



HAL
open science

Etudes expérimentales de l'accélération de particules avec des lasers ultra-intenses : applications à des expériences de physique nucléaire dans les plasmas lasers

Cyril Plaisir

► **To cite this version:**

Cyril Plaisir. Etudes expérimentales de l'accélération de particules avec des lasers ultra-intenses : applications à des expériences de physique nucléaire dans les plasmas lasers. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Bordeaux1, 2010. Français. NNT : . tel-00658936

HAL Id: tel-00658936

<https://theses.hal.science/tel-00658936>

Submitted on 11 Jan 2012

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

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

N° Ordre : 4109

UNIVERSITÉ DE BORDEAUX
ÉCOLE DOCTORALE
SCIENCES PHYSIQUES ET INGÉNIEUR

T H È S E

pour obtenir le titre de

Docteur

Spécialité : Astrophysique, Plasmas et Corpuscules

de l'Université de Bordeaux

Présentée par

PLAISIR CYRIL

**Etudes expérimentales de l'accélération de particules avec des
lasers ultra-intenses ;**

**Applications à des expériences de physique nucléaire dans les
plasmas lasers**

Thèse dirigée par Mme Fazia HANNACHI

préparée au Centre d'Études Nucléaires de Bordeaux Gradignan (CENBG)

soutenue le 23 novembre 2010

Jury :

<i>Présidente :</i>	Brigitte ROUSSIÈRE	- Directrice de Recherche - IPNO - Orsay
<i>Rapporteurs :</i>	Julien FUCHS	- Directeur de Recherche - LULI - Palaiseau
	Vincent MÉOT	- Chef de laboratoire - CEA/DIF - Bruyères-le-Châtel
<i>Directrice :</i>	Fazia HANNACHI	- Directrice de Recherche - CENBG - Bordeaux
<i>Examineurs :</i>	Fabien DORCHIES	- Chargé de Recherche - CELIA - Bordeaux
	Franck GOBET	- Professeur, Université de Bordeaux 1

Remerciements

Je souhaite commencer ces remerciements par ma directrice de thèse Mme Fazia Han-nachi. Je la remercie pour tout le temps, les conseils et l'intérêt qu'elle a apporté à mon travail durant ces 3 dernières années. Tous ses conseils ont été précieux pour me permettre de mener à bien le travail que je présente aujourd'hui. Je souhaite également la remercier pour tout le temps passé avec moi pour la relecture et la correction de ce manuscrit.

Je tiens à remercier M. Bernard Haas, Directeur du Laboratoire du Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux Gradignan (CENBG), pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire.

Je remercie également les membres du jury, Mme Brigitte Roussière, présidente du jury, ainsi que les deux rapporteurs de ma thèse, M. Vincent Méot et M. Julien Fuchs et M. Fabien Dorchie, pour tous les commentaires qu'ils m'ont apportés et toutes les questions posées qui ont permis ainsi d'améliorer encore ce manuscrit. J'adresse un remerciement particulier à Fazia et à Franck pour les nombreuses relectures qu'ils ont faites et tous les conseils avisés qu'ils m'ont donnés lors de la rédaction de ce manuscrit.

Je désire également remercier les membres de mon groupe au sein du laboratoire, le groupe Excitations Nucléaires par Laser. En premier lieu je vais commencer par Franck, durant ces 3 dernières années tu as toujours été disponible, tu m'as appris à être rigoureux, à me remettre en question, à être critique sur mon travail. Pour tout cela je voulais ici personnellement te remercier. Je voulais également remercier Medhi, pour tout ce qu'il m'a appris durant ces 3 années passées au laboratoire et en manip. J'ai appris énormément sur l'électronique et sur la physique en générale à son contact. Je le remercie pour toutes ces manip (et long trajets en voiture sur-chargée...) qu'on a faites ensemble et toutes ces discussions autour d'un café, cela m'a beaucoup apporté tant du point de vue de la physique que du point de vue personnel, merci à toi Medhi !

Je remercie également Marie-Madeleine pour ses commentaires et ses conseils avisés et pour avoir partagé son expérience de la recherche durant ces dernières années avec moi. Je la remercie également pour les commentaires et les corrections de ce manuscrit.

Je finirai par Jean-Nicolas, je le remercie car sans lui je ne serais sûrement pas là aujourd'hui. Il m'a transmis le goût de la rigueur. Non seulement durant une partie de ma thèse mais aussi durant ma formation universitaire, j'ai appris énormément à son contact et je désirais l'en remercier ici. Je garde également un très bon souvenir de tous ces oraux de TEX que j'ai pu passer avec lui.

Je voulais aussi remercier les équipes du laboratoire, le service mécanique pour leur rapidité ainsi que leur gentillesse quand on demande des pièces à la dernière minute. Je remercie le service informatique, en particulier Isabelle que j'ai régulièrement dérangée pour mon mot de passe du Centre de calcul... Je remercie les personnes du service administratif, Brigitte, Sylvie, Nadine pour leur gentillesse et leur efficacité. Je désirais remercier Patricia pour être venue assister à ma présentation mais également pour toutes les cibles qu'elle nous a préparées. Je finirai par Tina et Pascale pour toute la gentillesse, la joie et l'amitié qu'elles m'ont apportées.

Ce travail est le fruit de nombreuses expériences et donc de différentes collaborations. Tout d'abord je remercie les équipes de laséristes sur les installations 100TW et LULI2000 du LULI à Palaiseau ainsi que celle du laser Alisé du CEA/CESTA pour leur travail qui a permis de réaliser dans de bonnes conditions toutes nos expériences. Je remercie Patrick Audebert, du LULI, pour son accueil et son aide lors des expériences sur le laser 100TW. Un merci particulier à Erik Bambrink pour son aide et le temps passé avec moi lors de ma première expérience sur un laser de puissance. Je remercie également Julien Fuchs pour l'opportunité qu'il nous a donnée de pouvoir réaliser une expérience sur le laser VULCAN du RAL. Je finirai par remercier tous les collaborateurs du CEA de Bruyères-le-Châtel, à savoir sans tous les citer, Vincent Méot, Pascal Morel, Gilbert Gosselin qui nous ont beaucoup aidés durant les manips et pour les calculs.

Je souhaite également dire un grand merci à mes amis, en commençant par Cécile et Candice. Nous étions tous dans le même bateau, je voulais vous remercier pour tout le soutien dans les bons comme dans les mauvais moments, l'aide que nous avons partagé durant les 7 dernières années. Ensuite je remercie Alix et André pour avoir été avec moi durant toutes ces années, je tiens à les remercier également pour tout le soutien professionnel et personnel qu'il m'ont donné. Vous êtes tous les deux un peu ma deuxième famille alors je voulais profiter de ces lignes pour vous montrer à quel point je vous apprécie pour tout ce que vous m'avez apporté.

Enfin je termine en remerciant ma famille, avec en premier lieu mes parents et mon frère sans qui je n'aurais jamais pu écrire ces lignes aujourd'hui. Je tiens à les remercier pour tout le soutien moral et financier qu'ils m'ont apporté ainsi que pour tous les sacrifices qu'ils ont fait pour que je puisse aujourd'hui être ici. Ensuite je souhaite remercier Céline pour toutes ces soirées et ces litres de café absorbés ensemble à parler de tout sauf de physique, ton soutien m'a renforcé. Je souhaite également apporter mes remerciements à Bastian, tu m'as soutenu et surtout supporté... dans cette fin de thèse qui n'a pas toujours été simple. Je voulais également remercier Isabelle, Evelyne, Emilie, Julien, Sandrine d'avoir été là pour moi quand j'en avais besoin.

Je finirai par deux personnes très importantes pour moi, Lèa Maelys mon petit rayon de soleil sans qui les épreuves de la vie auraient été bien plus difficiles à traverser. Je finirais par mon oncle, Bernard, tu es parti trop tôt mais je sais que de là où tu es tu nous vois et c'est pour cela que je tenais à te dédier les pages qui suivent.

*À mes parents,
À Léa,
À Bernard, pour toujours dans nos coeurs,*

Table des matières

Introduction	1
1 La physique nucléaire avec des lasers de puissance	5
1.1 Introduction	5
1.2 Accélération de particules à l'aide d'une impulsion laser intense	5
1.2.1 Caractéristiques d'une impulsion laser intense	5
1.2.2 Propagation d'une impulsion laser dans une cible à l'état de plasma	7
1.2.3 Accélération des électrons dans un plasma	11
1.2.4 Mécanismes de génération de faisceaux de protons	16
1.3 Applications des faisceaux de particules produits par lasers	19
1.4 Applications des faisceaux de particules produits avec des lasers de puissance à des études de physique nucléaire	22
1.4.1 Désexcitation d'un état isomérique nucléaire dans un plasma laser	22
1.4.2 Modes d'excitation dans un plasma	24
1.4.3 Protocole expérimental	26
1.5 Conclusion	28
2 Système de détection NATALIE pour la caractérisation des faisceaux de particules générés avec des lasers de puissance	29
2.1 Introduction	29
2.2 Détecteurs utilisés	30
2.3 Électronique associée au système de détection	32
2.3.1 Traitement du signal de la voie énergie	32
2.3.2 Traitement du signal de la voie temps	34
2.3.3 Correction du temps mort de l'acquisition	35
2.4 Système d'acquisition	36
2.5 Conclusion	39
3 Efficacités de détection pour des sources non ponctuelles	41
3.1 Introduction	41
3.2 Le code GEANT4	41
3.2.1 Définition du détecteur dans la simulation	42
3.2.2 Définition des processus physiques	44
3.2.3 Le tracking des particules	44
3.3 Génération d'une source radioactive	45
3.4 Simulation des efficacités de détection β^+	47
3.4.1 Utilisation d'une source étalon de ^{22}Na pour valider les efficacités β^+ simulées	49

3.5	Discussion	50
3.5.1	Convergence des simulations	50
3.5.2	Effet de la distribution de vitesse des positrons sur l'efficacité de détection	52
3.5.3	Effet de la géométrie de la source sur l'efficacité de détection β^+ . . .	53
3.5.4	Efficacité de détection β^+ en fonction des dimensions des détecteurs	55
3.6	Conclusion	56
4	Caractérisation de faisceaux de protons produits avec des lasers ultra- intenses	57
4.1	Description des films RCF	57
4.2	Analyse optique des films RCF	59
4.2.1	Mesure de l'énergie déposée dans le RCF par un faisceau de protons	59
4.2.2	Utilisation d'un empilement de RCF : Simulation de la fonction de réponse	64
4.2.3	Mesure à l'aide d'un empilement de RCF des distributions spatiale et énergétique d'un faisceau de protons	68
4.2.4	Conclusion	74
4.3	Analyse de l'activation nucléaire dans les films RCF	74
4.3.1	Activation nucléaire dans un empilement de films RCF	75
4.3.2	Mesure de l'activité et efficacité de détection	77
4.3.3	Fonction de réponse en activation d'un empilement de RCF	78
4.3.4	Mesure de la distribution en énergie du faisceau de protons	78
4.3.5	Validation des mesures d'activation réalisées avec des RCF : empi- lement mixte RCF + cuivre	81
4.4	Comparaison avec les méthodes existantes	82
4.5	Conclusion	84
5	Caractérisation de sources d'électrons et photons produites avec des lasers de puissance	87
5.1	Détermination des distributions angulaire et énergétique d'un faisceau d'électrons par activation nucléaire	88
5.1.1	Le choix des matériaux	90
5.1.2	L'expérience sur le laser Pico2000 du LULI	90
5.1.3	Dispositif de mesure utilisé : croix d'activation	92
5.1.4	Efficacité de détection β^+ des échantillons de cuivre et de carbone .	93
5.1.5	Un exemple de mesure d'activation nucléaire induite par un faisceau d'électrons converti en un faisceau de photons	93
5.1.6	Obtention des paramètres de la distribution spatiale et énergétique des électrons	94
5.2	Variation des paramètres d'ajustement en fonction du délai entre le faisceau de chauffage et l'impulsion principale	99

5.3	Conclusion	102
6	Section efficace de la réaction $^{85}\text{Rb}(\gamma, n) ^{84m}\text{Rb}$	103
6.1	Principe de la mesure de section efficace : protocole expérimental	103
6.1.1	Production des faisceaux d'électrons mono-énergétiques : l'accélérateur ELSA	105
6.1.2	Échantillons irradiés	106
6.2	Mesures d'activation	108
6.2.1	Mesure de l'activité β^+	108
6.2.2	Mesure de l'activité γ	110
6.2.3	Taux de production normalisés	116
6.3	Spectres de photons produits avec GEANT4	116
6.4	Mesures des sections efficaces à l'aide des mesures des taux de production	119
6.4.1	Mesure de la section efficace de la réaction $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$	120
6.4.2	Mesure de la section efficace de la réaction $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$	122
6.4.3	Mesure de la section efficace de la réaction $^{85}\text{Rb}(\gamma, n)^{84m}\text{Rb}$	125
6.4.4	Section efficace de la réaction $^{85}\text{Rb}(\gamma, n)^{84}\text{Rb}$	126
6.4.5	Comparaison des sections efficaces mesurées avec les sections efficaces prédites par le code TALYS	128
6.5	Application : Estimation du nombre d'isomères de ^{84m}Rb produits avec un faisceau laser type Pico2000	129
6.6	Conclusion	131
	Conclusion	133
	Bibliographie	137
A	Catalogue des spectres en énergie des positrons émis par les sources radioactives utilisées	143
A.1	Spectre en énergie des positrons émis par une source de ^{22}Na	143
A.2	Spectre en énergie des positrons émis par une source de ^{61}Cu	143
A.3	Spectres en énergie des positrons émis par une source de ^{62}Cu et de ^{64}Cu	145
A.4	Spectre des β^+ émis par une source de ^{11}C	145
A.5	Spectre des β^+ émis par une source de ^{63}Zn	145
A.6	Spectre des β^+ émis par une source de ^{13}N	146
A.7	Conclusion	147
B	Inclusion des processus d'activation nucléaire dans le code GEANT4	149
B.1	Introduction	149
B.2	Procédure pour introduire la section efficace d'une réaction nucléaire dans GEANT4	150
B.3	Validation du code à l'aide de cibles minces	151
B.4	Conclusion	153

Introduction

Contexte

C'est en 1917 qu'Albert Einstein a proposé l'existence d'un processus qui est fondamental pour l'existence des lasers : l'émission stimulée. En effet, il a montré que pour vérifier la loi du rayonnement du corps noir de Planck, il est nécessaire d'introduire un autre processus que l'émission spontanée dans la désexcitation d'un atome excité. La désexcitation d'un atome, en émettant un photon d'énergie E peut également être induite par un photon de même énergie. Ce nouveau processus est appelé l'émission stimulée, le photon ainsi produit possède les mêmes caractéristiques que le photon "stimulant".

En 1960 T.H. Maiman réalise le premier dispositif laser en s'appuyant sur les travaux réalisés alors sur le maser. Depuis lors, l'utilisation des lasers n'a cessé de se développer notamment pour des applications industrielles. Les utilisations des lasers sont aujourd'hui très diversifiées, on les retrouve dans les lecteurs CD-DVD, en médecine chirurgicale, esthétique ou bien ophtalmologique ou encore pour l'usinage de pièces métalliques dans l'industrie. L'intérêt de l'utilisation des lasers en physique fondamentale est grandissant, par exemple, pour mesurer les concentrations en polluants dans l'atmosphère, refroidir des atomes, faire fusionner des capsules de deutérium-tritium (MegaJoule, NIF), détecter l'existence des ondes gravitationnelles (VIRGO). Les lasers sont en constante évolution, de nombreuses recherches sont menées pour augmenter encore plus leurs champs d'applications industrielles mais également pour la physique fondamentale.

Une des avancées majeures depuis la découverte de l'effet laser est sans doute la possibilité de générer des impulsions lasers ultra-brèves, subpicosecondes. Les intensités lasers atteintes de ce fait permettent de produire des sources de rayonnement X brèves et intenses, de générer des harmoniques de durées sub-femtosecondes permettant ainsi d'étudier des processus très brefs, de sonder la matière à l'état de plasma ou encore d'accélérer des particules jusqu'à des énergies de l'ordre du GeV.

L'accélération des particules avec les lasers est introduite de façon théorique à la fin des années 70. Elle nécessitait l'utilisation d'impulsions courtes (quelques picosecondes) qu'on ne savait pas fabriquer à l'époque. Au milieu des années 90 la mise en route de la méthode de l'amplification à dérive de fréquence (CPA) [1] a permis de voir les premières expériences réussir à produire des faisceaux d'électrons accélérés à des énergies pouvant intéresser la physique nucléaire, typiquement quelques MeV. Au début des années 2000, des faisceaux de protons et d'ions ont aussi pu être produits. Les nombreuses recherches menées pour optimiser les sources de particules et les lasers permettent d'accélérer aujourd'hui des faisceaux de protons et d'électrons à des énergies d'intérêt pour la physique sub-atomique, typiquement de quelques MeV à quelques dizaines de MeV. A ces énergies, les faisceaux de particules peuvent induire des réactions nucléaires dans la matière.

Pour utiliser les faisceaux de particules produits par interaction laser-plasma pour créer des états excités, nous devons être capable de bien caractériser tant les distributions angulaires que les distributions énergétiques des particules et ceci tir à tir. En effet, une

des contraintes existant sur les installations des lasers de puissance est la non-linéarité des phénomènes impliqués dans l'interaction laser-matière qui limite la reproductibilité tir à tir des faisceaux produits. Il faut donc pouvoir caractériser toute la distribution et ceci pour chaque tir.

Les faisceaux de particules produits avec les lasers de puissances possèdent des caractéristiques propres, différentes de celles qu'il est possible d'obtenir en utilisant un accélérateur de particules conventionnel. La source de particules a des dimensions typiques de quelques μm . L'accélération des particules est faite sur un temps très court typiquement quelques picosecondes. L'accélération est faite sur des distances très courtes de l'ordre d'une centaine de micromètres. Par ailleurs, ces particules ne sont pas monoénergétiques.

Pour pouvoir utiliser les faisceaux de particules (électrons, protons ou ions) lors d'expériences et former des états excités par l'intermédiaire de réactions nucléaires, il est impératif de pouvoir caractériser les distributions angulaires et en énergie des faisceaux produits.

Objectifs de la thèse

Le premier objectif de ce travail de thèse est de mettre en place des diagnostics qui permettent de caractériser les faisceaux de particules (électrons, protons et photons) produits lors de l'interaction laser-plasma. Différentes méthodes d'analyse, couplant des mesures à des simulations numériques réalisées avec le code GEANT4, ont été mises au point pour caractériser les faisceaux de différentes natures.

Le deuxième objectif est d'utiliser les faisceaux de particules produits pour réaliser des expériences de physique nucléaire. Nous nous sommes intéressés en particulier aux excitations d'états nucléaires dans les plasmas créés par lasers.

Plan

Le premier chapitre de cette thèse présente des notions indispensables pour caractériser l'interaction laser-plasma. Dans la première partie du chapitre 1, les mécanismes d'accélération des électrons et des protons sont présentés. La deuxième partie du chapitre traite des applications des faisceaux de particules produits par interaction laser-plasma.

Le chapitre 2 présente l'outil de mesure utilisé pour réaliser toutes les mesures d'activités induites par les faisceaux de particules dans des échantillons. Il s'agit d'une présentation du système de détection, de l'électronique associée aux détecteurs ainsi que du système d'acquisition utilisé.

Le chapitre 3 traite des simulations numériques réalisées avec le code GEANT4 pour estimer les efficacités de détection lors des différentes mesures d'activités réalisées durant cette thèse.

Les chapitres 4 et 5 présentent les diagnostics ainsi que les méthodes d'analyse utilisées pour caractériser les distributions angulaire et en énergie des faisceaux de protons et d'électrons produits lors de l'interaction d'un laser ultra-intense avec une cible.

Le chapitre 6 présente la mesure de la section efficace de production d'un état isomérique réalisée en vue de l'étude de la désexcitation et de la modification de la durée de vie effective d'un état isomérique dans un plasma laser.

Le corps de cette thèse est suivi d'annexes présentant les détails des simulations développées pour l'estimation des efficacités de détection des détecteurs (prise en compte des distributions en énergie des positrons émis par des sources β^+) ainsi que pour prendre en compte dans le code Monte-Carlo GEANT4 l'activation nucléaire induite par des photons ou des protons dans la matière.

La physique nucléaire avec des lasers de puissance

1.1 Introduction

Dans une première partie de ce chapitre, nous rappellerons brièvement les principaux processus d'accélération des particules dans l'interaction laser-plasma. Si les cavités des accélérateurs conventionnels sont limitées à des champs électriques accélérateurs de quelques 100 MV.m^{-1} du fait de l'existence d'un seuil de claquage, dans un plasma, qui est un milieu déjà ionisé, les champs électriques accélérateurs peuvent être beaucoup plus importants, de l'ordre de quelques 100 TV.m^{-1} .

La deuxième partie de ce chapitre est consacrée aux utilisations des faisceaux de particules produits dans le but d'étudier le noyau atomique au travers d'une expérience proposant d'étudier la modification de la durée de vie effective d'un état isomérique nucléaire dans un plasma créé par laser.

1.2 Accélération de particules à l'aide d'une impulsion laser intense

1.2.1 Caractéristiques d'une impulsion laser intense

La découverte de techniques permettant d'étirer et de recomprimer les impulsions lumineuses telles que le CPA [1] (Chirped Pulse Amplification) a permis, après amplification, d'obtenir des impulsions très énergétiques (plusieurs dizaines de joules) et de durée très faible (quelques picosecondes à quelques centaines de femtosecondes). Ce type de laser de puissance ne fonctionne qu'en mode impulsionnel, la propagation de la puissance étant limitée par les milieux amplificateurs. L'énergie qui est accumulée dans la cavité laser par des passages multiples dans des milieux amplificateurs est libérée dans une impulsion unique dont la durée varie de quelques picosecondes à quelques femtosecondes. Sans modification de la durée des impulsions avant l'amplification, les milieux amplificateurs ne pourraient pas supporter une telle puissance. L'éclairement laser est défini par la relation 1.1, il correspond à la valeur moyenne du vecteur de Poynting sur un cycle optique. Par abus de langage, l'éclairement laser est souvent appelé intensité laser.

$$I = c^2 \varepsilon_0 \left\| \left\langle \vec{E} \wedge \vec{B} \right\rangle \right\|_{\tau_0} \quad (1.1)$$

où \vec{E} est le champ électrique associé à l'onde laser, \vec{B} est le champ magnétique, τ_0 est la durée d'un cycle optique de l'impulsion laser, c est la vitesse de la lumière dans le vide et ε_0 est la permittivité du vide.

Les impulsions courtes délivrées par les lasers de puissance possèdent un spectre large qui inclut de nombreux modes. Dans le but de simplifier les calculs, l'impulsion est assimilée dans le domaine spectral, et donc dans le domaine temporel, à une gaussienne. Dans ce cas, en utilisant la relation (1.1), on montre que l'éclairement laser maximal peut être approché par la relation (1.2).

$$I_{maximale} \approx \frac{2U}{\pi\tau_0\omega_0^2} \quad (1.2)$$

où U est l'énergie de l'impulsion laser, τ_0 est la durée de l'impulsion définie comme la largeur à mi-hauteur de l'impulsion laser et ω_0 est la distance à l'axe du point où l'intensité maximale est divisée par un facteur e .

Application Numérique

En utilisant les paramètres du laser 100TW du LULI, soit une durée d'impulsion de 300 fs, un diamètre de tache focale de 15 μm et une énergie dans la tache focale de 20 J, on atteint une intensité sur cible de $1,9 \cdot 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$.

Sur toutes les installations lasers, le profil temporel de l'impulsion laser montre l'existence de la contribution d'un "fond" plus ou moins plat. Il est appelé ASE pour Amplified Spontaneous Emission, il peut être plus ou moins important par rapport à l'impulsion principale [2]. L'ASE provient de l'amplification dans la chaîne laser de l'émission spontanée du laser pilote. Le pilote produit une impulsion laser de faible énergie qui est par la suite injectée dans la chaîne amplificatrice. Pour estimer l'importance relative de l'ASE par rapport à l'impulsion principale on définit une quantité appelée le contraste.

Le contraste correspond au rapport de l'amplitude de l'ASE sur l'amplitude de l'impulsion principale. La figure 1.1 montre un exemple de profil temporel d'une impulsion laser. Pour définir le contraste, il est important de préciser l'échelle temporelle à laquelle on se réfère. En effet, comme le montre la figure 1.1, le contraste ns est souvent différent du contraste ps.

L'impulsion laser est focalisée sur une tache de quelques μm de diamètre. Les champs électriques au niveau de la tache focale sont de l'ordre de quelques 10^{13} V.m^{-1} . Sachant que le champ électrique atomique est de l'ordre de 10^{11} V.m^{-1} , l'impulsion laser va donc instantanément ioniser la surface de la cible. Celle-ci se retrouve à l'état de plasma et commence à se détendre normalement à sa surface avec une densité électronique décroissante en s'éloignant de la cible. Du fait de l'existence de l'ASE, l'impulsion principale n'interagira pas directement avec la cible dans son état initial, mais dans une cible déjà ionisée et à l'état de plasma. Il est donc intéressant de préciser comment l'onde électromagnétique de l'impulsion laser se propage dans ce milieu. Dans certains cas, il est intéressant de minimiser le pre-plasma formé par l'ASE en améliorant le contraste par exemple pour l'accélération de protons. Différentes études ont été menées dans le but d'améliorer le

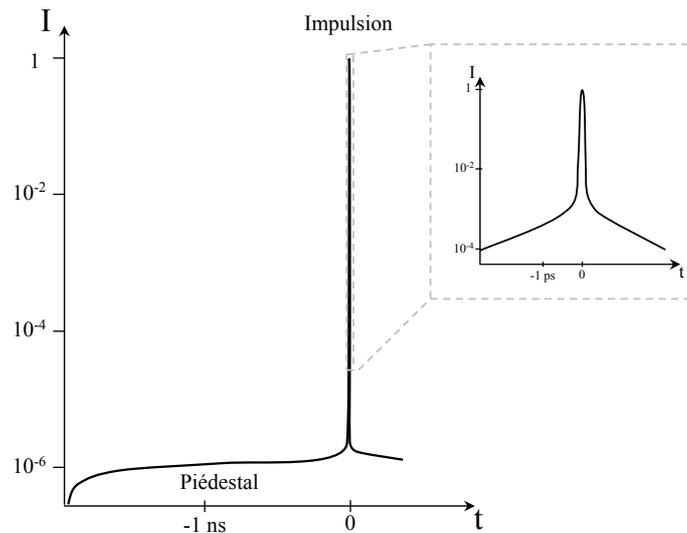


FIG. 1.1 – Profil temporel schématisé d'une impulsion laser d'une durée de l'ordre de 100 fs. L'impulsion principale est "posée" sur un piédestal dont l'intensité varie avec le temps. Un agrandissement de la zone entourant le pic de l'impulsion est représenté dans le coin supérieur droit de la figure. Noter la différence de contraste pour des échelles nanoseconde (10^{-6}) et picoseconde (10^{-4}). Le cas représenté ici est illustratif mais en pratique, chaque installation a ses caractéristiques propres.

contraste des lasers de puissance. La référence [3], de C. Thaury *et al.*, montre l'efficacité de l'utilisation de plusieurs miroirs plasmas pour améliorer le contraste d'une impulsion femtoseconde.

Dans la section suivante, nous présentons comment l'impulsion laser se propage dans une cible à l'état de plasma.

1.2.2 Propagation d'une impulsion laser dans une cible à l'état de plasma

Un plasma est un état particulier de la matière. Il est composé d'un mélange d'électrons, d'ions partiellement ou totalement ionisés, d'atomes ou de molécules neutres. L'ensemble du mélange reste toujours globalement neutre. Cet état de la matière se trouve principalement dans le milieu interstellaire et dans les étoiles, ou plus proche de nous, dans l'ionosphère et dans la magnétosphère. Grâce aux lasers, il est possible de le reproduire en laboratoire. Le panel des lasers existants permet de créer et d'étudier des plasmas pour lesquels certains paramètres clés comme la densité électronique, la température peuvent être modifiés.

Définition de la pulsation plasma électronique

L'interaction d'une onde électromagnétique avec le plasma est régie par les équations de Maxwell qui sont rappelées, ci-après :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{div}(\vec{E}) = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \\ r\vec{\otimes}t\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \\ \text{div}(\vec{B}) = 0 \\ r\vec{\otimes}t\vec{B} = \mu_0\vec{J} + \mu_0\varepsilon_0\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} \end{array} \right.$$

Où \vec{E} et \vec{B} sont respectivement le champ électrique et magnétique de l'impulsion laser, \vec{J} est la densité volumique de courant créé par les particules en mouvement dans l'onde et ρ est la densité de charge du plasma. Les constantes μ_0 et ε_0 sont respectivement les perméabilité magnétique et permittivité électrique du vide.

Pour effectuer les calculs quelques hypothèses sont nécessaires :

- Les ions sont beaucoup plus lourds que les électrons, par conséquent, ils sont considérés comme immobiles (par rapport aux électrons). Les courants sont principalement dus aux électrons, et on a la densité de courant $\vec{J} = -n_e e \vec{v}_e$ avec n_e la densité électronique et v_e la vitesse des électrons.
- Le plasma dans lequel se propage l'onde est peu dense et froid afin de pouvoir négliger les effets collisionnels et la vitesse thermique des électrons.
- Les électrons du plasma soumis à l'onde électromagnétique sont non relativistes.
- Les perturbations de la densité électronique par l'onde électromagnétique sont considérées comme faibles. Si bien que la densité électronique peut s'écrire sous la forme de deux contributions. La première correspond à la valeur de la densité électronique en l'absence de champ, elle est dite valeur à l'équilibre. La deuxième correspond à la perturbation de densité électronique apportée par l'onde électromagnétique.

Les électrons perturbés par le champ laser seront mis en mouvement. Celui-ci est décrit par le principe fondamental de la dynamique énoncé dans la relation (1.3).

$$m_e \frac{\partial \vec{v}_e}{\partial t} = -e(\vec{E} + \vec{v}_e \wedge \vec{B}) \quad (1.3)$$

L'hypothèse de petits déplacements des électrons autour de leurs positions initiales, permet de conserver uniquement les termes d'ordre 1. La relation (1.3) peut s'écrire de la façon suivante :

$$m_e \frac{\partial \vec{v}_e}{\partial t} = -e\vec{E} \quad (1.4)$$

La perturbation de la densité électronique crée une charge d'espace qui rappelle l'électron vers sa position initiale. Ceci engendre un mouvement d'oscillation de l'électron

autour de celle-ci. En s'appuyant sur les équations de Maxwell-Ampère et la relation (1.4) nous pouvons établir l'équation de propagation de l'onde électromagnétique dans le plasma, on obtient alors la relation (1.5)

$$\Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{\mu_0 n_e e^2}{m_e} \vec{E} \quad (1.5)$$

Sachant que $\mu_0 \varepsilon_0 = \frac{1}{c^2}$, n_e est la densité électronique dans le plasma, m_e est la masse de l'électron on peut définir la quantité ω_{pe} telle que :

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\varepsilon_0 m_e}} \quad (1.6)$$

La quantité ω_{pe} correspond à la pulsation plasma électronique, par abus de langage, cette pulsation est couramment dénommée fréquence plasma. Elle correspond à la pulsation naturelle des électrons dans le plasma.

Dans ce cas, l'équation de propagation de l'onde laser dans le plasma peut s'écrire :

$$c^2 \Delta \vec{E} - \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \omega_{pe}^2 \vec{E} \quad (1.7)$$

Pour étudier la propagation d'une onde laser dans un plasma il est nécessaire de résoudre l'équation (1.5). Le champ électrique associé à l'onde est modélisé par une onde plane telle que :

$$\vec{E} = e^{i(\vec{k} \cdot \vec{v}_e - \omega_L t)} \quad (1.8)$$

Où ω_L est la pulsation du laser et \vec{k} est le vecteur d'onde de l'onde électromagnétique. La relation de dispersion de l'onde dans le plasma est obtenue en injectant dans la relation (1.7) le champ électrique, dans ce cas, nous obtenons la relation suivante :

$$k^2 c^2 = \omega_L^2 - \omega_{pe}^2 \quad (1.9)$$

La relation 1.9 montre qu'il existe 2 régimes pour la propagation de l'onde dans le plasma. Tant que la pulsation du laser $\omega_L > \omega_{pe}$ l'impulsion se propage dans le plasma. Cependant, comme la densité électronique augmente lorsque le laser pénètre dans le plasma, la pulsation plasma ω_{pe} augmente aussi. Lorsque $\omega_L < \omega_{pe}$ le milieu se réorganise très vite et l'impulsion électromagnétique ne peut donc le perturber. Dès lors la propagation de l'onde devient impossible et l'impulsion laser est réfléchiée, une partie est absorbée sur l'épaisseur de peau du matériau. La densité électronique pour laquelle on obtient $\omega_L = \omega_{pe}$ est appelée la densité électronique critique et est généralement notée n_c . La relation (1.10) exprime la densité critique en fonction de la longueur d'onde du laser λ_L :

$$n_c (cm^{-3}) = \sqrt{\frac{4\pi^2 c^2 \varepsilon_0 m_e}{e^2 \lambda_L^2}} = \frac{1,1 \cdot 10^{21}}{\lambda_L^2 (\mu m)} \quad (1.10)$$

Application Numérique

Le laser 100 TW du laboratoire LULI délivre une impulsion laser de longueur d'onde $\lambda_L = 1,057 \mu\text{m}$. Dans ce cas, la densité électronique critique est approximativement de $1.10^{21} \text{ cm}^{-3}$.

Lors de l'interaction du laser avec une cible solide, on se trouve dans des conditions pour lesquelles il ne peut pas y avoir de propagation des impulsions lasers directement dans la cible. La densité électronique du solide (quelques 10^{22} cm^{-3}) est bien au dessus de la densité critique. Dans ce cas, seule une onde évanescente pénètre dans le solide. On définit alors la longueur de peau (L_p) qui correspond à la distance parcourue par l'onde laser avant que son amplitude soit diminuée d'un facteur e.

$$L_p = \frac{c}{\sqrt{\omega_{pe}^2 - \omega_L^2}} \quad (1.11)$$

Application Numérique

Soit un solide dont la densité électronique est de 10^{22} cm^{-3} . La fréquence plasma associée est alors égale à $\omega_{pe} = 5,6.10^{15} \text{ s}^{-1}$. Le laser 100 TW du laboratoire LULI délivre une impulsion laser de longueur d'onde $\lambda_L = 1,057 \mu\text{m}$, la pulsation du laser est de $\omega_L = 1,8.10^{15} \text{ s}^{-1}$. La longueur de peau associée à cette densité électronique est approximativement de 56 nm.

Nous avons présenté la propagation de l'onde laser dans un plasma en faisant des hypothèses qui permettent d'avoir une description qualitative. Par exemple, nous avons choisi une description dans laquelle les électrons sont non relativistes. En réalité, ceci n'est pas le cas comme le montre l'exemple ci-dessous. La vitesse d'oscillation des électrons dans le champ laser est couramment définie par le potentiel vecteur normalisé. Cette variable est reliée à l'éclairement du laser (I) par la relation (1.12).

$$a_0 = \sqrt{\frac{e^2 \lambda^2 I}{2\pi^2 \epsilon_0 m_e^2 c^5}} \quad (1.12)$$

Application Numérique

Avec les paramètres du laser 100TW du LULI, soit une longueur d'onde de $1,057 \mu\text{m}$ et une intensité de $1,6.10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$, on obtient $a_0 = 2,1$. On considère que l'électron est relativiste pour a_0 supérieur à 1.

Le mouvement des électrons dans le champ laser en polarisation linéaire est un mouvement d'oscillation perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde laser. L'électron a un mouvement d'accélération et de décélération dans le champ. Le gain en énergie est nul sur une période du champ laser. Pour communiquer un mouvement longitudinal aux électrons du plasma il est nécessaire d'introduire d'autres mécanismes d'interaction.

1.2.3 Accélération des électrons dans un plasma

L'accélération des électrons dans le plasma peut se faire par des processus directs ou par l'intermédiaire d'une onde plasma.

Dès que l'éclairement laser devient suffisamment important, de l'ordre de quelques 10^{18}W.cm^{-2} , un processus est toujours présent : l'accélération directe par la force pondéromotrice ($\vec{J} \wedge \vec{B}$) [4–7].

L'accélération peut aussi se faire par l'intermédiaire d'une onde plasma longitudinale qui transfère son énergie aux électrons. Différents processus de transfert ont été mis en évidence comme par exemple l'absorption collisionnelle [8], l'absorption résonnante [9–11], l'effet Brunel [12] ou l'absorption paramétrique [13]. L'efficacité du transfert d'énergie dépend de différents paramètres comme l'angle d'incidence du faisceau sur la cible, la durée de l'impulsion laser, le gradient de la densité électronique...

Accélération des électrons par la force pondéromotrice

Une onde électromagnétique plane, ne donne aux électrons qu'un mouvement d'oscillation transverse à la direction de propagation du laser qui donne en moyenne un gain en énergie nul.

Le développement des lasers à dérive de fréquence [1] a permis d'atteindre des durées d'impulsions ultra-brèves jusqu'à quelques femtosecondes. Le champ électrique vu par les électrons dans le cas de ces impulsions, n'est plus homogène. L'impulsion ultra-brève présente une brusque variation du champ tant longitudinale (profil temporel) que transversale (profil spatial). Au passage de l'impulsion, l'électron est repoussé de la direction de propagation, et comme le champ électrique change avant que l'électron ne soit revenu à sa position initiale, il ne peut pas revenir à sa position initiale après une oscillation [14]. Dans ce cas, la force moyennée sur une période devient non-nulle, contrairement au cas de la propagation de l'onde plane. Cette force est la force pondéromotrice. Le calcul de cette force est fait dans le cas d'un régime non relativiste pour plus de simplicité.

Le mouvement d'une particule chargée dans un champ électrique et magnétique produit par une onde électromagnétique est décrit par la relation (1.3). Cependant les champs électrique (\vec{E}) et magnétique (\vec{B}) sont maintenant dépendants de la position de l'électron. La vitesse de l'électron peut être décomposée en termes linéaire et non linéaire :

$$\vec{v} = \vec{v}_l + \vec{v}_{nl} \quad (1.13)$$

En résolvant l'équation du mouvement de l'électron au premier ordre, nous obtenons l'équation 1.4 qui ne conserve que le terme de vitesse linéaire. A présent, en développant aux ordres supérieurs et en moyennant sur une période laser on obtient :

$$m_e \left\langle \frac{\partial \vec{v}_{nl}}{\partial t} \right\rangle = \vec{F}_p = -\frac{\vec{\nabla} I}{2cn_c} \quad (1.14)$$

Où \vec{F}_p est la force pondéromotrice associée à l'impulsion laser d'intensité I . Cette force est opposée au gradient d'intensité laser et tend donc à expulser les électrons vers

les régions de plus basse intensité. Ceci joue un rôle primordial à l'origine des mécanismes d'accélération d'électrons. Le déplacement des électrons crée une séparation de charge qui va donner naissance à une onde plasma [15]. Dès que l'impulsion laser est passée, les électrons sont rappelés par le champ électrique créé par la séparation de charge et se mettent à osciller autour de leur position initiale avec la pulsation plasma électronique ω_{pe} . L'impulsion laser continue d'avancer dans la matière et crée ainsi une onde longitudinale qui se développe dans le sillage de l'impulsion laser. Le potentiel pondéromoteur permet d'estimer l'énergie communiquée aux électrons. On obtient son expression à partir de l'expression de la force pondéromotrice :

$$\phi_p = \frac{e^2 E^2}{4m_e \omega_L^2} \quad (1.15)$$

Application Numérique

Si on considère le laser 100TW du LULI avec une intensité de $1,6 \cdot 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$ et une longueur d'onde de $1,057 \mu\text{m}$, on obtient un potentiel pondéromoteur de $\phi_p = 1,6 \text{ MeV}$. On voit que ce mécanisme ne peut pas permettre de produire des électrons très énergétiques. Pour cela, il faut faire appel à d'autres mécanismes d'accélération.

Ce mécanisme fut en premier décrit par Tajima et Dawson en 1979 [16] dans un article qui est considéré aujourd'hui comme l'article fondateur de l'accélération de particules par interaction laser-plasma. Ils montrent que l'effet de l'accélération par la force pondéromotrice est maximal si la durée de l'impulsion laser correspond à une demi-période de l'onde plasma. Le traitement relativiste de la force pondéromotrice a également été étudié par P. Mora *et al.* [17] et par B. Quesnel *et al.* [18]. Le calcul fait intervenir le facteur relativiste γ .

Comment piéger et accélérer un électron dans une onde plasma électronique longitudinale ?

Nous allons étudier comment est effectué le piégeage d'un électron dans une onde plasma à une dimension et relativiste. L'onde décrite ici est différente de l'onde plasma longitudinale générée par laser. Cette description proposée par P. Mora et F. Amiranoff [19] permet de comprendre le mécanisme qui permet d'accélérer les électrons dans les ondes plasmas produites par laser.

Soit une perturbation périodique de la densité électronique du plasma qui varie de façon sinusoïdale et qui se propage dans une direction. Les ions sont toujours considérés comme immobiles. On peut écrire la perturbation de la densité électronique sous la forme suivante :

$$\delta n = \delta n_e \sin(k_p z - \omega_p t) \quad (1.16)$$

Où δn est la variation de densité, δn_e est l'amplitude relative de la perturbation, z est la position, k_p et ω_p sont respectivement le vecteur d'onde et la pulsation de l'onde plasma.

La perturbation de densité électronique engendre une perturbation du champ électrique notée $\delta\vec{E}$ qui peut être décrite via l'équation de Maxwell-Gauss

$$\vec{\nabla} \cdot \delta\vec{E} = -e \frac{\delta n}{\varepsilon_0} \quad (1.17)$$

A partir de la relation 1.17 on peut déduire la perturbation du champ électrique apportée par l'onde plasma :

$$\delta\vec{E}(z) = \frac{\delta n_e e}{\varepsilon_0 k_p} \cos(k_p z - \omega_p t) \vec{e}_z \quad (1.18)$$

Où \vec{e}_z est le vecteur unitaire dans la direction de propagation de l'onde plasma. Le référentiel de l'onde plasma est en translation uniforme à la vitesse $v_\phi = \frac{\omega_p}{k_p}$. On note γ_p le facteur de Lorentz associé à cette vitesse. La transformée de Lorentz permet de passer du référentiel du laboratoire au référentiel de l'onde (de z à z'). Dans ce nouveau référentiel, le champ électrique issu de la perturbation de densité électronique par l'onde plasma peut s'écrire :

$$\delta\vec{E}'(z') = E_0 \frac{\delta n_e}{n_e} \cos\left(\frac{k_p z'}{\gamma_p}\right) \vec{e}_z \quad (1.19)$$

En posant que $E_0 = \frac{m_e c \omega_{pe}}{e}$. Le champ électrique ne dépend plus explicitement du temps, il est stationnaire. La force à laquelle est soumise l'électron dérive d'un potentiel $\Phi(z')$ qui peut s'écrire de la façon suivante :

$$\Phi(z') = m_e c^2 \gamma_p \frac{\delta n_e}{n_e} \sin\left(\frac{k_p z'}{\gamma_p}\right) \quad (1.20)$$

La conservation de l'énergie totale de la particule dans le référentiel de l'onde par rapport à l'état de référence au moment de l'injection (noté avec les indices 0) donne l'équation suivante :

$$(\gamma(z') - 1)m_e c^2 + \Phi(z') = (\gamma_0(z_0) - 1)m_e c^2 + \Phi(z_0) \quad (1.21)$$

L'équation 1.21 permet de relier l'énergie de l'électron et sa position dans l'onde plasma. Pour que le piégeage de l'électron dans l'onde soit réalisé, il est nécessaire que le facteur relativiste de l'électron au moment de l'injection soit inférieur à $1 + 2 \gamma_p \frac{\delta n_e}{n_e}$. Si cette condition est satisfaite alors l'électron est piégé. Les trajectoires électroniques dans l'espace des phases d'un électron dans une onde plasma avec $\gamma_p = 10$ et une fluctuation de densité électronique de $\frac{\delta n_e}{n_e} = 0,05$ sont représentées sur la figure 1.2.

Les trajectoires dont les orbites sont fermées représentent les trajectoires des électrons piégés dans l'onde plasma. Au contraire les orbites ouvertes représentent les trajectoires des électrons non piégés. Il existe un gain maximal en énergie, qu'il est possible d'atteindre dans les conditions sus-citées ΔW_{max} , pour lequel on obtient une orbite fermée sur la figure 1.2 avec une amplitude maximale pour le facteur relativiste de l'électron γ .

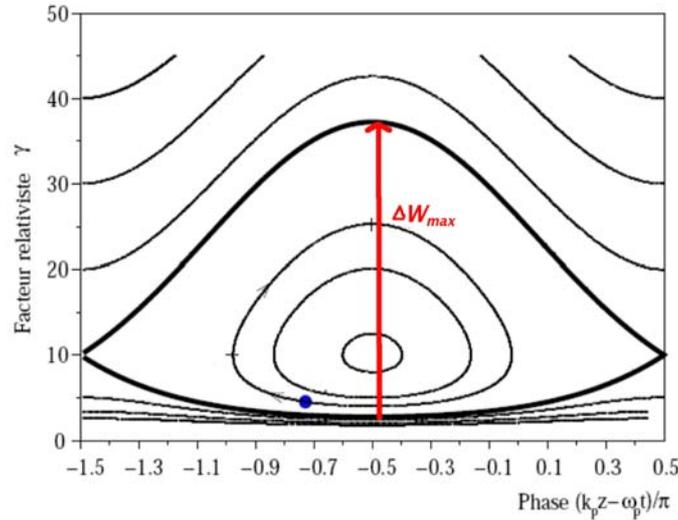


FIG. 1.2 – Trajectoires électroniques dans une onde plasma dans le référentiel du laboratoire pour $\gamma_p = 10$ et $\delta n_e/n_e = 0,05$. Le trait épais représente la séparatrice. Les orbites fermées sont les trajectoires des électrons piégés et les orbites ouvertes sont les trajectoires des électrons non piégés.

Dans le cas d'un plasma dont la densité électronique est très inférieure à la densité critique il a été montré que le gain maximal peut s'écrire de la façon suivante :

$$\Delta W_{max} = 4\gamma_p^2 \frac{\delta n_e}{n_e} m_e c^2 \quad (1.22)$$

Application Numérique

Pour une onde plasma ayant une amplitude relative de la perturbation de 10% et un facteur relativiste γ_p égal à 10, on obtient une énergie cinétique maximale de l'ordre de 20 MeV.

Battement d'ondes

L'onde plasma qui permet d'accélérer les électrons dépend de la norme de la force pondéromotrice. Elle-même dépend du gradient de l'intensité laser. Pour obtenir un fort gradient d'intensité, il est nécessaire de produire une impulsion laser qui soit suffisamment courte. Ceci a constitué une contrainte technologique forte durant les années 1980-1990. Ne pouvant produire directement des impulsions lasers très courtes, le problème a été dans un premier temps contourné.

En utilisant deux impulsions longues (ns) dont les fréquences sont légèrement différentes et en les focalisant sur une cible on peut obtenir par un phénomène de battement d'ondes [6], une onde dont l'enveloppe varie très rapidement dans le temps. Ce mécanisme est effectif même avec des intensités lasers relativement petites (quelques 10^{15}W.cm^{-2}). Si la fréquence de variation de l'enveloppe est du même ordre de grandeur que la fréquence

de l'onde plasma alors le gradient d'intensité peut exciter efficacement l'onde plasma. Les expériences ont été en général réalisées à l'aide d'un laser CO₂ émettant à 10,6 μm et 9,57 μm [20] ou à l'aide d'un laser Nd émettant à 1.064 μm et 1.053 μm [21].

La validité de la méthode a été montrée en injectant des électrons issus d'un accélérateur dans une onde plasma [21, 22]. Des gains de 7 MeV ont été observés par C. Clayton *et al.* [22] en utilisant un laser à CO₂ et F. Amiranoff *et al.* [21] ont atteint des gains en énergie de 1 MeV avec des lasers Nd. Des gains maximaux de 30 MeV ont pu être observés par M. Everett *et al.* [23]. L'accélération produite est compatible avec des champs accélérateurs de 0,6-0,7 GV.m⁻¹.

Les évolutions des lasers vers des hautes intensités et des impulsions lasers de plus en plus courtes ont permis de mettre en évidence d'autres mécanismes conduisant à la production d'ondes plasma longitudinales à haute intensité.

Sillage laser

L'excitation de l'onde plasma directement par l'impulsion laser impose que la durée de l'impulsion soit du même ordre de grandeur que la période de l'onde plasma, c'est-à-dire de l'ordre de $\frac{1}{\omega_{pe}}$ [16]. Les lasers à dérive de fréquence ont permis de diminuer fortement les durées des impulsions laser et ainsi d'atteindre des durées de l'ordre de grandeur de la période plasma. F. Amiranoff *et al.* ont repris le dispositif développé pour l'expérience du battement d'onde citée ci-dessus, en utilisant un seul laser Nd émettant à 1,053 μm et en comprimant temporellement l'impulsion laser à une durée de 400 fs [24]. Avec une intensité laser de $4 \cdot 10^{17}$ W.cm⁻², des électrons injectés ayant une énergie de 3 MeV ont pu gagner 1,6 MeV. Les champs accélérateurs dans l'onde plasma sont de l'ordre de 1 à 2 GV.m⁻¹.

Sillage forcé

Quand l'intensité laser augmente, l'impulsion subit lors de sa propagation dans le plasma une combinaison d'effets non linéaires comme la diffusion Raman¹, la réfraction, l'auto-focalisation, etc... Les effets non linéaires vont moduler l'impulsion laser à la longueur d'onde plasma électronique. Ceci permet d'amplifier de façon très efficace l'onde plasma jusqu'à atteindre un régime instable. Les électrons piégés dans l'onde plasma sont alors libérés avec des énergies pouvant atteindre plusieurs centaines de MeV dans des cibles de jets de gaz. Des électrons de plus de 300 MeV ont été produits via ce mécanisme [27]. Les champs accélérateurs dans l'onde plasma sont très élevés, de l'ordre d'une centaine de GV.m⁻¹ [25, 28–30].

¹La diffusion Raman stimulée consiste en un couplage de l'onde électromagnétique laser avec l'onde laser diffusée et l'onde plasma électronique [25, 26]

Régime de la bulle

C'est un mécanisme prédit récemment à l'aide des simulations PIC (Particle-in-Cell) à 3 dimensions [31] dans des cibles gazeuses. Pour atteindre ce régime d'interaction, les dimensions longitudinale et transversale du faisceau focalisé doivent être inférieures à la longueur d'onde plasma. Si l'énergie laser contenue dans le volume de la tache focale est suffisante alors la force pondéromotrice du laser expulse efficacement les électrons du plasma radialement. Ceci va générer une bulle sans électrons entourée d'une zone de densité électronique importante. Certains électrons restent piégés dans la bulle et sont accélérés dans la direction de propagation du laser avec des distributions en énergie piquées comme le montrent les travaux réalisés par V. Malka *et al.* [32] au cours desquels un faisceau d'électrons d'énergie (170 ± 20) MeV a été produit.

1.2.4 Mécanismes de génération de faisceaux de protons

L'accélération de protons par interaction laser-plasma fut réalisée pour la première fois à la fin des années 1980 dans le cadre du programme Helios du laboratoire de Los Alamos [33]. Les mécanismes d'accélération de protons sont liés à la séparation de charge induite par les mouvements des électrons dans le plasma. Les électrons s'échappant de la cible créent un champ électrique permettant d'accélérer les protons. Le mécanisme d'accélération des protons prépondérant dans le cas de l'utilisation d'impulsions lasers ultra-brèves (ps- fs) est le TNSA (Target Normal Sheath Acceleration) [34–36]. Ce mécanisme n'implique pas de couplage de l'onde laser avec une onde plasma, il s'agit d'un effet électrostatique. Les électrons accélérés en face avant de la cible par le laser vont la traverser et la quitter par la face arrière, laissant ainsi une charge d'espace positive en face arrière. Les électrons sortent de la cible jusqu'à ce que le potentiel qu'ils ont créé en sortant de la cible soit suffisant pour les rappeler. Les électrons rappelés vont osciller à travers la cible et créer une gaine de charge négative autour de la cible chargée positivement. Le processus étant très bref, la face arrière de la cible n'a pas le temps d'être chauffée et peut être considérée comme froide. Un champ électrique normal à la face arrière de la cible est créé et peut atteindre des valeurs de l'ordre de 10^{12} V.m⁻¹ [37]. Ce champ va pouvoir arracher et accélérer les protons présents sous forme d'impuretés à la surface de la cible (eau, graisses adsorbées) comme le montre la figure 1.3. Des ions peuvent aussi être accélérés mais les protons sont privilégiés du fait de leur rapport charge sur masse élevé.

Le schéma d'accélération des protons conduit à obtenir une distribution en énergie continue pour le faisceau de protons. L'absence d'homogénéité transversale du faisceau a pour origine des défauts de surface de la face arrière de la cible [38–40]. La distribution continue en énergie provient du fait que les premiers protons à partir vont écranter la charge d'espace créée par les électrons. Ainsi, le champ accélérateur vu par les protons présents à des profondeurs plus importantes de la cible sera de plus en plus petit jusqu'à l'écrantage total du champ accélérateur.

Expérimentalement, les distributions en énergie des faisceaux de protons produits

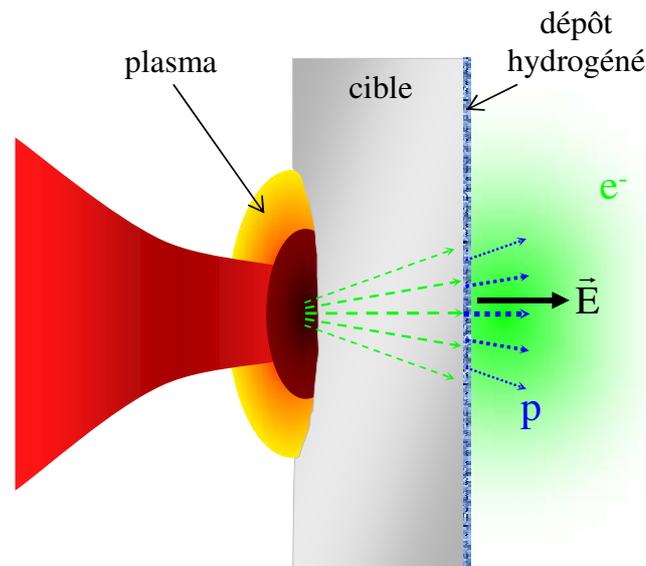


FIG. 1.3 – Illustration du processus d'accélération des protons par le biais du mécanisme TNSA. Les électrons accélérés en face avant de la cible sont à l'origine d'un champ électrique fort en face arrière de la cible capable d'arracher et d'accélérer les protons présents sur la surface arrière de la cible.

peuvent être décrites, pour la partie haute énergie, par une distribution du type loi de Boltzmann ou par une Maxwellienne [41–45]. Des protons de plusieurs dizaines de MeV sont obtenus sur les deux faces d'une cible d'aluminium de $10 \mu\text{m}$ d'épaisseur [44]. Les protons émis en face avant sont moins énergétiques que ceux qui sont émis en face arrière. Ceci car le champ électrique accélérateur est écranté par le plasma formé par l'impulsion laser en face avant.

Différentes études ont été menées pour caractériser et optimiser les distributions en énergie et en angle des faisceaux de protons produits par interaction laser-plasma. La géométrie de la cible a été étudiée. Le cas le plus classique est une cible plane et d'épaisseur suffisante pour que la face arrière ne soit pas déjà perturbée lors du passage des électrons. Différentes études montrent que l'énergie maximale des protons accélérés dans l'interaction laser-plasma dépend de l'épaisseur de la cible comme par exemple dans les travaux de T. Ceccotti *et al.* [46] qui montrent une diminution de l'énergie maximale des protons produits lorsque l'épaisseur de la cible augmente. De plus, les travaux de M. Kaluza *et al.* [43] montrent qu'il existe une épaisseur optimale de cible pour obtenir des protons les plus énergétiques. Ils montrent également que cette épaisseur change en fonction de la durée de l'ASE.

Des cibles cylindriques ont été étudiées dans la référence [47]. Cette étude montre que ces cibles donnent une émission isotrope de protons dans le plan d'incidence du faisceau laser. Des cibles concaves ont également été proposées [34] et expérimentées [48] dans le but de compenser la divergence naturelle des faisceaux de protons. Les protons étant émis normalement à la surface de la cible, une cible concave permet de focaliser le faisceau vers

le centre de courbure de la cible. Il s'avère également que cette configuration permet, sous certaines conditions, d'augmenter l'énergie maximale des protons [49].

Une approche alternative pour focaliser des faisceaux de protons a été expérimentée par T. Toncian *et al.* [50]. Dans cette approche, la production et la focalisation sont deux phases dé-corrélées. Un faisceau laser permet de produire le faisceau de protons avec une distribution continue en énergie. En arrière de la cible se trouve un cylindre sur lequel on focalise un laser avec un délai choisi. Un champ électrique est généré pendant un temps très court dans le cylindre, permettant de focaliser le faisceau de protons passant à cet instant. En jouant sur le délai entre les 2 faisceaux il est possible de focaliser une certaine gamme en énergie choisie du faisceau de protons.

Les dimensions transverses de la cible influencent également l'énergie maximale des protons [51]. Cette étude montre qu'une diminution de la dimension transverse des cibles d'interaction permet d'augmenter l'efficacité de transfert de l'énergie du laser vers les ions jusqu'à un facteur 30 et également de diminuer la divergence du faisceau.

Pour de nombreuses applications, comme par exemple, en physique médicale, les faisceaux de particules utilisés (protons, ions) doivent être bien définis en énergie. Le caractère continu de la distribution en énergie des faisceaux de protons créés par laser illustré sur la figure 1.4, est donc une limitation certaine.

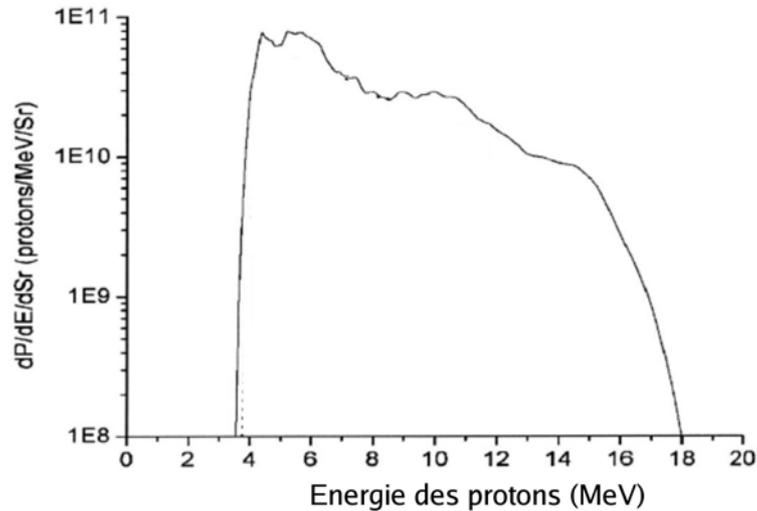


FIG. 1.4 – Exemple d'une distribution en énergie d'un faisceau de protons produit par l'interaction d'un laser intense avec une cible de $48 \mu\text{m}$ d'or sur laquelle sont déposés 20 angströms de CH. La mesure de la distribution en énergie est réalisée à l'aide d'un spectromètre à protons. Cette figure est extraite de la publication de M. Allen *et al.* [37].

Des calculs numériques effectués par Esirkepov *et al.* ont montré l'intérêt d'utiliser des cibles à 2 couches [52]. Une couche sur la face avant constituée d'atomes à Z élevé et une autre couche, très mince, sur la face arrière constituée d'atomes à Z faible (hydrogène). Les auteurs ont montré la possibilité d'obtenir des faisceaux de protons avec des distributions

en énergie piquées autour de l'énergie maximale des protons. D'autres études ont aussi montré la possibilité d'obtenir des faisceaux de protons [53, 54] ou d'ions [55, 56] piqués en énergie.

De nombreuses études cherchent à mettre en évidence de nouveaux processus d'accélération comme l'accélération par pression de radiation RPA (*Radiation Pressure Acceleration*). Ce processus a été introduit par G. Marx [57]. Des calculs réalisés par T.Z. Esirkepov *et al.* [58] montraient qu'il fallait atteindre une intensité de quelques 10^{23} W.cm⁻² pour observer ce régime d'accélération. Cependant des expériences récentes ont montré qu'il pouvait apparaître à des intensités laser plus faibles. Une expérience réalisée par Henig *et al.* [59] a mis en évidence l'accélération d'ions carbone et de protons à des énergies maximales plus élevées que celles attendues. Des cibles de très faibles épaisseurs ont été utilisées (entre 10 et 50 nm), l'énergie maximale des ions carbone produits était de 185 MeV soit 15,4 MeV/u. Cette augmentation de l'efficacité du transfert d'énergie du laser aux particules permet de dire que le processus d'accélération utilisé n'est plus le TNSA qui ne permet pas d'atteindre des énergies aussi grandes compte-tenu de l'intensité laser (quelques 7.10^{19} W.cm⁻²). Les futures installations lasers telles que PETAL, APOLLON ou encore ELI, avec des intensités de quelques 10^{23} W.cm⁻² permettront d'étudier dans le détail ce nouveau mécanisme d'accélération.

1.3 Applications des faisceaux de particules produits par lasers

Application pour la recherche dans le domaine médical

Les applications qui découlent de l'accélération de faisceaux de particules dans l'interaction laser-plasma sont nombreuses. Le domaine médical peut être intéressé par les faisceaux de particules accélérés à l'aide des lasers de puissance pour plusieurs raisons :

- Pour produire des isotopes radioactifs pour la tomographie (TEP²). Il est plus aisé d'installer un laser qu'un accélérateur dans un milieu médical du fait des dimensions plus réduites des installations lasers et de leurs contraintes moins importantes de radioprotection. Le but est dans ce cas d'induire la production de réactions nucléaires sur des noyaux stables pour produire des émetteurs β^+ . Les principaux traceurs utilisés pour la tomographie TEP sont le ¹¹C, le ¹³N, le ¹⁵O ou encore le ¹⁸F. La production de ces isotopes a été démontrée dans plusieurs publications, les premières estimations ont été faites par M. Yamagiwa et J. Koga [60] via des simulations PIC (Particle In Cell) 2D. Ils ont calculé un taux de production en ¹⁸F, via la réaction ¹⁶O(p,n)¹⁸F deux ordres de grandeurs au dessus du taux de production obtenu avec un cyclotron, soit un taux de quelques 10^{14} noyaux de ¹⁸F produits par seconde. De nouveaux résultats ont été publiés récemment en utilisant les lasers VULCAN et VULCAN 100TW [61, 62] et des lasers à haute cadence comme par exemple sur le

²TEP = Tomographie par Émission de Positrons

laser "Salle Jaune" du LOA fonctionnant à 10 Hz. Lors de ces dernières expériences, S. Fritzler *et al.* [63] ont mesuré les taux de production d'isotopes d'intérêt pour la tomographie TEP (^{18}F et ^{11}C) sur un laser compact. Une série de tirs de 30 minutes a permis de produire des sources de ^{18}F et ^{11}C d'activités respectives 290 et 1340 MBq. Des simulations, effectuées par E. Lefebvre *et al.* [64], ont permis d'estimer les taux de production d'isotopes radioactifs pouvant être obtenus sur une installation laser et ceci pour différentes épaisseurs de cibles et différentes intensités laser. Ils ont estimé les taux de production attendus pour différentes épaisseurs de cibles et différentes intensités lasers. A titre d'exemple, un calcul réalisé dans la référence [64] montre que pour un laser de durée d'impulsion de 36 fs fonctionnant à 1 kHz et une intensité laser de $4.10^{20}\text{W.cm}^{-2}$ on peut produire une source de ^{18}F de quelques 100 GBq en une heure d'irradiation. Les activités injectées pour un examen au patient étant de quelques 6 MBq.kg^{-1} , un homme reçoit une activité en ^{18}F de 420 MBq. Cette source peut être produite en quelques secondes d'irradiation grâce à une installation laser.

- L'accélération de faisceaux de protons par interaction laser-plasma intéresse également la recherche médicale pour la protonthérapie [65]. Les avantages attendus, par rapport à l'utilisation d'accélérateurs conventionnels, sont la diminution des contraintes de radioprotection inhérentes à toutes les installations nucléaires et une diminution du coût global de l'installation. Cependant, dans l'état actuel des connaissances, les faisceaux obtenus ne possèdent pas la résolution en énergie et l'énergie requises. De plus, la reproductibilité tir à tir n'est pas suffisante.
- Les faisceaux d'électrons peuvent être utilisés pour réaliser des radiothérapies. Différentes publications traitent des faisceaux d'électrons produits par interaction laser-plasma dans cette optique. Cette utilisation est discutée notamment dans des papiers de C. Chiu *et al.* [66] ainsi que par K.K. Kainz *et al.* [67].
- Les faisceaux de photons peuvent être utilisés pour faire de la radiographie. Une publication de M.D. Perry *et al.* [68] décrit comment un laser intense peut permettre de produire une source de rayons X durs. Différents programmes expérimentaux ont été menés par la suite comme sur le laser VULCAN du RAL par R.D. Edwards *et al.* [69] dans lesquels ils mesurent les caractéristiques angulaires des faisceaux de photons produits. Sur un laser compact du LOA, Y. Glinec *et al.* [70] ont montré qu'il est possible de radiographier un objet, avec une résolution sub-millimétrique, à l'aide d'un faisceau de photons produit par Bremsstrahlung d'un faisceau d'électrons lui-même généré avec un laser. Les faisceaux de photons produits ont donc des résolutions spatiales et temporelles qui présentent un grand intérêt pour leur utilisation dans le cadre de radiographie.

Recherche pour la physique fondamentale

L'utilisation de l'accélérateur laser-plasma permet également de réaliser des études de physique fondamentale. L'utilisation de ce type d'accélérateur intéresse aussi bien la physique des accélérateurs, la physique des plasmas ou encore la physique nucléaire.

La physique des accélérateurs porte un intérêt à l'accélérateur laser-plasma notamment car il peut servir d'injecteur pour les accélérateurs conventionnels [71]. Les propriétés de faible émittance de la source [72] de particules sont dans ce cas utilisées.

Les faisceaux de particules permettent, du fait qu'ils sont très brefs et bien synchronisés avec l'impulsion laser, de sonder la dynamique de phénomènes physiques ou chimiques rapides [73, 74], d'étudier le dépôt de dose sur des temps très brefs. Dans ce domaine, les données existantes se limitent à une échelle de temps de l'ordre de la microseconde, qui correspond à celles des particules délivrées par un accélérateur conventionnel.

Les faisceaux de protons ou d'électrons convertis en photons, permettent de sonder la matière en faisant de la radiographie, ceci est fréquemment utilisé pour sonder les cibles pour la fusion par confinement inertiel (FCI) [75]. Les faisceaux de protons, sensibles aux champs électromagnétiques, permettent de sonder les champs électromagnétiques produits dans les plasmas [76–80].

Les particules produites permettent également de chauffer la matière, comme par exemple dans les travaux de A. Mancic *et al.* [81] qui présente l'exemple d'un chauffage isochore d'une feuille d'aluminium par un faisceau de protons produit par interaction laser-plasma. Les protons en ralentissant dans la matière déposent de l'énergie et la chauffe. Des études similaires ont été faites avec des faisceaux d'électrons par Y. Ping *et al.* [82] par exemple. Ceci permet d'étudier la matière dans des conditions de température et de densité différentes de celles obtenues par une attaque directe avec un laser. On parle fréquemment de Warm Dense Matter (WDM) pour cette matière dense et tiède. L'étude de cet état permet notamment de compléter notre connaissance des équations d'états de la matière [83].

Applications pour la fusion par confinement inertiel

La fusion par confinement inertiel (FCI) utilise dans le cadre du schéma d'allumage rapide, des faisceaux de particules produits avec les lasers de puissance. La fusion par confinement inertiel consiste à comprimer à l'aide de puissants lasers à impulsions longues une bille contenant un mélange de deutérium et de tritium. La compression de la capsule chauffe le mélange, et au-delà d'une certaine température la réaction de fusion peut s'amorcer et s'auto-entretenir par le biais des particules α émises lors de la fusion. Ce concept a été introduit dans les années 1970 [84, 85]. Des schémas alternatifs ont été proposés, ils consistent à séparer la phase de compression de celle de l'allumage. On parle alors d'allumage rapide. Dans ce cas, une compression du combustible est toujours effectuée par des lasers puissants à impulsions longues, mais le point d'allumage, "point chaud", où s'amorce la réaction est créé de façon indépendante. Le premier schéma mis en place par S. Tabak *et al.* [86] prévoit l'utilisation de deux impulsions laser. La première

creuse un canal dans la couronne de plasma et la seconde, se propage dans ce canal et y accélère des électrons qui vont déposer leur énergie dans une zone au-delà de la densité critique. Le chauffage par les électrons est envisagé pour atteindre les conditions de température qui permettent de démarrer l'ignition. Un schéma utilisant un faisceau de protons pour réaliser l'allumage est également développé [87].

1.4 Applications des faisceaux de particules produits avec des lasers de puissance à des études de physique nucléaire

Dans cette section, nous discutons plus particulièrement des applications des faisceaux de particules produits avec les lasers de puissance dans le cadre d'expériences de physique nucléaire. Les faisceaux de protons, ainsi que les faisceaux d'électrons convertis en photons par rayonnement de freinage, peuvent induire des excitations nucléaires dans des cibles. L'intérêt est que ces sources de particules sont brillantes et brèves (plus de 10^{10} particules accélérées en quelques ps par tir). Ceci permet d'envisager un couplage entre ces sources de particules et un plasma, qui a une durée de vie courte, typiquement de quelques ps à quelques ns. Ce couplage permet d'étudier les mécanismes d'excitation et de désexcitation des noyaux dans des cibles mises à l'état de plasma.

1.4.1 Désexcitation d'un état isomérique nucléaire dans un plasma laser

Un des domaines de la physique qui reste encore très mal connu à ce jour est celui des modes d'excitation et de désexcitation des noyaux dans des milieux plasmas. Dans ces milieux, il a déjà été montré que les durées de vie effectives des noyaux peuvent être très différentes de celles mesurées dans l'atome neutre dans son état fondamental. C'est le cas par exemple du ^{176}Lu . Des calculs montrent que la durée de vie effective du ^{176}Lu peut être modifiée dans des milieux chauffés [88] comme les plasmas stellaires. Ce noyau présente un état fondamental dont la durée de vie mesurée est de $3,76 \cdot 10^{10}$ ans. Il présente également à 163 keV d'énergie d'excitation un état isomérique dont la durée de vie est de 3,63 heures. Ces deux états sont instables et décroissent par émission β^- . Le noyau de ^{176}Lu est produit via des captures de neutron (n, γ) sur le ^{175}Lu qui est lui stable. Le calcul montre que la durée de vie effective du noyau en fonction de la température du milieu est modifiée. Les résultats de ce calcul sont présentés sur la figure 1.5. Les calculs ont été réalisés dans le cas où différents niveaux du ^{176}Lu sont peuplés dans le plasma interstellaire. Les courbes représentent l'évolution de la durée de vie effective du noyau en fonction du niveau par lequel l'excitation se fait.

Sur cette figure on remarque que la durée de vie effective du ^{176}Lu varie fortement avec la température du milieu. Pour des milieux froids, la durée de vie effective correspond à

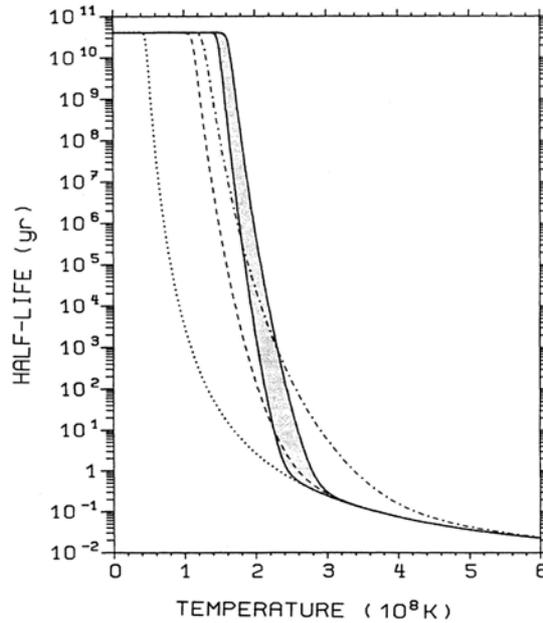


FIG. 1.5 – Evolution de la durée de vie effective du ^{176}Lu en fonction de la température électronique du milieu. Les calculs ont été effectués par N. Klay *et al.* [88]. Les différentes courbes correspondent à l'évolution de la durée de vie en fonction des états nucléaires excités dans le plasma. Pour mémoire $1 \text{ keV} \approx 10^7 \text{ K}$.

celle de l'état fondamental, quelques 10^{10} ans, alors que quand la température du milieu augmente, la durée de vie effective chute et tend vers la durée de vie de l'état isomérique de 3,63 heures.

Dans un plasma stellaire de température supérieure à $2 \cdot 10^8 \text{ K}$ (20 keV), la décroissance radioactive du ^{176}Lu vers le ^{176}Hf est plus rapide. Si le milieu était froid, la durée de vie effective du ^{176}Lu serait longue et on favoriserait alors la capture de neutron pour former du ^{177}Lu , qui lui décroît par émission β^- vers le ^{177}Hf .

Finalement, en fonction de la température du milieu, le rapport d'abondance entre les isotopes 177 et 176 de l'hafnium peut être modifié, ce qui a un impact sur la nucléosynthèse stellaire [88].

Les codes astrophysiques nécessitent la connaissance des propriétés nucléaires dans les conditions des cycles stellaires. Celles-ci ne peuvent, jusqu'à présent, être atteintes en laboratoire. Les lasers les plus puissants, tel que la LIL (Ligne d'Intégration Laser) permettent de produire des plasmas dont la température électronique est de quelques keV (l'impulsion délivrée par la LIL est composée de 4 faisceaux totalisant une énergie de 28 kJ sur une durée de quelques nanosecondes). Pour réaliser cette expérience il faudrait des lasers encore plus énergétiques puisque la température à partir de laquelle on observe une modification de la durée de vie du ^{176}Lu est de 20 keV. Cependant il existe d'autres états nucléaires, sur d'autres noyaux, qui peuvent avoir leur durée de vie modifiée dans des milieux moins chauffés (autour du keV), c'est le cas par exemple de l'état isomérique

à 463 keV d'énergie d'excitation du ^{84}Rb que je présenterai dans la suite.

1.4.2 Modes d'excitation dans un plasma

Les modes d'excitation dans les plasmas sont multiples. D'une part ces processus peuvent être directs comme dans le cas de la diffusion d'électrons ou de photons et l'absorption de photons. D'autre part, il existe des processus indirects qui procèdent via le cortège électronique, comme par exemple l'effet NEET ou bien l'effet NEEC.

L'effet NEET pour Nuclear Excitation by Electronic Transition correspond à l'excitation d'un état nucléaire avec de l'énergie provenant de la désexcitation d'un électron du cortège électronique du même atome. Les deux transitions (électronique et nucléaire) doivent avoir exactement la même énergie, à une faible marge près représentant l'extension en énergie des niveaux (leur "largeur"). C'est un cas rare car les plages d'énergie des transitions nucléaires et électroniques se recouvrent très peu, les transitions nucléaires ont en général des énergies beaucoup plus élevées que les transitions électroniques. Ce processus a été proposé dans un premier temps par M. Morita [89], puis révisé par E.V. Tkalya [90]. Pour des atomes neutres il existe peu de noyaux pour lesquels les conditions de recouvrement en énergie sont réalisées. Il a été mis en évidence dans quelques noyaux [91–93] comme le ^{197}Au ou le ^{189}Os à l'aide d'un synchrotron (par exemple l'effet NEET a été recherché récemment dans un plasma de ^{235}U [94]).

L'effet NEEC est pour Nuclear Excitation by Electron Capture. Dans ce cas, un électron du continuum est capturé par l'atome. L'énergie restant à l'électron après capture dans le cortège est transférée au noyau, si cette énergie correspond exactement à l'énergie d'une transition nucléaire à partir de l'état dans lequel se trouve le noyau. Il s'agit du processus inverse à la conversion interne. Ce processus a été proposé par V.I. Goldanskii et V.A. Namiot [95]. Sa mise en évidence expérimentale reste encore à faire, même si plusieurs travaux s'y sont intéressés [96–98].

Ces deux processus sont des mécanismes fortement résonnants dans lesquels les transitions nucléaires et électroniques doivent aussi satisfaire les règles de la mécanique quantique (conservation de la parité, du moment angulaire, de l'énergie). Ils sont donc recherchés dans des plasmas qui sont des milieux où une multitude de configurations électroniques sont présentes. Par conséquent, la probabilité de trouver les conditions de résonance est plus importante que dans le cas d'un système neutre. Des travaux s'intéressent aussi aux processus d'excitation directe comme dans le cas de l'excitation par (e,e') de l'état isomérique du ^{181}Ta . Les taux d'excitation par (e,e') ont été mesurés sur le laser milliJoule du CELIA par F. Gobet *et al.* [99].

Des études ont été entreprises pour décrire ces effets dans les plasmas par G. Gosselin et P. Morel *et al.* [100, 101]. Leurs travaux permettent par exemple d'estimer pour un plasma de ^{84}Rb , les taux de transition de l'état isomérique $J^\pi = 6^-$ vers l'état $J^\pi = 5^-$ par ces différents effets, comme le montre la figure 1.7.

L'avènement des lasers de haute énergie et à impulsions longues (plusieurs kJ d'énergie et de durée ns) qui permettent de créer de grands volumes de plasma donnent accès à

des expériences ayant pour but de tester ce type de prédictions théoriques. Ces plasmas créés par laser ont de plus la particularité d'être le siège de champs électromagnétiques très forts, quelques TV.m^{-1} pour les champs électriques et quelques gigaGauss pour les champs magnétiques. Outre la possibilité d'étudier les propriétés nucléaires dans les plasmas, ces plasmas offrent aussi une opportunité d'aborder des problèmes de physique nouveaux comme l'évolution des propriétés nucléaires en présence de champ fort.

Nous nous sommes intéressés au noyau de ^{84}Rb car il permet d'étudier dans des plasmas créés en laboratoire un cas similaire au cas du ^{176}Lu . Comme le montre la figure 1.6, le noyau de ^{84}Rb présente un état fondamental à durée de vie longue (32,82 jours) et un état isomérique, à 463,6 keV d'énergie d'excitation, de durée de vie 20,26 minutes (analogue à l'état fondamental du ^{176}Lu). L'état isomérique peut se désexciter en émettant principalement 2 photons d'énergies respectives 215,5 keV et 248,1 keV. Ce noyau présente également un état excité à 466,6 keV d'énergie d'excitation de durée de vie courte, environ 9 ns (analogue à l'état isomérique à 163 keV du ^{176}Lu). Il se désexcite en émettant également 2 photons d'énergies respectives 218,5 keV et 248,1 keV.

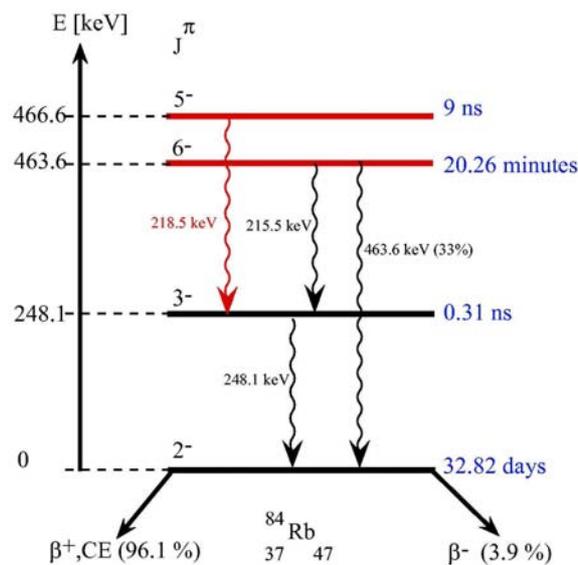


FIG. 1.6 – Schéma de niveau du ^{84}Rb . Ce schéma est ici limité aux niveaux dont l'énergie d'excitation est inférieure à 500 keV. Les écarts en énergie des niveaux ne sont pas à l'échelle sur ce schéma.

En excitant l'état isomérique (6^-) vers l'état $J^\pi = 5^-$ il est possible de modifier la durée de vie apparente de l'état isomérique passant ainsi approximativement de 20 minutes à quelques nanosecondes. Cette modification très importante de la durée de vie de l'isomère, si elle était observée, permettrait de confirmer pour la première fois les calculs réalisés. L'analyse précise des taux de transitions nucléaires permettrait alors de connaître les taux d'excitation atteints qui pourront être comparés aux prédictions théoriques. Pour pouvoir dimensionner cette expérience, la section efficace de production de l'état ^{84m}Rb a été

mesurée, via la réaction $^{85}\text{Rb}(\gamma, n)^{84m}\text{Rb}$, dans une gamme d'énergie de photons allant de 10 à 20 MeV. Les résultats obtenus seront présentés dans le chapitre 6.

1.4.3 Protocole expérimental pour la mise en évidence de l'excitation de l'état 5^- du ^{84}Rb à partir de l'état isomérique 6^- dans un plasma laser

Le ^{84}Rb n'existe pas à l'état naturel, il s'agit d'un noyau radioactif. Il peut être produit via la réaction $^{85}\text{Rb}(\gamma, n)^{84}\text{Rb}$. Le ^{85}Rb est un des isotopes stables du rubidium naturel. Son abondance est de 72,1%.

Le développement de lasers PW couplés à des lasers de haute énergie permettrait d'ouvrir de nouvelles perspectives pour l'étude de l'excitation d'état isomériques. Nous proposons d'utiliser un laser PW pour produire un faisceau d'électrons et de le convertir, par Bremsstrahlung, en un faisceau de photons. Le faisceau de photons produit est utilisé pour irradier une cible de rubidium et il produit via des réactions $^{85}\text{Rb}(\gamma, n)^{84}\text{Rb}$ des noyaux de ^{84}Rb dans l'état fondamental mais également dans les états isomériques. Au bout de quelques minutes, tous les états à durée de vie courtes auront décaï vers l'état isomérique ou vers l'état fondamental du ^{84}Rb . La cible ne contiendra alors plus que des noyaux de ^{84}Rb dans l'état fondamental ou dans l'état isomérique $J^\pi = 6^-$.

A l'aide d'un laser à haute énergie, nous proposons de mettre la cible de rubidium activée à l'état de plasma. Si l'état de charge du plasma est suffisant et que cet état est maintenu pendant suffisamment de temps, nous devrions pouvoir exciter une partie des noyaux ^{84m}Rb vers le niveau à 466,6 keV d'énergie d'excitation. Une partie des noyaux dans l'état isomérique va décroître directement vers le niveau fondamental en passant par le niveau à 466,6 keV. La transition entre l'état isomérique et l'état excité à 466,6 keV est signée par l'émission de 2 photons de 218,5 keV et 248,1 keV.

Le plasma créé par des lasers de haute énergie doit atteindre des températures de quelques centaines d'eV pendant des durées de quelques 10 ps à plusieurs ns. Des calculs réalisés par G. Gosselin et P. Morel permettent d'estimer les taux de transitions $6^- \rightarrow 5^-$ pour différents mécanismes comme le montre la figure 1.7. Ces calculs sont effectués dans un modèle d'atome moyen, les fonctions d'ondes électroniques moyennes sont calculées afin de déterminer les couplages avec le noyau pour calculer les probabilités de transitions par effet NEET ou NEEC. Ensuite, un calcul hydrodynamique 2D est réalisé pour déterminer les probabilités de transition dans un plasma de densité et de température connues. Ces calculs sont effectués à l'équilibre thermodynamique local. Le détail est présenté dans les références [100, 101].

Ces calculs montrent que dans une plasma de ^{84}Rb , pour des températures de quelques 400 eV, l'effet dominant pour la transition $6^- \rightarrow 5^-$ est l'effet NEET. L'état isomérique est excité vers l'état de spin-parité $J^\pi = 5^-$ avec un taux de transition de quelques $10^4 \text{ noyaux}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. Compte-tenu de la durée de vie d'un plasma (quelques ns au maximum), l'équilibre thermodynamique n'est jamais atteint. Il sera donc indispensable de réaliser par la suite des calculs hors équilibre qui modifieront les taux de production obtenus sur

la figure 1.7.

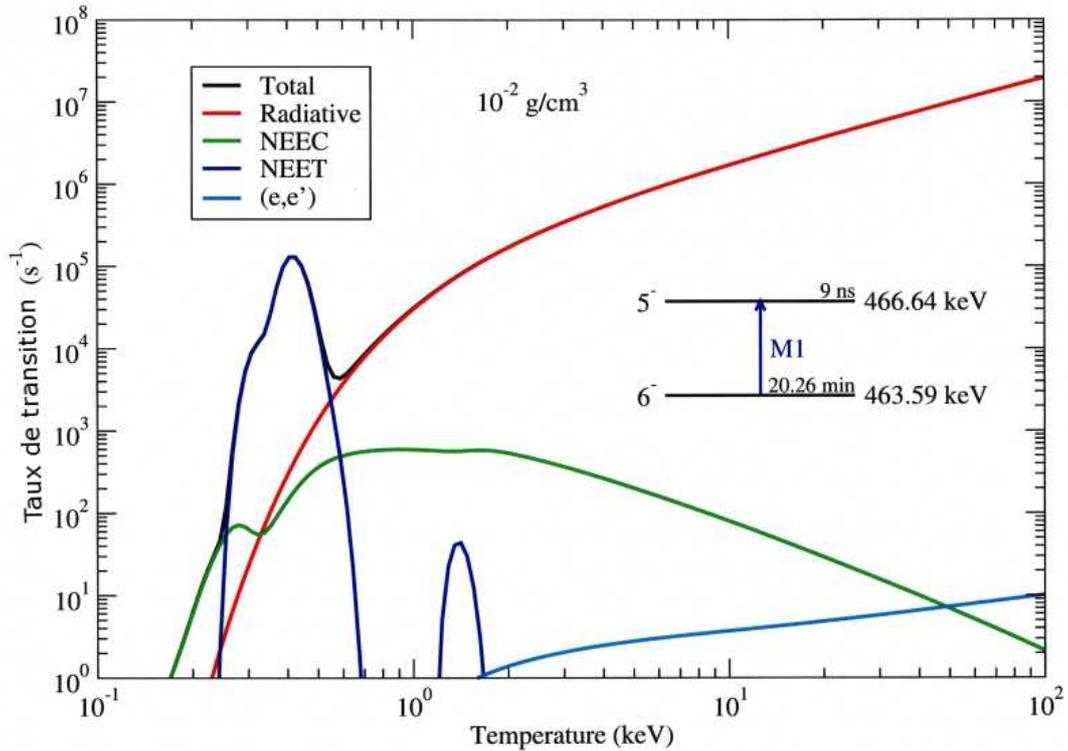


FIG. 1.7 – Courbe des taux de transitions $6^- \rightarrow 5^-$ par effet NEET, NEEC, (e,e') ou absorption de photon dans un plasma de densité égale à $0,01 \text{ g.cm}^{-3}$ en fonction de la température du plasma. Cette figure présente des calculs réalisés pour préparer l'expérience de désexcitation de l'état isomérique du ^{84}Rb dans un plasma (G. Gosselin et P. Morel, communication privée).

L'émission X du plasma qu'il est nécessaire de former pour que la transition soit possible (quelques centaines eV) sera être très différente des photons de désexcitation de l'état isomérique (218 keV). Ceci montre qu'il est possible de réaliser une mesure de la désexcitation de l'état isomérique sans être pollué par l'émission du plasma.

La section efficace de la réaction permettant, à partir du rubidium naturel (^{85}Rb), de produire le ^{84m}Rb n'était pas connue au début de ce travail. Nous avons proposé de faire cette mesure qui est indispensable pour notre étude auprès des lasers. Celle-ci est présentée dans le chapitre 6. Pour pouvoir réaliser cette expérience auprès des lasers de puissance, nous avons également besoin de parfaitement caractériser les faisceaux de particules produits. Pour cela, nous avons développé différents diagnostics présentés dans les chapitres 2, 3, 4 et 5.

1.5 Conclusion

La première partie de ce chapitre permet d'introduire les éléments essentiels pour caractériser une impulsion laser intense ainsi que de comprendre les mécanismes à l'origine de l'accélération de particules lors de l'interaction laser-plasma. Nous avons passé brièvement en revue les mécanismes à l'origine de la production de faisceaux d'électrons accélérés, puis ceux permettant d'accélérer des protons et des ions.

La deuxième partie de ce chapitre présente les applications effectives et potentielles apportées par l'accélérateur laser plasma. Il peut être par exemple utilisé pour produire des radioéléments à durée de vie courte (de quelques minutes à quelques heures) d'intérêt pour l'imagerie médicale. Nous avons également présenté quelques applications pour des recherches de physique fondamentale, notamment dans le cadre du schéma d'allumage rapide avec des faisceaux d'électrons, de protons ou d'ions.

Les plasmas sont des milieux dans lesquels il est possible d'influencer les durées de vie effectives de certains états nucléaires. Nous avons présenté le cas du ^{176}Lu qui présente une durée de vie effective modifiée (dans le cas le plus extrême, elle peut passer de quelques 10^{10} ans à quelques 3,7 h) lorsque le noyau est plongé dans un plasma de plusieurs dizaines de keV de température. Les mécanismes d'excitation responsables de cette modification de durée de vie, à savoir l'effet NEET ou encore l'effet NEEC sont brièvement présentés dans cette section. Nous avons montré qu'il était possible d'étudier des cas similaires en laboratoire, notamment en étudiant la modification de la durée de vie effective de l'état isomérique à 463 keV d'énergie d'excitation du ^{84}Rb dans un plasma laser. Cette étude est envisagée en couplant un faisceau PW pour produire l'état isomérique avec un laser très énergétique pour désexciter les isomères dans le plasma.

Systeme de detection NATALIE pour la caractérisation des faisceaux de particules générés avec des lasers de puissance

2.1 Introduction

Les différentes expériences menées durant cette thèse ont eu comme premier objectif de caractériser des faisceaux d'électrons, photons ou protons générés avec les lasers ultra-intenses dans le but de dimensionner de futures expériences de physique nucléaire. Nous nous sommes intéressés à une gamme d'énergie comprise entre le MeV et quelques dizaines de MeV. Pour cela, il faut mesurer tir à tir la distribution angulaire du faisceau, sa distribution en énergie ainsi que le nombre total de particules produites.

Les caractéristiques des faisceaux produits avec les lasers intenses ne permettent pas d'utiliser les détecteurs de particules les plus couramment utilisés en physique nucléaire. En effet, en un seul tir laser, nous observons couramment des paquets de particules contenant plus de 10^{10} particules et accélérées sur une durée de quelques picosecondes [79,102]. Des détecteurs actifs tels que les scintillateurs ou les semi-conducteurs ne peuvent pas caractériser un si grand nombre de particules dans un temps si court. A l'aide de collimateurs il serait possible de limiter le flux de particules arrivant sur le détecteur, mais dans ce cas on se limiterait à la caractérisation d'une faible portion du faisceau. De plus, l'interaction laser-plasma produit une importante perturbation électromagnétique ainsi qu'un flash X qui rendent inutilisables ces détecteurs pendant une dizaine de μs .

Pour pouvoir quantifier les propriétés des faisceaux de particules produits, il faut donc mettre en place des diagnostics pouvant les caractériser de façon indirecte. Ces faisceaux atteignent des énergies de plusieurs dizaines de MeV qui permettent d'induire des réactions nucléaires dans la matière [103,104]. De plus, ils ont des distributions en énergie continues. Il faut donc disposer d'un détecteur qui permette d'isoler les contributions des différentes gammes d'énergie d'une telle distribution. Pour cela nous avons développé des détecteurs basés en particulier sur l'activation nucléaire, induite par les faisceaux produits, dans des échantillons de matière judicieusement choisis.

Pour mesurer l'activité induite dans ces échantillons, nous avons conçu et réalisé un système de détection compact et modulable baptisé NATALIE pour Nuclear Activation

Technique for Analysis of Laser Induced Energetic particles¹. L'objectif de ce chapitre est de présenter ce système de détection. Dans une première partie, nous présenterons les détecteurs qui le composent. Dans la deuxième partie du chapitre nous décrirons l'électronique d'acquisition utilisée. Enfin dans la troisième partie nous nous intéresserons au traitement des données par le système d'acquisition.

2.2 Détecteurs utilisés

Le système de détection NATALIE est composé à ce jour de 32 détecteurs à scintillation. Il est conçu pour mesurer de façon simultanée les décroissances radioactives de 16 sources émettrices β^+ [105]. Les détecteurs les plus couramment utilisés pour mesurer ce type de désintégrations sont des scintillateurs NaI(Tl) dont le coût d'achat par détecteur est relativement faible (environ 700 € pour un détecteur 2"x2" muni de son préamplificateur).

Pour signer la désintégration β^+ d'un radioélément, les détecteurs sont montés par paires et la technique de coïncidence utilisée permet d'améliorer la sensibilité et la précision de la mesure [61, 106, 107]. En effet, lors d'une décroissance radioactive β^+ , il y a émission d'un positron. Ce dernier traverse la matière dans laquelle se trouve la source radioactive et se combine avec un électron pour former un positronium. Cet état n'est pas stable et se désintègre dans une grande majorité des cas² en émettant 2 photons γ avec un angle relatif de 180° .

En pratique, l'échantillon activé est placé entre 2 scintillateurs et les photons émis lors de l'annihilation du positronium peuvent interagir dans les détecteurs comme illustré sur la figure 2.1. Sur cette figure, la source est placée dans un support, le positron est émis par la source et se combine avec un électron dans le support. On définit un événement de coïncidence par la détection, dans un intervalle de temps prédéfini, de photons de 511 keV dans chacun des 2 détecteurs. Cette technique conduit à une limitation forte du bruit de fond.

L'efficacité de détection β^+ , c'est-à-dire la probabilité de signer la désintégration β^+ est inférieure à 1. Les processus d'interaction des photons avec les détecteurs, la géométrie du système de détection et de la source la font diminuer. Des simulations numériques avec un code Monte-Carlo (Geant4) ont été effectuées pour l'estimer. Les résultats de ces simulations sont détaillées dans le chapitre 3.

Les scintillateurs utilisés sont fabriqués par "Saint-Gobain Crystals". Deux dimensions

¹Ce projet est financé par l'ANR ANR-07-JCJC-0158 et par le contrat n° 200713040005 entre l'Université Bordeaux1, la Région Aquitaine et le IN2P3/CNRS.

²Le système formé par la combinaison d'un électron et d'un positron possède différentes configurations suivant l'orientation relative des spins des deux particules. Il existe un état parallèle qui a une durée de vie de 125 ps et qui se désintègre en émettant 2 photons γ . Il existe également un état anti-parallèle, qui a une durée de vie d'environ 142 ns et qui se désintègre en émettant 3 photons γ . Les probabilités d'émission de plus de 2 photons γ sont faibles par rapport à l'émission de 2 photons. On peut considérer que toutes les décroissances se font par émission de 2 photons.

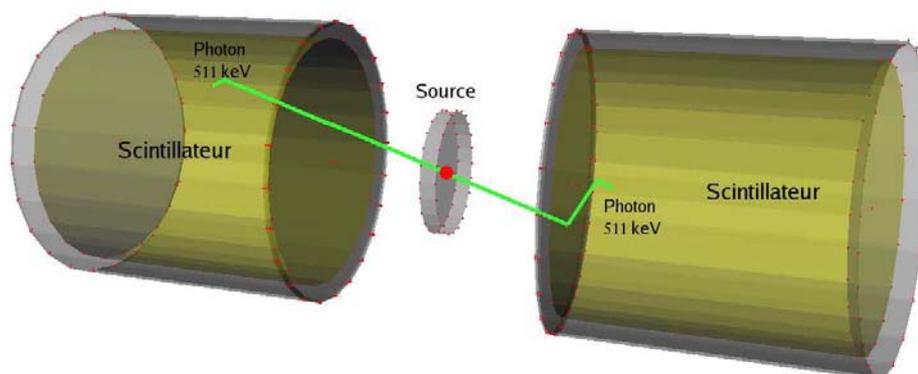


FIG. 2.1 – Principe de la détection d'un β^+ à l'aide d'une paire de scintillateurs montés en coïncidence. Dans la pratique, la source est maintenue entre les détecteurs à l'aide d'un support composé de deux plaques d'aluminium de 2 mm d'épaisseur.

de cristaux cylindriques ont été utilisées : 26 détecteurs possèdent des cristaux de 2"x2" et 6 possèdent des cristaux de 3"x3". Un détecteur est composé d'un cristal scintillant associé à un photomultiplicateur (PM) qui permet de produire un signal électrique analogique dont l'intégrale est proportionnelle à l'énergie déposée par la particule dans le cristal.

L'interaction d'un photon γ dans le cristal de NaI(Tl) génère des paires électron-trou dont le nombre est proportionnel à l'énergie déposée dans le cristal. Le cristal possède une bande de valence et une bande de conduction. Les électrons présents dans la bande de valence ne peuvent pas se déplacer alors que les électrons présents dans la bande de conduction sont libres. Entre les deux bandes, il existe une bande interdite dans laquelle il n'est pas possible de trouver des électrons dans le cas d'un cristal pur. Les impuretés de thallium permettent de créer des niveaux excités dans la bande interdite du cristal qui seront occupés lors des dépôts d'énergie dans le scintillateur. Les photons de scintillation sont émis à la suite de la désexcitation de ces états [108]. L'état dominant la production de photons de scintillation a une durée de vie de 230 ns [109]. Ce temps est responsable de la limite sur le taux de comptage pouvant être mesuré à l'aide d'un tel détecteur.

Les photons de scintillation sont collectés et envoyés vers la photo-cathode d'un photomultiplicateur comme le montre la figure 2.2. La photocathode permet de convertir les photons de scintillation en électrons avec une efficacité de l'ordre de 20 à 30%.

Ce nombre d'électrons est multiplié par un système de dynodes. Sur la dernière dynode on obtient un nombre d'électrons de l'ordre de 10^7 à 10^{10} . Ceci permet de former un signal exploitable en sortie du photomultiplicateur. Un pré-amplificateur de charge (PA) est positionné en sortie du photomultiplicateur, il intègre les charges produites et délivre à l'amplificateur un signal dont l'amplitude est proportionnelle à l'énergie déposée par le photon dans le détecteur.

L'alimentation haute tension des PM (de l'ordre de 500 V) est assurée par 2 modules

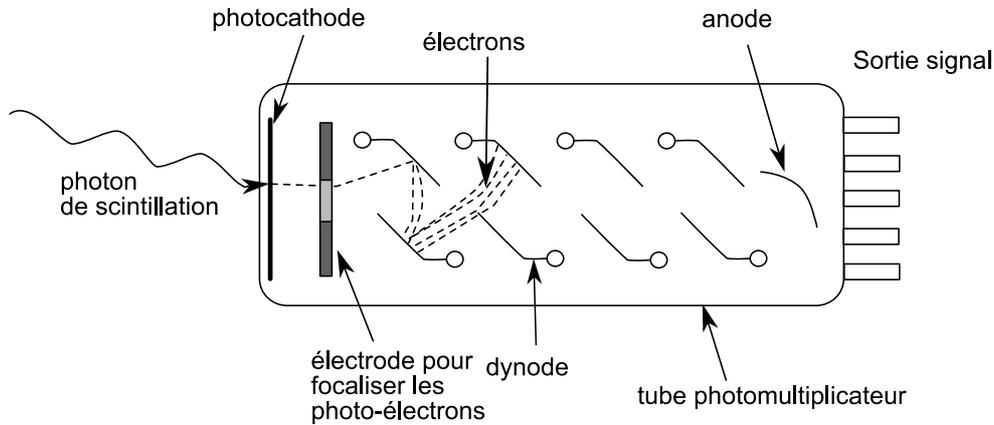


FIG. 2.2 – Vue d’une coupe d’un photo-multiplicateur (PM) utilisé avec un cristal de scintillation pour détecter des photons γ .

16 voies EHSF 005n de la société ISEG. Les basses tensions des PA (20 V) sont assurées par 2 modules 16 voies EHSF 040p de la même société. Les alimentations sont pilotées via une connection USB et une interface graphique à l’aide d’un PC.

2.3 Électronique associée au système de détection

L’électronique associée au système de détection utilise 2 standards : NIM (Nuclear Instrumentation Methods) et VME (Versa Module Eurocard). Nous décrivons au cours de cette section les différentes étapes du traitement du signal opéré. La figure 2.3 présente le schéma électronique du système NATALIE.

2.3.1 Traitement du signal de la voie énergie

Le signal délivré par le photo-multiplicateur est pré-amplifié afin de pouvoir être transporté jusqu’aux modules d’amplification. Les modules d’amplification utilisés sont des modules 16 voies au standard NIM MESYTEC MSCF16. Ces modules permettent d’amplifier et de mettre en forme le signal. Ils sont pilotés de façon informatique via une connection USB. Toutes les options de mise en forme ainsi que les gains sont ajustables sur un terminal de communication.

En sortie de l’amplificateur, le signal est envoyé sur un convertisseur analogique digital (ADC). Ce module permet de convertir l’amplitude d’un signal analogique en une valeur numérique codée sur un nombre de bits dépendant du module utilisé. Dans notre cas, nous utilisons le module CAEN V785 [110, 111] qui code sur 12 bits un signal analogique d’amplitude comprise entre 0 et 8 Volts.

Le codage de l’ADC est conditionné par la présence d’un signal logique GATE (défini

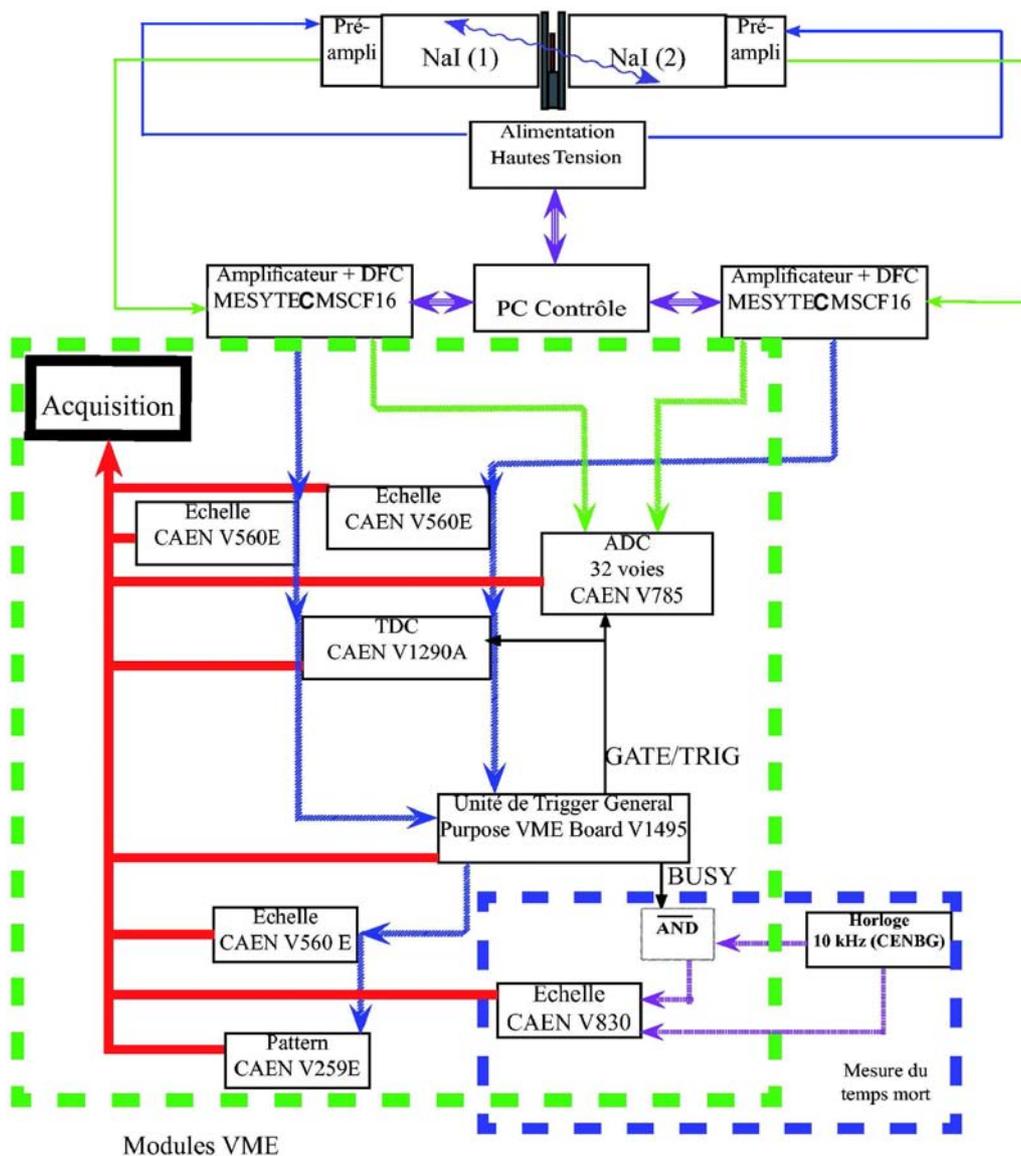


FIG. 2.3 – Schéma de la chaîne électronique pour la détection en coïncidence des deux photons γ de 511 keV marquant une décroissance β^+ . Les modules électroniques utilisés permettent de gérer de façon simultanée les 16 paires de scintillateurs.

dans la prochaine section 2.3.2). Le module dispose de 32 entrées via des connecteurs de type ECL. Les informations sont stockées en mémoire et envoyées régulièrement sur le disque dur du PC d'acquisition pour être traitées par le software. En traçant un histogramme des valeurs codées, nous obtenons le spectre des énergies détectées. Les mots de 12 bits sont par la suite envoyés, via le bus VME, au programme d'acquisition présent sur un PC.

2.3.2 Traitement du signal de la voie temps

Le module MESYTEC MSCF16 utilisé pour amplifier le signal de la voie énergie permet également de construire le signal qui sera utilisé pour la voie temps. En effet, ce module dispose, en plus des amplificateurs, de discriminateurs à fraction constante (DFC).

Le rôle d'un DFC est de délivrer un signal logique quand le signal en entrée dépasse une amplitude seuil réglable. Il permet d'éliminer ainsi le bruit électronique et les impulsions de basse amplitude. Cependant, l'inconvénient de ce système est qu'il présente des fluctuations temporelles reliées au fait que le temps mis par une impulsion pour atteindre le seuil est dépendant de l'amplitude V du signal (Figure 2.4 A). Cette dispersion temporelle est appelée "Walk". Un DFC permet de minimiser cet effet de la façon suivante (figure 2.4 B). Il existe une fraction f de l'amplitude du signal qui est atteinte à un temps indépendant de celle-ci [112]. Le signal d'amplitude d'entrée V est dupliqué, une première copie est atténuée d'un facteur f (Figure 2.4 B), une seconde est inversée et retardée (Figure 2.4 C). Le retard est fixé de façon que l'instant où la tension de la deuxième copie atteint la valeur $-fV$, la première copie est à sa tension maximale fV . Après sommation des deux impulsions, on obtient un signal bipolaire dont le passage à zéro est bien défini (Figure 2.4 D). Le DFC produit un signal logique au moment de ce passage à 0 du signal. Ceci permet de générer le signal logique à un instant indépendant de l'amplitude du signal initial.

Les signaux fournis par le DFC passent dans une échelle de comptage V560E, qui permet de vérifier les taux de comptage sur les différentes voies. Comme le montre la figure 2.3, les données de l'échelle sont envoyées, via le bus VME vers le PC d'acquisition.

Les signaux issus des DFC sont envoyés vers un convertisseur temps-digital TDC (Time to Digital Converter). Nous avons utilisé un module VME CAEN TDC V1290A. L'objectif de ce module est similaire à celui de l'ADC, il permet d'une part de mesurer l'intervalle de temps entre 2 signaux, le start issu du DFC de chaque détecteur et le stop commun généré par le trigger (et défini ci-après) et d'autre part de le coder sur 21 bits.

Le trigger de l'acquisition est constitué du module VME V1495 qui génère les deux signaux GATE et BUSY. Deux unités FPGA permettent de réaliser des opérations logiques. Dans notre cas, le module est programmé pour identifier les coïncidences entre les détecteurs de chaque paire. Les signaux issus des DFC arrivent sur les voies d'entrée du module. Si pour une paire de détecteurs donnée, le temps entre les signaux est inférieur à la durée d'une fenêtre prédéfinie (460 ns), le système comptabilise une détection en coïncidence. Un signal GATE est envoyé vers l'ADC pour autoriser le codage des énergies déposées par cet événement. Un signal BUSY est également généré, la durée de ce signal correspond au temps pendant lequel l'acquisition ne peut pas recevoir de nouvel événement puisque le traitement du précédent est en cours. Ce signal permet par la suite d'estimer le temps mort de notre système d'acquisition.

Finalement, lors d'une détection en coïncidence, les données issues des TDC et des ADC des détecteurs sont envoyées sur le disque de stockage via le bus VME.

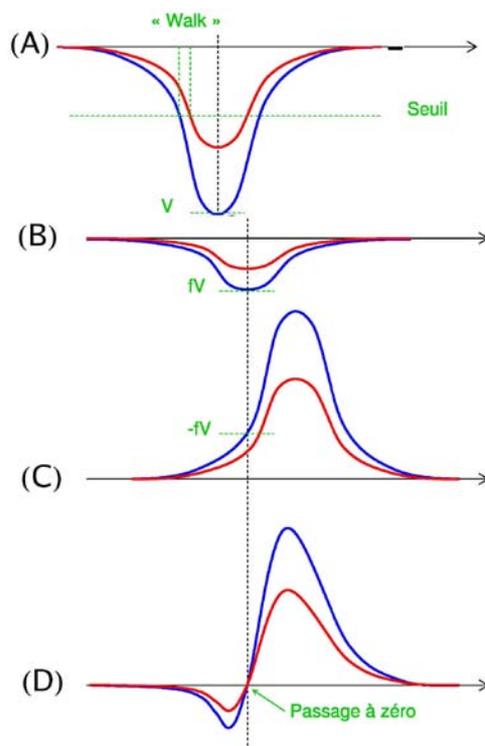


FIG. 2.4 – Principe de fonctionnement d'un discriminateur à fraction constante. (A) Signaux initiaux, (B) Signaux atténués d'un facteur f , (C) Signaux inversés et retardés (D) Sommation du signal atténué avec le signal inversé et retardé. Le signal somme passe par 0 au même instant quelle que soit l'amplitude du signal. Ceci permet de réduire les fluctuations temporelles dépendantes de l'amplitude du signal.

2.3.3 Correction du temps mort de l'acquisition

Le temps mort de l'acquisition est un paramètre important [113]. Il est indispensable de le connaître pour obtenir une mesure correcte des activités des sources. Comme le montre la figure 2.3, l'estimation du temps mort est faite à l'aide d'une horloge. Le signal délivré par l'horloge (100 Hz) est dédoublé. Un premier signal est directement envoyé sur une échelle de comptage CAEN V830. Le deuxième est conditionné par le signal BUSY issu du trigger et envoyé sur une autre voie de l'échelle. Les informations stockées dans ces voies sont lues à chaque événement. En faisant le rapport des contenus des deux voies, nous obtenons le pourcentage de temps mort lors de l'acquisition, c'est à dire le pourcentage de temps pendant lequel le système d'acquisition était inaccessible. La mesure du temps mort est aussi faite en ligne, permettant de corriger minute par minute le taux de comptage. A titre d'exemple, une source de durée de vie courte qui présente une activité de 56 kBq au début de la mesure, entraîne un temps mort important (jusqu'à plus de 60 % de temps mort). Si la durée de la mesure est longue devant la période de la source radioactive d'intérêt source on observe que cette même source à la fin de la mesure ne

génère plus qu'un temps mort de 1 ou 2 %. Il est par conséquent indispensable de corriger de l'évolution du temps mort au cours de la mesure.

Des tests de la correction du temps mort ont été effectués afin de s'assurer de sa validité. Pour cela, nous avons placé une source de ^{22}Na d'activité de 600 Bq entre une paire de scintillateurs du système NATALIE notée comme une paire de référence. Nous avons ensuite placé d'autres sources de ^{22}Na entre d'autres paires de scintillateurs afin d'étudier leur effet sur le taux de comptage mesuré sur la paire de référence. Le tableau 2.1 synthétise les résultats obtenus en fonction de l'activité β^+ totale des sources utilisées.

Activité totale [Bq]	Nombre de β^+ détectés. s^{-1}		
	Non corrigé [evt. s^{-1}]	Corrigé [evt. s^{-1}]	temps mort [%]
56438	$10,7 \pm 0,4$	$24,6 \pm 0,9$	56,5
52090	$12,3 \pm 0,8$	$24,9 \pm 1,7$	50,6
27312	$13,3 \pm 0,4$	$23,4 \pm 0,8$	43,1
603	$23,8 \pm 0,5$	$23,8 \pm 0,5$	0

TAB. 2.1 – Comparaison des nombres d'événements détectés et corrigés du temps mort, sur une paire de scintillateurs en fonction de l'activité totale présente dans tout le système de détection.

On constate que la correction du temps mort réalisée est correcte quelle que soit l'activité présente dans le système de détection, dans le domaine d'activité étudié ici. Nous réalisons une excellente correction pour des temps morts qui peuvent être aussi grands que 60%.

2.4 Système d'acquisition

Le système d'acquisition est basé sur une architecture de type GANIL [114]. Le traitement logiciel des données d'acquisition utilise le logiciel développé par une équipe du GANIL. Le système d'acquisition récupère, via le BUS VME, toutes les données provenant des différentes échelles de comptage, du TDC, des ADC et du module trigger.

Le programme d'acquisition permet de gérer un grand nombre de modules VME. Des interfaces graphiques prédéfinies pour chaque module sont disponibles. Elles permettent d'effectuer les réglages des différents modules de façon interactive. L'utilisateur écrit le programme d'analyse propre à son expérience. Dans le cadre du système de détection NATALIE un événement est constitué des données suivantes pour chaque paire de détecteurs :

- Energie déposée dans le scintillateur A de la paire
- Energie déposée dans le scintillateur B de la paire
- Temps de la détection dans le scintillateur A
- Temps de la détection dans le scintillateur B
- L'instant de la coïncidence (temps de l'horloge V830)

Pour chaque paire de scintillateurs, on peut par conséquent créer tous les spectres correspondant à ces données. La figure 2.5 représente un spectre en écart en temps entre la détection des 2 photons γ issus d'une décroissance β^+ .

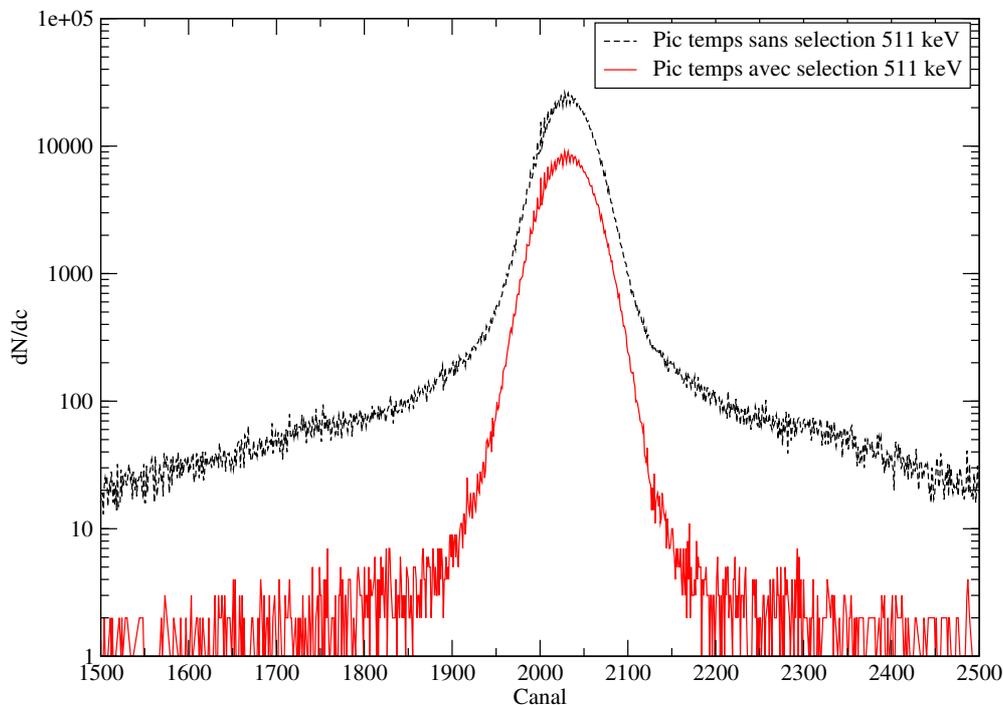


FIG. 2.5 – La courbe en noir représente le spectre des différences de temps entre la détection des 2 photons d'un événement de coïncidence obtenu avec une source de ^{22}Na sans sélection. La courbe en rouge correspond au spectre obtenu en réalisant une sélection en énergie sur les photons lors des coïncidences. La fenêtre choisie ici est la suivante : [450 ;570] keV. Elle englobe les photons de 511 keV.

Sans sélection en énergie, on observe un pic appelé "pic temps" sur un fond continu important correspondant à la détection de coïncidences fortuites (détection de photons provenant de la désintégration de 2 positroniums dans la même fenêtre de temps de coïncidence). La sélection en énergie (511 keV d'énergie déposée sur les 2 détecteurs) permet de supprimer quasiment toutes les coïncidences fortuites comme le montre la courbe rouge de la figure 2.5.

Dans le cas d'une source qui contient différents radioéléments émetteurs β^+ , qui décroissent avec des périodes différentes, la valeur intégrale du nombre de coïncidences détectées n'est pas suffisante. Pour identifier la contribution des différents radioéléments dans l'intégrale, nous utilisons la courbe de décroissance temporelle de la source. Cette courbe correspond à l'évolution du taux de coïncidences vraies détectées en fonction du temps. Nous observons sur cette courbe une et/ou des décroissances signant les contributions de différents radioéléments (figure 2.6).

Les spectres de décroissance sont construits pour chaque paire de scintillateurs. Les

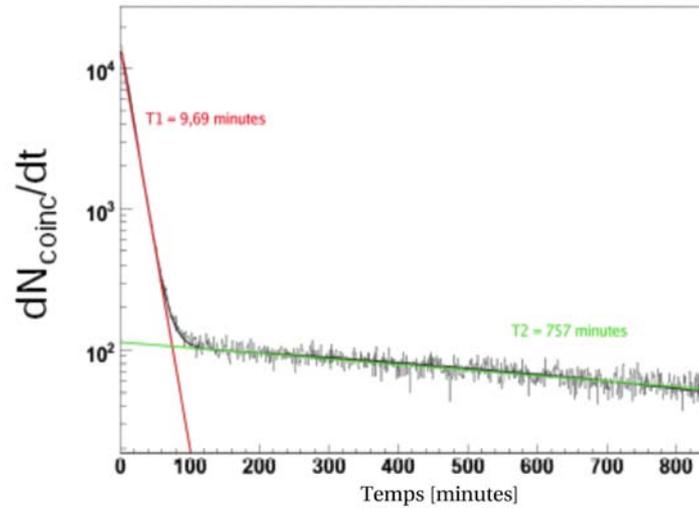


FIG. 2.6 – Courbe de décroissance β^+ mesurée avec une source de cuivre naturel qui a été irradiée par un faisceau de photons. On distingue deux décroissances sur la courbe, la première avec un temps caractéristique de 9,69 minutes permet de signer la décroissance du ^{62}Cu . La deuxième décroissance, qui a un temps caractéristique de 757 minutes permet de signer la décroissance du ^{64}Cu .

spectres peuvent être visualisés en ligne par l'intermédiaire du logiciel VISUGAN. Le rafraîchissement des spectres est fait dès que le système d'acquisition dispose de temps. Ainsi la visualisation en ligne n'influence pas le temps mort du système d'acquisition. La figure 2.6 montre l'exemple d'un spectre mesuré avec un échantillon de cuivre naturel qui a été irradié par un faisceau de photons de haute énergie, supérieure à 10 MeV. Son analyse permet de remonter aux nombres d'événements détectés durant l'expérience pour les deux isotopes radioactifs produits, à savoir le ^{62}Cu et le ^{64}Cu .

La relecture des données peut être faite à l'aide du logiciel VISUGAN mais également avec l'outil VIGRU. Ce dernier est un programme capable de relire les données de l'acquisition et de reconstruire les spectres des événements. Ce programme est basé sur une interface avec le logiciel d'analyse ROOT³. Les données peuvent être extraites à partir de VIGRU dans un format permettant de les traiter. Elles sont écrites sur le disque événement par événement. Les filtres servant pour la sélection en énergie et en temps peuvent être modifiés lors de la relecture des événements. Enfin l'étalonnage en énergie utilisé lors de l'expérience peut être réutilisé ou modifié lors de la relecture des événements.

³ROOT est un utilitaire pour l'analyse de données développé au CERN. Le programme est basé sur un interpréteur C++ [115]

2.5 Conclusion

Un système de détection permettant de mesurer de façon simultanée les activités β^+ de 16 échantillons radioactifs a été mis au point. Nous avons décrit dans ce chapitre, les détecteurs utilisés, leur électronique associée pour faire des mesures en coïncidence ainsi que le système d'acquisition.

Le système a été conçu pour être compact et facilement transportable auprès des installations sur lesquelles les expériences sont réalisées. Il peut être contenu dans 3 boîtes d'environ 1 m³ chacune. Le système utilise un demi châssis NIM pour recevoir les modules au standard NIM. Un châssis VME permet de gérer la logique associée aux 32 détecteurs et le programme d'acquisition est contenu dans un ordinateur portable.

Le système décrit dans ce chapitre permet de réaliser des mesures en coïncidence avec des scintillateurs NaI(Tl). La décroissance β^+ est en concurrence avec un autre mode de désexcitation, la capture électronique (CE). Dans ce cas, un électron du cortège électronique est capturé par le noyau. Il faut alors détecter les photons de désexcitation du noyau fils ou les rayonnements X émis lors du réarrangement du cortège électronique. Il est nécessaire d'utiliser dans ce cas des détecteurs qui possèdent des résolutions en énergie supérieures à celles obtenues avec des scintillateurs NaI(Tl) [61, 107, 116]. Le système d'acquisition NATALIE peut aussi être adapté, moyennant quelques modifications électroniques, à d'autres types de mesures et de détecteurs. Nous pouvons prendre par exemple des détecteurs Germanium pour réaliser de la spectrométrie γ . Ce système est donc très ouvert.

Efficacités de détection pour des sources non ponctuelles

3.1 Introduction

Les techniques expérimentales et les simulations associées développées pour la métrologie des faisceaux de protons et de photons produits avec un laser intense (chapitres 4 et 5) sont basées sur la détection hors ligne des décroissances radioactives de noyaux activés par ces faisceaux. Les radioéléments produits pour caractériser les faisceaux de particules sont le plus souvent des émetteurs β^+ comme par exemple ^{62}Cu , ^{63}Zn , ^{13}N et ^{11}C .

L'efficacité de détection d'une particule par un détecteur correspond à la probabilité que cette particule dépose toute ou une partie de son énergie dans le détecteur. Cette efficacité dépend de la nature et de l'énergie de la particule. Elle dépend également du détecteur, de sa géométrie, de sa distance à la source de particules et des caractéristiques de cette dernière (taille, nombre, nature, énergie et direction des particules émises). Des sources de nature et de géométrie différentes ont été utilisées lors des expériences menées durant cette thèse. Celles produites lors des expériences présentent une extension spatiale qui peut atteindre quelques centimètres. Les sources étalons les plus couramment utilisées (de ^{22}Na émettrices β^+) sont disponibles sous forme de sources de plus petites tailles (millimétriques). On les qualifiera de sources ponctuelles. De plus les particules émises par les sources étalons possèdent des spectres en énergie différents de ceux des sources étendues que nous produisons. Il n'existe ainsi pas de moyen de déterminer de façon expérimentale l'efficacité de détection dans le cas d'une source non standard et/ou étendue. Celles-ci ont donc été estimées à l'aide de simulations Monte-Carlo.

La première partie de ce chapitre décrit l'utilisation du code GEANT4 [117] pour simuler la réponse du multi-détecteur NATALIE, décrit dans le chapitre 2, aux rayonnements issus d'une source standard de ^{22}Na . La deuxième partie décrit les simulations des efficacités de détection β^+ réalisées pour nos mesures.

3.2 Le code GEANT4

Le code GEANT4 a été développé au CERN¹. Il permet de reproduire l'interaction particules chargées-matière en prenant en compte les différents processus d'interaction qui peuvent intervenir.

¹CERN : Centre Européen de la Recherche Nucléaire

La méthode Monte-Carlo, utilisée dans GEANT4, consiste à effectuer des tirages aléatoires pour réaliser le calcul d'une quantité déterministe. Elle est basée sur la loi des grands nombres qui implique que la moyenne statistique d'une fonction d'une variable aléatoire $a(x)$ converge vers son espérance mathématique quand le nombre de tirages tend vers l'infini.

Le code GEANT4 fournit un ensemble de modules hiérarchisés, écrits en C++, qui permettent de générer des particules et de faire leur suivi (tracking) dans un milieu. Les méthodes de construction des détecteurs et des sources, les processus physiques utilisés ainsi que le tracking des particules sont rappelés dans la suite de cette section.

3.2.1 Définition du détecteur dans la simulation

La géométrie du détecteur est déclarée dans le code via la classe `G4VUserDetectorConstruction`. Un détecteur est composé d'un ensemble de volumes contenant du vide, du gaz ou un matériau, assemblés dans un volume de référence appelé volume mère. La première étape de la construction du détecteur est la définition des matériaux utilisés et des volumes qui le constituent.

– Définition des matériaux

Dans le code GEANT4 il existe plusieurs façons de définir un matériau. La première consiste à utiliser l'un des matériaux existant dans la base de données du code via la classe `G4NistManager`. La deuxième est de construire son propre matériau. Un matériau pur est défini via la classe `G4Material` en précisant son nom, son numéro atomique, sa masse molaire et sa masse volumique. Pour déclarer un matériau composé, il faut d'abord créer les différents éléments qui le composent. Un élément est défini par ses propriétés atomiques (numéro atomique, masse molaire,..). Par exemple le fer peut être défini soit via la classe `G4Isotope` soit directement, de la façon suivante :

– `G4Element* Fe = newG4Element("Fe", symbol="Fe",z=26,a=55.85*g/mole).`

Pour créer un matériau composé, il suffit alors de préciser les nombres d'atomes de chaque élément présent dans le matériau. Enfin il est également possible de construire un matériau comme un composé d'autres matériaux en précisant cette fois la fraction massique de chaque matériau dans le matériau final.

– Définition des volumes

La création des volumes dans GEANT4 se fait en trois étapes. On crée un espace ou volume solide. On le remplit avec un matériau et on obtient ainsi un volume logique, puis on le positionne dans le volume mère pour obtenir un volume physique.

Pour créer un volume solide on utilise la classe `G4Solid`. Il existe un grand nombre de formes géométriques prédéfinies dans le code allant de la boîte simple à des géométries très complexes.

Une fois le volume solide créé, on peut lui associer un matériau via la classe `G4LogicalVolume` et créer ainsi un volume logique. On peut également définir à ce niveau les attributs visuels du volume comme sa couleur, sa visibilité et son opacité dans la

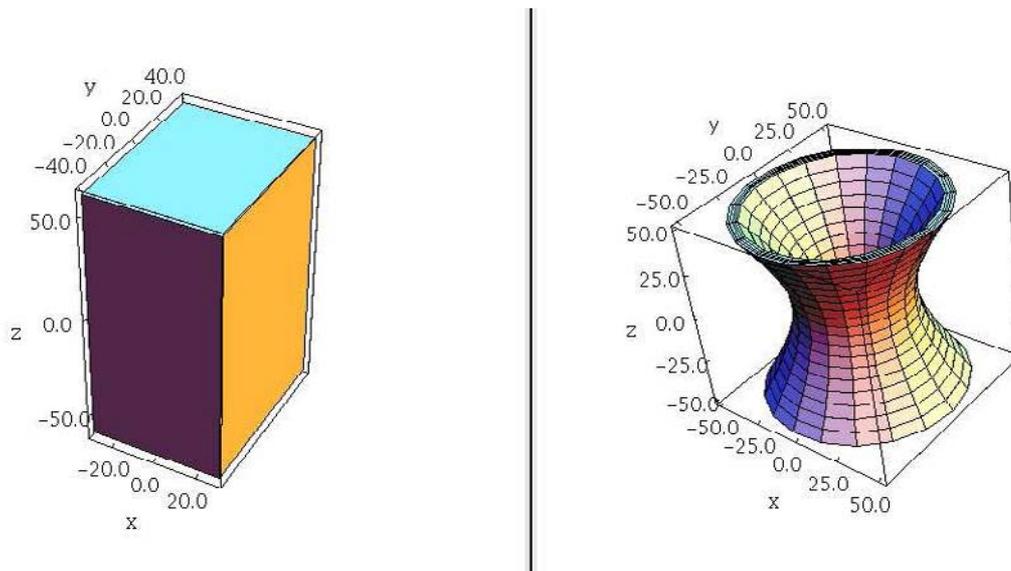


FIG. 3.1 – A gauche se trouve la géométrie du solide G4Box pour lequel on peut définir les longueurs des différents côtés. A droite se trouve une forme plus complexe G4Hype pouvant servir dans la description de certain détecteurs notamment en physique des particules. Cette figure est extraite de la documentation pour les développeurs du code GEANT4 disponible sur le site <http://geant4.cern.ch/>.

visualisation des évènements.

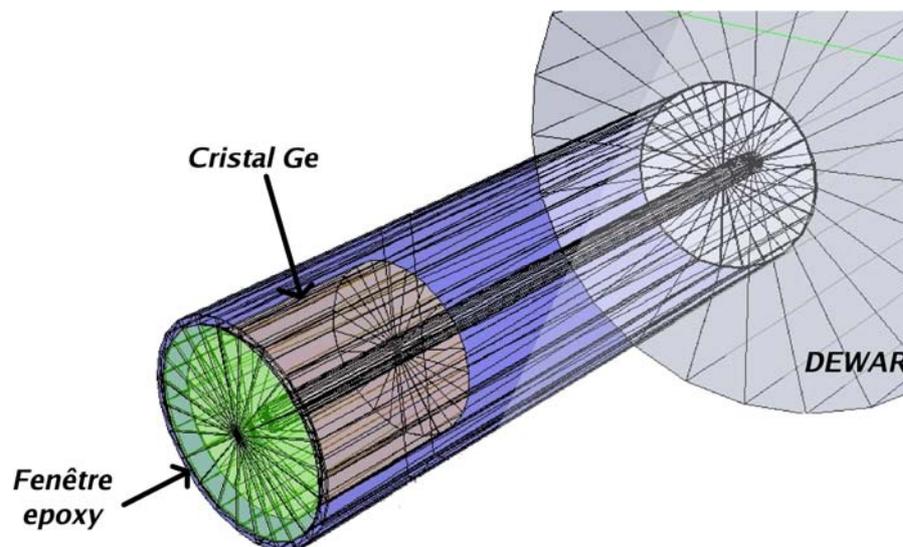


FIG. 3.2 – Exemple de modélisation d'un détecteur dans le code GEANT4. Le détecteur correspond à un assemblage de volumes physiques comprenant un ou plusieurs volumes sensibles.

Enfin le volume physique correspond au volume logique positionné dans le volume "mère" de référence. Chaque détecteur possède un ou plusieurs volumes sensibles dans lesquels le passage d'une particule ou d'un rayonnement déclenche le stockage d'informations comme par exemple la position de la particule, son énergie incidente, l'énergie qu'elle y dépose, son impulsion, etc...

3.2.2 Définition des processus physiques

Les particules et les processus physiques ne sont pas créés par défaut. Il est nécessaire de déclarer les particules à l'aide de fonctions spécifiques puis de leur associer des processus d'interaction avec la matière. La construction de toute la physique se fait par le biais de la classe `G4VUserPhysicsList`. Toutes les particules existent dans GEANT4. Dans nos simulations, des leptons, des baryons, des photons ainsi que des noyaux ont été construits.

Le code GEANT4 propose un ensemble de processus physiques sur des gammes en énergie allant de quelques eV à quelques TeV. Compte-tenu des particules et des domaines d'énergies explorés, seuls les processus électromagnétiques, hadroniques, de transport et de désintégration radioactive ont été considérés. Le processus de transport est commun pour toutes les particules, il déplace une particule dans un milieu sans aucune interaction. Les processus implantés pour les photons sont l'effet photoélectrique, l'effet Compton et la création de paire. Les processus implantés pour les électrons et les positrons regroupent le processus de diffusion coulombienne multiple, l'ionisation, le Bremsstrahlung ainsi que l'annihilation dans le cas du positron.

Les processus électromagnétiques utilisés par défaut dans GEANT4 permettent une description à des énergies supérieures à 1 keV. Pour décrire des processus à des énergies plus faibles, il est nécessaire d'utiliser l'une des classes, `G4LowCompton` ou `G4LowEnergyPhotoElectric`, etc.... Ces classes décrivent les processus électromagnétiques jusqu'à des énergies de quelques centaines d'eV. Elles ajoutent aux processus électromagnétiques standards la diffusion Rayleigh, la fluorescence, la diffusion Compton polarisée et la phosphorescence [118, 119].

3.2.3 Le tracking des particules

Le tracking des particules est géré de façon interne au code par un module spécifique. Le parcours d'une particule est découpé en plusieurs pas. Au début de chaque pas, la distance que va parcourir la particule durant le pas est calculée à partir de son libre parcours moyen. A chaque processus d'interaction est associé un libre parcours moyen, exprimé en centimètres, qui dépend de l'énergie E de la particule incidente. Il est noté $\lambda(E)$ et peut se mettre sous la forme de l'équation (3.1).

$$\lambda(E) = \frac{1}{\sum_i N_i \sigma(Z_i, E)} \quad (3.1)$$

Où N_i est le nombre d'atomes par unité de volume pour l'élément i et $\sigma(Z_i, E)$ est la section efficace du processus par atome.

La probabilité pour une particule de survivre après avoir parcouru une distance L dans un milieu est donnée par la relation (3.2) :

$$P(L) = e^{-n_\lambda} \quad (3.2)$$

La grandeur n_λ représente la fraction de pouvoir d'arrêt définie par :

$$n_\lambda = \int_0^L \frac{dl}{\lambda(l)} \quad (3.3)$$

Le libre parcours moyen va être modifié en fonction de l'énergie de la particule incidente. La distribution de probabilité de n_λ est elle continue et ne dépend pas des matériaux traversés [117,120]. La distribution de probabilité de la fraction de pouvoir d'arrêt suit la loi suivante :

$$n_\lambda = -\log(\eta) \quad (3.4)$$

où η est une variable aléatoire comprise entre 0 et 1 uniformément distribuée. Pour chaque processus, un nombre aléatoire η est tiré, ceci permet de calculer une longueur de pas physique, notée L . Le processus renvoyant la plus petite distance L est sélectionné.

3.3 Génération d'une source radioactive

La génération des particules primaires se fait via la classe `G4VUserPrimaryGeneratorAction`. Il est possible d'implanter la source directement dans cette classe en spécifiant :

- Le type de particules ou de rayonnements émis
- L'énergie des particules émises et le module de l'impulsion
- Les distributions angulaires des particules et/ou rayonnements émis
- Le nombre de noyaux radioactifs présents dans la source

Cette solution est simple mais nécessite de recompiler le code à chaque modification de la source. La classe `G4GeneralParticleSource`, dans laquelle la source est définie de façon externe au code, permet de créer et de modifier la source sans avoir à recompiler le code. Un large choix d'options est disponible pour définir les distributions en énergie, spatiale et angulaire des particules primaires. En plus de la génération des particules "*classiques*" comme les électrons, photons ou protons, cette classe permet de définir des sources composées de noyaux radioactifs comme le ^{11}C , le ^{62}Cu ou encore le ^{18}F . Les décroissances radioactives d'un nombre important de noyaux sont prédéfinies dans le code. La figure 3.3 représente un exemple de désintégration du noyau radioactif de ^{18}F , émetteur β^+ , dans GEANT4.

Les processus de désintégration α , β^\pm ainsi que la capture électronique (CE) sont implantés dans le code via la classe `G4RadioactiveDecay` [121]. Le modèle utilisé pour la décroissance radioactive des noyaux est empirique. Il est basé sur des données expérimentales ainsi que sur les résultats d'évaluations de la base de données Evaluated Nuclear

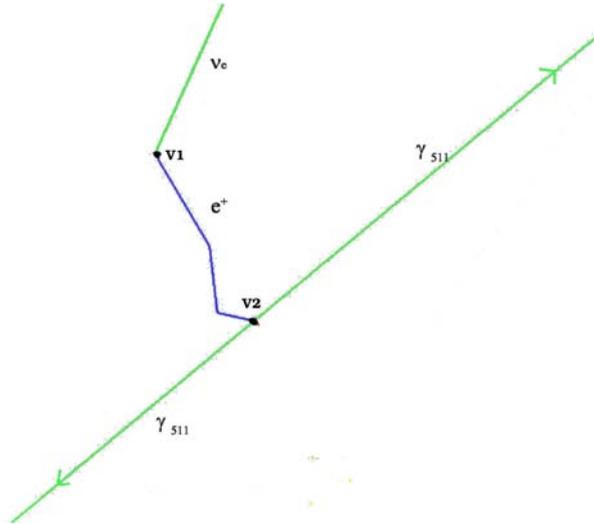


FIG. 3.3 – Décroissance d’une source de ^{18}F émetteur β^+ avec une durée de vie de 109.7 minutes. La désintégration se produit au vertex V1, un positron et un neutrino électronique sont émis. Le noyau de recul reste sur place car il emporte très peu d’énergie et la désintégration se fait dans l’air. Au vertex V2, le positron se combine avec un électron pour former un positronium. Ce dernier se désintègre en émettant deux photons de 511 keV émis dos-à-dos.

Structure Data File (ENSDF). Les informations utilisées dans ce modèle sont la période des radioéléments, la structure des noyaux parents et fils, les rapports d’embranchements dans la désintégration ainsi que les chaleurs des décroissances radioactives. Dans le cas où le noyau fils est créé dans un état excité, sa désexcitation est également prise en compte.

Les spectres des β^\pm sont issus soit des données tabulées, soit calculés avec des algorithmes de décroissance radioactive à 3 corps. Dans certains cas, une correction due à l’effet de la barrière Coulombienne vue par les positrons ou par les électrons est prise en compte pour estimer la probabilité d’émission β^\pm (équation 3.5) :

$$F(E_0) = \frac{\gamma}{1 - e^{-\gamma}} \left(\frac{Z^2(E_0 + 1)^2}{137^2} + \frac{E_0^2 + 2E_0}{4} \right) \sqrt{1 - \frac{Z^2}{137^2} - 1} \quad (3.5)$$

où E_0 est l’énergie du β^\pm normalisée à la chaleur de désintégration (énergie maximale des positrons émis par la source), Z est le numéro atomique du noyau et γ est une quantité définie par la relation 3.6.

$$\gamma = \frac{2\pi Z}{137} \frac{E_0 + 1}{\sqrt{E_0^2 + 2E_0}} \quad (3.6)$$

Il est impératif de vérifier que les décroissances radioactives des sources utilisées sont correctement décrites dans le code avant d’effectuer les calculs car les désintégrations de certains noyaux, comme par exemple le ^{196}Au , ne sont pas correctement implantées. Dans l’Annexe A, nous avons fait un catalogue, des différentes sources radioactives émettrices β^+

utilisées au cours de cette thèse, dans lequel on compare les spectres en énergie théoriques des positrons émis avec ceux donnés par la simulation.

3.4 Simulation des efficacités de détection β^+

La source radioactive émettrice β^+ est modélisée entre 2 détecteurs à l'intérieur d'un convertisseur (support pour la source il est composé de 2 plaques d'aluminium de 2 mm d'épaisseur) comme le montre la figure 3.4. Celui-ci permet de limiter spatialement la taille de la source de positroniums créée qui donne lieu à l'émission en coïncidence de deux photons de 511 keV chacun. Un nombre fixé de noyaux radioactifs est généré dans un volume correspondant aux dimensions de la source expérimentale. Durant la simulation les énergies déposées dans les 2 scintillateurs par les photons d'annihilation sont enregistrées à chaque désintégration.

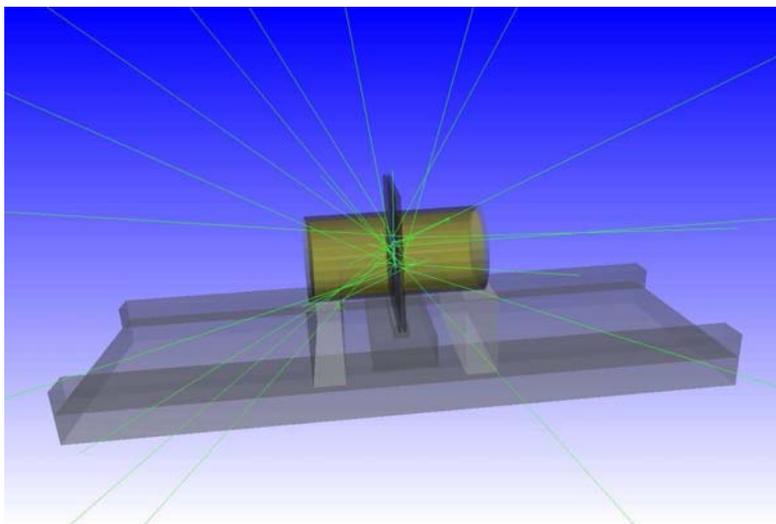


FIG. 3.4 – Simulation d'une paire de scintillateurs NaI(Tl) dans le code GEANT4. On visualise les cristaux des deux détecteurs, leur support en aluminium ainsi que le convertisseur utilisé, en aluminium également. Les trajectoires rectilignes représentées sur la figure sont celles de photons qui s'échappent des détecteurs.

Nous définissons l'efficacité de détection β^+ comme la probabilité que lors d'une désintégration β^+ , on détecte 2 dépôts d'énergie de 511 keV chacun dans les détecteurs. C'est le produit d'une efficacité géométrique (ε_{geom}) par le produit des efficacités intrinsèques de détection à 511 keV des deux détecteurs ($\varepsilon_{int511keV}^{det1}$ et $\varepsilon_{int511keV}^{det2}$).

$$\varepsilon_{coinc} = \varepsilon_{geom} \cdot \varepsilon_{int511keV}^{det1} \cdot \varepsilon_{int511keV}^{det2} \quad (3.7)$$

L'efficacité de détection intrinsèque à 511 keV, est la probabilité qu'un tel photon incident sur le détecteur y dépose toute son énergie. Celle-ci peut être mesurée à l'aide d'une source étalon comme le ^{22}Na . L'efficacité géométrique est la probabilité que les deux

photons de 511 keV soient émis dans les angles solides sous tendus par les 2 détecteurs. Elle ne peut pas être déterminée avec une source étalon car les dimensions de la source émettrice des 2 photons de 511 keV dépendent de la distribution en énergie des β^+ émis par la source. Le volume effectif de la source de photons est donc plus grand que le volume de la source de positrons et dépend de l'isotope radioactif créé. Pour limiter ce volume on utilise un convertisseur dans lequel les positrons s'arrêtent et se combinent pour créer ses positroniums. Nous avons vérifié, avant de les utiliser, que les spectres en énergie des sources β^+ dans GEANT4 sont correctement décrits (Annexe A).

Dans la pratique, on doit compter le nombre d'évènements qui donnent lieu à des dépôts d'énergie de 511 keV dans les détecteurs et, cette sélection en énergie est définie par un nombre de canaux, dans les spectres mesurés, qui dépend de la résolution du détecteur. Cette résolution (R) est définie par la relation (3.8). Elle est liée à des phénomènes de fluctuations statistiques dans la collection de la lumière de scintillation, dans le rendement de la photo cathode et, dans l'amplification du signal par le tube photomultiplicateur.

$$R = \frac{\Delta E}{E} \quad (3.8)$$

Où ΔE est la largeur à mi hauteur du pic de pleine énergie. La résolution d'un scintillateur NaI de dimensions 2" x 2" à 511 keV est typiquement de l'ordre de 9%. Elle dépend généralement de l'énergie déposée via la relation (3.9) :

$$R = \frac{A}{\sqrt{E}} \quad (3.9)$$

Le paramètre A dépend du rendement en photo-électrons de la photocathode du photomultiplicateur [108]. Il est déterminé en mesurant la résolution des détecteurs à différentes énergies et en ajustant la courbe obtenue par la relation (3.9). Un programme a été écrit qui permet, à partir des spectres non résolus issus des simulations, de prendre en compte la résolution des détecteurs et de calculer le nombre de coïncidences. Les gammes en énergie pour la sélection en énergie dans les simulations sont identiques à celles utilisées dans les mesures.

Nous définissons également la probabilité de détecter la décroissance radioactive d'un noyau $^A X$ via la détection d'un β^+ par ω_{AX} . Cette dernière est reliée à l'efficacité de détection β^+ , ε_{β^+} par la relation (3.10).

$$\omega_{AX} = \varepsilon_{\beta^+} \cdot I_{\beta^+} \quad (3.10)$$

où I_{β^+} est le rapport d'embranchement de la transition β^+ et ε_{β^+} est l'efficacité de détection β^+ .

3.4.1 Utilisation d'une source étalon de ^{22}Na pour valider les efficacités β^+ simulées

Les mesures des efficacités de détection β^+ à l'aide de sources étalons sont primordiales. En effet, elles seules permettent de valider la géométrie ainsi que les résolutions des détecteurs utilisées dans la simulation. Nous avons utilisé pour cela des sources de ^{22}Na . Ce noyau décroît par émission β^+ vers le ^{22}Ne à 90,4 % et par capture électronique à 9,5 % [122]. Lors de la décroissance radioactive, il y a 99,9 % des noyaux de ^{22}Ne qui sont créés dans un état excité à 1274 keV qui se désexcite aussitôt (durée de vie de 3.63 ps).

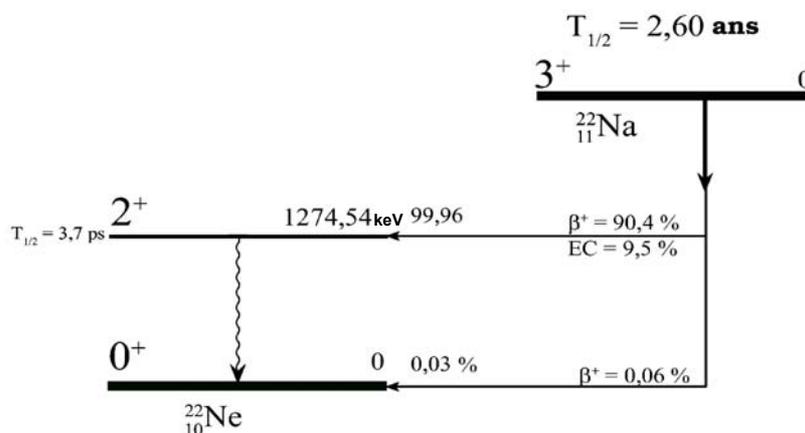


FIG. 3.5 – Schéma de décroissance radioactive du ^{22}Na .

Les sources utilisées sont scellées entre deux feuilles de mylar. Leur géométrie est circulaire et un anneau de serrage permet de les manipuler. La géométrie de la source est créée dans la simulation en prenant en compte les matériaux utilisés. Le dépôt radioactif est décrit comme ponctuel et placé au centre des feuilles de mylar. Nous avons utilisé des sources d'activités connues, certifiées par le LEA-CERCA. Pour les mesures, la source de ^{22}Na est placée dans un convertisseur d'aluminium constitué de deux plaques d'aluminium de 2 mm d'épaisseur placées comme montré sur la figure 3.6.

Lors de la mesure, les scintillateurs sont collés sur chaque face du convertisseur. La géométrie des convertisseurs est étudiée pour que la source ponctuelle, au moment de la mesure, soit positionnée sur l'axe de symétrie cylindrique des cristaux des détecteurs comme le montre la figure 3.4.

En appliquant la procédure décrite dans la partie précédente, nous pouvons estimer, via des simulations, l'efficacité de détection β^+ et la comparer à celle mesurée. Si les deux sont en accord alors nous considérons que la géométrie utilisée dans la simulation est correcte. Nous pouvons alors estimer les efficacités de détection β^+ des différentes sources émettrices β^+ produites lors des expériences.

La partie suivante concerne les simulations d'efficacité de détection β^+ effectuées durant cette thèse.

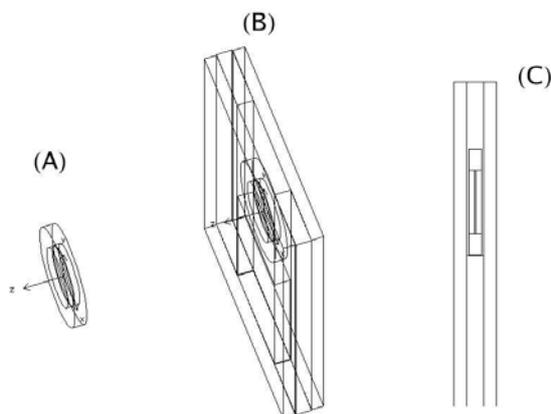


FIG. 3.6 – Modélisation de la source de ^{22}Na (A) et du convertisseur utilisé lors des mesures (B,C) dans le code GEANT4.

3.5 Discussion

3.5.1 Convergence des simulations

Lors d'une simulation, nous générons une source contenant un nombre fixé de noyaux radioactifs. Pour obtenir une valeur correcte de l'efficacité de détection, il faut que ce nombre de noyaux soit suffisamment important pour que tout l'espace de phase, comprenant notamment les directions d'émission associées à l'angle solide de détection et les distributions en énergie des positrons émis par la source, soit exploré lors de la simulation.

La figure 3.7 présente l'évolution d'une efficacité de détection β^+ simulée, en fonction du nombre d'événements utilisé.

Nous observons sur cette figure la convergence de l'efficacité de détection en coïncidence du dispositif sur la valeur moyenne de 4,16 %². Notons que pour atteindre cette valeur, la source simulée doit contenir un nombre minimal de 10^6 noyaux radioactifs. Cette donnée est importante car elle permet de limiter le temps de calcul. Dans l'exemple présenté ci-dessus, celui-ci est de l'ordre de 30 minutes sur une machine équipée d'un processeur Pentium 4 fonctionnant à 2,5 GHz, pour une source de 10^6 noyaux.

Pour être valable, il est indispensable que la valeur de l'efficacité de détection β^+ simulée avec la source ponctuelle de ^{22}Na corresponde à celle mesurée lors de l'expérience. Nous commençons par comparer les spectres en énergie mesurés par les détecteurs à ceux obtenus avec la simulation qui prend en compte la résolution du détecteur. Un exemple de comparaison est donné sur la figure 3.8.

Le spectre en énergie simulé est obtenu en créant une source de ^{22}Na composée de 1.10^6 noyaux. Pour comparer les deux spectres, nous avons normalisé le spectre en énergie sur le

²La valeur d'efficacité de détection β^+ simulée ici ne correspond pas aux conditions de mesures présentées dans le chapitre 2 lors de l'étude de la correction de temps mort, il n'est pas possible de comparer la valeur simulée ici et celle mesurée présentée dans le chapitre 2.

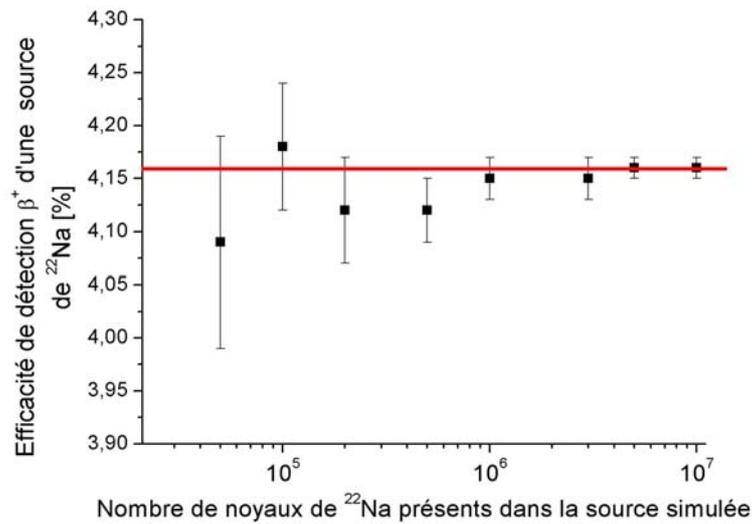


FIG. 3.7 – Evolution de la valeur de l’efficacité de détection β^+ simulée avec une source de ^{22}Na en fonction du nombre de noyaux de ^{22}Na présents dans la source. Les barres d’erreurs sont les incertitudes statistiques sur les nombres de coïncidences détectées dans la simulation. Les scintillateurs utilisés dans la simulation sont des NaI(Tl) 2" x 2" placés de part et d’autre d’un convertisseur composé de 2 plaques d’aluminium de 2 mm d’épaisseur.

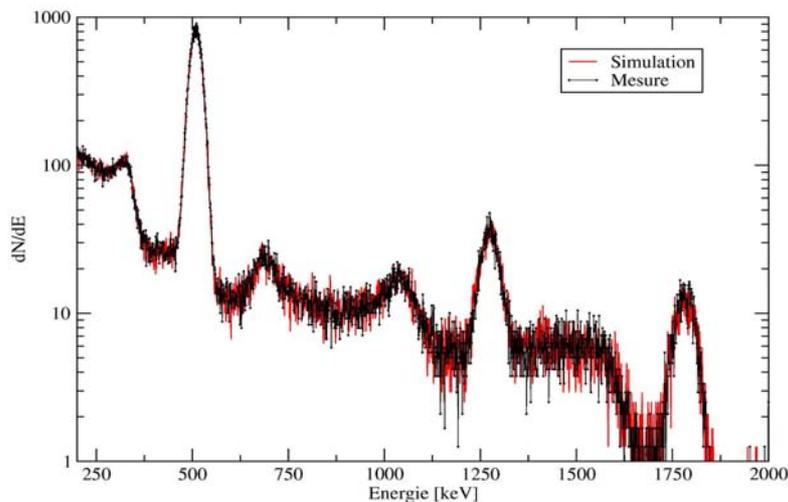


FIG. 3.8 – Comparaison entre un spectre en énergie déposé dans un scintillateur NaI(Tl) obtenu via une simulation GEANT4 qui prend en compte la résolution en énergie du détecteur et celui mesuré en plaçant une source de ^{22}Na placée dans un convertisseur composé de deux plaques d’aluminium de 2 mm d’épaisseur lui-même positionné entre deux scintillateurs.

nombre de positrons émis par la source lors de la mesure. Les deux spectres se superposent parfaitement bien.

Nous avons mesuré une efficacité de détection β^+ lors de cette expérience de $(4,2 \pm 0,1)$ %. Cette valeur est à comparer à la valeur moyenne obtenue dans la simulation, c'est-à-dire $(4,16 \pm 0,01)$ %. Nous pouvons constater qu'il y a un très bon accord entre la valeur mesurée et la valeur simulée. Ceci permet de valider la géométrie et la méthode d'analyse utilisée. Dans la suite de cette section nous discuterons des paramètres pouvant influencer la valeur de l'efficacité de détection β^+ .

3.5.2 Effet de la distribution de vitesse des positrons sur l'efficacité de détection

Les positrons émis lors de décroissance β^+ ont des distributions en énergie continues et caractéristiques de l'isotope radioactif considéré. L'énergie maximale des positrons correspond à la chaleur de la désintégration β^+ ³. Les différentes distributions en énergie des β^+ émis par les sources utilisées sont récapitulées dans l'Annexe A.

Pour étudier l'effet des distributions en énergie des positrons sur l'efficacité de détection β^+ , nous avons créé des sources virtuelles ponctuelles placées au centre du support représenté sur la figure 3.6. La variation de l'efficacité de détection β^+ en fonction de la chaleur de désintégration β^+ de la source simulée est représentée sur la figure 3.9.

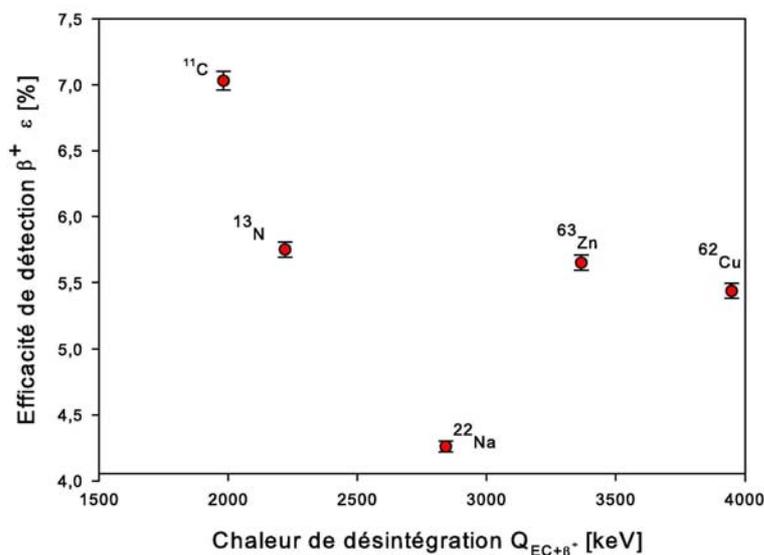


FIG. 3.9 – Effet des distributions en énergie des positrons émis par des sources de même géométrie sur l'efficacité de détection β^+ . Les incertitudes correspondent aux incertitudes statistiques sur les nombres de coïncidences détectées dans la simulation. Les détecteurs utilisés dans les simulations sont des scintillateurs NaI(Tl) 2"x2".

On constate que l'efficacité de détection augmente quand la chaleur de désintégration

³La chaleur de désintégration correspond à la différence d'excès de masse des noyaux père et fils dans la désintégration.

β^+ diminue. En effet, plus l'énergie maximale des positrons est faible, plus la source de positroniums sera localisée, les positrons ne pouvant pas traverser beaucoup de matière. Pour des sources présentant une même géométrie, nous montrons ici que la chaleur de désintégration β^+ joue un rôle important dans l'efficacité de détection β^+ .

Dans le cas de la source de ^{22}Na , l'efficacité de détection est limitée par l'empilement dans le même détecteur des photons de 511 keV et de 1274 keV émis en coïncidence. Expérimentalement et dans les simulations, nous voyons apparaître sur les spectres en énergie des 2 détecteurs un pic à 1785 keV.

Cette étude illustre le fait que des mesures avec une seule source étalon ne permettent pas d'obtenir une valeur d'efficacité de détection β^+ unique et valable pour l'ensemble des radioéléments créés dans les expériences.

3.5.3 Effet de la géométrie de la source sur l'efficacité de détection β^+

Les sources produites au cours de cette thèse ont des géométries variées. En fonction du type de faisceau à caractériser (protons ou photons) et de son ouverture angulaire nous avons utilisé des échantillons de dimensions différentes. Il est intéressant d'évaluer la sensibilité des simulations de l'efficacité de détection β^+ en fonction de la géométrie de la source. Cette étude permet d'évaluer une tolérance sur les dimensions des échantillons utilisés. Plusieurs échantillons ont été utilisés sous forme de pavés de différentes tailles et de feuilles de natures et de tailles différentes.

Nous avons étudié la variation de l'efficacité de détection β^+ en fonction de l'épaisseur de la source radioactive créée dans des pavés de matière de différentes épaisseurs. Les résultats sont présentés dans le tableau 3.1

Source	^{62}Cu		
Epaisseur de la source [mm]	2	4	6
ε_{β^+} [%]	(4,31 \pm 0,01)	(4,20 \pm 0,01)	(4,10 \pm 0,01)
Source	^{11}C		
Epaisseur de la source [mm]	4	6	8
ε_{β^+} [%]	(6,31 \pm 0,01)	(6,21 \pm 0,01)	(6,01 \pm 0,01)

TAB. 3.1 – Efficacité de détection β^+ simulée avec une source de ^{62}Cu et de ^{11}C pour une source créée dans un pavé de cuivre ou de carbone de dimensions 1,5 x 1,5 x d avec d représentant l'épaisseur de la source en mm. La source est placée dans un convertisseur composé de 2 plaques d'aluminium de 2 mm d'épaisseur.

On constate une diminution progressive de l'efficacité de détection β^+ quand on augmente l'épaisseur de la source. Il s'agit d'un effet de géométrie observé quelle que soit la nature de la source étudiée.

Pour les sources se présentant sous forme de feuilles activées par un faisceau de photons ou de protons, la principale difficulté est d'estimer la surface traversée et activée par

le faisceau. Pour cela, nous avons étudié la variation de l'efficacité de détection β^+ en fonction des dimensions d'une source de ^{63}Zn induite par des protons dans une feuille de cuivre de $100\ \mu\text{m}$ d'épaisseur. La source est homogène sur toute l'épaisseur de la feuille de cuivre. La feuille de cuivre est placée dans un convertisseur en cuivre de $1\ \text{mm}$ d'épaisseur. Les détecteurs utilisés sont des scintillateurs $\text{NaI}(\text{Tl})\ 2''\times 2''$. La figure 3.10 représente la variation de l'efficacité de détection β^+ simulée en fonction du diamètre de la source dans la feuille de cuivre.

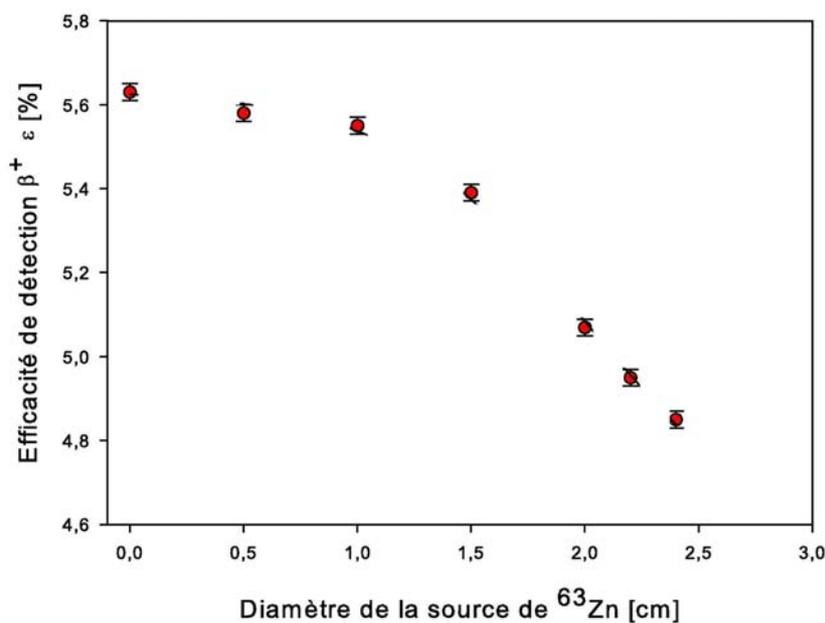


FIG. 3.10 – Efficacité de détection β^+ simulée avec une source de ^{63}Zn placée dans une feuille de cuivre de $100\ \mu\text{m}$ d'épaisseur. La source est homogène sur toute l'épaisseur de la cible. On fait varier le diamètre de la source pour comprendre l'influence de ce paramètre sur l'efficacité de détection β^+ .

Sur cette figure, nous remarquons que plus la source est étendue, plus l'efficacité de détection β^+ est faible. Ceci est dû à la diminution de l'angle solide de détection avec la taille de la source. Il est donc important d'évaluer correctement les dimensions des sources avant d'effectuer les calculs des efficacités de détection β^+ . Pour un diamètre inférieur à $1\ \text{cm}$, on peut noter que l'efficacité de détection pour l'élément ^{63}Zn dépend peu de la taille de la source.

Dans le cas des sources étendues induites par des faisceaux de protons générés par interaction laser-matière, l'activité créée n'est pas uniformément répartie sur tout l'échantillon. En effet comme un nombre plus élevé de protons passent par le centre de l'échantillon, nous avons une distribution de l'activité induite dans le film, qui au premier ordre, peut être considérée comme gaussienne.

Nous avons comparé les efficacités de détection β^+ simulées dans le cas d'une source

de 2,4 cm de diamètre qui a été uniformément répartie ou bien décrite par une gaussienne de largeur à mi-hauteur variable. L'étude est faite avec une source de ^{63}Zn , placée dans une feuille de 100 μm de cuivre. Un convertisseur en aluminium formé de 2 plaques d'aluminium de 2 mm d'épaisseur est utilisé. Les valeurs obtenues pour les efficacités de détection β^+ sont récapitulées dans le tableau 3.2.

FWHM [mm]	Uniforme	3,3	4,9	8,6
ε_{β^+} [%]	(4,85 \pm 0,01)	(5,52 \pm 0,01)	(5,51 \pm 0,01)	(5,52 \pm 0,01)

TAB. 3.2 – Efficacité de détection β^+ simulée avec une source de ^{63}Zn placée dans une feuille de cuivre de 100 μm d'épaisseur. La source a une épaisseur correspondant à l'épaisseur de la feuille de cuivre. La source est modélisée par une distribution spatiale gaussienne de différentes largeurs à mi-hauteur.

Dans les simulations effectuées, nous n'avons pas vu d'effet significatif de la distribution spatiale de l'activité d'une source sur l'efficacité de détection β^+ .

3.5.4 Efficacité de détection β^+ en fonction des dimensions des détecteurs

Le choix des dimensions des détecteurs impliqués dans la détection joue un rôle important dans la valeur de l'efficacité de détection β^+ . Logiquement plus le détecteur est volumineux, plus l'efficacité de détection β^+ sera importante. Le tableau 3.3 illustre cet effet.

Source	NaI 2" x 2"	NaI 3" x 3"
$\omega_{^{62}\text{Cu}}$ [%]	(4,46 \pm 0,02)	(11,20 \pm 0,05)
$\omega_{^{64}\text{Cu}}$ [%]	(0,91 \pm 0,05)	(2,19 \pm 0,05)
$\omega_{^{61}\text{Cu}}$ [%]	(2,97 \pm 0,05)	(7,03 \pm 0,05)
$\omega_{^{11}\text{C}}$ [%]	(6,1 \pm 0,1)	(14,45 \pm 0,1)

TAB. 3.3 – Probabilité de détecter la décroissance d'un noyau via la détection d'un β^+ pour une source placée dans un pavé de dimensions 0,5 x 0,5 x 1,0 cm. Le lien entre la probabilité de détecter une décroissance via la détection d'un β^+ et l'efficacité de détection β^+ est le rapport d'embranchement β^+ de chaque noyau. Pour le ^{62}Cu BR= 0,97, ^{64}Cu BR=0,176, ^{61}Cu BR=0,61 et ^{11}C BR=0,997.

L'augmentation des dimensions du cristal permet d'augmenter leur efficacité absolue de détection de photons y compris des cosmiques et des autres photons présents dans l'environnement constituant le bruit de fond. Le rapport signal sur bruit dans le pic de pleine énergie à 511 keV d'un détecteur 3"x3" est en effet dégradé d'un facteur quasiment 2 par rapport à celui obtenu avec des scintillateurs 2"x2". Ces détecteurs ne peuvent donc être utilisés pour la mesure de faibles activités qu'à l'intérieur d'un blindage adéquat.

3.6 Conclusion

Nous avons vu au cours de ce chapitre les techniques utilisées pour estimer les efficacités de sources non ponctuelles et non standards. Dans une première partie les outils utilisés pour réaliser les simulations des efficacités de détection ont été introduits. Une description du code utilisé (GEANT4) a été faite. Nous avons présenté notamment le principe de fonctionnement du code, l'utilisation des processus physiques dans le code, la création des sources radioactives ainsi que la création des géométries des systèmes de détection utilisés.

Dans une deuxième partie, nous nous sommes intéressés aux simulations effectuées pour estimer les efficacités de détection β^+ pour différentes sources radioactives. Nous avons étudié l'influence des paramètres expérimentaux (sources, géométries, méthode d'analyse) sur les valeurs d'efficacités simulées. Nous avons montré l'importance de réaliser les simulations du fait que l'efficacité de détection dépend fortement de la nature de la source utilisée. Nous avons également montré que la géométrie des détecteurs, de la source, et du système de détection influence de façon plus ou moins significative les efficacités de détection β^+ . Ces études permettent d'estimer les incertitudes sur les efficacités de détection β^+ simulées.

Caractérisation de faisceaux de protons produits avec des lasers ultra-intenses

Introduction

Ce chapitre est dédié à l'étude des diagnostics des faisceaux de protons générés par interaction laser-plasma. Ceux développés dans le cadre de cette thèse s'appuient sur les films radiochromiques (RCF) qui sont décrits dans une première partie. Les deuxième et troisième parties du chapitre concernent les méthodes d'analyse de ces films : analyse par densitométrie optique et analyse par activation nucléaire. Nous comparerons, dans une quatrième partie, les résultats concernant les distributions en énergie de faisceaux de protons obtenus par ces deux méthodes. Ces techniques seront illustrées sur deux expériences réalisées au LULI en vue de l'optimisation de ces faisceaux de protons en fonction de différentes caractéristiques des cibles d'interaction utilisées.

4.1 Description des films RCF

Un film RCF est une feuille composée d'un ensemble de structures dont la composition est proche de celle du plastique. Il comprend deux types de structures, sensibles et passives. Les structures passives sont composées de polyester et sont collées à des zones sensibles de composition plus complexe. Les films RCF sont sensibles aux particules ionisantes. Dans le cadre de cette thèse, les RCF ont été utilisés pour caractériser les faisceaux de protons produits dans l'interaction laser-plasma. Au passage des protons dans le film, une opacification est observée qui est la signature d'un dépôt d'énergie dans ses zones sensibles [123–125]. Cette information visuelle est très utile pour signer la production de faisceaux de particules ionisantes lors d'un tir laser. La figure 4.1 présente une vue en coupe des deux types de RCF que nous avons utilisés.

Les films HD810 possèdent une zone sensible de faible épaisseur ($6,5 \mu\text{m}$). Les films MD-55-V2 présentent 2 zones sensibles de $16 \mu\text{m}$ chacune. Ces derniers sont par conséquent plus sensibles que les films HD810.

La zone sensible des films est composée de monomères dont la composition précise n'est pas donnée par les constructeurs. Les ionisations induites dans ces zones sensibles provoquent des réactions de polymérisation qui modifient leur opacité. Elles apparaissent bleues et ceci permet ainsi de visualiser l'interaction du faisceau de particules avec le film. Contrairement à d'autres types de détecteurs fréquemment utilisés comme les CR-39 [127–129], les RCF ne nécessitent aucun traitement chimique après l'irradiation pour

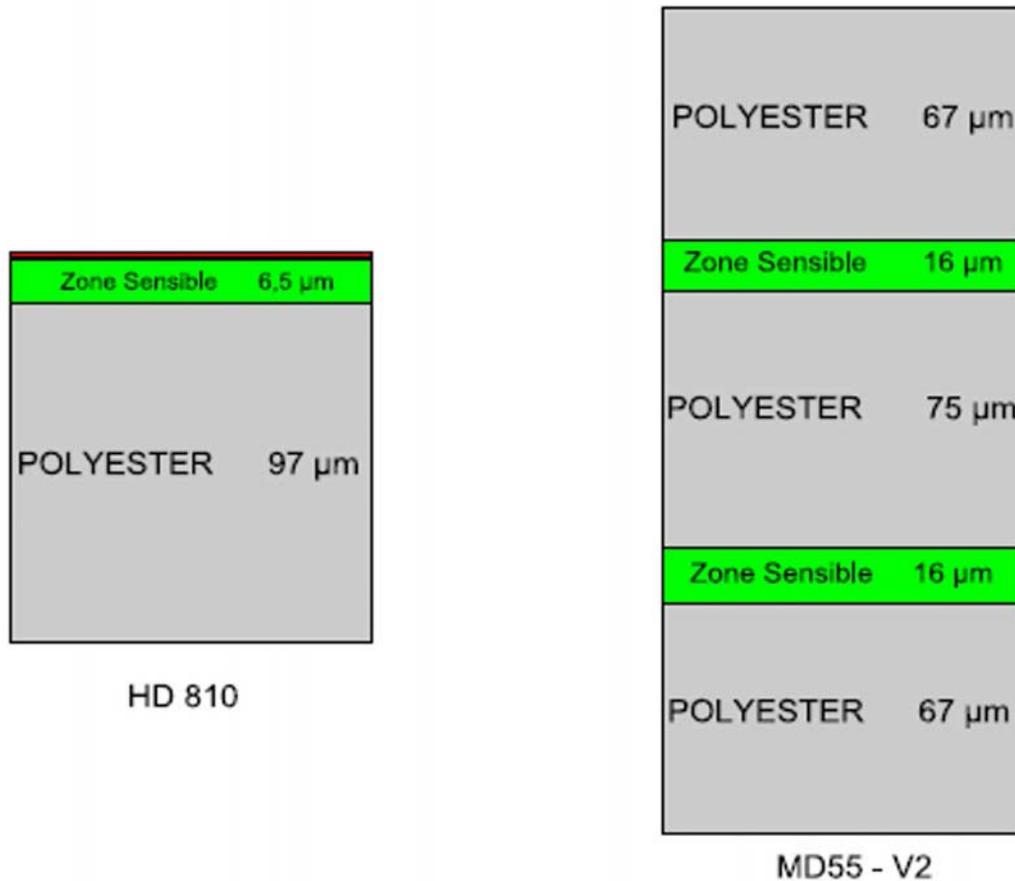


FIG. 4.1 – Vue schématique des couches qui composent un RCF. A gauche se trouve la coupe d'un film HD 810 et à droite se trouve celle d'un film MD55-V2. Le film HD 810 présente une fenêtre d'entrée en polyester de 0,75 µm d'épaisseur pour protéger la zone sensible du film [126].

être développés.

Par ailleurs, le faisceau de protons pourra induire également des réactions nucléaires, cette fois-ci dans tout le film, sur les éléments légers qui le composent, à savoir, le carbone, l'oxygène et l'azote. Ces réactions conduisent à la production d'isotopes radioactifs dans le film. L'activité du film peut être mesurée et nous pouvons remonter, via cette mesure, aux propriétés du faisceau incident sur le film (énergie et nombre de particules).

Dans ce qui suit, nous décrirons en premier lieu la méthode d'analyse par densitométrie optique utilisée pour déterminer les distributions en énergie des faisceaux de protons produits avec les lasers de puissance. Ensuite, nous détaillerons le principe de l'analyse par activation nucléaire que nous avons développée. Enfin nous discuterons de la cohérence des résultats obtenus avec ces deux méthodes.

4.2 Analyse optique des films RCF

Dans cette partie, nous nous intéressons à l'analyse de l'opacification des films RCF soumis à un faisceau de protons. Nous verrons ensuite comment remonter aux propriétés de la distribution en énergie des faisceaux de protons à partir de l'analyse optique d'un empilement de films RCF.

4.2.1 Mesure de l'énergie déposée dans le RCF par un faisceau de protons

L'opacification des films RCF est estimée avec la densité optique, notée D.O, définie par la relation (4.1) :

$$D.O = -\log_{10} \frac{I_t}{I_{ref}} \quad (4.1)$$

Où I_t est l'intensité transmise par le film lorsqu'il est éclairé par une source de lumière visible et I_{ref} est l'intensité de référence transmise par un film vierge lorsqu'il est éclairé dans les mêmes conditions.

La modification de la densité optique du film RCF est reliée à la dose déposée dans le RCF par les particules ou les rayonnements ionisants. Il faut connaître la relation liant les 2 grandeurs pour pouvoir interpréter de façon quantitative les images obtenues. Il existe différentes études qui ont établi cette relation. Elles montrent que cette relation dépend de plusieurs paramètres comme la sensibilité du film, la procédure utilisée pour la numérisation, et la nature du rayonnement ayant interagi avec le RCF [130, 131]

La figure 4.2 illustre la dépendance de la relation avec la nature de la particule incidente. Cette figure montre également l'effet de saturation, au dessus d'une dose déposée supérieure à 1 000 Gray, la densité optique du film n'évolue plus. On constate également que la réponse, en terme de D.O, pour des doses inférieures à 1 000 Gray n'est pas tout à fait linéaire. En effet, la droite tracée sur chaque graphe permet de guider l'oeil et de voir cet effet.

La cinétique de la réaction d'opacification des films n'est pas instantanée. Il faut attendre en moyenne un délai de 24 heures avant de numériser les films. Durant ce délai, les réactions continuent à se produire modifiant alors légèrement l'opacité des films [132]. Le choix du scanner est important, des travaux montrent que la réponse mesurée avec des scanners travaillant à différentes longueurs d'ondes est différente [124], comme l'illustre la figure 4.3.

Nous pouvons voir sur cette figure que pour une même dose déposée dans le RCF, la densité optique peut varier jusqu'à un ordre de grandeur en fonction de la longueur d'onde utilisée avec un maximum pour une longueur d'onde de 670 nm. Il est donc impératif de s'assurer que les analyses sont toujours réalisées dans les mêmes conditions de numérisation.

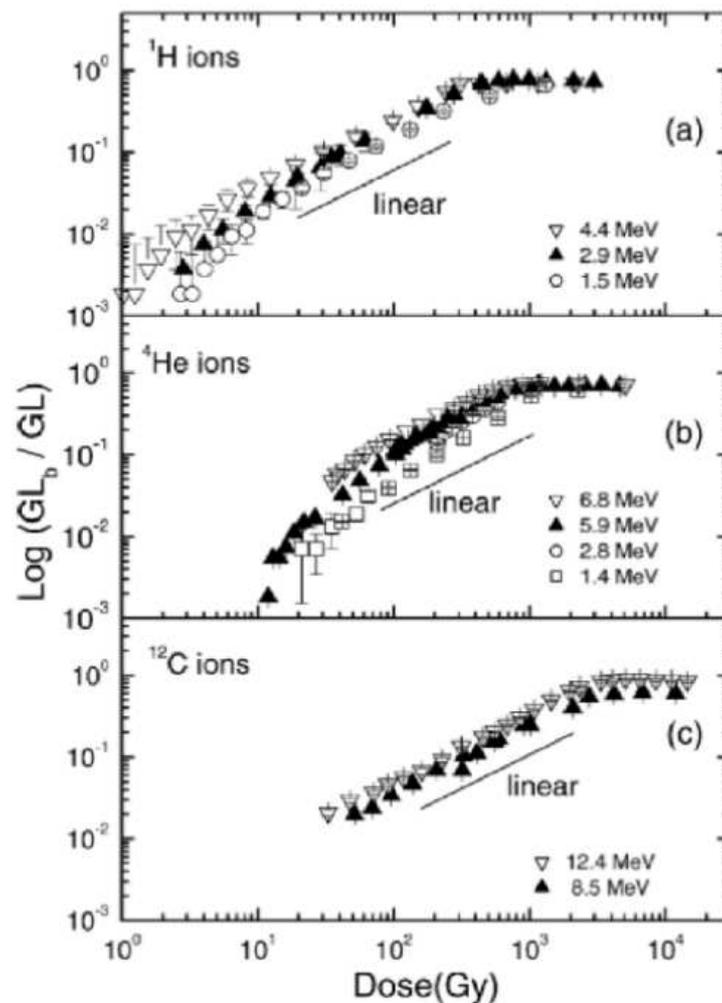


FIG. 4.2 – Relation liant la densité optique d’un RCF en fonction de la dose déposée. La dose représente une énergie déposée par unité de masse de zone sensible. Connaissant la densité et le volume de la zone sensible nous pouvons traduire la dose déposée en énergie déposée. Les graphes illustrent les différentes relations obtenues par A.E. Buenfil *et al.* [131] pour des films HD810 en utilisant différentes espèces d’ions. GL_b l’intensité transmise par le film lors de l’irradiation par une source de lumière visible et GL l’intensité de référence transmise par un film vierge.

Les numérisations des films, qui permettent de mesurer les intensités transmises (I_t), sont réalisées avec un scanner commercial de la marque EPSON utilisant une résolution de 300 dpi et un codage sur 16 bits. La numérisation donne une cartographie de la dose déposée dans le film par toutes particules ou rayonnements ionisants avec une résolution de 10 à 20 μm . Il faut donc isoler la contribution des protons à la dose déposée dans tout le film. En toute rigueur, dans la relation (4.1), l’intensité I_{ref} est l’intensité transmise par

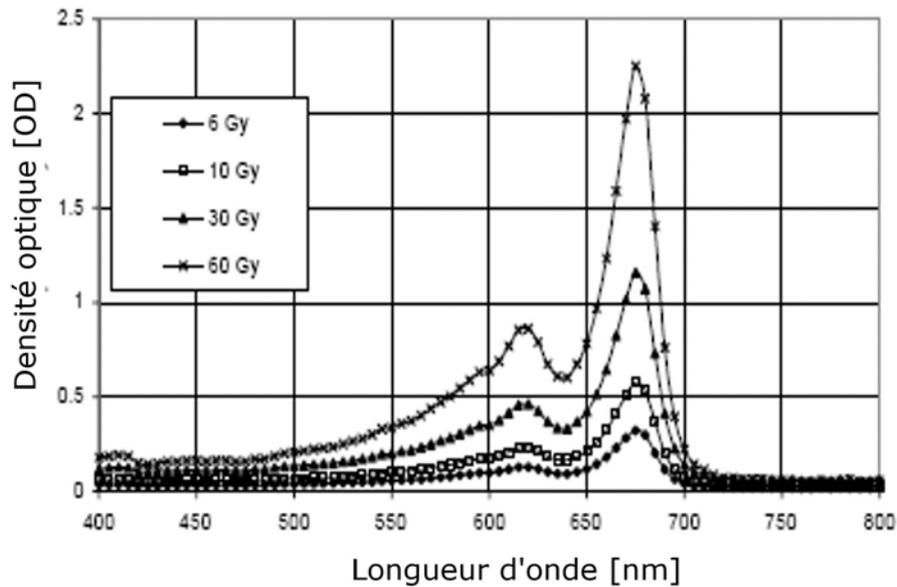


FIG. 4.3 – Evolution de la densité optique mesurée sur un RCF en fonction de la longueur d'onde utilisée pour l'analyse du film. Cette étude a été réalisée pour différentes doses déposées dans le film par M.J. Buston *et al.* [124].

un film vierge. Dans la pratique, elle est définie comme l'intensité transmise par une zone protégée de l'irradiation directe des faisceaux de protons. Ceci permet de s'affranchir d'une certaine quantité de bruit de fond provenant des électrons et des photons. Pour s'affranchir d'un bruit fond lié à l'exposition directe à la lumière du laser, nous avons placé les RCF dans une enveloppe d'aluminium de 26 μm d'épaisseur. Ce filtre permet également de protéger les films des débris de cible et du plasma produits lors de l'interaction du laser avec la cible.

Un autre effet important qu'il faut prendre en compte dans l'interprétation des images numérisées est l'effet de saturation. En effet, la réponse optique des films RCF est quasi linéaire avec la dose déposée jusqu'à une limite de dose comme le montre la figure 4.2. Au delà, la variation de la densité optique du film ne suit plus une relation linéaire avec la dose déposée et sature. Si la dose déposée par les particules devient vraiment trop importante, le film est altéré et produit un abaissement artificiel de la densité optique. Sur le premier film RCF de la figure 4.4, nous constatons au centre une zone plus claire qui illustre cet effet.

La figure 4.4 montre un ensemble de films RCF irradié par un faisceau de protons générés sur l'installation laser LULI 100TW. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, les faisceaux de protons produits via l'interaction laser-plasma ont des distributions en énergie continues. Des diagnostics ont été mis en place dans différents travaux comme par exemple par R.A Snively *et al.* [133] qui propose d'utiliser l'activation induite par les protons dans des matériaux. Afin de pouvoir caractériser complètement la distribution

en un tir, nous avons développé un diagnostic composé d'un empilement de films RCF. La configuration de l'empilement de RCF est conditionnée par l'énergie maximale des protons qu'il faut détecter. Des simulations numériques ont été faites pour estimer le nombre de films RCF à utiliser pour arrêter des protons d'énergie fixée. Dans tous les empilements utilisés, nous plaçons préférentiellement les films HD810 devant car ils sont moins sensibles. Dans le cas où le flux de protons est très important, ils permettent de filtrer la partie basse énergie de la distribution.

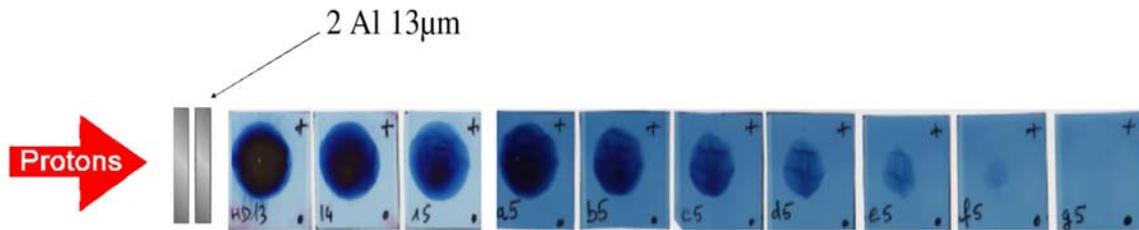


FIG. 4.4 – Exemple d'un empilement de RCF irradié par un faisceau de protons produit sur l'installation 100 TW du LULI. Le faisceau de protons traverse l'empilement de la gauche vers la droite. Ici le faisceau de protons a un diamètre de 2 cm à une distance de 3,5 cm de sa source de production quasi ponctuelle. L'énergie laser lors du tir est de 23 J, la durée de l'impulsion est de 300 fs ce qui correspond à un éclairement de $2.10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$.

L'empilement est constitué de 2 types de films RCF. Les trois premiers sont des films HD810 et les sept autres sont des films MD-55-V2. Leur différence de sensibilité explique la différence d'opacification des films. Des protons dont l'énergie incidente sur l'empilement de RCF est égale à 5 MeV sont stoppés dans le film HD15. A titre d'exemple, des protons dont l'énergie incidente est de 15 MeV sur l'empilement vont être stoppés dans le film e5. L'image montre que l'angle d'ouverture du faisceau de protons varie avec l'énergie des protons considérés [133]. Nous mesurons une ouverture angulaire du faisceau de protons de 31 degrés sur le film HD14 alors que sur le film e5 l'ouverture angulaire n'est plus que de 19 degrés. Les protons de haute énergie sont plus collimatés que les protons de basse énergie. Les RCF nous fournissent également, directement après le tir laser, une estimation des dimensions spatiales du faisceau de protons produit. Typiquement à 3 cm de la cible nous obtenons un faisceau dont le diamètre varie entre 2 cm à 0,5 cm en fonction de l'énergie des protons.

La résolution spatiale avec laquelle les films sont scannés est de l'ordre $90 \mu\text{m}$ (taille d'un pixel de l'image). Il faut déterminer si cette résolution n'est pas sur-dimensionnée pour l'analyse optique d'un empilement de RCF. Pour cela, nous avons effectué des simulations numériques avec le code GEANT4 pour déterminer la surface sur laquelle un faisceau de protons filiforme d'une énergie donnée, dépose son énergie dans un RCF. Cette surface nous donne une taille minimale pour le pixel d'analyse. Les résultats obtenus pour la distribution spatiale du dépôt d'énergie d'un proton de 15 MeV, qui traverse

un empilement de 10 films RCF (3 HD810 + 7 MD-55-V2), sont résumés sur la figure 4.5.

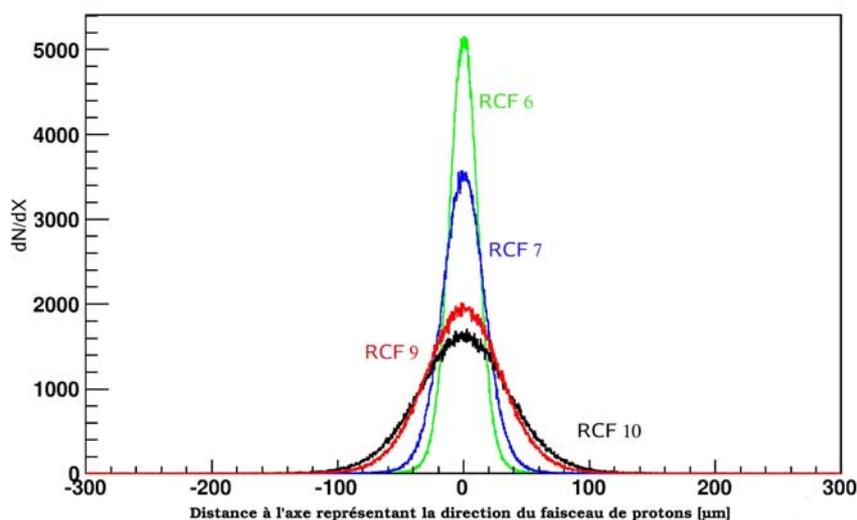


FIG. 4.5 – Profil spatial de l'énergie déposée par un faisceau mono-énergétique et filiforme de protons de 15 MeV, incident sur un empilement de RCF. L'empilement est composé de 3 films HD810 et 7 films MD-55-V2. La ligne verte correspond à la distribution spatiale de l'énergie déposée dans le film 6, la bleue correspond au film 7, la rouge correspond au film 9 et la ligne noire correspond au dépôt d'énergie dans le film 10. Plus le film est éloigné dans l'empilement, plus le dépôt d'énergie se fait sur une zone étendue.

Le dépôt d'énergie au début et au milieu de l'empilement est fait sur une surface relativement petite. La "tache" simulée est circulaire. Dans le cas des RCF 6 et 7 de l'empilement nous avons un profil d'énergie déposée dont la largeur à mi-hauteur est d'environ $30 \mu\text{m}$. Dans les derniers films de l'empilement, là où les protons sont arrêtés, la largeur à mi-hauteur du profil de l'énergie déposée est beaucoup plus importante. Pour le RCF 10, nous obtenons une largeur à mi-hauteur de presque $120 \mu\text{m}$. Par conséquent, lors de l'analyse de la répartition spatiale des protons en fonction de leur énergie, il ne faut pas conserver la résolution spatiale de l'image d'origine. On doit comprimer l'image avec une résolution plus faible. Typiquement, nous avons fixé la surface du pixel d'analyse à 1 mm^2 pour être certains que des pixels positionnés aux mêmes endroits des images de chaque RCF ont été soumis à l'irradiation du même proton.

A partir de la mesure de la carte des densités optiques et de la relation liant la densité optique à l'énergie déposée, nous pouvons déterminer la carte de l'énergie déposée dans le film, comme le montre la figure 4.6.

La taille de l'image est de 25×25 pixels. Sur cette représentation, nous remarquons un déficit d'énergie déposée dans le film HD810 (image de gauche). Le premier film de l'empilement est inutilisable pour l'analyse optique car il est saturé. Sur le film de droite, on observe un fort dépôt d'énergie vers le centre de la tâche lié au passage des protons les plus énergétiques. L'énergie déposée n'est pas uniforme et la tâche obtenue n'est pas symétrique, on observe des zones non continues. Cet effet peut être relié à l'état de surface

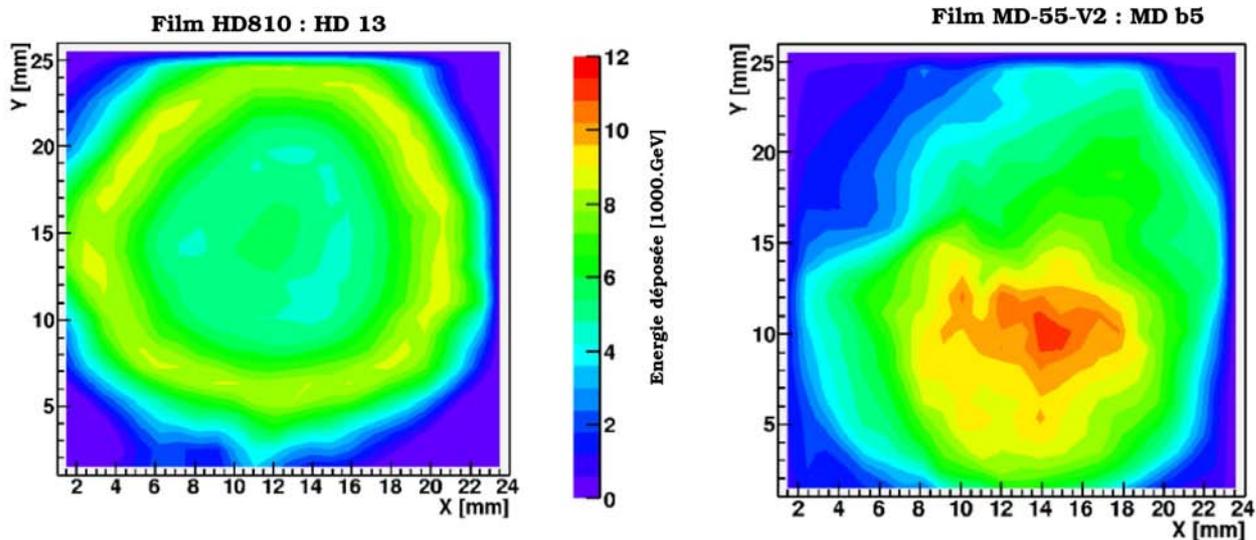


FIG. 4.6 – Carte de l'énergie déposée mesurée en utilisant la relation donnée par A.E. Buenfil *et al.* [131] sur deux films RCF d'un empilement dont les images numérisées ont été présentées sur la figure 4.4. Le film de gauche correspond au premier film de l'empilement, il s'agit d'un film HD810. Le film de droite correspond au cinquième film de l'empilement, il s'agit un film MD-55-V2.

de la face arrière de la cible de production. En effet, le champ accélérateur étant normal à la surface de la cible, en présence de déformations de celle-ci, différentes directions d'émission sont possibles pour les protons [38, 53].

4.2.2 Utilisation d'un empilement de RCF : Simulation de la fonction de réponse

Différentes configurations pour les empilements de films RCF ont été utilisées, la figure 4.7 illustre 2 configurations d'empilements utilisées lors de 2 expériences différentes réalisées sur le laser 100 TW du LULI.

Les deux empilements présentés sur la figure 4.7 permettent de caractériser des distributions en énergie de protons n'excédant pas 15 MeV pour la configuration (A) ou n'excédant pas 18 MeV dans la configuration (B). Il est donc utile d'estimer correctement l'énergie maximale des protons produits sur une installation afin de prévoir le nombre de films à inclure dans l'empilement. L'analyse de chaque film de l'empilement permet d'obtenir une carte d'énergie déposée dans chaque film. L'énergie déposée dans le i ème film de l'empilement ($E_{dep}[i]$) peut s'écrire de la façon suivante :

$$E_{dep}[i] = \int_0^{E_{max}} \frac{dN(E)}{dE} f(E, i) dE \quad (4.2)$$

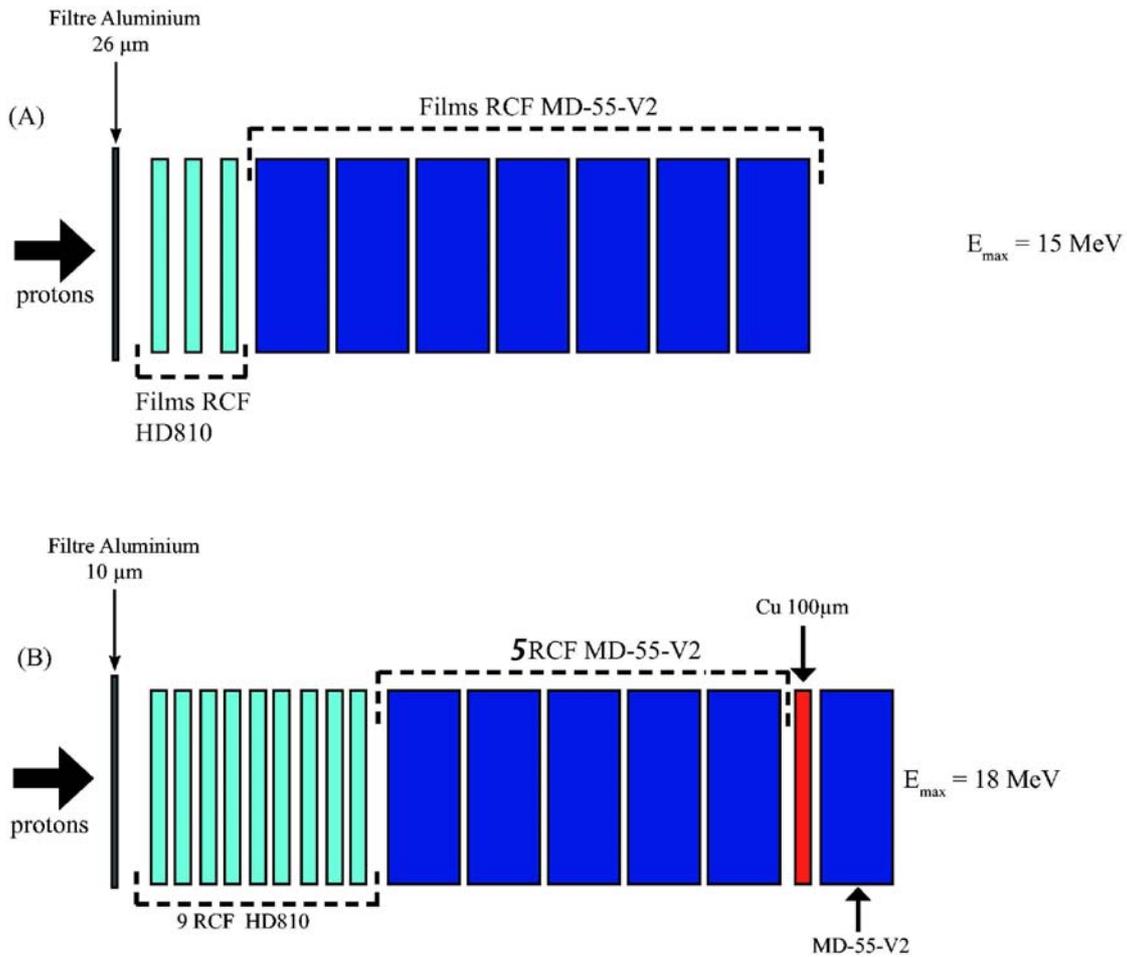


FIG. 4.7 – Exemple de 2 configurations d’empilement de films RCF utilisées pour caractériser un faisceau de protons produit avec un laser de puissance. La configuration (A) peut être utilisée pour caractériser des protons dont l’énergie n’est pas supérieure à 15 MeV, alors que la configuration (B) est utilisée pour caractériser des protons dont l’énergie maximale est de 18 MeV.

Où $\frac{dN(E)}{dE}$ est la distribution en énergie des protons arrivant sur l’empilement de RCF et $f(E,i)$ est appelée fonction de réponse de l’empilement de RCF. Cette fonction représente l’énergie déposée dans le RCF numéro i de l’empilement par un proton dont l’énergie incidente sur l’empilement est égale à E . A partir de cette relation, il existe différentes procédures permettant de retrouver la distribution en énergie des particules. Pour toutes ces méthodes, on mesure l’énergie déposée dans le RCF, comme par exemple dans celles décrites dans la référence [134] par E. Breschi *et al.* ou dans la référence [135] par M. Galimberti. Dans ces papiers, les distributions en énergie sont obtenues en ajustant une forme connue de distribution en énergie des protons pour retrouver les mesures d’énergie déposées dans les RCF.

Fonction de réponse d'un empilement de RCF

La fonction de réponse $f(E,i)$ est déterminée via des simulations numériques avec le code GEANT4. Pour cela, la géométrie des films ainsi que les différents empilements utilisés ont été modélisés dans le code. La composition des différentes structures utilisées pour la modélisation est récapitulée dans le tableau 4.1.

Element	H	C	N	O
Polyester [%]	4,1	61,4		34,5
Sensible [%]	9,0	59,4	11,2	20,4

TAB. 4.1 – Composition des différentes couches composant les films radiochromiques (RCF) utilisés pour la caractérisation des faisceaux d'électrons et de protons générés avec les lasers ultra-intenses. Les données correspondent à la fraction massique de chaque élément présente dans les différentes structures des RCF. La composition des zones adhésives peut être assimilée à celle du polyester [136].

Un faisceau de protons mono-énergétique filiforme, est envoyé en incidence normale sur l'empilement de RCF. L'énergie des protons est balayée jusqu'à leur énergie maximale par pas de 100 keV. Les courbes présentées sur la figure 4.8 représentent les énergies moyennes déposées dans la zone active de chaque RCF, pour différentes énergies de protons incidents sur l'empilement en fonction de la position du film dans l'empilement.

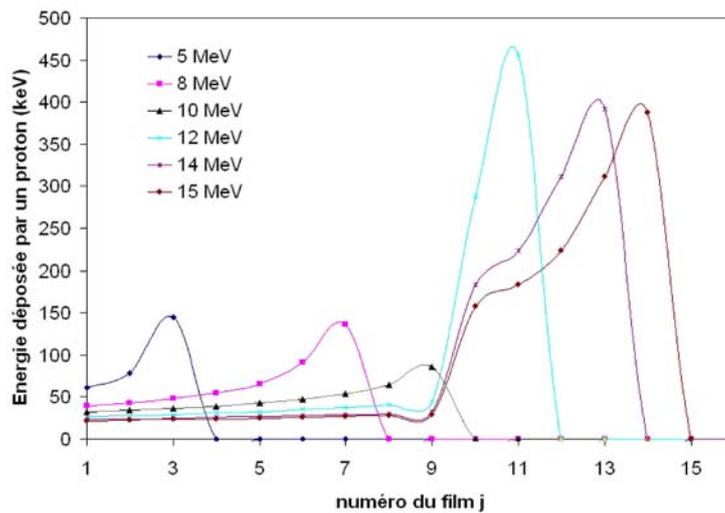


FIG. 4.8 – Courbe de l'énergie déposée en fonction du numéro du film RCF pour des faisceaux mono-énergétiques de protons incidents sur l'empilement de RCF. On remarque une transition importante lors du passage du film 9 au film 10 liée au changement de type de film dans l'empilement. Les 9 premiers films sont des HD810, et les 6 derniers films sont des MD-55-V2.

Ces courbes illustrent l'effet bien connu pour les dépôts d'énergie par des particules chargées qui présentent un pic de Bragg. Par exemple, un proton incident de 15 MeV

dépose peu d'énergie à l'entrée de l'empilement (RCF n°1 à 8) car son pouvoir d'arrêt dans le plastique à 15 MeV est faible. En ralentissant dans l'empilement, le proton voit son pouvoir d'arrêt augmenter progressivement. Quand il atteint une énergie de quelques centaines de keV, le pouvoir d'arrêt du proton augmente brutalement, ce dernier dépose alors toute son énergie restante dans une zone localisée (RCF n°10 à 14).

Lors de la simulation de la fonction de réponse, nous stockons les énergies déposées dans les films par chaque proton envoyé. Un nombre de 10^8 protons par énergie incidente est généralement utilisé pour s'assurer de la convergence de la valeur moyenne de l'énergie déposée par un proton dans un film. On obtient en fin de simulation la distribution d'énergie déposée dans chaque film. Cette distribution permet d'estimer l'erreur sur la valeur moyenne de l'énergie déposée dans le RCF par le proton. La figure 4.9 montre les distributions d'énergies déposées par des protons incidents de 15 MeV dans les zones sensibles de deux films MD-55-V2 d'un empilement de RCF de type (B), placé respectivement en positions n°10 et 15.

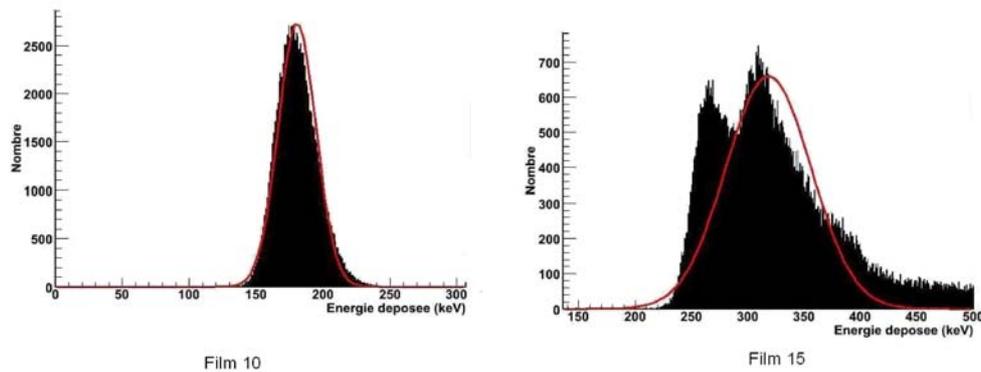


FIG. 4.9 – Exemple de distribution des énergies déposées dans 2 films RCF d'un empilement par un proton ayant une énergie de 15 MeV à l'entrée. La figure de gauche correspond à la distribution d'énergie déposée dans un film au milieu de l'empilement (film 10). La figure de droite correspond à la distribution de l'énergie déposée en fin de l'empilement (film 15). Les protons ayant 15 MeV en entrée de l'empilement sont stoppés dans les derniers films.

Sur la figure 4.9 nous observons que les distributions obtenues sur les films 10 et 15 de l'empilement ne sont pas similaires malgré le fait que les films soient dans les 2 cas des MD-55-V2. Le film 10 se trouve au milieu de l'empilement. Il "reçoit" des protons dont l'énergie moyenne est de quelques 10 MeV et qui perdent en moyenne $E_{dep}^{RCF10} = 170$ keV dans la zone sensible du RCF. Les fluctuations sur l'énergie perdue sont faibles, de 20 à 30 keV autour de la valeur moyenne E_{dep}^{RCF10} . En revanche le film 15, situé à la fin de l'empilement, "reçoit" des protons qui n'ont que quelques centaines de keV qu'il perdent dans la ou les zones sensibles de ce film. Les fluctuations sur l'énergie déposée sont plus importantes dans ce cas. Nous observons en particulier 2 pics qui résultent de l'existence de 2 zones sensibles dans le film 15. On observe ces deux pics, car une partie des protons

qui entrent dans la première zone sensible du film, sont stoppés à l'intérieur de celle-ci ou n'ont pas assez d'énergie pour aller dans la deuxième.

4.2.3 Mesure à l'aide d'un empilement de RCF des distributions spatiale et énergétique d'un faisceau de protons

Connaissant la fonction de réponse de l'empilement et l'énergie déposée dans chaque film, nous pouvons remonter à la distribution angulaire et énergétique du faisceau de proton produit. En utilisant la relation (4.2) nous déterminons la fonction $\frac{dN(E)}{dE}$ qui représente la distribution en énergie du faisceau de protons.

L'équation (4.2) ne peut pas être traitée de façon continue. Nous disposons d'un nombre fini de films dans l'empilement et donc d'un nombre fini de mesures d'énergies déposées. Il faut par conséquent discrétiser la relation (4.2) qui peut alors s'écrire de la façon suivante :

$$E_{dep}[i] = \sum_{j=0}^{j=N} \frac{dN(E_j)}{dE_j} f(E_j, i) \Delta E_j \quad (4.3)$$

Où i représente le numéro du film et j la gamme en énergie de la distribution discrétisée. A partir des mesures, deux types d'analyses sont possibles :

1. La forme de la distribution en énergie est inconnue et on procède à une déconvolution des données pour l'obtenir.
2. La forme de la distribution en énergie est connue et on procède à un ajustement des données pour extraire les paramètres de la distribution.

A) Méthode de déconvolution de la distribution en énergie des protons

La mesure expérimentale fournit les énergies déposées $E_{dep}(i)$ dans chaque film de l'empilement de RCF. On obtient un système d'équations dont le nombre N correspond au nombre de films dans l'empilement.

Les gammes en énergie sont définies à l'aide de la fonction de réponse. Nous avons fixé les gammes d'énergie de façon à ce que la matrice T qui représente la fonction de réponse soit une matrice carrée et triangulaire. Nous appellerons $T_{ij} = f(E_j, i)$ les éléments de cette matrice. Soit D la matrice ligne d'éléments $\frac{dN(E_j)}{dE}$ représentant la distribution en énergie des protons incident sur l'empilement et E_{dep} la matrice colonne constituée des énergies déposées dans les films $E_{dep}(i)$, nous pouvons écrire :

$$E_{dep} = D.T \quad (4.4)$$

$$D = E_{dep}.T^{-1} \quad (4.5)$$

En pratique, un programme de déconvolution a été écrit. Si on prend par exemple un empilement de 10 films RCF le programme procède de la façon suivante pour déterminer

la distribution en énergie des protons. Pour le dernier film du détecteur, les protons d'une seule gamme en énergie (E_{10}) contribuent à l'énergie déposée. Puis dans le film 9, les protons de 2 gammes en énergies (E_9 et E_{10}) participent à ce dépôt et ainsi de suite jusqu'au premier film de l'empilement pour lequel toutes les gammes en énergie contribuent à l'énergie déposée. On considère l'énergie totale déposée par les protons dans le dernier film, la fonction de réponse donne l'énergie moyenne déposée par un proton de la gamme E_{10} dans ce film. En divisant l'énergie totale par l'énergie moyenne déposée on obtient le nombre de protons dans la gamme E_{10} . Dans la feuille 9, l'énergie déposée est la somme de l'énergie déposée par les protons de la gamme E_{10} et E_9 . On calcule la contribution au dépôt d'énergie des protons de la gamme E_{10} dans la feuille 9 que l'on retranche à l'énergie totale déposée dans la feuille 9. Il ne reste alors plus que la contribution du dépôt d'énergie des protons de la gamme E_9 dans la feuille 9. En divisant cette contribution par l'énergie moyenne déposée par un proton de la gamme E_9 dans la feuille 9, nous pouvons obtenir le nombre de protons dans la gamme E_9 . On réitère cette opération jusqu'au premier film de l'empilement. Nous obtenons ainsi le nombre de protons dans toutes les gammes d'énergie. Ceci constitue la distribution en énergie du faisceau de protons.

En appliquant cette méthode à l'empilement de RCF présenté sur la figure 4.4 au début de ce chapitre nous obtenons la distribution représentée sur la figure 4.10.

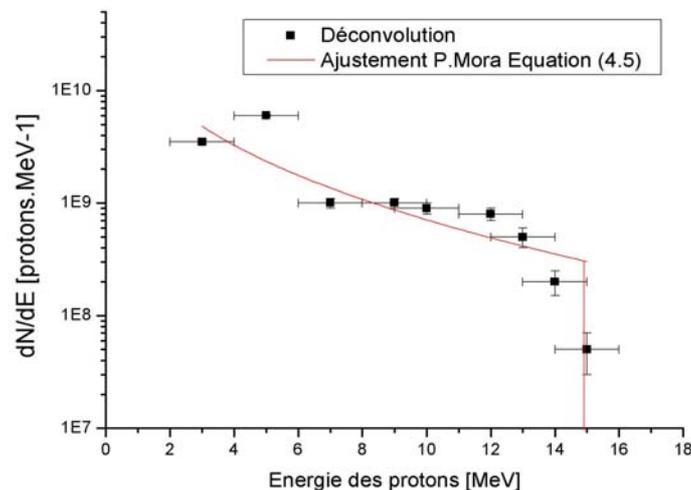


FIG. 4.10 – Distribution en énergie obtenue à partir de la mesure de l'énergie déposée dans les films RCF. La méthode de déconvolution utilisée pour obtenir cette distribution ne fait aucune hypothèse sur sa forme. Un ajustement est réalisé pour estimer la température et le nombre de protons produit. La forme de distribution proposée par P. Mora [35] est utilisée. La relation (4.6) explicite cette forme de distribution en énergie.

La distribution obtenue a été ajustée à l'aide de la fonction de distribution proposée par P. Mora [35] pour extraire la température (équivalent à l'énergie moyenne des protons) ainsi que le nombre de protons produit. Nous obtenons un nombre de protons de $(8,9 \pm$

$4,3 \cdot 10^{10}$ protons et une température de $(2,4 \pm 1,0)$ MeV. L'énergie de coupure de la distribution est de $E_c = (15,0 \pm 1,0)$ MeV. L'incertitude sur l'énergie de coupure de la distribution est relativement grande, elle est principalement dominée par l'incertitude liée à la gamme en énergie définie pour la déconvolution. Le meilleur ajustement ne peut pas tenir compte de l'effet d'une coupure qui dans notre cas n'est pas franche pour les protons dont l'énergie est autour de 14 MeV.

Le nombre de protons à 3 MeV est plus bas que celui à 5 MeV, ceci est principalement lié à un effet de saturation. Lors de la déconvolution, on retranche la contribution des protons de plus haute énergie à l'énergie déposée dans le premier film. Comme la réponse du film ne dépend plus de la dose déposée dans le film saturé on obtient un nombre de protons dans la gamme d'énergie la plus basse qui est plus petit que celui qu'on aurait eu avec un film non saturé. C'est une limitation importante à l'utilisation des RCF.

Obtention de la distribution spatiale des énergies des protons

En plus de l'analyse globale de l'énergie déposée dans les RCF il est possible de faire une analyse locale. Les images des films de l'empilement sont calées deux à deux avec une précision de l'ordre de $300 \mu\text{m}$ en s'appuyant sur les nombreuses structures présentes sur chaque film. Le contenu de chaque pixel, de 1 mm^2 de surface est analysé de la même façon que le contenu du film entier. La figure 4.11 montre les distributions spatiales obtenues, avec cette analyse, pour différentes gammes en énergies de protons incidents sur l'empilement.

Ces distributions montrent la dépendance en énergie de l'ouverture angulaire du faisceau de protons. Celle-ci résulte d'une inhomogénéité de l'intensité laser sur la tache focale qui se traduit par une amplitude du champ électrique \vec{E} qui accélère les protons, variable avec la distance à l'axe du faisceau. A basse énergie, le faisceau a une ouverture angulaire maximale de quelques 31° . L'ouverture angulaire du faisceau diminue lorsque l'énergie des protons augmente. Ainsi dans la gamme d'énergie $[11;12,5]$ MeV, l'ouverture angulaire n'est plus que d'environ 16° . On constate également un trou dans la distribution spatiale des protons de basse énergie ($[0;3,5]$ MeV). Ceci est dû à la saturation du premier film de l'empilement lors de l'irradiation.

B) Méthode d'ajustement de la distribution en énergie

Nous avons utilisé la forme de distribution en énergie proposée par P. Mora [35]. Cette forme est déterminée en étudiant la séparation de charge dans un plasma sans collision se détendant dans le vide. La détermination du champ de séparation de charge permet d'obtenir une distribution en énergie pour les ions ou les protons produits. La forme décrite par P. Mora est donnée par la relation (4.6) :

$$\frac{dN}{dE} = \frac{n_0}{\sqrt{2EE_0}} e^{-\sqrt{\frac{2E}{E_0}}} \text{ pour } E \leq E_c \quad (4.6)$$

Où n_0 est l'intégrale de la distribution, E_0 est l'énergie moyenne de la distribution

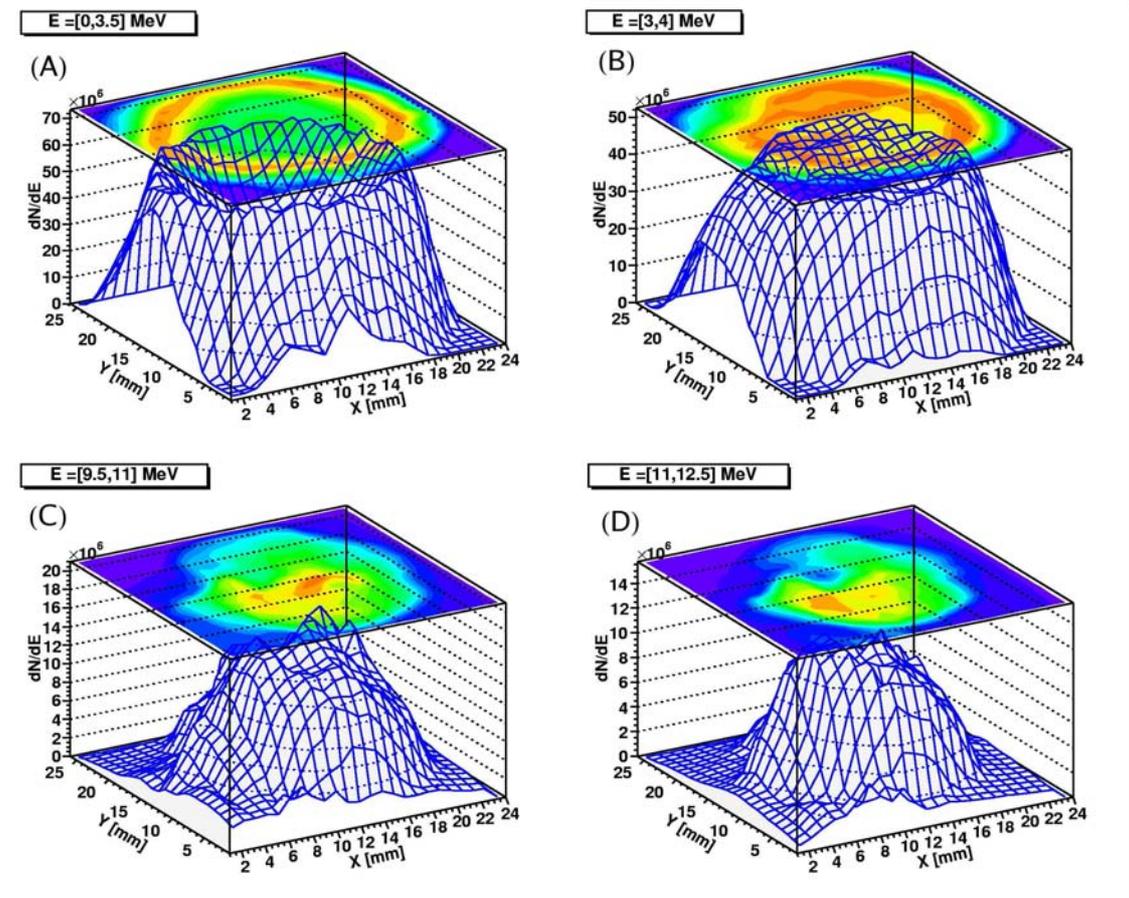


FIG. 4.11 – Distribution spatiale des protons pour différentes gammes en énergie. L’empilement est positionné à 3,5 cm de la cible d’interaction avec le laser. Le graphe (A) correspond à des protons de la gamme en énergie [0 ;3,5] MeV, le (B) correspond à des protons de la gamme en énergie [3 ;4] MeV. Le graphe (C) correspond à des protons de la gamme en énergie [9,5 ;11] MeV. Enfin, le graphe (D) correspond à des protons de la gamme en énergie [11 ;12,5] MeV. Les 4 graphes ont des échelles différentes sur l’axe vertical, le nombre de protons diminue quand l’énergie augmente.

assimilée à la température du point de vue de Boltzmann. Il faut également prendre en compte l’énergie de coupure de la distribution notée E_c .

L’ajustement des paramètres de la distribution se déroule en plusieurs étapes, les deux premières sont communes à la méthode utilisée pour déconvoluer la distribution en énergie sans supposer une forme : simulation de la fonction de réponse via des simulations numériques et calcul des énergies déposées dans les films via l’analyse de la densité optique.

Pour déterminer la distribution en énergie des protons il faut faire varier les paramètres libres de la relation (4.6) à savoir n_0 , E_0 et E_c . Un algorithme a été écrit pour calculer les énergies déposées dans tous les films en fonction de ces paramètres libres. Afin de tester quel jeu de paramètres reproduit au mieux les dépôts d’énergie mesurés, une procédure de

minimisation de χ^2 est intégrée dans l'algorithme. Le χ^2 calcule la somme des écarts entre l'énergie déposée mesurée et calculée. En fin de procédure il ne reste que le χ^2 minimal et on obtient ainsi les paramètres de la distribution en énergie des protons qui permet de reproduire au mieux les énergies déposées mesurées.

A titre d'exemple, nous avons déterminé la distribution en énergie de protons lors d'un tir laser effectué avec le laser 100 TW du LULI sur une cible d'or de $2 \mu\text{m}$. Les paramètres lasers étaient les suivants : une énergie laser $E_{\text{Laser}} = 23 \text{ J}$, une durée d'impulsion de 300 fs soit une intensité sur cible de quelques $2.10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$. L'empilement est composé de 16 films RCF (9 HD180 et 7 MD-55-V2) et est placé à 3 cm de la cible d'or. Les paramètres libres sont échantillonnés dans les gammes suivantes pour minimiser le temps de calcul :

- $500 \text{ keV} \leq E_0 \leq 1 \text{ MeV}$ par pas de 2 keV
- $10 \text{ MeV} \leq E_c \leq 21,9 \text{ MeV}$ par pas de 100 keV
- $10^{12} \leq n_0 \leq 10^{13}$ protons en utilisant 320 pas dans l'intervalle

La valeur minimale du χ^2 est obtenue pour les valeurs suivantes :

- $E_0 = 0,86 \text{ MeV}$
- $E_c = 17,1 \text{ MeV}$
- $n_0 = 1,65.10^{12}$ protons

Afin d'estimer le degré de confiance que nous pouvons avoir dans les paramètres de la distribution obtenue, nous avons estimé les incertitudes sur les paramètres de la distribution, liées à la propagation des erreurs sur la fonction de réponse $f(E_i)$ décrite dans la section 4.2.2. Pour cela, un algorithme a été écrit dans lequel au lieu d'utiliser les valeurs moyennes des dépôts d'énergies dans chaque film de l'empilement, un tirage aléatoire est réalisé sur des distributions gaussiennes comme celles montrées sur la figure 4.9.

Après 20 000 itérations, nous obtenons un ensemble de distributions avec lesquelles on calcule la distribution moyenne ainsi que les écarts types associés aux différents paramètres de cette distribution, caractérisée par les valeurs E_0 , N_0 et E_c . La figure 4.12 présente la distribution obtenue avec son incertitude.

En dessous de 16 MeV, la distribution en énergie possède un écart type relativement faible. Ceci traduit une faible dépendance de l'énergie moyenne E_0 et du nombre de protons incidents N_0 des éléments de la fonction de réponse. En revanche, on constate que l'écart type au dessus de 16 MeV croît de façon importante. Ceci traduit la forte dépendance de l'énergie de coupure E_c vis-à-vis des éléments de la matrice de la fonction de réponse. La validité de notre procédure peut être testée en comparant les énergies déposées mesurées et calculées. Comme le montre la figure 4.13 nous obtenons un très bon accord pour tous les RCF de l'empilement sauf pour le dernier film de l'empilement, ceci est lié à l'incertitude importante sur l'énergie de coupure de la distribution en énergie¹.

La majorité des énergies déposées mesurées est bien reproduite avec la distribution issue du programme de minimisation. Cependant, il reste une grande incertitude sur l'énergie de coupure de la distribution. On constate que dans le dernier film, l'énergie déposée n'est pas correctement reproduite. Ceci est lié au fait qu'une partie des protons ne

¹L'absence de point pour le film 15 vient du fait qu'il s'agit d'une feuille de cuivre dans laquelle il n'est pas possible de mesurer une énergie déposée.

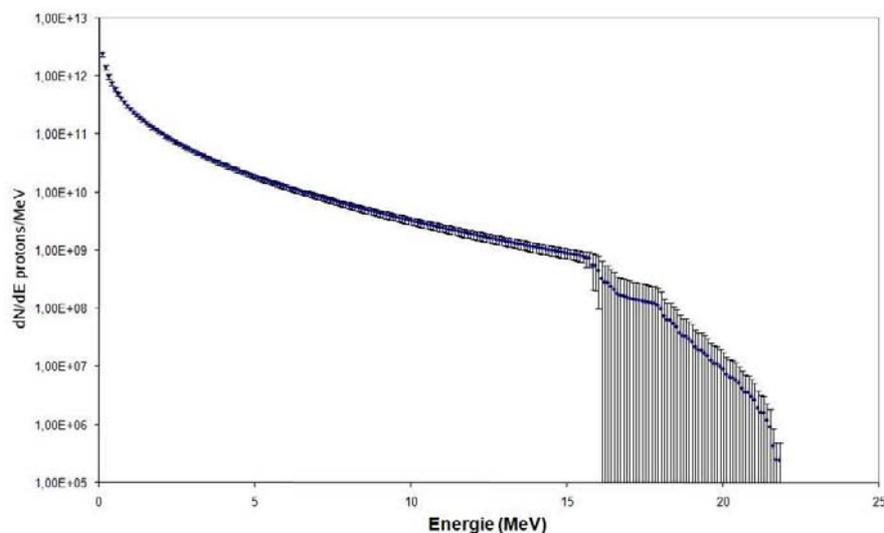


FIG. 4.12 – Distribution en énergie obtenue dans l'analyse d'un empilement de films RCF. La distribution est obtenue en fixant une forme. Les barres d'erreurs prennent en compte l'incertitude sur la fonction de réponse de l'empilement qui a été simulée avec le code GEANT4.

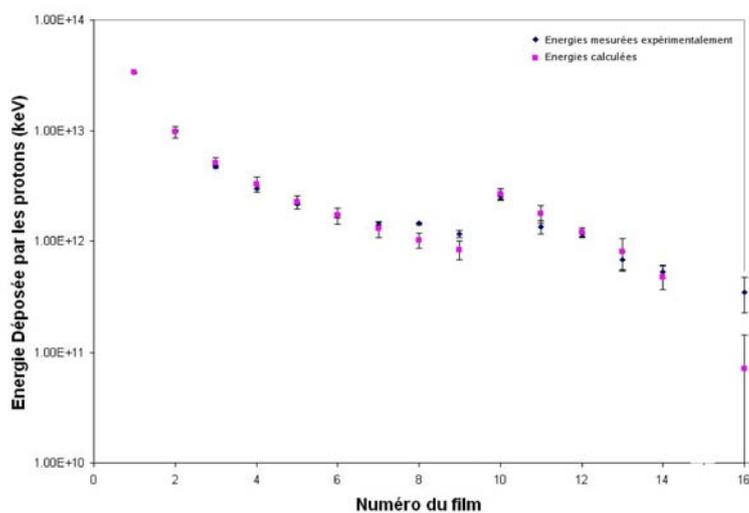


FIG. 4.13 – Comparaison entre les énergies déposées mesurées dans chaque RCF de l'empilement et les énergies déposées calculées connaissant la distribution en énergie des protons et la fonction de réponse de l'empilement. La transition entre le film 9 et 10 correspond à un changement de type de film RCF. Le film 9 est un HD810 et le film 10 est un MD-55-V2.

sont pas stoppés dans l'empilement, nous ne pouvons donc pas fixer une énergie maximale de protons. La transition dans les énergies déposées que l'on observe entre le film 9 et 10 correspond au changement de type de film. Les films numéros 1 à 9 sont des HD810 et les

films numéro 10 à 15 sont des MD-55-V2.

4.2.4 Conclusion

L'analyse optique des films RCF montre que ceux-ci sont des outils très performants pour caractériser les faisceaux de particules produits avec les lasers de puissance. Ils permettent de faire une première analyse qualitative des faisceaux produits immédiatement après le tir laser. Leur sensibilité permet de les utiliser dans une ambiance laser car ils sont peu sensibles aux ondes électromagnétiques. D'autre part, le faible coût de ces films en fait un outil très accessible.

Cependant, l'analyse optique des RCF présente quelques faiblesses qu'il faut résoudre pour pouvoir faire une analyse quantitative des faisceaux produits. La saturation des films est une limite importante. Cette limite est de plus à mettre en perspective avec le fait que les futurs lasers, plus puissants, produiront des faisceaux de particules contenant plus de particules et de plus haute énergie. Comme nous l'avons vu dans la section précédente, l'analyse d'un empilement de RCF fournit une faible précision sur l'énergie de coupure de la distribution en énergie. Les résultats quantitatifs obtenus peuvent dépendre de la procédure utilisée pour l'analyse des films. Enfin, nous ne pouvons pas isoler de façon certaine la contribution des protons au signal formé sur les films. Ceci pose un problème pour la soustraction du bruit de fond, induit par les électrons et les photons produits lors de l'interaction laser-plasma, sur les images obtenues.

Pour lever certaines des limitations inhérentes à l'analyse optique des RCF nous avons analysé l'activation nucléaire induite par les protons dans l'empilement de films RCF. Dans la suite de ce chapitre nous exposerons les méthodes développées pour caractériser les faisceaux de protons produits par interaction laser-plasma en utilisant l'activation nucléaire.

4.3 Analyse de l'activation nucléaire dans les films RCF

Les protons produits lors de l'interaction laser-plasma ont des énergies de quelques MeV et peuvent par conséquent induire des réactions nucléaires dans de très nombreux matériaux. Les réactions nucléaires pouvant intervenir sont du type (p,n) , (p,γ) ou encore (p,α) . Toutes ces réactions présentent un seuil en énergie, il faut que les protons aient une énergie plus élevée que ce seuil pour que la réaction puisse se produire. La figure 4.14 montre les sections efficaces de différentes réactions (p,n) sur lesquelles les seuils en énergie des réactions apparaissent clairement.

La figure 4.14 permet d'illustrer l'existence des seuils en énergie des réactions nucléaires. Les réactions nucléaires de type (p,γ) sont très favorables car le seuil de ces réactions est généralement bas, de quelques keV à quelques MeV. Différents types de détecteurs ont été utilisés pour caractériser les faisceaux de protons produits : empilement de RCF, empilement de feuilles de cuivre ou des empilements mixtes.

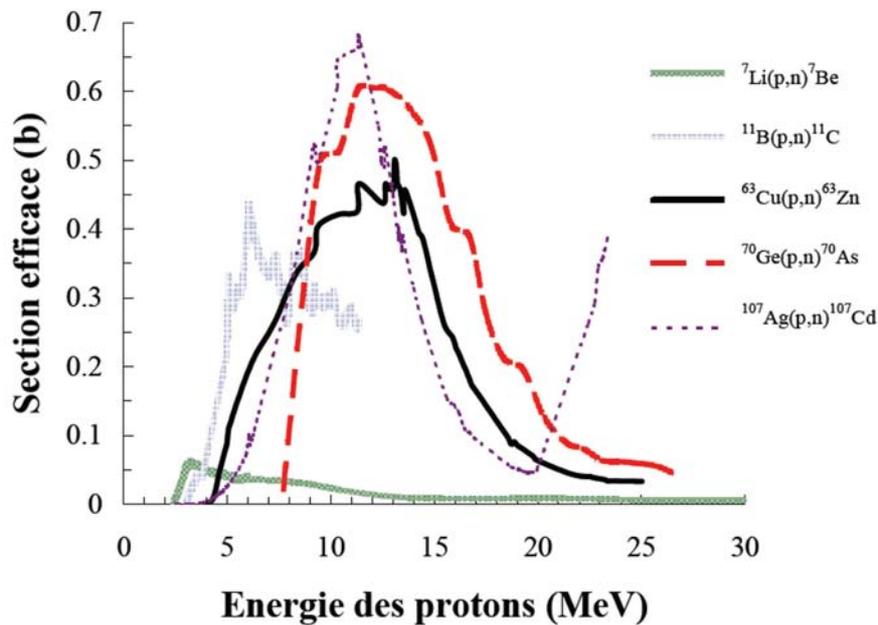


FIG. 4.14 – Exemples de sections efficaces de réactions (p,n) dans les gammes d'énergies qui sont accessibles avec les protons accélérés par interaction laser-plasma. Ces sections efficaces proviennent de la base de données en ligne EXFOR [137].

4.3.1 Activation nucléaire dans un empilement de films RCF

Les faisceaux de protons induisent, dans les films RCF, des réactions nucléaires. Les sections efficaces de ces réactions sont dépendantes de l'énergie du proton incident. Nous pouvons déterminer la distribution en énergie d'un faisceau incident sur un empilement de films. A partir de l'activité induite par le faisceau de protons dans chaque film de l'empilement.

Compte-tenu de la composition des RCF, toutes les réactions ont été considérées afin de déterminer les radioéléments produits. Les mesures de la décroissance radioactive des RCF par émission β^+ réalisées à l'aide du système de détection NATALIE décrit dans le Chapitre 2 confirment de façon nette que le principal radioélément produit est le ${}^{13}\text{N}$ de demie-vie 9,96 minutes [138]. La figure 4.15 montre la courbe de décroissance radioactive obtenue lors de la mesure de l'activité d'un RCF sur une paire de scintillateurs NaI(Tl) du système NATALIE.

Comme nous pouvons le constater sur la figure 4.15, il n'est pas possible de reproduire la mesure en ajustant la courbe de décroissance avec la prise en compte que d'un radioélément (${}^{13}\text{N}$). Pour pouvoir reproduire au mieux la mesure il faut utiliser un ajustement avec 2 radioéléments, l'ajustement nous donne une période de 9,9 minutes correspondant à celle du ${}^{13}\text{N}$ et une deuxième période de 110 minutes qui se rapproche de la période du ${}^{18}\text{F}$. Ce radioélément est produit via la réaction ${}^{18}\text{O}(p,n){}^{18}\text{F}$. Une mesure de la section efficace de cette réaction a été publiée par S. Takacs *et al.* [139]. Dans les deux cas, la

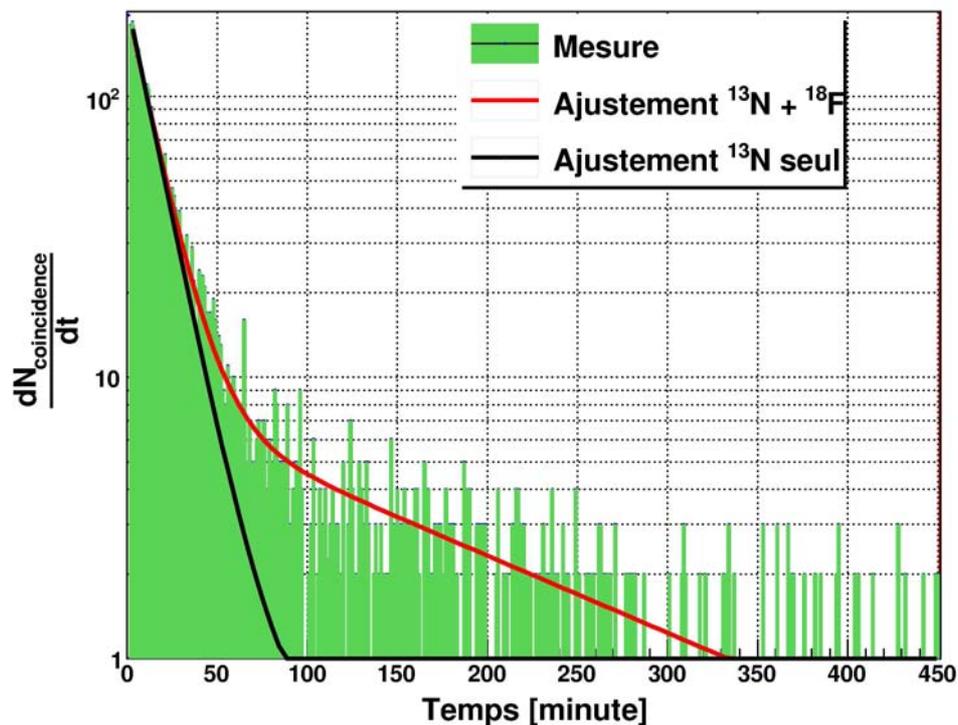


FIG. 4.15 – Courbe de décroissance β^+ obtenue lors de la mesure de l’activité d’un film RCF sur laquelle le bruit de fond est soustrait. Il s’agit d’un film MD-55-V2 irradié avec un faisceau de protons généré avec un laser de puissance. L’histogramme vert représente la décroissance mesurée et les deux courbes en rouge et noire représentent respectivement l’ajustement avec la décroissance d’un ou deux radioéléments.

détection de ces radioéléments ne peut se faire que par une mesure de la décroissance β^+ , en effet, les décroissances des deux isotopes peuplent l’état fondamental des noyaux fils à 100%. Le ^{13}N est produit majoritairement dans les films par rapport au ^{18}F , il peut être produit par différentes réactions qui listées dans le tableau 4.2.

Élément	Réaction	Seuil [MeV]	σ_{max} [mbarn]	Références Section Efficace
^{12}C	(p, γ)	0	≈ 1	[140]
^{13}C	(p,n)	3,2	200	[141, 142]
^{16}O	(p, α)	5,5	160	[139]

TAB. 4.2 – Principales caractéristiques des réactions induites par les protons impliquées dans la production de ^{13}N dans les films RCF. Nous indiquons également les sections efficaces qui ont été utilisées par la suite dans les simulations de l’activation induite par les protons.

La section efficace de la réaction $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ n’est connue que pour des énergies infé-

rieures à 2,5 MeV [140]. Elle a été mesurée dans cette gamme d'énergie pour son intérêt dans les processus de nucléosynthèse. Dans le cadre de nos mesures, nous avons utilisé l'estimation de J.P. Thibaud² pour la contribution de cette section efficace à la production de ^{13}N . Celle-ci est largement minoritaire par rapport à celle de la réaction $^{13}\text{C}(\text{p},\text{n})^{13}\text{N}$ et ne représente pas plus de quelques pourcents de la production de ^{13}N . La contribution de la réaction $^{13}\text{C}(\text{p},\text{n})^{13}\text{N}$ est également minoritaire par rapport à celle de la réaction $^{16}\text{O}(\text{p},\alpha)^{13}\text{N}$. Une mesure de la section efficace totale de production de ^{13}N par les réactions $^{13}\text{C}(\text{p},\text{n})^{13}\text{N}$ et $^{16}\text{O}(\text{p},\alpha)^{13}\text{N}$ a également été faite par Y. Kitwanga *et al.* [143].

En résumé, nous disposons grâce aux mesures d'activation, de plusieurs réactions pouvant signer, sans ambiguïté, le passage des protons dans l'empilement de RCF. En analysant des activités induites dans chaque film nous pourrions remonter à la distribution en énergie des protons incidents sur l'empilement de RCF.

4.3.2 Mesure de l'activité et efficacité de détection

L'objectif de la mesure est de déterminer le nombre de noyaux radioactifs présents dans les échantillons juste après le passage du faisceau de protons dans l'empilement. Pour cela, la mesure de l'activité des films est faite à l'aide du dispositif NATALIE, présenté dans le Chapitre 2. Chaque film RCF de l'empilement est placé dans un convertisseur en aluminium composé de 2 plaques de 2 mm d'épaisseur. Les deux scintillateurs associés sont plaqués de part et d'autre du convertisseur.

Des simulations numériques avec le code GEANT4 ont été effectuées afin d'estimer l'efficacité de détection β^+ du dispositif. La procédure utilisée pour réaliser les simulations est décrite dans le Chapitre 3. La source est simulée par un cylindre de 2 cm de diamètre, centré sur le film et dont l'épaisseur correspond à celle du film RCF. Les probabilités de détecter la décroissance d'un ^{13}N via la détection d'un β^+ ($\omega_{^{13}\text{N}}$) obtenues via les simulations sont les suivantes :

RCF	NaI(Tl) 2"x2"	Brillance 1,5"x1,5"
HD810	(6,1 ± 0,1) %	(4,4 ± 0,1) %
MD-55-V2	(6,3 ± 0,2) %	(4,6 ± 0,3) %

TAB. 4.3 – Probabilité de détecter la décroissance d'un ^{13}N via la détection d'un β^+ pour 2 systèmes de détection (NaI et Brillance). La source est placée dans un convertisseur en aluminium de 2 mm d'épaisseur. Les détecteurs sont collés sur les 2 faces du convertisseur.

Les probabilités $\omega_{^{13}\text{N}}$ simulées permettent de déterminer le nombre de noyaux de ^{13}N présents dans chaque film de l'empilement juste après le tir laser ayant produit le faisceau de protons. Les détecteurs Brillances sont des scintillateurs, comme les NaI(Tl), composés de cristaux de Bromure de Lanthane (LaBr_3) dopés avec du césium. Ces cristaux ont une résolution meilleure que celle d'un NaI(Tl), typiquement 5 % à 511 keV contre 9 % pour

²Communication privée

un NaI(Tl), et un temps de décroissance plus petit (16 ns) que les NaI (230 ns). Cependant le coût des Brillance est bien plus élevé que pour un NaI, par exemple, un Brillance 2"x2" avec son photomultiplicateur est vendu 14000 € contre 700 € pour un NaI(Tl).

4.3.3 Fonction de réponse en activation d'un empilement de RCF

Un faisceau de protons, dont la distribution en énergie est notée $\frac{dN_p(E)}{dE}$, induira dans un film de l'empilement, noté i , un nombre de réactions noté $N_{reaction}[i]$. Ce dernier peut s'écrire analytiquement de la façon suivante :

$$N_{reaction}[i] = \int_0^{E_c} \frac{dN_p(E)}{dE} F(E, i) dE \quad (4.7)$$

Où $F(E, i)$ est la fonction de réponse en activation de l'empilement. Il s'agit de la probabilité qu'un noyau de ^{13}N soit produit dans le film i par un proton d'énergie incidente E . Nous avons utilisé des simulations numériques GEANT4 pour obtenir cette fonction de réponse.

L'empilement de RCF utilisé est modélisé dans le code. Un faisceau de proton mono-énergétique est ensuite envoyé sur l'empilement. Les nombres de réactions induites dans chaque film sont stockés. La normalisation du nombre de réactions par le nombre de protons incidents ($5 \cdot 10^9$) donne la probabilité $F(E, i)$. Cette opération est répétée pour des protons dont les énergies varient de 3 à 19 MeV avec un pas de 500 keV. Le code GEANT4 contient des données de sections efficaces peu fiables à basse énergie (inférieures à 100 MeV) pour certain noyaux. J'ai mis en place une procédure pour introduire les sections efficaces expérimentales des réactions d'intérêt dans le code. Cette procédure ainsi que sa validation sont détaillées dans l'Annexe I.

4.3.4 Mesure de la distribution en énergie du faisceau de protons

4.3.4.1 Mesure par déconvolution des données expérimentales de la distribution en énergie des protons

Nous avons essayé, comme dans le cas de l'analyse par densitométrie optique de trouver la distribution en énergie des protons par déconvolution. Nos tentatives n'ont pas abouti. Nous allons discuter ici les raisons de cet échec et des différentes sources d'erreurs identifiées.

Nous disposons d'un nombre fini de films RCF activés, 16 au maximum. Nous devons, comme expliqué dans le paragraphe 4.1, déconvoluer la section efficace en prenant autant de gammes en énergie que de films RCF activés. Les largeurs des gammes en énergie sont choisies de façon que la matrice représentant la fonction de réponse en activation de l'empilement soit carrée et triangulaire. Celles-ci varient de 1 MeV à basse énergie à 500 keV à plus haute énergie.

Les sections efficaces d'activation nucléaire présentent des résonances à certaines énergies qui peuvent être particulièrement fines. A titre d'exemple la section efficace de la

réaction $^{16}\text{O}(p,\alpha)^{13}\text{N}$ présente une résonance de quelques keV de largeur et une amplitude de 160 mbarn [139]. De telles résonances existent également dans les sections efficaces des autres réactions impliquées dans l'activation des RCF. Ces résonances très piquées posent des problèmes pour la déconvolution, compte tenu de la nécessaire discrétisation de la distribution en énergie.

Au niveau des seuils des réactions, autour de 3 MeV, les sections efficaces sont extrêmement faibles, typiquement quelques mbarns pour la réaction $^{16}\text{O}(p,\alpha)^{13}\text{N}$. Pour un nombre de protons incidents de 5.10^9 , l'activation induite par les protons à des énergies proches de ces seuils est très faible, typiquement quelques centaines de réactions à 4 MeV à comparer à l'activation induite par les protons de plus forte énergie, typiquement plusieurs milliers de réactions pour des protons de 15 MeV.

Exemple concret : soit un empilement de 10 films RCF, on suppose que dans le dernier film les protons dont l'énergie est dans la gamme [14 ;15] MeV sont stoppés. Dans l'avant dernier film, les protons dont l'énergie incidente est dans la gamme [13 ;14] MeV sont également stoppés. Lors de la déconvolution, nous évaluons le nombre de réactions induites dans le dernier film de l'empilement de RCF par les protons de la gamme [14 ;15] MeV. Les nombres de réactions mesurés dans le dernier films sont petits (typiquement quelques centaines) car les protons de la gamme [14 ;15] MeV ont une énergie proche des seuils des réactions nucléaires à leur arrivée dans le dernier film de l'empilement. Connaissant le nombre de protons dans la gamme [14 ;15] MeV, nous déterminons la contribution, en terme de nombre de réactions de ces protons dans le film précédent. Une fois la soustraction effectuée, on obtient la contribution d'une nouvelle gamme d'énergie des protons incidents ([13 ;14] MeV). On peut réitérer cette opération jusqu'au premier film de l'empilement pour qualifier toute la distribution en énergie des protons (au dessus des seuils des réactions, typiquement 3 MeV).

L'opération de soustraction effectuée pour la déconvolution présente un inconvénient, en effet, la contribution des protons de la gamme en énergie [14 ;15] MeV en terme d'activation dans l'avant dernier film de l'empilement est largement supérieure à la contribution de la gamme en énergie [13 ;14] MeV des protons stoppés dans l'avant dernier film de l'empilement. Le nombre de réactions restant après la soustraction est tellement faible que la propagation des erreurs statistiques suffit pour obtenir des nombres de réactions négatifs. A partir de cet instant la déconvolution n'a plus de sens comme le montre la figure 4.16.

Le graphe de la figure 4.16 montre les résultats obtenus lors d'un essai de déconvolution des données d'activité d'un empilement de RCF de type B irradié lors d'une expérience réalisée sur le laser 100TW du LULI. Les mesures faites sur les derniers films de l'empilement permettent d'obtenir des informations, a priori pertinentes, sur la partie haute énergie (14-15 MeV) de la distribution en énergie des protons incidents. A 13 MeV la propagation des erreurs est telle que le nombre de protons obtenu devient négatif. Toutes les tentatives ont abouti à cette divergence que nous n'avons pas pu résoudre, l'augmentation de 2 ordres de grandeur du nombre de protons utilisé dans la simulation pour construire la fonction de réponse en activation n'apporte pas d'amélioration significative des résultats.

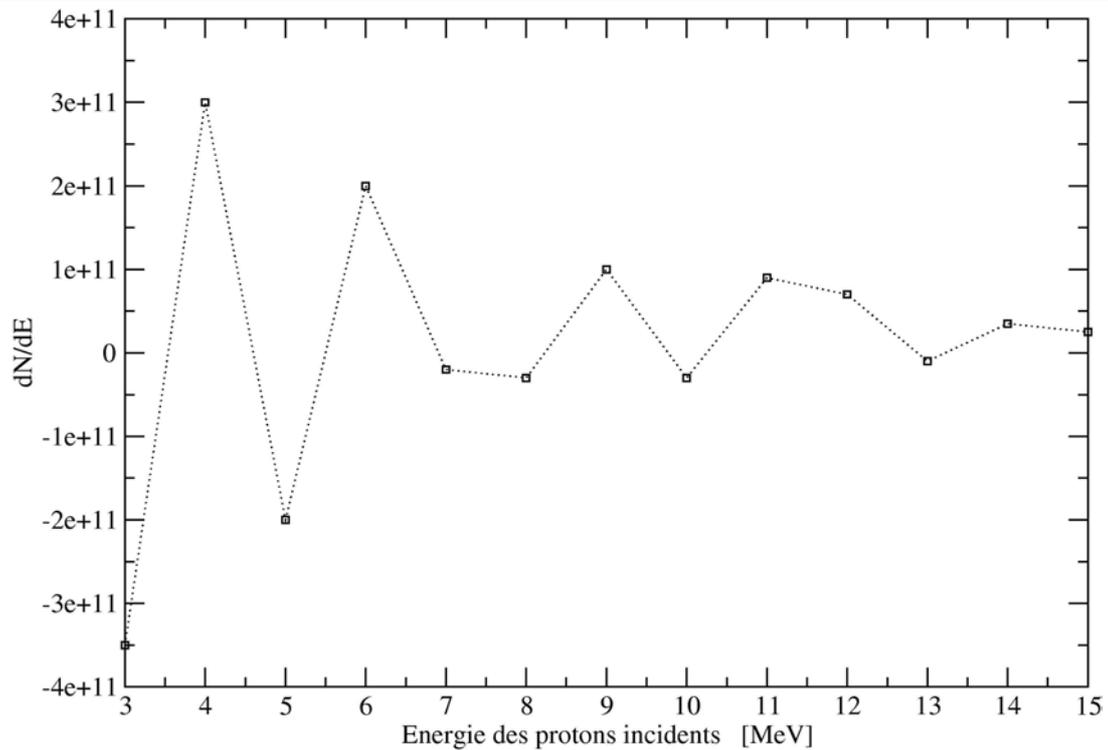


FIG. 4.16 – Exemple de déconvolution d’une distribution en énergie d’un faisceau de protons réalisée à partir de la mesure de l’activité des films d’un empilement de RCF. On voit nettement sur ce graphe que la distribution est correcte pour les protons de plus haute énergie alors qu’on observe une divergence rapide pour les protons de plus basse énergie. Ceci est principalement dû à la propagation des erreurs lors de la déconvolution

4.3.4.2 Ajustement de la distribution en énergie avec une forme connue

La procédure d’ajustement est très similaire à celle utilisée dans le cas de l’analyse par densitométrie optique. La forme de la distribution en énergie est donnée dans la relation (4.6). Nous faisons varier les 3 paramètres libres (E_0, N_0, E_c) de la distribution en énergie pour reproduire, à l’aide de la fonction de réponse en activation, les taux de réactions dans chaque film de l’empilement. Une minimisation de χ^2 est opérée afin de déterminer le jeu de paramètres qui reproduit au mieux les nombres de réactions mesurés sur chaque RCF.

Le tableau 4.4 compare les paramètres de la distribution en énergie obtenus via l’analyse optique et ceux obtenus via l’analyse par activation nucléaire pour l’empilement de films.

L’analyse nucléaire donne une bien meilleure précision sur l’estimation de l’énergie de coupure de la distribution. L’énergie moyenne des protons est comparable entre l’analyse nucléaire et l’analyse par densitométrie optique. L’analyse par activation nucléaire donne un nombre de protons supérieur à celui obtenu avec l’analyse optique. Cette différence peut venir du fait que la distribution en énergie des protons obtenue à l’aide de l’analyse

Paramètre	Analyse par activation nucléaire	Analyse par densitométrie optique
E_0 [MeV]	$1,2 \pm 0,1$	$0,86 \pm 0,08$
E_c [MeV]	$16,1 \pm 0,1$	$17,1 \pm 1,8$
n_0 [protons]	$(3,0 \pm 0,3).10^{12}$	$(1,65 \pm 0,14).10^{12}$

TAB. 4.4 – Comparaison entre les paramètres de la distribution en énergie d'un faisceau de protons obtenus via une analyse par densitométrie optique et une analyse par activation nucléaire d'un empilement de films radiochromiques.

par activation nucléaire donne une énergie de coupure plus haute que celle obtenue par une analyse par densitométrie optique. De plus, cette différence peut être due aux erreurs systématiques sans doute très élevées dans la méthode basée sur la densitométrie optique notamment lors de la mesure avec le scanner et au fait qu'il existe un phénomène de saturation lors de cette analyse.

4.3.4.3 Conclusions

L'étude de l'activation nucléaire des RCF permet d'obtenir les paramètres des distributions en énergie de faisceaux de protons similaires à ceux obtenus via l'analyse par densitométrie optique. Les mesures ont montré que nous avons une plus grande sensibilité à l'énergie de coupure de la distribution avec l'analyse par activation nucléaire des empilements de films RCF qu'avec l'analyse par densitométrie optique du fait de l'existence des seuils des réactions nucléaires.

4.3.5 Validation des mesures d'activation réalisées avec des RCF : empilement mixte RCF + cuivre

Pour valider les simulations des activations effectuées sur les empilements de RCF nous avons utilisé des empilements mixtes composés de feuilles de cuivre et de films RCF. Les sections efficaces des réactions (p,n) induites sur le cuivre sont connues. Elles sont référencées dans le tableau 4.5. Ce dernier contient également la liste des réactions induites dans le cuivre par les protons, le seuil des réactions ainsi que les radioéléments produits avec les demi-vies associées.

Élément	α [%]	Isotope	$T_{\frac{1}{2}}$	Seuil	Références
^{63}Cu	69,17	^{62}Zn	38,47 min	4,15 MeV	[144, 145]
^{65}Cu	30,83	^{65}Zn	243,9 jours	2,13 MeV	[144]

TAB. 4.5 – Principales caractéristiques des réactions (p,n) induites dans le cuivre par les faisceaux de protons produits par interaction laser-plasma. Les mesures montrent qu'on n'identifie que la décroissance du ^{63}Zn . Le bruit de fond est trop important pour identifier la présence de ^{65}Zn . Les données nucléaires sont tirées de la table des isotopes publiée par C.M. Lederer *et al.* [138].

Pour valider les sections efficaces utilisées dans le code pour décrire l'activation des films RCF, nous devons trouver pour un empilement mixte une distribution en énergie capable de reproduire à la fois l'activation produite dans les RCF et dans les feuilles de cuivre. Nous avons effectué ces mesures lors d'une expérience réalisée sur le laser 100 TW du LULI. Un laser d'une énergie de 20 J et de durée d'impulsion de 300 fs est focalisé sur une cible de 9 μm d'aluminium. L'empilement de feuilles de cuivre et de films RCF est placé à 3,5 cm en arrière de la cible. Il est composé de l'assemblage suivant : RCF HD810+ Cu 50 μm + RCF MD55-v2 + Cu 50 μm + RCF MD55-v2 + Cu 50 μm + RCF MD55-v2 + Cu 75 μm + RCF MD55-v2 . Sur les 9 films que compte cet empilement, l'activité β^+ de 6 films a été mesurée. Dans ce cas une déconvolution directe de la distribution en énergie n'est pas envisageable. Nous avons donc fixé la forme de la distribution en énergie des protons. Il s'agit d'une combinaison de 2 exponentielles, la première reproduit la décroissance exponentielle du spectre, la deuxième reproduit l'effet de l'énergie de coupure de la distribution en énergie des protons.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dN_p}{dE}(E) = A_0 e^{\frac{-E}{T_1}} \text{ pour } E \in [3; 13[\text{ MeV} \\ \frac{dN_p}{dE}(E) = A_1 e^{\frac{-E}{T_2}} \text{ pour } E \in [13; E_c] \text{ MeV} \end{array} \right.$$

Où T_1 et T_2 sont respectivement les températures des 2 distributions en énergie. A_0 et A_1 correspondent aux nombres de protons dont l'énergie est entre 0 et 1 MeV et E_c est l'énergie de coupure de la distribution en énergie des protons. De nombreuses itérations ont permis d'obtenir des distributions qui reproduisent les nombres de réactions mesurés comme le montre la figure 4.17

Nous avons pu déterminer une distribution en énergie qui reproduit à la fois les données mesurées sur les échantillons de cuivre et celles mesurées sur les films RCF. Connaissant la validité des sections efficaces des réactions sur les échantillons de cuivre, nous pouvons en conclure que la description, dans les simulations de l'activation, des films RCF est correcte.

4.4 Comparaison avec les méthodes existantes

Différentes méthodes de déconvolution existent pour remonter à la distribution en énergie de faisceaux de particules générés par lasers ultra-intenses, à l'aide d'empilements de films RCF. Pour la caractérisation de faisceaux d'électrons, M. Galimberti *et al.* [135] ont développé un détecteur SHEEBA pour Spatial High Energy Electron Beam Analyzer. Le détecteur consiste en un empilement de films RCF séparés par des échantillons de matières comme l'aluminium, le fer ou le plomb. La fonction de réponse de l'empilement

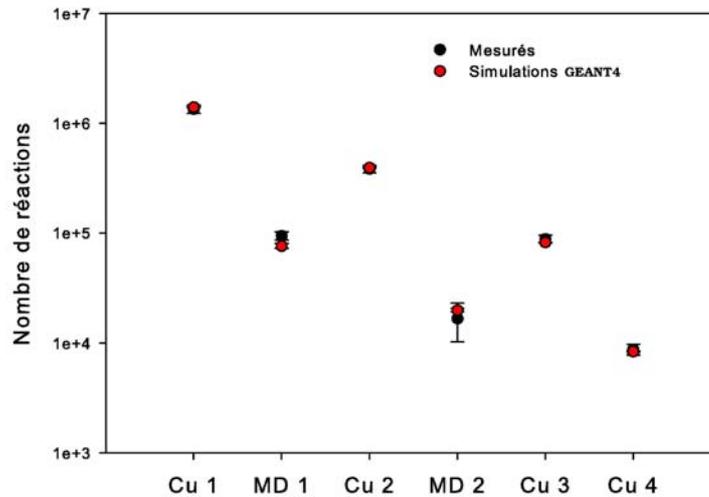


FIG. 4.17 – Comparaison des nombres de noyaux présents dans différents films d’un empilement mixte (RCF + cuivre) mesurés (cercles noirs) et obtenus par des simulations numériques réalisées avec le code GEANT4 (cercles rouges). Un faisceau de protons de distribution en énergie connue est envoyé sur l’empilement de RCF et de cuivre. Les nombres de réactions induites dans la simulation sont stockés et comparés à ceux mesurés.

est calculée à l’aide du code GEANT4 version 4.2.0³. Deux exemples d’algorithmes sont décrits dans le code pour résoudre une équation similaire à la relation (4.2). Le premier consiste à résoudre de façon approchée le système d’équations formé avec les différentes mesures. Nous avons utilisé un algorithme similaire dans la section 4.3 décrivant l’obtention par déconvolution de la distribution en énergie des protons incidents sur l’empilement. Le deuxième algorithme proposé par Galimberti et al. consiste à minimiser l’écart entre les valeurs de densité optique mesurées sur les différents films de l’empilement et celles qu’il est possible de calculer connaissant la distribution en énergie des particules et la fonction de réponse de l’empilement.

Plus spécifiquement pour la caractérisation des distributions en énergie des protons, des algorithmes sont aussi développés comme par exemple celui publié par E. Breschi *et al.* [134]. Dans ce cas, la fonction de réponse est calculée avec le code Monte-Carlo SRIM [146] (Stopping and Range of Ions in the Matter). Là encore, cet algorithme est très proche de celui développé pour déterminer la distribution en énergie des faisceaux de protons par la méthode de déconvolution. Afin de tester la validité de leur méthode, Breschi et al. ont simulé la réponse d’un empilement de RCF à un faisceau de protons puis ils ont cherché à reconstruire le spectre à l’aide de leur méthode de déconvolution comme le montre la figure 4.18.

La reconstruction de la distribution en énergie du faisceau de protons est correcte.

³Dans le cas de nos simulations numériques, nous avons utilisé, pour mémoire, la version 4.9.1.p03 du code GEANT4.

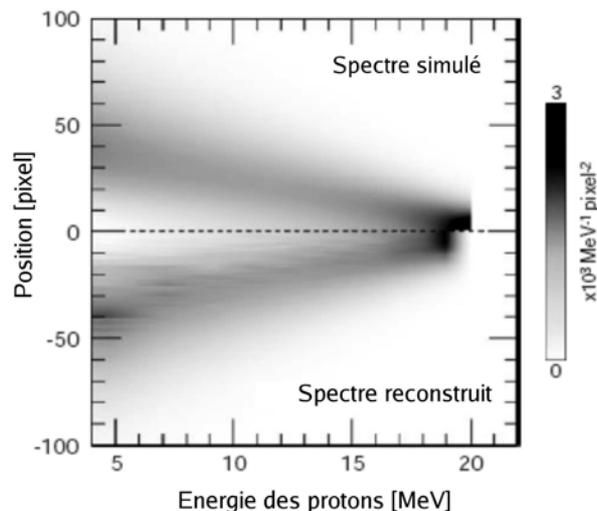


FIG. 4.18 – Comparaison de la distribution en énergie d’un faisceau de protons simulé et reconstruit via l’algorithme mis en place par Breschi et al., la réponse de l’empilement de RCF au spectre de protons simulé est calculée. Celle-ci est ensuite utilisée dans l’algorithme de déconvolution pour déterminer le spectre reconstruit. Cette figure est extraite de la publication de E. Breschi *et al.* [134].

Pour les protons dont l’énergie est supérieure à 19 MeV, la reconstruction se dégrade mais ceci provient du fait que l’empilement de RCF utilisé ne stoppe pas les protons dont l’énergie est supérieure à 19 MeV. Il n’est donc pas possible d’obtenir des informations sur cette partie de la distribution en énergie du faisceau de protons. On peut également constater qu’à plus basse énergie, autour de 5 MeV, la reconstruction donne un surplus de protons par rapport au spectre simulé.

Les méthodes utilisées pour l’analyse par densitométrie optique d’empilement de films RCF sont donc similaires à celles présentées dans cette thèse. Nous apportons ici la nouveauté du couplage de l’étude par densitométrie optique d’un empilement de RCF à l’étude de son activation. Il n’existe pas encore dans la littérature d’algorithme pour reconstruire la distribution en énergie de faisceaux de particules à partir de l’activation induite dans un empilement de RCF, nous avons transposé les méthodes optiques de résolution en recalculant la bonne fonction de réponse.

4.5 Conclusion

Nous avons décrit au cours de ce chapitre les diagnostics que nous avons développés pour caractériser les distributions spatiales et énergétiques des faisceaux de protons générés avec les lasers de puissance.

Les films RCF fréquemment utilisés pour caractériser ces faisceaux sont des films dont l’analyse est délicate même s’ils présentent de nombreux avantages pratiques. Il est pos-

sible de déterminer immédiatement après le tir laser s'il y a eu production et accélération ou non de particules lors de l'interaction laser-plasma. Leur fabrication industrielle permet d'avoir un coût de revient assez faible. Enfin les empilements de RCF permettent d'avoir rapidement une image de la distribution spatiale des protons dans le faisceau.

Ils présentent cependant quelques inconvénients qui peuvent influencer de façon significative les résultats obtenus. En effet, nous avons vu que les résultats obtenus pouvaient varier de façon significative en fonction de la méthode et du matériel d'analyse utilisé. L'analyse optique d'un empilement de RCF permet de déterminer avec une bonne précision l'énergie moyenne (i.e. la température) de la distribution en énergie. En revanche la précision qu'il est possible d'obtenir sur l'intégrale de la distribution ainsi que son énergie de coupure est assez faible. De plus, nous avons montré une des limitations importantes des RCF, la saturation rapide de la réponse optique des films. Ceci pourrait représenter un frein à leur utilisation du fait du développement de nouvelles infrastructures qui permettront de produire des particules encore plus énergétiques et dans des quantités beaucoup plus importantes. Enfin, nous avons discuté des problèmes liés à la soustraction du bruit de fond (électrons ou photons) que nous devons soustraire des images numérisées.

L'activation induite par les protons dans les films RCF d'un empilement est mesurable expérimentalement. Nous avons développé à l'aide de simulations numériques des outils pour déterminer, via l'analyse de cette activation, la distribution en énergie de faisceaux de protons générés avec des lasers de puissance. Nous avons décrit les procédures utilisées pour remonter à la distribution en énergie des protons à partir des mesures des activités des films RCF. Nous avons montré que les résultats obtenus avec l'analyse nucléaire d'un empilement de films RCF sont comparables à ceux obtenus avec l'analyse optique d'un même empilement de RCF. Nous avons montré aussi que la précision que nous obtenons sur la mesure de l'énergie de coupure de la distribution en énergie était bien meilleure que celle obtenue avec l'analyse optique.

Finalement, l'analyse optique et l'analyse nucléaire d'un empilement de films RCF sont complémentaires. L'analyse optique apporte l'information angulaire de la distribution de protons. Elle permet aussi d'avoir une bonne estimation des paramètres de la distribution en énergie. L'analyse nucléaire permet d'affiner la précision sur les paramètres de la distribution en énergie des protons. Elle permettra également de pallier à la saturation optique des films RCF lors de la production de faisceaux de protons plus intenses et plus énergétiques.

Ces méthodes de caractérisation ont également été utilisées lors d'une expérience consacrée à l'étude de la corrélation entre les distributions en énergie des électrons et des protons produits lorsqu'un laser de puissance interagit avec une cible de faible surface [51].

Caractérisation de sources d'électrons et photons produites avec des lasers de puissance

Introduction

Il existe différentes techniques qui permettent de caractériser les faisceaux d'électrons produits par interaction laser-plasma. Ces méthodes peuvent être directes, c'est-à-dire que les électrons accélérés dans le plasma sont directement détectés ou bien indirectes, dans ce cas, on détecte d'autres particules ou rayonnements qui permettent de caractériser le faisceau d'électrons.

Pour caractériser un faisceau d'électrons de façon directe on peut utiliser un spectromètre à électrons. L'inconvénient principale de cette technique est que l'angle solide de détection est très petit. Typiquement pour un spectromètre placé à 2 m de la source et ayant un collimateur circulaire de 1 cm de diamètre, l'angle solide est alors de $20 \mu\text{sr}$.

La caractérisation indirecte d'un faisceau d'électrons peut être réalisée en utilisant différentes techniques comme par exemple les propriétés du rayonnement de transition optique produit par une particule chargée traversant l'interface entre deux milieux. Le rayonnement émis a des caractéristiques qui dépendent de l'énergie de l'électron [147]. Il est également possible de caractériser les faisceaux d'électrons en les convertissant en faisceaux de photons par Bremsstrahlung. Les photons produits vont interagir avec la matière et induire des réactions nucléaires qu'il est possible d'identifier.

Des travaux publiés par M. Gerbaux *et al.* [104], montrent comment avec la chaîne laser salle jaune du LOA, fonctionnant à 10 Hz, il est possible de remonter à la distribution angulaire et en énergie d'un faisceau d'électrons en couplant une mesure directe, réalisée avec un spectromètre, pour déterminer la température de la distribution en énergie du faisceau d'électrons et une mesure indirecte, celle-ci correspondant à la mesure de l'activité induite par les électrons convertis en photons dans des échantillons. Ces travaux montrent également que la distribution angulaire des photons est isotrope pour des électrons de basse énergie (inférieure à 100 keV) alors que les électrons de plus haute énergie sont préférentiellement émis dans la direction du laser. La forme du faisceau est décrite en assimilant le faisceau d'électrons à une gaussienne. Cependant, pour des lasers de haute énergie, cette méthode n'est pas applicable car le taux de répétition du laser est faible, typiquement de quelques dizaines de minutes à quelques heures entre chaque tir. Nous proposons à présent une technique qui permet de s'affranchir de l'utilisation du spectro-

mètre à électrons pour caractériser tir à tir les distributions angulaire et en énergie des faisceaux d'électrons produits par interaction laser-plasma.

Les objectifs de ce chapitre sont au nombre de deux. Dans une première partie, nous introduirons les diagnostics mis en oeuvre pour caractériser les distributions angulaire et en énergie d'un faisceau d'électrons produit auprès d'un laser de puissance, ceci par la mesure de l'activité induite par les électrons convertis en photons de Bremsstrahlung. Dans la deuxième partie nous discuterons de l'optimisation des paramètres des faisceaux d'électrons produits ceci afin de maximiser le nombre d'électrons et de photons de haute énergie produits lors d'une expérience réalisée sur le laser Pico2000. Ce programme fait suite au programme RX2 entamé sur le laser Alisé du CEA/CESTA au Barp [148]. Ici nous verrons l'influence du retard entre un faisceau de chauffage de la cible et le laser haute intensité.

5.1 Détermination des distributions angulaire et énergétique d'un faisceau d'électrons par activation nucléaire

Les électrons peuvent être utilisés pour faire des réactions (e,e') sur des noyaux stables mais les noyaux produits seront eux-mêmes stables. Les distributions en énergie des électrons produits lors de l'interaction laser-plasma permettent d'obtenir, après conversion par Bremsstrahlung, des faisceaux de photons dont les énergies (de quelques dizaines de MeV) permettent d'induire des réactions photo-nucléaires dans la matière. Ces réactions vont induire la production d'éléments radioactifs qui donnent donc accès à une physique plus riche pour la détection et la caractérisation des faisceaux de photons et donc d'électrons. La limitation qui apparaît immédiatement est celle de l'existence de seuils en énergie pour que les réactions soient possibles. Typiquement le seuil des réactions (γ,n) se situe à des énergies de photons de 10 MeV. L'activation nucléaire permet donc d'obtenir des informations sur la partie haute énergie de la distribution d'électrons produits lors de l'interaction laser-plasma.

Les sections efficaces des réactions photo-nucléaires sont importantes, typiquement de l'ordre de quelques millibarns à plusieurs centaines de millibarns sur plusieurs MeV autour d'un maximum généralement situé autour 15 à 25 MeV selon le noyau¹ [149]. On peut prendre par exemple le cas de la réaction $^{197}\text{Au}(\gamma,n)^{196}\text{Au}$ dont la section efficace présente un maximum de 550 mbarns pour une énergie de photons de 13 MeV.

Dans la publication [104] il est montré comment il est possible via des mesures d'activation d'obtenir des informations sur le nombre d'électrons produits ainsi que sur les paramètres de la distribution angulaire des électrons. Nous proposons à présent une méthode qui permet de déterminer tous les paramètres des distributions angulaire et en

¹Le maximum de la section efficace varie lentement avec le nombre de masse du noyau, au premier ordre, la variation se fait en $A^{-\frac{1}{6}}$

5.1. Détermination des distributions angulaire et énergétique d'un faisceau d'électrons par activation nucléaire 89

énergie d'un faisceau d'électrons, notamment la température de la distribution en énergie. Nous avons montré qu'il était possible d'être sensible à cette dernière en utilisant un empilement de deux matériaux pour lesquels les seuils des réactions photo-nucléaires sont très différents. Dans une simulation Monte-Carlo, réalisée avec le code GEANT4, un faisceau d'électrons dont la distribution en énergie est de la forme $K.e^{-\frac{E}{T}}$ est généré. Les électrons sont émis dans un cône dont l'ouverture angulaire est de 40° . Les électrons arrivent sur une cible de tantale de 2 mm d'épaisseur, et sont convertis en photons par Bremsstrahlung. Le faisceau de photons peut par la suite interagir avec les cibles de carbone et de cuivre placées en arrière de la cible de tantale comme indiqué sur la figure 5.1. Différentes simulations ont été effectuées en changeant la température de la distribution d'électrons. Il est ainsi possible d'obtenir la variation du rapport des nombres d'isotopes radioactifs produits dans le carbone et dans le cuivre en fonction de la température de la distribution en énergie des électrons.

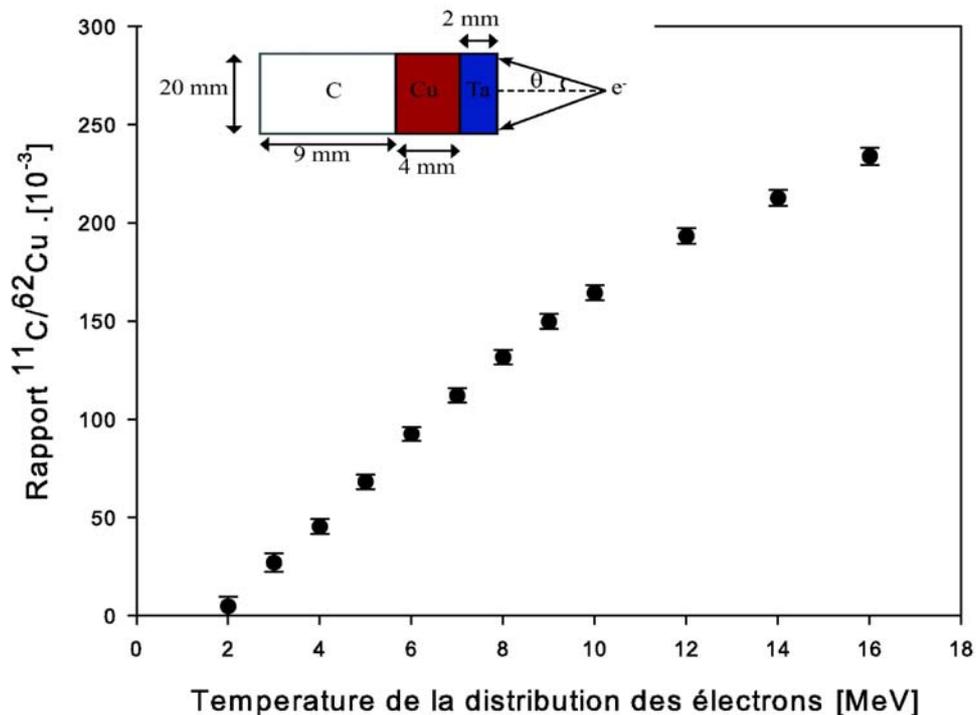


FIG. 5.1 – Evolution du rapport du nombre de noyaux de ^{11}C et ^{62}Cu produits par des réactions (γ,n) respectivement dans un échantillon de carbone et de cuivre. Un faisceau d'électrons est envoyé sur l'échantillon de tantale avec une ouverture angulaire de 40° . Les électrons sont uniformément envoyés dans le cône. La distribution en énergie du faisceau d'électrons est de la forme $K.e^{-\frac{E}{T}}$.

Des simulations ont été effectuées pour des distributions en énergie dont les températures varient de 2 à 16 MeV. Comme le montre la figure 5.1, la relation liant le rapport du nombre d'isotopes radioactifs produits dans le carbone et dans le cuivre en fonction de la

température de la distribution en énergie est une fonction bijective. A partir de la mesure du rapport entre le nombre de noyaux de ^{11}C produits dans le carbone et le nombre de ^{62}Cu produits dans le cuivre, nous remontons donc de façon univoque à la température de la distribution en énergie des électrons.

5.1.1 Le choix des matériaux

Les matériaux sélectionnés pour les mesures sont des échantillons de cuivre et de carbone car ils répondent aux contraintes en termes de coût et de sensibilité que nous nous sommes imposés pour réaliser nos mesures. Le cuivre possède deux isotopes qu'il est possible d'activer par réactions (γ, n) : le ^{63}Cu et le ^{65}Cu dont les abondances sont respectivement 69,17 % et 30,83 %. Les périodes respectives des radioéléments produits par réactions (γ, n) sur ces isotopes sont de 9,74 minutes pour le ^{62}Cu et 12,7 heures pour le ^{64}Cu , ils sont tous deux émetteurs β^+ [138]. De plus, si les photons sont suffisamment énergétiques, la voie $(\gamma, 2n)$ peut être ouverte et produire notamment du ^{61}Cu qui est un émetteur β^+ avec une période de 3,33 heures. La réaction (γ, n) sur le carbone présente l'avantage d'avoir un seuil très différent de ceux obtenus avec le cuivre. De plus l'abondance en ^{12}C dans le carbone naturel est de 99,9 % [138]. Son coût est raisonnable, une centaine d'euros suffit pour réaliser tous les échantillons dont nous avons eu besoin lors de nos mesures. La section efficace utilisée pour les calculs est tracée sur la figure 5.2 et, est celle publiée par S.C. Fultz *et al.* [150].

Les sections efficaces des réactions (γ, n) sur les isotopes du cuivre [151, 152] sont largement supérieures à celles sur le carbone [150]. La différence de seuil permet de contraindre dans les simulations numériques la distribution en énergie des photons, mais également celles des électrons, responsables de l'activation de l'empilement de carbone et de cuivre comme illustré sur la figure 5.1.

5.1.2 L'expérience sur le laser Pico2000 du LULI

Le laser LULI2000 comporte deux chaînes lasers. La première a permis de produire un faisceau picoseconde (Pico2000) et la deuxième a permis de produire un faisceau nanoseconde (Nano2000). L'émission des lasers est à une longueur d'onde de $\lambda = 1,053 \mu\text{m}$. Une ligne à retard permet de faire varier le retard de l'impulsion courte par rapport à l'impulsion longue dans une plage allant de 0 ns à 12 ns d'avance du faisceau long par rapport au faisceau court. L'angle entre les faisceaux des deux chaînes est fixé à 120° .

Lors de l'expérience, nous avons utilisé une géométrie de cible particulière, présentée sur la figure 5.3. Elle est composée d'une cible de $3 \mu\text{m}$ de CH déposée sur une feuille de tantale de 3 mm d'épaisseur évidée de $300 \mu\text{m}$ au niveau de la cible de CH. La cible est évidée de $300 \mu\text{m}$ afin que lors de l'interaction du laser Nano2000, le plasma de CH puisse se détendre de façon homogène dans toutes les directions.

Les diagnostics suivants ont été utilisés pour caractériser les faisceaux d'électrons et de photons γ produits lors de la campagne de mesure en Août 2009 au LULI :

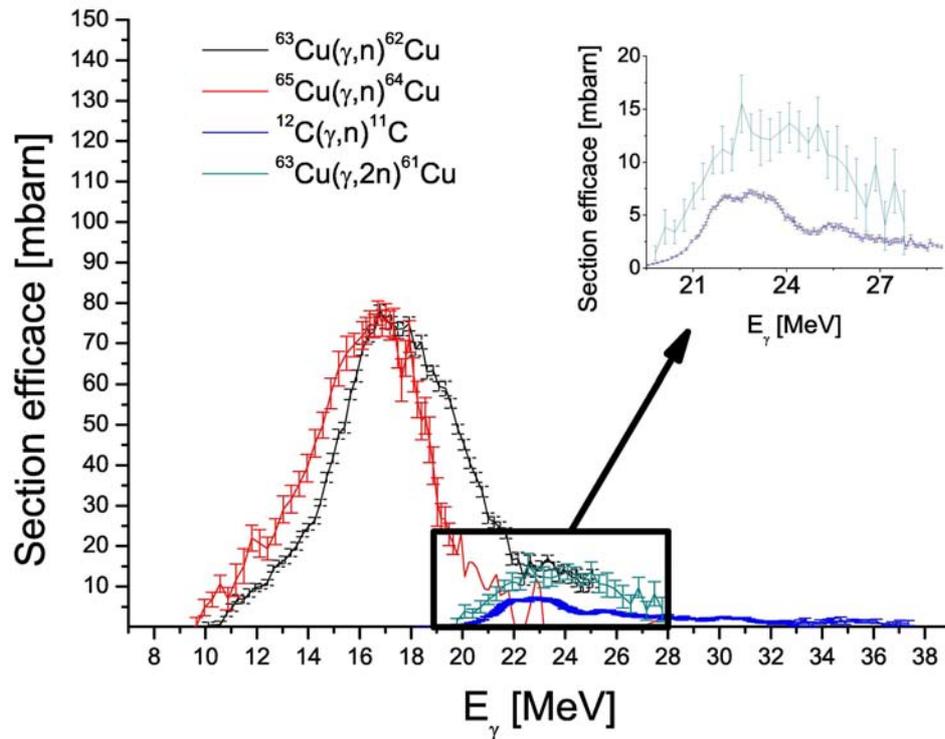


FIG. 5.2 – Sections efficaces des réactions nucléaires utilisées pour la caractérisation des faisceaux de photons γ .

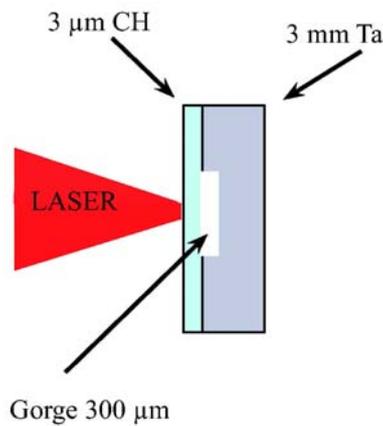


FIG. 5.3 – Cibles utilisées lors de la campagne de mesures réalisée sur l'installation laser LULI2000. La cible est une feuille de 3 mm de Ta évidée de 300 μm sur laquelle est posée une feuille de CH de 3 μm .

- L'activation nucléaire a été utilisée, une croix décrite dans la section suivante est disposée à 3 cm de la face arrière du convertisseur de tantale.
- Un spectromètre à électrons a été positionné en arrière de la croix d'activation à

105 cm de la face arrière du convertisseur. Une "image plate" est placée dans le spectromètre, elle est lue après chaque tir afin de déterminer la distribution en énergie des électrons y arrivant.

- Des empilements de films OSL permettent d'estimer la dose déposée par des particules à la suite d'un tir laser et de remonter à la distribution en énergie des photons lorsqu'ils sont utilisés sous la forme d'un empilement de films intercalés avec un matériau lourd comme du tantale par exemple.
- Une γ -camera développée au CEA-DAM par T. Caillaud. Elle permet de mesurer la distribution en énergie des photons γ émis par la source.

Dans la suite de ce chapitre, nous nous concentrerons sur les mesures effectuées via l'activation nucléaire d'échantillons de cuivre et de carbone disposés sur la croix.

5.1.3 Dispositif de mesure utilisé : croix d'activation

Pour obtenir des informations sur la distribution angulaire du faisceau de photons, et par conséquent du faisceau d'électrons, il est nécessaire de réaliser des mesures d'activation en différents points de l'espace. Un système de croix sur laquelle reposent des échantillons a été utilisé. La figure 5.4 montre une vue tri-dimensionnelle de celle-ci. Les échantillons de cuivre sont positionnés sur toute la croix [153]. Pour des positions judicieusement choisies, des échantillons de carbone sont placés devant les échantillons de cuivre de façon à obtenir un empilement carbone+cuivre qui permet par la suite de déterminer à cet angle la température de la distribution en énergie des électrons. Les empilements carbone+cuivre sont placés sur et autour de l'axe du faisceau Pico2000.

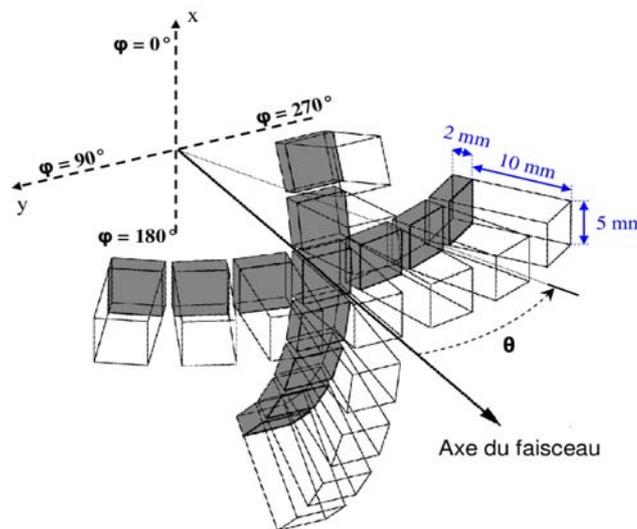


FIG. 5.4 – Vue tri-dimensionnelle de la croix d'activation utilisée pour obtenir des données sur les faisceaux de photons et d'électrons.

La croix est positionnée en arrière de la zone d'interaction de façon telle que le centre de son rayon de courbure coïncide avec le point d'interaction du laser avec la cible. Ceci

permet de s'assurer que les échantillons "voient" tous de la même façon le point d'interaction et par conséquent la source de particules. Les activités des échantillons de cuivre et de carbone sont mesurées par la suite à l'aide du système de détection NATALIE décrit dans le Chapitre 2.

5.1.4 Efficacité de détection β^+ des échantillons de cuivre et de carbone

Les efficacités de détection β^+ ont été estimées via des simulations Monte-Carlo avec le code GEANT4. La procédure utilisée pour estimer les efficacités de détection est décrite dans le Chapitre 3. Les échantillons utilisés sont des pavés de 0,5x0,5x1 cm.

Le tableau 5.1 résume les probabilités de détecter la décroissance d'un des radioéléments via la détection d'un β^+ . Ces probabilités ont été estimées en plaçant les sources radioactives dans des convertisseurs d'aluminium de 2 mm d'épaisseur. Les détecteurs sont accolés aux deux faces des convertisseurs.

Source	NaI 2"x2"	NaI 3"x3"
ω_{62Cu} [%]	(4,46 ± 0,02)	(11,19 ± 0,05)
ω_{64Cu} [%]	(0,91 ± 0,05)	(2,19 ± 0,05)
ω_{61Cu} [%]	(2,97 ± 0,05)	(7,02 ± 0,05)
ω_{11C} [%]	(6,1 ± 0,1)	(14,45 ± 0,1)

TAB. 5.1 – Probabilité de détecter la décroissance d'un noyau via la détection d'un β^+ pour une source placée dans un pavé de dimensions 0,5x0,5x1,0 cm. Les probabilités obtenues dans le cas de simulations réalisées avec des paires de scintillateurs NaI 2"x2" sont identiques à 0,1 % quelle que soit la paire de scintillateurs utilisée. La valeur moyenne de ω_X obtenue est donnée dans ce tableau.

En utilisant les probabilités simulées et les mesures nous remontons aux nombres de radio-éléments (^{61}Cu , ^{62}Cu , ^{64}Cu et ^{11}C) produits dans chaque échantillon. Nous remontons ensuite à l'aide de simulations numériques aux paramètres des distributions angulaire et énergétique des faisceaux d'électrons.

5.1.5 Un exemple de mesure d'activation nucléaire induite par un faisceau d'électrons converti en un faisceau de photons

Le faisceau Pico2000 arrive avec une incidence de 49,25° sur la cible de CH. L'angle relatif entre le faisceau Pico2000 et le faisceau de chauffage est fixe et vaut 120°. Les nombres de noyaux produits dans les échantillons de cuivre et de carbone de la croix lors de ce tir sont résumés sur les graphes de la figure 5.5. Ils sont obtenus pour un délai entre le faisceau de chauffage et le faisceau principal de 4 ns, l'énergie de l'impulsion principale est de 143 J et l'énergie de l'impulsion de chauffage est de 734 J.

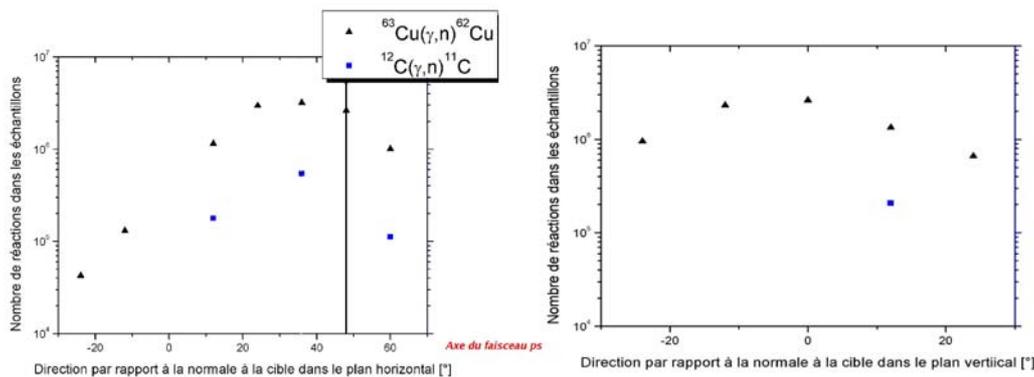


FIG. 5.5 – Nombres d’isotopes de ¹¹C et de ⁶²Cu produits respectivement dans les échantillons de carbone et de cuivre. L’énergie de l’impulsion Pico2000 est de 143 J, l’énergie de l’impulsion de chauffage est de 734 J. Le délai entre les faisceaux de chauffage et principal était de 4 ns.

Pour toutes les configurations expérimentales utilisées, les activités induites dans les échantillons de cuivre et de carbone de la croix d’activation ont été mesurées. La section suivante présente la méthode d’analyse développée pour remonter aux paramètres des distributions angulaire et en énergie des faisceaux d’électrons produits à partir de la mesure des activités des échantillons de carbone et de cuivre de la croix.

5.1.6 Obtention des paramètres de la distribution spatiale et énergétique des électrons

La forme de la distribution angulaire et énergétique des faisceaux d’électrons a été fixée. Elle est donnée par la relation (5.1). Cette forme a été introduite par M. Gerbaux *et al.* [104], elle suppose que le faisceau d’électrons a une distribution angulaire ajustable par une gaussienne et une distribution en énergie de type Boltzmann avec une température électronique T indépendante de l’angle d’émission polaire θ . Cet angle est défini à partir de la direction portée par la normale à la cible.

$$\frac{d^2N}{d\theta dE}(\theta, E) = 2\pi \sin \theta K e^{-\frac{E}{T}} e^{-\frac{(\theta-\bar{\theta})^2}{2\sigma_\theta^2}} \quad (5.1)$$

Où les paramètres K , $\bar{\theta}$, σ_θ et T sont les paramètres déterminés à partir des mesures à l’aide de simulations numériques réalisées avec le code GEANT4. Afin de prendre en compte l’activation induite par les photons dans GEANT4, il a fallu développer une classe qui intègre les différentes sections efficaces des réactions impliquées. Les détails concernant le développement de cette classe sont donnés dans l’Annexe B.

Les géométries des cibles, du convertisseur ainsi que celle de la croix sont implantées dans le code GEANT4. Les simulations se déroulent de la façon suivante :

- On fixe un jeu de paramètres ($\bar{\theta}, \sigma_\theta, T$)

- Un électron est généré au niveau du point d'interaction du laser avec la cible. Son énergie est tirée sur la distribution en énergie ($e^{-\frac{E}{T}}$) et son impulsion est générée suivant la distribution spatiale gaussienne ($2\pi \sin \theta e^{-\frac{(\theta-\bar{\theta})^2}{2\sigma_\theta^2}}$).
- Interaction possible de l'électron avec le convertisseur en tantale qui peut alors produire un photon par rayonnement de freinage.
- Si le photon sort du convertisseur il peut alors interagir avec l'un des échantillons de carbone ou de cuivre pour y générer des réactions nucléaires.

Cette procédure est répétée pour un nombre fixé d'électrons. On obtient ainsi, pour ce nombre d'électrons le nombre de réactions nucléaires induites dans chaque échantillon de carbone et de cuivre présents sur la croix. Des simulations sont effectuées pour différentes configurations de $(\bar{\theta}, \sigma_\theta, T)$. Dans chaque simulation l'un des paramètres est modifié. Chaque simulation a fait l'objet d'un tirage de 10^8 électrons et les sections efficaces d'activation nucléaire, illustrées sur la figure 5.2, ont été multipliées par un facteur 100. Ceci revient alors à obtenir les nombres de noyaux radioactifs produits dans les échantillons pour 10^{10} électrons générés. Cette opération est réalisable dans la mesure où les nombres de réactions induites sont très inférieurs aux nombres d'électrons envoyés. Cette condition est vérifiée puisque typiquement nous obtenons quelques milliers de réactions pour 10^7 électrons générés.

Chaque simulation génère un fichier de sortie contenant les nombres de réactions dans chaque échantillon de la croix d'activation pour $(\bar{\theta}, \sigma_\theta, T)$ fixés. Le choix des paramètres est fait de manière à rendre compte des mesures des nombres de réactions dans les échantillons de la meilleure façon possible. La recherche des 3 paramètres permettant de reproduire les mesures se déroule en plusieurs étapes décrites ci-après.

- *1^{ère} étape : Nous minimisons le rapport des nombres de réactions mesurés et calculés*

Dans un premier temps, pour toutes les configurations $(\bar{\theta}, \sigma_\theta, T)$ nous avons calculé le paramètre χ_{temp} . Cette grandeur permet de comparer les rapports des taux de réactions des couples de cuivre et de carbone expérimentaux et calculés. Il est défini de la façon suivante :

$$\chi_{temp} = \sum_{i=1}^{N_{C-Cu}} \left(\frac{R_{exp}^i - R_{calc}^i}{\delta R_{exp}^i} \right)^2 \quad (5.2)$$

Où i correspond à un couple d'échantillons Cu/C. La variable $R_{exp,calc}^i$ est le rapport du nombre de réactions $^{12}\text{C}(\gamma,n)^{11}\text{C}$ sur le nombre de réactions $^{63}\text{Cu}(\gamma,n)^{62}\text{Cu}$ pour le couple d'échantillon i mesuré (exp) et déterminé via les simulations (calc). Enfin la variable δR_{exp}^i représente l'imprécision sur le rapport expérimental R_{exp}^i . On conserve les valeurs de χ_{temp} ainsi que les paramètres $(\bar{\theta}, \sigma_\theta, T)$ associés.

- *2^{ème} étape : Nous déterminons le nombre d'électrons dans la distribution expérimentale*

Il faut déterminer le paramètre K de la distribution. Pour cela, on introduit la quantité χ qui compare l'ensemble des taux de réactions expérimentaux et calculés, notés $N_{exp,calc}$ sur tous les échantillons d'activation (cuivre et carbone). Cette quantité est définie par :

$$\chi = \sum_{i=1}^{N_{\text{echantillons}}} \left(\frac{N_{\text{exp}}^i - N_{\text{calc}}^i}{\delta N_{\text{exp}}^i} \right)^2 \quad (5.3)$$

On garde en mémoire le paramètre K qui minimise la fonction χ , ainsi que la valeur de la fonction. Une fois les 2 quantités χ_{temp} et χ calculées, elles sont stockées aux côtés des paramètres $(K, \bar{\theta}, \sigma_{\theta}, T)$. C'est à partir de ce fichier que va se faire l'analyse.

Dans un premier temps, nous cherchons à déterminer la température (i.e l'énergie moyenne) de la distribution d'électrons. Pour chaque jeu de paramètres $(\bar{\theta}, \sigma_{\theta})$ on cherche la température T qui minimise la quantité χ_{temp} .

Ensuite, les jeux de paramètres $(K, \bar{\theta}, \sigma_{\theta}, T)$ sont classés par χ croissants. Afin de prendre en compte les incertitudes (statistiques et systématiques) sur les mesures expérimentales, nous ne nous contentons pas de prendre le jeu de paramètres donnant une valeur de χ minimale. Nous estimons les incertitudes expérimentales à 15 %. Nous cherchons donc dans la liste de paramètres l'ensemble des jeux de paramètres donnant lieu à une dispersion de 15 % sur les nombres de réactions calculés à partir du jeu de paramètres ayant le plus petit χ . On calcule alors la valeur moyenne et l'écart type associés à chaque paramètre de la distribution.

Les temps de calcul pour les simulations sont très importants. En effet pour une configuration expérimentale donnée, il est nécessaire d'effectuer plus de 7000 simulations distinctes. Le temps de calcul estimé sur une machine unique, type Pentium4 2,5 GHz, est de 35 000 heures. Les calculs ont été effectués sur la ferme du centre de calcul de l'in2p3, situé à Lyon, qui permet de réaliser les 7000 simulations quasiment simultanément.

A titre d'exemple, la figure 5.6 permet de comparer les nombres de réactions mesurés et calculés dans les échantillons de la croix d'activation lors d'un tir réalisé sur le laser Pico2000. Les nombres de noyaux de ^{11}C et ^{62}Cu produits respectivement dans les échantillons de carbone et de cuivre sont donnés sur la figure 5.5.

Les paramètres de la distribution angulaire et énergétique du faisceau d'électrons produit lors de ce tir sont les suivants :

- $\bar{\theta} = (37,1 \pm 2,4)^\circ$
- $\sigma_{\theta} = (20,3 \pm 2,5)^\circ$
- $T = (6,5 \pm 0,3) \text{ MeV}$
- $K = (9,08 \pm 0,61) 10^{11} \text{ electrons.MeV}^{-1}.\text{sr}^{-1}$

Sur ce tir nous avons produit $(9,6 \pm 0,6)10^{11}$ électrons de plus de 10 MeV. A partir de la mesure des activités induites dans la croix d'activation il est possible de trouver une forme de distribution en énergie et de distribution angulaire permettant de reproduire les activations dans la croix.

En effectuant cette analyse pour tous les tirs effectués durant les expériences, nous avons pu comparer les distributions angulaire et en énergie des faisceaux d'électrons en fonction des conditions expérimentales, à savoir en fonction du délai entre le faisceau de chauffage et l'impulsion courte. Les résultats de cette analyse sont compilés dans le tableau 5.2.

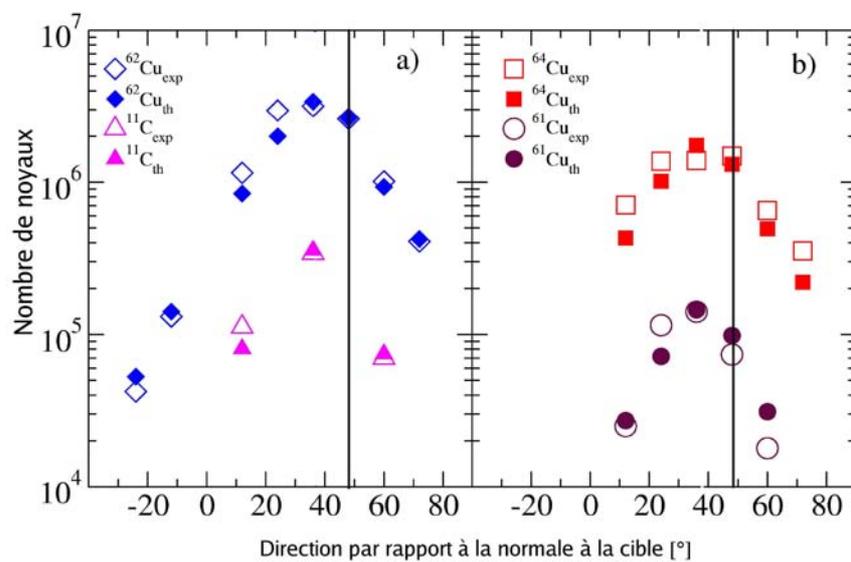


FIG. 5.6 – Comparaison entre les nombres de réactions mesurés et calculés dans les échantillons de carbone et de cuivre présents sur la croix d'activation lors d'un tir laser sur l'installation LULI2000. L'impulsion principale ps, qui permet d'accélérer les électrons, avait une énergie de 143 J et le faisceau de chauffage ns, arrivant 4 ns avant l'impulsion principale, avait une énergie de 734 J. Le trait correspond à l'axe du faisceau laser ps.

Energie Pico2000 [J]	Energie Chauffage [J]	Délais [ns]	θ [°]	σ_θ [°]	Température [MeV]	K [$e^- \cdot \text{MeV}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$]
143	20	0	(30,2±3,5)	(30,1±2,7)	(6,6±0,4)	(1,01±0,11).10 ¹¹
143	718	1,5	(39,5±3,1)	(26,4±4,0)	(5,2±0,2)	(6,16±0,57).10 ¹¹
143	734	4	(37,1±3,1)	(20,3±2,5)	(6,5±0,3)	(9,08±0,61).10 ¹¹
123	676	6	(44,2±2,6)	(20,6±2,6)	(5,7±0,3)	(9,36±0,81).10 ¹¹
133	803	8	(49,1±2,9)	(21,3±3,2)	(7,0±0,2)	(9,35±0,88).10 ¹¹
116	726	12	(47,3±3,9)	(22,3±3,3)	(8,2±0,4)	(4,13±0,34).10 ¹¹

TAB. 5.2 – Résultats obtenus lors des différents tirs lasers effectués sur le laser LULI2000. Le tableau compile les paramètres des distributions angulaire et en énergie mesurés selon la méthode présentée dans cette section. La mesure avec un délai nul présente une mesure de l'énergie sur la voie de chauffage qui est non nulle, cependant les 20 J mesurés sont présents en sortie de l'amplification, on considère que l'énergie de l'impulsion sur la cible n'est plus suffisante pour la mettre à l'état de plasma.

A partir des résultats obtenus dans ce tableau nous allons pouvoir étudier comment les conditions d'interaction du laser avec le plasma peuvent influencer la production d'électrons de haute énergie.

5.2 Variation des paramètres d'ajustement en fonction du délai entre le faisceau de chauffage et l'impulsion principale

En fonction du délai entre les deux faisceaux (ns et ps), nous avons observé des modifications des paramètres d'ajustement de la distribution angulaire et en énergie des faisceaux d'électrons produits. Dans cette section nous illustrerons les évolutions des différents paramètres comme le nombre d'électrons produits, l'angle d'émission principal ($\bar{\theta}$), la dispersion spatiale du faisceau, la température de la distribution en énergie (T) en fonction du délai entre les deux faisceaux d'interaction. Dans le cas du délai à $\Delta t = 0$ ns, nous avons utilisé un point pour lequel l'énergie sur la voie de chauffage était de 20 J car, faute de temps faisceau, nous n'avons pas été en mesure de réitérer ce point. Nous avons estimé que cette configuration pouvait être assimilée à un délai nul entre les faisceaux (ps et ns) pendant des simulations seront à effectuer pour s'en assurer.

Une évolution de l'angle d'émission principal noté, dans la relation (5.1), $\bar{\theta}$ est observée. La figure 5.7 montre cette variation en fonction du délai entre les faisceaux ns et ps.

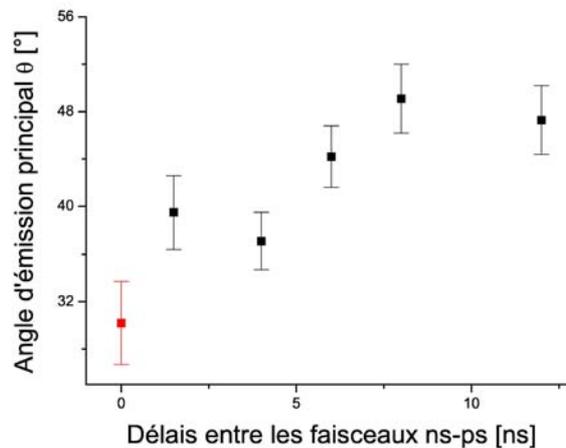


FIG. 5.7 – Evolution de l'angle principal d'émission des électrons, lors de tirs réalisés sur des cibles décrites sur la figure 5.3 en fonction du retard entre les faisceaux long (ns) et court (ps).

Sur la figure 5.7, la direction moyenne $\bar{\theta}$ augmente avec le délai. On peut constater que le faisceau d'électrons est dirigé selon la direction du faisceau court (picoseconde), qui a un angle d'incidence de $49,25^\circ$ sur la cible, pour un délai supérieur à 6 ns. En dessous de ce délai, le faisceau d'électrons a une direction d'émission plus proche de la normale

à la cible. Cette tendance était observable directement en regardant les taux d'activation dans la croix.

Nous avons également étudié la variation de la dispersion spatiale du faisceau d'électrons en fonction du délai entre les faisceaux ns et ps. La figure 5.8 illustre cette évolution.

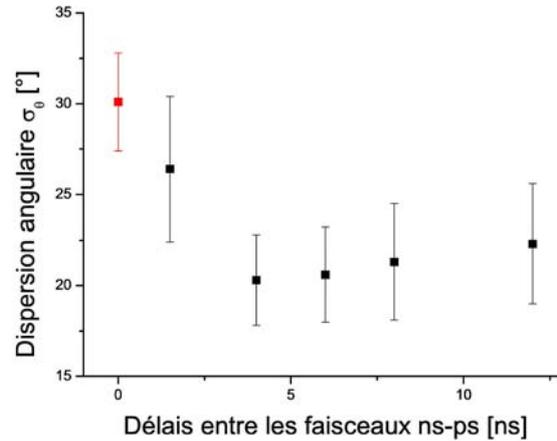


FIG. 5.8 – Evolution de la dispersion spatiale du faisceau d'électrons, lors de tirs réalisés sur des cibles décrites sur la figure 5.3 en fonction du retard entre les faisceaux ns et ps.

La dispersion angulaire du faisceau d'électrons σ_θ présente également une tendance similaire à celle observée directement avec les taux d'activation. La dispersion angulaire diminue lorsque le délai augmente, elle passe de 30 ° à 0 ns à 20 ° à 4 ns. Pour les délais plus longs, aux erreurs expérimentales près, il semble que la dispersion angulaire reste constante.

L'évolution de la température électronique T_e en fonction du délai peut être également une donnée intéressante pour la contrainte de modèles théoriques. La figure 5.9 présente l'évolution de la température électronique mesurée en fonction du délai entre les faisceaux de pré-chauffage et le faisceau principal.

Pour le type de cible utilisé, les températures obtenues sont relativement importantes, variant entre 5 et 6,5 MeV pour des délais inférieurs à 6 ns.

Pour voir l'évolution du nombre d'électrons produits par interaction laser-plasma nous pouvons suivre l'évolution du paramètre K de la distribution angulaire et énergétique des faisceaux d'électrons. En regardant l'évolution de ce paramètre en fonction du délai entre les faisceaux de chauffage et d'interaction, nous pouvons avoir pu remarquer la présence d'un optimum comme le montre la Figure 5.10.

En effet, quand le délai entre les deux faisceaux est faible, de l'ordre de 1 ns, alors la production d'électrons chute. Quand le délai devient trop grand (supérieur à 8 ns), on observe également une chute du nombre d'électrons produit. Du point de vue de l'interaction laser-matière, ces observations peuvent se comprendre de la façon suivante, dans le cas d'un faible délai entre les 2 faisceaux, l'impulsion principale interagit avec une cible faiblement détendue dont la densité est encore proche de celle du solide. Inversement,

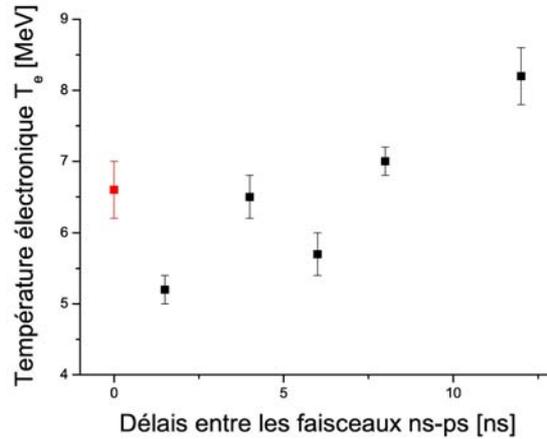


FIG. 5.9 – Evolution de la température électronique du faisceau d'électrons, lors de tirs réalisés sur des cibles décrites sur la figure 5.3 en fonction du retard entre les faisceaux long (ns) et court (ps).

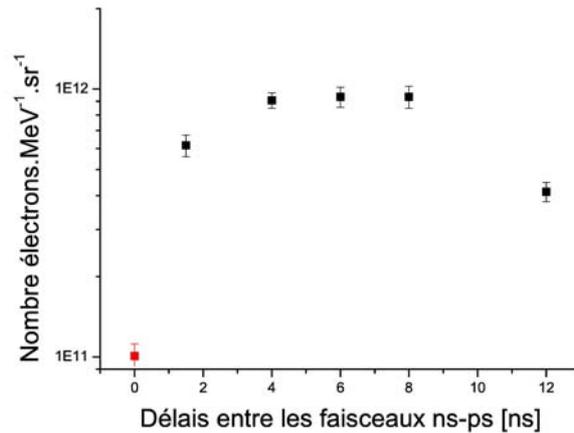


FIG. 5.10 – Évolution du nombre d'électrons produits par unité d'énergie et d'angle solide, lors de tirs réalisés sur des cibles décrites sur la figure 5.3 en fonction du retard entre les faisceaux long (ns) et court (ps).

pour des délais longs, la cible devient très détendue et l'impulsion interagit avec de la matière peu dense. Il semblerait qu'il existe un délai optimum pour produire un maximum d'électrons lors de l'interaction du laser avec la cible à l'état de plasma.

Les résultats des paramètres des distributions angulaire et en énergie des faisceaux d'électrons en fonction des délais entre les faisceaux d'interaction et de pré-chauffage seront confrontés dans le futur aux résultats de calculs en cours de développement. Cependant nous utiliserons déjà ces résultats dans le chapitre 6 pour évaluer un taux d'excitation nucléaire dans un plasma.

5.3 Conclusion

Nous avons décrit au cours de ce chapitre les méthodes et les simulations numériques développées pour obtenir les distributions angulaires et les distributions en énergie des faisceaux d'électrons produits dans l'interaction laser-plasma.

Dans la première partie du chapitre nous avons montré que l'activation nucléaire induite par des photons de Bremsstrahlung dans un empilement de matériaux est sensible à la température de la distribution en énergie des électrons. Dans notre cas, nous avons utilisé un empilement de feuilles de carbone et de cuivre. Nous avons présenté dans la deuxième partie du chapitre le dispositif expérimental utilisé pour produire et caractériser des faisceaux d'électrons produits sur le laser LULI2000 du LULI.

La troisième partie de ce chapitre traite de la méthode d'analyse utilisée pour remonter aux paramètres de la distribution angulaire et de la distribution en énergie des faisceaux d'électrons à partir des mesures d'activation. Nous avons montré que nous pouvions remonter aux paramètres de la distribution d'électrons à partir de la mesure de l'activation induite dans des échantillons.

Enfin la dernière partie de ce chapitre a présenté l'influence de l'un des paramètres de l'interaction, à savoir le délai entre un faisceau de chauffage et l'impulsion principale, sur la forme de la distribution ainsi que sur le nombre d'électrons produits.

Expériences de physique nucléaire auprès des lasers de puissance ; Mesure de la section efficace de la réaction

$$^{85}\text{Rb}(\gamma, n) ^{84m}\text{Rb}$$

Introduction

Ce dernier chapitre traite de la mesure de la section efficace de production de l'état isomérique à 463 keV du ^{84}Rb . Cette mesure est réalisée dans le cadre du dimensionnement de l'expérience visant à étudier la modification de la durée de vie effective de cet état dans un plasma laser. Le principe de la mesure ainsi que le dispositif expérimental sont présentés dans la première partie de ce chapitre. Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous présentons les simulations réalisées pour déterminer les spectres de photons qui sont produits lors de l'interaction d'un faisceau d'électrons mono-énergétiques avec un convertisseur de tantale. La troisième partie de ce chapitre traite des mesures de sections efficaces faites sur des échantillons de référence de cuivre et d'or ainsi que la section efficace de production de l'état isomérique à 463 keV du ^{84}Rb . Enfin la dernière partie du chapitre présente les estimations des taux de production de l'état isomérique du ^{84}Rb en utilisant les caractéristiques des faisceaux d'électrons obtenus sur l'installation laser LULI2000 du LULI.

6.1 Principe de la mesure de section efficace : protocole expérimental

Dans ce paragraphe la procédure expérimentale pour mesurer la section efficace de la réaction $^{85}\text{Rb}(\gamma, n)^{84m}\text{Rb}$ est décrite. Les faisceaux de photons sont produits à partir de faisceaux d'électrons mono-énergétiques d'énergie E_e^- . Un convertisseur de tantale permet de produire, par Bremsstrahlung, un faisceau de photons dont la distribution en énergie est continue et varie de 0 à E_e^- . Les cibles sont irradiées pendant un temps Δt_{irr} . Nous avons choisi comme référence temporelle l'instant où l'irradiation des cibles est arrêtée.

A la fin de l'irradiation, l'activité des échantillons est mesurée pendant un temps Δt_m . Le début de la mesure correspond au temps $t = t_0$. Le nombre I d'événements détectés, permet de remonter aux nombres de noyaux radioactifs présents dans les échantillons à

la fin de l'irradiation. Ce nombre peut s'écrire de la façon suivante :

$$I = \varepsilon \int_{t_0}^{t_0 + \Delta t_m} \lambda N_0 e^{-\lambda t} dt \quad (6.1)$$

Où la quantité ε correspond à l'efficacité de détection. Elle est déterminée avec des simulations GEANT4 pour les différentes sources et géométries de détection utilisées durant l'expérience et, qui sont décrites dans le chapitre 3. λ est la constante de décroissance radioactive et N_0 est le nombre de noyaux radioactifs présents dans l'échantillon irradié à la fin de l'irradiation. A partir de la relation (6.1), on peut écrire N_0 sous la forme :

$$N_0 = \frac{I}{\varepsilon(e^{-\lambda t_0} - e^{-\lambda(t_0 + \Delta t_m)})} \quad (6.2)$$

Soit η le taux de production de noyaux radioactifs durant l'irradiation. Il s'écrit sous la forme de la relation (6.3) en faisant l'hypothèse que le courant d'électrons reste constant durant l'irradiation.

$$\eta = \frac{N_0 \lambda}{1 - e^{-\lambda \Delta t_{irr}}} \quad (6.3)$$

Où N_0 est le nombre d'isotopes radioactifs présents dans la cible à la fin de l'irradiation et Δt_{irr} est la durée d'irradiation. La relation (6.4) explicite le lien entre le taux de production, la section efficace de la réaction nucléaire impliquée et le spectre de photons généré par Bremsstrahlung.

$$\eta(e^-) = N_{atomes} \int_0^{E_{\gamma max}} \phi(E_{\gamma}, E_{e^-}) \sigma(E_{\gamma}) dE_{\gamma} \quad (6.4)$$

Où $\phi(E_{\gamma}, E_{e^-})$ est le flux de photons d'énergie E_{γ} produits par des électrons d'énergie E_{e^-} traversant la cible par unité de temps. $\sigma(E_{\gamma})$ est la section efficace de la réaction nucléaire considérée et N_{atomes} est la densité surfacique d'atomes dans la cible. Dans cette relation seule la section efficace est inconnue. Le flux de photons sera estimé via des simulations GEANT4.

Les réactions (γ, n) exploitent la Résonance Géante Dipolaire, décrite dans de nombreuses publications comme par exemple celle de B.L. Berman et S.C. Fultz [154]. La relation (6.5) donne l'expression de la section efficace de ces réactions sous la forme d'une sommation de j Lorentziennes.

$$\sigma(E_{\gamma}) = \sum_{i=1}^j \sigma_{max}^i \frac{(\Gamma^i E_{\gamma})^2}{(E_{\gamma}^2 - E_0^2)^2 + (\Gamma^i E_{\gamma})^2} \quad (6.5)$$

Avec $j=1$ dans le cas d'un noyau sphérique et $j=2$ permet de décrire la section efficace associée à un noyau déformé à symétrie axiale. Pour déterminer les paramètres des lorentziennes qui permettent de reproduire les taux de production mesurés nous avons introduit une méthode de minimisation de la quantité χ^2 définie par la relation (6.6)

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{i_{max}} \left(\frac{\eta_m(E_i) - \eta_c(E_i)}{\Delta\eta_m(E_i)} \right)^2 \quad (6.6)$$

Où $\eta_m(E)$ est le taux de production mesuré pour des électrons d'énergie E , $\Delta\eta_m(E)$ est l'incertitude sur le nombre de réactions mesuré et $\eta_c(E)$ est le taux de production calculé. Nous avons réalisé $i_{max} = 16$ mesures différentes.

En minimisant la quantité χ^2 nous obtenons les paramètres des lorentziennes ($\Gamma_i, \sigma_{max}^i, E_{0i}$) qui permettent de reproduire au mieux les résultats de nos mesures d'activation. En plus de la grandeur χ^2 , nous introduisons la quantité χ_{reduit}^2 définie ainsi :

$$\chi_{reduit}^2 = \frac{1}{16 - \alpha} \sum_{k=1}^{16} \left(\frac{\eta_m(E_k) - \eta_c(E_k)}{\Delta\eta_m(E_k)} \right)^2 \quad (6.7)$$

Où α est le nombre de paramètres libres de la section efficace. Il est égal à 3 ou 6 en fonction du nombre de lorentziennes qui seront utilisées pour représenter la section efficace de la réaction.

6.1.1 Production des faisceaux d'électrons mono-énergétiques : l'accélérateur ELSA

ELSA est un laser à électrons libres, situé à Bruyères-le-Châtel au CEA/DIF, dans lequel on peut indépendamment utiliser l'accélérateur linéaire et la cavité optique. Les paquets d'électrons injectés dans l'accélérateur linéaire sont produits par l'interaction d'un faisceau laser avec une photo-cathode. Le laser est basé sur un oscillateur (Nd:YVO₄) Quantronix ML 416 à 72.22 MHz. Le faisceau sortant de l'oscillateur est envoyé sur 4 étages d'amplification. En sortie du pilote l'impulsion laser est filtrée spatialement. La chaîne laser comporte différents diagnostics permettant de régler le faisceau d'électrons produit. Le laser est focalisé en amont de la photo-cathode pour éviter tout risque d'endommagement. Les électrons seront arrachés par l'impulsion laser par effet photo-électrique. Ces électrons passent dans la première cavité radio-fréquence fonctionnant à 144 MHz qui permet de les accélérer jusqu'à une énergie de 2,5 MeV. Trois autres cavités fonctionnant à 433 MHz permettent d'accélérer les électrons jusqu'à une énergie maximale de 20 MeV. La structure temporelle du faisceau d'électrons est étroitement liée à celle du laser d'extraction. Les paquets d'électrons se présentent sous la forme de macro-impulsions dont la cadence peut aller jusqu'à 10 Hz (1 Hz dans le cas de notre expérience). Les macro-impulsions contiennent jusqu'à $2 \cdot 10^4$ micro-impulsions. Les micro-impulsions ont une durée comprise entre 10 et 200 ps et sont émises à une cadence pouvant atteindre la cadence de l'oscillateur (72 MHz). La charge de chaque macro-impulsion peut être ajustée en jouant sur le nombre de micro-impulsions dans une macro-impulsion. Dans le cadre de notre expérience nous avons une charge de $1 \mu\text{C}/\text{macro-impulsion}$.

Au bout de la ligne, le faisceau d'électrons arrive sur un convertisseur de tantale de 1,2 mm d'épaisseur. Il permet de convertir le faisceau mono-énergétique d'électrons

en un faisceau de photons continu en énergie et dont l'énergie maximale correspond à l'énergie des électrons. Un collimateur permet, en fonction de son ouverture, de récupérer un faisceau plus ou moins collimaté.

6.1.2 Échantillons irradiés

Pour obtenir la section efficace de la réaction $^{85}\text{Rb}(\gamma, n)^{84m}\text{Rb}$ il est nécessaire de caractériser le faisceau de photons produit par Bremsstrahlung. Les spectres de photons sont déterminés à l'aide de simulations Monte-Carlo avec le code GEANT4. Pour tester la validité des spectres simulés, nous avons utilisé des échantillons dont les sections efficaces des réactions (γ, n) sont connues (figure 6.1). Les échantillons de référence utilisés sont le cuivre et l'or naturel. Ils se présentent sous la forme de pastilles circulaires de $100\ \mu\text{m}$ d'épaisseur et de 2,4 cm de diamètre (figure 6.2).

Le rubidium est un alcalin, il est par conséquent très réactif au contact de l'eau. Pour l'expérience nous avons utilisé une forme chimique plus stable : RbCl (chlorure de rubidium). Les échantillons se présentent sous la forme de pastilles circulaires de 2,4 cm de diamètre et de 3 mm d'épaisseur ¹.

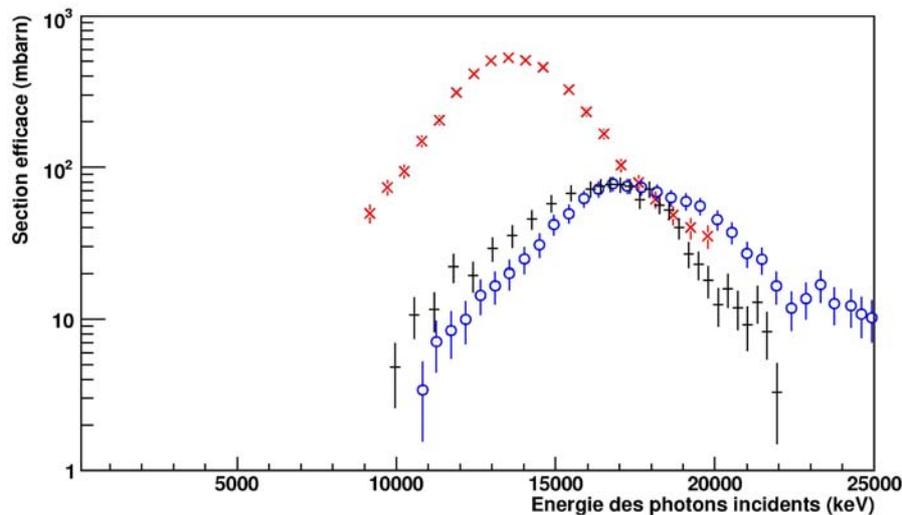


FIG. 6.1 – Courbes de sections efficaces des réactions (γ, n) induites par le faisceau de photons dans les cibles d'or et de cuivre. Les croix rouges représentent la section efficace de la réaction $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$ [155], les ronds bleus correspondent à la section efficace de la réaction $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$ [152, 156] et les croix noires représentent la section efficace de la réaction $^{65}\text{Cu}(\gamma, n)^{64}\text{Cu}$ [151].

L'ensemble (Cu+RbCl+Au) est posé dans un berceau muni d'une gorge spécialement conçue pour accueillir les trois cibles. Le tout est positionné dans l'axe du faisceau d'électrons à une distance de $(1,63 \pm 0,02)$ m du convertisseur. L'alignement des cibles avec

¹Le RbCl se présente sous la forme d'une poudre que F. Haddad du laboratoire Subatech à Nantes a mise sous la forme de pastilles à l'aide d'une presse.

le faisceau de photons est réalisé avec un laser HeNe aligné préalablement sur l'axe du faisceau d'électrons.

Une image du faisceau de photons est faite avant chaque irradiation pour s'assurer que l'ensemble des cibles sera irradié de façon homogène par le faisceau. Cette image est réalisée avec une Image Plate ².

Des échantillons massifs de cuivre ont aussi été utilisés pour monitorer le faisceau de photons. Les dimensions de ces échantillons sont 0,5x0,5x1,0 cm. Ils sont positionnés sur une croix située derrière l'ensemble des cibles irradiées par le faisceau de photons. En s'assurant d'une activation homogène des échantillons sur la croix, nous pouvons nous assurer que pendant l'irradiation il n'y a pas eu de déplacement spatial significatif du faisceau de photons.



FIG. 6.2 – Photo de l'ensemble de cibles utilisé lors de la mesure sur l'installation ELSA. En arrière des cibles Cu, RbCl et Au se trouve le support d'échantillons de cuivre qui permet de vérifier que le faisceau est resté spatialement homogène durant les irradiations. Pour s'assurer de cela il faut que les activations sur les différents échantillons de cuivre soient similaires. Ce système de croix est identique à celui utilisé sur les expériences RX2 (Cf. Chapitre 5).

La durée des irradiations a varié en fonction de l'énergie maximale du faisceau de photons. Lors de l'expérience, des irradiations de durée comprise entre 30 et 60 minutes ont été réalisées avec un faisceau d'intensité de $1 \mu\text{A}$.

²Image Plate : film sensible aux particules chargées et rayonnements ionisants. Le développement de ces films nécessite l'utilisation d'un scanner spécifique.

6.2 Mesures d'activation

Les faisceaux de photons induisent des réactions (γ, n) dans les cibles de cuivre, d'or et de rubidium. Compte-tenu des énergies d'électrons utilisées (de 8 à 18 MeV), nous pouvons exclure les réactions de types $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 3n)$ pour lesquelles les seuils de réactions sont à des énergies supérieures autour de 20 MeV. Dans le cas du cuivre, les photons γ induisent la production d'émetteurs β^+ (^{62}Cu et ^{64}Cu). Le système NATALIE a été utilisé pour mesurer l'activité de ces échantillons. Ce système de détection est décrit dans le Chapitre 2.

Le RbCl et l'Au sont, certes des émetteurs β^+ , mais les rapports d'embranchement sont tellement faibles par rapport au β^- et à la capture électronique (CE) qu'il n'est pas aisé d'en faire la mesure. La précision statistique serait tellement faible que cela entraînerait de grandes incertitudes sur les nombres de réactions déterminés. Les décroissances (β^- et CE) de l' ^{196}Au et du ^{84}Rb produisent des noyaux fils dans des états excités. Chaque raie γ permet de signer la désexcitation d'un état et par conséquent permet de signer la décroissance du noyau père. La décroissance du ^{84m}Rb vers le niveau fondamental du ^{84}Rb se fait via l'émission de 2 photons γ de 215 et 248 keV. Les énergies des raies γ qu'il faut détecter sont donc relativement proches. Pour pouvoir résoudre toutes les raies et avoir un bon rapport signal sur bruit, il est nécessaire d'utiliser un détecteur avec une résolution en énergie de l'ordre du keV. C'est pour cela que nous avons choisi des détecteurs germanium.

6.2.1 Mesure de l'activité β^+

La mesure de l'activité β^+ est faite via la détection en coïncidence de 2 photons de 511 keV pour le ^{62}Cu et le ^{84}Rb . Le chapitre 2 montre les détecteurs utilisés pour la détection en coïncidence et le principe de la mesure de l'activité d'une source β^+ . Le rubidium naturel est composé de 2 isotopes, le ^{85}Rb et le ^{87}Rb . Les photons γ induisent la production du ^{84}Rb qui est un émetteur β^+ mais également la production du ^{86}Rb qui est un émetteur β^- avec une période de 18,7 jours. Il n'y a donc pas de pollution de la mesure β^+ par un autre isotope du rubidium. Dans le cas où les radioéléments présentent des périodes très différentes il est possible de les distinguer directement sur la courbe de décroissance. Dans le cas du cuivre naturel, la courbe de décroissance de la figure 6.3 met en évidence la décroissance de 2 radio-isotopes différents.

Le nombre de noyaux radioactifs présents dans les échantillons à la fin des irradiations peut être déterminé de deux façons différentes.

La première consiste à intégrer la courbe de décroissance sur un temps fixé. Entre la fin de l'irradiation et le début du comptage il s'écoule un temps noté t_0 . On note I le nombre de coïncidences détectées durant le temps de mesure Δt_m et ε est l'efficacité de détection β^+ . On choisit généralement une zone entre 0 et 30 minutes de comptage pour estimer le ^{62}Cu . Le choix de cette zone permet dans un premier temps de s'affranchir de la contribution extrêmement faible de la décroissance ^{64}Cu (moins de 1% de l'intégrale dans la zone considérée). Puis on choisit un deuxième intervalle après 100 minutes de

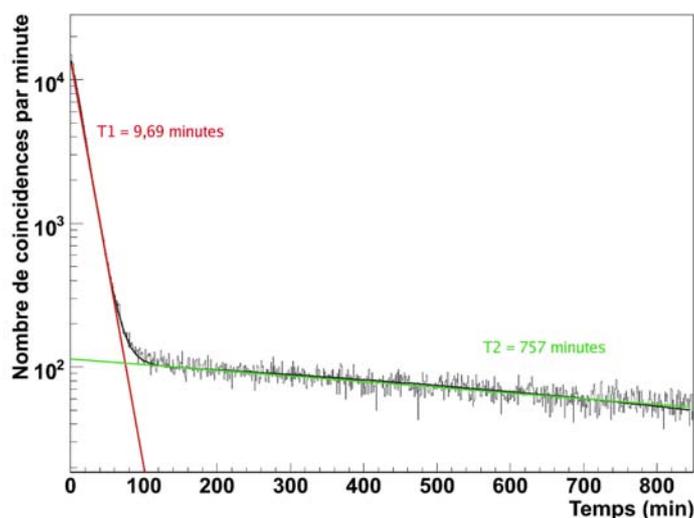


FIG. 6.3 – Mesure du nombre de coïncidences détectées sur un échantillon de cuivre irradié pendant 60 minutes par un faisceau de photons dont l'énergie maximale est de 18 MeV. Deux périodes sont identifiées, la première (9.69 ± 0.02) minutes correspond à la période du ^{62}Cu et la deuxième période (757.4 ± 14.6) minutes correspond à la période du ^{64}Cu .

comptage dans lequel il ne reste que la contribution du ^{64}Cu . En utilisant l'équation (6.2) il est possible de remonter aux nombres de noyaux radioactifs dans l'échantillon juste après la fin de l'irradiation.

La deuxième méthode consiste à réaliser un ajustement de la courbe de décroissance à l'aide de 2 périodes suivant l'équation 6.8. On obtient ainsi l'évolution de l'activité en fonction du temps et à partir là, l'activité initiale en ^{62}Cu ($A_1^{62}\text{Cu}$) et en ^{64}Cu ($A_0^{64}\text{Cu}$). En corrigeant des efficacités de détection il est possible de remonter directement aux nombres de noyaux de chaque isotope présents dans l'échantillon à un instant donné. Cette méthode est très efficace pour la mesure du ^{62}Cu car la durée de vie est plus petite que la durée de la mesure. Ceci n'est pas vrai dans le cas du ^{64}Cu dont la durée de vie est de l'ordre de 12,7 h. Par conséquent l'incertitude sur la mesure de $A_0^{64}\text{Cu}$ est grande, de l'ordre d'une vingtaine de %.

$$A^{\text{Cuivre}}(t) = A_0^{64\text{Cu}} e^{-\lambda_{64\text{Cu}} t} + A_1^{62\text{Cu}} e^{-\lambda_{62\text{Cu}} t} \quad (6.8)$$

Le tableau 6.1 permet de comparer les nombres de noyaux présents, dans un échantillon à la fin d'une irradiation, estimés à partir de l'ajustement de la courbe de décroissance ou à partir de l'intégrale pour les 2 isotopes radioactifs produits.

Dans le cas du ^{62}Cu , l'ajustement et l'intégration donnent des résultats similaires. Dans le cas du ^{64}Cu , les résultats obtenus sont très différents. La durée de la mesure n'est pas suffisante par rapport à la période du radioélément (12,7 heures) pour pouvoir faire une mesure correcte. La méthode d'intégration est certes plus fastidieuse à mettre en place que la méthode d'ajustement mais elle présente l'avantage d'être fiable dès que la précision statistique dans l'intégrale est suffisante.

Irradiation	^{62}Cu		^{64}Cu	
	Intégrale	Ajustement	Intégrale	Ajustement
Irr 1 [nyx]	$(1,01 \pm 0,13) \cdot 10^7$	$(1,06 \pm 0,10) \cdot 10^7$	$(2,13 \pm 0,30) \cdot 10^6$	$(1,17 \pm 0,20) \cdot 10^7$
Irr 2 [nyx]	$(6,36 \pm 0,80) \cdot 10^6$	$(6,66 \pm 0,10) \cdot 10^6$	$(1,35 \pm 0,20) \cdot 10^6$	$(7,5 \pm 0,20) \cdot 10^6$

TAB. 6.1 – Nombre de noyaux radioactifs présents dans l'échantillon de cuivre à la fin de l'irradiation en fonction de la méthode d'analyse utilisée (intégrale, ajustement).

6.2.2 Mesure de l'activité γ

Dans le cas des mesures γ réalisées avec des détecteurs germanium nous n'avons pas accès à une courbe de décroissance mais à un spectre en énergie de par l'utilisation d'un système d'acquisition différent de celui de NATALIE qui réalise une acquisition événement par événement. On distingue sur le spectre des événements collectés, corrigé du temps mort de l'acquisition, différentes raies γ comme l'illustre la figure 6.4. Les énergies des raies permettent d'identifier le noyau à l'origine de l'émission.

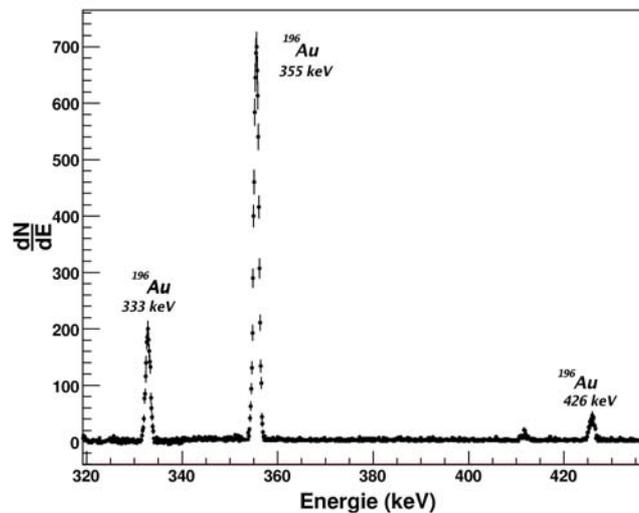


FIG. 6.4 – Exemple d'un spectre en énergie obtenu avec le germanium Ge90. La source est de l' ^{196}Au . On distingue principalement 2 photons γ . Les photons de 333 et 355 keV interviennent après la décroissance de l' ^{196}Au par β^+ ou CE vers le ^{196}Pt . Le pic à 426 keV correspond à l'émission du noyau de ^{196}Hg , produit par émission β^- . Cependant il existe une sommation entre un photon de 355 keV et un photon X émis par l'or qui correspond aussi à la raie γ à 426 keV.

Les 2 principales raies γ de l' ^{196}Au sont identifiées sur le spectre de la figure 6.4. La raie à 426 keV qui correspond à la décroissance d'un noyau d' ^{196}Au par β^- vers le ^{196}Hg n'est pas utilisable directement. Il existe une sommation possible entre les photons à 355 keV et des photons X de 71 keV (K_α).

Par analogie avec la mesure de décroissance réalisée avec le cuivre, la surface des pics de pleine énergie permet de remonter aux nombres de noyaux de ^{196}Au présents dans

les échantillons à la fin de chaque irradiation. La relation (6.2) est à nouveau utilisée en remplaçant l'intégrale I du nombre de β^+ détectés par la surface S du pic de pleine énergie. Les temps t_0 et la durée de la mesure Δt_m sont connus. L'efficacité de détection est également simulée avec le code GEANT4. Les résultats des simulations des efficacités de détection sont donnés dans le paragraphe suivant.

Contrairement au cas de la courbe de décroissance du ^{62}Cu pour laquelle le bruit de fond était négligeable, dans le cas des mesures γ , il est indispensable de bien estimer le bruit de fond intervenant dans les surfaces des pics de pleine énergie. Le bruit de fond dans les mesures provient de deux sources. La première est le bruit de fond γ du milieu dans lequel a été effectuée la mesure. Celui-ci peut être aisément estimé grâce à un comptage préalable en l'absence de la source radioactive. La deuxième source est un bruit qui provient directement de la source. En effet, les sources étudiées sont émettrices de plusieurs photons γ , le plus souvent en cascade. Il est donc indispensable de soustraire à chaque pic la contribution éventuelle du plateau Compton des autres photons plus énergétiques.

Pour effectuer la mesure de la surface des pics de pleine énergie on commence par soustraire spectre à spectre le bruit de fond ambiant normalisé sur la durée de la mesure. Puis en faisant la moyenne du fond en aval et en amont du photo-pic, auquel le bruit de fond ambiant est soustrait, on peut estimer le fond induit par les plateaux Compton des autres photons γ .

6.2.2.1 Efficacités de détection γ d'un détecteur germanium

Lors des expériences réalisées au CEA/DAM sur l'installation ELSA, deux détecteurs germanium ont été utilisés pour mesurer les photons γ signant la décroissance du ^{196}Au et du ^{84m}Rb . Les mesures des échantillons d'or sont réalisées à l'aide d'un détecteur germanium 90% (Ge90)³ et les mesures sur les échantillons de RbCl sont effectuées à l'aide d'un germanium 40% (Ge40) disposant d'une fenêtre mince d'époxy. La distance entre l'échantillon d'or et le Ge90 était de (15.0 ± 0.3) cm. Celle entre l'échantillon de RbCl et le Ge40 était de (30.0 ± 0.2) cm. Des simulations sont nécessaires pour estimer l'efficacité de détection γ des sources non ponctuelles créées.

Validation des simulations à l'aide d'une source étalon : ^{152}Eu .

Pour s'assurer que la géométrie introduite dans la simulation Monte-Carlo est correcte une source étalon de ^{152}Eu est utilisée (figure 6.5). Cette source émet différentes raies γ dont les énergies varient entre 120 et 1408 keV. La mesure de l'efficacité de détection de chaque raie γ est ensuite comparée à la valeur obtenue dans la simulation à la même énergie.

Dans le cas de la simulation du détecteur Ge40, la figure 6.6 montre qu'il existe un

³Le détecteur Germanium est labellé par son efficacité relative pour une raie γ de 1.33 MeV (^{60}Co) mesurée avec un scintillateur NaI de 3" de long et 3" de diamètre placé à 25 cm du point source.

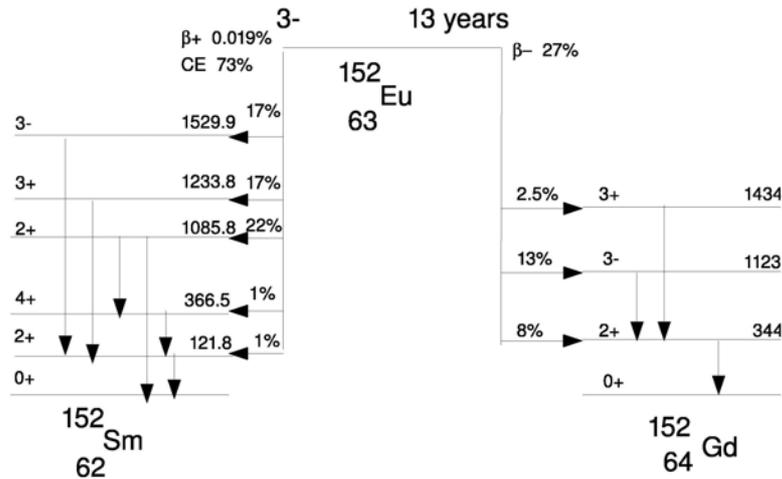


FIG. 6.5 – Schéma de la décroissance de ^{152}Eu ainsi que des principaux photons γ émis par les noyaux fils après la décroissance. Le ^{152}Eu est un émetteur principalement β^- et CE. Sa désintégration produit des noyaux fils dans différents états d'excitation. Les photons sont émis lors de la désexcitation des noyaux fils (^{152}Sm et ^{152}Gd) vers leurs états fondamentaux. Cette source est utilisée comme source étalon pour valider les simulations effectuées avec le code GEANT4.

bon accord entre les valeurs d'efficacité mesurées et celles issues des simulations. Ceci permet de valider la géométrie du détecteur Ge40.

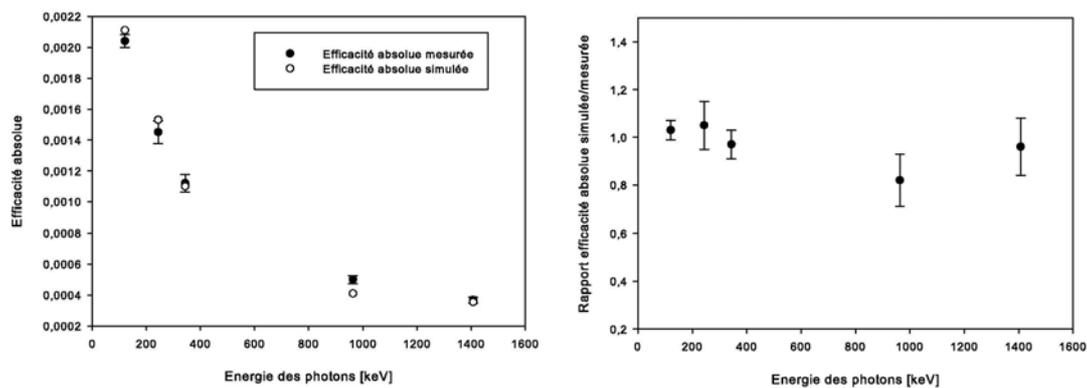


FIG. 6.6 – A droite, les courbes d'efficacité relatives mesurées et simulées avec une source de ^{152}Eu ponctuelle. Le détecteur utilisé est le Ge40 avec la source de ^{152}Eu placée à 30 cm du capot du détecteur. A gauche se trouve l'évolution du rapport Efficacité absolue Simulée/ Efficacité absolue Mesurée pour les différentes énergies.

Dans le cas du détecteur germanium Ge90, la figure 6.7 montre qu'il existe un écart systématique entre les valeurs d'efficacité mesurées et simulées. L'écart entre les valeurs

simulées et calculées est autour de 45 %. Dans le cas du point à une énergie de 121 keV, l'écart est encore plus important. Cependant, sa déviation par rapport aux autres points peut être expliquée par l'existence d'un seuil électronique dans la mesure expérimentale qui vient couper dans le pic à 121 keV. Il n'y a pas cet effet dans la simulation, d'où une efficacité de détection encore plus grande dans la simulation par rapport à la mesure expérimentale.

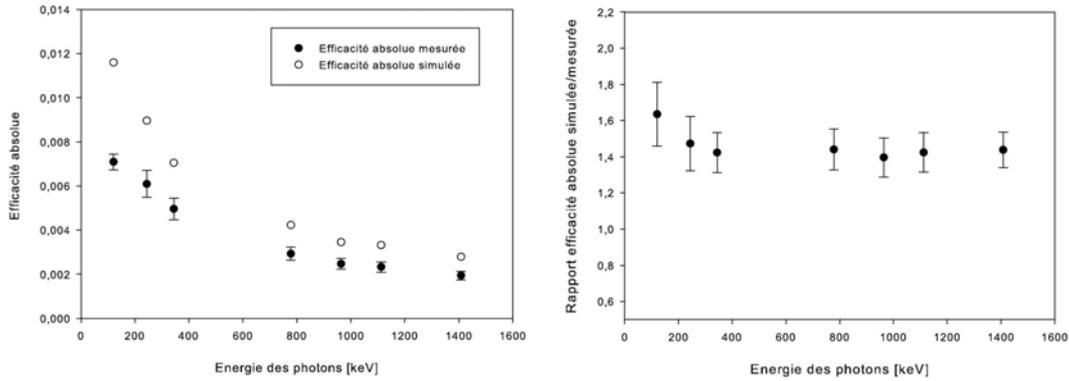


FIG. 6.7 – A droite, les courbes d'efficacités relatives mesurées et simulées avec une source de ^{152}Eu ponctuelle. Le détecteur utilisé est le Ge90 avec la source de ^{152}Eu placée à 15 cm du capot du détecteur. A gauche se trouve l'évolution du rapport Efficacité absolue Simulée/ Efficacité absolue Mesurée pour les différentes énergies.

Il y a donc un élément dans la description du détecteur qui ne correspond pas à la réalité. L'erreur peut provenir d'une erreur dans les dimensions des volumes ou bien dans les matériaux utilisés dans la simulation. Cependant l'efficacité de détection à 344 keV avec une source étendue peut être estimée grâce à la mesure avec une source ponctuelle. En effet, l'efficacité de détection de la raie à 344 keV mesurée avec une source ponctuelle de ^{152}Eu peut s'écrire sous la forme suivante :

$${}^{SP}{}_{\varepsilon_{344\text{keV}}}^M = \varepsilon_{344\text{keV}}^{int} \varepsilon_{SP}^{geo} \quad (6.9)$$

Où $\varepsilon_{344\text{keV}}^{int}$ est l'efficacité de détection intrinsèque du détecteur à 344 keV et ε_{SP}^{geo} est la probabilité qu'un photon émis par la source ponctuelle de façon isotrope entre dans le détecteur. Cette dernière peut être estimée par des considérations géométriques simples et vaut pour une source placée à 15 cm du détecteur $\varepsilon_{SP}^{geo} = 0,0154$. Ceci permet alors d'estimer l'efficacité intrinsèque du détecteur à 344 keV qui est égale à $\varepsilon_{344\text{keV}}^{int} = 0,3507$. L'efficacité de détection du photon de 344 keV simulée avec une source étendue permet de remonter à la probabilité qu'un photon émis par la source étendue de façon isotrope arrive sur le détecteur $\varepsilon_{SE}^{geo} = 0,0165$. Ainsi, connaissant l'efficacité intrinsèque du détecteur à 344 keV et la probabilité ε_{SE}^{geo} nous pouvons déterminer l'efficacité de détection d'un photon de 344 keV émis de façon isotrope par une source étendue : ${}^{SE}{}_{\varepsilon_{344\text{keV}}} = 5,79^{-3}$.

Source de ^{196}Au

Les cibles d'or sont uniquement composées de l'isotope ^{197}Au . Le faisceau de photons induit, par des réactions (γ, n) , la production de ^{196}Au . Ce radioélément n'est que très faiblement émetteur β^+ comme le montre le schéma de décroissance de la figure 6.8 où uniquement $5,10^{-5}\%$ des désintégrations sont faites par émission de positrons.

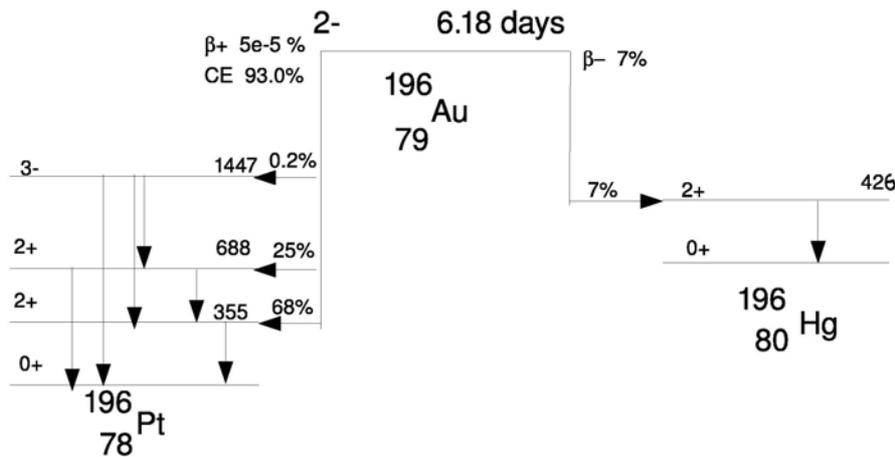


FIG. 6.8 – Schéma de la décroissance de ^{196}Au ainsi que des principaux photons γ émis par les noyaux fils après la décroissance.

La décroissance de l' ^{196}Au peuple principalement 2 niveaux du ^{196}Pt qui se désexcitent par émission γ [157, 158]. Les deux raies γ sont :

- $E_{\gamma 1 \text{ Au}} = 355 \text{ keV}$ avec une intensité $I_{\gamma}^{355 \text{ keV}} = 0,87$
- $E_{\gamma 2}^{\text{Au}} = 333 \text{ keV}$ avec une intensité $I_{\gamma}^{333 \text{ keV}} = 0,229^4$.

C'est à partir de la mesure d'une de ces 2 raies qu'il est possible de déterminer le nombre de noyaux de ^{196}Au formés dans un échantillon durant une irradiation. L'efficacité de détection γ ne variant pas trop sur la gamme en énergie 333-355 keV nous avons utilisé l'efficacité déterminée avec une source étendue de ^{152}Eu à 344 keV dans la section précédente. Pour remonter aux nombres de noyaux radioactifs présents dans l'échantillon à un instant donné à partir de la mesure des photons γ émis, il est nécessaire de connaître la probabilité qu'une détection de photons (333 et/ou 355 keV) signe la décroissance d'un noyau de ^{196}Au . Par la suite ces probabilités seront notées respectivement $\varepsilon_{333 \text{ keV}}^{\text{Au}}$ et $\varepsilon_{355 \text{ keV}}^{\text{Au}}$ pour les raies γ à 333 et 355 keV. La relation (6.10) permet de relier l'efficacité de détection γ à la probabilité de détecter la décroissance d'un noyau d'or via la détection d'un photon.

⁴Les intensités des raies γ sont disponibles sur des bases de données comme la base nudat du laboratoire NNDC. Elles prennent en compte la conversion interne qui intervient en concurrence de l'émission γ lors de la désexcitation d'un état nucléaire.

$$\varepsilon_{XkeV}^{Au} = \varepsilon_{344keV}^{int} * I_{\gamma}^{XkeV} \quad (6.10)$$

Les probabilités ont été calculées pour les 2 raies γ issues de la décroissance de ^{196}Au . Le tableau 6.2 compile les résultats obtenus.

Source	Efficacité E_{γ}	ε^{196Au}	
Energie γ	344 keV	333 keV	355 keV
ε [%]	$(5,79 \pm 0,03)10^{-1}$	$(1,32 \pm 0,01)10^{-1}$	$(5,04 \pm 0,03)10^{-1}$

TAB. 6.2 – Probabilité que la détection d'une décroissance d'un noyau de ^{196}Au conduise à la détection d'un photon de 333 ou 355 keV. L'efficacité de détection des photons est issue d'une estimation réalisée à partir des mesures faites avec une source ponctuelle de ^{152}Eu .

A présent nous allons pouvoir opérer le même calcul pour la source de ^{84m}Rb .

Source de ^{84}Rb et ^{84m}Rb

La figure 1.6 représente le schéma de décroissance du rubidium. La désexcitation du niveau isomérique peut être identifiée par la détection de 2 photons γ [159] :

- $E_{\gamma 1Rb} = 215.6$ keV avec une intensité $I_{\gamma}^{215keV} = 0.313$
- $E_{\gamma 2Rb} = 248$ keV avec une intensité $I_{\gamma}^{248keV} = 0.630$

Le niveau fondamental est instable et peut se désexciter soit par émission β^+ , CE vers le ^{84}Kr ou par β^- vers le ^{84}Sr . Pour estimer la production de noyau de ^{84}Rb dans son état stable il est possible de détecter un photon γ émis lors de sa désintégration vers le ^{84}Kr . Il s'agit d'un photon γ d'énergie $E_{\gamma 3Rb} = 881$ keV avec une intensité $I_{\gamma}^{881keV} = 0.69$. Le tableau 6.3 récapitule les efficacités simulées avec le code GEANT4 pour des sources de photons ayant des énergies de 215keV et 248 keV ainsi que pour une source de ^{84}Rb .

Source	Efficacités E_{γ}		
Energie γ	215 keV	248 keV	881 keV
ε [$10^{-1}\%$]	$(1,47 \pm 0,05)$	$(1,36 \pm 0,05)$	$(0,38 \pm 0,02)$
Source ^{84}Rb	ε^{84Rb}		
	215 keV	248 keV	881 keV
ε [$10^{-1}\%$]	$(0,46 \pm 0,02)$	$(0,85 \pm 0,02)$	$(0,26 \pm 0,01)$

TAB. 6.3 – Efficacités de détection simulées pour des photons de 215, 248 et 881 keV ainsi que la probabilité $\varepsilon^{84m}\text{Rb}$ de détecter la décroissance d'un noyau de ^{84m}Rb via la détection d'un photon de 215 keV ou 248 keV. Les sources de photons sont positionnées devant un germanium 40% avec une fenêtre d'entrée en epoxy à une distance de 30.0 cm.

La probabilité de détection de la décroissance d'un noyau de ^{84}Rb via la détection d'un photon de 881 keV est faible. De plus, la période de décroissance radioactive de l'état fondamental du ^{84}Rb , de 32,7 jours, rend difficile la mesure de cette décroissance.

6.2.3 Taux de production normalisés

Connaissant les nombres de noyaux radioactifs présents dans les différents échantillons (cuivre, or et RbCl) nous pouvons à l'aide de la relation (6.3) déterminer les taux de production de chaque radioélément en fonction des irradiations. Afin de pouvoir les comparer, il est nécessaire de faire une normalisation des taux de production bruts par la masse de la cible (les cibles activées ne sont pas réutilisées) et le courant d'électrons lors de l'irradiation. En effet, ces 2 grandeurs peuvent être très différentes d'une irradiation à l'autre. La figure 6.9 illustre les taux de production normalisés obtenus pour les différents isotopes radioactifs mesurés.

Le taux normalisé est strictement croissant. A chaque énergie 2 irradiations différentes ont été effectuées. On constate que l'accord entre les points mesurés à 2 reprises est bon. De même pour les taux de production en ^{197}Au et en ^{84m}Rb les mesures ont été faites avec les 2 raies γ et là encore les mesures obtenues avec les 2 raies sont cohérentes.

6.3 Spectres de photons produits avec GEANT4

La géométrie du convertisseur ainsi que celle du collimateur installés sur ELSA ont été implantées dans le code GEANT4 comme l'illustre la figure 6.11. Un faisceau d'électrons mono-énergétiques est envoyé avec un angle de 45° par rapport à la normale du convertisseur. Les sections efficaces décrivant le processus de Bremsstrahlung dans le code GEANT4 sont celles de S.M. Seltzer et M.J. Berger [160]. Les données EEDL (Evaluated Electrons Data Library) [161] sont utilisées dans le code GEANT4 pour fixer les paramètres libres de la section efficace de Bremsstrahlung pour un électron.

Les échantillons de cuivre et d'or sont utilisés pour vérifier que les spectres de photons simulés correspondent à la réalité expérimentale. Les spectres de photons sont simulés pour des faisceaux d'électrons monoénergétiques dont les énergies varient de 10 à 19 MeV par pas de 500 keV.

Les simulations numériques effectuées pour déterminer les spectres de photons nécessitent une importante puissance de calcul (une centaine de CPU sur le centre de calcul). En effet les spectres doivent être calculés pour les 16 énergies d'électrons utilisées lors de l'expérience. De plus, comme les cibles se trouvent à 1,64 m du convertisseur il faut envoyer dans la simulation un très grand nombre d'électrons pour pouvoir avoir un spectre de photons avec une statistique suffisante, de l'ordre d'une centaine de coups par canal d'énergie. Les simulations ont été effectuées sur la ferme de calcul ANASTASIE du Centre de Calcul de l'Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules. Pour une énergie d'électron donnée, les simulations sont effectuées avec $5 \cdot 10^{10}$ électrons. L'exécution d'une simulation requiert un temps de calcul de 5 heures. La figure 6.11 représente des spectres de photons obtenus pour des électrons incidents de différentes énergies. Ces spectres ont l'allure typique des spectres de Bremsstrahlung avec une énergie maximale proche de l'énergie maximale des électrons incidents.

Les flux de photons obtenus durant les différentes irradiations peuvent être reliés aux

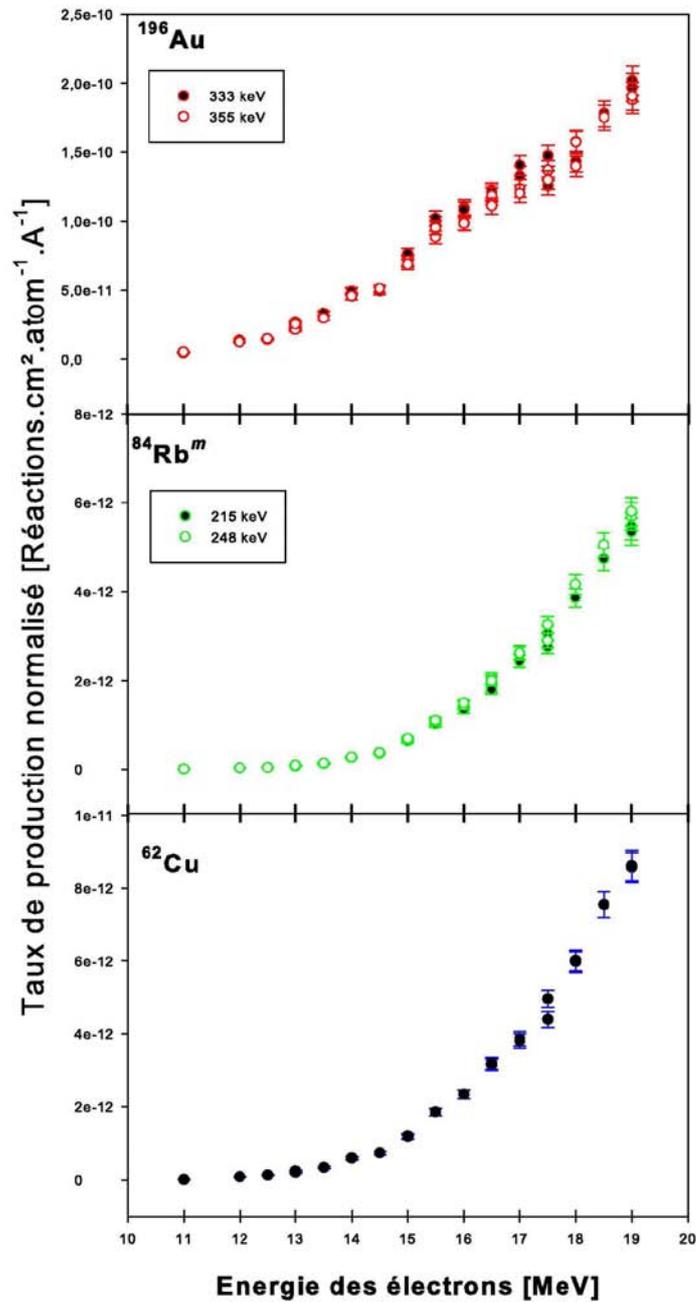


FIG. 6.9 – Evolution du taux de production normalisé η_{norm} dans les différentes cibles utilisées lors de l'expérience, exprimé en nombre de réactions par unité de surface par atome et par ampère, en fonction de l'énergie des électrons.

spectres de photons obtenus dans les simulations numériques via la relation (6.4). Il est nécessaire de corriger les spectres simulés pour prendre en compte les courants moyens d'électrons utilisés pendant les irradiations. Par la suite, le flux de photons sur les cibles

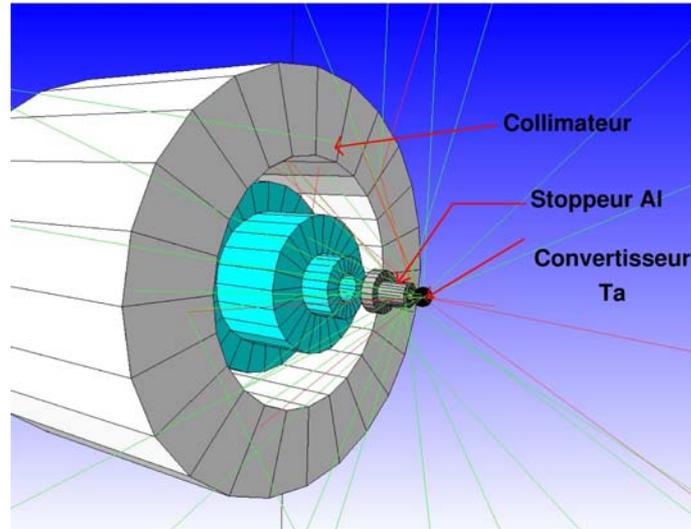


FIG. 6.10 – Schéma du convertisseur et du collimateur implantés dans le code GEANT4.

obtenu avec des électrons d'énergie E_{e^-} sera noté $\phi(E_\gamma, E_{e^-})$. Le spectre de photons obtenu dans la simulation numérique pour un nombre κ d'électrons d'énergie E_{e^-} sera noté $\psi(E_\gamma, E_{e^-})$.

$$\phi(E_\gamma, E_{e^-}) = \frac{Q_{exp}}{e\kappa\Delta t_{irr}} \psi(E, E') en[\gamma.s^{-1}] \quad (6.11)$$

où Q_{exp} est la charge accumulée au cours de l'irradiation (en Coulomb), e est la charge élémentaire de l'électron et Δt_{irr} est la durée effective de l'irradiation en secondes. La durée effective de l'irradiation est distinguée de la durée d'irradiation car dans certains cas il y a eu de nombreuses interruptions du faisceau d'électrons. Le temps d'interruption du faisceau doit être soustrait au temps de l'irradiation pour obtenir une bonne estimation du courant moyen. Pour que la correction effectuée dans la relation (6.11) soit valable cela suppose que le flux de photons est resté constant durant l'irradiation. Cette hypothèse est vérifiée en analysant les relevés effectués en ligne par l'installation.

En réinjectant la relation (6.11) dans la relation (6.4) nous pouvons exprimer le taux de production η en fonction des spectres de photons simulés.

$$\eta(E_{e^-}) = \frac{N_{atome} Q_{exp}}{e\kappa\Delta t_{irr}} \int_0^{E_{\gamma max}} \psi(E_\gamma, E_{e^-}) \sigma(E_\gamma) dE_\gamma \quad (6.12)$$

La relation (6.12) peut être discrétisée avec un pas en énergie ΔE_γ de 1 keV (relation 6.4).

$$\eta(E_{e^-}) = \frac{N_{atome} Q_{exp}}{e\kappa\Delta t_{irr}} \sum_{E_{seuil}}^{E_{\gamma max}} \psi(E_\gamma, E_{e^-}) \sigma(E_\gamma) \Delta E_\gamma \quad (6.13)$$

Cette dernière relation permet de calculer, connaissant les spectres de photons, les taux de production attendus pour une valeur de section efficace fixée.

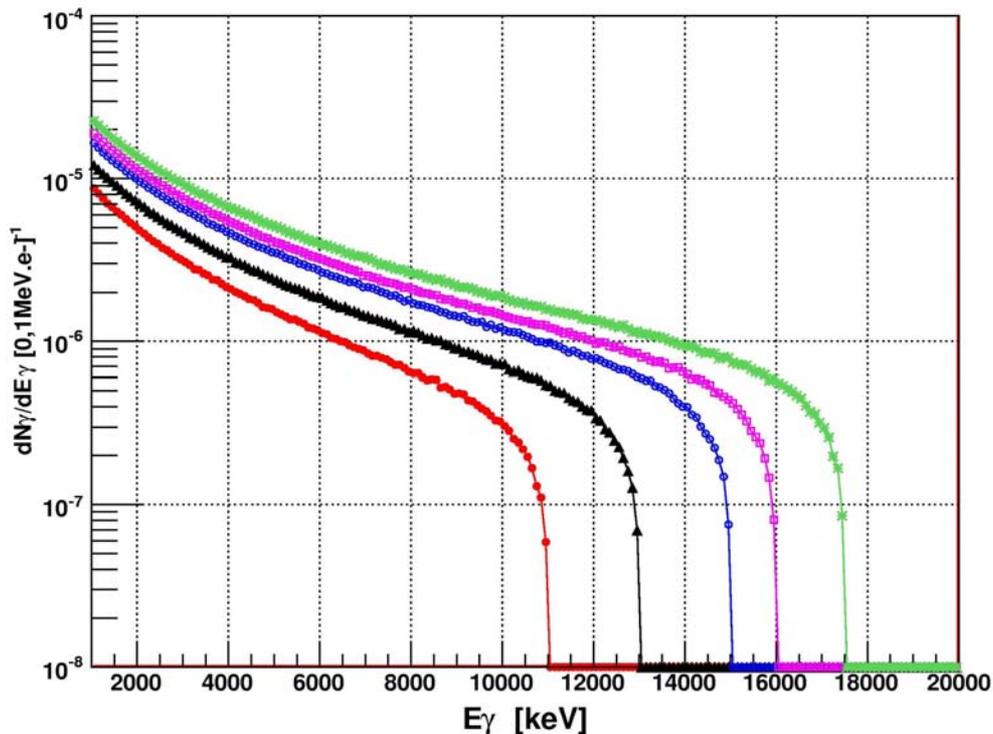


FIG. 6.11 – Spectres de photons incidents sur l'échantillon de cuivre situé à 1,64 m du convertisseur. Les différents spectres correspondent à des énergies d'électrons différentes. Les cercles pleins rouges correspondent au spectres de photons fait avec des électrons de 11 MeV. Les triangles pleins noirs sont pour des électrons de 13 MeV. Les ronds vides sont pour des électrons de 15 MeV. Les carrés vides roses sont pour des électrons de 16 MeV et les étoiles vertes sont pour des électrons de 17,5 MeV. Les spectres de photons sont réalisés avec $5 \cdot 10^9$ électrons incidents sur le convertisseur. Ils sont normalisés à un électron incident. Enfin les énergies des photons sont rassemblées par pas de 100 keV afin de minimiser les fluctuations dans les spectres de photons.

6.4 Mesures des sections efficaces à l'aide des mesures des taux de production

Dans un premier temps, nous appliquons la procédure de minimisation aux mesures d'activations effectuées sur les cibles de cuivre et d'or de référence. En vérifiant que les sections efficaces obtenues pour les réactions (γ, n) sur ces deux isotopes correspondent à celles mesurées précédemment nous pourrions montrer que les spectres de photons simulés sont corrects. La procédure est ensuite appliquée aux mesures réalisées sur le rubidium afin de déterminer les sections efficaces des réactions $^{85}\text{Rb}(\gamma, n)^{84m}\text{Rb}$ et $^{85}\text{Rb}(\gamma, n)^{84}\text{Rb}$.

6.4.1 Mesure de la section efficace de la réaction $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$

La section efficace des réactions photo-nucléaires sur le cuivre a été mesurée à de nombreuses reprises. Les données de E. Sund *et al.* [152] ont été prises comme références pour la section efficace de la réaction $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$. La section efficace de la réaction a été mesurée à partir de la mesure de l'activité β^+ du ^{62}Cu , avec des scintillateurs NaI.

Les données [152] ont été ajustées à l'aide d'une somme de deux lorentziennes comme recommandé par E. Sund *et al.* [152]. Les paramètres des lorentziennes ajustant au mieux les points expérimentaux sont présentés dans le tableau 6.4

	σ_{max}^1 [mbarn]	Γ^1 [MeV]	E_0^1 [MeV]
Ajustement [152]	59	4,153	16,637
Minimisation χ^2	59 ± 3	$4,2 \pm 0,2$	$16,4 \pm 0,3$
	σ_{max}^2 [mbarn]	Γ^2 [MeV]	E_0^2 [MeV]
	34,1	4,561	18,957
	$40,0 \pm 6,7$	$4,9 \pm 0,4$	$19,1 \pm 0,3$

TAB. 6.4 – Paramètres des ajustements dans le cas où on ajuste directement les données expérimentales de E. Sund *et al.* [152] et dans le cas où les paramètres des lorentziennes sont déterminés en minimisant la quantité χ^2 définie précédemment.

La figure 6.12 permet de comparer les taux de production mesurés avec ceux calculés en prenant l'ajustement des données de E. Sund et al et avec ceux calculés à partir du programme de minimisation du χ^2 . Les paramètres obtenus minimisant la quantité χ^2 sont présentés dans le tableau 6.4.

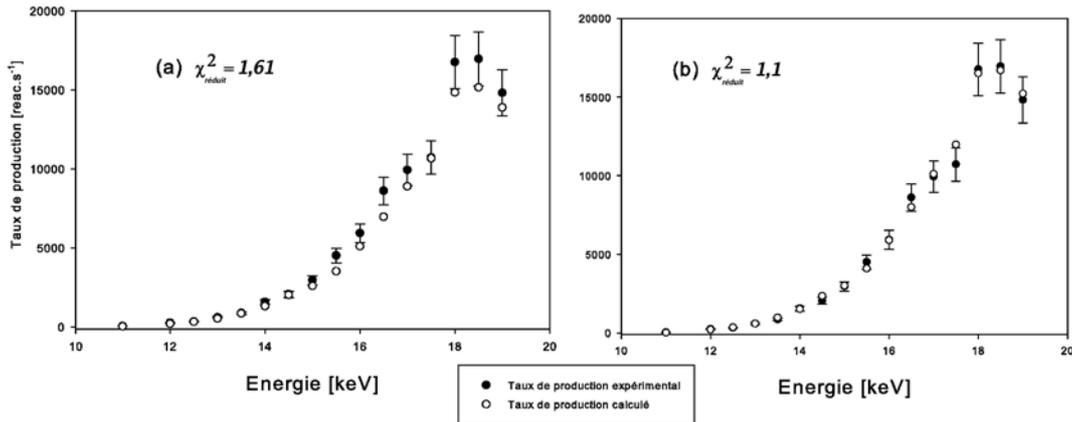


FIG. 6.12 – Comparaison des taux de production mesurés avec les taux de production calculés en prenant l'ajustement des données de section efficace publiées (a) et celui réalisé sur les taux de réactions expérimentaux (b).

Les paramètres obtenus avec la minimisation du χ^2 sont très proches de ceux qui ont

été obtenus avec l'ajustement des données de E. Sund *et al.* [152]. Les taux de production mesurés sont bien reproduits par le calcul, en effet, les valeurs de χ^2_{reduit} calculées sans prendre en compte les 3 valeurs d'énergie d'électrons les plus basses (mauvaise description du seuil de la réaction avec les fonctions lorentziennes), sont égaux à 1,61 dans le cas de la section efficace ajustée sur les données de la référence [152] et à 1,1 avec notre méthode de minimisation de χ^2 (Voir la figure 6.12). La figure 6.13 superpose les données de section efficace de la référence [152] et la courbe de section efficace que nous avons obtenue via notre programme. Nous constatons que nos mesures sont cohérentes avec celles de E Sund *et al.* [152].

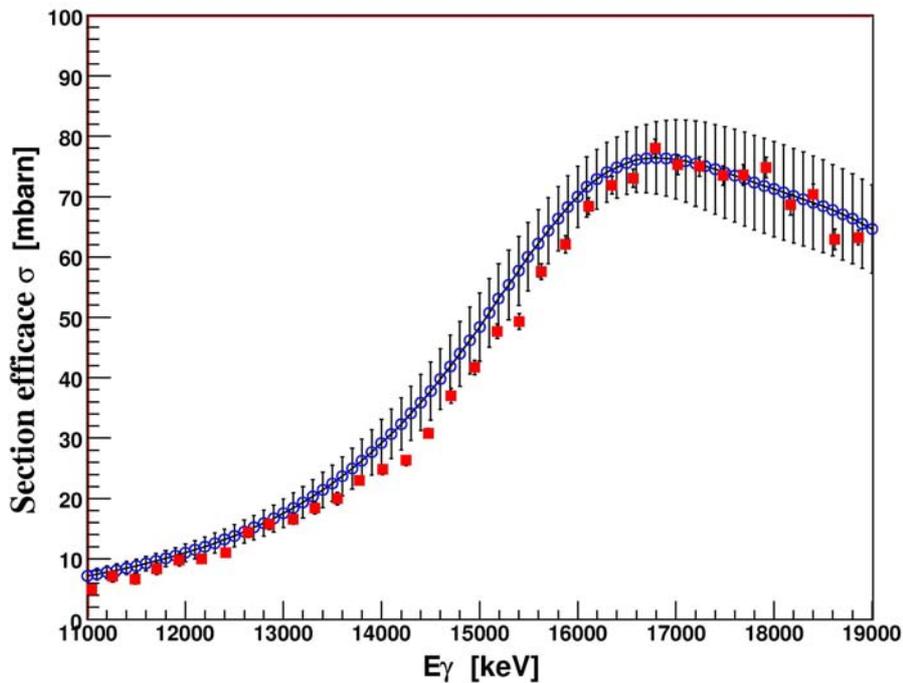


FIG. 6.13 – Comparaison entre l'ajustement réalisé à partir des taux de production en ^{62}Cu (cercles vides) et la section efficace de la réaction $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$ publiée par E. Sund *et al.* (carrés pleins).

Pour estimer la barre d'erreur sur les paramètres de l'ajustement, nous avons utilisé le programme minimisant le χ^2 de la façon suivante. On commence par tirer aléatoirement chaque taux de production dans sa barre d'erreur associée. Celle-ci correspond à une erreur statistique sur les mesures et une erreur systématique de 5% sur l'efficacité de détection. On obtient un jeu de 16 taux de production pour lesquels nous calculons, à l'aide du programme de minimisation du χ^2 , les paramètres de la fonction représentant la section efficace qui les reproduit le mieux. En répétant cette procédure un grand nombre de fois nous obtenons la valeur moyenne ainsi que l'écart type de tous les paramètres de la section efficace.

6.4.2 Mesure de la section efficace de la réaction $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$

Il existe dans la littérature différentes sections efficaces pour la réaction $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$. Elles présentent toutes dans la gamme 10-13 MeV le même comportement. Il existe toutefois des différences pour des énergies plus importantes en fonction de l'auteur choisi. Ces différences étant principalement dues à la correction ou non de la contribution de la section efficace $(\gamma, 2n)$. Nous avons fixé comme référence la section efficace publiée par A. Veyssiere *et al.* [155] qui est utilisée comme une référence pour d'autres mesures de sections efficaces. Dans cette étude, les mesures ayant été réalisées en utilisant les neutrons émis dans la voie de sortie, la section efficace correspond à la somme des sections efficaces des réactions $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)$ et $^{197}\text{Au}(\gamma, n+p)^{195}\text{Pt}$.

V.V. Varlamov *et al.* [162] ont effectué des corrections de sections efficaces (γ, n) , notamment pour la réaction $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$, liées à la non prise en compte de la multiplicité des neutrons lors de la mesure. La figure 6.14 illustre la section efficace de réaction mesurée par A. Veyssiere *et al.* en comparaison avec celle corrigée par V.V. Varlamov *et al.* [162].

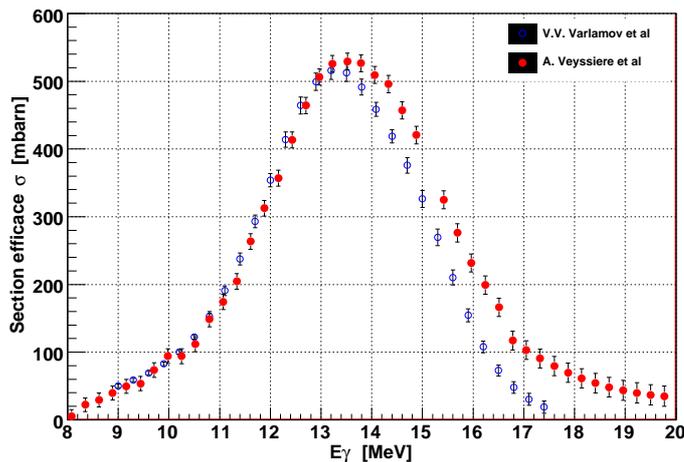


FIG. 6.14 – Comparaison des sections efficaces mesurées par A. Veyssiere et al et celles corrigées par la suite par V.V. Varlamov et al.

On observe sur la figure 6.14 que la correction effectuée par Varlamov intervient principalement au dessus de 13 MeV qui correspond au seuil de la réaction $(\gamma, 2n)$ sur le ^{197}Au . Au delà de cette énergie, la section efficace déterminée par Varlamov décroît plus rapidement que celle mesurée par Veyssiere.

Pour déterminer la section efficace de la réaction $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$, la procédure reste identique à celle présentée dans le cas des échantillons de cuivre. L'ajustement est réalisé à l'aide de la sommation de deux lorentziennes comme le suggèrent différentes publications [155]. Le choix de réaliser l'ajustement avec deux lorentziennes est justifié par l'existence d'une légère déformation du noyau de ^{197}Au . La déformation étant relativement faible, les 2 lorentziennes doivent avoir un maximum confondu à quelques centaines de keV près. La convergence de l'algorithme de minimisation de χ^2 est, dans le cas de l'or,

plus difficile à obtenir que dans le cas précédent du cuivre. En effet, les incertitudes sur les valeurs expérimentales sont plus grandes que dans le cas des mesures avec le cuivre. Cependant, en ajustant la section efficace publiée par A. Veyssiere *et al.* [155], nous obtenons les paramètres de section efficace synthétisés dans le tableau 6.5.

	σ_{max}^1 [mbarn]	Γ^1 [MeV]	E_0^1 [MeV]
Ajustement [155]	439	3,079	13,034
Minimisation	400 ± 20	$3,5 \pm 0,2$	$12,9 \pm 0,6$
	σ_{max}^2 [mbarn]	Γ^2 [MeV]	E_0^2 [MeV]
	245	2,276	14,626
	200 ± 10	$2,0 \pm 0,1$	$13,9 \pm 0,7$

TAB. 6.5 – La ligne Ajustement correspond aux paramètres d'ajustement de la section efficace publiée par A. Veyssiere *et al.* [155] avec la somme de 2 lorentziennes. La ligne Minimisation correspond aux paramètres d'ajustement de la section efficace obtenus à partir de la minimisation d'un χ^2 .

En fixant les paramètres de la section efficace tels qu'ils sont décrits dans le tableau 6.5 nous pouvons calculer le nombre de réactions induites dans les cibles en fonction de l'énergie des électrons. Ces nombres de réactions calculés pourront par la suite être comparés aux nombres de réactions mesurés via les mesures effectuées avec la raie γ à 333 keV et 355 keV. La minimisation de la quantité χ^2 peut être réalisée à l'aide des mesures effectuées sur les deux raies γ issues de la décroissance de l' ^{196}Au . Ceci permet de comparer les résultats obtenus avec les deux raies et de voir si les sections efficaces obtenues sont concordantes. Les valeurs des paramètres obtenus dans le cas des deux raies γ sont compilées dans le tableau 6.5.

Dans le cas des mesures réalisées avec la raie à 333 keV, nous obtenons une valeur de $\chi_{reduit}^2 = 5,2$. Les mesures réalisées à l'aide de la raie γ à 355 keV permettent d'obtenir une valeur plus faible pour le $\chi_{reduit}^2 = 2,1$. La différence entre les deux valeurs vient du fait que les erreurs sur les mesures réalisées avec la raie à 333 keV sont plus importantes que celles obtenues avec les mesures à 355 keV. En effet, le nombre de photons de 333 keV émis par la source d'or est 4 fois plus faible que le nombre de photons de 355 keV.

La section efficace publiée par Veyssiere et al. permet de reproduire de façon correcte les taux de production mesurés. A présent si nous utilisons l'algorithme de déconvolution pour obtenir les paramètres minimisant le χ_{reduit}^2 , nous obtenons les paramètres synthétisés dans le tableau 6.5. Dans ce cas, le χ_{reduit}^2 vaut 2,3 avec la raie à 355 keV et 6,0 avec la raie à 333 keV. Les valeurs des χ_{reduit}^2 sont moins bonnes avec le programme de minimisation que celles obtenues avec l'ajustement des données de A. Veyssiere *et al.* [155]. Ceci est lié au fait que pour avoir un temps de calcul raisonnable, nous ne pouvons pas choisir des pas pour les paramètres d'ajustement qui soient suffisamment petits dans notre programme de minimisation de χ^2 .

Enfin nous avons ajusté les données publiées par V.V. Varlamov *et al.* [162]. à l'aide d'une fonction gaussienne, en effet, l'ajustement à l'aide d'une ou deux lorentziennes a été

impossible à réaliser. Nous avons ensuite comparé les taux de production mesurés avec ceux calculés en supposant la section efficace publiée par Varlamov correcte. Avec les données mesurées à 333 keV et 355 keV nous obtenons des valeurs de χ^2_{reduit} respectivement de 111 et 88. Ces valeurs sont largement supérieures à celles obtenues avec l'ajustement des données à l'aide de la section efficace publiée par A. Veyssiere *et al.* [155]. Les valeurs de χ^2_{reduit} sont importantes en grande partie car la section efficace publiée par V.V. Varlamov *et al.* [162] ne permet pas de reproduire les taux de production en ^{196}Au mesurés pour des énergies d'électrons comprises entre 16 et 19 MeV.

La figure 6.15 permet de comparer la courbe de section efficace obtenue à partir de nos données expérimentales ainsi que les courbes publiées par Veyssiere et al. et Varlamov et al.

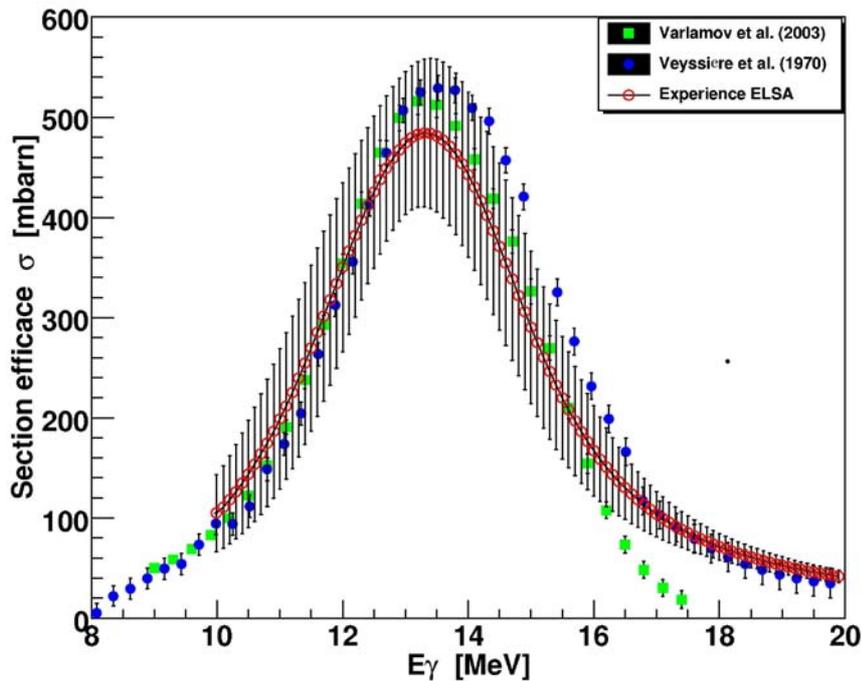


FIG. 6.15 – Courbe de section efficace de la réaction $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$. Les cercles pleins bleus correspondent à la section efficace publiée par A. Veyssiere *et al.* [155]. Les carrés verts correspondent à la section efficace de cette même réaction publiée par V.V. Varlamov *et al.* [162]. Les points vides rouges représentent la section efficace issue de l'ajustement de données expérimentales.

La section efficace mesurée à l'aide de l'accélérateur ELSA coïncide avec les données de Veyssiere et al. jusqu'à 13 MeV. Nos mesures sont plus proches de celles obtenues par Varlamov et al. au dessus de 13 MeV. Cependant, au delà de 16 MeV, la section efficace publiée par Varlamov et al. ne permet plus de reproduire les taux de production en ^{196}Au mesuré.

Finalement, l'ajustement des données de A Veyssiere *et al.* [155] permet de reproduire correctement les taux de production en ^{196}Au mesurés pour différentes énergies d'électrons. Par conséquent nous considérons que, comme pour le cuivre, nous avons des résultats qui sont cohérents avec les données publiées. La méthode et les spectres de photons utilisés sont là aussi validés.

Les mesures effectuées sur les deux échantillons de référence que sont le cuivre et l'or ont permis de vérifier que les faisceaux de photons, simulés avec le code GEANT4, reflètent bien les spectres de photons expérimentaux ainsi que la validité de la méthode d'analyse. Nous avons donc adapté le même protocole pour la mesure de la section efficace de la réaction $^{85}\text{Rb}(\gamma, n)^{84m}\text{Rb}$ ainsi que pour la réaction $^{85}\text{Rb}(\gamma, n)^{84}\text{Rb}$.

6.4.3 Mesure de la section efficace de la réaction $^{85}\text{Rb}(\gamma, n)^{84m}\text{Rb}$

La section efficace dans la gamme en énergie [10;19] MeV a été publiée dans la base de données EXFOR fin 2009 par V.A. Zheltonozhsky *et al.* [163]. La courbe de section efficace mesurée par V.A. Zheltonozhsky *et al.* [163] a été ajustée en utilisant la relation (6.5) en tenant compte d'une seule lorentzienne. Les paramètres obtenus via l'ajustement sont donnés dans le tableau 6.6. A l'aide de cette fonction nous avons calculé les taux de production attendus, nous les avons comparés, sur la figure 6.16, aux taux de production mesurés avec les raies γ à 215 et 248 keV.

L'évolution des taux de production mesurés avec l'énergie des électrons incidents est la même pour les deux jeux de données. En utilisant à présent le programme de minimisation nous obtenons des paramètres pour la section efficace de la réaction $^{85}\text{Rb}(\gamma, n)^{84m}\text{Rb}$ qui sont différents de ceux obtenus avec l'ajustement des données publiées [163]. Les valeurs obtenues sont synthétisées dans le tableau 6.6.

L'ajustement des données expérimentales de la section efficace de la réaction a été réalisé en prenant une forme lorentzienne (relation 6.5). Les paramètres obtenus pour l'ajustement sont compilés dans le tableau 6.6

	χ^2_{reduit}	σ_{max} [mbarn]	Γ [MeV]	E_0 [MeV]
[163]	2,3	55,0	3,4	16,77
γ 215 keV	1,18	$37,5 \pm 1,9$	$4,3 \pm 0,2$	$16,8 \pm 0,8$
γ 248 keV	1,20	$37,5 \pm 1,9$	$4,3 \pm 0,2$	$16,8 \pm 0,8$

TAB. 6.6 – Paramètres de la lorentzienne décrivant la section efficace de la réaction $^{84}\text{Rb}(\gamma, n)^{84m}\text{Rb}$. La première ligne est obtenue à partir des taux de production de la référence [163]. Les deux lignes suivantes en utilisant les taux de production mesurés à l'aide des raies γ de 215 et 248 keV. Les valeurs de χ^2_{reduit} sont obtenues en ne prenant pas en compte les 3 valeurs d'énergie d'électrons les plus basses à cause de la mauvaise description du seuil de la réaction en utilisant une fonction lorentzienne.

La figure 6.17 permet de comparer la section efficace publiée par V.A. Zheltonozhsky *et al.* [163] avec la section efficace obtenue à partir de nos mesures.

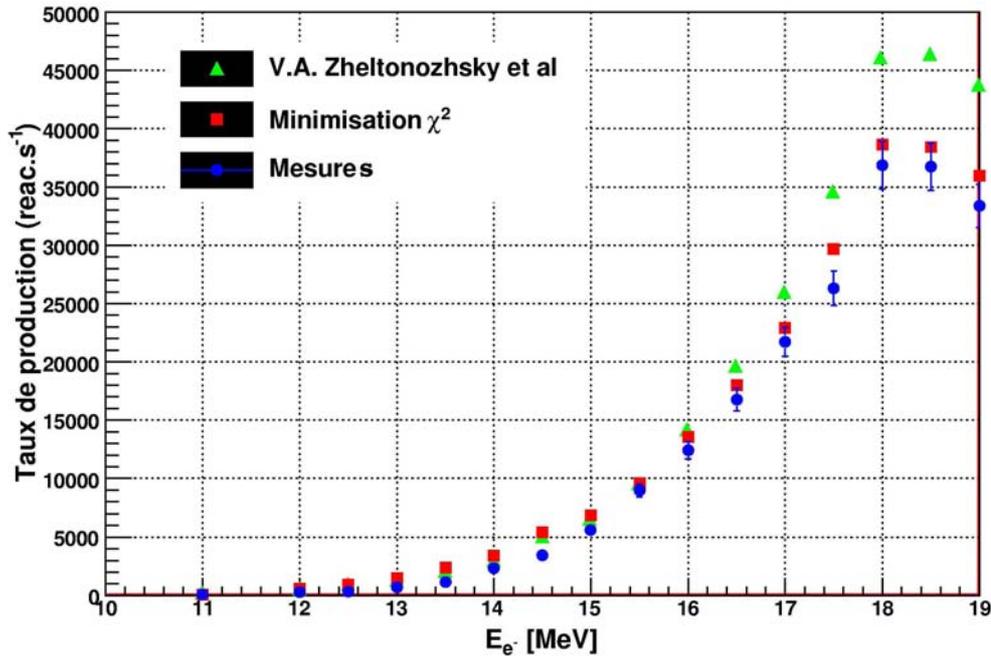


FIG. 6.16 – Comparaison entre les taux de réaction mesurés et les taux calculés en utilisant la section efficace de V.A. Zheltonozhsky *et al.* [163], et en utilisant la section efficace déterminée avec le programme de minimisation du χ^2 .

L'allure des 2 sections efficaces est similaire avec un même maximum à 16,1 MeV dans les deux cas. Cependant les valeurs obtenues pour les paramètres σ_{max} et Γ diffèrent d'environ 20%. L'explication de cette différence reste toujours à déterminer.

6.4.4 Section efficace de la réaction $^{85}\text{Rb}(\gamma, n) ^{84}\text{Rb}$

Lors des expériences nous avons également pu mesurer la décroissance radioactive de l'état fondamental du ^{84}Rb . Comme le niveau fondamental est émetteur β^+ la mesure a été faite à l'aide du système NATALIE (Voir le chapitre 2). Les taux de production du niveau fondamental ont été mesurés en intégrant la courbe de décroissance mesurée. Un exemple de courbe de décroissance mesurée est présenté sur la figure 6.18.

Sur la figure 6.18 on observe, en plus de la décroissance radioactive de l'état fondamental de 32,8 jours de période, la décroissance d'un autre radioélément. Il s'agit de la décroissance d'un état isomérique du ^{34}Cl produit par les réactions (γ, n) sur le ^{35}Cl présent dans la cible de RbCl qui a une demi-vie de 30,3 minutes. La contribution de la décroissance de l'état fondamental du ^{84}Rb est minoritaire. Il est donc important d'attendre un temps suffisamment long pour ne pas polluer la mesure de la décroissance de l'état fondamental du ^{84}Rb avec la décroissance du ^{34m}Cl , typiquement de quelques heures à une journée complète.

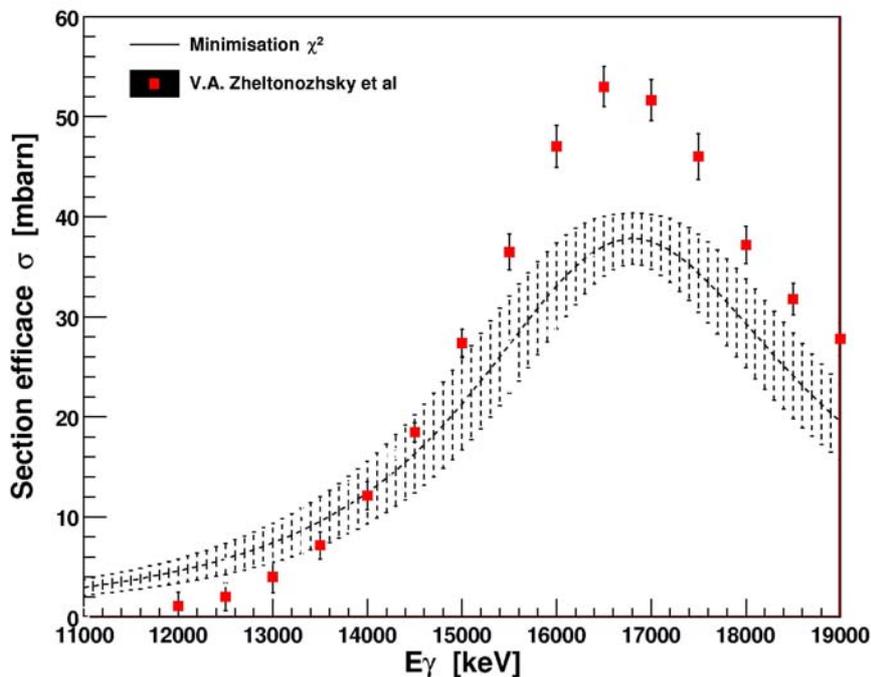


FIG. 6.17 – Courbes de sections efficaces de la réaction $^{85}\text{Rb}(\gamma, n)^{84m}\text{Rb}$. Les carrés pleins rouges correspondent à la section efficace publiée par V.A. Zheltonozhsky *et al.* [163]. Les traits en pointillés correspondent à la section efficace obtenue en minimisant l'écart entre les taux de production calculés et les taux mesurés.

Comme nous venons de le voir, la mesure de la décroissance de l'état est faite longtemps après l'irradiation. Les noyaux de ^{84}Rb dont on mesure la décroissance radioactive de l'état fondamental sont produits pour une part directement par la réaction $^{85}\text{Rb}(\gamma, n)^{84}\text{Rb}$ et d'autre part par la réaction $^{85}\text{Rb}(\gamma, n)^{84m}\text{Rb}$ puisque avant que la mesure soit faite, les états isomériques ont eu le temps de décroître vers le fondamental.

Pour estimer la contribution de la section efficace du peuplement direct de l'état fondamental on détermine le nombre de noyaux présents à la fin de l'irradiation dans la cible à partir de la mesure de l'intégrale de la courbe de décroissance mesurée après un temps d'attente suffisamment long, typiquement 24 heures pour que tous les isomères aient décréu vers le fondamental. On détermine grâce aux mesures faites en γ le nombre de ^{84m}Rb présents dans l'échantillon à la fin de l'irradiation.

Connaissant le nombre de noyaux produits, nous remontons au taux de production de ^{84}Rb au cours de l'irradiation. En utilisant la méthode de minimisation de χ^2 décrite précédemment nous déterminons les paramètres de la section efficace de la réaction $^{85}\text{Rb}(\gamma, n)^{84}\text{Rb}$ qui permettent de reproduire au mieux les taux de production de ^{84}Rb .

La section efficace totale peut être calculée compte-tenu des contributions de l'état isomérique et de l'état fondamental à la réaction $^{85}\text{Rb}(\gamma, n)$. Elle est tracée sur la figure 6.19.

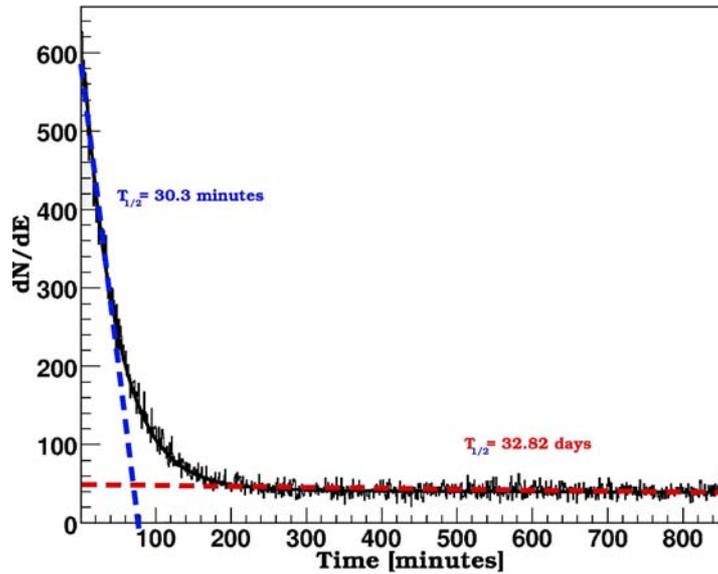


FIG. 6.18 – Courbe représentant le nombre de β^+ détectés en fonction du temps. Au début du comptage nous identifions la décroissance d'un état isomérique du ^{34}Cl ayant une période de 30,3 minutes produit par réactions (γ, n) sur le ^{35}Cl présent dans la cible de RbCl . Après décroissance du ^{34m}Cl il ne reste plus que la contribution de l'état fondamental du ^{84}Rb .

Elle présente un maximum à 180 mbarn pour une énergie de 17 MeV.

6.4.5 Comparaison des sections efficaces mesurées avec les sections efficaces prédites par le code TALYS

Il existe des codes en physique nucléaire qui permettent d'évaluer les sections efficaces des réactions nucléaires, comme par exemple les codes EMPIRE et TALYS.

Le code TALYS permet de simuler des réactions nucléaires. Il est utilisé pour des projectiles dont l'énergie varie entre 1 keV jusqu'à 200 MeV. Un large panel de projectiles peut être utilisé comme des protons, des neutrons, des photons γ ou encore des deutérons. Grâce aux différents modèles nucléaires et données de structure disponibles dans le code, il est possible, pour une réaction donnée de déterminer les sections efficaces totale, partielle ou encore différentielle de réaction⁵.

B. Morillon du CEA/DAM a estimé à l'aide du code TALYS les sections efficaces (γ, n) pour peupler l'état fondamental et l'état isomérique du ^{84}Rb . Les modèles utilisés pour calculer les sections efficaces de ces réactions ont été ajustés via des mesures réalisées sur les réactions (n, γ) et $(n, 2n)$. Les paramètres du code TALYS ainsi définis ont été

⁵Une description complète du code TALYS ainsi que des modèles nucléaires implantés est disponible à l'adresse suivante : <http://www.talys.eu/home/>

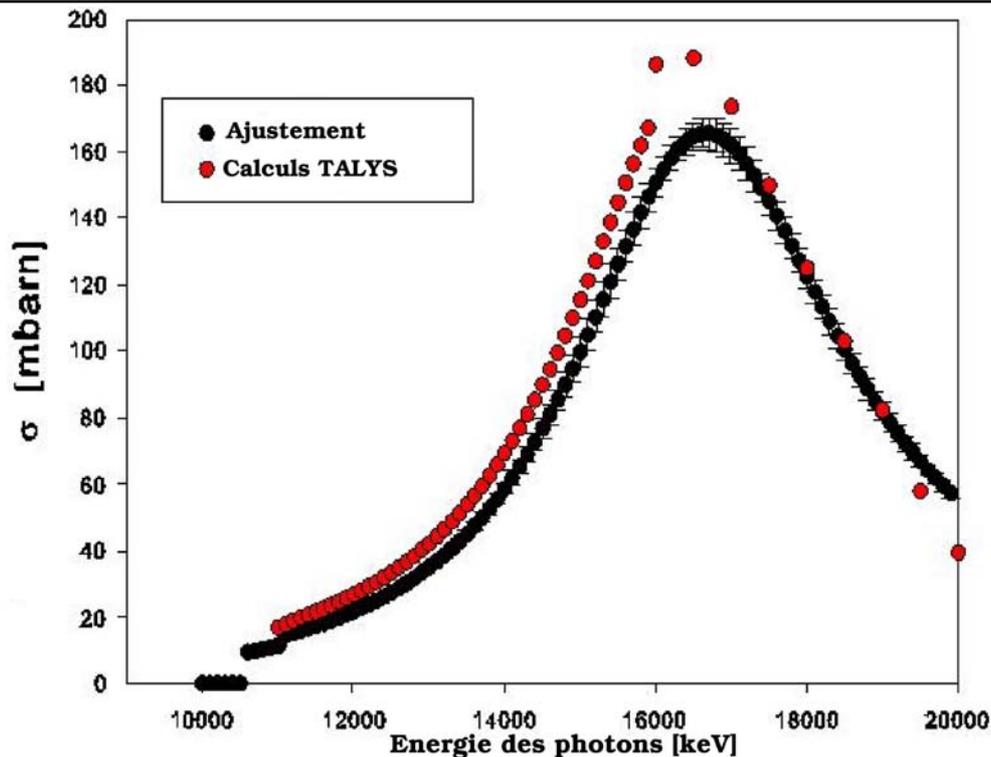


FIG. 6.19 – Comparaison de la section efficace totale de la réaction $^{85}\text{Rb}(\gamma, n)$ mesurée sur l'installation ELSA avec la section efficace totale calculée avec le code TALYS.

directement utilisés pour calculer les sections efficaces de peuplement du niveau isomérique ainsi que la section efficace totale de la réaction (γ, n) sur le ^{85}Rb .

Comme le montre la figure 6.20 nous observons que la section efficace calculée avec le code TALYS est en accord avec celle que nous avons obtenue. La courbe de Zheltonozhsky est nettement au dessus de nos données et de celles obtenues avec TALYS.

Nous avons également comparé sur la figure 6.19 la section efficace totale mesurée avec celle calculée avec le code TALYS. Là encore nous avons un bon accord entre nos mesures et le résultat du calcul.

6.5 Application : Estimation du nombre d'isomères de ^{84m}Rb produits avec un faisceau laser type Pico2000

Dans le cadre du dimensionnement de l'expérience visant à étudier la modification de la durée de vie effective de l'état isomérique à 463 keV d'énergie d'excitation du ^{84}Rb dans un plasma laser, nous avons besoin de connaître les nombres d'isomères produits avec les faisceaux de particules générés avec les lasers de puissance.

Au cours du chapitre 5, nous avons présenté les distributions angulaire et en énergie de faisceaux d'électrons produits avec le laser Pico2000 du LULI. Nous avons simulé, à l'aide

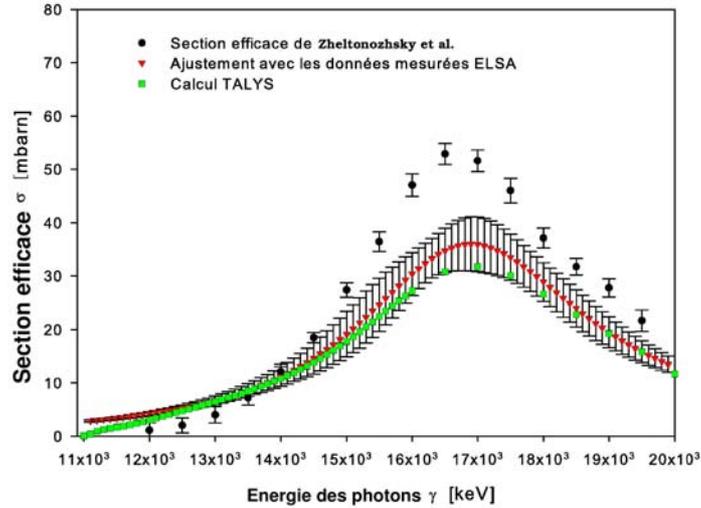


FIG. 6.20 – Comparaison de la section efficace de la réaction $^{85}\text{Rb}(\gamma, n)^{84m}\text{Rb}$ mesurée sur l'installation ELSA avec celle calculée avec TALYS. Pour mémoire, la section efficace publiée par V.A. Zheltonozhsky *et al.* [163] est également tracée.

du code Monte-Carlo GEANT4, l'activation induite par des photons dans une cible de RbCl de 1 mm d'épaisseur. Les faisceaux de photons sont produits en générant un faisceau d'électrons dont les paramètres de distributions angulaire et en énergie correspondent à ceux obtenus lors de l'analyse réalisée dans le chapitre 5. Les électrons sont convertis en un faisceau de photons au moyen d'un convertisseur de tantale de 2,7 mm d'épaisseur.

Les nombres d'électrons produits lors de chaque tir sont utilisés pour réaliser les simulations.

Délais [ns]	σ_θ [°]	Température [MeV]	Isomères produits	Isomères excités
0	(30,1±2,7)	(6,6±0,4)	102520	1,3.10 ⁻³
1,5	(26,4±4,0)	(5,2±0,2)	208356	2,6.10 ⁻³
4	(20,3±2,5)	(6,5±0,3)	521280	6,5.10 ⁻³
6	(20,6±2,6)	(5,7±0,3)	323818	4,1.10 ⁻³
8	(21,3±3,2)	(7,0±0,2)	744330	9,3.10 ⁻³
12	(22,3±3,3)	(8,2±0,4)	644280	8,1.10 ⁻³

TAB. 6.7 – Taux de production de l'état isomérique à 463 keV d'énergie d'excitation du ^{84}Rb simulés en fonction des caractéristiques du faisceau d'électrons utilisé.

Connaissant les nombres d'isomères produits lors de chaque tir laser, nous déterminons le nombre d'isomères qui seront excités dans le plasma à l'aide des taux de transitions calculés par G. Gosselin et P. Morel *et al.*, présentés sur la figure 1.7 du chapitre 1. Ces calculs montrent que le taux de transition pour des états de charge de 28 est de $10^4 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{noyau}^{-1}$.

En supposant une quantité de matière chauffée de $1 \mu\text{m}$ par nanoseconde de durée d'impulsion laser de chauffage, et sachant que la durée de l'impulsion d'un laser type LIL (Ligne d'Intégration Laser) est de 20 ns. On suppose que l'épaisseur de matière chauffée

par le laser représente 2% de l'épaisseur de la cible. Compte tenu de l'ouverture angulaire des faisceaux d'électrons et de la taille de la tache focale du laser LIL (700 μm) nous avons un rapport de surfaces (tache focale, zone activé par les photons) de $(\frac{700 \cdot 10^{-4}}{1,27})^2$. Le calcul du nombre d'états isomériques excités dans le plasma est le suivant :

$$N_{\text{Rubidium}}^{\text{Excite}} = 10^4 * K * (\frac{700 \cdot 10^{-4}}{1,27})^2 * 0,02 * 20 \cdot 10^{-9} = 1,215 \cdot 10^{-8} * K \quad (6.14)$$

Où K est le nombre d'isomères produits par la réaction (γ, n) sur le ^{85}Rb . Une cible de RbCl de 1 mm d'épaisseur est placée à 1 cm du convertisseur. En envoyant le même nombre d'électrons dans la simulation que celui mesuré sur le laser LULI2000 (voir le chapitre 5) nous pouvons déterminer le nombre K d'isomères produits dans la cible de RbCl. Comme le montre les résultats du tableau 6.7, les nombres d'isomères produits dans les cibles de RbCl sont de l'ordre de quelques 10^5 . En utilisant la relation (??) nous remontons aux nombres d'isomères qu'il est possible d'exciter dans un plasma type LIL à partir d'une cible de ^{84m}Rb produite sur le laser LULI2000. Les résultats obtenus sont synthétisés dans le tableau 6.7. Comme on peut le voir quelque soit le délai choisi entre l'impulsion principale et le faisceau de chauffage, le nombre d'états isomériques du ^{84}Rb excités dans le plasma reste très faible. Pour pouvoir atteindre des taux d'excitation suffisamment élevés pour être détectables, nous devons produire plus de noyaux de ^{84m}Rb . Ceci passe obligatoirement par l'utilisation d'un laser permettant de produire des faisceaux d'électrons, et donc de photons, beaucoup plus brillants.

Via la relation (??) nous pouvons estimer le nombre d'isomère qu'il faudrait produire pour avoir un nombre d'isomères excités dans le plasma qui soit détectable. Si on fixe la limite de détection à 100 excitations d'isomère cela implique qu'il faut une cible qui contient $8,2 \cdot 10^9$ isomères. Si on compare cela aux nombres d'isomères qui seraient produits sur l'installation LULI2000, nous constatons qu'il faudrait gagner 4 ordres de grandeur. Connaissant le rendement de conversion des électrons en photons, typiquement de l'ordre de 4% sur LULI2000, il faudrait donc produire un faisceau de photons contenant 10^{14} photons dont l'énergie est supérieure à 10 MeV.

6.6 Conclusion

Nous avons montré dans le chapitre introductif l'intérêt que présente l'utilisation des plasmas pour réaliser des expériences de physique nucléaire notamment pour étudier les modifications des durées de vie effectives de certains états nucléaires dans ces conditions extrêmes. Un protocole expérimental a été proposé pour mettre en évidence la modification de la durée de vie effective de l'état isomérique du ^{84}Rb dans un plasma laser. Pour pouvoir mettre en place cette expérience auprès d'un laser de puissance nous avons besoin de connaître la section efficace de peuplement de l'état isomérique du ^{84}Rb à partir des réactions (γ, n) sur le ^{85}Rb .

Nous avons effectué une mesure de la section efficace des réactions (γ, n) sur le ^{85}Rb pour produire l'état fondamental ou encore l'état isomérique du ^{84}Rb . Nous avons montré que les évaluations faites avec le code TALYS étaient en accord avec nos mesures. Nos données ne sont pas en accord avec les données récemment publiées par Zheltonozhsky et al. Cependant, en étudiant la publication nous avons constaté que cette différence pouvait être liée à un problème de normalisation de la section efficace totale. En effet, Zheltonozhsky et al. ont normalisé leur mesures sur une section efficace totale mesurée à l'aide des neutrons émis publiée par A. Lepretre *et al.* [164]. Par conséquent, cette section efficace totale intègre en plus des voies $(\gamma, n x)$, la voie $(\gamma, n+p)$.

Finalement, la mesure de la section efficace de production de l'état isomérique du ^{84}Rb permet de commencer un dimensionnement de l'expérience consacrée à l'étude de la modification de durée de vie d'un état isomérique nucléaire dans un plasma laser. En utilisant les distributions en énergie des faisceaux d'électrons produits sur l'installation laser Pico2000, nous avons montré que les taux d'excitation attendus sont trop faibles pour être détectés et que par conséquent nous devons utiliser un laser plus puissant comme un PW pour produire les états isomériques du ^{84}Rb . Pour pouvoir être détectable il faudrait gagner quatre ordres de grandeur sur les nombres d'états isomériques excités dans le plasma. Des estimations ont montré qu'il faut un faisceau de photons contenant 10^{14} photons dont l'énergie est supérieure à 10 MeV pour pouvoir obtenir par la suite un nombre d'excitation de l'état isomérique du ^{84m}Rb qui soit détectable.

Conclusion

Nous avons expliqué dans l'introduction de cette thèse comment la mise en service des lasers ultra-intenses à impulsions brèves a permis de produire des faisceaux de particules (électrons, protons et ions) accélérés. Les caractéristiques temporelles de ces faisceaux (créés pendant la durée de l'impulsion laser) et le nombre de particules accélérées (plus de 10^{10} par tir) sont très différents de ce qu'il est possible d'obtenir avec un accélérateur conventionnel. Aussi, leur caractérisation ne peut être réalisée de manière satisfaisante et complète avec des moyens conventionnels, comme les détecteurs à scintillation ou les semi-conducteurs.

Le premier travail de cette thèse a été de définir et de mettre en place des diagnostics permettant de qualifier tant les distributions angulaires que les distributions en énergie des faisceaux de particules produits dans l'interaction laser-plasma. L'intérêt pour les applications de physique nucléaire porte principalement sur la partie haute énergie de ces faisceaux de particules, au-delà de quelques MeV. En effet, seules ces particules de haute énergie permettent d'induire les réactions nucléaires d'intérêt pour nos expériences. En fonction de la nature des particules et de leur énergie, différents diagnostics ont été développés.

Dans un premier temps, les faisceaux de protons ont été caractérisés à l'aide d'empilements de films RCF. Nous avons réalisé et combiné deux analyses complètement indépendantes des données recueillies. Une analyse par densitométrie optique des doses déposées par les protons dans chaque film de l'empilement a permis de remonter à leur distribution en énergie ainsi qu'à leur distribution angulaire. Cette analyse présente cependant des limitations, liées à la méthode de traitement d'image utilisée, aux incertitudes sur la réponse des films aux différentes particules, à l'impossibilité d'identifier les contributions des différentes particules (électrons, protons, photons) et à la saturation des films dès que le nombre de particules incidentes devient trop important. Typiquement, quelques 10^{11} protons suffisent à saturer les premiers films d'un empilement. Dans le contexte des futurs lasers petawatts tels que PETAL, APOLLON ou encore le projet 10PW du RAL, les nombres de protons accélérés lors d'un tir vont augmenter et la seule analyse optique des films RCF ne permettra plus de caractériser complètement les faisceaux de protons attendus. C'est pourquoi nous avons proposé pour la première fois, de coupler, à l'analyse par densitométrie optique, une analyse de leur activation nucléaire qui n'est pas susceptible de saturer. Cette approche originale n'avait pas été envisagée jusque là.

La comparaison entre les deux méthodes d'analyse de ces films réalisée dans le chapitre 4 montre que les résultats obtenus dans les deux analyses sont compatibles. De plus, nous avons montré au cours de ce chapitre que l'analyse par activation nucléaire permettait d'obtenir des informations beaucoup plus précises sur l'énergie de coupure de la distribution en énergie des protons du fait de l'existence des seuils de réaction.

Pour caractériser les faisceaux d'électrons, nous avons également utilisé des méthodes basées sur l'activation nucléaire. En effet, les faisceaux produits sont convertis par Bremsstrahlung en faisceaux de photons dont les énergies permettent d'activer, via des réactions $(\gamma, x n)$, des échantillons. Nous avons présenté dans le chapitre 5 la méthode utilisée pour caractériser des faisceaux de photons (et par conséquent d'électrons) produits auprès du laser Pico2000. Nous avons mesuré les distributions angulaires, à l'aide de la croix d'activation, et les distributions en énergie, à l'aide d'empilements de cuivre et de carbone. Nous nous sommes intéressés à l'influence des conditions de l'interaction laser-plasma sur le nombre d'électrons accélérés. Nous avons montré que le nombre d'électrons accélérés dépend du profil de densité de la cible et, qu'il existe un optimum pour lequel le nombre d'électrons accélérés est maximal.

Les méthodes de caractérisation présentées dans ce travail sont basées sur la combinaison de mesures d'activation avec des simulations numériques réalisées avec le code GEANT4. Nous avons construit le multi-détecteur NATALIE, pour mesurer les activités induites dans des films ou des échantillons. Les simulations associées pour déterminer les activités produites à partir des mesures brutes ont été réalisées dans le cadre de ce travail. Nous avons en particulier écrit des classes spécifiques dans le code GEANT4 pour prendre en compte des sections efficaces de réactions nucléaires définies par l'utilisateur.

Dans le dernier chapitre de cette thèse nous avons présenté la méthode et les résultats de la mesure de la section efficace de la réaction $^{85}\text{Rb}(\gamma, n) ^{84m}\text{Rb}$. La méthode d'analyse ainsi que les simulations numériques des spectres de photons ont été validées en utilisant des échantillons de référence d'or et de cuivre. Nous avons montré que nous pouvions retrouver la section efficace de photo-activation du ^{62}Cu et de ^{197}Au en combinant nos mesures d'activation avec les simulations des spectres de photons. La section efficace de la réaction $^{85}\text{Rb}(\gamma, n) ^{84m}\text{Rb}$ a été comparée avec des données publiées et nous montrons qu'elle a été surestimée jusqu'ici. Nous avons également comparé les sections efficaces mesurées pour la production de l'état isomérique et de l'état fondamental avec les sections efficaces calculées par le code TALYS et avons constaté un bon accord. L'accord est aussi très bon entre la section efficace totale de la réaction (isomère + fondamental) calculée avec TALYS et celle que nous mesurons.

La mesure de cette section efficace est indispensable pour dimensionner l'expérience visant à étudier la modification dans un plasma, de la durée de vie de l'état isomérique à 463 keV d'énergie d'excitation du ^{84}Rb . En effet, à partir des spectres en énergie des électrons produits sur l'installation laser Pico2000 et de la section efficace de production de l'état isomérique du ^{84}Rb nous avons pu calculer le taux de production de cet état. Le nombre d'isomères produits en un tir du laser Pico2000 n'est pas suffisant pour réaliser l'expérience projetée mais il permet de démontrer que quatre ordres de grandeur doivent être gagnés sur le nombre de photons pour rendre cette expérience possible.

Perspectives

A la suite de ce travail de thèse, différents travaux sont envisagés :

- Étendre les méthodes d'analyse et de simulation mises au point dans cette thèse à d'autres détecteurs tels que les images plates. Ces détecteurs associés à des stacks de cuivre préalablement irradiés lors d'un tir laser, permettront d'avoir accès à la distribution spatiale des faisceaux mesurés avec les stacks sans présenter l'inconvénient de saturer comme les RCF.
- Étendre la gamme des faisceaux de particules étudiés aux neutrons. Pour cela, il faut définir les détecteurs les mieux adaptés aux sources de neutrons créées par laser et réaliser la simulation de leur fonction de réponse.
- Utiliser le protocole construit pour la mesure de la section efficace de la réaction $^{85}\text{Rb}(\gamma, n)^{84m}\text{Rb}$ pour d'autres noyaux, comme l' ^{112}In , pour préparer les expériences sur les lasers futurs.

Bibliographie

- [1] D. Strickland and G. Mourou, *Opt. Commun.* **56**, 219 (1985).
- [2] V. Bagnoud and F. Salin, *J. Opt. Soc. Am. B* **16**, 188 (1999).
- [3] C. Thauray *et al.*, *Nat. Phys.* **3**, 424 (2007).
- [4] W. L. Kruer and K. Estabrook, *Phys. Fluids* **28**, 430 (1985).
- [5] P. Sprangle, E. Esarey, and A. Ting, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2011 (1990).
- [6] S. C. Wilks, W. L. Kruer, M. Tabak, and A. B. Langdon, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1383 (1992).
- [7] G. Malka and J. L. Miquel, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 75 (1996).
- [8] G. J. Pert, *Phys. Rev. E* **51**, 4778 (1995).
- [9] J. P. Freidberg, R. W. Mitchell, R. L. Morse, and L. I. Rudinski, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 795 (1972).
- [10] K. G. Estabrook, E. J. Valeo, and W. L. Kruer, *Phys. Fluids* **18**, 1151 (1975).
- [11] D. W. Forslund, J. M. Kindel, K. Lee, E. L. Lindman, and R. L. Morse, *Phys. Rev. A* **11**, 679 (1975).
- [12] F. Brunel, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 52 (1987).
- [13] D. Gordon *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2133 (1998).
- [14] G. Schmidt and T. Wilcox, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 1380 (1973).
- [15] L. Gorbunov and I. Kirsanov, *Sov. Phys. JETP* **66**, 290 (1987).
- [16] T. Tajima and J. M. Dawson, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 267 (1979).
- [17] P. Mora and T. M. Antonsen, Jr., *Phys. Plasma* **4**, 217 (1997).
- [18] B. Quesnel and P. Mora, *Phys. Rev. E* **58**, 3719 (1998).
- [19] P. Mora and F. Amiranoff, *J. Appl. Phys.* **66**, 3476 (1989).
- [20] Y. Kitagawa *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 48 (1992).
- [21] F. Amiranoff *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 5220 (1995).
- [22] C. E. Clayton *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 37 (1993).
- [23] M. Everett *et al.*, *Nature* **368**, 527 (1994).
- [24] F. Amiranoff *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 995 (1998).
- [25] P. Sprangle, E. Esarey, J. Krall, and G. Joyce, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2200 (1992).
- [26] C. Joshi *et al.*, Review, Tutorial and Invited Papers from the 43rd Annual Meeting of the APS Division of Plasma Physics **9**, 1845 (2002).
- [27] S. P. D. Mangles *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 245001 (2005).
- [28] N. E. Andreev, L. M. Gorbunov, V. I. Kirsanov, A. A. Pogosova, and R. R. Ramazashvili, *Sov. J. Phys. Lett.* **55**, 571 (1992).

- [29] T. M. Antonsen and P. Mora, Phys. Rev. Lett. **69**, 2204 (1992).
- [30] A. Modena *et al.*, Nature **377**, 606 (1995).
- [31] A. Pukhov and J. Meyer-ter-Vehn, Applied Physics B : Lasers and Optics **74**, 355 (2002).
- [32] V. Malka, J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov, and J.-P. Rousseau, Phys. Plasma **12**, 056702 (2005).
- [33] S. J. Gitomer *et al.*, Phys. Fluids **29**, 2679 (1986).
- [34] S. C. Wilks *et al.*, Phys. Plasma **8**, 542 (2001).
- [35] P. Mora, Phys. Rev. Lett. **90**, 185002 (2003).
- [36] P. Mora, Phys. Rev. E **72**, 056401 (2005).
- [37] M. Allen *et al.*, Phys. Plasma **10**, 3283 (2003).
- [38] M. Roth *et al.*, Phys. Rev. ST Accel. Beams **5**, 061301 (2002).
- [39] H. Ruhl, T. Cowan, and F. Pegoraro, Laser and Particle Beams **24**, 181 (2006).
- [40] M. Schollmeier *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Sec. A **577**, 186 (2007), Proceedings of the 16th International Symposium on Heavy Ion Inertial Fusion - HIF 06.
- [41] A. J. Mackinnon *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 215006 (2002).
- [42] Y. Murakami *et al.*, Phys. Plasma **8**, 4138 (2001).
- [43] M. Kaluza *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93**, 045003 (2004).
- [44] K. Ledingham, Nucl. Phys. A **752**, 633 (2005), Proceedings of the 22nd International Nuclear Physics Conference (Part 2).
- [45] J. Fuchs *et al.*, Nature **2**, 48 (2006).
- [46] T. Ceccotti *et al.*, Phys. Rev. Lett. **99**, 185002 (2007).
- [47] F. N. Beg *et al.*, Appl. Phys. Lett. **84**, 2766 (2004).
- [48] M. Roth *et al.*, Relativistic laser plasmas generating intense, GSI Annual Report, 2001.
- [49] T. Okada, A. A. Andreev, Y. Mikado, and K. Okubo, Phys. Rev. E **74**, 026401 (2006).
- [50] T. Toncian *et al.*, Science **312**, 410 (2006).
- [51] S. Buffechoux *et al.*, Phys. Rev. Lett. **105**, 015005 (2010).
- [52] T. Z. Esirkepov *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89**, 175003 (2002).
- [53] H. Schworer *et al.*, Nature **439**, 445 (2006).
- [54] A. P. L. Robinson and P. Gibbon, Phys. Rev. E **75**, 015401 (2007).
- [55] B. M. Hegelich *et al.*, Nature **439**, 441 (2006).
- [56] S. Ter-Avetisyan *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96**, 145006 (2006).
- [57] G. Marx, Nature **211**, 22 (1966).

- [58] T. Esirkepov, M. Borghesi, S. V. Bulanov, G. Mourou, and T. Tajima, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 175003 (2004).
- [59] A. Henig *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 045002 (2009).
- [60] M. Yamagiwa and J. Koga, *Journal of Physics D : Applied Physics* **32**, 2526 (1999).
- [61] I. Spencer *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Sec. B* **183**, 449 (2001).
- [62] K. W. D. Ledingham *et al.*, *Journal of Physics D : Applied Physics* **37**, 2341 (2004).
- [63] S. Fritzler *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 3039 (2003).
- [64] E. Lefebvre, E. d'Humières, S. Fritzler, and V. Malka, *J. Appl. Phys.* **100**, 113308 (2006).
- [65] S. V. Bulanov *et al.*, **740**, 414 (2004).
- [66] C. Chiu *et al.*, *Med. Phys.* **31**, 2042 (2004).
- [67] K. K. Kainz *et al.*, *Med. Phys.* **31**, 2053 (2004).
- [68] M. D. Perry *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **70**, 265 (1999).
- [69] R. D. Edwards *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 2129 (2002).
- [70] Y. Glinec *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 025003 (2005).
- [71] S. Shibuya, K. Noda, S. Nakamura, A. Noda, and M. Grieser, *Nucl. Instrum. Methods Sec. B* **240**, 26 (2005), *Accelerators in Applied Research and Technology - Proceedings of the Eighth European Conference on Accelerators in Applied Research and Technology (ECAART-8)*.
- [72] S. Fritzler *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 165006 (2004).
- [73] R. N. Zare, *Science* **279**, 1875 (1998).
- [74] L. Nugent-Glandorf, M. Scheer, D. A. Samuels, V. Bierbaum, and S. R. Leone, *Rev. Sci. Instrum.* **73**, 1875 (2002).
- [75] S. Kar *et al.*, *High Energy Density Physics* **4**, 26 (2008).
- [76] S. Le Pape, P. Patel, S. Chen, R. Town, and A. MacKinnon, *European Physical Journal Special Topics* **175**, 61 (2009).
- [77] S. L. Pape *et al.*, *Astrophys. Space Sci.* **307**, 341 (2007).
- [78] L. Romagnani *et al.*, *Laser and Particle Beams* **26**, 241 (2008).
- [79] E. L. Clark *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 670 (2000).
- [80] M. Borghesi *et al.*, *Laser and Particle Beams* **23**, 291 (2005).
- [81] A. Mancic *et al.*, *High Energy Density Physics* **6**, 21 (2010).
- [82] Y. Ping *et al.*, *High Energy Density Physics* **6**, 246 (2010), *ICHED 2009 - 2nd International Conference on High Energy Density Physics*.
- [83] A. Tauschwitz *et al.*, *High Energy Density Physics* **2**, 16 (2006).
- [84] J. Nuckolls, L. Wood, A. Thiessen, and G. Zimmerman, *Nature* **239**, 139 (1972).

- [85] K. A. Brueckner and S. Jorna, *Rev. Mod. Phys.* **46**, 325 (1974).
- [86] M. Tabak *et al.*, *Phys. Plasma* **1**, 1626 (1994).
- [87] M. Roth *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 436 (2001).
- [88] N. Klay, F. Käppeler, H. Beer, and G. Schatz, *Phys. Rev. C* **44**, 2839 (1991).
- [89] M. Morita, *Progress of Theoretical Physics* **49**, 1574 (1973).
- [90] E. V. Tkalya, *Nucl. Phys. A* **539**, 209 (1992).
- [91] S. Kishimoto *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1831 (2000).
- [92] I. Ahmad *et al.*, *Phys. Rev. C* **61**, 051304 (2000).
- [93] K. Aoki *et al.*, *Phys. Rev. C* **64**, 044609 (2001).
- [94] G. Claverie *et al.*, *Phys. Rev. C* **70**, 044303 (2004).
- [95] V. I. Goldanskii and V. A. Namiot, *Phys. Lett. B* **62**, 393 (1976).
- [96] N. Cue, J.-C. Poizat, and J. Remillieux, *Euro phys. Lett.* **8**, 19 (1989).
- [97] M. Bondarkov and V. Kolomiets, *Izv. Akad. Nauk SSSR Seriya Fiz.* **54**, 52 (1990).
- [98] J. C. Kimball, D. Bittel, and N. Cue, *Phys. Lett. A* **152**, 367 (1991).
- [99] F. Gobet *et al.*, *J. Phys. B* **41**, 145701 (2008).
- [100] G. Gosselin and P. Morel, *Phys. Rev. C* **70**, 064603 (2004).
- [101] P. Morel, V. Méot, G. Gosselin, D. Gogny, and W. Younes, *Phys. Rev. A* **69**, 063414 (2004).
- [102] J. van Tilborg *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 014801 (2006).
- [103] R. J. Clarke *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 141117 (2006).
- [104] M. Gerbaux *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **79**, 023504 (2008).
- [105] M. Tarisien *et al.*, Natalie : a 32 detector integrated acquisition system to characterize laser produced energetic particles with nuclear techniques, *Acceptée par Rev. Sci. Instrum.*, 2010.
- [106] T. G. Ebrey and P. R. Gray, *Nucl. Phys.* **61**, 479 (1965).
- [107] S. P. Hatchett *et al.*, The 41st annual meeting of the division of plasma physics of the american physical society **7**, 2076 (2000).
- [108] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement 3th Edition* (John Wiley & Sons, New York, 1999).
- [109] M. Minowa, K. Itakura, S. Moriyama, and W. Ootani, *Nucl. Instrum. Methods Sec. A* **320**, 500 (1992).
- [110] R. Longland, C. Iliadis, A. Champagne, C. Fox, and J. Newton, *Nucl. Instrum. Methods Sec. A* **566**, 452 (2006).
- [111] D. W. Visser *et al.*, *Phys. Rev. C* **69**, 048801 (2004).
- [112] D. Gedcke and W. McDonald, *Nucl. Instrum. Methods* **55**, 377 (1967).

- [113] J. Muller, Nucl. Instrum. Methods **112**, 47 (1973).
- [114] B. Raine, M. Tripon, and B. Piquet, Nuclear Science, IEEE Transactions on **41**, 55 (1994).
- [115] R. Brun and F. Rademakers, Nucl. Instrum. Methods Sec. A **389**, 81 (1997), New Computing Techniques in Physics Research V.
- [116] J. M. Yang *et al.*, Appl. Phys. Lett. **84**, 675 (2004).
- [117] S. Agostinelli *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Section A **506**, 250 (2003).
- [118] R. M. Kippen, New Astronomy Reviews **48**, 221 (2004), Astronomy with Radioactivities IV and Filling the Sensitivity Gap in MeV Astronomy.
- [119] G. O. Depaola, Nucl. Instrum. Methods Sec. A **512**, 619 (2003).
- [120] CERN Report No., , 2009 (unpublished).
- [121] M. Capogni, S. L. Meo, and A. Fazio, Appl. Rad. Isot. **68**, 1428 (2010), Proceedings of the 17th International Conference on Radionuclide Metrology and its Applications (ICRM 2009).
- [122] R. Firestone, Nuclear Data Sheets **106**, 1 (2005).
- [123] R. Nath *et al.*, Med. Phys. **26**, 119 (1999).
- [124] M. J. Butson, P. K. N. Yu, T. Cheung, and P. Metcalfe, Materials Science and Engineering : Reports **41**, 61 (2003).
- [125] W. L. McLaughlin, M. Al-Sheikhly, D. F. Lewis, A. Kovacs, and L. Wojnarovits, *Radiochromic Solid-State Polymerization Reaction* (ACS journal, 1996).
- [126] Gafchromic, Site internet du fabricant des ref : Gafchromic, <http://www.gafchromic.com/>, 2010.
- [127] A. Fewes and D. L. Henshaw, Nucl. Instrum. Methods **197**, 517 (1982).
- [128] S. Al-Najjar, R. Bull, and S. Durrani, Nuclear Tracks **3**, 169 (1979).
- [129] W. Cross, A. Arneja, and H. Ing, International Journal of Radiation Applications and Instrumentation. Part D. Nuclear Tracks and Radiation Measurements **12**, 649 (1986), Special Volume Solid State Nuclear Track Detectors.
- [130] F. Nürnberg *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **80**, 033301 (2009).
- [131] A. E. Buenfil *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Sec. B **197**, 317 (2002).
- [132] A. Rink, I. A. Vitkin, and D. A. Jaffray, Med. Phys. **32**, 2510 (2005).
- [133] R. A. Snavely *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85**, 2945 (2000).
- [134] E. Breschi *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Sec. A **522**, 190 (2004).
- [135] M. Galimberti, A. Giuliotti, D. Giuliotti, and L. A. Gizzi, Rev. Sci. Instrum. **76**, 053303 (2005).
- [136] A. N.-R. Chair *et al.*, Med. Phys. **25**, 2093 (1998).
- [137] h. National Nuclear Data Center, Exfor, 2010.

- [138] C. M. Lederer, J. M. Hollander, I. Perlman, and E. G. Segrè, *Physics Today* **20**, 97 (1967).
- [139] S. Takacs, F. Tarkanyi, A. Hermanne, and R. P. de Corcuera, *Nucl. Instrum. Methods Sec. B* **211**, 169 (2003).
- [140] C. Rolfs and R. E. Azuma, *Nucl. Phys. A* **227**, 291 (1974).
- [141] H. A. Hill, E. L. Haase, and D. B. Knudsen, *Phys. Rev.* **123**, 1301 (1961).
- [142] M. L. Firouzbakht, D. J. Schlyer, and A. P. Wolf, *Radiochimica Acta* **55**, 1 (1991).
- [143] S. W. Kitwanga, P. Leleux, P. Lipnik, and J. Vanhorenbeeck, *Phys. Rev. C* **40**, 35 (1989).
- [144] R. Collé, R. Kishore, and J. B. Cumming, *Phys. Rev. C* **9**, 1819 (1974).
- [145] H. A. Howe, *Phys. Rev.* **109**, 2083 (1958).
- [146] F. H. Séguin *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **74**, 975 (2003).
- [147] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics* (John Wiley and Sons, 1999).
- [148] C. Courtois *et al.*, *Phys. Plasma* **16**, 013105 (2009).
- [149] H. A. Enge, *Introduction à la physique nucléaire* (Masson et C^{ie}, 1972).
- [150] S. C. Fultz, J. T. Caldwell, B. L. Berman, R. L. Bramblett, and R. R. Harvey, *Phys. Rev.* **143**, 790 (1966).
- [151] S. C. Fultz, R. L. Bramblett, J. T. Caldwell, and R. R. Harvey, *Phys. Rev.* **133**, B1149 (1964).
- [152] R. E. Sund, M. P. Baker, L. A. Kull, and R. B. Walton, *Phys. Rev.* **176**, 1366 (1968).
- [153] M. I. K. Santala *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1459 (2000).
- [154] B. L. Berman and S. C. Fultz, *Rev. Mod. Phys.* **47**, 713 (1975).
- [155] A. Veyssiere, H. Beil, R. Bergere, P. Carlos, and A. Lepretre, *Nucl. Phys. A* **159**, 561 (1970).
- [156] J. G. Campbell, *Australian J. Phys.* **8**, 449 (1955).
- [157] J. F. W. Jansen and H. Pauw, *Nucl. Phys. A* **94**, 235 (1967).
- [158] H. Ikegami, K. Sugiyama, T. Yamazaki, and M. Sakai, *Nucl. Phys.* **41**, 130 (1963).
- [159] K. Slamkova, P. Galan, and J. Kristiakn, *Czechoslovak Journal of Physics* **26**, 1122 (1976).
- [160] S. M. Seltzer and M. J. Berger, *Nucl. Instrum. Methods Sec. B* **12**, 95 (1985).
- [161] J. Tuli, *Evaluated Nuclear Structure Data File*, 1987, BNL-NCS-51655-Rev87.
- [162] V. V. Varlamov, N. N. Peskov, D. S. Rudenko, and M. E. Stepanov, *Vop. At.Nauki i Tekhn.* **2003**, 48 (2003).
- [163] V. A. Zheltonozhsky, V. M. Mazur, Z. M. Bigan, and D. M. Symochko, *Yaderna Fizika ta Energetika* **2/24**, 13 (2008).
- [164] A. Lepretre *et al.*, *Nuclear Physics A* **175**, 609 (1971).

Catalogue des spectres en énergie des positrons émis par les sources radioactives utilisées

Introduction

Nous avons utilisé, lors des différentes simulations effectuées durant cette thèse, les sources radioactives émettrices β^+ implantées directement dans le code. Dans le cadre des simulations des efficacités de détection β^+ nous avons utilisé les sources de ^{22}Na , ^{63}Zn , $^{61,62,64}\text{Cu}$, ^{11}C et ^{13}N . Les distributions des positrons émis lors de la décroissance de chaque source doivent être exactes sous peine que les efficacités de détection simulées ne soient plus valides.

A.1 Spectre en énergie des positrons émis par une source de ^{22}Na

Le ^{22}Na est utilisé comme un étalon pour les mesures des efficacités de détection β^+ . Lors de la décroissance radioactive du ^{22}Na , l'émission du positron est suivie par celle quasi simultanée d'un photon de 1274 keV. La figure A.1 permet de comparer des spectres en énergie calculés et simulés des positrons émis par une telle source.

A.2 Spectre en énergie des positrons émis par une source de ^{61}Cu

Cette source est produite via des réactions $^{63}\text{Cu}(\gamma,2n)^{61}\text{Cu}$. L'énergie seuil de la réaction est de 19,7 MeV (figure A.2). Cet isotope a été produit lors de l'expérience RX2 sur l'installation LULI2000 du LULI.

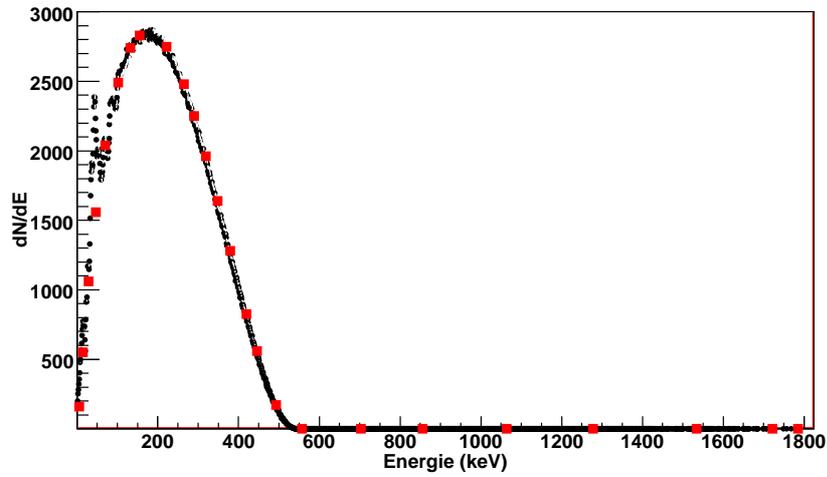


FIG. A.1 – Comparaison entre le spectre en énergie des positrons par la source de ^{22}Na simulé et calculé à partir de la connaissance du end-point de la distribution en énergie. Les carrés rouges correspondent au spectre calculé alors que les points noirs correspondent au spectre en énergie issu de la simulation GEANT4.

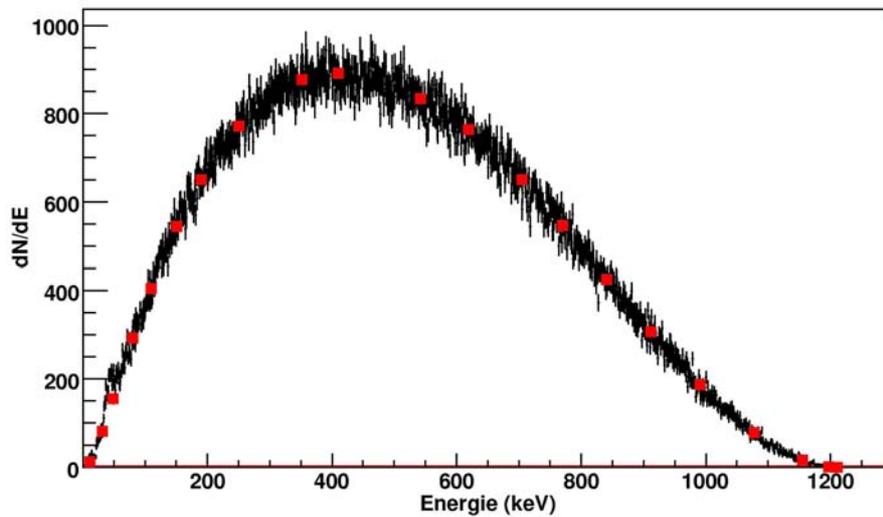


FIG. A.2 – Comparaison entre le spectre en énergie des positrons émis par la source de ^{61}Cu simulé et calculé à partir de la connaissance de l'énergie maximale des positrons émis. Les carrés rouges correspondent au spectre calculé alors que les points noirs correspondent au spectre en énergie issu de la simulation GEANT4.

A.3 Spectres en énergie des positrons émis par une source de ^{62}Cu et de ^{64}Cu

Ces sources sont produites via des réactions $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$ et $^{65}\text{Cu}(\gamma, n)^{64}\text{Cu}$. Les énergies seuils de ces réactions sont respectivement de 10,8 MeV et 9,9 MeV (figure A.3). Ces isotopes ont été produits dans différentes expériences pour la caractérisation de faisceaux de photons.

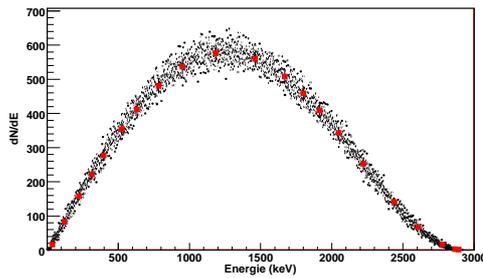


FIG. A.3 – Comparaison entre le spectre en énergie des positrons émis par la source de ^{62}Cu simulée et celui qui est calculé à partir de la connaissance de l'énergie maximale des positrons émis. Les carrés rouges correspondent au spectre calculé alors que les points noirs correspondent au spectre en énergie issu de la simulation GEANT4.

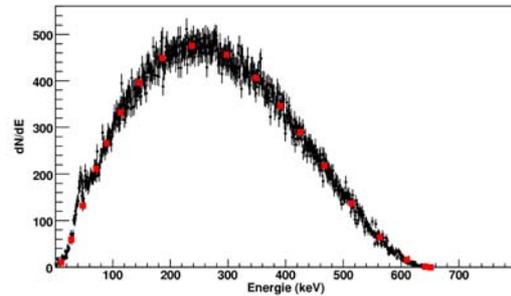


FIG. A.4 – Comparaison entre le spectre en énergie des positrons émis par la source de ^{64}Cu simulée et celui qui est calculé à partir de la connaissance de l'énergie maximale des positrons émis. Les carrés rouges correspondent au spectre calculé alors que les points noirs correspondent au spectre en énergie issu de la simulation GEANT4.

A.4 Spectre des β^+ émis par une source de ^{11}C

Cette source est produite via des réactions $^{12}\text{C}(\gamma, n)^{11}\text{C}$. Le seuil de la réaction est proche de 0 keV (figure A.5). Cette source est produite pour caractériser les distributions en énergie des photons, notamment pour déterminer la température (énergie moyenne) de celles-ci en combinant des échantillons de cuivre et de carbone.

A.5 Spectre des β^+ émis par une source de ^{63}Zn

Cette source est produite via des réactions $^{63}\text{Cu}(p, n)^{63}\text{Zn}$. Le seuil de cette réaction se trouve à 4,1 MeV (figure A.6). Ces réactions sont utilisées dans le cadre de la caractérisation des faisceaux de protons produits avec un laser ultra-intense.

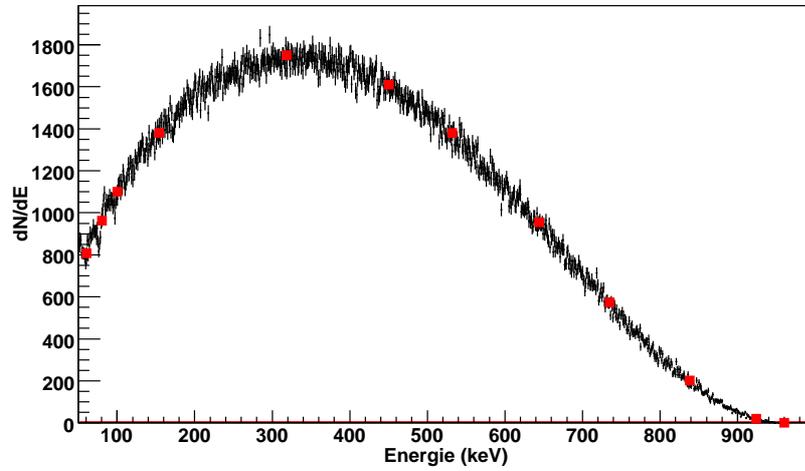


FIG. A.5 – Comparaison entre le spectre de β^+ émis par la source de ^{11}C simulée est celui qui est calculé à partir de la connaissance de l'énergie maximale des positrons émis. Les carrés rouges correspondent au spectre calculé alors que les points noirs correspondent au spectre en énergie issu de la simulation Geant4.

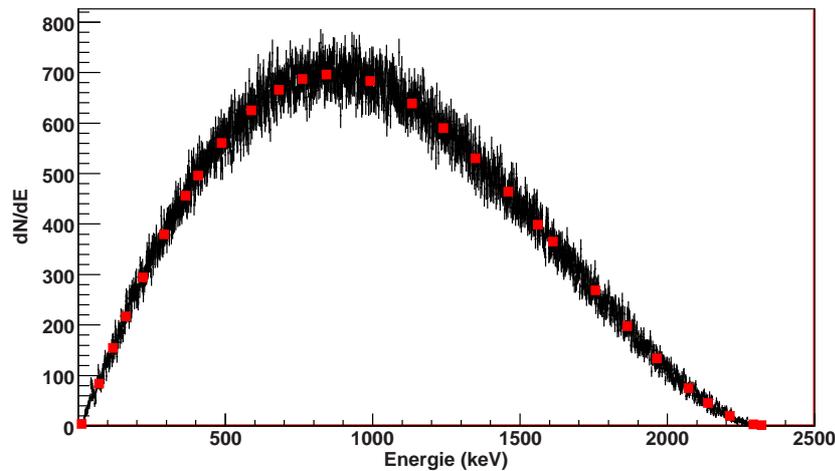


FIG. A.6 – Comparaison entre le spectre de β^+ émis par la source de ^{63}Zn simulée et celui qui est calculé à partir de la connaissance du end-point de la distribution en énergie. Les carrés rouges correspondent au spectre calculé alors que les points noirs correspondent au spectre en énergie issu de la simulation GEANT4.

A.6 Spectre des β^+ émis par une source de ^{13}N

Cette source est produite via différents types de réactions sur les films RCF utilisés pour l'imagerie optique des faisceaux de protons générés par laser. Les 3 principales

réactions à l'origine de la production de ^{13}N dans les RCF sont les suivantes (figure A.7) :

- $^{13}\text{C}(p,n)^{13}\text{N}$ avec un seuil égal à : 3,0 MeV
- $^{16}\text{O}(p,\alpha)^{13}\text{N}$ avec un seuil égal à : 5,2 MeV
- $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ avec un seuil proche de 0 MeV

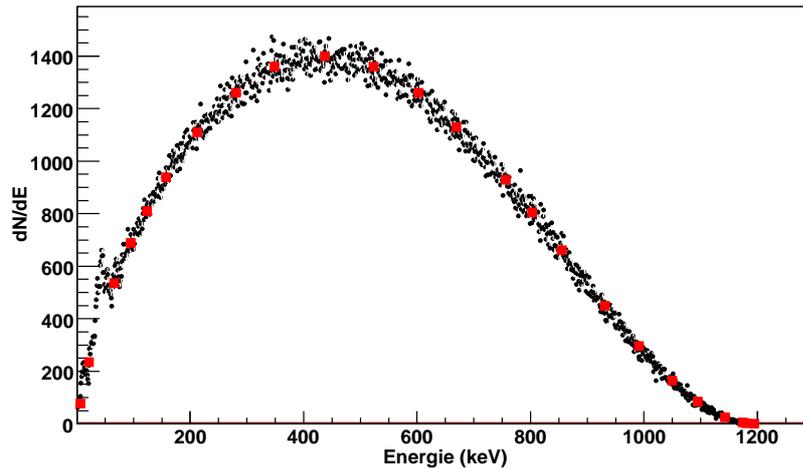


FIG. A.7 – Comparaison entre le spectre en énergie des positrons émis par la source de ^{13}N simulée et celui qui est calculé à partir de la connaissance du end-point de la distribution en énergie. Les carrés rouges correspondent au spectre calculé alors que les points noirs correspondent au spectre en énergie issu de la simulation GEANT4.

A.7 Conclusion

Nous avons montré que les spectres des β^+ émis sont bien reproduits dans la simulation Monte-Carlo. Quelle que soit la nature de la source utilisée, la forme et l'énergie maximale des positrons émis sont correctement reproduites. Nous pouvons donc utiliser les sources décrites dans le code pour estimer les efficacités de détection β^+ nécessaires à l'analyse des expériences réalisées.

Inclusion des processus d'activation nucléaire dans le code GEANT4

B.1 Introduction

Les diagnostics que nous avons développés pour caractériser les faisceaux de particules générés avec les lasers ultra-intenses sont basés sur l'activation nucléaire. En effet, les particules produites possèdent des énergies suffisantes pour induire des réactions nucléaires dans les matériaux qu'elles rencontrent.

Les diagnostics utilisés sont tous basés sur l'activation d'un empilement de matériaux judicieusement choisis en fonction de la nature des particules à caractériser. Les faisceaux produits possèdent des distributions en énergie continues. Ainsi le nombre de réactions induites dans le film correspond à la convolution de la distribution en énergie des particules avec la fonction de réponse en activation de l'empilement. Cette fonction de réponse correspond au nombre de réactions induites dans un film de l'empilement (i) par un nombre connu de particules ayant une énergie incidente E sur l'empilement. Elle est notée $F^{activation}(E,i)$.

Cependant, les sections efficaces des réactions mises en jeu ne sont pas correctement décrites dans le code GEANT4. Dans le cas par exemple de la réaction (p,γ) sur le ^{12}C , la section efficace décrite dans GEANT4 montre l'existence d'une résonance importante pour des protons d'énergie de 5 MeV dont la valeur est de quelques 500 mbarn. Nous savons que cela n'est pas possible puisque les évaluations de sections efficaces montrent que cette dernière n'est au maximum que de quelques mbarn. Le code GEANT4 est développé pour la physique des hautes énergies typiquement des énergies de l'ordre du GeV. Il n'inclut pas dans la version 4.9.1 utilisée les sections efficaces des processus se déroulant à des basses énergies de l'ordre de quelques MeV. Les faisceaux de particules produits avec les lasers de puissance ayant des énergies de l'ordre de quelques dizaines de MeV, il n'est pas possible de traiter les processus d'activations induits par ces faisceaux dans le code GEANT4. J'ai écrit une classe qui permet d'introduire les sections efficaces d'activation nucléaire choisies dans le code.

La première partie de cette annexe présente le code utilisé pour prendre en compte le nouveau processus d'activation dans le code. La deuxième partie présente la validation du code simulant l'activation induite par des particules dans des feuilles minces pour lesquelles nous pouvons calculer de façon analytique le nombre de réactions attendu.

B.2 Procédure pour introduire la section efficace d'une réaction nucléaire dans GEANT4

Le libre parcours moyen λ

D'une façon générale, le code GEANT4 choisit le processus physique participant à l'interaction d'une particule avec la matière à l'aide des libres parcours moyens calculés pour chaque processus en compétition. Une sélection est par la suite effectuée comme explicité dans le chapitre 3. Pour pouvoir introduire un nouveau processus dans le code il faut donc fournir le libre parcours moyen associé au processus.

Le libre parcours moyen d'une particule dans un matériau pur peut s'écrire de la façon suivante :

$$\lambda = \frac{1}{\rho\sigma(E)} \quad (\text{B.1})$$

Où ρ est la densité atomique de l'élément dans le milieu où se produit la réaction exprimée en [atome.cm⁻³] et $\sigma(E)$ est la section efficace de la réaction exprimée en [cm²]. Le libre parcours moyen est alors exprimé en [cm].

Un libre parcours moyen est calculé, à chaque pas, et pour tous les processus d'activation nucléaires implémentés. Certaines fonctions pré-existantes dans le code permettent de déterminer la densité atomique dans le matériau rencontré par la particule incidente comme par exemple la fonction `GetAtomicNumberDensityVector()`. Pour que le calcul soit complet, il faut ajouter la valeur de la section efficace du processus.

La section efficace $\sigma(E)$: La classe `G4CrossSection`

La version du code GEANT4.9.1 possède une classe qui permet de retourner au code une valeur de section efficace. Il s'agit de la classe `G4CrossSection`. L'intérêt que présente cette classe est qu'un grand nombre de fonctions y est associé. On peut par exemple donner un nom au processus créé, définir des limites d'existence du processus et bien d'autres fonctions ainsi que des classes dérivées référencées dans le lien en bas de page¹.

Lors de la définition de la section efficace, la première étape est de vérifier que la particule incidente permet d'activer le processus. Par exemple on vérifie que la particule incidente est bien un proton dans le cas d'une réaction du type (p,n) ou bien un photon dans le cas d'une activation par des réactions (γ ,n).

Il faut également poser une condition sur le numéro atomique Z de l'élément cible, ceci afin de ne calculer la section efficace que pour le matériau considéré dans la réaction (cuivre, or, carbone, etc...). Il est également possible de poser une condition sur le nombre de masse A afin de choisir l'isotope sur lequel se produit la réaction par exemple on peut avoir une réaction du type (p,n) sur le ¹²C ou sur le ¹³C. Dans mon code, le nombre de masse n'est pas utilisé, je corrige des abondances relatives des différents isotopes soit

¹<http://www.lcsim.org/software/geant4/doxygen/html/classes.html>

directement comme un facteur sur la section efficace, soit en corrigeant directement les nombres de réactions obtenus à la fin d'un calcul.

La section efficace du processus peut être entrée sous la forme d'une fonction continue ou sous la forme d'un tableau. Il est également possible de définir la courbe par morceaux avec des parties continues obtenues par des ajustements et des parties définies point par point.

La fonction `CrossSection()` associée à la classe `G4CrossSection` renvoie une valeur correspondant à la section efficace du processus exprimée en $[\text{cm}^2]$. En associant une section efficace à tous les processus connus dans les matériaux, il est possible de prendre en compte toutes les interactions, en particulier les processus inélastiques à basse énergie.

Calcul du libre parcours moyen à partir de la section efficace ; Définition de l'état final de la réaction

Les sections efficaces calculées pour chaque processus sont prises en compte dans une fonction externe qui calcule le libre parcours moyen associé à chaque processus. Une fois tous les valeurs obtenues pour chaque processus, elles sont traitées par le code comme celles fournies par tous les autres processus suivant la méthode décrite dans le chapitre 3.

Pour créer un processus, il faut lui associer une section efficace à l'aide de la classe `G4CrossSection` sus-citée mais il faut également créer un état final à la réaction. L'état final de la réaction est décrit dans la classe `G4FinalState`. Dans le cadre de nos simulations nous ne nous sommes pas intéressés aux particules produites dans la réaction. Ainsi, dès lors que le processus inélastique intervient, il peut être comptabilisé et la particule primaire est détruite. Il est cependant tout à fait possible d'implémenter dans la classe `G4FinalState`, toute la cinématique de la réaction et ainsi de créer et suivre les particules produites.

B.3 Validation du code à l'aide de cibles minces

Pour la validation des résultats, nous utilisons une configuration géométrique simple qui permet de calculer de façon analytique les nombres de réactions produits dans l'échantillon. La géométrie utilisée est un pavé de matière de $10 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Le nombre de réactions induites dans l'échantillon peut s'écrire de la façon suivante :

$$N_{reaction} = N^{pi} * N^{ac} * e * \sigma(E) \quad (\text{B.2})$$

Où N^{pi} est le nombre de particules incidentes sur l'échantillon, N^{ac} est la densité atomique, e est l'épaisseur de l'échantillon et $\sigma(E)$ est la section efficace du processus considéré. Soit une cible de carbone de $50 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Nous allons considérer une courbe de section efficace pour le processus $^{13}\text{C} (p,n) ^{13}\text{N}$ et comparer les nombres de réactions simulés avec ceux qu'il est possible de calculer de façon analytique en fonction de l'énergie incidente des protons. Les résultats obtenus sont tracés sur la figure B.1.

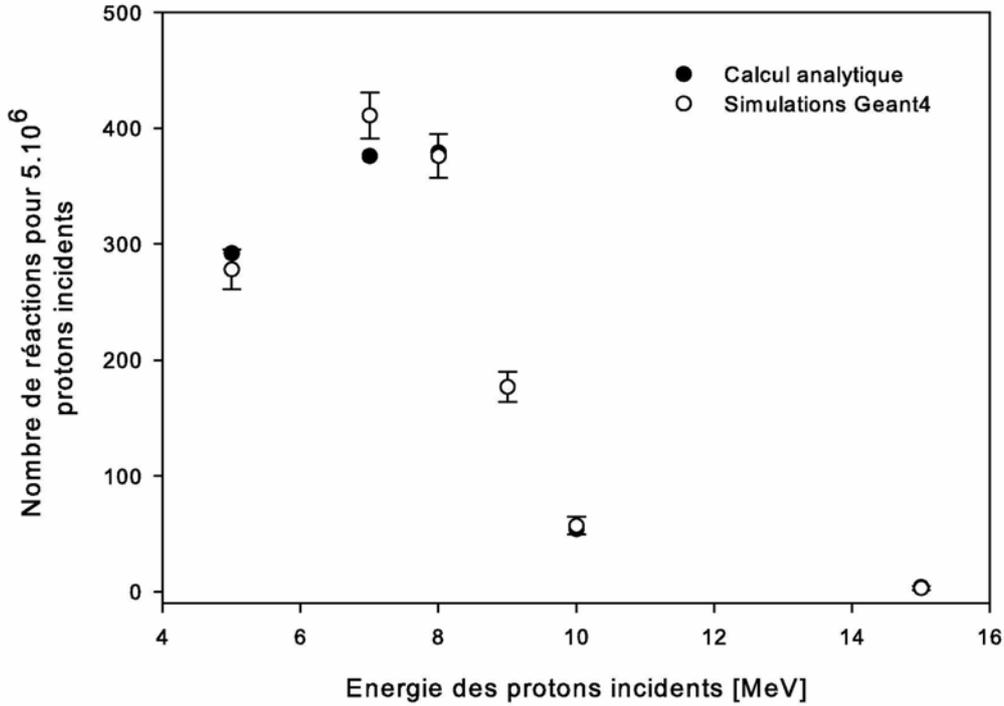


FIG. B.1 – Nombres de réactions $^{13}\text{C} (p,n) ^{13}\text{N}$ induites par un faisceau de protons, dans une feuille de carbone de $50 \mu\text{m}$ d'épaisseur, en fonction de l'énergie des protons incidents. La comparaison est faite ici entre les nombres de réactions déterminés via une simulation Monte-Carlo avec le code Geant4 qui prend en compte la section efficace de la réaction $^{13}\text{C} (p,n) ^{13}\text{N}$ et les nombres de réactions qu'il est possible de calculer à l'aide de la relation B.2. Pour obtenir des nombres de réactions mesurables avec un nombre de protons incidents raisonnable, la section efficace de la réaction a été multipliée par un facteur 100.

Comme le montre cette figure nous obtenons un très bon accord entre les nombres de réactions calculés et simulés et ceci quelle que soit l'énergie des protons incidents sur la feuille de carbone. Nous pouvons également nous assurer que dans le cas d'un mélange, nous avons toujours la même concordance entre les nombres de réactions simulés et ceux calculés à partir de la relation B.2. Dans ce cas, nous avons pris une cible dont la composition est 50 % C, 25 % N et 25 % O. Les réactions sur l'oxygène et le carbone produisent du ^{13}N alors que les réactions sur l'azote produisent du ^{11}C . Connaissant les sections efficaces des différentes voies de réaction, ainsi que la composition de la cible, nous pouvons calculer le nombre de réactions induites par des protons mono-énergétiques dans la cible.

La figure B.2 permet de valider plusieurs points. Dans un premier temps, avec la courbe de droite nous pouvons conclure que nous reproduisons correctement dans la simulation les nombres de réactions attendus même dans le cas d'une cible composite. De plus, le code permet également de prendre en compte correctement la production de différents

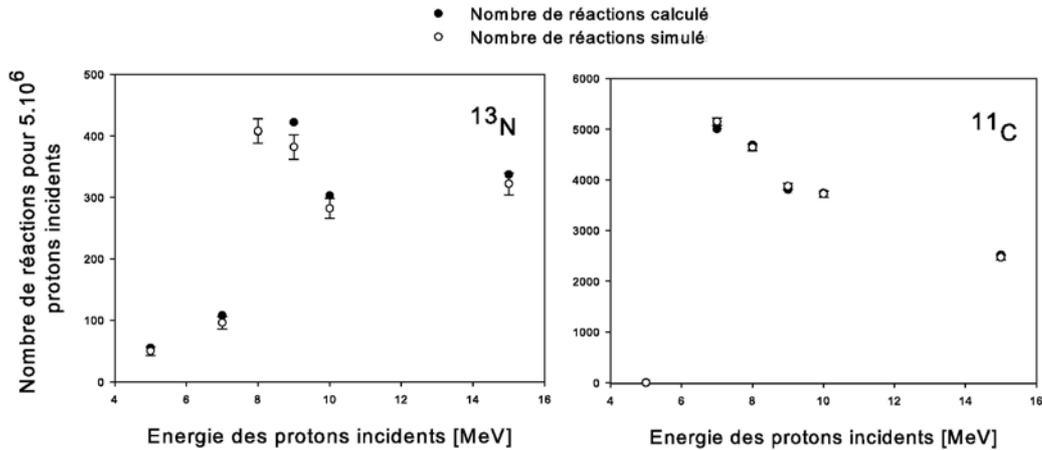


FIG. B.2 – Nombres de réactions ^{13}C (p,n) ^{13}N , ^{16}O (p, α) ^{13}N et ^{14}N (p, α) ^{11}C induites par un faisceau de protons, dans une feuille de $50 \mu\text{m}$ d'épaisseur contenant une fraction massique de 50 % de carbone, 25 % d'oxygène et 25 % d'azote. La représentation du nombre de réactions est faite en fonction de l'énergie des protons incidents sur la feuille. La courbe de gauche compare le nombre de réactions ^{13}N produites dans la feuille par les 2 réactions sus-citées calculées avec la relation B.2 et obtenus avec la simulation Geant4. La courbe de droite compare les nombres de réactions sur l'azote calculés et simulés en fonction de l'énergie des protons incidents. Les sections efficaces des réactions ont été multipliées par un facteur 100 pour obtenir des nombres de réactions avec un nombre de protons incidents pas trop élevé.

radioéléments dans la cible. Enfin la figure de gauche qui montre le nombre de ^{13}N produits dans la cible permet de dire que nous reproduisons correctement la production par plusieurs voies de réactions d'un même radioélément.

B.4 Conclusion

Nous avons donc implémenté dans le code GEANT4 une classe permettant de prendre en compte la section efficace de n'importe quel processus d'activation dès qu'il existe des données. Nous avons pu vérifier sur des cibles minces que les résultats obtenus avec les simulations étaient en très bon accord avec les valeurs calculées de façon analytique. La nouvelle classe permet de prendre en compte la production d'un radioélément par différentes voies de réaction.

Résumé : Les lasers de puissance permettent depuis une dizaine d'années de produire des faisceaux de particules accélérées dans lesquels quelques 10^{12} électrons, protons sont accélérés en quelques ps. Nous avons simulé et développé des diagnostics, utilisant l'activation nucléaire, pour qualifier les distributions angulaire et en énergie des faisceaux de particules générés. Les techniques de caractérisation sont présentées et illustrées à l'aide des résultats obtenus dans différentes expériences réalisées auprès des lasers de puissance. Nous envisageons d'utiliser ces faisceaux pour exciter des états nucléaires dans des environnements plasma. Celui-ci peut en effet influencer des caractéristiques intrinsèques du noyau comme la durée de vie de certains états isomériques. Dans le cadre de la préparation de telles expériences, nous avons mesuré la section efficace de la réaction (γ, n) permettant de produire l'état isomérique du ^{84}Rb à 463 keV d'énergie d'excitation, à l'aide de l'accélérateur ELSA du CEA/DIF de Bruyères-le-Châtel.

Mots clés : Interaction laser-plasma ; Activation nucléaire ; Simulations GEANT4 ; Efficacité de détection ; Films radiochromiques ; Faisceaux d'électrons ; Faisceaux de protons ; Mesure de section efficace ; Réactions nucléaires dans un plasma

Abstract : Since the last ten years, the Ultra High Intensity Lasers offer the opportunity to produce accelerated particle beams which contain more than 10^{12} electrons, protons accelerated into a few ps. We have simulated and developed some diagnostics based on nuclear activation to characterize both the angular and the energy distributions of the particle beams produced with intense lasers. The characterization methods which are presented are illustrated by means of results obtained in different experiments. We would use the particle beams produced to excite nuclear state in a plasma environment. It can modify intrinsic characteristics of the nuclei such as the half-life of some isomeric states. To prepare this kind of experiments, we have measured the nuclear reaction cross section (γ, n) to produce the isomeric state of the ^{84}Rb , which has an excitation energy of 463 keV, with the electron accelerator ELSA of CEA/DIF in Bruyères-le-Châtel.

Keywords : Laser-plasma interaction ; Nuclear activation ; GEANT4 simulations ; Detection efficiencies ; Radiochromic films ; Electron beams ; Proton beams ; Cross section measurements ; Nuclear reactions in plasma
