



HAL
open science

Contrôle en ligne en protonthérapie - Conception d'un moniteur de faisceau en technologie diamant et mise en œuvre d'une technique de détection de rayons gamma prompts adaptée aux faisceaux cliniques

Pierre Everaere

► To cite this version:

Pierre Everaere. Contrôle en ligne en protonthérapie - Conception d'un moniteur de faisceau en technologie diamant et mise en œuvre d'une technique de détection de rayons gamma prompts adaptée aux faisceaux cliniques. Physique [physics]. Université Grenoble Alpes [2020-..], 2023. Français. NNT : 2023GRALY095 . tel-04592924

HAL Id: tel-04592924

<https://theses.hal.science/tel-04592924v1>

Submitted on 29 May 2024

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.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

École doctorale : PHYS - Physique

Spécialité : Physique de la Matière Condensée et du Rayonnement

Unité de recherche : Laboratoire de Physique Subatomique et Cosmologie

Contrôle en ligne en protonthérapie - Conception d'un moniteur de faisceau en technologie diamant et mise en oeuvre d'une technique de détection de rayons gamma prompts adaptée aux faisceaux cliniques

On-line monitoring in proton therapy - Design of a diamond technology beam monitor and implementation of a prompt gamma ray detection technique adapted to clinical beams.

Présentée par :

Pierre EVERAERE

Direction de thèse :

Marie-Laure GALLIN-MARTEL

DIRECTRICE DE RECHERCHE, CNRS DELEGATION ALPES

Directrice de thèse

Etienne TESTA

MAITRE DE CONFERENCES HDR, UNIVERSITE LYON 1 - CLAUDE BERNARD

Co-directeur de thèse

Jean Michel LETANG

MAITRE DE CONFERENCES HDR, INSA LYON

Co-directeur de thèse

Rapporteurs :

DOMINIQUE THERS

PROFESSEUR, IMT ATLANTIQUE

MARIE VANSTALLE

MAITRESSE DE CONFERENCES HDR, UNIVERSITE DE STRASBOURG

Thèse soutenue publiquement le **18 décembre 2023**, devant le jury composé de :

ELSA MERLE,

PROFESSEURE DES UNIVERSITES, GRENOBLE INP

Présidente

DOMINIQUE THERS,

PROFESSEUR, IMT ATLANTIQUE

Rapporteur

MARIE VANSTALLE,

MAITRESSE DE CONFERENCES HDR, UNIVERSITE DE STRASBOURG

Rapporteuse

PHILIPPE BARBERET,

PROFESSEUR DES UNIVERSITES, UNIVERSITE DE BORDEAUX

Examineur

MARIE VIDAL,

INGENIEURE DOCTEURE, CENTRE ANTOINE LACASSAGNE

Examinatrice

Invités :

DENIS DAUVERGNE

DIRECTEUR DE RECHERCHE, CNRS DELEGATION ALPES



Résumé

Un des principaux atouts de l'hadronthérapie repose sur les excellentes propriétés balistiques des ions permettant de délivrer la dose prescrite au volume tumoral tout en épargnant mieux les tissus sains (en comparaison à la radiothérapie conventionnelle utilisant des photons). Le parcours des ions est cependant très sensible aux incertitudes de traitement et un système de vérification du parcours des ions permettrait de mieux exploiter les propriétés balistiques de l'hadronthérapie. Plusieurs systèmes de contrôle ont été proposés depuis quelques dizaines d'années, notamment des systèmes de détection des rayons gamma prompts (GP) qui sont émis lors de réactions nucléaires subies par une fraction des ions incidents et dont le profil d'émission est fortement corrélée au parcours des ions. L'objectif de cette thèse est de contribuer à l'amélioration des techniques de contrôles GP avec le développement de deux systèmes de détection : i) un hodoscope de faisceau avec une excellente résolution temporelle ($\ll 1$ ns) nécessaire pour les techniques GP utilisant une mesure précise de temps de vol ; ii) une nouvelle technique de détection GP adaptée aux intensités de faisceaux relativement élevées des synchro-cyclotrons de plus en plus utilisés dans les centres de protonthérapie (intensités crête de l'ordre du μA) : la technique "Prompt Gamma Energy Integral" (PGEI). Le moniteur de faisceaux basé sur la technologie diamant qui a été conçu est capable de fournir à la fois une information spatiale avec une résolution millimétrique et une information temporelle avec une résolution d'environ 100 ps (RMS) sur le passage de l'ion incident qui le traverse. Ce manuscrit présente en détail l'architecture complète du moniteur de faisceaux (volume actif et l'électronique associée). Il décrit la caractérisation en laboratoire du dispositif et statue sur les premières expériences sous faisceau de protons de 70 MeV qui ont permis d'évaluer les performances du dispositif en adéquation avec les exigences du cahier des charges. La technique PGEI proposée dans le cadre de cette thèse repose sur une mesure intégrale de l'énergie déposée dans un ensemble de détecteurs placés autour du patient pendant l'irradiation. L'utilisation d'une approche intégrale permet de maximiser la statistique de détection (détecteurs relativement proches du patient) malgré l'intensité élevée de faisceau qui conduit à un empilement des signaux dans les détecteurs. Cette méthode a tout d'abord fait l'objet d'une étude par simulation Monte Carlo avec le logiciel Gate (basé sur l'outil Geant4). Une sensibilité de l'ordre de quelques millimètres sur le parcours des protons a pu être obtenue avec 10^7 protons incidents et 8 détecteurs de 5 cm de rayon placés à 20 cm d'une cible sphérique en plastique. Ensuite, sur le plan expérimental, divers scintillateurs tels que le NaI, le BaF2 et le PbWO4 ont été caractérisés en laboratoire, puis testés avec différents types de faisceaux, notamment des protons et des particules alpha d'environ 70 MeV. Cela a permis de conclure quant à leur adéquation avec le principe de la méthode proposée et les performances de celles-ci en conditions expérimentales.

Abstract

One of the main advantages of hadrontherapy lies in the excellent ballistic properties of ions, allowing for the precise delivery of the prescribed dose to the tumor volume while better sparing healthy tissues better (compared to conventional radiotherapy using photons). However, the range of ions is highly sensitive to treatment uncertainties, and a system for verifying the ion range would improve the utilization of the ballistic properties of hadrontherapy. Several monitoring systems have been proposed over the past few decades, including prompt gamma

(PG) detection systems. Indeed, PG are emitted during nuclear reactions experienced by a fraction of incident ions, and their emission profile is strongly correlated with the ion range.

The objective of this thesis is to contribute to the improvement of PG monitoring techniques by developing two detection systems : i) a beam hodoscope with excellent temporal resolution (<1 ns), necessary for PG techniques using precise time-of-flight measurements; ii) a new PG detection technique suitable for relatively high beam intensities from synchro-cyclotrons increasingly used in proton therapy centers (peak intensities of the order of μA) : the "Prompt Gamma Energy Integral" (PGEI) technique.

The diamond-based beam monitor designed in this study is capable of providing both spatial information with millimeter resolution and temporal information with a resolution of approximately 100 ps (RMS) on the passage of the incident ion through it. This manuscript presents in detail the complete architecture of the beam monitor (active volume and associated electronics). It describes the laboratory characterization of the device and reports on the initial experiments with 70 MeV proton beams, which allowed for the evaluation of the device's performance in line with the specifications.

The PGEI technique proposed in this thesis relies on an integral measurement of the energy deposited in a set of detectors placed around the patient during irradiation. The use of an integral approach maximizes detection sensitivity (detectors relatively close to the patient) despite the high beam intensity, which leads to signal overlap in the detectors. This method was initially studied through Monte Carlo simulations using the Gate software (based on Geant4). Sensitivity on the order of a few millimeters on the proton range was achieved with 10^7 incident protons and 8 detectors of 2 inches placed 20 cm from a spherical plastic target. Subsequently, various scintillators such as NaI, BaF₂, and PbWO₄ were characterized in the laboratory and tested with different types of beams, including protons and alpha particles at approximately 70 MeV. This allowed for conclusions regarding their suitability for the proposed method and their performance under experimental conditions.

Acronymes

- ADC** *Analog-to-Digital Converter* : convertisseur analogique-numérique ;
- APD** *Avalanche PhotoDiodes* : système de détection et d'amplification de photons optiques ;
- ARCHADE** *Advanced Resource Center for HADrontherapy in Europe* : centre d'hadronthérapie basé à Caen en France ;
- ARRONAX** *Accélérateur pour la Recherche en Radiochimie et Oncologie à Nantes-Atlantique* : cyclotron de production de radionucléides médicaux et de recherche, situé à Saint-Herblain en France ;
- CAL** *Centre Antoine Lacassagne* : centre de protonthérapie de Nice en France ;
- CAO** *Conception Assistée par Ordinateur* : ensemble des logiciels et des techniques de modélisation permettant de concevoir et de réaliser des produits et les outils pour les fabriquer
- CCE** *Charge Collection Efficiency* : efficacité de collecte de charges ;
- CERN** *Centre Européen pour la Recherche Nucléaire* ;
- CLaRyS** *Contrôle en Ligne de l'hadronthérapie par détection de Rayonnements Secondaires* : collaboration française de quatre laboratoires de recherche (CPPM, CREATIS, IP2I et LPSC) développant des techniques expérimentales de vérification du parcours des ions en hadronthérapie ;
- CLaRyS-UFT** *CLaRyS Ultra-Fast Timing* : projet de recherche de la collaboration CLaRyS ayant pour objectif de mettre en évidence l'apport de mesures à très haute résolution temporelle pour la vérification du parcours des ions en hadronthérapie. L'hodoscope diamant est développé dans le cadre de ce projet ;
- CNAO** *Centro Nazionale Adroterapia Oncologica* Centre national de hadronthérapie oncologique de Pavia, en Italie ;
- CT-scan** *Computed Tomography* : tomographie X ;
- CVD** *Chemical Vapor Deposition* : dépôt chimique en phase vapeur ;
- DFC** *Discrimination à Fraction Constante* : système de discrimination d'impulsion minimisant l'effet de *walk* ;
- DOI** *Diamond On Iridium* : diamant synthétique dont la croissance s'effectue sur un substrat d'iridium ;
- ESRF** *European Synchrotron Radiation Facility* : Installation Européenne de Rayonnement Synchrotron, situé à Grenoble, en France ;
- GANIL** *Grand Accélérateur National d'Ions Lourds* : centre de recherche en physique nucléaire basé autour d'un accélérateur d'ions lourds, situé à Caen, en France ;
- HPHT** *High-Pressure High-Temperature* : procédé de croissance de diamants dit "Haute Pression Haute Temperature" ;
- HT** *Haute Tension* ;
- IRM** *Imagerie par Résonance Magnétique* : système d'imagerie médicale ;
- LINAC** *Accélérateur LINéaire* ;

- LY** *Light Yield* : rendement lumineux ;
- MCA** *Multi Channel Analyser* : instrument utilisé afin d'analyser un signal constitué d'impulsions de tension ;
- MEB** *Microscopie Électronique à Balayage* : technique de microscopie électronique permettant l'observation de surface d'échantillons ;
- MEDICYC** : *MED*Ical *CY*Clotron : cyclotron utilisé au centre Antoine Lacassagne de Nice majoritairement pour les traitements ophtalmiques ;
- NIM** *Nuclear Instrumentation Module* : littéralement "Module d'Instrumentation Nucléaire", standard définissant les spécifications mécaniques et électriques de modules d'instrumentation utilisés en physique des particules et physique nucléaire ;
- PBS** *Pencil Beam Scanning* : système de mise en forme d'un pic de Bragg étalé par balayage tri-dimensionnel du volume tumoral à l'aide d'un faisceau étroit de particules ;
- PCB** *Printed Circuit Board* : circuit imprimé ;
- pCVD** *polycrystalline CVD* : diamant polycristallin synthétique produit par dépôt chimique en phase vapeur ;
- PG** *Prompt-Gamma* : photon gamma-prompt ;
- PGEI** *Prompt Gamma Energy Integral* : méthode de détection des gamma prompts basée sur l'intégrale de l'énergie déposée au sein d'un détecteur durant une impulsion faisceau.
- PGI** *Prompt-Gamma Imaging* : imagerie par détection de photons gamma-prompts ;
- PGPI** *Prompt-Gamma Peak Integral* : méthode de détection de photons gamma-prompts basée sur la mesure de l'intégrale de la distribution temporelle des photons gamma-prompts ;
- PGS** *Prompt-Gamma Spectroscopy* : détection de photons gamma-prompts basée sur la spectroscopie des raies gamma-prompts ;
- PGT** *Prompt-Gamma Timing* : méthode de détection de photons gamma-prompts à très haute résolution temporelle ;
- PGTI** *Prompt-Gamma Timing Imaging* : méthode de détection de photons gamma-prompts à très haute résolution temporelle avec reconstruction ;
- PMT** *Tube Photo-Multiplicateur* : système de détection et d'amplification de photons optiques, généralement produits par un matériau scintillateur ;
- PMMA** *Polymethyl methacrylate* ;
- PNAM** *Physique Nucléaire et Applications Médicale* : équipe du laboratoire LPSC ;
- RF** *Radio-Fréquence* : qualifie la radio-fréquence d'une cavité accélératrice ;
- RMS** *Root Mean Square* : moyenne quadratique, en statistiques ;
- sCVD** *single-crystal CVD* : diamant monocristallin synthétique produit par dépôt chimique en phase vapeur ;
- SDI** *Service Détecteurs et Instrumentation* : équipe du laboratoire LPSC ;
- SiPM** *Silicon PhotoMultiplier* : Photo-multiplicateur au silicium, système de détection et d'amplification de photons optiques ;
- SOBP** *Spread-Out Bragg Peak* : pic de Bragg étalé ;

SQUID *Superconducting QUantum Interference Device* : magnétomètre utilisé pour mesurer des champs magnétiques très faibles ;

SRIM *Stopping and Ranges of Ions in Matter* : programme de simulation Monte-Carlo du parcours des ions dans la matière ;

TCT *Transient Current Technique* : littéralement "technique des courants transitoires", méthode expérimentale utilisée dans la caractérisation des propriétés de transport de charges dans les semi-conducteurs ;

TEP *Tomographie par Emission de Positons* ;

TIARA *Time of flight Imaging ArRAy* : projet initiateur de la méthode PGTI ;

TOF *Time-Of-Flight* : temps-de-vol d'une particule entre deux instants ;

TPS *Treatment Planning System* : logiciel permettant de préparer un plan de traitement par irradiation en radiothérapie ;

UFSD *Ultra-Fast Silicon Detector* : détecteur silicium ultra rapide ;

XBIC *X-ray Beam Induced Current* : méthode de caractérisation de cristaux basée sur le courant induit par un faisceau micrométrique pulsé de rayons X monochromatique ;

Table des matières

Acronymes	v
Introduction	1
1 État de l'art	5
1.1 Physique des interactions rayonnement-matière en lien avec les radiothérapies par rayons X ou faisceaux d'ions	5
1.1.1 Interaction fondamentale	5
1.1.1.1 Interaction des photons	5
1.1.1.2 Interactions des particules chargées lourdes	6
1.1.2 Système de détection	7
1.1.2.1 Scintillateurs inorganiques	7
1.1.2.2 Chambre d'ionisation solide	9
1.2 Hadronthérapie	10
1.2.1 Principe de l'hadronthérapie	10
1.2.2 Intérêt et comparaison avec les radiothérapies par rayons X	10
1.2.3 Accélérateurs utilisés en hadronthérapie	12
1.2.4 Modulation en énergie des faisceaux	13
1.2.4.1 Diffusion passive	13
1.2.4.2 <i>Pencil Beam Scanning (PBS)</i>	14
1.2.5 Facteurs d'incertitudes dans la planification des traitements en hadronthérapie	14
1.3 Différentes modalités de monitoring en ligne du parcours des ions dans le patient	17
1.3.1 Tomographie par émission de positons (TEP) pour la détection de rayonnement β^+	17
1.3.2 Contrôle en ligne par détection de gamma prompts (PG)	18
1.3.2.1 Caractéristiques des gamma prompts	18
1.3.2.2 Systèmes de détection des gamma prompts « non imageants »	20
1.3.2.3 Système de détection des gamma prompts « imageants »	21
1.3.3 Autres techniques innovantes	24
1.4 Moniteurs faisceaux	25
1.4.1 Rôle du moniteur faisceau associé à la détection de gamma prompts pour le contrôle en ligne en hadronthérapie	25
1.4.2 Moniteurs faisceaux développés dans le cadre de la collaboration CLaRyS	27
1.4.2.1 Hodoscope à fibres scintillantes	28
1.4.2.2 Hodoscope diamant	29
1.4.3 Le diamant	29
1.4.3.1 Propriétés	29
1.4.3.2 Modes de production	30
1.4.3.3 Les différentes qualités cristallines	30

1.4.4	Le diamant comme détecteur	32
1.4.5	Alternative aux détecteurs diamant pour le défi 100 ps	34
1.5	Conclusion	34
I	Conception d'un moniteur de faisceau basé sur une technologie diamant	37
2	Présentation du moniteur de faisceau diamant	41
2.1	Cahier des charges	41
2.2	Architecture globale du détecteur	42
2.2.1	Volumes actifs	43
2.2.2	Préamplificateurs courant-tension	45
2.2.3	Discriminateur à fraction constante	47
2.2.4	Time-to-Digital Converter et carte d'acquisition	49
2.2.5	Interface utilisateur et logiciel de traitement des données	52
2.3	Conclusion	53
3	Caractérisation en laboratoire des diamants et de leur électronique	55
3.1	Volumes actifs	55
3.1.1	Instrumentation des substrats	55
3.1.2	Courant de fuite	56
3.1.2.1	Matériels	56
3.1.2.2	Méthode	57
3.1.2.3	Résultats	58
3.1.3	Spectroscopie alpha	59
3.1.3.1	Matériels	59
3.1.3.2	Méthode	60
3.1.3.3	Résultats	61
3.1.4	Transcient Current Technique (TCT)	64
3.1.4.1	Matériels	64
3.1.4.2	Méthode	66
3.1.4.3	Résultats	66
3.1.5	Discussion	68
3.2	Électronique	69
3.2.1	Préamplificateurs courant-tension	69
3.2.1.1	Matériels	69
3.2.1.2	Méthode	69
3.2.1.3	Résultats	71
3.2.2	DFC & TDC	72
3.2.2.1	Matériels	73
3.2.2.2	Méthode	73
3.2.2.3	Résultats	74
3.2.3	Discussion	76
3.3	Conclusion	77

4	Caractérisation de prototypes sous faisceaux de protons de 70 MeV	79
4.1	Le cyclotron d'ARRONAX	79
4.2	Dispositif expérimental	79
4.3	Étage de préamplification	81
4.3.1	Préamplificateurs à grand gain : 55 dB	81
4.3.2	Combinaison de deux préamplificateurs	83
4.4	Carte électronique : DFC & Acquisition	87
4.5	Carte mère du détecteur	91
4.6	Conclusion	93
II	Conception du système de détection gamma	95
5	Simulations du système de détection gamma	99
5.1	Présentation de la simulation	99
5.1.1	Géométrie	99
5.1.2	Implémentation de la structure en temps du faisceau	100
5.2	Comptage évènement par évènement : PGPI	101
5.2.1	Étude de sensibilité du taux de comptage en fonction du déplacement de la cible	102
5.2.2	Paramètres variables qui influent sur la statistique	104
5.2.3	Étude du nombre de PG par voie de lecture en fonction de l'intensité du faisceau	105
5.3	Comptage intégral (PGEI)	108
5.3.1	Étude de l'énergie déposée en fonction d'un déplacement de la cible selon l'axe du faisceau	108
5.3.2	Énergie déposée durant une impulsion faisceau en fonction d'un déplacement latéral de la cible	110
5.3.3	Précision en fonction de la statistique sur une impulsion et en fonction du déplacement longitudinal	112
5.3.4	Comparaison des deux méthodes PGPI et PGEI	114
5.4	Influence du cristal de détecteur sur les résultats de simulation	115
5.5	Conclusion	116
6	Caractérisation en laboratoire des scintillateurs	119
6.1	Détecteurs NaI(Tl) et BaF ₂	119
6.1.1	Matériels	119
6.1.2	Méthode	120
6.1.3	Résultats	122
6.2	Détecteur PbWO ₄	122
6.2.1	Matériels	122
6.2.2	Méthode	124
6.2.3	Résultats	126
6.3	Conclusion	127

7 Expériences sous faisceaux	129
7.1 Méthode	129
7.2 Scintillateurs à luminosité élevée : NaI(Tl) et BaF ₂	130
7.2.1 Dispositif expérimental et méthode	130
7.2.2 NaI(Tl) couplé à son PMT	132
7.2.3 BaF ₂ couplé à son PMT	133
7.2.4 Discussion	134
7.3 Scintillateur peu lumineux et rapide : PbWO ₄	135
7.3.1 Expériences sous faisceau d'alphas à 68 MeV	135
7.3.2 Problématique des faisceaux continus	139
7.3.3 Expériences sous faisceaux pulsés de protons 70 de MeV	141
7.4 Conclusion	148
Conclusion	151
Bibliographie	155
Table des figures	171
Liste des tableaux	179

Introduction

Entre 1990 et 2023, le nombre de nouveaux cas de cancers a doublé en France, devenant même la première cause de décès prématurés en 2004. Cette tendance est observée à l'échelle mondiale, avec notamment plus de 18 millions de nouveaux cas diagnostiqués en 2018, comparativement à 10 millions en 2000. Cette évolution est le résultat de deux facteurs majeurs : premièrement, l'augmentation de la population mondiale et de l'espérance de vie, et deuxièmement, l'augmentation des facteurs de risques favorisant l'apparition du cancer, tels que le mode de vie et la sédentarité¹.

En réponse aux différents types de cancers existants, les médecins disposent d'une gamme étendue de traitements. Les options thérapeutiques sont traditionnellement la chirurgie, la chimiothérapie, la radiothérapie, et plus récemment, l'immunothérapie. Cependant, de nombreuses autres possibilités de traitements sont constamment à l'étude. Enfin, avec pour objectif d'améliorer l'efficacité des traitements actuels et avoir un impact maximal sur la maladie, il est courant de combiner ces options thérapeutiques entre elles.

Dans ce contexte et selon l'Institut National du Cancer, environ 50 % des traitements délivrés en 2016 ont inclus une composante de radiothérapie. Parmi ces traitements, la radiothérapie utilisant des rayons X occupe une place prépondérante dans le paysage thérapeutique. Cependant, une alternative à la radiothérapie conventionnelle existe : l'utilisation de hadrons tels que les protons ou les ions carbone. Cette méthode exploite le potentiel balistique des particules chargées dont la distribution de dépôt d'énergie en profondeur présente un pic en fin de parcours. En effet, les ions subissent d'abord une décélération progressive à mesure qu'il pénètre les tissus pendant laquelle le dépôt de dose varie peu, puis, quand la décélération de l'ion devient importante, il en résulte une forte augmentation du dépôt de dose en fin de parcours à l'endroit du « pic de Bragg ». Les dernières interactions que subit l'ion finissent par l'arrêter, le dépôt de dose chute alors rapidement. L'objectif en hadronthérapie consiste donc à faire coïncider le pic de Bragg avec la tumeur. L'intérêt majeur de cette technique, si on la compare à la radiothérapie conventionnelle par rayons X, est lié au profil de dose qui vient d'être décrit. En effet, cela implique une réduction des dommages aux tissus situés en amont et en aval de la tumeur sur la trajectoire des ions par rapport à une irradiation par rayons X. Toutefois, du fait de cette balistique, cette méthode de radiothérapie est plus sensible aux incertitudes pouvant survenir sur la détermination de ce parcours et sur la localisation du pic de Bragg. Pour éviter un sous-dosage des tissus tumoraux, les médecins appliquent des marges de sécurité pouvant atteindre un centimètre autour du volume tumoral. Par ailleurs, certains champs d'irradiations avec des organes à risque en aval de la tumeur ne sont pas exploités en raison de ces incertitudes de traitement, même s'ils permettraient en principe de réduire le volume de tissus sains irradiés. Cela entrave l'exploitation maximale du potentiel balistique de l'hadronthérapie.

En conséquence, la mise en œuvre de différentes méthodes de surveillance et d'appareillages de contrôle en ligne de la bonne délivrance de dose à la tumeur est un enjeu majeur en hadronthérapie. Le suivi du parcours des ions à l'intérieur du patient est, de toute évidence, un élément

1. L'ensemble des données de ce paragraphe sont extraites des sites de l'institut national du cancer : <https://www.e-cancer.fr/> et de la fondation arc, fondation pour la recherche contre le cancer : <https://www.fondation-arc.org/>

clé afin de réduire les marges de sécurité et exploiter de nouveaux champs d'irradiations pour limiter le volume de tissus sains irradiés.

Lorsque les ions pénètrent les tissus, ils ont une certaine probabilité de subir une interaction nucléaire conduisant à l'émission de particules secondaires dont la distribution est étroitement corrélée au parcours des ions. Ces particules secondaires, dont certaines sortent du patient, sont composées de particules chargées légères, de neutrons et de rayons gamma prompts. Le spectre d'énergie de ces rayons gamma prompts s'étend essentiellement jusqu'à 10 MeV, ils ont donc une probabilité élevée de sortir du patient. Par ailleurs, ils présentent l'avantage d'être émis presque immédiatement (en moins d'une dizaine de picosecondes pour la très grande majorité d'entre eux) après la réaction nucléaire, permettant ainsi, de part leur détection, un contrôle en temps réel pendant la délivrance des traitements.

La collaboration CLaRyS (Contrôle en Ligne de la hAdronthérapie par détection de RaYonnements Secondaires), à laquelle j'appartiens, est une collaboration nationale réunissant quatre laboratoires (CPPM de Marseille, CREATIS et IP2I de Lyon ainsi que LPSC de Grenoble) qui s'inscrit précisément dans cette thématique. Elle vise, en effet, à développer des systèmes de détection de photons gamma prompts pour la vérification du parcours des ions. L'une des possibilités envisagées est de suivre en temps réel le parcours des ions sur les premiers spots faisceaux, en début de traitement. Les développements menés au sein de la collaboration CLaRyS ont notamment pour originalité d'intégrer aux techniques de détections gamma (caméra Compton, caméra gamma collimatée), un moniteur faisceau interceptif, afin de fournir des informations spatiales et temporelles sur le faisceau de particules incidentes. En effet, si on corrèle celles-ci à celles fournies par les détecteurs gamma, cela apporte des améliorations notables sur la précision de la localisation du dépôt de dose. C'est l'objectif du projet CLaRyS-UFT (Ultra Fast Timing), dans lequel s'inscrit la première partie de mon travail en thèse et qui vise à développer un moniteur faisceau en technologie diamant avec une résolution temporelle ciblée de 100 ps. Le diamant est en effet un matériau semi-conducteur à grand gap, rapide, présentant un faible courant de fuite, un excellent rapport signal sur bruit, et surtout intrinsèquement résistant aux radiations.

En revanche, la mise en œuvre d'accélérateurs tels que les synchro-cyclotrons présente de nouveaux défis en raison des intensités de faisceaux utilisées, qui sont de deux à trois ordres de grandeur plus élevées que celles des cyclotrons conventionnels. Cela entraîne un débit de particules secondaires considérablement plus élevé, ce qui constitue un nouveau défi pour la détection des rayons gamma et leur mise en corrélation avec le parcours de l'ion incident dans les tissus. Afin de proposer des solutions innovantes en réponse à cette problématique, dans une seconde partie de mon travail de thèse, j'ai étudié, par le biais de la simulation mais aussi de l'instrumentation, la mise en œuvre d'une méthode de comptage intégral particulièrement adaptée à cette nouvelle génération d'accélérateur : le PGEI (Prompt Gamma Energy Integral).

Ce manuscrit sera donc structuré comme suit :

- le premier chapitre sera consacré à la présentation de la problématique du monitoring en ligne de l'hadronthérapie. Je présenterai ensuite les principaux accélérateurs utilisés, ainsi que les modalités de détection des rayons gamma prompts actuellement en usage et celles à l'étude. Ensuite, j'expliquerai le rôle d'un moniteur faisceau dans ce contexte et pourquoi le diamant semble être le candidat à retenir.

- la deuxième partie se concentrera sur les développements réalisés autour du moniteur faisceau en diamant développé au cours de ma thèse. Je commencerai par décrire le détecteur et détaillerai les choix technologiques qui ont conduit à sa conception (chapitres 2). Ensuite, j'exposerai les résultats des caractérisations opérées au laboratoire à la fois du volume actif et de la chaîne électronique de lecture qui ont permis la mise au point de prototypes (chapitre 3). Enfin, je présenterai les résultats des premières expériences sous faisceaux de ces derniers (chapitre 4).
- la troisième partie de ce manuscrit se penchera sur le système de détection gamma sur lequel j'ai travaillé et la méthode du contrôle du parcours de l'ion associée que j'ai développée : le PGEI. Tout d'abord, ce chapitre abordera l'ensemble des simulations effectuées pour concevoir le système de détection et estimer sa sensibilité, en comparaison avec un système connu, le PGPI (Prompt Gamma Peak Intégral) développé antérieurement par la collaboration CLaRyS (chapitre 5). Ensuite, je présenterai les caractérisations réalisées en laboratoire de différents détecteurs gamma potentiellement adaptés à la détection à haut flux (chapitre 6). Enfin, je conclurai sur les expériences sous faisceaux menées dans le but de déterminer les caractéristiques du détecteur optimal à utiliser dans le cadre du PGEI (chapitre 7).

Le manuscrit se conclura par une synthèse générale du travail effectué et j'exposerai i) les perspectives futures que ce travail de recherche peut permettre d'envisager pour le « monitoring faisceau diamant » en début de traitement, à faible intensité, et ii) les solutions technologiques liées à la méthode PGEI qui seraient envisageables pour apporter une réponse à la problématique du contrôle en ligne en hadronthérapie avec de fortes intensités de faisceaux notamment rencontrées dans les synchro-cyclotrons.

1

État de l'art

Je commencerai dans cette partie par présenter succinctement deux processus d'interaction rayonnement-matière qui nous intéresseront tout au long de ce manuscrit ainsi que les types de détecteurs qui seront utilisés. J'évoquerai ensuite les principes de l'hadronthérapie, les objectifs mais aussi les défis liés à son monitoring. Je présenterai différentes modalités et techniques mises en œuvre. Je m'intéresserai plus particulièrement à celles basées sur la détection de gamma prompts, de par mon sujet de thèse. Enfin, je détaillerai le rôle des hodoscopes faisceaux dans ce monitoring et en dresserai le cahier des charges afin de cerner les enjeux et objectifs qui ont guidé mon travail de recherche dans la conception d'un hodoscope de faisceau en technologie diamant.

1.1 Physique des interactions rayonnement-matière en lien avec les radiothérapies par rayons X ou faisceaux d'ions

1.1.1 Interaction fondamentale

1.1.1.1 Interaction des photons

Les interactions des photons avec la matière reposent sur des processus aléatoires dépendant à la fois de leur énergie et du matériau avec lequel ils interagissent. Chacun de ces processus est associé à son coefficient d'atténuation massique noté μ et exprimé en $\text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ qui est proportionnel à sa section efficace. En considérant un photon d'énergie E , les processus d'interaction sont les suivants :

- **diffusion de Rayleigh** : phénomène de basse basse énergie (< 20 keV) qui consiste en la diffusion élastique du photon sur le cortège électronique d'un atome sans lui céder d'énergie (coefficient d'atténuation associé μ_R),
- **l'effet photoélectrique** : phénomène prédominant à basse énergie (< 1 MeV), il correspond à l'absorption totale de l'énergie du photon incident par un électron du milieu dont l'énergie cinétique correspond à $E - E_L$ où E_L est l'énergie de liaison de l'électron à l'atome qui devient alors ionisé (coefficient d'atténuation associé μ_{pe} variant comme $Z^5/E^{3,5}$),
- **l'effet Compton** : phénomène dominant pour les énergies « moyennes » (de 1 à 10 MeV) et qui consiste en la diffusion du photon sur un électron d'un atome du milieu. Il en résulte la transmission d'une partie de l'énergie du photon incident à l'électron (E_{cin}) avec un photon diffusé à un angle θ par rapport à la direction du photon incident qui emporte

une énergie E' . Ces énergies E' et E_{cin} sont décrites par les formules suivantes :

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (1.1)$$

$$E_{cin} \approx E - E' = \frac{\frac{E^2}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}{1 + \frac{E}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (1.2)$$

où $m_e c^2$ est l'énergie de masse de l'électron. Cette interaction est associée au coefficient d'atténuation μ_C proportionnel à Z/E ,

- **création de paires** : phénomène ayant lieu à relativement haute énergie ($> 1,022$ MeV), qui consiste en la création d'une paire électrons-positon à partir du photon incident. Cette interaction se produit principalement au voisinage d'un noyau du milieu (elle peut aussi apparaître au voisinage des électrons) et nécessite que l'énergie du photon supérieure à 2 fois l'énergie de masse d'un électron soit $1,022$ MeV¹. L'énergie résiduelle de la particule incidente se répartit entre les deux éléments de la paire (coefficient d'atténuation associé μ_{cp} qui croît continûment avec l'énergie du photon).

Le coefficient linéique total du milieu est la somme des coefficients d'atténuation correspondant à chacune des interactions présentées ci-dessus. Le nombre de photons N traversant sans interaction une épaisseur x d'un matériau de densité ρ provenant d'une population N_0 peut être calculé avec la formule suivante :

$$N(x) = N_0 \exp(-\mu_{total} \rho x), \quad (1.3)$$

$$\mu_{total} = \mu_R + \mu_{pc} + \mu_C + \mu_{cp}. \quad (1.4)$$

La figure 1.1 présente les schémas des trois interactions dont je viens de discuter.

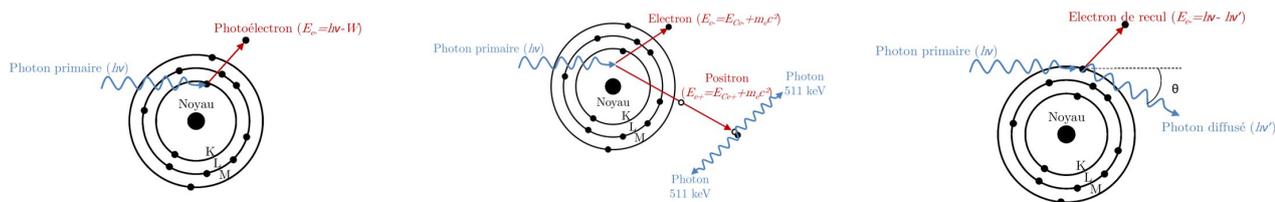


FIGURE 1.1 – Schéma des principes d'interaction d'un photon avec la matière. À gauche l'effet photoélectrique, au centre la création de paires électron-positon et à droite l'effet Compton.

1.1.1.2 Interactions des particules chargées lourdes

Les particules chargées lourdes (devant la masse d'un électron) sont soumises aux interactions coulombiennes multiples avec les noyaux et les électrons du milieu qu'elles traversent. La perte d'énergie subie lors de ces interactions peut s'effectuer principalement par ionisation (éjection d'électrons du cortège électronique) ou par excitation atomique (passage d'électrons dans des

1. Si la paire est créée dans le champ d'un électron, le seuil est d'environ $4m_e c^2$ et l'électron cible est éjecté : il y a alors production de triplet.

couches de plus hautes énergies mais toujours dans un état lié au noyau) ou moléculaire des atomes ou des molécules du milieu. La perte d'énergie d'une particule chargée lourde par unité de longueur (dE / dx) au sein d'un milieu est appelée pouvoir d'arrêt. Elle est exprimée par exemple en $\text{MeV}\cdot\text{cm}^{-1}$. Elle peut être décrite par la formule suivante, établie par Bethe [Bethe, 1930] et Bloch [Bloch, 1933] :

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \frac{\rho Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (1.5)$$

où :

- N_A est le nombre d'Avogadro ($6,023 \cdot 10^{23}$),
- r_e est le rayon classique de l'électron ($2,817 \cdot 10^{-13}$ cm),
- m_e la masse de l'électron,
- c la célérité de la lumière,
- ρ est la masse volumique du milieu,
- Z le numéro atomique du milieu,
- A le nombre de masse du milieu,
- z la charge de la particule incidente,
- $\beta = v/c$ avec v la vitesse de la particule,
- γ le facteur de Lorentz,
- W_{max} l'énergie maximale transférable à l'électron par la particule,
- I le potentiel d'excitation moyen du milieu,
- δ le terme correctif à haute énergie,
- C le terme correctif à basse énergie.

En plus des interactions coulombiennes auxquelles ces particules peuvent être soumises en se propageant dans le milieu, les particules chargées lourdes peuvent également entrer en collision avec les particules du milieu, entraînant leur fragmentation. Ce phénomène hautement stochastique est décrit, à haute énergie, par le modèle d'abrasion et d'ablation, illustré dans la figure 1.2. Lorsque des particules chargées entrent en collision les unes avec les autres, des éléments de chacun des noyaux peuvent être arrachés (abrasion), formant ainsi un composé hautement excité, également appelé *fireball*. Tous ces composés se retrouvent dans un état excité qu'ils quittent en émettant (ablation) des rayonnements (gamma) et/ou des particules (neutrons). Les rayonnements gamma résultant de ces interactions sont appelés : gamma prompts, et la partie 1.3.2 leur est dédiée.

1.1.2 Système de détection

1.1.2.1 Scintillateurs inorganiques

Le principe de fonctionnement de ces détecteurs repose sur l'utilisation d'un cristal de scintillation dont le but est de convertir les rayonnements incidents (α , β , ou γ) en rayonnements lumineux, c'est-à-dire des photons de scintillation. Le nombre de photons de scintillation est

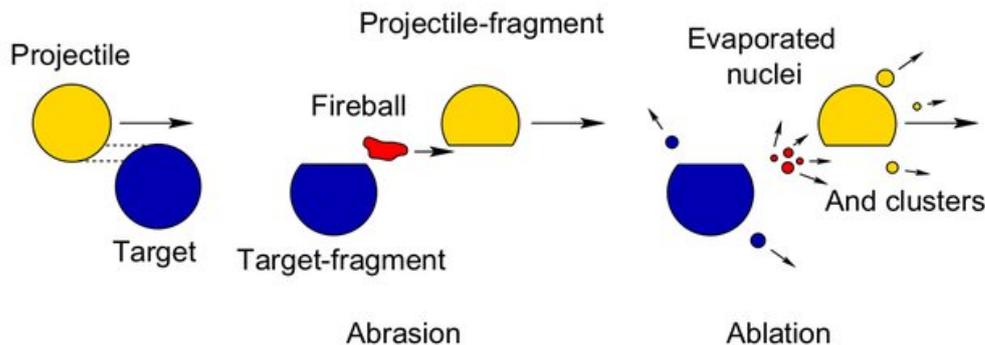


FIGURE 1.2 – Processus d’abrasion et d’ablation de fragmentation des particules, figure extraite de [Ridolfi, 2018]

proportionnel à l’énergie déposée par le rayonnement incident. Lorsque le rayonnement interagit avec le cristal, il transmet une partie de son énergie aux électrons du milieu. Ces électrons deviennent alors très énergétiques par rapport à l’énergie nécessaire pour créer une paire électron-trou dans le cristal. Ces électrons excitent et ionisent le milieu, puis ces excitations se thermalisent en interagissant avec la structure cristalline. Ensuite, elles migrent vers les centres luminescents du cristal, où elles se désexcitent en émettant les photons de scintillation.

Il est important de noter que chaque cristal de scintillateur a des propriétés propres, telles que le rendement (le nombre de photons de scintillation émis par unité d’énergie déposée dans le cristal), le temps de décroissance des centres lumineux et le numéro atomique. Ces paramètres ont une grande influence sur la réponse du cristal en termes d’amplitude, de rapidité et d’interaction avec le rayonnement incident. Le tableau ci-dessous répertorie différents paramètres pour les cristaux de scintillation qui seront utilisés dans ce manuscrit.

TABLE 1.1 – Propriétés physiques des scintillateurs inorganiques avec Z_{eff} le numéro atomique effectif, LY le rendement de scintillation, τ_{sc} la constante de temps moyenne de scintillation informations extraites de [Lecoq, 2017b]).

Scintillateur	Z_{eff}	LY (ph/MeV)	τ_{sc} (ns)
LaBr ₃	47	63 000	16
NaI	50,80	38 000	250
BaF ₂	52,7	1800 10 000	0,8 630
PbWO ₄	75,6	100–300	6

On peut constater de grandes disparités entre ces cristaux, il est donc essentiel de choisir le bon en fonction des performances attendues, telles que la rapidité, la résolution temporelle, la résolution en énergie et l’efficacité de détection. Il convient de noter que, bien que ce type de détecteur soit couramment utilisé pour la détection de rayonnements gamma, il est également sensible à d’autres types de particules, telles que les neutrons. En effet, les neutrons peuvent provoquer des collisions élastiques et inélastiques avec les atomes du cristal, générant ainsi des ions. Ces ions excitent et ionisent le milieu de la même manière que précédemment discuté, produisant également un signal lumineux. Ce transfert d’énergie est favorisé lorsque la masse de l’atome participant à la collision est comparable à celle du neutron. En utilisant un scintillateur

avec un numéro atomique élevé, on favorise ainsi les interactions avec les photons tout en minimisant celles avec les neutrons.

Afin d'exploiter le signal lumineux généré par le cristal, il est nécessaire de le coupler à un photodétecteur. Plusieurs catégories de photodétecteurs sont disponibles, notamment les tubes photomultiplicateurs (PMT), les photodiodes à avalanche (APD) et les photomultiplicateurs au silicium (SiPM). Ce manuscrit se focalisera sur l'utilisation des PMT, qui sont composés d'une photocathode à l'entrée. Cette photocathode convertit les photons issus de la luminescence du cristal en photo-électrons par effet photoélectrique. Une haute tension est appliquée aux bornes du PMT, répartie entre les dynodes (environ 10). Lorsque les électrons interagissent avec les dynodes, ils créent des électrons secondaires. Cette cascade provoque la multiplication du nombre d'électrons, entraînant ainsi l'augmentation du signal. Ce processus de multiplication se poursuit jusqu'à ce que les électrons atteignent l'anode du dispositif, où ils sont collectés, permettant ainsi la lecture du signal par l'électronique. Le gain de ce type de photodétecteur est d'environ 10^6 . Le schéma illustrant le principe d'un PMT est représenté dans la figure 1.3.

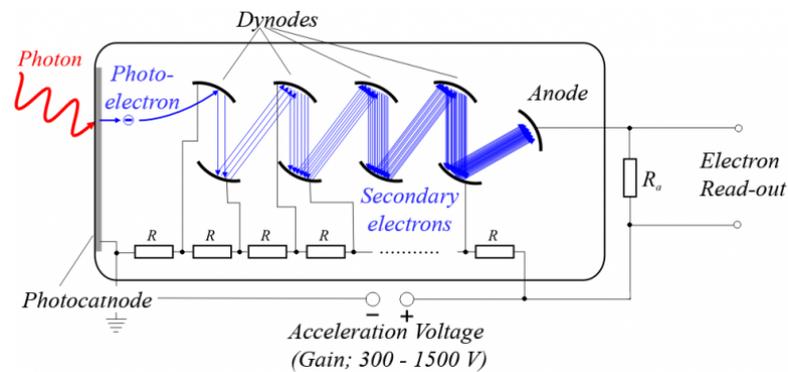


FIGURE 1.3 – Schéma de principe d'un PMT.

L'ensemble de ces systèmes permet d'obtenir une réponse dont l'amplitude est proportionnelle à l'énergie qui a été déposée au sein du cristal de scintillation.

1.1.2.2 Chambre d'ionisation solide

Le principe de fonctionnement de ce détecteur repose sur la dérive de charges au sein d'un milieu, par exemple un semi-conducteur tel que le silicium ou le diamant. Ces charges sont générées par l'ionisation du milieu suite aux interactions avec le rayonnement incident. Dans le cas de particules chargées, des paires électron-trou sont générées le long de la trajectoire de la particule, tandis que pour les neutrons et les rayonnements gamma, les charges sont créées le long de la trajectoire des particules secondaires (électrons ou ions). L'application d'un champ électrique entre deux électrodes (noté métallisation sur la figure 1.4) sur le milieu induit une dérive de ces charges, provoquant un courant aux bornes du détecteur. Ce courant contient toutes les informations mesurables, notamment le temps de passage de la particule incidente et l'énergie déposée. Ce manuscrit se concentrera sur un type de chambre d'ionisation solide basé sur la technologie du diamant, figure 1.4, qui sera détaillé dans la section 1.4.4.

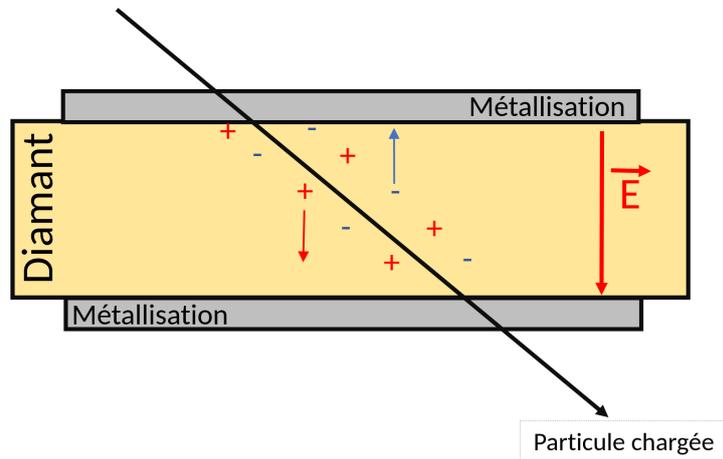


FIGURE 1.4 – Schéma d'une chambre d'ionisation solide basée sur du diamant.

1.2 Hadronthérapie

1.2.1 Principe de l'hadronthérapie

Contrairement aux radiothérapies les plus répandues dans les centres de traitements en France, qui sont majoritairement basées sur l'utilisation de rayons X, l'hadronthérapie [Durante, 2016a] repose sur l'utilisation de particules chargées, telles que des protons [Newhauser, 2015] ou des ions légers, comme les ions carbone. La perte d'énergie dans la matière peut être évaluée par la formule de Bethe-Bloch énoncée précédemment. Compte tenu des énergies mises en jeu (de 70 à 150 MeV en proton et de l'ordre de 70 à 400 MeV/nucléon en carbone), le pouvoir d'arrêt des ions est proportionnel à (Z^2/v^2) , ce qui traduit le ralentissement progressif des particules chargées dans la matière. Plus l'énergie de la particule est faible, plus la perte d'énergie sera forte. Le ralentissement de la particule induit donc un dépôt d'énergie maximum en fin de parcours, appelé pic de Bragg. La position de ce pic dans le matériau dépend à la fois de l'énergie de la particule incidente et des matériaux traversés. Il est donc possible de réaliser un pic de Bragg étalé (*Spread-Out Bragg Peak : SOBP*) en faisant varier l'énergie des ions lors de la délivrance des traitements. Cela permet d'irradier le volume tumoral en totalité, comme illustré dans la figure 1.5 tirée de [Durante, 2019]. Cependant, la succession des différentes interactions des ions incidents le long de son parcours dans le patient provoque une déviation sensible de la trajectoire des particules, ce qui se traduit par une dispersion angulaire du faisceau.

1.2.2 Intérêt et comparaison avec les radiothérapies par rayons X

Il est pertinent de comparer cette technique de radiothérapie avec la méthode la plus répandue à ce jour, la radiothérapie par rayons X. Tout d'abord, il existe une différence notable en terme de dépôt de dose dans le patient. Celle-ci est liée aux phénomènes physiques engendrés par l'interaction de ces deux types de particules avec la matière. En effet, avec les photons utilisés en radiothérapie (dont l'énergie varie entre quelques MeV et un plus plus d'une dizaine de MeV), un maximum de dépôt de dose est atteint dans les premiers centimètres de matériau traversé (équilibre électronique) suivi d'une décroissance en fonction de la profondeur des tissus. Cela est

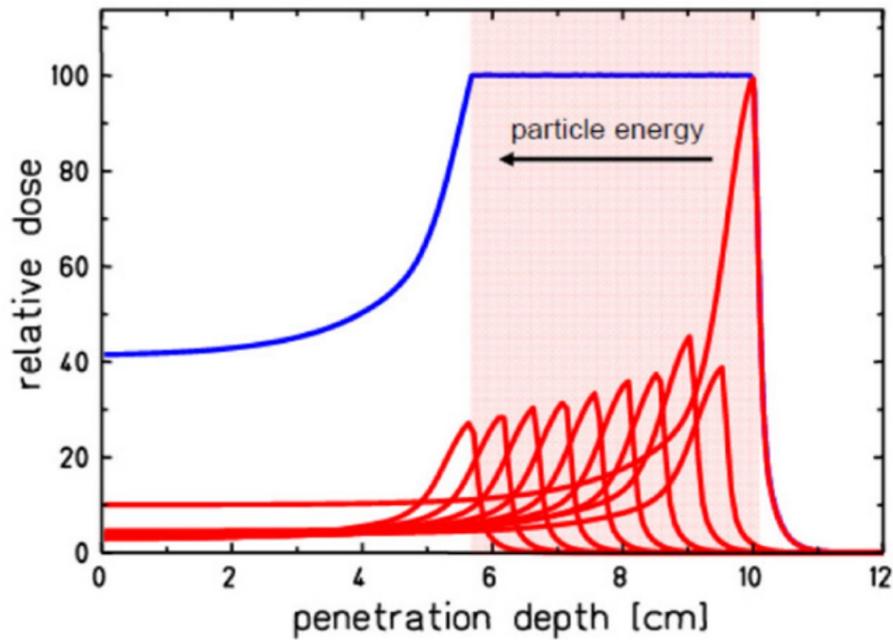


FIGURE 1.5 – Pic de Bragg étalé (en bleu) réalisé avec des faisceaux de protons (en rouge).
figure extraite de [Suit, 2010]

illustré sur la figure 1.6, qui compare plusieurs irradiations : trois utilisant des faisceaux d'ions, la première avec des protons de 135 MeV et deux utilisant des ions carbone à 254 MeV/u et 300 MeV/u. La dernière irradiation utilise des rayons X générés par bremsstrahlung d'électrons accélérés à 15 MeV.

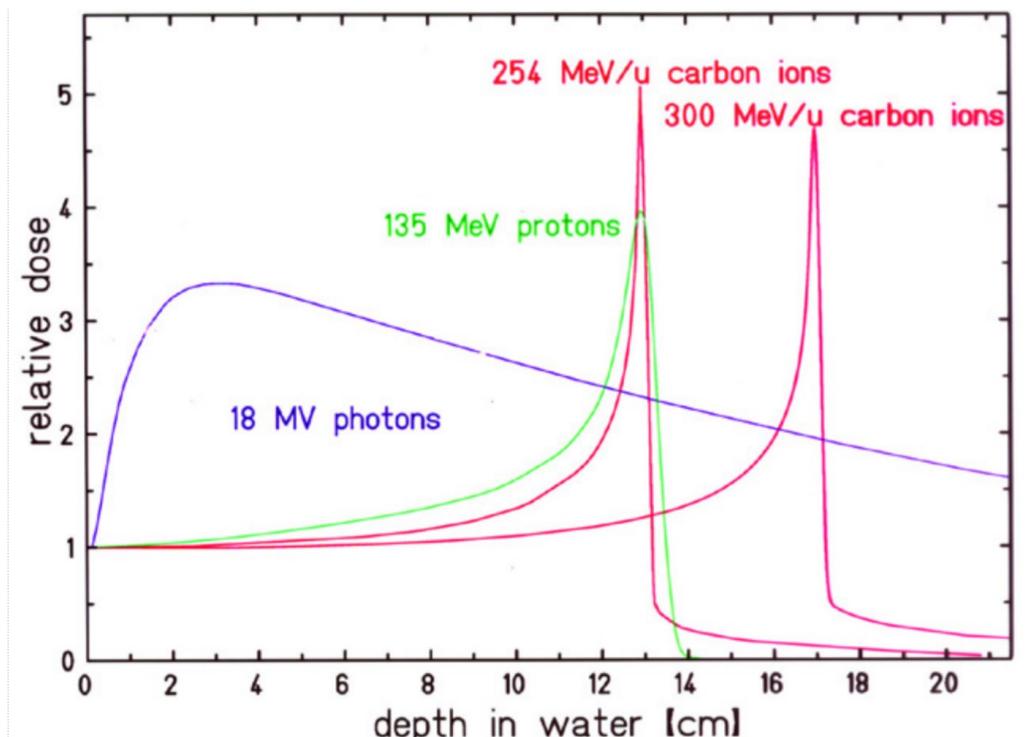


FIGURE 1.6 – Comparaison de différentes irradiations utilisant des hadrons et des photons,
figure extraite de [Suit, 2010]

On constate que le profil de dose obtenu avec les rayons X présente des doses en amont et en aval de la tumeur nettement plus importantes que celles observées avec un faisceau d'ions. Par conséquent, il est nécessaire de réduire les doses déposées dans les tissus en utilisant notamment plusieurs champs d'irradiation, comme illustré dans la figure 1.7 (et donc en irradiant un plus grand volume de tissus sains). Cette technique est aussi utilisée en hadronthérapie. Cependant, il est important de noter que le profil optimal de dose est obtenu avec un nombre plus réduit de champs d'irradiation. Toutefois, si l'on a besoin de modifier la direction du faisceau incident autrement que par rotation de la table d'irradiation dans un plan horizontal, cette pratique nécessite des infrastructures (*gantries*) plus importantes au niveau de l'accélérateur (cyclotron / synchrocyclotron) si on compare avec les *gantries* dont sont équipés les LINAC (accélérateur produisant les faisceaux en radiothérapie par rayons X). Les infrastructures nécessaires étant bien plus importantes (accélérateur, radioprotection,...), de même que leurs coût, il existe encore peu de centres en France. Les trois centres de hadronthérapie, par ordre d'ancienneté d'apparition sur le territoire, sont situés respectivement à Orsay (Institut Curie), à Nice (Centre Antoine Lacassagne) et à Caen (ARCHADE). Ils ne délivrent pour l'instant que des faisceaux de protons (les ions carbone seront disponibles à ARCHADE vraisemblablement à l'horizon 2026).

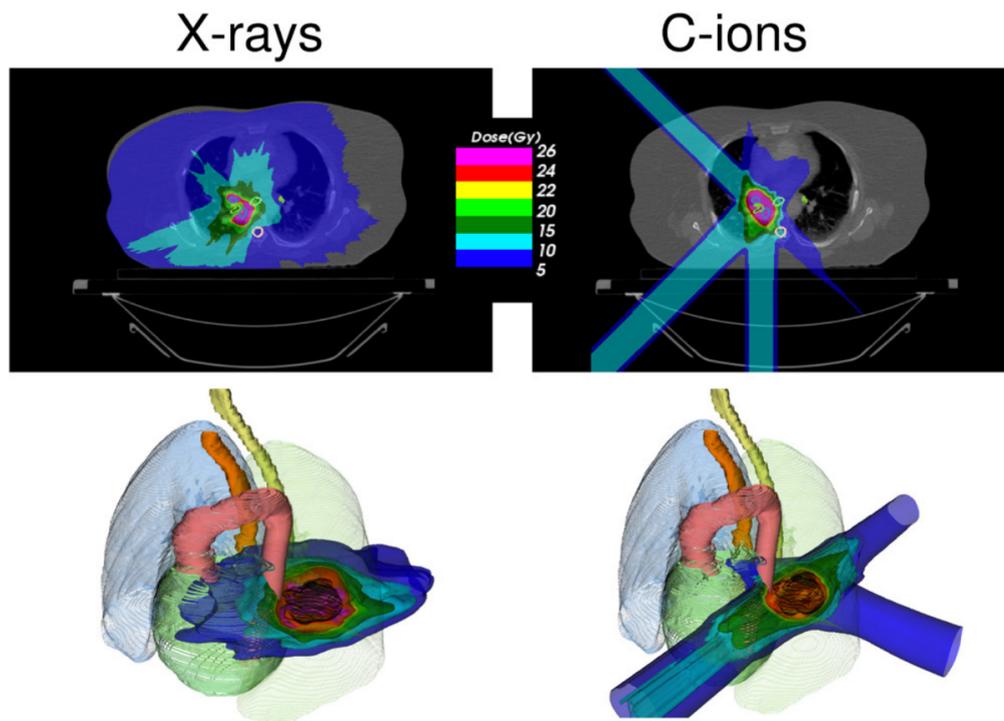


FIGURE 1.7 – Différents plans de traitement sur le même tissu pour deux types de faisceaux : rayons X (à gauche) et ions carbone (à droite), image extraite de [Durante, 2016b].

1.2.3 Accélérateurs utilisés en hadronthérapie

Les traitements cliniques utilisent aujourd'hui toute la gamme d'accélérateurs disponibles pour les particules lourdes [Degiovanni, 2015] [Owen, 2014], notamment les cyclotrons [Petzoldt, 2016] [Schippers, 2007], les synchrocyclotrons [Van De Walle, 2017], les synchrotrons [Patch,

2018], et les accélérateurs linéaires [Degiovanni, 2018], fabriqués principalement par les sociétés IBA, Hitachi, Mitsubishi, Siemens, Varian, Mevion, et AVO. Ces diverses possibilités permettent des traitements variés, utilisant différentes particules (protons ou carbone) à des énergies allant de 70 à 250 MeV pour les protons, jusqu'à 400 MeV/nucléon pour les ions carbone. Chacun de ces accélérateurs peut moduler son intensité (débit de particules) en fonction du traitement requis. La figure 1.8 présente un récapitulatif non exhaustif des accélérateurs utilisés.

Accelerator Type	Isochronous Cyclotron		Synchrocyclotron		Synchrotron	Linear Accelerator
Vendor	IBA	Varian	IBA	Mevion	Hitachi	AVO
System	C230	PROBEAM	S2C2	S250	ProBeam	LIGHT
Maximum Energy (MeV)	230	250	250	250	250	250
Minimum Energy (MeV)	70	70	70	70	70	37.5
Peak Current(μ A)	0.3	0.8	~ 18	~ 7	4.8×10^{-3}	~ 40
Max Ave. Current (nA)	300	800	~ 130	~ 32	4.8	32
Accel. Frequency (MHz)	106.1	72.8	87.6–63.2	133–90	1.3–10	3,000
Repetition rate	CW	CW	1 kHz	500–750 Hz	CW	200 Hz
Treatment Pulse Length	$>400 \mu$ s	$>400 \mu$ s	7 μ s	6 μ s	0.5–5 s	4 μ s
Bunch Length	~ 2 ns	~ 2 ns	~ 2 ns	~ 2 ns	~ 25 –200 ns	~ 0.5 ns
Max Part. per Bunch/Pulse	100,000	70,000	8×10^8	4×10^8	1.5×10^{11}	10^{10}
Electric/Central Field	1.7 T	2.4 T	5.75 T	9 T	1.7 T	25 MV/m

FIGURE 1.8 – Récapitulatif non exhaustif des accélérateurs utilisés en hadronthérapie [Jolly, 2020]

Il existe deux modes de fonctionnement pour ces accélérateurs. Premièrement, le mode continu est utilisé pour les cyclotrons, consistant à envoyer des paquets de particules à intervalles réguliers correspondant à la période de l'accélérateur. Deuxièmement, le mode pulsé est utilisé par tous les autres types de machines, envoyant des impulsions de plusieurs microsecondes à une fréquence donnée, chaque impulsion étant composée de paquets de particules séparés par la période de l'accélérateur. Par exemple, le S2C2, fabriqué par IBA, est capable d'envoyer des impulsions de 7 μ s chaque milliseconde, avec une fréquence de paquets de particules d'environ 60 MHz à l'intérieur de ces impulsions. Étant donnée la courte durée d'utilisation utile, ces accélérateurs peuvent atteindre une intensité bien plus élevée pendant ces impulsions que les cyclotrons, tout en maintenant la même intensité moyenne.

1.2.4 Modulation en énergie des faisceaux

Lors d'un traitement, l'objectif principal est de réaliser un dépôt de dose sur l'ensemble du volume tumoral tout en épargnant les tissus sains environnant. Deux méthodes peuvent être ainsi envisagées pour obtenir un pic de Bragg dit « étalé ».

1.2.4.1 Diffusion passive

Le faisceau traverse initialement un élément diffuseur dont le rôle est de disperser le faisceau. Les particules sont ensuite dirigées vers des éléments modulateur de trajectoires, un ensemble *range modulateur* et *range shifter*, pour obtenir les énergies souhaitées en sortie de cet élément. Le *range modulateur* permet de procéder à l'étalement du pic de Bragg tandis que le *range shifter* permet de faire varier la profondeur du SOBP. Ces éléments vont ensuite traverser un ensemble collimateur et compensateur qui sont spécifiques à la forme de la tumeur traitée et ont pour objectif de conformer le faisceau à celle-ci.

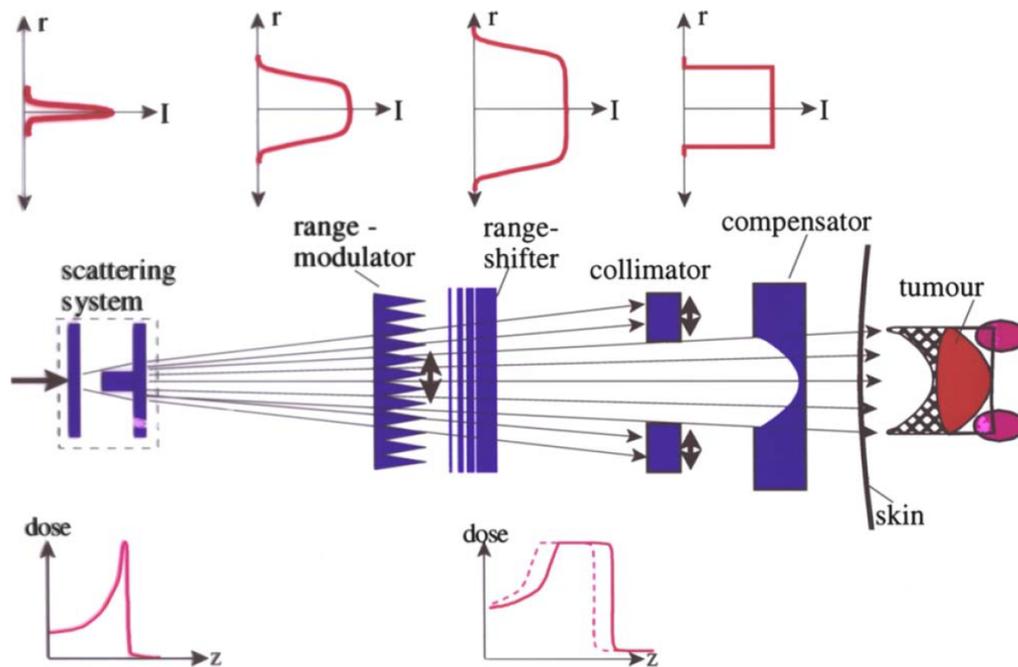


FIGURE 1.9 – Schéma de la diffusion passive extrait de [Schardt, 2010].

1.2.4.2 Pencil Beam Scanning (PBS)

Une méthode plus récente et aujourd'hui plus utilisée que la diffusion passive est le *Pencil Beam Scanning* (balayage par faisceau en pinceau). Ce procédé consiste à faire passer le faisceau à travers deux paires de dipôles magnétiques dont le champ modulable permet de dévier la trajectoire du faisceau dans le plan transverse. À une énergie donnée, il est donc possible d'irradier toute une zone (3D) de la tumeur avant de changer d'énergie de faisceau. Les irradiations utilisant le PBS s'effectuent avec une modulation de l'intensité ou de la durée des impulsions afin que la dose cumulée par toutes les irradiations soit homogène en 3D sur tout le volume tumoral.

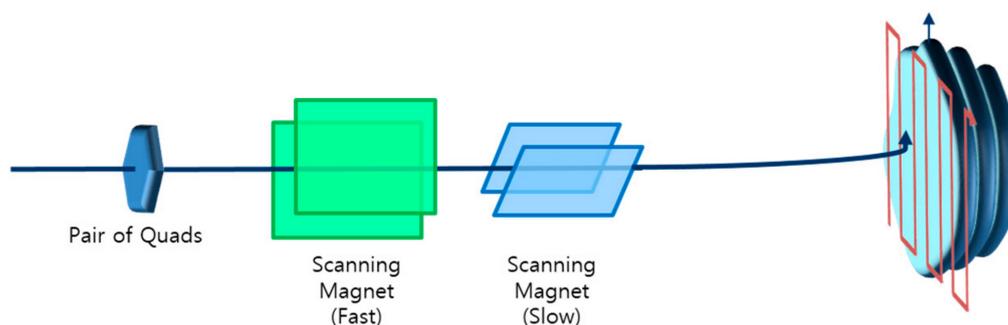


FIGURE 1.10 – Schéma du *Pencil Beam Scanning* (PBS) [Son, 2018].

1.2.5 Facteurs d'incertitudes dans la planification des traitements en hadronthérapie

La planification des traitements est une procédure essentielle quel que soit le type de radiothérapie externe. Elle repose sur un logiciel utilisé par les physiciens médicaux et les médecins

radiothérapeutes. Le système de planification de traitement est appelé TPS en anglais (*Treatment Planning System*). Il permet :

- la visualisation en 3D des images anatomiques du patient (multi-modalités : IRM, scanner et TEP) ;
- le recalage éventuel de deux ou plusieurs jeux d'images indépendants ;
- le marquage de volumes cibles et à risque ;
- la mise en place des aspects liés à la balistique : positionnement des faisceaux, choix de leur énergie, forme, etc,
- le calcul de la dose en 3D dans le patient, grâce à des algorithmes spécifiques.
- optimisation du plan de traitement en minimisant la dose aux organes à risques.

Le TPS doit également « connaître » les propriétés de l'accélérateur. Il s'agit là d'un point crucial. Le dépôt de dose important en fin de parcours des ions dans le patient implique que toute erreur dans la balistique peut avoir des conséquences extrêmement graves sur les tissus sains environnants. Ceci est illustré dans la figure 1.11 tirée de [Knopf, 2013], qui compare différentes distributions de doses lors de différents traitements en radiothérapie : par rayons X ou par faisceaux de protons avec, pour cette dernière, soit un pic de Bragg « simple » soit un pic de Bragg « étalé ». On peut constater que dans le cas de la radiothérapie X, une erreur sur le profil entraîne une plus faible déviation de la dose reçue par l'organe à risque, par rapport à celle prévue par le TPS, qu'en hadronthérapie. De plus, dans le cas présent, cela entraîne également un sous-dosage au niveau de la tumeur ce qui est également très problématique. Cela met en évidence l'importance que revêt le facteur « précision » dans la maîtrise de la trajectoire des ions au sein du patient pendant la délivrance de traitement.

Le volume à traiter par la radiothérapie est défini à partir d'images obtenues par tomographie X (*CT-scan*), ce qui permet de mesurer le coefficient d'atténuation des tissus traversés pour le spectre de photons utilisés. Cependant, cette mesure doit ensuite être convertie pour obtenir le pouvoir d'arrêt de ces tissus pour les ions. Il est important de noter que deux composants ayant la même réponse à un *CT-scan* peuvent avoir un pouvoir d'arrêt différent. Cela constitue une autre source d'incertitude à prendre en compte.

Par ailleurs, d'autres sources d'erreurs, qui sont susceptibles d'influencer le ciblage pendant la délivrance du traitement, doivent être répertoriées suivant la localisation de la tumeur. On peut citer, par exemple, les mouvements respiratoires pour une tumeur du poumon, voire abdominale. Enfin, entre deux séances, quel que soit le type de cancer, des changements morphologiques du patient peuvent survenir. Entre autres, la perte de poids, qui est fréquente dans le cas de ces pathologies, ou tout simplement, une réduction du volume tumoral due au traitement.

Face à ces différentes sources d'incertitudes, et dans le but de traiter toute la zone tumorale, des marges de sécurité sont prises en compte lors de la planification du traitement. Elles augmentent proportionnellement à la profondeur de tissus traversés. Plusieurs champs d'irradiation sont également privilégiés afin de minimiser les risques pour une zone de tissus sains, même si cela implique d'irradier un plus grand volume. La figure 1.12 présente un tableau tiré de [Paganetti, 2012] décrivant les principaux facteurs d'incertitudes et marges appliquées pour en tenir compte dans la planification du traitement, en utilisant deux méthodes, l'une basée sur des calculs Monte Carlo et l'autre non.

Même si le TPS prend en compte un grand nombre de paramètres afin de minimiser les erreurs dans la délivrance des traitements, une mesure :

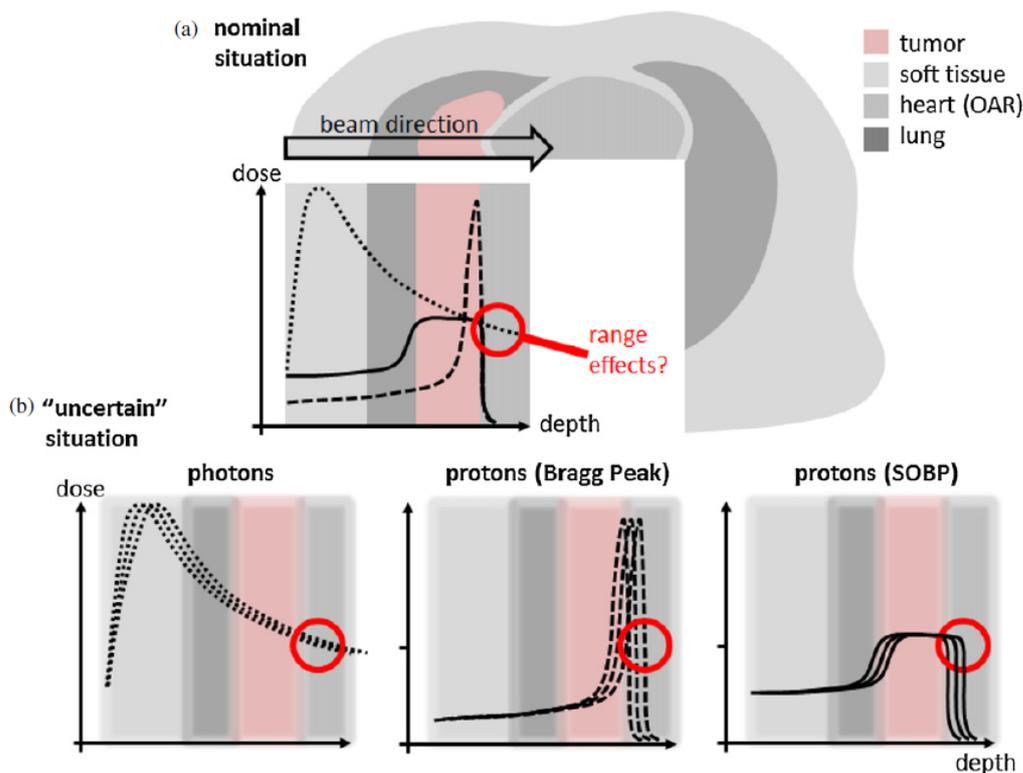


FIGURE 1.11 – Incertitudes associées aux parcours des particules incidentes dans le patient au niveau du volume tumoral en hadronthérapie et en radiothérapie X, extrait de [Knopf, 2013].

Source of range uncertainty in the patient	Range uncertainty without Monte Carlo	Range uncertainty with Monte Carlo
Independent of dose calculation		
Measurement uncertainty in water for commissioning	± 0.3 mm	± 0.3 mm
Compensator design	± 0.2 mm	± 0.2 mm
Beam reproducibility	± 0.2 mm	± 0.2 mm
Patient setup	± 0.7 mm	± 0.7 mm
Dose calculation		
Biology (always positive) \wedge	$+\sim 0.8\%$	$+\sim 0.8\%$
CT imaging and calibration	$\pm 0.5\%$ ^a	$\pm 0.5\%$ ^a
CT conversion to tissue (excluding I-values)	$\pm 0.5\%$ ^b	$\pm 0.2\%$ ^g
CT grid size	$\pm 0.3\%$ ^c	$\pm 0.3\%$ ^c
Mean excitation energy (I-values) in tissues	$\pm 1.5\%$ ^d	$\pm 1.5\%$ ^d
Range degradation; complex inhomogeneities	-0.7% ^e	$\pm 0.1\%$
Range degradation; local lateral inhomogeneities *	$\pm 2.5\%$ ^f	$\pm 0.1\%$
Total (excluding *, \wedge)	2.7% + 1.2 mm	2.4% + 1.2 mm
Total (excluding \wedge)	4.6% + 1.2 mm	2.4% + 1.2 mm

FIGURE 1.12 – Principaux facteurs d'incertitudes et marges appliquées pour en tenir compte dans la planification du traitement en hadronthérapie, extrait de [Paganetti, 2012].

— par des systèmes indépendants, et non directement liés à l'accélérateur,
 — en ligne, c'est-à-dire pendant la délivrance de dose,
 est un gage de sécurité. C'est pourquoi différentes modalités de monitoring ont été développées.

1.3 Différentes modalités de monitoring en ligne du parcours des ions dans le patient

Comme on l'a vu dans la partie précédente, contrairement aux rayons X, un faisceau d'ions ne traverse pas le patient. Le monitoring en ligne (en temps réel) du parcours des ions dans le patient va donc reposer sur la détection de rayonnements secondaires émis lors des interactions nucléaires des ions du faisceau avec les atomes cible.

1.3.1 Tomographie par émission de positons (TEP) pour la détection de rayonnement β^+

Le principe de la TEP, lorsqu'elle est utilisée en imagerie médicale, ce pour quoi elle a été initialement développée, consiste à injecter au patient un émetteur β^+ (par exemple, ^{18}F) associé à une molécule allant se fixer sur la tumeur. Le but est de détecter en coïncidence les deux γ de 511 keV résultant de l'annihilation électron-positon à l'aide de photodétecteurs distribués en couronne autour du patient, comme le montre la figure 1.13. Cela permet de localiser la tumeur en utilisant la ligne de réponse qui relie les deux détecteurs (ainsi que le temps d'arrivée des photons, pour les techniques relevant de mesures de temps de vol ou ToF PET pour Time Of Flight PET) .

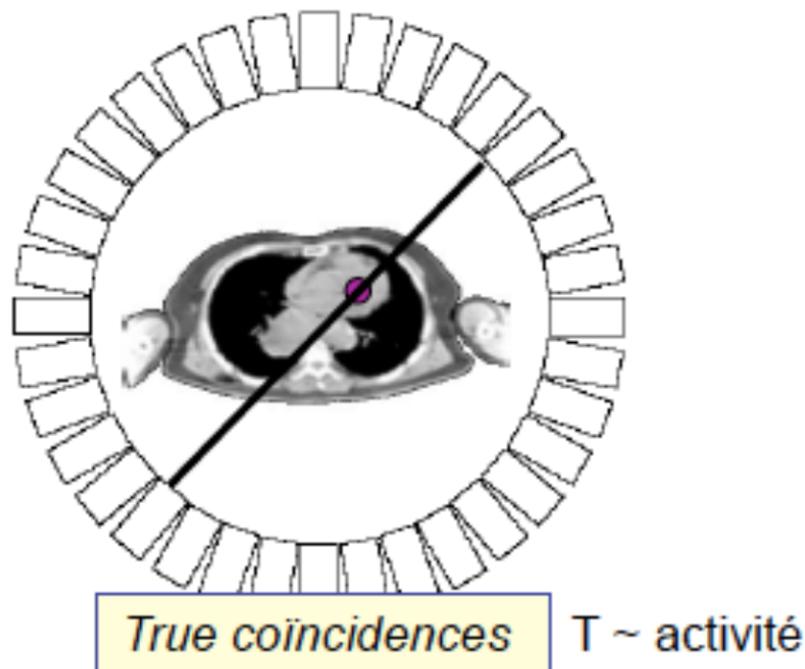


FIGURE 1.13 – Détection en coïncidence et illustration de la ligne de réponse dans un TEP [Bitar, 2020].

Cette technique peut être adaptée au cadre de l'hadronthérapie [Paganetti, 2015]. En effet, lors du passage du faisceau d'ions dans les tissus, les collisions des ions avec les noyaux produisent en partie des émetteurs de β^+ . Les plus fréquents sont notamment le ^{11}C , le ^{15}O et le ^{10}C . Ainsi, une concentration de tels isotopes va refléter le dépôt de dose. Ces isotopes étant

émetteurs β^+ , un imageur TEP en ligne est tout à fait adapté à ce genre de détection. Comme le montre la figure 1.14, ces émetteurs β^+ sont corrélés aux parcours des ions et à la position du pic de Bragg au sein du patient.

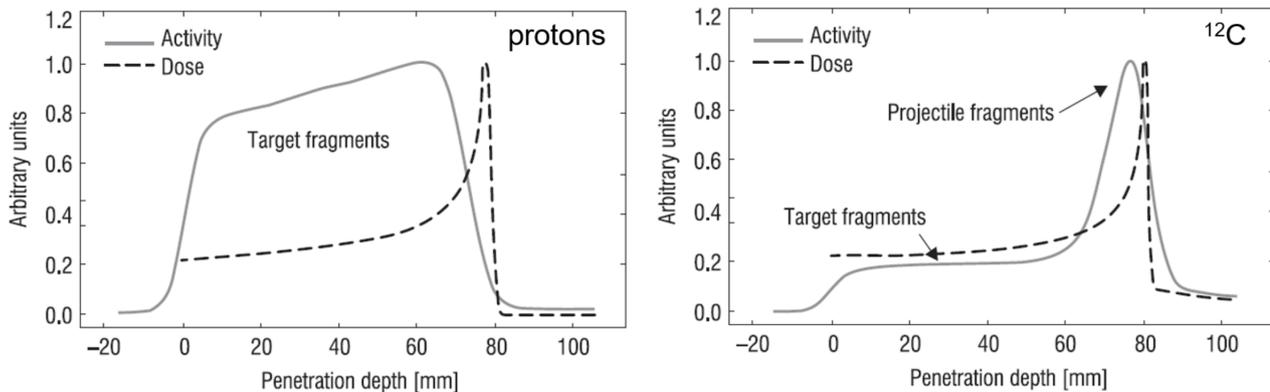


FIGURE 1.14 – Profils d'activité des émetteurs β^+ mesurés par un TEP corrélés à la dose déposée par un faisceau de protons de 110 MeV à gauche et d'ions carbone de 220 MeV/u à droite [Parodi, 2012].

Cependant, la durée de demi-vie de ces isotopes peut aller jusqu'à 20 minutes, ce qui impacte la précision de la mesure car ces émetteurs sont rapidement dispersés dans le corps du patient. De plus, il est difficile de concilier la couronne de détecteurs nécessaire à la TEP avec la tête de l'accélérateur, qui doit être mobile pour permettre de mettre en oeuvre les différents plans d'irradiation. Plusieurs projets sont en cours d'utilisation dans des centres de traitement avec des géométries adaptées [Enghardt, 2004, Bisogni, 2016, Muraro, 2017].

Ce dispositif peut être amélioré en associant la TEP avec une mesure de temps de vol entre la détection des deux photons de la ligne de réponse : le TOF-PET [Karp, 8 03], dont la recherche est très active actuellement avec le « défi 10 ps » [Lecoq, 2017a]. Si les objectifs liés à ce défi étaient atteints, il ne serait alors plus nécessaire d'effectuer la reconstruction tomographique, la précision sur le point de reconstruction serait suffisante en imagerie nucléaire.

1.3.2 Contrôle en ligne par détection de gamma prompts (PG)

1.3.2.1 Caractéristiques des gamma prompts

Depuis le début des années 2000, une autre modalité de contrôle fait l'objet d'une recherche intensive en vue du monitoring en ligne de l'hadronthérapie : la détection des gamma prompts (PG) [Krimmer, 2017]. En effet, les collisions nucléaires subies par une fraction des ions incidents produisent des noyaux généralement excités qui se dés excitent souvent en émettant des rayons gamma prompts. La figure 1.15 représente des exemples de raies d'émission de gamma prompts pour les principaux noyaux composant le corps humain.

Comme on peut le constater, les gamma prompts ont une durée de vie extrêmement courte, inférieure à la picoseconde pour la plupart d'entre eux, ce qui permet de les distinguer des autres particules secondaires émises durant l'irradiation et générant du bruit de fond. De plus, cela induit une étroite corrélation entre la zone de collisions nucléaires et le point d'émission de la particule. La corrélation entre le parcours des ions et le profil en profondeur des gamma prompts a été mise en évidence par [Min, 2006] pour les protons et [Testa, 2008] pour les ions

Energy [MeV]	Transition	Reaction	Mean life [s]
0.718	$^{10}\text{B}^{*0.718} \rightarrow \text{g.s.}$	$^{12}\text{C}(\text{p,x})^{10}\text{B}^*$	1.0×10^{-9}
		$^{12}\text{C}(\text{p,x})^{10}\text{C}(\epsilon)^{10}\text{B}^*$	27.8
		$^{16}\text{O}(\text{p,x})^{10}\text{B}^*$	1.0×10^{-9}
1.022	$^{10}\text{B}^{*1.740} \rightarrow ^{10}\text{B}^{*0.718}$	$^{12}\text{C}(\text{p,x})^{10}\text{B}^*$	7.5×10^{-15}
		$^{16}\text{O}(\text{p,x})^{10}\text{B}^*$	7.5×10^{-15}
1.635	$^{14}\text{N}^{*3.948} \rightarrow ^{14}\text{N}^{*2.313}$	$^{16}\text{O}(\text{p,x})^{14}\text{N}^*$	6.9×10^{-15}
2.000	$^{11}\text{C}^{*2.000} \rightarrow \text{g.s.}$	$^{12}\text{C}(\text{p,x})^{11}\text{C}^*$	1.0×10^{-14}
2.124	$^{11}\text{B}^{*2.125} \rightarrow \text{g.s.}$	$^{12}\text{C}(\text{p,x})^{11}\text{B}^*$	5.5×10^{-15}
2.313	$^{14}\text{N}^{*2.313} \rightarrow \text{g.s.}$	$^{16}\text{O}(\text{p,x})^{14}\text{N}^*$	9.8×10^{-14}
2.742	$^{16}\text{O}^{*8.872} \rightarrow ^{16}\text{O}^{*6.130}$	$^{16}\text{O}(\text{p,p}')^{16}\text{O}^*$	1.8×10^{-13}
3.684	$^{13}\text{C}^{*3.685} \rightarrow \text{g.s.}$	$^{16}\text{O}(\text{p,x})^{13}\text{C}^*$	1.6×10^{-15}
3.853	$^{13}\text{C}^{*3.854} \rightarrow \text{g.s.}$	$^{16}\text{O}(\text{p,x})^{13}\text{C}^*$	1.2×10^{-11}
4.438	$^{12}\text{C}^{*4.439} \rightarrow \text{g.s.}$	$^{12}\text{C}(\text{p,p}')^{12}\text{C}^*$	6.1×10^{-14}
		$^{16}\text{O}(\text{p,x})^{12}\text{C}^*$	6.1×10^{-14}
4.444	$^{11}\text{B}^{*4.445} \rightarrow \text{g.s.}$	$^{12}\text{C}(\text{p,2p})^{11}\text{B}^*$	5.6×10^{-19}
5.105	$^{14}\text{N}^{*5.106} \rightarrow \text{g.s.}$	$^{16}\text{O}(\text{p,x})^{14}\text{N}^*$	6.3×10^{-12}
5.180	$^{15}\text{O}^{*5.181} \rightarrow \text{g.s.}$	$^{16}\text{O}(\text{p,x})^{15}\text{O}^*$	$< 4.9 \times 10^{-14}$
5.240	$^{15}\text{O}^{*5.241} \rightarrow \text{g.s.}$	$^{16}\text{O}(\text{p,x})^{15}\text{O}^*$	3.3×10^{-12}
5.269	$^{15}\text{N}^{*5.270} \rightarrow \text{g.s.}$	$^{16}\text{O}(\text{p,x})^{15}\text{N}^*$	2.6×10^{-12}
5.298	$^{15}\text{N}^{*5.299} \rightarrow \text{g.s.}$	$^{16}\text{O}(\text{p,x})^{15}\text{N}^*$	1.2×10^{-14}
6.129	$^{16}\text{O}^{*6.130} \rightarrow \text{g.s.}$	$^{16}\text{O}(\text{p,p}')^{16}\text{O}^*$	2.7×10^{-11}
6.175	$^{15}\text{O}^{*6.176} \rightarrow \text{g.s.}$	$^{16}\text{O}(\text{p,x})^{15}\text{O}^*$	$< 2.3 \times 10^{-14}$
6.322	$^{15}\text{N}^{*6.324} \rightarrow \text{g.s.}$	$^{16}\text{O}(\text{p,x})^{15}\text{N}^*$	1.0×10^{-15}
6.337	$^{11}\text{C}^{*6.339} \rightarrow \text{g.s.}$	$^{12}\text{C}(\text{p,x})^{11}\text{C}^*$	$< 1.1 \times 10^{-13}$
6.476	$^{11}\text{C}^{*6.478} \rightarrow \text{g.s.}$	$^{12}\text{C}(\text{p,x})^{11}\text{C}^*$	$< 8.7 \times 10^{-15}$
6.741	$^{11}\text{B}^{*6.743} \rightarrow \text{g.s.}$	$^{12}\text{C}(\text{p,x})^{11}\text{B}^*$	4.3×10^{-20}
6.790	$^{11}\text{B}^{*6.792} \rightarrow \text{g.s.}$	$^{12}\text{C}(\text{p,x})^{11}\text{B}^*$	5.6×10^{-19}
6.916	$^{16}\text{O}^{*6.917} \rightarrow \text{g.s.}$	$^{16}\text{O}(\text{p,p}')^{16}\text{O}^*$	6.8×10^{-15}
7.115	$^{16}\text{O}^{*7.117} \rightarrow \text{g.s.}$	$^{16}\text{O}(\text{p,p}')^{16}\text{O}^*$	1.2×10^{-14}
7.299	$^{15}\text{N}^{*7.301} \rightarrow \text{g.s.}$	$^{16}\text{O}(\text{p,x})^{15}\text{N}^*$	1.4×10^{-16}
15.10	$^{12}\text{C}^{*15.11} \rightarrow \text{g.s.}$	$^{12}\text{C}(\text{p,p}')^{12}\text{C}^*$	1.5×10^{-17}

FIGURE 1.15 – Raies d'émission de gamma prompts pour les principaux noyaux constitutifs du corps humain (carbone et oxygène) [Smeets, 2012] [Kozlovsky, 2002a].

carbone. La figure 1.16 représente les profils d'émission obtenus par simulation Monte Carlo des particules secondaires émises durant l'irradiation d'un fantôme d'eau avec des faisceaux de protons de 160 MeV et des ions carbone de 310 MeV/u [Krimmer, 2017]. On constate la bonne corrélation du profil des gamma prompts avec le parcours des ions malgré leur taux de production relativement faible [Pinto, 2016] avec par exemple une production de $\sim 5\%$ et 44% des gamma prompts ayant une énergie de plus de 1 MeV sorte d'un cible de PMMA avec respectivement des protons de 134 MeV, et des ions carbone à 260 MeV/u [Robert, 2013]. Dans le cas de l'utilisation de faisceaux d'ions carbone, il est à noter que les particules, comme par exemple des protons, issus des mécanismes de fragmentation engendrent à leur tour des émissions de particules en dehors du parcours des ions primaires (en particulier après le pic de Bragg), rendant la chute du profil gamma prompts moins nette à la fin du parcours des ions.

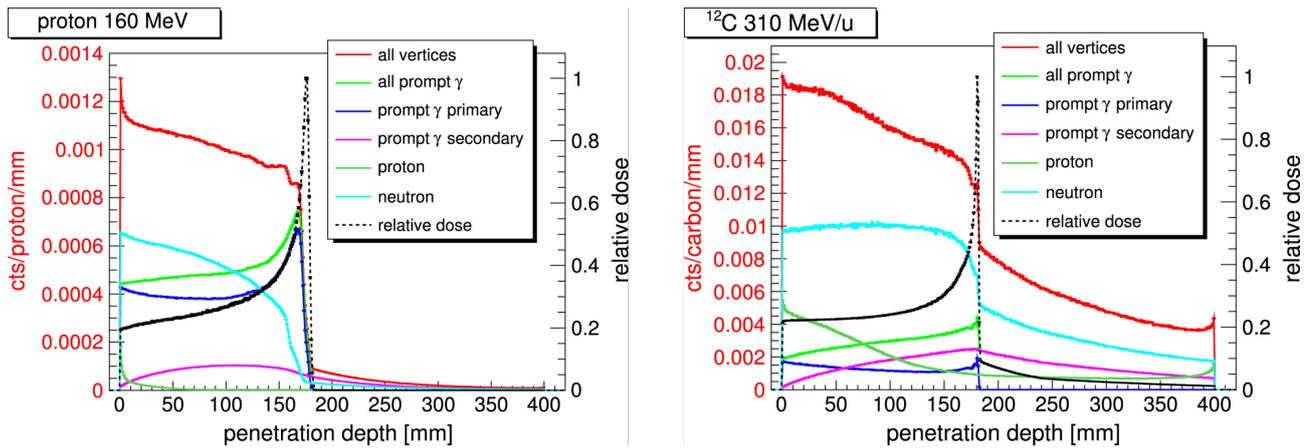


FIGURE 1.16 – Profils d'émission des particules secondaires émises durant l'irradiation d'un fantôme d'eau [Krimmer, 2018].

1.3.2.2 Systèmes de détection des gamma prompts « non imageants »

Prompt Gamma Peak Integral (PGPI) et Prompt Gamma Energy Integral (PGEI) L'ensemble de la partie II s'intéressera à ces deux méthodes de monitoring du parcours des ions au sein du patient. La technique PGPI proposée par [Krimmer, 2017] se base sur le principe du rapport des taux de comptage de détecteurs gamma situés autour du patient pendant le traitement. Ces rapports dépendent en effet du parcours des ions dans le patient. Les rayons gamma sont sélectionnés par mesure de temps de vol : la technique consiste à compter les rayons gamma dans chaque détecteur par calcul de l'intégrale, dans la distribution temporelle mesurée, du pic correspondant aux rayons gamma provenant du patient. Le PGEI est une nouvelle technique, qui a été développée pendant mon travail de thèse. Elle est basée sur le principe du PGPI, mais elle repose sur une méthode de comptage intégral de l'énergie déposée dans les détecteurs pendant l'irradiation. Elle permet d'effectuer des mesures notamment dans le cas d'une impulsion faisceau qui contiendrait de l'ordre de 10^6 à 10^8 protons pour des intensités cliniques durant une durée très courte, de l'ordre de 10 μ s. Dans de telles conditions, la détection des gamma prompts « événement par événement » nécessite de segmenter et/ou de reculer les détecteurs par rapport aux patients. Comme on cherche autant que possible à éviter une réduction de la statistique de détection, la technique PGEI présente l'avantage de permettre l'utilisation de détecteurs relativement simples (non segmentés) au plus près du patient (en prenant en compte bien sûr les contraintes d'encombrement).

Des expériences ont déjà été réalisées avec la technique PGPI au centre Antoine Lacassagne de Nice avec une irradiation d'une cible de PMMA cylindrique et un faisceau de protons de 65 MeV. Krimmer et al. [Krimmer, 2017] ont pu déduire une sensibilité de la technique à une déviation minimale de 3 mm pour une statistique de 10^8 protons. Les auteurs ont aussi pu démontrer par simulation que cette technique était capable de détecter une déviation du faisceau due à une erreur dans la délivrance du traitement par l'accélérateur ou à un mauvais positionnement du patient.

Prompt Gamma Spectroscopy (PGS) Cette technique, proposée par [Verburg, 2012, Verburg, 2014], contrôle le parcours des ions au sein du patient par mesure du spectre de rayons gamma prompts émis en toute fin du parcours des ions à l'aide d'un scintillateur collimaté. En

effet, la figure 1.15 montre que les énergies des raies d'émission dépendent de la composition chimique du milieu traversé; par ailleurs l'intensité de ces raies varie fortement avec l'énergie des ions. On peut donc, grâce à un algorithme itératif, déterminer à partir du spectre mesuré, à la fois la composition du milieu et l'énergie des ions dans le champ de vue du détecteur collimaté. On peut donc en déduire une estimation du parcours résiduel (en aval du champ de vue) et contrôler ainsi le parcours des ions.

Prompt Gamma Timing (PGT) Cette technique, proposée par [Golnik, 2014], vise à contrôler le parcours des ions par mesure du temps de vol (précisément le temps de vol des ions jusqu'à la réaction nucléaire subie dans le patient et le temps de vol des gamma prompts associés). En irradiant une cible de graphite, les auteurs ont pu notamment montrer qu'une variation d'épaisseur de cible conduisait à un changement de la position moyenne de la distribution de temps de vol (mesuré entre le signal RF de l'accélérateur et la détection du gamma prompt, figure 1.17). Ils ont également montré que la largeur de la distribution de temps de vol dépendait du parcours en effectuant des mesures avec des faisceaux de protons traversant des cibles d'épaisseur variable.

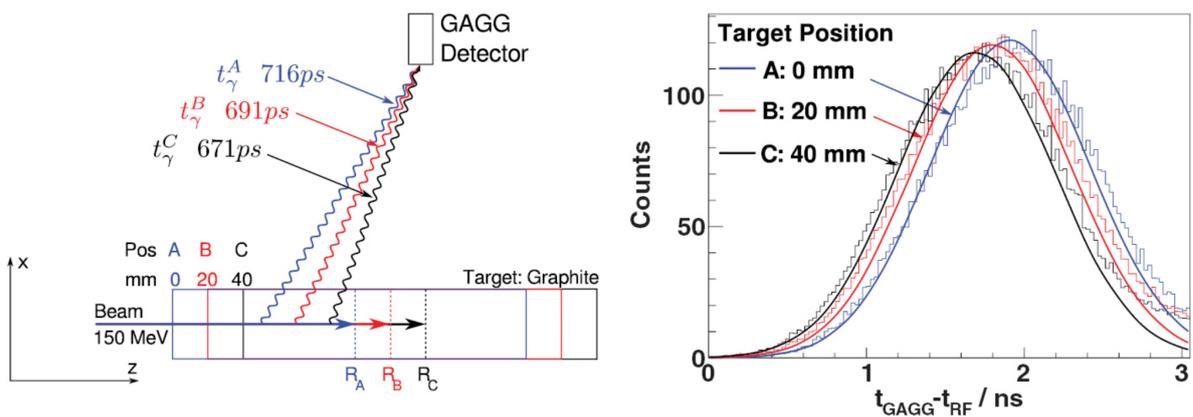


FIGURE 1.17 – Principe de mesure du temps de vol dans la technique PGT [Golnik, 2014].

Afin d'améliorer ce procédé, deux techniques sont étudiées. D'une part, une calibration temporelle [Werner, 2019] en conditions cliniques qui consiste à prendre comme référence l'un des éléments du spectre PGT. D'autre part, l'utilisation d'un moniteur de faisceau [Petzoldt, 2016] qui permet de ne pas avoir à utiliser le signal RF susceptible de se déphaser au cours de la mesure. De plus, dans ce dernier cas, Dauvergne et al. [Dauvergne, 2020] proposent de réduire l'intensité du faisceau de particules pour pouvoir étiqueter chaque proton incident au lieu du paquet de particules, ce qui permet d'augmenter la résolution temporelle du dispositif et donc sa précision.

1.3.2.3 Système de détection des gamma prompts « imageants »

Le Prompt Gamma Time Imaging (PGTI) C'est une nouvelle méthode de reconstruction initiée par [Marcatili, 2020, Marcatili, 2019] et basée sur le PGT. Le PGTI exploite la mesure du temps de vol totale de l'ion incident plus le temps de vol du gamma prompt pour trouver le vertex d'émission des gamma prompts à travers la solution d'un problème inverse et remonter au

parcours du proton [Jacquet, 2021] comme l'illustre la figure 1.18. Le temps de vol serait mesuré entre un moniteur de faisceau et une couronne de détecteurs (environ une trentaine) situés au plus près du patient. Le PGTI demande donc la conception d'un algorithme de reconstruction complexe et la réalisation d'un système de détection rapide dédié, le détecteur TIARA (Tof Imaging ARrAy) [Jacquet, 2023b]. Une résolution temporelle de 100 ps (rms) serait atteinte par ce dernier grâce à une technologie basée sur des radiateurs Cherenkov et lus par des SiPM (photomultiplicateurs en silicium) [Jacquet, 2023b] [Jacquet, 2023a].

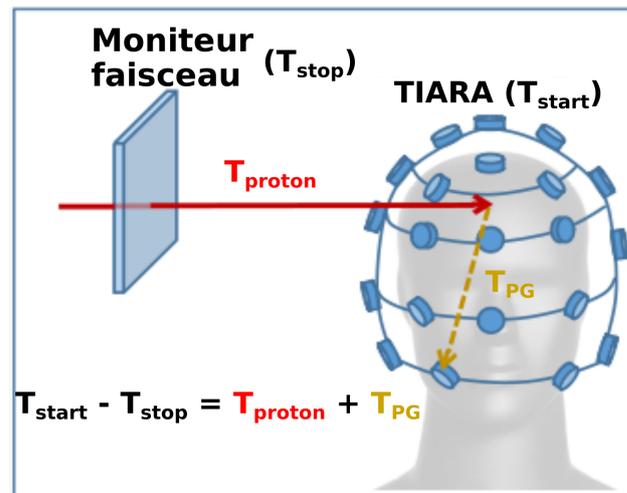


FIGURE 1.18 – Schéma du Prompt Gamma Time Imaging (PGTI) [Jacquet, 2023a].

Cette technique peut également proposer une approche similaire à celle du PGPI, telle que présentée par M. Jacquet [Jacquet, 2023a]. Cette approche repose sur le calcul du centre de gravité des détecteurs gamma situés autour du patient, en se basant sur la dépendance du taux de comptage des détecteurs en fonction du parcours du faisceau à travers le patient.

Systèmes d'imagerie par des caméras collimatées mécaniques Ces systèmes proposent une collimation mécanique et comprennent deux types de caméras (voir figure 1.19). Tout d'abord, les caméras multi-collimatées [Park, 2019, Krimmer, 2015], qui reposent sur le principe d'un collimateur composé de plusieurs lames parallèles qui contraignent la direction des gamma prompts venant de la cible, et donc les points d'interaction avec la caméra. Ensuite, les caméras de type *knife-edge* [Perali, 2014, Richter, 2016], qui utilisent une fine ouverture créée par un collimateur à fente derrière lequel sont disposés l'ensemble des pixels de la caméra. Cette dernière méthode a déjà pu être testée lors de séances cliniques [Xie, 2017]. Chacun de ces systèmes possède une sensibilité millimétrique à l'échelle d'un spot faisceau. Des prototypes utilisant plusieurs fentes « knife-edge » commencent également à être développés pour augmenter la sensibilités de détection sans dégrader la résolution spatiale à l'aide d'algorithmes itératifs de reconstruction de l'image [Lu, 2022]. L'ajout d'un moniteur de faisceau associé à ces caméras permet, par une sélection par temps de vol, de réduire le bruit de fond et d'améliorer les performances de détection des gamma prompts [Roellinghoff, 2014].

Les caméras Compton Contrairement aux systèmes précédents, ces caméras possèdent une collimation dite électronique [Krimmer, 2013, Kang, 2009, Hyeong Kim, 2012]. Elles sont généralement composées (figure 1.20) de deux parties différentes. La première est le diffuseur,

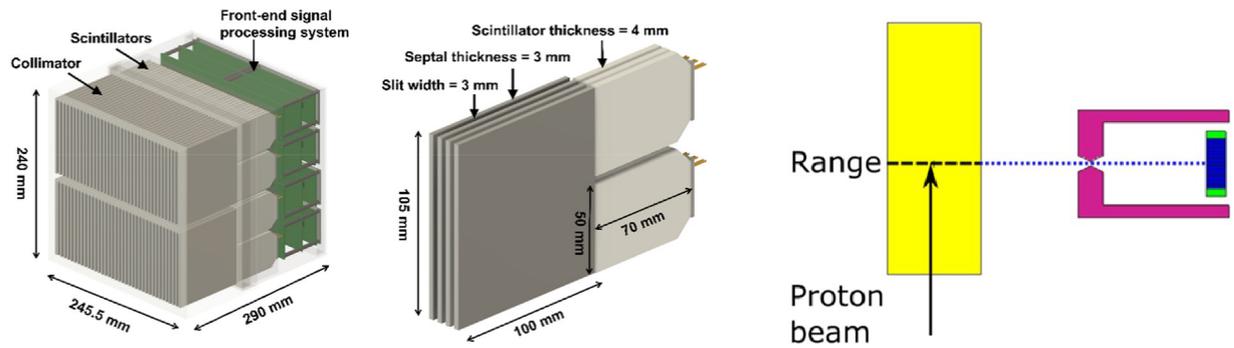


FIGURE 1.19 – À gauche : Système de caméra multi-collimatée extrait de [Ku, 2023]. À droite Système de caméra *knife-edge* [Petzoldt, 2018]

constitué d'un matériau favorisant l'effet Compton (faible Z), tandis que la seconde est l'absorbeur, favorisant l'effet photoélectrique (Z élevé). Le principe de cette caméra repose sur la détection en coïncidence des interactions d'un gamma prompt subissant dans l'idéal une diffusion Compton dans le diffuseur puis une absorption totale dans l'absorbeur. En connaissant les énergies déposées dans chacune des parties, il est alors possible de déterminer l'angle de diffusion Compton permettant de définir un cône dont l'axe est défini par les positions d'interaction au sein du diffuseur et de l'absorbeur. L'ajout d'un moniteur de faisceau à cette technique permet d'obtenir la trajectoire et un étiquetage temporel de l'ion incident nécessaire pour la mesure de temps de vol. La mesure de position transverse a pour conséquence de réduire le nombre potentiel de points d'émission des gamma prompts à seulement deux points résultant de l'intersection ligne-cône. De plus, il a été montré dans [Livingstone, 2021] qu'une résolution en temps de vol inférieure à 500 ps (rms) de l'ensemble du dispositif permettrait de lever l'indétermination entre ces deux points, dans le cas du prototype de la caméra CLaRyS.

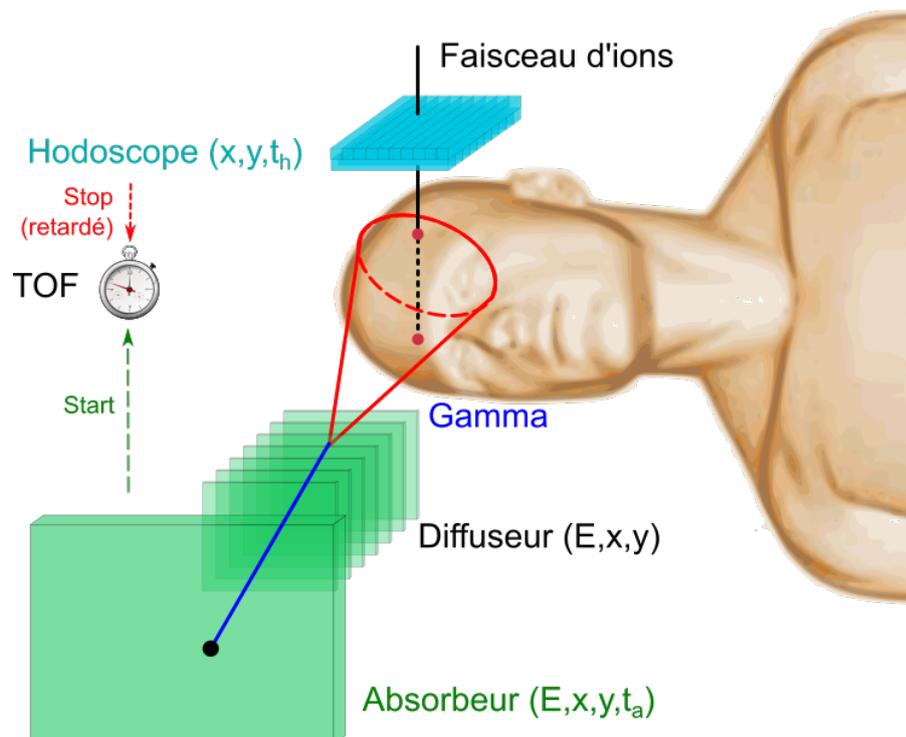


FIGURE 1.20 – Schéma de la caméra Compton de la collaboration CLaRyS [Krimmer, 2018]

TABLE 1.2 – Ensemble des caractéristiques nécessaires à la mise en œuvre des différentes techniques de détection gamma prompts ainsi que l'accélérateur le plus adapté. Les *checkmark* signifient que la mesure est nécessaire et ceux entre parenthèses signifient que la mesure n'est pas indispensable. Adapté de [Allegrini, 2022, Krimmer, 2018]

Caractéristiques	Système imageants			Système non imageants			
	Collimation mécanique	Collimation électronique	PGTI	PGT	PGS	PGPI	PGEI
Position	✓	✓					
Energie	(✓)	(✓)	(✓)	(✓)	✓	(✓)	✓
Temps de vol	(✓)	(✓)	✓	✓	(✓)	✓	(✓)
Accélérateur	Cyclotron	Cyclotron	Cyclotron	Cyclotron	Cyclotron	Cyclotron	Synchro-cyclotron

Le tableau 1.2 récapitule les différentes techniques de détection des photons gamma prompts pour le monitoring de l'hadronthérapie, avec les mesures des caractéristiques des PG nécessaires à leur mise en œuvre : position d'interaction, énergie, temps de vol, ainsi que le type d'accélérateur permettant de tirer le meilleur parti de la technique.

Cependant, comme nous l'avons vu, la plupart des méthodes de surveillance par gamma prompts ont des performances améliorées avec de faibles intensités afin de corréler les rayonnements gamma prompts détectés avec les protons incidents [Dauvergne, 2020]. Dans le cas des accélérateurs utilisant un faisceau pulsé, cette réduction de l'intensité est cruciale et impacte nécessairement la durée du traitement. Cela posera des contraintes sur l'organisation de l'hôpital, limitant le nombre de traitements pouvant être réalisés et entraînant des exigences de stabilité continues pendant le traitement, afin de minimiser les erreurs potentielles. C'est dans cette optique que nous avons adapté la méthode du PGPI pour répondre aux besoins d'un accélérateur bien connu, le S2C2, en utilisant un comptage intégral de l'énergie déposée par les particules secondaires à l'aide de détecteurs positionnés autour du patient pendant une impulsion du faisceau. Cette adaptation sera détaillée dans la section II.

1.3.3 Autres techniques innovantes

Mesure de champs électromagnétiques Les études menées par Albert et al. en 2018 [Albert, 2018] et Radler et al. en 2021 [Rädler, 2021] se sont penchées sur la simulation des champs électriques et magnétiques induits par le passage du faisceau de particules chargées à l'intérieur du patient, ainsi que sur ceux générés par les particules secondaires créées pendant l'irradiation, comme l'a exposé Rädler et al. en 2023 [Rädler, 2023]. Ces études ont révélé que le champ électrique se dissipait rapidement en raison de la conductivité des tissus, tandis que le champ magnétique demeurerait indépendant de l'environnement et était directement corrélé aux parcours des protons primaires. Il serait donc possible de mesurer les variations du champ magnétique à l'aide d'outils de magnétométrie ou de dispositifs SQUID (*Superconducting QUantum Interference Device*).

Ionoacoustique L'objectif de la technique ionoacoustique est de détecter les signaux thermoacoustiques générés lors des interactions des ions avec le milieu, entraînant une perte d'énergie, comme décrit par [Assmann, 2015, Hickling, 2018, Riva, 2017, Lascaud, 2021, Lehrack, 2017]. Ces auteurs ont expérimentalement démontré la corrélation entre le pic de Bragg et le signal acoustique au sein d'un fantôme d'eau, tout en atteignant une résolution submillimétrique pour

10 Gy avec des protons de 220 MeV, en accord avec les simulations de comparaison. Cette méthode est adaptée dans le cas de faisceaux pulsés intenses, nécessaires pour générer ce type d'impulsion acoustique. La nécessité d'utiliser un transducteur limite cependant leur champ d'application aux tissus mous.

Faisceaux mixtes Plus récemment, une proposition a été faite pour utiliser des faisceaux mixtes, composés à la fois d'ions carbone (pour le traitement) et d'ions hélium. La principale difficulté de l'hadronthérapie réside dans le fait que le faisceau primaire s'arrête au sein du patient, contrairement à la radiothérapie par rayons X. Cependant, l'ajout d'hélium ou de protons, « accélérables » dans l'accélérateur aux côtés des ions carbone, offre une solution. Étant donné que le parcours des ions hélium est environ trois fois plus long que celui des ions carbone, ils ressortent du patient et peuvent être détectés. Le parcours résiduel des particules d'hélium fournit des informations sur la densité des tissus traversés. Une expérience a été menée par Volz et al. [Volz, 2020], démontrant la sensibilité du système au déplacement d'une zone d'air de 1 mm au sein d'une cible de PMMA.

1.4 Moniteurs faisceaux

1.4.1 Rôle du moniteur faisceau associé à la détection de gamma prompts pour le contrôle en ligne en hadronthérapie

Comme vu dans la partie précédente 1.3.2, l'utilisation d'un moniteur faisceau peut s'avérer être un élément clé pour améliorer certaines techniques de monitoring de l'hadronthérapie basées sur la détection de gamma prompts. Dans ces conditions, nous allons voir que **le moniteur doit être capable de fournir des informations sur le faisceau incident à la fois en temps et en position, pouvoir compter détecter des particules uniques ou des impulsions de faisceau, ou, pour certaines applications, supporter des taux de comptage élevés, ce qui se traduit par une grande dynamique.** Cela d'ailleurs aura un impact direct sur la conception de la chaîne électronique de lecture. **Enfin, comme il est interceptif, il doit être tolérant aux radiations, et opposer une faible perturbation au faisceau.** Les points que je viens d'énoncer sont autant d'éléments à porter au cahier des charges des moniteurs de faisceau, les exigences ou contraintes suivant les critères précédemment énoncés pouvant varier suivant le type d'application visée, comme je vais essayer, à présent, de le démontrer.

Le marquage en position permet de déterminer la trajectoire des ions incidents (détection de particule unique) ou l'axe du faisceau (détection d'impulsion de faisceau). Cette information est nécessaire pour les techniques de détection des gamma prompts basées sur des caméras (caméras collimatées ou de caméras Compton) mais aussi pour la méthode PGTI. En revanche, cette information spatiale n'est pas nécessaire pour les autres méthodes de détection des gamma prompts (PGPI, PGS et PGT) car ce sont des méthodes non imageantes. Une haute précision (granularité du volume actif) sur la mesure en position est un gage d'amélioration des techniques mais aura pour conséquence, sur le plan de l'instrumentation détecteur, de devoir gérer de nombreuses voies de lecture. Enfin, si on veut obtenir un profil du faisceau, **la surface active du détecteur qui intercepte le faisceau doit donc être au moins de la taille de la**

section transverse de ce dernier, donc être de l'ordre de quelques cm^2 . Dans certain cas, cela peut représenter un défi technologique, un verrou qu'il s'agira de lever. De plus pour les traitements cliniques, ce détecteur doit être capable de couvrir l'ensemble du champ balayé par le faisceau (typiquement $25 \times 25 \text{ cm}^2$) un défi encore plus grand à relever.

Le marquage en temps quant à lui permet d'effectuer une mesure de temps de vol soit pour réduire le bruit de fond généré principalement par les neutrons secondaires, soit pour reconstruire les points d'émission des gamma prompts à partir de cette information temporelle (technique PGTI). L'utilisation de la mesure de temps de vol comme méthode de réduction de bruit est illustrée par la figure 1.21, extraite de [Testa, 2010], avec un faisceau d'ions carbone de 95 MeV/u irradiant une cible de PMMA. Il s'avère qu'une résolution temporelle de l'ordre de la nanoseconde est nécessaire pour les techniques de PGT ainsi que de PGPI afin de pouvoir exploiter le spectre temporel des gamma prompts. La discrimination par temps de vol est également exigée pour la méthode PGS afin de réduire le bruit de fond. De plus, il a été aussi démontré qu'une excellente résolution temporelle, cette fois de l'ordre de 100 ps (**à la particule unique**, sur les premiers spots faisceau) est requise :

- d'une part pour la technique PGTI [Marcatili, 2019] afin de remonter à la position du vertex d'émission des PG par résolution du problème inverse,
- d'autre part pour les méthodes inhérentes à l'utilisation de caméras Compton [Livingstone, 2021] afin de lever l'ambiguïté sur la sélection du point d'émission des PG issu de l'intersection ligne-cône.

Effectivement, une « collimation temporelle » de 100 ps équivaut à une collimation mécanique avec un champ de vue de l'ordre de 1 cm en fin de parcours, soit les meilleures collimations conçues avec les caméras multifentes. Un tel dispositif était à l'étude par notre collaboration avec la caméra Temporal Delta, cependant les caractéristiques de cette caméra n'ont pas permis de conclure expérimentalement sur ce principe [Allegrini, 2022].

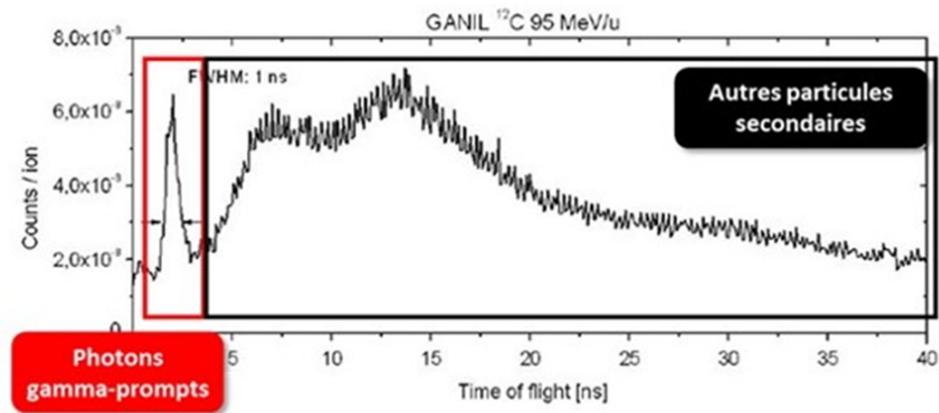
Les moniteurs de faisceaux doivent pouvoir opérer sur une **large gamme dynamique** suivant le type d'application visée, et suivant le type d'électronique qui va composer la chaîne de lecture du volume actif. En effet, le champ d'application peut s'étendre de :

- la détection **de la particule unique** avec un fonctionnement sur les premiers spots faisceaux et une haute résolution temporelle par exemple de l'ordre de la centaine de picosecondes,
- la détection d'un flux de particules avec des intensités de faisceau utilisées en conditions cliniques; cela implique de **forts taux de comptage**, avec, en revanche, une résolution temporelle « dégradée » à la largeur du *bunch* (paquet de particules émises par l'accélérateur) soit de l'ordre de la nanoseconde.

On pourra se reporter au tableau 1.8 pour avoir un aperçu des nanostructures des faisceaux suivant le type d'accélérateur mais aussi une estimation de la fréquence des paquets de particules qui peut atteindre 100 MHz.

Enfin, le moniteur doit être capable d'opérer en milieu radiatif sans être affecté ni par son environnement, ni par la fluence cumulée qu'il perçoit. Il doit donc être **tolérant aux radiations**.

Je ne ferai pas, dans la suite de ce manuscrit, un état de l'art exhaustif sur les différents moniteurs faisceaux qui ont été développés pour le monitoring en ligne de l'hadronthérapie. Je présenterai uniquement deux moniteurs faisceaux qui ont été développés dans le cadre de la



Mauro Testa, Thèse, Univ. Lyon, 2010

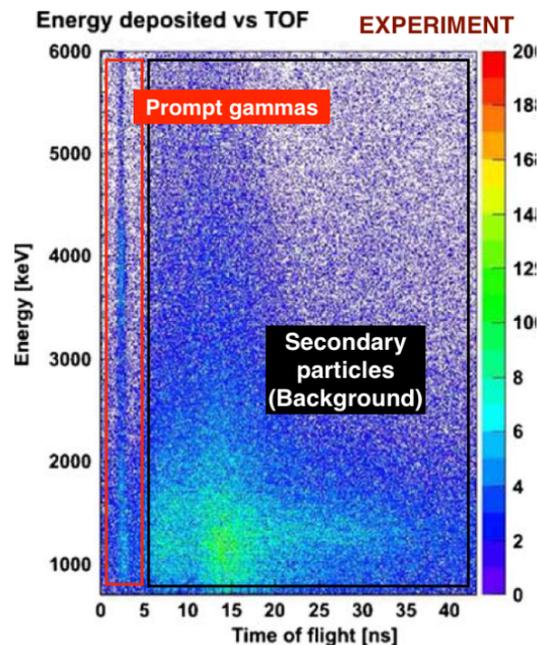


FIGURE 1.21 – Séparation des PG du bruit de fond par mesure de temps de vol mis en évidence avec un faisceau de carbone de 95 MeV/u impactant une cible de PMMA. Les PG sont détectés par un scintillateur BaF2 situé à 50 centimètres de distance de la cible. figure extraite de [Testa, 2010].

collaboration CLaRyS (Contrôle en Ligne de la hAdronthérapie par détection de Rayonnements Secondaires) , collaboration dont j'ai fait partie dans le cadre de mes études doctorales.

1.4.2 Moniteurs faisceaux développés dans le cadre de la collaboration CLaRyS

La collaboration CLaRyS s'est proposée de développer des techniques de monitoring de l'hadronthérapie basées sur la détection de rayonnements secondaires. Cette collaboration regroupe

quatre laboratoires : le LPSC de Grenoble, l'IP2I et le CREATIS de Lyon, ainsi que le CPPM de Marseille. Les développements portent à la fois sur des caméras gamma [Richard, 2012, Pinto, 2014, Allegrini, 2022], des hodoscopes faisceau [Allegrini, 2021], ainsi que sur des algorithmes de reconstruction.

L'originalité de la collaboration CLaRyS réside dans l'utilisation du temps de vol dans les techniques de détection gamma prompts, basée sur l'usage précisément d'un moniteur faisceau ou hodoscope. Cet hodoscope répond au cahier des charges précédemment énoncé. Il est interceptif avec le faisceau et doit permettre d'étiqueter chaque particule incidente en mode « particule unique » pour l'accélérateur ou chaque impulsion faisceau. Deux hodoscopes ont été conçus : un hodoscope à fibres scintillantes et un hodoscope diamant.

1.4.2.1 Hodoscope à fibres scintillantes

Deux hodoscopes à fibres scintillantes de tailles différentes ($128 \times 128 \text{ mm}^2$ pour le plus grand et $32 \times 32 \text{ mm}^2$ pour le plus petit) ont été construits. Les fibres utilisées sont des fibres scintillantes en polystyrène (modèle BCF-12 de Saint-Gobain) de section 1 mm^2 . Les fibres sont disposées suivant deux plans perpendiculaires pour permettre une cartographie 2D. Elles sont lues par 8 tubes de photomultiplicateurs multi-anodes Hamamatsu H8500C pour une lecture double face. Chaque tube PM est lu par une carte ASIC appelée HODOPIC qui a été développée à l'IP2I Lyon. Le reste de la chaîne d'électronique a été conçu afin de pouvoir s'interfacer avec l'électronique [Pimenta Cheble Caplan, 2020] des systèmes de détection des gamma prompts (caméra Compton). Le prototype de grande taille est illustré à la figure 1.22 [Allegrini, 2021].

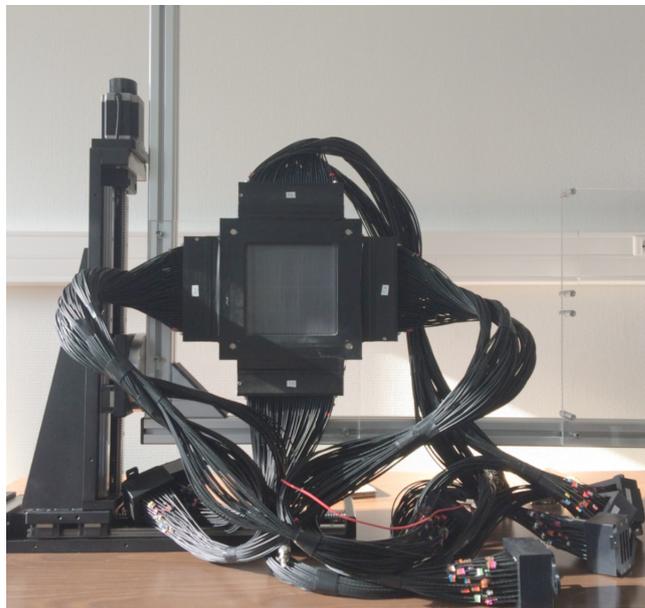


FIGURE 1.22 – Prototype d'hodoscope à fibres scintillantes de taille $128 \times 128 \text{ mm}^2$ conçu par la collaboration CLaRyS [Allegrini, 2021]

Le prototype de taille réduite de cet hodoscope a été testé lors de diverses campagnes d'expériences sous faisceaux menées au GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds à Caen) ainsi qu'au Centre Antoine Lacassagne de Nice. **La résolution temporelle du dispositif sous faisceaux de carbone à 95 MeV/u a été mesurée à 550 ps (rms).** En ce qui concerne l'efficacité de détection de l'hodoscope, il a été démontré dans [Allegrini, 2021] que

TABLE 1.3 – Résumé des performances de l'hodoscope à fibres scintillantes de dimension $128 \times 128 \text{ mm}^2$ mesurées sous faisceaux

	cahier des charges	Performance mesurée
Éfficacité de détection	$\sim 90 \%$ à 100 MHz	66 % (porte logique "AND") à 20 MHz 97 % (porte logique "OR") à 20 MHz
Résolution temporelle	$< 2 \text{ ns}$	1,8 ns (10 MHz)
Résistance aux radiations	1000 traitements clinique	baisse d'efficacité de détection $< 10 \%$ pour un équivalent de 1000 traitements clinique

celle-ci diminue en fonction de l'intensité du faisceau incident au-delà de 6 MHz. Cette diminution est due à des oscillations du système de lecture HODOPIC générant des déclenchements fortuits de l'acquisition. Pour une utilisation clinique, un taux de comptage d'environ 100 MHz est nécessaire afin d'étiqueter tous les paquets de protons incidents. Par conséquent, une amélioration de l'électronique est nécessaire. Le tableau 1.3 résume les performances de cet hodoscope. A noter que le mode *AND* requiert le déclenchement des 2 plans de fibres lors la traversée de la particule incidente, contrairement au mode « OR » qui n'en exige qu'un seul.

1.4.2.2 Hodoscope diamant

Afin d'atteindre une meilleure résolution temporelle et dans le but d'améliorer les techniques de détection gamma prompts [Dauvergne, 2020, Livingstone, 2021], un projet nommé CLaRyS-UFT (Ultra Fast Timing) a vu le jour au sein de la collaboration CLaRyS. Un des objectifs de ce projet était de mettre au point un hodoscope de faisceau présentant une résolution temporelle de 100 ps (rms). Pour atteindre cet objectif, la collaboration a développé le prototype d'un moniteur faisceau basé sur une technologie diamant. En effet, des recherches ont montré les performances élevées du diamant en tant que détecteur en raison de sa rapidité et de sa résistance aux radiations [Pernegger, 2006]. L'utilisation du diamant dans le domaine de l'hadronthérapie a déjà été envisagée [Frais-Kölbl, 2007] et l'article de Curtoni et al. [Curtoni, 2021] a démontré que les résolutions visées par le projet CLaRyS-UFT étaient réalisables.

1.4.3 Le diamant

1.4.3.1 Propriétés

Le diamant est un semi-conducteur à large bande interdite qui possède des propriétés très intéressantes pour nos applications en comparaison à d'autres semi-conducteurs plus courants comme le silicium. Le tableau 1.4 présente les différences entre ces deux matériaux pour certaines propriétés importantes relatives au cahier des charges de l'hodoscope.

On peut constater que le diamant possède une bande interdite supérieure à celle du silicium, ce qui en fait un détecteur à bas bruit. De plus, les mobilités de ses deux porteurs de charges sont quasiment équivalentes entre elles et plus élevées que celles du silicium, ce qui, ajouté à la constante diélectrique plus faible, témoigne de la rapidité du matériau dans le transport de charges. Son énergie de déplacement et sa conductivité thermique montrent également qu'il est capable de supporter une exposition plus intense aux radiations que le silicium et qu'il est capable de fonctionner à température ambiante. Cependant, l'énergie nécessaire pour créer une paire électron-trou est bien supérieure, ce qui se traduira par un signal plus faible pour

Propriété	Diamant	Silicium
Gap [eV]	5,47	1,12
Mobilités des électrons [V/cm]	2000	1350
Mobilités des trous [V/cm]	2300	480
Énergie de déplacement [eV]	43	13-20
Énergie de création de paires électrons-trous [eV]	13,1	3,62
Conductivité thermique [W/m/K]	2000	150

TABLE 1.4 – Comparaison des propriétés du diamant et du silicium. [Pomorski, 2008]

une même énergie déposée, d'où la nécessité de concevoir une électronique de premier niveau à grand gain.

1.4.3.2 Modes de production

Il existe deux modes de production de diamants synthétiques pour des applications technologiques. Tout d'abord, la méthode « Haute-Pression Haute-Température » qui mime le mode de production naturel des diamants, et qui, par conséquent, consiste à appliquer une pression considérable à une source de carbone ultra-pure dans un solvant métallique (catalyseur) et à le déposer sur des germes de diamant de très bonne qualité qui serviront de base pour la formation du cristal. Les pressions utilisées peuvent varier de 5 à 6 GPa, avec des températures entre 1500 et 2500 K. Cependant, les échantillons produits par cette méthode, s'ils présentent une bonne qualité de l'arrangement cristallin, présentent néanmoins d'importants défauts qui nuisent à leur utilisation en tant que détecteur. Une contamination à l'azote ou au bore est susceptible d'être importante, ce qui les rend inadaptés (défaut de polarisation), comme nous le verrons ultérieurement, pour les applications que nous envisageons.

La seconde méthode est la *Chemical Vapour Deposition* (CVD) [Kasu, 2016], qui regroupe plusieurs techniques reposant sur l'activation de gaz carbonés et un substrat de haute qualité. La plus couramment utilisée aujourd'hui est le dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma micro-onde. Dans cette méthode, un gaz (méthane + dihydrogène) est porté à l'état de plasma par les micro-ondes, transformant le dihydrogène en hydrogène. Des ré-arrangements chimiques ont ensuite lieu au niveau du substrat entre l'hydrogène et le méthane, permettant à la phase carbonée de croître. Cette méthode permet d'obtenir une très grande pureté des cristaux produits (peu de défauts de type interstitiels contrairement à la précédente, seulement à l'échelle de quelques ppm), ce qui en fait la technologie de choix pour nos applications.

Dans chacun des procédés, un échantillon de substrat (gemme) de très haute qualité est requis car les atomes de carbone sont déposés sur celui-ci, reproduisant sa structure. Tout défaut cristallographique sera alors répliqué et peut même devenir de plus en plus important [Berdermann, 2010].

1.4.3.3 Les différentes qualités cristallines

Les diamants peuvent être de qualités différentes comme illustré par la figure 1.23.

Les diamants monocristallins CVD (notés **sCVD** pour *single-crystal CVD*) sont composés d'un unique cristal d'une orientation cristallographique précise et possèdent très peu de

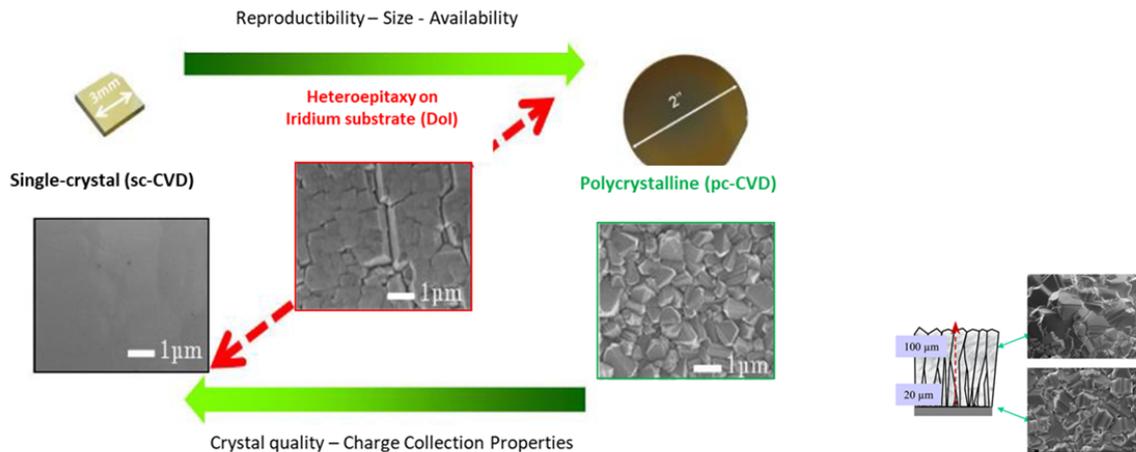


FIGURE 1.23 – Comparaison de trois qualités cristallines différentes pour les substrats diamant sCVD (monocristallins), DOI (*Diamond-On-Iridium*) et pCVD (polycristallins), figure extraite de [Vaissière, 2014], les mesures sont faites avec un MEB (Microscope Électronique à Balayage).

défauts cristallographiques et d'impuretés. Il en résulte d'excellentes performances en tant que détecteur, comparables à celles du silicium. Cependant, ils ne sont disponibles commercialement et à bas coût que pour des surfaces allant jusqu'à $4,5 \times 4,5 \text{ cm}^2$.

À l'inverse, les **diamants polycristallins CVD** (notés **pCVD** pour *polycrystalline CVD*) sont composés d'une multitude de cristaux agglomérés entre eux. La croissance des différents gemmes va générer des cristallites (cônes) qui vont finir par coalescer et former, en se soudant, ce qu'on appelle des « joints de grains ». Ces joints de grains constituent ce qu'on appelle des défauts à deux dimensions (2D). Ils vont affecter les performances du matériau diamant en piégeant les charges. Cependant, ces diamants sont disponibles avec des surfaces beaucoup plus grandes, de plusieurs cm^2 et pouvant aller jusqu'à $12 \times 12 \text{ cm}^2$ [Kagan, 2021].

Une alternative à ces deux possibilités existe avec les **diamants hétéroépitaxiés sur substrat d'iridium** (notés **DOI** pour *Diamond-On-Iridium*), permettant des croissances de grandes tailles avec de grands cristaux. L'iridium sert de gemme. Il a été choisi car son paramètre de maille cristalline est proche de celui du diamant. Cependant, ces diamants présentent d'importants défauts : des dislocations. Les dislocations sont des défauts 1D qui correspondent à des glissements de pans de réseaux cristallins dans la structure globale. La source en est très certainement due à l'infime différence entre les paramètres de maille. Le problème lié à ces défauts est qu'ils sont répartis de manière aléatoire donc parfaitement inhomogène, impactant les qualités électroniques du substrat. La figure 1.24 représente une cartographie XBIC (X rays Beam Induced Current) de différents échantillons de diamant, effectuée sur la ligne ID21 de l'ESRF (*European Synchrotron Radiation Facility*) située à Grenoble. Cette technique consiste à balayer le diamant avec des micro faisceaux de rayons X et à collecter la charge induite par l'ionisation. Cette cartographie en 2D de la collecte de charge montre que :

- la réponse du diamant sCVD est homogène sur toute la surface,
- celle du polycristallin reproduit la structure en joint de grains mais cela reste un motif qui se répète et est globalement homogène,
- tandis que le DOI montre une réponse totalement inhomogène avec des zones de très forte réponse et d'autres très faibles qui reproduisent la répartition en dislocations.

Ces résultats sont extraits de [Gallin-Martel, 2021].

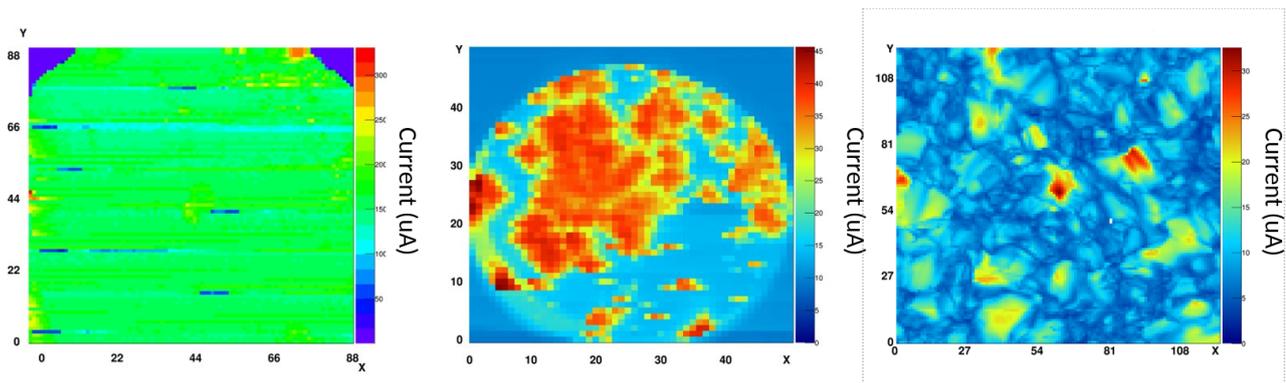


FIGURE 1.24 – Cartographie XBIC de différents échantillons de diamant, le sCVD à gauche, le DOI au centre et le pCVD à droite. [Gallin-Martel, 2021]

Les détecteurs en diamant sCVD ont couramment une efficacité de collection de charge de 100% pour des épaisseurs de 500 μm . Celle des diamant pCVD, suivant leur qualité cristalline (taille des joints de grains), est inférieure. Celle-ci dépend du flux incident de particules, comme rapporté dans [Curtoni, 2020].

1.4.4 Le diamant comme détecteur

Dans le cadre de son utilisation en tant que détecteur, le diamant est employé comme chambre d'ionisation solide. Pour appliquer un champ électrique et lire le signal, les deux faces du diamant sont métallisées (création d'électrodes).

Lorsqu'une particule chargée traverse le diamant, elle interagit avec celui-ci et génère des paires électron-trou tout le long de sa trajectoire. Sous l'effet du champ électrique appliqué, de l'ordre de 1 V/ μm , ces porteurs de charges dérivent vers l'une ou l'autre des électrodes, en fonction de leur polarité et du signe du champ.

La forme et l'amplitude du courant électrique généré sont décrites par le théorème de Shockley-Ramo [Shockley, 1938, Ramo, 1939] et dépendent du champ électrique, de l'épaisseur du diamant, de la mobilité des porteurs de charges, ainsi que de la charge déposée. Lorsqu'une particule chargée traverse le diamant et génère le long de sa trajectoire des paires électron-trou de manière homogène, l'amplitude du courant diminue au fil du temps en raison de la collecte progressive de chaque porteur. Le courant induit par chacun d'entre eux a donc une forme triangulaire. Théoriquement, les signaux des deux types de porteurs diffèrent en raison de leurs mobilités sensiblement différentes, comme le montre le tableau 1.4. Les trous, ayant une mobilité plus élevée, génèrent un signal plus court avec une amplitude maximale plus grande que le signal des électrons, qui est plus long. Cependant, l'aire de chaque signal reste identique car elle est directement proportionnelle au nombre de paires créées et donc à l'énergie déposée. La figure 1.25, tirée de [Curtoni, 2020], illustre schématiquement ce fonctionnement. Il convient de noter que le diamant présente des mobilités des porteurs de charges relativement proches contrairement au silicium 1.4, il en résulte que la somme des signaux générés par les deux porteurs de charges reste de forme triangulaire.

On peut comparer ce schéma avec la figure 1.26 qui montre le signal généré par un proton de 70 MeV au sein d'un diamant de 550 μm et polarisé à 1 V/ μm . La forme du signal obtenu est bien

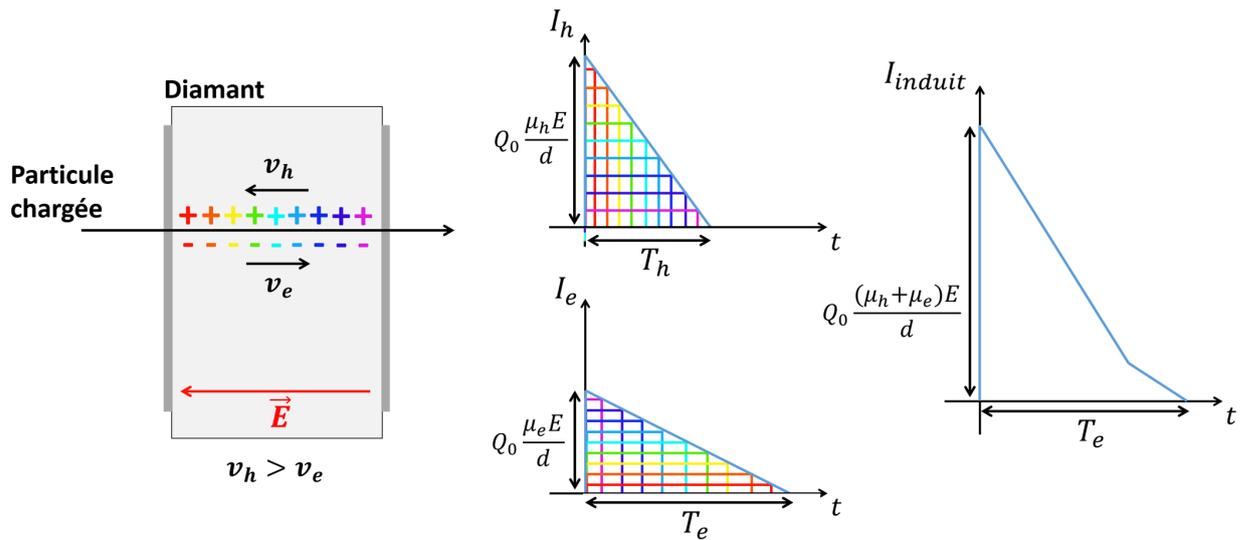


FIGURE 1.25 – Schéma illustrant la forme des signaux générés par les paires électron-trou dans le diamant [Curtoni, 2020].

triangulaire, caractéristique des particules traversant le diamant. De plus, on peut constater la grande mobilité des porteurs de charge dans le diamant, puisque le signal ne s'étend que sur une dizaine de nanosecondes avant de retrouver sa ligne de base.

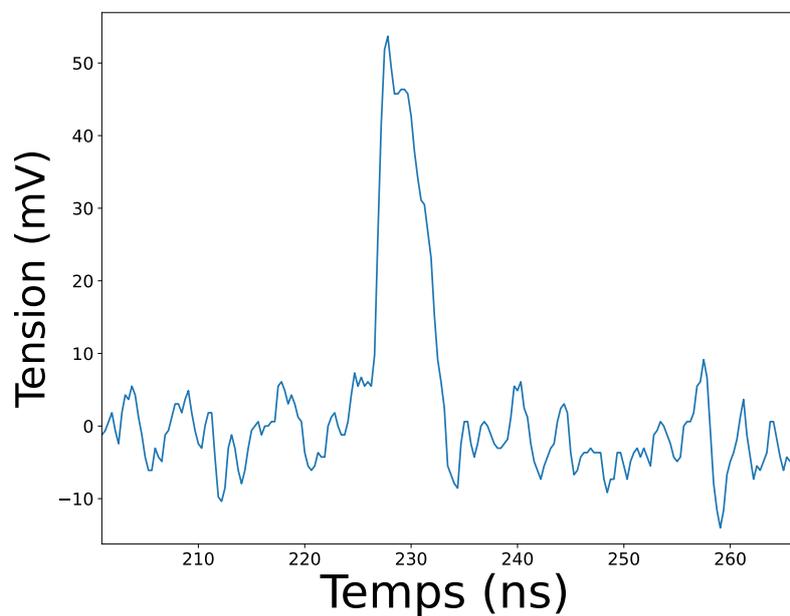


FIGURE 1.26 – Signal généré par le passage d'un proton de 70 MeV au sein d'un diamant monocristallin d'environ 550 μm et polarisé à 1 V/ μm .

1.4.5 Alternative aux détecteurs diamant pour le défi 100 ps

D'autres solutions alternatives aux détecteurs diamants existent pour le monitoring de faisceaux d'ions [Patera, 2020]. Nous avons déjà parlé des fibres scintillantes mais il existe aussi les détecteurs gazeux dont l'utilisation est très répandue en physique des particules. Cependant, ces solutions ne permettent pas d'atteindre de telles résolutions temporelles. Ces systèmes ne sont pas capables de générer un signal pour une particule unique mais pour un plus grand nombre de particules. La résolution temporelle en est forcément dégradée à la largeur du paquet de particules. Cependant, les UFSD (*Ultra-Fast Silicon Detectors*) [Sadrozinski, 2017] sont les détecteurs présentant le plus fort potentiel dans le monitoring de l'hadronthérapie [Vignati, 2020]. En effet, en plus de permettre la détection de particule unique, ces détecteurs peuvent présenter des surfaces actives de plusieurs cm^2 ainsi que des résolutions temporelle de l'ordre de 50 ps [Vignati, 2017] inférieures aux 100 ps requises par les différentes méthodes de détection gamma prompts avec une efficacité de détection proche de 100 % pour un flux de protons de 10^8 protons/s/ cm^2 (en dessous du débit clinique). Ces performances sont semblables à celles du diamant et sont nécessaires afin de permettre le monitoring des faisceau d'ions. Cependant, ces détecteurs souffrent d'une résistance aux radiations plus faible que celle des détecteurs diamants [Arcidiacono, 2020] (du fait de leur dopage au bore) et nécessitent d'être utilisés à très basse température ce qui rend plus difficile leur utilisation en clinique.

1.5 Conclusion

En hadronthérapie, la précision balistique du dépôt de dose rend extrêmement souhaitable un contrôle en ligne du parcours des ions. Actuellement pour traiter des tumeurs en profondeurs (10 à 15 cm), les marges définies par les médecins dans la définition du volume cible (volume à irradier) peuvent aller jusqu'au centimètre autour du volume de la tumeur. Ces marges sont certes dues en partie aux incertitudes sur le parcours calculé pour le plan de traitement mais aussi aux changements des tissus traversés d'une fraction de traitement à l'autre. Sachant que l'hadronthérapie est en particulier utilisés pour traiter de jeunes patients (oncologie pédiatrique) plus susceptibles (multiplication cellulaire) que des sujets plus âgés d'avoir le temps de développer des cancers radio-induits, il apparaît comme nécessaire de développer un système de monitoring permettant de « cibler » le dépôt de dose et ainsi de réduire les marges que s'imposent à l'heure actuelle les médecins ainsi que de permettre de nouveaux champs d'irradiation.

Contrairement à la radiothérapie conventionnelle où certains photons peuvent diffuser et sortir du patient, les ions utilisés en hadronthérapie sont complètement stoppés dans la cible (autrement dit la tumeur). Le monitoring va donc reposer sur une stratégie différente. En effet, si on veut concevoir un appareillage permettant de vérifier la conformité du dépôt de dose par rapport au plan de traitement établi par le médecin et révéler une erreur possible il est indispensable de détecter un rayonnement secondaire le long du parcours des ions. On peut citer parmi ceux possible :

- les émissions dites retardées provenant de décroissance β^+ de noyaux instables,
- les émissions de gamma prompts.

Leur détection va nécessiter le développement d'une instrumentation spécifique et de méthodes de reconstruction innovantes associées. Lors du passage du faisceau d'ions dans les tissus, les collisions des ions avec les noyaux produisent en partie des émetteurs de β^+ dont la distribution est corrélée au parcours des ions. Les isotopes étant émetteurs β^+ , un imageur TEP en ligne est tout à fait adapté à ce genre de détection. Cependant par rapport à un imageur TEP classique, l'imagerie par auto activation présente un certain nombre de contraintes et de limitations :

- la quantité de signal disponible est beaucoup plus faible qu'en imagerie,
- la durée de vie des émetteurs β^+ formés varie de quelques secondes (19 s pour le noyau ^{10}C) à quelques minutes (20 minutes pour le noyau ^{11}C),
- le métabolisme disperse rapidement une partie des noyaux émetteurs.

L'émission importante des autres particules secondaires (gamma, neutrons, particules chargées), constitue un bruit de fond important qui peut restreindre la détection par TEP en dehors des périodes de déversement du faisceau.

Si on s'intéresse maintenant aux émissions de gammas prompts, une série d'expériences a démontré qu'une mesure de ce rayonnement peut permettre de suivre avec précision ce parcours des ions pour les faisceaux de protons et d'ions carbone (détection du pic de Bragg). Il existe différents dispositifs et différentes techniques de reconstruction particulièrement innovants dont certains en association avec un moniteur faisceau. En effet un étiquetage spatial et temporel des particules incidentes peut être nécessaire pour une mesure de temps de vol ou pour des mesures de trajectométrie qui vont permettre d'améliorer les techniques de reconstruction. Les détecteurs diamant CVD, mono ou poly-cristallins, présentent un certain nombre d'atouts pour constituer le volume actif de détection du moniteur faisceau et répondre à ces problématiques :

- le numéro atomique est faible et similaire à celui des tissus vivants, avec en conséquence une faible perturbation des rayonnements incidents ;
- ils sont radio-résistants, c'est-à-dire qu'ils pourront être soumis à des irradiations cliniques prolongées (à l'échelle de plusieurs années) ;
- leurs propriétés électroniques (conductivité thermique, grand gap électronique, mobilité des charges importante et faible capacité) en font des détecteurs très rapides et à bas bruit à température ambiante.

Dans ce contexte, mon travail de thèse s'inscrit dans le cadre du monitoring en ligne en hadronthérapie grâce à la détection des gamma prompts. Il comporte deux grands volets, d'une part, la conception d'un moniteur faisceau hautement résolu en temps en technologie diamant et, d'autre part, la mise en œuvre d'une nouvelle technique de détection des gamma prompts adaptée aux très hautes intensités faisceaux : le PGEI ou Prompt Gamma Energy Integral.

Première partie

Conception d'un moniteur de faisceau basé sur une technologie diamant

Comme exposé au chapitre 1, je vais présenter dans cette partie l'élaboration d'un moniteur de faisceau d'ions basé sur la technologie diamant. Tout d'abord, je vais détailler l'ensemble du détecteur ainsi que l'électronique associée qui a été développée. Ensuite, je présenterai la caractérisation en laboratoire de chacun des composants. Enfin, je décrirai les expériences sous faisceaux qui ont été menées et les performances des premiers prototypes qui ont été construits durant ma thèse.

2

Présentation du moniteur de faisceau diamant

Cette section détaillera l'élaboration du détecteur « hodoscope de faisceau diamant ». J'introduirai tout d'abord le cahier des charges qui définit sa structure globale. Ensuite, je présenterai en détail chacun des éléments qui entrent dans la composition du détecteur : volumes actifs, électronique de lecture, logiciels de commande du dispositif et de traitement des données.

2.1 Cahier des charges

Comme présenté dans le chapitre 1, la collaboration CLaRyS a proposé le projet CLaRyS-UFT dont le but est d'élaborer un prototype de moniteur de faisceau pour l'hadronthérapie capable de satisfaire les exigences des techniques de monitoring en ligne par détection des gamma prompts. Ce moniteur a été conçu pour répondre à un cahier des charges avec les critères, propres au monitoring faisceau, que nous avons mis en évidence précédemment à savoir :

- **marquage en position** : requis pour pouvoir reconstruire l'axe du faisceau en couplant la réponse du moniteur avec celles des détecteurs de rayonnements gamma qui lui seront associés
- **marquage en temps : 100 ps (rms) de résolution temporelle** pour la mesure du temps de vol des photons entre le patient (la cible) et le détecteur. Ce critère est nécessaire afin de vérifier les performances de la méthode PGTI (reconstruire les vertex de gamma prompts par mesure exclusive du temps de vol [Jacquet, 2021]) dans le cadre de la collaboration TIARA ou pour une utilisation avec la caméra Compton de CLaRyS (éliminer le mauvais point de reconstruction issu de l'intersection ligne-cône [Livingstone, 2021]) pour laquelle il a été initialement développé (voir chapitre 1).
- **taux de répétition des mesures : d'au moins 100 MHz** pour étiqueter chaque paquet d'ions provenant d'un cyclotron avec une période de 10 ns et avec une **efficacité de détection de 100%**.
- **résistance aux radiations** requise pour ce détecteur dont les performances ne doivent pas varier en fonction de la fluence cumulée sur l'ensemble des traitements soit : 10^{10} protons/cm² par traitement, ce qui représente **10^{13} protons/cm² par an** (en comptant environ 20 séances par jour).

Dans ce contexte, les excellentes qualités du diamant que nous avons pu mettre en évidence dans le chapitre précédent, à savoir : rapidité, bas bruit, faible courant de fuite, excellent rapport signal sur bruit et résistance intrinsèque aux irradiations, ont fait du diamant, un

excellent candidat pour être choisi, par la collaboration CLaRyS pour devenir le volume actif de l'hodoscope [Curtoni, 2021].

Cependant, les tailles des diamants CVD sont aujourd'hui encore limitées, les échantillons sCVD ne dépassent pas $4,5 \times 4,5 \text{ mm}^2$ et quelques cm^2 pour les pCVD. Un élément important dans la mise en oeuvre de l'hodoscope sera de proposer des solutions permettant de couvrir la plus grande surface possible compte tenu des substrats disponibles. Il s'agira donc principalement d'effectuer **la preuve de concept** pour le volume actif tout en développant une électronique de lecture qui puissent être répliquée et étendue à la lecture d'un plus grand nombre de voies dès que des volumes actifs de plus grande dimension seront disponibles commercialement à des coûts raisonnables.

Ainsi, **pour la preuve de concept** :

- **une surface de 1 cm^2** pour un arrangement de **4 diamants sCVD** et de **4 cm^2** pour un unique diamant **pCVD** ont été choisies.
- **la résolution sur la localisation spatiale du point d'impact de la particule incidente** sur ce détecteur a été fixée à **1 mm** dans les deux axes, horizontal et vertical,
- **la conception d'une chaîne d'électronique permettant de un déclenchement à la particule unique** en faisceaux de protons ou d'ions carbone, pour différentes énergies, a été décidée.

2.2 Architecture globale du détecteur

Le détecteur est composé de 3 parties distinctes qui sont donc :

- **le volume actif**, dont le rôle est d'interagir avec le faisceau avec génération, mise en mouvement et collection des porteurs de charge,
- **la chaîne électronique de lecture** constituée de :
 - **préamplificateurs courant-tension rapides à fort gain et bon rapport signal sur bruit**, qui vont permettre d'amplifier le signal du diamant
 - **Discriminateurs à Fraction Constante (DFC)** servant à l'étiquetage en temps des paquets de particules du faisceau, ce type de discriminateur, comme je le préciserai ultérieurement, a été choisi car il permet de faire un marquage en temps très précis, insensible aux fluctuations des amplitudes du signal diamant, c'est un élément clé pour l'objectif 100 ps
 - **Time-to-Digital Converters (TDC)** qui traitent le signal en sortie des DFC et opèrent la mesure en temps sur chacune des voies
- **le système de « pilotage » ou *slow control*** qui comprend l'interface utilisateur servant à :
 - charger les paramètres en entrée des DFC
 - stocker les données en sortie du couple DFC-TDC pour chaque voie
 - opérer la mesure de la résolution temporelle entre deux voies qui ont été impactées (utilisation d'un code Python sur PC d'acquisition)
 - afficher le résultat de résolution temporelle.

L'ensemble de cette architecture est représenté de manière schématique sur la figure 2.1. Dans les paragraphes suivants, je vais à présent en détailler chaque élément en expliquant leur principe de fonctionnement mais aussi comment techniquement ils ont été conçus pour répondre aux exigences du cahier des charges de l'hodoscope diamant.

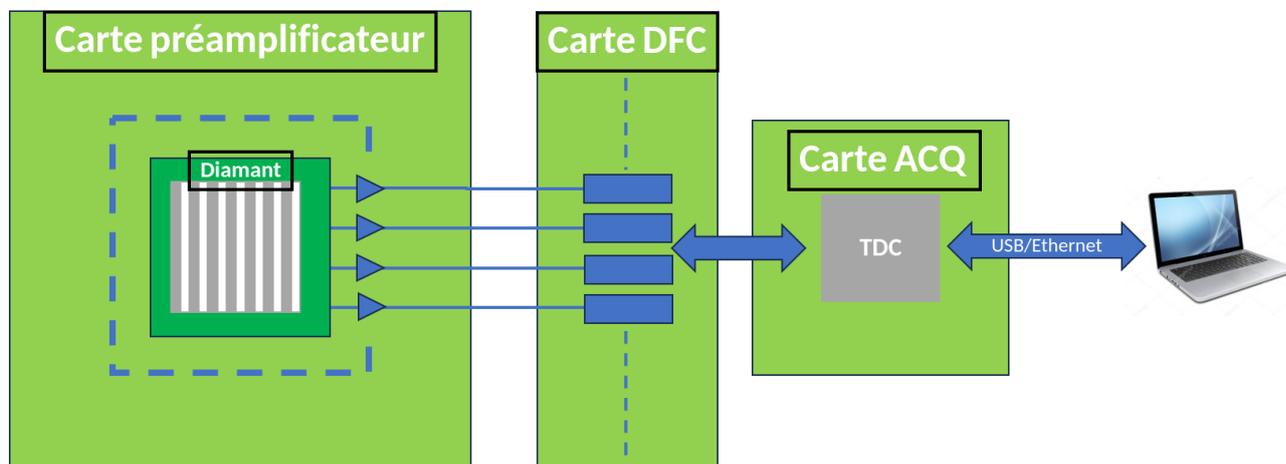


FIGURE 2.1 – Architecture globale du détecteur comprenant le volume actif en diamant, l'étage de préamplification, la mesure en temps (DFC et TDC) et de contrôle en ligne par l'utilisateur via un PC.

2.2.1 Volumes actifs

Il existe donc deux types de capteurs diamant qui ont été assemblés pour ce détecteur. Le premier consiste en l'utilisation d'une mosaïque de quatre diamants sCVD d'une dimension de $4,5 \times 4,5 \text{ mm}^2 \times 540 \text{ }\mu\text{m}$ chacun, afin de former une surface de détection globale de $\sim 1 \text{ cm}^2$. Cette surface est limitée par la technologie de croissance des diamants sCVD, c'est à dire que la surface ne peut aujourd'hui excéder 25 mm^2 en restant dans un coût raisonnable. Le second est quant à lui composé d'un unique diamant pCVD d'une dimension de $2 \times 2 \text{ cm}^2 \times 300 \text{ }\mu\text{m}$. Comme nous l'avons vu, les diamants pCVD sont de moins grande pureté que les diamants sCVD (présence de joints de grains issus du mode de croissance) mais présentent l'avantage d'être disponibles commercialement avec de plus grandes surfaces pour un coût identique. Cette différence de qualité cristalline se traduit par une différence de rapport signal sur bruit pour les faibles dépôts d'énergie. L'utilisation des diamants pCVD sera réservée à la carbone-thérapie. La figure 2.2 [Curtoni, 2020] illustre la différence de pouvoir d'arrêt des protons par rapport aux ions carbone dans le diamant, en fonction des énergies mises en jeu (SRIM [Ziegler, 2010]). Ces graphes permettent de justifier le choix que nous avons fait car pour les épaisseurs considérées les particules déposent une énergie de l'ordre du MeV à la dizaine de MeV à l'intérieur du diamant.

Comme présenté au chapitre 1, ces diamants sont utilisés en tant que chambre d'ionisation solide. Afin d'avoir un marquage en position du faisceau incident, le diamant est métallisé, sur toute sa largeur, en pistes parallèles. Entre chaque face, la disposition des pistes est orthogonale, permettant ainsi une localisation du point d'impact, suivant les directions X et Y. La métallisation résulte d'une technique de dépôt d'aluminium de 100 nm d'épaisseur. Ce dépôt

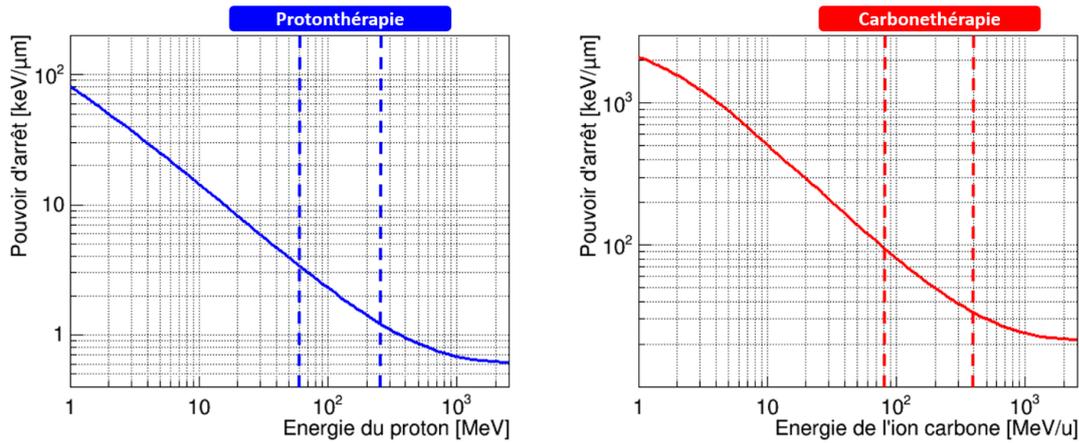


FIGURE 2.2 – Pouvoirs d’arrêt du diamant en fonction de l’énergie de la particule incidente. A gauche les protons, à droite les ions carbone. Les énergies incidentes d’intérêt en hadronthérapie sont entre les marques verticales. Image extraite de [Curtoni, 2020].

est effectué en salle blanche à la plateforme Nanofab de l’institut Néel par pulvérisation cathodique. Chacune des pistes mesure précisément 1,0125 mm de largeur. L’espace entre deux pistes consécutives est de 50 μm . En conséquence, un diamant sCVD comporte 4 pistes sur chacune de ses faces. La mosaïque de l’hodoscope constituée de 4 diamants sCVD comporte donc 32 pistes. Le diamant pCVD est quant à lui métallisé avec 20 pistes sur chacune de ses faces, portant l’ensemble des voies de lecture à 40. Chacune d’entre elles possède une largeur de 0,9025 mm. En revanche, l’espace entre pistes est identique et mesure donc 50 μm . Les plans de métallisation sont représentés sur la figure 2.3.

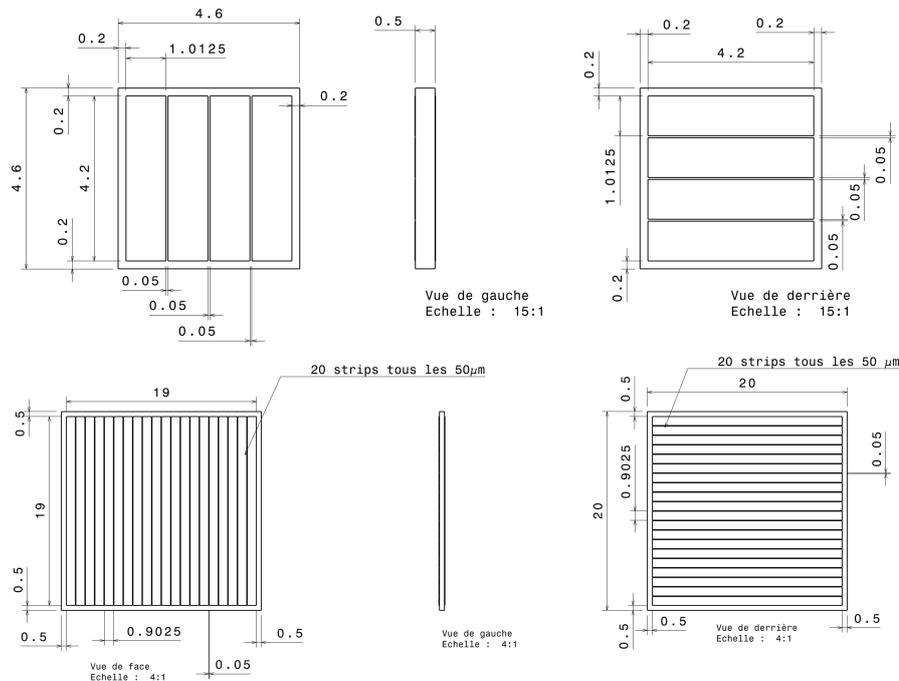


FIGURE 2.3 – Plans de métallisation des volumes actifs de l’hodoscope. Celui d’un des diamants sCVD est situé en haut tandis que celui du pCVD est situé en bas.

La mosaïque de diamants sCVD est assemblée, et la rigidité de la structure est assurée grâce à l'usage d'un ruban adhésif en Kapton d'une épaisseur de 30 μm qui est disposé sur l'une des faces de la mosaïque. Ce montage a été réalisé au Service Détecteur et Instrumentation (SDI) du LPSC. Les diamants sCVD ainsi que l'unique diamant pCVD sont ensuite collés sur un circuit imprimé conçu en collaboration entre le SDI et la CAO (Conception Assistée par Ordinateur) du Service Electronique au LPSC. Cette carte sera appelée, par la suite, « carte fille ». L'objectif est de pouvoir disposer d'un système modulable, avec plusieurs jeux de capteurs qu'on pourra coupler à différents types d'électronique de lecture. Chacune des pistes du diamant est ensuite reliée électriquement aux pistes du PCB par des fils suivant la technique du *wire bonding* (plateforme NanoFab - Institut Néel). Chacun des circuits imprimés utilisés pour la carte fille dispose de 4 connecteurs QTE/QSE de Samtec [Samtec, 2023], sur sa face inférieure, permettant de le relier électriquement à une carte, que j'appellerai, par la suite, « carte mère ». Cette carte contient le premier étage de l'électronique de lecture, soit l'étage de préamplification courant - tension. La fixation mécanique entre les deux cartes est assurée par 4 vis.

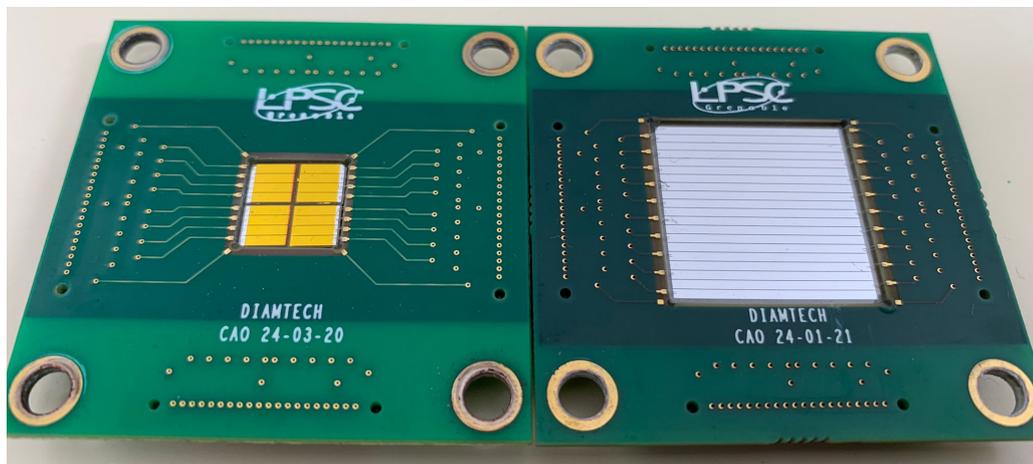


FIGURE 2.4 – Volumes actifs des détecteurs métallisés par pistes et collés sur leurs PCB. A gauche la matrice de diamants sCVD, à droite le diamant pCVD.

2.2.2 Préamplificateurs courant-tension

Le signal de chaque voie du diamant est ensuite traité par le premier étage de l'électronique, à savoir les préamplificateurs courant-tension. Le développement de cette partie de l'électronique, avec des composants discrets, a été publié dans [Hoarau, 2021]. Le rôle de cette électronique est de traiter le signal provenant des diamants tout en permettant de polariser le volume actif. Deux cartes mères ont été développées, chacune contenant 40 voies de lecture, mais avec des versions sensiblement différentes du préamplificateur courant - tension. Toutes ces versions reposent néanmoins sur un montage à émetteur commun. La première version décrite dans [Hoarau, 2021] possède un gain de 43 dB. Son schéma électronique est présenté sur la figure 2.5.

Une autre version a été développée avec un gain plus élevé de 55 dB afin d'obtenir des signaux de plus grande amplitude. Cela permet d'adapter le premier étage de l'électronique, en fonction du type et de l'énergie des particules utilisées, de la quantité d'énergie déposée dans le volume actif et donc de l'amplitude du signal généré. Cette adaptation est nécessaire pour se conformer aux besoins du deuxième étage, l'étage DFC qui sera détaillé dans la prochaine

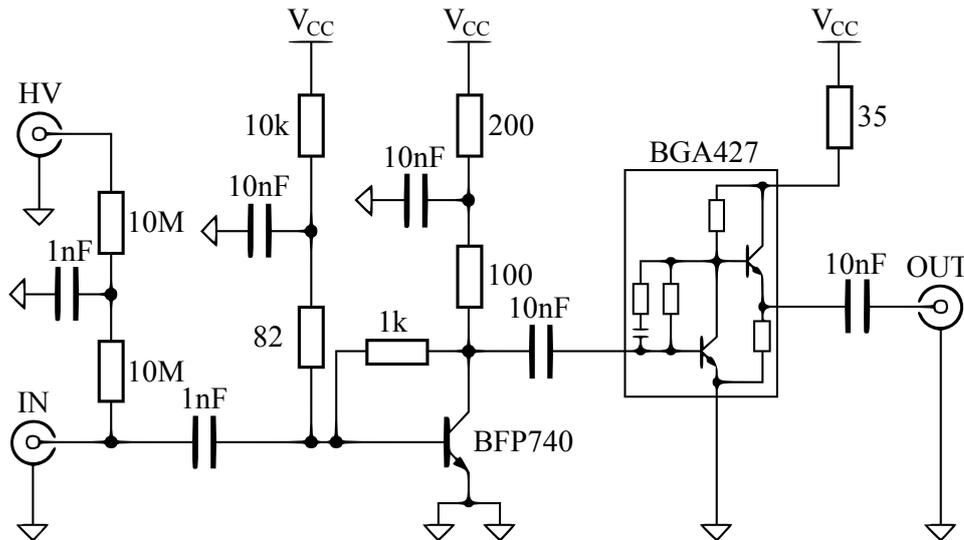


FIGURE 2.5 – Schéma électronique des préamplificateurs 43 dB. [Hoarau, 2023]

partie. La première version des préamplificateurs a donc été modifiée pour parvenir au schéma en figure 2.6. Les changements reposent à la fois sur une auto-polarisation du transistor **BFP740**, ainsi que sur un changement de l'amplificateur de l'étage de puissance (**BGA427** pour un **BGA2869**), permettant un plus grand gain et une plus grande bande passante.

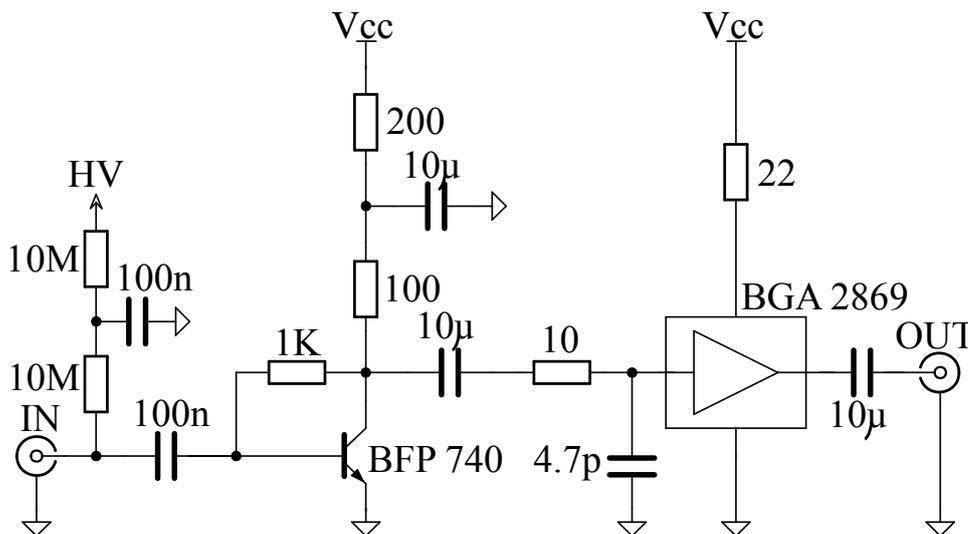


FIGURE 2.6 – Schéma électronique des préamplificateurs 55 dB. [Hoarau, 2023]

Ces deux versions ont en commun une puissance électrique réduite, de l'ordre de 100 mW (95 mW par voie pour la première et 170 mW par voie pour la seconde), ce qui représente une diminution d'au moins 2 ordres de grandeur par rapport aux autres préamplificateurs utilisés pour des applications similaires ([Moritz, 2001], [CIVIDEC, 2023]), tout en maintenant un gain équivalent (43 dB) voire supérieur (55 dB).

Une photographie de l'une des cartes mères avec ses préamplificateurs est présentée sur la figure 2.7. Chacune d'entre elles peut accueillir les deux types de PCB contenant les volumes actifs (sCVD et pCVD).

Le signal généré par le capteur et lu par les préamplificateurs courant-tension doit ensuite poursuivre sa mise en forme et être traité par un Discriminateur à Fraction Constante.

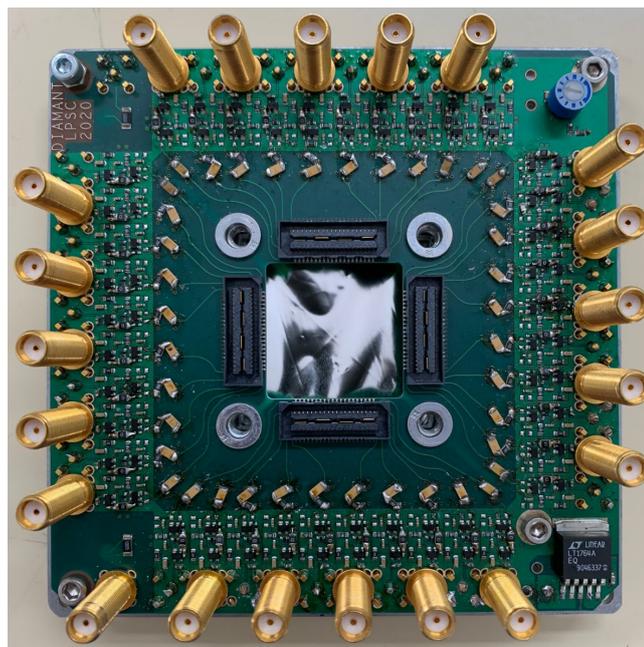


FIGURE 2.7 – Exemple de carte mère contenant le premier étage de l'électronique discrète : les préamplificateurs.

2.2.3 Discriminateur à fraction constante

La détection des impulsions issues de l'étage de préamplification est effectuée par un discriminateur qui agit comme un comparateur entre deux tensions, celle provenant du signal diamant et une tension de référence choisie par l'utilisateur. L'utilisation d'un discriminateur à seuil constant induit la problématique selon laquelle des impulsions ayant des amplitudes différentes entraînent des mesures de temps différentes. Ce phénomène est appelé *walk* et il est illustré à la figure 2.8 [DFC, 2023].

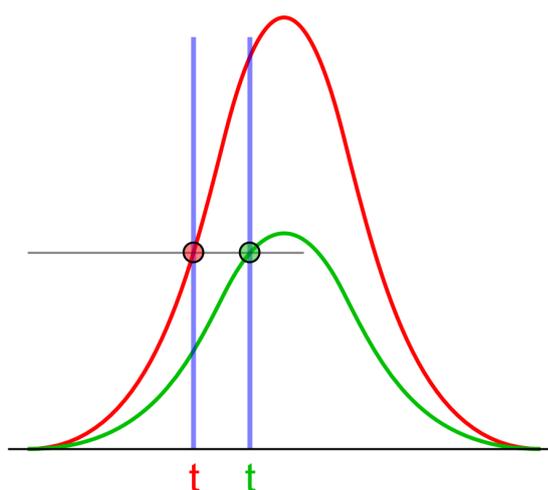


FIGURE 2.8 – Illustration du phénomène de *walk* impliquant une variation de la mesure de temps en fonction de l'amplitude du signal pour un seuil fixe en amplitude [DFC, 2023].

La technologie choisie pour effectuer la mesure de temps de chaque paquet d'ions est celle des discriminateurs à fraction constante, qui permet de corriger ce *walk* pour des signaux ayant la même forme. Le principe de fonctionnement de ce composant électronique repose sur la différence entre le signal d'entrée atténué d'un facteur f (S_{att}) et le signal d'entrée retardé d'un temps τ (S_{ret}). Le front de montée du signal du diamant est assimilé à une fonction linéaire de coefficient directeur a . Nous obtenons donc :

$$S_{att} - S_{ret} = f \times a \times t - a \times (t - \tau). \quad (2.1)$$

La valeur de la variable temporelle t pour laquelle la valeur de S_{att} est égale à celle de S_{ret} est solution de l'équation :

$$0 = f \times a \times t - a \times (t - \tau), \quad (2.2)$$

$$t = \frac{\tau}{1 - f}. \quad (2.3)$$

Ainsi, il apparaît que ce temps t est indépendant du coefficient directeur de la droite et donc de l'amplitude des signaux. Cette électronique permet donc des mesures de temps précises qui s'affranchissent de l'amplitude du signal d'entrée, à condition que la forme des signaux reste identique. Par ailleurs, il est évident que le retard τ doit être inférieur au temps de montée du signal d'entrée. La figure 2.9 présente le schéma électronique de ce composant.

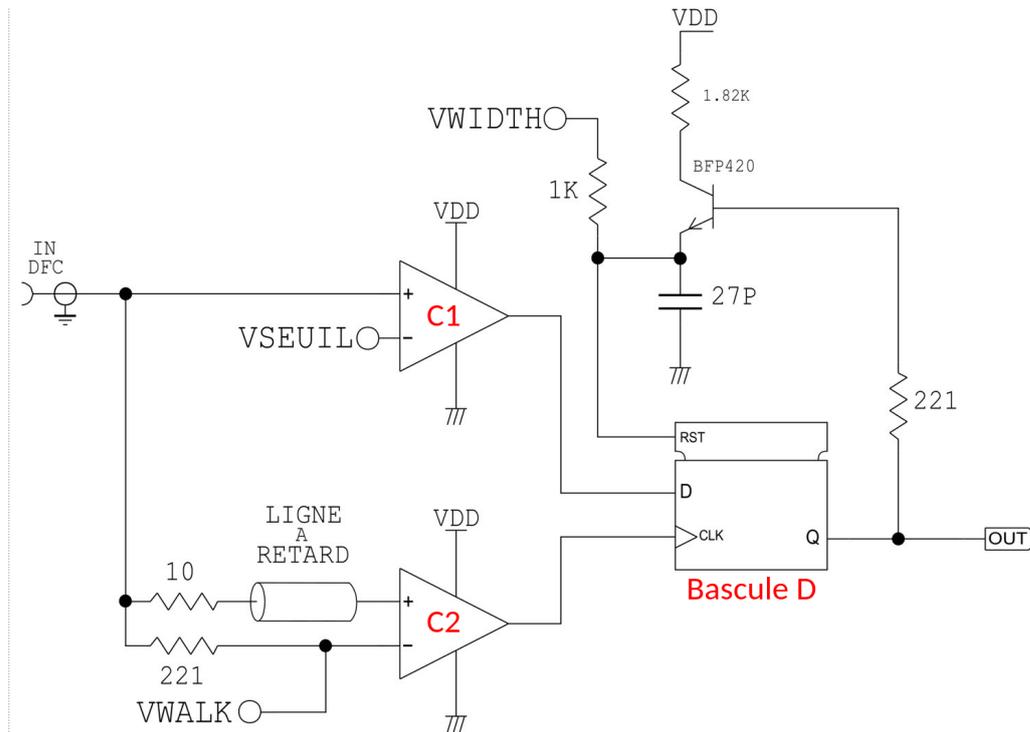


FIGURE 2.9 – Schéma électronique d'un module DFC.

Afin de pouvoir implémenter cette technologie pour notre application, le système sera basé sur un discriminateur à seuil fixe afin de sélectionner les amplitudes de déclenchements. Il est couplé à un dispositif de correction de l'effet de *walk*. La coïncidence entre ces deux composants engendre le déclenchement du DFC. Le signal du diamant est envoyé sur deux comparateurs (**C1** et **C2**) schématisés en figure 2.10. L'un de ces comparateurs permet de sélectionner les

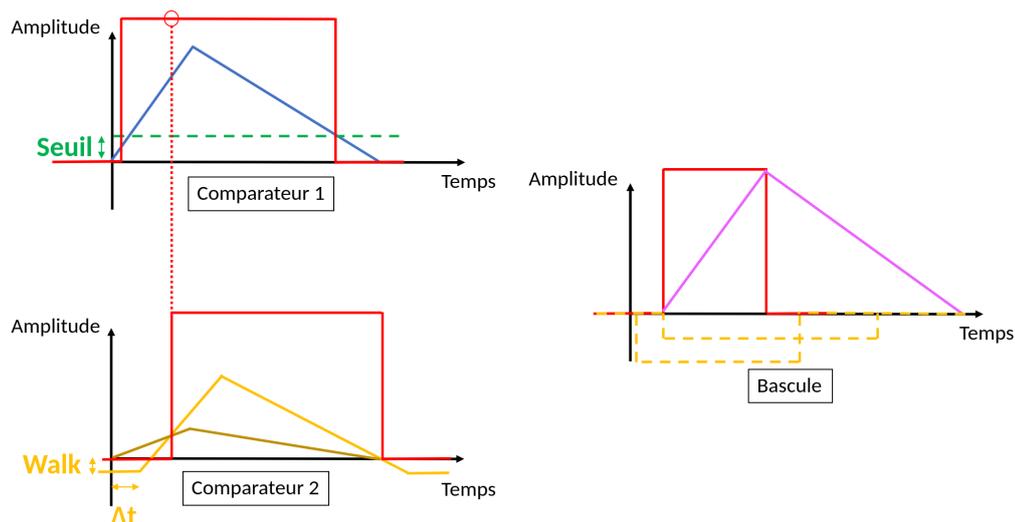


FIGURE 2.10 – Illustration des signaux en entrée et en sortie (signaux logiques rouges) des 2 comparateurs et de la bascule de la carte d'un module DFC. Pour plus de compréhension les signaux de comparateur ont été représenté en jaune et inversés

amplitudes de déclenchement du système, tandis que le second permet d'effectuer la correction de temps et supprimer l'effet de *walk*. Le comparateur C1 se déclenche par rapport à une tension seuil (**Seuil**) qui est fixée par l'utilisateur via le logiciel d'acquisition et permet donc de régler l'amplitude des signaux sur laquelle doit déclencher le système. Il émet le "1" du signal créneau pendant toute la durée durant laquelle le signal de diamant dépasse le seuil. Le comparateur C2 compare le signal de diamant atténué d'un facteur 3 et le même signal de diamant brut décalé d'une fraction de nanosecondes (Δt) et atténué lui d'un facteur 4/5. Lorsque le signal décalé dépasse l'autre, le comparateur renvoie un signal le "1" du signal créneau. Pour éviter un déclenchement erratique du comparateur C2, dû au bruit électronique, un *offset* est implémenté sur le signal décalé (**Walk**) qui est défini par l'utilisateur via l'interface utilisateur qui gouverne l'acquisition. Ce deuxième comparateur permet de corriger la mesure de temps et supprimer le phénomène de *walk*. Ces signaux arrivent à la **bascule D** qui renvoie un signal lisible pour le TDC lorsque les deux comparateurs sont actifs. De plus, ce signal charge alors une capacité, qui lorsqu'elle est pleine déclenche le (**RESET**) de la bascule D monostable et interrompt le signal, la capacité se vide alors. La photographie de la carte électronique contenant 10 DFC sur le modèle expliqué ci-dessus est présentée à la figure 2.11.

2.2.4 Time-to-Digital Converter et carte d'acquisition

La carte électronique contenant les DFC est connectée à la carte d'acquisition qui renferme les TDC. Les TDC sont les composants permettant de coder un écart de temps, ici entre un signal du DFC incident et une horloge absolue. Ces TDC ont été développés sur un FPGA Cyclone 10, adaptant ainsi un système d'acquisition déjà existant sur Cyclone 5 pour l'expérience CMS [Chen, 2019]. Le schéma électronique du TDC implémenté sur un FPGA Cyclone 10 est illustré dans la figure 2.12.

Le dispositif est basé sur des lignes à retard et repose sur une auto-calibration de chaque TDC qui est intégré dans le système. Cette calibration a lieu à chaque démarrage de la carte. Le signal provenant des DFC traverse une ligne de retards composée d'un ensemble d'additionneurs.



FIGURE 2.11 – Carte DFC.

Lorsque l'impulsion passe au travers d'un additionneur, sa sortie devient 0 et sa retenue devient 1. À chaque front montant de l'horloge, l'état de la ligne des additionneurs est enregistré. En l'absence de signal, le mot obtenu ne contient donc que des 1. En revanche, lorsqu'un signal est présent, le mot obtenu prend la forme d'une séquence de 0 suivie d'une séquence de 1 (par exemple, 000000000011111111...), où le point de transition entre la série de 0 et celle de 1 représente la position du front montant du signal provenant des DFC. L'encodeur permet de détecter cette transition, la convertit en un temps appelé *temps précis*. Il est ajouté à un *temps grossier* qui permet d'augmenter la dynamique du dispositif en comptant le nombre de périodes de l'horloge écoulées depuis le début de l'acquisition. Ce compteur permet ainsi d'obtenir une dynamique d'utilisation de 168 ms et, une fois ce temps dépassé, ce compteur est réinitialisé à 0. Il est important de noter que ce système ne peut fonctionner que si le retard total de la chaîne des additionneurs est supérieur à la période de l'horloge afin de pouvoir détecter le front montant du signal.

Ce dispositif a été choisi en raison de sa haute résolution temporelle, qui est inférieure à 20 ps (rms). Chaque voie de TDC est codée sur 32 bits, les 6 premiers indiquent si la voie a été touchée ou non, tandis que les 26 suivants enregistrent les données de la voie. Il existe deux modes de fonctionnement : tout d'abord, le mode *OR* qui déclenche un enregistrement si une voie est touchée, mais aussi un mode *AND*, qui stocke les événements uniquement si une voie, de chaque côté du volume actif, est touchée. Ces données sont ensuite converties en mots de 16 bits et enregistrées au format .txt et .bin. Il est possible de déclencher l'enregistrement en utilisant ou non un détecteur externe. Dans ce cas, le fichier de données contiendra les données du trigger encodées de la même manière que celle utilisée pour les voies du détecteur et les événements ne seront enregistrés qu'en présence d'un signal sur celui-ci. Sinon, ces mêmes bits contiendront un compteur d'événements encodé sur 26 bits (limitation à 67 108 864). Cette carte électronique, visible sur la figure 2.13, est ensuite reliée au système d'acquisition qui contient l'interface utilisateur, par liaison USB ou Ethernet.

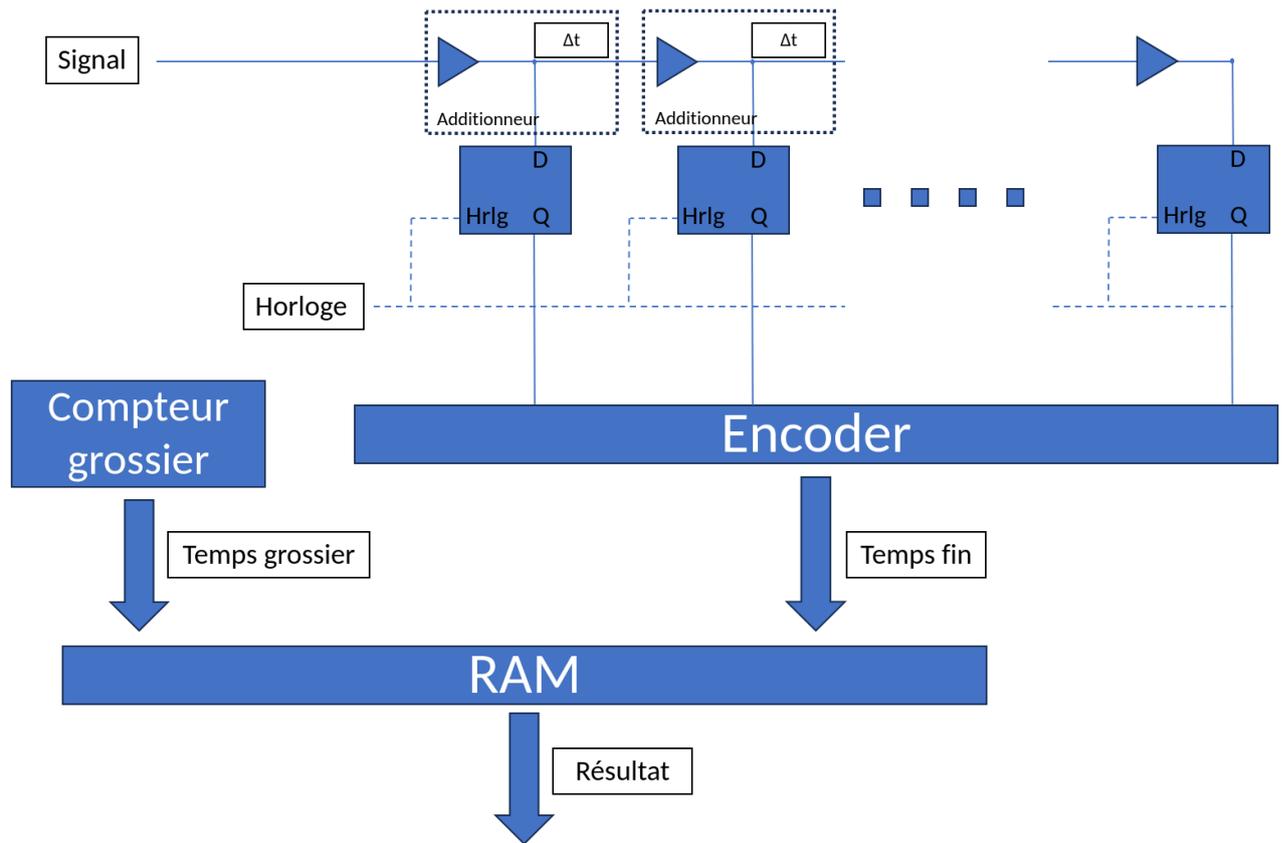


FIGURE 2.12 – Schéma électronique du TDC implémenté dans le FPGA Cyclone 10.

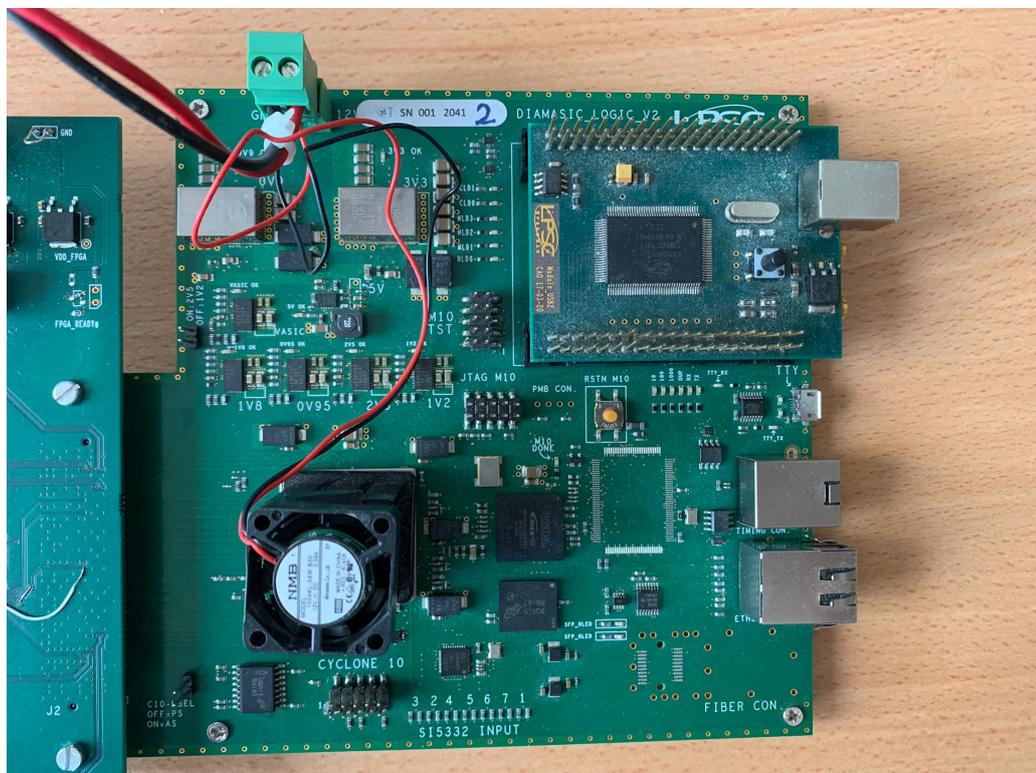


FIGURE 2.13 – Carte ACQ contenant le FPGA sur lequel sont implémentés les TDC. Le schéma électronique de cette carte est présenté sur la figure 2.12.

2.2.5 Interface utilisateur et logiciel de traitement des données

Pour communiquer avec l'ensemble du dispositif, le système d'acquisition externe utilise un logiciel développé par le Service Électronique du LPSC en C++ avec son interface graphique Qt. Cela permet de gérer entièrement le détecteur et ses paramètres à distance, tels que :

- les voies à activer,
- les paramètres de seuil des DFC,
- les paramètres de *walk* des DFC,
- la configuration de l'enregistrement selon le mode (*OR* ou *AND*) et la présence du trigger.

Ces paramètres sont chargés automatiquement dans le FPGA à chaque changement et permettent de lancer les acquisitions. Une photographie de l'interface est présentée à la figure 2.14.

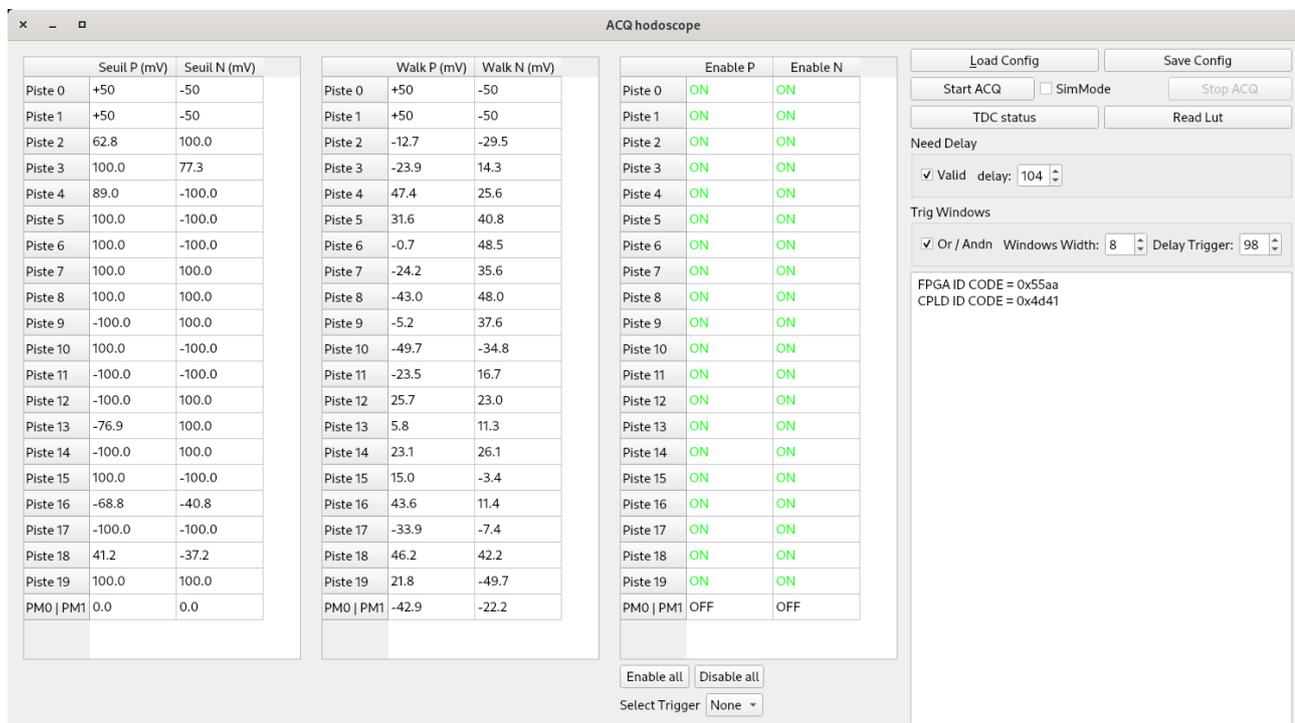


FIGURE 2.14 – Interface du logiciel de contrôle commande développé pour l'hodoscope.

2.3 Conclusion

À l'échelle mondiale, les applications diamant sont de plus en plus considérées dans différents domaines de la physique mais leur utilisation est très récente si on compare au silicium ou au germanium. Actuellement, les principales limitations d'une utilisation répandue des détecteurs à base de diamants synthétiques, sont la surface réduite des monocristaux de haute qualité, ainsi que le coût élevé pour les détecteurs polycristallins de très grande surface. C'est un facteur dont il a fallu tenir compte dans la conception du prototype d'hodoscope de faisceau diamant que je viens de détailler. Ce premier prototype doit être compris comme une preuve de concept quant à la dimension de sa surface active qui intercepte le faisceau ($\sim 1 \text{ cm}^2$ pour la matrice de 4 diamants sCVD et 4 cm^2 pour le diamant pCVD). Les diamants sCVD ayant une meilleure efficacité de détection aux faibles dépôts de dose, à la particule unique, sont destinés à être utilisés pour les faisceaux de protons au contraire des pCVD qui ne seront utilisés que pour les ions carbone. Dans ce dernier cas on pourra envisager, in fine, un agencement en mosaïque (sur le modèle de celui proposé pour les sCVD) qui permettra alors de couvrir une surface de 16 cm^2 , ce qui représente une taille suffisante pour s'adapter à la taille du faisceau.

La partie active de l'hodoscope est lue par une électronique discrète (à terme : intégrée pour satisfaire la lecture d'un grand nombre de voies) dédiée (faible bruit, grande capacité de comptage, résolution temporelle inférieure à la centaine de picosecondes) qui a été développée au LPSC. Cet hodoscope, doit répondre aux conditions imposées pour un usage en proton thérapie et en carbone thérapie, ce qui implique :

- un taux de comptage de 100 MHz pour l'ensemble du détecteur soit environ 10 Mhz par voie
- une résolution temporelle de 100 ps (rms)
- une résolution spatiale de 1 mm

C'est ce cahier des charges qui a guidé les réalisations techniques.

Pour permettre la localisation spatiale, les électrodes du diamant se présentent sous la forme de « bandes » (ou *strips*) disposées de manière orthogonale sur la face supérieure et inférieure de chaque substrat diamant de façon à permettre une localisation en 2D. Chaque bande est lue par un préamplificateur à grand gain afin d'obtenir un bon rapport signal sur bruit. Un discriminateur à fraction constante permet ensuite de faire un marquage en temps qui ne fluctue pas avec l'amplitude du signal en sortie de l'étage de préamplification. Enfin un TDC traite le signal en sortie des DFC et la résolution temporelle entre deux voies impactées, lors du passage de la particule incidente au travers du détecteur, est calculée et affiché par le système de contrôle de l'hodoscope qui dialogue avec la chaîne d'électronique.

Le prototype développé pour apporter la preuve de concept de l'hodoscope se compose d'une carte fille qui porte le volume actif qui se connecte à une carte mère qui comprend l'étage de préamplification. Les cartes DFC et TDC viennent respectivement compléter le dispositif. La carte DFC est reliée par câble USB à un PC pour le contrôle en ligne. Actuellement 42 voies de lecture sont instrumentées : 40 sont destinées à la lecture des électrodes du diamant, les deux supplémentaires peuvent être connectées à un système extérieur (par exemple dispositif de détection de gamma prompts) pour permettre le déclenchement de l'hodoscope dans le cadre de futures expériences sous faisceaux en coïncidence avec un autre dispositif.

3

Caractérisation en laboratoire des diamants et de leur électronique

Cette section présentera les expériences réalisées au laboratoire pour caractériser les différents éléments qui constituent le moniteur de faisceau diamant. Tout d'abord, je présenterai les expériences menées sur les volumes actifs à l'aide des bancs de tests disponibles au laboratoire. L'objectif principal était d'évaluer la qualité des échantillons en tant que détecteur, et de sélectionner ceux qui offraient les meilleures performances en termes de courant de fuite, de résolution en énergie et de vitesse de dérive des charges. Ensuite, je décrirai la caractérisation de chaque élément qui entre dans la composition de la chaîne électronique de lecture du détecteur, c'est-à-dire les préamplificateurs et l'ensemble Discriminateur à Fraction Constante (DFC) - Convertisseur Temps Numérique (TDC).

3.1 Volumes actifs

3.1.1 Instrumentation des substrats

Comme décrit au chapitre 2, le diamant doit être métallisé pour pouvoir être polarisé et être utilisé en tant que chambre d'ionisation solide. Dans le cadre des expériences en laboratoire menées sur ces volumes actifs, une métallisation dite « pleine plaque » de l'échantillon est réalisée en déposant environ 100 nm d'aluminium sur toute sa surface. Cette métallisation permet de créer deux voies de lecture : une sur chaque face de l'échantillon.

Par la suite, le diamant est fixé sur un circuit imprimé (PCB) dédié à la caractérisation en laboratoire. Le substrat est collé à celui-ci par quelques points de colle disposés sur son pourtour et en dehors de la zone métallisation. La connexion électrique se fait par fils de *bonding*. Cette méthode est choisie afin de maximiser la surface active de détection.

Le circuit imprimé comporte également quatre trous de fixation qui servent à verrouiller le détecteur en position sur les bancs de tests ou à le monter dans une boîte métallique pour une manipulation plus aisée ou encore de façon à se prémunir des effets électromagnétiques qui viendraient perturber son fonctionnement. Cette boîte peut être utilisée lors des expériences sous faisceaux, grâce à une ouverture recouverte d'un film de kapton d'une épaisseur de quelques micromètres permettant au faisceau d'atteindre et de traverser le diamant de part en part. Un exemple de détecteur ainsi obtenu est présenté sur la figure 3.1.

Le diamant ainsi instrumenté est prêt à être caractérisé avec pour objectif de sélectionner les substrats diamants les plus performants pour former le volume actif de l'hodoscope.

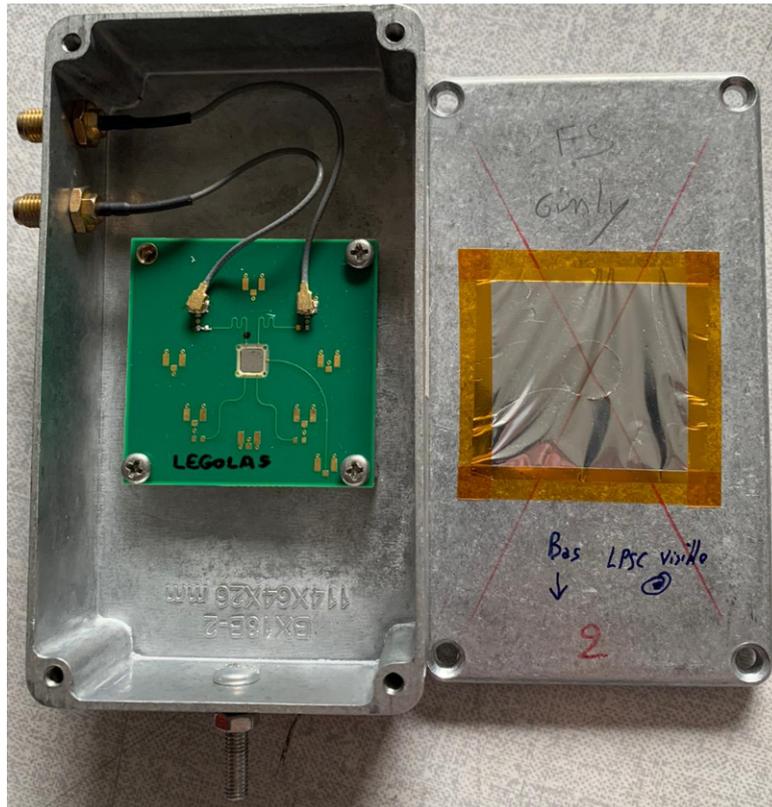


FIGURE 3.1 – Détecteur diamant métallisé pleine face, collé sur une plaque PCB et fixé au sein d'une boîte (détecteur prêt à être caractérisé).

3.1.2 Courant de fuite

Tout d'abord, la mesure courant de fuite nous permet de rendre compte non seulement de la qualité du substrat mais aussi de celle de la métallisation (contacts). Un point important est de déterminer si l'échantillon diamant, instrumenté sur le PCB, peut être polarisé sans risque d'endommagement (risque de claquages) pour les différents systèmes électroniques qui lui seront connectés ultérieurement lors des expériences en laboratoire.

3.1.2.1 Matériels

Le schéma du dispositif est représenté sur la figure 3.2. Il se compose de différents éléments comme cela est décrit ci-après.

Blindage électromagnétique

Le détecteur et sa boîte sont placés dans une autre boîte métallique qui fonctionne suivant le principe d'une cage de Faraday. Des connecteurs BNC/BNC sont présents pour relier le détecteur à l'ensemble du système de mesure des courants de fuite.

Alimentation haute tension

Le module de tension utilisé est un boîtier ISEG NIM NHQ 223m [NHQ223m, 2023], capable de fournir une tension allant jusqu'à 3000 V et un courant de 4 mA. Cette source est contrôlable via RS232 par un logiciel d'acquisition écrit en LabVIEW.

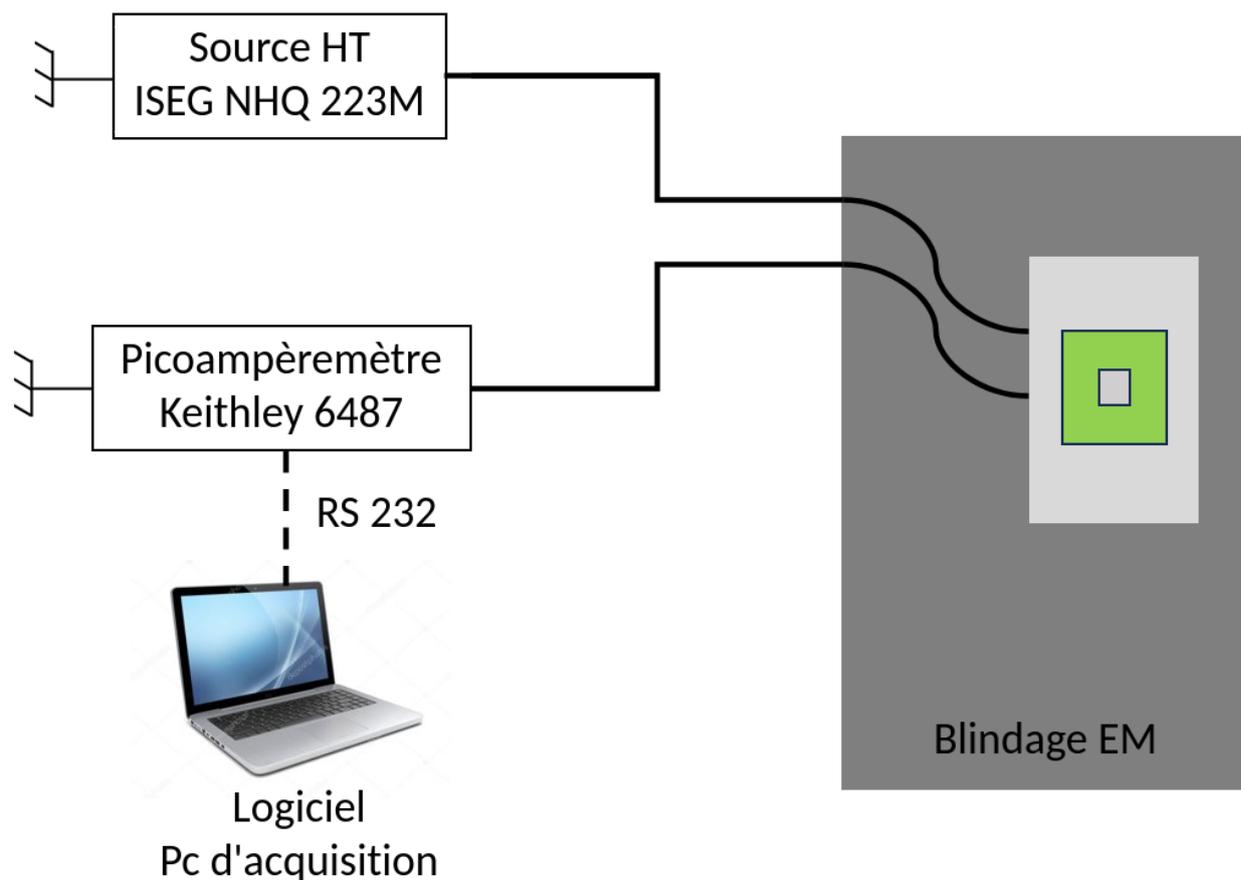


FIGURE 3.2 – Montage expérimental pour la mesure de courant de fuite.

Picoampèremètre

La mesure du courant est effectuée à l'aide de la fonction picoampèremètre d'un Keithley 6487 [Keithley, 2023] qui a une précision d'environ 10 fA sur la mesure (diminue selon l'intensité du courant mesuré et le calibre utilisé). Les mesures sont enregistrées par le programme d'acquisition.

Programme d'acquisition

Le programme d'acquisition [Curtoni, 2020] prend en compte l'ensemble des paramètres de l'expérience, tels que les valeurs limites de tension voulues, ainsi que les paramètres de sécurité du système. Par la suite, il les exécute de manière automatisée.

3.1.2.2 Méthode

Le montage expérimental permet de réaliser des mesures de courant en fonction de la polarisation appliquée au détecteur. Dans cette configuration, la plage de polarisation varie de -1200 V à +1200 V, avec des pas de 50 V, pour un diamant d'une épaisseur de 550 μm . Ces valeurs de tension, et de pas, peuvent être ajustées dans le programme d'acquisition en fonction de l'épaisseur spécifique du diamant testé, par exemple, pour un diamant pCVD d'une épaisseur de 300 μm , la mesure a été effectuée de -600 à 600 V par pas de 30 V. Pour assurer la reproductibilité des mesures, chaque mesure de courant a une durée de 100 ms. De plus, pour chaque valeur de polarisation appliquée, 120 mesures sont effectuées afin d'obtenir une

moyenne statistiquement significative. En effet, l'incertitude sur la moyenne varie comme $\frac{\sigma}{\sqrt{N}}$, où σ est l'écart-type de la distribution et N le nombre de mesures, au plus ce nombre est élevé, au plus l'incertitude sur la mesure de la moyenne est faible.

Avant le début des mesures, un temps de stabilisation de 1 mn est prévu à chaque changement de tension. Cela permet de s'assurer que le système atteint un état stable avant d'enregistrer les mesures de courant. Les moyennes des mesures, pour chaque polarisation, sont ensuite enregistrées dans un fichier au format .txt. Ce banc de test ainsi que son programme ont été développés au cours de la thèse de S. Curtoni [Curtoni, 2020].

3.1.2.3 Résultats

Ces mesures permettent d'explorer la réponse du diamant en fonction de la polarisation appliquée, sans irradiation. La figure 3.3 présente les résultats obtenus pour les deux types de diamants, c'est-à-dire le diamant pCVD et l'ensemble des diamants composants la matrice sCVD (plus un diamant de remplacement).

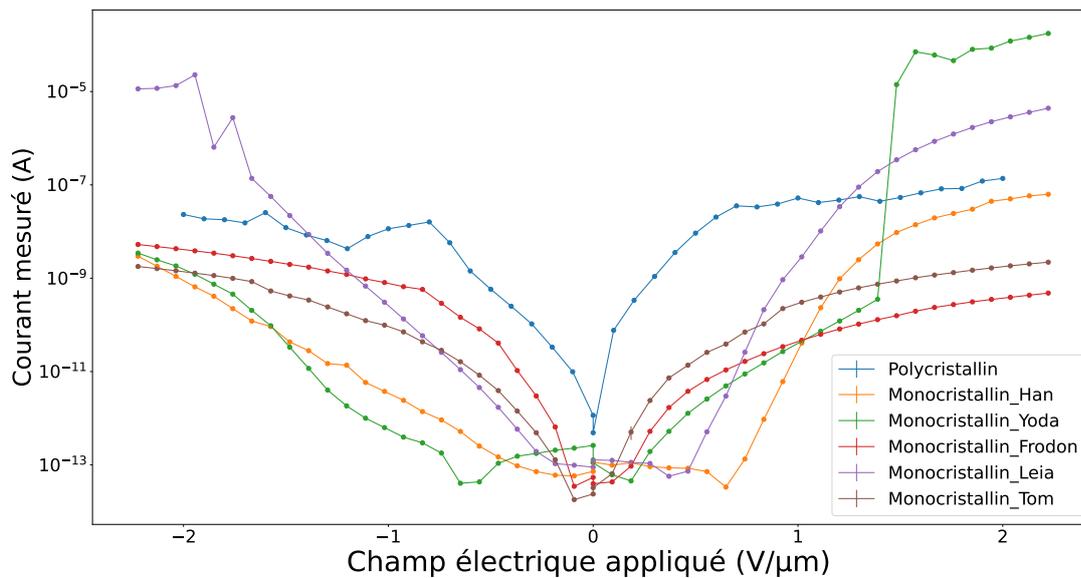


FIGURE 3.3 – Mesures de courant de fuite en fonction de la tension de polarisation appliquée au détecteur. Les barres d'erreur sont présentes mais non visibles.

Dans le cas des échantillons sCVD testés avec ce montage, les courants mesurés sont très faibles. Ils ne dépassent pas quelques nanoampères pour un champ électrique inférieur à 1 V/μm (valeur de tension de polarisation typique du diamant pour une utilisation standard en tant que détecteur de particules et qui sera utilisée pour la polarisation du volume actif de l'hodoscope). En revanche, le diamant pCVD (moins pur, présence de défauts type joints de grains) présente un courant de fuite plus élevé. Les résultats obtenus varient d'un à deux ordres de grandeur pour un même champ électrique appliquée par rapport à un diamant sCVD qui compose la mosaïque. Cependant ce courant n'est pas suffisant en intensité pour induire des problèmes sur les divers composants électronique qui seront reliés au diamant.

Ces mesures revêtent plusieurs intérêts. Tout d'abord, elles permettent de conclure sur la possibilité de polariser le diamant et de mettre en évidence d'éventuelles tensions de claquage,

ce qui est essentiel pour évaluer la viabilité de l'échantillon et de son instrumentation pour nos applications. Ensuite, elles fournissent des indications sur la qualité cristalline de l'échantillon, qui est une valeur intrinsèque. Enfin, elles reflètent la qualité de la métallisation, de son contact avec le substrat mais aussi de la superposition de celle-ci sur les faces supérieures et inférieures. Une mauvaise superposition peut induire des effets de bord qui viendront ensuite perturber les mesures sur les autres bancs de test.

3.1.3 Spectroscopie alpha

La spectroscopie alpha permet de déterminer l'efficacité de collecte de charges ainsi que de mesurer la résolution en énergie. Elle fournit ainsi des informations sur la qualité cristalline du détecteurs. En effet, les défauts éventuels, sont autant de pièges nuisant à la dérive des charges, ce qui se traduira par des élargissements dans les distributions en énergie que nous allons vouloir observer par cette technique.

3.1.3.1 Matériels

Le dispositif expérimental utilisé est décrit sur la figure 3.4. Il se compose de différents éléments.

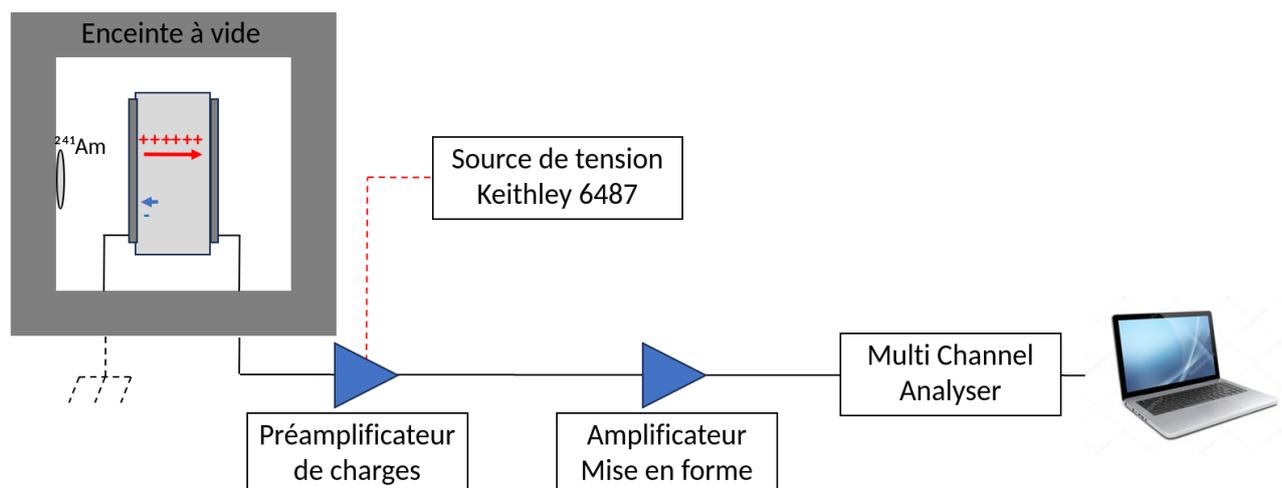


FIGURE 3.4 – Montage expérimental pour la mesure d'efficacité de collecte de charges et de résolution en énergie en fonction de la tension de polarisation appliquée au détecteur.

Préamplificateur de charge

Le préamplificateur de charge a été mis au point par le Service Électronique du LPSC. Il possède une capacité de 1 pF, une résistance de 10 M Ω et une impédance de 50 Ω . Il est alimenté en -12 V à +12 V.

Alimentation basse tension

Elle sert à alimenter le préamplificateur précédent, il s'agit d'une source d'alimentation basse tension HAMEG HMP 4030 [HAMEG, 2023] ayant 3 voies de sorties. Elle est capable de fournir une tension de 0 à 32 V pour un courant maximum de 10 A.

Amplificateur

L'amplificateur utilisé est un module NIM Ortec 572 [Ortec572, 2023] qui permet de mettre en forme un signal en agissant sur différents paramètres tels que le gain (jusqu'à 1500) et le *shaping time* (temps de mise en forme, de 0,5 à 10 μ s).

Multi Channel Analyser (MCA) et logiciel d'acquisition

Le MCA (Multichannel Analyzer) ainsi que son logiciel associé ont été développés par le Service Électronique du LPSC. Le MCA permet de convertir les amplitudes des impulsions en signal numérique sur 16 bits, tandis que le logiciel sert à représenter les données acquises sous forme d'histogrammes. Certains paramètres sont réglables, tels que le pré-temps ou pré-compte, qui arrête l'acquisition une fois cette valeur atteinte, ainsi que le seuil d'acquisition, qui filtre les amplitudes prises en compte.

Source de polarisations

Le détecteur est polarisé par un Keithley 6487 [Keithley, 2023] utilisé en mode source de tension. Il peut délivrer jusqu'à 500 V pour un courant de 2,5 mA.

3.1.3.2 Méthode

Dans le dispositif expérimental présenté sur la figure 3.4, le diamant, monté sur son porte échantillon (plaque PCB), est placé à l'intérieur d'une enceinte où règne un vide primaire (pression de quelques millibars). Le détecteur est positionné face à une source de ^{241}Am qui émet des particules alpha d'une énergie de 5,4 MeV. Comme décrit dans le chapitre 1, ces particules interagissent avec le diamant en créant des paires électron-trou. Cependant, à cette énergie, elles parcourent seulement quelques micromètres à l'intérieur du détecteur (de l'ordre de 15 μ m), ce qui est négligeable par rapport à l'épaisseur du détecteur (entre 300 et 550 μ m). Ainsi, le lieu de génération des porteurs de charges, lorsque les particules alpha se stoppent dans le diamant, peut être assimilé à un point proche de l'électrode exposée face à la source. Sous l'effet du champ électrique appliqué à l'échantillon, les porteurs dérivent. De plus, en fonction de la tension de polarisation appliquée, l'un des porteurs (par exemple l'électron) est immédiatement collecté par l'électrode la plus proche du point d'émission, l'autre (le trou dans ce cas-là), au contraire, se déplace sur toute l'épaisseur du diamant. Ce déplacement des charges génère un courant électrique. Celui-ci est mesuré par le préamplificateur. L'amplitude de l'impulsion résultante contient l'information sur la totalité de la charge collectée. Cette impulsion est ensuite mise en forme par l'amplificateur et traitée par le MCA, qui permet au logiciel d'accumuler les amplitudes de chacune d'entre elles (codées en mots de 16 bits) au sein d'un histogramme. La position du centre du pic obtenu est ajustée par une fonction gaussienne. La position du centre du pic de la distribution donne une information sur l'efficacité de collecte des charges (CCE) selon l'équation suivante :

$$CCE = \frac{Q_{\text{collectée}}}{Q_{\text{déposée}}} \quad (3.1)$$

où $Q_{\text{collectée}}$ représente la charges collectée par le dispositif et $Q_{\text{déposée}}$ représente la charges théorique déposé par la source au sein du substrat.

L'étalonnage se fait à l'aide d'un générateur d'impulsions : une série de signaux carrés d'amplitudes différentes est injecté dans une capacité de test de 1 pF. Le signal est amplifié par la chaîne électronique décrite précédemment. Un spectre composé de différents pics comme le montre la figure 3.5 (à gauche) peut être observé. Un programme a été développé dans le cadre de la thèse de A. Portier [Portier, 2023] qui permet d'ajuster chacun de ces pics avec une fonction gaussienne afin d'extraire une relation entre la moyenne de chaque distribution et la charge correspondante injectée dans la capacité d'entrée (figure 3.5 (à droite)). Pour convertir les spectres de collecte de charges en spectres d'énergie, on utilise l'énergie moyenne de création de paires qui est de l'ordre de 13,1 eV [Canali, 1979]. Une charge moyenne collectée de 67 fC est attendue pour obtenir une efficacité de collecte de charges égale à 100 %, ce qui correspond à une énergie mesurée de 5,4 MeV avec une source de ^{241}Am , ce qui est attendu pour les diamants sCVD [Pomorski, 2008].

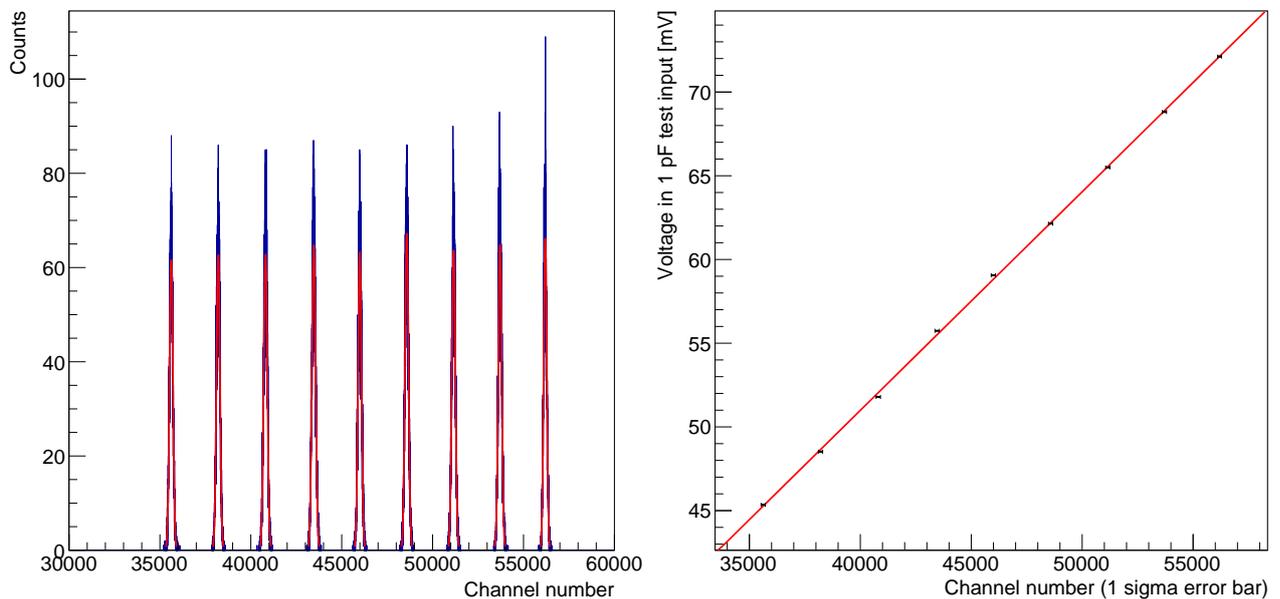


FIGURE 3.5 – Spectre d'étalonnage (à gauche) : chaque pic de ce spectre correspond à une quantité de charges injectée. Un programme a été développé afin de localiser les pics et de les ajuster avec une fonction gaussienne. Courbe de calibration (à droite) utilisée pour calibrer les diamants, figures extraites de [Portier, 2023]

La variation de cette efficacité de collecte de charges peut donc être étudiée à l'aide de cette méthode en fonction de la tension de polarisation appliquée au détecteur (incrémentations avec des pas de 100 V). L'écart-type de la fonction d'ajustement gaussienne, quant à elle, reflète la résolution en énergie du détecteur. Ce banc de test ainsi que son programme ont été développés au cours de la thèse de S. Curtoni [Curtoni, 2020].

3.1.3.3 Résultats

Je présente ici des résultats uniquement relatifs à des mesures que j'ai effectuées avec des diamants sCVD. En effet, les diamants pCVD, comme cela sera discuté dans le paragraphe suivant et sur la base de mesures antérieures [Curtoni, 2020], ne sont pas utilisables en spectroscopie alpha. Cela ne sera donc pas un critère que je vais utiliser pour effectuer une sélection parmi le lot de diamant pCVD disponibles en laboratoire.

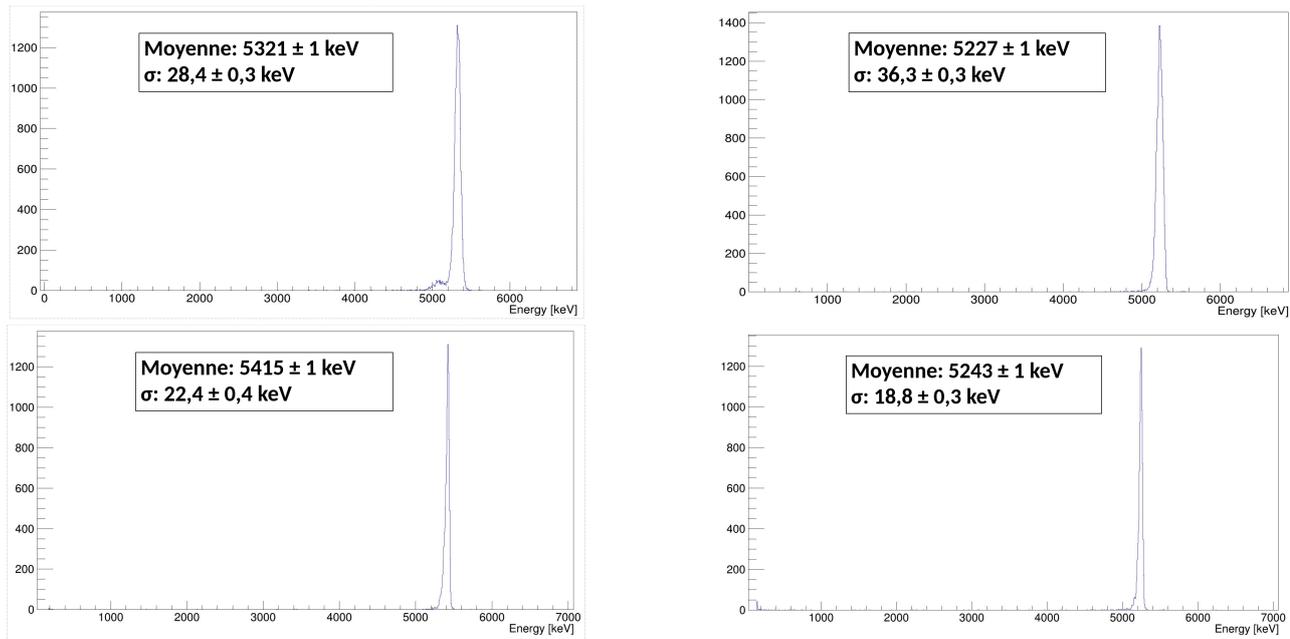


FIGURE 3.6 – Distributions de charges collectées sur les diamants sCVD devant la source alpha de 5,4 MeV, pour une tension de polarisation de 1 V/ μm .

Sur la figure 3.6, on peut observer la distribution de charges collectées sur tous les diamants sCVD candidats pour venir équiper la matrice de l'hodoscope. La tension de polarisation a été fixée à 1 V/ μm . On constate que la réponse du diamant sCVD se traduit par un pic étroit, proche de la valeur nominale attendue pour le dépôt d'énergie soit 5,4 MeV. De plus, l'écart-type (σ) de la gaussienne servant de fonction d'ajustement donne la résolution en énergie du détecteur pour cette énergie donnée. La moyenne de résolution observée sur les diamants sCVD de la matrice est de 31,5 keV, qui est une très bonne résolution en énergie pour un détecteur mais ici insuffisante pour distinguer chacune des raies de l' ^{241}Am [Pomorski, 2008], le diamant étant ici trop épais.

La variation de l'efficacité de collecte de charges (CCE) en fonction du champ électrique est également représentée dans la figure 3.7 pour un diamant sCVD. On peut observer qu'à partir d'un champ électrique d'environ 0,37 V/ μm , la collecte de charge atteint une valeur de saturation proche de 100 %. Cela indique que le diamant sCVD est très efficace pour collecter les charges générées par les particules alpha et maintient une efficacité de collecte élevée même à des champs électriques relativement faibles. Cette courbe est typique du comportement des diamants sCVD.

Les résultats sur l'efficacité de collecte de charge présentés précédemment confirment les résultats de la thèse de S. Curtoni [Curtoni, 2020]). On peut voir effet sur la figure 3.8 issue de sa thèse les spectroscopies alpha des différents types de diamant disponibles aujourd'hui (sCVD, DOI et deux pCVD venant de deux fabricants différents). Cette figure montre effectivement que les diamants sCVD sont les meilleurs en efficacité de collecte de charges. En effet on peut distinguer sur la figure 3.8, un pic fin centré sur la valeur de 67 fC qui correspond à une efficacité de collecte de charge de 100%, comme je l'ai souligné précédemment.

Les pCVD ont quant à eux une réponse qui ne restitue qu'une fraction de la charge déposée à l'intérieur du diamant, estimée de l'ordre 30% [Curtoni, 2020] pour un diamant E6 de qualité dite « détecteur ». Pour un diamant de moins bonne qualité, fourni par un autre fabricant, la

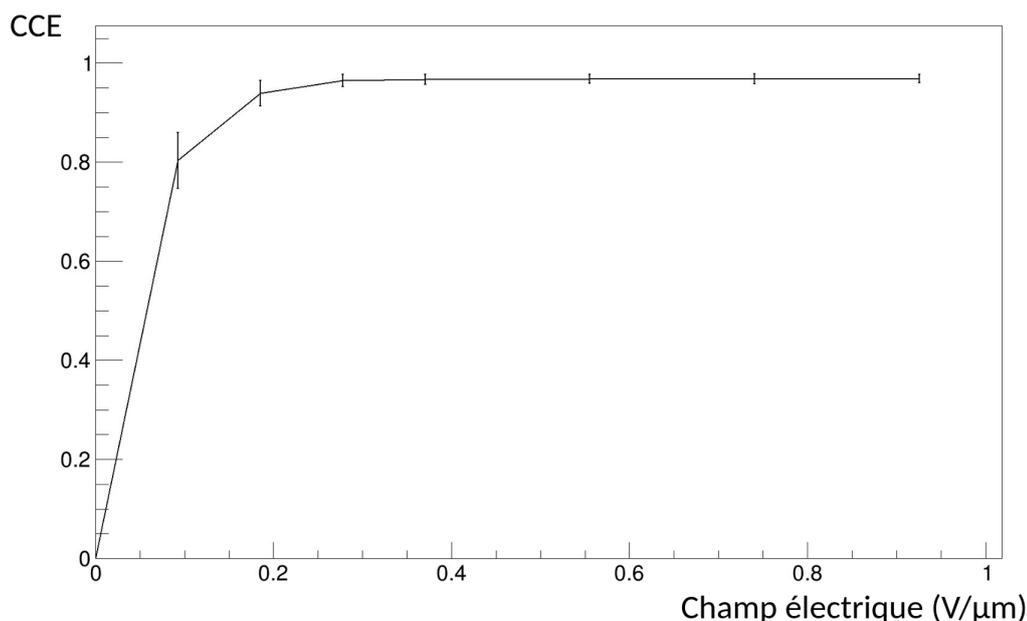


FIGURE 3.7 – Évolution de l'efficacité de la collecte de charges (CCE) en fonction du champ électrique appliqué sur un diamant monocristallin de 540 μm d'épaisseur.

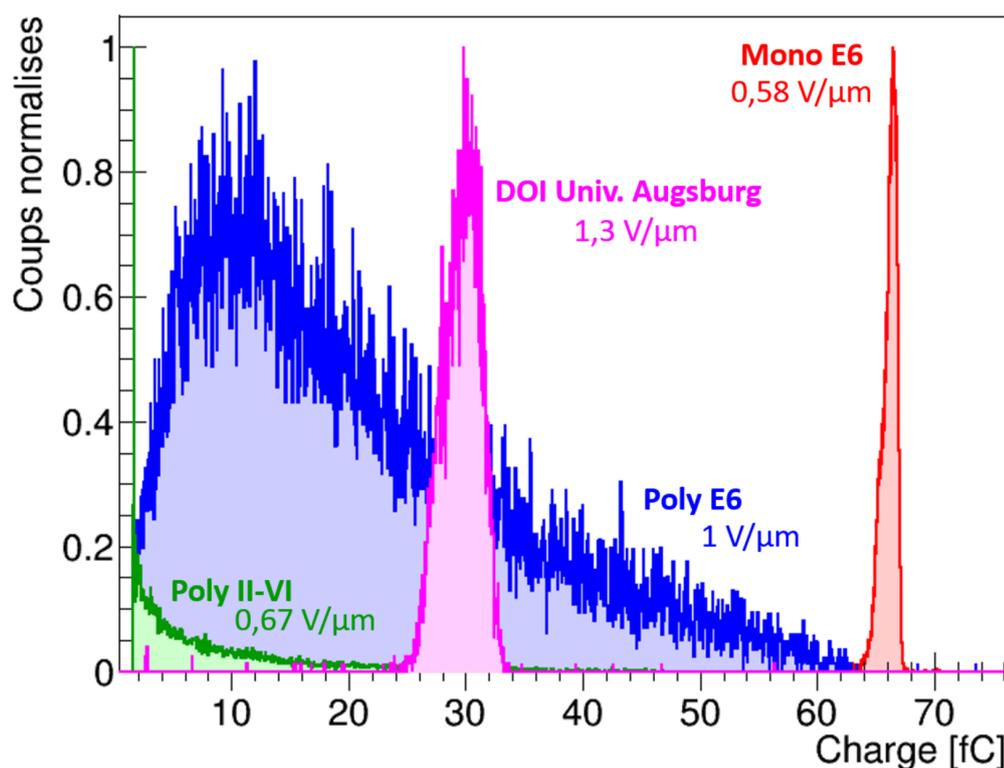


FIGURE 3.8 – Spectroscopie alpha de différents échantillons de diamants sous une source de ^{241}Am (Image extraite de [Curtoni, 2020]).

société II-VI, et vendu avec la mention *optical grade* la collecte de charges, est très faible voire quasi nulle. Ces mesures rendent compte de résultats obtenus avec des particules ionisantes qui s'implantent dans le diamant comme les particules alpha. Ce phénomène s'explique par des effets de polarisation [Portier, 2023] et la présence de nombreux défauts qui vont piéger les charges. Néanmoins, il a été montré dans [Curtoni, 2021], que pour des particules traversantes

(cas des ions aux énergies utilisées en hadronthérapie) les deux types de diamants « détecteur » et *optical grade* présentent peu de différence de comportement et peuvent être utilisés de manière indifférente. La seule restriction, dont j'ai déjà discuté, c'est que, à particule unique, ils ne seront pas adaptés pour la détection des protons (dépôt d'énergie de l'ordre du MeV pour des protons de 70 MeV). Ces détecteurs conviendront plus pour une utilisation avec des ions carbonés, par exemple de 400 MeV/nucléons, où on s'attend à un dépôt d'énergie de l'ordre de la dizaine de MeV dans une épaisseur de diamant de 300 μm .

Enfin, le **diamant DOI** semble présenter une efficacité de collecte de charges sensiblement meilleure (estimée de l'ordre 40% [Curtoni, 2020]) que celle des pCVD mais inférieure à celle des sCVD. De plus, des études menées dans l'équipe avant le démarrage de ma thèse [Gallin-Martel, 2021] ont montré non seulement le manque d'uniformité de la réponse des DOI sur leur surface de détection (défauts étendus de type dislocations) mais aussi une asymétrie entre le signal généré par les électrons (quasi inexistant) et celui généré par les trous (majoritaire). **Ces diamants ont donc été écartés dans le cadre de cette utilisation.**

3.1.4 Transcient Current Technique (TCT)

La TCT permet de mesurer la vitesse des porteurs de charges dérivant dans l'épaisseur du diamant, ce qui est directement lié à la rapidité de la réponse du détecteur. C'est une mesure importante afin d'avoir, in fine, d'excellentes résolutions temporelles pour le moniteur de faisceau.

3.1.4.1 Matériels

Le dispositif utilisé est représenté sur la figure 3.9. Les principaux éléments qui le composent sont décrits ci-après.

Préamplificateur courant-tension

Les préamplificateurs courant-tension servent à convertir le signal de courant généré par la dérive des porteurs de charges en un signal de tension amplifié. Différents préamplificateurs courant-tension peuvent être utilisés lors des caractérisations TCT : les CIVIDEC C2-HV [CIVIDEC, 2023], les DBA IV-R [Moritz, 2001], ainsi que les deux préamplificateurs développés au LPSC [Hoarau, 2021]. Les CIVIDEC et DBA sont alimentés en 12 V, tandis que ceux du LPSC sont alimentés en 6 V. Les seuls préamplificateurs qui ont été utilisés durant la caractérisation des résultats que je vais montrer sont les CIVIDEC C2-HV.

Systeme d'acquisition

Le système d'acquisition utilisé est un oscilloscope LeCroy présentant les caractéristiques suivantes :

- 4 voies disponibles, avec un déclenchement externe possible,
- une bande passante de 2 GHz,
- un échantillonnage à 20 Gs/s avec une numérisation verticale sur 8 bits, 11 bits avec une résolution améliorée.

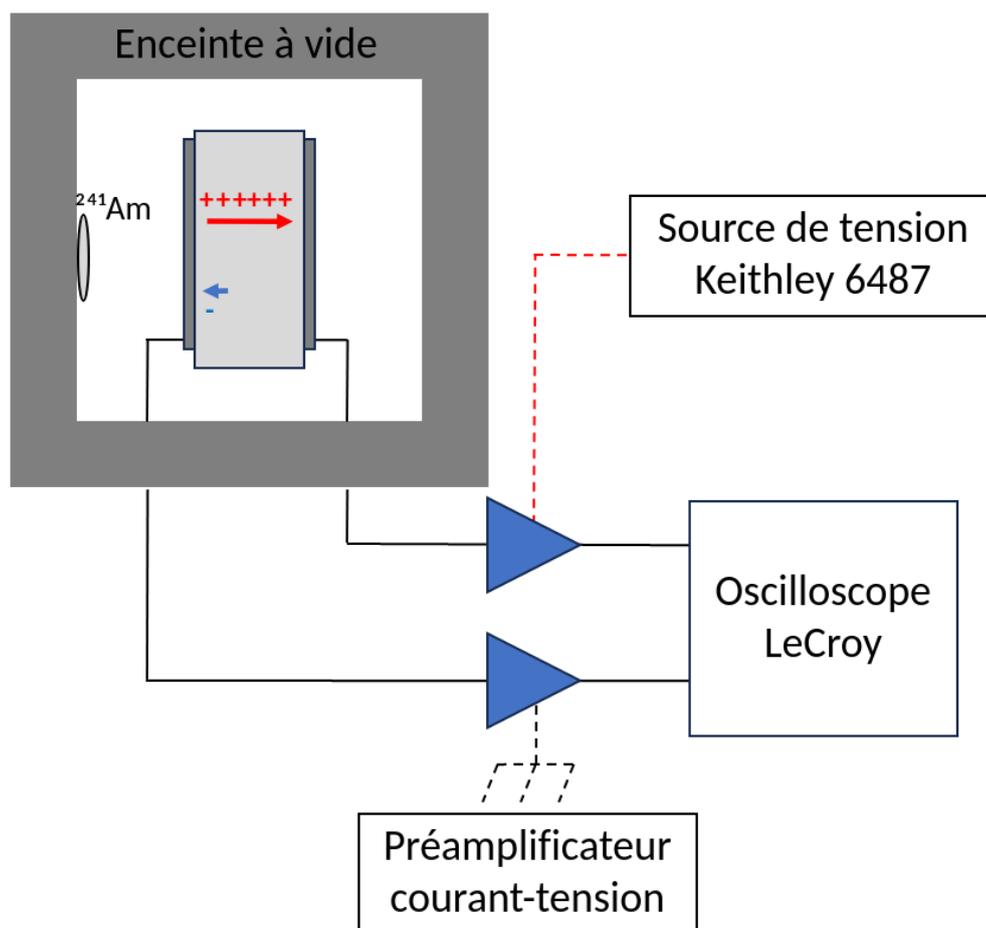


FIGURE 3.9 – Montage expérimental pour la mesure de mobilité des porteurs de charges en fonction de la tension de polarisation appliquée au détecteur.

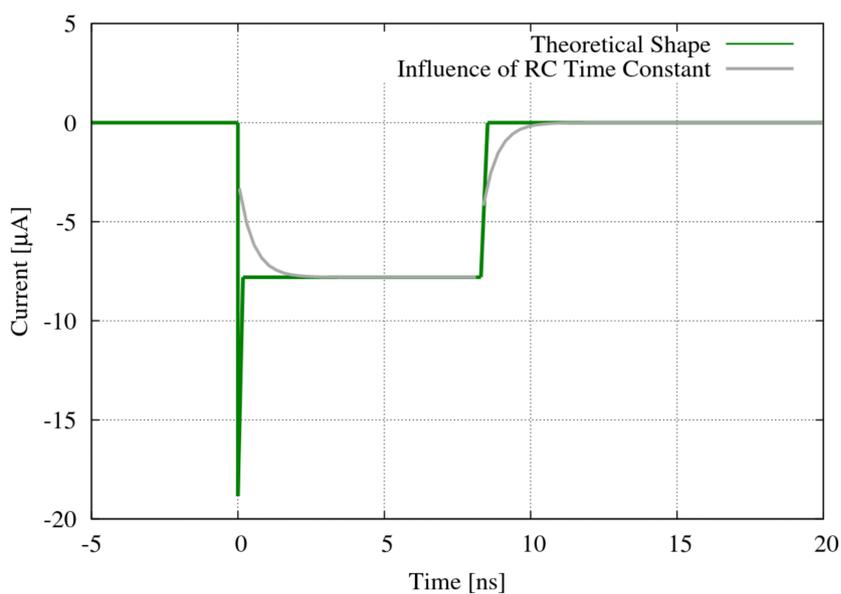


FIGURE 3.10 – Signal théorique obtenu pour une mesure de courant induit par une source ^{241}Am , sur un diamant sCVD pour un champ électrique appliqué de $1 \text{ V}/\mu\text{m}$ extraite de [Weiss, 2014].

3.1.4.2 Méthode

Le montage expérimental est présenté sur la figure 3.9. Le diamant est positionné et polarisé à l'intérieur d'une enceinte, maintenue à un vide primaire, tout en étant irradié par une source ^{241}Am . Le préamplificateur courant tension est placé à l'extérieur de l'enceinte. Son entrée est connectée au diamant, tandis que sa sortie est reliée au système de lecture.

Le principe de la technique TCT est d'étudier le courant induit par la dérive des charges dans le diamant. Comme décrit précédemment, lorsqu'une particule alpha interagit avec le détecteur, seulement l'un des porteurs de charges créé dérive sur toute l'épaisseur de l'échantillon. En l'absence de recombinaison ou de piégeage des charges, cela entraîne un courant constant pendant toute la dérive. Théoriquement, le signal observé est donc rectangulaire, comme illustré dans la figure 3.10 extraite de [Weiss, 2014]. La différence entre le début et la fin du signal donne le temps de dérive des charges à l'intérieur du détecteur.

Pour chaque valeur de tension, plusieurs centaines de traces sont enregistrées. Sur celles-ci, les différences en temps (montée versus descente) sont mesurées à mi-hauteur. Les valeurs obtenues correspondent à une estimation du temps de dérive des charges. Il dure généralement jusqu'à quelques dizaines de nanosecondes. Dans le cadre de nos mesures, ces temps sont enregistrés dans un histogramme. Différents spectres ont pu être obtenus en fonction des tensions de polarisation appliquées.

L'analyse des temps de dérive des charges à l'intérieur du détecteur permet d'évaluer la vitesse des porteurs de charges dans le matériau. Cette vitesse de dérive, v_{drift} , est directement liée à la mobilité des porteurs de charges (μ) et au champ électrique appliqué (E) selon la relation suivante :

$$v_{\text{drift}} = \mu \times E \quad (3.2)$$

Cette relation indique que la vitesse de dérive des porteurs de charges est proportionnelle au champ électrique appliqué. Le coefficient de proportionnalité est la mobilité du porteur de charge. Ainsi, en mesurant les temps de dérive des charges à différentes polarisations on mesure la vitesse associée. Ce banc de test a été développé au cours de la thèse de S. Curtoni [Curtoni, 2020].

3.1.4.3 Résultats

La figure 3.11 présente les traces moyennes obtenues pour toutes les valeurs de tension positives appliquées aux quatre diamants sCVD susceptibles de composer la matrice du détecteur. Ces traces correspondent aux courants générés par la dérive des électrons sur tout le volume actif. On peut observer que plus la valeur du champ électrique appliqué à l'échantillon est importante, plus l'amplitude du signal est élevée et plus il est bref. Cela est dû à l'augmentation de la vitesse des porteurs de charges avec l'intensité du champ électrique.

Des mesures réalisées avec des diamants pCVD (voir figure 3.12) montrent qu'on a un signal non pas carré mais triangulaire. Cette forme rend compte des défauts présents qui sont autant de pièges pour les charges lors de leur dérive. La méthode TCT ne peut s'appliquer pour les diamants pCVD.

La figure 3.13 illustre un exemple d'évolution de la vitesse de dérive des porteurs de charges en fonction du champ électrique, pour les deux porteurs de charges (trous et électrons). Dans

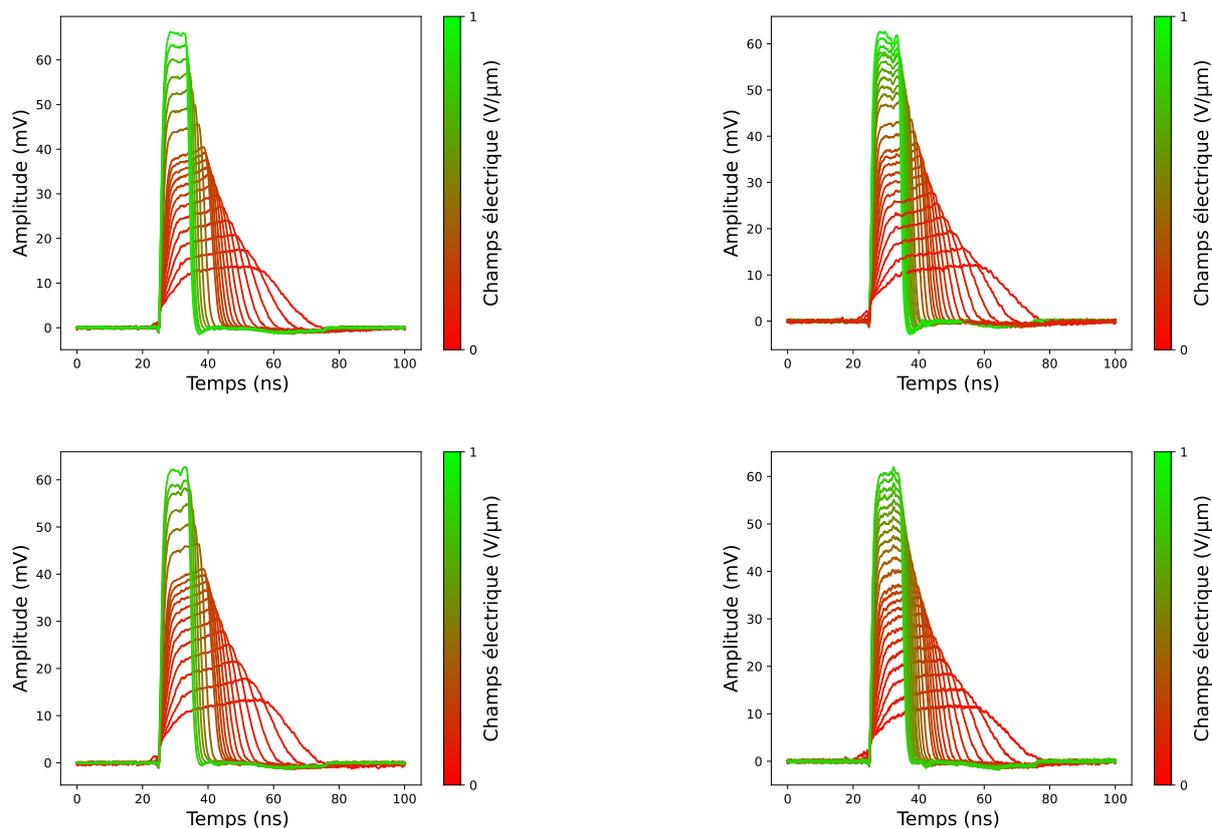


FIGURE 3.11 – Traces moyennes des signaux induits par les électrons, enregistrés sur chacun des diamants de la matrice de diamants sCVD en fonction du champ électrique appliqué ($\text{V}/\mu\text{m}$).

un premier temps, la relation définie par l'équation 3.2 est vérifiée. Cependant, lorsque le champ électrique augmente, la vitesse de dérive tend vers une valeur de saturation. Ce phénomène est modélisé par les travaux de [Caughey, 1967] et [Canali, 1975] qui expliquent que la relation 3.2 n'est vérifiée que pour les faibles valeurs de champ. Il est intéressant de noter que la vitesse de saturation est plus élevée pour les trous que pour les électrons, ce qui explique les différences d'amplitude entre les signaux observés dans la figure 3.11. De plus, la réponse de chacun des diamants de la matrice est semblable aux autres. Ces résultats montrent que l'augmentation du champ électrique appliqué au détecteur induit une augmentation de la vitesse des porteurs de charges, ce qui correspond à une diminution de la durée du signal. Cela peut être utilisé afin d'accroître la capacité de comptage du détecteur en limitant l'empilement des signaux. Un champ électrique proche de $1 \text{ V}/\mu\text{m}$ (qui sera utilisé lors des expériences) permet d'approcher la vitesse maximale des porteurs de charge au sein du détecteur et donc les signaux d'amplitudes les plus élevées (pour une énergie déposée donnée) et les plus courts.

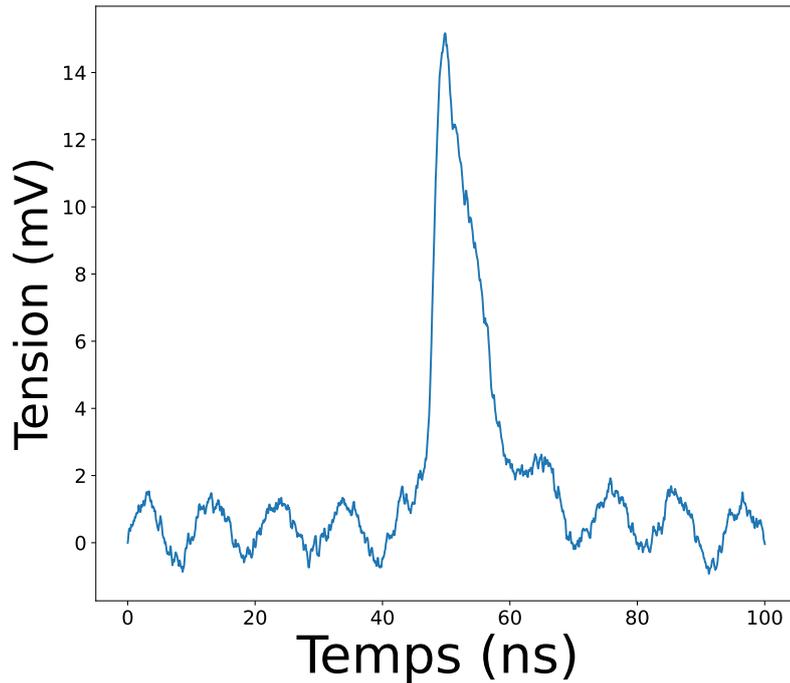


FIGURE 3.12 – Trace acquises sur le diamant pCVD d'une surface de 4 cm^2 avec un préamplificateur courant-tension CIVIDEC sous source d' ^{241}Am et polarisé à 500 V .

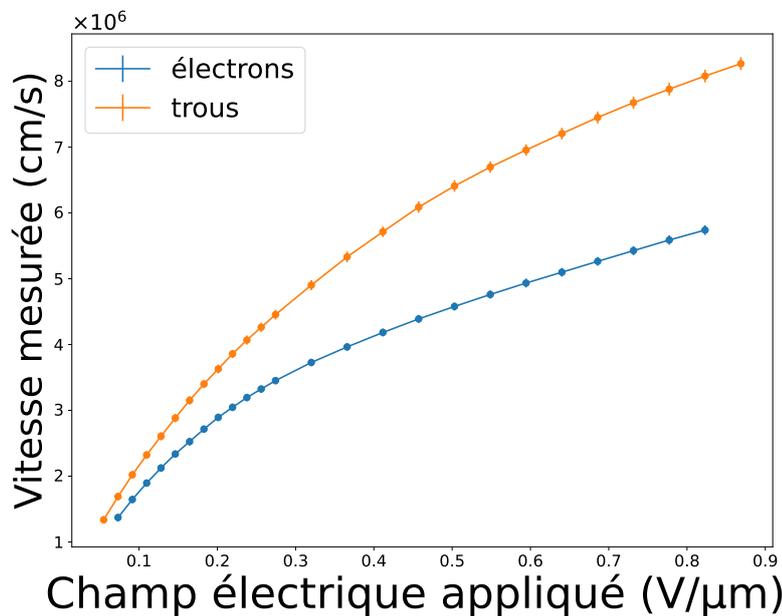


FIGURE 3.13 – Vitesses des porteurs de charges (cm/s) mesurées en fonction du champs électrique appliqué ($\text{V}/\mu\text{m}$) .

3.1.5 Discussion

Ces expériences ont permis de sélectionner les diamants qui seront utilisés pour les deux volumes actifs de l'hodoscope développé durant ma thèse.

Nous utilisons une matrice de 4 diamants sCVD d'une épaisseur de 540 μm . Leur efficacité de collecte de charges élevée (100 % mesuré en spectrométrie alpha) permet de générer un signal de forte amplitude, même pour les particules qui déposent peu d'énergie à l'intérieur du détecteur (comme les protons de 70 à 240 MeV). En revanche, le diamant pCVD avec une efficacité de collecte de charge de 30 %, mesuré en spectrométrie alpha, sera utilisé pour générer des signaux ne saturant pas lors de dépôts d'énergie importants. Ce sera le cas pour les ions carbone utilisés en hadronthérapie qui ont une énergie de 400 MeV/nucléon et qui déposent 10 fois plus d'énergie dans un diamant de 500 μm d'épaisseur qu'un proton de 70 MeV. De plus, sa plus grande surface disponible (jusqu'à 2 cm^2) permettra de couvrir une plus grande partie du faisceau.

3.2 Électronique

3.2.1 Préamplificateurs courant-tension

3.2.1.1 Matériels

Dans le cadre du développement de l'hodoscope diamant La lecture des détecteurs a long-temps été effectuée avec des préamplificateurs courant-tension provenant des fabricants CIVIDEC [CIVIDEC, 2023] et DBA IV-R [Moritz, 2001], qui ont permis d'obtenir d'excellents résultats en termes de résolution temporelle [Curtoni, 2020] [Curtoni, 2021]. Cependant, en raison du grand nombre de voies de lecture à équiper et de la puissance électrique dissipée par ces deux composants, nous avons développé au LPSC nos propres versions de préamplificateurs, en collaboration avec le Service Électronique (chapitre 2). Les performances de ces préamplificateurs sont décrites dans l'article [Hoarau, 2021]. Différentes versions ont été développées avec des gains différents, et les diagrammes de Bode représentatifs des performances des différents types (fournisseur) et versions (LPSC) des préamplificateurs sont comparés sur la figure 3.14.

Cette figure montre que les gains des préamplificateurs CIVIDEC (42 dB), DBA (43,3 dB) et de la première génération de préamplificateurs développée au LPSC (« LPSC_gen1 », 45 dB) sont proches, tandis que la deuxième génération de préamplificateurs LPSC (« LPSC_gen2 ») atteint un gain de 52,5 dB. Cependant, le facteur le plus impactant sur la résolution temporelle de ce composant est le rapport signal sur bruit. En maximisant ce rapport, on améliore la résolution temporelle du détecteur.

3.2.1.2 Méthode

Le montage expérimental utilisé pour quantifier le gain des préamplificateurs est décrit sur la figure 3.9. Différentes mesures de TCT ont été effectuées sur une même configuration (même diamant sCVD métallisé pleine plaque, même face irradiée et même polarisation appliquée) en utilisant les différents types de préamplificateurs décrits précédemment et en prenant soin d'équiper le diamant, sur ses deux faces, avec une paire identique de préamplificateurs. Un exemple de signaux obtenus est représenté sur la figure 3.15. La résolution temporelle est obtenue en cumulant, dans un histogramme, sur plusieurs centaines d'événements, les temps à mi-hauteur (front montant ou descendant selon que le signal soit positif ou négatif). Le résultat est ensuite ajusté à l'aide d'une fonction gaussienne. La valeur du paramètre σ , déduite de

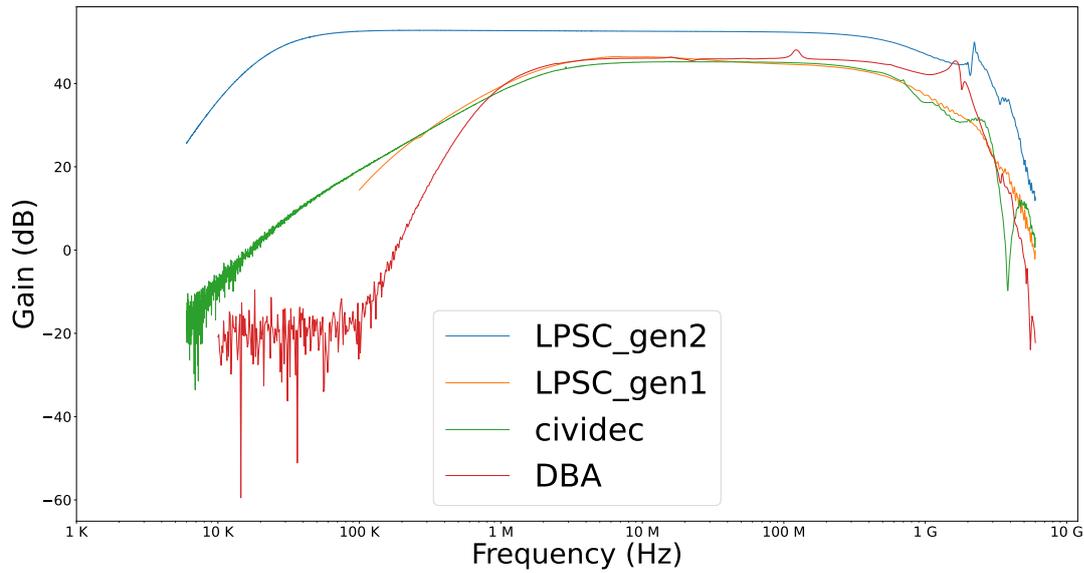


FIGURE 3.14 – Diagrammes de Bode obtenus avec les différents types de préamplificateurs courant-tension utilisés : les 2 versions de préamplificateurs développées au LPSC (« LPSC_gen1 » et « LPSC_gen2 ») ainsi que les préamplificateurs commerciaux (CIVIDEC et DBA).

l'ajustement, est prise, par convention, comme celle de la résolution temporelle de la distribution.

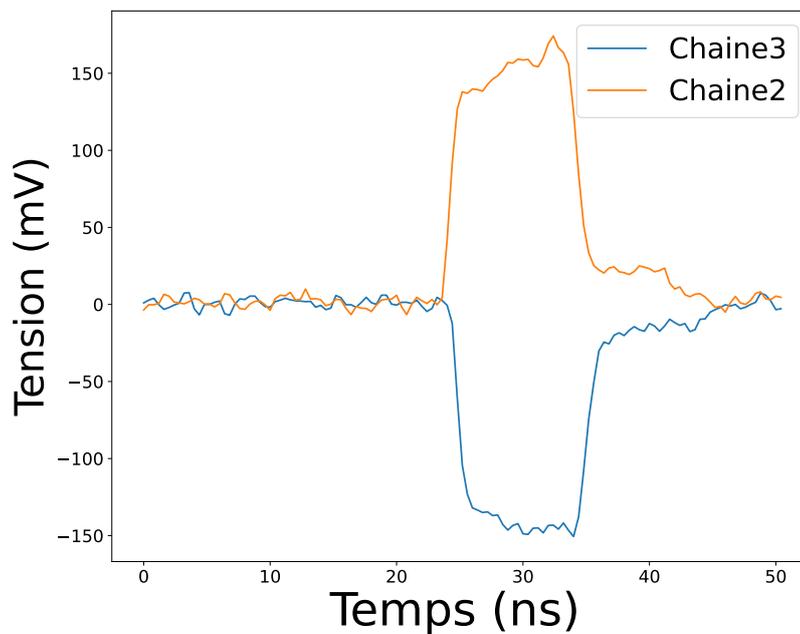


FIGURE 3.15 – Exemple de traces obtenues sur les deux faces d'un diamant sCVD pour un même événement grâce à un couple de préamplificateurs identiques (ici, LPSC 2ème génération).

3.2.1.3 Résultats

Tout d'abord, nous avons pu obtenir la trace moyenne pour chacun des préamplificateurs dans cette configuration, comme le montre la figure 3.16.

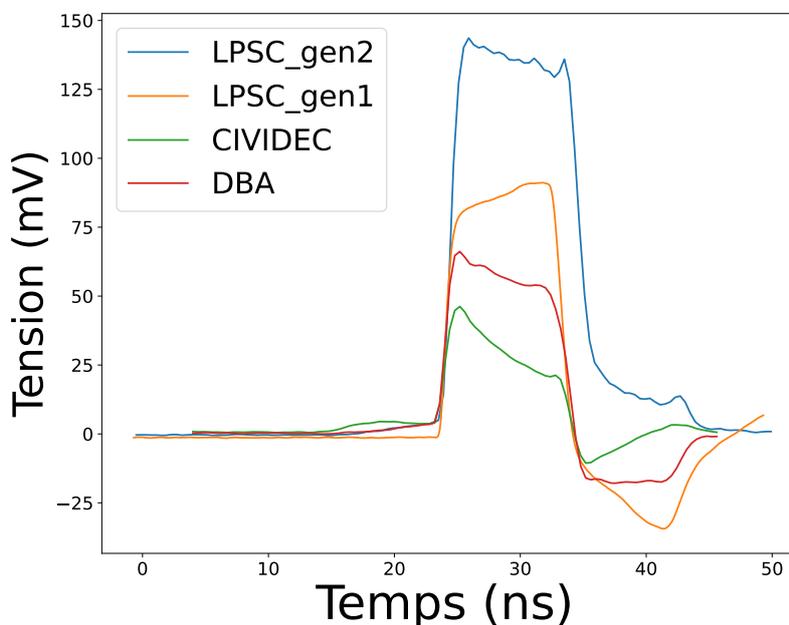


FIGURE 3.16 – Traces moyennes obtenues pour chacun des préamplificateurs utilisés.

On peut observer des différences par rapport au signal théorique que l'on devrait obtenir pour une telle irradiation (le signal rectangulaire illustré en figure 3.10). Ces déformations sont dues à certains changements effectués à l'intérieur du circuit des préamplificateurs (y compris pour les CIVIDEC) afin de les rendre moins sensibles aux radiations et d'éviter toute défaillance des composants du circuit suite à un éventuel claquage du diamant. Cependant, ces modifications électroniques n'entraînent pas de changement du front de montée du signal, et donc n'impactent pas la mesure de résolution temporelle. De plus, on peut constater la différence de gain entre les différents préamplificateurs. La deuxième génération développée au LPSC a un signal presque deux fois plus important que les autres.

Les histogrammes des différences de temps à mi-hauteur entre les signaux générés dans le diamant pour les quatre types de préamplificateurs utilisés sont représentés dans la figure 3.17, chacun avec sa fonction d'ajustement et la valeur du paramètre sigma correspondante.

On peut constater que même si le gain de la première génération de préamplificateurs développée au LPSC est supérieur à celui des préamplificateurs « commerciaux », une légère perte de résolution temporelle est observée en raison d'un bruit plus important (pour une puissance électrique dissipée bien inférieure) : le préamplificateur « LPSC_gen1 » conduit en effet à une résolution de 97,3 ps alors que la résolution des préamplificateurs commerciaux est plutôt de 80 ps environ. Cependant, le gain plus important de la deuxième version de préamplificateur développée au LPSC (« LPSC_gen2 ») permet d'améliorer aussi le rapport signal sur bruit et d'obtenir des performances bien supérieures (résolution de 52,5 ps) à celles obtenues avec les préamplificateurs CIVIDEC et DBA. À ce jour, ces deux versions de préamplificateurs développées au sein du laboratoire par le Service Électronique du LPSC ont pu être validées avec des perfor-

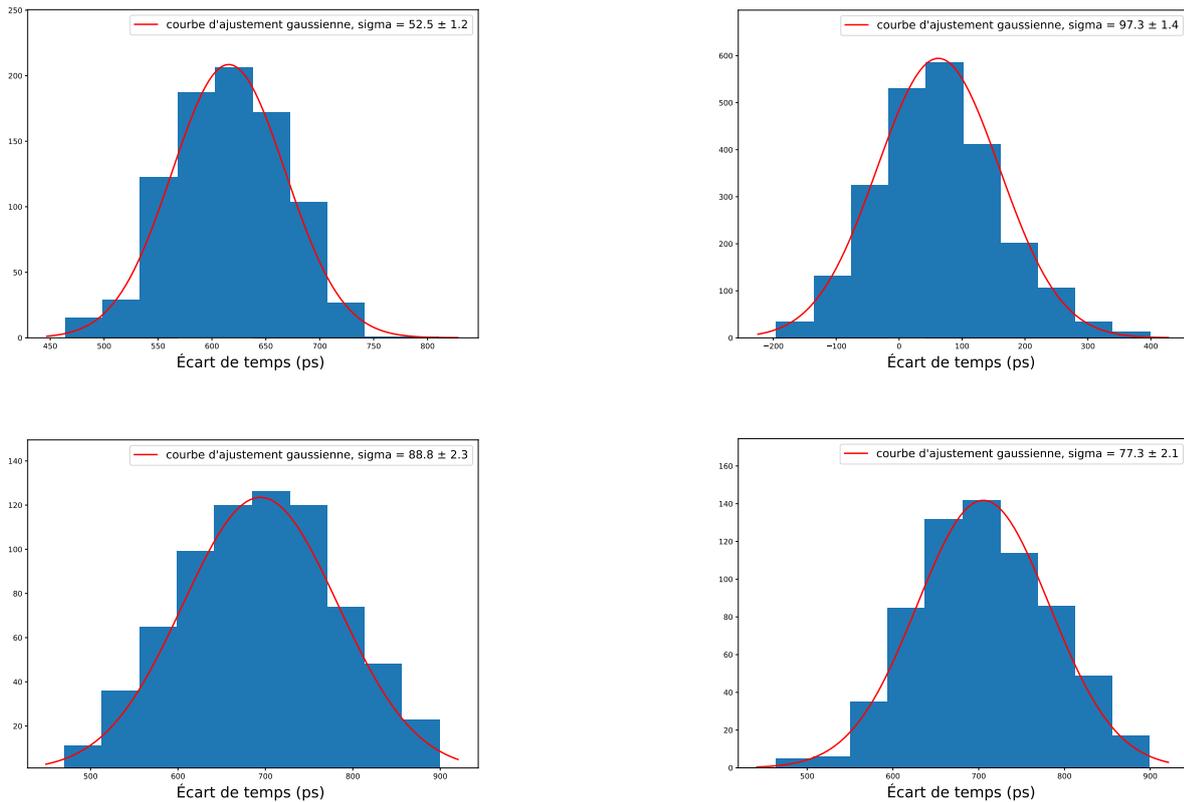


FIGURE 3.17 – Histogramme des écarts de temps mesurés entre les signaux générés dans le diamant lus à l’aide des différents préamplificateurs (en haut à gauche : « LPSC_gen2 », en haut à droite : « LPSC_gen1 », en bas à gauche : CIVIDEC, en bas à droite : DBA).

mances comparables, voire meilleures, aux préamplificateurs courant-tension utilisés jusqu’alors pour nos applications. Les deux gains disponibles permettent d’ajuster le signal de sortie de cette partie de l’électronique avec l’étage suivant (les DFC) en fonction de l’énergie déposée à l’intérieur du volume actif et donc de la quantité de signal généré (qui dépend de la particule observée ainsi que de son énergie). Une troisième version actuellement en préparation, avec un gain encore plus élevé, nous permettra d’augmenter encore la plage d’utilisation du détecteur.

3.2.2 DFC & TDC

Comme détaillé dans le chapitre 2, les discriminateurs à fraction constante (DFC) qui équipent les cartes de l’hodoscope ont été développés par le Service Électronique du laboratoire. Le but de cette partie est de quantifier la contribution de ce composant électronique sur une mesure de résolution temporelle. Cette influence dépend des réglages que l’utilisateur impose pour le déclenchement des DFC (seuil et *walk*). Comme détaillé dans le chapitre 2, les valeurs de paramètres demandées par l’utilisateur sont des valeurs de tensions. Cependant, il existe des *offsets* non quantifiables entre les paramètres demandés et ceux qui sont directement appliqués sur la carte. **Par conséquent, dans la suite de cette section, ces valeurs seront données en unités arbitraires.**

3.2.2.1 Matériels

Générateur de fonction

Le générateur de fonction utilisé est un **TGF4242** de [AimTTi, 2023], possédant deux voies de sortie et permettant de générer deux fonctions différentes synchronisées.

Électronique de lecture et logiciel d'acquisition

Toute la chaîne d'électronique de lecture du détecteur sera utilisée ici : les DFC, TDC ainsi que le logiciel d'acquisition développé permettant de varier les paramètres de déclenchement des DFC.

Oscilloscope LeCroy

Cet outil permet de visualiser les propriétés des fonctions générées qui seront envoyées sur les cartes électroniques et de mesurer la résolution intrinsèque du générateur de fonctions.

3.2.2.2 Méthode

Le dispositif expérimental est décrit en figure 3.18. Deux fonctions « crêteaux » sont générées par le générateur de fonction. Ces crêteaux restent en mode *on* pendant 10 ns, avec un temps de montée et de descente de 2,5 ns, et possèdent une fréquence de 1 kHz. L'un est positif tandis que l'autre est négatif, et ils sont envoyés sur deux DFC correspondant aux déclenchements respectifs sur des signaux positifs et négatifs. Pour la première partie de la caractérisation, l'amplitude maximale du signal est fixée à 120 mV, afin d'être certain que les signaux puissent déclencher les DFC.

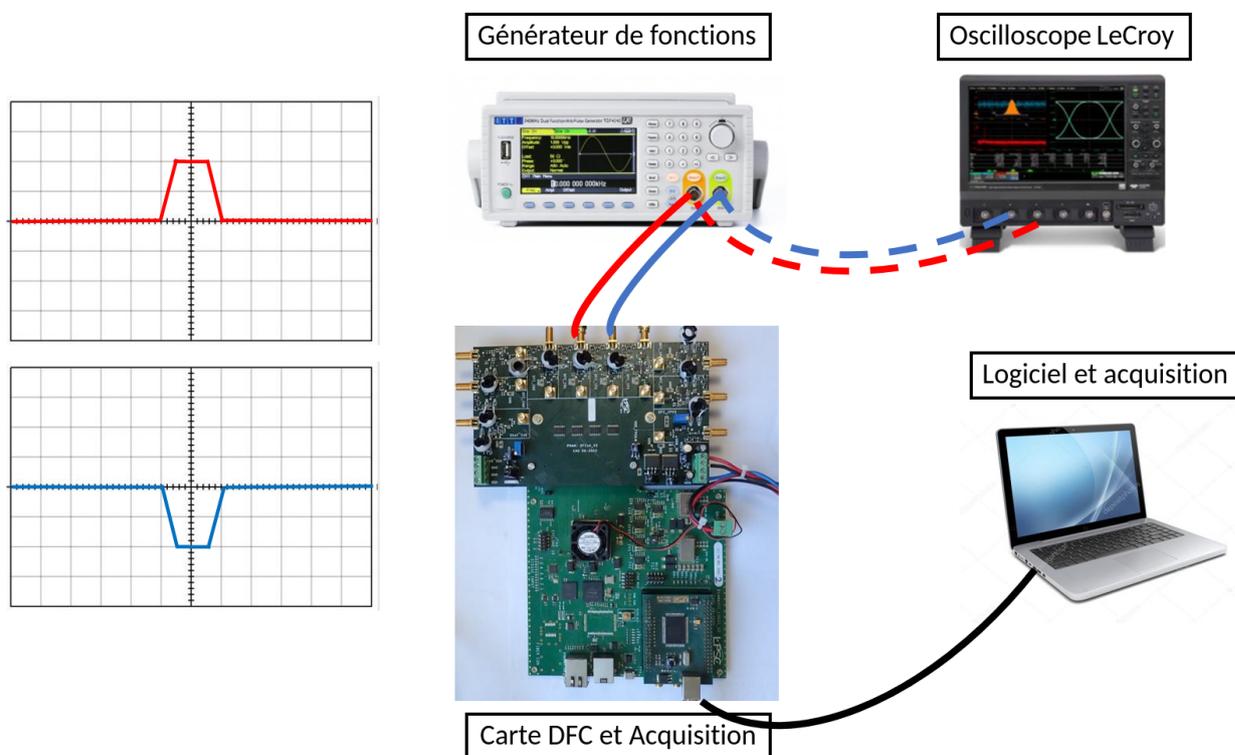


FIGURE 3.18 – Montage expérimental de la caractérisation de l'électronique (DFC/TDC).

Pour chaque couple de paramètres de seuil et de *walk*, une acquisition de 100 s est déclenchée. Comme le début et la fin de l'acquisition sont décidés par l'utilisateur, le temps d'acquisition est imprécis. Cependant, il sera utilisé pour étudier le nombre de déclenchements des DFC durant cette période et le comparer au nombre de déclenchements théoriques (ici 100 000), la durée d'acquisition a été fixée pour que cette imprécision sur le temps de mesure n'induisse une erreur que de 1 à 2 %. Un programme d'analyse python a été développé pour récupérer les données du fichier .txt généré pendant l'acquisition. Ce programme est capable de déterminer : quelles pistes/DFC ont été activées au cours de l'acquisition (ce qui sera utile pour faire une localisation spatiale des particules lors d'expériences), si elles ont été en coïncidence avec d'autres. Si c'est le cas, ce programme permettra alors de : comparer les temps d'acquisition des différents TDC, cumuler la différence de temps au sein d'un histogramme, puis ajuster cette distribution avec une fonction gaussienne. Le but est de trouver le couple optimal de paramètres des DFC (seuil et *walk*). Ensuite, nous utiliserons ce couple optimal pour faire varier les amplitudes des impulsions et déterminer la limite de déclenchement.

La résolution temporelle induite par le générateur de fonctions a été déterminée par l'acquisition de traces des impulsions par le DSO LeCroy et un programme d'analyse. Elle a été mesurée à 54,6 ps (écart-type σ de la gaussienne résultante). Nous pourrions donc calculer la contribution due à l'électronique de lecture en utilisant la formule suivante :

$$\sigma_{\text{mes}}^2 = \sigma_{\text{élec}}^2 + \sigma_{\text{gén}}^2 \quad (3.3)$$

où σ_{mes} est la résolution mesurée qui résulte de la combinaison des résolutions intrinsèques de l'électronique $\sigma_{\text{élec}}$ et du générateur $\sigma_{\text{gén}}$.

3.2.2.3 Résultats

Les deux figures suivantes résument tous les résultats obtenus avec les différents couples de paramètres des DFC. La première figure (figure 3.19) représente la proportion d'événements rejetés (sur les 100 000) en fonction de chaque couple de paramètres. Les valeurs proches de 100 % montrent qu'au moins l'une des deux voies n'était pas capable de déclencher sur les impulsions envoyées par le générateur de fonctions pour ce couple. Cependant, on peut constater une grande plage d'utilisation du dispositif pour des seuils compris entre 0 et 50 et des *walk* supérieurs à 10. Un plateau de taux de rejet d'événement apparaît à 2 %, ce qui est dû à la fois à l'incertitude de mesure sur le temps de l'acquisition et au fait que l'une des deux voies de l'électronique peut parfois déclencher deux fois sur une même impulsion (mais cela reste rare).

La deuxième figure (figure 3.20) représente les valeurs de résolution temporelle obtenues pour chaque couple de paramètres seuil/*walk*, avec une incertitude d'environ 1 ps pour chaque mesure. On peut constater que globalement, les résultats obtenus sont très bons, avec des résolutions de l'ordre de 65 ps à 75 ps mesurées pour des valeurs de *walk* inférieur ou égal à 30, ce qui donne une contribution de l'électronique après déconvolution (équation 3.3) entre 35 ps et 51 ps. On constate également que le dispositif est plus efficace pour les basses valeurs de *walk* et que la résolution temporelle semble indépendante de la valeur de seuil (comme attendu avec un DFC).

L'analyse de l'ensemble des mesures a permis de conclure qu'une diminution de la valeur des amplitudes des impulsions entraîne une diminution de la résolution temporelle et une augmentation du taux de rejet des événements. Cela est illustré par la figure 3.21. Afin que le dispositif puisse déclencher, il est donc nécessaire que les amplitudes des signaux d'entrée soient d'au

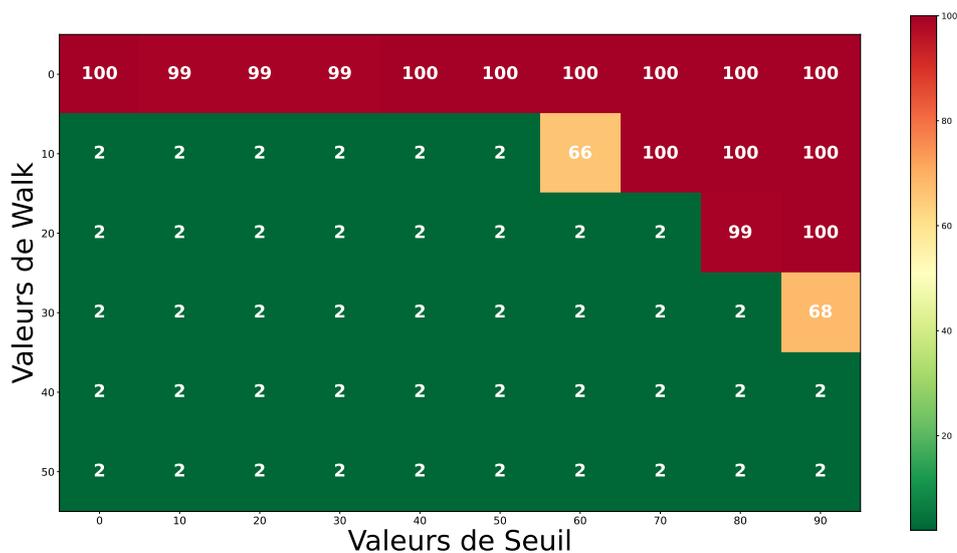


FIGURE 3.19 – Proportion (en %) d’événements rejetés en fonction des paramètres de seuil et de *walk* de l’acquisition en unités arbitraires.



FIGURE 3.20 – Résolution temporelle (en ps) obtenue en fonction des paramètres de seuil et de *walk* de l’acquisition en unités arbitraires (« inf » signifie une résolution temporelle supérieur à 300 ps ou l’impossibilité de la calculer devant le faible nombre de coïncidences). Pour chacune des mesures une incertitude d’environ 0,6 ps a été mesurée sur le paramètre sigma de la gaussienne.

moins 80 mV. Cependant, dans le but d’avoir une résolution temporelle en adéquation avec la valeur indiquée dans le cahier des charges, c’est-à-dire environ 100 ps, les amplitudes à l’en-

trée du DFC doivent encore être augmentées. Une résolution mesurée de 81 ps pour 100 mV d'amplitude correspond à une résolution intrinsèque de l'électronique de 60 ps.

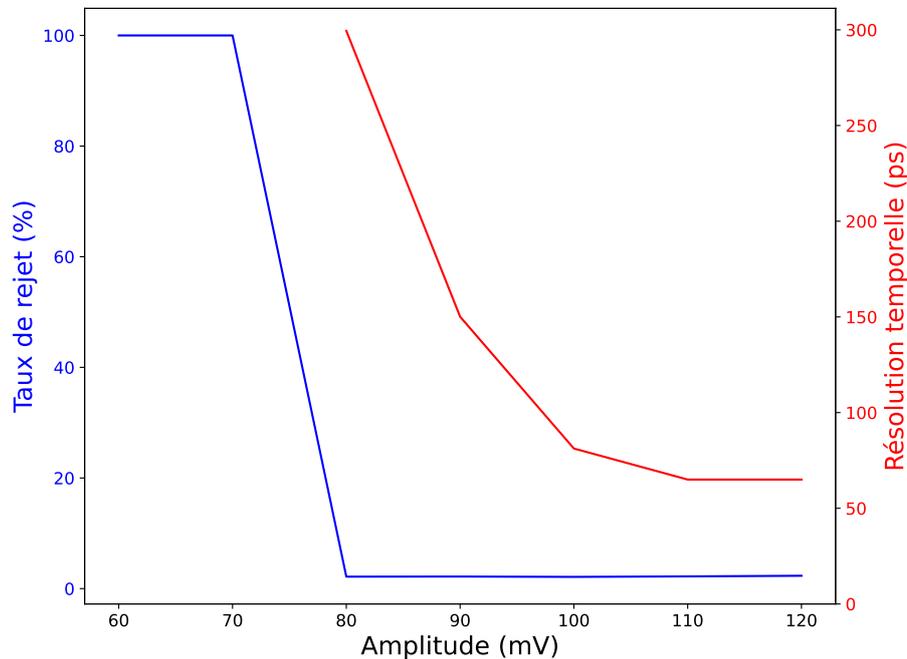


FIGURE 3.21 – Résolution temporelle mesurée et taux de rejet obtenus entre les deux chaînes de lecture en fonction de l'amplitude d'entrée des impulsions.

3.2.3 Discussion

Les différents éléments qui constituent la chaîne d'électronique de l'hodoscope ont été développés par le Service Électronique du LPSC. Ils ont été caractérisés en laboratoire. Les résultats de cette section nous permettent de conclure sur les performances des différents dispositifs.

Dans un premier temps, nous avons montré que les performances des préamplificateurs de première génération sont équivalentes à celles des préamplificateurs dit « commerciaux », tout en ayant une puissance électrique dissipée inférieure. De plus, la deuxième génération de préamplificateurs, avec son gain plus élevé, permet d'améliorer le rapport signal sur bruit et d'obtenir une résolution temporelle entre les deux faces d'un diamant sCVD de 52,5 ps sous irradiation par une source d'alpha de ^{241}Am . Le développement d'une troisième génération avec un gain encore plus élevé pourrait permettre d'améliorer encore ces résultats et offrir plus de flexibilité au détecteur en ayant trois versions de carte mère, chacune avec un gain différent.

Les caractérisations des DFC et TDC ont montré une large plage de paramètres d'utilisation de ces cartes électroniques avec une très bonne résolution temporelle. L'objectif des 100 ps peut être atteint. Cependant, une contrainte sur les performances des préamplificateurs apparaît avec la nécessité d'avoir des impulsions d'au moins 100 mV pour déclencher le processus d'acquisition avec de bonnes performances (60 ps de résolution temporelle).

En combinant les résolutions obtenues avec les différents préamplificateurs développés au LPSC (97,3 ps pour le « LPSC_gen1 » et 52,5 ps pour le « LPSC_gen2 ») ainsi que celle qui

définit la limite de déclenchement des DFC à haute résolution temporelle (60 ps), on obtient une résolution temporelle de 114 ps (avec le préamplificateur « LPSC_gen1 ») et 80 ps (avec le préamplificateur « LPSC_gen2 ») pour l'ensemble « préamplificateur-DFC-TDC », ce qui correspond au cahier des charges imposé au détecteur. Cependant, ces résultats dépendent fortement de la quantité d'énergie déposée au sein du détecteur (et donc du signal généré). Une réduction de l'énergie déposée entraîne une baisse du rapport signal sur bruit. Cela montre la nécessité d'une version à plus fort gain pour les particules qui déposent moins d'énergie au sein du détecteur (par exemple, des protons de 65 MeV ne déposent que 1,7 MeV au sein d'un diamant de 500 μm). D'autre part, ces performances pourraient encore être améliorées pour une utilisation de l'hodoscope avec des faisceaux de particules qui déposent plus d'énergie, comme c'est le cas notamment avec les ions carbone (rapport 10 entre des ions de 400 MeV/nucléon et des protons de 65 MeV).

3.3 Conclusion

Les différents dispositifs de caractérisation des volumes actifs diamant disponibles au laboratoire, à savoir :

- banc de mesure des courants de fuite,
- banc de spectroscopie alpha
- et banc TCT (mesure la vitesse de dérive des charges dans le substrat),

ont donc permis de sélectionner des diamants sCVD et, dans une moindre mesure, pCVD, en fonction de leurs performances mesurées dans le but d'équiper la partie active du prototype d'hodoscope diamant.

En ce qui concerne les éléments qui constituent la chaîne électronique de lecture de l'hodoscope, j'ai interagi avec les ingénieurs du service électronique du LPSC qui les ont conçus. J'ai contribué à les caractériser de manière systématique sur des bancs dédiés. La discussion des résultats obtenus a contribué à l'amélioration de leurs performances par itérations successives entre les différentes versions de chaque maillon (preamplificateur courant-tension, DFC et TDC) de la chaîne. Les préamplificateurs de tension ont été connectés aux porte échantillons des substrats diamant et le banc alpha TCT a permis l'observation des signaux induits permettant une appréciation des performances de ces derniers notamment en termes de gain. Ces deux facteurs sont deux éléments clés pour pouvoir, avec l'hodoscope, être en mesure de détecter la particule unique, notamment en faisceaux de protons (signaux plus faibles qu'en ion carbone car les dépôts d'énergie dans le détecteur sont plus faibles aux énergies des ions incidents utilisées en centre clinique) et ainsi déclencher la suite de la chaîne d'électronique. La validation du fonctionnement des cartes DFC et TDC, conformément au cahier des charges (i.e. une résolution temporelle entre deux voies de 100 ps environ), a été obtenue en émulant le signal diamant par un générateur de fonctions. Cela a permis notamment de déterminer la valeur minimale requise de l'amplitude du signal (80 mV) en sortie de l'étage de préamplification pour rendre optimal le déclenchement du DFC (efficacité de 100 %). Par ailleurs, une valeur « seuil » du signal diamant amplifié a été déterminée (environ 95 mV) pour que la mesure de résolution temporelle (TDC) soit inférieure ou égale aux 100 ps requis. En conséquence, cela implique, pour le préamplificateur courant-tension, un gain, a priori, d'au moins 55 dB. L'étude menée a souligné l'importance de l'ajustement des deux paramètres qui gouvernent le fonctionnement

du DFC : les paramètres seuils et *walk*, il faudra en tenir compte lors des tests en faisceaux de l'hodoscope, chapitre que je vais à présent aborder.

4

Caractérisation de prototypes sous faisceaux de protons de 70 MeV

Ce chapitre présentera l'ensemble des résultats obtenus au cours d'expériences sous faisceaux de protons de 70 MeV, en régime de particule unique, au cyclotron d'ARRONAX. L'objectif était d'évaluer successivement les performances du détecteur, en terme de résolution temporelle, en sortie de l'étage de préamplification, puis en sortie de toute la chaîne électronique de traitement des données (DFC - TDC) afin d'optimiser la conception du premier prototype d'hodoscope. L'ensemble des résultats obtenus est synthétisé dans le tableau 4.1 en fin de chapitre.

Bien qu'il existe deux types de volumes actifs pour l'hodoscope : sCVD et pCVD, je rapporterai dans cette partie uniquement sur les tests des premiers sous faisceaux. En effet, comme je l'ai souligné précédemment, les diamants pCVD ne peuvent être utilisés pour la détection de protons de 70 MeV à la particule unique. Leur efficacité de détection est trop faible aux faibles dépôts d'énergie (les diamants pCVD seront testés ultérieurement en faisceau de carbone).

4.1 Le cyclotron d'ARRONAX

L'ensemble des résultats que je montrerai au cours de ce chapitre provient d'expériences qui ont eu lieu à ARRONAX, situé à Nantes. ARRONAX signifie « Accélérateur pour la Recherche en Radiochimie et Oncologie à Nantes Atlantique » et est une plateforme de recherche et développement de la médecine nucléaire et la production de radioisotopes. Elle est équipée d'un cyclotron C70 fabriqué par la société IBA [IBA, 2023]. Ce cyclotron est capable de délivrer différents types de particules : protons, alphas et deutons, jusqu'à des énergies respectivement de 70, 60 et 35 MeV, avec des courants maximaux respectivement de 375, 70 et 50 μ A. La fréquence de ce système est de 30,475 MHz, les paquets de particules sont donc espacés d'environ 33 ns. La particularité de ce cyclotron est qu'il est équipé d'un pulseur permettant de conformer le faisceau en impulsions de durée variable (dit pour durée du train) et espacées aussi d'une durée variable (dit pour durée inter trains), comme le montre la figure 4.1. Cette conformation du faisceau s'effectue à l'aide d'un fort champ magnétique permettant de dévier la trajectoire des particules afin qu'elles n'atteignent pas la sortie faisceau. Ce mode de délivrance des faisceaux sera utilisé dans la seconde partie de ce manuscrit. Pour le test des prototypes d'hodoscope, uniquement le mode continu a été utilisé.

4.2 Dispositif expérimental

Le faisceau est extrait à l'air libre, au sein de la casemate, permettant d'y installer le dispositif expérimental mis en place qui est illustré par la figure 4.2. Le faisceau de protons passe à travers

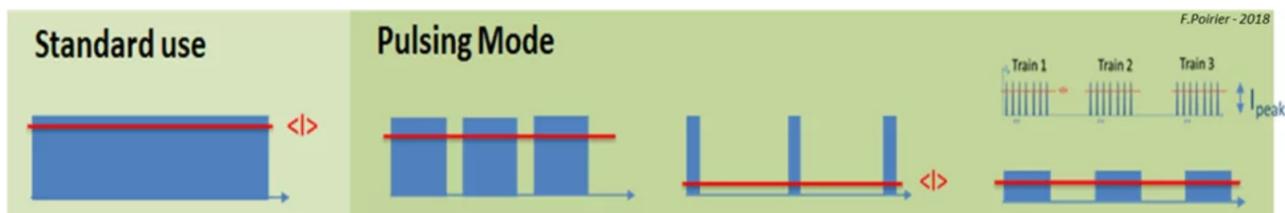


FIGURE 4.1 – Principe du pulseur, image extraite de [Poirier, 2019].

un collimateur de 2 mm de diamètre, puis une chambre d'ionisation capable de déterminer l'intensité du faisceau et donc le nombre moyen de protons par période du cyclotron. Ensuite, il traverse un montage pouvant être composé d'un ou de deux diamants sCVD d'une épaisseur d'environ $550 \mu\text{m}$ avec une métallisation dite « pleine plaque » positionnés l'un derrière l'autre ou du premier prototype d'hodoscope équipé de la matrice 4-sCVD.

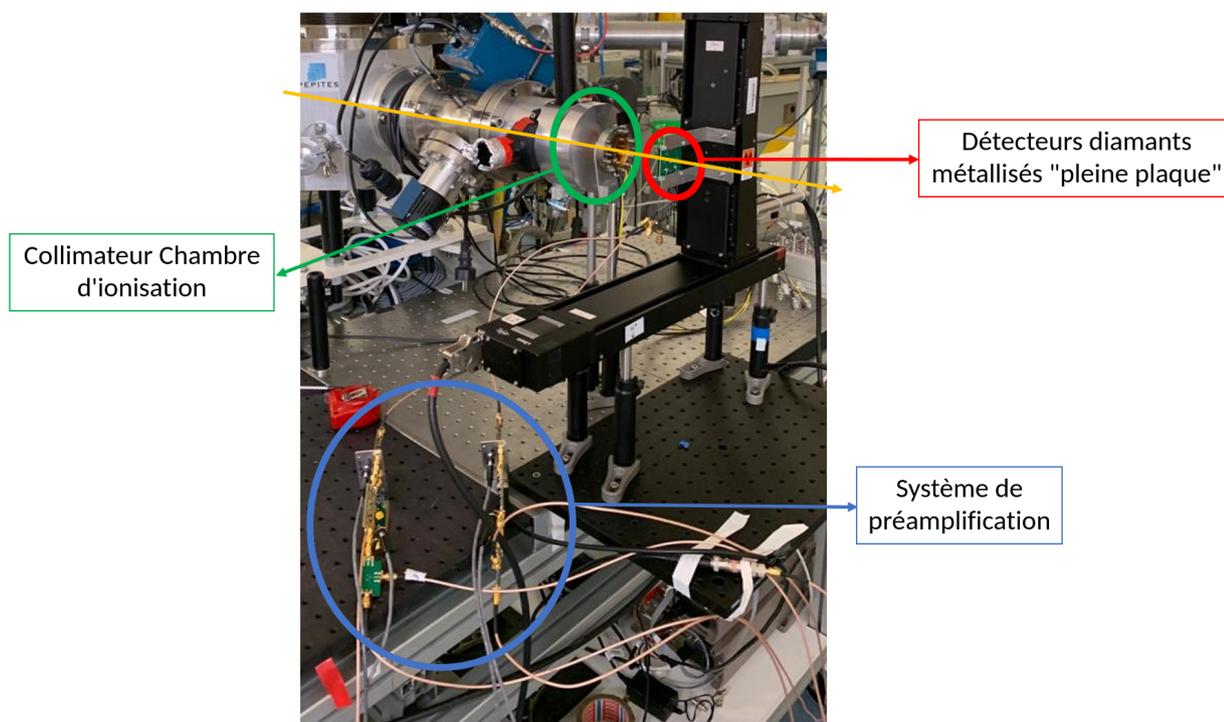


FIGURE 4.2 – Dispositif expérimental.

Lors de ces différentes expériences, les signaux générés dans le diamant sont systématiquement amplifiés à l'aide des préamplificateurs conçus au LPSC et sont lus par le DSO LeCroY déjà utilisé lors des caractérisations en laboratoire, comme détaillé dans le chapitre 3 ou par l'ensemble constitué des cartes DFC et TDC développées en laboratoire. Ces dispositifs sont placés au plus près des détecteurs afin de limiter l'atténuation des signaux dans la connectique, mais suffisamment loin pour limiter également leur endommagement par une exposition aux rayonnements ionisants. Des câbles de 3 m ont donc été utilisés. L'écran de l'oscilloscope ou la carte TDC sont reliés via une liaison ethernet à la salle d'acquisition, permettant un contrôle à distance et l'enregistrement nécessaire des données. Les sources de polarisation et d'alimentation utilisées sont également identiques à celles employées lors des tests en laboratoire : un Keithley 6487 dont la tension est fixée à 500 V pour chacun des diamants, et un module basse-tension HAMEG HMP 4030.

L'objectif étant de déterminer les performances des différents éléments qui constituent le détecteur en associant un temps de passage à chacun des protons le traversant, l'intensité du faisceau a été fixée à 1 pA (lue sur la chambre d'ionisation). À cette intensité, le nombre moyen de protons par paquet est de 0,2 (distribution de Poisson) et la probabilité d'avoir plus d'un proton au sein du même paquet est inférieure à 2%. Ce réglage permet de déterminer la résolution temporelle du signal induit par le passage d'un proton unique au sein du volume actif en diamant. Une intensité plus élevée aurait résulté en la sommation de chacun des signaux de tous les protons, ce qui aurait rendu impossible leur différenciation et aurait entraîné une convolution de la mesure de temps avec la largeur en temps du paquet de protons, dégradant ainsi la mesure.

4.3 Étage de préamplification

4.3.1 Préamplificateurs à grand gain : 55 dB

Dans un premier temps, un seul diamant a été fixé face au faisceau. Chacune de ses faces a été connectée à un préamplificateur développé au LPSC.

Nous avons montré dans le chapitre 3 que l'amplitude moyenne des signaux conduisant au déclenchement des DFC avec une efficacité proche de 100 % est de 100 mV. En conséquence, le préamplificateur que nous avons retenu pour ces tests est celui de plus grand gain soit 55 dB. Le montage est illustré par la figure 4.3.

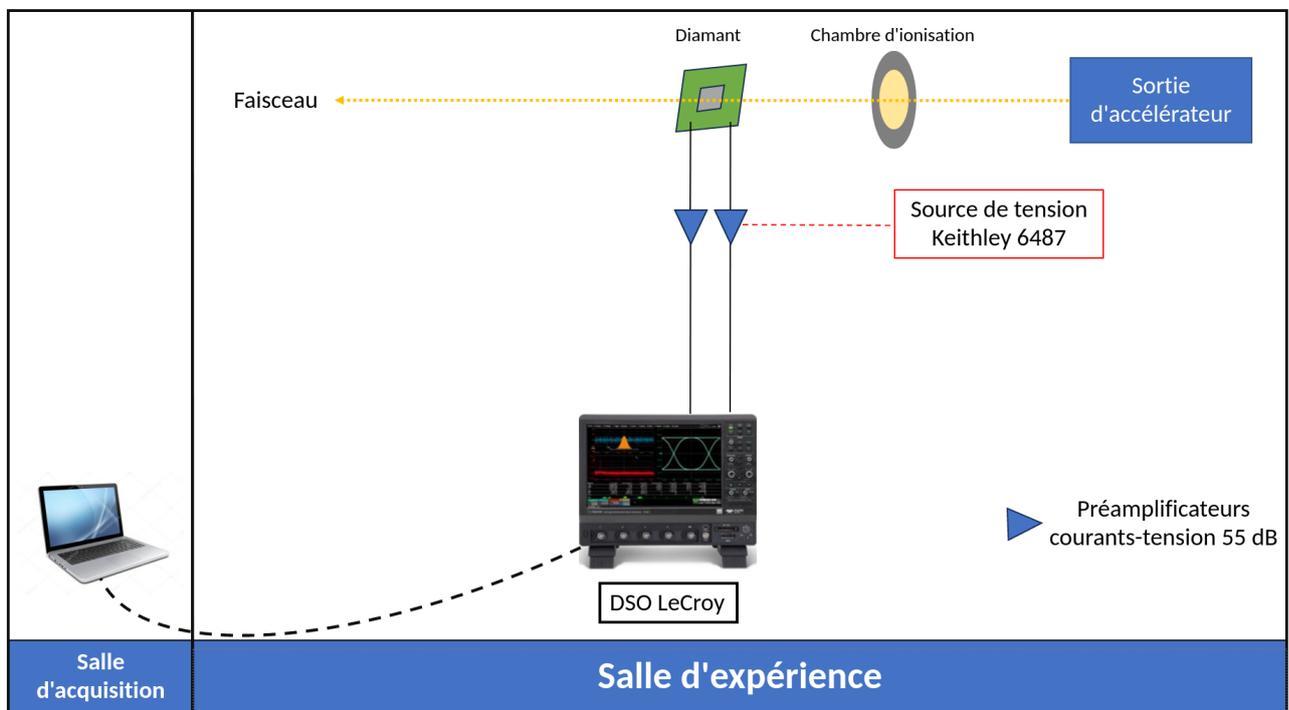


FIGURE 4.3 – Schéma de l'expérience avec un unique diamant face au faisceau permettant de mesurer la résolution temporelle en sortie de l'étage de préamplification.

Un enregistrement d'environ 1000 traces du signal généré par un événement à 1 proton détecté sur les deux faces du diamant a été effectué. Le déclenchement de l'acquisition était réglé sur 25 mV, ces amplitudes d'environ 100 mV sont les plus faibles enregistrées montrant que ce

sont des signaux générés par un unique proton incident. La figure 4.4 représente l'un de ces événements.

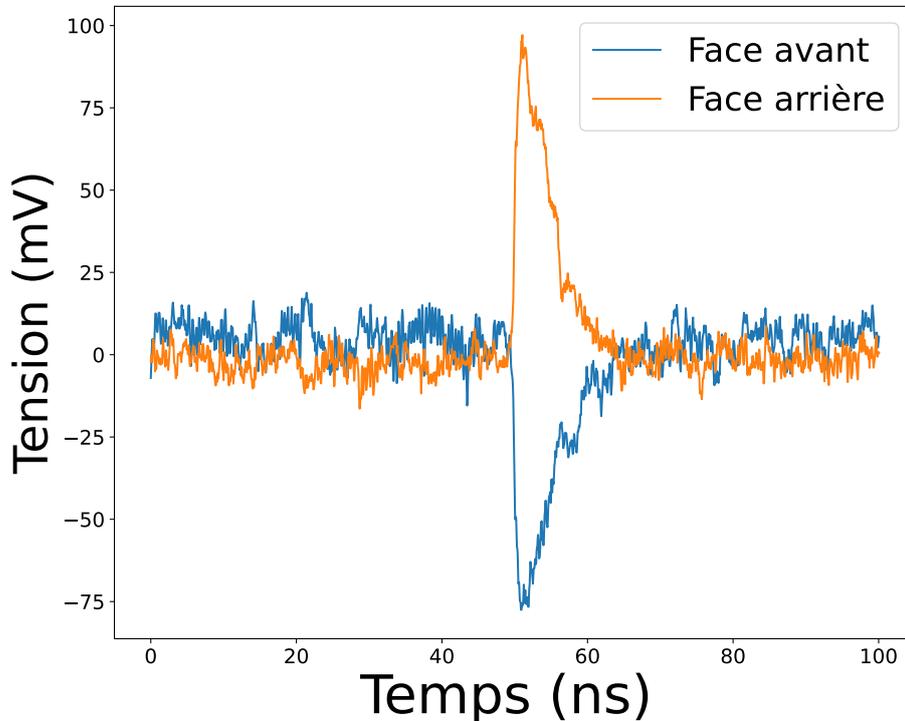


FIGURE 4.4 – Traces acquises sur les deux faces d'un même diamant en sortie de préamplificateurs 55dB, pour un événement à 1 proton le traversant.

Sur la statistique acquise, on peut ainsi déterminer l'amplitude moyenne des signaux, calculer la différence de temps, avec un seuil à mi-hauteur sur l'amplitude, entre les signaux face avant et les signaux correspondants face arrière, cumuler les résultats au sein d'un histogramme et finalement déterminer la résolution temporelle entre les deux faces du diamant. En effet, celle-ci est donnée par le sigma de la gaussienne qui va lisser la distribution de la différence des temps que l'on a précédemment obtenue.

Le signal de chacune des faces du diamant étant théoriquement identique, car il correspond simplement à l'observation d'un même courant à l'intérieur de celui-ci, nous pouvons déduire de cette expérience la résolution en temps de l'étage de préamplification.

L'analyse des signaux a permis de montrer que les maxima obtenus, en amplitude, sont de l'ordre de 90 mV. Cette valeur se situe donc légèrement en dessous de la limite de déclenchement systématique (efficacité 100 %) du DFC (100 mV). Cela va avoir des conséquences sur l'efficacité réelle de déclenchement du DFC et donc sur la valeur de la résolution temporelle mesurée de manière matérielle avec toute la chaîne d'électronique et d'acquisition. Il manque donc un peu de gain à l'étage de préamplification pour fonctionner de manière optimale, à la particule unique, avec des protons d'environ 70 MeV déposant environ 1 MeV à la traversée d'un diamant de 550 μm . Néanmoins, il est à noter que cette valeur de gain sera amplement suffisante dans le cas de signaux induits par des ions carbone de plus haute énergie. Par exemple, le CNAO (Centro Nazionale di Adroterapia Oncologica) fournit des ions carbone de 400 MeV/u qui déposent 10 fois plus d'énergie au sein du détecteur et donc génèrent 10 fois plus de signal. En revanche, pour

des protons de plus haute énergie nécessaire pour la protonthérapie tête et cou ou abdominale (supérieure à 70 MeV), ce problème de gain trop faible sera amplifié.

La figure 4.5 représente l'histogramme de différence en temps entre les deux faces du diamant, ajusté par une fonction gaussienne. Comme exposé précédemment, la résolution temporelle est prise, par convention, comme étant le paramètre sigma de cette fonction d'ajustement. La valeur obtenue est donc $\sigma = 106$ ps. Ce dispositif étant symétrique par rapport à chacune des faces du diamant, chacune des deux voies d'électronique y contribue de manière identique. On peut donc déterminer la contribution de chacune d'entre elles à la résolution temporelle totale en la déconvoluant de manière quadratique. Ainsi on en déduit une résolution temporelle de 75 ps par voie.

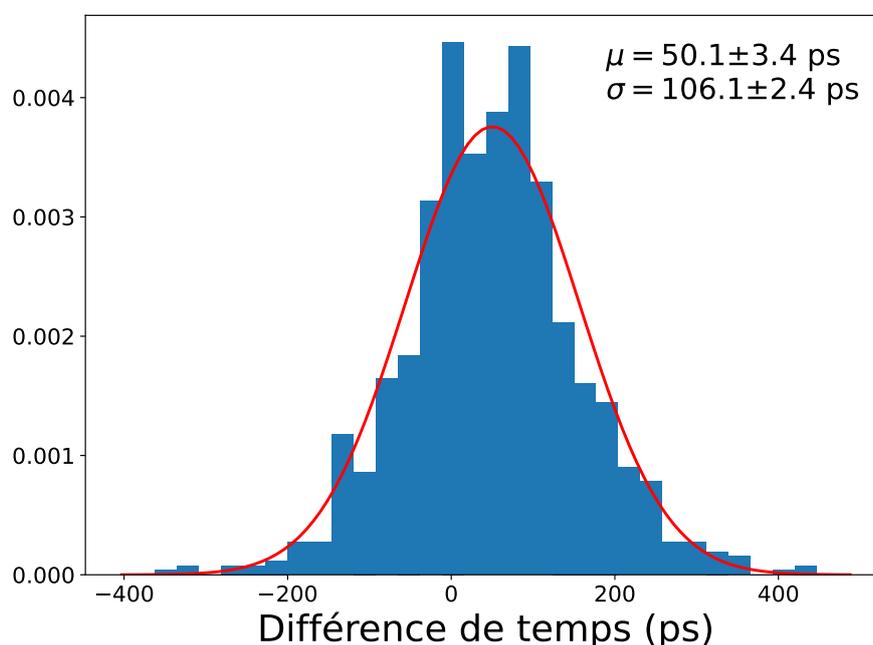


FIGURE 4.5 – Histogramme de la différence en temps entre les signaux provenant des deux faces d'un même diamant, avec la fonction gaussienne qui a été utilisée pour l'ajustement.

4.3.2 Combinaison de deux préamplificateurs

Afin de pouvoir évaluer les performances de l'ensemble de la chaîne d'électronique et d'acquisition avec le faisceau de protons de 70 MeV, à la particule unique, nous avons choisi d'augmenter l'amplitude des signaux pour permettre d'atteindre les 100 % d'efficacité de déclenchement avec le DFC. La solution qui a été retenue pendant l'expérience a été d'ajouter, à la suite du premier préamplificateur (grand gain 55 dB), un autre préamplificateur de gain faible (environ 10 dB). Cependant, le choix d'un tel dispositif n'est pas sans conséquences. Tout d'abord, l'ajout d'un deuxième préamplificateur implique une augmentation de la puissance électrique consommée. Cette solution sera à retravailler sur le plan de l'électronique dans le cadre de la mise en oeuvre de l'hodoscope final où la carte mère peut compter jusqu'à 40 voies dans sa configuration actuelle. De plus, ce dispositif entraîne la saturation du deuxième préamplificateur et donc déforme

le signal de sortie, comme on peut le voir sur la figure 4.6. Cette saturation induit une perte d'information sur le signal lors de la lecture sur l'oscilloscope. En effet, l'intégrale du signal n'est plus directement proportionnelle à la charge déposée au sein du détecteur. Néanmoins, cela n'impacte pas nos résultats de mesure de résolution temporelle. En effet, l'unique objectif de l'expérience en cours est de mesurer un temps avec la plus grande précision possible et, si nécessaire, de redimensionner le gain de l'étage de préamplification afin de valider le reste de la chaîne d'électronique. En conséquence, ce qui nous importe pour l'instant c'est que le front de montée du signal ne soit pas déformé, ce qui est le cas.

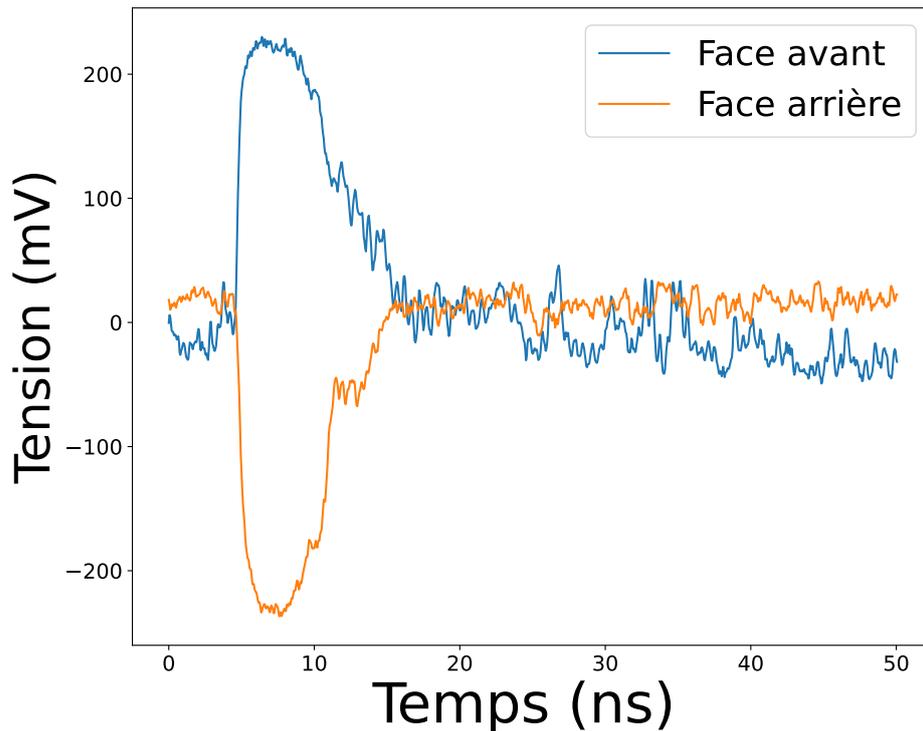


FIGURE 4.6 – Trace acquise sur les deux faces d'un même diamant pour un événement de 1 proton dans le montage avec deux préamplificateurs en série (55 dB et 10 dB).

Ce dispositif avec un gain optimisé nous a permis, en outre, d'avoir suffisamment d'amplitude sur les signaux en sortie de l'étage de préamplification pour diviser le signal en deux et l'envoyer, de manière simultanée, sur l'oscilloscope et sur les cartes électroniques DFC et acquisition. Par ailleurs, les signaux analogiques en sortie des DFC sont également visualisés sur l'oscilloscope. Cela permet ainsi non seulement de vérifier les efficacités de déclenchement de l'électronique post étage de préamplification mais aussi de faire une double acquisition des données (pour différents couples de paramètres seuil et *walk*, paramètres déterminants liés au fonctionnement du DFC). L'objectif ici est de comparer, ultérieurement, les résultats i) directement issus d'une reconstruction purement matérielle et ii) ceux déduits de l'analyse des traces enregistrées. L'ensemble de ce dispositif est montré sur la figure 4.7.

De la même manière que précédemment, on peut déterminer la résolution temporelle du dispositif liée à la détection d'un unique proton et mesurée entre les deux faces d'un même

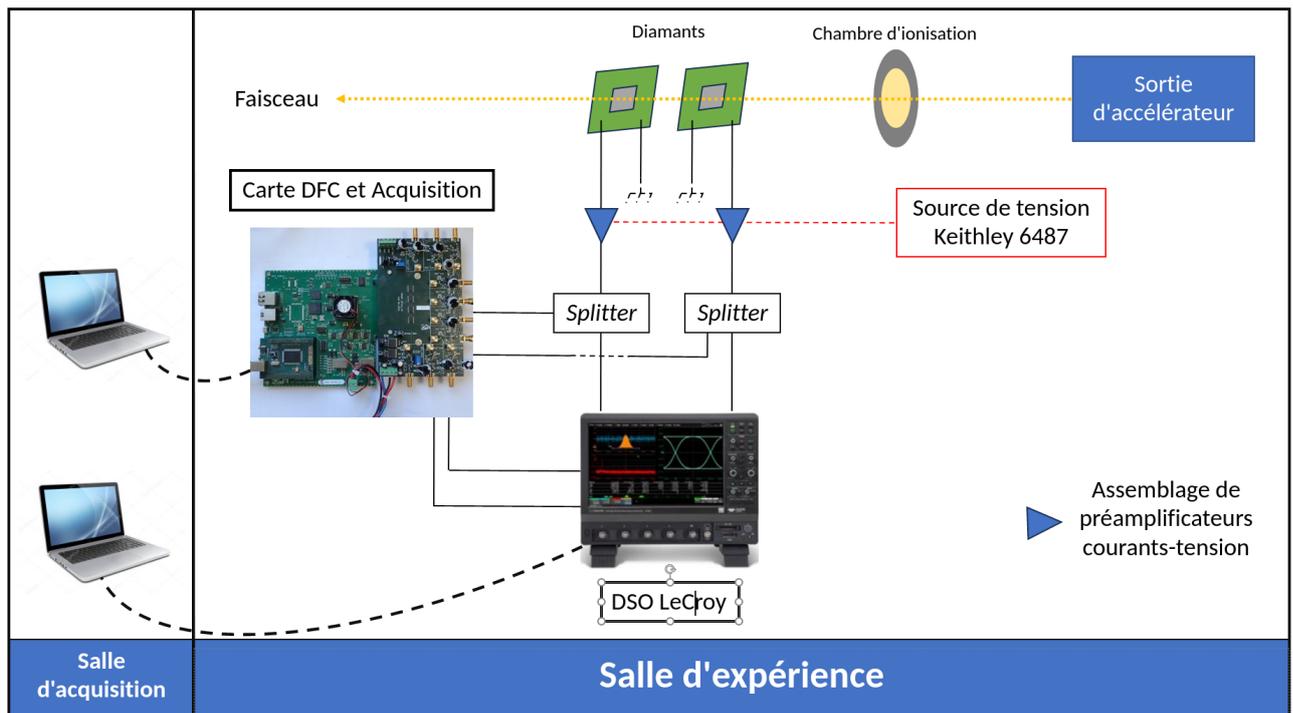


FIGURE 4.7 – Dispositif expérimental (montage à 1 ou 2 diamants) afin de déterminer de manière analytique et matérielle, sur un jeu de données identiques, la résolution temporelle.

diamant (figure 4.8 à gauche). Cette résolution temporelle est estimée à 62 ps (sigma de la gaussienne), ce qui correspond à 44 ps après déconvolution.

Par la suite, un deuxième diamant a été positionné devant le premier. Leur système de lecture est identique : un préamplificateur à grand gain associé à un préamplificateur de plus petit gain. Le signal de sortie de l'étage de préamplification est également divisé entre les cartes électroniques DFC et acquisition, et l'entrée de l'oscilloscope. L'objectif est de déterminer la résolution temporelle entre les signaux d'une face de chacun des deux diamants. Le résultat obtenu est 78 ps (sigma de la gaussienne figure 4.8 à droite), ce qui correspond donc à 55 ps après déconvolution.

Cette différence entre les deux résultats (figure 4.8) s'explique par le fait que, dans le premier cas, la lecture du signal s'effectue sur le même courant qui dérive à l'intérieur du diamant. Les signaux sont identiques à l'exception du bruit électronique. Au contraire, le deuxième résultat est obtenu avec des signaux générés par un même proton mais sur des diamants différents. Il y a donc l'insertion d'une gigue (*jitter*) électronique, et les signaux ne sont donc théoriquement plus identiques (bien qu'ils soient très ressemblants).

Nous pouvons comparer ce dernier résultat (entre les deux diamants) avec un résultat obtenu lors de la thèse de S. Curtoni [Curtoni, 2020] avec une résolution de 94 ps obtenue entre deux diamants, l'un en sCVD et l'autre en DOI (diamant hétéroépitaxié sur substrat d'iridium), qui ont des performances comparables au sCVD dans le cadre de cette utilisation.

Lors de cette expérience antérieure à ma thèse, des préamplificateurs commerciaux CIVIDEC et DBA ont été utilisés [CIVIDEC, 2023] [Moritz, 2001]. Par ailleurs, et afin de comparer ce résultat à celui que nous obtenons actuellement, il faut aussi tenir compte d'une différence dans le traitement des données. En effet, il a été démontré dans [Curtoni, 2020] qu'il était possible de

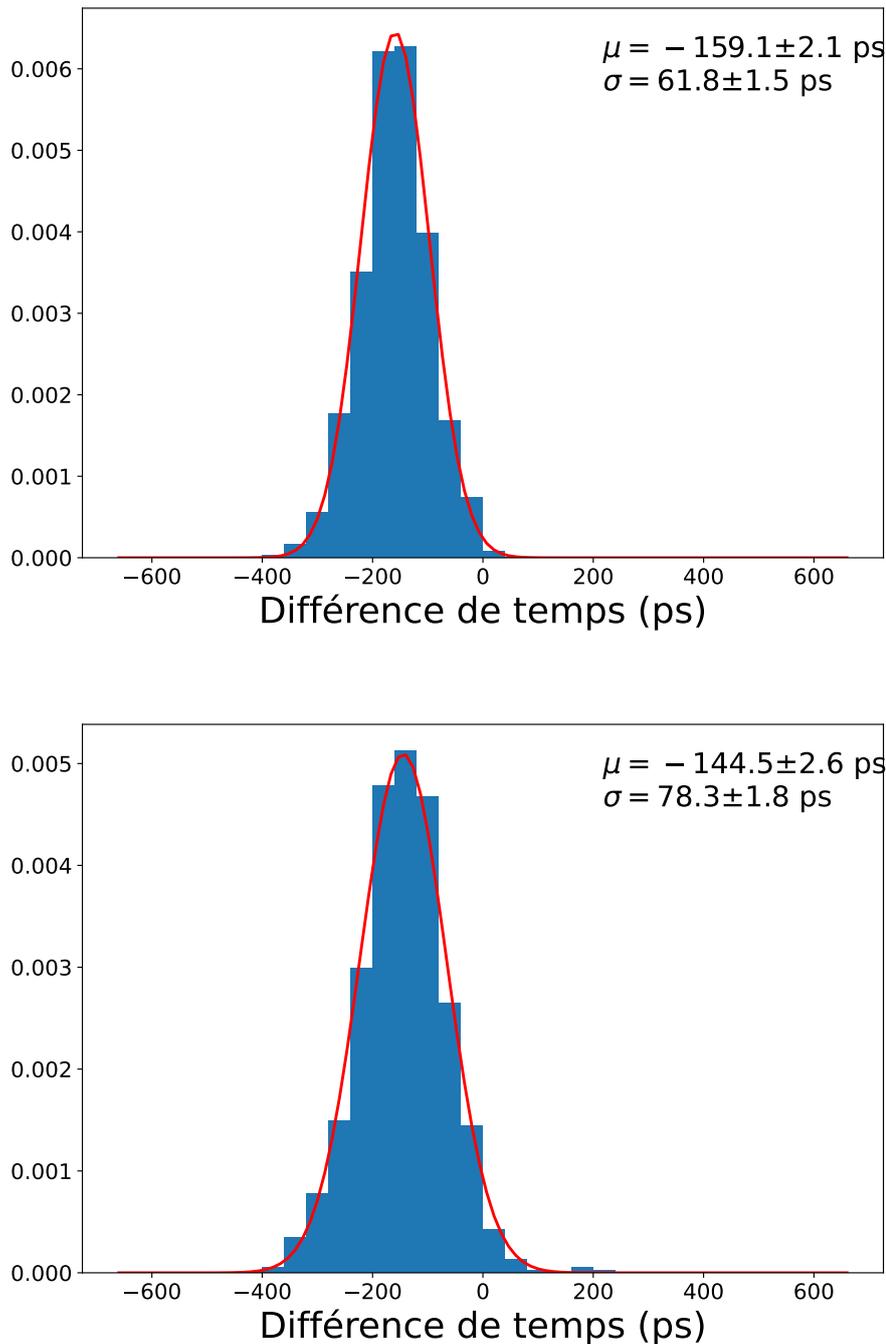


FIGURE 4.8 – Résolution temporelle entre les faces des diamants. En haut, résolution temporelle entre les deux faces d'un même diamant. En bas, résolution temporelle entre une face de chacun des deux diamants.

sommer les signaux des deux faces d'un même diamant avant de calculer la différence de temps entre les deux (et donc la résolution temporelle) afin d'augmenter le rapport signal/bruits d'un facteur $\sqrt{2}$. C'est suivant ce principe que le résultat de 94 ps a été obtenu. Cependant, dans l'expérience que j'ai menée et que je relate ici, cette méthode n'a pas été utilisée car nous avons pour objectif de comparer les résultats issus du traitement des données enregistrées avec l'oscilloscope avec ceux délivrés par les cartes électroniques. Il faut donc dégrader d'un facteur

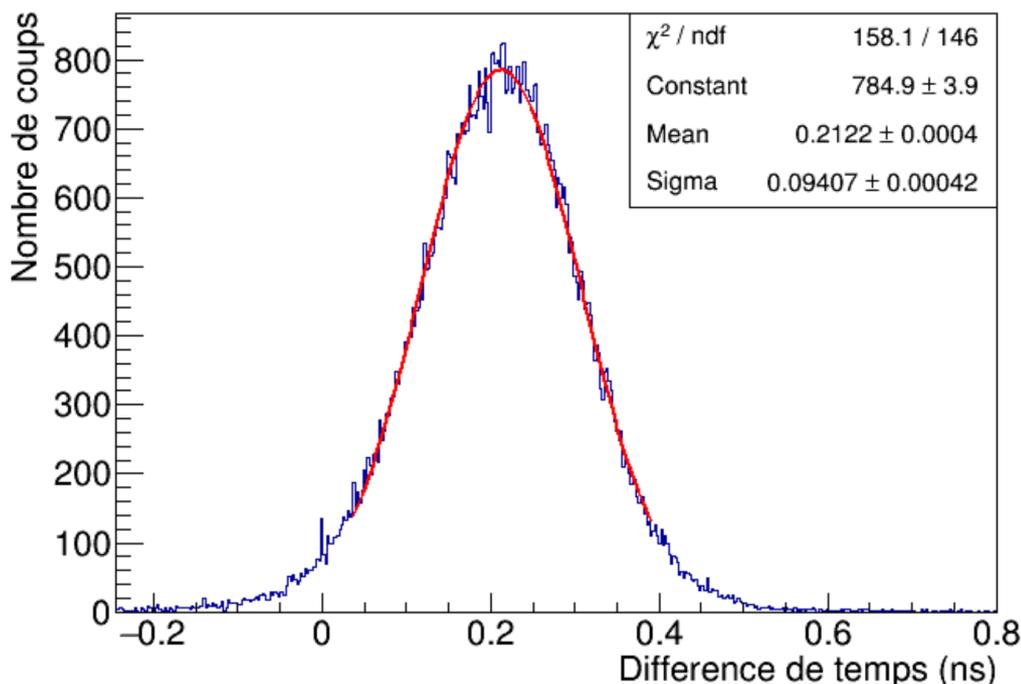


FIGURE 4.9 – Résolution temporelle obtenue entre un diamant sCVD et un diamant DOI. Extrait de la thèse de S. Curtoni [Curtoni, 2020].

$\sqrt{2}$ la valeur de 94 ps avant d’effectuer une comparaison. On peut donc conclure que les préamplificateurs développés au sein du LPSC sont très performants, conduisant, indubitablement, à améliorer la résolution temporelle d’un dispositif ayant comme volume actif de détection le diamant. Ces préamplificateurs surpassent les deux préamplificateurs commerciaux pré-cités en gain et en résolution temporelle, tout en consommant moins de courant (environ 55 mA contre 80 et 100 mA, en incluant dans nos calculs également le préamplificateur à faible gain associé) à leurs tension de travail. Préamplificateurs commerciaux qui sont, dans la littérature, considérés comme la référence pour l’amplification des signaux issus du diamant.

4.4 Carte électronique : DFC & Acquisition

Comme décrit précédemment, les signaux générés par le diamant ont, grâce à l’association des deux préamplificateurs, suffisamment d’amplitude pour être envoyés à la fois sur l’oscilloscope et sur les cartes électroniques DFC & Acquisition en même temps. Des acquisitions ont donc été menées en parallèle par ces deux procédés en faisant varier les paramètres de seuil et de *walk* des DFC entre chaque mesure, dans le but de déterminer la configuration optimale du système. Les mesures effectuées par la carte électronique permettront de réaliser une mesure complète du temps depuis le détecteur jusqu’au logiciel d’acquisition. Le DSO LeCroY reçoit à la fois les signaux des diamants en sortie du système de préamplification, ainsi que les signaux analogiques provenant des DFC, témoignant de leur efficacité de déclenchement. Cela permettra de vérifier la mesure effectuée par le système de détection dans sa globalité, mais aussi d’obtenir une valeur de l’efficacité de détection des DFC, car chaque trace acquise comportera à la fois le signal du diamant et celui de la voie DFC qui lui est associée.

Afin d'obtenir suffisamment de statistique, un total d'environ 1000 événements a été acquis sur l'oscilloscope. En raison de la lenteur de l'acquisition de l'oscilloscope par rapport à celle de la carte électronique développée, un plus grand nombre d'acquisitions ont été effectuées via le logiciel d'acquisition. Le DSO n'a été utilisé que pour valider les résultats des couples de paramètres optimaux de la carte.

La figure 4.10 montre les histogrammes obtenus par la carte électronique pour certains couples de paramètres $[walk, \text{seuil}]$. Chaque entrée de chacun des histogrammes correspond à un proton ayant déclenché l'acquisition. La figure du haut correspond aux signaux provenant des deux faces d'un même diamant. La figure du bas, quant à elle, représente les résultats obtenus pour le montage avec les deux diamants.

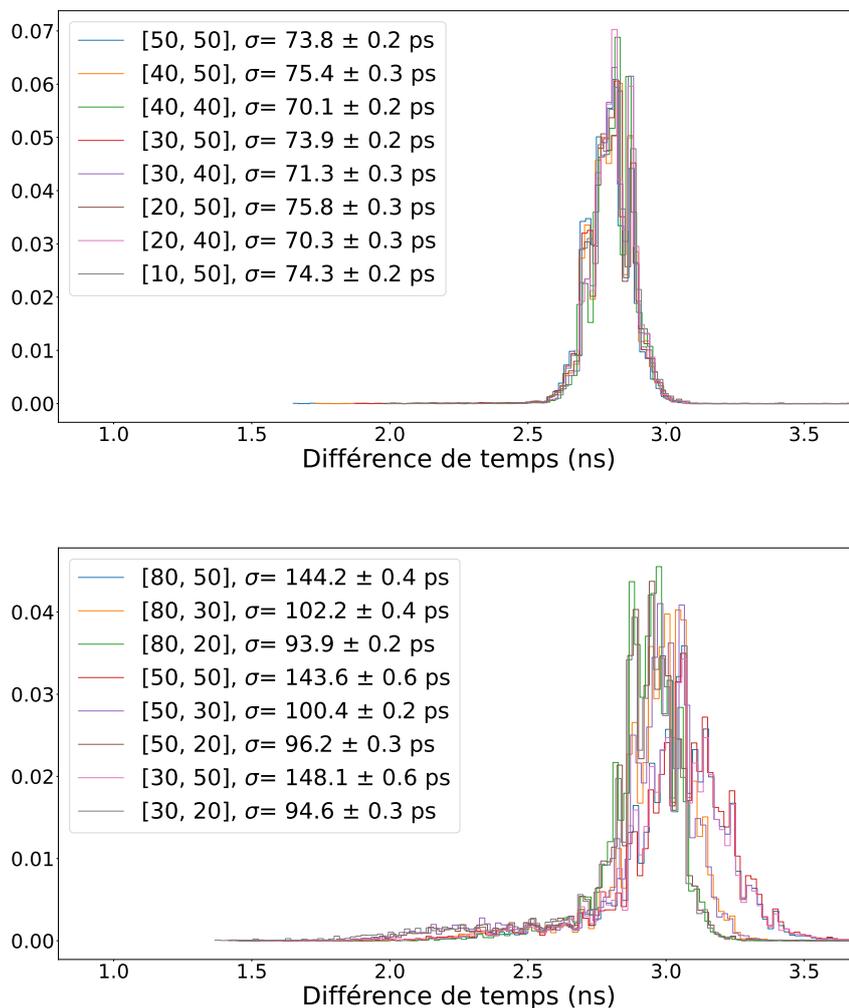


FIGURE 4.10 – Histogrammes de résolution temporelle obtenus en sortie de la chaîne d'électronique pour différents couples de paramètres $[walk, \text{seuil}]$ de la carte DFC. Chaque entrée correspond à un événement à 1 proton ayant déclenché l'acquisition. En haut, les signaux proviennent des deux faces d'un même diamant, tandis qu'en bas, le montage implique deux diamants.

On peut constater que chacun des résultats obtenus par cette voie d'acquisition semble indépendant de la valeur de seuil implémentée. En revanche, plus la valeur de $walk$ est basse, meilleure est la résolution temporelle. Ce comportement avait déjà été observé lors de la ca-

ractérisation en laboratoire (figure 3.20). En comparant ces résultats avec ceux obtenus en sortie de l'étage de préamplification 4.3.2, on constate, comme on pouvait s'y attendre, que la résolution temporelle est légèrement dégradée. La valeur de celle-ci passe de 62 ps à 70 ps avec le montage à un diamant, et de 78 ps à 93 ps pour le montage à deux diamants. Cette dégradation est due au fait que les DFC possèdent une résolution temporelle intrinsèque qui se convolue quadratiquement avec la résolution temporelle déjà mesurée précédemment. Par ailleurs, le résultat affiché ici correspond à la résolution totale. Il convient de diviser ce résultat par $\sqrt{2}$ afin d'obtenir la contribution d'une seule des voies.

Par la suite, les meilleurs couples de paramètres (*walk* et seuil) des mesures précédentes ont été sélectionnés afin de réaliser les acquisitions avec l'oscilloscope. On peut voir, figure 4.11, les traces des différents signaux : les voies diamants ainsi que les voies analogiques des DFC qui leur correspondent.

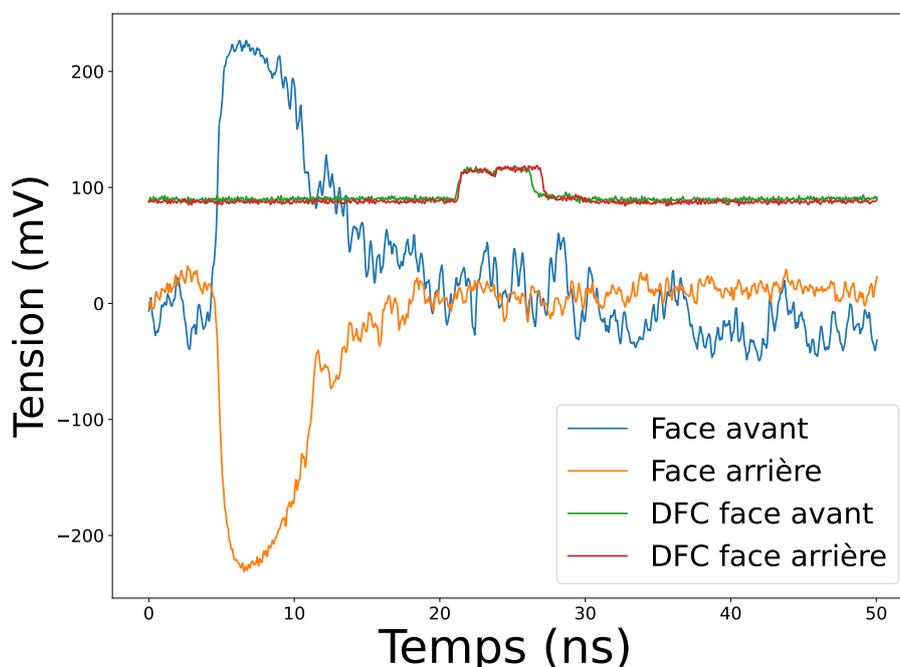


FIGURE 4.11 – Traces acquises sur les deux faces d'un même diamant pour un événement à 1 proton le traversant avec le montage utilisant deux préamplificateurs chaînés.

Cela permet d'effectuer la mesure de la résolution temporelle entre les signaux des DFC en cumulant, au sein d'un histogramme, les différences en temps, mesurées à 50% en amplitude, mais aussi de déterminer le nombre de déclenchements de chacun des DFC par rapport au nombre de signaux générés par le diamant. La figure 4.12 montre les histogrammes obtenus pour les deux montages (1 et 2 diamants). Les résolutions temporelles mesurées sont de 75 ps pour le montage à un diamant et de 100 ps pour le montage à deux diamants. Ces mesures valident les mesures faites par toute la chaîne d'électronique et donc la mesure effectuée par l'ensemble du système qui constituera, in fine, l'hodoscope. De plus, on peut observer par un comptage du nombre de signaux de diamant et DFC associé acquis via le DSO LeCroY, l'existence d'un déclenchement systématique du DFC consécutif à un signal diamant issu de

l'étage de préamplification. Le taux de déclenchement est donc bien de 100% dans ces conditions expérimentales.

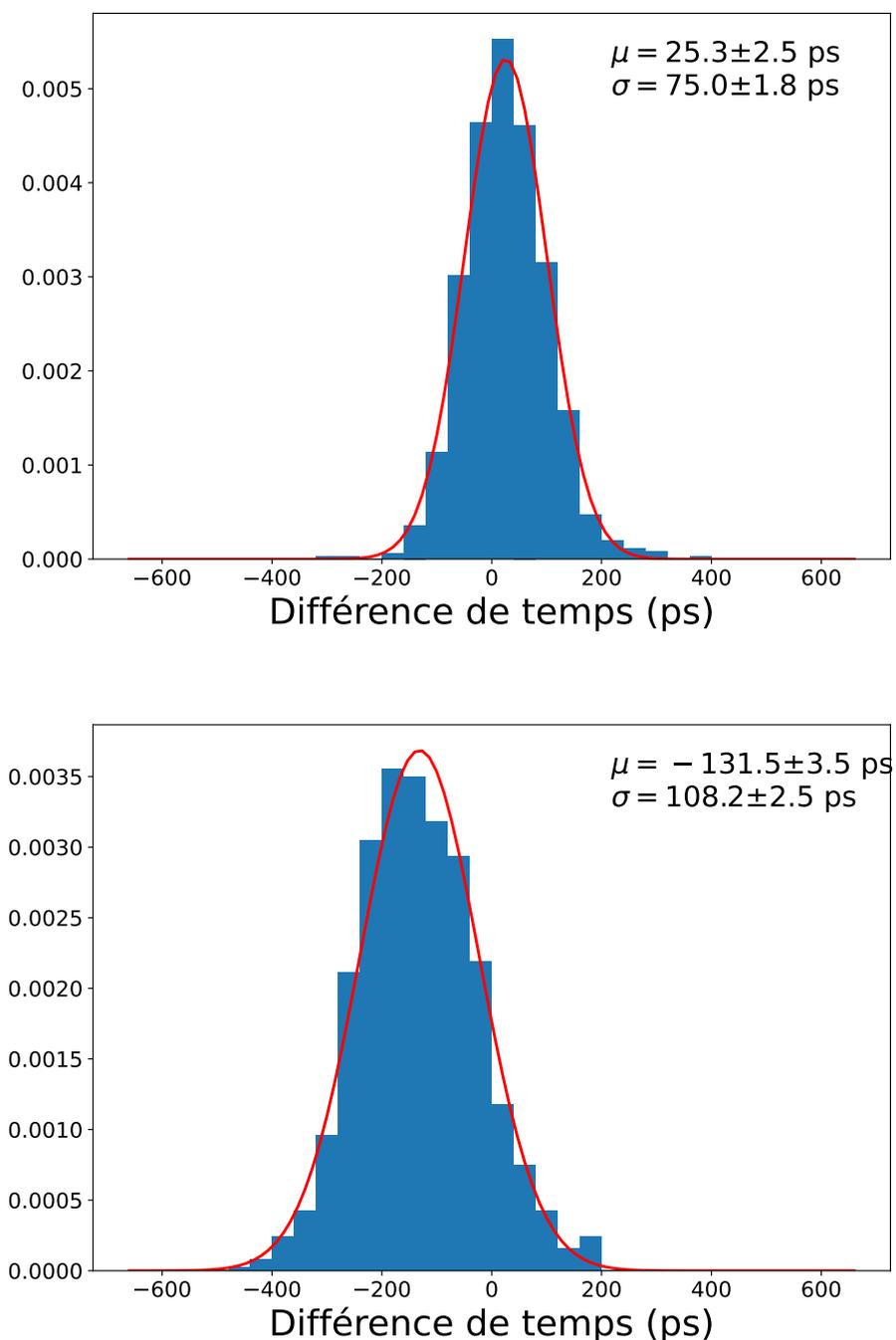


FIGURE 4.12 – Histogrammes des résolutions temporelles obtenues avec toute la chaîne d'électronique. En haut, les signaux proviennent des deux faces d'un même diamant, tandis qu'en bas, le montage implique deux diamants.

4.5 Carte mère du détecteur

De la même manière, le premier prototype de la carte mère du détecteur composée des préamplificateurs de plus faible gain et associée à la matrice de diamants sCVD a aussi pu être testée sous le même faisceau de protons à ARRONAX, lors d'une expérience précédente. De la même façon que précédemment, l'intensité du faisceau a été fixée très basse dans le but de n'avoir qu'un seul proton par paquet de particules incidentes. Les mêmes instruments ont été utilisés dans le but de polariser les diamants et alimenter les préamplificateurs. Cette expérience a pu montrer le bon fonctionnement du montage de la matrice de volume actif ainsi que le fonctionnement de la carte mère. En raison du grand nombre de voies de lecture disponibles, l'enregistrement des traces a été effectué par un *WaveCatcher Analyser* [Breton, 2014] avec les caractéristiques suivantes :

- 8 voies d'acquisition sur 1024 échantillons,
- une bande passante de 500 MHz,
- un échantillonnage à 3,2 GHz avec une numérisation sur 12 bits.

Cela a donc permis de pouvoir mesurer la résolution temporelle entre deux pistes orthogonales d'un même diamant (figure 4.13). Les événements sélectionnés sont ceux pour lesquels chacune de ses pistes observe le passage d'un proton. La contribution d'une des pistes à la mesure est de 120 ps (après déconvolution).

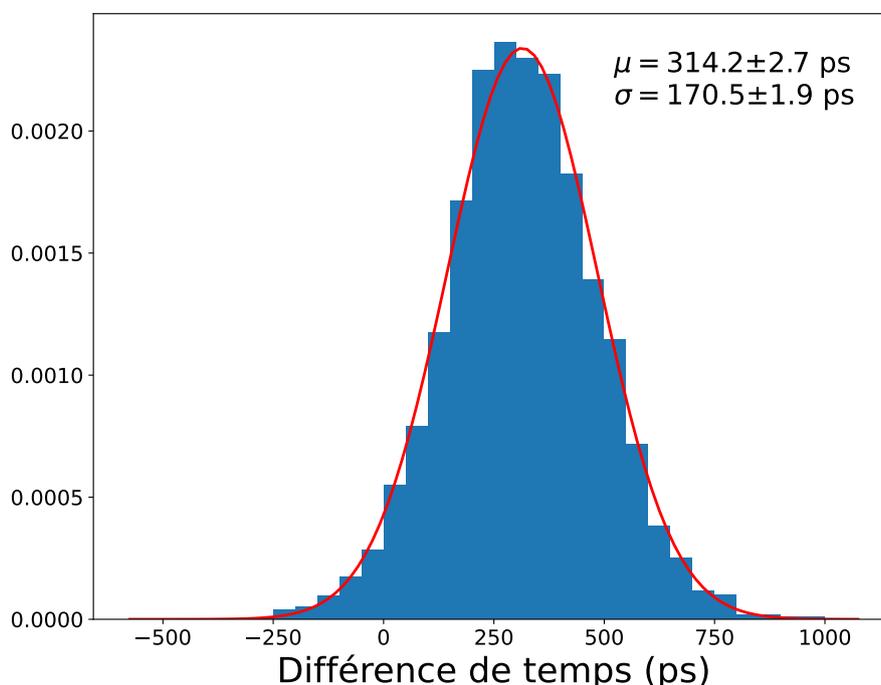


FIGURE 4.13 – Distribution en temps obtenue à partir de 2 traces acquises sur 2 pistes disposées de manière orthogonale sur chaque face d'un diamant constituant la matrice de 4 diamants sCVD.

Ce résultat, en comparaison avec les précédents que je viens de présenter, s'explique par l'utilisation d'une version antérieure des préamplificateurs qui équipent la carte mère dont le

gain est trop faible. C'est la raison pour laquelle nous avons travaillé, dans le cadre de ma thèse, sur d'autres versions du système de préamplification. En effet, sur la figure 4.14, qui présente deux signaux correspondant à un événement détecté de manière simultanée sur deux pistes (l'une en X sur une face et l'autre en Y sur l'autre face du détecteur), on peut constater que l'amplitude ne dépasse pas 30 mV. Le signal n'est pas suffisamment amplifié et cette carte ne peut déclencher les DFC avec des protons uniques.

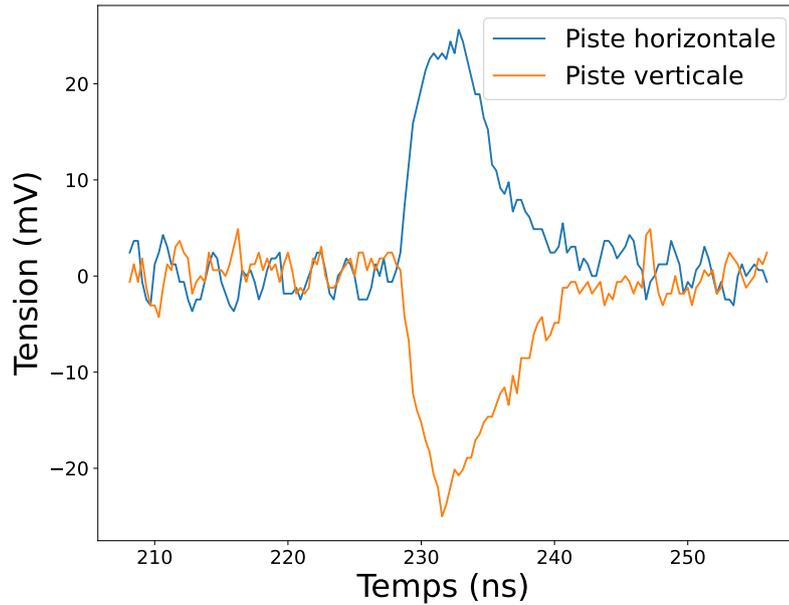


FIGURE 4.14 – Traces acquises sur 2 pistes disposées de manière orthogonale sur chaque face d'un diamant constituant la matrice de 4 diamants sCVD.

Néanmoins, cela nous a permis d'aborder une autre problématique : celle de la conception d'une carte permettant la lecture de plusieurs pistes et comportant 40 préamplificateurs. Nous avons pu nous apercevoir, lors des derniers tests en faisceaux qui se sont déroulés à ARRONAX pendant ma thèse, que des améliorations, notamment en terme de bruit, devaient être apportées. C'est un point sur lequel l'équipe PNAM du LPSC, en collaboration avec les services techniques du laboratoire, va à présent se concentrer au delà de mon travail de thèse de façon à produire le prototype final.

TABLE 4.1 – Récapitulatif de l'ensemble des résultats obtenus de résolutions temporelles en ps (rms) avec l'ensemble des configurations possibles ainsi que la lecture, soit par l'oscilloscope, soit par l'ensemble de la chaîne électronique. Les nombres entre parenthèses correspondent aux incertitudes liées à la procédure d'ajustement par une gaussienne

Système d'acquisition		Montage 1 diamant		Montage 2 diamants		1er prototype carte mère Matrice 4 sCVD	
		Oscilloscope	Chaîne électronique	Oscilloscope	Chaîne électronique	Oscilloscope	Chaîne électronique
Sortie étage de préamplification	Gain 55 dB	106,2 (2,4)					
	2 préamplis Gain 55 dB + 10 dB	61,8 (1,4)		78,3 (1,8)			
	Gain 43 dB					170,5 (1,9)	
Sortie DFC		75,0 (1,8)		108,2 (2,5)			
Sortie TDC			70,1 (0,2)		93,9 (0,2)		

4.6 Conclusion

Ces expériences sous faisceaux concluent ma participation à la mise au point de l'hodoscope diamant qui va se poursuivre au-delà de ma thèse. Elles sont complémentaires à celles réalisées en laboratoire qui ont fait l'objet du chapitre précédent. Elles ont permis :

- de dimensionner un facteur clé : le gain nécessaire, pour l'étage de préamplification, à la détection de la particule unique (dans le cas d'un proton de 70 MeV délivré par le cyclotron d'ARRONAX),
- et de valider le déclenchement du reste de la chaîne d'électronique sur le signal diamant amplifié,
- pour enfin mesurer la résolution temporelle en conditions réelles de fonctionnement et non sur un signal diamant émulé par un générateur de fonctions.

Le tableau 4.1 résume l'ensemble des performances mesurées sous faisceaux :

- dans différentes configurations en termes de volumes actifs ou d'électroniques associées,
- en différents points le long de la chaîne d'instrumentation de l'hodoscope : sortie étage de préamplification ou sorties cartes DFC et TDC,
- avec deux approches différentes et complémentaires : lecture directe et de manière matérielle ou analyse de données sur un lot de traces enregistrées par un oscilloscope.

On constate que dans le montage à un diamant avec toute la chaîne d'électronique on atteint les 70 ps ce qui est conforme au cahier des charges du projet CLaRyS-UFT qui a initié la conception de l'hodoscope. L'objectif principal lié à ce développement est donc atteint. Par ailleurs, j'ai pu établir dans mon analyse, que les résolutions temporelles, mesurées ici dans des circonstances similaires à celle que nous avons déjà publiées [Curtoni, 2021] et qui utilisaient une électronique commerciale, sont largement améliorées ce qui témoigne de l'ensemble du travail effectué notamment en électronique pour optimiser l'étage de préamplification afin qu'il conjugue à la fois :

- un grand gain,
- un excellent rapport signal sur bruit
- et une faible consommation en puissance de façon à pouvoir lire un grand nombre de voies sans mettre en œuvre un système de dissipation de la chaleur.

Néanmoins, ces tests sous faisceaux ont permis de révéler un dysfonctionnement sur la carte mère du prototype qui comporte 42 voies de lecture. Cela va impliquer des modifications. Pour rappel, sur ces 42 voies, 40 permettent la lecture de la matrice 4 sCVD ou du grand diamant pCVD et 2 peuvent être utilisées pour auto-déclencher l'hodoscope par un dispositif externe. Ce dispositif, dans le cadre de CLaRyS aurait été par exemple un signal de photo-multiplicateur associé à un scintillateur chargé de détecter des gamma prompts. Ce dernier point fera l'objet d'une prochaine étude dans la collaboration. Mon travail de thèse, lié au développement de toute la chaîne hodoscope aura, pour autant, permis l'entière mise au point du dispositif et apporter la preuve de faisabilité avec un concept de détecteur qui répond au « défi 100 ps » initié dans CLaRyS-UFT pour le monitoring de faisceaux d'ions à la particule unique.

Deuxième partie

Conception du système de détection gamma

Comme exposé au chapitre 1, je vais maintenant présenter le design d'un système de détection gamma reposant sur les principes de PGPI et de PGEI. Tout d'abord, je présenterai une série de simulations qui a été effectuée pour déterminer les limites de ces méthodes. Ensuite, je décrirai les principes de la caractérisation des détecteurs en laboratoire. Enfin, les différentes expériences menées sous faisceaux seront détaillées.

5

Simulations du système de détection gamma

Les deux principes de détection discutés ici sont le PGPI (Prompt Gamma Peak Integral [Krimmer, 2017]) et le PGEI (Prompt Gamma Energy Integral). Le PGPI s'intéresse aux rapports de taux de comptage de gamma prompts entre différents détecteurs placés autour du patient lors du traitement. L'ajout d'un moniteur de faisceau (tel qu'un hodoscope en diamant, par exemple) avec une résolution de l'ordre de la nanoseconde permet de réduire le bruit de fond par temps de vol afin de ne sélectionner que les gamma prompts provenant de la cible. Cela est possible pour des accélérateurs de type cyclotron, mais peut être plus compliqué pour les synchro-cyclotrons en raison de leur structure temporelle. La méthode du PGEI se concentre quant à elle sur la mesure intégrée de l'énergie déposée, dans ces mêmes détecteurs, par toutes les particules secondaires durant une impulsion de faisceau du traitement. La mesure du temps de vol à haute résolution temporelle n'est donc plus possible pour un synchrocyclotron tel que le S2C2 étant donnée la nanostructure de ce type d'accélérateur (un paquet de protons de 8 ns toutes les 16 ns). Seuls les marquages du début et de la fin de l'impulsion sont nécessaires afin de déterminer les bornes d'intégration du signal. Les principes schématiques des deux méthodes sont résumés dans la figure 5.1.

5.1 Présentation de la simulation

Toutes les simulations présentées dans ce chapitre sont basées sur le module GATE (Geant4 Application for Tomographic Emission) version 9.0, en utilisant la liste de physique QGSP_BIC_HP_EMZ avec la version 10.7 de Geant4. Cette liste de physique est reconnue comme une référence pour le domaine de la thérapie par hadrons [Wrońska, 2021]. Deux types de fichiers de résultats seront générés au cours des simulations présentées : des **espaces de phase** (*phase space*) qui enregistrent toutes les caractéristiques de chaque particule traversant l'élément qui lui est attaché, et des *sensitive detectors* qui enregistrent les informations concernant les interactions de ces particules ayant lieu dans leur volume.

5.1.1 Géométrie

Le but de cette partie est de se placer dans les conditions d'utilisation du synchro-cyclotron S2C2 d'IBA implanté au centre de protonthérapie Antoine Lacassagne, situé à Nice en France. La géométrie de la simulation est présentée dans la figure 5.2. Le faisceau de particules correspond à un faisceau de protons de 160 MeV. Ces simulations sont effectuées avec une statistique

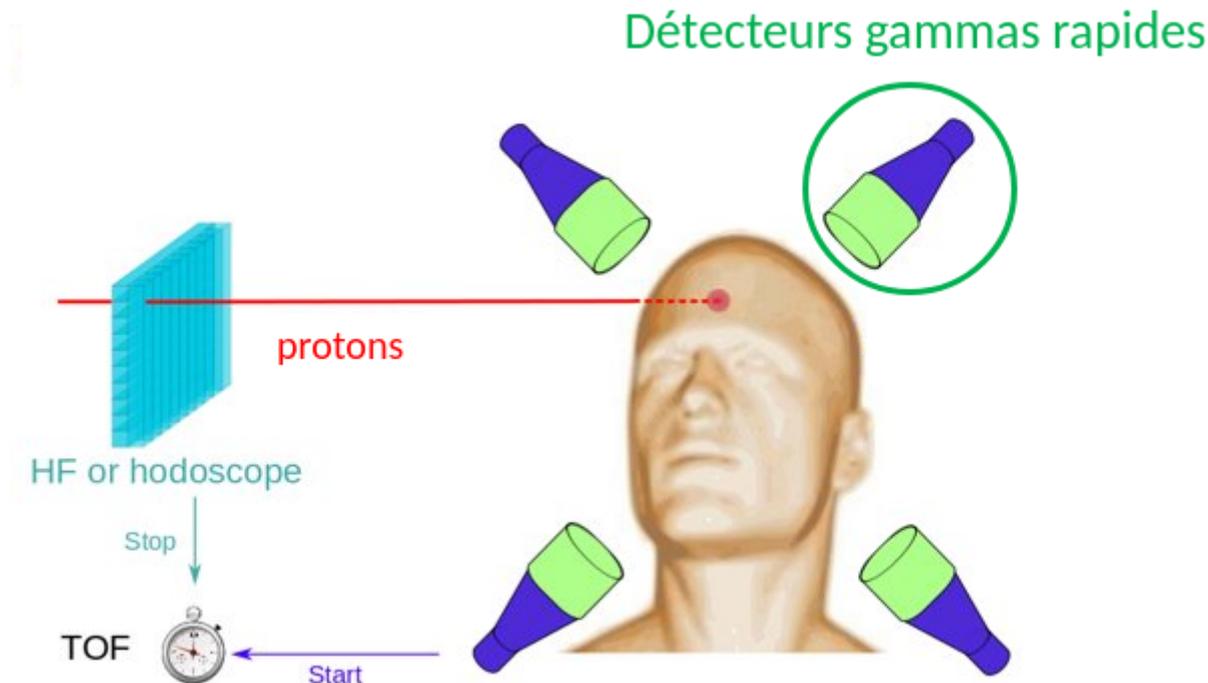


FIGURE 5.1 – Schéma des principes PGPI et PGEI, qui consistent en la disposition de détecteurs de particules secondaires (uniquement des PG dans le cadre du PGPI) autour d'un patient lors d'un traitement en hadronthérapie. La mesure de TOF n'est effectuée que pour le PGPI.

de 10^9 protons, et la structure temporelle du faisceau est implémentée dans le programme d'analyse qui utilise les fichiers de sortie de ces simulations.

Les simulations comprennent une cible sphérique de PMMA (polyméthacrylate de méthyle) homogène sur laquelle les protons sont envoyés. Cette cible a pour but de reproduire le comportement du patient en ce qui concerne la génération de particules secondaires. Le PMMA possède une composition $((C_5H_8O_2)_n)$ qui diffère légèrement de celles des tissus biologiques [Smeets, 2012], mais les profils d'émission des gamma prompts seront néanmoins similaires dans la distribution des raies de gamma prompts [Kozlovsky, 2002b], comme indiqué dans la figure 1.15 du chapitre 1. Le diamètre de la cible a été fixé à 20 cm afin de pouvoir contenir le trajet des protons de 160 MeV (environ 12 cm) à l'intérieur de celle-ci, et de se rapprocher des dimensions d'une tête humaine.

5.1.2 Implémentation de la structure en temps du faisceau

Pendant une impulsion, l'intensité crête varie de 100 nA à 1 μ A. Le nombre de particules au sein d'un micro-bunch d'une impulsion de faisceau est régi par une loi de Poisson, avec une valeur moyenne donnée par l'équation suivante 5.1 :

$$I_{crête} = \frac{\lambda e}{T} \quad (5.1)$$

avec :

- $I_{crête}$ l'intensité crête du faisceau,
- λ paramètre de la loi de Poisson qui correspond à la moyenne de protons par paquets,
- T , la période de la microstructure de l'accélérateur (ici 16 ns pour le S2C2).

En pratique, nous considérerons que les spots de faisceau sont composés de 10^6 protons pour les valeurs les plus faibles et jusqu'à 10^8 protons pour les plus élevées.

Le programme d'analyse effectue donc suffisamment de tirages afin de couvrir l'ensemble de la statistique de la simulation. Chaque particule incidente est associée à un identifiant d'événement (*EventID*), auquel est attaché un numéro de micro-bunch et donc un numéro d'impulsion faisceau. De cette manière, il est possible d'associer l'énergie déposée par une particule secondaire dans un détecteur à son impulsion faisceau.

5.2 Comptage événement par événement : PGPI

Cette simulation s'inspire de la technique qui a été publiée pour la première fois par [Krimmer, 2017] et qui propose d'étudier la variation du taux de comptage pour un ensemble de détecteurs placés autour d'une cible symbolisant le patient. Ici, un espace des phases sphérique de rayon 20 cm est ajouté à la simulation déjà décrite précédemment. Il enregistrera toutes les caractéristiques des particules le traversant (type, énergie,..). Cet espace des phases sert à placer, grâce à un code d'analyse, de façon homogène, 8 espaces de détection circulaires de diamètre 2 pouces (5,08 cm) autour de la cible qui symboliseront les détecteurs. Ces espaces de détection sont placés sur les sommets (perpendiculairement aux grandes diagonales) d'un cube centré dans la géométrie de la simulation comme le montre la figure 5.2. Les détecteurs numérotés de 0 à 3 (à droite sur la figure) sont donc placés en aval de la cible tandis que ceux numérotés de 4 à 7 sont placés en amont.

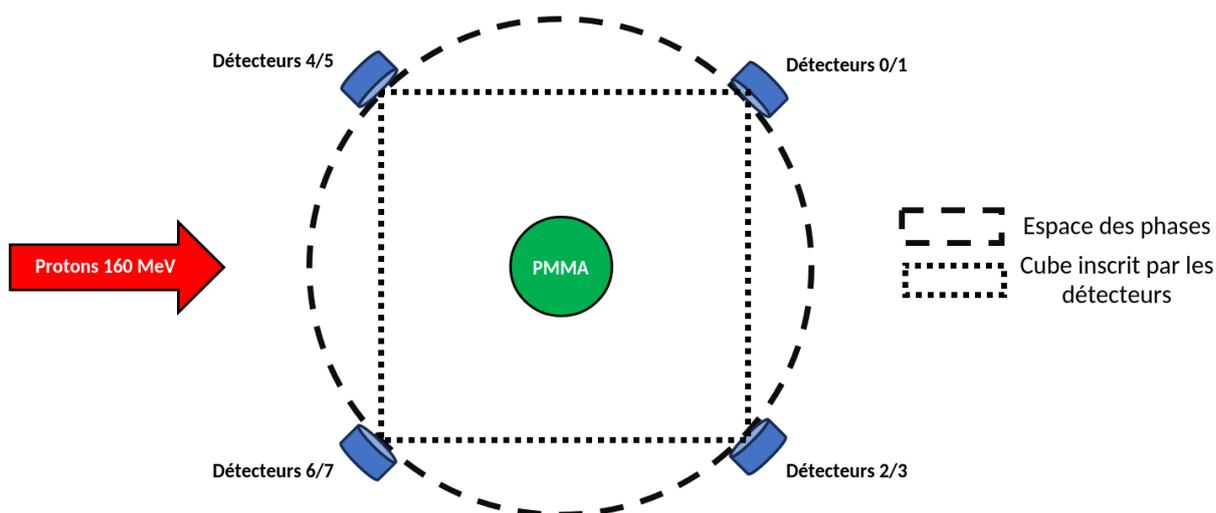


FIGURE 5.2 – Géométrie simulée dans GATE représentant l'interaction d'un faisceau de protons de 160 MeV avec une cible sphérique en PMMA. Un espace des phases est disposé autour de la cible, et 8 détecteurs cylindriques seront positionnés sur cet espace des phases dans un code d'analyse.

5.2.1 Étude de sensibilité du taux de comptage en fonction du déplacement de la cible

Plusieurs simulations ont été effectuées en variant la position de la cible le long de l'axe du faisceau par pas de 5 mm. Ainsi, la position de la cible varie de -20 mm à $+20$ mm dans la géométrie de la simulation. Le centre de la cible étant le point de référence sans déplacement implémenté.

La discrimination des gamma prompts par rapport aux autres particules secondaires est réalisée en utilisant leur énergie (supérieure à 1 MeV). La figure 5.3 illustre le nombre de PG (noté PG) détectés par proton incident pour chaque détecteur en fonction du déplacement de la cible. Ces résultats sont obtenus en considérant une statistique simulée complète (10^9 protons incidents) et en supposant une efficacité de détection des détecteurs de 100% (utilisation d'un espace des phases).

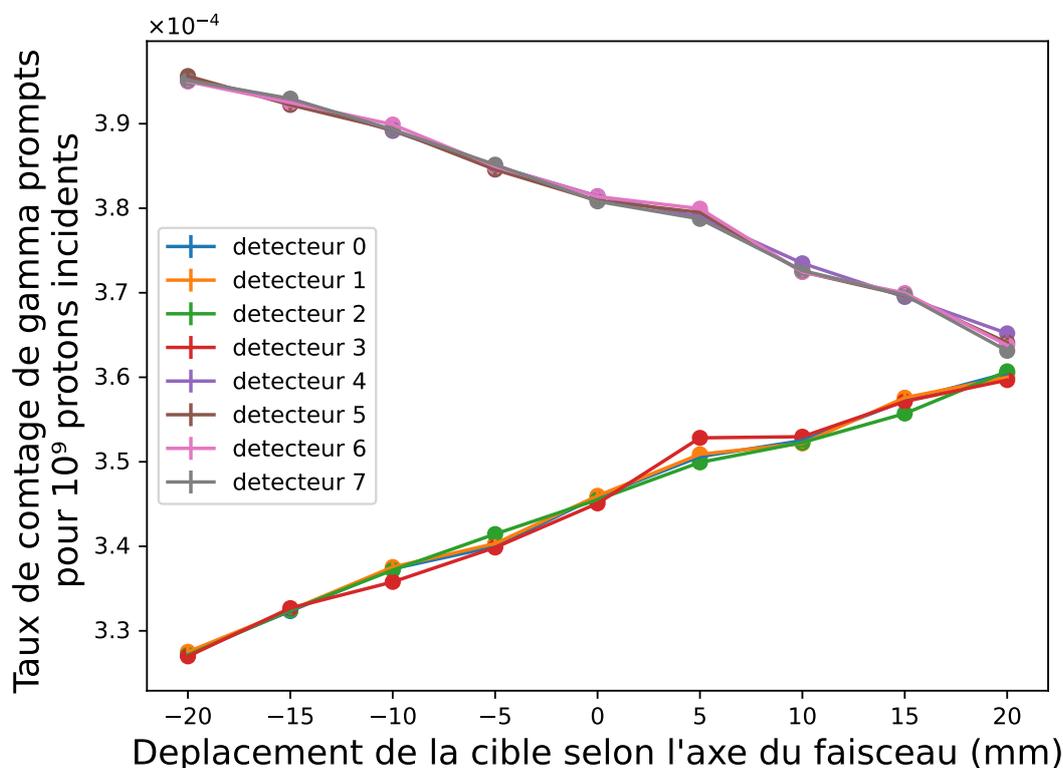


FIGURE 5.3 – Taux de comptage de PG par particule incidente (pour 10^9 protons simulés) en fonction d'un déplacement de la cible en mm selon l'axe du faisceau.

Tout d'abord, on constate qu'il y a une corrélation entre le déplacement de la cible et le nombre de PG observés par chacun des détecteurs. On remarque également que des évolutions similaires sont présentes sur certains détecteurs. En effet, ils peuvent être répartis selon deux groupes : ceux placés en amont (numérotés de 4 à 7) et ceux placés en aval (numérotés de 0 à 3) de la cible. L'émission des PG étant quasiment isotrope, la variation de la statistique observée par un détecteur dépend essentiellement de son angle solide vis-à-vis des points d'émission des particules secondaires. La géométrie du système simulé a pour conséquence que l'angle solide de chacun des détecteurs d'un même groupe est identique. Ils auront donc le même comportement.

La variation de la position de la cible induit un déplacement des points d'émission des PG. Plus la cible se rapproche d'un groupe de détecteurs, plus l'angle solide des détecteurs devient important, ce qui induit un plus grand nombre de PG détectés.

La figure 5.4 montre l'évolution des rapports des taux de comptage des groupes de détecteurs. Deux possibilités sont présentées : d'une part, le rapport entre les comptages des détecteurs en amont et en aval de la cible, et d'autre part, le rapport entre les détecteurs situés en-dessous et au-dessus de celle-ci. Cela met également en évidence la réduction des fluctuations statistiques grâce au regroupement et à la moyenne de l'observable sur les détecteurs d'un même groupe. Ceci sera discuté plus en détail dans la partie PGEI.

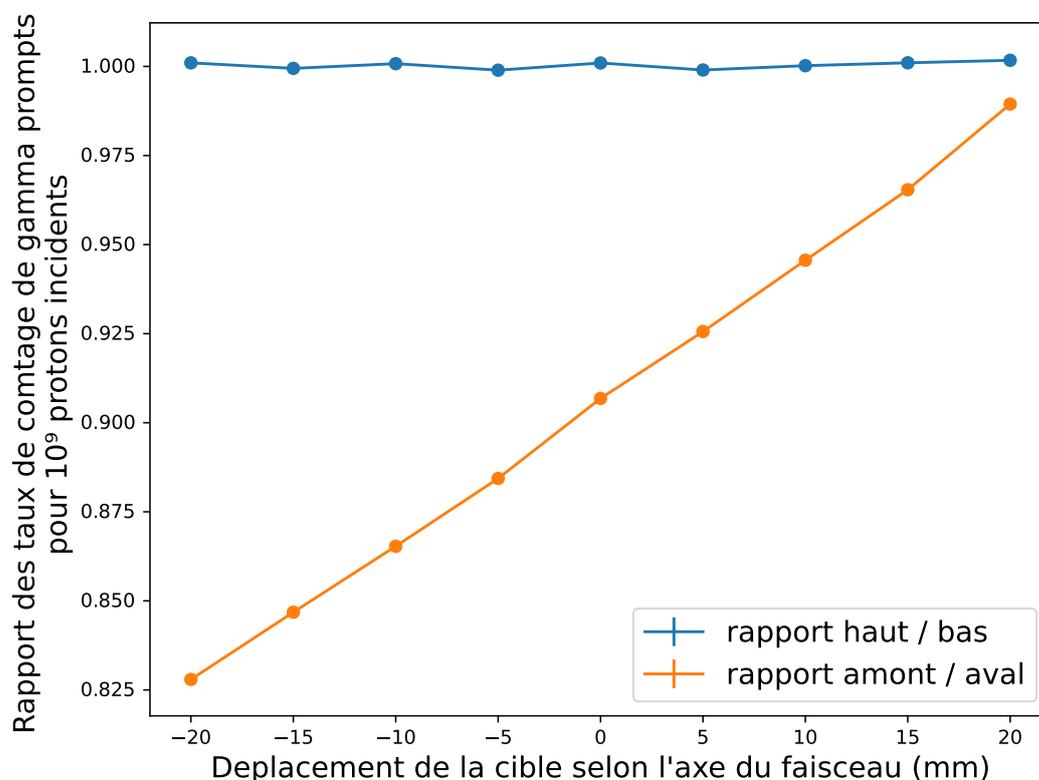


FIGURE 5.4 – Évolution du rapport des taux de comptage entre les différents groupes de détecteurs en fonction du déplacement de la cible en mm selon l'axe du faisceau.

La corrélation entre l'évolution du taux de comptage des PG au sein des détecteurs et le déplacement de la cible montre que c'est une observable intéressante pour obtenir des informations sur le parcours et les points d'émission des gamma à l'intérieur de celle-ci. Cette méthode présente l'avantage d'être « simple » dans sa mise en œuvre, légère et adaptable, ne nécessitant que le placement de détecteurs autour du patient sans besoin de collimation. De plus, plus la statistique perçue par les détecteurs est élevée, plus la précision de la méthode sera importante.

5.2.2 Paramètres variables qui influent sur la statistique

Cette partie décrit l'influence des différents critères impactant le taux de comptage de PG dans le cadre de la méthode PGPI, à savoir la taille des détecteurs, leur distance par rapport à la cible.

Pour cela, la cible a été placée au centre de la simulation et plusieurs espaces de phases sphériques concentriques autour de la cible en PMMA, symbolisant le patient, ont été ajoutés. Leur rayon varie de 10 cm (donc directement sur la cible) à 100 cm. Chacune de ces sphères sert à définir des zones de détection de rayon variant de 2,5 à 25 cm (qui seront notés en pouces dans les figures suivantes) et qui sont placées de la même manière que dans la simulation précédente, comme le montre la figure 5.5.

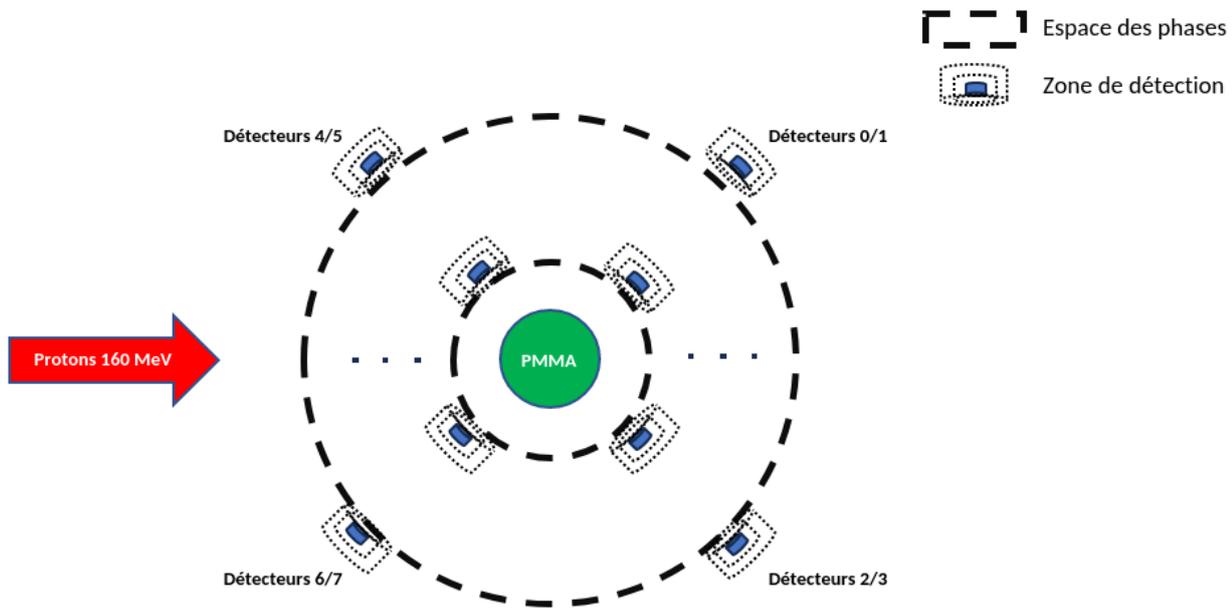


FIGURE 5.5 – Géométrie simulée dans GATE représentant un faisceau de protons de 160 MeV interagissant avec une cible de PMMA avec différents espaces des phases sphériques disposés autour, sur lesquels sont définis des détecteurs cylindriques de taille variable dans un code d'analyse.

La figure 5.6 représente l'évolution du taux de comptage en fonction du rayon du détecteur (à gauche) et de la distance au centre de la cible (à droite). Comme attendu, pour une taille de détecteur fixée, le taux de comptage croît en fonction du carré du rayon du détecteur (R) car l'angle solide correspondant peut être approché par l'expression $\left(\frac{\pi R^2}{D^2}\right)$, où D est la distance de détection (rayons de la sphère correspondant à l'espace de phase). L'écart entre la courbe d'ajustement et les valeurs de la figure 5.6 est dû à la distance entre la cible et le détecteur, pour laquelle l'approximation de la surface d'un disque de rayon R dans l'expression de l'angle solide n'est plus valide si on n'a pas $R \ll D/2$. De la même manière pour un rayon de détecteur fixe le taux de comptage décroît en fonction du carré de la distance de détection (D).

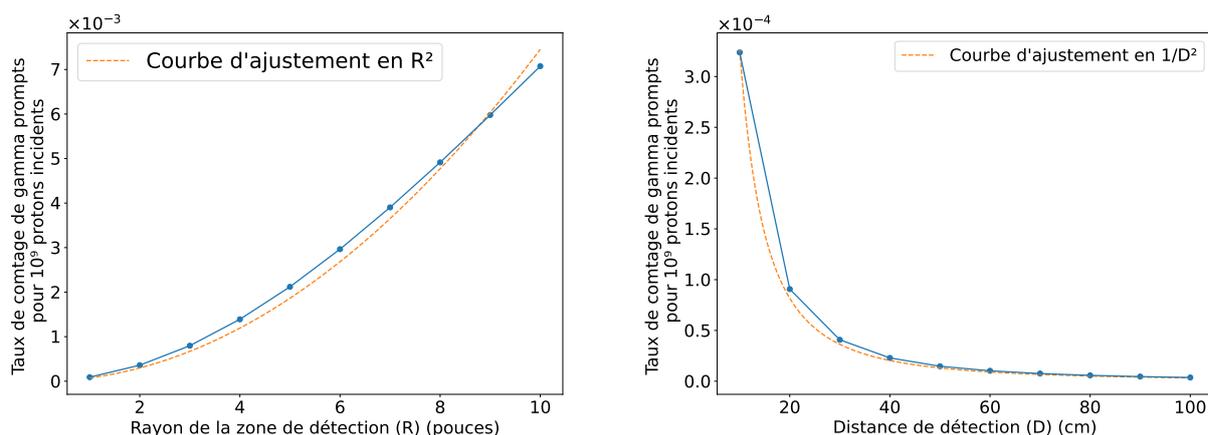


FIGURE 5.6 – À gauche : évolution du taux de comptage de PG par particule incidente (pour 10^9 protons simulés) en fonction de la taille du détecteur en pouce pour une distance au centre de la cible fixée à 20 cm. À droite : évolution du taux de comptage de PG par particule incidente (pour 10^9 protons simulés) en fonction de la distance au centre de la simulation en cm pour une taille de détecteur fixée à 1 pouce.

5.2.3 Étude du nombre de PG par voie de lecture en fonction de l'intensité du faisceau

La méthode PGPI est limitée par la nécessité, pour une unique voie de lecture, de pouvoir dénombrer les PG détectés, et donc de différencier deux PG provenant d'un même micro-bunch. Comme annoncé précédemment, le cas particulier du synchro-cyclotron S2C2 est ici étudié. En prenant cet exemple, chaque impulsion de faisceau a une durée d'environ 8 μ s toutes les 1 ms et est elle-même constituée de paquets de particules selon la période de l'accélérateur (ici 16 ns à l'extraction). Chaque détecteur peut donc être déclenché au maximum une fois par paquet de particules incidents. De plus, l'intensité fixée pendant une impulsion de faisceau peut varier de 100 nA à 1 μ A, ce qui détermine le nombre de protons par paquet de particules à l'aide de la formule 5.1, dont l'évolution est montrée dans la figure 5.7.

On peut donc établir certaines limites pour le principe du PGPI, dans ce cas particulier en déterminant le taux de comptage maximal pour chaque intensité qui correspond au maximum à la détection d'un PG par paquet de protons (l'inverse du nombre moyen de protons par paquets). Grâce aux simulations précédentes, l'évolution du taux de comptage d'un détecteur en fonction de son efficacité géométrique a été déterminée et est représentée dans la figure 5.8. De plus, les limites des taux de comptage pour l'exemple du S2C2 avec des intensités crête de 100 nA et 1 μ A sont également présentées. Cette figure permet de déterminer que, à l'intensité minimale du S2C2, un détecteur doit avoir une efficacité géométrique maximale de 10^{-3} , ce qui correspond à une taille de 1 pouce de diamètre située à une distance supérieure à 20 cm du centre de la simulation (ou 2 pouces à 40 cm). Cette géométrie reste raisonnable, cependant, à l'intensité maximale du S2C2, l'efficacité géométrique est de 10^{-4} , et seul un détecteur de 1 pouce situé à plus de 60 cm présente un taux de comptage inférieur.

La précision de la méthode du PGPI est limitée par le nombre de PG détectés. Une précision de 1% implique un nombre de détections de 10^4 . Avec une intensité de 100 nA, cela correspond donc à une statistique de 10^8 protons incidents durant l'impulsion du faisceau, et 10^9 pour

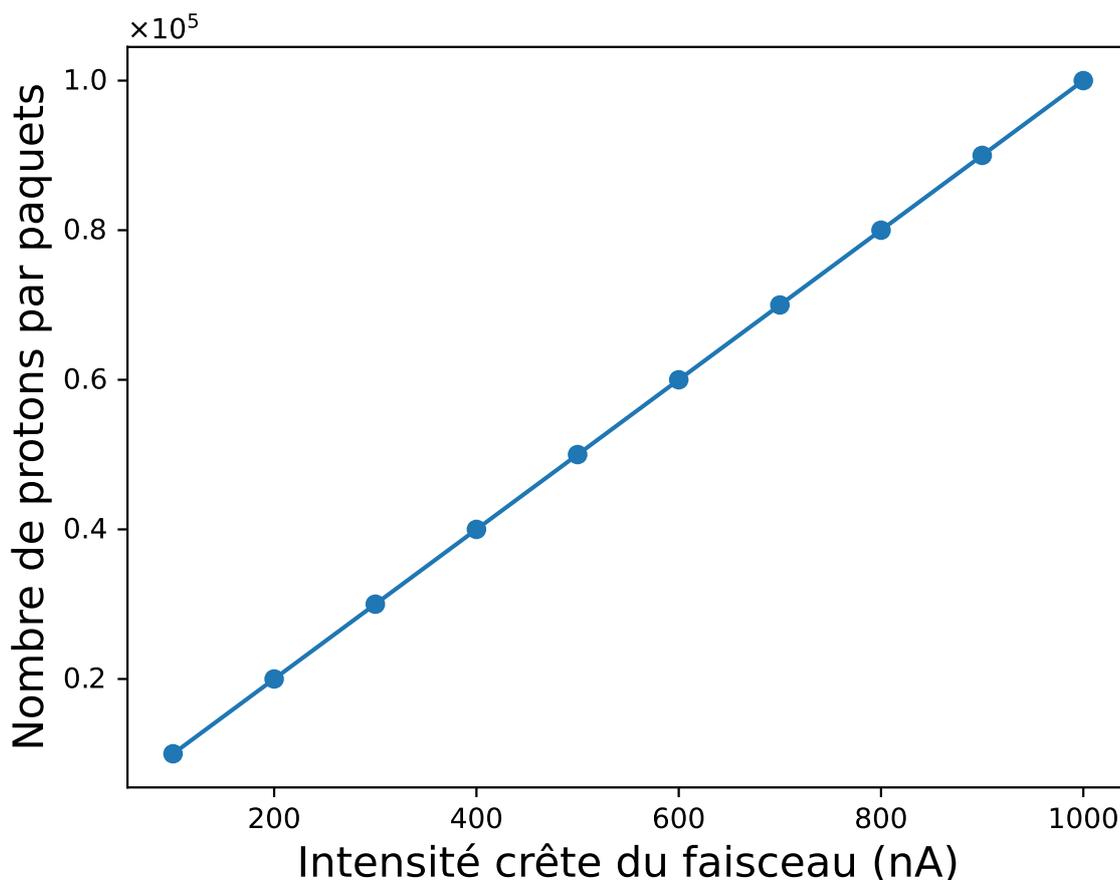


FIGURE 5.7 – Évolution du nombre moyen de protons au sein d'un paquet toutes les 16 ns, en fonction de l'intensité crête du faisceau dans une impulsion. Lors d'un traitement clinique cette intensité peut varier de 100 nA à 1 μ A

l'intensité crête maximale. Plusieurs voies de lecture deviennent donc nécessaires pour collecter un nombre de gamma prompts suffisants à l'échelle d'une impulsion contenant au maximum 10^8 protons. Dans le contexte du S2C2, prenons l'exemple d'une impulsion de 10^8 protons, composée au maximum de 10^3 périodes d'accélération à 1 μ A et de 10^4 à 100 nA. Cela définit donc le nombre maximum de déclenchements possibles. La précision de 1% pour une seule voie de lecture ne peut être atteinte que dans le cas de la plus faible intensité possible. De plus, en pratique, il est important de veiller à ne pas atteindre ce nombre maximal de déclenchements afin d'éviter tout biais potentiel dû à l'empilement des signaux gamma prompts au sein de la même voie de lecture. Cela montre que dans le cadre du PGPI, il est intéressant de multiplier le nombre de détecteurs tout en diminuant leur taille, afin d'éviter les phénomènes de saturation de la chaîne de lecture, tout en préservant une grande statistique observée.

Il est important de noter que cette étude que je viens de présenter est placée dans le cas particulier d'un synchro-cyclotron, dont la particularité est d'atteindre des intensités crêtes élevées qui auront un impact sur le PGPI. Cette méthode est principalement développée pour des traitements délivrés par des cyclotrons. En effet, la structure en temps continue de ces accélérateurs (des paquets de protons avec une période d'environ 10 ns) et leurs intensités qui

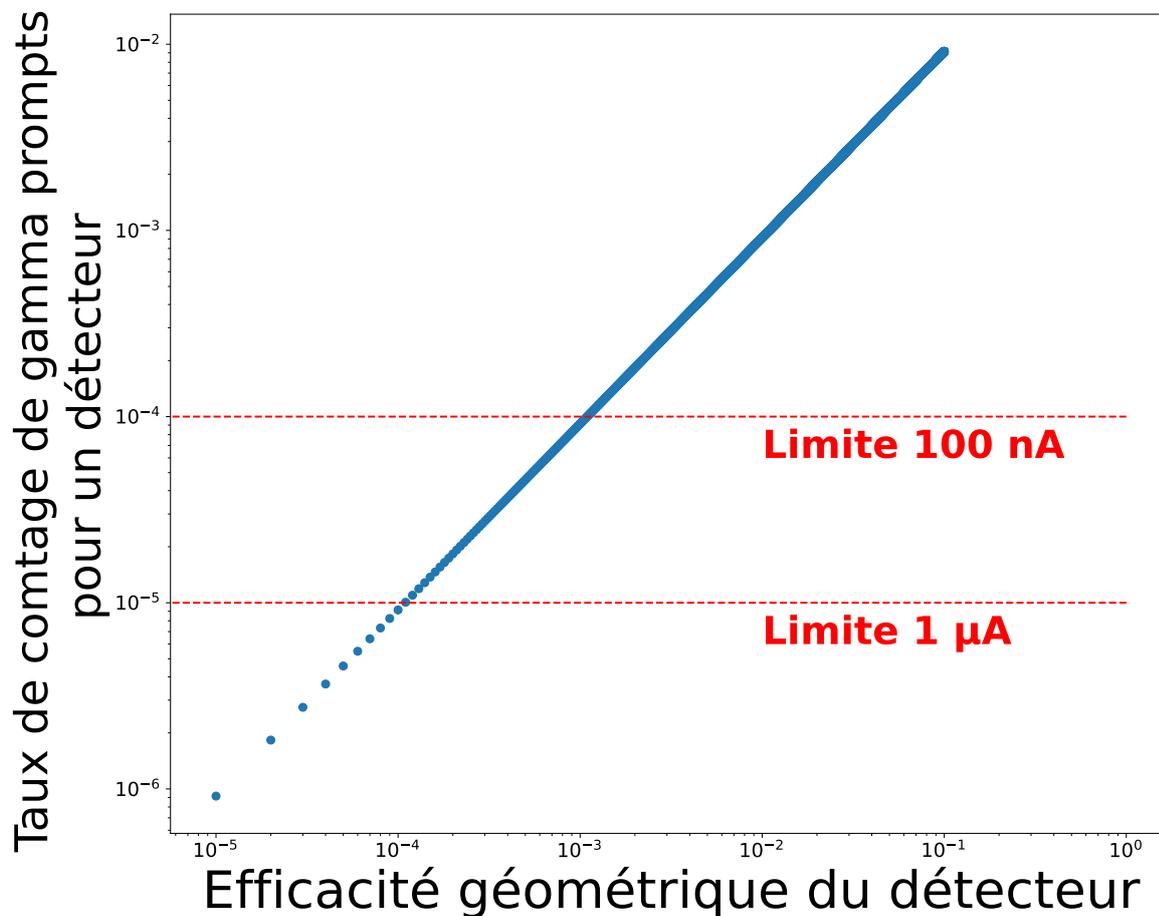


FIGURE 5.8 – Évolution de la probabilité de détection d'une particule par paquet toutes les 16 ns, par un détecteur en fonction de son efficacité géométrique.

sont 2 à 3 ordres de grandeur inférieures entraîneront des taux de comptage bien inférieurs aux limites de détection. Ils permettent donc de pleinement exploiter les avantages du PGPI.

Une évolution de cette méthode est donc proposée : le PGEI, qui n'est théoriquement pas limité par ce taux de comptage et pourrait donc être adapté à l'utilisation des synchro-cyclotrons.

5.3 Comptage intégral (PGEI)

Contrairement à la méthode PGPI, le PGEI consiste à étudier l'énergie déposée au sein d'un détecteur durant une impulsion faisceau, et de relâcher la contrainte temporelle présente dans le cadre du PGPI (filtre par mesure de temps de vol). Les détecteurs enregistrent les signaux provenant de toutes les particules secondaires. Cette méthode a l'avantage de ne pas être limitée par la nécessité de discriminer chacune des particules secondaires et n'est donc pas *a priori* limitée par l'intensité du faisceau.

5.3.1 Étude de l'énergie déposée en fonction d'un déplacement de la cible selon l'axe du faisceau

La géométrie de la simulation précédente évolue, l'espace des phases est retiré et 8 cylindres symbolisant des cristaux de scintillation auxquels sont attachés des *sensitive detectors* (ici LaBr_3) sont ajoutés. Ces cristaux sont situés selon la même disposition que les 8 espaces de détection définis sur les espaces des phases des simulations précédentes, comme le montre la figure 5.9. Ces cristaux sont placés sur une sphère de rayon 20 cm centrée sur le centre de la simulation. Chacun d'eux a un rayon de 2 pouces (5,08 cm) et une profondeur de 1 pouce (2,54 cm) correspondant à une efficacité géométrique de 6,5 % pour chaque détecteur. L'efficacité intrinsèque, que l'on peut définir comme la probabilité d'absorption d'un photon d'énergie typique de 4 MeV, est de 35 %. Ces *sensitive detectors* enregistreront toutes les informations des interactions des particules secondaires interagissant au sein de ces volumes, en particulier l'énergie déposée par chaque particule secondaire. De la même façon que précédemment, plusieurs simulations sont effectuées avec un déplacement de la cible par pas de 5 mm (de -20 à $+20$ mm par rapport au centre de la simulation) pour une statistique de 10^9 protons incidents.

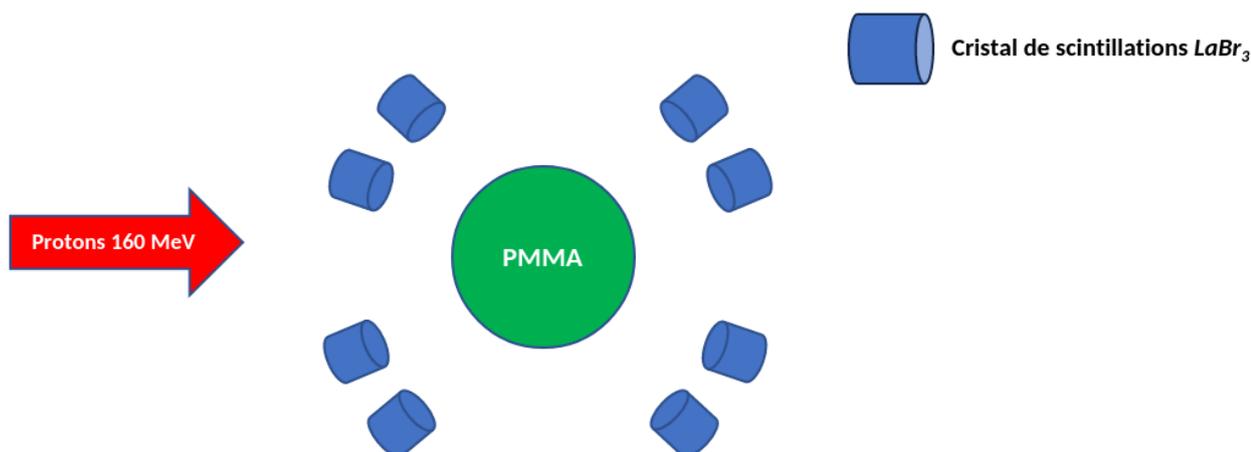


FIGURE 5.9 – Schéma de la simulation implémentée dans GATE représentant un faisceau de protons de 160 MeV interagissant avec une cible de PMMA autour de laquelle sont disposés de manière symétrique des détecteurs de LaBr_3 .

La figure 5.10 représente l'énergie déposée par proton incident de 160 MeV pour chaque détecteur en fonction de ce déplacement. La numérotation des détecteurs est identique à celle de la partie précédente (ceux de 0 à 3 sont placés en aval de la cible et ceux de 4 à 7 en amont).

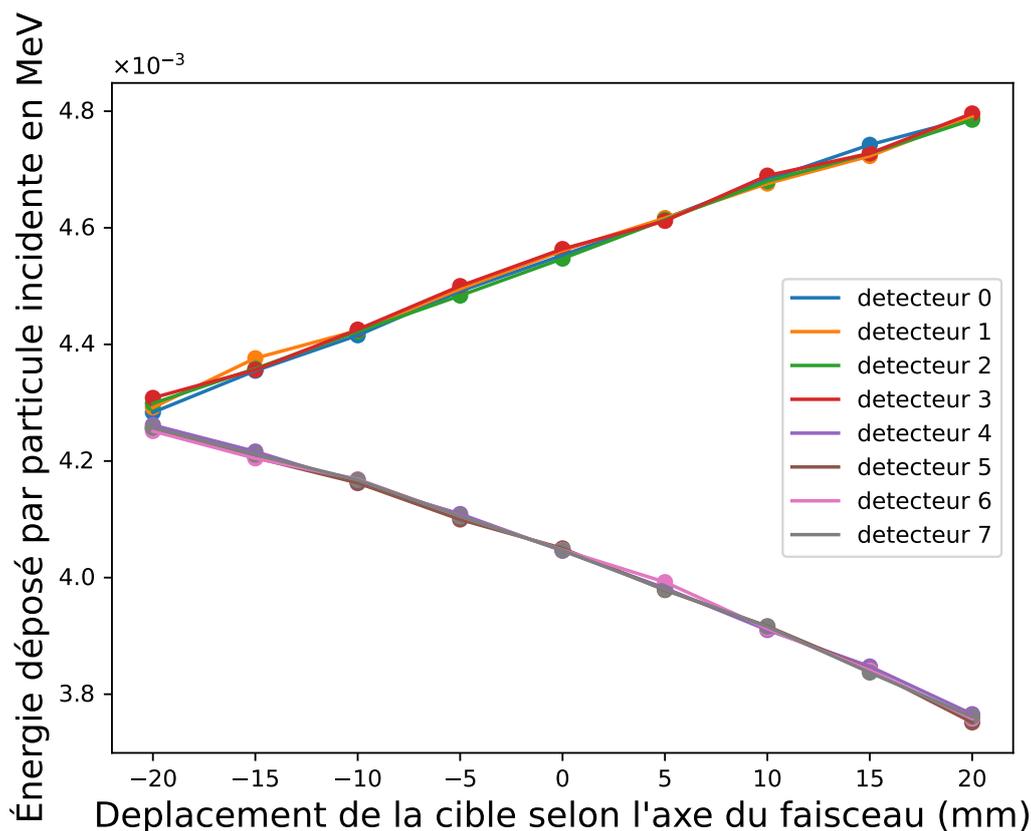


FIGURE 5.10 – Évolution du taux d'énergie déposée par proton incident (pour 10^9 protons simulés) en fonction du déplacement de la cible en mm selon l'axe du faisceau et pour chacun des détecteurs simulés.

De manière analogue à la méthode du PGPI, la figure montre une corrélation entre l'énergie déposée au sein de chaque détecteur et le déplacement de la cible dû à l'évolution de l'angle solide. On peut donc observer le même comportement pour chacun des détecteurs quelle que soit la méthode étudiée, le PGPI ou le PGEI. Cependant, on peut observer une différence entre ces deux méthodes. En effet, dans le cas du PGPI le taux de comptage est supérieur pour les détecteurs situés en amont de la cible par rapport à ceux en aval. Cela est dû au fait que même si l'émission des PG est corrélée avec la position du pic de Bragg, l'angle solide des détecteurs 4 à 7 est plus important vis-à-vis des points d'émission. L'énergie reçue, elle, est inférieure pour les cristaux en aval de la cible. En effet les sections efficaces des différentes interactions responsables des raies des PG de plus haute énergie sont plus importantes en fin de parcours des protons [Verburg, 2014]. Par conséquent, malgré leur angle solide inférieur, les détecteurs numérotés de 0 à 3 enregistrent une énergie par particule incidente plus importante que ceux notés de 4 à 7.

En regroupant les détecteurs afin d'obtenir une valeur moyenne de l'observable et en faisant le rapport des différents groupes de détecteurs visible en figure 5.11, on montre que l'énergie déposée par les particules secondaires permet d'observer un déplacement de la cible. Cette méthode pourra donc permettre de mettre en évidence un déplacement du patient ou du faisceau au cours du traitement.

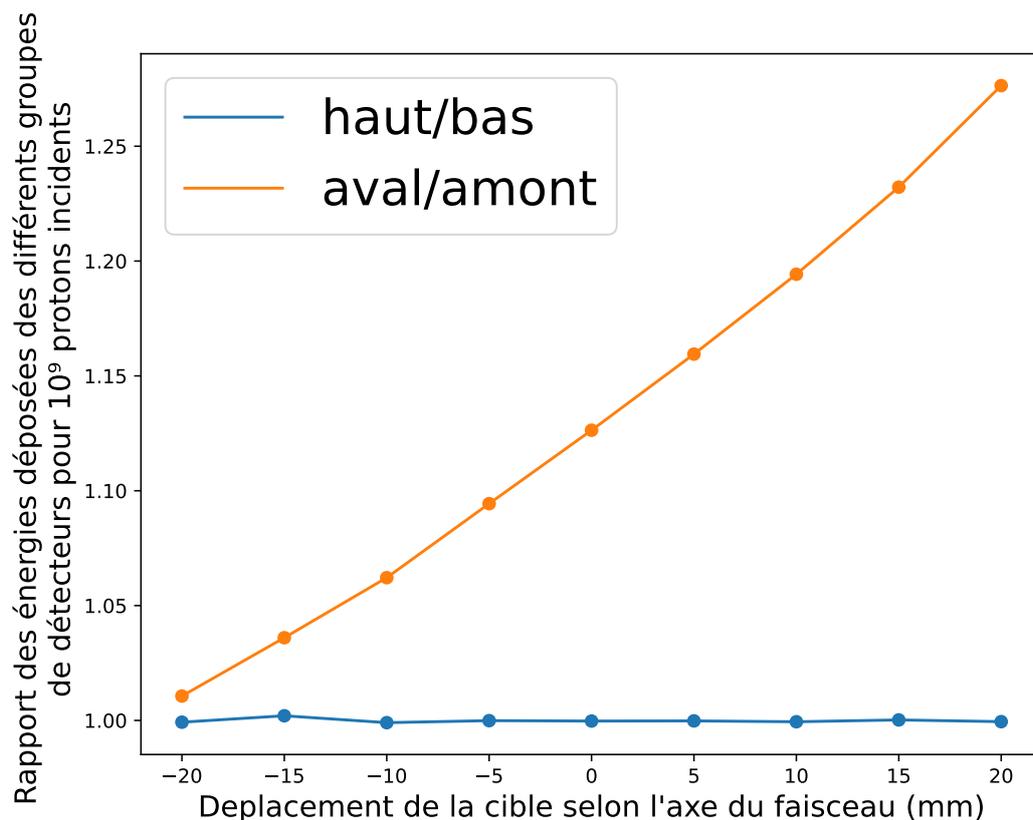


FIGURE 5.11 – Évolution du rapport entre les énergies déposées dans les différents groupes de détecteurs en fonction du déplacement de la cible selon l'axe du faisceau.

5.3.2 Énergie déposée durant une impulsion faisceau en fonction d'un déplacement latéral de la cible

De manière analogue à la partie précédente, un déplacement latéral de la cible a été simulé par rapport à l'axe du faisceau. De plus, le nombre de détecteurs dans chaque groupe a été doublé. Chacun comporte donc 8 détecteurs qui seront numérotés de 0 à 7 pour le groupe aval et de 8 à 15 pour le groupe amont (figure 5.12).

Pour chacun des groupes (amont et aval de la cible), l'évolution de l'énergie déposée par particule incidente dans chacun des détecteurs est tracée sur la figure 5.13. La variation de ce taux d'énergie est ici aussi reliée à la variation de l'ouverture angulaire de chacun des détecteurs par rapport aux points d'émission des particules secondaires à l'intérieur de la cible. Des symétries par rapport au plan horizontal (passant par l'axe de déplacement de la cible) sont également à mettre en évidence, ce qui conduit certains couples de détecteurs à avoir le même comportement. Les différents couples de détecteurs sont [0, 4], [1, 3] et [5, 7]. Les détecteurs 2 et 6 sont placés sur l'axe de déplacement, mais n'ont pas de couples associés.

En comparant un par un les détecteurs amont et aval ayant la même position (par exemple les détecteurs 0 et 8), on peut constater que les détecteurs placés en aval de la cible mesurent un taux d'énergie par particule incidente plus important que ceux en amont, en raison des positions d'émission des PG dans la cible. On constate également une évolution parabolique pour les grands déplacements de la cible des détecteurs en aval, ce qui est dû au changement de

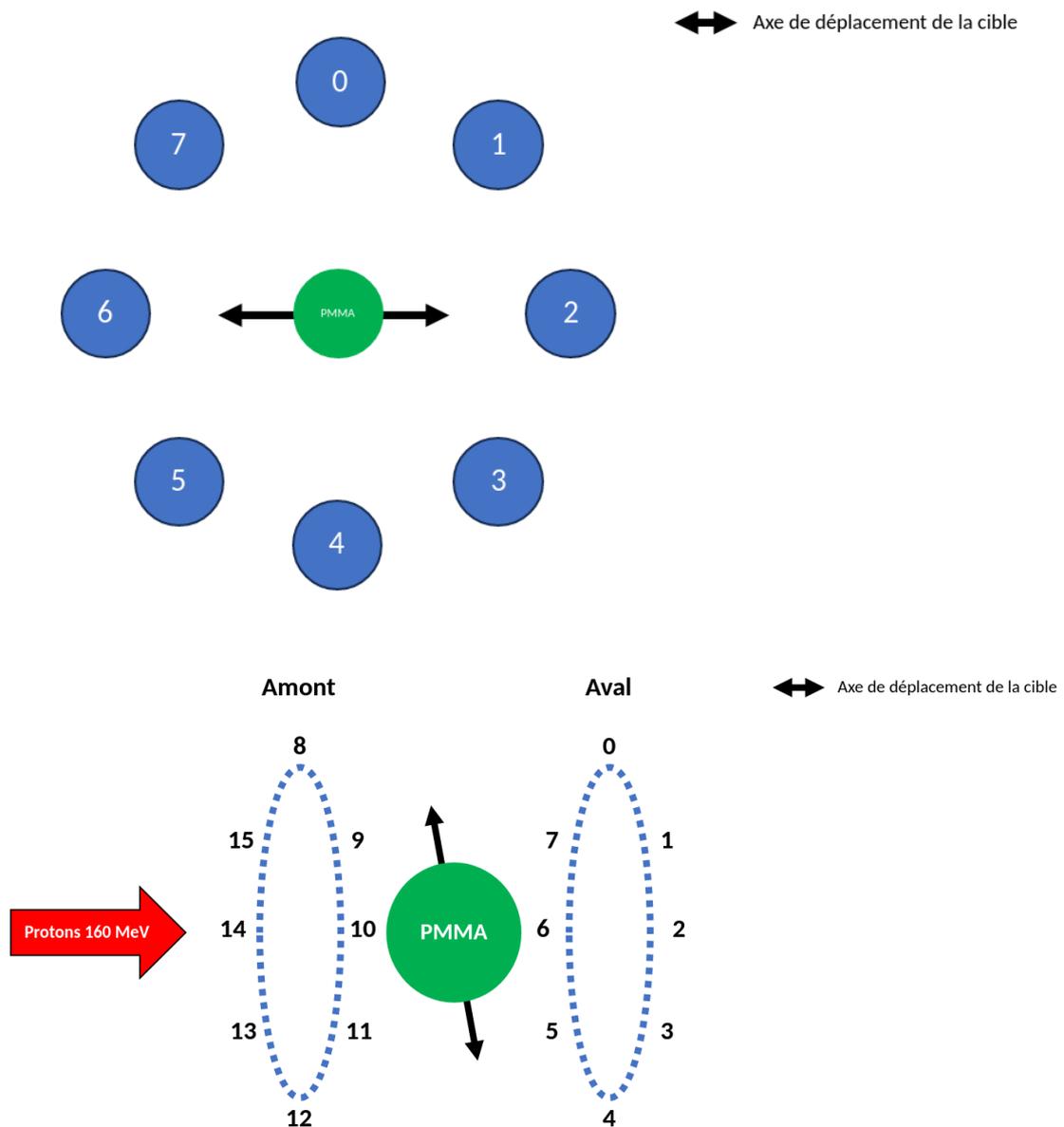


FIGURE 5.12 – Haut : numérotation des détecteurs situés en aval de la cible. Bas : numérotation de tous les détecteurs en perspective.

position du pic de Bragg. En effet, la cible étant sphérique, un déplacement latéral de celle-ci induit une modification du point d'entrée du faisceau, ce qui conduit à un déplacement du pic de Bragg le long de l'axe du faisceau comme le montre la figure 5.14 de façon très exagérée. Le déplacement latéral de 2 cm induit une modification du point d'entrée dans la sphère de 2 mm. On peut en conclure que, pour cette géométrie de cible sphérique homogène, un déplacement latéral de la cible est parfaitement quantifiable par une évolution du taux d'énergie déposée dans des détecteurs autour d'un fantôme. De plus l'asymétrie des réponses entre les détecteurs amont et aval, (2 et 10 d'un côté, 6 et 14 de l'autre) est porteuse également d'information pour cette géométrie simple.

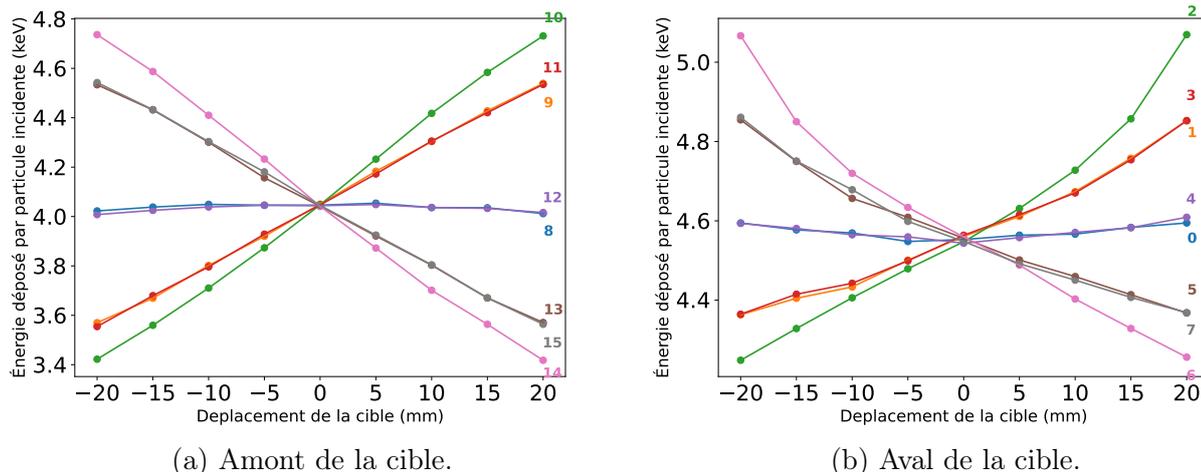


FIGURE 5.13 – Évolution de l'énergie déposée en keV par particule incidente dans chacun des détecteurs en fonction du déplacement de la cible en mm selon l'axe transverse du faisceau défini dans la figure 5.12.

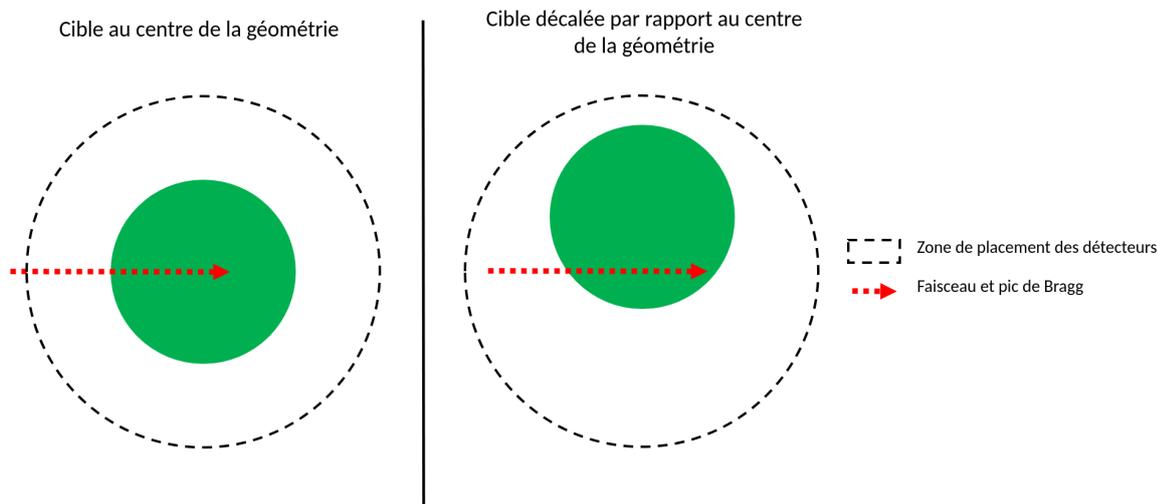


FIGURE 5.14 – Deux exemple de géométries représentant le faisceau de protons avec différents points d'entrée dans la cible conduisant à une modification de la position du pic de Bragg selon l'axe du faisceau.

5.3.3 Précision en fonction de la statistique sur une impulsion et en fonction du déplacement longitudinal

Pour pouvoir utiliser la méthode du PGEI au cours d'un traitement en protonthérapie, il est nécessaire d'avoir une précision suffisante au cours d'une seule impulsion faisceau afin de pouvoir corriger un possible mauvais positionnement du patient ou pouvoir arrêter le traitement en cas de déviation constatée. La statistique de particules secondaires étant dépendante du nombre de particules incidentes, l'implémentation de la structure en temps de l'accélérateur S2C2, décrite dans la section 5.1.2 de ce chapitre, est utilisée. Divers spots faisceau de différentes statistiques sont ainsi simulés, des plus basses (10^6 protons au sein d'une impulsion) aux plus hautes (10^8 protons). Cela permet de déterminer l'énergie moyenne déposée au sein de chaque cristal par impulsion faisceau mais aussi de pouvoir déterminer l'écart-type de cette valeur sur le

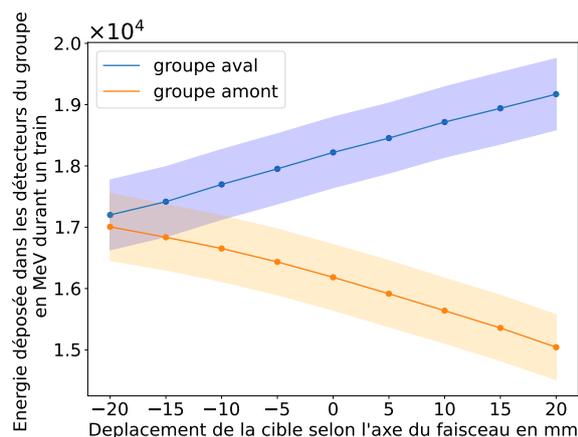
nombre d'impulsions simulées grâce à l'accumulation de données statistiques. En regroupant les détecteurs par zone, de la même façon que pour la méthode du PGPI, et donc en sommant les énergies détectés pour chaque impulsion, il est possible de réduire les fluctuations statistiques en fonction du nombre de détecteurs. Cette précision s'améliorera de manière proportionnelle à $\frac{1}{\sqrt{N}}$ avec N le nombre de détecteurs appartenant au groupe. Cela est décrit dans la formule suivante :

$$\frac{\sigma_{tot}}{E_{tot}} = \frac{1}{\sqrt{N}} \frac{\sigma}{E} \quad (5.2)$$

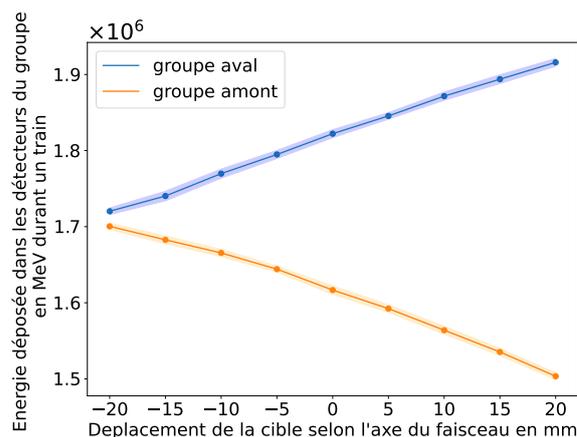
avec :

- σ_{tot} : l'écart-type sur l'énergie déposée dans le groupe de détecteurs,
- E_{tot} : l'énergie déposée dans le groupe de détecteurs,
- σ : l'écart-type sur l'énergie déposée dans un détecteur,
- E : l'énergie moyenne déposée dans un détecteur,
- N : le nombre de détecteurs dans le groupe.

La figure 5.15 représente l'énergie déposée au sein de chaque groupe de détecteurs en fonction du déplacement de la cible, durant une impulsion faisceau avec 2 statistiques différentes (5×10^6 et 10^8 protons incidents), ce qui correspond à une variation depuis les plus courts jusqu'aux plus longs spots utilisés en clinique. Chaque image de la figure fait apparaître l'écart-type de la distribution des énergies de chaque groupe de détecteurs en fonction de la statistique disponible. On peut constater que, dans chacun des cas, la valeur moyenne de l'énergie déposée est fonction du déplacement de la cible, comme cela avait été observé sur la figure 5.10. De plus, on peut noter que la précision sur la détection du déplacement de la cible augmente avec la statistique de l'impulsion. En effet, le nombre de protons générant des particules secondaires qui déposent de l'énergie dans un détecteur augmente, réduisant les incertitudes statistiques.



(a) 5×10^6 protons par impulsion.



(b) 10^8 protons par impulsion.

FIGURE 5.15 – Évolution de l'énergie déposée en MeV au sein d'un groupe de détecteurs pour une impulsion faisceau en fonction du déplacement longitudinal de la cible en mm.

5.3.4 Comparaison des deux méthodes PGPI et PGEI

La précision des deux méthodes étudiées ici (PGPI et PGEI) peut être comparée. Ce même procédé est appliqué à la méthode du PGPI pour obtenir l'évolution du nombre moyen de PG détectés au sein d'un groupe de détecteurs. L'objectif est de comparer les résultats pour une impulsion faisceau moyenne, et donc une statistique de $1,5 \times 10^7$ protons incidents, et une géométrie identique. Les résultats sont présentés sur la figure 5.16.

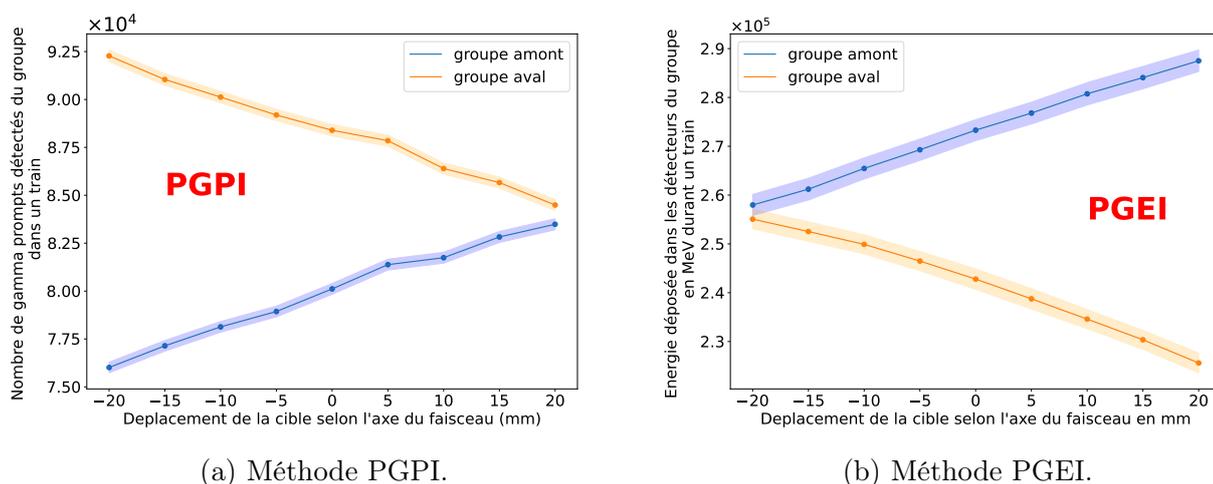


FIGURE 5.16 – Évolution du nombre de PG (PGPI) ou de l'énergie déposée en MeV (PGEI) au sein d'un groupe de détecteurs pour une impulsion faisceau en fonction du déplacement longitudinal de la cible en mm.

Ces résultats sont ensuite ajustés à l'aide d'une fonction affine et la sensibilité de chacune des méthodes est obtenue par le rapport entre l'écart-type de la statistique simulée et le coefficient directeur de la fonction d'ajustement. De cette manière, la sensibilité à un déplacement, selon l'axe du faisceau par la méthode du PGPI a été calculée à 1,6 mm à 1σ tandis que celle du PGEI est de 3 mm à 1σ . La dégradation entre les deux méthodes est due au bruit de fond induit par les neutrons. En effet, le PGEI ne bénéficie pas du filtre par mesure de temps de vol. De plus, le spectre en énergie des PG est très large, de 1 à 10 MeV avec une moyenne située à 2 MeV. Cependant, on peut constater que ces techniques ont une sensibilité semblable aux autres techniques de monitoring de la protonthérapie évoquées dans le chapitre 1. De plus, il est possible d'augmenter la précision, pour chacune de ces deux méthodes, en augmentant la statistique observée. Premièrement, par le nombre de protons incidents dans l'impulsion : par exemple avec 10^8 protons par impulsion, la sensibilité du PGEI a été calculée à 0,3 mm à 1σ dans une même configuration de détecteur. Deuxièmement, il est possible d'augmenter l'efficacité de détection du dispositif : par exemple, en doublant le nombre de détecteurs avec une impulsion de $1,5 \times 10^7$ protons, la sensibilité du PGEI a été calculée à 2 mm à 1σ .

5.4 Influence du cristal de détecteur sur les résultats de simulation

Les différents résultats obtenus dans la partie précédente l'ont été avec des cristaux cylindriques de LaBr_3 de 2 pouces de diamètre et 1 pouce d'épaisseur. Cependant, ces résultats vont différer selon le type de cristal utilisé. En effet, pour une même géométrie, l'énergie déposée au sein du détecteur sera dépendante des coefficients d'atténuation (probabilité d'interactions) du matériau. Plus sa densité sera élevée, plus l'énergie déposée sera importante. De plus, chaque cristal a des propriétés qui lui sont propres. Celles qui vont nous intéresser sont :

- ρ la densité du matériau,
- le temps de désexcitation,
- son rendement de scintillation (*light yield* noté LY) : nombre de photons émis par quantité d'énergie déposée.

Devant la problématique importante des taux de comptage pour les techniques de PGPI et PGEI mais aussi de la nécessité de disposer d'une forte statistique, il est important de bien considérer les propriétés physiques des différents cristaux envisagés. Le tableau 5.1 regroupe les propriétés des cristaux qui seront utilisés au cours de ce manuscrit, afin de pouvoir les comparer avec le LaBr_3 utilisé dans les simulations. On peut constater que le BaF_2 et le NaI sont moins

TABLE 5.1 – Propriétés physiques des scintillateurs avec ρ la densité du cristal, Z_{eff} le numéro atomique effectif, LY le rendement de scintillation, τ_{sc} la constante de temps moyenne de scintillation et λ_{max} la longueur d'onde du pic d'émission maximale (informations extraites de [Lecoq, 2017b]).

Scintillateur	ρ (g/cm ³)	Z_{eff}	LY (ph/MeV)	τ_{sc} (ns)	λ_{max} (nm)
LaBr_3	5,3	47	63 000	16	380
NaI	3,67	50,80	38 000	250	415
BaF_2	4,88	52,7	1800 10 000	0,8 630	200 300
PbWO_4	8,28	75,6	100–300	6	420
BGO	7,13	75,2	8200	300	505

lumineux que le LaBr_3 avec des constantes de décroissance très grandes (devant les temps caractéristiques de la micro-structure des accélérateurs de l'ordre de 10 ns) et peuvent permettre d'empiler des signaux issus de plusieurs paquets consécutifs dans une voie de détection. Il ne sera pas possible de différencier deux impulsions différentes (PGPI) si l'efficacité géométrique du détecteur est supérieure à 10^{-3} (figure 5.8) mais la charge et donc l'intégrale du signal (PGEI) pourra être *a priori* conservée, à condition qu'il n'y ait pas de phénomène de saturation dans la chaîne de lecture incluant en particulier le PMT¹. Au contraire, le PbWO_4 est très peu lumineux et possède une désexcitation très rapide. Il sera donc capable de retrouver sa ligne de base entre deux paquets de protons et donc avoir une ligne de base assez stable au cours de l'impulsion. En revanche, sa faible luminosité induit une résolution en énergie dégradée.

1. Le processus de scintillation dans les cristaux est *a priori* très loin d'une quelconque saturation aux taux de comptage envisagés.

Une géométrie de référence a été décrite dans la section 5.2 avec une cible sphérique positionnée au centre et huit détecteurs (appelés *sensitive detectors*) placés de manière isotrope autour de cette cible à une distance de 50 cm (distance « centre de la cible – surface d’entrée des détecteurs »). Plusieurs simulations ont été réalisées avec la même statistique de 10^7 protons incidents, utilisant différents types de cristaux. L’objectif était de déterminer la quantité d’énergie déposée dans chacun des détecteurs en fonction du cristal utilisé, afin d’estimer la luminosité attendue lors d’une impulsion de faisceau délivrée typiquement lors d’un traitement ($\sim 10^7$ protons). Ces résultats sont regroupés dans le tableau 5.2. On peut constater que la

TABLE 5.2 – Énergie déposée en MeV et nombre de photons créés dans un détecteur (de 2 pouces de diamètre et 1 pouce d’épaisseur) situé à 50 cm du centre d’une cible de PMMA lors d’une irradiation avec une impulsion de faisceau de 10^7 protons de 160 MeV.

Scintillateur	Énergie déposée (en MeV pour $\sim 10^7$ protons)	LY (ph/MeV)	Nb photons (en millions)
LaBr3	~ 1800	63000	113
NaI	~ 1400	38000	53,2
BaF2	~ 1800	10000	18
PbWO4	~ 3000	200	0,6

quantité d’énergie déposée, par impulsion faisceau, est importante, de l’ordre de quelques GeV. Cela va donc conditionner le choix du scintillateur. Or il apparaît que le PbWO_4 , pour une impulsion faisceau donnée, génère 100 fois moins de photons que les autres cristaux cités. Le choix du PbWO_4 pour l’application que j’étudie semble donc devoir être privilégié. De plus, si on se réfère au tableau 5.1, on constate également que le PbWO_4 est un cristal rapide de par sa constante de décroissance de 6 ns. En conclusion, le PbWO_4 est *a priori* un excellent candidat pour une utilisation en tant que détecteur pour la mise en œuvre de la méthode PGEI que je vais détailler dans le prochain chapitre. Nous devons également étudier l’impact de la faible résolution en énergie sur la résolution spatiale obtenue, ainsi que l’influence des rayonnements des neutrons sur les signaux. Ceci fera l’objet d’études ultérieures, au-delà du cadre de ce travail.

5.5 Conclusion

En conclusion, l’étude de l’énergie déposée au sein d’un détecteur ou d’un groupe de détecteurs revêt un intérêt particulier dans le contexte de la protonthérapie. Il a été démontré qu’il existe une corrélation entre cette énergie et le parcours des ions dans la cible, établie grâce à des simulations. Outre sa simplicité et sa rapidité de mise en œuvre, cette méthode offre une précision accrue avec l’augmentation du nombre de détecteurs, sans être théoriquement limitée par le taux de comptage, contrairement à la méthode du PGPI. Les simulations précédemment présentées se sont focalisées sur un ensemble de huit détecteurs répartis de manière homogène autour de la cible. Cette géométrie représente une configuration réaliste qui peut être mise en œuvre lors d’un traitement. Les simulations ont révélé la sensibilité à l’échelle du millimètre des méthodes PGPI et PGEI pour le déplacement longitudinal de la cible en PMMA. Cependant, il convient de noter que les cristaux simulés présentent une surface exagérée, chacun ayant

un rayon de 2 pouces. En pratique, la surface réelle sera inférieure, mais cette réduction peut être compensée par la profondeur des cristaux utilisés. En effet, dans ces conditions, l'un des cristaux simulés présente une efficacité intrinsèque de 35%, en raison de sa faible profondeur. Augmenter cette valeur pourrait être une façon de compenser la réduction de la surface. De plus, d'autres facteurs intéressants pour améliorer la sensibilité des deux méthodes comprennent l'augmentation du nombre de détecteurs et leur rapprochement du patient, afin d'augmenter les probabilités de détection des particules. Toutefois, ces méthodes (PGPI et PGEI) requièrent des taux de comptage élevés sur chaque voie de détection. Le choix du cristal de scintillation à utiliser revêt donc une importance cruciale. Nous avons observé que l'influence du cristal de scintillation est significative, en fonction de ses caractéristiques intrinsèques (rapidité, luminosité, etc.), qui influent à la fois sur l'énergie déposée par les particules secondaires dans le cristal et sur l'amplitude de la réponse du cristal. En raison des quantités d'énergie en jeu, notre orientation se porte vers l'utilisation de cristaux rapides et faiblement lumineux, tels que le PbWO_4 . Pour confirmer cette option, une étude des différents types de détecteurs photosensibles a été menée afin de déterminer le choix du détecteur idéal et la configuration optimale, dont les résultats seront présentés dans les prochains chapitres 6 et 7.

6

Caractérisation en laboratoire des scintillateurs

Cette section présente les détecteurs qui seront utilisés pour la détection gamma lors d'expériences sous faisceaux détaillés dans le prochain chapitre 7. Les dispositifs expérimentaux mis en œuvre pour la caractérisation en laboratoire de différents scintillateurs sont décrits dans les sections qui suivent : tout d'abord dans la section 6.1 la caractérisation des détecteurs en iodure de sodium dopé avec du thallium (NaI(Tl)) et en fluorure de baryum (BaF₂), puis dans la section 6.2 la caractérisation spécifique du cristal de tungstate de plomb (PbWO₄).

6.1 Détecteurs NaI(Tl) et BaF₂

6.1.1 Matériels

Les cristaux

Trois détecteurs ont été utilisés lors de ces caractérisations en laboratoire : deux détecteurs NaI(Tl) et un détecteur BaF₂ (figure 6.1). Les deux détecteurs NaI(Tl) (notés NaI par la suite) sont composés de cristaux cylindriques avec un diamètre de 3 pouces (7,62 cm) et une épaisseur de 7,5 cm. Ces cristaux ont été fournis par les entreprises « Alpha Spectra Inc » [AlphaSpectraInc, 2023] et « SAINT-GOBAIN » [SAINT-GOBAIN, 2023] et sont lus par des photomultiplicateurs standards provenant de ces mêmes entreprises. Le détecteur de « Alpha Spectra Inc » est associé à une embase « CANBERRA » [CANBERRA, 2007], le modèle 2007, tandis que celui de « SAINT-GOBAIN » est associé au modèle 266 de « ORTEC » [ORTEC, 2023]. Ces deux embases possèdent des préamplificateurs intégrés.

Les détecteurs BaF₂ sont, quant à eux, composés de cristaux hexagonaux avec un diamètre de 9 cm et une profondeur de 14 cm. Ils sont associés à un photomultiplicateur EMI 9821.

Alimentation haute tension

Au cours de la caractérisation, deux types d'alimentation haute tension ont été utilisés. D'une part, une alimentation « ORTEC » 556 capable de fournir une tension positive ou négative dans une plage de 0 à 3000 V avec un courant maximal de 10 mA. D'autre part, une alimentation NIM NHQ 223M possédant la même plage de tension mais limitée quant à elle à un courant de 4 mA.

Système d'acquisition

L'ensemble des mesures ont été réalisées par enregistrement de traces de signaux via l'os-



FIGURE 6.1 – À gauche : NaI(Tl) provenant de l'entreprise « Alpha Spectra Inc », au centre : NaI(Tl) provenant de l'entreprise « SAINT-GOBAIN », et à droite : BaF₂.

cilloscope DSO-LeCroy précédemment utilisé et présentant, pour rappel, les caractéristiques suivantes :

- 4 voies disponibles, avec un déclenchement externe possible,
- une bande passante de 2 GHz,
- un échantillonnage à 20 Gs/s avec une numérisation verticale sur 8 bits, 11 bits avec une résolution améliorée.

Cet outil a été sélectionné en raison de sa capacité à enregistrer un grand nombre de traces avec des fenêtres de temps et de tensions variables. Les fichiers binaires ainsi obtenus ont ensuite été analysés à l'aide d'un code d'analyse de données décrit dans la prochaine partie.

6.1.2 Méthode

La figure 6.2 représente le dispositif expérimental utilisé pour mesurer la réponse en énergie de chaque détecteur présenté précédemment.

Une source radioactive de ⁶⁰Co émettant des rayons γ de 1,17 MeV et 1,33 MeV, ou de ²²Na avec des énergies de 0,511 MeV et 1,27 MeV, est placée à proximité du détecteur. Chacune de ces sources a une activité d'environ 100 kBq. Les rayons γ interagissent dans les détecteurs et génèrent des signaux qui sont enregistrés sur l'oscilloscope (figure 6.3). Ces mesures ont été effectuées avec une polarisation nominale de 800 V pour le détecteur NaI(Tl) et de 2500 V pour le détecteur BaF₂, en utilisant une source de ⁶⁰Co.

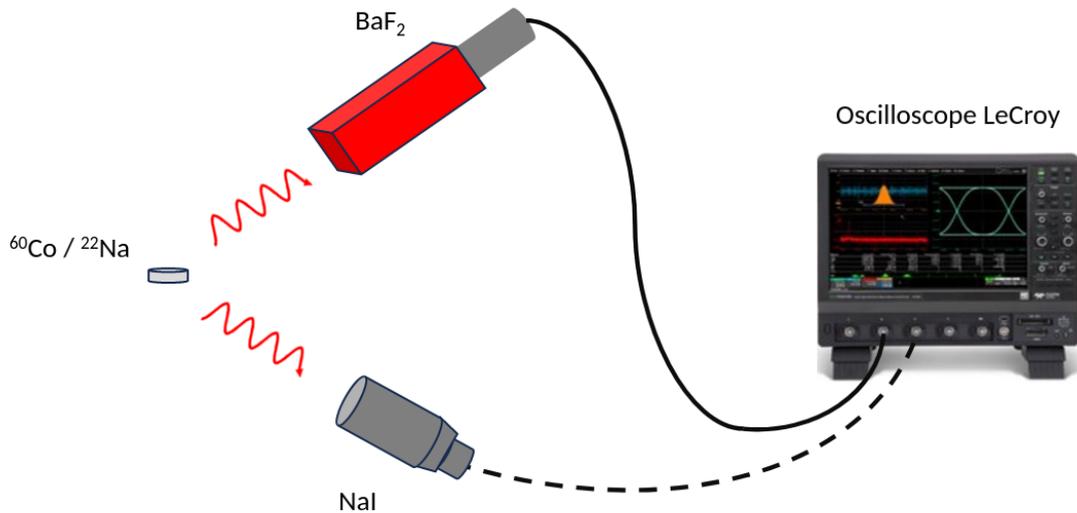


FIGURE 6.2 – Dispositif expérimental pour la mesure de la réponse en énergie des détecteurs.

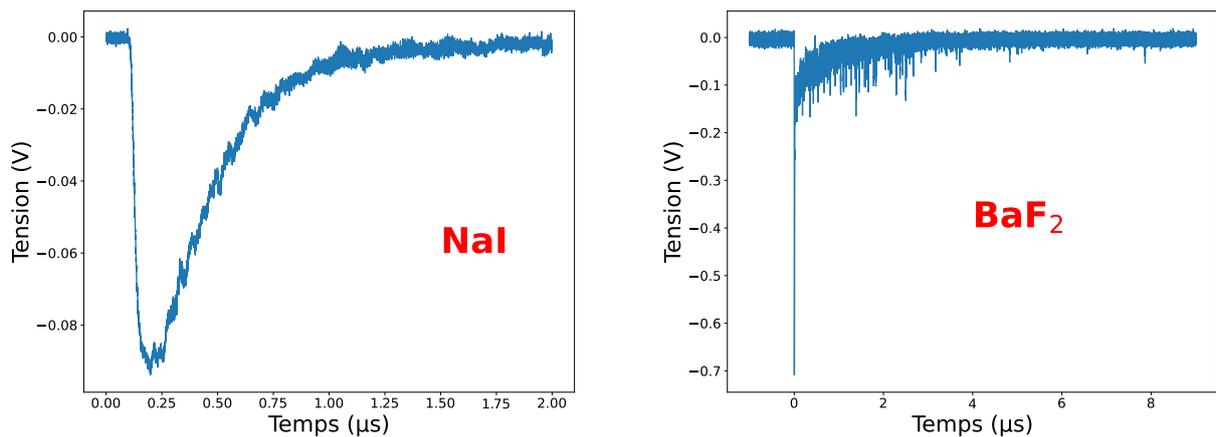


FIGURE 6.3 – Exemples de traces enregistrées par l'oscilloscope pour les scintillateurs NaI(Tl) à gauche et BaF₂ à droite avec leurs polarisations nominales (respectivement 800 V et 2500 V) et une source de ⁶⁰Co.

On observe les deux caractéristiques du signal du scintillateur BaF₂ : un pic étroit au début du signal dû à la composante de décroissance rapide, ainsi qu'une longue queue résultant de l'autre composante beaucoup plus lente. On peut observer sur le signal du détecteur NaI(Tl) une longue décroissance exponentielle qui est due au préamplificateur qui domine largement le temps de décroissance du détecteur. Ces deux détecteurs sont donc lents avec une durée de quelques microsecondes.

Ces signaux sont intégrés sur l'ensemble de la fenêtre d'acquisition, et les résultats sont cumulés dans un histogramme. Afin d'obtenir une valeur de la réponse en énergie pour chacun des détecteurs sur une plage de polarisation, la tension appliquée à chaque photomultiplicateur est modifiée entre deux acquisitions en respectant les valeurs spécifiées dans les fiches techniques des fabricants (de 600 à 800 V pour les détecteurs NaI(Tl) et de 1500 à 2500 V pour les

détecteurs BaF₂). Cela a pour but d'obtenir une calibration du gain du détecteur en fonction de sa polarisation.

6.1.3 Résultats

La figure 6.4 présente les histogrammes des intégrales des signaux obtenus avec un détecteur NaI(Tl) (à gauche) et BaF₂ (à droite) placés devant une source de ⁶⁰Co à leur polarisation nominale (800 V pour le NaI(Tl) et 2500 V pour le BaF₂).

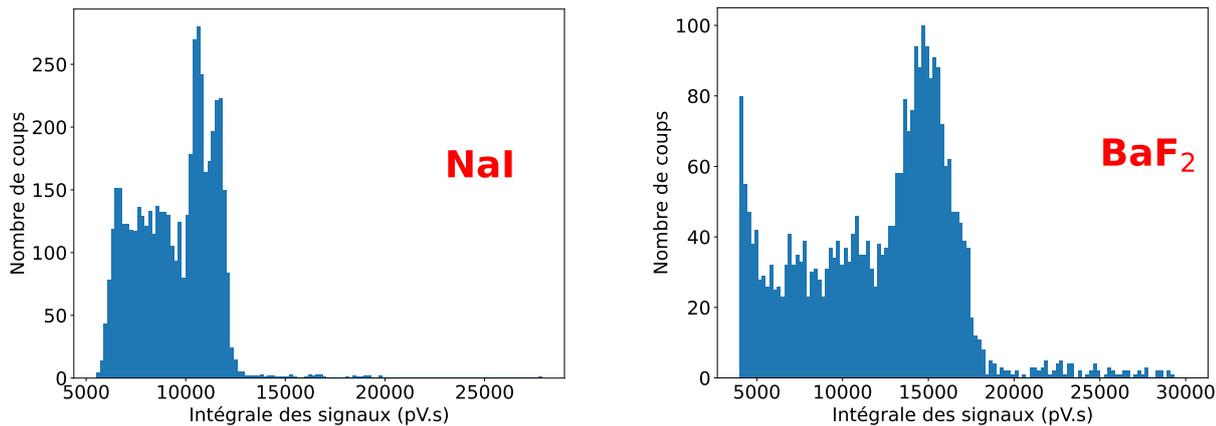


FIGURE 6.4 – Histogramme des intégrales des signaux obtenus avec un détecteur NaI(Tl) à 800 V (à gauche) et BaF₂ à 2500 V (à droite) placés devant une source de ⁶⁰Co.

Les spectres mesurés correspondent bien aux spectres attendus avec en particulier les raies à 1,17 et 1,33 MeV qui sont résolues avec le détecteur NaI(Tl) mais non résolues avec le détecteur BaF₂. Cela permet donc d'associer une ou des valeurs d'intégrale (selon la source utilisée) à une ou des valeurs d'énergie correspondantes, pour une polarisation appliquée. Ces valeurs sont estimées en appliquant un fit gaussien sur les pics mesurés, dont on prendra la position du centroïde. On en déduit donc les courbes de calibration pour chacun des détecteurs sur toute la gamme de tensions utilisées, comme le montre la figure 6.5.

Les résultats obtenus pour le BaF₂ correspondent à ceux attendus de part leur forme, une allure exponentielle caractéristique du gain d'un tube photomultiplicateur. La faible variation dans le cas du NaI induit que ce comportement n'est pas observé.

6.2 Détecteur PbWO₄

6.2.1 Matériels

Le cristal

Ce cristal est issu d'un ancien détecteur de l'expérience CMS (Compact Muon Solenoid). Sa taille est de $2 \times 2 \times 3$ cm³. Le cristal a été poli, recouvert d'un réflecteur et monté sur un photomultiplicateur XP2020 [Photonis, 2023]. L'ensemble du montage a été réalisé au sein du laboratoire (figure 6.6).

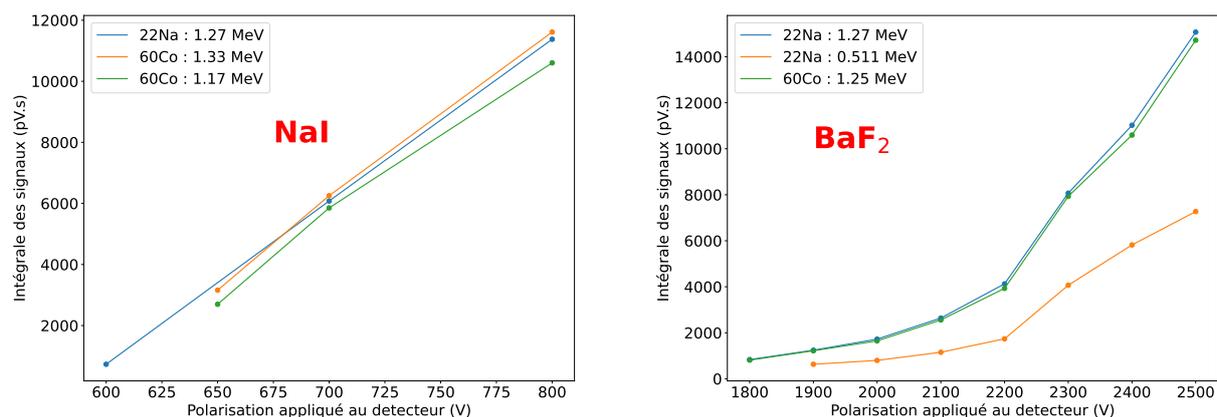


FIGURE 6.5 – Exemples d'évolution des valeurs des intégrales des signaux d'absorption totale des détecteurs en fonction de la polarisation appliquée. Le détecteur NaI(Tl) est représenté à gauche et le détecteur BaF₂ à droite.

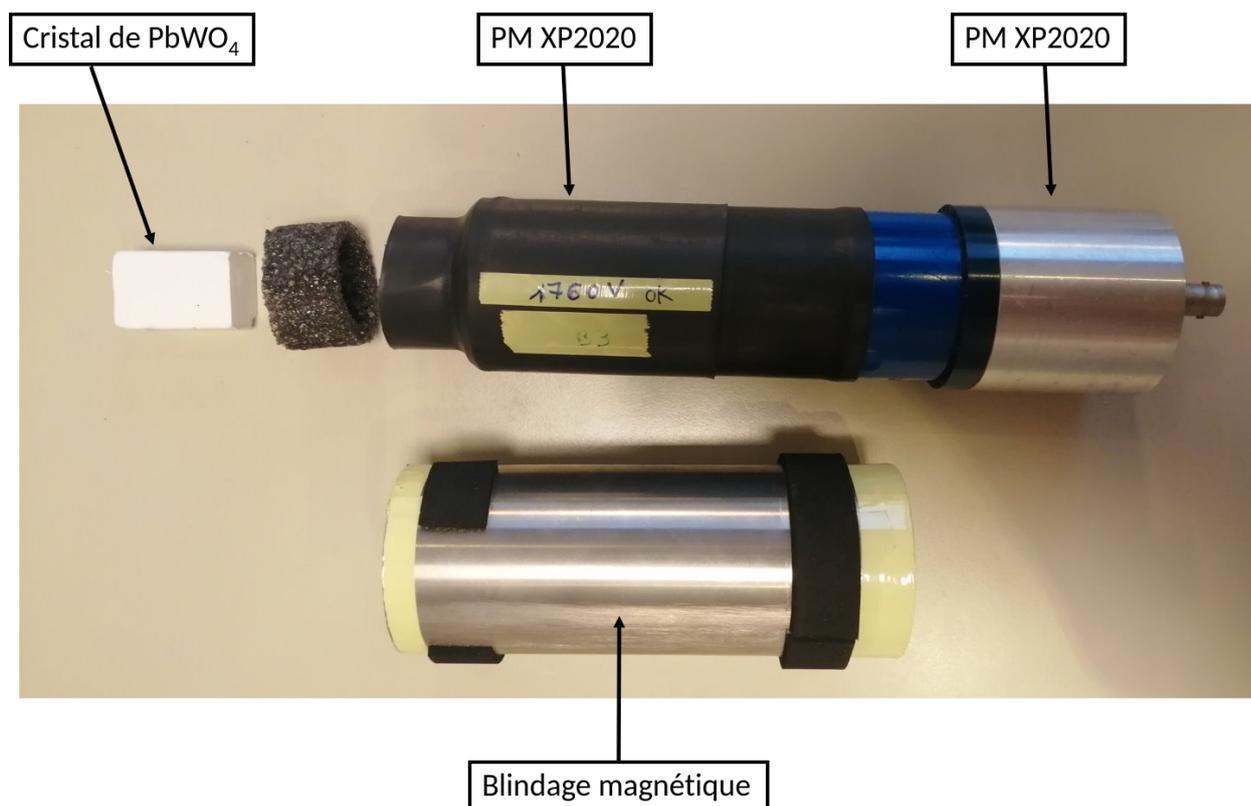


FIGURE 6.6 – Montage du scintillateur PbWO₄ utilisé.

Système d'acquisition

L'enregistrement des signaux a été réalisé à l'aide d'un *WaveCatcher Analyser* [Breton, 2014] avec les caractéristiques suivantes :

- 8 voies d'acquisition sur 1024 échantillons,
- une bande passante de 500 MHz,
- un échantillonnage à 3,2 GHz avec une numérisation sur 12 bits.

Ce système permet d'enregistrer des traces de signaux relativement courtes et plus rapidement que le précédent système « Lecroy ». Cependant, la durée d'acquisition limitée à 1024 échantillons et qui correspond à 320 ns à la fréquence d'échantillonnage maximal de l'appareil. Cette fenêtre est donc trop courte pour les détecteurs (NaI(Tl) et BaF₂) qui possèdent des signaux de l'ordre de la microseconde mais convient ici pour le PbWO₄ dont les signaux font quelques dizaines de nanosecondes (voir la figure 6.7).

6.2.2 Méthode

La figure 6.7 présente un exemple de trace enregistrée sur le détecteur pour sa polarisation nominale de 2500 V. En raison de la faible luminosité du cristal, les signaux du détecteur sont de faible amplitude par rapport au bruit électronique (*Dark count*) du photomultiplicateur.

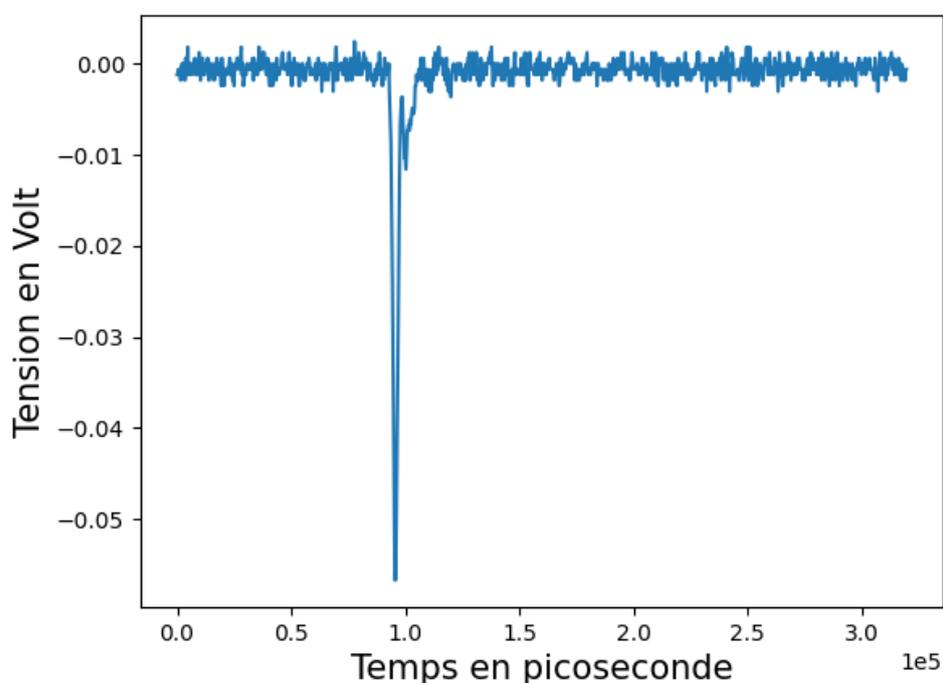


FIGURE 6.7 – Exemple de traces enregistrées sur le détecteur PbWO₄ pour une polarisation de 2500V.

Afin de sélectionner uniquement les événements provenant de la source radioactive placée devant le scintillateur, une mesure en coïncidence avec l'un des détecteurs BaF₂ caractérisés précédemment est effectuée. Les deux détecteurs sont placés à 180° l'un par rapport à l'autre, avec la source radioactive au centre. Les signaux sont enregistrés sur le WaveCatcher. Le dispositif expérimental est montré en figure 6.8.

Le déclenchement de l'enregistrement est basé sur celui du détecteur BaF₂. Il est réglé de manière à sélectionner uniquement le pic d'absorption totale d'une des raies γ de la source. Ce réglage est effectué pour éviter qu'une diffusion Compton d'un photon ne dépose de l'énergie au sein des deux détecteurs en déclenchant l'enregistrement. Un total de 500 000 traces est acquis. Pour chacune d'entre elles, un seuil de 5 mV est appliqué pour détecter les signaux du PbWO₄. Le temps à mi-hauteur entre les signaux des deux détecteurs, ainsi que les intégrales

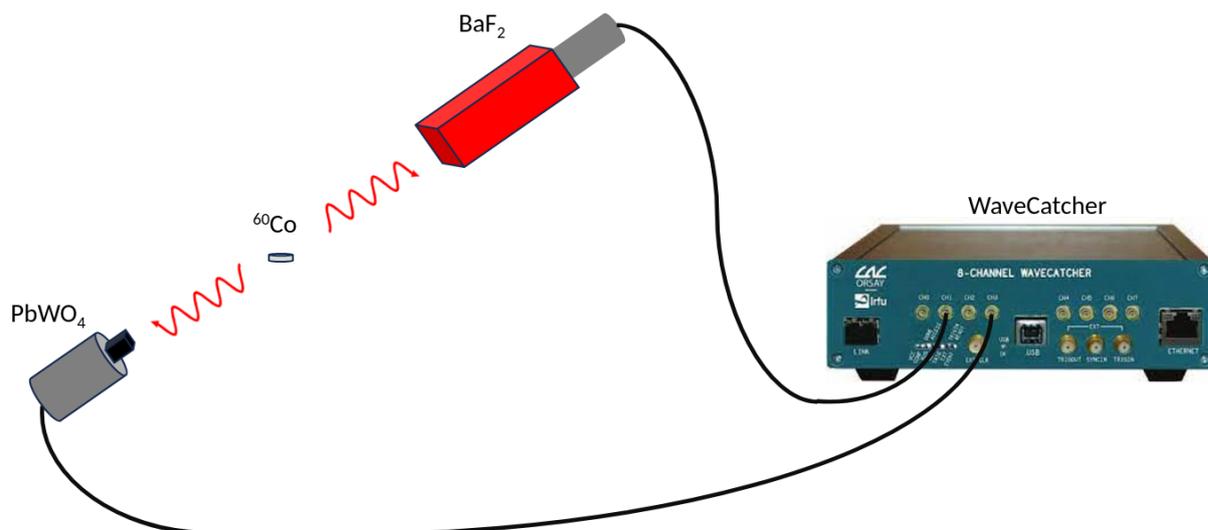


FIGURE 6.8 – Schéma du dispositif expérimental qui a servi à effectuer la caractérisation du détecteur PbWO_4 .

des signaux, sont ensuite cumulées au sein d'histogrammes. De plus, le taux de coïncidence des événements entre les détecteurs est montré sur la figure 6.9.

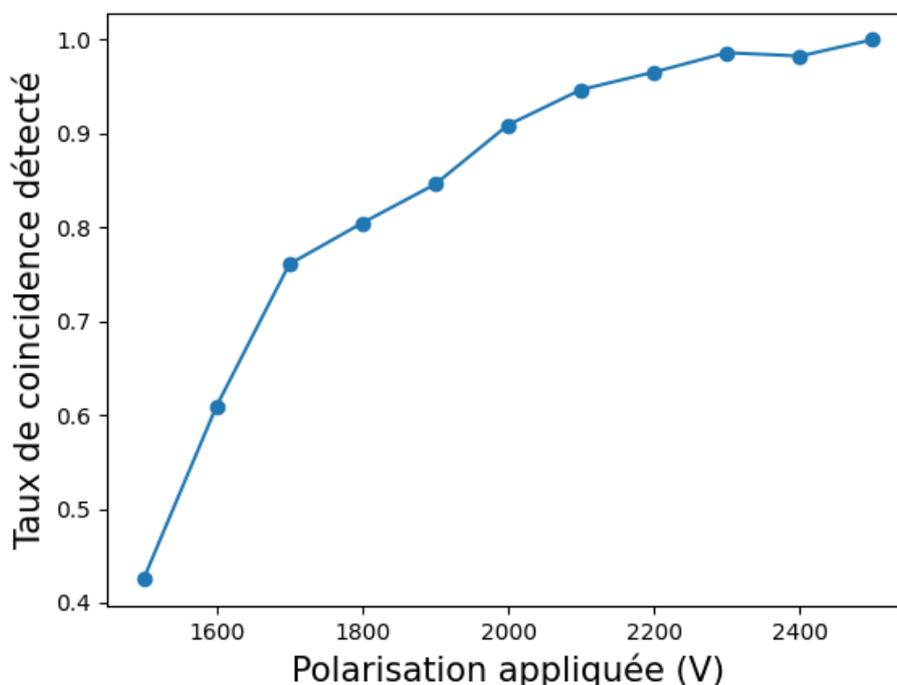


FIGURE 6.9 – Taux de coïncidence obtenu entre les deux détecteurs BaF_2 et PbWO_4 en fonction de la polarisation appliquée sur le PbWO_4 .

Il est calculé en divisant le nombre de coïncidences obtenues, à chaque polarisation, par son maximum obtenu au cours de l'expérience (polarisation nominale). Cette mesure permet de définir une plage de tensions optimales pour l'utilisation du détecteur PbWO_4 qui va de 2000 à

2500 V. Le critère de sélection de cette plage est un taux de coïncidence supérieur à 90%, tout en respectant les spécifications d'utilisation du photomultiplicateur *XP2020*.

6.2.3 Résultats

La figure 6.10 représente un exemple de spectroscopie, avec un histogramme de l'intégrale des signaux, pour une polarisation nominale de 2500 V. On peut observer une composante significative proche du bruit électronique, mais le pic d'absorption totale est visible. Sa position est déterminée de la même manière que précédemment pour chaque polarisation afin d'étudier sa variation en fonction de la polarisation appliquée au photomultiplicateur. Une fois encore cette variation est exponentielle en raison du système de lecture utilisé (PMT), elle est présentée dans la figure 6.11.

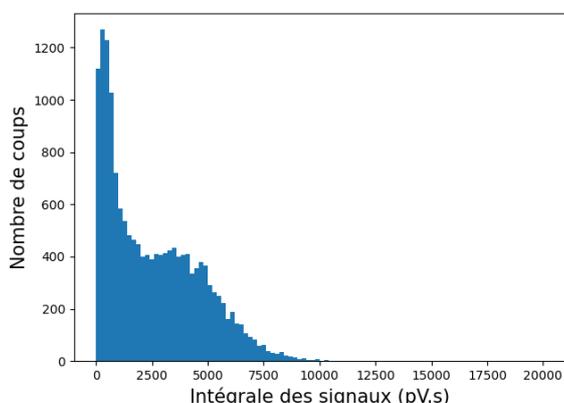


FIGURE 6.10 – Histogramme de charge correspondant aux aux PbWO₄ à polarisation nominale soit 2500 V sous une source de ⁶⁰Co.

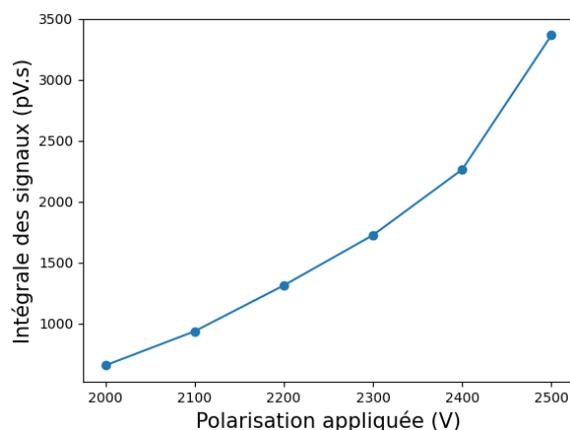


FIGURE 6.11 – Évolution de la position du pic d'absorption moyenne des raies de 1,17 et 1,33 MeV du ⁶⁰Co en fonction de la polarisation appliquée.

La figure 6.12 montre un histogramme de différence de temps à 50% du maximum pour une polarisation de 2500 V. Une combinaison d'un lissage gaussien avec une exponentielle décroissante est appliquée sur les données. Cela permet :

- d'une part, de déterminer la résolution temporelle du dispositif (pris par convention comme étant le σ du fit gaussien de la partie "gauche" de la figure), soit ici 850 ps,
- et d'autre part, de confirmer la constante de décroissance exponentielle (partie "droite" de la figure) qui est de l'ordre des constante de scintillation, soit ici 6 ns.

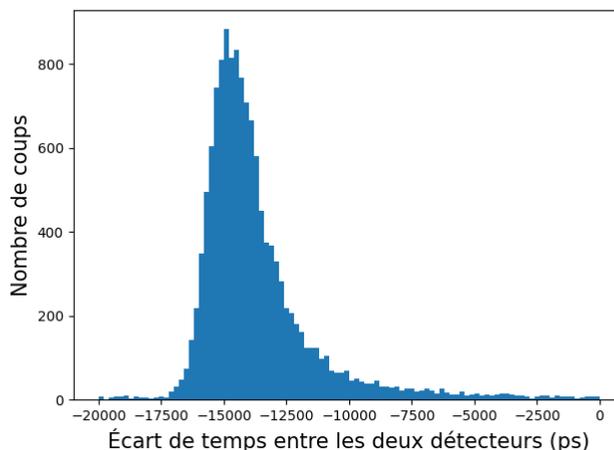


FIGURE 6.12 – Histogramme des différences de temps à mi-hauteur des signaux des deux détecteurs à leurs polarisations nominales soit 2500 V.

6.3 Conclusion

Les expériences mises en place ont montré le bon fonctionnement des détecteurs et ont permis d'effectuer une calibration de chacun d'entre eux en fonction de la polarisation appliquée au photomultiplicateur. Ces caractérisations pourront permettre de connaître l'énergie déposée au sein de l'un des détecteurs au cours des expériences sous faisceaux détaillées dans le chapitre suivant. Cependant, ces caractérisations restent peu précises car elles ne reposent que sur quelques énergies pour les détecteurs BaF_2 et $\text{NaI}(\text{Tl})$ et sur une seule (qui est la moyenne des valeurs des pics du ^{60}Co) pour le PbWO_4 . De plus, ces valeurs proches du MeV sont plutôt caractéristiques de la partie basse du spectre gamma-prompt (compris de 1 à 10 MeV avec une moyenne autour de 2 MeV). On fera donc l'hypothèse que cette calibration reste valable pour les énergies supérieures.

7

Expériences sous faisceaux

Cette section vise à présenter l'ensemble des résultats concernant la réponse des détecteurs gamma lors des expériences sous faisceaux de protons et d'alpha, au cyclotron MEDICYC du Centre Antoine Lacassagne de Nice (faisceau de protons continu avec une énergie d'environ 63 MeV) et au cyclotron d'ARRONAX (faisceau pouvant être pulsé avec une énergie d'environ 70 MeV pour les protons et 68 MeV pour les alphas) chacun des ces accélérateurs à une période entre les paquets de particules de 30-40 ns. Les premiers chapitres de ce manuscrit, dans lesquels notamment ces accélérateurs ont été présentés, ont mis en évidence la problématique liée à la surveillance d'un faisceau de synchro-cyclotron (de type S2C2) : la multiplicité de photons détectés, et donc la quantité d'énergie déposée à l'intérieur du détecteur en un laps de temps très court, est élevée, et peut entraîner une saturation du système et une perte d'information.

L'objectif de ces expériences est d'évaluer les performances des différents scintillateurs caractérisés en laboratoire dans le chapitre précédent (NaI, BaF₂ et PbWO₄) afin de déterminer leur adéquation pour une utilisation dans le cadre de traitements en protonthérapie.

7.1 Méthode

La méthode utilisée pour l'ensemble de ces expériences repose sur le même principe. La figure 7.1 présente un schéma du montage expérimental classique utilisé dans les deux sites d'expérimentation. Une cible cubique en PMMA est utilisée comme fantôme pour arrêter le faisceau de protons et générer des rayonnements secondaires. Ce faisceau, dont l'intensité peut être ajustée (nombre de protons par paquet), irradie la cible. Les détecteurs sont disposés autour de celle-ci afin de détecter les rayonnements ou particules secondaires. Les signaux sont enregistrés à l'aide d'un oscilloscope DSO LeCroy, doté de fonctionnalités spécifiques décrites dans la section 6.1.1, qui permettent l'enregistrement d'un grand nombre de traces avec des fenêtres de temps et de tension variables. Pour déterminer les polarisations optimales et pallier la saturation des détecteurs, les alimentations haute-tension sont directement placées en salle d'acquisition (et sont aussi décrites dans la section 6.1.1), permettant ainsi de les ajuster. Les signaux de chaque scintillateur sont ensuite intégrés par un programme d'analyse hors-ligne afin de suivre leur évolution en fonction des paramètres suivants :

- intensité du faisceau « à la cible », donc tenant compte des pertes entre la sortie de l'accélérateur et la cible provenant des éléments sur la ligne, notamment par le ou les collimateurs,
- polarisation appliquée aux PMT des détecteurs,
- type de scintillateur (NaI(Tl), BaF₂ ou PbWO₄),
- distance du détecteur par rapport au faisceau.

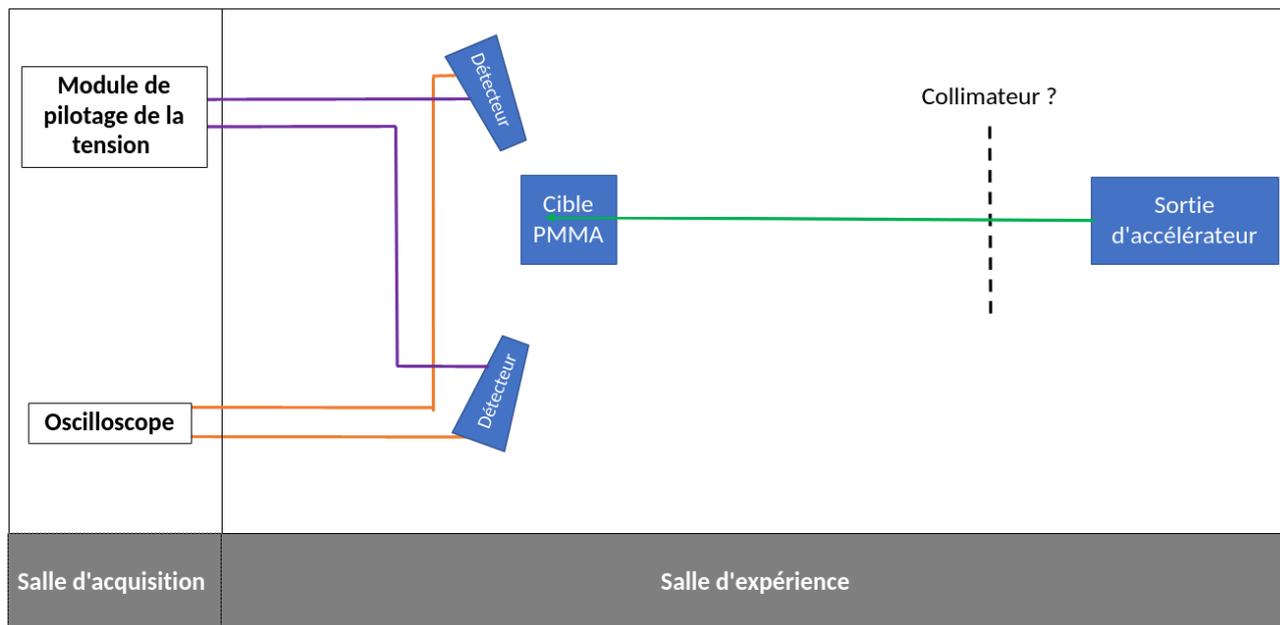


FIGURE 7.1 – Schéma du montage expérimental utilisé pour les expériences NaI(Tl) et BaF₂.

Pour chaque paramètre, environ une centaine de traces ont été acquises afin de déterminer l'évolution de la valeur moyenne de l'intégrale tout en vérifiant la stabilité et la répétabilité des mesures à l'échelle de plusieurs secondes.

7.2 Scintillateurs à luminosité élevée : NaI(Tl) et BaF₂

7.2.1 Dispositif expérimental et méthode

Cette expérience a été réalisée au cyclotron d'ARRONAX, et la photographie du dispositif est présentée à la figure 7.2. Quatre scintillateurs ont été utilisés lors de cette expérience : deux NaI(Tl) et deux BaF₂. Un couple de détecteurs a été positionné à une distance de 15 cm du fantôme cubique en PMMA ($5 \times 5 \times 5 \text{ cm}^3$), tandis que l'autre couple de détecteurs était placé à 45 cm. Un blindage composé d'un assemblage de paraffine ($25 \times 50 \times 5 \text{ cm}^3$) et de plomb ($40 \times 22 \times 5 \text{ cm}^3$) a été intercalé entre les détecteurs et les éléments situés sur la ligne de faisceau, qui génèrent également des particules secondaires. L'acquisition des données était déclenchée par un moniteur de faisceau en diamant monocristallin ($4,5 \times 4,5 \times 0,5 \text{ mm}^3$), et l'intensité du faisceau a été mesurée à l'aide d'une chambre d'ionisation placée dans le faisceau. Les paramètres du faisceau pulsé ont été fixés à une longueur d'impulsions de 100 μs et une durée entre les impulsions de plusieurs millisecondes.

L'intensité du faisceau sur cible pendant les impulsions a pu être variée de quelques centaines de picoampères à une dizaine de nanoampères. La figure 7.3 présente une trace enregistrée lors de l'expérience, montrant la corrélation entre les signaux du moniteur de faisceau en diamant et la détection des particules secondaires. On peut constater que le diamant est parfaitement capable de distinguer chaque composante de la microstructure du faisceau (avec une période de 33 ns, au cours de laquelle environ 600 protons traversent le diamant à l'intensité de 3 nA), tandis que le scintillateur ne reçoit qu'environ une particule secondaire toutes les quelques dizaines de périodes de l'accélérateur. Tous les trains correspondant aux particules secondaires

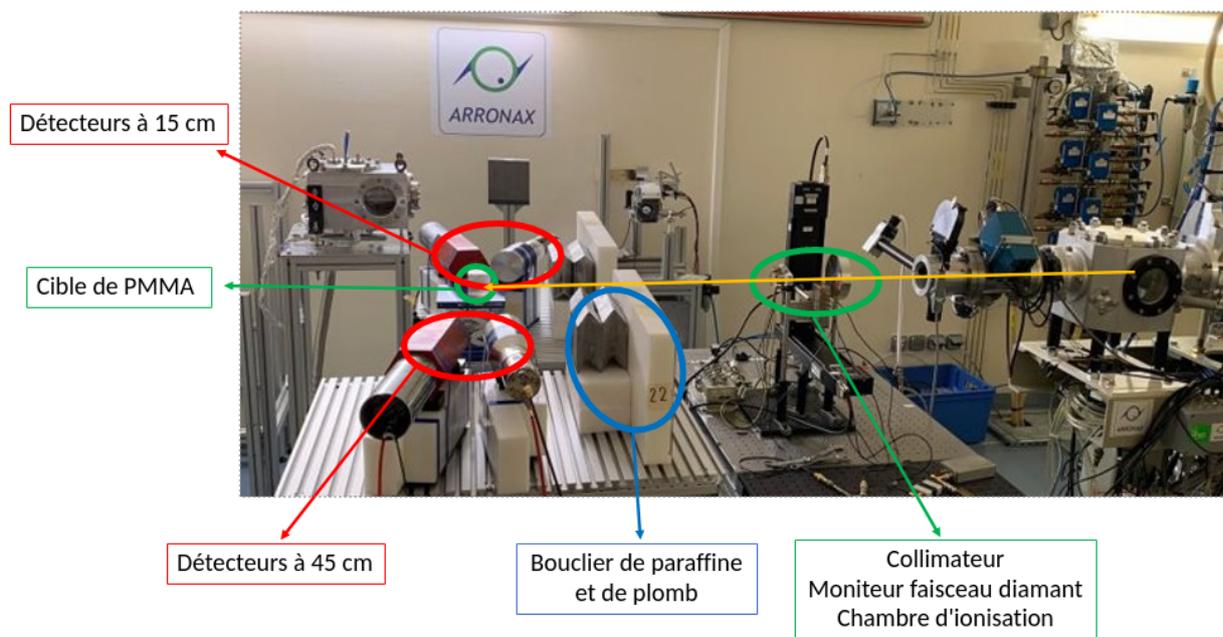


FIGURE 7.2 – Photo du dispositif expérimental utilisé lors de l'expérience réalisée au cyclotron d'ARRONAX.

sont intégrés, et les bornes d'intégration sont définies pour chaque trace enregistrée en référence au signal du diamant correspondant. En effet, une recherche de pics est effectuée sur le signal du diamant, et les bornes sont définies entre le premier et le dernier pic détectés, avec une marge d'une microseconde de chaque côté afin de compenser un éventuel délai entre les deux signaux.

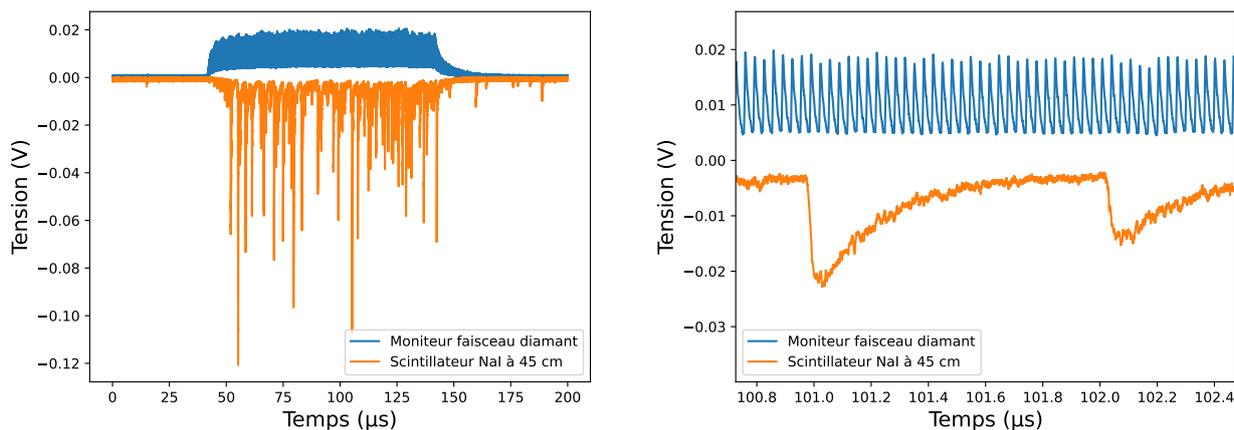


FIGURE 7.3 – Trace acquise lors de l'expérience avec une intensité de faisceau de 3 nA pendant l'impulsion de 100 μ s. Le signal en bleu représente le signal du moniteur de faisceau en diamant, tandis que le signal en orange représente le signal du scintillateur NaI(Tl) situé à 45 cm avec une polarisation nominale du PMT de 800 V. La figure de droite est une vue locale agrandie de celle de gauche.

7.2.2 NaI(Tl) couplé à son PMT

Bien que les scintillateurs à base de cristaux de NaI(Tl) soient parmi les dispositifs les plus lumineux que j'ai étudiés, comme cela a été expliqué dans les parties précédentes, ils ne semblent pas saturer lors de l'augmentation de l'intensité du faisceau. La figure 7.4 illustre les deux signaux obtenus pour un même événement avec une polarisation nominale de 800 V pour chacun des détecteurs (le signal du détecteur le plus éloigné a été inversé afin de clarifier la lecture de la figure). On observe tout d'abord un rendement constant pendant les 100 μs que représentent la durée de l'impulsion, puis une décroissance de 10 à 20 μs attribuable à la forme de la fin de l'impulsion de protons émise par le système de pulsation. Ensuite, on observe une détection résiduelle due aux éléments de durée de vie courte (quelques dizaines de microsecondes), mais qui peuvent être considérés comme longs par rapport aux durées observées. Ces scintillateurs sont capables de recevoir un signal sur toute la durée de l'impulsion du faisceau, qui se termine à 300 μs .

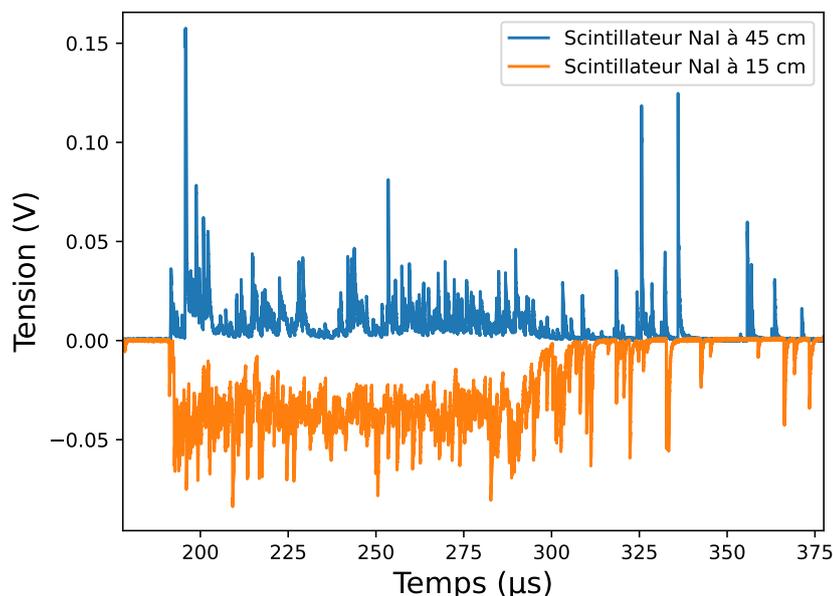


FIGURE 7.4 – Les signaux des deux détecteurs NaI(Tl), polarisés à 800 V (polarisation nominale), et exposés à une intensité de 9 nA, ont été enregistrés. Le signal du détecteur situé le plus loin a été inversé pour faciliter la comparaison.

L'évolution de l'énergie reçue par chaque détecteur (intégrale du signal de chaque trace) est tracée en fonction de l'intensité des impulsions du faisceau et de la polarisation appliquée à chaque PMT. Les intégrales des signaux sont utilisées pour cette analyse, en utilisant les calibrations décrites dans le chapitre 6 précédent. Les évolutions sont visibles sur la figure 7.5, avec le détecteur le plus proche à gauche et le détecteur le plus éloigné à droite.

Pour le détecteur le plus proche, ces résultats montrent que, même si une évolution linéaire (attendue) peut être observée pour les intensités les plus faibles (inférieures à 3 nA) avec la polarisation la plus basse (600 V), une saturation est ensuite observée. Les autres polarisations appliquées entraînent une saturation immédiate. En ce qui concerne le détecteur le plus éloigné, une saturation se produit pour des intensités de quelques nA avec des polarisations de 800 V et

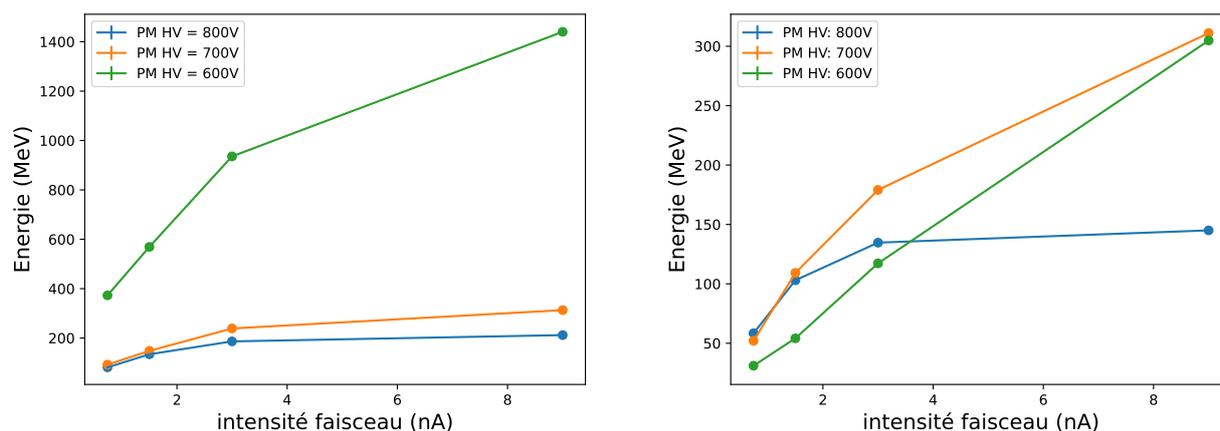


FIGURE 7.5 – Évolution de l'intégrale du signal délivré par un détecteur NaI situé à 15 cm (à gauche) et à 45 cm (à droite) en fonction de l'intensité des impulsions du faisceau sur la cible de PMMA, pour des polarisations variant de 600 à 800 V.

700 V. Cependant, pour une polarisation de 600 V, le comportement linéaire attendu, passant par l'origine, est observé.

7.2.3 BaF₂ couplé à son PMT

Comme expliqué dans les parties précédentes, le cristal de BaF₂ est moins lumineux que le NaI(Tl), mais le modèle utilisé est beaucoup plus volumineux : contour hexagonal de 5,2 cm de côté, et de 15 cm d'épaisseur. Lors de cette expérience, cela a entraîné une saturation immédiate (taux de déclenchement trop élevé) du PMT EMI9821 du BaF₂ le plus proche de la cible à sa polarisation nominale (2500 V). En revanche, la source de polarisation peut supporter un courant important (10 mA) et ne sature pas dans ce cas. Pour remédier à ce problème, la polarisation a été significativement réduite à 1400 V, ce qui a permis d'obtenir un signal qui, en apparence, ne sature pas. La figure 7.6 présente la comparaison entre deux traces du scintillateur le plus proche de la cible. La première trace (à gauche) a été enregistrée avec une polarisation appliquée au photomultiplicateur de 1500 V. On peut observer un pic de signal bref au début de l'impulsion du faisceau, qui s'arrête brusquement, tandis que le moniteur de faisceau ne montre pas d'interruption. La deuxième trace (à droite) correspond à une polarisation de 1400 V, et on peut constater que le détecteur est davantage capable de produire un signal sur l'ensemble de l'impulsion du faisceau.

Ces résultats sont obtenus pour des valeurs d'intensités faisceaux très faibles devant les intensités cliniques (ici 740 pA alors que les plus basses intensités instantanées pendant les impulsions utilisées lors de traitements avec le synchro-cyclotron S2C2 sont de l'ordre de 100 nA). Lors de l'augmentation de l'intensité faisceau, aucun signal exploitable, même à polarisation de PMT très basse (environ 1000 V) n'a pu être obtenu sur le scintillateur le plus proche. De plus, même le détecteur situé à 45 cm a observé une saturation très rapide puisque aucun signal sans saturation n'a pu être observé, quelle que soit la polarisation, au dessus de 1,5 nA. Devant le faible nombre de points obtenus, l'évolution de l'intégrale des signaux n'a pu être obtenue.

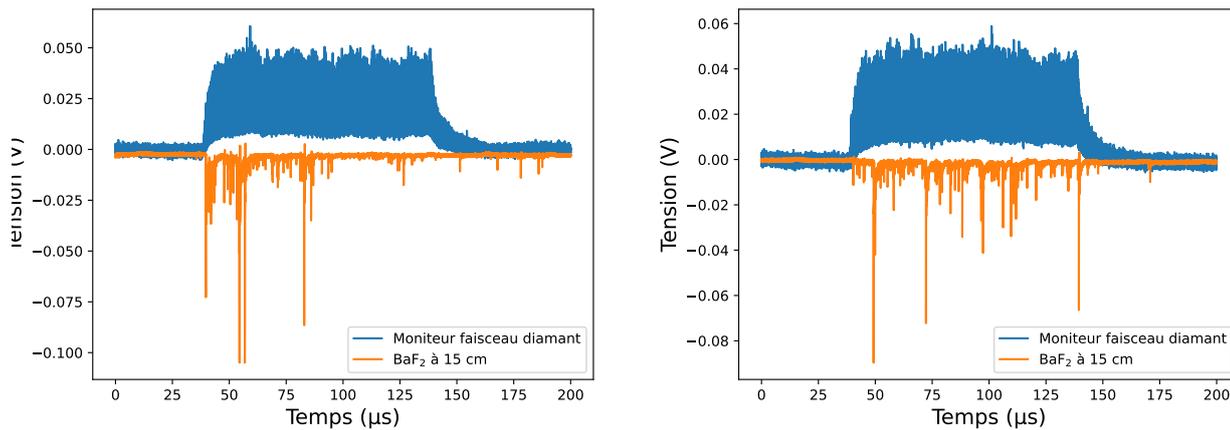


FIGURE 7.6 – Comparaison de traces acquises lors de l’expérience avec une intensité de faisceau de 740 pA. Le signal en bleu représente le signal du moniteur de faisceau en diamant, tandis que le signal en orange représente le signal du scintillateur BaF₂ situé à 15 cm de la cible. À gauche, la polarisation appliquée au BaF₂ est de 1500 V, et à droite, elle est de 1400 V.

7.2.4 Discussion

Cette expérience a permis de constater que les détecteurs de scintillation utilisant des cristaux de NaI(Tl) et de BaF₂ sont capables de détecter les rayonnements secondaires émis par un fantôme de PMMA lors d’impulsions faisceau d’intensités de l’ordre du nanoampère (nA). Cependant, dans chaque cas, une saturation ou une perte de signal a été observée, non complètement compensée par une réduction de la haute tension de polarisation utilisée. En effet, seule la configuration alliant la plus grande distance et la plus faible polarisation permet d’éviter la saturation pour le scintillateur NaI(Tl) et donc de supporter un dépôt d’énergie pendant l’impulsion d’environ 300 MeV sur les 100 µs. La diminution de la polarisation semble être une solution pour remédier à la saturation du détecteur. Des mesures complémentaires ont été réalisées à des intensités plus élevées (36 nA et 99 nA) du faisceau, comme le montre la figure 7.7. Pour obtenir ces traces, les polarisations appliquées ont été réduites et modulées par l’intensité de faisceau (à 450 et 250 V pour le plus proche, et à 450 et 350 V pour le plus éloigné). Les détecteurs ne saturent pas, mais la diminution de la polarisation appliquée signifie que seuls les très forts dépôts d’énergie à l’intérieur du détecteur sont capables de générer un signal. Cependant, la diminution de la polarisation est limitée. Il serait envisageable d’utiliser un système de lecture différent du PMT, ayant un gain plus faible et un seuil de détection plus bas et qui ne serait donc pas limité aux plus forts signaux. Par exemple, une solution envisageable consisterait à utiliser plusieurs voies de lecture, telles que des photodiodes à avalanche (APD), pour un même cristal, de manière à répartir l’ensemble du signal entre elles. Par la suite, ces signaux pourraient être additionnés afin d’obtenir la réponse totale du cristal à une impulsion. Cette approche permettrait d’éviter la saturation d’une seule voie de lecture, comme cela s’est produit lors de cette expérience. Cependant, cela entraînerait une complexification du système de détection en nécessitant la sommation de l’ensemble des signaux obtenus. Néanmoins, cette approche pourrait permettre l’utilisation de cristaux de plus grandes tailles ou de cristaux très lumineux présentant un fort potentiel spectroscopique.

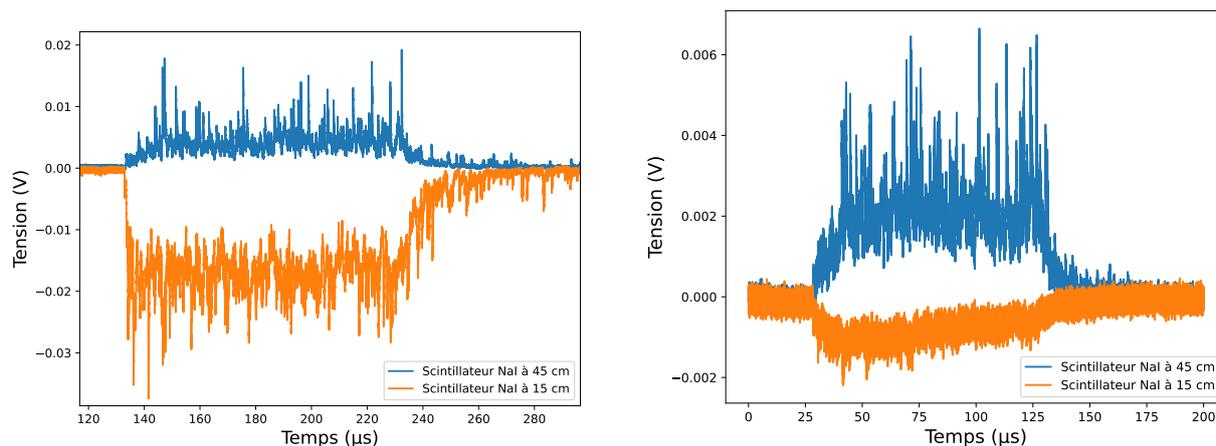


FIGURE 7.7 – Les traces ont été acquises sur les détecteurs NaI pour des intensités de faisceau de protons de 36 nA (à gauche) et 99 nA (à droite). Les polarisations appliquées aux détecteurs selon l'intensité de faisceau sont respectivement de 450 et 350 V pour le plus proche, et de 450 et 200 V pour le plus éloigné.

De plus, il convient de noter que les détecteurs utilisés n'ont pas été conçus dans cet objectif spécifique. La présence de préamplificateurs pour les détecteurs NaI(Tl) les rend particulièrement lents, limitant ainsi les taux de comptage élevés (voir Fig. 7.3). De même, le PMT EMI9821 utilisé avec les cristaux de BaF₂ présente un temps de transit élevé, ce qui a également un impact sur sa vitesse de réponse. En conséquence, cela conduit à une accumulation de signal pouvant entraîner la saturation.

Une autre solution pour éviter de tels problèmes consiste à réduire la quantité de particules secondaires reçues par les détecteurs en diminuant leur angle solide et en les éloignant de la cible. Cela permet d'éviter la saturation, mais nécessite l'utilisation d'un plus grand nombre de détecteurs afin de conserver la même efficacité de détection qui est liée à la précision de la mesure dans le cadre du PGEI comme cela a été montré dans le chapitre 5. De plus, les intensités utilisées lors de cette expérience sont au moins de 1 à 2 ordres de grandeur inférieures aux intensités utilisées lors des traitements avec l'accélérateur S2C2. Il semble donc que même en optimisant le système de détection, l'utilisation de cristaux de scintillation très lumineux soit compromise dans ces conditions. Dans l'état actuel, les cristaux sont trop lumineux et engendrent un courant très important au sein des PMT, engendrant une forte baisse de gain. Par la suite, nous avons choisi de nous orienter vers un autre type de cristal dont la luminosité est inférieure, afin de limiter le signal et permettre au système de lecture de ne pas saturer.

7.3 Scintillateur peu lumineux et rapide : PbWO₄

7.3.1 Expériences sous faisceau d'alphas à 68 MeV

Dans le cadre d'une expérience de l'ANR DIAMMONI, dont l'objectif était d'étudier l'endommagement des diamants mono et polycristallins sous irradiation à haute intensité, un faisceau d'alphas de 68 MeV a été utilisé, contrairement aux autres expériences. Ce faisceau a été collimaté à l'aide de deux collimateurs : un premier en aluminium de 3 mm de diamètre, suivi d'un

deuxième en tungstène de 0,7 mm de diamètre. Le montage expérimental est illustré dans la figure 7.8. Cette configuration permet d'arrêter une grande partie du faisceau (environ 90%).

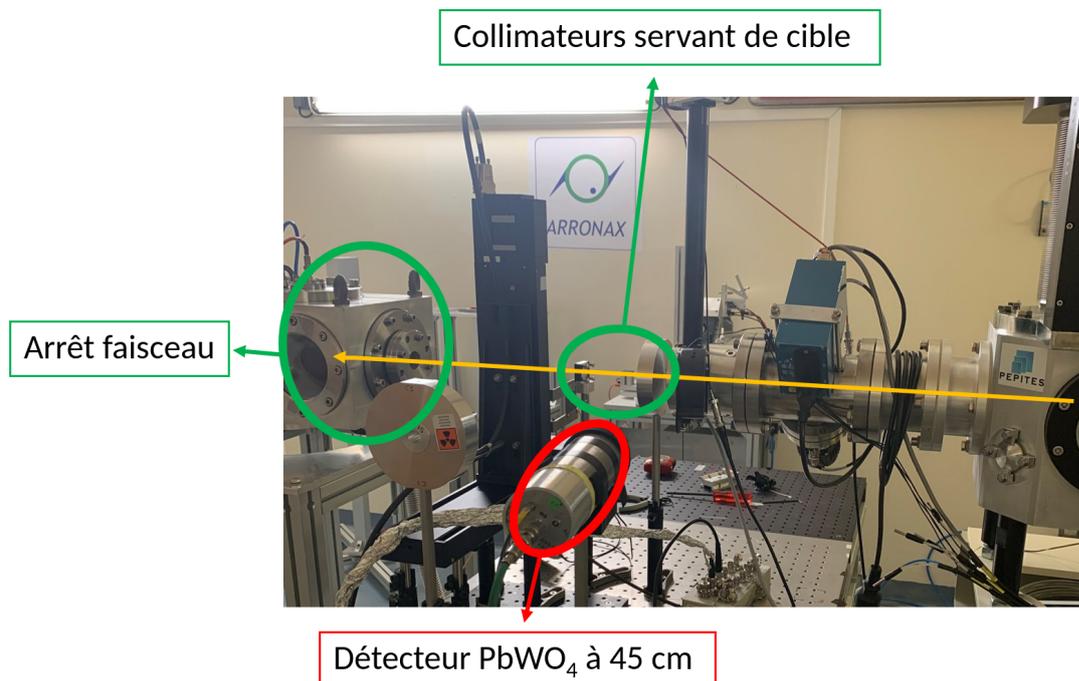


FIGURE 7.8 – Schéma du montage expérimental utilisé pour les expériences PbWO_4 sous faisceau d'alphas de 68 MeV.

Par conséquent, aucune cible en PMMA n'a été utilisée cette fois-ci. Le scintillateur PbWO_4 , décrit dans le chapitre 6 composé d'un cristal de $2 \times 2 \times 3 \text{ cm}^3$ et couplé à un PMT XP2020, a été positionné à une distance de 45 cm du collimateur le plus proche de la sortie de faisceau (car il arrête la plus grande partie du faisceau), afin de détecter directement les émissions des particules secondaires provenant des collimateurs. Dans le cadre de l'expérience DIAMMONI, les intensités des impulsions du faisceau ont été variées de 60 nA à environ 2,07 μA , avec une durée de 100 μs et des intervalles de 0,5 à 1 ms entre les impulsions. Une fois de plus, l'acquisition des traces de signaux était déclenchée par le moniteur de faisceau en diamant, et la polarisation du PMT du détecteur pouvait être ajustée depuis la salle d'acquisition.

Comme illustré dans le chapitre 6, les signaux de ce détecteur ont une durée et une amplitude beaucoup plus faibles que ceux des cristaux $\text{NaI}(\text{Tl})$ et BaF_2 , en raison de la différence de luminosité et de durée de vie de scintillation entre ces différents cristaux. La figure 7.9 représente un signal enregistré lors de l'expérience à la plus faible intensité (60 nA, soit 6200 particules par nano-impulsion chaque 33 ns), tandis que la figure 7.10 représente ce signal pour l'intensité la plus élevée (2,07 μA , soit $2,1 \times 10^5$ particules chaque 33 ns), avec une polarisation nominale appliquée au détecteur. Dans le premier cas, le taux de déclenchement du scintillateur par paquet de particules incident est très inférieur à 1, alors qu'il est proche de 1 dans le second (avec la présence de superposition de signal, plusieurs particules détectées provenant du même paquets). De plus, sur les figures 7.9 et 7.10, les signaux du moniteur de faisceau diamant ont été normalisés de manière à ce que le maximum de la trace corresponde à 1 V afin de conserver la lisibilité de la figure sur les signaux provenant du détecteur gamma. Cela explique la non-linéarité des amplitudes des signaux en fonction de l'intensité.

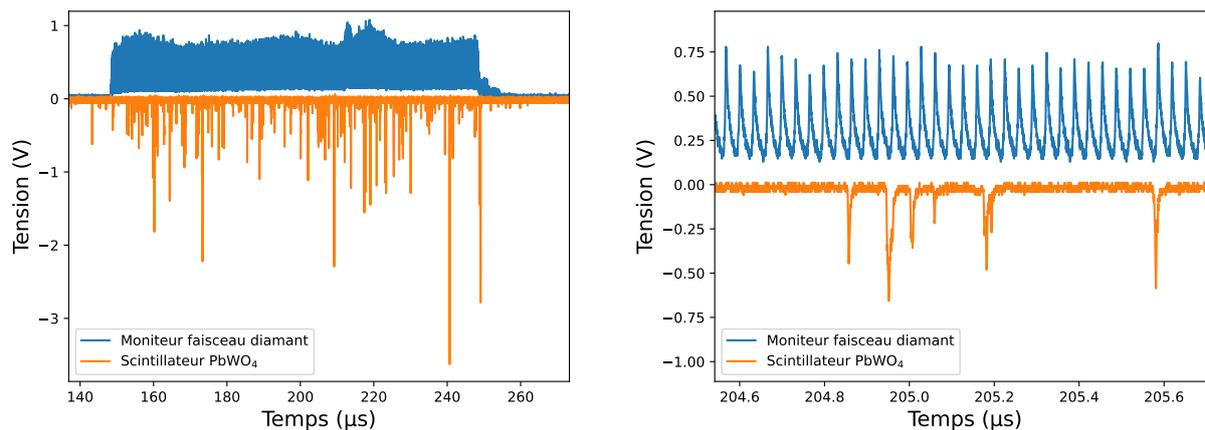


FIGURE 7.9 – Signal obtenu sur le détecteur PbWO_4 et sur le moniteur de faisceau en diamant (dont le maximum a été normalisé à 1 V) pour une intensité de 60 nA et une polarisation de 2500 V. La figure de droite est une vue locale agrandie.

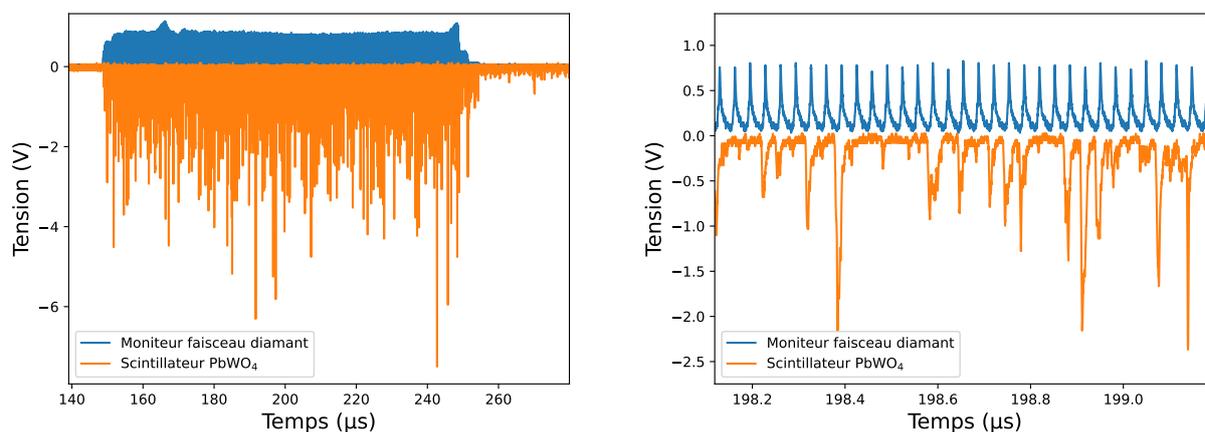


FIGURE 7.10 – Signal obtenu sur le détecteur PbWO_4 et sur le moniteur de faisceau en diamant (dont le maximum a été normalisé à 1 V) pour une intensité de 2,07 μA et une polarisation de 2500 V. La figure de droite est une vue locale agrandie.

À première vue, les signaux indiquent que le détecteur ne semble pas être saturé par le flux de particules secondaires. Contrairement aux détecteurs précédents, les signaux ne diminuent pas en amplitude au fil du temps, comme le montrent les figures 7.9 et 7.10. De plus, les signaux du détecteur sont suffisamment rapides pour que même à des intensités élevées, où un grand nombre de particules secondaires interagissent avec le cristal (près d'une interaction par période de l'accélérateur), le signal revienne à sa ligne de base avant l'arrivée du prochain paquet de particules, toutes les 33 ns dans ce cas. Ainsi, il n'y a pas d'empilement de signaux d'un paquet de particules à un autre.

Cependant, il a été observé que dans ces conditions d'utilisation, le détecteur présente une ligne de base qui varie de quelques millivolts entre deux événements enregistrés lors d'une même acquisition, elle varie aussi en fonction de l'intensité des impulsions du faisceau et aussi de la polarisation. Par conséquent, une correction doit être apportée à chaque signal avant son intégration afin de déterminer l'évolution du comportement de ce scintillateur en fonction de

l'intensité. Cette correction est estimée en utilisant la valeur moyenne du signal sur 20 000 points au début de la trace, avant l'arrivée de l'impulsion. La figure 7.11, à gauche, montre l'évolution de cette correction au cours d'une même acquisition d'une durée d'environ 1 minute. On peut constater que la dispersion au cours de la mesure n'est pas très élevée ($\sigma = 1,1$ mV) mais la valeur moyenne est elle de $-0,027$ mV. Le signal étant intégré sur les $10 \mu\text{s}$, cette offset engendre une erreur de $2,7 \times 10^6$ pV.s ce qui correspond dans ce cas particulier à plus de 10% de la valeur finale. La figure 7.11, à droite, représente l'évolution de la valeur moyenne de cet offset en fonction de l'intensité du faisceau pour une polarisation appliquée au détecteur de 2500 V. On peut constater que cette valeur moyenne est dépendante de l'intensité du faisceau avec une variation d'environ 50%. La variation, en fonction de l'intensité et/ou de la polarisation appliquée au PMT, de cet offset ne semble pas facilement déterminable, cela montre la nécessité de corriger cet offset afin de déterminer une valeur précise de l'intégrale du signal.

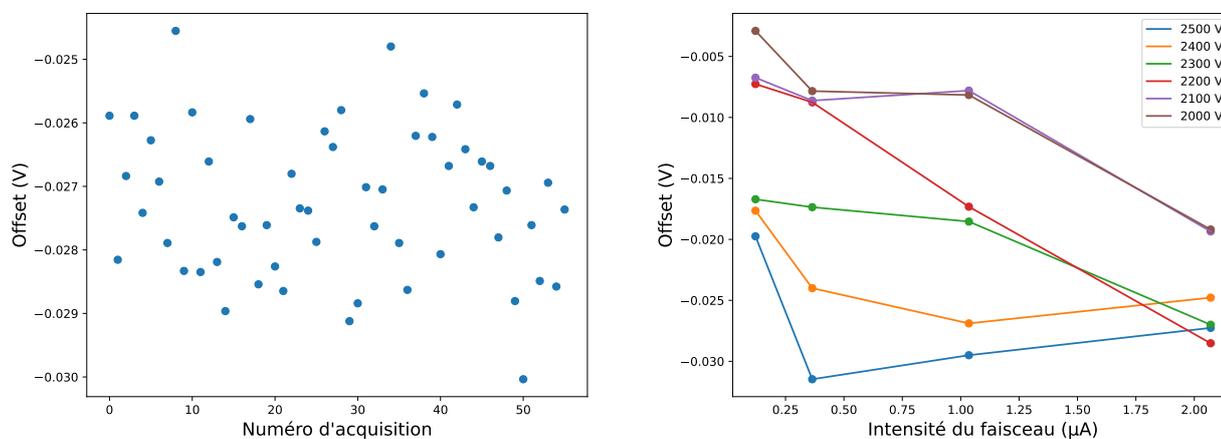


FIGURE 7.11 – À gauche : Évolution de la valeur de l'offset mesurée en volts au cours de l'enregistrement avec une polarisation de 2500 V sur le détecteur ainsi qu'une intensité faisceau de $2,07 \mu\text{A}$. À droite : Évolution de la valeur moyenne de l'offset en volts en fonction de l'intensité du faisceau pour toutes les polarisations appliquées au détecteur (les barres d'erreur sont comprises dans les points).

Après avoir effectué cette correction, il a été possible de déterminer l'évolution de l'intégrale des signaux en fonction de l'intensité des impulsions du faisceau et de la polarisation appliquée au détecteur. Ces résultats sont présentés dans la figure 7.12, où une corrélation très satisfaisante entre tous les résultats a pu être observée. Les courbes d'ajustement linéaire présentent des coefficients R^2 proches de 1, démontrant ainsi la très bonne linéarité entre l'intégrale et l'intensité du faisceau. Cet ajustement tient compte d'un point correspondant à une intensité faisceau nulle et une intégrale de signal nulle.

Cette expérience démontre que l'utilisation d'un scintillateur composé d'un cristal PbWO_4 et d'un photomultiplicateur XP2020 permet de supporter des flux de particules secondaires comparables, voire supérieurs, à ceux rencontrés lors de traitements en protonthérapie sur un synchro-cyclotron de type S2C2. En effet, ce système présente une réponse linéaire sur l'ensemble de la gamme d'intensité de l'accélérateur. Il convient de noter que cette expérience a été réalisée avec des alphas et une cible composée d'aluminium et de tungstène. Néanmoins, le flux de particules secondaires générées est du même ordre de grandeur. Cependant, il est

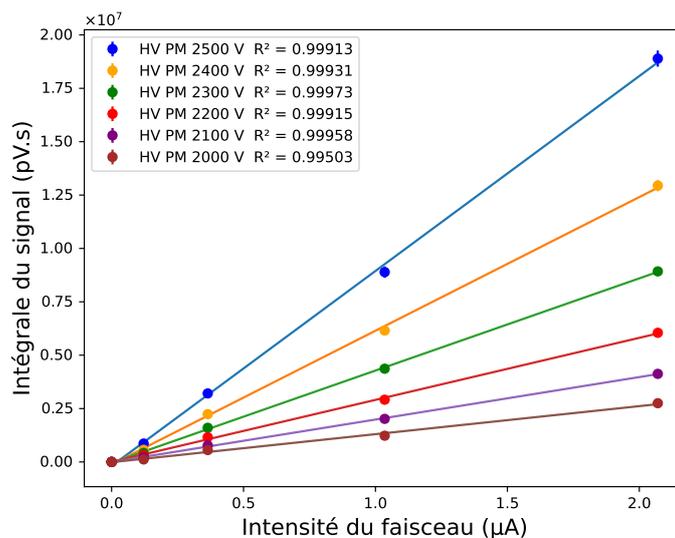


FIGURE 7.12 – Évolution de la valeur moyenne de l'intégrale des signaux acquis pour toutes les polarisations testées en fonction de l'intensité du faisceau en μA .

important de souligner que ces résultats ont été obtenus avec un cristal de PbWO_4 de taille relativement petite ($2 \times 2 \times 3 \text{ cm}^3$) et à une distance de 45 cm, ce qui signifie que l'angle solide couvert par le détecteur ne représente qu'une très faible fraction de l'angle solide 4π ($1,6 \times 10^{-4}$).

7.3.2 Problématique des faisceaux continus

Comme indiqué dans la section 7.3.1, le détecteur PbWO_4 est sujet à une variation de sa ligne de base lors de l'acquisition, nécessitant une correction trace par trace pour pouvoir tirer des conclusions sur son comportement sous faisceau. Lors de l'utilisation d'un faisceau pulsé, l'estimation de cet offset est relativement simple grâce à l'intervalle de temps entre les impulsions de faisceau. Cependant, dans le cas d'un faisceau continu, cette période de pause faisceau n'existe pas. Le schéma présenté dans la figure 7.13 illustre l'ensemble du dispositif expérimental utilisé lors d'une expérience menée au centre Antoine Lacassagne de Nice. Le détecteur a été positionné à une distance de 30 cm de la cible cubique en PMMA ($5 \times 5 \times 5 \text{ cm}^3$), et la polarisation ne pouvait pas être modifiée depuis la salle d'acquisition, elle a donc été fixée à sa valeur nominale de 2500 V.

L'enregistrement des signaux, d'une durée de 10 μs , est déclenché par un détecteur gamma BGO. Ce détecteur devait initialement être étudié mais les résultats obtenus se sont révélés inexploitable. Pour cette expérience, ce détecteur servira à déclencher l'acquisition, permettant ainsi de s'affranchir d'un biais statistique aux très faibles intensités utilisées. Par la suite, ces signaux sont analysés à l'aide d'un code Python. Chaque trace est composée d'un signal négatif ainsi que d'un bruit gaussien centré autour d'une valeur moyenne qui doit être déterminée. La ligne de base est estimée en prenant la moyenne de 4000 points qui ne sont pas identifiés comme faisant partie du signal du détecteur. Grâce à cette méthode, l'évolution de l'intégrale des signaux du scintillateur PbWO_4 a pu être déterminée en totalité sur une plage de 100 pA à

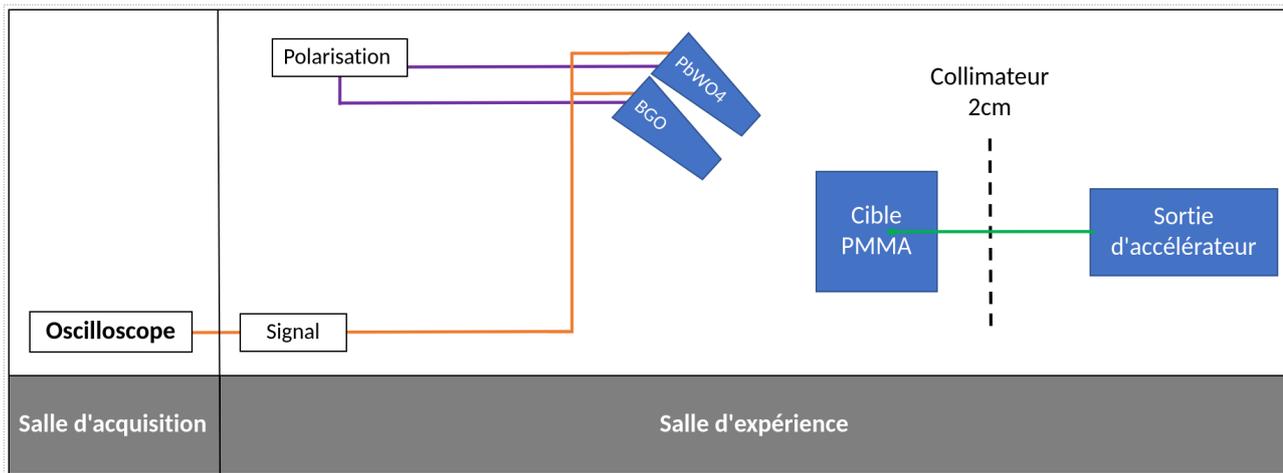


FIGURE 7.13 – Schéma du dispositif expérimental au centre Antoine Lacassagne dans le cadre des caractérisations du détecteur PbWO_4 sous faisceau de protons.

128 nA (figure 7.14 gauche), et un zoom a été effectué sur la première partie des résultats (de 100 pA à 32 nA), présenté à droite.

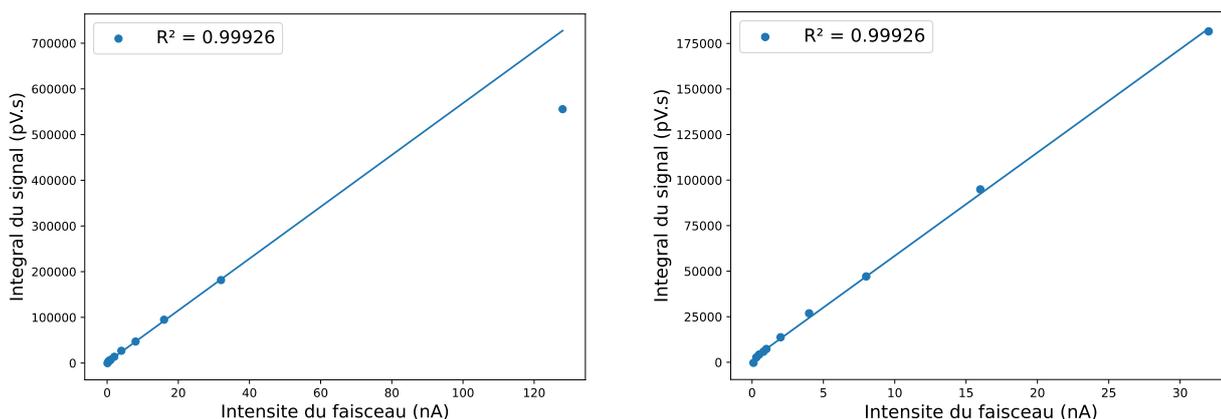


FIGURE 7.14 – Évolution de la réponse du détecteur PbWO_4 en fonction de l'intensité du faisceau de protons de 63 MeV pour une polarisation de 2500 V appliquée sur le photomultiplicateur et une distance de 30 cm entre la cible de PMMA et le détecteur. La figure de droite représente un zoom sur la première partie des résultats.

On peut constater que la réponse du détecteur est parfaitement linéaire pour les plus basses intensités du faisceau de protons, jusqu'à 32 nA. Cependant, on observe une perte de cette linéarité pour les plus hautes intensités, entre 32 nA et 128 nA. Cette perte est directement liée à la méthode d'estimation de la ligne de base. En effet, cette méthode repose à la fois sur une détermination précise de chaque signal de chaque particule et suppose également que le détecteur retrouve sa ligne de base pendant une période suffisamment longue pour son estimation. Cependant, comme le montre la figure 7.15, qui présente une trace enregistrée à une intensité de 128 nA, cette dernière supposition n'est pas vérifiée, ce qui entraîne la perte de linéarité observée. D'autres méthodes de correction de cette ligne de base ont été explorées, mais aucune n'a démontré suffisamment de robustesse.

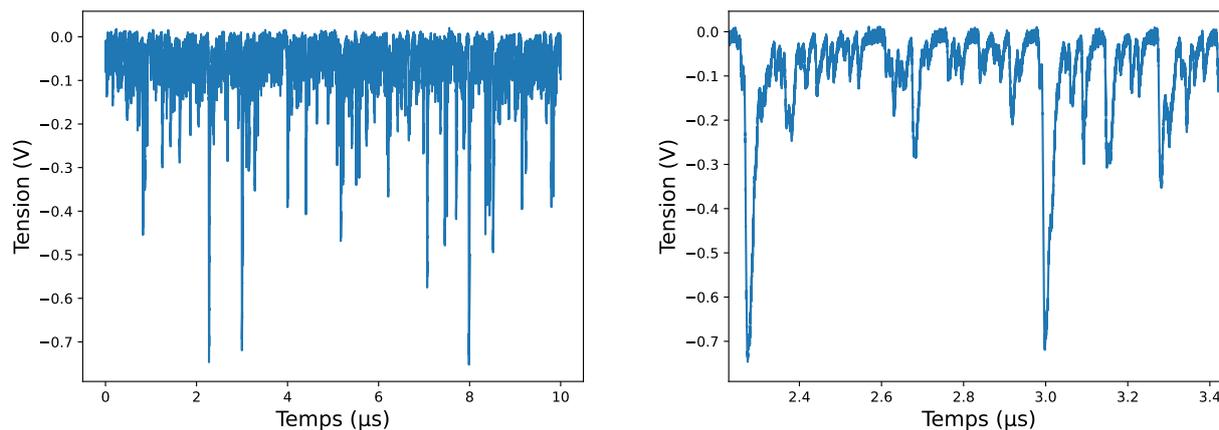


FIGURE 7.15 – Signal obtenu avec le détecteur PbWO_4 à une intensité du faisceau de protons de 128 nA et une polarisation nominale de 2500 V. La figure de droite représente un zoom sur la trace enregistrée.

Cette expérience a mis en évidence les difficultés liées à l'utilisation du détecteur avec des faisceaux de particules continus en combinaison avec la méthode PGEI. En effet, les problèmes rencontrés dans la correction de la ligne de base empêchent d'obtenir une mesure précise de l'intégrale du signal des particules secondaires détectées, ce qui conduit à une perte ou à une mauvaise interprétation des données. Cependant, il convient de noter que cette expérience a été réalisée en utilisant des intensités de faisceau bien supérieures à celles généralement utilisées lors des traitements au centre Antoine Lacassagne, qui se situent généralement autour de quelques nanoampères. À ces intensités plus faibles, les corrections ont pu être effectuées avec succès. Dans ce contexte, l'utilisation de la méthode PGEI pourrait être envisagée, mais il serait nécessaire d'intégrer le signal sur une période plus longue pour obtenir une statistique suffisante, soit environ 1 milliseconde pour atteindre une statistique de 10^7 protons incidents. De plus, il convient de noter que pour ces intensités plus faibles, la méthode du comptage gamma prompt par gamma prompt est également possible et que la méthode PGPI, comme le montre le chapitre 5, offre une meilleure précision pour une même statistique de protons incidents, ce qui en fait un choix plus approprié.

7.3.3 Expériences sous faisceaux pulsés de protons 70 de MeV

Nous avons étudié, lors des expériences précédentes, les capacités de ce détecteur à suivre les hauts flux de particules secondaires générés par un faisceau de particules alpha, avec une faible fraction d'angle solide. Dans le but de déterminer les limites du système de détection actuel (à savoir un cristal de PbWO_4 associé à un PMT XP2020), une nouvelle expérience a été effectuée au cyclotron d'ARRONAX qui peut délivrer un faisceau de protons jusqu'à des intensités d'environ 20 μA . Comme le faisceau d'alpha de la section 7.3.1, la particularité de ce cyclotron est de pouvoir fournir un faisceau pulsé dont la durée des impulsions et l'écart entre celles-ci sont fixés par l'utilisateur. Ici, les durées des impulsions ont été fixées à 50 μs (avec la micro structure de 33 ns) espacées de plusieurs microsecondes. Le montage expérimental est détaillé en figure 7.16. L'expérience DIAMMONI est présente sur la photo mais montée sur une table motorisée que l'on retire de la trajectoire du faisceau lors de nos acquisitions. Le faisceau

n'est donc pas collimaté, permettant ainsi d'exploiter toute la gamme des intensités proposées par l'accélérateur, il est stoppé par une cible constituée de plaques de PMMA d'épaisseur 4 cm qui génèrent les particules secondaires (avec un spectre d'émission proche des tissus biologiques). Le faisceau a interagi à 6 cm du bord des plaques de PMMA (distance latérale), cela permet à la totalité du faisceau d'être stoppé au sein des plaques (faisceau non collimaté donc large) tout en minimisant le trajet des particules secondaires au sein de la cible. Cette disposition a été vérifiée à l'aide d'un film GAFchromic visible en figure 7.17. Le détecteur est placé perpendiculairement à l'axe du faisceau, de plus il a cette fois-ci été fixé sur un axe motorisé permettant son déplacement, afin de disposer de deux distances de détection lors de cette expérience : 15 et 25 cm (entre la face d'entrée du cristal et le centre de la zone d'interaction entre le faisceau et l'entrée des plaques de la cible). La polarisation du PMT est contrôlée depuis la salle d'acquisition afin de pouvoir être variée sans interruption de l'expérience.

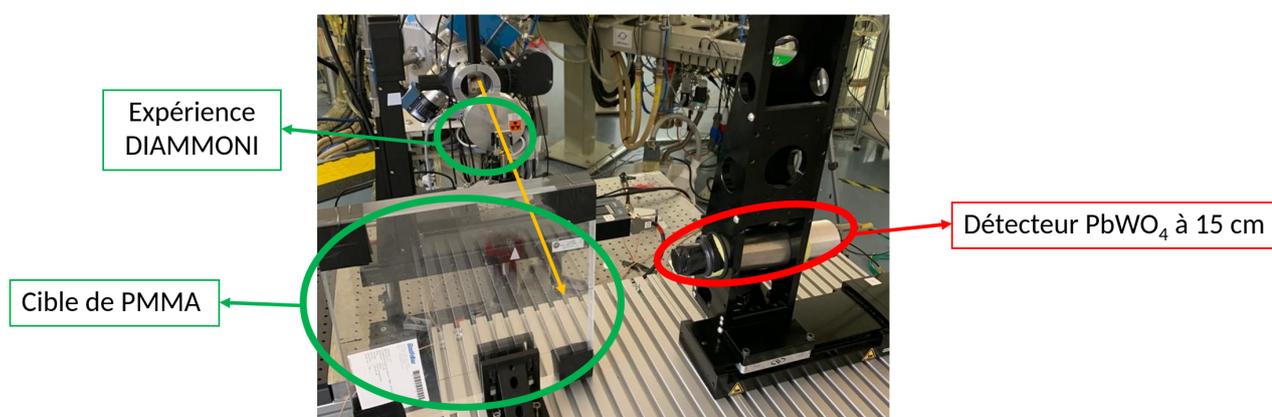


FIGURE 7.16 – Schéma du dispositif expérimental au cyclotron d'ARRONAX dans le cadre des caractérisations du détecteur PbWO_4 sous faisceaux de protons.

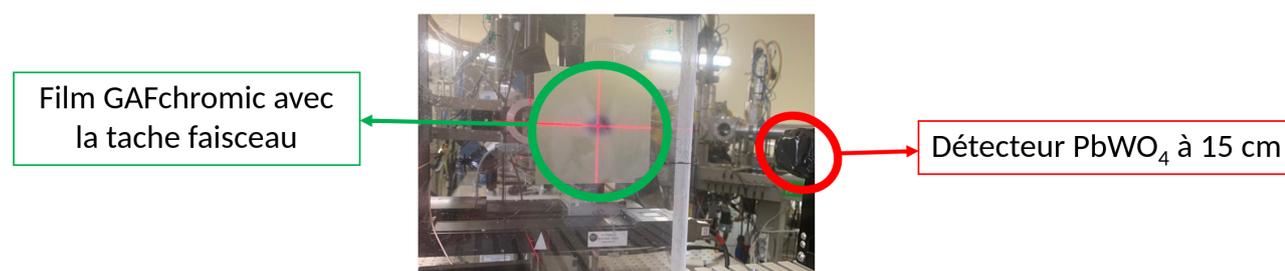


FIGURE 7.17 – Film GAFchromic après son irradiation montrant la zone d'entrée des particules dans la cible de PMMA. Cette zone mesure 2 cm horizontalement et 1,5 cm verticalement

De la même façon que pour les expériences précédentes, le but est d'étudier la réponse du détecteur et sa linéarité, en fonction de l'intensité de faisceau, de la polarisation appliquée au PMT et aussi de la position du détecteur par rapport à la zone de génération des particules secondaires. Les intensités ont pu varier de 4 nA à l'intensité maximale de l'accélérateur, soit environ 20 μA . La mesure de cette valeur a été effectuée par une chambre d'ionisation située avant la sortie faisceau de l'accélérateur, on prendra une incertitude de 10 % sur celle-ci. Le

même procédé de mesure est utilisé, les signaux générés par le PbWO_4 sont enregistrés par le DSO LeCroY dont l'acquisition est déclenchée à chaque impulsion par le signal du *pulseur* de l'accélérateur (dispositif servant à établir la structure du faisceau). Un programme d'analyse permet de faire l'intégrale de ce signal en effectuant la correction de la ligne de base (par la soustraction de la moyenne des 4000 premiers points de la trace) dont il a été question dans les parties précédentes 7.3.1,7.3.2. Les courbes de la figure 7.18 représentent l'évolution des moyennes des intégrales des signaux ainsi que leur erreur (déviations standard), pour une statistique de 100 traces acquises pour chacune des distances considérées, 15 et 25 cm. Chacune des courbes montre ces résultats pour une polarisation donnée. Les points de mesure « manquants » n'ont pas été acquis au cours de l'expérience en raison de la saturation visible des signaux, ou alors de signaux de trop faible amplitude.

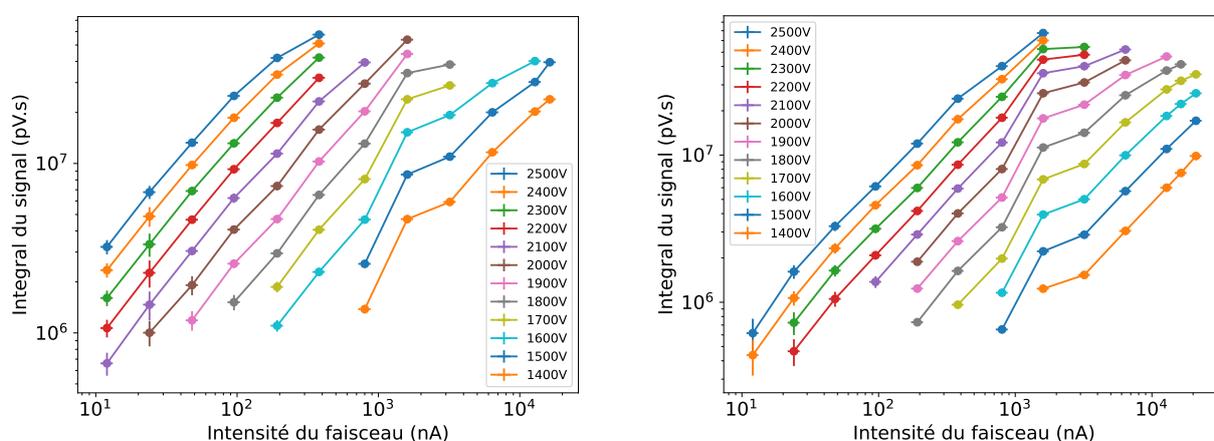


FIGURE 7.18 – Résultats des intégrales obtenues avec le détecteur PbWO_4 en fonction de l'intensité du faisceau de protons de 12 nA à presque 21 μA , pour les différentes polarisations utilisées. La figure de gauche représente les résultats à 15 cm tandis que celle de droite correspond à ceux obtenus à 25 cm.

Tout d'abord, ces résultats montrent que pour chacune des polarisations, l'intégrale évolue linéairement avec l'intensité faisceau jusqu'à atteindre une valeur de saturation (proche de 5×10^7 pV.s) qui induit la perte de cette linéarité, le débit de charge induisant le signal devient trop important. La baisse de la tension de polarisation, et donc la baisse du gain du PMT, permet de pallier cette saturation, comme cela a été montré lors de l'expérience précédente. Ensuite, comme attendu, l'augmentation de la distance entre le détecteur et la source permet de diminuer le taux de comptage du détecteur, et donc d'accroître l'intensité faisceau dans sa plage d'utilisation à une polarisation donnée. Cela est dû à la baisse de l'angle solide du détecteur par rapport à la source. On peut aussi constater que l'ensemble des points qui ont été acquis à une intensité de 1600 nA présente une valeur supérieure à celle qui serait prévue si le comportement du détecteur reste linéaire. Étant donnée que l'ensemble de ces acquisitions faites à une intensité donnée sont faites les unes à la suite des autres avant de passer à une autre intensité, et que le comportement linéaire du détecteur est retrouvé pour des valeurs d'intensités plus hautes, il semblerait que l'intensité fournie par l'accélérateur ait été supérieure à celle qui a été demandée. En l'absence de moniteur de faisceau capable de fournir la véritable valeur, ces points ont été conservés. Il en résulte que pour chacune des ces distances, il est possible d'avoir une plage d'utilisation du détecteur sur toute la gamme d'intensités proposés par l'accélérateur.

Plus particulièrement, sur la gamme qui nous intéresse, à savoir la gamme d'intensité crête du S2C2, de 100 nA à 1 μ A. En effet, à l'aide d'une calibration préalable il serait tout à fait possible, pour un traitement donné, de déterminer le flux de particules secondaires attendu et donc d'utiliser la tension de polarisation la plus appropriée.

Ces résultats peuvent aussi être comparés à la documentation du constructeur du PMT XP2020 qui donne la caractéristique d'évolution du gain en fonction de la tension de polarisation. En traçant l'évolution de l'intégrale des signaux en fonction de la polarisation appliquée, on obtient des droites de mêmes coefficients directeurs que ceux de la littérature. Ces figures sont illustrées en 7.19 et 7.20. Les configurations de saturation du détecteur apparaissent aussi sur ces figures, en effet on constate une inflexion de toutes les courbes au delà d'une valeur d'intégrale d'environ 2×10^7 pV.s

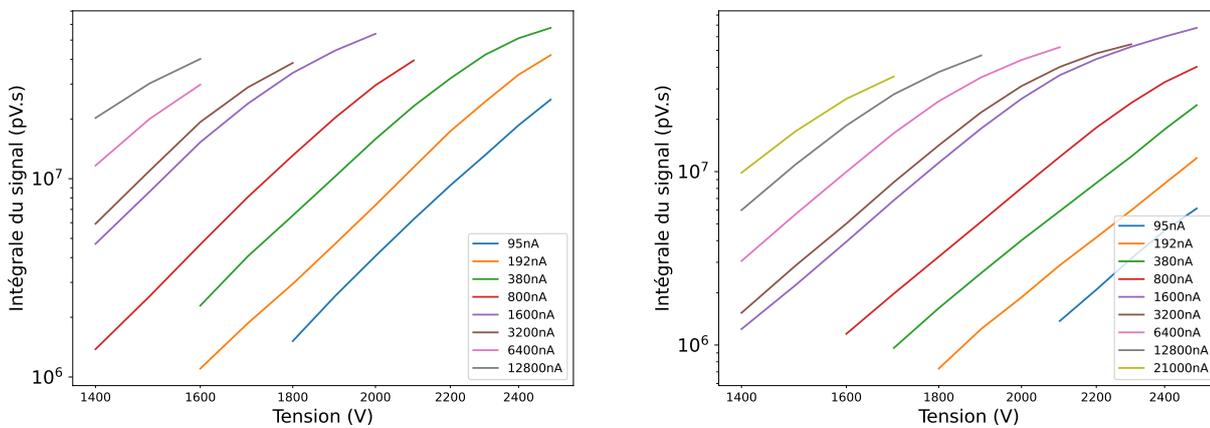


FIGURE 7.19 – Évolution des intégrales des traces enregistrées en fonction de la polarisation appliqué au détecteur. Les différentes courbes correspondent à différentes intensités choisies.

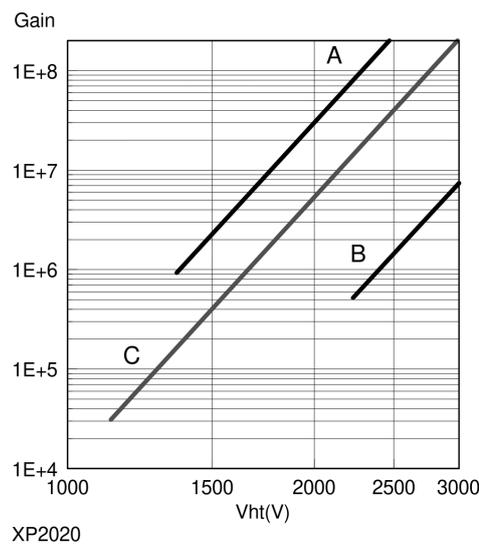


FIGURE 7.20 – Courbe de gain en fonction du voltage appliqué au PMT XP2020. figure extraite de [Photonis, 2023].

De plus comme le montre la figure 7.21, la rapidité très importante du détecteur (cristal de PbWO_4 couplé au PMT XP2020) permet une discrimination de chaque pic de signal généré par chacun des paquets de protons incidents composant l'impulsion. Un code d'analyse a été développé afin de pouvoir dénombrer les événements de détection de gamma au cours de l'impulsion faisceau, mais aussi leur amplitude ainsi que leur intégrale individuelle. Les caractéristiques de la détection des signaux individuels sont les suivantes :

- valeur de seuil correspondant à 6 fois l'écart type des points servant à établir la valeur de la correction de la ligne de base ;
- 50 points d'échantillonnage au dessus de ce seuil, ce qui correspond à un temps de 2,5 ns ;
- une distance entre deux signaux consécutifs de 50 points, ce qui correspond à un temps de 2,5 ns.

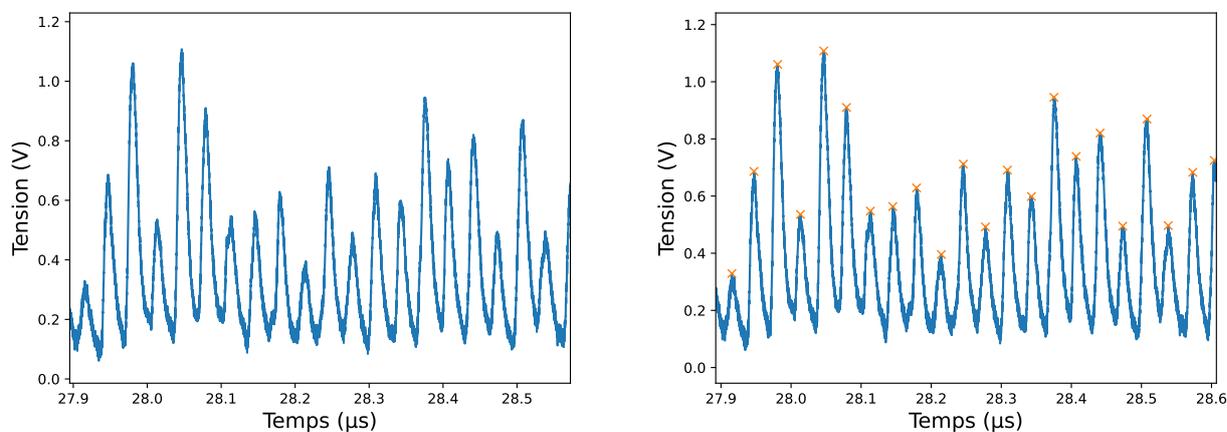


FIGURE 7.21 – Zoom sur une trace enregistrée sur le détecteur PbWO_4 pour une intensité de 1600 nA et une polarisation de 1800 V. La figure de droite montre les marqueurs fournis par le programme d'identification des pics individuels

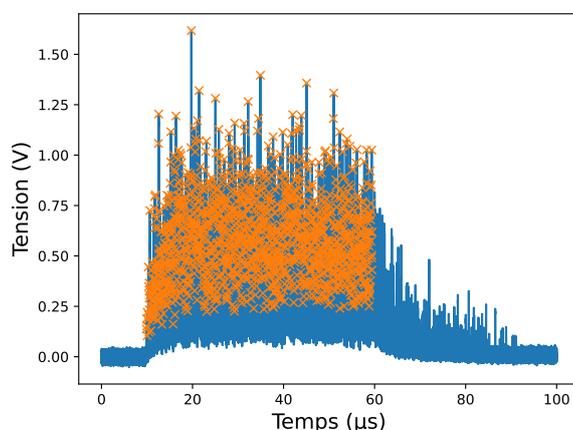


FIGURE 7.22 – Trace enregistrée sur le détecteur PbWO_4 pour une intensité de 1600 nA et une polarisation de 1800 V avec les marqueurs des signaux individuels, et sur une durée de 50 s.

Cette méthode permet donc la détection de chaque signal individuel comme le montrent les figures 7.21 et 7.22, et nous permet de déterminer l'évolution du nombre de détections au dessus du seuil au cours d'une impulsion faisceau en fonction de l'intensité et de la polarisation appliquée au détecteur. La figure 7.23 montre les résultats obtenus pour les deux distances (15 et 25 cm). De la même façon que pour les résultats précédents, on peut constater que chaque courbe tracée évolue de manière linéaire en représentation log-log avant de saturer vers une valeur commune. En effet la durée des impulsions faisceau est fixée à $50 \mu s$ et la période de l'accélérateur d'ARRONAX est de 33 ns, le nombre de périodes faisceau, et le nombre maximal de détections est donc de : $\frac{50 \mu s}{33 ns} \approx 1515$. En effet, l'intervalle de détection des signaux est ici fixé à $50 \mu s$ de l'impulsion faisceau. Elle ne prend donc pas en compte la queue de cette impulsion, car celle-ci fausse la mesure étant donné que l'intensité du faisceau incident décroît. On constate néanmoins qu'une baisse de la polarisation appliquée entraîne une diminution du nombre de signaux détectés. Cela met en évidence une perte d'information que l'on pourrait avoir avec la méthode de PGPI, cette baisse de gain entraînant la non-détection des signaux de plus faible amplitude.

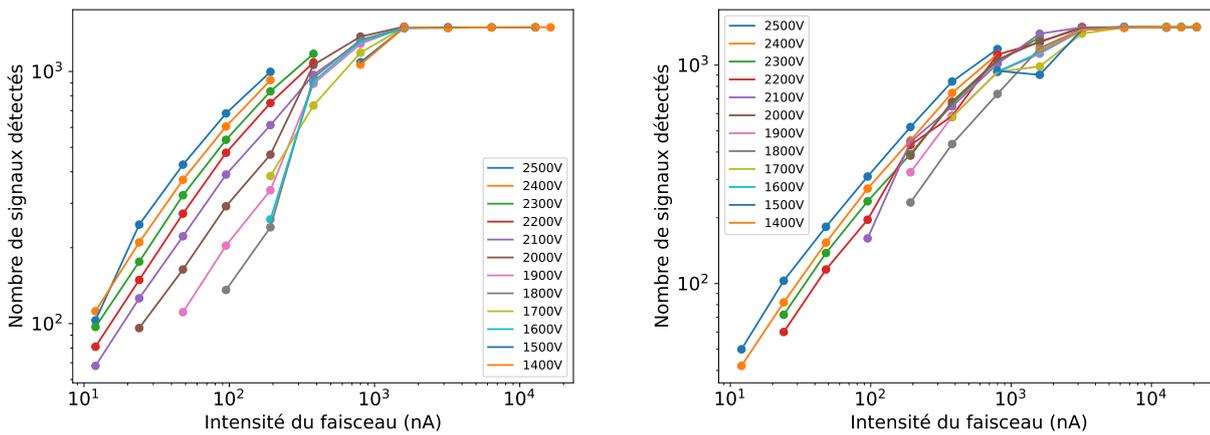


FIGURE 7.23 – Nombres de signaux individuels détectés en moyenne par trace en fonction de l'intensité et pour les différentes valeurs de tensions de polarisation. À gauche : résultats pour une distance de 15 cm et à droite : résultats pour 25 cm

Cette valeur de saturation est un témoin de la limite du PGPI déjà discutée dans le chapitre 5. En effet, le détecteur déclenche au maximum une fois par paquet de protons incident, il est impossible de différencier deux particules secondaires interagissant avec le détecteur, menant donc à un nombre de détection maximal. Par cette mesure, il est même possible d'avoir une approximation du nombre de particules détectées par paquet de protons. En effet, le nombre de protons au sein d'un paquet est régi par une loi de Poisson à une intensité fixée et l'émission des particules secondaires est proportionnelle à ce nombre de protons incident, le nombre de détection doit donc aussi suivre une loi de Poisson. Afin de déterminer le paramètre λ de cette loi de probabilité, on calcule le nombre de paquets n'ayant pas généré de détection. Sachant que :

$$P(k) = \frac{e^{-\lambda} \times \lambda^k}{k!} \quad (7.1)$$

$$P(0) = e^{-\lambda} = \frac{\text{Nombre de détection maximale} - \text{Nombre de signaux détectés}}{\text{Nombre de détection maximale}} \quad (7.2)$$

La figure 7.24 représente les résultats obtenus sur le calcul du paramètre λ de la loi de Poisson.

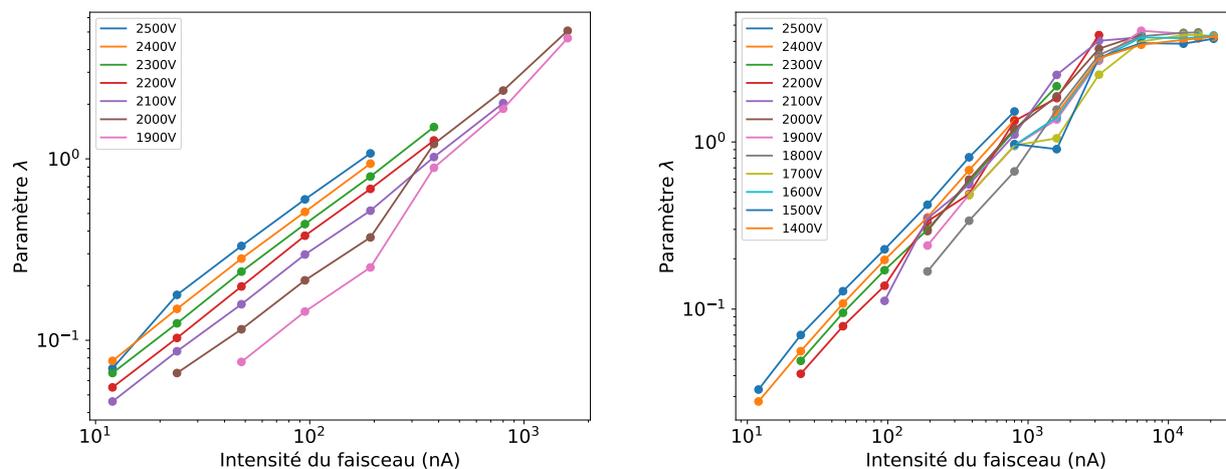


FIGURE 7.24 – Paramètre λ de la loi de Poisson en fonction de l'intensité et pour les différentes valeurs de tensions de polarisations. À gauche : résultats pour une distance de 15 cm et à droite : résultats pour 25 cm

On peut constater une forte dispersion entre les valeurs calculées, qui est due à deux facteurs. Premièrement, la précision de cette valeur est corrélée au nombre de paquets de protons n'ayant pas entraîné de détection et ce nombre diminue à mesure que l'intensité augmente ; de plus, j'ai déjà détaillé que la baisse de la polarisation entraîne une baisse du gain, et donc diminue l'efficacité de détection. L'algorithme de détection utilisé pour compter le nombre de signaux pendant un train est basé sur l'utilisation d'un seuil. La réduction du gain peut potentiellement entraîner la non-détection du signal.

De plus, ce programme Python permet de mettre en évidence une corrélation entre l'amplitude d'un pic de signal et l'intégrale correspondante. L'identification de chaque maximum local est effectuée de la même manière que précédemment, tandis que l'intégrale de chacun de ces maxima est ensuite calculée sur une plage de 7,5 ns précédant et 25 ns suivant le maximum. La figure 7.25 représente les cartes de densité obtenues pour deux intensités différentes, toutes deux à une tension de polarisation de 2000 V et à une distance du détecteur de 25 cm. À gauche, l'intensité est de 380 nA, tandis qu'à droite, elle est de 3200 nA. Ces cartes de densité affichent l'amplitude des signaux en fonction de leurs intégrales pour tous les signaux détectés par l'algorithme, sur l'ensemble des traces enregistrées.

Ces résultats révèlent une corrélation nette entre l'amplitude des signaux et leur intégrale. L'image de gauche montre une saturation pour les signaux de plus de 1,6 V, mais cela est attribuable à la fenêtre d'acquisition de l'oscilloscope, et cela ne concerne qu'un petit nombre de signaux. De plus, il y a presque un facteur 10 de différence en termes d'intensité entre ces deux résultats. Cependant, il n'y a aucun signe de saturation du détecteur, car la corrélation est maintenue. En outre, on peut observer que l'augmentation de l'intensité entraîne à la fois une augmentation de l'amplitude de chaque signal et de son intégrale. Cela démontre que ce type de détecteur est capable d'observer et de restituer le signal somme de plusieurs particules secondaires émises par le même paquet de protons, sans perte d'informations, une condition nécessaire et primordiale pour le bon fonctionnement du PGEI.

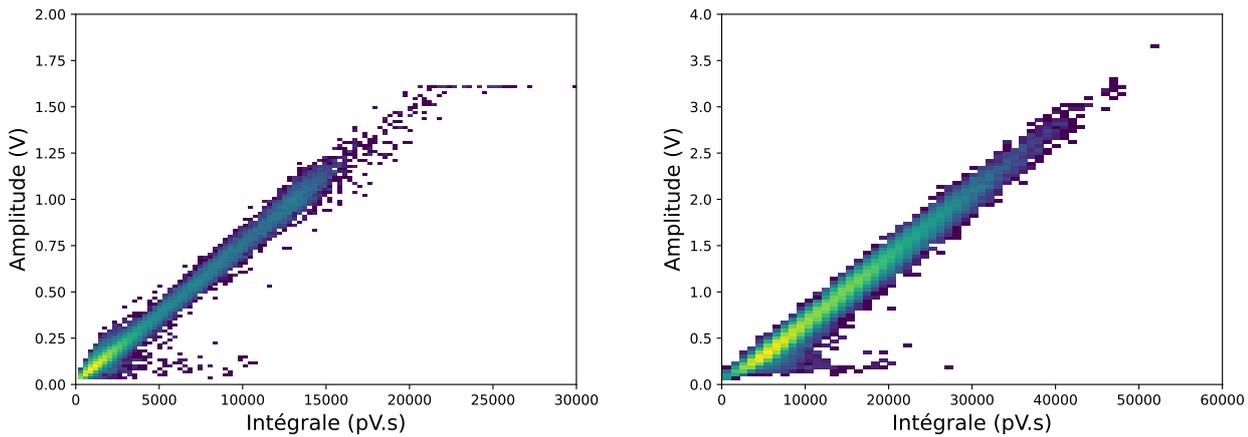


FIGURE 7.25 – Carte de densité des amplitudes des signaux individuels en fonction de leurs intégrales pour une polarisation de 2000 V, le détecteur étant placé à une distance de 25 cm. À gauche, une intensité de 380 nA, et à droite, 3200 nA.

Cette expérience a permis de montrer que le cristal de PbWO_4 utilisé, d'une surface de 4 cm^2 et d'une épaisseur de 3 cm, couplé à un PMT XP2020, est capable, dans certaines configurations, de supporter un important flux d'énergie déposée sans saturer le système de lecture. Grâce aux performances du système, nous avons pu utiliser les mêmes intensités que celles utilisées en clinique avec des faisceaux pulsés d'accélérateurs de type S2C2, voire des intensités bien plus élevées. Cela ouvre la possibilité d'envisager ce type de détecteur pour de telles applications. Cependant, il est important de noter qu'au cours du chapitre précédent, il a été démontré que cette méthode nécessite une grande statistique, ce qui a conduit à augmenter la taille des détecteurs jusqu'à 5 cm de rayon et 2,5 cm d'épaisseur dans la simulation. Dans ces conditions, la sensibilité de la méthode PGEI est de l'ordre du millimètre, avec des détecteurs situés à 20 cm du centre de la cible, pour un pencil beam de quelque 10^7 protons. Le détecteur PbWO_4 que j'ai eu l'occasion de tester présente une épaisseur similaire, mais sa surface est nettement plus petite. Par conséquent, même lors de cette expérience où il était placé à 15 cm de distance, l'angle solide de ce détecteur est environ 10 fois plus petit que celui d'un détecteur utilisé dans la simulation. Cependant, ce détecteur a montré une très bonne résistance à des intensités supérieures, ce qui indique qu'il est possible d'augmenter le flux d'énergie déposée en se limitant à des intensités d'au plus $1 \mu\text{A}$. Cette augmentation pourrait s'accompagner d'une augmentation de l'angle solide en augmentant la surface de détection. Cependant, il convient de noter qu'un verrou technologique sur la taille des cristaux de PbWO_4 risque de se poser, ce qui rendrait nécessaire l'augmentation du nombre de détecteurs du dispositif afin d'augmenter son angle solide.

7.4 Conclusion

L'ensemble des expériences menées et décrites au cours de ce chapitre ont permis de caractériser les réponses de plusieurs scintillateurs inorganiques : NaI, BaF_2 , et PbWO_4 , chacun couplé à son système de lecture. Ce chapitre a révélé les défis liés à la satisfaction des exigences de la méthode PGEI en termes de quantité de signal à traiter pour un détecteur de ce type. En

effet, les détecteurs NaI et BaF₂ n'ont pas atteint une linéarité satisfaisante pour les intensités cliniques considérées, en particulier pour un accélérateur synchro-cyclotron de type S2C2.

Cependant, il est important de noter que les détecteurs utilisés ici n'ont pas été spécialement assemblés dans le but de répondre à ces exigences, et ils auraient probablement mieux réagi avec un système de lecture plus adapté, étant donné que le système actuel semble être insuffisamment rapide. En revanche, l'utilisation d'un cristal de scintillation peu lumineux couplé à un système de lecture rapide, tel qu'un PMT XP2020, a permis d'obtenir une excellente réponse de l'ensemble du système lors d'expériences sous faisceaux de protons et d'alphas de 70 et 68 MeV respectivement, sans perte d'informations. En effet, les intensités utilisées lors de ces expériences étaient plus élevées que celles couramment rencontrées en clinique, ce qui ouvre la voie à une utilisation de ce type de détecteur pour des applications PGEI à haute intensité. Ces résultats sont très prometteurs dans le contexte de ces applications.

Cependant, des mesures complémentaires sont nécessaires pour évaluer la sensibilité de plusieurs détecteur, composé du cristal de PbWO₄ couplé au XP2020, face à des variations telles qu'un déplacement de la cible, par exemple. De plus, toutes les expériences décrites au cours de ce chapitre ont utilisé un faisceau de protons d'une énergie maximale de 70 MeV, provenant de cyclotrons (ensuite pulsé dans le cas du faisceau d'ARRONAX). Une perspective intéressante serait de tester ce détecteur avec un faisceau clinique provenant d'un synchro-cyclotron, à une énergie supérieure, afin d'évaluer les performances cliniques du système. De plus, pour des applications à l'échelle industrielle en clinique, ce système nécessite un système électronique dédié capable de calculer l'énergie déposée au cours d'une impulsion avant l'arrivée de l'impulsion suivante.

Enfin, nous pouvons noter qu'un important travail de calibration sera à terme nécessaire en pratique clinique pour pouvoir prévoir a priori le signal attendu sur chaque détecteur à partir de simulations basées sur le positionnement du patient au moment de l'irradiation et son CT de planification.

Conclusion

Au cours de cette thèse, j'ai travaillé sur une double problématique de contrôle en ligne de la protonthérapie : la conception d'un moniteur de faisceaux et le développement d'un système de détection gamma prompts adapté aux contraintes des traitements actuels sur les synchro-cyclotrons, tels que le S2C2 proposé par IBA (Ion Beam Applications).

En ce qui concerne le monitoring faisceaux, l'originalité réside dans l'utilisation de détecteurs diamant (matériau semi-conducteur à grand gap) en tant que volume actif. L'objectif était d'atteindre, pour ce détecteur interceptif, des résolutions temporelles de 100 ps, pour le marquage en temps du faisceau incident, et ce, même à faible dépôt d'énergie (~ 1 MeV). En effet, les caractérisations en laboratoire des volumes actifs ont révélé les performances exceptionnelles des diamants CVD. En premier lieu pour les diamants sCVD qui présentent un nombre minimal (de l'ordre du ppm) de défauts interstitiels, de type inclusion d'azote ou de bore (défauts ponctuels), de dislocations (défauts à une dimension) et de joints de grains (défauts à deux dimensions). Mais aussi les diamants pCVD qui, bien que présentant une densité de défauts plus importante (joints de grains) exhibent néanmoins d'excellentes performances en termes de résolution temporelle. Cependant, il faut tenir compte du fait qu'il existe actuellement des verrous technologiques limitant la taille de diamants d'une grande pureté en raison des procédés industriels. En conséquence, les diamants sCVD sont plus difficiles à produire en grande surface que les diamants pCVD. L'intérêt d'une utilisation de diamant pCVD n'est donc pas à négliger, malgré une collecte de charge inférieure à celle des sCVD, si on veut couvrir toute la surface du faisceau. Néanmoins, elle devra être réservée à la détection de particules induisant un plus grand dépôt en énergie à particule unique (ions carbone) dans le volume du diamant (rapport signal sur bruit). Étant donné que pour les tests en faisceau du moniteur nous avons principalement accès au cyclotron d'ARRONAX (protons de 70 MeV), mon étude sous faisceaux a porté essentiellement sur celle des diamants sCVD pour dimensionner la chaîne électronique de lecture et apporter la première preuve de concept du monitoring diamant développé par CLaRyS-UFT.

La chaîne électronique de lecture du volume actif diamant (carte fille) se compose i) d'un étage de préamplification (carte mère), ii) d'un étage de « marquage en temps » (carte DFC) et iii) d'un dispositif de calcul de la résolution temporelle (cartes acquisition et TDC embarqués sur composant FPGA). Le contrôle commande de l'ensemble du dispositif se fait par un ordinateur (Qt-Python) connecté à la carte d'acquisition. Différentes versions de préamplificateurs courant-tension, élaborées dans le cadre de ce projet, par le service électronique du LPSC, ont montré qu'une résolution temporelle inférieure à 100 ps (RMS), conforme aux exigences du cahier des charges de CLaRyS-UFT, est atteignable (tests menés en laboratoire avec une source d'alpha ^{241}Am). Ces développements offrent la possibilité d'utiliser plusieurs cartes mères, chacune équipée d'une version différente de ces préamplificateurs (gain), afin de s'adapter à la nature de la particule incidente (proton ou ion carbone) et à son énergie. Outre l'amplification du signal diamant, un deuxième élément clé dans le traitement du signal, est le marquage temporel opéré par les DFC (indépendant de l'amplitude du signal en sortie de l'étage de préamplification). Les performances des cartes DFC et TDC, ont donc été évaluées tout d'abord sur table au laboratoire, en émulant le signal de diamant par un générateur de fonctions.

Les performances de différents « assemblages » (preuves de concept du moniteur faisceau diamant) constitués d'un volume actif diamant sCVD, et pour la chaîne électronique, de différentes versions de préamplificateurs connectés aux cartes DFC et TDC ont été évaluées sous faisceaux de protons de 70 MeV à ARRONAX, à particule unique. Ces tests ont permis de démontrer que de très hautes résolutions temporelles pouvaient être atteintes de manière entièrement matérielle : $70,1 \text{ ps} \pm 0,2 \text{ ps}$ entre les deux faces d'un même diamant et $93,9 \text{ ps} \pm 0,2 \text{ ps}$ entre deux diamants positionnés l'un derrière l'autre. Cependant, il a été constaté que le gain maximal actuel de 55 dB des préamplificateurs n'était pas encore suffisant pour déclencher, avec une efficacité de 100 %, les DFC à la particule unique dans ces conditions expérimentales. Dans la suite des développements actuels, une nouvelle version des préamplificateurs avec un gain encore plus élevé est à présent à l'étude.

Les tests du moniteur faisceau diamant se poursuivront donc, au-delà de mon travail de thèse, en faisceaux de protons avec une nouvelle version de la carte mère (étage de préamplification) à ARRONAX. Des expériences sont également envisagées au CNAO, en faisceaux d'ions carbone, avec une surface active pCVD (4 cm^2) et une électronique similaire. S'ils s'avèrent concluants, un moniteur faisceau avec une surface active de 16 cm^2 est envisageable (mosaïque de 4 diamants). Étant donné le nombre de pistes de lecture que cela pourrait impliquer, le LPSC a commencé l'étude d'une électronique intégrée sur le socle des connaissances acquises avec celle de l'électronique discrète. La collaboration CLaRyS pourrait donc très prochainement concevoir un détecteur à l'échelle 1 :1 avec une couverture optimale du faisceau et une résolution temporelle à 100 ps pour le marquage en temps de ce dernier. Des travaux antérieurs dans CLaRyS ont démontré, qu'avec de telles performances, ce moniteur, associé à une caméra Compton détectant les gamma prompts, permettrait d'envisager des précisions millimétriques sur le parcours des ions, dans le patient, sur les premiers spots faisceaux, réduisant ainsi les marges actuelles d'un ordre de grandeur.

La deuxième partie de mon travail de thèse a consisté à travailler, en simulation et en instrumentation, sur un nouveau système de détection de gamma prompts pour évaluer la faisabilité d'une méthode intégrale (et non particule par particule) de reconstruction, fonctionnant à intensité clinique : le PGEI.

Le PGEI vise à s'adapter aux accélérateurs proposant des faisceaux dits pulsés, caractérisés par une intensité crête élevée ($1 \mu\text{A}$) associée à un cycle utile réduit. Les simulations que j'ai menées ont démontré que l'observable, à savoir l'énergie déposée par les gamma dans un détecteur pendant l'irradiation, présente un intérêt crucial pour détecter des écarts par rapport au plan de traitement, avec une sensibilité de 3 mm (rms) pour un nombre de protons incidents de $1,5 \times 10^7$. À titre de comparaison, la sensibilité de la méthode PGPI a été mesurée dans les mêmes conditions à 1,6 mm (rms).

Dans ce contexte, j'ai particulièrement travaillé à la caractérisation, en laboratoire, de détecteurs gamma que j'ai utilisés au cours de ma thèse. Ces détecteurs ont ensuite été testés lors d'expériences sous faisceaux de protons, de 63 MeV au Centre Antoine Lacassagne de Nice sur la ligne MEDICYC et de 70 MeV à ARRONAX. Ces expériences ont permis de déterminer les performances de chacun de ces détecteurs et d'identifier quels étaient les critères importants qu'ils devaient valider pour être associés à la méthode PGEI. Les cristaux de type NaI et BaF_2 , associés à des préamplificateurs et des PMT (Photomultiplier Tubes) lents, ont rapidement montré des signes de saturation du signal dès les premiers nA d'intensité du faisceau. En revanche, le cristal de PbWO_4 , associé à la rapidité d'un PMT XP2020, a affiché d'excellentes

performances, permettant le suivi de l'intensité du faisceau incident jusqu'à plusieurs μA , pour une distance d'utilisation cible (patient) - détecteur dans un contexte de traitement clinique de l'ordre de la dizaine de centimètres.

Ces résultats sont très encourageants dans le cadre de la technique PGEI. Cependant, des progrès semblent nécessaires en ce qui concerne les performances des détecteurs utilisés (en particulier l'efficacité de détection), afin de garantir l'obtention d'une statistique suffisante pour une seule impulsion de faisceau de 10^7 protons. De plus, toutes ces analyses se sont concentrées sur un unique détecteur PbWO_4 . Il serait intéressant d'en avoir plusieurs pour évaluer la sensibilité de la méthode PGEI en corrélant leurs réponses.

Enfin, toutes les analyses réalisées au cours de cette thèse ont été basées sur un système d'enregistrement des traces du détecteur, suivi d'une post-analyse. Dans le cadre d'un traitement clinique, il est essentiel de pouvoir analyser la réponse de chaque détecteur aussi rapidement que possible, entre deux impulsions de faisceau, afin d'ajuster le plan de traitement en ligne. Par conséquent, une chaîne électronique de lecture et d'acquisition doit être développée, à présent, pour intégrer, en temps réel, le signal des détecteurs. De plus, ce système présuppose de nombreuses calibrations de l'ensemble du dispositif portant à la fois sur chacun des détecteurs, mais aussi sur l'électronique associée, en comparaison avec la planification du traitement et donc la prédiction du signal. Cela permettra de déterminer exactement la précision des mesures effectuées lors du traitement.

En conclusion, ce travail de thèse a permis des avancées significatives dans le domaine de la détection et du suivi en temps réel des traitements par protonthérapie. Les développements de détecteurs à base de diamants et les simulations et expérimentations pour la méthode PGEI ouvrent la voie à des améliorations potentielles, soit en début de traitement soit lors de leur délivrance aux intensités clinique. Cependant, des défis technologiques subsistent et de futures recherches seront nécessaires pour relever ces défis. Elles ont déjà commencé au sein de la collaboration CLaRyS. Les perspectives futures de ce travail incluent l'exploration de nouvelles solutions pour les détecteurs, l'optimisation des méthodes de traitement des données en temps réel et l'application de ces avancées pour améliorer la précision, en terme de balistique, des traitements de radiothérapie par hadronthérapie.

Bibliographie

- [AimTTi, 2023] [3.2.2.1](#)
AimTTi (2023).
Dual channel arbitrary function generator with 40 to 240 MHz models.
[Accessed: 2023-10-11.](#)
- [Albert, 2018] [1.3.3](#)
Albert J., Labarbe R., and Sterpin E. (2018).
Electric field from a proton beam in biological tissues for proton radiotherapy.
Physical Review Applied, [10:044054](#).
- [Allegrini, 2022] [1.2](#), [1.4.1](#), [1.4.2](#), [7.4](#)
Allegrini O. (2022). *Caractérisation de détecteurs pour des systèmes de monitoring des faisceaux d'ions en hadronthérapie*. Theses.
- [Allegrini, 2021] [1.4.2](#), [1.4.2.1](#), [1.22](#), [1.4.2.1](#), [7.4](#)
Allegrini O., Cachemiche J.-P., Caplan C., Carlus B., Chen X., et al. (2021).
Characterization of a beam-tagging hodoscope for hadrontherapy monitoring.
Journal of Instrumentation, [16\(02\):P02028](#).
- [AlphaSpectraInc, 2023] [6.1.1](#)
AlphaSpectraInc (2023).
The complete scintillation detector solution.
<https://alphaspectra.com/>.
- [Arcidiacono, 2020] [1.4.5](#)
Arcidiacono R., Borghi G., Boscardin M., Cartiglia N., Costa M., et al. (2020).
State-of-the-art and evolution of UFSD sensors design at FBK.
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, [978:164375](#).
- [Assmann, 2015] [1.3.3](#)
Assmann W., Kellnberger S., Reinhardt S., Lehrack S., Edlich A., et al. (2015).
Ionoacoustic characterization of the proton bragg peak with submillimeter accuracy.
Medical Physics, [42\(2\):567–574](#).
- [Berdermann, 2010] [1.4.3.2](#)
Berdermann E., Pomorski M., de Boer W., Ciobanu M., Dunst S., et al. (2010).
Diamond detectors for hadron physics research.
Diamond and Related Materials, [19\(5-6\):358–367](#).

[Bethe, 1930] 1.1.1.2

Bethe H. (1930).

Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie.

Annalen der Physik, 397(3):325–400.

[Bisogni, 2016] 1.3.1

Bisogni M. G., Attili A., Battistoni G., Belcari N., Camarlinghi N., et al. (2016).

INSIDE in-beam positron emission tomography system for particle range monitoring in hadrontherapy.

Journal of Medical Imaging, 4(1):1 – 12.

[Bitar, 2020] 1.13, 7.4

Bitar (2020).

Imaging using ionizing radiation.

<https://indico.cern.ch/event/782305/contributions/3255934/attachments/1806257/2947952/Course3.pdf>.

[Bloch, 1933] 1.1.1.2

Bloch F. (1933).

Zur Bremsung rasch bewegter Teilchen beim Durchgang durch Materie.

Annalen der Physik, 408(3):285–320.

[Breton, 2014] 4.5, 6.2.1

Breton D., Delagnes E., Maalmi J., and Rusquart P. (2014).

The WaveCatcher Family of SCA-Based 12-Bit 3.2-GS/s Fast Digitizers. RT2014 - 19th Real-Time Conference.

Poster.

[Canali, 1979] 3.1.3.2

Canali C., Gatti E., Kozlov S. F., Manfredi P. F., Manfredotti C., et al. (1979).

Electrical properties and performances of natural diamond nuclear radiation detectors.

Nuclear Instruments and Methods, 160(1):73–77.

[Canali, 1975] 3.1.4.3

Canali C., Jacoboni C., Nava F., Ottaviani G., and Alberigi-Quaranta A. (1975).

Electron drift velocity in silicon.

Physical Review B, 12(6):2265–2284.

[CANBERRA, 2007] 6.1.1

CANBERRA (2007).

2007/2007p photomultiplier tube base/preamplifier.

https://mirionprodstorage.blob.core.windows.net/prod-20220822/cms4_mirion/files/pdf/spec-sheets/csp0071_2007-2007p_preamp_spec_sheet.pdf.

[Caughey, 1967] 3.1.4.3

Caughey D. M. and Thomas R. E. (1967).
Carrier Mobilities in Silicon Empirically Related to Doping and Field.
Proceedings of the IEEE, 55(12):2192–2193.

[Chen, 2019] 2.2.4

Chen X., Lin-Ma X., Combaret C., Mirabito L., Lu G.-N., et al. (2019).
Improved Tapped-Delay-Line Time-to-Digital Converter with Time-over-Threshold measurement for a new generation of Resistive Plate Chamber detectors.
Proceedings of Topical Workshop on Electronics for Particle Physics — PoS(TWEPP2018), 343:141.

[CIVIDEC, 2023] 2.2.2, 3.1.4.1, 3.2.1.1, 4.3.2

CIVIDEC (2023).
Cividec instrumentation.
<https://cividec.at/index.php?module=public.product&idProduct=34&scr=0>.

[Curtoni, 2020] 1.4.3.3, 1.4.4, 1.25, 2.2.1, 2.2, 3.1.2.1, 3.1.2.2, 3.1.3.2, 3.1.3.3, 3.1.3.3, 3.8, 3.1.4.2, 3.2.1.1, 4.3.2, 4.3.2, 4.9, 7.4

Curtoni S. (2020). *Développement d'un démonstrateur d'hodoscope faisceau en diamant pour le contrôle en ligne du parcours des ions en hadronthérapie*. PhD thesis. Thèse de doctorat dirigée par Gallin-Martel, Marie-Laure Physique appliquée Université Grenoble Alpes 2020.

[Curtoni, 2021] 1.4.2.2, 2.1, 3.1.3.3, 3.2.1.1, 4.6

Curtoni S., Gallin-Martel M.-L., Marcatili S., Abbassi L., Bes A., et al. (2021).
Performance of CVD diamond detectors for single ion beam-tagging applications in hadron-therapy monitoring.
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 1015:165757.

[Dauvergne, 2020] 1.3.2.2, 1.3.2.3, 1.4.2.2

Dauvergne D., Allegrini O., Caplan C., Chen X., Curtoni S., et al. (2020).
On the role of single particle irradiation and fast timing for efficient online-control in particle therapy.
Frontiers in Physics, 8:434.

[Degiovanni, 2015] 1.2.3

Degiovanni A. and Amaldi U. (2015).
History of hadron therapy accelerators.
Physica Medica, 31(4):322–332.

[Degiovanni, 2018] 1.2.3

- Degiovanni A. et al. (2018).
Status of the Commissioning of the LIGHT Prototype.
Proc. 9th International Particle Accelerator Conference (IPAC'18), Vancouver, BC, Canada, April 29-May 4, 2018, (9):425–428.
- [DFC, 2023] 2.2.3, 2.8, 7.4
DFC (2023).
Constant fraction discriminator.
https://en.wikipedia.org/wiki/Constant_fraction_discriminator.
- [Durante, 2019] 1.2.1
Durante M., Golubev A., Park W.-Y., and Trautmann C. (2019).
Applied nuclear physics at the new high-energy particle accelerator facilities.
Physics Reports, 800:1 – 37.
- [Durante, 2016a] 1.2.1
Durante M. and Paganetti H. (2016a).
Nuclear physics in particle therapy : A review.
Reports on Progress in Physics, 79(9):096702.
- [Durante, 2016b] 1.7, 7.4
Durante M. and Paganetti H. (2016b).
Nuclear physics in particle therapy : a review.
Reports on progress in physics. Physical Society (Great Britain), 79(9):096702.
- [Enghardt, 2004] 1.3.1
Enghardt W., Crespo P., Fiedler F., Hinz R., Parodi K., et al. (2004).
Charged hadron tumour therapy monitoring by means of PET.
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 525(1):284 – 288. Proceedings of the International Conference on Imaging Techniques in Subatomic Physics, Astrophysics, Medicine, Biology and Industry.
- [Frais-Kölbl, 2007] 1.4.2.2
Frais-Kölbl H., Griesmayer E., Schreiner T., Georg D., and Pernegger H. (2007).
Medical beam monitor—pre-clinical evaluation and future applications.
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 581(1):103 – 106.
- [Gallin-Martel, 2021] 1.4.3.3, 1.24, 3.1.3.3, 7.4
Gallin-Martel M.-L., Curtioni S., Marcatili S., Abbassi L., Bes A., et al. (2021).
X-ray beam induced current analysis of cvd diamond detectors in the perspective of a beam

tagging hodoscope development for hadrontherapy on-line monitoring.

Diamond and Related Materials, [112:108236](#).

[Golnik, 2014] [1.3.2.2](#), [1.17](#), [7.4](#)

Golnik C., Hueso-González F., Müller A., Dendooven P., Enghardt W., et al. (2014).

Range assessment in particle therapy based on prompt γ -ray timing measurements.

Physics in Medicine & Biology, [59\(18\):5399–5422](#).

[HAMEG, 2023] [3.1.3.1](#)

HAMEG (2023).

Hameg power supply.

https://www.rohde-schwarz.com/us/products/test-and-measurement/dc-power-supplies/rs-hmp4000-power-supply-series_63493-47360.html.

[Hickling, 2018] [1.3.3](#)

Hickling S., Xiang L., Jones K. C., Parodi K., Assmann W., et al. (2018).

Ionizing radiation-induced acoustics for radiotherapy and diagnostic radiology applications.

Medical Physics, [45\(7\):e707–e721](#).

[Hoarau, 2023] [2.5](#), [2.6](#), [7.4](#)

Hoarau (2023).

private conversation.

[Hoarau, 2021] [2.2.2](#), [3.1.4.1](#), [3.2.1.1](#)

Hoarau C., Bosson G., Bouly J.-L., Curtoni S., Dauvergne D., et al. (2021).

Rf pulse amplifier for cvd-diamond particle detectors.

Journal of Instrumentation, [16\(04\):T04005](#).

[Hyeong Kim, 2012] [1.3.2.3](#)

Hyeong Kim C., Hyung Park J., Seo H., and Rim Lee H. (2012).

Gamma electron vertex imaging and application to beam range verification in proton therapy.

Medical Physics, [39\(2\):1001–1005](#).

[IBA, 2023] [4.1](#)

IBA (2023).

Ion beam application.

<https://www.iba-worldwide.com/>.

[Jacquet, 2023a] [1.3.2.3](#), [1.18](#), [1.3.2.3](#), [7.4](#)

- Jacquet M. (2023a). *Conception dun détecteur pour imagerie Gamma Prompt basé sur temps de vol*. Theses.
- [Jacquet, 2023b] 1.3.2.3
Jacquet M., Ansari S., Gallin-Martel M.-L., André A., Boursier Y., et al. (2023b). A high sensitivity cherenkov detector for prompt gamma timing and time imaging. *Scientific Reports*, 13(1):3609.
- [Jacquet, 2021] 1.3.2.3, 2.1
Jacquet M., Marcatili S., Gallin-Martel M.-L., Bouly J.-L., Boursier Y., et al. (2021). A time-of-flight-based reconstruction for real-time prompt-gamma imaging in proton therapy. *Physics in Medicine & Biology*, 66(13):135003.
- [Jolly, 2020] 1.8, 7.4
Jolly S., Owen H., Schippers M., and Welsch C. (2020). Technical challenges for flash proton therapy. *Physica Medica*, 78:71–82.
- [Kagan, 2021] 1.4.3.3
Kagan H. and Trischuk W. (2021). Development of diamond tracking detectors for high luminosity experiments at the lhc, hl-lhc and beyond. <https://cds.cern.ch/record/2320382/files/LHCC-SR-005.pdf>.
- [Kang, 2009] 1.3.2.3
Kang B.-H. and Kim J.-W. (2009). Monte carlo design study of a gamma detector system to locate distal dose falloff in proton therapy. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 56:46–50.
- [Karp, 8 03] 1.3.1
Karp J. S., Surti S., Daube-Witherspoon M. E., and Muehllehner G. (2008-03). Benefit of time-of-flight in PET : Experimental and clinical results. *Journal of Nuclear Medicine*, 49(3):462–470.
- [Kasu, 2016] 1.4.3.2
Kasu M. (2016). Diamond epitaxy : Basics and applications. *Progress in Crystal Growth and Characterization of Materials*, 62(2):317 – 328. Special Issue : Recent Progress on Fundamentals and Applications of Crystal Growth ; Proceedings of the 16th International Summer School on Crystal Growth (ISSCG-16).

[Keithley, 2023] [3.1.2.1](#), [3.1.3.1](#)

Keithley (2023).

6487 picoammeter/voltage source datasheet.

<https://www.tek.com/en/datasheet/series-6400-picoammeters/6487-picoammeter-voltage-source>.

[Knopf, 2013] [1.2.5](#), [1.11](#), [7.4](#)

Knopf A. C. and Lomax A. (2013).

In vivo proton range verification : A review.

Physics in Medicine & Biology, **58(15)**:131–160.

[Kozlovsky, 2002a] [1.15](#), [7.4](#)

Kozlovsky B., Murphy R. J., and Ramaty R. (2002a).

Nuclear deexcitation gamma-ray lines from accelerated particle interactions.

The Astrophysical Journal Supplement Series, **141(2)**:523.

[Kozlovsky, 2002b] [5.1.1](#)

Kozlovsky B., Murphy R. J., and Ramaty R. (2002b).

Nuclear deexcitation gamma-ray lines from accelerated particle interactions.

The Astrophysical Journal Supplement Series, **141(2)**:523–541.

[Krimmer, 2017] [1.3.2.1](#), [1.3.2.1](#), [1.3.2.2](#), [5](#), [5.2](#)

Krimmer J., Angellier G., Balleyguier L., Dauvergne D., Freud N., et al. (2017).

A cost-effective monitoring technique in particle therapy via uncollimated prompt gamma peak integration.

Applied Physics Letters, **110(15)**.

[Krimmer, 2013] [1.3.2.3](#)

Krimmer J., Balleyguier L., Baudot J., Brons S., Caponetto L., et al. (2013).

Real-Time Online Monitoring of the Ion Range by Means of Prompt Secondary Radiations.

3rd International Conference On Advancements In Nuclear Instrumentation Measurement Methods And Their Applications (ANIMMA 2013), pages 1–8.

[Krimmer, 2018] [1.16](#), [1.20](#), [1.2](#), [7.4](#), [7.4](#)

Krimmer J., Dauvergne D., Létang J. M., and Testa (2018).

Prompt-gamma monitoring in hadrontherapy : A review.

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, **878**:58–73.

[Krimmer, 2015] [1.3.2.3](#)

Krimmer J., Ley J. L., Abellan C., Cachemiche J. P., Caponetto L., et al. (2015).

Development of a Compton camera for medical applications based on silicon strip and

scintillation detectors.

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, **787**:98–101.

[Ku, 2023] **1.19**, **7.4**

Ku Y., Choi S., Cho J., Jang S., Jeong J. H., et al. (2023).

Tackling range uncertainty in proton therapy : Development and evaluation of a new multi-slit prompt-gamma camera (MSPGC) system.

Nuclear Engineering and Technology, **55**(9):3140–3149.

[Lascaud, 2021] **1.3.3**

Lascaud J., Dash P., Wieser H.-P., Kalunga R., Würfl M., et al. (2021).

Investigating the accuracy of co-registered ionoacoustic and ultrasound images in pulsed proton beams.

Physics in Medicine & Biology, **66**(18):185007.

[Lecoq, 2017a] **1.3.1**

Lecoq P. (2017a).

Pushing the limits in time-of-flight pet imaging.

IEEE Transactions on Radiation and Plasma Medical Sciences, **1**(6):473–485.

[Lecoq, 2017b] **1.1**, **5.1**, **7.4**

Lecoq P., Gektin A., and Korzhik M. (2017b).

Inorganic Scintillators for Detector Systems. Particle Acceleration and Detection. Springer International Publishing.

[Lehrack, 2017] **1.3.3**

Lehrack S., Assmann W., Bertrand D., Henrotin S., Herault J., et al. (2017).

Submillimeter ionoacoustic range determination for protons in water at a clinical synchro-cyclotron.

Physics in Medicine & Biology, **62**(17):L20.

[Livingstone, 2021] **1.3.2.3**, **1.4.1**, **1.4.2.2**, **2.1**

Livingstone J., Dauvergne D., Etxebeste A., Fontana M., Gallin-Martel M.-L., et al. (2021).

Influence of sub-nanosecond time of flight resolution for online range verification in proton therapy using the line-cone reconstruction in compton imaging.

Physics in Medicine & Biology, **66**(12):125012.

[Lu, 2022] **1.3.2.3**

Lu W., Zhang D., Fan P., Wang S., Wu Z., et al. (2022).

Simulation study of a 3-d multislit prompt gamma imaging system for proton therapy monitoring.

IEEE Transactions on Radiation and Plasma Medical Sciences, **6(3)**:355–365.

[Marcatili, 2020] **1.3.2.3**

Marcatili S., Collot J., Curtoni S., Dauvergne D., Hostachy J.-Y., et al. (2020).
Ultra-fast prompt gamma detection in single proton counting regime for range monitoring
in particle therapy.
Physics in Medicine & Biology, **65(24)**:245033.

[Marcatili, 2019] **1.3.2.3, 1.4.1**

Marcatili S., Curtoni S., Dauvergne D., Haddad F., Jacquet M., et al. (2019).
A 100 ps tof detection system for on-line range-monitoring in hadrontherapy.
2019 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC), pages
1–4.

[Min, 2006] **1.3.2.1**

Min C. H., Kim C. H., Youn M. Y., and Kim J. W. (2006).
Prompt gamma measurements for locating the dose falloff region in the proton therapy.
Applied Physics Letters, **89(18)**.

[Moritz, 2001] **2.2.2, 3.1.4.1, 3.2.1.1, 4.3.2**

Moritz P., Berdermann E., Blasche K., Stelzer H., and Voss B. (2001).
Broadband electronics for CVD-diamond detectors.
Diamond and Related Materials, **10(9-10)**:1765–1769.

[Muraro, 2017] **1.3.1**

Muraro S., Battistoni G., Belcari N., Bisogni M., Camarlinghi N., et al. (2017).
Proton therapy treatment monitoring with the DoPET system : activity range, positron
emitters evaluation and comparison with monte carlo predictions.
Journal of Instrumentation, **12(12)**:C12026–C12026.

[Newhauser, 2015] **1.2.1**

Newhauser W. D. and Zhang R. (2015).
The physics of proton therapy.
Physics in Medicine & Biology, **60(8)**:R155–R209.

[NHQ223m, 2023] **3.1.2.1**

NHQ223m (2023).
Module haute tension nim nhq standard.
<https://www.physical-instruments.fr/module-haute-tension-nhq-standard/>.

[ORTEC, 2023] **6.1.1**

ORTEC (2023).
266 photomultiplier base.

<https://www.ortec-online.com/products/electronics/photomultiplier-tube-bases/266>.

[Ortec572, 2023] [3.1.3.1](#)

Ortec572 (2023).
572a amplifier.

<https://www.ortec-online.com/products/electronics/amplifiers/572a>.

[Owen, 2014] [1.2.3](#)

Owen H., MacKay R., Peach K., and Smith S. (2014).
Hadron accelerators for radiotherapy.
Contemporary Physics, [55\(2\):55–74](#).

[Paganetti, 2012] [1.2.5](#), [1.12](#), [7.4](#)

Paganetti H. (2012).
Range uncertainties in proton therapy and the role of Monte Carlo simulations.
Physics in Medicine & Biology, [57\(11\):R99—117](#).

[Paganetti, 2015] [1.3.1](#)

Paganetti H. and El Fakhri G. (2015).
Monitoring proton therapy with pet.
The British Journal of Radiology, [88\(1051\):20150173](#).

[Park, 2019] [1.3.2.3](#)

Park J. H., Kim S. H., Ku Y., Kim C. H., Lee H. R., et al. (2019).
Multi-slit prompt-gamma camera for locating of distal dose falloff in proton therapy.
Nuclear Engineering and Technology, [51\(5\):1406–1416](#).

[Parodi, 2012] [1.14](#), [7.4](#)

Parodi K. (2012).
PET monitoring of hadrontherapy.
Nuclear Medicine Review, [15\(C\):37–42](#).

[Patch, 2018] [1.2.3](#)

Patch S. K., Hoff D. E., Webb T. B., Sobotka L. G., and Zhao T. (2018).
Two-stage ionoacoustic range verification leveraging monte carlo and acoustic simulations to stably account for tissue inhomogeneity and accelerator-specific time structure – a simulation study.
Medical Physics, [45\(2\):783–793](#).

[Patera, 2020] [1.4.5](#)

Patera V. and Sarti A. (2020).
Recent advances in detector technologies for particle therapy beam monitoring and dosimetry.

IEEE Transactions on Radiation and Plasma Medical Sciences, 4(2):133–146.

[Perali, 2014] 1.3.2.3

Perali I., Celani A., Bombelli L., Fiorini C., Camera F., et al. (2014). Prompt gamma imaging of proton pencil beams at clinical dose rate. *Physics in Medicine & Biology*, 59(19):5849–5871.

[Pernegger, 2006] 1.4.2.2

Pernegger H. (2006). High mobility diamonds and particle detectors. *Physica Status Solidi (A) Applications and Materials Science*, 203(13):3299–3314.

[Petzoldt, 2018] 1.19, 7.4

Petzoldt J., Janssens G., Nenoff L., Richter C., and Smeets J. (2018). Correction of geometrical effects of a knife-edge slit camera for prompt gamma-based range verification in proton therapy. *Instruments*, 2(4).

[Petzoldt, 2016] 1.2.3, 1.3.2.2

Petzoldt J., Roemer K. E., Enghardt W., Fiedler F., Golnik C., et al. (2016). Characterization of the microbunch time structure of proton pencil beams at a clinical treatment facility. *Physics in Medicine & Biology*, 61(6):2432–2456.

[Photonis, 2023] 6.2.1, 7.20, 7.4

Photonis (2023). photomultiplier tubes xp2020 - datasheet. <https://irfu.cea.fr/dphn/Tp/xp2020.pdf>.

[Pimenta Cheble Caplan, 2020] 1.4.2.1

Pimenta Cheble Caplan C. (2020). *Implementation and characterization of the data acquisition system of a Compton camera for prompt gamma imaging in protontherapy*. PhD thesis.

[Pinto, 2014] 1.4.2

Pinto M., Dauvergne D., Freud N., Krimmer J., Letang J. M., et al. (2014). Design optimisation of a TOF-based collimated camera prototype for online hadrontherapy monitoring. *Physics in Medicine & Biology*, 59(24):7653–7674.

[Pinto, 2016] 1.3.2.1

Pinto M., Dauvergne D., Freud N., Krimmer J., Létang J. M., et al. (2016). Assessment of Geant4 prompt-gamma emission yields in the context of proton therapy

- monitoring.
Frontiers in Oncology, 6(JAN).
- [Poirier, 2019] 4.1, 7.4
Poirier F., Dr C., Goiziou X., Koumeir C., Letaeron A., et al. (2019).
The pulsing chopper-based system of the ARRONAX C70XP cyclotron.
IPAC 2019 - 10th International Particle Accelerator Conference, pages 1948 – 1950.
- [Pomorski, 2008] 1.4, 3.1.3.2, 3.1.3.3, 7.4
Pomorski M. (2008). *Electronic Properties of Single Crystal CVD Diamond and its Suitability for Particle Detection in Hadron Physics Experiments*. PhD thesis, Johann Wolfgang Goethe — Universität in Frankfurt am Main.
- [Portier, 2023] 3.1.3.2, 3.5, 3.1.3.3, 7.4
Portier A. (2023). *Développement d'une technique de caractérisation, le courant induit par faisceau d'électrons à temps de vol, et conception de détecteurs en diamant pour l'identification des particules à faible parcours*. PhD thesis.
- [Rädler, 2023] 1.3.3
Rädler M., Buizza G., Kawula M., Palaniappan P., Gianoli C., et al. (2023).
Impact of secondary particles on the magnetic field generated by a proton pencil beam : a finite-element analysis based on geant4-dna simulations.
Medical Physics, 50(2):1000–1018.
- [Rädler, 2021] 1.3.3
Rädler M., Gianoli C., Palaniappan P., Parodi K., and Riboldi M. (2021).
Electromagnetic signal of a proton beam in biological tissues for a potential range-verification approach in proton therapy.
Physical Review Applied, 15:024066.
- [Ramo, 1939] 1.4.4
Ramo S. (1939).
Currents Induced by Electron Motion.
Proceedings of the IRE, 27(9):584–585.
- [Richard, 2012] 1.4.2
Richard M.-H. (2012). *Design study of a Compton camera for prompts-gamma imaging during ion beam therapy*. Theses, Université Claude Bernard - Lyon I.
- [Richter, 2016] 1.3.2.3
Richter C., Pausch G., Barczyk S., Priegnitz M., Keitz I., et al. (2016).
First clinical application of a prompt gamma based in vivo proton range verification system.

Radiotherapy and Oncology, 118(2):232–237.

[Ridolfi, 2018] 1.2, 7.4

Ridolfi R. (2018). *Study of the track reconstruction in the FOOT experiment for Hadrontherapy*. PhD thesis.

[Riva, 2017] 1.3.3

Riva M., Vallicelli E., Baschiroto A., and De Matteis M. (2017). Acoustic analog front-end for bragg-peak detection in hadron therapy. *2017 IEEE Biomedical Circuits and Systems Conference (BioCAS)*, pages 1–4.

[Robert, 2013] 1.3.2.1

Robert C., Dedes G., Battistoni G., Böhlen T. T., Buvat I., et al. (2013). Distributions of secondary particles in proton and carbon-ion therapy : a comparison between gate/geant4 and fluka monte carlo codes. *Physics in Medicine & Biology*, 58(9):2879.

[Roellinghoff, 2014] 1.3.2.3

Roellinghoff F., Benilov A., Dauvergne D., Dedes G., Freud N., et al. (2014). Real-time proton beam range monitoring by means of prompt-gamma detection with a collimated camera. *Physics in Medicine & Biology*, 59(5):1327–1338.

[Sadrozinski, 2017] 1.4.5

Sadrozinski H. F.-W., Seiden A., and Cartiglia N. (2017). 4D tracking with ultra-fast silicon detectors. *Reports on Progress in Physics*, 81(2):026101.

[SAINT-GOBAIN, 2023] 6.1.1

SAINT-GOBAIN (2023). Website.
<https://www.saint-gobain.com/fr>.

[Samtec, 2023] 2.2.1

Samtec (2023). Website.
<https://www.samtec.com/>.

[Schardt, 2010] 1.9, 7.4

Schardt D., Elsässer T., and Schulz-Ertner D. (2010). Heavy-ion tumor therapy : Physical and radiobiological benefits. *Rev. Mod. Phys.*, 82:383–425.

[Schippers, 2007] 1.2.3

Schippers J. M., Dölling R., Duppich J., Goitein G., Jermann M., et al. (2007).
The SC cyclotron and beam lines of PSI's new protontherapy facility PROSCAN.
*Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with
Materials and Atoms*, 261(1):773–776.

[Shockley, 1938] 1.4.4

Shockley W. (1938).
Currents to conductors induced by a moving point charge.
Journal of Applied Physics, 9(10):635–636.

[Smeets, 2012] 1.15, 5.1.1, 7.4

Smeets J. E. A. (2012).
Prompt Gamma Imaging with a slit camera for real-time range control in proton therapy.
Physics in medicine & Biology, 57(11):3371–3405.

[Son, 2018] 1.10, 7.4

Son J., Lee S. B., Lim Y., Park S. Y., Cho K., et al. (2018).
Development of optical fiber based measurement system for the verification of entrance dose
map in pencil beam scanning proton beam.
Sensors, 18(1).

[Suit, 2010] 1.5, 1.6, 7.4

Suit H., DeLaney T., Goldberg S., Paganetti H., Clasie B., et al. (2010).
Proton vs carbon ion beams in the definitive radiation treatment of cancer patients.
Radiotherapy and Oncology, 95(1):3 – 22.

[Testa, 2008] 1.3.2.1

Testa E., Bajard M., Chevallier M., Dauvergne D., Le Foulher F., et al. (2008).
Monitoring the Bragg peak location of 73 MeV carbon ions by means of prompt γ -ray
measurements.
Applied Physics Letters, 93(9).

[Testa, 2010] 1.4.1, 1.21, 7.4

Testa M., Bajard M., Chevallier M., Dauvergne D., Freud N., et al. (2010).
Real-time monitoring of the Bragg-peak position in ion therapy by means of single photon
detection.
Radiation and Environmental Biophysics, 49(3):337–343.

[Vaissière, 2014] 1.23, 7.4

Vaissière N. V. (2014). *Synthesis of high quality diamond film for the dosimeter realization in the radiotherapy domain*. Theses, École normale supérieure de Cachan - ENS Cachan.

[Van De Walle, 2017] [1.2.3](#)

Van De Walle J., Abs M., Conjat M., Forton E., Henrotin S., et al. (2017).
The s2c2 : From source to extraction.
Proceedings of the 21st Int. Conf. on Cyclotrons and their Applications, [Cyclotrons2016:5](#)
[pages, 1.937 MB](#).

[Verburg, 2014] [1.3.2.2](#), [5.3.1](#)

Verburg J. M. and Seco J. (2014).
Proton range verification through prompt gamma-ray spectroscopy.
Physics in Medicine & Biology, [59\(23\):7089–7106](#).

[Verburg, 2012] [1.3.2.2](#)

Verburg J. M., Shih H. A., and Seco J. (2012).
Simulation of prompt gamma-ray emission during proton radiotherapy.
Physics in Medicine & Biology, [57\(17\):5459–5472](#).

[Vignati, 2020] [1.4.5](#)

Vignati A., Donetti M., Fausti F., Ferrero M., Giordanengo S., et al. (2020).
Thin low-gain avalanche detectors for particle therapy applications.
Journal of Physics : Conference Series, [1662:012035](#).

[Vignati, 2017] [1.4.5](#)

Vignati A., Monaco V., Attili A., Cartiglia N., Donetti M., et al. (2017).
Innovative thin silicon detectors for monitoring of therapeutic proton beams : preliminary
beam tests.
Journal of Instrumentation, [12\(12\):C12056–C12056](#).

[Volz, 2020] [1.3.3](#)

Volz L., Kelleter L., Brons S., Burigo L., Graeff C., et al. (2020).
Experimental exploration of a mixed helium/carbon beam for online treatment monitoring
in carbon ion beam therapy.
Physics in Medicine & Biology, [65\(5\):055002](#).

[Weiss, 2014] [3.10](#), [3.1.4.2](#), [7.4](#)

Weiss C. (2014). *A CVD diamond detector for (n, a) cross-section measurements*. PhD
thesis, Technische Universität Wien.

[Werner, 2019] [1.3.2.2](#)

Werner T., Berthold J., Hueso-González F., Koegler T., Petzoldt J., et al. (2019).
Processing of prompt gamma-ray timing data for proton range measurements at a clinical
beam delivery.
Physics in Medicine & Biology, [64\(10\):105023](#).

[Wrońska, 2021] 5.1

Wrońska A., Kasper J., Ahmed A. A., Andres A., Bednarczyk P., et al. (2021). Prompt-gamma emission in GEANT4 revisited and confronted with experiment. *Physica Medica*, 88:250–261.

[Xie, 2017] 1.3.2.3

Xie Y., Bentefour E. H., Janssens G., Smeets J., Vander Stappen F., et al. (2017). Prompt gamma imaging for in-vivo range verification of pencil beam scanning proton therapy. *International Journal of Radiation Oncology, Biology, Physics*, 99(1):210–218.

[Ziegler, 2010] 2.2.1

Ziegler J. F., Ziegler M. D., and Biersack J. P. (2010). SRIM - The stopping and range of ions in matter (2010). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms*, 268(11-12):1818–1823.

Table des figures

1.1	Schéma des principes d'interaction d'un photon avec la matière. À gauche l'effet photoélectrique, au centre la création de paires électron-positon et à droite l'effet Compton.	6
1.2	Processus d'abrasion et d'ablation de fragmentation des particules, figure extraite de [Ridolfi, 2018]	8
1.3	Schéma de principe d'un PMT.	9
1.4	Schéma d'une chambre d'ionisation solide basée sur du diamant.	10
1.5	Pic de Bragg étalé (en bleu) réalisé avec des faisceaux de protons (en rouge). figure extraite de [Suit, 2010]	11
1.6	Comparaison de différentes irradiations utilisant des hadrons et des photons, figure extraite de [Suit, 2010]	11
1.7	Différents plans de traitement sur le même tissu pour deux types de faisceaux : rayons X (à gauche) et ions carbone (à droite), image extraite de [Durante, 2016b].	12
1.8	Récapitulatif non exhaustif des accélérateurs utilisés en hadronthérapie [Jolly, 2020]	13
1.9	Schéma de la diffusion passive extrait de [Schardt, 2010].	14
1.10	Schéma du <i>Pencil Beam Scanning</i> (PBS) [Son, 2018].	14
1.11	Incertitudes associées aux parcours des particules incidentes dans le patient au niveau du volume tumoral en hadronthérapie et en radiothérapie X, extrait de [Knopf, 2013].	16
1.12	Principaux facteurs d'incertitudes et marges appliquées pour en tenir compte dans la planification du traitement en hadronthérapie, extrait de [Paganetti, 2012].	16
1.13	Détection en coïncidence et illustration de la ligne de réponse dans un TEP [Bitar, 2020].	17
1.14	Profils d'activité des émetteurs β^+ mesurés par un TEP corrélés à la dose déposée par un faisceau de protons de 110 MeV à gauche et d'ions carbone de 220 MeV/u à droite [Parodi, 2012].	18
1.15	Raies d'émission de gamma prompts pour les principaux noyaux constitutifs du corps humain (carbone et oxygène) [Smeets, 2012] [Kozlovsky, 2002a].	19
1.16	Profils d'émission des particules secondaires émises durant l'irradiation d'un fantôme d'eau [Krimmer, 2018].	20
1.17	Principe de mesure du temps de vol dans la technique PGT [Golnik, 2014].	21
1.18	Schéma du Prompt Gamma Time Imaging (PGTI) [Jacquet, 2023a].	22
1.19	À gauche : Système de caméra multi-collimatée extrait de [Ku, 2023]. À droite Système de caméra <i>knife-edge</i> [Petzoldt, 2018]	23
1.20	Schéma de la caméra Compton de la collaboration CLaRyS [Krimmer, 2018]	23
1.21	Séparation des PG du bruit de fond par mesure de temps de vol mis en évidence avec un faisceau de carbone de 95 MeV/u impactant une cible de PMMA. Les PG sont détectés par un scintillateur BaF2 situé à 50 centimètres de distance de la cible. figure extraite de [Testa, 2010].	27

1.22	Prototype d'hodoscope à fibres scintillants de taille $128 \times 128 \text{ mm}^2$ conçu par la collaboration CLaRyS [Allegri, 2021]	28
1.23	Comparaison de trois qualités cristallines différentes pour les substrats diamant sCVD (monocristallins), DOI (<i>Diamond-On-Iridium</i>) et pCVD (polycristallins), figure extraite de [Vaissière, 2014], les mesures sont faites avec un MEB (Microscope Électronique à Balayage).	31
1.24	Cartographie XBIC de différents échantillons de diamant, le sCVD à gauche, le DOI au centre et le pCVD à droite. [Gallin-Martel, 2021]	32
1.25	Schéma illustrant la forme des signaux générés par les paires électron-trou dans le diamant [Curtoni, 2020].	33
1.26	Signal généré par le passage d'un proton de 70 MeV au sein d'un diamant monocristallin d'environ $550 \mu\text{m}$ et polarisé à $1 \text{ V}/\mu\text{m}$	33
2.1	Architecture globale du détecteur comprenant le volume actif en diamant, l'étage de préamplification, la mesure en temps (DFC et TDC) et de contrôle en ligne par l'utilisateur via un PC.	43
2.2	Pouvoirs d'arrêt du diamant en fonction de l'énergie de la particule incidente. A gauche les protons, à droite les ions carbone. Les énergies incidentes d'intérêt en hadronthérapie sont entre les marques verticales. Image extraite de [Curtoni, 2020].	44
2.3	Plans de métallisation des volumes actifs de l'hodoscope. Celui d'un des diamants sCVD est situé en haut tandis que celui du pCVD est situé en bas.	44
2.4	Volumes actifs des détecteurs métallisés par pistes et collés sur leurs PCB. A gauche la matrice de diamants sCVD, à droite le diamant pCVD.	45
2.5	Schéma électronique des préamplificateurs 43 dB. [Hoarau, 2023]	46
2.6	Schéma électronique des préamplificateurs 55 dB. [Hoarau, 2023]	46
2.7	Exemple de carte mère contenant le premier étage de l'électronique discrète : les préamplificateurs.	47
2.8	Illustration du phénomène de <i>walk</i> impliquant une variation de la mesure de temps en fonction de l'amplitude du signal pour un seuil fixe en amplitude [DFC, 2023].	47
2.9	Schéma électronique d'un module DFC.	48
2.10	Illustration des signaux en entrée et en sortie (signaux logique rouges) des 2 comparateurs et de la bascule de la carte d'un module DFC. Pour plus de compréhension les signaux de comparateur ont été représenté en jaune et inversés	49
2.11	Carte DFC.	50
2.12	Schéma électronique du TDC implémenté dans le FPGA Cyclone 10.	51
2.13	Carte ACQ contenant le FPGA sur lequel sont implémentés les TDC. Le schéma électronique de cette carte est présenté sur la figure 2.12.	51
2.14	Interface du logiciel de contrôle commande développé pour l'hodoscope.	52
3.1	Détecteur diamant métallisé pleine face, collé sur une plaque PCB et fixé au sein d'une boîte (détecteur prêt à être caractérisé).	56
3.2	Montage expérimental pour la mesure de courant de fuite.	57

3.3	Mesures de courant de fuite en fonction de la tension de polarisation appliquée au détecteur. Les barres d'erreur sont présentes mais non visibles.	58
3.4	Montage expérimental pour la mesure d'efficacité de collecte de charges et de résolution en énergie en fonction de la tension de polarisation appliquée au détecteur.	59
3.5	Spectre d'étalonnage (à gauche) : chaque pic de ce spectre correspond à une quantité de charges injectée. Un programme a été développé afin de localiser les pics et de les ajuster avec une fonction gaussienne. Courbe de calibration (à droite) utilisée pour calibrer les diamants, figures extraites de [Portier, 2023] . . .	61
3.6	Distributions de charges collectées sur les diamants sCVD devant la source alpha de 5,4 MeV, pour une tension de polarisation de 1 V/ μm	62
3.7	Évolution de l'efficacité de la collecte de charges (CCE) en fonction du champ électrique appliqué sur un diamant monocristallin de 540 μm d'épaisseur.	63
3.8	Spectroscopie alpha de différents échantillons de diamants sous une source de ^{241}Am (Image extraite de [Curtoni, 2020]).	63
3.9	Montage expérimental pour la mesure de mobilité des porteurs de charges en fonction de la tension de polarisation appliquée au détecteur.	65
3.10	Signal théorique obtenu pour une mesure de courant induit par une source ^{241}Am , sur un diamant sCVD pour un champ électrique appliqué de 1 V/ μm extraite de [Weiss, 2014].	65
3.11	Traces moyennes des signaux induits par les électrons, enregistrés sur chacun des diamants de la matrice de diamants sCVD en fonction du champ électrique appliqué (V/ μm).	67
3.12	Trace acquises sur le diamant pCVD d'une surface de 4 cm^2 avec un préamplificateur courant-tension CIVIDEC sous source d' ^{241}Am et polarisé à 500 V	68
3.13	Vitesses des porteurs de charges (cm/s) mesurées en fonction du champs électrique appliqué (V/ μm)	68
3.14	Diagrammes de Bode obtenus avec les différents types de préamplificateurs courant-tension utilisés : les 2 versions de préamplificateurs développées au LPSC (« LPSC_gen1 » et « LPSC_gen2 ») ainsi que les préamplificateurs commerciaux (CIVIDEC et DBA).	70
3.15	Exemple de traces obtenues sur les deux faces d'un diamant sCVD pour un même événement grâce à un couple de préamplificateurs identiques (ici, LPSC 2ème génération).	70
3.16	Traces moyennes obtenues pour chacun des préamplificateurs utilisés.	71
3.17	Histogramme des écarts de temps mesurés entre les signaux générés dans le diamant lus à l'aide des différents préamplificateurs (en haut à gauche : « LPSC_gen2 », en haut à droite : « LPSC_gen1 », en bas à gauche : CIVIDEC, en bas à droite : DBA).	72
3.18	Montage expérimental de la caractérisation de l'électronique (DFC/TDC).	73
3.19	Proportion (en %) d'événements rejetés en fonction des paramètres de seuil et de <i>walk</i> de l'acquisition en unités arbitraires.	75

3.20	Résolution temporelle (en ps) obtenue en fonction des paramètres de seuil et de <i>walk</i> de l'acquisition en unités arbitraires (« inf » signifie une résolution temporelle supérieur à 300 ps ou l'impossibilité de la calculer devant le faible nombre de coïncidences). Pour chacune des mesures une incertitude d'environ 0,6 ps a été mesurée sur le paramètre sigma de la gaussienne.	75
3.21	Résolution temporelle mesurée et taux de rejet obtenus entre les deux chaînes de lecture en fonction de l'amplitude d'entrée des impulsions.	76
4.1	Principe du pulseur, image extraite de [Poirier, 2019].	80
4.2	Dispositif expérimental.	80
4.3	Schéma de l'expérience avec un unique diamant face au faisceau permettant de mesurer la résolution temporelle en sortie de l'étage de préamplification.	81
4.4	Traces acquises sur les deux faces d'un même diamant en sortie de préamplificateurs 55dB, pour un événement à 1 proton le traversant.	82
4.5	Histogramme de la différence en temps entre les signaux provenant des deux faces d'un même diamant, avec la fonction gaussienne qui a été utilisée pour l'ajustement.	83
4.6	Trace acquise sur les deux faces d'un même diamant pour un événement de 1 proton dans le montage avec deux préamplificateurs en série (55 dB et 10 dB).	84
4.7	Dispositif expérimental (montage à 1 ou 2 diamants) afin de déterminer de manière analytique et matérielle, sur un jeu de données identiques, la résolution temporelle.	85
4.8	Résolution temporelle entre les faces des diamants. En haut, résolution temporelle entre les deux faces d'un même diamant. En bas, résolution temporelle entre une face de chacun des deux diamants.	86
4.9	Résolution temporelle obtenue entre un diamant sCVD et un diamant DOI. Extrait de la thèse de S. Curtoni [Curtoni, 2020].	87
4.10	Histogrammes de résolution temporelle obtenus en sortie de la chaîne d'électronique pour différents couples de paramètres [<i>walk</i> , seuil] de la carte DFC. Chaque entrée correspond à un événement à 1 proton ayant déclenché l'acquisition. En haut, les signaux proviennent des deux faces d'un même diamant, tandis qu'en bas, le montage implique deux diamants.	88
4.11	Traces acquises sur les deux faces d'un même diamant pour un événement à 1 proton le traversant avec le montage utilisant deux préamplificateurs chaînés.	89
4.12	Histogrammes des résolution temporelles obtenues avec toute la chaîne d'électronique. En haut, les signaux proviennent des deux faces d'un même diamant, tandis qu'en bas, le montage implique deux diamants.	90
4.13	Distribution en temps obtenue à partir de 2 traces acquises sur 2 pistes disposées de manière orthogonale sur chaque face d'un diamant constituant la matrice de 4 diamants sCVD.	91
4.14	Traces acquises sur 2 pistes disposées de manière orthogonale sur chaque face d'un diamant constituant la matrice de 4 diamants sCVD.	92

5.1	Schéma des principes PGPI et PGEI, qui consistent en la disposition de détecteurs de particules secondaires (uniquement des PG dans le cadre du PGPI) autour d'un patient lors d'un traitement en hadronthérapie. La mesure de TOF n'est effectuée que pour le PGPI.	100
5.2	Géométrie simulée dans GATE représentant l'interaction d'un faisceau de protons de 160 MeV avec une cible sphérique en PMMA. Un espace des phases est disposé autour de la cible, et 8 détecteurs cylindriques seront positionnés sur cet espace des phases dans un code d'analyse.	101
5.3	Taux de comptage de PG par particule incidente (pour 10^9 protons simulés) en fonction d'un déplacement de la cible en mm selon l'axe du faisceau.	102
5.4	Évolution du rapport des taux de comptage entre les différents groupes de détecteurs en fonction du déplacement de la cible en mm selon l'axe du faisceau.	103
5.5	Géométrie simulée dans GATE représentant un faisceau de protons de 160 MeV interagissant avec une cible de PMMA avec différents espaces des phases sphériques disposés autour, sur lesquels sont définis des détecteurs cylindriques de taille variable dans un code d'analyse.	104
5.6	À gauche : évolution du taux de comptage de PG par particule incidente (pour 10^9 protons simulés) en fonction de la taille du détecteur en pouce pour une distance au centre de la cible fixée à 20 cm. À droite : évolution du taux de comptage de PG par particule incidente (pour 10^9 protons simulés) en fonction de la distance au centre de la simulation en cm pour une taille de détecteur fixée à 1 pouce.	105
5.7	Évolution du nombre moyen de protons au sein d'un paquet toutes les 16 ns, en fonction de l'intensité crête du faisceau dans une impulsion. Lors d'un traitement clinique cette intensité peut varier de 100 nA à 1 μ A	106
5.8	Évolution de la probabilité de détection d'une particule par paquet toutes les 16 ns, par un détecteur en fonction de son efficacité géométrique.	107
5.9	Schéma de la simulation implémentée dans GATE représentant un faisceau de protons de 160 MeV interagissant avec une cible de PMMA autour de laquelle sont disposés de manière symétrique des détecteurs de LaBr ₃	108
5.10	Évolution du taux d'énergie déposée par proton incident (pour 10^9 protons simulés) en fonction du déplacement de la cible en mm selon l'axe du faisceau et pour chacun des détecteurs simulés.	109
5.11	Évolution du rapport entre les énergies déposées dans les différents groupes de détecteurs en fonction du déplacement de la cible selon l'axe du faisceau.	110
5.12	Haut : numérotation des détecteurs situés en aval de la cible. Bas : numérotation de tous les détecteurs en perspective.	111
5.13	Évolution de l'énergie déposée en keV par particule incidente dans chacun des détecteurs en fonction du déplacement de la cible en mm selon l'axe transverse du faisceau défini dans la figure 5.12.	112
5.14	Deux exemple de géométries représentant le faisceau de protons avec différents points d'entrée dans la cible conduisant à une modification de la position du pic de Bragg selon l'axe du faisceau.	112
5.15	Évolution de l'énergie déposée en MeV au sein d'un groupe de détecteurs pour une impulsion faisceau en fonction du déplacement longitudinal de la cible en mm.	113

5.16	Évolution du nombre de PG (PGPI) ou de l'énergie déposée en MeV (PGEI) au sein d'un groupe de détecteurs pour une impulsion faisceau en fonction du déplacement longitudinal de la cible en mm.	114
6.1	À gauche : NaI(Tl) provenant de l'entreprise « Alpha Spectra Inc », au centre : NaI(Tl) provenant de l'entreprise « SAINT-GOBAIN », et à droite : BaF ₂	120
6.2	Dispositif expérimental pour la mesure de la réponse en énergie des détecteurs.	121
6.3	Exemples de traces enregistrées par l'oscilloscope pour les scintillateurs NaI(Tl) à gauche et BaF ₂ à droite avec leurs polarisations nominales (respectivement 800 V et 2500 V) et une source de ⁶⁰ Co.	121
6.4	Histogramme des intégrales des signaux obtenus avec un détecteur NaI(Tl) à 800 V (à gauche) et BaF ₂ à 2500 V (à droite) placés devant une source de ⁶⁰ Co.	122
6.5	Exemples d'évolution des valeurs des intégrales des signaux d'absorption totale des détecteurs en fonction de la polarisation appliquée. Le détecteur NaI(Tl) est représenté à gauche et le détecteur BaF ₂ à droite.	123
6.6	Montage du scintillateur PbWO ₄ utilisé.	123
6.7	Exemple de traces enregistrées sur le détecteur PbWO ₄ pour une polarisation de 2500V.	124
6.8	Schéma du dispositif expérimental qui a servi à effectuer la caractérisation du détecteur PbWO ₄	125
6.9	Taux de coïncidence obtenu entre les deux détecteurs BaF ₂ et PbWO ₄ en fonction de la polarisation appliquée sur le PbWO ₄	125
6.10	Histogramme de charge correspondant aux aux PbWO ₄ à polarisation nominale soit 2500 V sous une source de ⁶⁰ Co.	126
6.11	Évolution de la position du pic d'absorption moyenne des raies de 1,17 et 1,33 MeV du ⁶⁰ Co en fonction de la polarisation appliquée.	126
6.12	Histogramme des différences de temps à mi-hauteur des signaux des deux détecteurs à leurs polarisations nominales soit 2500 V.	127
7.1	Schéma du montage expérimental utilisé pour les expériences NaI(Tl) et BaF ₂	130
7.2	Photo du dispositif expérimental utilisé lors de l'expérience réalisée au cyclotron d'ARRONAX.	131
7.3	Trace acquise lors de l'expérience avec une intensité de faisceau de 3 nA pendant l'impulsion de 100 μs. Le signal en bleu représente le signal du moniteur de faisceau en diamant, tandis que le signal en orange représente le signal du scintillateur NaI(Tl) situé à 45 cm avec une polarisation nominale du PMT de 800 V. La figure de droite est une vue locale agrandie de celle de gauche.	131
7.4	Les signaux des deux détecteurs NaI(Tl), polarisés à 800 V (polarisation nominale), et exposés à une intensité de 9 nA, ont été enregistrés. Le signal du détecteur situé le plus loin a été inversé pour faciliter la comparaison.	132
7.5	Évolution de l'intégrale du signal délivré par un détecteur NaI situé à 15 cm (à gauche) et à 45 cm (à droite) en fonction de l'intensité des impulsions du faisceau sur la cible de PMMA, pour des polarisations variant de 600 à 800 V.	133

7.6	Comparaison de traces acquises lors de l'expérience avec une intensité de faisceau de 740 pA. Le signal en bleu représente le signal du moniteur de faisceau en diamant, tandis que le signal en orange représente le signal du scintillateur BaF ₂ situé à 15 cm de la cible. À gauche, la polarisation appliquée au BaF ₂ est de 1500 V, et à droite, elle est de 1400 V.	134
7.7	Les traces ont été acquises sur les détecteurs NaI pour des intensités de faisceau de protons de 36 nA (à gauche) et 99 nA (à droite). Les polarisations appliquées aux détecteurs selon l'intensité de faisceau sont respectivement de 450 et 350 V pour le plus proche, et de 450 et 200 V pour le plus éloigné.	135
7.8	Schéma du montage expérimental utilisé pour les expériences PbWO ₄ sous faisceau d'alphas de 68 MeV.	136
7.9	Signal obtenu sur le détecteur PbWO ₄ et sur le moniteur de faisceau en diamant (dont le maximum a été normalisé à 1 V) pour une intensité de 60 nA et une polarisation de 2500 V. La figure de droite est une vue locale agrandie.	137
7.10	Signal obtenu sur le détecteur PbWO ₄ et sur le moniteur de faisceau en diamant (dont le maximum a été normalisé à 1 V) pour une intensité de 2,07 µA et une polarisation de 2500 V. La figure de droite est une vue locale agrandie.	137
7.11	A gauche : Évolution de la valeur de l'offset mesurée en volts au cours de l'enregistrement avec une polarisation de 2500 V sur le détecteur ainsi qu'une intensité faisceau de 2,07 µA. A droite : Évolution de la valeur moyenne de l'offset en volts en fonction de l'intensité du faisceau pour toutes les polarisations appliquées au détecteur (les barres d'erreur sont comprises dans les points).	138
7.12	Évolution de la valeur moyenne de l'intégrale des signaux acquis pour toutes les polarisations testées en fonction de l'intensité du faisceau en µA.	139
7.13	Schéma du dispositif expérimental au centre Antoine Lacassagne dans le cadre des caractérisations du détecteur PbWO ₄ sous faisceau de protons.	140
7.14	Évolution de la réponse du détecteur PbWO ₄ en fonction de l'intensité du faisceau de protons de 63 MeV pour une polarisation de 2500 V appliquée sur le photomultiplicateur et une distance de 30 cm entre la cible de PMMA et le détecteur. La figure de droite représente un zoom sur la première partie des résultats.	140
7.15	Signal obtenu avec le détecteur PbWO ₄ à une intensité du faisceau de protons de 128 nA et une polarisation nominale de 2500 V. La figure de droite représente un zoom sur la trace enregistrée.	141
7.16	Schéma du dispositif expérimental au cyclotron d'ARRONAX dans le cadre des caractérisations du détecteur PbWO ₄ sous faisceaux de protons.	142
7.17	Film GAFchromic après son irradiation montrant la zone d'entrée des particules dans la cible de PMMA. Cette zone mesure 2 cm horizontalement et 1,5 cm verticalement	142
7.18	Résultats des intégrales obtenues avec le détecteur PbWO ₄ en fonction de l'intensité du faisceau de protons de 12 nA à presque 21 µA, pour les différentes polarisations utilisées. La figure de gauche représente les résultats à 15 cm tandis que celle de droite correspond à ceux obtenus à 25 cm.	143
7.19	Évolution des intégrales des traces enregistrées en fonction de la polarisation appliqué au détecteur. Les différentes courbes correspondent à différentes intensités choisies.	144

7.20	Courbe de gain en fonction du voltage appliqué au PMT XP2020. figure extraite de [Photonis, 2023].	144
7.21	Zoom sur une trace enregistrée sur le détecteur PbWO_4 pour une intensité de 1600 nA et une polarisation de 1800 V. La figure de droite montre les marqueurs fournis par le programme d'identification des pics individuels	145
7.22	Trace enregistrée sur le détecteur PbWO_4 pour une intensité de 1600 nA et une polarisation de 1800 V avec les marqueurs des signaux individuels, et sur une durée de 50 s.	145
7.23	Nombres de signaux individuels détectés en moyenne par trace en fonction de l'intensité et pour les différentes valeurs de tensions de polarisation. À gauche : résultats pour une distance de 15 cm et à droite : résultats pour 25 cm	146
7.24	Paramètre λ de la loi de Poisson en fonction de l'intensité et pour les différentes valeurs de tensions de polarisations. À gauche : résultats pour une distance de 15 cm et à droite : résultats pour 25 cm	147
7.25	Carte de densité des amplitudes des signaux individuels en fonction de leurs intégrales pour une polarisation de 2000 V, le détecteur étant placé à une distance de 25 cm. À gauche, une intensité de 380 nA, et à droite, 3200 nA.	148

Liste des tableaux

1.1	Propriétés physiques des scintillateurs inorganiques avec Z_{eff} le numéro atomique effectif, LY le rendement de scintillation, τ_{sc} la constante de temps moyenne de scintillation informations extraites de [Lecoq, 2017b]).	8
1.2	Ensemble des caractéristiques nécessaires à la mise en œuvre des différentes technique de détection gamma prompts ainsi que l'accélérateur le plus adapté. Les <i>checkmark</i> signifient que la mesure est nécessaire et ceux entre parenthèses signifient que la mesure n'est pas indispensable. Adapté de [Allegrini, 2022, Krimmer, 2018]	24
1.3	Résumé des performances de l'hodoscope à fibres scintillantes de dimension $128 \times 128 \text{ mm}^2$ mesurées sous faisceaux	29
1.4	Comparaison des propriétés du diamant et du silicium. [Pomorski, 2008]	30
4.1	Récapitulatif de l'ensemble des résultats obtenus de résolutions temporelles en ps (rms) avec l'ensemble des configurations possibles ainsi que la lecture, soit par l'oscilloscope, soit par l'ensemble de la chaîne électronique. Les nombres entre parenthèses correspondent aux incertitudes liées à la procédure d'ajustement par une gaussienne	93
5.1	Propriétés physiques des scintillateurs avec ρ la densité du cristal, Z_{eff} le numéro atomique effectif, LY le rendement de scintillation, τ_{sc} la constante de temps moyenne de scintillation et λ_{max} la longueur d'onde du pic d'émission maximale (informations extraites de [Lecoq, 2017b]).	115
5.2	Énergie déposée en MeV et nombre de photons créés dans un détecteur (de 2 pouces de diamètre et 1 pouce d'épaisseur) situé à 50 cm du centre d'une cible de PMMA lors d'une irradiation avec une impulsion de faisceau de 10^7 protons de 160 MeV.	116

