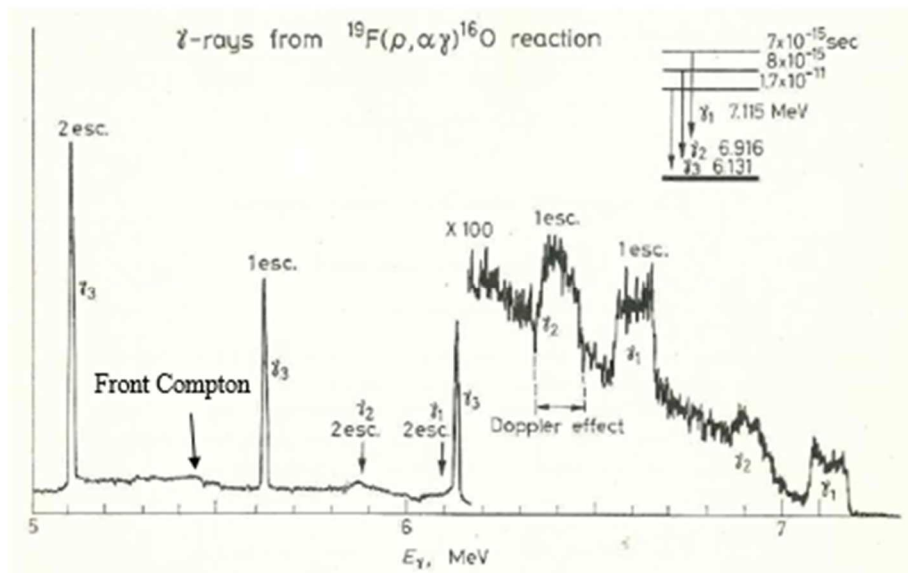


Figure 57: Spectre d'émission gammas de la réaction $^{19}\text{F}(p,\alpha)^{16}\text{O}$. On y distingue clairement les pics photoélectriques (γ_1 , γ_2 et γ_3), le fond Compton, ainsi que les pics de premier (1 esc..) et second échappement (2 esc..) associés aux pics photoélectriques. Notons que la partie droite du spectre a été amplifiée d'un facteur 100 afin de faire apparaître les gammas de 6.916 et 7.115 MeV, ainsi que leur pic de premier échappement. Cette image est tirée de l'ouvrage de G. Deconninck [141].

L'influence du temps de vie de l'état excité sur l'effet Doppler est montré à la Figure 57. Les temps de vie des niveaux de 6.121, 6.916 et 8.111 MeV sont respectivement de $1.7 \cdot 10^{-11}$, $8 \cdot 10^{-15}$ et $7 \cdot 10^{-15}$ secondes. On observe que les pics gammas (photoélectrique et d'échappements) sont beaucoup plus étroits pour le niveau à temps de vie long (i.e. 6.121 MeV) que pour les deux autres niveaux à temps de vie court. Cet élargissement des pics, dû à l'effet Doppler, est d'autant plus marqué si l'on travaille en géométrie proche, c'est-à-dire quand l'angle solide couvert par le détecteur est grand. Dans ce cas, on détecte aussi bien les gammas émis vers l'avant que vers l'arrière, ce qui a comme conséquence d'élargir les pics détectés. Un autre exemple de déformation du pic se trouve à la Figure 44 où le détecteur est placé juste après la cible, couvrant ainsi un angle solide proche de 2π . Dans ce cas, le flanc correspondant aux plus hautes énergies est très raide tandis que du côté des basses énergies, le pic présente une queue plus ou moins étalée. Ce phénomène provient simplement de la distribution angulaire des gammas émis par rapport au détecteur.

Annexe IV : Implantation ionique

L'implantation ionique, comme son nom l'indique, consiste à envoyer des ions d'une énergie fixée dans une matrice choisie par l'expérimentateur. L'ion incident, une fois dans la matrice, va alors perdre son énergie suite à des collisions avec les noyaux ou les électrons de la matrice, jusqu'à s'arrêter. La profondeur d'implantation des ions dépend de la nature de l'ion lui-même, de son énergie et de la matrice dans laquelle il est implanté. Cette profondeur suit une certaine distribution qui peut souvent être approximée par une gaussienne [141].

Toutefois, lorsqu'un ion entre dans une matrice, il ne sera pas nécessairement retenu par cette dernière. En effet, il a également une certaine probabilité d'être rétrodiffusé ou encore de pulvériser la cible (dont des ions déjà implantés). Ainsi, pour chaque type d'ions, il existe une dose de saturation, c'est-à-dire une dose pour laquelle la quantité d'ions retenus n'évolue plus, et ce, même si l'on augmente la dose implantée. Comme pour la profondeur d'implantation, cette saturation dépend du type d'ions incidents, de leur énergie et de la matrice.

Une fois dans la matrice, il est possible que l'ion incident entre en collision avec un noyau, entraînant ainsi la formation de défauts ou de lacunes au sein de la matrice. Si l'énergie des ions incidents est suffisante, il est également possible que l'atome de la matrice, qui a été déplacé suite à la collision avec l'ion incident, déplace à son tour d'autres atomes environnant. De même si, après sa première collision, l'ion incident dispose toujours d'une certaine énergie, il peut alors entrer de nouveau en collision avec un autre noyau, provoquant un nouveau déplacement. Il se crée alors des cascades de déplacements d'atomes [149]. Ainsi, lors d'implantations réalisées au sein d'une matrice cristalline (comme par exemple du silicium), il est possible d'amorphiser (c'est-à-dire de détruire) plus ou moins fort la structure de l'échantillon.

Il existe toute une série d'implanteurs qui se différencient notamment par leur gamme d'énergie ainsi que par leur type de source (rf, filament, tube à décharge, etc.) [149,150]. Afin de réaliser des implantations homogènes, il est conseillé d'utiliser des plaques de déflections électrostatiques de manière à balayer le faisceau horizontalement et verticalement. Généralement, ces plaques sont suivies d'un collimateur ou d'un système de fentes permettant de sélectionner la taille de la tache d'implantation. Ce type de système permet donc de réaliser des implantations homogènes et reproductibles. Cependant, son désavantage est que les

intensités faisceaux sont réduites d'un facteur deux. L'ajout d'un aimant de déflexion après la tension d'accélération permet de réaliser une sélection en masse de l'ion à implanter.

Annexe V : Spectroscopie (micro)Raman

La spectroscopie Raman est un mode d'analyse optique basé sur la diffusion inélastique d'un faisceau monochromatique par un échantillon. Cette méthode d'analyse fournit notamment des informations sur la structure chimique d'un matériau et sur sa configuration cristalline (amorphe ou ordonnée).

En pratique, lorsqu'un photon est absorbé par une molécule, cette dernière peut être portée vers un état « virtuel » [151]. À partir de ce moment, trois situations sont possibles (voir Figure 58) :

- La molécule retombe dans son état vibrationnel initial en émettant un photon de fréquence ν_0 égale à l'énergie du photon incident. Ceci correspond à une diffusion élastique également appelée diffusion de *Rayleigh*.
- La molécule retombe sur un état vibrationnel d'énergie plus élevée que celle de son état initial. La fréquence du photon émis est alors égale à $\nu_0 - \nu_r$, où ν_r est la fréquence correspondant à l'énergie de l'état vibrationnel final. Il s'agit alors de diffusion Raman, dont la fréquence émise est appelée *fréquence Stokes*, induisant les pics *Stokes* dans le spectre Raman.
- La molécule excitée se trouvait initialement sur un état vibrationnel excité de fréquence ν_r , et retombe sur un état fondamental. Dans ce cas, la fréquence du photon émis vaut $\nu_0 + \nu_r$. Cette fréquence est appelée *fréquence anti-Stokes*, induisant le pic *anti-stokes* dans le spectre Raman. Ce pic étant moins intense que le *Stokes*, ce dernier sera préférentiellement utilisé dans l'analyse Raman.

Notons que le nombre de photons subissant la diffusion Raman est de 1 sur 10^8 . Pour cette raison, il est utile de placer un filtre de Notch afin d'absorber les photons dus à la diffusion de Rayleigh [152].

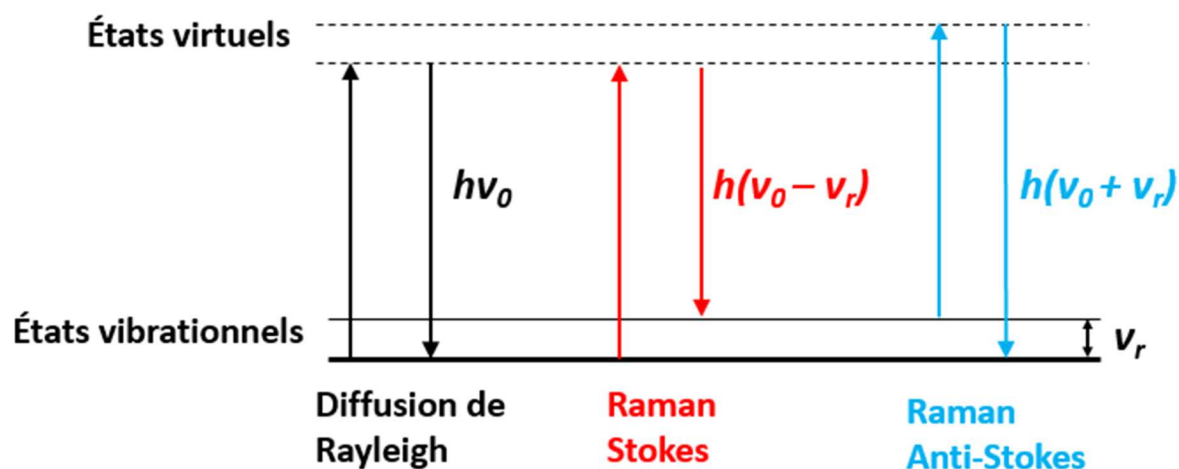


Figure 58: Schéma de principe de l'émission des raies Rayleigh, Stokes et anti-Stokes.

Dans notre cas, nous avons utilisé un laser possédant une longueur d'onde de 514 nm, couplé à un spectromètre confocal Renishaw RM 3000 équipé d'une caméra digitale ainsi que d'un objectif X50 possédant une ouverture numérique de 0.75 [153].

Annexe VI : la matrice R

Nous allons ici décrire brièvement le principe du traitement par la matrice R. Il ne s'agit bien entendu que d'une grossière description, le but étant de faire comprendre au lecteur les grandes idées de ce formalisme. Pour une description plus rigoureuse, nous redirigeons le lecteur vers les ouvrages dont nous nous sommes inspirés pour rédiger cette annexe, à savoir l'ouvrage de *Lane et Thomas* [154] faisant office de référence pour la théorie de la matrice R ainsi que les livres de *P. Descouvemont* [155,156].

Comme mentionné dans la quatrième partie, il est intéressant d'obtenir une valeur du facteur S aux énergies correspondant au taux de réaction stellaire maximal. Cependant, la section efficace diminuant avec l'énergie, il n'est généralement pas possible d'obtenir des mesures à ces énergies. Ainsi, il est commun d'extrapoler les mesures obtenues jusqu'aux énergies désirées. Cela peut se faire à l'aide de la théorie de la matrice R.

Cette théorie a vu le jour en 1947 avec Wigner et Eisenbud [157]. Ces derniers ont proposé une théorie dont les paramètres permettent d'inclure un sens physique dans celle-ci. De plus, ils ont formulé cette théorie de manière à ce que la dépendance en énergie soit la plus explicite possible. Cette méthode permet de traiter aussi bien des réactions faisant intervenir des noyaux composés ou encore des réactions dites « directes ». Dans ce type de réaction, les deux noyaux ne fusionnent pas, comme c'est le cas du noyau composé, mais s'interpénètrent au cours de la collision avec comme éventuelle conséquence un échange d'un ou plusieurs nucléons. Les premières réactions directes ont été remarquées en 1953 par Feshbach alors que ce dernier étudiait la formation de noyaux composés à l'aide de neutrons [158].

Le principe de la matrice R consiste à résoudre l'équation de Schrödinger dans le cas de collisions entre deux particules. Pour ce faire, l'espace de configuration est divisé en deux régions : une région externe, dans laquelle seules les interactions de types coulombiennes sont prises en compte, et une région interne (sphérique) reprenant les différentes interactions au sein du noyau. Le rayon de la partie interne est fixé à une valeur a , qui correspond généralement à la somme des rayons des noyaux présents. Notons que le résultat obtenu ne devrait pas dépendre de la valeur de a , il ne s'agit donc pas d'un paramètre.

Les calculs algébriques étant complexes, cette théorie fait apparaître des quantités intermédiaires sous formes de matrices. On distingue notamment la matrice $\mathbf{R}$ obtenue à l'aide de la formule suivante :

$$R = \sum_i \frac{\tilde{\gamma}_i^2}{E_i - E} , \quad \text{VI-1}$$

où l'on définit les pôles du noyau composé. Chacun de ces pôles (c'est-à-dire les états d'énergies) est paramétré par son énergie E_i et sa largeur réduite $\tilde{\gamma}_i$. Ces paramètres calculés (notation tiltée afin de les distinguer de ceux mesurés) peuvent être reliés aux paramètres expérimentaux par les relations :

$$\begin{aligned} E_i &= E_i^r + \tilde{\gamma}_i^2 S(E_i^r) \\ \tilde{\gamma}_i^2 &= \frac{\gamma_i^2}{1 - \gamma_i^2 S'(E_i^r)} , \end{aligned} \quad \text{VI-2}$$

où E_i^r et γ_i sont respectivement l'énergie de résonance et la largeur réduite. S représente quant à lui le facteur de déplacement et S' sa dérivée par rapport à l'énergie. L'évaluation des paramètres calculés à partir de ceux mesurés peut se faire en développant linéairement le facteur de déplacement en fonction de l'énergie E_i^r (approximation de Thomas) tel que :

$$S(E) \approx S(E_i^r) + (E - E_i^r) S'(E_i^r) \quad \text{VI-3}$$

C'est cette dernière étape qui représente la plus grande difficulté dans le traitement de la matrice $\mathbf{R}$. Théoriquement, il faudrait prendre tous les pôles pour le traitement, et donc tous les niveaux, même les plus denses. Cependant en pratique, on utilise seulement quelques pôles, voir un seul si la réaction est dominée par une seule résonance. Dans ce cas, un second pôle à plus haute énergie peut également être ajouté afin de simuler la capture directe (non-résonante).

Grâce à ces trois matrices, il est possible d'avoir accès à la matrice de collision U . Notons que cette dernière n'est pas propre au traitement de la matrice R , mais se retrouve dans tout traitement quantique. Chaque élément de cette matrice¹⁵ est défini comme étant l'amplitude de la fonction d'onde de sortie du noyau suite à un bombardement de flux unitaire [154]. La section efficace est donc directement proportionnelle au carré de cette matrice.

Dans le cas de la capture radiative, la section efficace est décrite comme :

$$\sigma = \frac{\pi}{k^2} \frac{2J_i + 1}{(2I_1 + 1)(2I_2 + 1)} |U^\gamma|^2 , \quad \text{VI-4}$$

avec U^γ la matrice de capture, I_1 et I_2 , les spins des noyaux en collisions et J_i celui de l'état résonant du noyau composé. Notons que la matrice de collision U^γ peut être décomposée en une composante interne et externe telles que:

$$U^\gamma = U_{int}^\gamma + U_{ext}^\gamma . \quad \text{VI-5}$$

Cependant, ces termes ne sont pas indépendants. Ainsi, U_{ext}^γ dépend de la matrice U , qui elle-même dépend de la matrice R et donc des paramètres calculés qui entrent eux-mêmes dans l'expression de U_{int}^γ . Notons que U_{ext}^γ , est proportionnel à un terme C que l'on nomme *Asymptotic Normalisation Coefficient* (ANC) qui peut être obtenu de manière expérimentale [159]. La partie extérieure est associée aux mécanismes de capture directe et est généralement négligée dans le cas des états fortement liés [155].

Si l'on ne considère qu'un seul pôle et que l'on néglige la composante extérieure, l'expression de la section efficace devient :

$$\sigma = \frac{\pi}{k^2} \frac{2J_i + 1}{(2I_1 + 1)(2I_2 + 1)} \frac{\widetilde{\Gamma}_1 \widetilde{\Gamma}_{1,\gamma}}{(E - E_1)^2 + |L|^2 \widetilde{\gamma}^2} , \quad \text{VI-6}$$

Avec L un élément de matrice complexe.

Il est intéressant de comparer cette expression à celle obtenue par Breit-Wigner :

$$\sigma = \frac{\pi}{k^2} \frac{2J_i + 1}{(2I_1 + 1)(2I_2 + 1)} \frac{\Gamma_1 \Gamma_{1,\gamma}}{(E - E_i^r)^2 + \Gamma_1^2 / 4} , \quad \text{VI-7}$$

¹⁵ Si l'on ne considère qu'une seule voie d'entrée et de sortie, cette matrice ne comporte qu'un seul élément, et devient donc simplement un nombre.

où $\widetilde{\Gamma}_1$ $\widetilde{\Gamma}_{1,\gamma}$ dans l'équation (VI-6) représentent respectivement la largeur totale et celle associée au gamma, calculées toutes les deux pour le pôle considéré. Nous retrouvons dans l'équation (VI-7) leurs équivalents mesurés. Ces deux expressions pour la section efficace sont équivalentes à condition que les relations (VI-2) soient respectées. A celles-ci, il faut en plus en ajouter une supplémentaire qui est :

$$\Gamma_{1,\gamma} = \frac{\widetilde{\Gamma}_{1,\gamma}}{1 + \widetilde{\gamma}_1^2 S'(E_i^r)} \quad \text{VI-8}$$

Nous voyons qu'en fait l'expression de Breit-Wigner n'est qu'une bonne approximation de la section efficace. Cependant, cette dernière formule n'est valide qu'à des énergies proches de la résonance, et présente des déviations importantes lorsque l'on s'en éloigne. Afin d'obtenir un fit correct, plusieurs solutions sont possibles. On peut tout d'abord optimiser les paramètres utilisés dans la matrice R. On peut également considérer un pôle d'énergie plus élevée comme mentionné précédemment. Enfin, la meilleure des solutions consiste à considérer une contribution extérieure, c'est-à-dire en mettant une valeur non nulle pour les ANC. Finalement, même si le résultat final ne devrait pas dépendre en théorie de la valeur de a , il s'avère que ce dernier peut tout de même avoir une influence. Ceci provient du fait que le nombre de pôles utilisés est généralement tronqué.

VII. Bibliographies

- [1] G. Gilmore, J. Hemingway, Practical gamma-ray spectrometry, John Wiley, 1995.
- [2] G. Genard, Développement d'un dispositif expérimental bas bruit Application à l'astrophysique nucléaire et à l'analyse ultra-sensible de matériaux, 2009.
- [3] G. Genard, V.E. Nuttens, V. Bouchat, G. Terwagne, Development of a low-level setup for gamma spectroscopy: Application for nuclear astrophysics using reverse kinematics, Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms. 268 (2010) 1523–1528.
- [4] C.E. Rolfs, W.S. Rodney, Cauldrons in the Cosmos, University of Chicago Press, Chicago, 1988.
- [5] G. Heusser, M. Kernphysik, P.O. Box, H. D-, Low-radioactivity background techniques, (1995).
- [6] A. Guglielmetti, Nuclear astrophysics and underground accelerators, Phys. Dark Universe. 4 (2014) 10–13.
- [7] R. Longland, C. Iliadis, A.E. Champagne, C. Fox, J.R. Newton, Nuclear astrophysics studies at the LENA facility: The γ -ray detection system, Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip. 566 (2006) 452–464.
- [8] M. Burbidge, J. Caesar, Synthesis of the elements in stars, Rev. Mod. Phys. 29 (1957) 547–650.
- [9] M. Lugaro, F. Herwig, J.C. Lattanzio, R. Gallino, O. Straniero, s-Process Nucleosynthesis in AGB Stars: A Test for Stellar Evolution, (2002) 1–44.
- [10] F. Ajzenberg-selove, Energy levels of light nuclei $A = 13$ -15, Nucl. Phys. A. 268 No. 1 (1976).
- [11] J.D. King, R.E. Azuma, J.B. Vise, J. Görres, C. Rolfs, H.P. Trautvetter, A.E. Vlieks, Cross section and astrophysical S-factor for the $^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$ reaction, Nucl. Phys. A. 567 (1994) 354–376.
- [12] J. Vogl, Radiative capture of protons by ^{12}C and ^{13}C below 700 keV, 1963.
- [13] R.E. Hester, W.A.S. Lamb, Radiative capture of protons in $^{13}\text{C}^+$, 121 (2012) 4–5.
- [14] E.J. Woodbury, W.A. Fowler, The Cross Section for the Radiative capture of protons by ^{13}C at 129 keV, 85 (1951).
- [15] W. Galster, P. Leleux, I. Licot, E. Lienard, P. Lipnik, D. Mertens, Target and detection techniques for the ' $^{13}\text{N}(p, g)^{14}\text{O}$ ' reaction using radioactive ion beams: " $^{13}\text{C}(p, g)^{14}\text{N}$ reaction as a test case," 44 (1991).
- [16] C. Bordeanu, G. Gyürky, Z. Elekes, J. Farkas, Z. Fülöp, Z. Halász, G.G. Kiss, E. Somorjai, T. Szücs, Thin-window gas cell target for activation cross-section measurements relevant for nuclear astrophysics, Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip. 693 (2012) 220–225.

- [17] A. Neumüller, O. Sergeev, M. Vehse, C. Agert, Structural characterization of the interface structure of amorphous silicon thin films after post-deposition argon or hydrogen plasma treatment, *Appl. Surf. Sci.* 403 (2017) 200–205.
- [18] P. Musumeci, Ion beam effects on the hydrogenated bonds of amorphous silicon carbide, 167 (2000) 404–409.
- [19] H. Salah, B. Touchrift, M. Saad, Influence of the beam intensity on hydrogen desorption under 2.5 MeV helium beam bombardment in lexan polycarbonate, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms.* 160 (2000) 149–156.
- [20] Y.Q. Wang, Hydrogen standards in elastic recoil detection analysis, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms.* 219–220 (2004) 115–124.
- [21] G. Boudreault, R.G. Elliman, R. Grötzschel, S.C. Gujrathi, C. Jeynes, W.N. Lennard, E. Rauhala, T. Sajavaara, H. Timmers, Y.Q. Wang, T.D.M. Weijers, Round Robin: Measurement of H implantation distributions in Si by elastic recoil detection, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms.* 222 (2004) 547–566.
- [22] D. Fink, J. Krauser, D. Nagengast, T.A. Murphy, J. Erxmeier, L. Palmetshofer, D. Bräunig, A. Weidinger, Hydrogen implantation and diffusion in silicon and silicon dioxide, *Appl. Phys. A Mater. Sci. Process.* 61 (1995) 381–388.
- [23] G. Genard, P. Descouvemont, G. Terwagne, S-factor measurement of the $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ reaction in reverse kinematics, *J. Phys. Conf. Ser.* 202 (2010).
- [24] A.M. Mukhamedzhanov, A. Azhari, V. Burjan, C.A. Gagliardi, V. Kroha, A. Sattarov, X. Tang, L. Trache, R.E. Tribble, Asymptotic normalization coefficients from proton transfer reactions and astrophysical S factors for the CNO $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ radiative capture process, *Nucl. Phys. A.* 725 (2003) 279–294.
- [25] S. Chakraborty, R. DeBoer, A. Mukherjee, S. Roy, Systematic R-matrix analysis of the $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ capture reaction, *Phys. Rev. C.* 92 (2015) 034325.
- [26] V.J. Zeps, E.G. Adelberger, A. Garcia, A. Gossett, H.E. Swanson, Parity mixing of the $0^{+}-0^{-}$ $I=1$ doublet in ^{14}N , *Phys. Rev. C.* 51 (1995).
- [27] Y.J. Li, Z.H. Li, E.T. Li, X.X. Bai, J. Su, B. Guo, B.X. Wang, S.Q. Yan, S. Zeng, Z.C. Li, J.C. Liu, X. Liu, S.J. Jin, Y.B. Wang, L.Y. Zhang, X.Q. Yu, L. Li, G. Lian, Q.W. Fan, W.P. Liu, New determination of the astrophysical $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ S(E) factors and reaction rates via the $^{13}\text{C}(^7\text{Li}, ^6\text{He})^{14}\text{N}$ reaction, *Eur. Phys. J. A.* 48 (2012) 13.
- [28] F. Radionuclide, Neptunium 237 -, (1986) 1–6.
- [29] La radioactivité naturelle,
<http://www.laradioactive.com/site/pages/lepotassium40.htm>.
- [30] H. Gastrich, C. Gößling, R. Klingenberg, K. Kröninger, T. Neddermann, C. Nitsch, T. Quante, K. Zuber, The Dortmund Low Background Facility - Low-background gamma ray spectrometry with an artificial overburden, *Appl. Radiat. Isot.* 112 (2016) 165–176.
- [31] R.J. Gehrke, J.R. Davidson, Acquisition of quality γ -ray spectra with HPGe spectrometers, *Appl. Radiat. Isot.* 62 (2005) 479–499.

- [32] M. Tzortzis, H. Tsertos, S. Christofides, G. Christodoulides, Gamma radiation measurements and dose rates in commercially-used natural tiling rocks (granites), *J. Environ. Radioact.* 70 (2003) 223–235.
- [33] G. Heusser, M. Weber, J. Hakenmüller, M. Laubenstein, M. Lindner, W. Maneschg, H. Simgen, D. Stolzenburg, H. Strecker, GIOVE: a new detector setup for high sensitivity germanium spectroscopy at shallow depth, *Eur. Phys. J. C.* 75 (2015) 1–16.
- [34] Y.-H. Kuo, *Cosmic Rays at Sea Level*, 2001.
- [35] G. Gilmore, J. Hemingway, *Practical gamma-ray spectroscopy*, John Wiley, Baffins Lane, Chichester, West Sussex, 1995.
- [36] H. Damjantschitsch, M. Weiser, G. Heusser, S. Kalbitzer, H. Mannsperger, An in-beam-line low-level system for nuclear reaction γ -rays, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res.* 218 (1983) 129–140.
- [37] G. Bellini, J. Benziger, D. Bick, G. Bonfini, D. Bravo, M. Buizza Avanzini, B. Caccianiga, L. Cadonati, F. Calaprice, P. Cavalcante, A. Chavarria, A. Chepurinov, D. D'Angelo, S. Davini, A. Derbin, A. Empl, A. Etenko, K. Fomenko, D. Franco, C. Galbiati, S. Gazzana, C. Ghiano, M. Giammarchi, M. Göger-Neff, A. Goretti, L. Grandi, C. Hagner, E. Hungerford, A. Ianni, A. Ianni, V. Kobychhev, D. Korablev, G. Korga, D. Kryn, M. Laubenstein, T. Lewke, E. Litvinovich, B. Loer, P. Lombardi, F. Lombardi, L. Ludhova, G. Lukyanchenko, I. Machulin, S. Manecki, W. Maneschg, G. Manuzio, Q. Meindl, E. Meroni, L. Miramonti, M. Misiaszek, R. Möllenberg, P. Mosteiro, V. Muratova, L. Oberauer, M. Obolensky, F. Ortica, K. Otis, M. Pallavicini, L. Papp, L. Perasso, S. Perasso, A. Pocar, G. Ranucci, A. Razeto, A. Re, A. Romani, N. Rossi, R. Saldanha, C. Salvo, S. Schönert, H. Simgen, M. Skorokhvatov, O. Smirnov, A. Sotnikov, S. Sukhotin, Y. Suvorov, R. Tartaglia, G. Testera, D. Vignaud, R.B. Vogelaar, F. Von Feilitzsch, J. Winter, M. Wojcik, A. Wright, M. Wurm, J. Xu, O. Zaimidoroga, S. Zavatarelli, G. Zuzel, *Cosmogenic backgrounds in borexino at 3800 m water-equivalent depth*, *J. Cosmol. Astropart. Phys.* 2013 (2013).
- [38] R.L. Brodzinski, H.S. Miley, L.H. Reeves, F.T.A. Iii, *Low-background germanium spectrometry: the bottom line*, 160 (1992) 355–362.
- [39] M. Laubenstein, G. Heusser, *Cosmogenic radionuclides in metals as indicator for sea level exposure history*, *Appl. Radiat. Isot.* 67 (2009) 750–754.
- [40] G. Imbriani, H. Costantini, A. Formicola, A. Vomiero, C. Angulo, D. Bemmerer, R. Bonetti, C. Brogini, F. Confortola, P. Corvisiero, J. Cruz, P. Descouvemont, Z. Fülöp, G. Gervino, A. Guglielmetti, C. Gustavino, G. Gyürky, A.P. Jesus, M. Junker, J.N. Klug, A. Lemut, R. Menegazzo, P. Prati, V. Roca, C. Rolfs, M. Romano, C. Rossi-Alvarez, F. Schümann, D. Schürmann, E. Somorjai, O. Straniero, F. Strieder, F. Terrasi, H.P. Trautvetter, *S-factor of $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ at astrophysical energies*, *Eur. Phys. J. A.* 25 (2005) 455–466.
- [41] A. Lemut, D. Bemmerer, F. Confortola, R. Bonetti, C. Brogini, P. Corvisiero, H. Costantini, J. Cruz, A. Formicola, Z. Fülöp, G. Gervino, A. Guglielmetti, C. Gustavino, G. Gyürky, G. Imbriani, A.P. Jesus, M. Junker, B. Limata, R. Menegazzo, P. Prati, V. Roca, D. Rogalla, C. Rolfs, M. Romano, C. Rossi Alvarez, F. Schümann, E. Somorjai, O. Straniero, F. Strieder, F. Terrasi, H.P. Trautvetter, *First measurement of the $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ cross section down to 70 keV*, *Phys. Lett. Sect. B Nucl. Elem. Part. High-Energy Phys.* 634 (2006) 483–487.

- [42] Z. Kis, P. Völgyesi, Z. Szabó, DÖME: Revitalizing a low-background counting chamber and developing a radon-tight sample holder for gamma-ray spectroscopy measurements, *J. Radioanal. Nucl. Chem.* 298 (2013) 2029–2035.
- [43] A.A. Sonzogni, Nuclear Data Services. www-nds.iaea.org, (2006) 21–22.
- [44] R.M. Lindstrom, Prompt-Gamma Activation Analysis, 98 (1993).
- [45] A. Ferrari, S. Roesler, G. Gratta, Predicting neutron production from cosmic-ray muons, *Phys. Rev. D - Part. Fields, Gravit. Cosmol.* 64 (2001) 6.
- [46] G. Heusser, M. Wojcik, Radon suppression in low-level counting, *Int. J. Radiat. Appl. Instrumentation. Part A. Appl. Radiat. Isot.* 43 (1992) 9–18.
- [47] M. Köhler, D. Degering, M. Laubenstein, P. Quirin, M.O. Lampert, M. Hult, D. Arnold, S. Neumaier, J.L. Reyss, A new low-level γ -ray spectrometry system for environmental radioactivity at the underground laboratory Felsenkeller, *Appl. Radiat. Isot.* 67 (2009) 736–740.
- [48] T.M. Semkow, P.P. Parekh, C.D. Schwenker, A.J. Khan, A. Bari, J.F. Colaresi, O.K. Tench, G. David, W. Guryn, Low-background gamma spectrometry for environmental radioactivity, *Appl. Radiat. Isot.* 57 (2002) 213–223.
- [49] F. Perrot, P. Hubert, C. Marquet, M.S. Pravikoff, P. Bourquin, H. Chiron, P.Y. Guernion, A. Nachab, Evidence of ^{131}I and $^{134,137}\text{Cs}$ activities in Bordeaux, France due to the Fukushima nuclear accident, *J. Environ. Radioact.* 114 (2012) 61–65.
- [50] L.B. Bezrukov, A. Virkajävi, T. Enqvist, J. Joutsenvaara, V. V. Kazalov, S.D. Krokhaleva, J. Kutuniva, P. Kuusiniemi, K. Loo, B.K. Lubsandorzhiev, S.B. Lubsandorzhiev, G. Misitano, A.Y. Sidorenkov, M. Slupecki, W. Trzaska, N.A. Ushakov, New Low-Background Laboratory in the Pyhäsalmi Mine, Finland, *Phys. Part. Nucl.* 49 (2018) 769–773.
- [51] M. Junker, Experiences and prospects of nuclear astrophysics in underground laboratories, *AIP Conf. Proc.* 1595 (2014) 138–143.
- [52] M. Wilhelm, J. Eberth, G. Pascovici, E. Radermacher, H.G. Thomas, P. Von Brentano, H. Prade, R.M. Lieder, The response of the Euroball cluster detector to γ -radiation up to 10 MeV, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.* 381 (1996) 462–465.
- [53] M.P. Carpenter, T.L. Khoo, I. Ahmad, R.V.F. Janssens, T. Lauritsen, G.A. Annan, A.M. Baxter, M.E. Bleich, S. Harfenist, E.F. Moore, M. Torelli, D.W. Visser, Test and performance of a BGO Compton-suppression shield for GAMMASPHERE, *Nucl. Inst. Methods Phys. Res. A.* 353 (1994) 234–238.
- [54] CAEN, DT5724 User Manual, (2017).
- [55] T. Lynx, L. Halide, Digital Signal Analyzer Lynx Digital Signal Analyzer, 43 (2000).
- [56] D. V Kasperovych, F.A. Danevich, V. V Kobychiev, B.N. Kropivnyansky, N. V Sokur, A.I. Tymoshenko, Low background scintillation setup to investigate radiopurity of materials, *Probl. At. Sci. Technol.* 113 (2018) 24–31.
- [57] G.F. Knoll, Radiation detection and measurement, Second edi, John Wiley & Sons, 1989.

- [58] D.E. Groom, N. V. Mokhov, S.I. Striganov, Muon stopping power and range tables 10 MeV-100 TeV, *At. Data Nucl. Data Tables*. 78 (2001) 183–356.
- [59] S. Cooke, Electronic instrumentation, *Electron. Syst. News*. 1986 (1986) 32.
- [60] V.T. Jordanov, G.F. Knoll, H2 - [Lvl 4-6] - Thunderspire Labyrinth.pdf, 345 (1994) 337–345.
- [61] G. Heusser, Cosmic ray interaction study with low-level Ge-spectrometry, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.* 369 (1996) 539–543.
- [62] P. Vojtyla, P.P. Povinec, A Monte Carlo simulation of background characteristics of low-level HPGe detectors, *Appl. Radiat. Isot.* 53 (2000) 185–190.
- [63] Q. Hu, H. Ma, J. He, Z. Zeng, M. Zeng, T. Li, Y. Li, H. Yi, J. Cheng, J. Li, Design of cosmic veto shielding for HPGe-detector spectrometer, *Appl. Radiat. Isot.* 109 (2016) 474–478.
- [64] S.L. Niu, X. Cai, Z.Z. Wu, Y. Liu, Y.G. Xie, B.X. Yu, Z.G. Wang, J. Fang, X.L. Sun, L.J. Sun, Y.B. Liu, L. Gao, X. Zhang, H. Zhao, L. Zhou, J.G. Lü, T. Hu, Simulation of background reduction and Compton suppression in a low-background HPGe spectrometer at a surface laboratory, *Chinese Phys. C*. 39 (2015).
- [65] M. V. Sivers, M. Hofmann, T. Mannel, F. V. Feilitzsch, L. Oberauer, W. Potzel, S. Schönert, Low-level γ -ray spectrometry at the underground laboratory Garching, *Appl. Radiat. Isot.* 91 (2014) 49–56.
- [66] H.S. Miley, R.L. Brodzinski, J.H. Reeves, Low-background counting systems compared, *J. Radioanal. Nucl. Chem. Artic.* 160 (1992) 371–385.
- [67] J. Laurec, X. Blanchard, F. Pointurier, A. Adam, A new low background gamma spectrometer equipped with an anti-cosmic device, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.* 369 (1996) 566–571.
- [68] K. Shizuma, K. Fukami, K. Iwatani, H. Hasai, Low-background shielding of Ge detectors for the measurement of residual ^{152}Eu radioactivity induced by neutrons from the Hiroshima atomic bomb, *Nucl. Inst. Methods Phys. Res. B*. 66 (1992) 459–464.
- [69] M. Schwaiger, F. Steger, T. Schroettner, C. Schmitzer, A ultra low level laboratory for nuclear test ban measurements, *Appl. Radiat. Isot.* 56 (2002) 375–378.
- [70] Conversation privée avec Guégan H.
- [71] J.L. Reyss, S. Schmidt, F. Legeleux, P. Bonté, Large, low background well-type detectors for measurements of environmental radioactivity, *Nucl. Inst. Methods Phys. Res. A*. 357 (1995) 391–397.
- [72] Syltherm xlt, Technical Data Sheet, http://msdssearch.dow.com/PublishedLiteratureDOWCOM/dh_098b/0901b8038098b39c.pdf?filepath=/heattrans/pdfs/noreg/176-01468.pdf&fromPage=GetDoc.
- [73] U. Schröder, H.W. Becker, G. Bogaert, J. Görres, C. Rolfs, H.P. Trautvetter, R.E. Azuma, C. Campbell, J.D. King, J. Vise, stellar reaction rate of $^{14}\text{N}(\text{p}, \gamma)^{15}\text{O}$ and hydrogen burning in massive stars, *Nucl. Phys. A*. 467 (1987) 240–260.

- [74] E.J. Sternglass, Theory of secondary electron emission by high-speed ions, *Phys. Rev.* 108 (1957) 1–12.
- [75] D. Hasselkamp, K.G. Lang, A. Scharmann, N. Stiller, Ion induced electron emission from metal surfaces, *Nucl. Instruments Methods.* 180 (1981) 349–356.
- [76] H.G. Clerc, H.J. Gehrhardt, L. Richter, K.H. Schmidt, Heavy-ion induced secondary electron emission - A possible method for Z-identification, *Nucl. Instruments Methods.* 113 (1973) 325–331.
- [77] E.D. Cantero, A. Sosa, W. Andreazza, E. Bravin, D. Lanaia, D. Voulot, C.P. Welsch, Design of a compact Faraday cup for low energy, low intensity ion beams, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.* 807 (2016) 86–93.
- [78] G.H. Roshani, M. Habibi, M. Sohrabi, An improved design of Faraday cup detector to reduce the escape of secondary electrons in plasma focus device by COMSOL, *Vacuum.* 86 (2011) 250–253.
- [79] M. Mayer, SIMNRA, a simulation program for the analysis of NRA, RBS and ERDA, in: *AIP Conf. Proc.*, 1999.
- [80] A. Masoumzadeh, M. Habibi, M. Afsharmanesh, Design, construction and test of an optimized Faraday cup for beam current determination of a helicon ion source, *Vacuum.* 159 (2019) 99–104.
- [81] G.L. Molnar, Z. Révay, T. Belgya, Wide energy range efficiency calibration method for Ge detectors, *Nucl. Inst. Methods Phys. Res. A.* 489 (2002) 140–159.
- [82] Y. Yoshizawa, Y. Iwata, I. Y., Precision measurements of gamma-ray intensities, *Nucl. Instruments Methods.* 174 (1980) 133–139.
- [83] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, D. Axen, S. Banerjee, G. Barrand, F. Behner, L. Bellagamba, J. Boudreau, L. Broglia, A. Brunengo, H. Burkhardt, S. Chauvie, J. Chuma, R. Chytrcek, G. Cooperman, G. Cosmo, P. Degtyarenko, A. Dell’Acqua, G. Depaola, D. Dietrich, R. Enami, A. Feliciello, C. Ferguson, H. Fesefeldt, G. Folger, F. Foppiano, A. Forti, S. Garelli, S. Giani, R. Giannitrapani, D. Gibin, J.J. Gomez Cadenas, I. Gonzalez, G. Gracia Abril, G. Greeniaus, W. Greiner, V. Grichine, A. Grossheim, S. Guatelli, P. Gumplinger, R. Hamatsu, K. Hashimoto, H. Hasui, A. Heikkinen, A. Howard, V. Ivanchenko, A. Johnson, F.W. Jones, J. Kallenbach, N. Kanaya, M. Kawabata, Y. Kawabata, M. Kawaguti, S. Kelner, P. Kent, A. Kimura, T. Kodama, R. Kokoulin, M. Kossov, H. Kurashige, E. Lamanna, T. Lampen, V. Lara, V. Lefebure, F. Lei, M. Liendl, W. Lockman, F. Longo, S. Magni, M. Maire, E. Medernach, K. Minamimoto, P. Mora de Freitas, Y. Morita, K. Murakami, M. Nagamatsu, R. Nartallo, P. Nieminen, T. Nishimura, K. Ohtsubo, M. Okamura, S. O’Neale, Y. Oohata, K. Paech, J. Perl, A. Pfeiffer, M.G. Pia, F. Ranjard, A. Rybin, S. Sadilov, E. di Salvo, G. Santin, T. Sasaki, N. Savvas, Y. Sawada, S. Scherer, S. Sei, V. Sirotenko, D. Smith, N. Starkov, H. Stoecker, J. Sulkimo, M. Takahata, S. Tanaka, E. Tcherniaev, E. Safai Tehrani, M. Tropeano, P. Truscott, H. Uno, L. Urban, P. Urban, M. Verderi, A. Walkden, W. Wander, H. Weber, J.P. Wellisch, T. Wenaus, D.C. Williams, D. Wright, T. Yamada, H. Yoshida, D. Zschesche, GEANT4 - A simulation toolkit, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.* 506 (2003) 250–303.

- [84] Geant4 Home Page, <http://www.cern.ch/geant4>.
- [85] GEANT4.10.4: Physics Reference Manual, (2017).
- [86] F. Zijderhand, F.P. Jansen, C. Alderliesten, C. Van der leun, Detector-efficiency calibration for high-energy gamma-rays, Nucl. Instr. Methods Phys. Res. A. 286 (1990) 490–496.
- [87] C. Casella, H. Costantini, A. Lemut, B. Limata, D. Bemmerer, R. Bonetti, C. Brogini, L. Campajola, P. Cocconi, P. Corvisiero, J. Cruz, A. D’Onofrio, A. Formicola, Z. Fülöp, G. Gervino, L. Gialanella, A. Guglielmetti, C. Gustavino, G. Gyurky, A. Loiano, G. Imbriani, A.P. Jesus, M. Junker, P. Musico, A. Ordine, F. Parodi, M. Parolin, J. V. Pinto, P. Prati, J.P. Ribeiro, V. Roca, D. Rogalla, C. Rolfs, M. Romano, C. Rossi-Alvarez, A. Rottura, F. Schuemann, E. Somorjai, F. Strieder, F. Terrasi, H.P. Trautvetter, A. Vomiero, S. Zavatarelli, A new setup for the underground study of capture reactions, Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip. 489 (2002) 160–169.
- [88] A. Kontos, D. Schürmann, C. Akers, M. Couder, J. Görres, D. Robertson, E. Stech, R. Talwar, M. Wiescher, HIPPO: A supersonic helium jet gas target for nuclear astrophysics, Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip. 664 (2012) 272–281.
- [89] H.W. Becker, L. Buchmann, J. Görres, K.U. Kettner, H. Kräwinkel, C. Rolfs, P. Schmalbrock, H.P. Trautvetter, A. Vlieks, A supersonic jet gas target for γ -ray spectroscopy measurements, Nucl. Instruments Methods Phys. Res. 198 (1982) 277–292.
- [90] H. Costantini, D. Bemmerer, P. Bezzon, R. Bonetti, C. Brogini, M.L. Casanova, F. Confortola, P. Corvisiero, J. Cruz, Z. Elekes, A. Formicola, Z. Fülöp, G. Gervino, C. Gustavino, A. Guglielmetti, G. Gyurky, G. Imbriani, A.P. Jesus, M. Junker, A. Lemut, M. Marta, R. Menegazzo, P. Prati, E. Roca, C. Rolfs, M. Romano, C. Rossi Alvarez, F. Schümann, E. Somorjai, O. Straniero, F. Strieder, F. Terrasi, H.P. Trautvetter, Towards a high-precision measurement of the $^3\text{He}(\alpha\gamma)^7\text{Be}$ cross section at LUNA, Eur. Phys. J. A. 27 (2006) 177–180.
- [91] J. Görres, K.U. Kettner, H. Kräwinkel, C. Rolfs, The influence of intense ion beams on gas target densities, Nucl. Instruments Methods. 177 (1980) 295–303.
- [92] D. Bourgoin, S. Turgeon, G.G. Ross, Characterization of hydrogenated amorphous carbon films produced by plasma-enhanced chemical vapour deposition with various chemical hybridizations, Thin Solid Films. 357 (1999) 246–253.
- [93] G. Genard, M. Yedji, G.G. Ross, G. Terwagne, Elaboration and characterization of hydrogen standard stable under heavy ion irradiation: Application to nuclear astrophysics, Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms. 264 (2007) 156–164.
- [94] F. Schiettekatte, G.G. Ross, A. Chevarier, N. Chevarier, A. Plantier, Ion beam induced depth profile modification of H, D and He implanted in Be, C and Si, Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms. 132 (1997) 607–619.

- [95] G.G. Ross, I. Richard, Influence of the ion beam induced desorption on the quantitative depth profiling of hydrogen in a variety of materials, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms.* 64 (1992) 603–607.
- [96] O. Moutanabbir, B. Terreault, A. Giguère, Amorphisation and sub-100-nm exfoliation of hydrogen-ion-implanted silicon, *Phys. Status Solidi Curr. Top. Solid State Phys.* 6 (2009) 1958–1963.
- [97] B. Terreault, Hydrogen blistering of silicon: Progress in fundamental understanding, *Phys. Status Solidi Appl. Mater. Sci.* 204 (2007) 2129–2184.
- [98] A. Royal, F. Mazen, F. Gonzatti, M. Veillerot, A. Claverie, Diffusion and trapping of implanted hydrogen in a Si/Si:B/Si structure, *Mater. Sci. Semicond. Process.* 67 (2017) 118–123.
- [99] A. Ben Abdelmoumen, R. Cherfi, M. Kechoune, M. Aoucher, Hydrogenated amorphous silicon deposited by pulsed DC magnetron sputtering. Deposition temperature effect, *Thin Solid Films.* 517 (2008) 369–371.
- [100] M. Moreno, R. Ambrosio, A. Torres, A. Torres, P. Rosales, A. Itzmoyotl, M. Dominguez, *Crystalline and non-crystalline solids*, Elsevier, 2016.
- [101] L.M. Leidens, Â.E. Crespi, C.D. Boeira, F.G. Echeverrigaray, C.A. Figueroa, Hydrogen plasma etching mechanism at the a-C:H/a-SiC x :H interface: A key factor for a-C:H adhesion, *Appl. Surf. Sci.* 455 (2018) 1179–1184.
- [102] J. Von Seggern, L. Grobusch, H.G. Esser, E. Vietzke, F. Weschenfelder, C. Hollenstein, H. Kiinzli, G.G. Ross, M. Rubel, Properties of thin a-C / Si " H coatings applied to TEXTOR, *J. Nucl. Mater.* 222 (1995) 677–681.
- [103] J.F. Ziegler, J.P. Biersack, U. Littmark, *The Stopping and Range of Ions in Matter*, Pergamon Press, Boston, 1985.
- [104] H. Erramli, G. Blondiaux, Ion channelling, *Appl. Radiat. Isot.* 46 (1995) 413–418.
- [105] A. Drigo, G. Foti, J.W. Mayer, E. Rimini, B.R. Appleton, Channeling, in: *Ion Beam Handb. Mater. Anal.*, Academic Press, 2012: pp. 67–107.
- [106] R.G. Elliman, J.S. Williams, W.L. Brown, A. Leiberich, D.M. Maher, R. V. Knoell, Ion-beam-induced crystallization and amorphization of silicon, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. B.* (1987) 435–442.
- [107] SUSPRE, (<https://www.surrey.ac.uk/ion-beam-centre/research-areas/interactions-energetic-particles>).
- [108] P.L. Debarsy, G. Terwagne, Pure hydrogen references synthesized by low energy ion implantation into amorphous silicon, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms.* 442 (2019) 47–52.
- [109] G. Amsel, B. Maurel, High resolution techniques for nuclear reaction narrow resonance width measurements and for shallow depth profiling, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res.* 218 (1983) 183–196.
- [110] M. Wilde, K. Fukutani, Hydrogen detection near surfaces and shallow interfaces with resonant nuclear reaction analysis, *Surf. Sci. Rep.* 69 (2014) 196–295.

- [111] W.A. Lanford, Analysis for hydrogen by nuclear reaction and energy recoil detection, Nucl. Instruments Methods Phys. Res. B. 66 (1992) 65–82.
- [112] G. Deconninck, B. Van Oystaeyen, High resolution depth profiling of F, Ne and Na in materials, Nucl. Instruments Methods Phys. Res. 218 (1983) 165–170.
- [113] W. Rudolph, C. Bauer, K. Brankoff, D. Grambole, R. Grötzschel, C. Heiser, F. Herrmann, Plastic foils as primary hydrogen standards for nuclear reaction analysis, Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms. 15 (1986) 508–511.
- [114] H.J. Stein, P.S. Peercy, Bombardment-produced disorder and SiH bonds in crystalline and amorphous silicon, Phys. Rev. B. 22 (1980) 6233–6239.
- [115] A.J. Kellock, J.E.E. Baglin, Absolute cross section for D(4He, D)4He forward scattering, Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms. 79 (1993) 493–497.
- [116] A. Eddington, the internal constitution of the stars, Nature. (1920) 14.
- [117] H.A. Bethe, Energy production in stars, Phys. Rev. 55 (1939).
- [118] A.G.W. Cameron, Stellar evolution, nuclear astrophysics and nucleogenesis, Pubs. Astron. Soc. Pacific. 69 (1957) 201–222.
- [119] R.A. Forrest, S. Taova, B. Lalremruata, S. Hlavač, O.O. Gritzay, N. Otuka, F. Tárkányi, Y. Zhuang, T. Fukahori, M. Aikawa, J. Wang, E. Dupont, N. Soppera, V.G. Pronyaev, S. Dunaeva, Y.O. Lee, M. Bossant, S. Takács, N. Furutachi, M. Herman, O. Schwerer, K. Katō, M. Mikhaylyukova, V. Semkova, G. Chen, G. Pikulina, S. Babykina, R. Suzuki, X. Tao, K. Matsumoto, B. Pritychenko, A. Saxena, V.V. Varlamov, A.I. Blokhin, Z. Ge, S. Ganesan, S.C. Yang, V. Zerkov, A. Makinaga, S.P. Simakov, Towards a More Complete and Accurate Experimental Nuclear Reaction Data Library (EXFOR): International Collaboration Between Nuclear Reaction Data Centres (NRDC), Nucl. Data Sheets. 120 (2014) 272–276.
- [120] E.E. Salpeter, electron shielding and thermonuclear reaction, Aust. J. Phys. 7 (1954).
- [121] S. Ichimaru, H. Iyetomi, Screening potential and enhancement of the thermonuclear reaction rate in dense plasmas, Phys. Rev. A. 29 (1984) 2033–2035.
- [122] S. Ichimaru, K. Utsimi, Screening potential and enhancement of thermonuclear reaction rate due to relativistic degenerate electrons in dense multi-ionic plasmas, Astrophys. J. 278 (1984) 382–384.
- [123] Q. Li, R.J. DeBoer, J. Görres, G. Imbriani, A. Best, A. Kontos, P.J. LeBlanc, E. Uberseder, M. Wiescher, Cross section measurement of $^{14}\text{N}(p,g)^{15}\text{O}$ in the CNO cycle, Phys. Rev. C. 93 (2016).
- [124] A. Moghadasi, H. Sadeghi, R. Pourimani, Calculation of astrophysical S-factor in reaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ for first resonance levels, Astrophys. Space Sci. 363 (2018) 2.
- [125] V. Any, Chapter 9 gamma ray decay, <http://oregonstate.edu/instruct/ch374/ch418518/CHAPTER%20%20GAMMA%20RAY%20DECAY-rev.pdf>

- [126] R.D. Evans, The Atomic Nucleus, *Nature*. 179 (1957) 1040–1041.
- [127] D.F. Hebbard, L. Vogl, Elastic scattering and radiative capture of protons by ^{13}C , *Nucl. Phys.* 21 (1960) 652–675.
- [128] J. Kiener, M. Gros, V. Tatischeff, D. Attié, I. Bailly, A. Bauchet, C. Chapuis, B. Cordier, I. Deloncle, M.G. Porquet, S. Schanne, N. De Séréville, G. Tauzin, New determinations of gamma-ray line intensities of the $E_p = 550$ and 1747 keV resonances of the $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ reaction, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.* 519 (2004) 623–635.
- [129] F. Ajzenberg-selove, Energy levels of light nuclei $A = 11-12$, *Nucl. Phys.* (1968).
- [130] C. D, H. JH, K. L, EPDL97: the Evaluated Photon Data Library, UCRL-50400 and Vol.6 and Rev.5. 6 (1997) 1–35.
- [131] P. ST, C. DE, S. SM, Tables and Graphs of Electron-Interaction Cross-Sections from 10 eV to 100 GeV Derived from the LLNL Evaluated Electron Data Library (EEDL) and $Z=1-100$, Ucl-50400. 31 (1997).
- [132] R. Hellborg, M. Kiisk, P. Persson, K. Stenström, Vacuum in an accelerator system - Calculations and measurements, *Vacuum*. 78 (2005) 427–434.
- [133] Discussion privée avec P. Descouvemont.
- [134] J.D. Seagrave, Radiative capture of protons by ^{13}C , *Phys. Rev.* (1952) 197–203.
- [135] C. Angulo, M. Arnould, M. Rayet, P. Descouvemont, D. Baye, C. Leclercq-Willain, A. Coc, S. Barhoumi, P. Aguer, C. Rolfs, R. Kunz, J.W. Hammer, A. Mayer, T. Paradellis, S. Kossionides, C. Chronidou, K. Spyrou, S. Degl’Innocenti, G. Fiorentini, B. Ricci, S. Zavatarelli, C. Providencia, H. Wolters, J. Soares, C. Grama, J. Rahighi, A. Shotter, M. Laméhi Rachti, A compilation of charged-particle induced thermonuclear reaction rates, *Nucl. Phys. A*. 656 (1999) 3–183.
- [136] M.J. Renan, J.P.F. Sellschop, R.J. Keddy, D.W. Mingay, Isospin mixing in ^{14}N , *Nucl. Phys. A*. 193 (1972) 470–478.
- [137] Discussion privée avec G. Terwagne.
- [138] L. Csedreki, Á.Z. Kiss, I. Rajta, H.A.P. van Oosterhout, I. Vajda, G. Gyürky, S. Biri, N.C. Podaru, D.J.W. Mous, Accelerator characterization of the new ion beam facility at MTA Atomki in Debrecen, Hungary, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.* 880 (2017) 125–130.
- [139] R. Middleton, A negative-Ion cookbook, 1989.
- [140] J.R. Tesmer, M. Nastasi, Handbook of modern ion beam materials analysis, 1995.
- [141] G. Deconninck, Introduction to radioanalytical physics, Elsevier, 1978.
- [142] H. Geiger, E. Madsen, E. Rutherford, On a diffuse reflection of the alpha particles, 5 (1909) 495–500.
- [143] H. Geiger, The scattering of alpha particles by matter, 1294 (1901) 492–504.

- [144] J. L'Ecuyer, C. Brassard, C. Cardinal, J. Chabbal, L. Deschênes, J.P. Labrie, B. Terreault, J.G. Martel, R. St.-Jacques, An-accurate-and-sensitive-method-for-the-determination-of-the-depth-distribution-of-light-elements-in-heavy-materials, *J. Appl. Phys.* 47 (1976) 381–382.
- [145] G.G. Ross, L. Leblanc, Depth-profiling of hydrogen and helium isotopes by means of the ERD $E \times B$ technique, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms.* 62 (1992) 484–492.
- [146] S. Giangrandi, T. Sajavaara, B. Brijs, K. Arstila, A. Vantomme, W. Vandervorst, Low-energy heavy-ion TOF-ERDA setup for quantitative depth profiling of thin films, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms.* 266 (2008) 5144–5150.
- [147] G. Amsel, E. D'Artemare, G. Battistig, E. Girard, L.G. Gosset, P. Révész, Narrow nuclear resonance position or cross section shape measurements with a high precision computer controlled beam energy scanning system, *Nucl. Inst. Methods Phys. Res. B.* (1998) 545–550.
- [148] G. Terwagne, S. Lucas, F. Bodart, High resolution depth profiling of N in AlN layers, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. B.* 66 (1992) 262–266.
- [149] P.-N. Favenec, *L'implantation ionique pour la microélectronique et l'optique*, Masson, Paris, France, 1993.
- [150] J.F. Ziegler, ed., *Handbook of ion implantation technology*, 1992.
- [151] K.J.I. Ember, M.A. Hoeve, S.L. McAughtrie, M.S. Bergholt, B.J. Dwyer, M.M. Stevens, K. Faulds, S.J. Forbes, C.J. Campbell, Raman spectroscopy and regenerative medicine: a review, *Npj Regen. Med.* 2 (2017) 12.
- [152] D. Pappas, B.W. Smith, J.D. Winefordner, Raman spectroscopy in bioanalysis, *Talanta.* 51 (2000) 131–144.
- [153] D. Barba, C. Wang, T. Nelis, G. Terwagne, F. Rosei, Blocking germanium diffusion inside silicon dioxide using a co-implanted silicon barrier, *J. Appl. Phys.* (2018).
- [154] A.M. Lane, R.G. Thomas, R-Matrix theory of nuclear reactions, *Rev. Mod. Phys.* 30 (1958).
- [155] P. Descouvemont, *Theoretical Models for Nuclear Astrophysics*, (2007) 241–253.
- [156] P. Descouvemont, D. Baye, The R -matrix theory, 72 (2009).
- [157] E.P. Wigner, L. Eisenbud, Higher angular momenta and long range interaction in resonance reactions, *Phys. Rev.* 72 (1947) 29–41.
- [158] H. Feshbach, C. Porter, V. Weisskopf, The formation of a compound nucleus in neutron reactions, (1953).
- [159] V. Kroha, A. Azhari, C.A. Gagliardi, V. Burjan, F. Carstoiu, A.M. Mukhamedzhanov, A. Sattarov, X. Tang, L. Trache, R.E. Tribble, Asymptotic normalization coefficients in nuclear astrophysics, *Nucl. Phys. A.* 719 (2003) 119–122.

VIII. Liste des figures

Figure 1: Diagramme d'Hertzprung-Russel permettant de classer les étoiles. Ref : https://www.futura-sciences.com	16
Figure 2: Valeurs du facteur S obtenues dans le cadre des travaux de Vogl [12] , King et al.[11], Hester et al. [13], Genard et al.[3] et Woodburry et al.[14] dans l'étude de la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$. Les valeurs du facteur S correspondent à la transition du niveau à 8.06 MeV vers le niveau fondamental.	18
Figure 3: Spectre de la radioactivité naturelle obtenu par un détecteur HPGe situé dans la salle d'expériences du LARN (temps d'acquisition : 63 heures).	23
Figure 4: Coefficient d'absorption pour des photons dans le plomb. Les courbes ont été obtenues grâce au programme XmuDat (https://www-nds.iaea.org/publications/iaea-nds/iaea-nds-0195.htm).	28
Figure 5: Flux du rayonnement cosmique secondaire en fonction de la profondeur. Le flux des neutrons tertiaires produits dans du plomb a également été ajouté. Les composantes nucléiques sont composées à 97 % de neutron. Image provenant de Heusser et al.[5].....	30
Figure 6: Comparaison d'un spectre pris par un détecteur NaI(Tl) (noir) et un HPGe (rouge). Les sources gamma utilisées sont du ^{137}Cs et du ^{60}Co	34
Figure 7: Détecteur HPGe utilisé dans notre système de détection bas-bruit.	36
Figure 8: Schéma des différentes couches composant le château de plomb	37
Figure 9: Intérieur du château de plomb. Sur la gauche, orifice par lequel est introduit le détecteur. Sur la droite, orifice à travers lequel le bout de ligne est inséré dans le château et qui peut être fermé à l'aide d'un bouchon.	37
Figure 10: Spectre typique d'émission et d'absorption lumineuse dans un scintillateur plastique [57].	38
Figure 11: À gauche, ancien blindage actif avec un seul scintillateur. À droite, nouveau blindage actif composé de trois scintillateurs (en noir) : un hémicylindrique et deux plans de part et d'autre du château de plomb.	40
Figure 12: Discrimination dans le cas de : à gauche : un scintillateur plan de 25 mm d'épaisseur. à droite : un scintillateur hémicylindrique de 25 mm d'épaisseur. Sur la figure de gauche, la ligne en pointillé fait la séparation entre le rayonnement provenant de la radioactivité naturelle (à gauche) et les rayonnements cosmiques (à droite).....	41
Figure 13: Chaîne d'acquisition analogique pour l'anti-coïncidence.	44
Figure 14: Chaîne d'acquisition numérique dans le cas de l'anti coïncidence.	46
Figure 15: Spectre du détecteur HPGe à l'extérieur (a) et à l'intérieur (b) du château de plomb pendant 63 et 48 heures respectivement. Le nombre de coups a été normalisé par rapport au temps.....	48
Figure 16: Spectres avec et sans flux d'azote à l'intérieur du château de plomb avec le blindage actif pour des temps d'acquisition respectifs de 17 et 13 heures. Les spectres ont été normalisés par rapport au temps.	50

Figure 17: (a) Taux de comptage (par seconde et par ROI, Region Of Interest, de 100 keV) obtenu par le détecteur HPGe sans blindage (carrés bleus), avec blindage passif (cercles rouges) et avec blindage passif et actif (triangle noir) pour une région d'intérêt entre 0 et 12 MeV. (b) Taux de comptage (par seconde et par ROI de 100 keV) obtenu par le détecteur HPGe avec blindage passif (cercles rouges) et avec blindage passif et actif (triangles noir) pour une région d'intérêt entre 0 et 65 MeV. Les barres d'erreurs sont statistiques. Notons que pour ces deux acquisitions, le bouchon du château de plomb a été remplacé par le bout de ligne, de manière à reproduire les conditions de mesures de sections efficaces. 51

Figure 18: Comparaison du taux de comptage de bruit de fond avec l'ancien (carrés noirs) et le nouveau (cercles creux) système bas-bruit avec les blindages passifs et actifs..... 54

Figure 19: Signal non saturé(a) et saturé (b) en sortie du préamplificateur de l'HPGe. Pour les figures (c) et (d), il s'agit des signaux en sortie de l'amplificateur (en bleu) et de la porte gate (en jaune). En (c), tout le signal de l'HPGe est contenu dans la porte gate, il ne sera donc pas numérisé. En revanche, dans le cas de la figure (d), le signal de l'HPGe est plus large que la porte gate, et une partie sera donc numérisé, donnant lieu à un artéfact. 59

Figure 20: Taux de comptage pour le système bas-bruit avec le système analogique en basse résolution (carrés noirs), le système numérique en haute (cercles rouges) et basse (triangles bleus) résolution... 60

Figure 21: Taux de comptage pour le système analogique en basse (carrés vert) et en haute (cercles rouges) résolution ainsi que pour le système numérique en basse (triangles creux) et en haute (croix bleues) résolution, le tout sans anti-coïncidence..... 61

Figure 22: Schéma de principe indiquant les différents éléments du bout de ligne. La cage de Faraday est entourée par le cadre en pointillés. 65

Figure 23: (a) Comparaison de l'efficacité absolue obtenue expérimentalement (cercles creux) et par Geant4 (carrés noirs) pour une source de ^{152}Eu . (b) Efficacité absolue par Geant4 pour les conditions de mesures de réactions nucléaires. Ces données sont ajustées à l'aide d'un polynôme de degré 8. 71

Figure 24: Représentation des angles de tilt (à gauche) et de twist (à droite) dans le cas d'une orientation (100) du cristal. 75

Figure 25: Photo de la ligne d'implantation haute énergie utilisée pour réaliser les amorphisations du silicium..... 76

Figure 26: Mesures RBS en conditions de canalisation pour du Si (100) non implanté (bleu clair) et implanté avec 1 (noir), 2 (rouge), 4 (vert), et 8 (bleu foncé) 10^{15} at/cm². Un agrandissement a été réalisé sur le flanc montant du silicium afin de rendre compte de l'état d'amorphisation de ce dernier. Ces mesures ont été réalisées avec des $^4\text{He}^+$ de 1.8 MeV et un détecteur PIPS placé à 165°. 77

Figure 27: Épaisseur de la couche amorphisée (en nm) en fonction de la dose implantée. Les barres d'erreurs tiennent compte de l'étalonnage ainsi que de la résolution du détecteur..... 78

Figure 28: Étude de la dose retenue pour des ions H^+ (carrés noirs) de 3 keV dans du silicium amorphisé. Les mesures ont été réalisées par ERDA avec des $^4\text{He}^+$ de 2 MeV. Les barres d'erreurs en x tiennent compte de l'incertitude sur la surface implantée, et les barres d'erreurs en y prennent en compte l'erreur statistique ainsi que les incertitudes propres à la géométrie de détection et l'étalonnage du détecteur. Cette étude est comparée à celle réalisée par Gilles Genard avec des ions H_2^+ de 3 keV dans du silicium cristallin [93]. 80

Figure 29: Vue schématique des différentes liaisons possibles pour une structure cristalline (à gauche) et amorphe (à droite) [100].	81
Figure 30: Profils en profondeur de la concentration atomique en hydrogène obtenus par RNRA. Les carrés noirs et les cercles rouges correspondent respectivement à du silicium amorphisé et cristallin implantés en H^+ . Dans les deux cas, ils ont reçu une dose de 0.7 et $1.0 \cdot 10^{17}$ at./cm ² à respectivement 1.5 et 3.0 keV. La déconvolution a été réalisée à partir du programme VAVLOV.	83
Figure 31: Spectre micro Raman d'échantillons amorphe (en haut) et cristallin (en bas) implantés tous les deux dans les mêmes conditions (ions H^+ de 1.5 et 3.0 keV avec des doses respectives de 0.7 et $1.0 \cdot 10^{17}$ at./cm ²). Les courbes en pointillé représentent les contributions des différents modes de liaisons.	85
Figure 32: Profils RNRA pour 4 échantillons amorphes implantés en hydrogène dans les mêmes conditions. La contamination de surface n'a pas été retirée.	86
Figure 33: Évolution du taux de comptage du signal hydrogène en surface (carrés blancs) et en volume (ronds noirs) pour du silicium amorphisé implanté en hydrogène. Les mesures ont été réalisées en utilisant des $^{15}N^{3+}$ de différentes énergies (6395 keV pour la surface et 6437 keV en volume) avec un courant électrique de 200 nA pour une surface de 0.2 cm ² . La charge intégrée est de 450 μC .	87
Figure 34 : Profils en hydrogène avant (carrés noirs) et après (triangles blancs) irradiation en $^{13}C^{3+}$. L'énergie des ions incident est de 7200 keV, pour 2 μA électriques et une charge totale de 2 mC. On observe clairement une désorption en surface. Une légère diminution de l'hydrogène en volume est également présente.	88
Figure 35: Études de doses réalisées dans le cas de Genard et al. (cercles creux), à l'INRS (croix) et au LARN (carrés noirs). Pour nos implantations, les barres d'erreurs sont basées sur les incertitudes géométriques (angle solide, section efficaces, etc.). Les barres d'erreurs horizontales viennent de l'incertitude sur la mesure de la surface de la tache d'implantation.	90
Figure 36: Spectres ERDA dans le cas d'implantation en H^+ (a) et en H_2^+ (b). Les spectres ont été obtenus avec des $^4He^+$ de 2130 MeV. Dans le cas de l'implantation en H_2^+ , on note une présence importante de 2H dans toute l'implantation. Tandis que pour l'implantation en H^+ , seule une contamination de surface est observée.	91
Figure 37: Profils de concentration en hydrogène avant (carrés noirs) et après (cercles creux) irradiation. Pour ce faire, nous avons utilisé un faisceau de $^{13}C^+$ de 2160 keV avec une intensité moyenne de 1.9 μA sur une surface de 25 mm ² . La charge intégrée est de 54 mC et le vide dans le bout de ligne est de l'ordre de $2 \cdot 10^{-7}$ mbar.	92
Figure 38: Profils en profondeur de la concentration en hydrogène pour : Genard et al., c'est-à-dire à 3.0 et 1.5 keV avec des doses respectives de 1.0 et $0.6 \cdot 10^{17}$ dans du silicium (100) cristallin (carré noirs) ; À 3.0 et 1.5 keV avec des doses respectives de 1.0 et $0.7 \cdot 10^{17}$ at.cm ² dans du silicium amorphisé (cercles creux) ; À 5.0 keV avec une dose de $3.0 \cdot 10^{17}$ at./cm ² dans du silicium amorphisé (triangles gris). Les barres d'erreurs tiennent compte de l'erreur statistique et des incertitudes sur les pouvoirs d'arrêts.	93
Figure 39: Distribution de Maxwell-Boltzmann à une température de 20 millions de kelvins (ligne noire), probabilité de pénétration à travers la barrière coulombienne dans le cas de collision $^{13}C+p$ (ligne rouge) et produit des deux (ligne bleue). Nous voyons apparaître le pic de Gamow ainsi que la fenêtre d'énergie pour laquelle le taux de réaction est maximal.	98

Figure 40: Taux de production d'énergie dans une étoile par la chaîne p-p et par le cycle CNO en fonction de sa température. A partir d'une température de $2 \cdot 10^7$ K, le cycle CNO prédomine. L'image provient de l'ouvrage « Cauldrons in the cosmos » de Rolfs et Rodney	102
Figure 41: Description du cycle CNO froid.....	103
Figure 42: Niveaux d'énergies du ^{15}N . Les spins, parités et isospins sont également indiqués [10].	104
Figure 43: Données expérimentales pour le facteur astrophysique de la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ obtenues sur NACRE et EXFOR Il s'agit des travaux de Vogl, Hester et al., Genard et al., King et al., ainsi que Woodbury et al.....	106
Figure 44: Spectre de la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ en cinématique inverse pris à la résonance. Un zoom a été réalisé aux niveaux des gammas correspondant à la transition vers l'état fondamental. Nous observons une dissymétrie au niveau du pic due à l'effet Doppler ainsi qu'un déplacement vers les hautes énergies.	111
Figure 45: (a) Profils en hydrogène avant (carrés rouges) et après irradiations (étoiles bleues) pour un vide en bout de ligne de $5 \cdot 10^{-7}$ mbar ;(b) Profils avant (carrés rouges) et après irradiations (étoiles bleues) pour un vide en bout de ligne de $2 \cdot 10^{-7}$ mbar. Les irradiations ont été réalisées en $^{13}\text{C}^+$ pour des charges intégrées de 44 (a) et 56 (b) mC. Les abscisses correspondent à la différence entre l'énergie du faisceau incident et celle de la résonance, c'est-à-dire 6385 keV. Sur la figure (a), nous observons clairement un plateau entre 0 et 100 keV qui correspond à une couche de carbone (contenant de l'hydrogène) formée en surface. Cette dernière n'apparaît pas sur la figure (b).....	117
Figure 46: Section efficace obtenue pour la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ en cinématique inverse (ce travail et Genard et al) ainsi qu'en cinématique directe par Vogl et King. Les données correspondent à la transition entre le niveau de 8.062 MeV et l'état fondamental.	119
Figure 47: Facteur astrophysique de la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ obtenu par nos mesures en cinématique inverse (croix mauves).	120
Figure 48: Traitements avec la matrice R de nos données avec celles de Genard et al. pour $a = 6.8$ fm. Celles de King n'ont pas été prises en compte pour le traitement et ne sont là qu'à titre indicatif., Dans le cas du traitement utilisant 2 pôles, les contributions des résonances à 511 et 1225 keV ont été ajoutées respectivement en tirets noirs et verts.	131
Figure 49: Traitement de la matrice R dans le cas de la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ pour des valeurs du paramètre a de 4.6 fm (courbe bleue) et 6.8 fm (courbe rouge). Pour ces traitements, nous avons utilisé nos données ainsi que celles de Genard et al.. Celles de King et al. sont uniquement présentes pour rendre compte du comportement de la section efficace à plus haute énergie.	135
Figure 50: Chaîne de désintégration du ^{232}Th (Thorium 232). De par son nombre de nucléons, le noyau final atteint est le ^{208}Pb (Plomb 208). Le nombre de nucléons des éléments de cette famille est un multiple de 4.	145
Figure 51: Chaîne de désintégration du ^{237}Np (Neptunium 237). De par son nombre de nucléons, le noyau final atteint est le ^{209}Bi (Bismuth 209). Le nombre de nucléons des éléments de cette famille est un multiple de 4 plus 1.....	146
Figure 52: Chaîne de désintégration du ^{238}U (Uranium 238). De par son nombre de nucléons, le noyau final atteint est le ^{206}Pb (Plomb 206). Le nombre de nucléons des éléments de cette famille est un multiple de 4 plus 2.....	146

Figure 53: Chaîne de désintégration du ^{235}U (Uranium 235). De par son nombre de nucléons, le noyau final atteint est le ^{207}Pb (plomb 207). Le nombre de nucléons des éléments de cette famille est un multiple de 4 plus 3.....	147
Figure 54: Schéma du principe de fonctionnement de l'accélérateur de particule ALTAÏS. Notons qu'une seule des 5 lignes d'analyses n'est affichée.	149
Figure 55: Exemple de géométrie de détection utilisée dans le cas d'analyses RBS et ERDA utilisant des détecteurs placés respectivement à 170 et 30° par rapport au faisceau. Le détecteur ERDA dispose d'un absorbeur afin d'éviter que les particules incidentes ne soient détectées.	153
Figure 56: Production d'un noyau composé C^* suite à la collision entre deux noyaux A et B. Nous voyons que ce noyau composé peut se désexciter suivant différentes voies.	155
Figure 57: Spectre d'émission gammas de la réaction $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$. On y distingue clairement les pics photoélectriques (γ_1, γ_2 et γ_3), le fond Compton, ainsi que les pics de premier (1 esc..) et second échappement (2 esc..) associés aux pics photoélectriques. Notons que la partie droite du spectre a été amplifiée d'un facteur 100 afin de faire apparaître les gammas de 6.916 et 7.115 MeV, ainsi que leur pic de premier échappement. Cette image est tirée de l'ouvrage de G. Deconninck [141].	157
Figure 58: Schéma de principe de l'émission des raies Rayleigh, Stokes et anti-Stokes.....	161