



HAL
open science

Sources de particules de hautes énergies obtenues avec des lasers intenses pour applications à la physique nucléaire

Mathias Gerbaux

► **To cite this version:**

Mathias Gerbaux. Sources de particules de hautes énergies obtenues avec des lasers intenses pour applications à la physique nucléaire. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Sciences et Technologies - Bordeaux I, 2007. Français. NNT : . tel-00269852

HAL Id: tel-00269852

<https://theses.hal.science/tel-00269852>

Submitted on 3 Apr 2008

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.

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE BORDEAUX 1

ECOLE DOCTORALE DE SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGENIEUR

par **Mathias GERBAUX**

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPECIALITE : PHYSIQUE

**Sources de particules de hautes énergies
obtenues avec des lasers intenses pour
applications à la physique nucléaire**

Soutenue le 7 décembre 2007

Après avis de :

| | |
|------------------------|------------|
| M. Le Blanc François | Rapporteur |
| M. Thibaud Jean-Pierre | Rapporteur |

Devant la commission d'examen formée de :

| | | |
|--------------------|--|-----------------------|
| M. Balcou P. | Directeur de Recherche CNRS | Président |
| M. Le Blanc F. | Directeur de Recherche CNRS | Rapporteur |
| M. Thibaud J.-P. | Directeur de Recherche CNRS | Rapporteur |
| Mme Aléonard M.-M. | Professeur, Université Bordeaux 1 | Directrice de thèse |
| M. Audebert P. | Directeur de Recherche CNRS | |
| M. Gobet F. | Maître de Conférences, Université Bordeaux 1 | Co-directeur de thèse |

Titre : Sources de particules de hautes énergies obtenues avec des lasers intenses pour applications à la physique nucléaire

Résumé : Cette étude expérimentale concerne la caractérisation des faisceaux d'électrons et de protons d'énergie supérieure à quelques MeV produits lors de l'interaction d'un laser ultra-intense ($\sim 10^{19}$ W.cm⁻²) avec une cible solide de faible épaisseur (10 μ m). Ce travail se place dans la perspective de l'utilisation de ces faisceaux pour des expériences de physique nucléaire. Pour cet usage, il est nécessaire de connaître quantitativement les caractéristiques des faisceaux de particules : distribution en énergie, distribution angulaire. Les faisceaux obtenus par accélération laser ont des caractéristiques très différentes des faisceaux d'accélérateurs conventionnels entre autres par leur brièveté et leur intensité mais aussi par leur distribution en énergie continue. Ces propriétés rendent complexes leur caractérisation et nous ont amenés à développer des méthodes combinant spectromètres à diodes, films radiochromiques, activation nucléaire de matériaux choisis et simulations Monte-Carlo. Ces méthodes ont été utilisées sur deux installations lasers différentes (Salle Jaune au LOA de Palaiseau et JETI à l'IOQ de Jena) mais de caractéristiques proches pour l'étude des faisceaux d'électrons en fonction du matériau-cible. Une expérience a également été menée pour caractériser tir à tir le faisceau de protons produits par le laser 100 TW du LULI (Palaiseau). Cette dernière expérience a, de plus, permis de démontrer la possibilité d'induire des réactions nucléaires dans un plasma et de mesurer quantitativement le taux de réaction en vue d'une expérience de perturbation du couplage noyau-cortège électronique par un champ électromagnétique fort dû au laser.

Title : Sources of high energy particles obtained with intense lasers for applications in nuclear physics

Abstract : This experimental study concerns the characterization of the beams of electrons and protons with energies above a few MeV produced in the interaction of an ultra-intense ($\sim 10^{19}$ W.cm⁻²) laser beam with a 10 μ m thick solid target. This work was issued in the framework to use these beams in nuclear physics experiments. It was hence necessary to know quantitatively the characteristics of these particle beams. Laser accelerated particle beams have very different characteristics from conventional accelerators' ones, especially on account of their transience and intensity as well as their continuous energy distribution. These properties make their characterization complex and led us to develop methods combining measurements with diodes spectrometers, radiochromic films, nuclear activation of chosen materials and Monte-Carlo simulations. These methods have been employed on two different facilities (LOA Salle Jaune in Palaiseau and JETI at the IOQ in Jena) but with similar characteristics for the study of the electron beams as a function of the target material. An experiment was also carried out to characterize at each shot the proton beam produced with the LULI 100 TW laser facility (Palaiseau). This experiment also proved the possibility to induce nuclear reactions in plasma and to measure quantitatively the reaction rate in order to scale an experiment on the perturbation of the nucleus electronic-shells coupling *via* a strong electromagnetic field due to the laser.

Remerciements

Merci tout d'abord à Bernard Haas, directeur du CENBG pendant toute la durée de ma thèse, de m'avoir accueilli au sein du laboratoire. Merci ensuite à tous les membres du jury qui ont accepté la pénible tâche de juger le travail effectué durant ces trois années. J'exprime tout particulièrement ma gratitude envers MM. Jean-Pierre Thibaud et François Le Blanc qui ont grandement contribué à l'amélioration du manuscrit par leurs questions, remarques et conseils avisés.

Le travail décrit dans les pages qui suivent est également le fruit du travail quotidien et souvent dans l'urgence (voire même pendant les vacances, merci Isabelle !) des différents services du laboratoire. Que l'ensemble des électroniciens, mécaniciens, informaticiens, instrumentateurs et administratifs du CENBG soit ici remerciés pour leur efficacité et leur bonne humeur. Merci tout particulièrement à Brigitte et Sylvie pour les missions, à Nadine pour la paperasserie, à Pascale pour la gentillesse avec laquelle elle m'a scanné moult documents ou obtenu d'obscur articles, à Patricia pour ses superbes dépôts et découpes ainsi qu'à Tina (mais pas pour le volume sonore de son aspirateur !).

Ces remerciements s'étendent à tous les chercheurs (permanents, de passage ou en formation) du CENBG qui contribuent également à faire de ce laboratoire un lieu de travail convivial et plus ouvert que son portail pourrait le laisser présager. Une mention particulière tout de même pour la jeune génération : Béatriz, Frédéric, Grégoire, Guillaume, Iolanda, Jean-Stéphane et Jérôme pour tous les cafés, apéros et soirées à refaire le monde.

Cette thèse a été effectuée au sein du groupe Excitations Nucléaires par Laser. Ma reconnaissance est grande pour tous les membres (passés ou présents) du groupe à commencer, bien sûr, par *mes* directeurs de thèse. J'ai en effet eu la chance de bénéficier de l'encadrement de deux personnes qui, chacune à leur manière, m'ont beaucoup apporté.

Marie-Madeleine m'a fait bénéficier de toute son expérience et a su faire preuve d'une grande patience face à mon caractère "buté". Sa disponibilité et sa bienveillance m'ont été d'un grand soutien durant ces trois années. Elle a de plus fait preuve d'une persévérance fort méritoire dans la relecture de mes papiers et de cette thèse.

Franck, quant à lui, peut certainement être tenu pour responsable de tout ce qui est un tant soit peu rigoureux dans le présent ouvrage. Au delà de sa disponibilité sans faille et de sa pédagogie je voudrais ici rendre hommage à ses compétences de physicien expérimentateur qui ne cessent de m'impressionner. J'ajoute que mon genou gauche gardera longtemps le souvenir de son fameux "diesel" qui n'exprime tout son potentiel qu'au bout d'une heure de footing. Je ne peux que souhaiter qu'il encadre encore, à l'avenir, de nombreux autres thésards !

Fazia, malgré ses responsabilités extérieures au groupe, a toujours su être présente pour me conseiller et participer aux expériences gourmandes en main d'œuvre. Qu'elle en soit remerciée, à l'instar du schtroumpf grognon du groupe, Jean-Nicolas, dont l'expérience en matière d'électronique d'acquisition rebelle m'aura été précieuse durant ces trois années (je tacherais seulement de ne pas m'inspirer de ses méthodes d'archivage ;o). Merci également à Gérard pour les crises de fou-rire qu'il a su provoquer ! Je terminerais mes remerciements aux membres du groupe par Medhi, mon irremplaçable collègue de bureau. Il me sera difficile de lister ici tout ce qu'il m'a apporté durant cette thèse, que ce soit sur le plan technique (il mériterait d'être surnommé *l'homme qui murmurait à l'oreille des discriminateurs à fraction constante*) ou humain (ça n'a pas du être facile de subir, avec le sourire et pendant des mois, les jérémiades d'un thésard qui découvre sur le tard les joies du fortran...).

Les expériences qui font l'objet de cette thèses ont été effectuées à l'extérieur du CENBG. Elles n'ont ainsi été possibles que grâce à la collaboration des équipes des laboratoires d'accueil. Je salue ainsi le travail effectué par les laséristes du LOA et du LULI à Palaiseau, de l'IOQ à Jena, d'Alisé au CESTA ainsi que celui de l'équipe d'ELSA à Bruyères le Châtel. Merci également à Erik Brambrink (au LULI) pour sa disponibilité sans égale, à Sébastian Pfoth et Oliver Jäckel (à l'IOQ) pour nous avoir fourni une assistance précieuse dans des conditions difficiles. Enfin, merci à nos collaborateurs du CEA, Vincent Méot et Pascal Morel, pour leur bonne humeur inébranlable lors de nos nombreuses manip communes !

Toutes les expériences auxquelles j'ai participé ne sont pas mentionnées dans cette thèse mais je tiens cependant à remercier Fabien Dorchie, Claude Fourment et João Santos du CELIA pour les moments agréables et formateurs passés sur le "vieux" laser kHz. Merci aussi à Vladimir Tikhonchuk pour les nombreux éclairages théoriques. Merci enfin à Rolandão et Amellouze pour tous les cafés, bouteilles et fromages partagés en causant de physique (même si la leur est *toute pourrie*) ou d'autres choses.

Je terminerais par des remerciements aux personnes extérieures au monde de la physique, celles qui ont supporté d'avoir un physicien (nucléaire, qui plus est) dans leur relations et qui ont dû l'assumer en société...

Trois ans (et quelques) m'auraient parus bien long si je n'avais pu m'oxygéner régulièrement en compagnies des Pyrénéens (ceux qui sont souvent mis au frigo sur une cascade de glace). Merci donc à Charlotte et Clément, Christian et Caro ainsi qu'à Pierrot le bulot (quoique lui soit dorénavant plus doryphore que pyrénéen...).

Un petit hommage également aux camarades sudistes, surtout à ceux qui ont eu le courage de venir me voir gesticuler et soliloquer pendant une heure et demie le 7 décembre 2007. Ce ne fut pas facile tous les jours de subir leurs *lazzi* (L'incompréhension de l'humour glacé et sophistiqué du physicien expose parfois celui-ci à de pénibles moments de solitude...) mais ces trois années n'auraient pas été les mêmes sans eux. Merci donc à Clémence, Emilie, Fanny, Flora, Juliane, Marion et Nadia ainsi qu'à Adrien, Brice, Sam, Quentin et Vincent.

Merci encore à Claude, Lydie et Chantal d'avoir affronté 900 km pour venir me voir le grand jour et engraisser le reste de l'auditoire à grands coups de rillettes.

To Seamus, for his precious help during this thesis writing, *go raibh maith agath!*

Ceux à qui je suis le plus redevable de cette thèse (et pas seulement pour la relecture), ce sont finalement mes parents qui la préparaient depuis maintenant 25 ans (même s'ils ne se doutaient certainement pas que ce serait une thèse!). Sans leur soutien pédagogique, financier et surtout affectif pendant les 22 premières années, je n'aurais certainement eu, ni la possibilité, ni l'envie de poursuivre des études aussi longues. Merci également aux deux frangins pour avoir *tenté* de comprendre l'humour glacé et sophistiqué du physicien...

Je termine par la plus belle, Aude, celle qui a vaillamment supporté, pendant trois ans, les absences de plusieurs semaines pendant les manips, les week-ends atrophiés pour cause de rédaction ou de départ en mission, les soirées passées avec des physiciens et surtout mes humeurs au cours de la dernière année. Celle aussi qui a procédé à encore plus de relectures que Marie-Madeleine pour traquer les coquilles dans les pages qui suivent!

Merci à tous!

Table des matières

| | |
|---|-----------|
| Remerciements | 1 |
| Introduction | 11 |
| 1 Physique nucléaire et lasers de puissance | 15 |
| 1.1 Introduction | 15 |
| 1.2 Accélération de particules dans un plasma | 16 |
| 1.2.1 Généralités sur les plasmas créés par laser | 16 |
| 1.2.2 Faisceaux d'électrons | 19 |
| 1.2.3 Faisceaux de protons et d'ions | 24 |
| 1.3 Applications de ces faisceaux de particules | 27 |
| 1.3.1 Applications médicales | 27 |
| 1.3.2 Applications pour la physique fondamentale | 28 |
| 1.3.3 Allumage rapide pour la fusion par confinement inertiel | 28 |
| 1.4 Modification des caractéristiques intrinsèques d'un noyau | 29 |
| 1.4.1 Faible perturbation du cortège électronique par l'environnement | 30 |
| 1.4.2 Perturbation directe du noyau par un champ électromagnétique | 30 |
| 1.4.3 Champ non-perturbateur pour le noyau mais très perturbatif pour le cortège électronique | 30 |
| 1.5 Conclusion | 35 |
| Bibliographie | 36 |
| 2 Techniques de caractérisation des faisceaux produits | 43 |
| 2.1 Introduction | 43 |
| 2.2 Techniques usuelles | 43 |
| 2.2.1 Systèmes dispersifs | 43 |
| 2.2.2 Couches fluorescentes | 44 |
| 2.2.3 Films radiochromiques | 46 |
| 2.2.4 Rayonnement de transition optique | 47 |

| | | |
|-------|--|----|
| 2.2.5 | Détecteurs de traces | 47 |
| 2.3 | Méthodes de physique nucléaire pour la caractérisation des particules accélérées dans l'interaction laser-plasma | 48 |
| 2.3.1 | Revue des méthodes utilisées | 48 |
| 2.3.2 | Quelles options pour une expérience de couplage d'un faisceau de particules avec un plasma ? | 51 |
| 2.4 | Conclusion | 52 |

Bibliographie **53**

| | | |
|----------|---|-----------|
| 3 | Dispositifs expérimentaux pour l'étude des électrons suprathermiques produits par interaction laser-plasma | 55 |
| 3.1 | Introduction | 55 |
| 3.2 | Installations laser | 56 |
| 3.2.1 | Laser salle jaune du LOA | 57 |
| 3.2.2 | Laser JETI de l'IOQ Iéna | 57 |
| 3.2.3 | Chambre d'expérience et systèmes focalisants | 58 |
| 3.3 | Cibles et focalisation du faisceau laser | 60 |
| 3.3.1 | Cibles du LOA | 60 |
| 3.3.2 | Cibles tendues de l'IOQ | 60 |
| 3.3.3 | Procédure de focalisation | 62 |
| 3.4 | Mesure de la distribution en énergie des électrons dans l'axe du faisceau laser | 62 |
| 3.4.1 | Spectromètre à champ variable du LOA | 63 |
| 3.4.2 | Spectromètre à champ permanent utilisé à l'IOQ | 64 |
| 3.4.3 | Détermination du nombre d'électrons | 66 |
| 3.5 | Dispositif d'étude des électrons de haute énergie (>10 MeV) par activation (γ, n) | 67 |
| 3.5.1 | Choix des matériaux | 67 |
| 3.5.2 | Activation intégrale et distribution angulaire au LOA | 68 |
| 3.5.3 | Double activation intégrale à l'IOQ | 70 |
| 3.5.4 | Mesure du nombre de réactions nucléaires | 70 |
| 3.5.4.a | Bancs de mesures en coïncidence | 70 |
| 3.5.4.b | Electronique associée | 72 |
| 3.6 | Caractérisation des électrons de basse énergie avec des films radiochromiques | 76 |
| 3.6.1 | Caractéristiques des films utilisés | 77 |
| 3.6.2 | Composition de l'empilement de films | 77 |
| 3.6.3 | Positionnement de l'empilement | 77 |
| 3.7 | Estimation de la reproductibilité | 78 |
| 3.7.1 | Moniteur LOA | 79 |

| | | |
|----------------------|--|------------|
| 3.7.2 | Moniteur IOQ | 79 |
| 3.7.3 | Corrélations électrons – moniteur | 79 |
| 3.7.4 | Reproductibilité tir à tir | 79 |
| 3.8 | Conclusion | 80 |
| Bibliographie | | 82 |
| 4 | Caractérisation des électrons à bas flux et basse énergie | 85 |
| 4.1 | Introduction | 85 |
| 4.2 | Le code GEANT3 | 86 |
| 4.3 | Spectre en énergie des électrons dans l’axe du faisceau laser | 87 |
| 4.3.1 | Simulation du dépôt d’énergie des électrons donnant lieu à des paires élec- tron – trou dans les diodes | 87 |
| 4.3.2 | Détermination du nombre d’électrons incidents dans les diodes | 88 |
| 4.4 | Distribution en énergie pour les autres angles dans le cas d’une cible de tantale | 93 |
| 4.4.1 | Mesure de la densité optique et de la dose absorbée | 93 |
| 4.4.2 | De la dose à la distribution en énergie | 95 |
| 4.4.3 | Caractéristiques du faisceau d’électrons | 96 |
| 4.5 | Conclusion | 98 |
| Bibliographie | | 99 |
| 5 | Caractérisation des électrons à haut flux et haute énergie | 101 |
| 5.1 | Introduction | 101 |
| 5.2 | Distribution en énergie des électrons émis dans la direction du laser | 102 |
| 5.2.1 | Dépôt d’énergie des électrons dans les diodes | 102 |
| 5.2.2 | Distribution en énergie des électrons à 0 ° au LOA | 103 |
| 5.3 | Mesure du nombre de réactions dans les échantillons d’activation | 105 |
| 5.3.1 | Mesure de l’efficacité de détection d’un banc de mesure | 105 |
| 5.3.1.a | Test de validité de la simulation avec une source de ^{22}Na | 105 |
| 5.3.1.b | Simulation de la détection avec une source de β^+ différente | 108 |
| 5.3.2 | Détermination du nombre de réactions (γ,n) dans chaque échantillon | 110 |
| 5.3.3 | Mesure de la distribution angulaire des activations (γ,n) au LOA | 112 |
| 5.4 | Vers la caractérisation des électrons | 114 |
| 5.4.1 | Géométrie et modification des matériaux pour prendre en compte les ré- actions (γ,n) | 114 |
| 5.4.2 | Validation du calcul de l’activation (γ,n) avec une cible mince | 115 |
| 5.4.3 | Hypothèses de départ | 116 |

| | | |
|----------------------|--|------------|
| 5.4.4 | Simulation du parcours des électrons et des γ dans nos dispositifs : nombre de réactions (γ,n) | 116 |
| 5.4.5 | Détermination de la largeur de la distribution angulaire des électrons | 117 |
| 5.4.6 | Mesure du nombre total d'électrons d'énergie supérieure à 10 MeV | 117 |
| 5.5 | Caractéristiques des faisceaux en fonction du numéro atomique de la cible | 118 |
| 5.5.1 | Divergence du faisceau en fonction du numéro atomique de la cible | 118 |
| 5.5.2 | Nombre d'électrons de haute énergie en fonction du numéro atomique de la cible | 120 |
| 5.6 | Domaine de validité de la méthode | 124 |
| 5.7 | Conclusion | 126 |
| Bibliographie | | 128 |
| 6 | Etude d'un faisceau de protons et réactions nucléaires dans un plasma | 131 |
| 6.1 | Introduction | 131 |
| 6.2 | Etude des faisceaux de protons produits sur l'installation 100 TW du LULI | 131 |
| 6.2.1 | Dispositif expérimental | 131 |
| 6.2.1.a | Le laser 100 TW du LULI | 131 |
| 6.2.1.b | Cibles | 132 |
| 6.2.1.c | Dispositif de caractérisation des protons | 132 |
| 6.2.1.d | Efficacité de détection des noyaux de ^{63}Zn | 134 |
| 6.2.2 | Simulations du parcours des protons dans la matière | 136 |
| 6.2.3 | Validation du dispositif sur le Tandem de Bruyères-le-Châtel | 137 |
| 6.2.4 | Détermination de la distribution en énergie des protons accélérés au LULI | 139 |
| 6.3 | Interaction d'un faisceau de protons avec un plasma créé par laser | 142 |
| 6.3.1 | Dispositif expérimental | 142 |
| 6.3.1.a | Doubles cibles | 143 |
| 6.3.1.b | Collection du plasma | 144 |
| 6.3.2 | Modifications dues à la présence du plasma | 144 |
| 6.3.2.a | Effet du plasma sur le faisceau de protons | 144 |
| 6.3.2.b | Effet sur la collection du plasma | 146 |
| 6.4 | Conclusion | 147 |
| Bibliographie | | 148 |
| Conclusion | | 151 |

| | | |
|----------|--|------------|
| A | Schémas additionnels des dispositifs expérimentaux | 155 |
| A.1 | Dispositif expérimental à l'IOQ Iéna | 155 |
| A.2 | Dispositif expérimental au LULI | 156 |
| B | Etalonnage du spectromètre à électrons : expérience ELSA | 157 |
| B.1 | Introduction | 157 |
| B.2 | L'installation ELSA | 157 |
| B.3 | Dispositif expérimental | 158 |
| B.4 | Résultats | 159 |
| C | Comparaison avec les faisceaux de particules d'accélérateurs conventionnels | 161 |
| C.1 | Faisceaux d'électrons | 162 |
| C.2 | Faisceaux de protons | 162 |

Introduction

Contexte

En une petite cinquantaine d'années, les lasers sont passés du statut de prototypes de laboratoire à celui d'outils communs dans des domaines très variés : du pointeur du conférencier au scanner de la caisse du supermarché, en passant par les lecteurs de DVD ou la découpe de matériaux. La physique fondamentale utilise aussi largement cet outil, que ce soit pour mesurer la distance Terre-Lune, refroidir des atomes ou confiner un mélange deutérium-tritium pour en initier la fusion thermonucléaire. Ils n'en sont pas moins encore objets de constantes recherches et améliorations permettant d'en accroître le champ d'utilisation. Les "prophètes" en la matière annoncent pour les années à venir un usage pour la physique nucléaire et même la physique hadronique.

Dans le domaine de la physique des plasmas, l'avènement de technologies permettant l'obtention d'impulsions laser d'ultra-hautes intensités a ouvert la voie à la génération d'harmoniques, de sources X ultrabrèves et à l'accélération de particules à des énergies atteignant le GeV. Ce dernier champ est riche de perspectives pour la physique subatomique puisque les particules accélérées ont désormais des énergies suffisantes pour induire des réactions nucléaires.

A une échelle beaucoup plus petite, la physique nucléaire s'est intéressée depuis 60 ans aux modifications de la durée de vie du noyau atomique. Le vieux rêve de modifier à volonté les propriétés des états nucléaires, en particulier leur durée de vie, a motivé de nombreux travaux. En attendant le gain en intensité de dix ordres de grandeur permettant à une impulsion laser de perturber directement le noyau, l'une des pistes suivies est d'influer sur celui-ci via son cortège électronique.

Le domaine qui va nous intéresser dans ce travail se situe au carrefour des deux champs de recherche sus-cités. Le fil rouge de cette étude expérimentale est la possibilité d'exciter un noyau par des particules accélérées par laser, tout en soumettant son cortège électronique à un champ électromagnétique intense. Le but de cette conjonction est de mettre en évidence une variation de la durée de vie d'un état nucléaire fortement couplé au cortège électronique. Ce "Graal" est cependant encore bien éloigné et les objectifs de cette thèse sont plus modestes.

Le groupe Excitations Nucléaires par Laser a réalisé une première campagne de mesures en cibles solides de polypropylène au Laboratoire d'Optique Appliquée (laser "Salle jaune") en

2001 [Phys. Rev. E, 66 (2002) 066402] qui a montré que l'épaisseur de la cible était un point important pour limiter la dispersion angulaire des électrons produits. Avec des cibles de 10 μm d'épaisseur, des électrons ont pu être accélérées jusqu'à des énergies proches de 50 MeV. Un autre point d'intérêt était d'étudier l'influence du matériau cible sur les caractéristiques du faisceau. Une deuxième campagne de mesure sur cette problématique a été réalisée, toujours au LOA, en 2004 et fait partie des travaux de cette thèse. Comme on le verra dans ce mémoire, certains résultats demandait des mesures supplémentaires. En raison de l'indisponibilité du laser "Salle jaune", la campagne a été réalisée à l'Institut für Optik und Quantenelektronik d'Iéna, sur l'installation JETI dont les caractéristiques étaient les plus proches du laser "Salle jaune" LOA. Les faisceaux de protons ont été, pour leur part, étudiés sur le laser "100 TW" du Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses.

Il pourra paraître déconcertant à un lecteur peu familier du monde des lasers de puissance de trouver si peu de comparaisons entre les résultats obtenus dans cette thèse et les travaux menés dans d'autres laboratoires. Deux raisons principales expliquent ce fait :

La première raison est que peu d'études ont été menées dans les domaine d'énergie d'intérêt pour la physique nucléaire, une grande partie des travaux sur l'accélération laser-plasma ayant été motivée par des applications pour lesquelles la queue de distribution à haute énergie n'est pas déterminante (fusion par confinement inertiel par exemple).

La seconde raison est que les propriétés des faisceaux de particules accélérées à de hautes énergies grâce à l'emploi d'un laser de puissance sont extrêmement dépendantes des conditions expérimentales (état physique de la cible, épaisseur de celle-ci) et tout particulièrement des caractéristiques du laser. Une expérience similaire menées sur deux installations laser de caractéristiques apparemment similaires peuvent donner des résultats différents de plusieurs ordres de grandeur comme nous pourrons le voir dans le chapitre 5. Ceci est le fait d'une part d'une très grande non-linéarité des phénomènes mis en jeu dans l'accélération (en particulier au niveau du pré-plasma) et d'autre part d'une reproductibilité encore faible des impulsions délivrées par les installations laser de puissance. Il ne faut en effet pas perdre de vue que les installations sur lesquelles la physique de l'accélération laser-plasma est actuellement étudiée font encore l'objet de développements. Nous sommes donc encore loin des conditions expérimentales rencontrées sur des accélérateurs classiques de physique nucléaire qui délivrent des faisceaux stables et connus sans ambiguïté.

Tout ceci fait que les études réellement comparables aux résultats présentés ici sont en très petit nombre et il y est fait référence à chaque fois que cela est possible.

Objectifs de la thèse

Cette thèse a pour objectif, dans un premier temps, de caractériser la composante à haute énergie, d'intérêt pour la physique nucléaire, des faisceaux de particules émises lors de

l'interaction d'un laser ultra-intense ($\sim 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$) avec une cible solide. Dans un second temps, il s'agit d'étudier les réactions nucléaires induites par de telles particules dans un plasma soumis à un champ électromagnétique fort.

Plan

Les deux premiers chapitres de cette thèse contiennent des préliminaires aux travaux effectués durant ces trois années. Le chapitre 1 expose les mécanismes d'accélération des particules et quelques travaux effectués sur la modification des caractéristiques intrinsèques d'un noyau. Le chapitre 2 est entièrement consacré à la présentation des techniques de caractérisation des faisceaux décrits dans le premier chapitre.

Le chapitre 3 présente les dispositifs expérimentaux utilisés dans deux expériences portant sur la caractérisation des faisceaux d'électrons. Dans les deux chapitres suivants (4 et 5) sont discutés l'analyse et les résultats de ces expériences. Le cas d'un faisceau d'électrons de relativement basse énergie (de l'ordre du MeV) est examiné dans le chapitre 4. La caractérisation de faisceaux d'électrons de plus haute énergie (au delà de la dizaine de MeV) fait l'objet du chapitre 5.

Enfin, le chapitre 6 résume les études menées sur la caractérisation d'un faisceau de protons et les premiers pas vers une expérience de physique nucléaire en champ fort utilisant ces faisceaux.

Le corps de la thèse est suivi d'une annexe portant sur une expérience d'étalonnage des diodes utilisées dans les spectromètres à électrons.

Chapitre 1

Physique nucléaire et lasers de puissance

1.1 Introduction

Ce chapitre présente quelques aspects essentiels à la compréhension des deux domaines à l'interface desquels se situe cette thèse : l'accélération de particules par interaction laser-plasma et la physique nucléaire. D'une part, les recherches sur l'accélération d'électrons et de protons (voire d'ions lourds) par laser ont fait des progrès spectaculaires dans les dernières années, permettant l'utilisation de faisceaux aux caractéristiques uniques en matière de durée et d'intensité. D'autre part, s'il est encore impossible de perturber directement le noyau atomique avec un champ électromagnétique, les lasers actuels sont suffisamment puissants pour modifier profondément le cortège atomique et influencer par ce biais sur le noyau.

Dans ce chapitre nous présenterons les mécanismes d'accélération des électrons par interaction laser-plasma. Nous ne nous attarderons pas sur la multitude de processus d'accélération des électrons conduisant à des énergies inférieures au MeV. Nous nous intéresserons par contre aux différents moyens d'exciter une onde plasma et au comportement d'un électron dans celle-ci, puisque c'est ce processus qui donne lieu à l'accélération d'électrons avec des énergies d'intérêt pour la physique nucléaire. Après avoir expliqué la génération du faisceau d'électrons, une courte section expliquera comment celui-ci permet également d'accélérer des ions. Nous verrons ensuite les applications qui sont couramment associées à ces faisceaux de particules, dont l'allumage rapide pour la fusion par confinement inertiel (FCI), qui occupe actuellement une grande part de la communauté. Dans une seconde partie, nous passerons rapidement en revue les études portant sur les modifications des propriétés du noyau avant de voir comment l'utilisation d'un laser intense pourrait induire une modification de la durée de vie d'un niveau excité.

1.2 Accélération de particules dans un plasma

1.2.1 Généralités sur les plasmas créés par laser

Les lasers de haute puissance ($> \text{MW}$) fonctionnent tous en mode impulsif. Dans le cas des lasers utilisés durant cette thèse (dont les puissances sont de quelques dizaines de TW), l'énergie accumulée dans le milieu amplificateur du laser est libérée dans une impulsion de quelques dizaines à centaines de femtosecondes. On définit l'intensité I d'une impulsion laser comme la valeur moyenne du vecteur de Poynting de l'onde sur un cycle optique :

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

où c est la vitesse de la lumière dans le vide ε_0 est la permittivité du vide, \vec{E} et \vec{B} respectivement les champs électrique et magnétique de l'onde laser et où les crochets signifient la moyenne sur un cycle optique de l'impulsion. Dans le cas d'une impulsion gaussienne¹, on peut approximer l'énergie maximale I_{max} par l'expression :

$$I_{max} = \frac{2\mathcal{E}}{\pi\tau w_0^2} \quad (1.2)$$

où \mathcal{E} est l'énergie de l'impulsion laser, τ sa durée et w_0 le rayon du col du faisceau².

L'impulsion femtoseconde est toujours posée sur un "fond" d'une durée de l'ordre de la nanoseconde appelé "piédestal" comme l'illustre la figure 1.1. Celui-ci correspond essentiellement à l'amplification de l'émission spontanée de l'oscillateur initial. Le contraste d'une impulsion est défini comme le rapport entre l'intensité du piédestal et l'intensité maximale de l'impulsion (temps 0 dans la figure). Cette intensité étant variable en fonction de la proximité temporelle de l'impulsion, il est précisé à quelle échelle temporelle on se réfère (contraste ns par exemple).

Lorsque l'impulsion est focalisée dans une tache de quelques μm de diamètre, les champs électriques atteints sont de l'ordre de 10^{13} V.m^{-1} . En comparaison, le champ électrique atomique que subissent les électrons est de l'ordre $10^{10-11} \text{ V.m}^{-1}$. L'impulsion laser ionise donc immédiatement la cible et transforme la surface de celle-ci en plasma. Celui-ci se détend normalement à la surface de la cible, avec une densité électronique décroissante lorsqu'on s'éloigne de celle-ci.

La propagation d'une impulsion laser dans le plasma dépend de la densité électronique de celui-ci. Le champ associé à l'onde laser déplace les électrons beaucoup plus rapidement que les ions (on peut alors les considérer comme immobiles). On a ainsi variation locale de la densité

¹Les impulsions délivrées par les lasers de puissance ont un spectre large. Pour simplifier le traitement, on représente en général l'impulsion dans le domaine spectral (et donc dans le domaine temporel) par une gaussienne. Ceci est assez proche de la réalité. Le profil spatial transverse est lui aussi bien représenté par une gaussienne.

²Ce rayon correspond, pour une impulsion de profil transverse gaussien, à la distance dont il faut s'écarter de l'axe du faisceau pour que le rapport du champ électrique au champ sur l'axe soit égal à $1/e$.

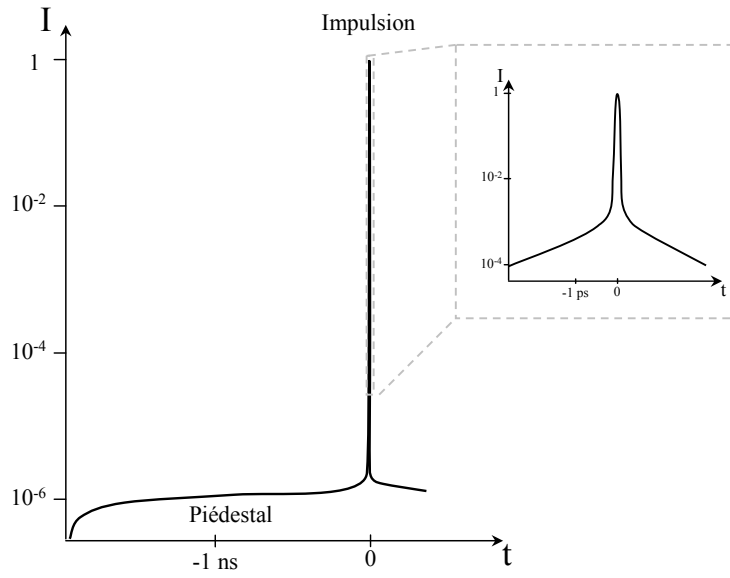


FIG. 1.1 – Profil temporel schématique d’une impulsion laser d’une durée de l’ordre de 100 fs. L’impulsion principale est "posée" sur un piédestal dont l’intensité varie avec le temps. Un agrandissement de la zone entourant le pic de l’impulsion est représenté dans le coin supérieur droit de la figure. 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.

électronique n_e et création d’une charge d’espace qui va rappeler l’électron. Celui-ci se met alors à osciller autour de sa position initiale. En négligeant l’agitation thermique et les collisions, le système est décrit par les équations suivantes, correspondant respectivement à la conservation de la masse, à l’équation de Maxwell-Gauss et au principe fondamental de la dynamique.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_e \vec{v}) = 0 \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{E}_p = \frac{-n_e e + n_i q_i}{\epsilon} \\ n_e m_e \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{v} = n_e e \vec{E} \end{array} \right.$$

Où \vec{E}_p est le champ électrique associé à la séparation de charge et \vec{E} le champ électrique total, n_i est la densité ionique, q_i la charge moyenne des ions, ϵ la permittivité du milieu et \vec{v} la vitesse de l’électron.

Si l’on fait l’hypothèse d’une perturbation de faible amplitude de la densité électronique, on peut linéariser le système précédent en prenant :

$$\begin{cases} n_e = n_e^{(0)} + \tilde{n}_e \\ \vec{E} = \vec{E}_p^{(0)} + \vec{E}_p \\ \vec{v} = \vec{v}^{(0)} + \vec{v} \end{cases}$$

Où les quantités avec un exposant $^{(0)}$ représentent les valeurs à l'équilibre. On a donc $\vec{E}_p^{(0)} \approx \vec{0}$ et $\vec{v}^{(0)} \approx \vec{0}$.

En faisant de plus l'hypothèse de la quasi-neutralité du plasma et de petits déplacements autour de la position d'équilibre (position initiale des électrons), on ne garde que les termes d'ordre 1 et le système devient :

$$\begin{cases} \frac{\partial \tilde{n}_e}{\partial t} + n_e^{(0)} \vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0 \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{E}_p = \frac{-\tilde{n}_e e}{\epsilon} \\ m_e \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = e \vec{E}_p \end{cases}$$

En combinant ces trois équations, on parvient à l'équation différentielle caractérisant l'évolution de la densité électronique :

$$\frac{\partial^2 \tilde{n}_e}{\partial t^2} = \frac{n_e^{(0)} e^2}{\epsilon m_e} \tilde{n}_e \quad (1.3)$$

Les solutions de cette équation sont de la forme $\tilde{n}_e = \cos(\omega_p t)$ où ω_p est la pulsation plasma (souvent appelée "fréquence plasma" par abus de langage). Celle-ci est définie par :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e^{(0)} e^2}{\epsilon m_e}} \quad (1.4)$$

Tant que la pulsation du laser est supérieure à ω_p , l'impulsion se propage dans le plasma. La densité des électrons augmentant lorsque le laser se propage plus profondément, la fréquence plasma augmente également. Lorsque celle-ci dépasse la pulsation du laser ω_L , le milieu se réorganise plus vite que le laser ne peut le perturber. La propagation est alors impossible et le laser est réfléchi à l'exception d'une onde évanescente s'atténuant exponentiellement sur une distance typique c/ω_p (épaisseur de peau). La densité n_c pour laquelle on a $\omega_L = \omega_p$ est appelée densité critique. La région pour laquelle $n_e < n_c$ est qualifiée de "sous-critique", celle pour laquelle $n_e > n_c$ de "sur-critique".

Pour un laser émettant à 800 nm (Ti-saphir) la densité électronique critique est de l'ordre de $2.10^{21} \text{ cm}^{-3}$.

1.2.2 Faisceaux d'électrons

Une impulsion laser se propageant dans un milieu sous-critique ne peut pas accélérer directement des électrons dans sa direction de propagation. En effet, le champ électrique associé à l'impulsion oscille transversalement par rapport au vecteur d'onde et change de sens toutes les demi-périodes. Ainsi, le seul mouvement que peut communiquer directement le champ électrique de l'onde laser à un électron est un mouvement périodique d'accélération-décélération perpendiculaire à la direction de propagation. Le gain d'énergie est alors nul en moyenne. Il est donc nécessaire de passer par un processus intermédiaire pour communiquer de l'énergie à l'électron.

Il existe toute une variété de mécanismes couplant l'onde laser et le plasma qui permettent de communiquer de l'énergie aux électrons et dont l'efficacité varie avec la durée de l'impulsion laser, la densité du plasma ou son gradient, l'angle d'incidence par rapport au gradient de densité, etc... : absorption collisionnelle [1], absorption résonnante [2,3], effet Brunel [4], absorption paramétrique [5],... Les processus permettant d'accélérer les électrons à des énergies suprathermiques reposent toujours sur la création d'une onde plasma électronique. Celle-ci correspond à la propagation de la fluctuation de la densité électronique.

Accélération directe par la force pondéromotrice ($\vec{J} \wedge \vec{B}$) et création d'une onde plasma

Ce mécanisme d'accélération est un effet non-linéaire qui joue un rôle essentiel dans les cas où l'intensité devient importante (au delà de 10^{18} W.cm⁻² typiquement) [6–9]. Lorsqu'une onde électromagnétique plane se propage dans le plasma, les électrons du plasma oscillent dans le champ électrique et la force moyenne exercée par l'onde est nulle. Ce n'est plus le cas si le champ électrique n'est plus homogène, comme avec une impulsion ultra-brève présentant une brutale variation du champ tant longitudinalement (profil temporel) que transversalement (profil spatial). Quand l'électron s'éloigne de l'axe de propagation de l'impulsion, le champ électrique décroît et ainsi il ne revient pas à sa position initiale après une oscillation [10]. Ce phénomène peut s'exprimer sous la forme d'une force correspondant aux effets non-linéaires moyennés sur le temps : la force pondéromotrice.

Son expression se déduit dans le cas non-relativiste de l'équation fluide du mouvement dans le champ électromagnétique :

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} = -\frac{e}{m_e} (\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) \quad (1.5)$$

où \vec{v} est la vitesse de l'électron, \vec{E} et \vec{B} les champs électrique et magnétique associés à l'onde laser. On a ici négligé les termes de pression cinétique qui n'interviennent pas dans le calcul suivant. On décompose alors la vitesse en une composante linéaire $\vec{v}^{(l)}$ et une composante non-linéaire $\vec{v}^{(nl)}$.

Si l'on conserve uniquement les termes linéaires dans l'équation ci-dessus, on obtient la relation suivante :

$$m_e \frac{\partial \vec{v}^{(l)}}{\partial t} = -e \vec{E}^{(hf)} \quad (1.6)$$

qui décrit l'oscillation de l'électron dans le champ haute-fréquence $\vec{E}^{(hf)}$. En prenant le rotationnel de cette équation, en l'intégrant sur le temps et en utilisant l'équation de Maxwell-Faraday, on obtient :

$$m_e \vec{\nabla} \wedge \vec{v}^{(l)} = -e \vec{B}^{(hf)} \quad (1.7)$$

En soustrayant la composante linéaire dans (1.5) et en négligeant les termes non-linéaires d'ordre supérieur à 1, on a alors :

$$m_e \left[\frac{\partial \vec{v}^{(nl)}}{\partial t} + \left(\vec{v}^{(nl)} \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{v}^{(nl)} \right] = -e \left(\vec{E} - \vec{E}^{(hf)} \right) - \left[m_e \left(\vec{v}^{(l)} \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{v}^{(l)} + e \vec{v}^{(l)} \wedge \vec{B}^{(hf)} \right] \quad (1.8)$$

Les deux derniers termes du membre de droite constituent la force non-linéaire $\vec{f}^{(nl)}$. En injectant la relation (1.7), il vient :

$$\vec{f}^{(nl)} = - \left[m_e \left(\vec{v}^{(l)} \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{v}^{(l)} + m_e \vec{v}^{(l)} \wedge \vec{\nabla} \wedge \vec{v}^{(l)} \right] = -\frac{1}{2} m_e \vec{\nabla} \vec{v}^{(l)2} \quad (1.9)$$

En supposant une onde monochromatique de fréquence ω_L et en moyennant sur une période du champ haute fréquence, l'équation (1.9) devient :

$$\vec{F}_p = -\frac{1}{2} m_e \vec{\nabla} \langle \vec{v}^{(l)2} \rangle = -\frac{e^2}{4m_e \omega_L^2} \vec{\nabla} \langle E^{(hf)2} \rangle \quad (1.10)$$

où \vec{F}_p est la force pondéromotrice. Usuellement, on exprime plutôt la force pondéromotrice en fonction du gradient de l'intensité laser I :

$$\vec{F}_p = -\frac{e^2}{2c\epsilon_0 m_e \omega_L^2} \vec{\nabla} I \quad (1.11)$$

Comme on le voit, cette force est proportionnelle et opposée au gradient de l'intensité lumineuse. Elle a ainsi tendance à expulser les électrons des zones de champ fort. Un développement identique peut être mené pour les ions mais la force pondéromotrice étant inversement

proportionnelle à la masse de la particule, l'effet est négligeable. Les ions peuvent donc être considérés comme immobiles aux échelles de temps correspondant à l'accélération des électrons.

Ainsi, les électrons sont repoussés par l'impulsion alors que les ions restent en place. Il y a donc, au passage de l'impulsion, une séparation de charges à laquelle est associé un champ électrique. C'est cette séparation de charges qui donne naissance à l'onde plasma [11]. En effet, une fois l'impulsion passée, les électrons sont rappelés par le champ électrique et se mettent à osciller autour de leur position initiale avec une pulsation caractéristique de la densité électronique : la "fréquence" plasma. Comme l'impulsion laser avance dans le plasma, une onde longitudinale se développe dans son sillage. C'est le mécanisme décrit par Tajima et Dawson [12] dans l'article fondateur de l'accélération de particules par interaction laser-plasma. L'effet est maximal si la durée de l'impulsion excitatrice est égale à une demi-période temporelle de l'onde plasma³.

Cette théorie est extensible au cas relativiste comme décrit par exemple dans la référence [13]. Il faut alors diviser l'expression de la force pondéromotrice par le facteur relativiste γ moyen.

Piégeage d'un électron et accélération dans une onde plasma.

Dans ce paragraphe, on étudie les conditions pour qu'un électron soit piégé dans l'onde plasma. L'onde plasma "idéale" à une dimension peut s'écrire comme une variation sinusoïdale de la densité électronique :

$$\frac{\delta n_e}{n_e} = \mathcal{A} \sin [k_p z - \omega_p t] \quad (1.12)$$

Où n_e est la densité électronique, δn_e est la variation de cette densité, \mathcal{A} 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. L'équation de Poisson permet de trouver alors l'expression du champ électrique correspondant :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E}_p = -e \frac{\delta n_e}{\varepsilon_0} \Rightarrow \vec{E}_p = -\mathcal{A} \frac{en_e}{\varepsilon_0 k_p} \cos [k_p z - \omega_p t] \hat{z} \quad (1.13)$$

Où \hat{z} est le vecteur unitaire dans la direction z . C'est ce champ qui va pouvoir accélérer des électrons.

Etudions maintenant la condition pour qu'un électron puisse être "capturé" par l'onde. Pour cela, il est plus commode de se placer dans le référentiel se déplaçant à la vitesse de phase de l'onde $v_\phi = \omega_p / k_p$.

On définit la position Z et la vitesse V de l'électron dans le nouveau repère par :

³Soit, pour une densité électronique de $2.10^{18} \text{ cm}^{-3}$, une durée optimale de l'impulsion laser d'environ 40 fs.

$$Z = z - \frac{\omega_p}{k_p}t \quad \text{et} \quad V = \frac{dZ}{dt} = v - \frac{\omega_p}{k_p} \quad (1.14)$$

Le champ ne dépend plus alors explicitement du temps et s'écrit :

$$E_p = \mathcal{A} \frac{en_e}{\varepsilon_0 k_p} \cos(k_p Z) = E_0 \cos(k_p Z) \quad (1.15)$$

En intégrant l'équation fondamentale de la dynamique on arrive à :

$$\frac{1}{2}mV^2 - \frac{e}{k_p}E_0 \sin[k_p(Z - Z_0)] = \frac{1}{2}mV_0^2 \quad (1.16)$$

Suivant l'équation 1.16, toutes les particules ont un mouvement périodique mais la trajectoire de chacune d'entre elles dépend de la valeur du paramètre $2eE_0/k_p mV_0^2$. Cette quantité correspond au rapport de l'énergie potentielle dans l'onde sur l'énergie cinétique de l'électron. Si ce paramètre est petit, l'électron est quasi-libre et sera peu perturbé par l'onde. Si au contraire sa vitesse initiale est telle que la condition $2eE_0/k_p mV_0^2 > 1$ est remplie, alors la trajectoire de l'électron est finie et celui-ci est piégé dans l'onde : il va osciller autour d'un minimum du potentiel électrique. Cette approche considère une onde plasma de durée de vie infinie. En pratique, la propagation se fait sur un temps très bref et les électrons piégés n'ont pas le temps de réaliser des oscillations. Une partie des électrons, ceux qui entrent dans l'onde dans les zones où le champ électrique est accélérateur, va ainsi être capturée par l'onde et accélérée vers la zone de faible densité électronique la plus proche. L'onde plasma se propageant à une vitesse proche de c , le gain en vitesse est assez faible mais le gain en énergie peut être très conséquent.

Avec l'évolution des lasers vers les hautes intensités et les impulsions de plus en plus courtes, différents mécanismes conduisant à cette onde plasma ont été mis en évidence.

Battement Comme nous l'avons vu, la création d'une force pondéromotrice conséquente demande un fort gradient d'intensité. Ceci nécessite la génération d'impulsions laser très courtes, ce qui représentait un obstacle technologique dans les années 1980-1990. Le premier mécanisme étudié expérimentalement fut ainsi le battement d'ondes [8] car il n'exige pas d'impulsions très courtes et peut être effectif dès $10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$. En effet, c'est le battement de deux impulsions "longues" de fréquences proches qui donne lieu au champ exciteur. Le principe du battement est représenté sur la figure 1.2 : deux impulsions lasers de durée longue (de l'ordre de la ns) présentant une légère différence de fréquence sont envoyées simultanément dans le plasma. Il s'agit en général de laser CO_2 à $10,6 \mu\text{m}$ et $9,57 \mu\text{m}$ [15] ou au Nd à $1,064 \mu\text{m}$ et $1,053 \mu\text{m}$ [16]. La superposition des deux champs donne lieu à une enveloppe variant beaucoup plus rapidement dans le temps. Le gradient d'intensité est alors suffisant pour exciter une onde plasma.

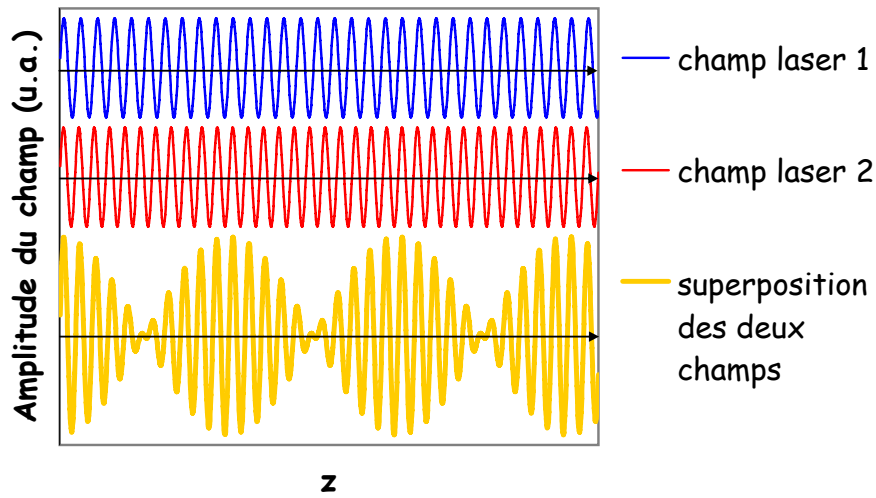


FIG. 1.2 – Principe de la création du champ exciteur de l’onde plasma par battement : les champs de deux impulsions lasers de fréquences légèrement différentes et de longue durée (l’enveloppe du champ résultant varie lentement avec le temps comparé à une période du champ haute-fréquence) s’additionnent pour donner un champ dont l’enveloppe varie beaucoup plus vite dans le temps. Le gradient d’intensité de l’onde est donc bien plus élevé que ceux des ondes initiales.

Les électrons sont injectés dans cette onde au moyen d’un accélérateur et sont accélérés par l’onde plasma. Des gains en énergie de 30 MeV ont ainsi été observés [7].

Sillage automodulé Il s’agit d’un régime atteignable avec des impulsions plus courtes et de plus grande énergie que celles utilisées dans les expériences de battement. L’arrivée des lasers à amplification à dérive de fréquence [18] en a ouvert l’accès en offrant des impulsions sub-picoseconde. Ces impulsions sont toujours trop longues pour remplir les conditions du sillage mais parviennent à exciter une onde plasma par diffusion Raman stimulée (couplage entre l’onde laser incidente, l’onde laser diffusée et l’onde plasma électronique) [19,20]. Ce régime permet ainsi de s’affranchir des deux impulsions co-propagatives du battement d’ondes puisque l’impulsion génère elle-même la seconde onde à une fréquence $\omega \pm \omega_p$. Des électrons atteignant les 300 MeV ont pu être produits grâce à ce mécanisme [21].

Sillage Ce mécanisme correspond à l’excitation directe de l’onde plasma par l’impulsion laser (comme décrit plus haut). Il s’agit d’un des premiers schémas de production de l’onde plasma imaginé [12]. Il n’a cependant pas été observé avant la fin des années 90 [22] car il nécessite des impulsions lasers très brèves (quelques 10 fs). Celles-ci n’ont été produites que grâce à l’avènement des lasers CPA à cristaux Ti-Saphir. La durée de l’impulsion est alors initialement proche de la demi-période plasma et tend vers elle au cours de la propagation dans le plasma, du fait de la combinaison de différents effets (auto-modulation, autofocalisation, diffraction du front d’onde...)

[23]. Les énergies atteintes sont du même ordre de grandeur que pour le sillage automodulé mais avec des impulsions de bien moindre énergie (de l'ordre du Joule).

A titre d'exemple et pour fixer les idées, la figure 1.3 représente des résultats obtenus par notre groupe de recherche en 2001 lors d'une expérience au LOA avec des cibles solides [24]. Des énergies de plusieurs dizaines de MeV sont atteintes.

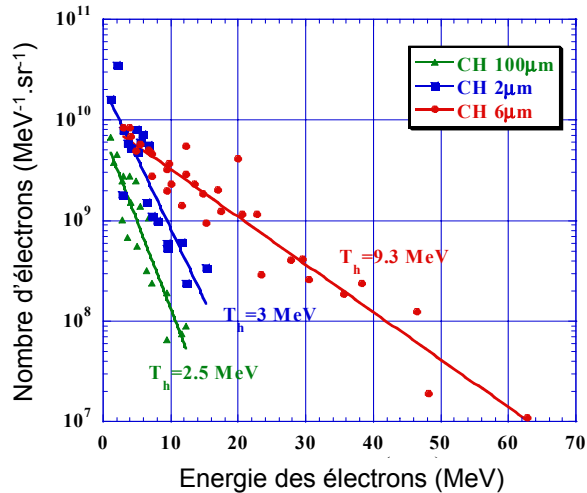


FIG. 1.3 – Exemple de distributions en énergie obtenues sur l'axe du faisceau laser, avec des cibles de polypropylène de différentes épaisseurs, sur l'installation "Salle jaune" du Laboratoire d'Optique Appliquée en 2001.

Régime de la bulle Ce régime extrêmement non-linéaire a d'abord été étudié pour post-accélérer un faisceau d'électrons issu d'un accélérateur classique [25]. Des simulations ont montré que le cas était transposable à l'interaction laser-plasma [26]. Lorsqu'une impulsion courte (quelques 10 fs), avec une énergie de l'ordre du Joule, est focalisée dans une tache de diamètre inférieur à la longueur d'onde plasma, il se crée une structure particulière dans le sillage de l'impulsion : tous les électrons sont expulsés et il se forme une cavité ne contenant plus que des ions et entourée d'une forte densité d'électrons. Certains électrons se ré-injectent dans la cavité à l'arrière et sont accélérés le long de l'axe laser. Au contraire des autres régimes où les électrons sont accélérés avec une distribution continue décroissant exponentiellement à haute énergie, dans ce régime la distribution en énergie est nettement plus piquée autour d'une énergie précise (70 à 160 MeV suivant les conditions expérimentales) [3, 27, 29].

1.2.3 Faisceaux de protons et d'ions

Les ions peuvent eux aussi être accélérés lorsqu'un laser intense interagit avec une cible solide. Dans le cas d'impulsions laser ultra-brèves (ps à fs), le mécanisme d'accélération des ions actuellement reconnu comme prépondérant a été introduit en 2000-2001 [21, 31] pour les protons

sous le nom de TNSA (Target Normal Sheath Acceleration). Il ne s'agit plus cette fois d'un effet direct du couplage avec l'onde laser mais d'un effet électrostatique. Les électrons accélérés en face avant vont traverser la cible et quitter celle-ci, la laissant globalement chargée positivement. Les électrons sortent de la cible jusqu'à ce que le potentiel créé par leur départ devienne suffisant pour les rappeler. Une partie des électrons est ainsi rappelée vers la cible et oscille à travers celle-ci, formant une gaine de charge négative autour de la cible globalement chargée positivement. La brièveté du processus d'accélération fait que la partie arrière de la cible peut être considérée comme "froide". On a ainsi création d'un champ électrostatique normal à la face arrière de la cible (voir fig. 1.4) pouvant atteindre des valeurs de l'ordre de 10^{12} V.m⁻¹ [6]. Celui-ci est suffisant pour arracher les protons de la couche hydrogénée toujours présente à la surface des cibles (eau, graisses adsorbées). Les protons sont accélérés préférentiellement car ils ont le rapport charge sur masse le plus important. Ils seront donc les premiers mis en mouvement et seront soumis à un champ non-encore écranté.

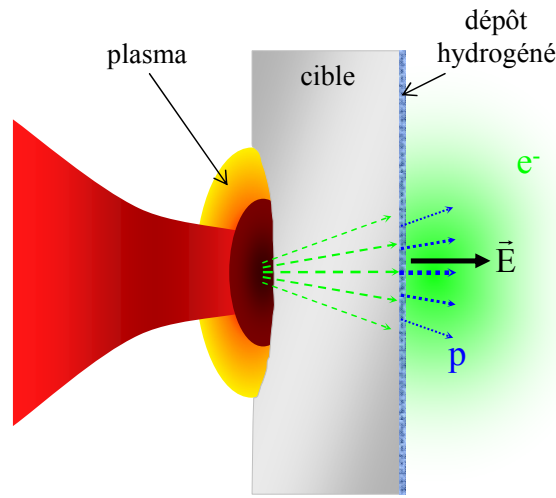


FIG. 1.4 – Illustration schématique du processus d'accélération des protons par la gaine d'électrons (TNSA). Les électrons accélérés en face avant sont à l'origine, à l'arrière de la cible, d'un fort champ électrique capable d'arracher et d'accélérer les protons de la couche hydrogénée.

Ce schéma d'accélération conduit à une distribution en énergie continue du fait du champ électrique différent auquel sont soumises les différentes zones de la couche hydrogénée. En effet, les protons "enfouis" dans le dépôt hydrogéné à une profondeur non négligeable devant la longueur de Debye⁴ "voient" un champ accélérateur plus faible que la couche superficielle. D'autre part, le faisceau laser n'ayant pas une intensité constante sur la surface de la tache focale, les électrons ne sont pas non plus accélérés de la même manière au centre de cette tache et sur ses bords. Ceci donne lieu à une gaine d'électrons de densité non-homogène sur la face

⁴La longueur de Debye est définie dans un plasma comme la distance caractéristique d'écrantage du champ électrique d'une charge par les autres charges.

arrière de la cible. L'amplitude du champ accélérateur à la surface arrière de la cible est par conséquent variable suivant la distance à l'axe de symétrie et les protons ne seront pas accélérés à la même énergie suivant leur position initiale.

Expérimentalement, la partie à haute énergie des spectres est cependant convenablement décrite par une distribution présentant une décroissance exponentielle (type loi de Boltzmann) ou Maxwellienne [33–35].

Différentes expériences ont été menées pour étudier la dépendance de la distribution des protons (en énergie et en angle) en fonction de la géométrie de la cible. Le cas classique est une cible plane et d'épaisseur suffisante pour que la face arrière soit encore sous forme solide lors du passage des électrons. Il s'agit du cas décrit jusque là.

Des cibles cylindriques (fil) ont été étudiées dans la référence [36]. Elles semblent donner lieu à une émission dans toutes les directions autour de la cible dans le plan d'incidence du faisceau laser du fait de la création d'une gaine d'électrons de symétrie cylindrique.

Des cibles concaves ont également été proposées [31] et expérimentées [37]. L'intention première était de compenser la divergence naturelle du faisceau : les protons étant émis normalement à la surface de la cible, une cible concave permet de focaliser naturellement le faisceau de protons vers le centre de courbure de la cible. Il s'avère, de plus, que cette configuration permet, dans certaines conditions, d'augmenter l'énergie maximale des protons [38]. La forme de la cible résulte en moyenne en une plus grande proximité de la surface avec la concentration maximale des électrons. Ceci augmente l'amplitude moyenne du champ accélérateur vu par les protons et donc leur énergie maximale.

Enfin, plusieurs études ont été conduites avec des cibles à double-couches et microstructurées pour tendre vers une distribution en énergie plus piquée des faisceaux de protons [39–41] ou d'ions plus lourds [42, 43]. L'option est alors de déposer une très fine couche du matériau dont on veut accélérer les ions et ceci sur une surface plus petite que les dimensions transverses du faisceau laser. Ainsi, les ions que l'on souhaite accélérer voient tous un champ quasi-identique et sont accélérés à des énergies très similaires.

Toujours à titre d'exemple, la figure 1.5 représente deux spectres en énergie des protons, obtenus sur le laser 100 TW du LULI lors d'une expérience par Allen et collaborateurs [6].

Ces deux spectre montre un comportement pouvant s'approximer par une loi de Boltzmann tronquée par une énergie de coupure. Celle-ci est associée au champ maximal créé par la gaine d'électrons.

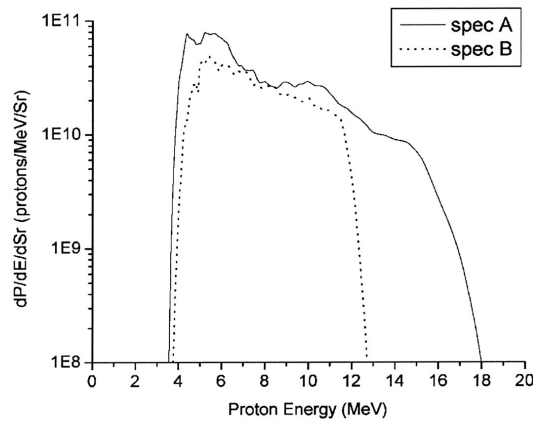


FIG. 1.5 – Exemples de distributions en énergie des protons sur le laser 100 TW du LULI pour deux angles par rapport à la normale à la cible : 0° (spectre A) et 13° (spectre B). Noter la coupure à haute énergie visible dans les deux cas.

1.3 Applications de ces faisceaux de particules

1.3.1 Applications médicales

L'un des grands axes de recherche appliquée est le domaine médical. Deux applications principales sont envisageables :

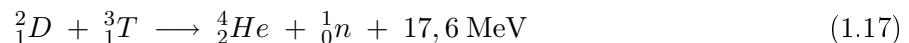
- Le traitement des tumeurs par le faisceau de particules : le laser remplacerait alors les accélérateurs conventionnels actuellement employés. Cette utilisation est envisagée avec les faisceaux d'électrons [44] mais surtout avec les faisceaux de protons [45]. Ces derniers présentent l'avantage de déposer très localement la majeure partie de leur énergie (pic de Bragg) et constituent de ce fait des particules bien adaptées aux besoins de la radiothérapie externe. Toutefois, l'importance du coût des installations actuelles en limite le nombre. Les avantages espérés sont une diminution des contraintes de radioprotection qu'impose l'usage des cyclotrons et un abaissement du coût global de l'installation. Cependant, pour prometteurs qu'ils soient, les faisceaux de protons actuellement obtenus par laser sont encore trop mal maîtrisés pour une telle application (en particulier, l'énergie des protons n'est pas suffisamment bien définie et la reproductibilité reste à améliorer).
- La production d'isotopes pour la tomographie par émission de positrons (PET). Le but est alors d'induire, par des protons ou des ions, des réactions nucléaires sur des noyaux stables (^{11}B , ^{14}N , ^{18}O , ...) pour créer des émetteurs β^+ de courtes périodes. Les contraintes sur la distribution des protons (ou des ions) sont dans ce cas moindres puisqu'il n'y a pas de risque de dégradation des tissus sains. Le principe en a été démontré dans plusieurs articles [46–50].

1.3.2 Applications pour la physique fondamentale

L'accélérateur laser-plasma est également envisagé comme injecteur pour des accélérateurs conventionnels [51]. On tirerait alors parti de la faible émittance de la source (à titre d'exemple, de l'ordre de $2,5 \pi$ mm mrad dans [52]). Il est encore pressenti pour étudier des phénomènes d'intérêt astrophysique en laboratoire, par exemple pour expliquer les mécanismes d'accélération des astroparticules au delà de la coupure GZK⁵ [32, 53].

1.3.3 Allumage rapide pour la fusion par confinement inertiel

Un des grands défis scientifiques actuels consiste à contrôler la fusion thermonucléaire. Dans les réactions de fusion thermonucléaire, il est nécessaire d'amener la matière à des centaines de millions de degrés pour que l'agitation thermique permette le franchissement de la barrière coulombienne entre les noyaux. On forme ainsi un plasma que l'on doit ensuite confiner. Pour ce faire, deux voies sont étudiées : la fusion par confinement magnétique et la fusion par confinement inertiel (FCI) par striction axiale ou par laser. Dans le cas de la FCI par laser, on a recours à de puissants faisceaux lasers (ns) pour comprimer uniformément une petite bille remplie de combustible. Celui-ci est un mélange de deutérium et de tritium dont la réaction de fusion produit des particules α et des neutrons :



Cette réaction a, en effet, une section efficace supérieure à celles des réactions D–D ou D–³He dans une large gamme d'énergie (jusqu'à plus de 300 keV).

L'idée à la base de la FCI par laser a été présentée au début des années 1970 [55, 56]. Plusieurs faisceaux lasers sont focalisés à la surface de la cible et mettent celle-ci sous forme de plasma. Le plasma se détend dans le vide et une onde de choc se propage alors vers le cœur de la cible, comprimant celui-ci. La densité et la température de ce cœur atteignent les valeurs requises par les réactions de fusion et sont maintenues par inertie le temps que l'énergie thermonucléaire se dégage et que la cible se désagrège (figure 1.6, en haut). La réaction est initiée en un point et s'auto-entretient grâce aux particules α émises qui transportent l'énergie dans tout le combustible.

Un schéma alternatif a été introduit en 1994 [57], consistant à dissocier les phases de compression et d'allumage : c'est l'allumage rapide. La compression est toujours réalisée par les lasers ns mais le "point chaud" où s'amorce la réaction est créé grâce à deux faisceaux lasers ultra-intenses (fs à ps). La première impulsion creuse un canal dans la couronne de plasma et la

⁵La coupure GZK (pour Greisen-Zatsepin-Kuzmin) correspond à l'énergie maximale théorique qu'auraient des particules cosmiques d'origine extra-galactique lors de leur arrivée dans l'atmosphère terrestre, du fait de la perte d'énergie par interaction avec un photon du fond diffus cosmique.

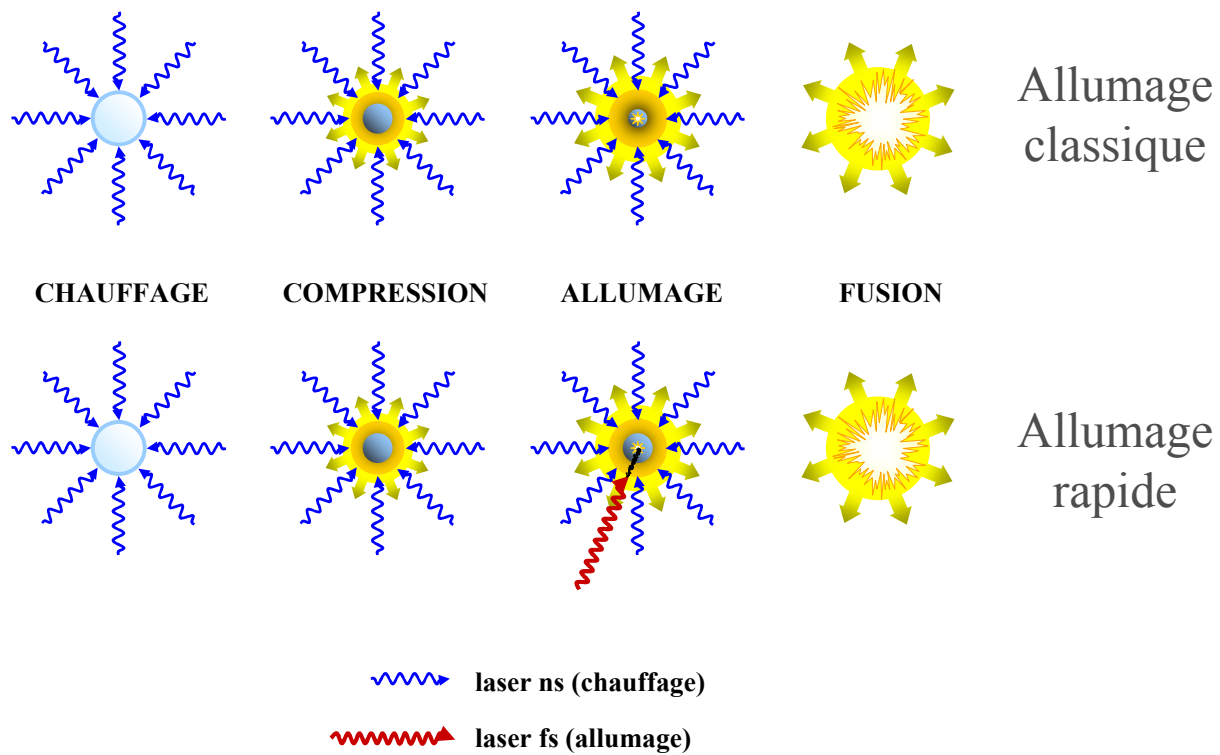


FIG. 1.6 – Schéma comparatif des deux approches de la fusion par confinement inertiel. En haut, l’allumage "classique" par compression du combustible jusqu’au point d’ignition. En bas l’allumage rapide où un faisceau laser additionnel de haute intensité accélère des particules qui vont apporter le chauffage nécessaire à l’ignition du DT comprimé.

seconde se propage dans ce canal et y accélère des électrons qui vont pouvoir aller déposer leur énergie au delà de la densité critique (figure 1.6, en bas). C’est le chauffage dû à ces électrons qui permet d’atteindre les conditions de température nécessaires à la fusion. La compression exigée étant moindre, les instabilités hydrodynamiques sont réduites et les spécifications en matière d’uniformité de l’éclairement également. Cette application explique pourquoi de nombreuses études ont été menées sur les faisceaux de particules accélérées.

Récemment, il a également été souligné que la FCI pouvait être utilisée comme une source de neutrons de plus grande brillance que les sources obtenues par spallation ou par fission. [58]

1.4 Modification des caractéristiques intrinsèques d’un noyau

On a usuellement tendance à considérer que la demi-vie d’un noyau ou d’un de ses états excités est une de ses caractéristiques intrinsèques quasi-insensibles à l’environnement extérieur. On peut cependant trouver des exceptions à cette règle lorsqu’on place le noyau et son cortège électronique dans un environnement spécifique et/ou dans un champ électromagnétique.

1.4.1 Faible perturbation du cortège électronique par l'environnement

L'idée d'observer une variation des caractéristiques temporelles d'une désexcitation nucléaire en fonction de l'environnement proche du noyau n'est pas neuve. Dès la fin des années 1940, E. Segrè pose le principe d'une expérience sur le ${}^7\text{Be}$ [59,60]. La décroissance par capture électronique, avec une période d'environ 53 jours, de l'état fondamental de ce noyau en a fait le candidat idéal pour nombre d'études depuis cette époque [61–63]. Récemment, une équipe japonaise a mis en évidence une diminution de la durée de vie du ${}^7\text{Be}$ de 1,5 % lorsque celui-ci est "encapsulé" dans un agrégat C_{60} (${}^7\text{Be}@\text{C}_{60}$) et refroidi à 5 K [64]. Ces résultats sont attribués à une augmentation de la densité électronique au voisinage du noyau et donc à une augmentation de la probabilité de capture électronique. Ces modifications proviennent du faible nombre d'électrons dans l'atome de beryllium. De ce fait, ses électrons de valence ont une probabilité non-négligeable de participer au processus de capture électronique par le noyau. En modifiant l'environnement "chimique" de l'atome, on peut ainsi affecter le noyau. Ce cas est cependant très spécifique et ordinairement, la durée de vie d'un noyau ou d'un état nucléaire ne varie pas en fonction de son environnement.

1.4.2 Perturbation directe du noyau par un champ électromagnétique

Des travaux théoriques [65] montrent qu'un champ électromagnétique très fort peut provoquer directement une modification de l'énergie des niveaux nucléaires et de la distribution spatiale des protons (forme du noyau). Ce phénomène est à rapprocher de l'effet Stark dynamique rencontré en physique atomique et une variation en énergie de l'ordre du keV pourrait être observée pour des intensités laser de l'ordre de $10^{32} \text{ W.cm}^{-2}$ dans des noyaux très lourds⁶. De telles intensités sont bien entendu très éloignées de celles qui sont atteintes par les meilleures machines actuelles. Cependant, les auteurs proposent d'utiliser comme cible d'irradiation un faisceau de noyaux contre-propagatif, de manière à augmenter le champ électromagnétique apparent⁷. L'intensité réelle nécessaire à une telle expérience ne serait plus alors que de quelques $10^{25} \text{ W.cm}^{-2}$ ce qui est nettement plus proche du champ d'action des futures installations telles ELI [66].

1.4.3 Champ non-perturbateur pour le noyau mais très perturbatif pour le cortège électronique

Les études menées dans cette thèse ont comme horizon des expériences de physique nucléaire en champ intense. Les interactions coulombiennes à l'intérieur du noyau correspondent à des champs électriques de l'ordre de 10^{21} V.m^{-1} . Cette valeur est bien au delà des champs électriques atteignables expérimentalement et il n'est, par conséquent, pas possible de perturber di-

⁶Pour des noyaux légers, un tel déplacement nécessiterait plutôt $10^{34} \text{ W.cm}^{-2}$

⁷Augmentation de l'intensité d'un facteur 10^7 pour un faisceau de noyaux avec un facteur relativiste $\gamma \sim 1600$ (pour donner l'ordre de grandeur $\gamma \sim 3000$ pour le LHC)

rectement le noyau (le champ électrique maximum d'une impulsion laser d'intensité 10^{20}W.cm^{-2} est environ 8 ordres de grandeur plus faible!).

Il existe cependant un certain nombre de processus nucléaires faisant intervenir le cortège électronique de l'atome, les plus connus étant la capture électronique (EC), les décroissances β et la conversion interne (IC)⁸. Il a déjà été prouvé que l'état de charge de l'ion pouvait affecter spectaculairement la durée de vie d'un noyau excité. Des études ont, par exemple, mis en évidence une variation d'un facteur 5 de la demi-vie du premier état excité à 35,5 keV du ^{125}Te entre les états de charge 45+ et 47+ [67].

Un champ laser étant capable de perturber significativement le cortège (voire d'ioniser, partiellement à complètement, l'atome), des études théoriques ont montré qu'il est possible d'influer sur le noyau via les processus couplant noyau et cortège électronique [68,69].

A un laser d'intensité I_{18} (en unité de 10^{18}W.cm^{-2}) émettant à une longueur d'onde λ (en μm) est associé un potentiel U tel que :

$$U \text{ (MeV)} = 0,511 \left(\sqrt{1 + 0,73 I_{18} \lambda^2} - 1 \right) \quad (1.18)$$

U correspond au déplacement Stark dynamique [70] (AC Stark-shift) des niveaux situés à la limite du continuum (électron quasi-libre). Prenons l'exemple simple de la conversion interne (figure 1.7, gauche) : un noyau excité dans un état E_I peut décroître par conversion interne si l'énergie de sa transition est supérieure à l'énergie d'ionisation $E_{ion}^{(0)}$ de l'atome (ou, si l'atome est déjà partiellement ionisé, à l'énergie nécessaire à l'augmentation d'une unité de son état de charge). L'électron émis emporte alors les différences d'énergie et de moment angulaire. Supposons maintenant que l'atome soit soumis à un champ intense. L'énergie d'ionisation serait dans ce cas augmentée du potentiel U (figure 1.7, droite) et la conversion interne deviendrait énergétiquement impossible⁹.

En excluant tout autre mode de désintégration (émission β par exemple), la demi-vie $T_{1/2}$ de l'état excité se calcule suivant l'expression :

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda_\gamma (1 + \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \dots)} \quad (1.19)$$

Où λ_γ est la probabilité par unité de temps de désexcitation par émission d'un γ et α_X

⁸On peut également citer la conversion interne sur état lié (ou BIC pour Bound internal Conversion), la conversion interne sur état lié et occupé (PFBIC pour Pauli Forbidden BIC), l'excitation nucléaire par transition électronique (NEET pour Nuclear Excitation by Electronic Transition.).

⁹Du moins pour un électron initialement dans un état d'énergie E_i . La conversion interne peut rester possible pour des couches plus externes. En pratique, la conversion interne n'est possible que pour des électrons dont les fonctions d'onde ont un recouvrement spatial important avec le noyau. Ce sont donc essentiellement les électrons en couche K qui participent à ce processus et la probabilité décroît rapidement lorsque l'on augmente le nombre quantique principal.

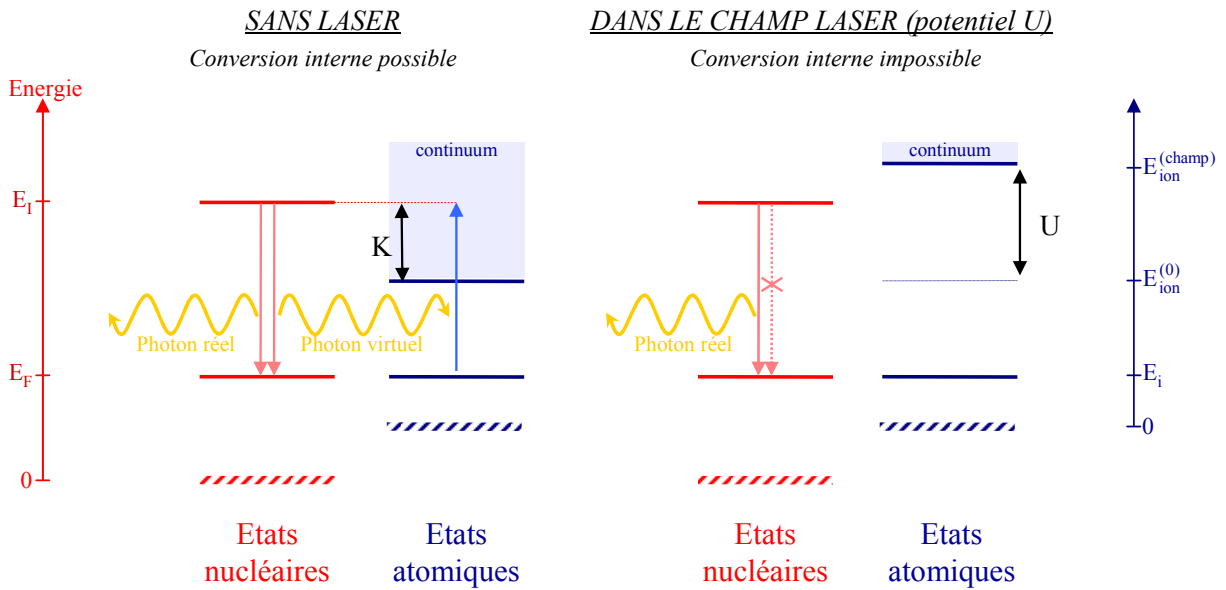


FIG. 1.7 – A gauche : Représentation des niveaux d’énergie nucléaires et atomiques dans le cas de la désexcitation par conversion interne d’un noyau initialement dans un état d’énergie E_i . L’échange d’un photon virtuel permet de transférer l’énergie d’excitation à un électron du cortège. Celui-ci, initialement dans un état d’énergie E_i , est éjecté dans le continuum avec une énergie cinétique $K=(E_I-E_F)-(E_{ion}^{(0)}-E_i)$. A droite : Avec le même état nucléaire initial, la conversion interne est inhibée par la présence du champ intense qui augmente l’énergie d’ionisation de l’atome d’une valeur U . Lorsque $U>K$, l’énergie transférable au cortège n’est plus suffisante pour ioniser l’atome (ou augmenter son état de charge) ; seule une conversion interne sur un état lié (BIC) est éventuellement possible si les transitions nucléaire et électronique sont résonnantes et le moment angulaire conservé.

est le coefficient de conversion interne sur la couche X^{10} . On voit alors que l’on pourrait augmenter la durée de vie de l’état excité en inhibant la conversion interne sur une ou plusieurs couches. Si, de surcroît, la désexcitation par émission de photon est impossible (cas d’une transition entre états de spin nul) ou très peu probable (cas d’une transition de faible énergie et d’ordre multipolaire élevé), l’augmentation de durée de vie peut être très importante [71].

Il y a cependant une forte contrainte expérimentale concernant l’étude de ces phénomènes : les seuls dispositifs permettant d’atteindre les champs sus-cités sont des lasers de puissance fonctionnant en mode impulsif. En prenant des ordres de grandeurs réalistes pour un laser actuel : $E = 10$ J, $\tau = 1$ ps et $w_0 = 10$ μ m, on obtient une intensité d’environ $6 \cdot 10^{18}$ W.cm $^{-2}$. Ceci correspond à un potentiel U de 700 keV, très supérieur à l’ordre de grandeur des transitions nucléaires très converties dans certains noyaux lourds. On note cependant que la durée d’impulsion nécessaire pour atteindre ce domaine d’énergie est très brève. Pour observer un effet

¹⁰Ce coefficient correspond au rapport de la probabilité de conversion interne sur la couche X à celle d’émission γ .

quelconque, il faudra donc choisir un état excité avec une demi-vie du même ordre ou plus courte que la ps.

Il apparaît ainsi qu'un paramètre clé d'une expérience cherchant à mettre en évidence une modification de durée de vie d'un état nucléaire excité est le synchronisme entre l'application du champ intense (impulsion laser) et l'excitation du noyau. La précision devant être de l'ordre de la ps, cette expérience ne peut être réalisée en couplant un accélérateur et un faisceau laser. Il est donc impératif de recourir à un dispositif "tout laser" où un même faisceau est subdivisé pour, d'une part, accélérer des particules pouvant induire des réactions nucléaires peuplant des états excités et, d'autre part, apporter le champ fort. De plus, pour optimiser le nombre d'atomes éclairés, le milieu doit avoir une densité inférieure à la densité critique mais supérieure à celle d'un jet de gaz. Il faut donc un troisième faisceau laser pour mettre la cible, initialement solide, sous la forme d'un plasma sous-dense.

Une telle configuration est schématisée dans la figure 1.8. Dans un premier temps, le laser "plasma" met la cible d'activation sous forme d'un plasma. Les noyaux de ce plasma vont être utilisés comme cibles pour les particules accélérées du fait du laser "particules". Celles-ci peuvent *a priori* être :

- des électrons donnant lieu à des diffusions inélastiques (e, e') sur les noyaux cibles.
- des γ (produits par Bremsstrahlung des électrons dans la cible ou un convertisseur intercalé) pouvant induire des réactions (γ, xn) ou des photofissions.
- des protons (si la cible primaire est solide) permettant des réactions de type (p, γ) ou (p, xn).
- des ions plus lourds.

Le but est de créer des noyaux résiduels dans des états excités susceptibles de décroître par conversion interne. A l'instant où les particules traversent le plasma, un troisième faisceau vient illuminer la zone d'activation pour apporter le champ fort perturbant le cortège électronique.

Il est *a priori* impossible de détecter directement l'allongement de la durée de vie du niveau étudié étant donné le bruit de fond important dans l'environnement laser. La mise en évidence de l'allongement de demi-vie devra donc passer par la mesure d'un rapport de populations entre un niveau alimenté par une transition essentiellement radiative (donc peu perturbée par la modification du cortège) et un autre niveau alimenté par une transition très convertie (effet fort de la modification du cortège). Ces niveaux devront de surcroît avoir une durée de vie longue par rapport à la durée de l'impulsion laser, pour permettre la mesure de leur population respective après l'application du champ perturbateur (niveaux isomériques).

Outre sa complexité, cette expérience est ambitieuse dans la mesure où elle utilise comme outils des faisceaux encore en développement. Les questions ouvertes au début de cette thèse peuvent se lister comme suit :

- Quelles sont les caractéristiques des différents faisceaux de particules pouvant être

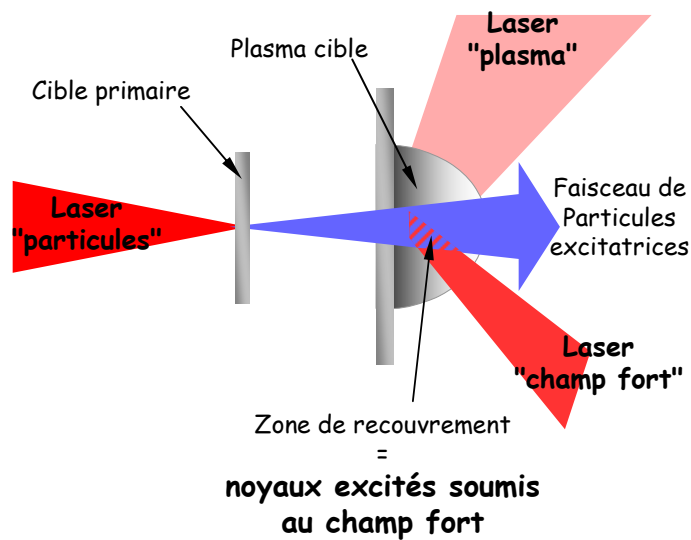


FIG. 1.8 – Schéma de principe de l'expérience "tout laser" : Un premier faisceau laser "plasma" met la cible d'activation sous forme de plasma. Un second faisceau "particules" permet la création d'un faisceau de particules (e^- , γ , protons ou ions). Ces particules vont pouvoir induire des réactions nucléaires dans le plasma de la cible d'activation. Certains noyaux résiduels ainsi créés seront alors dans des états excités susceptibles de décroître par conversion interne. Un troisième faisceau laser "champ fort" illumine pendant ce temps la zone du plasma activée.

produits avec un laser ultra-intense ? Plus particulièrement, comment les paramètres décrivant le faisceau (distribution en énergie, distribution angulaire) évoluent-ils en fonction des paramètres laser (intensité, énergie, durée du piedestal, etc...) et cible (matériau, épaisseur) ? Ce champ d'étude très vaste a déjà été partiellement exploré mais les études quantitatives dans le domaine d'énergie d'intérêt pour la physique nucléaire (quelques MeV) sont rares.

- Quelle reproductibilité de faisceau peut-on espérer d'une installation laser à une autre de caractéristiques similaires ?
- Quel noyau cible ?
- Quelle est la géométrie optimale pour le dispositif expérimental (compacité, angle relatif des faisceaux...) ?
- Comment collecter le plasma contenant les noyaux activés pour étudier leurs décroissances ?

Dans cette thèse, nous n'avons évidemment pas la prétention de répondre à toutes ces questions et nous nous sommes attachés à étudier plus spécifiquement les premier et deuxième points. En particulier, nous nous sommes focalisés sur les outils de caractérisation des faisceaux (distribution en énergie et distribution angulaire) de manière à déterminer la faisabilité et le dimensionnement d'une future expérience. Des protocoles expérimentaux ont été développés

pour caractériser trois types de faisceaux :

- Des électrons de basse énergie (<10 MeV) d'intérêt pour des excitations nucléaires (e, e').
- Des électrons de haute énergie (>10 MeV) pour des expériences utilisant des réactions de photoactivation (γ, xn).
- Des protons de quelques MeV, d'intérêt pour induire des réactions (p, γ) ou (p, n).

1.5 Conclusion

Le but de ce chapitre était de présenter le contexte de cette thèse. Nous avons ainsi passé rapidement en revue les principes des mécanismes d'accélération des électrons et des ions intervenant lors de l'interaction d'un laser ultra-intense avec un plasma. La suite du chapitre a été consacrée aux travaux menés sur la modification des propriétés d'un noyau, en particulier sa demi-vie ou celle d'un de ses états excités, par une influence extérieure.

Il est apparu qu'il est possible d'observer un allongement de la durée de vie d'un état excité décroissant par conversion interne, si l'on perturbe suffisamment le cortège électronique par effet Stark dynamique. Les contraintes temporelles imposées par les technologies laser actuelles (l'énergie est limitée, donc une haute intensité est conditionnée par une durée très brève) amènent à réaliser une expérience "tout laser" utilisant un seul laser pour exciter le noyau (via les particules accélérées) et soumettre son cortège électronique au champ fort pendant sa désexcitation.

Il a été souligné que cette expérience posait de nombreux défis, dont le premier est la relative méconnaissance des faisceaux de particules produits lors de l'interaction laser-cible solide. Le but de cette thèse était donc de contribuer à une meilleure connaissance de ces faisceaux dans le domaine d'énergie utilisable pour la production de noyaux excités.

Bibliographie

- [1] G. J. Pert, Phys.Rev. E, 51 (1995) 4778
- [2] J. P. Freidberg, R. W. Mitchell, R. L. Morse et L. I. Rudinski, Phys. rev. lett. 28 (1972) 795
- [3] K. G. Estabrook, E. J. Valeo et W. L. Kruer, Phys. Fluids 18 (1975) 1151
- [4] F. Brunel, Phys. Rev. Lett. 59 (1987) 52
- [5] D. Gordon, K. C. Tzeng, C. E. Clayton, A. E. Dangor, V. Malka, K. A. Marsch, A. Modena, W. B. Mori, P. Muggli, Z. Najmudin, D. Neely, C. Danson et C. Joshi, Phys. Rev. Lett. 80 (1998) 2133
- [6] W. L. Kruer et K. Estabrook, Phys. Fluids 28 (1985) 430
- [7] P. Sprangle, E. Esarey et A. Ting, Phys. Rev. Lett. 64 (1990) 2011
- [8] S. C. Wilks, W. L. Kruer, M. Tabak et B. Langdon, Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 1383
- [9] G. Malka et J. L. Miquel, Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 75
- [10] G. Schmidt et T. Wilcox, Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 1380
- [11] L. M. Gorbunov et V. I. Kirsanov, Sov. Phys. JETP 66 (1987) 290
- [12] T. Tajima et J. M. Dawson, Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 267
- [13] P. Mora et T. M. Antonsen Jr., Phys. Plasmas 4 (1997) 217
- [14] C. E. Clayton, M. J. Everett, A. Lal, D. Gordon, K. A. Marsh et C. Joshi, Phys. Plasmas 1 (1994) 1753
- [15] Y. Kitagawa, T. Matsumoto, T. Minamihata, K. Matsuo, K. Mima, K. Nishihara, H. Azechi, K. A. Tanaka, H. Takabe et S. Nakai, Phys. Rev. Lett. 68 (1992) 48
- [16] F. Amiranoff, D. Bernard, B. Cros, F. Jacquet, G. Matthieussent, Ph. Miné, P. Mora, J. Morillo, F. Moulin, A. E. Specka et C. Stenz, Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 5220
- [17] M. J. Everett, A. Lal, D. Gordon, C. E. Clayton, K. A. Marsh et C. Joshi, Nature 368 (1994) 527
- [18] D. Strickland et G. Mourou, Opt. Commun. 56 (1985) 219

- [19] P. Sprangle, E. Esarey, J. Krall et G. Joyce, *Phys. Rev. Lett.* 69 (1992) 2200
- [20] C. Joshi, B. Blue, C. E. Clayton, E. Dodd, C. Huang, K. A. Marsh, W. B. Mori, S. Wang, M. J. Hogan, C. O'Connell, R. Siemann, D. Watz, P. Muggli, T. Katsouleas et S. Lee, *Phys. Plasmas* 9 (2002) 1845
- [21] S. P. D. Mangles, B. R. Walton, M. Tzoufras, Z. Najmudin, R. J. Clarke, A. E. Dangor, R. G. Evans, S. Fritzler, A. Gopal, C. Hernandez-Gomez, W. B. Mori, W. Rozmus, M. Tatarakis, A. G. R. Thomas, F. S. Tsung, M. S. Wei et K. Krushelnick, *Phys. Rev. Lett.* 94 (2005) 245001
- [22] J. R. Marquès, J. P. Geindre, F. Amiranoff, P. Audebert, J. C. Gauthier, A. Antonetti et G. Grillon, *Phys. Rev. Lett.* 76 (1996) 3566
- [23] C. Joshi, *Phys Plasmas* 14 (2007) 055501
- [24] G. Malka, M. M. Aleonard, J. F. Chemin, G. Claverie, M. R. Harston, J. N. Scheurer, V. Tikhonchuk, S. Fritzler, V. Malka, P. Balcou, G. Grillon, S. Moustazis, L. Notebaert, E. Lefebvre et N. Cochet, *Phys. Rev. E* 66 (2002) 066402
- [25] J. B. Rosenzweig, B. Breizman, T. Katsouleas et J. J. Su, *Phys. Rev. A* 44 (1991) R6189
- [26] A. Pukhov et J. Meyer-Ter-Vehn, *Appl. Phys. B* 74 (2002) 355
- [27] S. P. D. Mangles, C. D. Murphy, Z. Najmudin, A. G. R. Thomas, J. L. Collier, A. E. Dangor, E. J. Divall, P. S. Foster, J. G. Gallacher, C. J. Hooker, D. A. Jaroszynski, A. J. Langley, W. B. Mori, P. A. Norreys, F. S. Tsung, R. Viskup, B. R. Walton et K. Krushelnick, *Nature* 431 (2004) 535
- [28] C. G. R. Geddes, C. Toth, J. van Tilborg, E. Esarey, C. B. Schroeder, D. Bruhwiler, C. Nieter, J. Cary et W. P. Leemans, *Nature* 431 (2004) 538
- [29] J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov, S. Kiselev, S. Gordienko, E. Lefebvre, J.-P. Rousseau, F. Burgy et V. Malka, *Nature* 431 (2004) 541
- [30] S. P. Hatchett, C. G. Brown, T. E. Cowan, E.A. Henry, J. S. Johnson, M. H. Key, J. A. Koch, A. B. Langdon, B. F. Lasinski, R. W. Lee, A. J. MacKinnon, D. M. Pennington, M. D. Perry, T. W. Phillips, M. Roth, T. C. Sangster, M. S. Singh, R. A. Snavely, M. A. Stoyer, S. C. Wilks et K. Yasuike, *Phys. Plasmas* 7 (2000) 2076
- [31] S. C. Wilks, A. B. Langdon, T. E. Cowan, M. Roth, M. Singh, S. Hatchett, M. H. Key, D. Pennington, A. MacKinnon et R. A. Snavely, *Phys. Plasmas* 8 (2001) 542
- [32] M. Allen, Y. Sentoku, P. Audebert, A. Blazevic, T. Cowan, J. Fuchs, J. C. Gauthier, M. Geissel, M. Hegelich, S. Karsch, E. Morse, P. K. Katel, et M. Roth, *Phys. Plasmas* 10 (2003) 3283
- [33] A. J. Mackinnon, Y. Sentoku, P. K. Patel, D.W. Price, S. Hatchett, M. H. Key, C. Andersen, R. Snavely et R. R. Freeman, *Phys. Rev. Lett.* 88 (2002) 215006

- [34] Y. Murakami, Y. Kitagawa, Y. Sentoku, M. Mori, R. Kodama, K. A. Tanaka, K. Mima et T. Yamanakai, *Phys. Plasmas* 8 (2001) 4138
- [35] M. Kaluza, J. Schreiber, M. I. K. Santala, G. D. Tsakiris, K. Eidmann, J. Meyer-ter-Vehn et K. J. Witte, *Phys. Rev. Lett.* 93 (2004) 045003
- [36] F. N. Beg, M. S. Wei, A. E. Dangor, A. Gopal, M. Tatarakis, K. Krushelnick, P. Gibbon, E. L. Clark, R. G. Evans, K. L. Lancaster, P. A. Norreys, K. W. D. Ledingham, P. McKenna et M. Zepf, *Appl. Phys. Lett.* 84 (2004) 2766
- [37] M. Roth, T.E. Cowan, J. C. Gauthier, J. Meyer-ter Vehn, M. Allen, P. Audebert, A. Blazevic, J. Fuchs, M. Geissel, M. Hegelich, S. Karsch, A. Pukhov et T. Schlegel, *Relativistic Laser Plasmas Generating Intense, Collimated Ion Beams*, GSI Annual Report 2001.
- [38] T. Okada, A. A. Andreev, Y. Mikado, et K. Okubo, *Phys. Rev. E*, 74 (2006) 026401
- [39] T. Zh. Esirkepov, S.V. Bulanov, K. Nishihara, T. Tajima, F. Pegoraro, V. S. Khoroshkov, K. Mima, H. Daido, Y. Kato, Y. Kitagawa, K. Nagai et S. Sakabe, *Phys. Rev. Lett.* 89 (2002) 175003
- [40] H. Schworer, S. Pfotenhauer, O. Jäckel, K.-U. Amthor, B. Liesfeld, W. Ziegler, R. Sauerbrey, K. W. D. Ledingham et T. Esirkepov, *Nature* 439 (2006) 04492
- [41] A. P. L. Robinson et P. Gibbon, *Phys. Rev. E*, 75 (2007) 015401
- [42] B. M. Hegelich, B. J. Albright, J. Cobble, K. Flippo, S. Letzring, M. Paffett, H. Ruhl, J. Schreiber, R. K. Schulze et J. C. Fernández, *Nature* 439 (2006) 04400
- [43] S. Ter-Avetisyan, M. Schnürer, P.V. Nickles, M. Kalashnikov, E. Risse, T. Sokollik, W. Sandner, A. Andreev et V. Tikhonchuk, *Phys. Rev. Lett.* 96 (2006) 145006
- [44] Y. Glinec, J. Faure, V. Malka, T. Fuchs, H. Szymanowski et U. Oelfke, *Med. Phys.* 33 (2006) 155
- [45] S. V. Bulanov et V. S. Khoroshkov, *Plasma Phys. Rep.* 28 (2002) 453
- [46] M. Yamagiwa et J. Koga, *J. Phys. D* 32 (1999) 2526
- [47] I. Spencer, K. W. D. Ledingham, R. P. Singhal, T. McCanny, P. McKenna, E. L. Clark, K. Krushelnick, M. Zepf, F. N. Beg, M. Tatarakis, A. E. Dangor, P. A. Norreys, R. J. Clarke, R. M. Allott, I. N. Ross, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B* 183 (2001) 449
- [48] K. W. D. Ledingham, P. McKenna, T. McCanny, S. Shimizu, J. M. Yang, L. Robson, J. Zweit, J. M. Gillies, J. Bailey, G. N. Chimon, R. J. Clarke, D. Neely, P. A. Norreys, J. L. Collier, R. P. Singhal, M. S. Wei, S. P. D. Mangles, P. Nilson, K. Krushelnick et M. Zepf, *J. Phys. D* 37 (2004) 2341
- [49] S. Fritzler, V. Malka, G. Grillon, J. P. Rousseau, F. Burgy, E. Lefebvre, E. d'Humières, P. McKenna et K. W. D. Ledingham, *Appl. Phys. Lett.* 83 (2003) 3039

- [50] E. Lefebvre, E. d'Humières, S. Fritzler et V. Malka, *J. Appl. Phys.* 100 (2006) 113308
- [51] S. Shibuya, K. Noda, S. Nakamura, A. Noda et M. Grieser, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B* 240 (2005) 26
- [52] S. Fritzler, E. Lefebvre, V. Malka, F. Burgy, A. E. Dangor, K. Krushelnick, S. P. D. Mangles, Z. Najmudin, J.-P. Rousseau et B. Walton, *Phys. Rev. Lett.* 92 (2004)165006
- [53] P. Chen, T. Tajima et Y. Takahashi, *Phys. Rev. Lett.* 89 (2002) 161101
- [54] G. A. Mourou, T. Tajima et S. V. Bulanov, *Rev. Mod. Phys.* 78 (2006) 309
- [55] J. Nuckolls, L. Wood, A. Thiessen, et G. Zimmerman, *Nature* 239 (1972) 139
- [56] K. A. Brueckner et S. Jorna, *Rev. Mod. Phys.* 46 (1974) 325
- [57] Max Tabak, James Hammer, Michael E. Glinsky, William L. Kruer, Scott C. Wilks, John Woodworth, E. Michael Campbell, Michael D. Perry et Rodney J. Mason, *Phys. Plasmas* 1 (1994) 1626
- [58] A. Taylor, M. Dunne, S. Bennington, S. Ansell, I. Gardner, P. Norreys, T. Broome, D. Findlay et R. Nelmes, *Science* 315 (2007) 1092
- [59] E. Segrè, *Phys. Rev.* 71 (1947) 274
- [60] E. Segrè et C. E. Wiegand, *Phys. Rev.* 75 (1949) 39
- [61] H. W. Johlige, D. C. Aumann et H.-J. Born, *Phys. Rev. C* 2 (1970) 1616
- [62] M. Jaeger, S. Wilmes, V. Kölle, G. Staudt et P. Mohr, *Phys. Rev. C* 54 (1996) 423
- [63] Y. Nir-El, G. Haquin, Z. Yungreiss, M. Hass, G. Goldring, S. K. Chamoli, B. S. Nara Singh, S. Lakshmi, U. Köster, N. Champault, A. Dorsival, G. Georgiev, V. N Fedoseyev, B. A. Marsh, D. Schumann, G. Heidenreich et S. Teichmann, *Phys. Rev. C* 75 (2007) 012801
- [64] T. Ohtsuki, K. Ohno, T. Morisato, T. Mitsugashira, K. Hirose, H. Yuki et J. Kasagi, *Phys. Rev. Lett.* 98 (2007) 252501
- [65] T. Bürvenich, J. Evers et C. H. Keitel, *Phys. rev. C* 74 (2006) 044601
- [66] T. Tajima et G. Mourou, *Phys. Rev. STAB*, 5 (2002) 031301
- [67] T. Carreyre, M. R. Harston, M. Aiche, F. Bourgine, J. F. Chemin, G. Claverie, J. P. Goudour, J. N. Scheurer, F. Attallah, G. Bogaert, J. Kiener, A. Lefebvre, J. Durell, J. P. Grandin, W. E. Meyerhof et W. Phillips, *Phys. Rev. C* 62 (2000) 024311
- [68] J. F. Chemin, M. M. Aléonard, F. Gobet, F ; Hannachi, G. Malka, J. N. Scheurer, *Rapport interne CENBG* (2003)
- [69] S. Typel et C. Leclercq-Willain, *Phys. Rev. A* 53 (1996) 2547
- [70] M. V. Fedorov, *Atomic and Free Electrons in a Strong Light Field*, World Scientific (1997) pp 24-26

- [71] F. Attallah, M. Aiche, J. F. Chemin, J. N. Scheurer, W. E. Meyerhof, J. P. Grandin, P. Aguer, G. Bogaert, J. Kiener, A. Lefebvre, J. P. Thibaud et C. Grunberg, *Phys. Rev. Lett.* 75 (1995) 1715

Chapitre 2

Techniques de caractérisation des faisceaux produits

2.1 Introduction

La détection des particules accélérées lors de l'interaction laser-plasma n'est pas une opération simple du fait de l'importante perturbation électromagnétique produite par l'impulsion laser. Un détecteur classique de physique nucléaire (semi-conducteur, scintillateur) placé dans l'enceinte où l'interaction avec la cible a lieu est complètement aveuglé au moment du tir et ce pendant une durée de l'ordre de la dizaine de μs . Il est ainsi impossible de détecter les particules accélérées qui arrivent en quelques picosecondes. Différentes techniques ont donc été mises au point pour s'abstraire de ce problème.

Ce second chapitre présente une brève revue des différentes techniques utilisées pour caractériser les faisceaux de particules produits à la suite de l'interaction laser-plasma. Il est constitué de deux parties. La première présente les diagnostics les plus couramment utilisés en physique des plasmas. La seconde est consacrée à la caractérisation des faisceaux par activation nucléaire de matériaux choisis, méthode à laquelle il est largement fait appel dans les expériences de cette thèse.

2.2 Techniques usuelles

2.2.1 Systèmes dispersifs

La technique peut-être la plus anciennement employée dans l'étude des particules repose sur le couplage d'un système dispersif à un détecteur. Cette méthode consiste à utiliser des champs électrique et/ou magnétique pour dévier les particules étudiées en fonction de leur énergie et de leur rapport charge/masse. Cette catégorie inclut en particulier les spectromètres à aimant permanent ou électro-aimant et les paraboles de Thomson qui conjuguent les effets d'un champ magnétique et d'un champ électrique parallèles. Ces systèmes étant bien connus en physique

nucléaire comme en physique des plasmas, on ne s'attardera pas ici sur la description détaillée de la séparation des particules. Notons seulement qu'une grande variété de détecteurs est utilisée en sortie de l'élément dispersif :

- Diodes [2,5]
- Ecran au phosphore couplé à une caméra CCD [3,4]
- Films radiochromiques [5]
- CR39 [6]
- Cellule Cerenkov remplie de gaz et couplée à un photomultiplicateur [7,8]

Quelle que soit la configuration adoptée, ces systèmes se caractérisent en général par leur très bonne résolution en énergie. Ils permettent ainsi une étude "fine" de la distribution en énergie des particules chargées qu'ils collectent. Cependant, l'ouverture angulaire du spectromètre est antagoniste de sa résolution car un angle solide de détection important signifie une variété de trajectoires en entrée et donc une incertitude sur la trajectoire dans le spectromètre de la particule détectée. De surcroît, l'ouverture doit être petite, ne serait-ce que pour limiter le nombre de particules entrantes. En effet, les faisceaux de particules accélérées dans l'interaction laser-plasma se caractérisent par une densité de courant très importante (typiquement 10^{13} A.cm⁻²). Il est difficile de calculer quel sera l'effet combiné du champ de l'élément dispersif et du champ généré par les particules elle-mêmes. Ainsi, les détecteurs décrits dans ce paragraphe sont systématiquement limités à l'étude de la distribution des particules dans un petit angle solide (typiquement de l'ordre du milliradian). Les ouvertures angulaires des faisceaux de particules issues du plasma étant généralement importantes (de l'ordre du stéradian), cela ne donne accès qu'à une connaissance très partielle du faisceau étudié.

2.2.2 Couches fluorescentes

Ce diagnostic est basé sur les propriétés de fluorescence de matériaux pour étudier les faisceaux d'électrons accélérés dans l'interaction laser-plasma. Les électrons du faisceau peuvent arracher les électrons des couches profondes des atomes de matériaux choisis. Les lacunes créées vont donner lieu à des recombinaisons dans le cortège électronique des atomes et ainsi à l'émission de photons d'énergies caractéristiques. Ce sont ces photons, émis isotropiquement, qui sont détectés.

On s'intéresse en général à la couche K qui donne lieu aux énergies de photons les plus élevées dans ce type de processus. La probabilité de ce phénomène dépend de la section efficace d'ionisation de la couche considérée et du rendement du processus de fluorescence qui est en compétition avec l'émission Auger. Ce rendement croît avec Z comme $Z^4/(Z^4+c)$ avec c de l'ordre de 10^6 pour la couche K. La figure 2.1 représente le produit des deux quantités –nommé section efficace de fluorescence en couche K– en fonction de l'énergie cinétique de l'électron ionisant. Les calculs ont été faits en se basant sur l'expression de la section efficace d'ionisation

en couche K donnée par Kolbenstvedt en 1967 [9]. L'énergie d'ionisation d'un électron de la couche K intervenant dans le calcul est tirée de la base de données XCOM du National Institute of Standards and Technology [10].

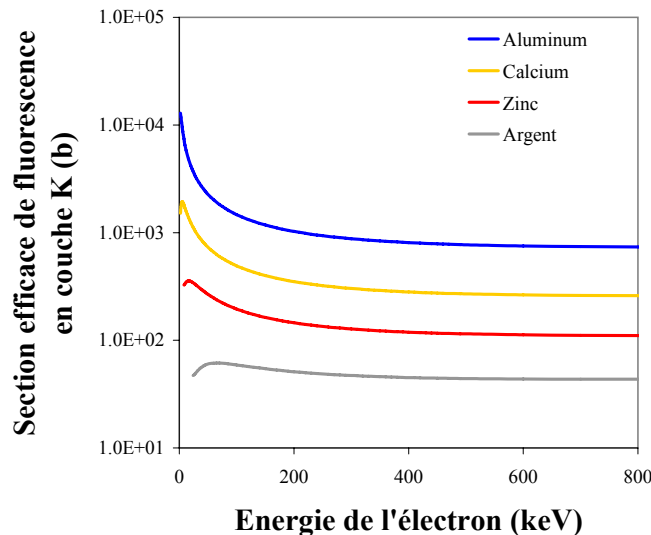


FIG. 2.1 – Section efficace de fluorescence en couche K de différents éléments en fonction de l'énergie de l'électron ionisant. Cette section efficace est le produit de la section efficace d'ionisation par le rendement de fluorescence en couche K de l'élément. Elle est maximale pour les énergies légèrement supérieures à l'énergie de liaison de l'électron en couche K et décroît lorsque Z augmente.

On note que la section efficace de fluorescence en couche K est maximale pour les énergies légèrement supérieures à l'énergie de liaison, soit des énergies de l'ordre du keV pour les atomes légers (comme l'aluminium), à quelques dizaines de keV pour les plus lourds. Cette section efficace est également d'autant plus grande que le numéro atomique de l'élément est faible. Les désexcitations non-radiatives (effet Auger) sont plus probables pour des atomes de Z élevé. Le rayonnement émis est ensuite analysé, généralement grâce à un spectromètre à cristal, couplé à des diodes ou des films radiochromiques.

Cette méthode est donc bien adaptée pour détecter des électrons d'énergie assez faible (de l'ordre du keV ou de la dizaine de keV). Pour de plus hautes énergies, il faut préalablement ralentir les électrons par des épaisseurs d'absorbants pour obtenir un rendement permettant la détection. Il est également possible d'utiliser simultanément plusieurs matériaux, de manière à être sensible à des gammes d'énergies un peu différentes. Ceci permet après déconvolution d'évaluer la distribution en énergie des électrons, moyennant une hypothèse sur la forme de celle-ci [11,12].

Malgré ces avantages, cette technique est difficile d'emploi pour des électrons d'énergie supérieure à quelques centaines de keV. En effet, la complexité du parcours des électrons dans

les absorbants à basse énergie nécessite l'emploi de simulations pour déterminer la distribution des électrons traversant la (ou les) couche(s) fluorescente(s). A ceci, ajoutons que les techniques de fabrication de cibles multicouches sont onéreuses.

2.2.3 Films radiochromiques

Les films radiochromiques (RCF) permettent la détection de toutes les particules ionisantes. Il s'agit de films contenant une couche de monomères qui polymérisent sous l'effet de l'ionisation provoquée par une particule. Le film bleuit ainsi sous l'irradiation et la densité optique du film est modifiée : le polymère absorbe la lumière de manière beaucoup plus importante que le matériau non-irradié. Les films radiochromiques n'ont pas besoin d'être développés, et leur densité optique varie linéairement avec la dose déposée sur une très large plage d'utilisation comme en témoigne la figure 2.2. Dès lors, il suffit de mesurer leur transmission optique avec un densitomètre pour remonter à la dose déposée par les particules ionisantes.

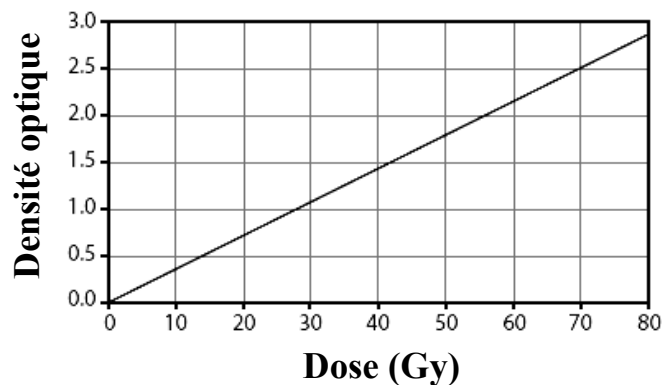


FIG. 2.2 – Evolution de la densité en fonction de la dose pour un film Gafchromic MD-55 [13].

Ces films sont souvent utilisés en empilements alternés avec des couches d'absorbants pour déterminer la distribution en énergie des particules. Notons qu'il est dans ce cas impératif de simuler les interactions donnant lieu au dépôt d'énergie ! Un simple calcul s'appuyant sur les pouvoir d'arrêt n'est pas suffisant car :

- Le trajet des particules (en particulier des électrons) dans les absorbants est complexe à basse énergie (le parcours projeté diffère notablement du parcours total).
- Les particules ionisantes peuvent donner lieu à l'émission d'électrons par les couches d'absorbants qui vont eux mêmes contribuer à l'impression du film.

Ces films ont de plus leurs inconvénients :

- Ils ne discriminent pas les différentes particules ionisantes.
- Il est nécessaire d'attendre quelques heures avant de mesurer la densité optique, le temps que celle-ci se stabilise (cinétique de polymérisation de quelques dizaines de minutes).

- Ils sont sensibles à la température, à l'humidité et aux ultra-violets avant et après leur irradiation. Il est donc nécessaire d'être extrêmement précautionneux dans leurs conditions de stockage tant qu'ils n'ont pas été analysés.
- Lorsque le flux de particules devient important, le film sature et il n'est alors plus possible de remonter à la dose déposée.
- La composition de la couche sensible n'est généralement pas donnée par le fabricant et il est donc obligatoire de s'appuyer sur les abaques densité optique – dose données par celui-ci pour réaliser des mesures quantitatives absolues de la dose déposée.

2.2.4 Rayonnement de transition optique

Le rayonnement de transition optique est produit lorsqu'une particule chargée traverse l'interface entre deux milieux n'ayant pas les mêmes propriétés électromagnétiques. La particule chargée polarise le milieu qu'elle traverse : chaque atome voisin de sa trajectoire voit son nuage électronique déformé. Il se comporte alors comme un dipôle électrique rayonnant une onde électromagnétique lors du retour à la position d'équilibre. Dans un milieu homogène et continu, il y a une symétrie sphérique de cette polarisation autour de la particule en mouvement et l'effet à grande distance est donc nul. Lors du passage d'un milieu à un autre, la polarisation est différente de part et d'autre de l'interface et le rayonnement moyen n'est plus nul. Il y a ainsi émission d'un rayonnement dont les caractéristiques dépendent de l'énergie de la particule [14].

Cette émission, directive, peut être détectée par une caméra CCD, éventuellement couplée à une caméra à balayage de fente et/ou un spectromètre [15]. Il est ainsi possible d'avoir une résolution en temps et/ou en longueur d'onde de l'émission lumineuse. La difficulté de la méthode consiste à remonter à la distribution des électrons à l'origine de l'émission lumineuse.

2.2.5 Détecteurs de traces

Ces détecteurs sont en général utilisés pour la détection des protons. Il s'agit le plus souvent de plaques de CR-39 (pour Columbia Resin 39), détecteur utilisé de longue date en physique nucléaire (pour l'étude des fragments de fission par exemple). C'est un plastique (carbonate d'allyl-diglycol) dans lequel le passage des particules ionisantes laisse une trace. Lorsque la particule traverse le CR-39, elle cause des modifications chimiques le long de sa trajectoire (collisions avec les atomes d'hydrogène essentiellement), ces modifications laissent une trace non-observable à l'oeil car de l'ordre du nanomètre. Afin de visualiser le parcours de la particule dans le détecteur, il est nécessaire d'"agrandir" cette trace : cette étape consiste en un développement chimique dans une solution de soude chauffée à plusieurs dizaines de degrés Celsius pendant plusieurs heures. Il faut ensuite recenser les impacts rendus visibles au microscope. Si le flux de particules est trop important, il y a recouvrement des traces et il devient impossible de remonter au nombre initial de particules. Le dépouillement est donc loin d'être immédiat et il est assez

complexe. Enfin, l'interprétation des structures des traces laissées par le faisceau de particules est parfois difficile [16].

2.3 Méthodes de physique nucléaire pour la caractérisation des particules accélérées dans l'interaction laser-plasma

2.3.1 Revue des méthodes utilisées

Pour la caractérisation des faisceaux de particules d'énergie cinétique supérieure au MeV, il est généralement possible d'avoir recours à des réactions ou des excitations nucléaires. Les électrons n'induisent pas de réactions nucléaires avec des sections efficaces suffisamment élevées. Ils peuvent par contre être "convertis" en photons par rayonnement de freinage dans un matériau. Les γ générés peuvent alors induire des réactions si leur énergie est suffisante : l'énergie de liaison d'un nucléon dans le noyau est d'environ 8 à 10 MeV et les noyaux présentent tous une section efficace de photodésintégration assez importante (de quelques millibarns à plusieurs centaines de millibarns) sur plusieurs MeV autour d'un maximum situé entre 15 et 25 MeV suivant les noyaux (il y a une lente variation du maximum avec le nombre de masse, au premier ordre en $A^{-1/6}$) [17]. Ceci s'explique par la présence de la résonance géante dipolaire (oscillation collective d'un grand nombre de protons par rapport aux neutrons) dans cette gamme d'énergie. Pour les noyaux très lourds, il est également possible d'induire la fission du noyau avec des γ de quelques MeV. Quelques exemples de sections efficaces (γ,n) et (γ,f) sont donnés en figure 2.3.

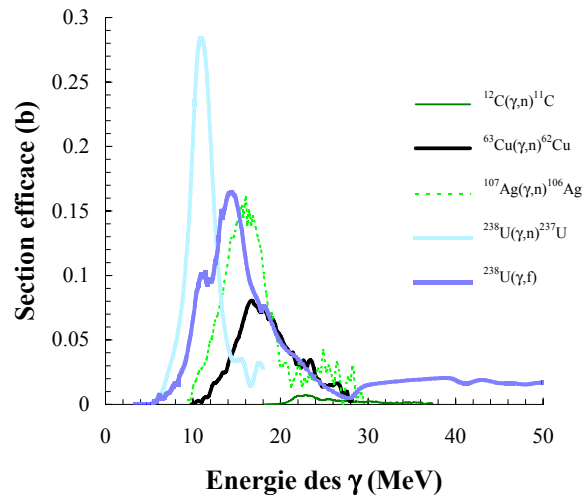


FIG. 2.3 – Exemples de sections efficaces (référentiel du laboratoire) de réaction (γ,n) et (γ,f) dans les gammes d'énergie accessibles pour les γ de Bremsstrahlung des électrons accélérés dans les expériences d'interaction laser-plasma. Source : Exfor [18].

Les protons avec une énergie de quelques MeV peuvent induire des réactions nucléaires dans la plupart des matériaux, par exemple par réaction (p,n) . Le seuil de réaction peut être

assez bas car le nombre de nucléons dans le noyau n'est pas modifié et il n'est donc pas nécessaire de suppléer à la perte d'énergie de liaison comme dans le cas d'une réaction (γ, n) . Le proton doit cependant avoir une énergie suffisante pour vaincre la barrière coulombienne du noyau cible. La section efficace des réactions (p, n) est en général un ordre de grandeur plus élevé que celle des réactions photonucléaires, comme le montrent les quelques exemples de la figure 2.4.

Notons que les réactions de type (p, γ) peuvent également être utilisées, en particulier pour étudier les protons de basse énergie car leurs seuils sont en général très bas (quelques 10 keV à quelques MeV). Le nombre de radionucléides intéressants (abondance, section efficace de production et demi-vie adaptées au système de détection) est toutefois beaucoup plus restreint que dans le cas précédent.

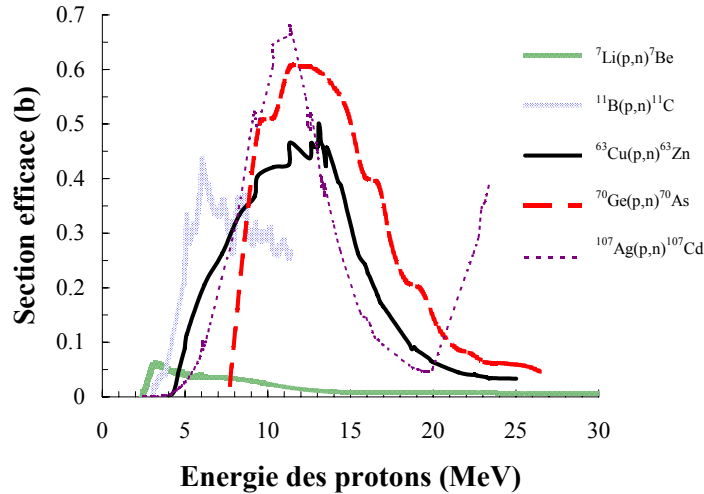


FIG. 2.4 – Exemples de sections efficaces (référentiel du laboratoire) de réaction (p, n) dans les gammes d'énergie accessibles pour les protons accélérés dans les expériences d'interaction laser-plasma. Source : Exfor [18].

La première utilisation de réactions nucléaires dans le domaine des lasers de haute intensité avait pour but d'évaluer le flux de photons de Bremsstrahlung produit par le freinage des électrons dans une cible massive [19–21]. La technique a, par la suite, été adaptée pour estimer la forme de la distribution angulaire du faisceau d'électrons [22] ou pour étudier les réactions photonucléaires [23], la photofission de noyaux lourds [24] ou encore la transmutation de produits de fission à longue période [25]. Elle a ensuite été utilisée avec des faisceaux de protons, via des réactions (p, n) ou (p, α) [26, 27] et des faisceaux d'ions plus lourds [28].

Certaines expériences s'attachaient à détecter le neutron dans la voie de sortie de réactions (γ, n) [29] ou (p, n) [30, 31] mais généralement, l'idée est plutôt d'utiliser le noyau comme détecteur intermédiaire. Une particule incidente produite lors de l'interaction du laser avec la cible (proton, ion) ou une particule secondaire (γ de Bremsstrahlung typiquement) va induire une réaction sur un noyau cible. Si le noyau cible est bien choisi, le noyau résiduel de la réaction

sera radioactif et se désintègrera donc avec une période caractéristique. Dans cette technique, c'est cette désintégration que l'on va chercher à détecter et non plus la particule initiale. Le recensement des désintégrations permet de remonter au nombre de particules incidentes et à leur gamme en énergie.

Les réactions d'utilité pour la détection sont généralement des réactions rendant le noyau résiduel (ou les fragments de fission) déficient en neutrons. Sa désintégration se fera donc presque toujours par émission β^+ ou par capture électronique. La décroissance β^+ est souvent présente pour les noyaux légers tandis que la capture électronique est fréquemment la seule voie de désintégration pour les noyaux lourds (énergie de désintégration insuffisante pour émettre un positron).

L'émission d'un positron (désintégration β^+) permet le comptage des décroissances avec une très grande sensibilité car il est possible de procéder à une détection en coïncidence [9, 26]. En effet, lorsque le positron traverse la matière entourant son noyau émetteur, il est rapidement ralenti et forme alors un positronium avec un électron. Cet édifice instable se désintègre très rapidement (durée de vie de l'ordre du dixième de nanoseconde) en 2 γ de 511 keV émis à 180° l'un de l'autre (conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement). Si l'on positionne l'échantillon activé entre deux scintillateurs placés face à face, on peut alors compter les événements correspondant à la détection simultanée (coïncidence) d'un photon de 511 keV dans chaque détecteur comme représenté sur la figure 2.5. Cette condition permet de limiter drastiquement le bruit de fond puisque la probabilité d'une coïncidence fortuite est très faible. Si les détecteurs sont très proches de la source, l'efficacité de détection varie rapidement avec la distance. Il est dans ce cas impératif de connaître la géométrie du système avec précision pour ne pas dégrader la précision sur la mesure d'activité.

Si le noyau ne décroît que par capture électronique, il faut alors détecter les γ de désexcitation du noyau fils (s'il y en a) ou les X émis lors du réarrangement du cortège électronique (l'électron capturé vient des couches profondes du cortège qui ont un recouvrement spatial conséquent avec le noyau). Il faut, dans ce cas, utiliser un détecteur à haute résolution (germanium) pour identifier les raies sans ambiguïté [21, 24, 27, 28].

Les avantages de cette méthode sont nombreux. Tout d'abord, il n'est plus nécessaire de détecter des particules arrivant en quelques picosecondes puisque l'information est en quelque sorte "stockée" dans les noyaux activés. De plus, il est quasiment impossible de saturer le détecteur intermédiaire que constitue l'échantillon d'activation. En effet, la densité de noyaux cibles et leur dimension transverse est telle que la probabilité qu'une particule interagisse avec un noyau déjà activé est infinitésimale. Cela en fait une technique prometteuse pour étudier les faisceaux très intenses attendus avec les prochaines générations de lasers de puissance [32].

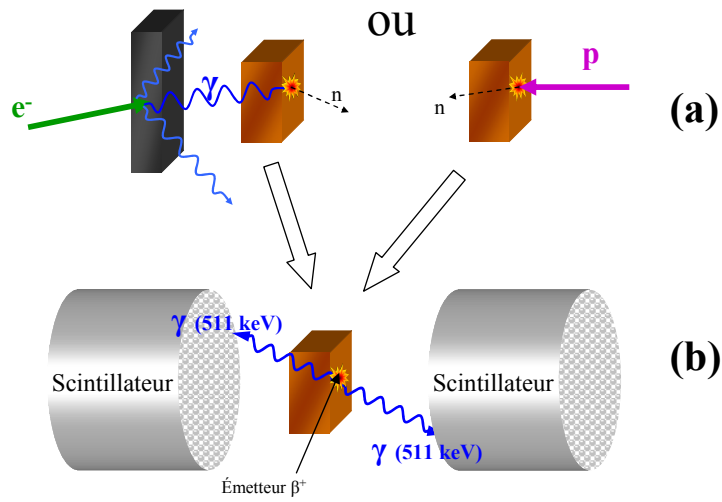


FIG. 2.5 – Schéma de l’activation d’un échantillon par un γ de Bremsstrahlung ou par un proton (a). L’échantillon devient un émetteur β^+ dont on détecte la décroissance en coïncidence avec une paire de scintillateurs (b).

2.3.2 Quelles options pour une expérience de couplage d’un faisceau de particules avec un plasma ?

Rappelons que le but de cette thèse est d’apporter des éléments pour dimensionner une expérience où l’on couplerait un laser intense à un plasma dans lequel un faisceau de particules activerait des noyaux (cf. 1.4.3). Ceci pose des contraintes expérimentales fortes pour les moyens de production et de détection des particules :

- La cible de production des particules doit être solide pour des raisons de géométrie : les distributions angulaires des particules étant assez larges, on ne peut se permettre de positionner la cible d’activation à une distance supérieure à quelques centaines de micromètres dans le cas où il faut assurer le recouvrement spatial de plusieurs faisceaux (particules et laser de haute intensité). Ceci n’est pas compatible avec un jet de gaz dont la vitesse d’éjection détruirait la cible secondaire. Dans le cas d’une activation par des protons, la question de l’état physique de la cible de production ne se pose même pas puisque l’accélération ne peut se faire qu’avec une cible solide.
- Les particules d’intérêt pour induire des réactions nucléaires ont des énergies assez importantes, il faut donc une technique de détection effective pour des énergies supérieures au MeV.
- Tant que les installations laser de puissance ne délivreront pas des impulsions parfaitement reproductibles, et surtout, tant que l’interaction avec la cible ne sera pas entièrement maîtrisée, il est nécessaire de caractériser quantitativement le faisceau de particules à chaque tir.

Nous avons ainsi restreint notre champ d'étude aux particules accélérées dans l'interaction du laser avec une cible initialement solide. Pour caractériser le faisceau, nous avons privilégié l'usage des réactions nucléaires pour leur adéquation à la détection de particules de haute énergie et l'absence de saturation à haut flux. Dans les expériences étudiant les électrons, nous avons eu recours également à des spectromètres pour mesurer précisément la distribution en énergie. Enfin, lorsque l'activation nucléaire n'était pas possible en raison du faible nombre d'électrons de haute énergie, les films radiochromiques ont également été employés pour étudier les distributions angulaire et en énergie de ces derniers.

2.4 Conclusion

Ce court chapitre nous a donné l'occasion de décrire les principales techniques utilisées dans la communauté de la physique des plasmas pour caractériser les faisceaux de particules accélérées dans le plasma ou sa proximité immédiate. Nous avons en particulier détaillé la partie consacrée aux diagnostics nucléaires, puisqu'ils sont bien adaptés aux domaines d'énergie qui nous intéressent (au delà de 10 MeV pour les électrons et quelques MeV pour les protons). Ils ont de surcroît un fort potentiel de développement sur les installations de très haut flux à venir, puisqu'ils ne sont pas soumis aux problèmes de saturation que rencontrent la plupart des autres systèmes. Ils constituent à ce titre le cœur des dispositifs expérimentaux utilisés dans cette thèse, comme nous le décrirons dans le chapitre suivant. Toutefois les techniques basées sur les films radiochromiques et l'utilisation d'un spectromètre permettent, comme on le verra, de compléter nos mesures de caractérisation et de pallier à leurs limites.

Bibliographie

- [1] G. Malka, M. M. Aleonard, J. F. Chemin, G. Claverie, M. R. Harston, J. N. Scheurer, V. Tikhonchuk, S. Fritzler, V. Malka, P. Balcou, G. Grillon, S. Moustazis, L. Notebaert, E. Lefebvre et N. Cochet, Phys. Rev. E 66 (2002) 066402
- [2] S. Fritzler, E. Lefebvre, V. Malka, F. Burgy, A. E. Dangor, K. Krushelnick, S. P. D. Mangles, Z. Najmudin, J.-P. Rousseau et B. Walton, Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 165006
- [3] C. G. R. Geddes, C. Toth, J. van Tilborg, E. Esarey, C. B. Schroeder, D. Bruhwiler, C. Nieter, J. Cary et W. P. Leemans, Nature 431 (2004) 538
- [4] V. Malka, J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov et J.-P. Rousseau, Phys. Plasmas 12 (2005) 056702
- [5] T. Hosokai, K. Kinoshita, A. Zhidkov, K. Nakamura, T. Watanabe, T. Ueda, H. Kotaki, M. Kando, K. Nakajima et M. Uesaka, Phys. Rev. E, 67 (2003) 036407
- [6] M. Allen, Y. Sentoku, P. Audebert, A. Blazevic, T. Cowan, J. Fuchs, J. C. Gauthier, M. Geissel, M. Hegelich, S. Karsch, E. Morse, P. K. Katel, et M. Roth, Phys. Plasmas 10 (2003) 3283
- [7] M. J. Everett, A. Lal, D. Gordon, C. E. Clayton, K. A. Marsh et C. Joshi, Nature 368 (1994) 527
- [8] C. E. Clayton, M. J. Everett, A. Lal, D. Gordon, K. A. Marsh et C. Joshi, Phys. Plasmas 1 (1994) 1753
- [9] H. Kolbenstvedt, J. Appl. Phys. 38 (1967) 4785
- [10] Base de donnée Xcom : <http://physics.nist.gov/cgi-bin/Xcom/Xcom2>
- [11] J. D. Hares, J. D. Kilkenny, M. H. Key et J. G. Lunney, Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 1216
- [12] H. Chen, B. Soom, B. Yaakobi, S. Uchida et D. Meyerhofer, Phys. Rev. Lett. 70 (1993) 3431
- [13] Brochure technique : <http://www.ispcorp.com/products/dosimetry/content/gafchromic>
- [14] J. D. Jackson, Classical Electrodynamics, John Wiley & Sons, New York (1975) p.685
- [15] J. J. Santos, thèse de doctorat de l'Ecole Polytechnique (2003) p.106
- [16] S. Gaillard, J. Fuchs, N. Renard-LeGalloudec, T. E. Cowan, Phys. Rev. Lett. 96 (2006) 249201
- [17] H. A. Enge, Introduction à la physique nucléaire, Masson et *C^{ie}*, Paris (1972) pp 378-383

- [18] Base de donnée EXFOR de l'Agence Internationale de l'Energie Atomique (IAEA) : <http://www-nds.iaea.org/exfor>
- [19] M. H. Key, M. D. Cable, T. E. Cowan, K. G. Estabrook, B. A. Hammel, S. P. Hatchett, E. A. Henry, D. E. Hinkel, J. D. Kilkenny, J. A. Koch, W. L. Kruer, A. B. Langdon, B. F. Lasinski, R. W. Lee, B. J. MacGowan, A. MacKinnon, J. D. Moody, M. J. Moran, A. A. Offenberger, D. M. Pennington, M. D. Perry, T. J. Phillips, T. C. Sangster, M. S. Singh, M. A. Stoyer, M. Tabak, G. L. Tietbohl, M. Tsukamoto, K. Wharton, et S. C. Wilks, *Phys. Plasmas* 5 (1998) 1966
- [20] P. A. Norreys, M. Santala, E. Clark, M. Zepf, I. Watts, F. N. Beg, K. Krushelnick, M. Tatarakis, A. E. Dangor, X. Fang, P. Graham, T. McCanny, R. P. Singhal, K. W. D. Ledingham, A. Creswell, D. C. W. Sanderson, J. Magill, A. Machacek, J. S. Wark, R. Allott, B. Kennedy et D. Neely, *Phys. Plasmas* 6 (1999) 2150
- [21] S. P. Hatchett, C. G. Brown, T. E. Cowan, E. A. Henry, J. S. Johnson, M. H. Key, J. A. Koch, A. B. Langdon, B. F. Lasinski, R. W. Lee, A. J. Mackinnon, D. M. Pennington, M. D. Perry, T. W. Phillips, M. Roth, T. C. Sangster, M. S. Singh, R. A. Snavely M. A. Stoyer, S. C. Wilks et K. Yasuike, *Phys. Plasmas* 7 (2000) 2076
- [22] M. I. K. Santala, M. Zepf, I. Watts, F. N. Beg, E. Clark, M. Tatarakis, K. Krushelnick, A. E. Dangor, T. McCanny, I. Spencer, R. P. Singhal, K.W. D. Ledingham, S. C. Wilks, A. C. Machacek, J. S. Wark, R. Allott, R. J. Clarke et P. A. Norreys, *Phys. Rev. Lett.* 84 (2000) 1459
- [23] K.W. D. Ledingham, I. Spencer, T. McCanny, R. P. Singhal, M. I. K. Santala, E. Clark, I. Watts, F. N. Beg, M. Zepf, K. Krushelnick, M. Tatarakis, A. E. Dangor, P. A. Norreys, R. Allott, D. Neely, R. J. Clark, A. C. Machacek, J. S. Wark, A. J. Cresswell, D. C.W. Sanderson et J. Magill, *Phys. Rev. Lett.* 84 (2000) 899
- [24] T. E. Cowan, A.W. Hunt, T.W. Phillips, S. C. Wilks, M. D. Perry, C. Brown, W. Fountain, S. Hatchett, J. Johnson, M. H. Key, T. Parnell, D. M. Pennington, R. A. Snavely et Y. Takahashia, *Phys. Rev. Lett.* 84 (2000) 903
- [25] B. Liesfeld, K.-U. Amthor, F. Ewald, H. Schworer, J. Magill, J. Galy, G. Lander et R. Sauerbrey, *Appl. Phys. B* 79 (2004) 1047
- [26] I. Spencer, K. W. D. Ledingham, R. P. Singhal, T. McCanny, P. McKenna, E. L. Clark, K. Krushelnick, M. Zepf, F.N. Beg, M. Tatarakis, A. E. Dangor, P. A. Norreys, R. J. Clark, R. M. Allott et I. N. Ross, *Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. B* 183 (2001) 449
- [27] J. M. Yang, P. McKenna, K. W. D. Ledingham, T. McCanny, S. Shimizu, L. Robson, R. J. Clarke, D. Neely, and P. A. Norreys, M.-S. Wei, K. Krushelnick, P. Nilson, S. P. D. Mangles, R. P. Singhal, *Appl. Phys. Lett.* 84 (2004) 675
- [28] P. McKenna, K.W. D. Ledingham, T. McCanny, R. P. Singhal, I. Spencer, M. I. K. Santala, F. N. Beg, K. Krushelnick, M. Tatarakis, M. S. Wei, E. L. Clark, R. J. Clarke, K. L. Lancaster, P. A. Norreys, K. Spohr, R. Chapman et M. Zepf, *Phys. Rev. Lett.* 91 (2003) 075006
- [29] T. W. Phillips, M. D. Cable, T. E. Cowan, S. P. Hatchett, E. A. Henry, M. H. Key, M. D. Perry, T. C. Sangster et M. A. Stoyer, *Rev. Sci. Instrum.* 70 (1999) 1213
- [30] A. Youssef, R. Kodama et M. Tampo, *Phys. Plasmas* 13 (2006) 030701
- [31] A. Youssef, R. Kodama et M. Tampo, *Phys. Plasmas* 13 (2006) 030702
- [32] G. A. Mourou, T. Tajima et S. V. Bulanov, *Rev. Mod. Phys.* 78 (2006) 309

Chapitre 3

Dispositifs expérimentaux pour l'étude des électrons suprathermiques produits par interaction laser-plasma

3.1 Introduction

Lors des deux expériences présentées ici, nous cherchions à caractériser aussi complètement que possible la composante de haute énergie d'un faisceau d'électrons créé par l'interaction d'un laser ultra-intense avec une cible solide fine. Les observables étaient donc la distribution angulaire du faisceau, sa distribution en énergie et enfin le nombre total d'électrons.

Nous nous intéressons en particulier à une éventuelle évolution des propriétés du faisceau avec le numéro atomique de la cible. Il n'y a, à notre connaissance, pas de théorie traitant en toute rigueur de l'accélération des électrons et de leur propagation dans la cible en fonction de la nature de celle-ci. Les modèles utilisés considèrent cependant que la densité d'électrons libres joue sur l'accélération et que la conductivité de la cible doit avoir un impact sur la propagation du faisceau. Il devrait donc être possible de discerner un effet du numéro atomique de la cible sur les caractéristiques du faisceau, même si les prédictions en la matière sont inexistantes.

La technique centrale de notre méthode est l'activation d'échantillons par réaction (γ, n) mais un diagnostic complémentaire (spectromètre à électrons) est nécessaire pour remonter à la distribution en énergie des électrons. Dans le cas où le nombre d'électrons d'énergie supérieure au seuil de la réaction est faible, nous avons également utilisé une technique s'appuyant sur un empilement de films radiochromiques et d'absorbants intercalés.

La figure 3.1 donne un exemple de dispositif utilisé. Il s'agit de la configuration adoptée au Laboratoire d'Optique Appliquée (LOA) à Palaiseau avec le laser de la "Salle jaune". Ce dispositif est, dans ses grandes lignes, similaire à celui adopté lors de la seconde expérience à l'Institut für Optik und Quantenelektronik (IOQ) de Iéna. Un schéma de ce dernier est donné en annexe à la fin de ce mémoire. Les caractéristiques des deux lasers sont comparées à la page

Une impulsion laser est focalisée sur une cible solide. Les électrons produits sont détectés soit par un spectromètre (distribution en énergie) soit par des échantillons d'activation nucléaire ou des films radiochromiques (distribution angulaire). Ces méthodes nécessitant l'accumulation de statistique pendant plusieurs tirs, il est également primordial d'évaluer la reproductibilité tir à tir de l'interaction laser-plasma à l'aide d'un moniteur. Les différents composants des deux dispositifs expérimentaux sont décrits en détail dans le présent chapitre.

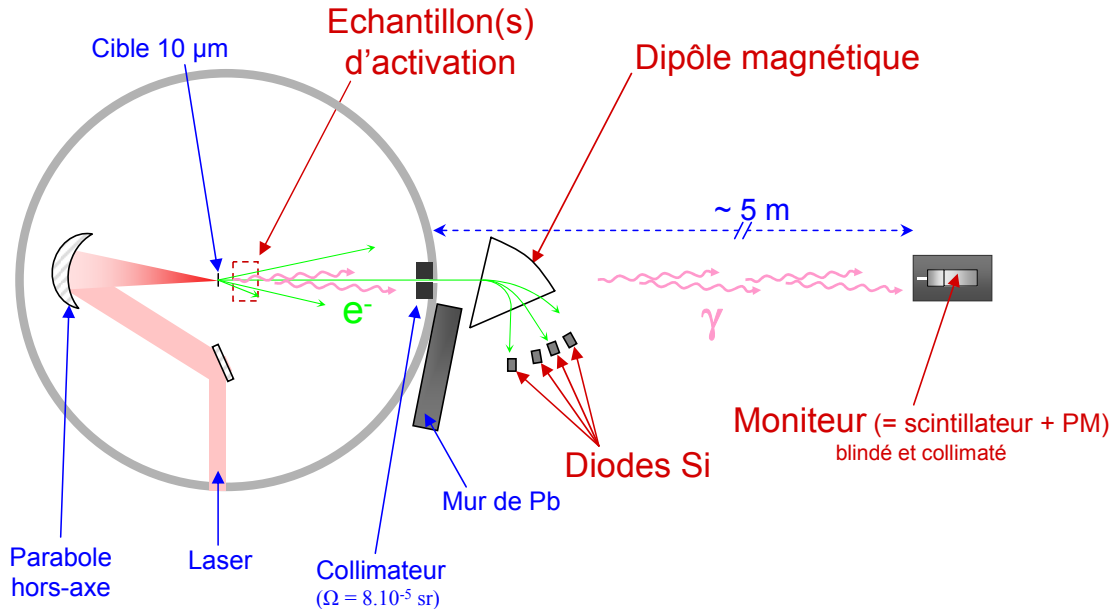


FIG. 3.1 – Schéma du dispositif expérimental pour la caractérisation d'un faisceau d'électrons par activation nucléaire réalisée au LOA. Le faisceau laser est focalisé par une parabole sur la cible solide et accélère les électrons. Dans un premier temps, un spectromètre (électro-aimant et diodes) est placé dans l'axe du faisceau pour mesurer la distribution en énergie des électrons dans un angle solide de 8.10^{-5} sr. Les diagnostics d'activation nucléaire sont ensuite placés derrière la cible pour déterminer la distribution angulaire et le nombre total d'électrons de haute énergie (>10 MeV). Enfin, un scintillateur (NaI) blindé, placé dans l'axe du faisceau, permet de contrôler la reproductibilité tir à tir.

3.2 Installations laser

Toutes les installations laser ayant servi aux expériences présentées dans cette thèse utilisent la technique d'amplification à dérive de fréquence (Chirped Pulse Amplification ou CPA) [1]. Celle-ci consiste à étirer temporellement une impulsion laser pour en abaisser l'intensité, afin de l'amplifier sans risque pour les matériaux amplificateurs. L'impulsion est enfin recomprimée temporellement à une durée proche de celle de l'impulsion d'origine.

3.2.1 Laser salle jaune du LOA

Le laser de la "Salle jaune" [2] utilise comme matériaux amplificateurs des cristaux de saphir dopé au titane (Ti :Sa) dont l'émission stimulée se fait autour de 780 nm. Le faisceau en sortie de chaîne est constitué d'impulsions d'une puissance de l'ordre de 35 TW en 40 fs à une cadence de 10 Hz. L'installation se compose d'un oscillateur initial auto-verrouillé en phase, pompé par un laser argon-ion. Il délivre des impulsions de 15 fs à une cadence de 88 MHz pour une énergie de 3 nJ. Ces impulsions sont ensuite étirées à 400 ps dans un étireur d'Öffner puis passent dans un filtre acousto-optique actif (AOPDF) et une cellule de Pockels qui laisse passer les impulsions à la cadence de 10 Hz. Les impulsions ainsi sélectionnées sont amplifiées dans un premier étage amplificateur à huit passages pour atteindre une énergie de 2 mJ. Un passage à travers une deuxième cellule de Pockels permet de contrôler la durée de l'émission spontanée amplifiée (ASE) et protège l'amont de la chaîne des retours du laser après réflexion. Les impulsions passent ensuite cinq fois dans un second étage amplificateur dont elles sortent avec une énergie de 200 mJ. Un dernier étage amplificateur à quatre passages permet d'atteindre une énergie finale de l'ordre de 2,5 J. Pour éviter des distorsions du front d'onde dues aux effets thermiques dans le cristal amplificateur, ce dernier étage est refroidi à 120 K dans une chambre cryogénique. Les impulsions sont alors recomprimées sous vide secondaire grâce à quatre passages sur une paire de réseaux parallèles dont la transmission est de l'ordre de 60 %. Ces impulsions sont ensuite envoyées vers la chambre d'interaction, après réflexion sur un miroir déformable permettant de contrôler le front d'onde et transmettant 90 % de l'énergie de l'impulsion. Finalement, l'énergie sur cible est d'environ 1 J en 40 fs (durée à mi-hauteur de l'impulsion). Le contraste de l'impulsion à des échelles de temps de l'ordre de la nanoseconde est supérieur à 10^{-6} .

3.2.2 Laser JETI de l'IOQ Iéna

Le principe de fonctionnement du laser JETI de l'Institut für Optik und Quantenelektronik de Iéna est très similaire à celui de la Salle jaune [3] comme le montre la figure 3.3. Le matériau amplificateur est encore un cristal de saphir dopé au titane dont la longueur d'onde d'émission est ici de 795 nm.

L'oscillateur initial délivre des impulsions de 45 fs à une cadence de 80 MHz pour 10 nJ d'énergie. La cadence est ramenée à 10 Hz par une cellule de Pockels et un étireur allonge la durée de l'impulsion à 150 ps. Le premier gain en énergie permettant d'atteindre 2,5 mJ est réalisé grâce à un amplificateur régénératif. Un second étage amplificateur à quatre passages puis un troisième à deux passages permettent d'atteindre successivement des énergies de 240 mJ puis 1.3 J. Un compresseur à quatre réseaux ramène enfin la durée de l'impulsion à environ 90 fs avec un facteur de transmission de l'ordre de 60 %. L'énergie sur cible est donc d'environ 800 mJ. Le

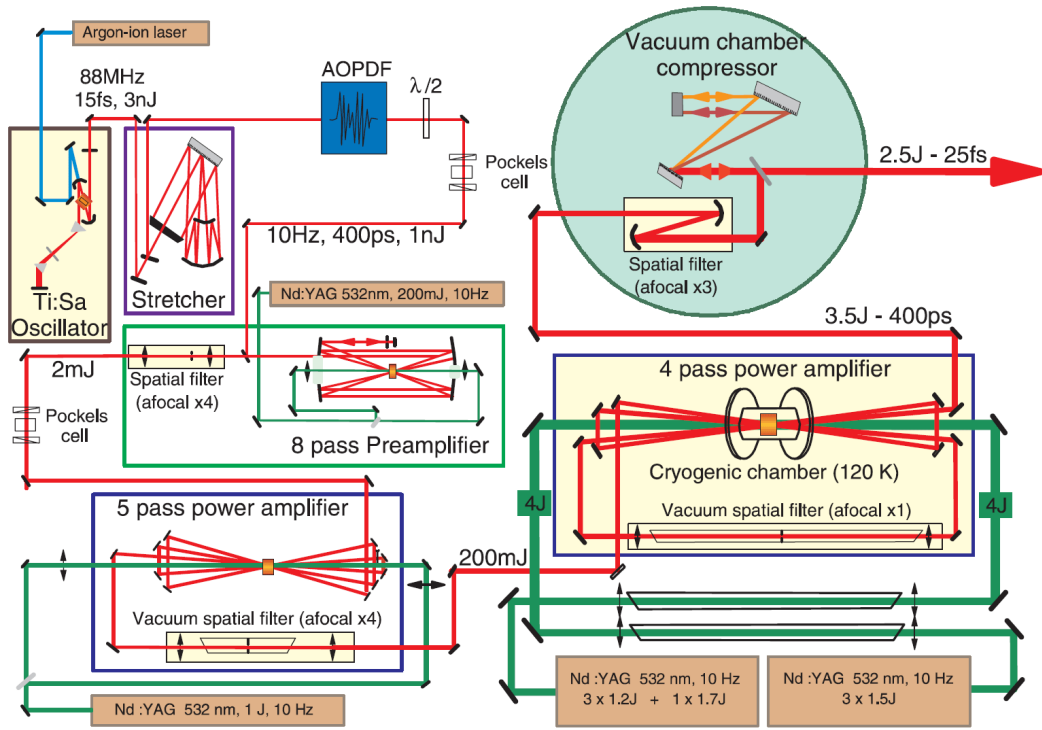


FIG. 3.2 – Synoptique du laser de la Salle jaune au Laboratoire d’Optique Appliquée. Les caractéristiques du faisceau mentionnée correspondent au valeurs optimales délivrées par l’installation et non à celles de notre expérience.

contraste final est de l’ordre de 10^{-7} .

3.2.3 Chambre d’expérience et systèmes focalisants

La chambre d’interaction est au cœur du dispositif expérimental puisque c’est le point de rencontre entre les processus de la physique des lasers et ceux de la physique des particules et des noyaux. Le vide doit y être de bonne qualité (de l’ordre de 10^{-4} mbar), d’une part pour ne pas dégrader le faisceau laser et d’autre part pour ne pas perturber l’accélération et la propagation du faisceau de particules à étudier.

Etant donné l’intensité des faisceaux laser comprimés, les optiques de transport et de focalisation fonctionnent toujours en réflexion. Sur les installations sus-citées, le faisceau comprimé a un diamètre de plusieurs centimètres avant focalisation (5 cm au LOA, 7 cm à l’IOQ). C’est l’utilisation d’une parabole hors-axe qui permet de focaliser le faisceau dans une tache focale de quelques micromètres de diamètre.

Les paraboles de focalisation sont définies par le rapport entre leur longueur focale f et le diamètre D du faisceau sur la parabole. Plus ce rapport est petit et plus petite sera la tache

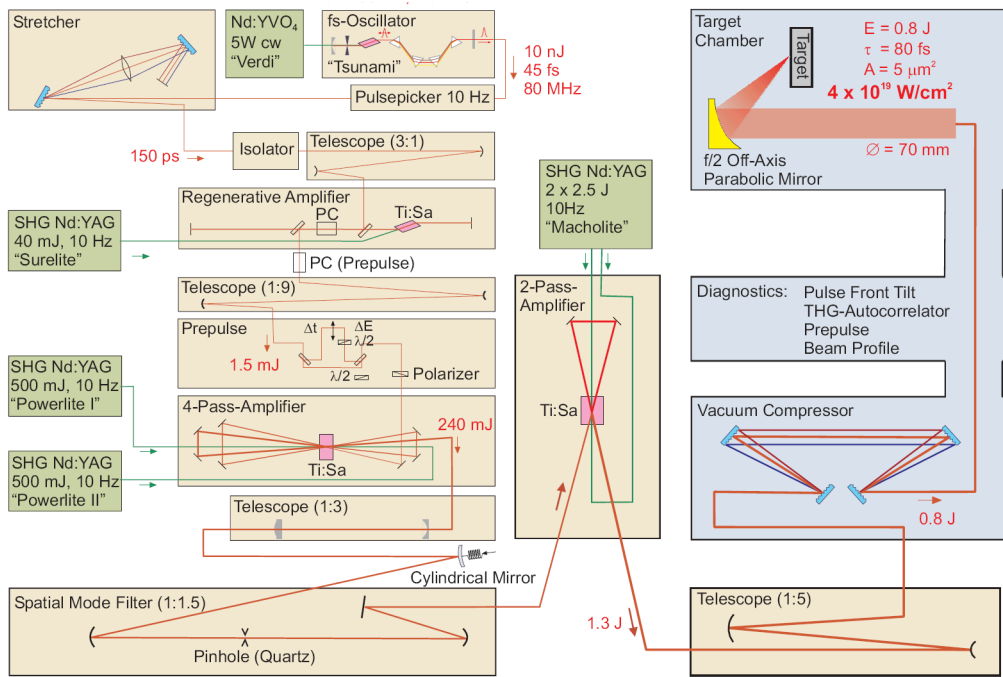


FIG. 3.3 – Synoptique du laser JETI de l'IOQ.

focale, donc plus grande l'intensité. De plus, la longueur de Rayleigh¹ sera d'autant plus petite que ce rapport est petit. Ainsi, une parabole $f/3$ ($f/D=3$) focalisera plus qu'une parabole $f/6$ ($f/D=6$) mais nécessitera une meilleure planéité de la cible. Au LOA, on utilisait une parabole $f/6$ ($f=30$ cm, $D=5$ cm) donnant lieu à une longueur de Rayleigh de $100 \mu\text{m}$ et une tache focale de largeur à mi-hauteur $3 \mu\text{m}$ contenant 50 % de l'énergie sur cible. A l'IOQ, l'énergie du faisceau laser étant plus faible et la durée plus importante qu'au LOA, il fut décidé de recourir à une parabole $f/3$ pour avoir une intensité sur cible du même ordre qu'au LOA. La tache focale avait alors un diamètre de $2 \mu\text{m}$ pour une longueur de Rayleigh d'environ $40 \mu\text{m}$. Les réglages de la tache focale étaient ainsi plus délicats et plus longs à Iéna car ils nécessitaient une plus grande précision.

Les intensités sur cibles étaient finalement de $4 \cdot 10^{19} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ au LOA et $2 \cdot 10^{19} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ à l'IOQ.

¹La longueur de Rayleigh correspond à la distance sur l'axe du faisceau entre le point où le faisceau est le plus étroit (waist) et celui où le diamètre est plus grand d'un facteur $\sqrt{2}$. Lorsqu'on se déplace d'une longueur de Rayleigh depuis le foyer du système focalisant, l'intensité est donc divisée par 2. Dans l'approximation paraxiale en supposant un faisceau gaussien, la longueur de Rayleigh z_r est donnée par $z_r = \pi w_0^2 / \lambda$ où w_0 est le diamètre minimal du faisceau et λ la longueur d'onde de la radiation.

3.3 Cibles et focalisation du faisceau laser

Toutes les expériences menées dans le cadre de cette thèse ont été réalisées sur cibles solides fines. Selon les optiques focalisantes utilisées, les longueurs de Rayleigh sont de l'ordre de 10 à 100 μm . La planéité des cibles est donc une donnée essentielle pour la reproductibilité tir à tir. Les différentes solutions adoptées en fonction des contraintes des installations (encombrement, visualisation...) sont détaillées dans cette partie.

3.3.1 Cibles du LOA

Lors de l'expérience au LOA, les cibles étaient des feuilles d'aluminium, cuivre, or et polypropylène de 10 μm d'épaisseur. Cette épaisseur est insuffisante pour que la cible soit rigide sur la superficie utilisée (environ $4 \times 1 \text{ cm}^2$). Pour assurer une rigidité suffisante, les cibles étaient collées entre deux fines plaques de nickel percées de 150 trous de 1,5 mm de diamètre espacés de 2 mm et répartis sur 6 lignes (figure 3.4). La cible est localement explosée par le laser lors de chaque tir et il est donc nécessaire de se déplacer à chaque tir (d'un trou de la grille à un autre). Le déplacement de la cible dans les trois dimensions est opéré grâce à un moteur pas à pas commandé à distance. La cible est imagée grâce à une caméra CCD placée à l'extérieur de la chambre dans le plan conjugué de la cible à travers une lentille. On contrôle ainsi le déplacement à distance. Seuls vingt trous par ligne étaient utilisables à cause de l'ombre du porte-cible pour les positions extrêmes. Le nombre total de tirs possibles par cible était donc d'environ 120.

3.3.2 Cibles tendues de l'IOQ

Pour optimiser la planéité des cibles et maximiser le nombre de tirs possibles sur une même cible, les grilles en nickel ont été abandonnées. Nous utilisons les propriétés d'expansion thermique des matériaux pour tendre les cibles dans un cadre et obtenir ainsi un meilleur contrôle de la planéité. La feuille est d'abord positionnée entre deux cadres d'aluminium non serrés. L'ensemble est alors placé au congélateur ($\sim -20^\circ \text{C}$) ou au four ($\sim 60^\circ \text{C}$) suivant le signe de la différence des coefficients d'expansion thermique linéaire entre le matériau de la cible et l'aluminium (voir tableau 3.1). Si cette différence est négative, il faut refroidir l'ensemble de manière à provoquer la contraction de chaque élément. Une fois l'ensemble refroidi, on serre les deux cadres d'aluminium de manière à rendre solidaires les 3 pièces et on sort l'ensemble du congélateur. Lors du retour à la température ambiante, les matériaux vont subir une dilatation qui sera plus importante pour le cadre d'aluminium que pour la cible. Ceci aura pour effet de tendre cette dernière. Si la différence est positive (cas du polypropylène), on procède de même en chauffant cadres et cible dans un four. La méthode est d'autant plus efficace que la différence de coefficient d'expansion est importante. Pour une cible d'aluminium, il faut donc utiliser un cadre d'un autre matériau : du laiton.

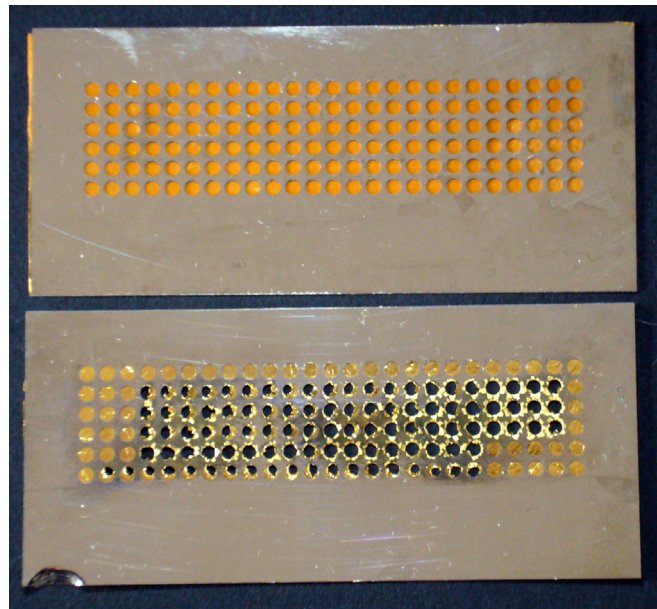


FIG. 3.4 – Cibles d’or utilisées lors de l’expérience au LOA. En haut une cible non-utilisée et en bas une cible après une centaine de tirs. La surface du trou dans la cible après un tir est bien supérieure à celle de la tache focale du laser et résulte de l’effet du choc mécanique et de la conduction thermique dans le matériau après l’interaction.

| Matériaux cible | Coefficient d’expansion thermique linéaire (K^{-1}) | Différence avec celui de l’Aluminium |
|-----------------|---|--------------------------------------|
| Al | $2,35.10^{-5}$ | 0 |
| Laiton | $2,0.10^{-5}$ | $-3,5.10^{-6}$ |
| CH | $1,4.10^{-4}$ | $1,2.10^{-4}$ |
| Ag | $1,91.10^{-5}$ | $-4,4.10^{-6}$ |
| Cu | $1,7.10^{-5}$ | $-6,5.10^{-6}$ |
| Au | $1,4.10^{-5}$ | $-9,4.10^{-6}$ |
| Ti | $8,9.10^{-6}$ | $-1,46.10^{-5}$ |
| Ta | $6,5.10^{-6}$ | $-1,7.10^{-5}$ |

TAB. 3.1 – Coefficients d’expansion thermique linéaire des différents matériaux utilisés et écarts par rapport à celui de l’aluminium.

La figure 3.5 montre un exemple de cible après utilisation. Malgré un nombre de trous conséquent (plus de 300), la cible conserve une excellente planéité.

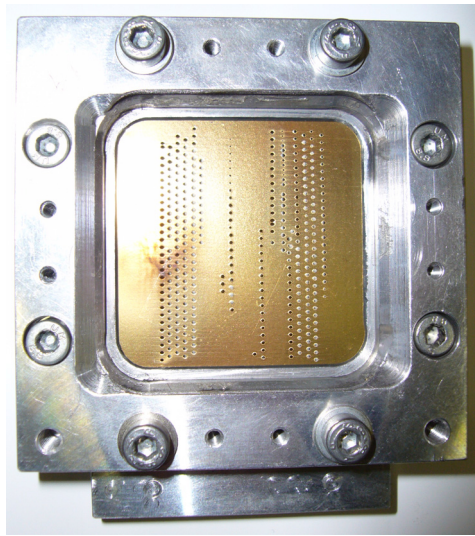


FIG. 3.5 – Cible tendue d'or dans un cadre d'aluminium après utilisation lors de l'expérience à l'IOQ. La zone à l'intérieur du cadre est un carré de 4 cm de côté.

3.3.3 Procédure de focalisation

La focalisation du faisceau sur la cible au LOA comme à l'IOQ était effectuée en deux étapes. Dans un premier temps, nous procédions à un alignement et une focalisation approchée en imageant la tache focale du laser sur la cible. Dans un second temps, la distance de la cible à la parabole de focalisation était ajustée de manière à optimiser la production d'électrons. Pour cela, le faisceau laser était utilisé à pleine puissance sur la cible et les diodes du spectromètre à électrons ainsi que le moniteur servaient à chercher la position optimale de la cible. Ces détecteurs seront décrits en détail dans les parties 3.4.3 et 3.7 mais pour cette étape, il suffit de savoir que l'amplitude des signaux mesurés augmente avec le nombre d'électrons. En maximisant l'amplitude des signaux délivrés par ces détecteurs, on maximise le nombre d'électrons émis. La figure 3.6 représente ces amplitudes en fonction de la position de la cible suivant l'axe du faisceau.

La conséquence de cette méthode de réglage est que le col du faisceau laser (tache focale de plus petite taille) ne se situe pas forcément dans le plan de la cible. Elle permet toutefois d'optimiser la production d'électrons de haute énergie dans la direction du faisceau laser, ce qui est le plus important pour nos mesures.

3.4 Mesure de la distribution en énergie des électrons dans l'axe du faisceau laser

La distribution en énergie des électrons (c'est-à-dire l'évolution du nombre d'électrons en fonction de leur énergie) est un paramètre clé du faisceau d'électrons. Cette distribution en

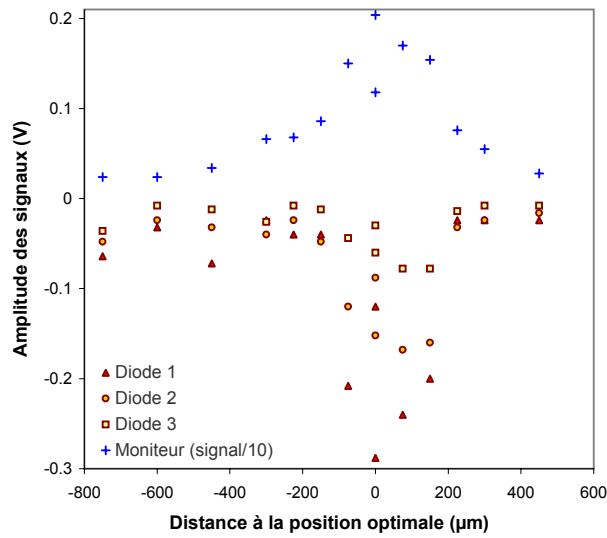


FIG. 3.6 – Amplitudes des signaux des diodes du spectromètre à électrons et du moniteur en fonction de la position de la cible sur l’axe du faisceau laser. La distance est mesurée par rapport à la position jugée optimale du point de vue de la production d’électrons de haute énergie (signaux d’amplitudes extrémales sur le moniteur et sur les diodes du spectromètre). Dans chaque série, chaque point correspond à un tir.

énergie est mesurée sur l’axe du faisceau laser au moyen de spectromètres à électrons.

3.4.1 Spectromètre à champ variable du LOA

Ce spectromètre est composé d’un électro-aimant à champ variable et de diodes permettant la détection des électrons. L’entrée du spectromètre se situe à 1 m de la cible et l’entrefer mesure 2 cm. Le champ B dans cet entrefer dépend du courant d’alimentation I selon l’expression $B(\text{T}) = 0,0138 \times I(\text{A}) - 0,0396$ [4] pour une plage d’intensité allant de quelques ampères à quelques dizaines d’ampères. Quatre diodes en silicium de 50 mm^2 de surface active, placées en sortie de l’aimant et dans le plan focal à des positions correspondant à des rayons de courbure R_i bien déterminés, permettent de mesurer le nombre d’électrons dans une plage d’énergie donnée. On fait varier l’intensité dans l’aimant pour faire varier la plage en énergie explorée avec le réseau de diodes.

Ces diodes sont blindées latéralement par un capot de plomb individuel et une plaque de cuivre de 1,5 mm d’épaisseur protège la face avant de chacune d’elles pour diminuer le flux de photons X susceptibles d’interagir avec la diode. Lorsqu’un tir est effectué, les électrons accélérés autour de l’axe du faisceau dans un angle solide de 8.10^{-5} sr entrent dans le spectromètre. Ils sont déviés en fonction de leur énergie et ceux qui arrivent sur une diode y déposent une partie de leur énergie sous forme de paires électron - trou. La plage en énergie des électrons incidents sur une diode étant assez restreinte, on peut considérer que le nombre de paires créées est proportionnel

au nombre d'électrons traversant la diode .

Les diodes sont polarisées par une haute tension à l'aide de tés de polarisation, de manière à dépléter entièrement la partie active de la jonction (d'une épaisseur de 1 mm). Leur réponse à un faisceau d'électrons monoénergétiques fait l'objet de l'annexe A. Les charges produites sont débitées à travers l'impédance de 50Ω d'un oscilloscope de bande passante 500 MHz. Un condensateur de découplage empêche que l'oscilloscope soit soumis à la haute tension. L'intégrale du signal visualisé sur l'oscilloscope est ainsi proportionnelle au nombre de paires électron-trou créées dans le silicium et donc au nombre d'électrons déposant de l'énergie dans la diode. Les 4 diodes utilisées sont associées à des rayons de courbures R_i correspondant à des énergies cinétiques E_i données par la relation :

$$E_i = \sqrt{4m_0^2c^4 - 4 \times (c.e.B.R_i)^2} - 2m_0c^2 \quad (3.1)$$

Où m_0c^2 est l'énergie de masse au repos de l'électron et e la charge élémentaire.

Pour étudier la distribution en énergie des électrons, nous faisons varier l'intensité du courant dans l'aimant entre 5 A et 40 A, ce qui correspondait au balayage d'une gamme en énergie allant de 2,6 MeV à 60,6 MeV. Du fait de la surface des diodes, celles-ci sont sensibles, à une position et une intensité données, à une certaine gamme d'énergie ΔE_i des électrons incidents. Par exemple $\Delta E_i=20$ keV pour une diode centrée autour d'une énergie de 2,6 MeV et $\Delta E_i=220$ keV pour $E_i=60,6$ MeV

Pour chaque valeur de l'intensité plusieurs tirs étaient réalisés, de manière à évaluer l'incertitude due aux fluctuations tir-à-tir. Quelques tirs étaient également réalisés avec un champ quasi-nul dans l'aimant (en l'absence de courant, le champ rémanent dans l'entrefer est seulement de l'ordre du mT) pour évaluer le bruit de fond sur nos mesures.

3.4.2 Spectromètre à champ permanent utilisé à l'IOQ

Ce spectromètre de petites dimensions² est composé de deux blocs d'aimants permanents créant un champ magnétique $B \simeq 1,05$ T dans une large zone de l'entrefer de 1 cm. La carte du champ mesuré par une sonde à effet Hall en fonction de la position dans l'entrefer est représentée sur la figure 3.7. On constate que le champ est quasi-uniforme dans toute la zone centrale de l'entrefer. Seules les zones périphériques (à moins de 1 à 2 cm du bord de l'aimant) sont soumises à un champ magnétique de norme inférieure.

La détection des électrons, basée sur le même principe qu'au LOA, se fait grâce à 5 diodes au silicium fixées dans une pièce en PVC à la sortie de l'entrefer.

²Hors blindage, les dimensions du spectromètre sont $200 \times 150 \times 90$ mm³. Le blindage en plomb (2 mm d'épaisseur) protégeant les diodes rajoute environ 50 mm à la dernière côte.

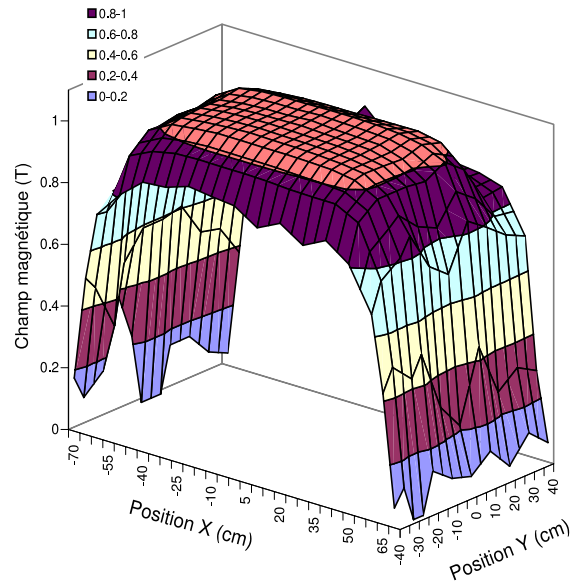


FIG. 3.7 – Carte du champ magnétique dans l’entrefer du spectromètre utilisé à l’IOQ. La mesure est réalisée avec une sonde à effet Hall en prenant comme origine le centre de l’entrefer. Les axes x et y correspondent à ceux de la figure 3.8.

Afin de déterminer la plage en énergie des électrons incidents sur chaque diode, la trajectoire des électrons relativistes dans l’entrefer de l’aimant du spectromètre a été établie. Ceci est réalisé via la résolution numérique des équations différentielles qui régissent leur mouvement [5]. Pour cette résolution, une méthode de Runge-Kutta du 4^{ème} ordre est utilisée, en considérant que les électrons sont soumis au champ magnétique représenté dans la cartographie de la figure 3.7. On contrôle la précision du calcul à chaque pas d’intégration (10^{-15} s) par un test de conservation du facteur relativiste γ à 10^{-5} près. En effet, la partie magnétique de la force de Lorentz ne travaillant pas, ce facteur (ainsi que l’énergie cinétique) est une constante du mouvement. À chaque pas, un calcul de la norme du champ magnétique est réalisé en faisant la moyenne des valeurs de champs mesurées pour les positions les plus proches de celle de l’électron. Cette moyenne est calculée en pondérant arbitrairement chaque valeur de champ par l’inverse de la distance séparant la position de l’électron de celles associées à ces mesures.

La figure 3.8 représente un schéma des trajectoires des électrons arrivant au centre de chacune des diodes.

Les électrons effectuent, en première approximation, une trajectoire semi-circulaire dans l’entrefer et reviennent donc sur la face d’entrée où ils sont détectés. Un capot de plomb de 1 mm d’épaisseur protège les diodes des particules ionisantes (électrons diffusés et photons) venant de leur arrière et des côtés, de manière à minimiser le bruit de fond.

Un collimateur en cuivre avec une ouverture de 0,5 mm de diamètre limite la dispersion

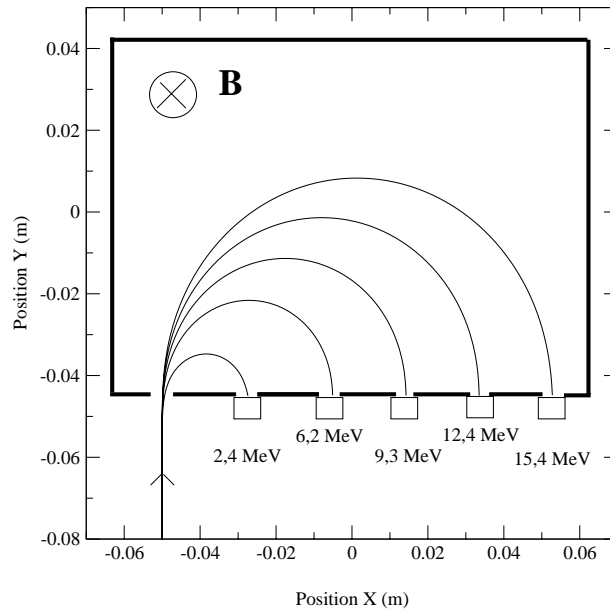


FIG. 3.8 – Schéma des trajectoires des électrons incidents au centre des diodes dans le spectromètre à champ fixe utilisé lors de l’expérience à l’IOQ. Les énergies associées à la position des centres des diodes sont indiquées sous les rectangles les symbolisant.

angulaire des électrons en entrée de l’aimant. La face arrière de ce collimateur étant située à 102 cm de la cible, l’angle solide de détection du spectromètre était de $1,85 \cdot 10^{-5}$ sr. Lors de l’expérience à l’IOQ, ce spectromètre était placé dans une chambre annexe de manière à limiter l’effet du flash laser sur les diodes.

3.4.3 Détermination du nombre d’électrons

La détection des électrons dans les deux spectromètres utilisés repose sur le même principe : on collecte le courant résultant de la dérive des paires électron - trou créées par le passage des électrons dans une jonction Si polarisée. Un électron d’énergie incidente E va en moyenne déposer une énergie δE_{Si} sous forme d’ionisation dans la zone déplétée de la diode (d’épaisseur 1 mm).

L’intégrale C du courant mesuré sur l’oscilloscope est proportionnelle au nombre de paires électron - trou créées dans le silicium et donc au nombre d’électrons déposant de l’énergie par ionisation dans la diode. On remonte à ce nombre d’électrons par la relation :

$$N(E) = \frac{C \cdot G}{R \cdot \delta E_{Si}(E) \cdot e} \quad (3.2)$$

Où $G = 3,66$ eV est l’énergie moyenne de création d’une paire électron - trou dans le

silicium [6], R est l'impédance d'entrée de l'oscilloscope (50Ω), $\delta E_{Si}(E)$ est l'énergie déposée dans le silicium et $e = 1,6.10^{-19}$ C, la charge élémentaire.

Finalement, la valeur de l'intégrale du signal C doit être corrigée pour chaque cible et chaque diode d'un bruit de fond, correspondant à la réponse de chaque diode à un tir laser en l'absence d'électrons. En pratique, il s'agissait au LOA de la valeur maximale de l'intégrale obtenue lors d'un tir où aucun courant ne passait dans l'électro-aimant (donc pas de déviation des électrons vers les diodes). Tous les tirs pour lesquels les signaux étaient inférieurs ou égaux à la valeur prise comme bruit de fond n'ont pas été considérés lors de l'analyse. A l'IOQ, une telle procédure était impossible (aimant permanent) et le bruit de fond était estimé pour chaque tir en intégrant le signal de la diode sur une plage de quelques dizaines de nanosecondes avant l'arrivée des électrons.

Pour obtenir le nombre d'électrons par unité d'angle solide et d'énergie, on divise le nombre d'électrons mesuré par l'angle solide de détection du spectromètre et par la plage d'énergie correspondant à la largeur de la diode.

3.5 Dispositif d'étude des électrons de haute énergie (>10 MeV) par activation (γ, n)

Comme décrit dans le chapitre précédent, ce dispositif permet la détermination du nombre d'électrons via la conversion de ceux-ci en γ par rayonnement de freinage puis la mesure du nombre de réactions photonucléaires induites dans un ou des échantillons de matériaux choisis.

3.5.1 Choix des matériaux

Il faut d'abord convertir les électrons que l'on veut étudier en un faisceau de photons γ . Ces γ peuvent alors induire des réactions photonucléaires dans la matière. Pour cette conversion, le choix s'était porté sur une plaque de tantale dont le rendement de Bremsstrahlung est très bon (30 % pour un électron de 10 MeV). L'épaisseur de 2 mm a été choisie pour optimiser le rapport du nombre de γ créés sur le nombre de γ réabsorbés.

Pour caractériser les faisceaux d'électrons de haute énergie, nous cherchions à activer des échantillons ayant pour noyaux résiduels des émetteurs β^+ . Cela permettait une détection en coïncidence des deux photons de 511 keV d'annihilation du positronium. Le rapport signal sur bruit est alors grandement amélioré en comparaison avec une détection sans coïncidence des γ de 511 keV.

L'espace disponible dans la chambre ne permettant pas une détection à l'intérieur de celle-ci, il était nécessaire d'extraire les échantillons activés de la chambre avant de les placer dans les bancs de comptage. Ainsi, les matériaux d'activation devaient avoir une demi-vie suffisamment longue pour que les échantillons aient une activité encore importante après l'ouverture de la

chambre et la mise en place des échantillons dans les bancs de détection. Ce temps d'attente étant typiquement de l'ordre de 5 min, les matériaux retenus devaient avoir une période de l'ordre de la minute à la dizaine de minutes. En dessous de ces valeurs, trop de noyaux actifs auraient déjà décru avant le début du comptage, au delà, l'activité d'un échantillon ne serait pas suffisante pour réaliser une mesure dans un temps limité mais aussi pour que le signal physique sorte nettement de celui associé au bruit de fond ambiant.

Les noyaux des échantillons irradiés devaient, de surcroît, avoir une section efficace de réaction (γ, n) et une abondance isotopique dans la cible les plus grandes possibles. Nous avons choisi comme noyau cible, pour des énergies d'électron supérieures à une dizaine de MeV, le ^{63}Cu . Son noyau fils a une demi-vie de 9,7 min et décroît à 97,8 % par émission β^+ . Dans le cuivre naturel son abondance est de 70 %. Le seuil de réaction (γ, n) est à 9,8 MeV et la section efficace augmente rapidement jusqu'à plusieurs dizaines de millibarns comme le montre la figure 3.9. Le coût du matériau est, du reste, raisonnable.

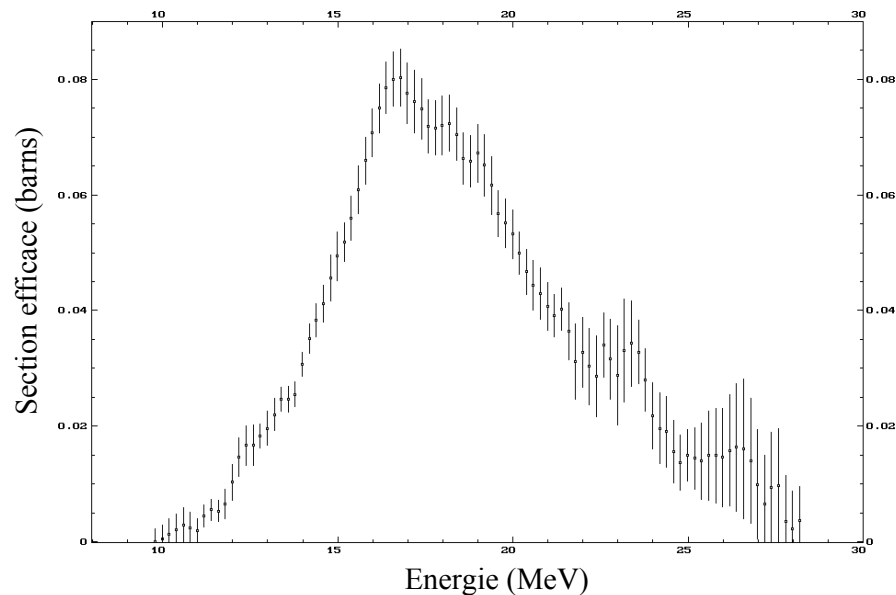


FIG. 3.9 – Section efficace de la réaction $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$ en fonction de l'énergie du γ incident (source : Exfor [7]).

3.5.2 Activation intégrale et distribution angulaire au LOA

Un pavé de Cu naturel de 1,8 cm de côté pour 4 mm d'épaisseur est fixé derrière le bloc de Ta et on place l'ensemble quelques millimètres derrière la cible. Ce dispositif présente un angle solide de détection de l'ordre de 2 sr. Il couvre ainsi la quasi-totalité de la dispersion angulaire des électrons de haute énergie comme on le verra par la suite. Le but de ce dispositif est de remonter au nombre total d'électrons d'énergie supérieure au seuil d'activation (γ, n) émis

lors de l'interaction laser-plasma.

Pour la mesure de la distribution angulaire du faisceau d'électrons, on utilise le même principe de détection avec une géométrie granulaire de petits ensembles d'activation. Treize échantillons parallélépipédiques en cuivre naturel de 10 mm d'épaisseur et de section carrée de 5 mm de côté sont disposés sur une croix curviforme par pas de 12° . Chaque échantillon a un convertisseur de tantale de 2 mm accolé à sa face avant (voir figure 3.10). Aux énergies qui nous occupent (plus de 10 MeV), le rayonnement de freinage des électrons dans le tantale est très directionnel [8,9] et, du fait de la géométrie compacte de chaque ensemble convertisseur-échantillon, les γ issus du ralentissement des électrons dans un convertisseur passent presque tous dans l'échantillon d'activation qui lui est associé³.

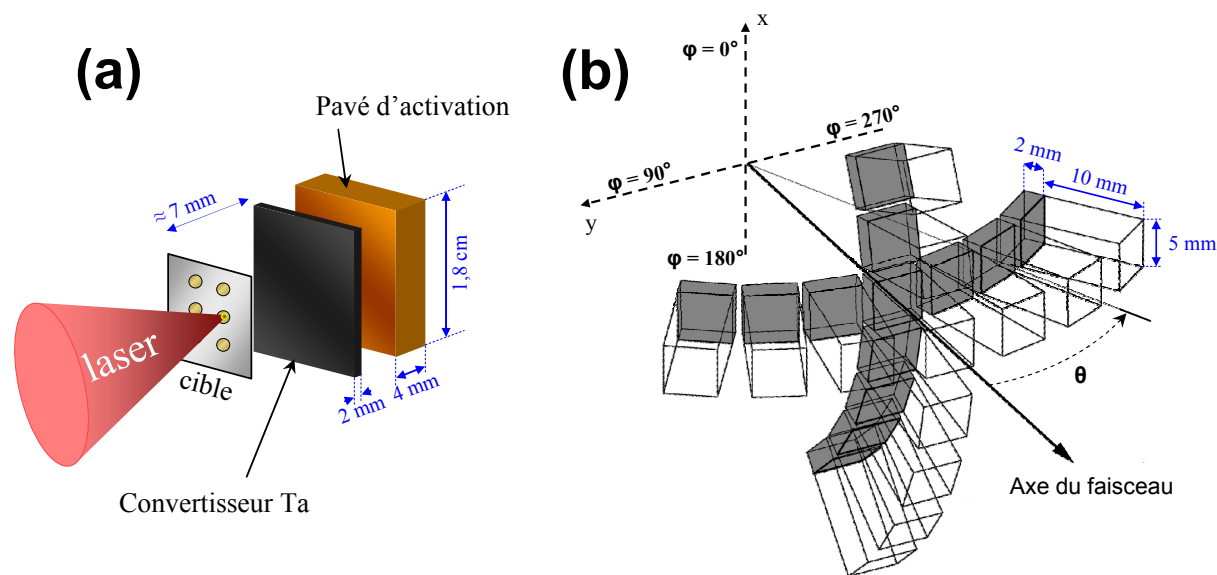


FIG. 3.10 – (a) Positionnement des éléments du dispositif d'activation intégrale. (b) Schéma de la disposition des convertisseurs en Ta (en gris) et des échantillons de Cu (transparents) lors des mesures de distribution angulaire.

Dans les deux configurations (intégrale et distribution angulaire), il était nécessaire de procéder à plusieurs tirs pour augmenter le nombre de noyaux produits et ainsi obtenir une activité mesurable. Au LOA, ce nombre était d'une vingtaine de tirs pour les activations intégrales et d'une soixantaine pour les mesures de distribution angulaire. Le temps écoulé entre le premier tir et chaque tir suivant jusqu'au N^{ème} et dernier était noté de manière à tenir compte de la décroissance des noyaux activés lors des N-1 premiers tirs pendant le temps de la séquence.

³La proportion de γ d'énergie supérieure à 10 MeV créé dans un convertisseur associé à un échantillon et passant dans l'échantillon voisin est de l'ordre de 6 %.

3.5.3 Double activation intégrale à l'IOQ

Lors de l'expérience à l'IOQ, le faisceau laser arrivait à une incidence de 45° sur la cible car une incidence normale était interdite à cause de l'absence d'un système anti-retour de la lumière laser (la lumière réfléchie aurait pu endommager les cristaux amplificateurs). Deux pavés d'activation intégrale en cuivre ont été utilisés pour définir la symétrie du faisceau d'électrons dans cette configuration. Le premier était centré sur la direction du faisceau laser et le second était aligné sur la normale à la cible au point d'interaction. Ces pavés et la plaque de Ta servant de convertisseur étaient supportés par une potence rotative commandée depuis l'extérieur de la chambre (voir schéma dans l'annexe A). Cette mobilité permettait de mettre les échantillons hors du faisceau d'électrons lors des tirs de focalisation ou d'étude de la distribution en énergie avec le spectromètre. Notons tout de suite que le second échantillon (placé sur la normale à la cible) n'a jamais été activé. Ceci met en évidence l'absence d'électrons de haute énergie dans la direction normale à la cible.

3.5.4 Mesure du nombre de réactions nucléaires

Une fois les tirs effectués, une entrée d'air est réalisée dans la chambre et les échantillons activés en sont retirés pour être placés dans les bancs de comptage dans une pièce isolée de la zone laser. Cette opération prend typiquement 5 min. Ce temps est chronométré précisément de manière à tenir compte de la décroissance radioactive dans le calcul de l'activité lors du dernier tir laser (cf.5.3.2).

3.5.4.a Bancs de mesures en coïncidence

L'activité de chaque échantillon est comptée individuellement sur un banc de coïncidence composé de deux scintillateurs à cristaux d'iodure de sodium dopé au thallium – NaI(Tl). Ces scintillateurs sont placés face à face afin de détecter simultanément les photons de 511 keV émis lors de la désintégration du positronium. Une partie des γ dépose tout ou partie de leur énergie dans le cristal en y excitant des atomes ou en les ionisant. On a ainsi création de photons X ou d'électrons qui pourront à leur tour conduire à des excitations électroniques dans la bande de conduction du cristal. Les désexcitations de cette bande via les atomes dopants (Tl) du cristal donnent essentiellement lieu à des photons visibles ou dans le proche ultra-violet (la longueur d'onde du maximum d'émission est de 413 nm). Ces photons vont pouvoir arracher des électrons sur la photocathode du tube photomultiplicateur placé à l'extrémité du cristal. Ces électrons sont "multipliés" par un ensemble de dynodes portées à des potentiels croissants. Le nombre d'électrons en sortie est proportionnel à l'énergie déposée dans le cristal. Le signal en sortie du photomultiplicateur présente un temps de montée faible (de l'ordre de 10 ns) et une décroissance quasi-exponentielle avec une constante de temps de 250 ns. Un pré-amplificateur intégré au

photomultiplicateur permet ensuite une première mise en forme du signal [6].

Plusieurs configurations de détecteurs et de systèmes d'acquisition ont été utilisées en fonction du matériel à notre disposition et d'optimisations intervenues entre les expériences. Lors de l'expérience au LOA, nous disposions de deux paires de NaI(Tl) de deux pouces de diamètre et deux pouces d'épaisseur. Leur résolution en énergie étaient typiquement de 7 % à 511 keV.

Dans chaque banc de mesure, les faces des détecteurs étaient placées à 2 cm de distance et l'échantillon était positionné au centre du dispositif dans un capot de plomb de 2 mm d'épaisseur. Ce capot permettait d'assurer la localisation de la formation du positronium lors de l'émission β^+ et donc celle de la source des paires de γ de 511 keV que l'on veut détecter. L'efficacité dans cette configuration a été évaluée (voir chapitre 4) à 2 %. Ce dispositif pouvait mesurer des taux de désintégration β^+ de $(0,30 \pm 0,05) \text{ s}^{-1}$.

A l'IOQ, 6 paires de scintillateurs étaient disponibles, quatre paires de NaI(Tl) 2"×2" et deux paires de BaF₂. Les résolutions en énergie pour les NaI sont les mêmes qu'au LOA, pour les BaF₂, elles sont de 21 %. La géométrie de la détection et sa reproductibilité avaient été optimisées de manière à obtenir une efficacité de 4,1 % à 4,5 % pour les NaI et de 6,8 % à 7,6 % pour les BaF₂ (la variation provenant de l'efficacité intrinsèque des détecteurs). Ce dispositif pouvait mesurer des taux de désintégration β^+ de $(0,24 \pm 0,02) \text{ s}^{-1}$.

Les taux de comptages maximum en coïncidence étaient très différents entre les deux expériences :

- Au LOA, le taux de comptage maximal atteint était de 37 s^{-1} pour un bruit de fond avoisinant les 5.10^{-3} s^{-1} .
- A l'IOQ, le maximum obtenu (pour plusieurs centaines de tirs!) était seulement $0,07 \text{ s}^{-1}$ pour un bruit de fond d'environ 10^{-2} s^{-1} .

Dans les deux cas, les taux de comptages pour chaque détecteur (sans coïncidence) étaient très faibles ($\ll 1000 \text{ s}^{-1}$) en regard de l'inverse du temps caractéristiques des scintillateurs utilisés⁴. L'empilement dans les détecteurs était ainsi négligeable dans le cas de la détection des désintégration du ⁶²Cu.

Le nombre total de coïncidences détectées est bien sûr très variable en fonction du taux et du temps de comptage mais variait (une fois le bruit de fond soustrait) au LOA entre quelques unités (cas d'un échantillon de distribution angulaire, à l'extrémité d'un bras de la croix, compté pendant 2 minutes) et environ 3.10^4 (cas d'un échantillon d'activation intégrale, compté pendant environ 40 minutes, pour une cible d'or). A l'IOQ, le minimum était compatible avec le bruit de fond et le nombre maximal était d'une centaine de coïncidences en 1h30 de comptage (toujours en soustrayant le fond).

⁴Le temps caractéristique de désexcitation du cristal de NaI est d'environ 250 ns (décroissance exponentielle). Pour un cristal de BaF₂, il y a deux composantes, avec un temps caractéristique d'environ 0,7 ns pour l'une et 630 ns pour l'autre.

3.5.4.b Electronique associée

Comme on l'a vu, les photomultiplicateurs des scintillateurs délivrent un signal électrique dont l'intégrale est quasi-proportionnelle à l'énergie déposée. Cependant ce signal ne peut être utilisé comme tel. Il faut d'une part le mettre en forme et le numériser pour qu'il puisse être mémorisé dans un système d'acquisition informatique et d'autre part s'assurer de la coïncidence temporelle entre les signaux provenant des deux scintillateurs de chaque paire afin de déterminer quelles impulsions proviennent d'une décroissance β^+ et éliminer les autres. Chaque paire de détecteurs est ainsi associée à une chaîne électronique comprenant deux voies "lentes" de spectroscopie (une pour chaque détecteur) et une voie "rapide" dont le rôle est de déterminer le synchronisme des signaux provenant des deux détecteurs.

On utilise pour cela une électronique modulaire aux formats NIM (Nuclear Instruments Modules) et CAMAC (Computer Automated Measurement and Control). Dans ce type d'électronique, chaque module assure une fonction spécifique détaillée ci-après. Les diverses chaînes utilisées au cours des différentes expériences présentaient quelques différences en raison du nombre limité de modules identiques mais le schéma global est toujours sensiblement le même. Un exemple est donné sur la figure 3.11 avec le montage détaillé utilisé pour l'une des deux paires de NaI utilisées au LOA. Les voies de spectroscopie passent par les amplificateurs et constituent les voies "lentes" (en bleu sur le schéma). Les voies "temps" passent par les amplificateurs rapides, les discriminateurs à fraction constante puis le convertisseur temps-amplitude et constituent les voies "rapides" (en rouge sur le schéma). Un générateur d'impulsions associé à un diviseur constitue une troisième voie permettant de mesurer le temps mort de l'ensemble du système d'acquisition (en vert sur le schéma).

Les paragraphes suivants décrivent sommairement les fonctions des différents éléments de la chaîne d'électronique.

Amplificateurs de spectroscopie : Ce module amplifie et met en forme le signal sortant du pré-amplificateur pour permettre sa numérisation dans le codeur d'amplitude (ADC). La mise en forme sert à optimiser la résolution en énergie. Ceci passe par un allongement important de la durée de l'impulsion (de l'ordre de la microseconde).

Amplificateurs rapides (TA ou TFA) : Les signaux rapides sont prélevés, lorsque c'est possible, sur l'avant dernière dynode du photomultiplicateur ou, à défaut, en dérivation sur son anode (la polarité est alors différente). Ces signaux étant de faible amplitude, ils doivent être amplifiés sans altérer leurs caractéristiques temporelles. Il faut alors utiliser des amplificateurs rapides qui ne dégradent pas le temps de montée : "Timing Amplifier" (ou "Timing Filter Amplifier" pour certains grâce auxquels on peut ajuster le temps de montée de l'impulsion et filtrer le bruit). La linéarité de ces modules étant moindre que celle des amplificateurs de spectroscopie,

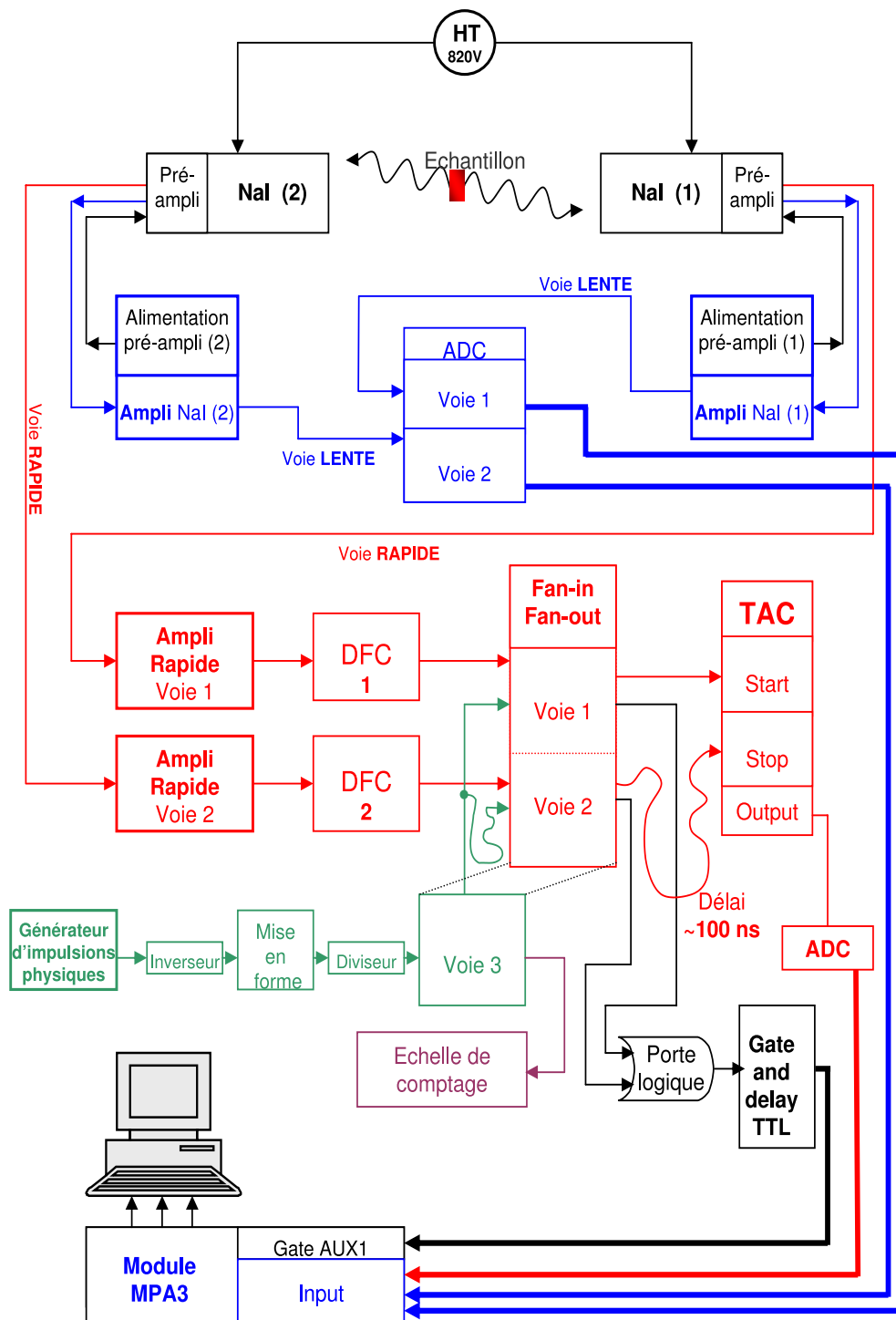


FIG. 3.11 – Exemple de chaîne d'électronique pour la détection en coïncidence des deux γ de 511 keV

la résolution en énergie est dégradée mais les informations temporelles sont conservées.

Discriminateurs à fraction constante (DFC) : Il faut tout d'abord distinguer les signaux physiques d'intérêt du bruit de fond et de tous les événements correspondants à un dépôt d'énergie dans le détecteur très inférieur à 511 keV. Le critère de choix est l'amplitude du signal : on ne s'intéresse au final qu'à des événements dans la gamme de 511 keV, donc à des impulsions provenant des détecteurs avec une amplitude assez importante (typiquement plusieurs dizaines de mV). D'autre part, il faut déterminer l'instant d'arrivée du signal.

Le rôle d'un discriminateur est de ne délivrer un signal logique que lorsque que le signal en entrée dépasse une certaine amplitude. Il permet donc d'éliminer la multitude d'impulsions de très basse énergie et le bruit électronique. Cette méthode de discrimination sur un seuil présente cependant l'inconvénient d'une fluctuation temporelle dépendant de l'amplitude du signal (et donc détruisant la résolution temporelle). En effet, le temps mis par une impulsion pour que son amplitude atteigne le seuil du discriminateur dépend de son amplitude maximale (phénomène de "walk", dessin du haut dans la figure 3.12).

Pour minimiser cela, on utilise des discriminateurs à fraction constante. Leur fonctionnement s'appuie sur l'existence d'une fraction f du signal pour laquelle le temps mis à l'atteindre ne dépend pas de l'amplitude dudit signal [10]. La première étape est de dupliquer l'impulsion initiale d'amplitude maximale V . La première copie est atténuée d'un facteur f tandis que la seconde est inversée et retardée. Le retard est tel que l'instant où l'amplitude de celle-ci atteint la valeur $-fV$ correspond à celui où la première copie est à son amplitude maximale (fV). Le module fait alors la somme des deux impulsions. On obtient un signal bipolaire dont l'instant du passage à zéro correspond à l'instant où le signal retardé atteint la fraction f de son amplitude maximale. A l'instant du passage à zéro, le DFC délivre un signal logique en sortie. Ainsi, quelle que soit l'amplitude du signal en entrée, le signal logique est toujours généré au même instant par rapport au maximum de l'impulsion.

Convertisseur temps-amplitude (TAC) : Il s'agit d'un module délivrant une impulsion analogique dont l'amplitude est proportionnelle à l'écart en temps entre deux signaux logiques, l'un arrivant sur une entrée "start" et l'autre sur une entrée "stop". Schématiquement, lors de l'arrivée d'un signal sur l'entrée "start", le module commence à charger un condensateur et cesse cette charge lorsqu'un signal arrive sur l'entrée "stop". Une plage de temps est prédéfinie de sorte que si aucun signal "stop" n'est arrivé dans cet intervalle de temps après un "start", le module soit remis à zéro sans délivrer d'impulsion en sortie.

Mesure du temps mort : Une dernière voie a été mise en place pour estimer le temps mort du système d'acquisition. Ce temps mort est le temps pris par le système d'acquisition pour

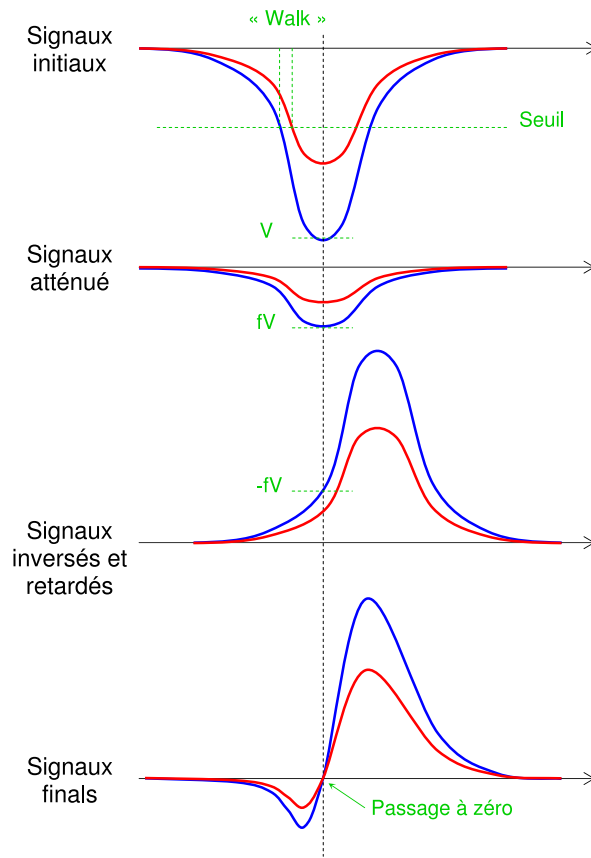


FIG. 3.12 – Principe de fonctionnement du discriminateur à fraction constante. L'impulsion est atténuée d'un facteur f , une copie de l'impulsion d'origine est inversée et retardée de telle manière que l'instant t où son amplitude atteint $-fV$ soit celui où l'impulsion atténuée atteint son maximum. Les deux impulsions sont alors sommées et à t , le signal sommé passe par 0 quelle que soit l'amplitude initiale de l'impulsion.

traiter un signal. Pendant ce laps de temps, aucun autre signal ne pourra être enregistré. L'idée consiste à générer artificiellement des impulsions dont on connaît la fréquence de récurrence dans le circuit de détection. Elles sont injectées au niveau des préamplificateurs des NaI (entrées Test) ou à défaut au niveau des entrées du TAC (d'où la nécessité d'un module "fan-in / fan-out"). Les coïncidences entre les signaux issus du générateur d'impulsions physiques vont donc apparaître sur le spectre en temps du TAC. Un retard de 60ns à l'entrée de la voie 2 du module "Fan-In / Fan-Out" permet de discriminer les informations issues du générateur d'impulsions des autres impulsions physiques. Le nombre d'impulsions délivrées par le générateur est compté en parallèle dans une échelle de comptage. Le rapport entre le nombre de coïncidences associées au générateur relevé dans le spectre en temps et le nombre d'impulsions effectivement délivrées (et mesuré par l'échelle de comptage) nous donne la proportion de temps "actif" par rapport au temps d'acquisition.

Convertisseur analogique-numérique (ADC) et logiciels d'acquisition : Le convertisseur analogique-numérique (ou ADC pour Analog to Digital Converter) mesure l'amplitude de l'impulsion électrique en entrée et transforme cette valeur en un nombre. Il est couplé à une carte d'acquisition informatique et à un logiciel permettant d'enregistrer les données dans une mémoire. Pour un ensemble d'impulsions successives arrivant dans l'ADC, les données sont d'une part stockées dans une mémoire et d'autre part rangées dans un histogramme en fonction de l'amplitude des impulsions en entrée. Si cette entrée correspond à la sortie d'un amplificateur de spectroscopie, l'histogramme représente le spectre en énergie mesuré par le détecteur. S'il s'agit de la sortie d'un convertisseur temps-amplitude (TAC), on obtient le "spectre en temps" représentant le nombre de coïncidences en fonction du retard entre les deux impulsions entrant dans le TAC.

Divers logiciels d'acquisition (et ordinateurs) ont été utilisés lors des expériences mettant en jeu des activations de matériaux : CAMDA et MPA-3 au LOA, OASIS à l'IOQ et au LULI (voir chapitre 6). Dans tous les cas, ces logiciels, en plus de gérer le stockage des informations énergie et temps pour chaque événement, permettaient de visualiser en direct les histogrammes représentant les spectres en énergie et en temps. La sélection "temporelle" des événements est assurée par la porte logique & de la chaîne électronique. Le logiciel d'acquisition permet d'ajouter un filtrage supplémentaire en définissant des régions d'intérêt autour de 511 keV dans les spectres en énergie. Ceci permet de conditionner en cours d'acquisition l'incrémentement des spectres en temps par les zones d'intérêt en énergie : l'événement n'est alors mémorisé dans l'histogramme que s'il correspond à un dépôt total d'énergie proche de 511 keV dans chaque détecteur.

Le bruit de fond de l'ensemble du système de détection est évalué en faisant régulièrement des acquisitions dans les mêmes conditions que les comptages d'échantillons actifs mais avec un échantillon "froid" dont la dernière irradiation est très ancienne en regard de la demi-vie des noyaux activés et de son activité antérieure. Lors de l'expérience au LOA, le bruit de fond était typiquement de 5.10^{-3} s^{-1} . Compte tenu de l'efficacité de détection, ce bruit permettait de détecter des activités supérieures à 0,25 Bq.

3.6 Caractérisation des électrons de basse énergie avec des films radiochromiques

Lors de cette étude réalisée auprès du laser JETI de l'IOQ, nous avons cherché à étudier la distribution angulaire d'un faisceau d'électrons de trop faible énergie pour que l'on puisse recourir à une technique d'activation nucléaire. On caractérisait ici la distribution du faisceau au delà de 1,4 MeV. Les électrons étaient produits par l'interaction du faisceau laser avec une feuille de Ta de 10 μm d'épaisseur. L'angle d'incidence était de 45° . Selon leur énergie, les électrons interagissaient successivement dans les différents éléments de l'empilement des films et

absorbants décrit ci-dessous.

3.6.1 Caractéristiques des films utilisés

Les films radiochromiques étaient des Gafchromic MD55 et HD810. Il s'agit de films de polyester contenant une zone active sensible aux particules ionisantes : le matériau bleuit lors d'un dépôt d'énergie sous forme d'ionisation. La densité optique varie ainsi avec la dose reçue par le film (c'est-à-dire la quantité d'énergie déposée par unité de masse du matériau). Les films HD810 ont une épaisseur totale de 104 μm dont 13 μm de zone active. Le fabricant garantit une variation linéaire de la densité optique du film en fonction de la dose entre 0 et 300 Gy. Les films MD55 (plus sensibles) ont une épaisseur de 241 μm dont 64 μm de zone active. Leur réponse est linéaire entre 0 et 80 Gy [11].

3.6.2 Composition de l'empilement de films

L'empilement était composé de cinq films radiochromiques des deux types intercalés entre des plaques de cuivre de 1 ou 2 mm d'épaisseur, le tout emballé dans deux feuilles d'aluminium de 10 μm d'épaisseur, suivant le schéma représenté sur la figure 3.13. Chaque élément avait une section carrée de 60 mm de côté. Le premier film HDt, servant de témoin, était sensible à la quasi totalité des particules et était complètement saturé. Les films suivants étaient sensibles uniquement aux électrons ayant initialement une énergie suffisante pour traverser les films et absorbants placés devant eux. Par contre, ces films étaient également sensibles aux particules secondaires générées par l'interaction des électrons avec les matériaux les précédant. Un film était également placé suivant la normale à la cible au point d'interaction pour vérifier l'absence d'électrons dans cette direction.

3.6.3 Positionnement de l'empilement

Comme pour les échantillons d'activation, il était primordial que les films ne soient pas irradiés par les particules ionisantes lors des tirs de réglage du faisceau. Pour cela, ils étaient fixés sur une plaque de plomb recourbée de 2 mm d'épaisseur, elle-même suspendue à une potence rotative depuis l'extérieur de la chambre. Lors des tirs préliminaires à l'irradiation, les films étaient placés hors de l'axe du faisceau et dans l'ombre de la plaque de plomb (voir figure 3.14 et annexe A). Un film "témoin" était disposé dans la direction de la normale à la cible au point d'interaction pour vérifier à nouveau que les électrons, même en dessous de 10 MeV, étaient uniquement accélérés dans la direction du faisceau laser. Lors de leur irradiation, la potence était ramenée face à la cible et l'empilement de films était positionné de telle manière que les centres des films étaient alignés sur le faisceau laser. Les films faisaient donc un angle de 45 ° avec la cible (le faisceau laser étant en incidence oblique avec ce même angle). La distance de la face avant de l'empilement à la cible était de $(5,2 \pm 0,3)$ cm.

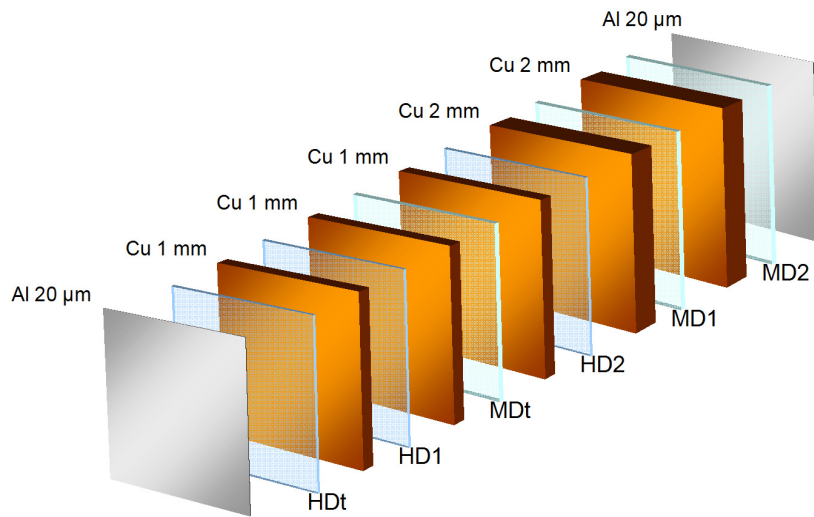


FIG. 3.13 – Composition de l'empilement de films radiochromiques et d'absorbants en cuivre. L'ensemble est emballé dans deux couches d'aluminium de $10\ \mu\text{m}$ d'épaisseur de manière à le protéger de la lumière. Le faisceau d'électrons arrive de la gauche de la figure et voit en premier le film "HDt".

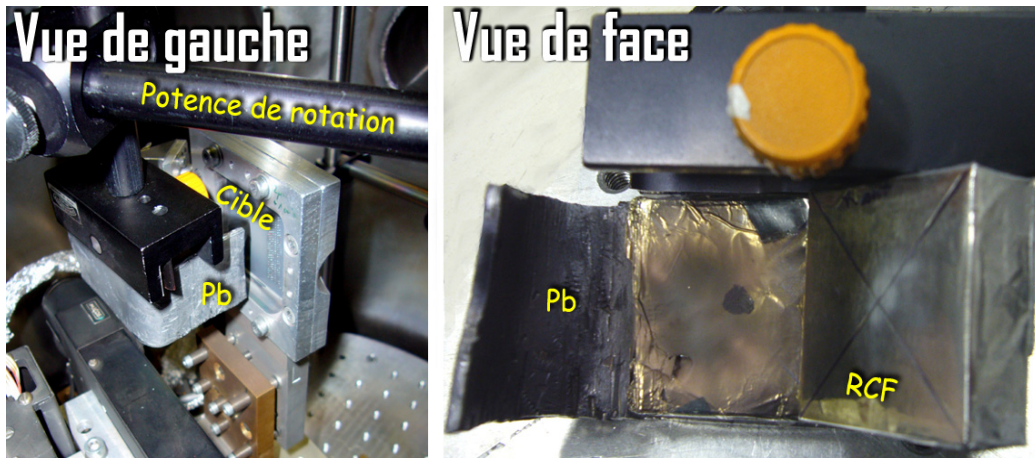


FIG. 3.14 – Photographies du dispositif utilisé à l'IOQ pour positionner l'empilement de films radiochromiques et le protéger durant les tirs préliminaires (voir aussi annexe A).

3.7 Estimation de la reproductibilité

Les lasers ultra-intenses sont à ce jour objets de recherches et développements et ils manquent de stabilité dans la reproduction des tirs. Lors de nos expériences sur les faisceaux d'électrons, il n'était pas rare de voir l'énergie du faisceau fluctuer de 10 à 15 % au cours d'une séquence de tirs. Il faut ajouter à cela les difficultés inhérentes aux cibles solides : planéité, difficulté de focalisation et fluctuations aléatoires de l'interaction du faisceau avec le pré-plasma

formé par l'ASE avant que l'impulsion principale n'arrive sur la cible. La convolution de tous ces paramètres amène à des fluctuations tir à tir du nombre d'électrons pouvant atteindre 70 % sur une séquence. Il est donc nécessaire d'évaluer la "qualité" de chaque tir au moyen d'un moniteur : un scintillateur disposé dans l'axe du faisceau laser.

3.7.1 Moniteur LOA

Dans l'expérience au LOA, le moniteur était un scintillateur NaI(Tl) 2"×1" couplé à un photomultiplicateur. L'ensemble était inséré dans un important blindage en plomb d'épaisseur 10 cm, pourvu d'une ouverture de 1 cm de diamètre, elle-même bouchée par une pièce de plomb et de cuivre de 5 mm d'épaisseur. Il était placé à 5 m de la cible à la même hauteur et intégrait donc le flux de photons émis dans l'axe du faisceau. Le signal de sortie du photomultiplicateur était mis en forme dans un amplificateur et envoyé sur un oscilloscope.

3.7.2 Moniteur IOQ

A l'IOQ, le moniteur était un scintillateur au fluorure de baryum (BaF_2) de section hexagonale, de diagonale principale 55 mm et d'épaisseur 125 mm. Il était fixé à l'arrière de la chambre dédiée au spectromètre à environ 1,3 m de la cible. Le photomultiplicateur du scintillateur était polarisé avec une tension de -1000 V. La sortie de son photomultiplicateur était envoyée sur un amplificateur permettant de mettre en forme le signal de manière à le coder au moyen d'un ADC et du logiciel MPA-3. Ainsi, on conserve dans un fichier l'amplitude de chaque impulsion de même que le temps (depuis le début de la séquence) qui lui est associé.

3.7.3 Corrélations électrons – moniteur

Durant la procédure de focalisation, on enregistre simultanément les signaux issus du moniteur et des diodes du spectromètre. Ceci permet de vérifier la corrélation entre l'amplitude du signal dû au flux de photons intégré dans le scintillateur et le nombre d'électrons suprathermiques détectés par les diodes. Lors d'un tir, on a empilement dans le scintillateur de tous les photons incidents quelque soit leur énergie. La figure 3.15 met en évidence une corrélation entre les amplitudes : plus l'amplitude du signal des diodes est importante (donc le nombre d'électrons détectés pour une énergie donnée), plus l'amplitude du signal du moniteur est grande, même pour la diode 3 correspondant aux grandes énergies (~ 10 MeV). Le scintillateur est par conséquent un bon outil pour juger de la qualité de l'interaction laser-plasma quant à la production d'électrons de haute énergie

3.7.4 Reproductibilité tir à tir

Durant les séquences de tirs d'activation, le spectromètre ne peut être utilisé puisque son entrée est masquée par l'échantillon d'activation. Le moniteur permet alors d'évaluer tir à

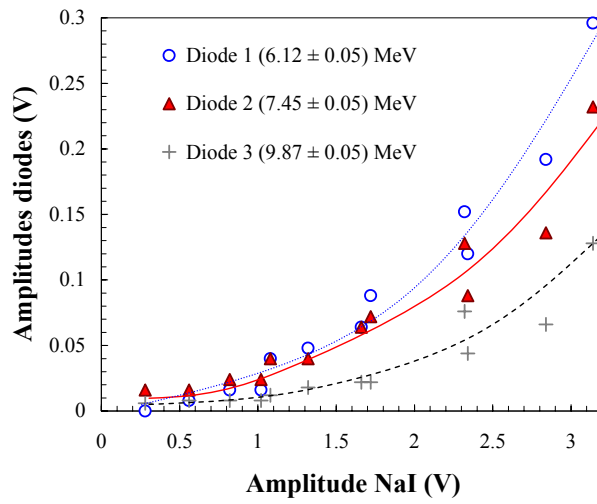


FIG. 3.15 – Corrélation entre l’amplitude du signal du moniteur et les amplitudes des signaux des diodes du spectromètre à électrons (LOA). La plage d’énergie des électrons détectés est donnée entre parenthèses pour chaque diode.

tir la reproductibilité de l’interaction. Cela autorise entre autre l’observation d’une éventuelle perte de focalisation due à un défaut de planéité de la cible. La figure 3.16 donne un exemple de la distribution des amplitudes des signaux du moniteur lors d’une série de tirs d’activation au LOA : la séquence de tir donne lieu à 3 catégories d’événements : des tirs de qualité médiocre (signal $< 1,6$ V), des tirs de bonne qualité (signal moniteur autour de 3 V) et un très bon tir (signal proche de 5 V).

Il est à noter que lors d’une séquence d’activation, les contributions de chaque tir s’additionnent. Il est impossible de déterminer quelle part de l’activité finale est due à tel ou tel tir. Le moniteur est donc nécessaire pour juger de la qualité de chaque tir et en tenir compte dans l’analyse (voir partie 5.3.2).

3.8 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons passé en revue les différents éléments des dispositifs expérimentaux permettant l’étude d’un faisceau d’électrons suprathermiques. La première partie du chapitre était consacrée aux éléments spécifiques à chaque installation (laser, système focalisant, cibles, etc...). Les paragraphes suivants s’attachaient à décrire les dispositifs de détection qui sont, eux, transposables à n’importe quelle installation laser de puissance (mis à part peut-être le spectromètre du LOA qui pèse tout de même plus d’une tonne et demie).

L’étude complète de la partie suprathermique du faisceau passe par la connaissance de plusieurs paramètres : distribution en énergie, forme de la distribution angulaire, nombre total d’électrons. Plusieurs diagnostics complémentaires sont donc utilisés : un spectromètre à

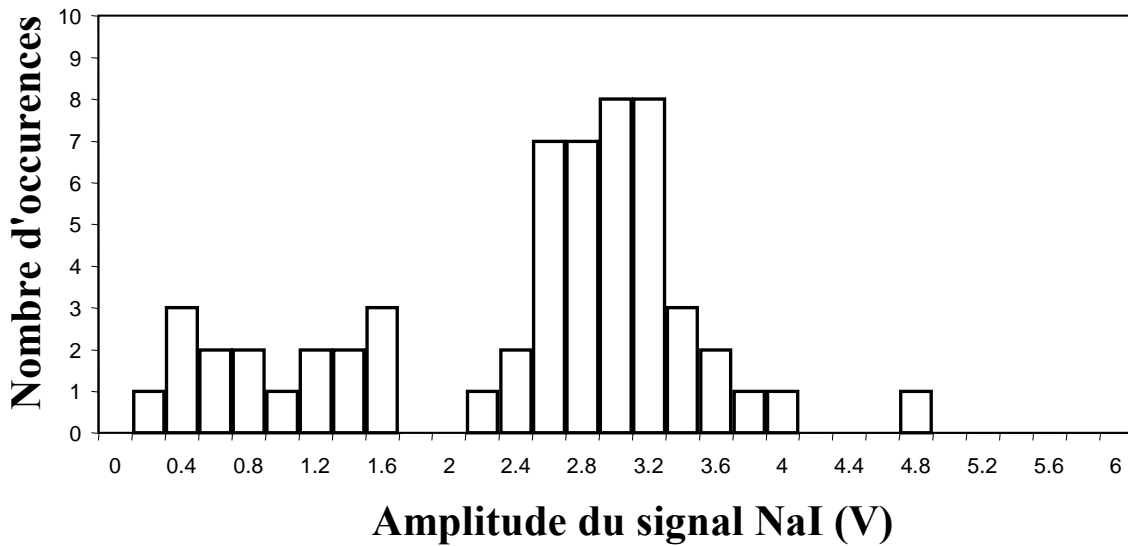


FIG. 3.16 – Exemple d’histogramme de reproductibilité obtenu au LOA avec le moniteur NaI pour une séquence d’une soixantaine de tirs sur une cible de polypropylène (Mesure de distribution angulaire par activation).

électrons, un dispositif d’activation intégrale interceptant la quasi-totalité du faisceau et une croix d’échantillons de granularité plus fine pour accéder à la distribution angulaire du faisceau et éventuellement à sa symétrie. Les empilements de films radiochromiques donnent de surcroît une indication à la fois sur la distribution en énergie et sur la distribution angulaire du faisceau et est indispensable si l’énergie des électrons n’est pas suffisante pour induire des réactions (γ, n). Enfin, un moniteur évalue la reproductibilité des tirs lors d’une séquence d’activation.

Les observables expérimentales sont ainsi :

- Le courant en sortie des diodes du spectromètre
- L’activité en ^{62}Cu dans les échantillons d’activation
- La densité optique des films radiochromiques

Nous allons voir dans le chapitre suivant comment remonter aux caractéristiques du faisceau d’électrons à partir de ces quantités.

Notons enfin que les limitations de la méthode sont explicites dès ce chapitre : le dispositif d’activation n’est sensible qu’aux électrons dont l’énergie dépasse le seuil de la réaction $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$ et le bruit de fond sur les bancs de mesure en coïncidence exigent des activités supérieures à quelques dixièmes de Becquerel dans les échantillons (d’où la nécessité d’effectuer plusieurs tirs).

Bibliographie

- [1] D. Strickland et G. Mourou, *Opt. Comm.*, 56 (1985) 219
- [2] M. Pittman, S. Ferré, J.P. Rousseau, L. Notebaert, J.P. Chambaret, G. Chériaux, *Appl. Phys. B*, 74 (2002) 529
- [3] S. Pfoth, *Diplomarbeit, Friedrich-Schiller-Universität, Jena* (2006)
- [4] V. Malka, *Utilisation du spectromètre à électrons à 200 MeV, publication interne LULI-LOA* (novembre 2000)
- [5] F. Gobet, *Communication privée*
- [6] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments a How-to Approach*, Springer-Verlag (1987) pp 157-158
- [7] Base de donnée EXFOR de l'Agence Internationale de l'Energie Atomique (IAEA) : <http://www-nds.iaea.org/exfor>
- [8] N.A. Abibullaev, K.K. Begimkulov, U.S. Salikhbaev, *Atomic Energy* 92 (2002) 272
- [9] M. I. K. Santala, M. Zepf, I. Watts, F. N. Beg, E. Clark, M. Tatarakis, K. Krushelnick, A. E. Dangor, T. McCanny, I. Spencer, R. P. Singhal, K.W. D. Ledingham, S. C. Wilks, A. C. Machacek, J. S. Wark, R. Allott, R. J. Clarke et P. A. Norreys, *Phys. Rev. Lett.* 84 (2000) 1459
- [10] D.A. Gedcke, W.J. McDonald, *Nucl. Instr. and Meth.*, 55 (1967) 377
- [11] <http://www.ispcorp.com/products/dosimetry/content/gafchromic>

Chapitre 4

Caractérisation des électrons à bas flux et basse énergie

4.1 Introduction

Le but de notre étude est de caractériser les faisceaux de particules de suffisamment haute énergie pour induire des excitations ou des réactions nucléaires. Pour des échantillons de cuivre à activer, cela suppose des énergies d'électrons de l'ordre d'une dizaine de MeV au minimum. Nous avons développé deux diagnostics différents pour caractériser ces électrons. L'un est basé sur la technique d'activation nucléaire et est bien adapté pour caractériser des faisceaux dans lesquels un grand nombre d'électrons ont plus de 10 MeV. Il fera l'objet du chapitre suivant. Le second diagnostic repose sur l'utilisation d'un empilement de films radiochromiques et d'absorbants. Il est bien adapté pour étudier les faisceaux à plus basse énergie ou à plus bas flux d'électrons de haute énergie. Ce cas a été rencontré lors de notre expérience avec le laser JETI de l'IOQ.

Ce chapitre décrit le protocole développé pour remonter des mesures de densité optique des films d'un empilement utilisé lors de cette expérience aux caractéristiques du faisceau d'électrons. Dans un premier temps, on utilise le spectromètre à électrons pour déterminer le spectre en énergie des électrons dans une direction donnée. Ceci sert de point de départ à l'analyse des distributions en densité optique et permet de calculer la distribution angulaire des électrons, puis l'évolution de leur distribution en énergie en fonction de leur angle d'émission.

Chacune des étapes de ce processus nécessite l'utilisation de simulations pour décrire les interactions des électrons dans les diodes du spectromètre ou dans les différentes couches de l'empilement de films et d'absorbants. Nous avons pour cela employé le code GEANT3, décrit dans la première section de ce chapitre.

4.2 Le code GEANT3

Le code GEANT3 est un programme de type Monte-Carlo développé par le CERN pour simuler le passage de particules élémentaires à travers la matière [1]. Il permet de reproduire le transport des particules dans un dispositif expérimental choisi, ainsi que le suivi de toutes les particules secondaires générées par l'interaction des particules primaires avec la matière traversée. Il inclut de plus une interface graphique permettant de représenter le dispositif sus-dit et les trajectoires des particules dont on simule le parcours l'une après l'autre.

Le code GEANT se décompose en plusieurs sous-programmes gérant les différentes étapes de la simulation : initialisation du programme, géométrie du dispositif expérimental, cinématique des particules, suivi des particules pas à pas dans la matière, probabilité des interactions dans la matière, fin du suivi d'une particule (lorsqu'elle est arrêtée ou qu'elle sort du volume étudié), fin de la simulation, etc...

Ainsi, le sous-programme de géométrie de GEANT permet de décrire un dispositif expérimental au moyen de volumes auxquels on attribue un "code matériau". Ce code fait référence à une banque de données contenant toutes les caractéristiques des matériaux (densité, numéro atomique, nombre de masse, longueur de radiation) nécessaires aux calculs des probabilités et résultats des différentes interactions physiques. Les positions des volumes dans l'espace sont ensuite définies au moyen d'un système de coordonnées cartésiennes. Le tout est contenu dans un "volume mère" définissant les limites spatiales du suivi de la particule.

Le type de particules que l'on génère, positron, électron, photon ainsi que leur vertex d'émission sont ensuite spécifiés. Pour chaque application, on définit la fonction de distribution en énergie dans laquelle l'énergie initiale E de la particule va être aléatoirement choisie. On procède de même pour la distribution angulaire : on se donne deux fonctions exprimant la probabilité de l'angle polaire et de l'angle azimutal d'émission et on génère un vecteur quantité de mouvement dont la direction est paramétrée par ses angles et la norme par l'énergie E .

Une fois les caractéristiques de la particule générées, le programme va calculer la trajectoire de celle-ci pas à pas. Ce pas est ajustable et peut être réglé comme fonction de l'énergie et de la taille du volume traversé. A chaque étape, les interactions potentielles avec la matière traversée sont prises en compte. Le programme intègre toutes les interactions courantes avec la matière : diffusions Rayleigh et Compton, diffusions multiples, création de paires particule-antiparticule, annihilation du positron, création d'électrons δ , rayonnement de freinage, effet Cerenkov, effet photoélectrique, etc... Cependant, des interactions moins usuelles peuvent être rajoutées et leur section efficace intégrée au calcul au moyen de routines supplémentaires. Une fois le pas effectué, GEANT recommence le processus pour le pas suivant jusqu'à ce que la particule sorte du volume "mère" ou qu'elle et ses "descendants" (les particules secondaires générées) disparaissent. Cela signe la fin de l'événement et GEANT passe alors à l'événement suivant en recommençant le

processus avec un nouveau tirage aléatoire. Les dépôts d'énergie totaux ou partiels (dûs à un type particulier d'interaction) dans un volume défini sont enregistrés dans un fichier pour chaque événement, voire chaque pas d'un événement. Le nombre d'événements, choisi par l'utilisateur, doit être déterminé en tenant compte de la probabilité plus ou moins grande du phénomène étudié. Ces simulations étant basées sur une histoire du trajet de la particule incidente, une statistique suffisante est indispensable pour minimiser les fluctuations des tirages individuels.

4.3 Spectre en énergie des électrons dans l'axe du faisceau laser

Afin de déterminer la réponse des diodes associées au spectromètre, il faut calculer le dépôt d'énergie $\delta E_{Si}(E)$ donnant lieu à la création de paires électron – trou, comme mentionné au paragraphe 3.4.3. La perte d'énergie dans la zone déplétée de la diode ne peut pas être évaluée en se servant des tables de parcours des électrons dans le silicium. Une première raison est que seule la fraction de la perte d'énergie donnant lieu à une ionisation est à considérer. Toutes les pertes radiatives sont sans effet sur la charge collectée, excepté si les photons qui en résultent donnent eux-mêmes lieu à des ionisations. Mais la principale raison est qu'à basse énergie, le parcours projeté des électrons diffère grandement du parcours total [2]. C'est pourquoi, la perte d'énergie des électrons en fonction de leur énergie a fait l'objet d'une simulation Monte-Carlo au moyen du code GEANT3.

4.3.1 Simulation du dépôt d'énergie des électrons donnant lieu à des paires électron – trou dans les diodes

La première étape de la simulation du dépôt d'énergie dans les diodes est de rentrer les éléments du dispositif dans la partie "géométrie" du code. Dans ce cas, il s'agit d'un cylindre de silicium de 1 mm d'épaisseur pour 8 mm de rayon (ce sont les dimensions, données par le constructeur, de la zone déplétée des diodes). On dispose devant le silicium un absorbant de 50 μm d'aluminium. Une simulation est réalisée pour chaque énergie associée à une position de diode. Un nombre de 10^7 électrons monoénergétiques et monodirectionnels sont tirés à incidence normale et l'énergie déposée dans le silicium par ionisation est enregistrée. Les résultats sont représentés sur la figure 4.1. Chaque point correspond à une énergie associée à une position de diode.

La courbe d'énergie déposée présente un minimum autour de 6 MeV. La partie décroissante à basse énergie est due à la diminution de la section efficace d'ionisation par collisions électroniques lorsque l'énergie incidente croît. Au dessus de 6 MeV, le dépôt d'énergie réaugmente : les photons de rayonnement de freinage ionisent le silicium, générant des électrons secondaires qui déposent à leur tour leur énergie par collision.

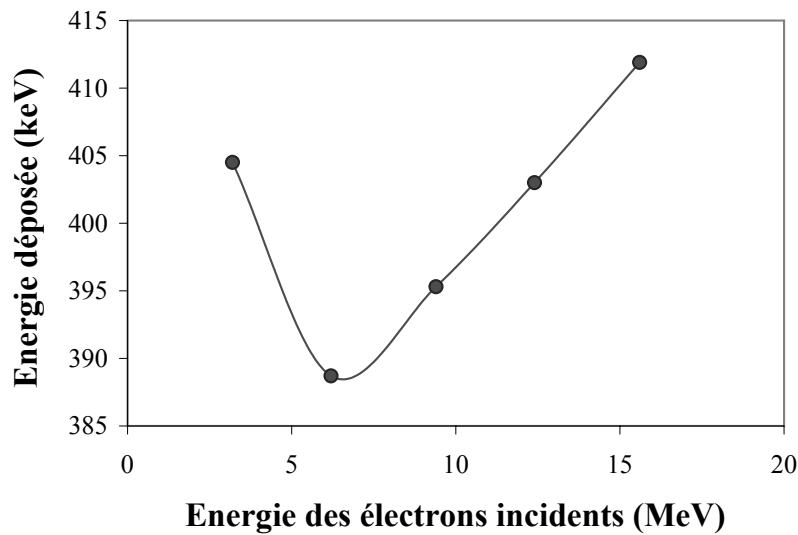


FIG. 4.1 – Energie déposée sous forme d’ionisation, dans la diode en silicium (1 mm d’épaisseur), par les électrons en fonction de leur énergie initiale, c’est-à-dire avant les absorbants en Al. Les abscisses des cinq points correspondent aux énergies moyennes des électrons dans les diodes du spectromètre utilisé à l’IOQ.

4.3.2 Détermination du nombre d’électrons incidents dans les diodes

On calcule le nombre d’électrons en intégrant l’impulsion visualisée sur l’oscilloscope. Pour ce faire, chaque signal est numérisé et enregistré sur un disque dur de manière à pouvoir être analysé plus finement a posteriori. Pour l’analyse des impulsions, nous utilisons une fonction de l’oscilloscope Tektronix TDS5104 permettant de réaliser une intégration numérique du signal entre des bornes que l’on choisit.

Ceci permet de déduire le bruit de fond pour chaque impulsion séparément, et non de considérer une valeur globale que l’on retranche à toutes les impulsions. En revanche, cette méthode ne peut tenir compte d’un bruit éventuel durant le flash laser. La figure 4.2 montre deux impulsions typiques obtenues lors de l’expérience à l’IOQ pour les deux diodes extrêmes du spectromètre. La diode 1 correspond aux électrons de plus basse énergie (2,4 MeV) et la diode 5 aux électrons de plus haute énergie (15,4 MeV) détectables par le spectromètre. On constate la présence d’un "rebond" significatif après chaque impulsion de grande amplitude (le retour à la ligne de base passe par une période où le signal est positif). Par conséquent, le bruit de fond sur la diode est évalué à gauche du signal soit avant le tir. Le bruit est intégré sur une durée équivalente à celle de l’impulsion et soustrait à l’intégrale du pic.

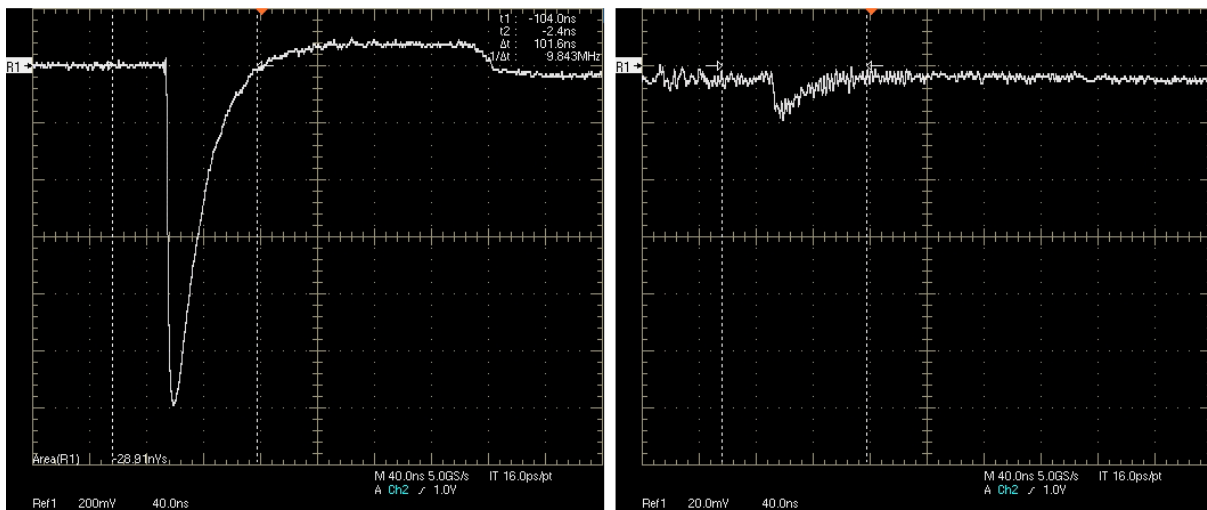


FIG. 4.2 – Exemples d’impulsions provenant des diodes 1 (gauche) et 5 (droite) du spectromètre à électrons utilisé à l’IOQ. Les curseurs, visibles sur les deux figures, définissent la plage d’intégration. Celle-ci correspond à une durée de l’ordre de 100 ns. L’intégrale du signal est typiquement, pour la première diode (2,4 MeV), de 3.10^{-8} V.s et de l’ordre de 5.10^{-10} V.s sur la diode 5 (15,4 MeV).

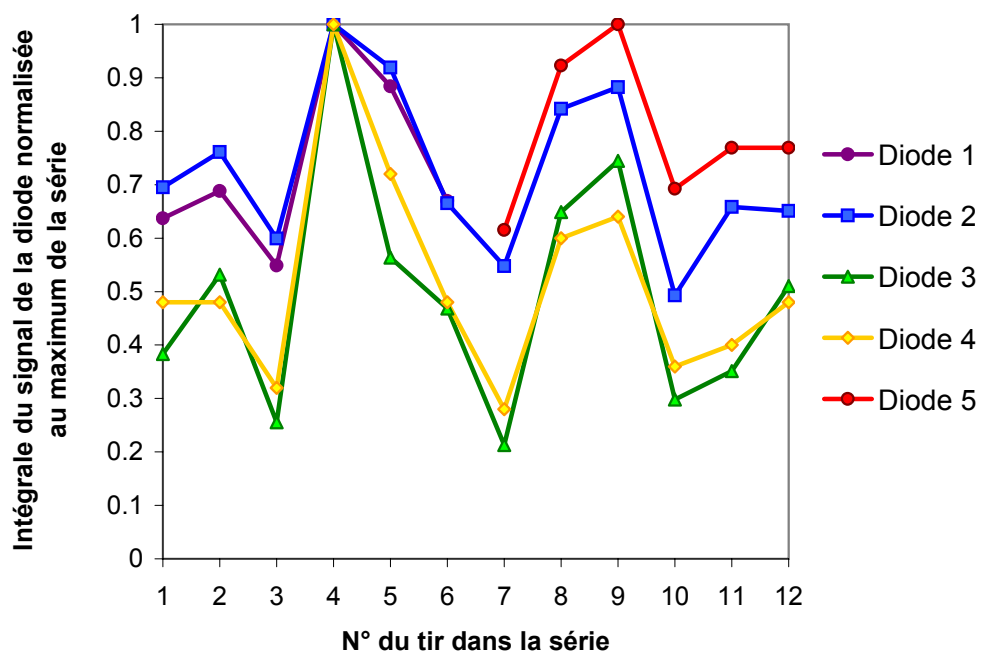


FIG. 4.3 – Dispersion des intégrales des signaux provenant des diodes du spectromètre à électrons utilisé à l’IOQ. Pour chaque diode, les valeurs sont normalisées au signal le plus intense observé dans cette diode.

La figure 4.3 présente les mesures des intégrales des signaux pour chaque diode et ceci pour une séquence de 12 tirs. On constate que pour une cible donnée, dans des conditions censées être identiques, il y a une grande dispersion dans le nombre d'électrons arrivant sur chacune des diodes. L'exemple présenté correspond à une cible de tantale de 10 μm , c'est-à-dire un matériau facile à tondre par la méthode d'expansion thermique. La planéité de la cible est donc bonne. L'énergie du laser varie pour cette série de tirs de moins de 10 % et nous avons de plus observé que cette variation n'est pas corrélée avec le nombre d'électrons émis.

Le manque de reproductibilité de l'interaction laser-plasma oblige à recourir à des "partis pris" lors du dépouillement : il est nécessaire de se fixer des critères de validité des tirs pour pouvoir réaliser une étude statistique. Ce choix est déterminant pour les résultats finaux.

On dispose en général d'une douzaine de tirs pour chaque distribution en énergie. La figure 4.4 présente les distributions obtenues en prenant en compte la totalité des tirs de chaque séquence et ce pour différentes cibles. Les barres d'erreurs verticales correspondent à l'écart-type de la distribution des mesures sur chaque diode. Les barres d'erreurs horizontales correspondent à la plage en énergie couverte par la diode.

On voit clairement des disparités entre les distributions pour un même matériau cible. Cependant, on remarque que les distributions en énergie entre $E=5$ et $E=15$ MeV peuvent être représentées par une loi de Boltzmann de la forme :

$$\frac{d^2N(\theta)}{dEd\Omega} = N_0 e^{-\frac{E}{T}} \quad (4.1)$$

où N_0 est l'ordonnée à l'origine de la distribution et où T sera appelée, par abus de langage, "température électronique". Cette température est en fait l'énergie moyenne de la distribution en énergie. Elle est calculée par une méthode de moindre carrés tenant compte des barres d'erreur sur les nombres d'électrons.

L'évolution de la température des distributions en fonction du numéro atomique Z de la cible est représentée sur la figure 4.5. Lorsque plusieurs mesures ont été réalisées pour un même matériau cible, la valeur représentée correspond à la moyenne des températures (la barre d'erreur est alors la moyenne de l'erreur sur chaque température). Notons que dans le cas du cuivre, l'une des séries de mesures (au centre de la figure 4.4) n'a pas été considérée dans la moyenne, une simple loi de Boltzmann s'ajustant mal à la distribution .

Il ressort de cette figure que, sur l'installation laser JETI de l'IOQ la température des distributions en énergie ne semble pas dépendre du numéro atomique de l'élément cible. Cependant, les incertitudes sur les températures sont très importantes. Ceci provient d'une part des fluctuations d'une cible à l'autre pour un même matériau mais également des fluctuations tir à tir pour chaque cible.

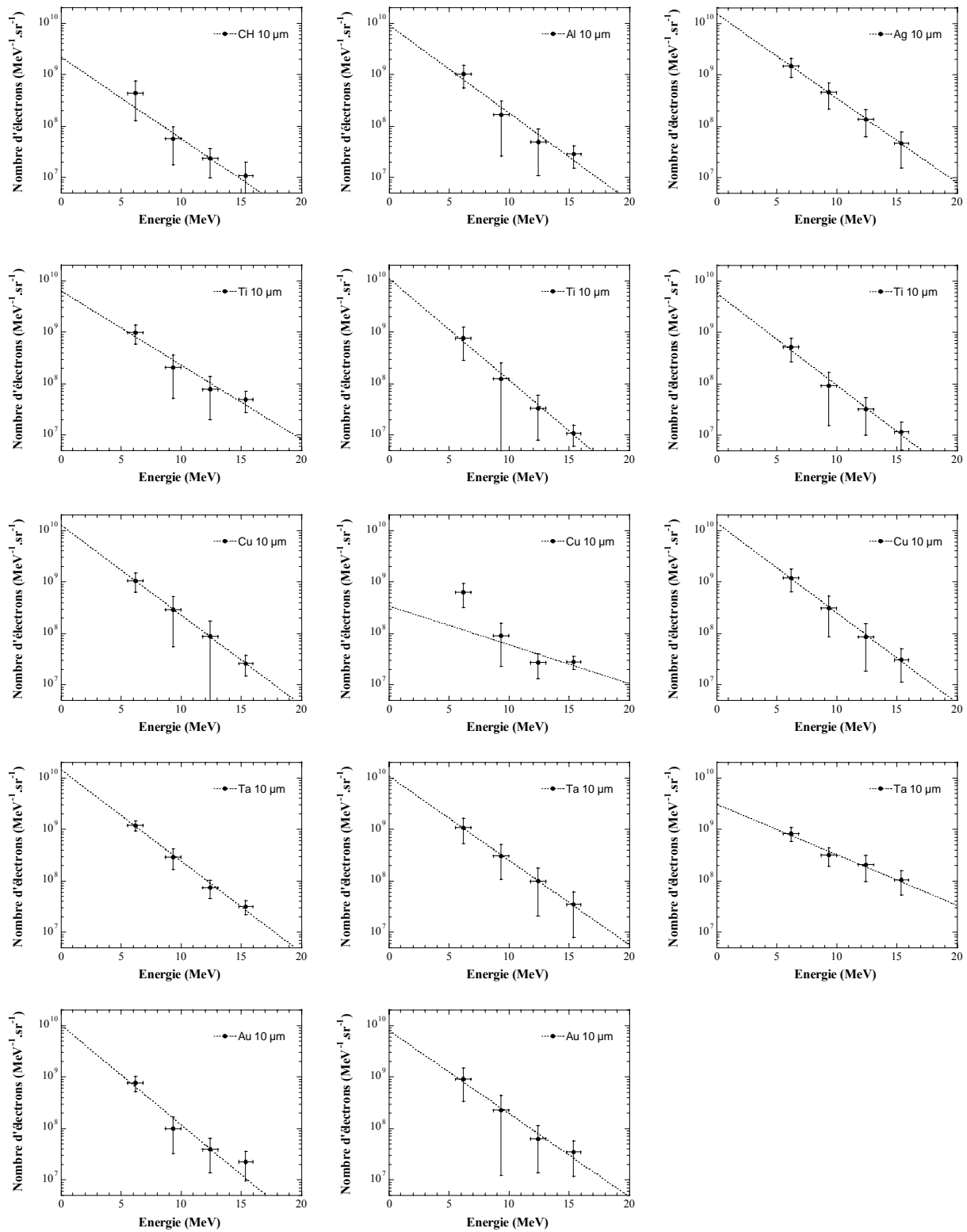


FIG. 4.4 – Distributions en énergie des électrons émis suivant l'axe du laser pour différentes cibles de 10 μm d'épaisseur par ordre de numéro atomique croissant. Chaque point de la distribution en énergie résulte d'une moyenne effectuée sur une douzaine de tirs laser. Les barres d'erreur correspondent à l'écart type de la distribution du nombre d'électrons mesuré à chaque tir dans la diode considérée.

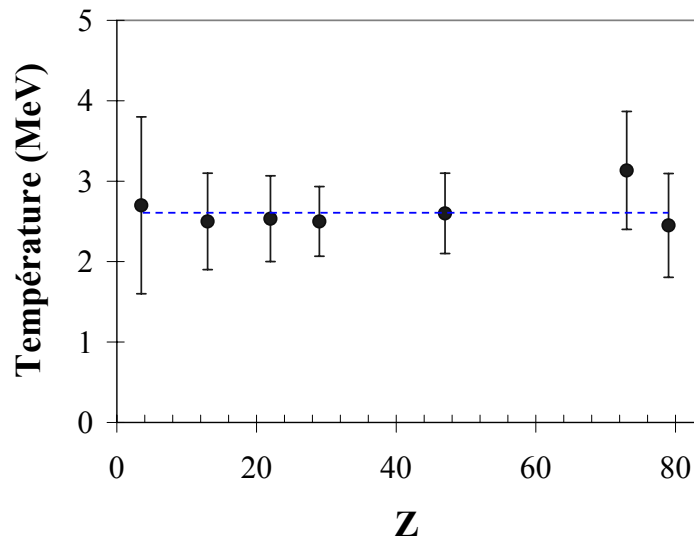


FIG. 4.5 – Evolution de la température des distributions en énergie des électrons à l'IOQ en fonction du numéro atomique de l'élément cible. L'énergie laser est d'environ 800 mJ sur cible. La ligne pointillée est un guide pour l'œil

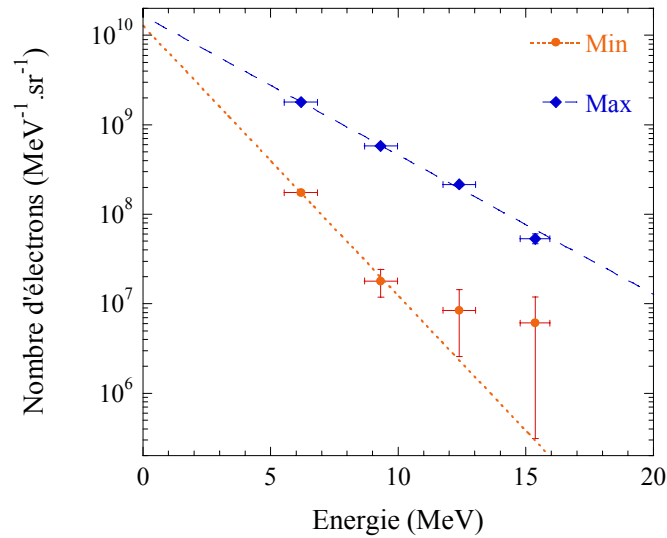


FIG. 4.6 – Extrema des distributions en énergie obtenues dans une même série de tirs pour une cible de cuivre de 10 μm d'épaisseur. Les barres d'erreurs résultent de l'incertitude sur l'intégration des impulsions provenant des diodes. Les ajustements (cf. équation 4.1) tiennent compte des erreurs expérimentales (méthode de moindres carrés).

La figure 4.6 présente les distributions en énergie extrêmes des électrons observées dans le spectromètre. Elle correspondent à deux tirs de la même séquence de tirs (c'est-à-dire espacés de quelques mm sur la cible). Les ajustement analytique suivant une loi de Boltzmann semblent indiquer une variation de température dans la même séquence de tirs. Soulignons cependant

l'importance des barres d'erreur pour les plus hautes énergies dans le cas de la distribution "minimale". Ceci met en évidence les difficultés à obtenir des interactions laser-cible reproductibles tir à tir.

4.4 Distribution en énergie pour les autres angles dans le cas d'une cible de tantale

4.4.1 Mesure de la densité optique et de la dose absorbée

En raison du faible nombre d'électrons au dessus de 10 MeV, la méthode d'activation, qui fera l'objet du chapitre suivant, était inopérante sur l'installation laser JETI de l'IOQ. Nous avons choisi d'utiliser l'empilement alterné de films radiochromiques et de couches d'absorbants en cuivre décrit dans la partie 3.6.2 pour remonter à la distribution angulaire des électrons. Cette étude n'a cependant pu être menée que sur une seule cible de Ta de 10 μm d'épaisseur.

Comme mentionné dans le chapitre précédent, la densité optique d'un film radiochromique irradié par des particules ionisantes varie proportionnellement avec la dose déposée dans la zone active du film, tant que celle-ci n'est pas saturée. La densité optique se définit comme le logarithme décimal de l'intensité lumineuse d'un faisceau lumineux incident sur l'intensité transmise à travers l'objet étudié. Les films ont été analysés en combinant l'utilisation d'un scanner EPSON et du logiciel d'analyse IRIS [3]. La fiabilité de la réponse du scanner a été au préalable vérifiée en retrouvant la loi de Bouguer lorsqu'on additionne plusieurs épaisseurs de films non-exposés sur la vitre.

Chaque film est analysé en recherchant tout d'abord la zone de densité optique maximale avec une précision de l'ordre du millimètre. Cette zone est choisie comme origine de l'étude pour chaque feuille (zone où le faisceau est le plus intense). La mesure de transmission optique est ensuite réalisée en fonction de l'angle polaire entre 0° et 35° pour 7 à 8 angles azimutaux différents. Pour un angle polaire donné, il n'a pas été observé de différence significative entre les points correspondant à des angles azimutaux différents. Une moyenne statistique avec un calcul d'écart-type a donc été faite à chaque angle polaire pour la densité optique. Pour remonter à la géométrie du faisceau, l'évolution relative de la dose en fonction de l'angle polaire suffit, permettant ainsi de s'affranchir de l'abaque dose-densité du fabricant. La figure 4.7 montre l'évolution de la dose dans les différents films pour les deux types utilisés : HD810 et MD55. Rappelons que les films HD810 ont une plus grande dynamique (ilaturent à plus forte dose) que les MD55 et que les positions des films dans l'empilement a été décrite dans la partie 3.6.2. Environ 300 tirs ont été nécessaires pour obtenir un dépôt d'énergie mesurable dans le film MD2. En revanche, le film HDt était saturé.

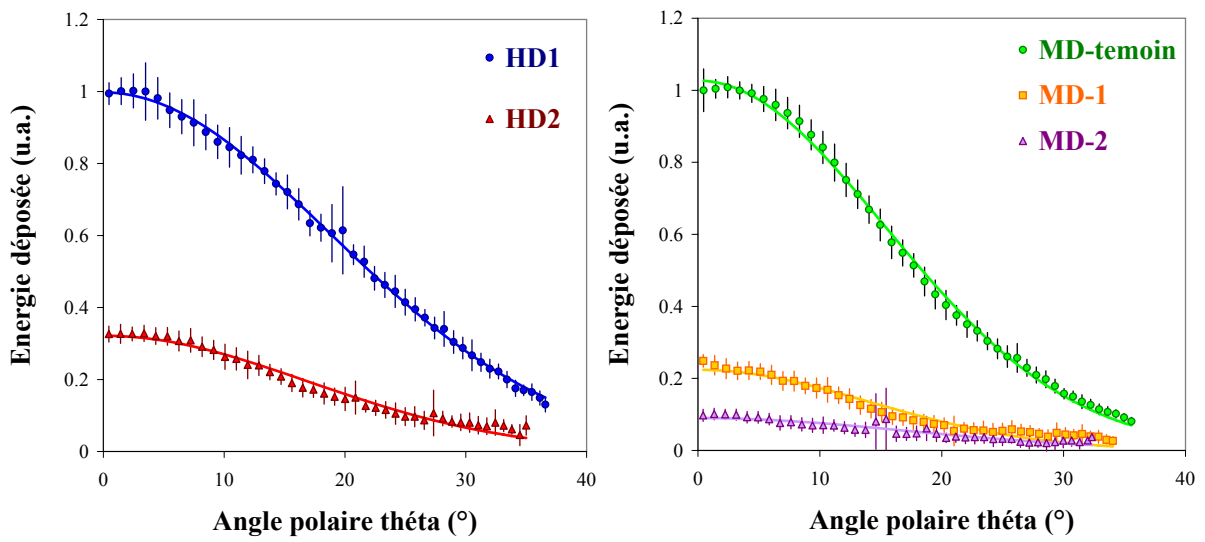


FIG. 4.7 – Evolution de l'énergie déposée dans les différents films radiochromiques de l'empilement en fonction de l'angle polaire pour les deux types de films utilisés. Toutes les valeurs ont été normalisées à l'énergie déposée au centre du film le plus exposé de chaque type (HD1 pour les films HD810 et MDt pour les films MD55). La cible était une feuille de tantale de $10 \mu\text{m}$ d'épaisseur.

Les barres d'erreur pour chaque angle polaire proviennent de la dispersion observée entre les mesures aux 7 ou 8 angles azimutaux. Les données sont représentables par des fonctions gaussiennes de l'angle polaire dont les largeurs à mi-hauteur, calculées par une méthode de moindres carrés, sont données dans le tableau 4.1. L'ordre des films dans le tableau correspond à celui de l'empilement. Le film HD1 verra donc plus d'électrons de basse énergie initiale que MDt, etc...

| Code du film | HD1 | MDt | HD2 | MD1 | MD2 |
|--------------|----------------|----------------|----------------|----------------|------------|
| FWHM (°) | $44,2 \pm 0,6$ | $36,2 \pm 0,2$ | $39,8 \pm 0,6$ | $32,8 \pm 0,4$ | 40 ± 2 |

TAB. 4.1 – Largeurs à mi-hauteur des distributions angulaires (angle polaire) de la dose déposée dans chaque film radiochromique de notre empilement. L'énergie du laser est de 800 mJ sur cible. La numérotation des films est indiquée dans la figure 3.13.

L'intérêt de l'empilement de films est de pouvoir étudier l'évolution des distributions angulaires en fonction de l'énergie initiale des électrons. Pour remonter au nombre d'électrons nécessaire pour rendre compte de la dose déposée, il faut procéder à une simulation (avec le code Monte-Carlo GEANT3). En effet, il est impossible de tenir compte dans un calcul analytique du parcours complexe des électrons à basse énergie dans les absorbants ou encore des particules secondaires qui y sont générées et qui pourront contribuer à l'impression du film par ionisation.

4.4.2 De la dose à la distribution en énergie

Il est très difficile de vérifier la correspondance densité optique–dose donnée par le constructeur, on postule toutefois la validité de la linéarité de la réponse. En conséquence, on n’obtient pas une information complète sur la distribution angulaire du faisceau d’électrons mais l’évolution relative du nombre d’électrons en fonction de leur énergie et de leur angle d’émission. Les films sont modélisés par des feuilles de mylar de 100 μm d’épaisseur et les interactions prises en compte dans les simulations sont pour les électrons :

- l’ionisation
- le Bremsstrahlung

Pour les photons, les processus considérés sont :

- l’effet photoélectrique (avec production d’X)
- la diffusion Compton
- la diffusion Rayleigh
- la création de paire $e^+ - e^-$

L’impression d’un film relevant de phénomènes d’ionisation dans la couche sensible, on ne considère que les pertes d’énergie par ionisation pour calculer le dépôt d’énergie dans les films. Le film est découpé en "couronnes" d’analyse pour étudier l’évolution du dépôt d’énergie en fonction de l’angle polaire. Le diamètre interne de chaque couronne correspond à un angle θ donné et le diamètre externe à $\theta + 1^\circ$. La dose est égale à l’énergie déposée, divisée par le volume de la couronne. La distribution choisie pour les électrons est une convolution de la distribution en énergie exponentielle et d’une distribution angulaire gaussienne :

$$\frac{d^2N(\theta)}{dEd\Omega} = N_0(\theta).e^{-4\ln 2\left(\frac{\theta}{\Theta}\right)^2}.e^{-\frac{E}{T(\theta)}} \quad (4.2)$$

Dans un premier temps, on considère que les paramètres N_0 et T sont des constantes. Le choix de N_0 est arbitraire puisqu’on se ramène à une évolution relative de la dose déposée d’un film à l’autre. Il suffit donc de rechercher la température T et la largeur à mi-hauteur Θ reproduisant le mieux les mesures de la figure 4.7. Le paramètre Θ est déterminé en réalisant plusieurs simulations à T fixée et en recherchant la valeur de Θ minimisant l’écart quadratique aux points expérimentaux du film HD1 (calcul de χ^2). Cette démarche est possible car, pour une valeur de Θ donnée, il a été observé que l’évolution relative de la dose en fonction de l’angle polaire ne dépendait que très faiblement de la température choisie (variation de moins de 5 % sur la largeur à mi-hauteur de la dose relative pour T variant de 3 à 7 MeV). La distribution relative de dose simulée dans le film HD1 est en accord avec les mesures expérimentales pour la valeur $\Theta = 58^\circ$.

Avec ce modèle et une telle largeur de la distribution d’électrons, un désaccord persiste entre les rapports de doses simulés et expérimentaux (HD1/HD2, MD1/Mdt et MD2/MDt)

et ce, quelle que soit la température choisie. Ceci est le signe que le modèle choisi ne décrit pas parfaitement la situation réelle. On va donc introduire une dépendance angulaire sur la température. Des simulations utilisant le modèle ci-dessus sont réalisées par pas de 500 keV entre 3 et 9,5 MeV. Pour chaque angle polaire θ , il sera choisi la température $T_0(\theta)$ optimisant l'accord simulation–expérience pour les trois rapports de doses HD1/HD2, MD1/Mdt et MD2/Mdt. Les résultats de l'ensemble de ces calculs permettent d'obtenir l'évolution de la température de la distribution des électrons en fonction de leur angle d'émission par rapport à l'axe du faisceau.

Cette dépendance est réinjectée dans une nouvelle simulation GEANT. Il subsiste cependant un désaccord systématique avec les mesures expérimentales traduisant cette fois une dépendance du paramètre \aleph_0 avec l'angle polaire θ . On recherche alors par une méthode de moindres carrés et pour chaque angle θ la valeur de $\aleph_0(\theta)$ optimisant l'accord avec les distributions angulaires expérimentales de dose. Les valeurs $\aleph_0(\theta)$ et $T_0(\theta)$ connues, on peut déterminer l'évolution du nombre d'électrons d'une énergie fixée en fonction de l'angle polaire.

4.4.3 Caractéristiques du faisceau d'électrons

La figure 4.8 présente l'évolution de la température $T(\theta)$ de la distribution en énergie des électrons en fonction de l'angle d'émission θ par rapport à l'axe du faisceau laser. Au premier ordre, on peut considérer que la température dépend très peu de l'angle d'émission ($T=(4,8 \pm 0,5)$ MeV). Au second ordre, on constate une légère diminution de la température entre 0° et 25° . La variation maximale observée est de l'ordre de 20 %. Les barres d'erreurs sont calculées en cherchant, pour chaque angle, les températures donnant un χ^2 égal à deux fois la valeur minimale.

Cette cible est la seule de toute l'expérience pour laquelle nous ayons constaté une température aussi élevée. Les autres cibles de tantale donnaient plutôt une température de $(2,5 \pm 0,2)$ MeV alors que pour celle-ci, le spectromètre donnait une température de $(4,4 \pm 1,2)$ MeV. Les raisons de la non-reproductibilité observée sur cette distribution d'électrons n'ont pas été identifiées. Cependant, pour cette cible, le bon accord entre les distributions en énergie à 0° mesurées avec le spectromètre – $T=(4,4 \pm 1,2)$ MeV – et l'empilement de films radiochromiques – $T=(5,4 \pm 0,5)$ MeV – valide le protocole d'analyse de ce dernier.

Les distributions obtenues à la fin de l'analyse en tenant compte de $T(\theta)$ et de $\aleph(\theta)$ sont représentées en fonction de l'angle d'émission θ dans la partie gauche de la figure 4.9 pour cinq énergies distinctes. On peut également en extraire la largeur à mi-hauteur de la distribution angulaire des électrons en fonction de leur énergie. Celle-ci est tracée dans la partie droite de la figure.

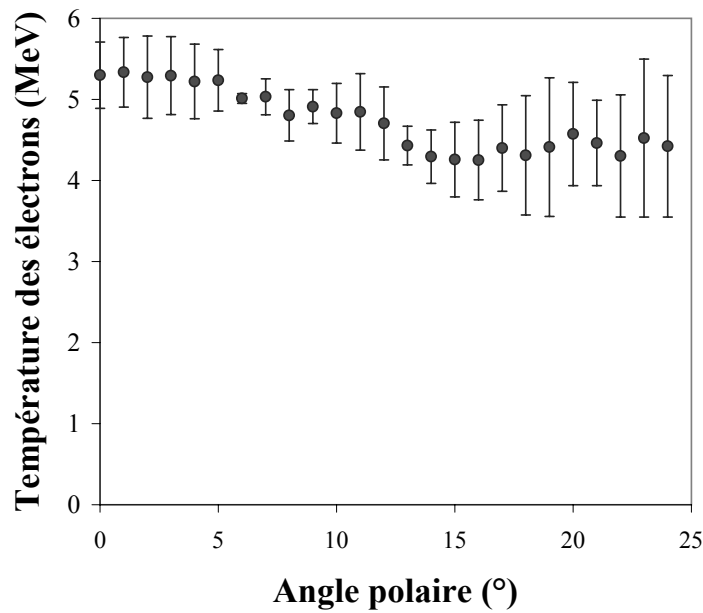


FIG. 4.8 – Evolution de la température de la distribution des électrons en fonction de leur angle d'émission par rapport à l'axe du faisceau (confondu avec l'axe du faisceau laser). Résultats déduits des mesures sur les films radiochromiques utilisés à l'IOQ et de simulations avec le code GEANT3. La cible était en tantale et avait une épaisseur de $10 \mu\text{m}$.

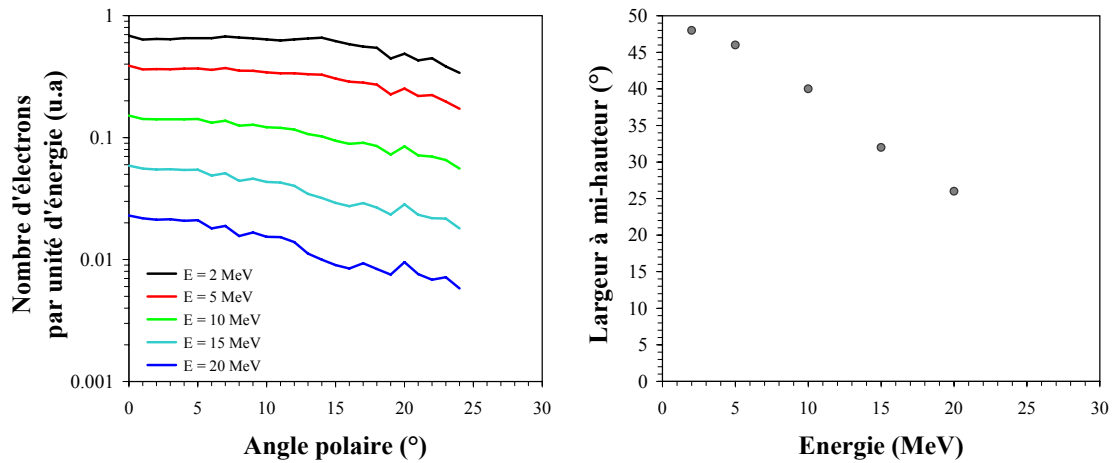


FIG. 4.9 – Gauche : Evolution du nombre d'électrons de cinq énergies distinctes en fonction de l'angle polaire d'émission.

Droite : Evolution de la largeur à mi-hauteur des distributions angulaires des électrons en fonction de leur énergie déduite de la figure de gauche.

Ces deux graphes résultent de simulations réalisées à partir des mesures de densité optique des films radiochromiques.

On voit que la largeur des distributions diminue sensiblement lorsque l'énergie augmente. Les distributions angulaires des électrons de plus haute énergie sont deux fois plus piquées qu'à basse énergie. Un tel comportement avait déjà été observé par Fritzler et al. dans des expériences en jet de gaz [4]. Notons finalement que l'on pourrait déterminer une distribution absolue en s'appuyant sur les mesures absolues obtenues avec le spectromètre dans l'axe du faisceau laser.

4.5 Conclusion

Ce chapitre a décrit les techniques d'analyse utilisées lors de l'expérience sur le laser JETI de l'IOQ. Les faisceaux d'électrons produits lors de l'interaction de ce laser avec une cible solide présentaient des distributions en énergie avec de faibles températures (autour de 3 MeV). Il y avait ainsi très peu d'électrons de haute énergie (>10 MeV) et la technique d'activation qui sera développée au chapitre suivant était donc peu adaptée. Il a été possible de procéder à une étude approfondie de la distribution des électrons pour une cible de tantale de $10 \mu\text{m}$, tant en énergie qu'en ouverture angulaire. Il en ressort que :

- La température de cette distribution dépend assez faiblement de l'angle d'émission (variation inférieure à 20 %).
- La largeur à mi-hauteur du faisceau est une fonction décroissante de l'énergie des électrons.

Notons que la faible dépendance de la température avec l'angle d'émission constituera une hypothèse importante dans l'étude faisant l'objet du chapitre suivant.

Finalement, il apparaît qu'une telle distribution des électrons serait peu adaptée, du fait de sa faible température, à une expérience dans laquelle on voudrait induire des réactions nucléaires.

Dans le chapitre suivant, nous allons étudier le même type de faisceau mais dans le cas où l'énergie des électrons est suffisante pour recourir à la méthode d'activation nucléaire. Cette technique a été utilisée essentiellement lors de l'expérience au LOA mais également lors de quelques séries de tirs à l'IOQ. Les résultats de ces deux expériences seront discutés conjointement

Bibliographie

- [1] GEANT Detector Description and Simulation Tool, CERN, Geneve, 1993
- [2] T. Tabata, P. Andreo, K. Shinoda, R. Ito, Nucl. Instr. and Met. in Phys. Res. B, 108 (1996) 11
- [3] Page de présentation et téléchargement du logiciel IRIS :
<http://www.astrosurf.com/buil/iris/iris.htm>
- [4] S. Fritzler, E. Lefebvre, V. Malka, F. Burgy, A. E. Dangor, K. Krushelnick, S. P. D. Mangles, Z. Najmudin, J.-P. Rousseau et B. Walton, Phys. Rev. Lett. 92 (2004)165006

Chapitre 5

Caractérisation des électrons à haut flux et haute énergie

5.1 Introduction

Il a été mentionné dans la partie 2.2.3 que les films radiochromiques utilisés pour déterminer les caractéristiques du faisceau d'électrons dans le chapitre précédent ne sont pas adaptés aux flux de particules importants (saturation du film). Lorsque le nombre d'électrons d'énergie supérieure à 10 MeV, émis lors de l'interaction laser-plasma, est important, le faisceau peut par contre être étudié par des techniques d'activation nucléaire.

Ce chapitre détaille les étapes permettant de remonter du nombre de réactions (γ, n) dans les échantillons d'activation présentés en 3.5 et des données du spectromètre, aux caractéristiques du faisceau. Il est, dans un premier temps, nécessaire de déterminer la distribution en énergie des électrons dans l'axe du faisceau comme dans le cas du chapitre précédent. La distribution angulaire puis le nombre total d'électrons d'énergie supérieure à 10 MeV sont ensuite déterminés grâce à des simulations Monte-Carlo de manière à reproduire au mieux les données expérimentales.

La seconde partie du chapitre est consacrée à l'étude de l'évolution des caractéristiques du faisceau d'électrons avec le numéro atomique du matériau cible. Les données recueillies sur deux installations lasers de caractéristiques proches seront également comparées. Un court passage discutera enfin le domaine d'utilisation de la méthode d'activation nucléaire pour l'étude de ces faisceaux.

5.2 Distribution en énergie des électrons émis dans la direction du laser

5.2.1 Dépôt d'énergie des électrons dans les diodes

Comme dans le cas du spectromètre utilisé à l'IOQ, on calcule, via une simulation Monte-Carlo, le dépôt d'énergie $\delta E_{Si}(E)$ donnant lieu à la création de paires électron – trou. La démarche est identique à celle présentée dans la section 4.3.1. La configuration expérimentale est cependant un peu différente : l'absorbant placé devant les diodes est une plaque de 1,5 mm de cuivre. Les résultats sont présentés sur la figure 5.1 en comparaison avec ceux de la simulation en configuration "IOQ". Chaque point correspond à une énergie d'électron incident associée à une position de diode et à un courant donné dans l'électroaimant.

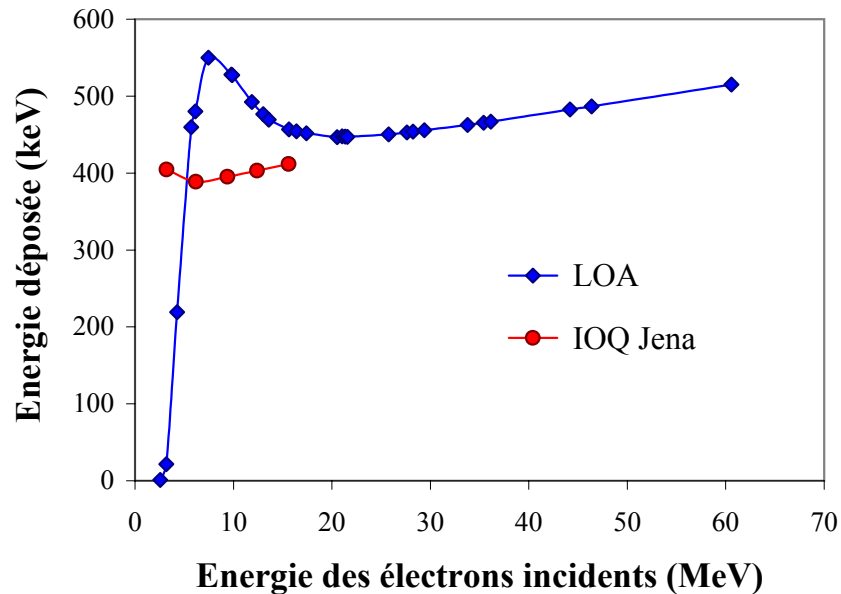


FIG. 5.1 – Energie déposée sous forme d'ionisation dans la diode par les électrons en fonction de leur énergie initiale (c'est-à-dire avant les absorbants en Cu). Les deux séries correspondent aux deux configurations expérimentales simulées (LOA et IOQ pour comparaison).

L'écart très important à basse énergie entre les deux configurations provient de la différence des absorbants placés devant les diodes. L'épaisseur importante de cuivre (1,5 mm) dans la configuration LOA arrête les électrons de très basse énergie. Ceci explique la coupure à basse énergie (en dessous de 2 MeV) au LOA. Cette coupure n'existe pas dans la configuration de l'IOQ où l'épaisseur d'absorbant devant la diode est beaucoup plus faible (50 μm d'aluminium). Comme déjà vu dans la section 4.3.1, la pente positive au delà de 20 MeV (courbe LOA) correspond à la prédominance de l'augmentation de la section efficace d'ionisation "secondaire" par les photons de rayonnement de freinage sur la décroissance de la section efficace d'ionisation par collision.

5.2.2 Distribution en énergie des électrons à 0 ° au LOA

Le calcul de $\delta E_{Si}(E)$ effectué, on peut remonter au nombre d'électrons dans les diodes (avec l'équation 3.2) et donc déterminer les distributions en énergie des électrons entrant dans le spectromètre. Le nombre d'électrons par unité d'énergie et d'angle solide est représenté en fonction de l'énergie sur la figure 5.2 pour les quatre types de cibles étudiées au LOA. Dans le cas de l'or et de l'aluminium, l'étude a été menée à plusieurs reprises et les points expérimentaux correspondants représentent les moyennes des valeurs obtenues pour chaque série de tirs. L'erreur considérée prend alors en compte la fluctuation tir à tir dans chaque série de tirs ainsi que la fluctuation entre les différentes séries. La composante à haute énergie (> 6 MeV) de la distribution est ajustée par une loi de Boltzmann avec deux paramètres libres : la température électronique T et le nombre d'électrons extrapolé à énergie nulle N_0 (cd. équation 4.1).

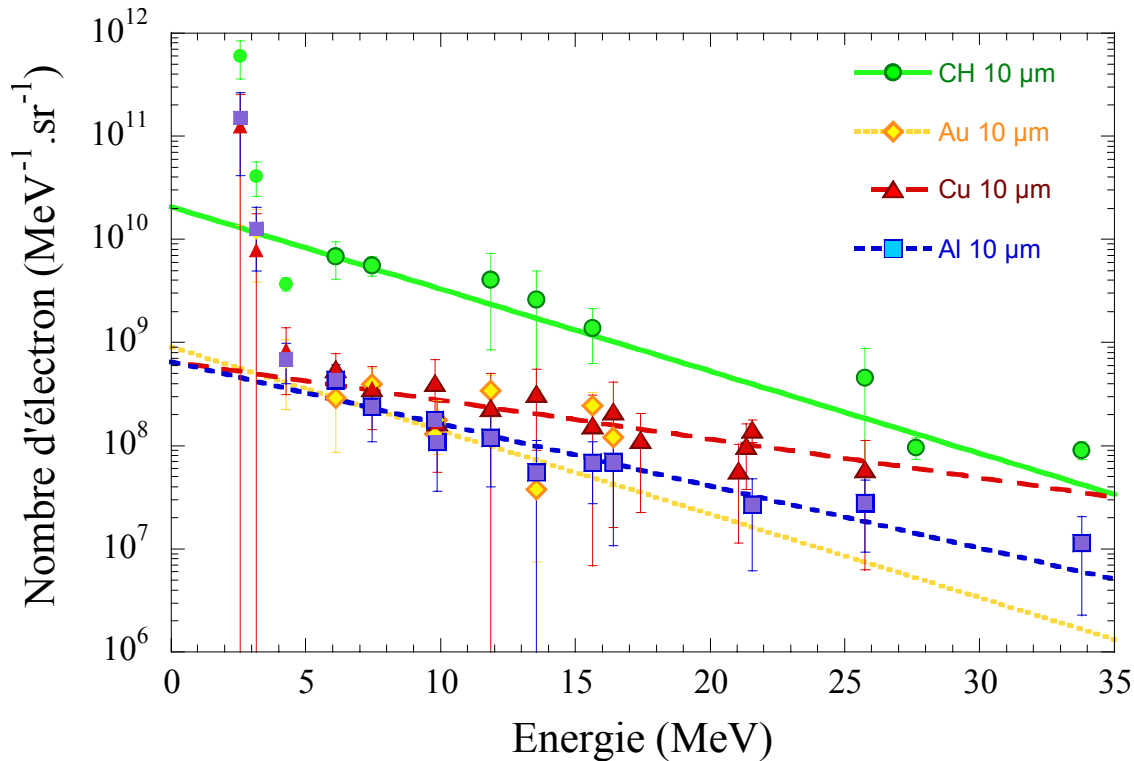


FIG. 5.2 – Distributions en énergie des électrons pour les différentes cibles étudiées au LOA. Lorsqu'un même type de cible a fait l'objet de plusieurs études, les points expérimentaux correspondent à la moyenne des valeurs obtenues. Les symboles cernés d'une bordure plus foncée représentent les points de la série sur lesquels on procède à l'ajustement des données selon une exponentielle décroissante (au delà de 6 MeV).

Les distributions ainsi obtenues présentent toutes un comportement similaire. Une première décroissance exponentielle de faible température (~ 300 keV) est observée pour les énergies

inférieures à 5 MeV, en accord avec des mesures effectuées sur de l'aluminium dans des conditions similaires lors d'une autre expérience [1]. Une seconde population avec une température beaucoup plus élevée est visible au delà de 6 MeV. Les deux paramètres T et \aleph_0 sont assez différents d'un type de cible à l'autre, quoique du même ordre de grandeur : typiquement quelques MeV pour la température et quelques $10^8 \text{ e}^- \text{ MeV}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ pour \aleph_0 , à l'exception du plastique (CH) pour lequel le nombre d'électrons mesuré par le spectromètre est beaucoup plus important. Les valeurs des paramètres résultant de l'ajustement par méthode de moindres carrés sont regroupées dans le tableau 5.1. On donne également la valeur du χ^2 réduit (χ^2 divisé par le nombre de paramètres libres) pour chaque ajustement. On peut voir que dans le cas de l'aluminium et du cuivre, les barres d'erreurs sont peut-être un peu surévaluées alors que dans les cas du plastique et surtout de l'or, les ajustements sont juste acceptables au vu de ce critère. Rappelons cependant que la détermination des barres d'erreur est ici complexe et qu'elles ne résultent pas forcément d'incertitudes complètement aléatoires.

| Cible | \aleph_0 ($\text{MeV}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$) | T (MeV) | χ^2 réduit |
|---------------------|---|---|-----------------|
| CH 10 μm | $(2,1 \pm 0,5) \cdot 10^{10}$ | $5,5 \pm 0,3$ | 1,7 |
| Al 10 μm | $(7 \pm 3) \cdot 10^8$ | 7 ± 2 | 0,3 |
| Cu 10 μm | $(7 \pm 3) \cdot 10^8$ | 12 ± 4 | 0,43 |
| Au 10 μm | $(9 \pm 8) \cdot 10^8$ | $11 \begin{smallmatrix} +8 \\ -6 \end{smallmatrix}$ | 1.94 |

TAB. 5.1 – Comparaison des nombres d'électrons par unité d'énergie et d'angle solide extrapolé à énergie nulle (\aleph_0) et des températures (T) pour les distributions en énergie à 0° des électrons en fonction du matériau cible.

Il n'est pas simple de tirer des conclusions des distributions en énergie de la figure 5.2. En effet, le manque de reproductibilité de l'interaction laser-plasma donne lieu à des dispersions très importantes pour un grand nombre de points de la distribution. L'incertitude sur l'ajustement exponentiel est par conséquent grande. Pour l'étude menée au LOA, il est tentant de voir une évolution avec le numéro atomique de la cible puisque globalement les matériaux cibles légers semblent donner lieu à des températures plus faibles que les matériaux à grand Z. Pour l'aluminium, l'accord est assez bon avec les résultats expérimentaux de la référence [2]. Notons que cette expérience a été réalisée sur la même installation dans des conditions assez similaires. Cette tendance est cependant très différente de celle observée lors de l'expérience à l'IOQ : de nombreuses cibles y ont été étudiées et aucune dépendance de la distribution en fonction du Z de l'élément n'a pu être mise en évidence comme le montre la figure 5.3. Remarquons qu'à l'IOQ, les températures des distributions obtenues sont systématiquement inférieures d'un facteur 2 à 4 à celles obtenues au LOA.

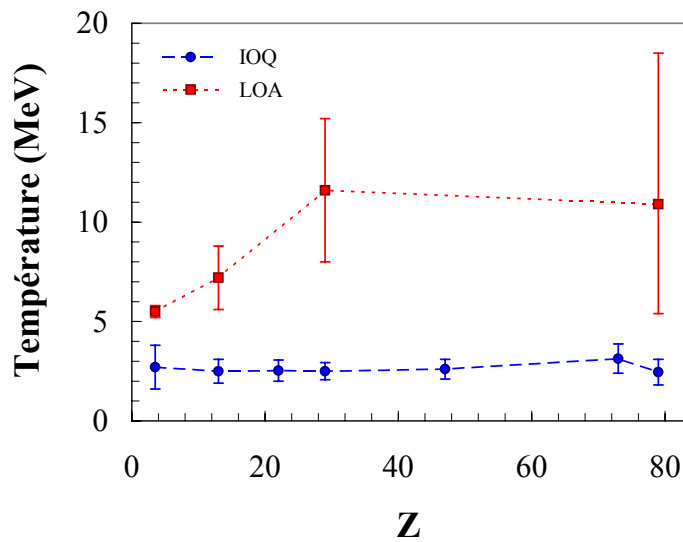


FIG. 5.3 – Evolution de la température des distributions en énergie des électrons en fonction du numéro atomique des matériaux-cibles étudiés lors des deux expériences de caractérisation de faisceaux d'électrons. L'importance des barres d'erreur témoigne de l'accord entre les mesures expérimentales du nombre d'électrons à des énergies données et une loi de Boltzmann.

5.3 Mesure du nombre de réactions dans les échantillons d'activation

5.3.1 Mesure de l'efficacité de détection d'un banc de mesure

5.3.1.a Test de validité de la simulation avec une source de ^{22}Na

Afin de valider les simulations pour le calcul de l'efficacité de détection d'une source étendue, nous avons tout d'abord vérifié la qualité desdites simulations en comparant les calculs aux mesures de l'efficacité photopique d'une source quasi-ponctuelle de ^{22}Na . Pour cela, on mesure l'efficacité de détection en coïncidence d'une paire de γ de 511 keV émis suite à l'annihilation d'un positron provenant d'une source scellée de ^{22}Na . L'activité de cette source est parfaitement connue (activité certifiée par LEA-CERCA à une date donnée et demi-vie bien connue). Le schéma de décroissance du ^{22}Na est donné dans la figure 5.4. Ce noyau décroît par émission β^+ vers le ^{22}Ne à 90,6 % et par capture électronique à 9,5 %. Enfin, 99,9 % des noyaux de ^{22}Ne sont créés dans un état excité à 1274 keV qui se désexcite avec une demi-vie de 3,7 ps (donc de manière instantanée du point de vue du système de détection) en émettant un γ de cette énergie.

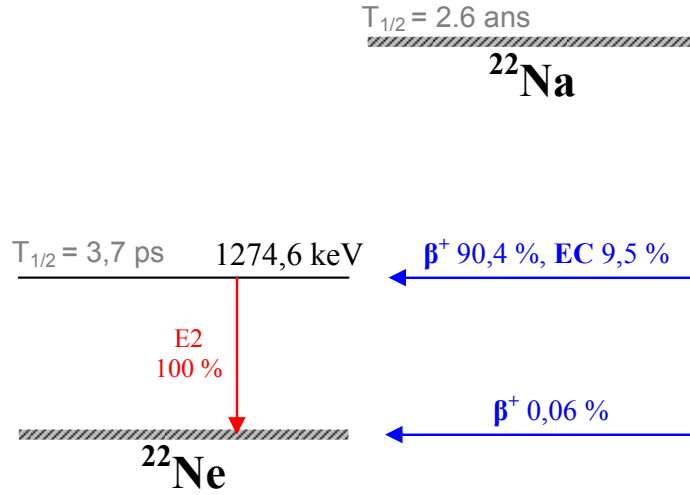


FIG. 5.4 – Schéma simplifié de la décroissance du ^{22}Na . Les trait hachurés représentent le niveau fondamental de chaque noyau.

D'un point de vue expérimental, on procède à une acquisition de longue durée au terme de laquelle on relève les caractéristiques des pics correspondant au dépôt total de l'énergie des 511 keV des γ issus de l'annihilation du positronium et des 1274 keV des γ de la désexcitation du ^{22}Ne . Le nombre d'événements dans les régions d'intérêt autour de 511 keV donne le nombre de désintégrations détectées. la largeur en énergie des photopics permet d'obtenir la résolution en énergie des détecteurs. Via l'étude expérimentale de la résolution R de nos paires de NaI(Tl) en fonction de l'énergie E des γ , on montre que :

$$R(E) = \frac{1,565}{\sqrt{E(\text{keV})}} \quad (5.1)$$

où E est l'énergie déposée dans le détecteur.

D'un point de vue numérique, on introduit la géométrie des détecteurs dans GEANT : deux cristaux de NaI de 2 pouces de diamètre et 2 pouces de profondeur, encapsulés dans un capot en aluminium et se faisant face à 2 cm de distance. La source est placée au centre du dispositif et entourée d'un capot parallélépipédique en plomb de 2 mm d'épaisseur, comme le montre la figure 5.5.

On réalise deux simulations avec des sources différentes : la première est une source de positrons correspondant à la désintégration β^+ du ^{22}Na et la seconde à l'émission des γ de 1274 keV. On écrit dans un fichier pour chaque particule émise l'énergie déposée dans les deux détecteurs. Le nombre de γ tirés dans la simulation est 1,103 fois supérieur à celui des positrons pour rendre compte du schéma de décroissance (99,9 % des décroissances donnent un γ , seulement 90,5 % un positron). Les énergies déposées lors des deux simulations sont ensuite sommées événement par événement pour simuler la détection simultanée d'un positron et d'un

γ . La prise en compte de la multiplicité de la source (paire de photons de 511 keV et photon de 1274 keV) est essentielle puisque d'une part le plateau Compton du 1274 keV contribue à augmenter la surface de la région autour de 511 keV et que d'autre part l'empilement dans le détecteur de deux photons de 511 keV et 1274 keV (ou au moins d'une partie de l'énergie de ce dernier) contribue à diminuer le nombre de coïncidences 511-511 mesurées. L'importance relative des deux effets dépend de la distance source-détecteur : en géométrie très rapprochée, le second prend le pas sur le premier.

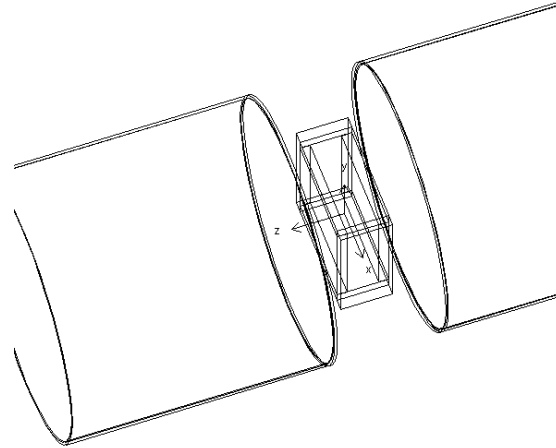


FIG. 5.5 – Géométrie de la détection des γ issus de la désintégration du ^{22}Na .

D'un point de vue expérimental, les positrons sont émis avec un spectre en énergie continu entre 0 et 1,820 MeV lors de la désintégration du ^{22}Na ¹. Dans la simulation, on utilise le programme POSISHAP [3] pour intégrer la distribution en énergie dans GEANT. La résolution du détecteur est simulée a posteriori en répartissant le nombre de coups dans chaque canal autour de celui-ci par un tirage aléatoire dans une gaussienne de largeur à mi-hauteur $R.E$ (où R est la résolution expérimentale).

L'efficacité de détection est définie comme étant le rapport du nombre de paires de photons 511 keV – 511 keV détectées sur le nombre de désintégration de ^{22}Na . Expérimentalement, l'efficacité de détection obtenue était de $1,9 \pm 0,1$ %. La simulation donne, elle, une efficacité de $2,1 \pm 0,1$ %. La figure 5.6 montre l'accord entre les spectres expérimental et simulé. Notons sur cette figure que trois pics très distincts sont visibles dans le spectre. Le premier correspond essentiellement aux photons de 511 keV issus de l'annihilation du positronium. Le second pic est associé aux photons de 1274 keV de la désexcitation du ^{22}Ne . Le dernier pic correspond à la somme des deux énergies et représente les événements où un photon de 511 keV et un de

¹La différence d'énergie entre les niveaux fondamentaux du ^{22}Na et du ^{22}Ne est de 2,842 MeV. L'énergie maximale du positron correspond à la différence des énergies de masse des noyaux père et fils moins deux fois l'énergie de masse de l'électron.

1274 keV ont déposé simultanément toute leur énergie dans le scintillateur. En effet, dans une géométrie de détection aussi rapprochée, la probabilité de tels événements n'est pas négligeable.

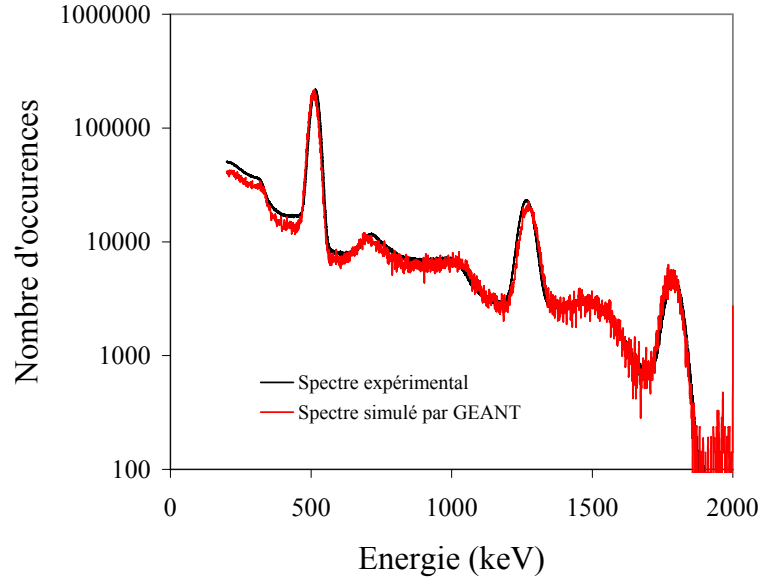


FIG. 5.6 – Comparaison des spectres expérimental et simulé de l'énergie déposée en coïncidence dans les NaI pour une source de ^{22}Na .

5.3.1.b Simulation de la détection avec une source de β^+ différente

Etant confiant dans l'utilisation du code GEANT, on s'attache maintenant à déterminer l'efficacité de détection de notre système pour une source de positrons étendue dans un échantillon massif de cuivre et avec une distribution en énergie différente. L'activation de nos échantillons de cuivre par les γ de Bremsstrahlung peut conduire à plusieurs noyaux fils suivant la réaction et le noyau cible. En effet, le cuivre naturel contient 70 % de ^{63}Cu et 30 % de ^{65}Cu . Avec les énergies d'électrons accessibles au LOA (quelques dizaines de MeV), on peut potentiellement faire des réactions (γ, n) et $(\gamma, 2n)$. Il convient donc de calculer l'efficacité de détection pour les noyaux fils listés dans le tableau 5.2.

| Noyau cible | Type de réaction | Noyau fils | Energie max du e^+ (keV) | $T_{1/2}$ |
|------------------|------------------|------------------|----------------------------|-----------|
| ^{63}Cu | (γ, n) | ^{62}Cu | 2927 | 9,73 min |
| ^{65}Cu | (γ, n) | ^{64}Cu | 653 | 12,70 h |
| ^{63}Cu | $(\gamma, 2n)$ | ^{61}Cu | 1216 | 3,41 h |

TAB. 5.2 – Réactions photonucléaires susceptibles d'intervenir dans le Cu naturel dans les conditions rencontrées au LOA.

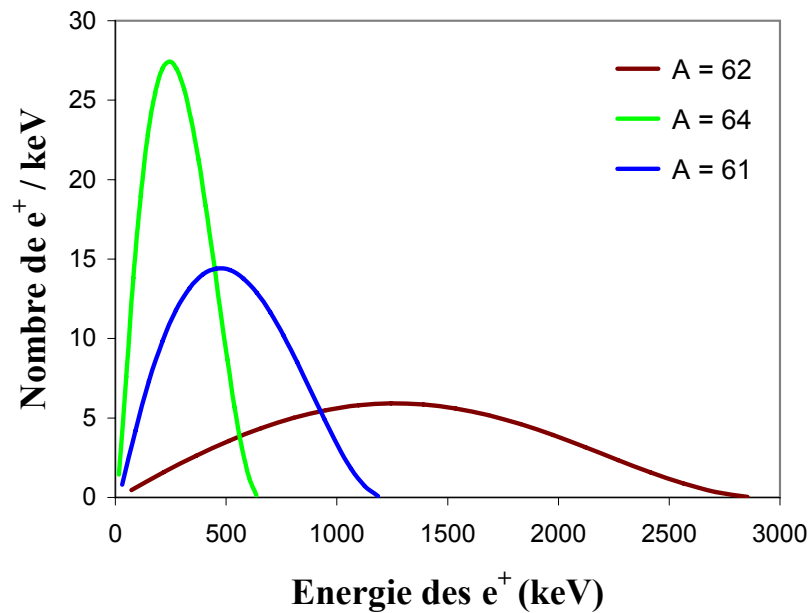


FIG. 5.7 – Distribution en énergie des positrons émis par les isotopes 61,62 et 64 du cuivre.

Comme pour la simulation des événements de désintégration du ^{22}Na , le programme POSISHAP est utilisé pour obtenir la distribution en énergie des positrons. Celles-ci sont représentées dans la figure 5.7. Pour les isotopes du cuivre considérés, on peut négliger la contribution des γ au spectre en énergie détectée. En effet, les désintégrations énumérées dans le tableau 5.2 donnent essentiellement lieu à des noyaux dans leur état fondamental. Seul le ^{61}Cu est créé dans 10 % des cas dans un état excité et le γ issu de la décroissance de ce niveau (d'énergie 283 keV) peut éventuellement, par empilement, contribuer à modifier l'intégrale du pic à 511 keV. La source est localisée dans un pavé de cuivre correspondant soit à l'échantillon d'activation intégrale (de dimension $18 \times 18 \times 4 \text{ mm}^3$) soit à un échantillon de distribution angulaire ($5 \times 5 \times 10 \text{ mm}^3$). La densité volumique exacte de la source étant trop complexe à simuler, deux simulations ont été faites, dans deux cas extrêmes, pour chaque noyau émetteur et chaque géométrie : l'une avec une source ponctuelle centrée dans l'échantillon et l'autre avec une source étendue à tout le volume de l'échantillon. Les efficacités obtenues pour ces deux valeurs et présentées dans le tableau encadrent ainsi la vraie valeur. Les efficacités dans l'échantillon intégral diminuent de 12 à 18 % dans une source étendue en comparaison à une source ponctuelle. Pour les échantillons plus compacts des distributions angulaires, les valeurs sont à peu près identiques.

| Noyau émetteur | ^{62}Cu | ^{64}Cu | ^{61}Cu |
|--|------------------|------------------|------------------|
| Efficacité avec source ponctuelle centrée dans l'échantillon d'activation intégrale (%) | 2,09 | 2,09 | 2,09 |
| Efficacité avec source étendue $18 \times 18 \times 4 \text{ mm}^3$: échantillon d'activation intégrale (%) | 1,70 | 1,83 | 1,79 |
| Efficacité avec source ponctuelle centrée dans l'échantillon de distribution angulaire (%) | 1,92 | 1,94 | 1,93 |
| Efficacité avec source étendue $5 \times 5 \times 10 \text{ mm}^3$: échantillon de distribution angulaire (%) | 1,92 | 2,02 | 1,94 |

TAB. 5.3 – Efficacités de détection à 511 keV simulées en fonction du noyau émetteur du positron et du type d'échantillon de cuivre pour les deux hypothèses extrêmes (source ponctuelle et source homogènement étendue).

5.3.2 Détermination du nombre de réactions (γ, n) dans chaque échantillon

Immédiatement après le dernier des n tirs de la série ($n \sim 20$ pour une activation intégrale, $n \sim 60$ pour une distribution angulaire), l'échantillon avait une activité $A(0)$. Du fait des périodes des radioémetteurs données dans le tableau 5.2, les mesures de décroissances sur les premières dizaines de minutes étaient surtout associées à la désintégration du ^{62}Cu . Ceci est vérifié en mesurant la période des isotopes produits. La figure 5.8 montre une courbe du nombre de désintégrations mesurées expérimentalement en fonction du temps écoulé après le dernier tir laser. L'ajustement en simple exponentielle obtenu par une méthode de moindres carrés donne une période en parfait accord avec la valeur tabulée de la demi-vie du ^{62}Cu . Aussi, cette activité évoluait-elle dans le temps suivant l'équation $A(t) = A(0).e^{-\lambda t}$ où λ est la constante de désintégration pour le ^{62}Cu ($\lambda = 7,12.10^{-2} \text{ min}^{-1}$). Le nombre de noyaux de ^{62}Cu présents à l'instant t était donc $N(t) = \lambda^{-1}.A(t)$.

Le comptage durait de quelques minutes à quelques dizaines de minutes selon le nombre d'échantillons dont il fallait mesurer l'activité. A l'issue de l'acquisition un nombre C d'événements de coïncidences était compté dans les régions d'intérêt associées à un dépôt d'énergie de 511 keV dans les deux détecteurs. A ce nombre, il faut soustraire le bruit de fond B correspondant au temps de comptage (B est évalué lors de comptages du nombre de coïncidences pour un échantillon non-activé). On remonte au nombre de noyaux N_0 de ^{62}Cu au temps $t=0$ (instant du dernier tir) grâce à l'équation suivante 5.2.

$$C - B = \int_{t_{min}}^{t_{max}} \epsilon \lambda N_0 . e^{-\lambda t} dt \quad (5.2)$$

où ϵ est l'efficacité de détection d'une paire de γ de 511 keV, t_{max} et t_{min} les instants de début et de fin de l'acquisition, comptés à partir du dernier tir laser. On en déduit ainsi N_0 :

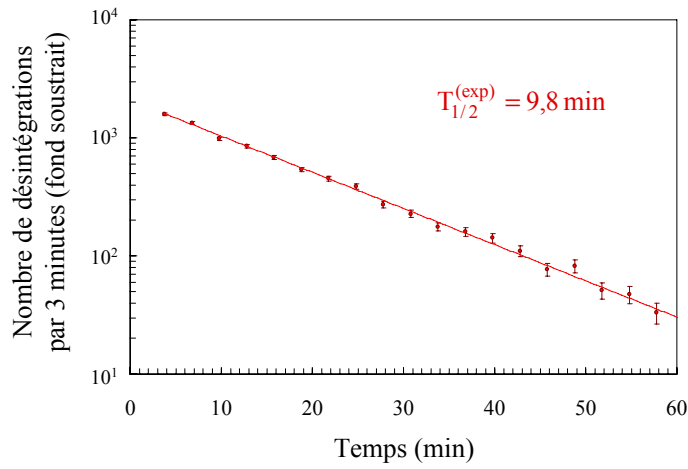


FIG. 5.8 – Exemple d'évolution du nombre de désintégration β^+ détectées expérimentalement en fonction du temps après le dernier tir laser. La période associée déduite de l'ajustement en exponentielle décroissante est donnée sur la figure. Cette valeur est en accord avec la période tabulée du ^{62}Cu montrant que l'on peut négliger la contribution des autres radioisotopes à l'activité de l'échantillon durant les premières dizaines de minutes.

$$N_0 = \frac{1}{\epsilon} \times \frac{(C - B)e^{\lambda t_{min}}}{1 - e^{-\lambda(t_{max} - t_{min})}} \quad (5.3)$$

On remonte au nombre N de réactions par tir grâce à la formule 5.4 qui prend en compte les désintégrations pendant la séquence des n tirs.

$$N = \frac{N_0}{n \sum_{i=1} e^{\lambda t_i}} \quad (5.4)$$

où t_i est l'instant du tir i par rapport au dernier tir (donc t_i est négatif ou nul).

Au LOA, les fluctuations tir à tir étaient très importantes. Certains tirs donnaient lieu à un signal du moniteur notablement plus faible que l'optimum trouvé lors de la procédure de focalisation. On peut en déduire que le nombre d'électrons suprathermiques était dans ces cas également plus faible que pour la configuration optimale. De ce fait, si l'on considère la totalité des tirs dans le calcul de N , on obtient une valeur minorante du nombre de réactions par tir. Il a ainsi été décidé de se donner *arbitrairement* un critère de "qualité" du tir selon que l'amplitude du signal du moniteur dépassait ou non 60 % de l'amplitude maximale atteinte pour la série (par exemple 3 V pour une amplitude maximale de 5 V). Cette valeur correspond à la fluctuation moyenne que l'on constate sur les séries de tirs les plus homogènes.

La formule 5.4 est appliqué une première fois en prenant la totalité des tirs en compte puis une seconde fois en considérant seulement les tirs satisfaisant ce critère. Cette deuxième

valeur est alors considérée comme majorante. La valeur retenue pour N est la moyenne des deux, avec une incertitude additionnelle égale à la demi-différence entre les valeurs majorante et minorante.

La figure 5.9 représente les distributions en amplitude des signaux délivrés par le moniteur au cours de mesures de distributions angulaires. Elle montre bien que, d'une série à l'autre, les tirs sont plus ou moins reproductibles. Ainsi, seulement 35 % des événements vérifient le critère précédent dans le cas de la cible d'or tandis que 100 % le vérifient pour les cibles d'aluminium et de cuivre.

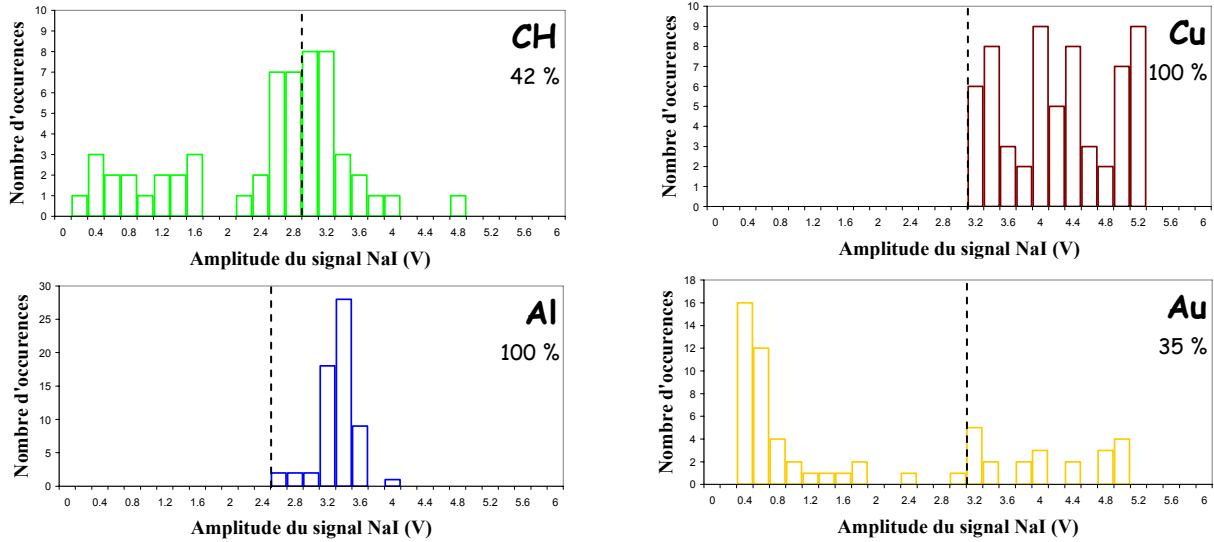


FIG. 5.9 – Histogrammes donnant les distributions en amplitude des signaux issus du moniteur pour les quatre cibles étudiées au LOA lors des mesures de distribution angulaire. Le trait pointillé sur chaque histogramme marque la limite des 60 % de l'amplitude maximale. Le pourcentage des tirs satisfaisant au critère de "qualité" est précisé dans la figure pour chaque cible.

5.3.3 Mesure de la distribution angulaire des activations (γ, n) au LOA

Cette procédure est menée pour tous les échantillons de la croix de distribution angulaire. Le nombre d'échantillons à compter était important (13) et à l'époque, nous disposions de seulement deux bancs de comptage. Ainsi, l'activité de chaque échantillon était mesurée (généralement deux fois) pendant 2 à 3 min avant de compter un autre échantillon. L'activité de l'échantillon central était mesurée sur les deux bancs de coïncidence, cette mesure servant de point de normalisation.

Le dispositif en forme de croix permettait de réaliser dans une même séquence de tir la mesure de la distribution des activations en fonction de l'angle polaire pour quatre angles azimutaux différents (0° , 90° , 180° et 270°). Les électrons à l'origine des γ initiant les réactions ont nécessairement une énergie d'au moins 10 MeV. Pour de telles énergies, la direction

d'émission des γ de Bremsstrahlung diverge très peu de la direction de l'électron. Par ailleurs, les convertisseurs de tantale étant accolés aux échantillons d'activation, la distribution des réactions est peu différente de celle des électrons, en particulier, leur symétrie est la même. L'analyse préliminaire a montré que l'échantillon central est toujours le plus actif : le faisceau d'électrons était donc en moyenne centré sur l'axe du faisceau laser (confondu avec la normale à la cible). D'autre part, aucune différence significative n'a été observée pour une même série de tirs entre les quatre mesures correspondant au même angle polaire. On a donc moyenné les valeurs sur les quatre angles azimutaux.

L'évolution relative du nombre de réactions en fonction de l'angle polaire est représentée sur la figure 5.10. Cette courbe est obtenue en divisant le nombre moyen de réactions dans les échantillons à un angle donné par le nombre de réactions dans l'échantillon central. On note d'ores et déjà que les largeurs des distributions semblent dépendre du matériau cible même si, pour les trois métaux, les barres d'erreurs importantes ne permettent pas de conclure sans une analyse statistique plus poussée. Les mesures d'activation obtenues pour des tirs laser sur une cible de polypropylène (CH) présentent en tout cas une distribution angulaire plus piquée sur 0° que les cibles métalliques.

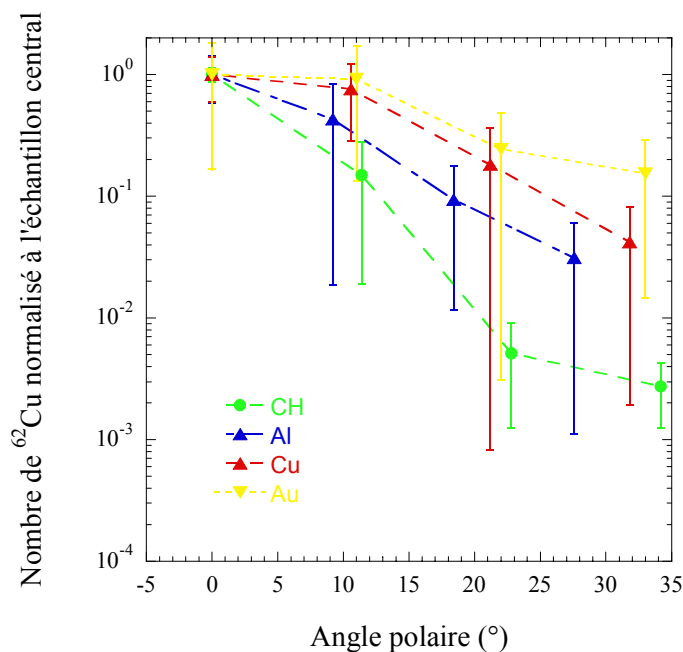


FIG. 5.10 – Evolution relative du nombre de ^{62}Cu à l'issue du dernier tir laser dans les échantillons de distribution angulaire en fonction de l'angle polaire pour différentes cibles de $10\ \mu\text{m}$ d'épaisseur. Les lignes brisées en pointillés sont des guides pour visualiser l'évolution du nombre d'activations en fonction de l'angle pour chaque cible.

Les barres d'erreur sur la figure 5.10 proviennent de plusieurs sources :

- Moyenne sur la multiplicité éventuelle de mesure de l'activité de l'échantillon (entre une et trois mesures selon les cas).
- Moyenne sur les activités des 4 échantillons correspondant au même angle polaire.
- Incertitude statistique sur la mesure de l'activité de chaque échantillon (variant comme la racine carrée du nombre de coïncidences détectées).

L'équation donnant l'incertitude finale $\Delta(\mathfrak{N}/\mathfrak{N}_0)$ sur le nombre moyen relatif $\mathfrak{N}/\mathfrak{N}_0$ de ^{62}Cu dans les échantillons à un angle polaire donné par rapport à l'échantillon central est ainsi :

$$\Delta\left(\frac{\mathfrak{N}}{\mathfrak{N}_0}\right) = \left(\frac{\Delta\mathfrak{N}}{\mathfrak{N}} + \frac{\Delta\mathfrak{N}_0}{\mathfrak{N}_0}\right) \times \frac{\mathfrak{N}}{\mathfrak{N}_0} \quad (5.5)$$

où \mathfrak{N} et \mathfrak{N}_0 représentent les nombres de réactions respectivement dans l'échantillon considéré et dans l'échantillon central et $\Delta\mathfrak{N}$, $\Delta\mathfrak{N}_0$ les incertitudes associées. Ces incertitudes sont calculées ainsi :

$$\Delta\mathfrak{N}_0 = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n \sqrt{\mathfrak{N}_{0j}} \quad \text{et} \quad \Delta\mathfrak{N} = \frac{1}{4n} \sum_{i=1}^4 \left(\sum_{j=1}^n \sqrt{\mathfrak{N}_{ij}} \right) \quad (5.6)$$

où \mathfrak{N}_{ij} représente chaque mesure individuelle avec i l'indice caractérisant l'angle azimutal associé à l'échantillon ($i=1$ pour un angle azimutal de 0° , $i=2$ pour 90° , etc...) et j l'indice caractérisant le rang d'une mesure parmi les n mesures de l'activité d'un échantillon donné.

5.4 Vers la caractérisation des électrons

L'objectif des simulations présentées dans cette section est de reproduire les interactions des électrons produisant par Bremsstrahlung des photons qui activent des noyaux dans les échantillons de cuivre par réaction photonucléaire. Elles permettent ainsi de contraindre la distribution d'électrons à partir des nombres de réactions (γ, n) induites dans les dispositifs d'activation.

5.4.1 Géométrie et modification des matériaux pour prendre en compte les réactions (γ, n)

Les réactions (γ, n) sont prises en compte dans GEANT via le sous-programme PFIS. Celui-ci gère dans la version standard les processus de photofission et réactions (γ, n) pour les noyaux lourds (uranium et plus lourds) par interpolation de tables de valeurs numériques des sections efficaces correspondantes. Pour éviter une profonde modification du programme, on introduit un "faux matériau" ayant les caractéristiques du cuivre mais le nombre de masse et la densité de l'uranium, ce qui n'a pas d'effet sur les autres types d'interactions prises en compte.

Pour diminuer le temps de calcul et augmenter la statistique, la section efficace de réaction (γ,n) est multipliée par 100. Même ainsi, le processus reste très minoritaire et cela n'affecte donc pas la fidélité de la simulation des autres interactions.

5.4.2 Validation du calcul de l'activation (γ,n) avec une cible mince

Pour valider le bon fonctionnement du code, nous avons simulé des réactions (γ,n) dans des feuilles très minces dans lesquelles on peut négliger l'atténuation du faisceau de γ et donc calculer analytiquement le nombre de réactions. La figure 5.11 montre le nombre de réactions (γ,n) simulées et calculées pour des γ de 18 MeV dans des échantillons de cuivre de petites épaisseurs. Cette énergie correspond à la région où la section efficace de réaction (γ,n) est la plus importante, pour avoir une sensibilité maximale. Dans la limite des faibles épaisseurs, le nombre de réactions varie proportionnellement avec l'épaisseur de la feuille. Le pas de suivi des particules est fixé dans le code à 10 μm . Aucun phénomène ne peut donc être simulé dans une cible d'épaisseur plus faible. Aussi, la différence observée sur l'ordonnée à l'origine entre le nombre de réactions simulées et le nombre calculé résulte de l'aspect discret de la simulation. Les épaisseurs ici traitées étant très faibles devant l'épaisseur réelle (millimétrique) des échantillons utilisés lors de l'expérience, cette erreur ne sera pas significative. Ceci valide donc la modification du sous-programme PFIS du code GEANT pour simuler les réactions (γ,n) dans les échantillons épais utilisés lors des expériences.

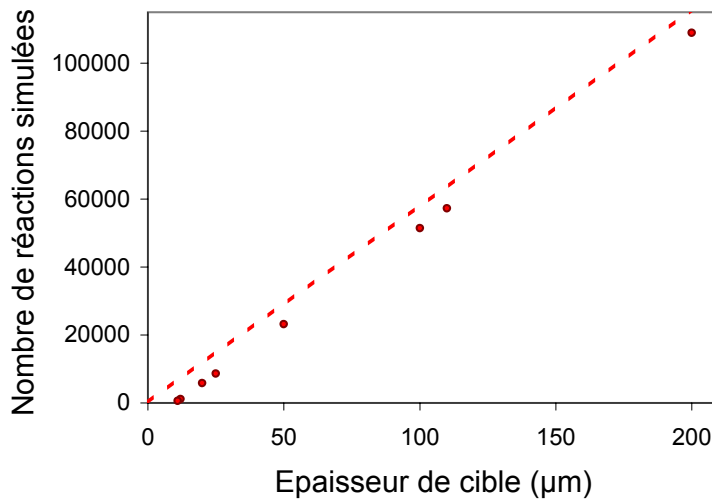


FIG. 5.11 – Evolution du nombre de réactions (γ,n) simulées dans du cuivre, en fonction de l'épaisseur de l'échantillon d'activation pour des γ de 18 MeV, en incidence normale. La droite en pointillés correspond au nombre attendu de réactions, calculé analytiquement. Les barres d'erreurs (associées au nombre de tirages) sont plus petites que l'extension surfacique des points.

5.4.3 Hypothèses de départ

Notre méthode d'analyse nous a conduit à faire deux hypothèses simplificatrices lors du dépouillement des données des expériences de caractérisation des faisceaux d'électrons.

- La première hypothèse consiste à considérer que les électrons suprathermiques, accélérés en face avant de la cible et traversant celle-ci, ont une distribution angulaire bien reproduite par une gaussienne de révolution dont l'axe est confondu avec la direction du laser. Nous postulons également que cette forme n'est pas affectée par la traversée de la cible de 10 μm . Cette hypothèse se base sur l'idée naïve qu'une distribution spatiale en intensité gaussienne du faisceau laser produit un faisceau d'électrons de même nature. Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, cette hypothèse ne semble pas déraisonnable au vu des résultats obtenus à plus basse énergie à l'IOQ.
- La deuxième hypothèse est beaucoup plus forte. Nous postulons dans notre étude que la distribution en énergie des électrons peut être approximée dans sa partie de plus haute énergie (au delà de 10 MeV en particulier) par une exponentielle décroissante indépendante de l'angle d'émission. Cette hypothèse est nécessaire car dans le dispositif utilisé au LOA, nous n'avons pas assez de diagnostics pour contraindre le modèle d'une manière plus stricte. L'étude menée avec les films radiochromiques sur le laser de l'IOQ montre qu'à "basse" énergie (quelques MeV), la variation est au maximum de l'ordre de 20 % pour la partie la plus divergente du faisceau (qui est aussi la moins dense).

5.4.4 Simulation du parcours des électrons et des γ dans nos dispositifs : nombre de réactions (γ, n)

On s'attache dans un premier temps à reproduire la largeur de la distribution du nombre de réactions observées dans les différents échantillons de distribution angulaire. La géométrie utilisée dans la simulation est donc celle contenant les 13 petits pavés de cuivre accolés derrière les plaques de tantale de 2 mm d'épaisseur. Le support en aluminium est négligé dans l'étude, de même que l'enceinte en acier inoxydable. La cinématique de l'émission est adaptée pour chaque type de cible afin de reproduire la distribution en énergie mesurée avec le spectromètre à 0° . La direction d'émission est déterminée par le tirage aléatoire des angles azimutal et polaire du vecteur quantité de mouvement. L'angle azimutal est tiré de manière équiprobable entre 0 et 2π et l'angle polaire est tiré aléatoirement entre 0 et $\pi/2$, selon une loi de probabilité proportionnelle à la fonction :

$$\frac{dN}{d\theta} = \sin \theta \times e^{-4 \ln 2 \left(\frac{\theta}{\theta_0}\right)^2} \quad (5.7)$$

Où Θ est la valeur choisie comme largeur à mi-hauteur de la gaussienne de révolution représentant la forme du faisceau.

5.4.5 Détermination de la largeur de la distribution angulaire des électrons

On procède à plusieurs simulations pour chaque type de cible en faisant varier uniquement le paramètre Θ et on utilise une méthode de moindres carrés pour déterminer quelle valeur de Θ permet le meilleur ajustement à la valeur expérimentale.

Les barres d'erreurs $\Delta\Theta$ correspondent à la différence des largeurs Θ et ϑ :

$$\Delta\Theta = \Theta - \vartheta \quad (5.8)$$

où l'angle ϑ est la largeur, telle que la somme des carrés des écarts aux valeurs expérimentales est supérieure de moitié à la valeur minimale :

$$\sum_{i=0}^3 \left(\frac{N_i^{exp} - N_i(\vartheta)}{\Delta N_i^{exp}} \right)^2 = 1,5 \times \sum_{i=0}^3 \left(\frac{N_i^{exp} - N_i(\Theta)}{\Delta N_i^{exp}} \right)^2 \quad (5.9)$$

où N_i^{exp} est le nombre expérimental moyen de réactions dans les échantillons séparés de l'échantillon central par i autres échantillons ($i=0$ au centre, $i=1$ pour les premiers échantillons sur chaque branche de la croix en s'éloignant du centre, etc...). La quantité ΔN_i^{exp} est l'erreur expérimentale associée à cette valeur.

Un exemple d'évolution du χ^2 avec le paramètre Θ est représenté en figure 5.12 pour une série de tirs sur une cible de cuivre. La distribution des χ^2 a été normalisée à l'unité pour le minimum pour la clarté de la figure mais cette valeur est par exemple de 0,6 pour la cible d'aluminium ou 0,35 pour l'or. On voit un minimum pour une valeur $\Theta=32^\circ$.

La largeur étant déterminée, il est possible de remonter au nombre total d'électrons d'énergie supérieure au seuil, en cherchant le nombre d'électrons qu'il faut simuler dans GEANT pour rendre compte du nombre de réactions dans les échantillons. Comme on reproduit déjà les rapports de ces nombres de réactions grâce au choix de la largeur de la distribution, il suffit de reproduire le nombre de réactions dans l'échantillon central qui sert de point de normalisation. Il faut alors tenir compte de différentes corrections n'intervenant pas dans la simulation, pour ne pas alourdir le calcul : abondance isotopique de seulement 70 % du ^{63}Cu dans le cuivre naturel, 97,8 % de décroissance β^+ pour une population de ^{62}Cu , facteur 100 sur la section efficace de réaction.

5.4.6 Mesure du nombre total d'électrons d'énergie supérieure à 10 MeV

Le dispositif d'activation pour mesurer la distribution angulaire n'est pas le plus approprié pour une mesure précise du nombre total d'électrons au delà du seuil. En effet, il n'intercepte qu'une petite partie du faisceau et est très sensible à un éventuel "décentrage" du faisceau

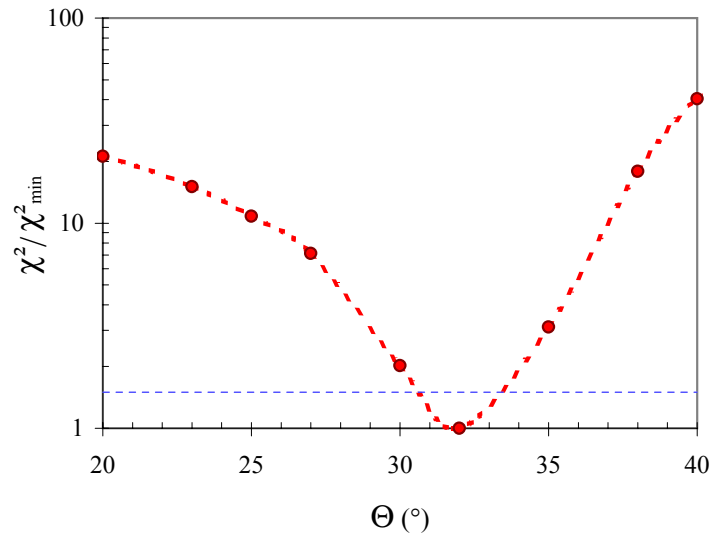


FIG. 5.12 – Evolution du χ^2 en fonction de la largeur à mi-hauteur Θ de la distribution angulaire simulée pour une série de tirs sur une cible de cuivre. La ligne en pointillé correspond à 1,5 fois le χ^2 minimal et permet d'estimer l'incertitude sur la largeur de la distribution

d'électrons. On utilise donc plutôt le pavé d'activation intégrale pour évaluer ce nombre. On refait donc une simulation, cette fois en géométrie "intégrale", en tirant une population d'électrons de distribution en énergie identique à la simulation précédente et avec la distribution angulaire paramétrée par la largeur optimale que l'on vient de déterminer.

5.5 Caractéristiques des faisceaux en fonction du numéro atomique de la cible

5.5.1 Divergence du faisceau en fonction du numéro atomique de la cible

L'un des paramètres importants pour l'utilisation des faisceaux de particules accélérées par interaction laser-plasma est la divergence du faisceau. En effet, plus le faisceau est divergent et plus la densité de particules décroît rapidement avec la distance. Dans une expérience visant à utiliser le faisceau de particules primaires ou secondaires (γ de rayonnement de freinage, par exemple) pour induire des réactions nucléaires dans un volume restreint ², il est primordial de connaître la distribution angulaire des particules pour dimensionner le dispositif. Dans l'approximation d'un faisceau gaussien, cette distribution est paramétrée par sa largeur à mi-hauteur.

Lors de notre expérience, il était nécessaire de cumuler l'activation résultant de plusieurs

²Comme cela est nécessaire dans le cas de l'expérience dont le principe a été exposé dans le premier chapitre. Si l'on désire appliquer un champ fort sur la zone de réactions au moyen d'un faisceau laser, à énergie constante, l'amplitude du champ sera inversement proportionnelle à la dimension transverse de la zone éclairée. L'énergie des faisceaux étant pour l'instant le facteur limitant, on a tout intérêt à limiter l'extension spatiale de la zone de recouvrement des faisceaux.

dizaines de tirs laser sur la cible pour obtenir une activité sortant nettement du bruit de fond. Cette méthode n'a pu être utilisée à l'IOQ à cause du trop faible nombre d'électrons d'énergie supérieure à 10 MeV, le nombre de tirs nécessaire dépassant les capacités de la cible³. Au LOA, le nombre de tirs variait en fonction de la place disponible sur la cible, mais il était typiquement d'une soixantaine. La divergence du faisceau évaluée par la méthode d'activation est donc en fait moyennée sur tous ces tirs. Notons que si la direction du faisceau n'est pas identique à chaque tir, on obtient une mesure de la dispersion de ce faisceau plutôt qu'une moyenne de sa divergence intrinsèque. La figure 5.13 montre l'évolution de la largeur à mi-hauteur déduite des simulations GEANT en fonction du numéro atomique Z de la cible. Dans le cas du polypropylène, on a pris le parti d'associer le point à la moyenne des Z du carbone et de l'hydrogène (3,5).

La valeur optimale de la largeur de la distribution Θ n'est, par ailleurs, que très peu dépendante de la température de la distribution simulée pour les électrons. Une variation de 2 à 3 MeV de cette température ne change pas la largeur optimale de la distribution. Cela s'explique bien par le fait que le rayonnement de freinage, aux énergies considérées, est très directif et que l'on contraint fortement la distribution angulaire des électrons par la distribution angulaire des réactions (γ, n). Ceci traduit le fait qu'un γ , créé par le ralentissement d'un électron dans un petit pavé de tantale associé à un échantillon, a très peu de chance d'induire une réaction nucléaire dans un autre échantillon.

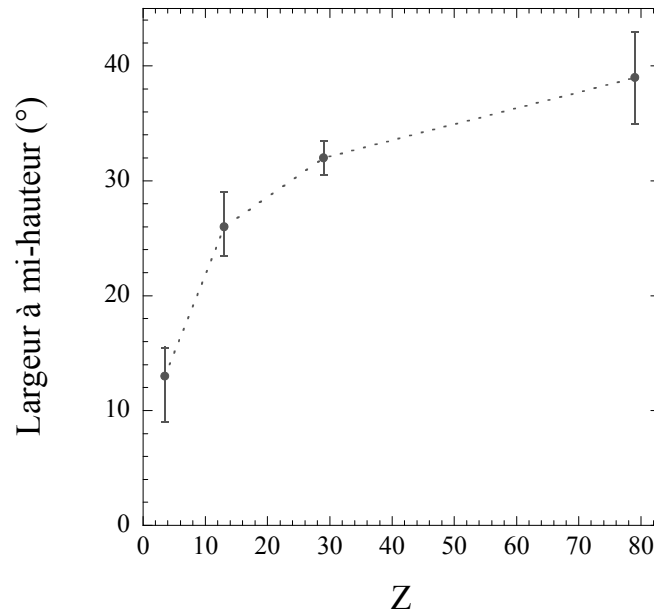


FIG. 5.13 – Evolution de la largeur à mi-hauteur du faisceau d'électrons en fonction du numéro atomique de la cible observée lors de l'expérience sur le laser "Salle jaune" du LOA. Les traits en pointillés sont là uniquement pour guider l'œil.

³Cela signifie qu'une telle installation laser n'est pas adaptée pour une expérience de physique nucléaire telle que décrite dans la section 1.4.3.

Il apparaît nettement que la divergence intrinsèque de la distribution ou sa dispersion croît avec le numéro atomique de l'élément cible. La faible largeur de la distribution des électrons dans le cas de la cible plastique peut paraître étonnant. En effet, dans la cible diélectrique, on s'attendrait à avoir beaucoup plus de filamentation du faisceau que dans les cibles métalliques comme rapporté dans la référence [4]. Notons cependant que nos cibles sont plus fines, seulement 10 μm , que celles utilisées dans cette référence et que pour des cibles de 100 μm , le faisceau devient effectivement très divergent [5]. Il est donc probable que les effets de propagation du faisceau à travers la cible soient moins déterminants dans notre cas.

La technique d'activation n'a pu être utilisée à l'IOQ, mais une mesure de la largeur de la distribution angulaire des électrons issus d'une cible de Ta ($Z=73$) a toutefois été faite grâce à un empilement de films radiochromiques. Pour les électrons d'énergie supérieure à 10 MeV, la largeur à mi-hauteur était comprise entre 25 ° et 40 ° suivant leur énergie, en bon accord avec les valeurs obtenues au LOA.

5.5.2 Nombre d'électrons de haute énergie en fonction du numéro atomique de la cible

Le second paramètre déterminant pour l'utilisation des faisceaux d'électrons est tout simplement le nombre d'électrons de haute énergie produits. Pour les applications qui nous préoccupent, on ne s'intéresse qu'aux électrons d'énergie supérieure à 10 MeV car les sections efficaces de la plupart des réactions (γ, n) sont piquées dans la région entre 10 et 30 MeV. La figure 5.14 représente l'évolution du nombre de réactions (γ, n) en fonction du numéro atomique Z des noyaux de la cible.

Sur cette figure, une tendance semble se dégager pour les cibles métalliques : le nombre d'activation augmente nettement avec le numéro atomique de l'élément avec lequel on forme le plasma : de $Z=29$ (Cu) à $Z=79$ (Au), le nombre de réactions double. Un doute subsiste quand au point à considérer pour l'aluminium ($Z=13$) : le point plus clair sur la figure correspond à une seule mesure intégrale⁴. Cette mesure n'est pas du tout compatible avec l'autre point correspondant à une moyenne sur deux mesures distinctes pour lesquelles on avait des jeux de données cohérents et complets (à la fois une mesure de distribution en énergie, une mesure d'activation intégrale et une mesure de la distribution angulaire). Cependant, ce deuxième point est étonnamment bas comparé à ceux des autres matériaux. D'après des mesures d'énergie réalisées avec un calorimètre placé sur le trajet du faisceau laser avant le compresseur, la différence d'énergie entre ces trois activations est peu significative (7 % de variation). Il est à noter que les barres d'erreurs sur cette figure tiennent compte à la fois de l'incertitude statistique sur les comptages, de l'incertitude sur le "nombre de tirs équivalent" (règle des 60 %) et enfin de l'incertitude sur l'efficacité de détection.

En procédant aux calculs et simulations détaillés dans le chapitre précédent, on remonte

⁴La mesure de distribution angulaire associée a été éliminée suite à un problème mécanique.

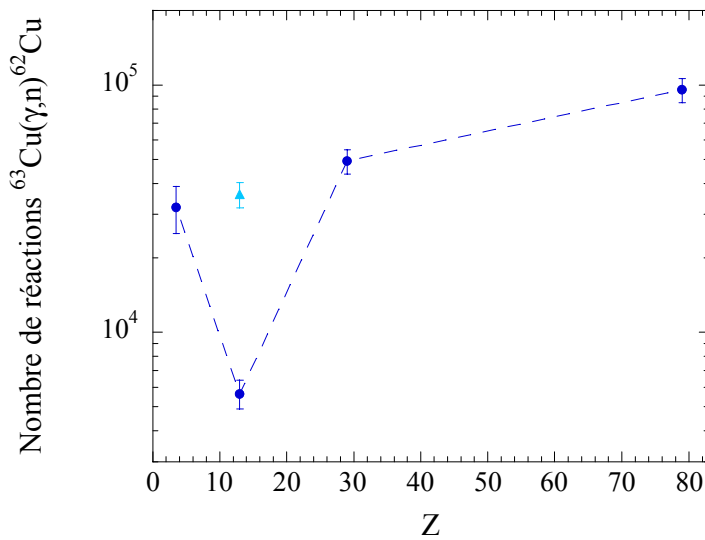


FIG. 5.14 – Evolution du nombre de réactions $^{63}\text{Cu}(\gamma,n)^{62}\text{Cu}$ par tir dans le pavé d'activation intégrale en fonction du numéro atomique de la cible. Les pointillés sont un guide pour l'œil et relie les points correspondant à des jeux de données complets (voir texte). Noter l'échelle logarithmique.

au nombre total d'électrons d'énergie supérieure au seuil de la réaction (10 MeV). La figure 5.15 montre l'évolution de ce nombre en fonction du numéro atomique de la cible telle qu'observée au LOA.

L'analyse de cette courbe est délicate. L'effet de la non-reproductibilité de l'interaction laser-plasma est ici majeur et les incertitudes sur le nombre de réactions, et surtout sur la température, se conjuguent. Il en résulte de très importantes barres d'erreurs. En première approximation, il semble que dans les barres d'erreurs, il n'y ait pas de différence fondamentale entre les différents matériaux cible, exception faite de l'aluminium. Cependant, le nombre de réactions induites dans les échantillons varie énormément d'une cible à l'autre (d'un facteur 17 entre l'aluminium et l'or) comme le montre la figure 5.14. On pourrait donc penser que la variation du nombre total d'électrons d'énergie supérieure au seuil de la réaction est masquée par la grande incertitude sur la mesure de la température de la distribution en énergie. L'interrogation sur le point de l'aluminium reste entière.

Au vu de ces résultats et toujours en première approximation, le laser du LOA donnerait, par tir, environ 10^9 électrons d'intérêt pour des études de physique nucléaire (activation par réaction (γ,n)) et ce, à peu près indépendamment du matériau cible. Dans cette hypothèse, la cible de polypropylène serait la plus indiquée du fait de la distribution angulaire plus étroite du faisceau d'électrons (voir figure 5.13).

Pour ces deux raisons, nous avons voulu procéder à une seconde expérience en reprenant le même type de dispositif mais en augmentant le nombre d'éléments étudiés pour sonder les

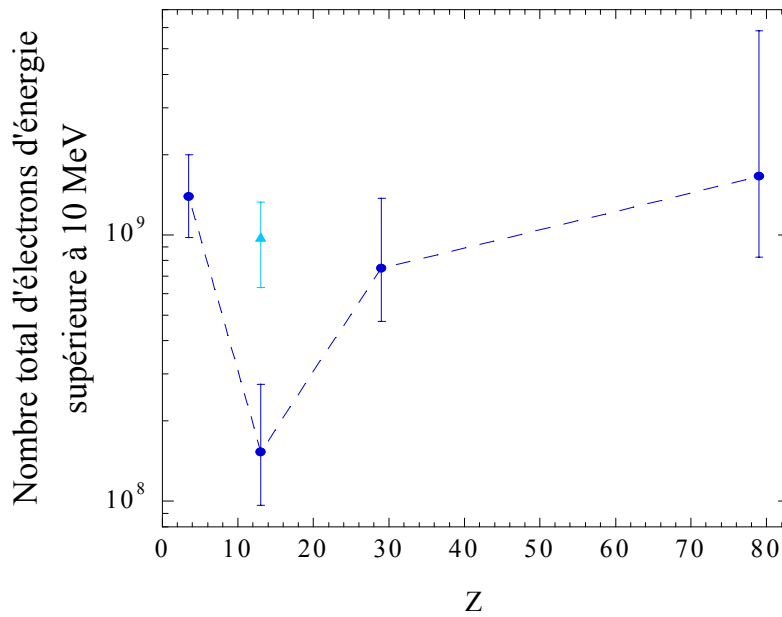


FIG. 5.15 – Evolution du nombre total d'électrons d'énergie supérieure au seuil de la réaction $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$ par tir en fonction du numéro atomique de la cible lors de l'expérience au LOA. Les pointillés sont un guide pour l'œil et relient les points correspondant à des jeux de données complets. Noter l'échelle logarithmique.

régions entre $Z=13$ et $Z=32$ d'une part et entre $Z=32$ et $Z=79$ d'autre part. Dans l'impossibilité d'obtenir du temps de faisceau au LOA, le laser JETI de l'IOQ Iéna semblait être la meilleure option puisque, comme le montre le tableau 5.4, les deux lasers ont des caractéristiques très proches.

| | Salle jaune (LOA) | JETI (IOQ Iéna) |
|---------------------------------|--|--|
| Energie avant compression | 2,5 J | 1,5 J |
| Durée de l'impulsion (FWHM) | 40 fs | 80 fs |
| Longueur d'onde de la radiation | 780 nm | 795 nm |
| Longueur de Rayleigh | 100 μm | 40 μm |
| Intensité sur cible | $\sim 4 \cdot 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$ | $\sim 2 \cdot 10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$ |
| Contraste (ns) | $\sim 10^{-6}$ | $\sim 10^{-7}$ |
| Taux de répétition effectif | $\sim 0,5 \text{ Hz}$ | $\sim 0,3 \text{ Hz}$ |

TAB. 5.4 – Caractéristiques comparées des installations laser du LOA et de l'IOQ.

L'expérience menée à l'IOQ a été sur ce point assez surprenante puisque, à intensité proche, nous avons obtenu des résultats très différents de ceux du LOA. La figure 5.16 donne le nombre d'électrons d'énergie supérieure au seuil de la réaction $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}$ en fonction du

numéro atomique de l'élément cible. Il n'y a que peu de points car pour la plupart des cibles étudiées, l'activité était insuffisante pour obtenir un signal significatif par rapport au bruit de fond.

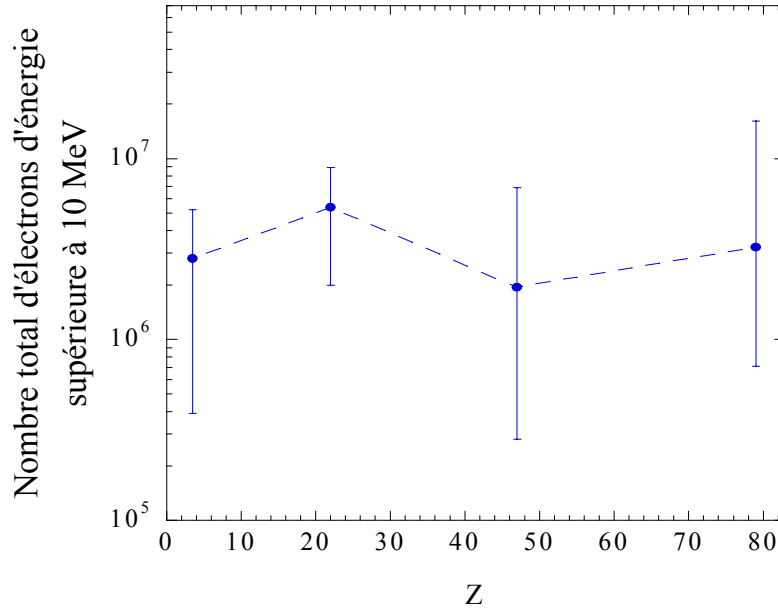


FIG. 5.16 – Evolution du nombre total d'électrons d'énergie supérieure au seuil de la réaction $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$ en fonction du numéro atomique de la cible lors de l'expérience à l'IOQ. Les traits en pointillés sont là uniquement pour guider l'œil.

Il y a entre deux et trois ordres de grandeur de différence, concernant le nombre d'électrons à haute énergie. Rappelons que les deux installations délivrent des intensités sur cibles variant seulement d'un facteur 2 et que les tailles des taches focales sont assez similaires également (2 et 3 μm de largeur à mi-hauteur).

Trois tentatives d'explications sont possibles :

- L'intensité n'est pas le seul facteur prépondérant dans l'accélération des électrons de plus hautes énergies. L'énergie du laser serait également un paramètre déterminant.
- La dépendance à l'intensité laser du nombre d'électrons suprathermiques est hautement non-linéaire dans cette gamme pourtant très étroite d'intensité.
- Le contraste important sur l'installation de l'IOQ (10^{-7}) ne permet pas à la pré-impulsion d'ioniser aussi efficacement la surface de la cible qu'au LOA, résultant en un pré-plasma moins propice à l'accélération des électrons. L'absence, sur les deux expériences, de diagnostics mesurant le profil de densité du plasma ne permet pas de conclure sur ce point.

En première approximation, l'installation de l'IOQ délivrerait quelques 10^6 électrons d'intérêt pour la physique nucléaire indépendamment de l'élément cible.

5.6 Domaine de validité de la méthode

La méthode de caractérisation de faisceaux d'électrons présentée dans cette thèse est basée sur l'utilisation de réactions photonucléaires du type (γ, n) comme "intermédiaire" pour la détection des électrons. Ces réactions présentent, quel que soit le noyau cible, un seuil relativement élevé comparé à l'énergie moyenne des électrons quittant la cible. Cette technique est par conséquent réservée à l'étude de la partie à haute-énergie des faisceaux d'électrons. Le seuil de 9,8 MeV que nous avons, du fait de l'utilisation de la réaction $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$, peut cependant être abaissé en ayant recours à d'autres noyaux cibles comme le ^{181}Ta dont le seuil (γ, n) est à seulement 7,5 MeV. Il est également possible de recourir à des réactions de photofissions [5] sur de l'uranium dont le seuil se situe à 5,8 MeV. Dans ces cas, il faut cependant adapter le système de détection puisque les noyaux résiduels ne sont pas émetteurs β^+ .

Une seconde limitation provient de la nécessité de créer suffisamment de noyaux radioactifs dans les échantillons pour que l'activité en soit détectable. Dans la configuration du LOA, le bruit de fond sur les bancs de coïncidences était d'environ 5.10^{-3} événements par seconde. En considérant une efficacité de détection $\epsilon=2\%$ et la proportion de décroissance par désintégration β^+ (97,8 %), ce bruit correspond à une activité $A_{bdf}=(0,26 \pm 0,03)$ Bq. On peut en déduire le nombre minimal N_{min} de noyaux à activer pour obtenir une détection avec un rapport signal sur bruit R au temps 0 par la formule :

$$N_{min} = \frac{A_{bdf}R}{\lambda} \quad (5.10)$$

Si l'on se donne comme seuil $R=5$ on obtient un nombre de noyaux de ^{62}Cu créé par tir $N_{min}=1000 \pm 100$. La figure 5.17 est le résultat de simulations GEANT donnant l'évolution du nombre de noyaux de ^{62}Cu créés par tir en fonction de la température de la distribution en énergie des électrons, pour un nombre d'électrons extrapolé à énergie nulle fixé (2.10^9 MeV $^{-1}$, valeur typique obtenue avec une cible de polypropylène). Le seuil de 1000 noyaux par tir est représenté par la droite en pointillés grisés sur la figure.

On voit qu'en dessous d'une température d'environ 3 MeV, le nombre d'électrons n'est plus suffisant pour passer notre seuil de détection avec un seul tir laser. Il est alors nécessaire de procéder à plusieurs tirs lasers pour accumuler les noyaux actifs. Ce processus est évidemment en concurrence avec la décroissance continue des noyaux radioactifs. On définit le gain en activité dans un échantillon comme le nombre de noyaux de ^{62}Cu présents dans l'échantillon à la fin d'une séquence de tir, divisé par le nombre de noyaux de ^{62}Cu créés par tir. La figure 5.18 montre comment ce gain évolue en fonction du nombre de tirs réalisés sur la cible, suivant la cadence du laser. Cela revient à calculer la population des noyaux de ^{62}Cu après un nombre donné de tirs espacés d'un intervalle de temps défini par la cadence, en supposant qu'on crée

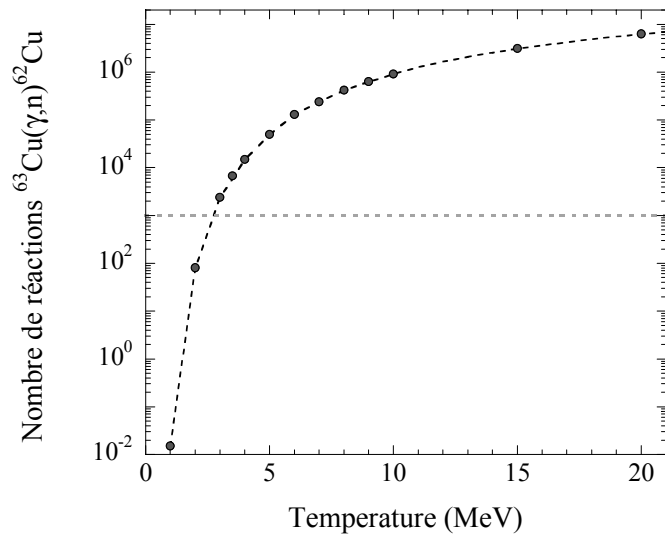


FIG. 5.17 – Evolution du nombre de réactions $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$ induites dans un échantillon intégral en fonction de la température de la distribution des électrons. On considère un nombre d'électrons extrapolé à énergie nulle de 2.10^9 MeV^{-1} .

seulement un noyau de ^{62}Cu par tir laser. On obtient le nombre total de noyaux n'ayant pas encore décré en multipliant par le nombre de réactions par tir donné par la figure 5.17.

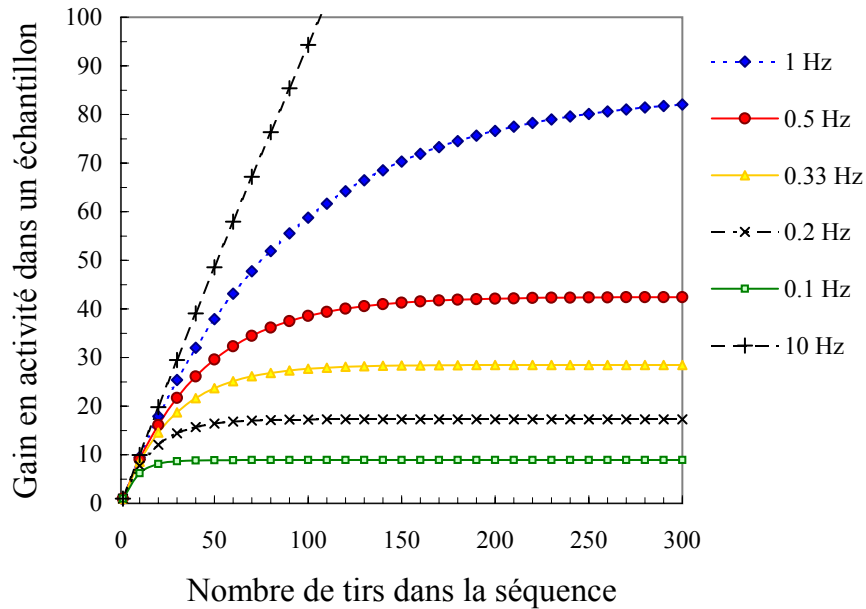


FIG. 5.18 – Abaques donnant le gain en activité du ^{62}Cu obtenu en cumulant les tirs lasers pour accroître l'activité dans un échantillon pour différentes cadences du laser.

Le gain atteint une saturation lorsque le nombre de noyaux créé par tir est équivalent au nombre de ceux qui décroissent dans l'intervalle de temps séparant deux tirs consécutifs. Cette

saturation est donc d'autant plus rapide que la cadence est faible et le gain est bien sûr d'autant plus grand que la cadence est importante. Notons que, pour un laser ayant les caractéristiques de celui de la Salle jaune du LOA ou de l'IOQ, on peut atteindre au mieux un gain de l'ordre de 250 (à 10 Hz) pour peu qu'on parvienne à réaliser 300 tirs sur une même cible. Ce nombre de tirs représente bien plus que ce qui était réalisable lors de notre expérience au LOA. A l'IOQ cependant, près de 400 tirs consécutifs ont pu être effectués sur une même cible. A ce jour, la limitation sur la cadence de tir est due à la stabilité de l'ensemble mécanique "cible + porte-cible". Ceci souligne l'importance des développements à apporter dans le futur tant au design du porte-cible qu'à la motorisation de celui-ci.

5.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit les différents résultats obtenus sur la composante de plus haute énergie (>10 MeV) des faisceaux d'électrons générés sur les lasers du LOA et de l'IOQ. Les résultats issus de ces deux expériences ne paraissent pas comparables, malgré la grande similitude entre les deux installations. En particulier, le nombre total d'électrons de haute énergie diffère de plus de deux ordres de grandeur entre les deux expériences sur des cibles identiques.

Concernant l'évolution des caractéristiques du faisceau en fonction de l'élément cible, nous avons constaté au LOA une très nette corrélation entre la divergence du faisceau et le Z de la cible. Sur ce point, les résultats de la méthode d'activation sont en accord avec une mesure faite avec un empilement de films radiochromiques à l'IOQ. Au LOA, une corrélation entre le nombre total d'électrons et le numéro atomique avait été suspectée, pour les cibles métalliques tout au moins, mais le faible nombre d'éléments-cibles et des données contradictoires entre deux mesures avec un cible d'aluminium empêchaient une conclusion définitive. De surcroît, les incertitudes sur les mesures étaient importantes, essentiellement du fait de la dispersion observée d'un tir à l'autre sur la température de la distribution des électrons. L'expérience à l'IOQ devait permettre de trancher la question mais aucune tendance n'a pu y être observée en raison du très faible nombre d'électrons d'énergie supérieure au seuil de détection de notre système.

Enfin, la dernière section du chapitre a mis en évidence le domaine d'utilisation de la méthode de caractérisation. L'activation n'est efficace que si la distribution en énergie des électrons a une température supérieure à quelques MeV (ou que le flux est très important). Dans le cas contraire, l'activité obtenue dans les échantillons d'activation est trop faible pour donner des résultats précis. L'addition de tirs pour accumuler les noyaux actifs permet de contourner partiellement le problème, si la cadence est importante, de manière à ce que peu de noyaux actifs se désintègrent dans le laps de temps entre deux tirs consécutifs. Cependant, les caractéristiques du faisceau que l'on déduit des mesures correspondent dans ce cas à une moyenne sur les différents tirs. Il est alors essentiel que l'interaction laser-plasma soit reproductible ce qui est actuellement

un des grands enjeux sur les lasers de puissance.

Notons qu'il pourrait à l'avenir être intéressant de privilégier un système de détecteur "tout en un" intégrant un empilement de films radiochromiques et d'absorbants en avant d'un échantillon d'activation. Les photons γ activant l'échantillon seraient alors générés dans l'empilement. Les films radiochromiques donneraient ainsi accès à la distribution angulaire et à la température du faisceau tandis que l'activation fournirait le nombre total d'électrons. On mesurerait ainsi simultanément toutes les caractéristiques du faisceau.

Dans l'optique d'une expérience de physique nucléaire en champ fort, l'augmentation de la divergence avec Z privilégierait des matériaux cibles légers pour la production des électrons à l'origine de l'activation du plasma. En effet, on a vu que la compacité était un aspect essentiel et une divergence importante du faisceau serait très pénalisante. Cependant, si l'augmentation du nombre d'électrons avec le numéro atomique de l'élément-cible se confirme, il faudra trouver un compromis entre la directionnalité du faisceau et la quantité d'électrons pouvant donner lieu à des activations (après conversion en photons γ).

Toutefois, les deux expériences menées à l'IOQ et au LOA ont montré la complexité de choisir des électrons pour créer –via les photons de Bremsstrahlung– les noyaux activés. En effet, la probabilité de réaction sur les noyaux est le résultat de la convolution de deux sections efficaces : celle de production de γ de plus de 10 MeV par rayonnement de freinage (σ_{Brem}) puis celle de réaction ($\sigma_{\gamma,n}$). Nous avons vu que la distribution en énergie des électrons pouvait présenter des fluctuations tir à tir importantes. Ceci résulte en une importante variation du nombre d'électrons dans la queue de distribution à haute énergie. Or, σ_{Brem} varie très fortement en fonction de l'énergie de l'électron. La distribution des photons γ pouvant initier des réactions photonucléaires est donc très "versatile". L'utilisation de ces photons dans une expérience telle que celle qui est décrite dans la partie 1.4.3 nécessiterait ainsi un meilleur contrôle des paramètres de la distribution des électrons pour diminuer les incertitudes sur le nombre de noyaux excités.

Bibliographie

- [1] M. Manclossi, J. J. Santos, D. Batani, J. Faure, A. Debayle, V. T. Tikhonchuk et V. Malka, *Phys. Rev. Lett.* 96 (2006) 125002
- [2] D. Batani, M. Manclossi, J. J. Santos, V. T. Tikhonchuk, J. Faure, A. Guemnie-Tafo, et V. Malka, *Plasma Phys. Control. Fusion* 48 (2006) B211-B220
- [3] *Handbook of Nuclear Spectrometry*, J. Kantele, Academic Press (1995)
- [4] R. B. Stephens, R. A. Snavely, Y. Aglitskiy, F. Amiranoff, C. Andersen, D. Batani, S. D. Baton, T. Cowan, R. R. Freeman, T. Hall, S. P. Hatchett, J. M. Hill, M. H. Key, J. A. King, J. A. Koch, M. Koenig, A. J. MacKinnon, K. L. Lancaster, E. Martinolli, P. Norreys, E. Perelli-Cippo, M. Rabec Le Gloahec, C. Rousseaux, J. J. Santos et F. Scianitti, *Phys. Rev. E*, 69 (2004) 066414
- [5] G. Malka, M. M. Aleonard, J. F. Chemin, G. Claverie, M. R. Harston, J. N. Scheurer, V. Tikhonchuk, S. Fritzler, V. Malka, P. Balcou, G. Grillon, S. Moustazis, L. Notebaert, E. Lefebvre et N. Cochet, *Phys. Rev. E*, 66 (2002) 066402

Chapitre 6

Etude d'un faisceau de protons et réactions nucléaires dans un plasma

6.1 Introduction

Ce chapitre présente les premiers résultats d'une campagne d'expériences débutée au Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses (LULI) à Palaiseau visant à étudier la désexcitation de noyaux placés dans un champ électromagnétique fort. Ceci suppose, dans un premier temps, de maîtriser la production d'un faisceau de particules susceptibles d'induire des réactions nucléaires (nous avons ici choisi d'utiliser des protons) et, dans un second temps, de synchroniser ce faisceau de particules avec la création d'un plasma servant de cible secondaire. Le principe de l'accélération des protons a été présenté dans la section 1.2.3. Rappelons seulement que ce processus nécessite une cible solide d'épaisseur suffisamment faible (quelques dizaines à centaines de μm) pour que les électrons accélérés en face avant puissent la traverser et donner lieu au champ accélérateur pour les protons. La première partie du chapitre sera ainsi consacrée à la caractérisation du faisceau de protons par des techniques analogues à l'étude menée sur les électrons dans les chapitres précédents. Dans la suite, on s'attachera à décrire le dispositif utilisé pour que ces protons induisent des réactions nucléaires dans un plasma et les premières données associées.

6.2 Etude des faisceaux de protons produits sur l'installation 100 TW du LULI

6.2.1 Dispositif expérimental

6.2.1.a Le laser 100 TW du LULI

Comme sur les installations de l'IOQ et du LOA, l'oscillateur initial Tsunami fonctionne avec un cristal Ti :Saphir. La longueur d'onde de l'émission après amplification est de (1057 ± 15) nm. L'impulsion initiale de 100 fs est allongée temporellement par un étireur à réseaux de type Öffner jusqu'à une durée de l'ordre de 600 ps, avant d'être injectée dans un amplificateur

régénératif Ti :Sa de gain en énergie de l'ordre de 10^6 . L'impulsion passe ensuite dans une chaîne amplificatrice à quatre étages avec des amplificateurs à barreaux puis à disques de diamètres croissants (16, 25, 45, 108 mm). Ces amplificateurs sont composés de plusieurs types de verres dopés au néodyme (phosphates et silicates) de manière à garder une bande spectrale la plus large possible. Une énergie totale d'environ 60 J est obtenue en fin de chaîne [1,2].

Lors de notre expérience, une partie du faisceau, 30 J au maximum, était recomprimée sous vide par deux réseaux de diffraction à une durée de l'ordre de 300 fs, avant d'être envoyée dans la chambre d'interaction (la limitation en énergie provient de la tenue au flux limitée des réseaux). L'amplification de l'émission spontanée dans les milieux amplificateurs donnait lieu à un piédestal avant l'impulsion avec un contraste de l'ordre de 10^{-4} sur une durée d'environ 1,5 ns. La cadence de tir est d'environ un tir toutes les 20 min.

6.2.1.b Cibles

Les cibles utilisées pour la production de protons étaient constituées de bandelettes d'aluminium de $9\ \mu\text{m}$ d'épaisseur sur 2 mm de large. Le choix de l'épaisseur résultait d'un compromis entre la solidité de la cible (donc sa facilité de montage) et les caractéristiques optimales du point de vue de l'énergie des protons accélérés [3–5] et de la divergence du faisceau [6]. Ces bandelettes étaient tendues sur un support en dural évidé et fixées grâce à des pièces en dural vissées sur le support et la bandelette (voir figure 6.1). Chaque porte-cible était évidé en 4 emplacements et fixé sur un support motorisé permettant son déplacement vertical sur une distance de plusieurs centimètres. Il était ainsi possible d'effectuer 4 tirs sur chaque bandelette, ce qui minimisait le temps de pompage dans la chambre (typiquement quelques dizaines de minutes lors d'une ouverture) et surtout la procédure de mise en place de chaque cible dans le plan focal du laser. L'annexe A.2 présente des schémas du dispositif expérimental.

6.2.1.c Dispositif de caractérisation des protons

De la même manière que les électrons sont caractérisés par le biais des réactions (γ, n) dues aux photons de Bremsstrahlung, on peut caractériser les protons par l'intermédiaire de réactions (p, n) ou (p, γ) . Celles-ci conduisent à la production de noyaux riches en protons et donc émetteurs β^+ . Le cuivre est encore une fois un bon candidat puisque son isotope $A=63$ (70 % du cuivre naturel) présente une section efficace (p, n) assez importante avec un seuil relativement bas (4,25 MeV), comme le montre la figure 6.2. Le ^{65}Zn formé par réaction (p, n) sur le ^{65}Cu (environ 30 % d'abondance naturelle) avec une section efficace similaire a une période de 244 jours et sa décroissance n'est donc pas détectable par notre système sur une durée de mesure de l'ordre d'une heure. Les protons peuvent également induire des réactions (p, γ) sur les deux isotopes du cuivre mais les noyaux ainsi formés sont stables.

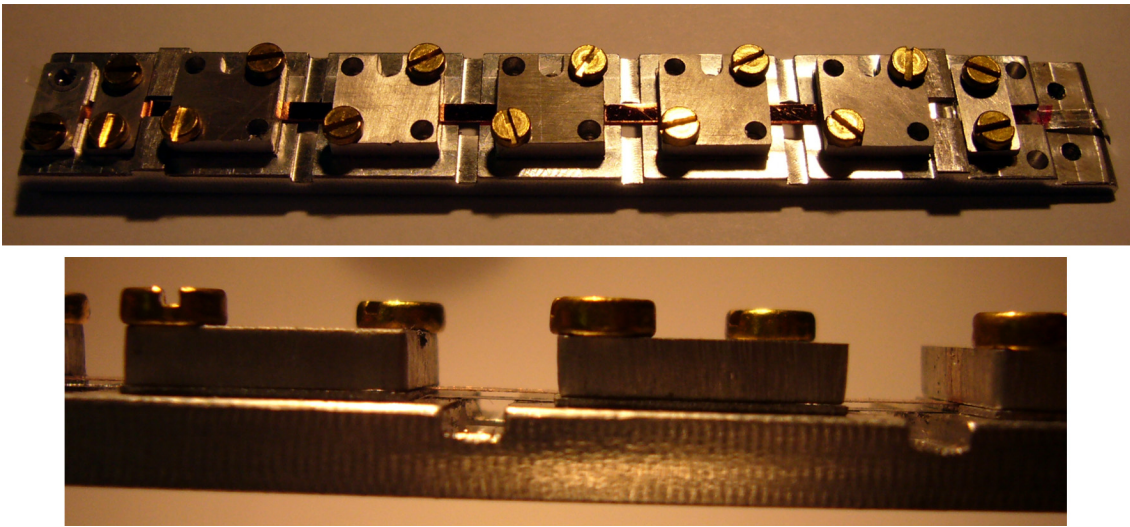


FIG. 6.1 – Porte-cible utilisé au LULI. La configuration photographiée ici est celle où une deuxième cible est montée à $300\ \mu\text{m}$ de la cible "protons" (voir section 6.3).

La période du ^{63}Zn est de 38,5 min et 93 % des décroissances vers le ^{63}Cu résultent en l'émission d'un positron.

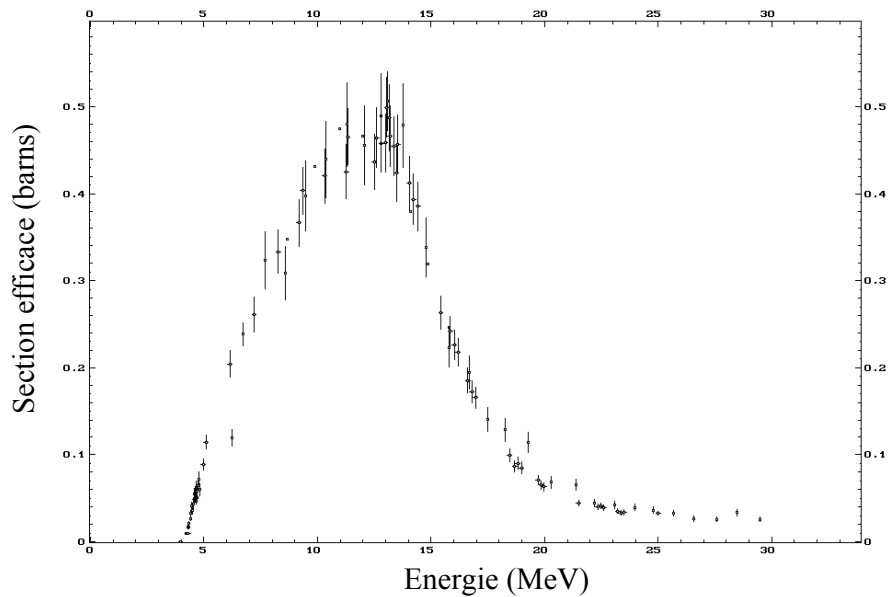


FIG. 6.2 – Section efficace de la réaction $^{63}\text{Cu}(p,n)^{63}\text{Zn}$ en fonction de l'énergie du proton incident (source : Exfor).

Le dispositif d'activation employé avait pour but de caractériser simultanément la distribution en énergie et le nombre total de protons d'énergie supérieure au seuil de la réaction (p,n). Pour cela, nous avons utilisé un empilement de feuilles de cuivre de différentes épaisseurs

(de l'ordre de quelques dizaines de μm) dans lesquelles les protons sont ralentis et sont susceptibles d'induire les réactions (p,n) recherchées. Le parcours moyen d'un proton de quelques MeV augmente avec son énergie et est aussi de l'ordre de quelques dizaines de μm dans le cuivre [7]. Les premières feuilles vont donc agir comme un filtre ne laissant passer que les protons d'énergie élevée. La première feuille de l'empilement est activée par les protons d'énergie supérieure à 4,25 MeV, tandis que les feuilles suivantes sont activées par des protons d'énergie incidente plus élevée. Les dimensions transverses de l'empilement étaient de $3 \times 3 \text{ cm}^2$ et la composition était typiquement de 5 feuilles d'épaisseur 50 μm , 75 μm et 3 fois 100 μm . L'empilement de feuilles de cuivre était placé à l'extrémité d'un bras motorisé muni d'un sas. Ceci permettait de positionner l'empilement depuis l'extérieur de la chambre, puis de le retirer après irradiation sans remettre la chambre à pression atmosphérique. Une photographie du dispositif dans la configuration de tir est donnée en figure 6.3.

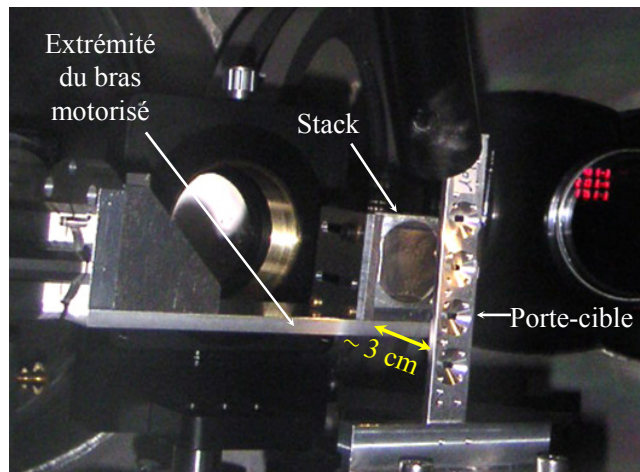


FIG. 6.3 – Photographie du dispositif d'activation en position de tir. L'empilement de feuilles de cuivre (stack), à l'extrémité du bras mobile, est placé à 3 cm derrière la cible et aligné suivant la normale à celle-ci.

La distance entre la cible et la face avant de l'empilement était de 3 cm, ce qui correspond à un angle solide de détection d'environ 0,7 sr : on caractérisait donc les protons émis dans un cône de 1/2 angle d'ouverture de 26° .

6.2.1.d Efficacité de détection des noyaux de ^{63}Zn

Les noyaux de ^{63}Zn étant émetteurs β^+ , on détecte les photons de 511 keV en coïncidence résultant de l'émission du positron et de son interaction avec un électron de la matière environnante. L'énergie du positron émis est de 2345 keV et la désintégration alimente, pour environ 15 % des noyaux de ^{63}Zn , des états excités [8] donnant lieu à des émissions de γ d'énergie

supérieure à 511 keV, susceptibles de contribuer au fond dans la région autour de 511 keV (par effet Compton) ou au contraire de faire perdre des événements dans le photopic par empilement. En effet, lors de la mesure expérimentale, on soustrait au nombre d'événements enregistrés dans la fenêtre de détection autour de 511 keV le bruit de fond en l'absence de source. Cependant, le ^{63}Zn induit lui-même, dans cette fenêtre, un fond que l'on ne peut soustraire. Il faut donc inclure cette source de bruit de fond dans la simulation de l'efficacité de détection.

Les émissions de la source pouvant donner des γ de 511 keV ou plus se décompose selon la répartition suivante :

- 80 % β^+ seul (donc des γ de 511 keV)
- 1 % γ de 669 keV seul (suite à une capture électronique)
- 1 % γ de 962 keV seul (suite à une capture électronique)
- 0,4 % γ de 1412 keV seul (suite à une capture électronique)

A laquelle il faut ajouter les événements suivants, correspondant à des désintégrations β^+ aboutissant à un état excité du ^{63}Cu . Les durées de vie de ces niveaux étant très brèves ($\ll \text{ns}$) et la désexcitation pouvant être radiative, ces événements sont susceptibles de donner lieu à un empilement dans le détecteur (l'énergie détectée est la somme des énergies déposées dans le scintillateur par les deux particules) :

- 7 % β^+ et γ de 669 keV
- 5 % β^+ et γ de 962 keV
- 0,5 % β^+ et γ de 1412 keV

Six bancs de coïncidence composés de NaI(Tl) identiques à ceux décrits en partie 3.5.4.a et de scintillateurs au fluorure de baryum (BaF_2) de section hexagonale de 6 cm de grande diagonale pour 13 cm de profondeur ont été utilisés. Les échantillons sont placés pour la détection de la décroissance β^+ dans un assemblage de plaques de cuivre (jouant le rôle du plomb utilisé au LOA) pour la localisation de l'émission des γ . Ce convertisseur se présentait sous la forme d'un bloc de Cu de 4 mm d'épaisseur, avec un puits large de 2 mm et de longueur et profondeur adaptées aux dimensions des feuilles de l'empilement. Les détecteurs étaient accolés de part et d'autre du bloc de cuivre et la face d'entrée des scintillateurs était donc séparée de la feuille émettrice par 1 mm de Cu et environ 1 mm d'air.

Une simulation GEANT a donc été réalisée comme dans le cas de la détection des décroissances du ^{62}Cu avec les caractéristiques ci-dessus. Le tableau 6.1 donne les efficacités obtenues pour les deux types de détecteurs ainsi qu'une comparaison entre les simulations et les résultats expérimentaux pour une source de calibration de ^{22}Na . L'accord est assez bon et le faible écart (10 %) subsistant sera pris en compte sous forme d'une incertitude systématique sur l'efficacité de détection.

| Source | ^{22}Na | | ^{63}Zn | |
|--------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|
| | NaI | BaF ₂ | NaI | BaF ₂ |
| Détecteur | | | | |
| Efficacité simulée | 5,1 % | 10,4 % | 5,2 % | 13,3 % |
| Efficacité mesurée | $4,6 \pm 0,1$ % | $9,7 \pm 0,2$ % | | |

TAB. 6.1 – Efficacités de détection simulées et mesurées en fonction du noyau émetteur du positron et du type de détecteur (NaI ou BaF₂).

L'électronique est très similaire à celle décrite page 72. Seul le nombre de bancs (6), le codage et le logiciel de traitement diffèrent.

6.2.2 Simulations du parcours des protons dans la matière

Il est nécessaire de connaître la fonction de réponse de l'empilement de cuivre pour remonter à la distribution en énergie des protons. Cette fonction de réponse est définie par la probabilité pour un proton d'une énergie donnée d'induire une réaction (p,n) dans une feuille donnée. Elle est calculée en utilisant le code SRIM (Stopping and Range of Ions in Matter) [9]. Il s'agit d'un code de type Monte-Carlo qui gère le transport d'ions (ici des protons) à travers la matière. Afin d'obtenir un pas en énergie raisonnable dans la simulation, nous considérons un empilement de feuilles virtuelles de 5 μm de cuivre. Le code SRIM simule le potentiel coulombien vu par l'ion au cours de son parcours et permet ainsi de calculer la distribution moyenne en énergie dans chacune des feuilles virtuelles. Un nombre de 10^5 protons monoénergétiques incidents sont utilisés pour obtenir la distribution en énergie moyenne dans chaque feuille virtuelle. Connaissant la section efficace de la réaction $^{63}\text{Cu}(p,n)^{63}\text{Zn}$ (voir figure 6.2), on remonte au nombre de réactions dans chaque feuille virtuelle. Il ne reste plus qu'à sommer les nombres de réactions dans chaque groupe de feuilles virtuelles pour obtenir le nombre de réactions par feuilles réelles de l'empilement de cuivre à une énergie donnée. On procède ainsi à une étude systématique en faisant varier l'énergie des protons entre 4 et 20 MeV, par pas de 50 keV. La figure 6.4 donne trois exemples de l'évolution du nombre de réactions simulées pour des énergies de protons incidents de 8, 11 et 14 MeV. On constate bien que la profondeur de pénétration des protons (donc le nombre de feuilles activées) augmente avec leur énergie initiale.

Du fait du faible nombre de feuilles (5), il n'est pas raisonnable de faire ici une déconvolution habituelle (on intégrerait sur une trop large plage en énergie pour chaque feuille). Cependant, la forme de la distribution en énergie $dN(E)/dE$ mesurée par d'autres techniques donne une fonction dépendant de seulement 3 paramètres en première approximation [3] :

$$\frac{dN(E)}{dE} = N_0(E') \cdot e^{-\frac{E-E'}{T}} \times (1 - H(E - E_c)) \quad (6.1)$$

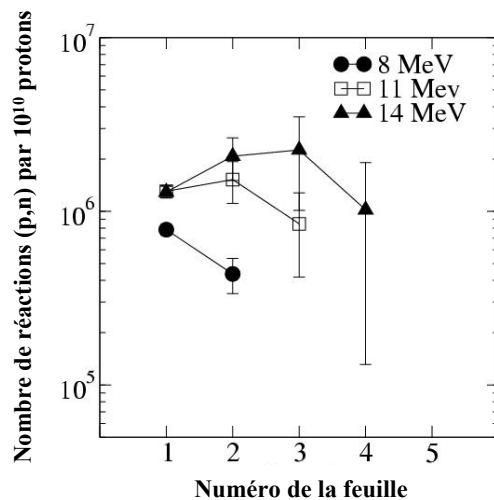


FIG. 6.4 – Nombres de réactions ${}^{63}\text{Cu}(p,n){}^{63}\text{Zn}$ calculés dans chacune des 5 feuilles d'un empilement (50+75+100+100+100 μm) pour 10^{10} protons incidents à 8, 11 et 14 MeV. Les barres d'erreurs sont d'origine statistique.

Où E_c est une énergie de coupure associé au champ électrique maximal créé par la gaine d'électron¹, H est la fonction de Heaviside², T la température de la distribution et $N_0(E')$ le nombre de protons par MeV autour de l'énergie E' ($<E_c$)³.

On peut alors utiliser une méthode de moindres carrés pour contraindre ces 3 paramètres ($N_0(E')$, E_c et T).

La principale incertitude sur les résultats est celle provenant de l'efficacité de détection qui peut par ailleurs varier d'une paire de détecteurs à une autre. L'incertitude finale sur les paramètres de la distribution est donc évaluée en tirant aléatoirement les efficacités de chaque paire de détecteurs dans un intervalle de 10 % encadrant la valeur simulée. Ainsi, en ajustant plusieurs fois le même jeu de données mais en faisant fluctuer aléatoirement les efficacités entre leurs valeurs limites, on peut déterminer les incertitudes sur nos trois paramètres. Une trentaine d'itérations suffit à obtenir une valeur stable de cette incertitude.

6.2.3 Validation du dispositif sur le Tandem de Bruyères-le-Châtel

Avant d'utiliser la méthode pour déterminer une distribution en énergie complexe, nous l'avons préalablement testée à l'aide d'un accélérateur délivrant un faisceau de protons mono-énergétiques.

Cette expérience a été menée sur l'accélérateur Tandem du Commissariat à l'Energie

¹Les protons ne peuvent pas être accélérés au delà de cette énergie dans le modèle TNSA (voir 1.2.3).

² $H(x)$ est définie comme valant 0 pour tout $x < 0$ et 1 pour tout $x \geq 0$. La fonction $1-H(E_c)$ tronque donc la distribution au delà de l'énergie E_c .

³Le choix le plus simple étant de prendre E' égal à l'énergie seuil de la réaction.

Atomique de Bruyères-le-Châtel. Le test a été effectué pour deux énergies du faisceau de protons distinctes : $(8,0 \pm 0,1)$ MeV et $(10,0 \pm 0,1)$ MeV. Dans les deux cas, une cage de Faraday permettait de mesurer le nombre de protons incidents. Après irradiation, chaque feuille était placée dans un banc de coïncidence et son activité mesurée. La figure 6.5 illustre la décroissance typique du nombre de coïncidences 511 keV–511 keV dans une feuille de cuivre activée mesurée avec une paire de BaF₂. L'ajustement exponentiel sur le nombre de coïncidences en fonction du temps donne une demi-vie de $(38,9 \pm 0,5)$ min en bon accord avec la période tabulée du ⁶³Zn (38,5 min). On voit également que, dans les conditions de l'expérience à Bruyères-le-Châtel, le bruit pour un banc de BaF₂, dans la région autour de 511 keV, était de l'ordre de 13 coups par minute.

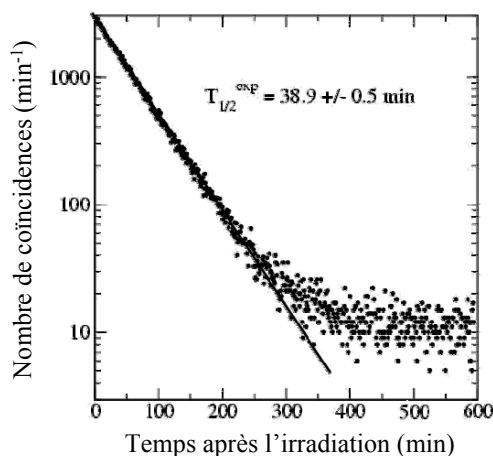


FIG. 6.5 – Mesure avec une paire de BaF₂ de la décroissance β^+ des noyaux activés par le faisceau de protons dans la première feuille de 50 μm de cuivre.

Cette étape validée, on peut procéder à la reconstruction de la distribution en énergie des protons en postulant une distribution initiale monoénergétique ($dN(E)/dE = N(E_0)\delta(E - E_0)$). Une détermination de l'énergie E_0 et du nombre de protons $N(E_0)$ est alors réalisée par une méthode de moindres carrés. Le tableau 6.2 donne la comparaison entre l'expérience et la reconstruction via la simulation SRIM couplée à la méthode de moindres carrés pour l'énergie des protons incidents et leur nombre total.

| Energie E_0 des protons (MeV) | | Nombre de protons incidents N_0 | |
|---------------------------------|-----------------|-----------------------------------|-------------------------|
| Valeur expérimentale | Valeur calculée | Valeur mesurée | Valeur calculée |
| $8,0 \pm 0,1$ | $8,3 \pm 0,4$ | $(3,8 \pm 0,4) 10^{11}$ | $(3,3 \pm 1,6) 10^{11}$ |
| $10,0 \pm 0,1$ | $11,1 \pm 0,3$ | $(2,2 \pm 0,2) 10^{11}$ | $(1,7 \pm 0,4) 10^{11}$ |

TAB. 6.2 – Comparaison des paramètres expérimentaux et simulés des deux faisceaux utilisés pour le test sur le Tandem de Bruyères-le-Châtel. L'écart entre les valeurs réelles et celles calculées est au maximum de 10 %.

L'accord entre les valeurs expérimentales et les valeurs retrouvées par la mesure du nombre de réactions et la simulation du parcours des protons est suffisant pour nos besoins. La différence maximale observée est de l'ordre de 10 %. Ceci valide notre méthode d'analyse.

6.2.4 Détermination de la distribution en énergie des protons accélérés au LULI

Les tirs laser ont été réalisés sur des cibles de 9 μm d'aluminium avec le faisceau comprimé du laser 100 TW du LULI. L'analyse des activations dans les feuilles de l'empilement conduit aux distributions représentées dans la figure 6.6. L'énergie du faisceau laser était assez fluctuante (entre 17,5 et 23,3 J) et est mentionnée sur chaque distribution. Pour chaque tir, la distribution correspondant aux paramètres obtenus par la procédure de moindres carrés est représentée en trait plein et épais. Les distributions "extrémales", correspondant aux bornes supérieures et inférieures des paramètres, sont également représentées. L'écart entre la distribution moyenne et ces distributions donne l'incertitude de la méthode.

Les distributions en énergie ne sont représentées qu'au delà de 4 MeV car notre méthode ne nous permet pas de sonder celles-ci en dessous du seuil de la réaction ${}^{63}\text{Cu}(p,n){}^{63}\text{Zn}$. Les valeurs des paramètres des quatre distributions sont reproduites dans le tableau 6.3. Compte tenu des incertitudes, il y a un large recouvrement des valeurs déduites de chaque méthode.

| Energie dans le faisceau laser (J) | Température (MeV) | Energie de coupure (MeV) | Nombre de protons extrapolé à énergie nulle (MeV^{-1}) |
|------------------------------------|-------------------|--------------------------|---|
| 17,5 | $2,5 \pm 0,2$ | $16,2 \pm 0,4$ | $(2,7 \pm 0,7) 10^{11}$ |
| 19,1 | $2,1 \pm 0,1$ | $14,5 \pm 0,1$ | $(7 \pm 2) 10^{11}$ |
| 20,0 | $2,3 \pm 0,2$ | $16,7 \pm 0,4$ | $(3,8 \pm 0,9) 10^{11}$ |
| 23,3 | $3,1 \pm 0,3$ | $16,8 \pm 0,5$ | $(2,6 \pm 0,7) 10^{11}$ |

TAB. 6.3 – Energie dans le faisceau laser pour chaque tir et paramètres des distributions en énergie de protons associées.

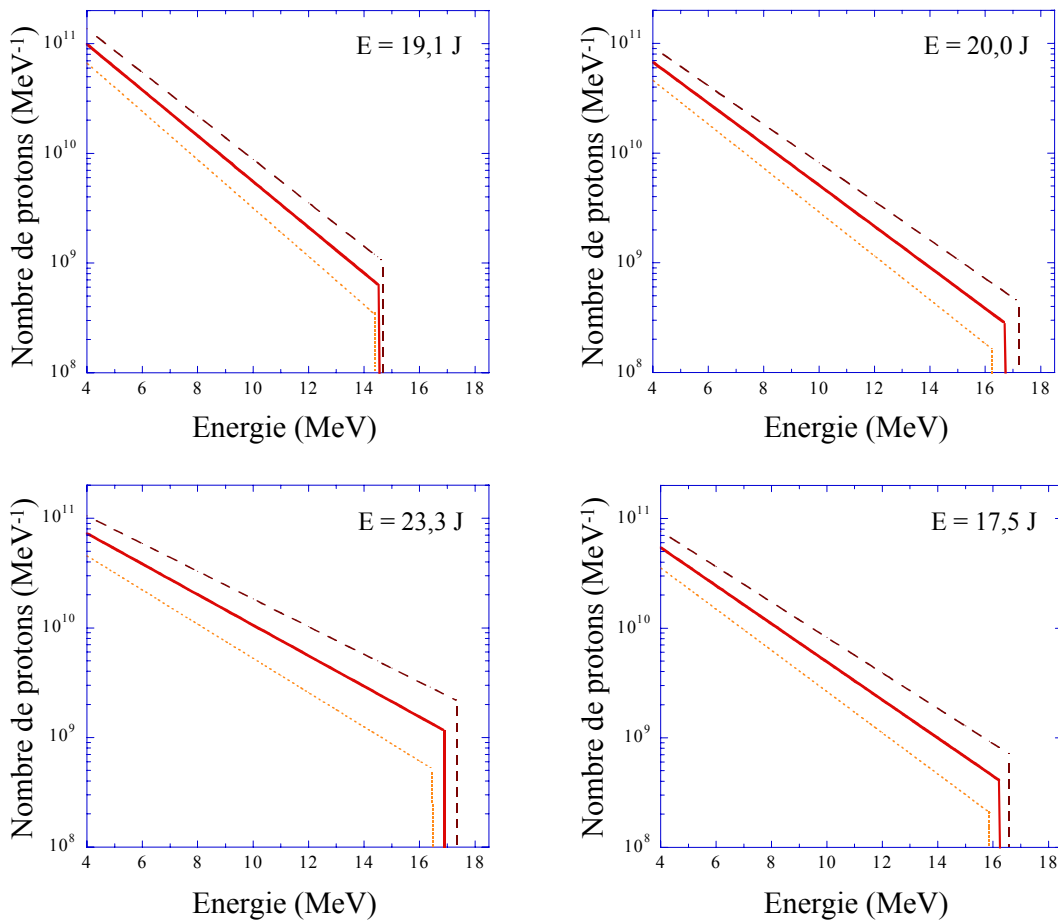


FIG. 6.6 – Distributions en énergie des protons accélérés par l’interaction du faisceau comprimé du laser 100 TW du LULI avec une cible d’aluminium de $9 \mu\text{m}$ d’épaisseur pour quatre tirs laser. Le paramètre E est l’énergie dans le faisceau laser avant compression. La courbe centrale en trait plein et épais est la meilleure distribution obtenue par la méthode de moindres carrés. Les deux distributions en pointillés l’encadrant sont les distributions obtenues en prenant comme paramètres les bornes inférieures et supérieures des barres d’erreurs sur chaque paramètre (N_0 , E_c et T).

On constate que pour les différentes énergies du faisceau laser, la distribution en énergie du faisceau de protons est assez peu modifiée : l’écart-type réduit est ainsi de 15 % pour la température et de l’ordre de 6 % pour l’énergie de coupure. La plus grosse fluctuation concerne le nombre de protons : l’écart-type réduit pour N_0 est d’environ 40 %. Cependant, aucune corrélation univoque n’est observée entre ces trois paramètres et l’énergie du faisceau laser. D’autres paramètres rentrent certainement en jeu (ASE, focalisation) et, d’autre part, il ne faut pas perdre de vue que la partie de la distribution de protons caractérisée n’est qu’une queue de distribution à haute énergie (au delà de 4,25 MeV) et représente seulement une petite partie de l’énergie du faisceau laser (de l’ordre de 1 %).

Une comparaison a également été menée avec les résultats d'une autre technique de mesure. La distribution en énergie des protons a été mesurée avec un empilement de films radiochromiques et d'absorbants. La procédure est la même que celle exposée dans la référence [10]. Les résultats des deux techniques sont exposés dans la figure 6.7.

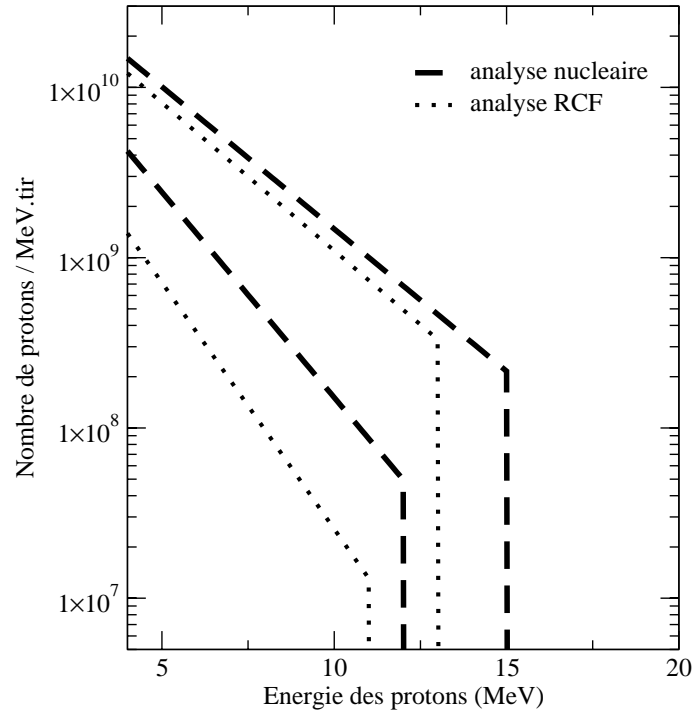


FIG. 6.7 – Comparaison des mesures de la distribution en énergie des protons avec les films radiochromiques et avec l'activation nucléaire. Les deux distributions représentées pour chaque technique correspondent aux bornes inférieures et supérieures. On observe un bon recouvrement des deux plages traduisant l'accord entre les deux techniques.

Notons qu'il y a un bon accord entre les deux techniques : les valeurs des trois paramètres déterminées par chaque méthode sont données dans le tableau 6.4.

| Paramètre | Méthode RCF | Méthode d'activation |
|---|---------------------------|-------------------------------|
| Température (MeV) | $2,0 \pm 0,5$ | $2,2 \pm 0,4$ |
| Energie de coupure (MeV) | 12 ± 1 | $13,5 \pm 1,5$ |
| Nombre de protons à 4 MeV (MeV^{-1}) | $(4 \pm 2) \cdot 10^{10}$ | $(5,4 \pm 1,5) \cdot 10^{10}$ |

TAB. 6.4 – Comparaison des valeurs des paramètres de la distribution en énergie des protons déterminées par les deux méthodes de caractérisation.

6.3 Interaction d'un faisceau de protons avec un plasma créé par laser

Le principal objectif de l'expérience au LULI était de faire interagir les protons avec une cible secondaire à l'état de plasma et de mesurer le nombre de réactions (p,n) induites dans ce plasma. Une seconde partie du faisceau laser était pour cela focalisée sur la cible secondaire, soit avant l'arrivée des protons, soit après celle-ci. En jouant sur le décalage temporel des deux impulsions lasers, on peut choisir l'état de la cible avec laquelle les protons interagissent. Plus précisément :

- Si le laser "plasma" (non-comprimé) arrive avant (-500 ps) le faisceau "protons" (comprimé), les protons peuvent faire des réactions nucléaires dans une cible secondaire sous forme de plasma.
- Si la chronologie est inversée (+1 ns), les protons induisent des réactions dans une cible solide qui sera mise sous forme de plasma bien après le passage des protons.

6.3.1 Dispositif expérimental

L'expérience reprend globalement le même schéma que celui utilisé pour l'étude du faisceau de protons. Les modifications apportées au dispositif sont représentées sur la figure 6.8. Elles consistent en l'ajout d'un faisceau laser non-comprimé (laser "plasma"), d'une nouvelle cible (cible 2) et d'un système de collection du plasma émis par l'interaction du laser "plasma" avec la cible 2 (feuille d'aluminium de 13 μm). En effet, le plasma créé par le "laser plasma" se détend et il est nécessaire de le collecter pour en mesurer l'activité. L'aluminium a été choisi comme matériau de collection car les réactions nucléaires qu'y induisent les protons⁴ donnent lieu à des émetteurs β^+ de courte période ($T_{1/2} < 5$ s). Ce matériau ne constituera donc pas une source de bruit de fond lors d'une mesure de l'activité du plasma collecté si celle-ci intervient quelques minutes après l'activation.

Le faisceau "plasma" n'était pas recomprimé, la durée de son impulsion était donc de 600 ps. L'énergie maximale dans cette branche du faisceau est de l'ordre de 30 J. Le décalage temporel par rapport au faisceau "protons" est réglé via une ligne à retard constituée de miroirs dont les positions sont ajustables. Une lame de phase aléatoire permet de lisser le faisceau "plasma" focalisé dans une tache de 300 μm de diamètre avec une intensité maximale de $5 \cdot 10^{13}$ $\text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$.

Un schéma plus réaliste du dispositif expérimental est donné en annexe A.2.

⁴Les réactions induites sont : $^{27}\text{Al}(p,n)^{27}\text{Si}$ et $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$. Le ^{27}Si a une demi-vie de 4,13 s et le ^{28}Si est stable.

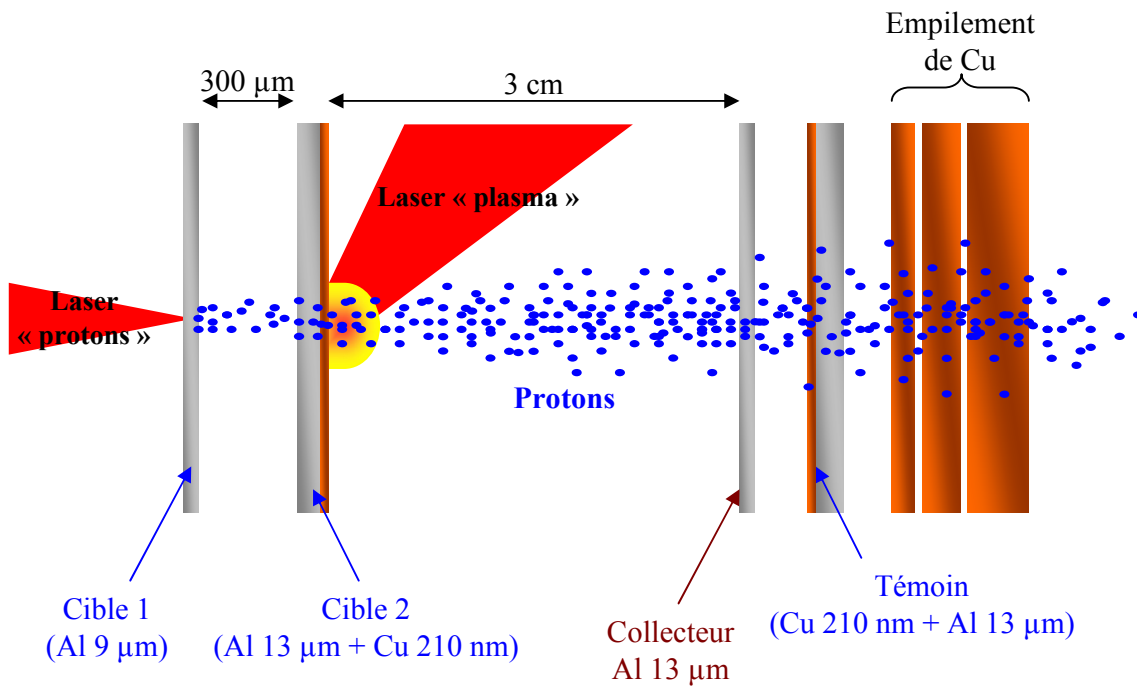


FIG. 6.8 – Représentation schématique du dispositif expérimental dans la configuration à deux faisceaux. Les protons sont accélérés lors de l'interaction du laser "protons" avec le cible 1. Ils vont ensuite induire des réactions dans le cuivre initialement déposé en surface de la cible 2. Le laser "plasma" focalisé sur cette cible met la couche de cuivre sous forme de plasma soit avant (-500 ps) l'arrivée des protons soit après (+1 ns) leur passage. Le plasma de cuivre est collecté sur une feuille d'aluminium (collecteur) et la distribution des protons est mesurée par l'empilement de feuilles de cuivre placé derrière. Une feuille témoin, identique à la cible 2 peut être insérée (voir 6.3.2.b).

6.3.1.a Doubles cibles

Ces cibles étaient constituées de deux bandes tendues maintenues espacées de 300 ou 600 μm grâce à des entretoises (figure 6.1). La première bande était découpée dans une feuille d'aluminium de 10 μm d'épaisseur et servait à la production de protons. La seconde bande était découpée dans une feuille d'aluminium de 13 μm d'épaisseur sur laquelle avait été évaporée une épaisseur de 210 nm de cuivre. Les bandes étaient tendues sur le porte-cible grâce à une platine de translation sur laquelle était fixée l'extrémité libre de la bande tandis que l'autre était déjà mise en place. La platine permet de tendre délicatement la bande jusqu'à approcher la tension de rupture, éliminant ainsi au maximum les plis et vrillages de la bande et augmentant la reproductibilité de l'interaction laser-cible.

Le faisceau laser comprimé est focalisé sur la première bande qui sert à faire un faisceau de protons. La deuxième bande sert de cible au deuxième faisceau (non-comprimé). L'épaisseur de cette couche (210 nm) a été choisie suite à des simulations hydrodynamiques [11] montrant

qu'en 550 ps le laser ablate une épaisseur de l'ordre de 0,2 μm et que le plasma ainsi créé se détend normalement à la cible quand le cuivre est déposé sur un matériau épais (les 13 μm d'aluminium). L'aluminium a été choisi comme support pour les mêmes raisons que le collecteur : lors de réactions avec les protons, il ne donne pas lieu à des noyaux de durée de vie comparable au ^{63}Zn au contraire de tous les matériaux carbonés⁵. On évite ainsi un mélange de différentes populations radioactives compliquant la mesure d'activité.

6.3.1.b Collection du plasma

Le collecteur est une feuille d'aluminium ménager d'épaisseur 10 μm . Il collecte le plasma émis dans un cône d'ouverture avoisinant les 53 °. Le nombre de noyaux initialement activés par les protons puis collectés est calculé en mesurant l'activité du collecteur après le tir. Connaissant, grâce à l'empilement de feuilles de cuivre, la distribution en énergie des protons, on peut également estimer le nombre de réactions induites dans la couche de cuivre déposée sur la cible secondaire. L'efficacité de collection est ainsi calculée comme le rapport de ces deux quantités :

$$\text{Efficacité de collection} = \frac{\text{activité mesurée sur le collecteur}}{\text{activité calculée dans la couche de cuivre}} \quad (6.2)$$

Notons que le calcul théorique du nombre de réactions est fait en postulant une distribution de protons à incidence normale sur la couche de cuivre. L'épaisseur apparente est alors minimale (210 nm). Sans doute minore-t-on ainsi légèrement le nombre de réactions créées (des protons plus divergents "verraient" en moyenne une épaisseur plus grande). De ce fait, l'efficacité de collection telle qu'on la calcule est une valeur majorante.

6.3.2 Modifications dues à la présence du plasma

6.3.2.a Effet du plasma sur le faisceau de protons

Deux paramètres de la distribution des protons semblent être affectés par l'état de la cible secondaire au moment de leur accélération : la température et l'énergie de coupure. La figure 6.9 est un diagramme de dispersion Température – Energie de coupure pour les différents tirs de l'expérience au LULI.

On voit que les tirs associés aux différentes configurations de la seconde cible testées se regroupent en ensembles plus ou moins distincts. En première approximation, les tirs correspondant à une absence de seconde cible, une seconde cible solide ou sous forme de plasma mais à 600 μm de distance de la première, semblent donner des distributions similaires. On peut donc en déduire que la présence d'une seconde cible solide ou plasma mais à "grande" distance n'affecte pas l'accélération des protons.

⁵Les noyaux de ^{12}C sont très facilement activés par les protons par réaction (p, γ) car le seuil est très bas. Les ^{13}N ainsi créés se désintègrent avec une période de 9,97 min.

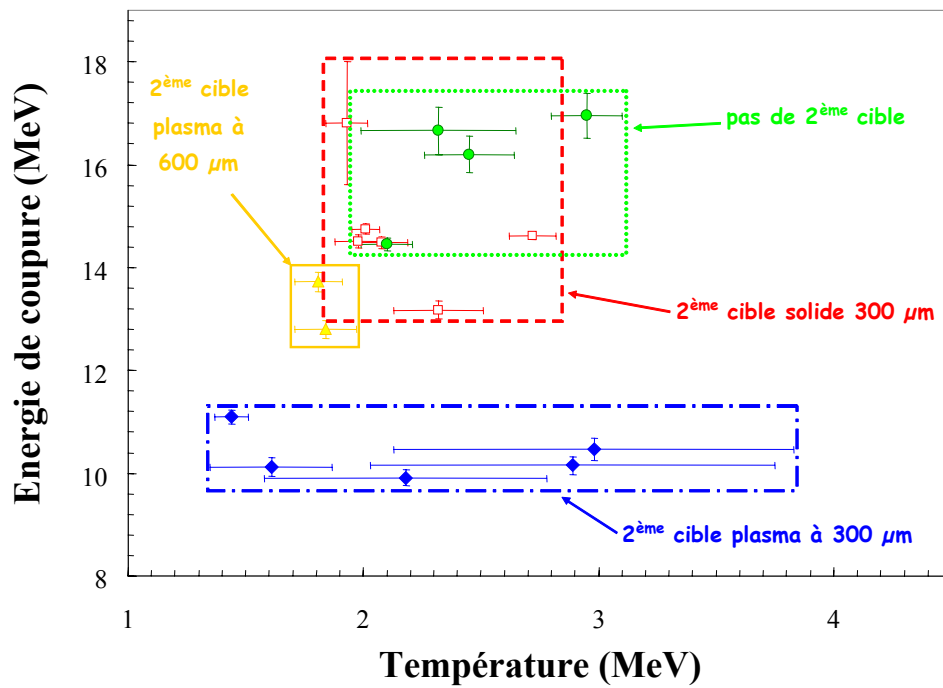


FIG. 6.9 – Diagramme de dispersion énergie de coupure–température de la distribution en énergie des protons. Les différents symboles correspondent à des configurations expérimentales différentes au niveau de la cible secondaire.

A l’opposé, les tirs correspondant à une cible secondaire sous forme de plasma et à seulement 300 µm de la cible primaire forment un groupe clairement distinct. D’une part la dispersion des températures est nettement supérieure aux autres cas, d’autre part, les énergies de coupure sont plus basses que pour les autres configurations.

La nette différence constatée pour les tirs avec une cible secondaire sous forme de plasma à 300 µm de la cible de formation des protons pourrait s’expliquer comme un effet du plasma sur l’accélération des protons à la surface arrière de la cible primaire. En effet, un impact aussi radical n’est pas observé lorsque la cible secondaire, sous forme de plasma, est placée à plus grande distance (600 µm). On pourrait donc penser que la formation du plasma sur la cible secondaire a tendance à diminuer l’amplitude du champ électrique formé par la gaine d’électrons près de la surface de la cible primaire. Ainsi, l’énergie de coupure de la distribution des protons, directement liée à ce champ maximal, serait diminuée. L’effet serait alors moindre en éloignant la perturbation. Il y a peu de différence entre les tirs sans seconde cible et les tirs avec une cible sous forme solide.

Il faut cependant souligner que nous disposons seulement de deux tirs pour une distance de 600 µm entre les deux cibles. Des tirs supplémentaires à cette distance ainsi qu’à des distances intermédiaires sont souhaitables pour conclure définitivement sur l’effet du plasma d’une cible sur l’autre.

6.3.2.b Effet sur la collection du plasma

L'efficacité de collection a été mesurée pour deux états différents de la cible secondaire lorsque celle-ci est placée à $300 \mu\text{m}$ de la cible de production de protons. Dans le premier cas, la cible est encore à l'état solide lorsqu'elle est traversée par le flux de protons. Dans le second cas, le faisceau non-comprimé a déjà ablaté le dépôt de cuivre et les protons traversent donc un plasma de cuivre et non plus un solide. Les efficacités de collection sont de $(34 \pm 7) \%$ pour une cible à l'état solide et de $(23 \pm 9) \%$ pour une cible à l'état de plasma. L'incertitude sur l'efficacité de collection est la conséquence de l'incertitude statistique sur le numérateur de l'équation 6.2 (comptage des désintégrations) et de la propagation des incertitudes sur les paramètres de la distribution des protons pour le dénominateur.

Notons que quel que soit l'état de la seconde cible, l'efficacité de collection est bien en dessous de 100 %. De plus, si les deux distributions se recoupent du fait de leur importante dispersion, ce recouvrement n'est que très partiel. L'efficacité de collection dans le cas d'une seconde cible "plasma" semble en moyenne plus basse que dans le cas "solide", même si la dispersion des mesures ne permet pas de conclure avec certitude. Cet effet éventuel pourrait provenir d'une modification du pouvoir d'arrêt de l'ion de recul dans le plasma mais cette hypothèse demande à être confirmée par une étude plus poussée avec une meilleure statistique.

La faible efficacité de collection est un problème à résoudre. Il est pour le moment impossible de déterminer si la raison est mécanique ou si le calcul du nombre de réactions attendu présente un biais. Il est cependant possible d'éviter de passer par l'étape du calcul du nombre "théorique" de noyaux activés par la distribution des protons, en disposant derrière le collecteur une couche "témoin" de la même composition que la cible secondaire (voir figure 6.8). Les deux étant traversées quasiment par la même distribution de protons, le nombre de réactions (p,n) dans le cuivre de la cible secondaire et dans celui de la couche "témoin" doit être sensiblement le même. En faisant le rapport des activités du collecteur et de la couche "témoin", on obtiendrait ainsi l'efficacité de détection. Le sens dans lequel on insère la couche "témoin" dans l'empilement a une importance primordiale car, lors de la réaction ${}^{63}\text{Cu}(p,n){}^{63}\text{Zn}$, le ${}^{63}\text{Zn}$ a en moyenne une énergie cinétique de l'ordre de la centaine de keV (de 100 keV pour un proton de 4 MeV à 800 keV pour un proton de 15 MeV) ce qui est suffisant pour traverser quelques centaines de nm de cuivre. Ainsi, si le dépôt de cuivre est sur la face arrière de la feuille, une partie des noyaux de ${}^{63}\text{Zn}$ vont quitter le "témoin" pour s'implanter dans la première feuille de cuivre placée derrière. Au contraire, si le cuivre est en face avant, les noyaux sus-cités s'implanteront dans la feuille-support d'aluminium, ce qui ne changera rien du point de vue de la détection des désintégrations β^+ sur nos bancs de comptage.

6.4 Conclusion

Ce chapitre a permis d'évoquer les défis que pose une expérience visant à étudier l'effet d'un champ fort sur la désexcitation de noyaux. Seules les étapes préliminaires ont été ici abordées mais on voit déjà la difficulté de concilier la production d'un faisceau de particules excitatrices avec celle d'un plasma dans une géométrie très compacte et un temps très court.

Cette première expérience a tout de même permis de valider l'usage de la technique d'activation d'un empilement de feuilles de cuivre pour étudier les caractéristiques d'un faisceau de protons. Il a également été possible de synchroniser la production du faisceau de protons avec la formation d'un plasma-cible. Les données du diagnostic d'activation ont mis en exergue l'effet de la création du plasma à la surface de la cible secondaire sur la distribution des protons accélérés sur la première cible : une trop grande proximité des deux cibles limite l'énergie maximale des protons. Enfin, la présence de noyaux actifs dans le plasma de cuivre a été mise en évidence mais la collection de celui-ci pose encore des questions.

Deux principales interrogations appellent encore des études suite à cette expérience :

- Il est primordial de comprendre et d'améliorer la collection du plasma-cible.
- L'éventuelle différence d'efficacité de collection pose la question d'une différence de pouvoir d'arrêt entre un plasma et un solide à masse surfacique identique.

Il faut de plus poursuivre le programme expérimental en introduisant un troisième faisceau "champ fort" pénétrant le plasma cible.

Bibliographie

- [1] V. Nagels-Silvert, Thèse de Doctorat, Ecole Polytechnique (2004)
- [2] J.P. Zou, S. Savalle, L. Martin, P. Moreau, A.M. Sautivet, Rapport Scientifique 1997, LULI (1998)
- [3] J. Fuchs, P. Antici, E. d'Humières, E. Lefebvre, M. Borghesi, E. Brambrink, C. Cecchetti, T. Toncian, H. Pépin et P. Audebert, *J. Phys. IV France* 133 (2006) 1151
- [4] J. Fuchs, P. Antici, E. d'Humières, E. Lefebvre, M. Borghesi, E. Brambrink, C. Cecchetti, M. Kaluza, V. Malka, M. MAnclossi, S. Meyroneinc, P. Mora, J. Schreiber, T. Toncian, H. Pépin et P. Audebert, *Nat. Phys.* 2 (2006) 48
- [5] I. Spencer, K. W. D. Ledingham, P. McKenna, T. McCanny, R. P. Singhal, P. S. Foster, D. Neely, A. J. Langley, E. J. Divall, C. J. Hooker, R. J. Clarke, P. A. Norreys, E. L. Clark, K. Krushelnick et J. R. Davies, *Phys. Rev. E* 67 (2003) 046402
- [6] K. Krushelnick, E. L. Clark, F. N. Beg, A. E. Dangor, Z. Najmudin, P. A. Norreys, M. Wei et M. Zepf, *Plasma Phys. Control. Fusion* 47 (2005) B451
- [7] Base de données de pouvoirs d'arrêt et de parcours "pstar" sur le site du National Institute of Standards and Technology : <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/PSTAR.html>
- [8] C. M. Lederer et al., *Table of Isotopes*, 7th edition, New York, Wiley (1978)
- [9] J. F. Ziegler, *J. Appl. Phys.*, 85 (1999) 1249
- [10] E. Breschi, M. Borghesi, M. Galimberti, D. Giulietti et L.A. Gizzi, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* 522 (2004) 190 L. Romagnani
- [11] Ph. Nicolaï, CELIA, communication privée.

Conclusion

L'interaction d'un laser ultra-bref et ultra-intense avec une cible solide permet la production d'un faisceau d'électrons et éventuellement de protons, voire d'ions plus lourds. Le fil directeur de cette thèse est l'étude de la possibilité d'utiliser ces faisceaux pour produire des noyaux dans un état excité, de manière synchrone avec la perturbation de leur cortège électronique par un laser intense.

Pour ce faire, une caractérisation complète de la partie à haute énergie de ces faisceaux était nécessaire. Des techniques ont été développées dans ce but. Pour les faisceaux contenant un grand nombre de particules à haute énergie (au delà de 10 MeV pour les électrons et de 4 MeV pour les protons), l'activation de matériaux par réactions (γ, n) et (p, n) a été utilisée. La décroissance des noyaux fils est ensuite mesurée pour remonter au nombre initial de particules. Pour un faisceau d'électrons de plus basse énergie (cas où le nombre d'électrons d'énergie supérieure au seuil de réaction (γ, n) n'est pas suffisant pour utiliser la technique précédente), un empilement de films radiochromiques a été employé. Dans ce dernier cas, des distributions en énergie et angulaire relatives ont été obtenues. Des mesures absolues étaient rendues difficiles par l'imprécision des abaques dose – densité optique. Dans les différents cas, des simulations ont été nécessaires pour passer des observables expérimentales (nombre de réactions, densité optique du film) aux caractéristiques du faisceau (nombre de particules, distribution angulaire, distribution en énergie).

La dépendance avec le matériau cible des paramètres du faisceau d'électrons (température, distribution angulaire, nombre total d'électrons de plus de 10 MeV) a été étudiée lors de deux expériences sur des installations aux caractéristiques proches. L'ouverture angulaire de ce faisceau, moyennée sur plusieurs dizaines de tirs, semble dépendre fortement du numéro atomique de l'élément cible : au LOA, la divergence augmente continuellement avec le Z des différentes cibles et les mesures obtenues sont compatibles avec la valeur obtenue à l'IOQ. Le nombre total d'électrons d'intérêt pour des expériences dans lesquelles on voudrait faire des réactions (γ, n) était d'environ 10^9 au LOA pour seulement quelques 10^6 à l'IOQ pour le Ta. Une telle différence (près de trois ordres de grandeur) n'est pour le moment pas expliquée si ce n'est par les (faibles) différences de caractéristiques des deux lasers (en particulier, l'intensité plus faible d'un facteur 2 et le contraste de l'impulsion plus faible d'un ordre de grandeur).

La reproductibilité de l'interaction laser-cible solide ayant été identifiée comme un point essentiel lors de la première expérience de caractérisation de faisceaux d'électrons, un soin particulier avait été apporté à l'optimisation de celle-ci pour la seconde. En particulier, les cibles et les procédures de tir avaient été modifiées de manière à limiter les fluctuations tir à tir. Malgré ces précautions, d'importantes fluctuations ont été observées dans la distribution des électrons lors de cette deuxième expérience (en particulier sur la température). Ces électrons doivent, de surcroît, être convertis en photons pour une utilisation "nucléaire". Ceci se fait par rayonnement de freinage des électrons dans un convertisseur, étape dépendant très fortement de la température de la distribution. Dans l'optique d'une expérience de modification de la durée de vie d'un état excité du noyau en soumettant son cortège électronique à un champ électromagnétique fort, l'option consistant à produire les noyaux excités grâce au faisceau d'électrons apparaît donc compliquée.

Pour cette raison, il a été décidé d'utiliser plutôt un faisceau de protons pour le programme commencé sur l'installation 100 TW du LULI, dans le but de réaliser l'expérience "champ fort". La grande énergie et la faible cadence de cette installation permettent de caractériser la distribution de protons à chaque tir (et non de moyenner sur une séquence comme au LOA et à l'IOQ) grâce à un empilement d'échantillons d'activation.

Lors de cette première expérience, il a été possible de caractériser systématiquement la distribution de protons puis d'effectuer le recouvrement entre ce faisceau de particules excitatrices et le plasma-cible. Des réactions nucléaires dans le plasma ont ainsi été mises en évidence.

Perspectives

Dans le domaine de la caractérisation des faisceaux de particules, il serait intéressant de développer une méthode couplant activation nucléaire et films radiochromiques. Ceci permettrait de mesurer simultanément la distribution angulaire, la distribution en énergie et le nombre total de particules. Un tel diagnostic prendrait la forme d'un empilement de feuilles du matériau d'activation (par exemple du cuivre), alternées avec des films radiochromiques de dimensions transverses suffisantes pour couvrir l'ouverture du faisceau. La mesure de l'évolution de la densité optique en fonction de la distance à l'axe du faisceau permettrait de déterminer la distribution angulaire (et ce, pour différentes énergies, en fonction de la position du film dans l'empilement). Les rapports d'activité des différents échantillons d'activation donneraient accès à la distribution en énergie et le nombre total de réactions dans les différentes feuilles permettrait de remonter au nombre de particules. Les épaisseurs de chaque couche seraient à déterminer en fonction de la particule (épaisseurs pour des électrons de manière à favoriser le Bremsstrahlung permettant l'activation (γ, n) et identiques à celles utilisées au LULI pour les protons). Une simulation Monte-Carlo serait évidemment nécessaire pour remonter aux caractéristiques initiales du faisceau, mais celle-ci ne présente aucune difficulté supplémentaire en comparaison avec les études menées dans

cette thèse.

La réduction des incertitudes est à poursuivre. Des procédures ont été mises en place pour gagner en reproductibilité : tension de la cible en utilisant les différences d'expansion thermique des matériaux, supports dédiés pour les bancs de coïncidence améliorant la précision du positionnement des échantillons entre les détecteurs, augmentation de l'efficacité de détection (simulations GEANT des géométries et matériaux optimaux). Cependant, les incertitudes restent importantes, en grande partie du fait des fluctuations tir à tir des installations laser elles-mêmes. Dans le cas des faisceaux d'électrons, ces fluctuations présentent un obstacle majeur à l'utilisation pour des expériences de physique nucléaire.

Des simulations de l'interaction pré-impulsion du laser-cible solide puis laser-plasma seraient intéressantes pour comprendre les résultats obtenus au LOA et à l'IOQ concernant les divergences des faisceaux en fonction de la nature de la cible.

La dernier point est évidemment la poursuite du programme expérimental entamé au LULI. Il y a encore beaucoup de questions ouvertes concernant cette expérience de couplage noyau-cortège en champ fort. L'étape suivante consistant à synchroniser une troisième branche du faisceau laser avec l'activation de noyaux du plasma a été très récemment réalisée lors d'une nouvelle expérience dont les données ne sont pas encore analysées. Cette étape maîtrisée, et si l'énergie de ce faisceau est suffisante pour perturber suffisamment le cortège, il faudra encore par la suite passer du cuivre à un autre noyau cible. Le schéma de niveaux de celui-ci devra permettre l'observation de l'effet attendu : nécessité d'un niveau facilement "peuplable" par réaction avec les protons, de courte durée de vie et présentant une transition radiative et une transition convertie vers un état isomérique.

Annexe A

Schémas additionnels des dispositifs expérimentaux

A.1 Dispositif expérimental à l'IOQ Iéna

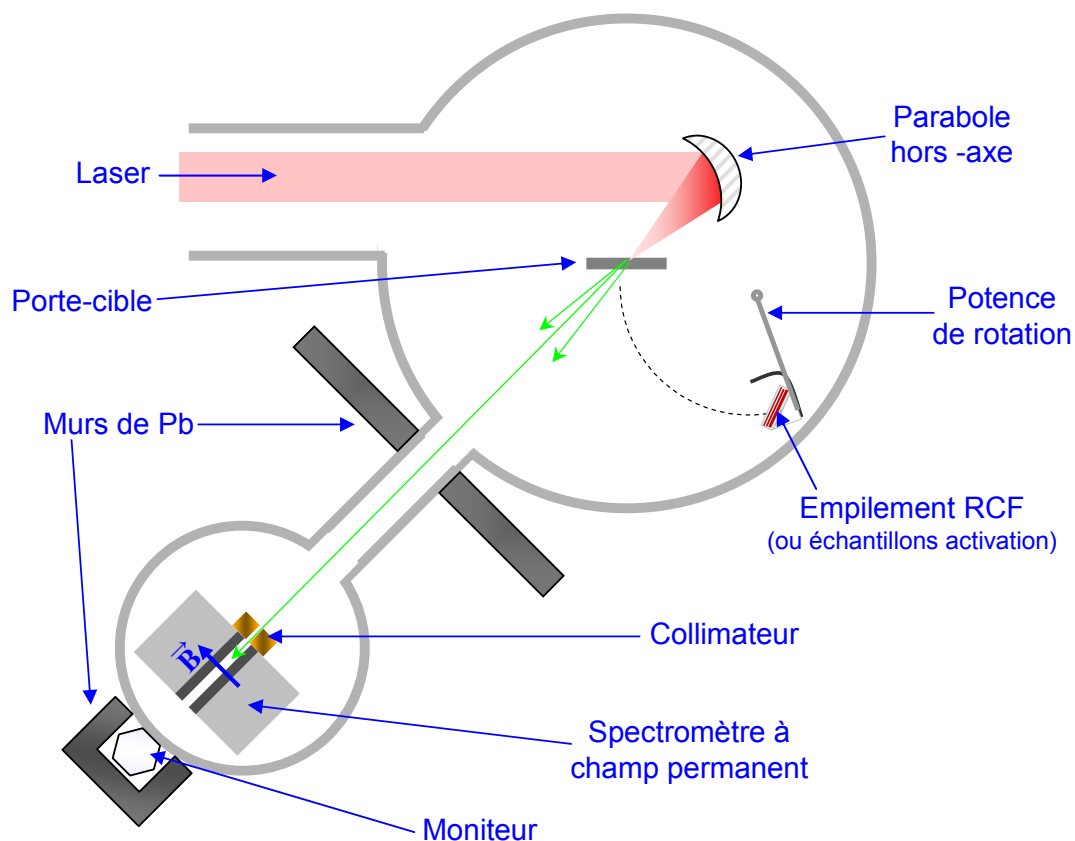


FIG. A.1 – Schéma simplifié du dispositif utilisé lors de l'expérience de caractérisation du faisceau d'électrons à l'IOQ Iéna. Les diodes du spectromètre, non-représentées sur le schéma, sont placées au-dessus du collimateur et un capot de plomb protège leur face arrière.

A.2 Dispositif expérimental au LULI

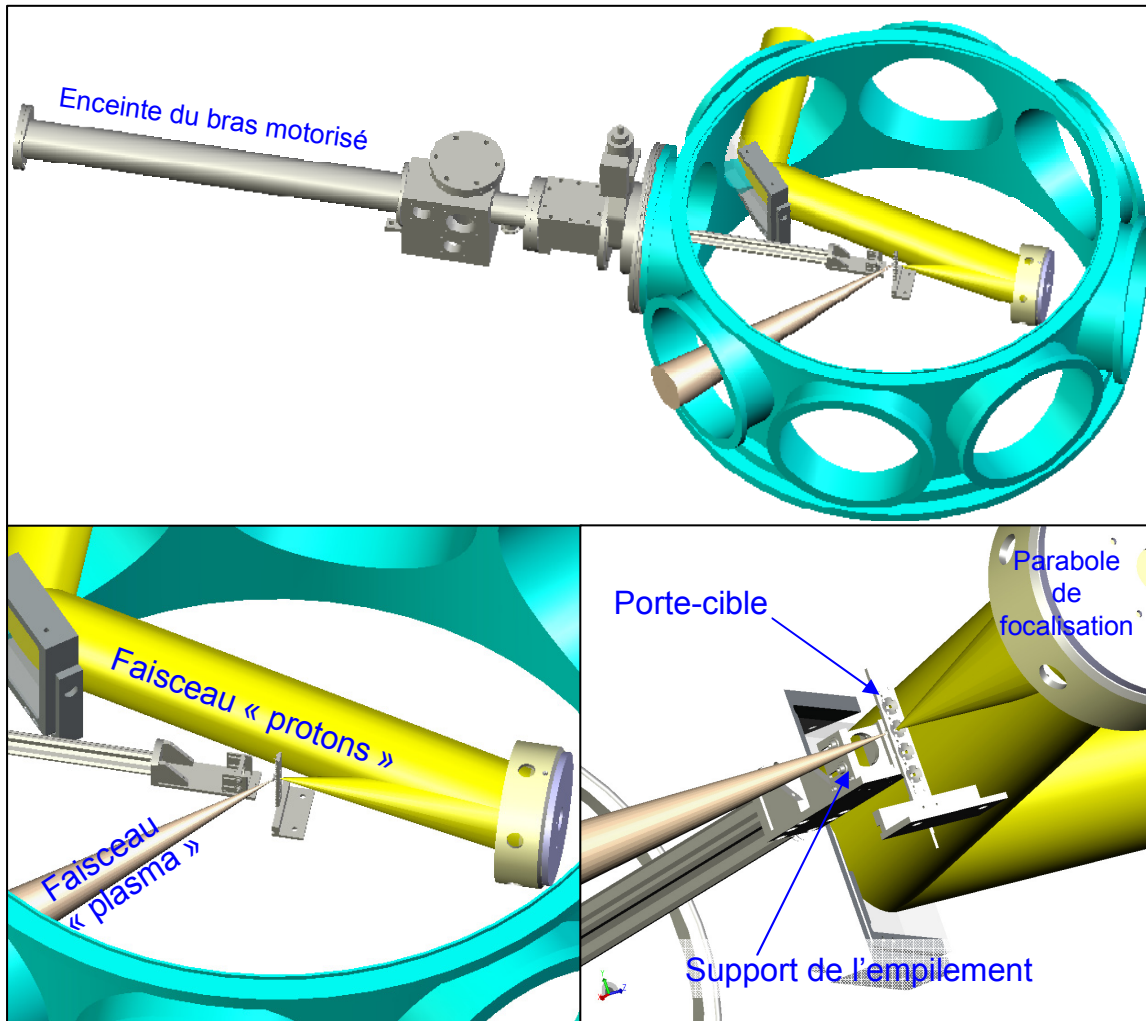


FIG. A.2 – Vues simplifiées du dispositif expérimental utilisé au LULI. En haut : vue générale avec le bras motorisé pour insérer ou extraire rapidement les échantillons d'activation. En bas : détails du positionnement de la cible et du porte-échantillons.

Annexe B

Etalonnage du spectromètre à électrons : expérience ELSA

B.1 Introduction

Dans le chapitre 4, nous avons vu que l'énergie déposée par ionisation dans les diodes des spectromètres était un paramètre clé dans l'analyse de nos expériences. Lorsqu'on s'intéresse seulement à la forme de la distribution en énergie des électrons, il faut connaître la réponse relative d'une diode par rapport à une autre. Si l'on veut de surcroît procéder à une mesure absolue du nombre d'électrons, il est indispensable de calibrer chaque diode individuellement avec un faisceau d'électrons dont les caractéristiques sont bien définies. Lors de nos expériences, nous remontons au nombre d'électrons ayant traversé une diode dans le spectromètre en nous basant sur des simulations GEANT, pour déterminer quelle est l'énergie déposée par un électron d'énergie donnée sous forme d'ionisation. Nous postulons d'autre part que la zone déplétée de chaque diode correspond à la valeur nominale de 1 mm. Nous avons cherché à confirmer ces hypothèses en utilisant un accélérateur d'électrons dont le faisceau est mono-énergétique : l'installation ELSA au centre du Commissariat à l'Energie Atomique de Bruyères-le-Châtel .

B.2 L'installation ELSA

ELSA est un laser à électrons libres (LEL) dont l'accélérateur linéaire peut être utilisé indépendamment de la cavité optique. Un laser (Nd-YVO₄ produisant des trains d'impulsions à 72 MHz) est focalisé sur une photocathode à laquelle il va arracher des électrons par effet photoélectrique. Ces électrons sont d'abord accélérés dans une première cavité radiofréquence à 144 MHz jusqu'à une énergie de 2,5 MeV. Ils sont ensuite post-accélérés dans 3 cavités radiofréquence à 433 MHz jusqu'à une énergie de 19 MeV maximum.

Le faisceau d'électrons a une double structure temporelle reflétant celle du laser d'extraction. Des macro-impulsions regroupant jusqu'à $2 \cdot 10^4$ micro-impulsions peuvent être générées

avec une cadence allant jusqu'à 10 Hz. Les micro-impulsions d'électrons ont une durée de 10 à 200 ps et sont émises à une cadence allant du monocoup à 72 MHz. La charge (donc le nombre d'électrons) dans chaque micro-impulsion est ajustable (entre 200 pC et 2 nC lors de notre expérience). Dans la configuration LEL, un aimant dévie le faisceau en sortie de la troisième cavité pour l'orienter vers la cavité optique. Dans notre cas, cet aimant est désactivé et une chambre contenant notre dispositif expérimental est installée dans l'axe du faisceau. Un schéma simplifié de l'installation est représenté dans la figure B.1.

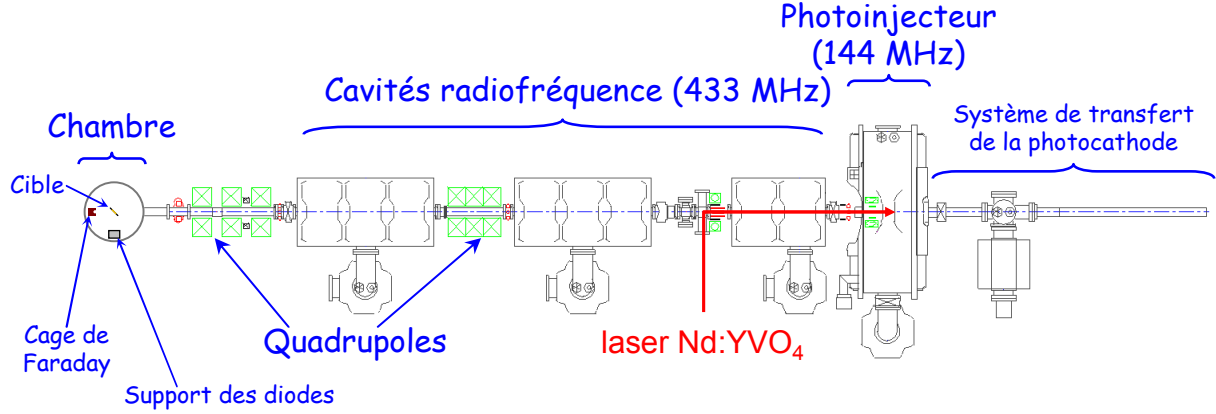


FIG. B.1 – Schéma de la partie accélératrice d'ELSA dans la configuration utilisée. En configuration LEL, un aimant courbe le faisceau après la dernière cavité RF. Dans notre cas, cet aimant était désactivé et le faisceau pénétrait dans notre chambre d'expérience en sortie de la ligne accélératrice.

B.3 Dispositif expérimental

Une feuille d'or de $12,5 \mu\text{m}$ est placée au centre de la chambre d'expérience. Le faisceau d'électrons est incident à 45° sur cette cible et les électrons sont diffusés sur les noyaux de la cible dans l'espace environnant. La probabilité de diffusion simple à un angle polaire θ est donné par la formule de Mott ¹

$$\frac{d\sigma}{d(\cos\theta)} = \frac{\pi}{2} Z^2 \alpha^2 \left(\frac{\hbar c}{E} \right)^2 \frac{1}{(1 - \cos\theta)^2} \times \frac{1}{2} \frac{1 + \cos\theta}{1 + \frac{(1 - \cos\theta)E}{Mc^2}} \quad (\text{B.1})$$

Les diodes sont placées à des angles très proches de 90° par rapport au faisceau incident (voir figure B.2). La section efficace de la diffusion simple tend donc vers la diffusion de Rutherford à un facteur $1/2$ près.

¹N. F. Mott et H. S. W. Massey, the Theory of Atomic Collisions, 3rd edition, Oxford Science publications (1965)

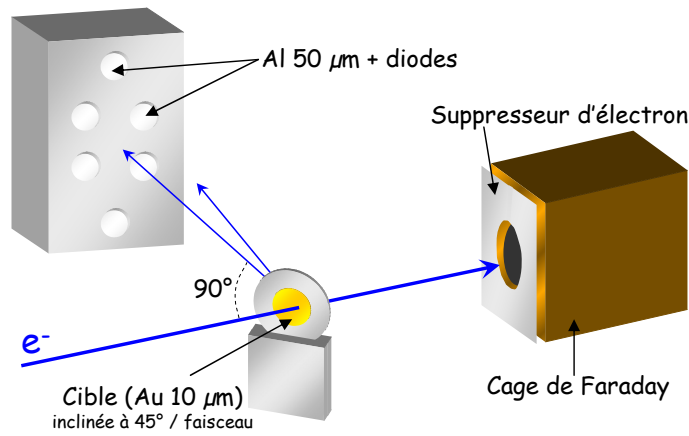


FIG. B.2 – Vue schématique du dispositif expérimental à l'intérieur de la chambre. Les diodes sont fixées dans un support en aluminium placé à environ 15 cm de la cible.

Les signaux provenant des cinq diodes sont enregistrés à chaque impulsion sur deux oscilloscopes numériques (Tektronix TDS 5104 et LeCroy WaveRunner 6050). Ayant constaté une différence de résultats des fonctions "intégration numérique" de ces instruments², les signaux étaient intégrés *a posteriori* dans un tableur sur un PC.

B.4 Résultats

En raison d'un défaut d'étalonnage des cavités radiofréquence à 433 MHz, il ne nous a pas été possible de connaître précisément l'énergie au delà de 2 MeV. Par conséquent la mesure du dépôt d'énergie par ionisation par électron n'a pu être menée.

Le signal étant cependant collecté sur toutes les diodes simultanément et celles-ci voyant un nombre d'électrons diffusés équivalents (car l'angle de diffusion est quasi-identique), nous avons obtenu un étalonnage relatif. Celui-ci nous permet de déterminer d'éventuels facteurs correctifs à apporter au nombre relatif d'électrons détectés dans chaque diode. Pour la mesure de la température d'une distribution d'électrons, seule cette quantité importe.

La figure B.3 représente pour chaque diode l'évolution de l'intégrale du signal enregistrée sur l'oscilloscope en fonction de la charge incidente sur la cible d'or pour une même énergie des électrons.

L'évolution est linéaire pour les cinq diodes et la réponse des quatre premières est similaire. La cinquième diode par contre donne systématiquement lieu à un courant plus élevé

²Les fonctions intégrations des deux oscilloscopes ne réalisent apparemment pas une somme de type Riemann ($\sum_i (\Delta t_i \cdot f_i)$, où f représente le signal échantillonné par pas de durée Δt) mais utilisent chacune un algorithme différent. Les variations par rapport à l'intégration de Riemann sont assez faibles (de l'ordre de 3 %) mais différente d'une machine à l'autre ce qui s'avère gênant puisqu'on ne disposait pas de suffisamment de voies pour enregistrer tous les signaux sur un seul oscilloscope. L'atténuation dans le câble reliant le Té de polarisation de la diode à l'oscilloscope a été mesurée indépendamment pour chaque diode à l'aide d'un générateur d'impulsions physiques.

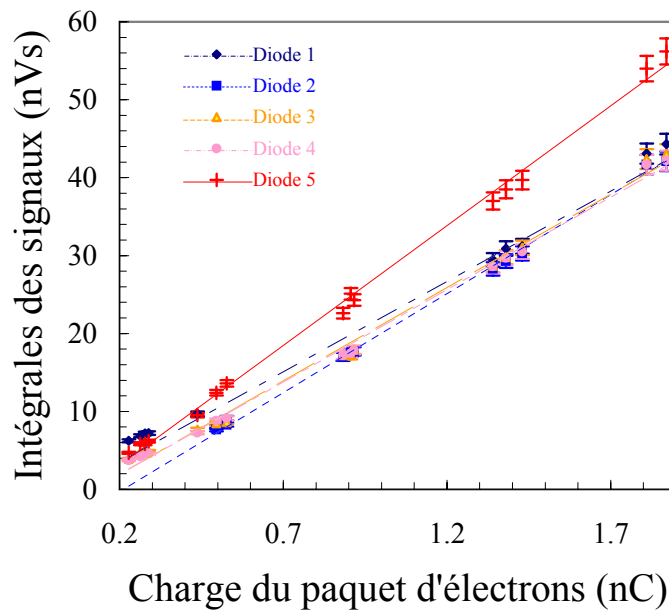


FIG. B.3 – Intégrales des signaux sur les cinq diodes utilisées dans nos expériences en fonction de la charge comprise dans l'impulsion envoyée sur la cible d'or pour des électrons de 10 MeV. Les angles de diffusion associés à la position de chaque diode sont en très bonne approximation égaux. On note que les quatre premières diodes ont des réponses très similaires. L'intégrale du signal de la cinquième diode est par contre systématiquement plus élevée.

de 28 % en sortie. Les données expérimentales présentées dans les chapitres 4 et 5 ont donc été corrigées en conséquence.

Annexe C

Comparaison avec les faisceaux de particules d'accélérateurs conventionnels

Cette annexe présente une comparaison entre les caractéristiques des faisceaux d'électrons et de protons que l'on peut obtenir sur des accélérateurs conventionnels et sur des installations laser de puissance. Son objectif n'est pas de fournir une comparaison exhaustive mais de donner des ordres de grandeurs pour mettre en évidence les différences fondamentales entre ces faisceaux. Le choix des accélérateurs pris comme "étalons" (ELSA pour les électrons, le Tandem de Bruyères le Châtel pour les protons) est arbitraire. Il s'agit des installations sur lesquelles nous avons effectué des expériences de validation et calibrage des diagnostics utilisés sur les installations laser.

En outre, deux caractéristique essentielles ne sont pas mentionnées dans ces tableaux :

- La reproductibilité du faisceau, qui est difficile à quantifier pour les lasers. Nous avons cependant vu dans les sections 5.3.2 et 6.2.4 que les fluctuations tir à tir n'étaient pas négligeables. Cet aspect là est, à l'opposé, parfaitement maîtrisé sur les accélérateurs classiques.
- La distribution angulaire des faisceaux. Ce paramètre compte peu pour un faisceau monoénergétique (du moins si la source est petite) car il est possible de focaliser celui-ci. Ceci n'est pas faisable pour des faisceaux dont la distribution en énergie est continue à cause du chromatisme des éléments magnétiques utilisés pour le transport des faisceaux.

C.1 Faisceaux d'électrons

| Installation | ELSA | LOA Salle jaune (cible solide) | LOA Salle jaune (jet de gaz) |
|-----------------------------|---------------------|-----------------------------------|---------------------------------|
| Charge ($E > 10$ MeV) | 50 nC / 20 μ C | < 1 nC | < 10 pC / < 70 pC |
| $\Delta E/E$ | 0,2 % | 100 % | ~ 10 % / ~ 30 % |
| Durée du paquet d'électrons | 10 ps / 140 μ s | < 100 fs | < 100 fs |
| Taux de répétition | 72 MHz / 10 MHz | 10 Hz | 10 Hz |

TAB. C.1 – Caractéristiques comparées des faisceaux d'électrons produits sur les installations Salle jaune du LOA et ELSA du CEA/DIF. Les deux valeurs données dans le cas d'ELSA pour la charge, la durée et le taux de répétition correspondent pour les premières aux micro-impulsions et pour les secondes aux macro-impulsions (cf Annexe B).

C.2 Faisceaux de protons

| Installation | LULI 100 TW | Tandem |
|----------------------------|----------------------|-------------------|
| Charge ($E > 4$ MeV) | 1 μ A \times t | ~ 10 nC |
| $\Delta E/E$ | 1 % | 100 % |
| Durée du paquet de protons | Faisceau continu | < ps |
| Taux de répétition | Faisceau continu | $\sim 10^{-3}$ Hz |

TAB. C.2 – Caractéristiques comparées des faisceaux de protons produits sur les installations 100 TW du LULI et le Tandem du CEA/DIF