

Université de Montréal

**Effets de rayonnement sur les détecteurs au silicium à pixels du
détecteur ATLAS**

par
Céline Lebel

Département de physique
Faculté des arts et des sciences

Thèse présentée à la Faculté des études supérieures
en vue de l'obtention du grade de Philosophiæ Doctor (Ph.D.)
en physique

CERN-THESIS-2007-185



Décembre, 2007

© Céline Lebel, 2007.

Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Cette thèse intitulée:

**Effets de rayonnement sur les détecteurs au silicium à pixels du
détecteur ATLAS**

présentée par:

Céline Lebel

a été évaluée par un jury composé des personnes suivantes:

Louis Lessard,	président-rapporteur
Claude Leroy,	directeur de recherche
François Schiettekatte,	membre du jury
Anne Trudel,	examineur externe
Louis-André Hamel,	représentant du doyen de la FES

Thèse acceptée le:

Résumé

Dans le détecteur ATLAS, deux systèmes de détection utilisent des détecteurs au silicium à pixels : le Pixel, sous-détecteur situé le plus près du point de collision, et le réseau MPX.

L'activation des matériaux présents dans le Pixel produite par la radiation a été mesurée dans deux expériences que nous avons réalisées, l'une faite au CERF (CERN) et l'autre à l'institut NPI-ASCR (République tchèque). Ces études expérimentales d'activation sont comparées avec une simulation Monte Carlo faite avec GEANT4. Cette comparaison démontre que GEANT4 peut prédire l'activité avec une précision d'un ordre de grandeur. Cette comparaison montre aussi que la simulation ne produit pas certains radio-isotopes retrouvés expérimentalement. Une extrapolation pour les conditions d'ATLAS a été faite pour la contribution au bruit de fond et les doses résiduelles dues à la désintégration des radio-isotopes créés par les neutrons rapides (catégorie dans laquelle tombe l'énergie moyenne des neutrons attendue dans ATLAS qui est de 1 MeV). De ce calcul, on tire que la contribution au bruit de fond des produits de désintégration sera négligeable dans le Pixel d'ATLAS. De plus, les doses seront inférieures aux seuils de sécurité lors des périodes de manipulation pendant les périodes d'entretien ou de réparation.

La radiation endommage les détecteurs au silicium, ce qui diminue leur efficacité de détection. Un modèle de Hecht modifié est présenté utilisant une description de champ électrique qui inclut la double jonction et une faible composante exponentielle dans les régions habituellement considérées non-désertées (champ électrique nul). Ce modèle réussit à décrire l'efficacité de détection des détecteurs en fonction de la tension appliquée et de la fluence d'irradiation et ce pour différents types de détecteurs au silicium irradiés avec des particules d'énergies et de types divers. En plus de servir à valider le modèle de Hecht proposé dans cette thèse, les études de dommage par radiation dans les détecteurs au silicium ont permis de conclure que l'hypothèse du NIEL devait être modifiée (étude avec diverses énergies). En utilisant la variation en fonction de la fluence de la concentration effective de dopants et du courant de fuite, il est démontré que les détecteurs au silicium ayant une concentration élevée en oxygène ont une tenue aux radiations légèrement améliorée

lors d'irradiation avec des protons de basse énergie que les détecteurs au silicium standard. De plus, il est montré que les détecteurs de type Mesa ont une tenue aux radiations semblable à celle des détecteurs standards pour des irradiations avec des protons et des neutrons.

Le réseau MPX comprend quatorze détecteurs à pixels positionnés à divers endroits dans ATLAS et sa caverne. Leur but est de mesurer en temps réel, dans ATLAS et sa caverne, le flux de particules (type et énergie), les doses et les contributions au bruit de fond venant des neutrons et des photons. La capacité de détection par MPX de divers type de particules (photons, neutrons et particules chargées) est démontrée dans cette thèse. En utilisant les photons de basse énergie, un étalonnage en énergie du seuil des comparateurs est fait. Un modèle phénoménologique est élaboré pour décrire le partage de charge entre pixels lors du passage d'une particule lourde chargée qui s'arrête dans le détecteur.

Mots clés : ATLAS, Pixel, détecteurs, silicium, radiation, activation, dommages, efficacité de détection

Abstract

Two detection systems are using pixel silicon detectors in the ATLAS detector: the Pixel, which is the subdetector closest to the interaction point, and the MPX network.

The activation of the materials present in the Pixel produced by radiation has been measured in two experiments which we performed at CERF (CERN) and NPI-ASCR (Czech Republic). These experimental studies of activation are compared with GEANT4 simulations. The results of these comparisons show that the simulation can predict the activities with a precision of an order of magnitude. They also show that GEANT4 fails to produce certain radioisotopes seen in the experimental activation studies. The contribution to background and the residual doses due to the desintegration of the radioisotopes produced by fast neutrons (category in which falls the expected average neutron energy of 1 MeV in ATLAS) are extrapolated to ATLAS conditions. It is found that this background in the ATLAS Pixel subdetector will be negligible and that the doses are well below safety concerns for detector manipulation during maintenance and repair periods.

The radiation field also inflicts damages to the silicon detectors thus reducing their detection efficiency. A modified Hecht model is presented using an electric field description which includes the double junction effect and a small exponential component in areas usually considered without electric field. This model allows the description of the detection efficiency as a function of applied bias voltage and irradiation fluence for several types of silicon detectors irradiated by particles of different types and energies. On top of validating the Hecht model proposed in this thesis, the studies of the radiation damage on silicon detectors has allowed to conclude that the NIEL hypothesis has to be revised (study with different energies). Using the variation with irradiation fluence of the effective doping concentration and of the leakage current, it is shown that silicon detectors with a higher concentration of oxygen have a radiation hardness slightly improved for low-energy protons compared to standard silicon detectors. It is also demonstrated that the radiation hardness of the Mesa detectors is similar to standard detectors for proton and neutron irradiations.

The MPX network includes fourteen pixel detectors located in the ATLAS detector and its cavern. Their goal is to perform, within the ATLAS detector and cavern, real-time measurements of the particle flux (type and energy), the doses and the background signal due to neutrons and photons. It will be shown that these detectors can indeed adequately detect several types of particles produced in ATLAS: photons, neutrons and charged particles. Using low-energy photons, the energy calibration of the comparator threshold is done. A phenomenological model is elaborated describing the charge sharing among pixels which appears when a heavy charged particle stops in the detector.

Keywords: ATLAS, Pixel, detectors, silicon, radiation, activation, damage, detection efficiency

Table des matières

Résumé	i
Abstract	iii
Table des matières	v
Liste des tableaux	viii
Liste des figures	xii
Liste des annexes	xxv
Liste des Sigles	xxvi
Notation	xxviii
Dédicace	xxx
Remerciements	xxxii
Introduction	1
Chapitre 1 : L'expérience ATLAS	5
1.1 Physique à l'étude	6
1.1.1 Composantes du modèle standard	6
1.1.2 Recherche du boson de Higgs	8
1.2 Systèmes de détection d'ATLAS	9
1.2.1 Pixel d'ATLAS	11
I Activation dans le module Pixel d'ATLAS	15
Chapitre 2 : Expériences d'activation	17
2.1 Faisceau hadronique mixte	18
2.1.1 Cascades hadroniques	20

2.1.2	Procédure d'irradiation et mesures spectroscopiques	22
2.1.3	Résultats expérimentaux	24
2.2	Faisceau de neutrons	27
2.2.1	Étalonnage des détecteurs HPGe	28
2.2.2	Résultats expérimentaux	29
Chapitre 3 : Activation du module Pixel d'ATLAS		32
3.1	Simulation	32
3.2	Importance de la liste de matériaux	35
3.2.1	PIXEL sous faisceau hadronique mixte	35
3.2.2	SI-PIXEL et FLEX sous irradiation neutron	39
3.2.3	FLEX sous faisceau hadronique mixte	41
3.3	Estimation de la contribution au bruit de fond	42
3.4	Dose	46
II Dompage par radiation de détecteurs au silicium		48
Chapitre 4 : Détecteurs au silicium		49
4.1	Détecteurs semi-conducteurs	49
4.2	Désertion des détecteurs au silicium : jonction abrupte	53
4.3	Capacitance	56
4.4	Concentration effective de dopant et courant de fuite	56
4.5	Collection de charge	60
4.5.1	Collection de charge de <i>mips</i>	62
4.5.2	Collection de charge de particules α	63
4.6	Temps de vie	65
4.6.1	Mesures laser	67
4.6.2	Mesures α	69
Chapitre 5 : Dompage par radiation		71
5.1	Études d'irradiation	71
5.1.1	Étude en énergie	72
5.1.2	Étude du processus de fabrication et effet des neutrons	72

5.1.3	Étude sur l'effet de l'oxygène	73
5.2	Caractéristiques des détecteurs avant irradiation	73
5.3	Irradiations	73
5.4	Modification des caractéristiques des détecteurs irradiés	74
5.5	Variation en fonction du processus de fabrication	77
5.6	Effet de l'ajout d'oxygène	77
Chapitre 6 :	Modélisation de la collection de charge	82
6.1	Équation de Hecht	82
6.1.1	Équation d'efficacité de collection de charge	83
6.1.2	Équation de Hecht et dépôt d'énergie des particules	84
6.1.3	Libre parcours moyen	85
6.2	Double jonction avec transition abrupte	86
6.3	Double jonction avec exponentielle simple	88
6.4	Double jonction avec exponentielle double	92
6.5	Comparaison des différents modèles	95
III	Medipix2-USB (MPX)	98
Chapitre 7 :	Medipix2-USB (MPX)	99
7.1	Utilisation de Medipix2-USB (MPX) dans ATLAS	103
7.2	Étalonnage en énergie du seuil	105
7.3	Détection de particules avec MPX	109
7.3.1	Efficacité de détection de photons	111
7.4	Collection de charge et MPX	112
7.4.1	Partage de charge entre pixels dans les amas	116
Conclusion	121
Bibliographie	124

Liste des tableaux

1.1	Caractéristiques des leptons et des quarks [4]. Signification des symboles : Q est la charge électrique, $e \rightarrow$ électron, $\mu \rightarrow$ muon, $\tau \rightarrow$ tau, $\nu_{e,\mu,\tau} \rightarrow$ neutrino, $u \rightarrow$ up, $d \rightarrow$ down, $c \rightarrow$ charm, $s \rightarrow$ strange, $t \rightarrow$ top, $b \rightarrow$ bottom.	7
1.2	Caractéristiques des médiateurs de force. La masse du graviton est inconnue mais étant donné la très grande portée de la force gravitationnelle, cette masse est probablement nulle.	7
2.1	Listes fournies des matériaux présents dans le Pixel d'ATLAS pour le baril central (B), les disques et le PP0, une partie des services du Pixel. La liste du baril central a servi de référence.	18
2.2	Distribution en énergie des particules venant de la cascade hadronique dans la cible de cuivre du CERF. Cette distribution a été obtenue par Monte Carlo (GEANT4) à la surface de la cible de cuivre au CERF, à la position des parties du module Pixel. Seules les particules les plus abondantes sont citées. Les colonnes 2 à 5 donnent le pourcentage de particules dans l'intervalle d'énergie par rapport au nombre total de particules de ce type. La dernière colonne donne la fluence totale accumulée sur le PIXEL.	21
2.3	Procédure d'irradiation et de mesures spectroscopiques des parties PIXEL et FLEX au CERF. La première colonne indique la fluence de particules traversant les modules. Les trois autres colonnes donnent t_a est le temps d'activation, t_d le temps de désintégration entre la fin de l'irradiation et le début de la mesure spectroscopique et t_m la durée de la mesure spectroscopique.	22
2.4	Identification des radio-isotopes à demi-vies courtes dans le PIXEL. L'activité indiquée a été calculée pour la fin de l'irradiation correspondant à $\Phi = 1.5 \times 10^{11}$ particles/cm ² en $t_a = 2.0$ heures.	25

2.5	Radio-isotopes produits lors de l'irradiation complète du PIXEL au CERF. Les activités spécifiées correspondent au temps de fin d'irradiation. La fluence accumulée était de $\Phi = 8.7 \times 10^{11}$ particules/cm ² en $t_a = 67.7$ heures.	25
2.6	Radio-isotopes produits lors de l'irradiation complète du FLEX au CERF. Les activités spécifiées correspondent au temps de fin d'irradiation. La fluence accumulée était de $\Phi = 1.3 \times 10^{12}$ particules/cm ² en $t_a = 28.4$ heures.	26
2.7	Procédure d'irradiation et de mesures spectroscopiques du SI-PIXEL et du FLEX à l'institut NPI-ASCR. Les durées données correspondent au temps de désintégration t_d entre la fin de l'irradiation et le début de la mesure spectroscopique et à t_m , la durée de la mesure spectroscopique. Les temps d'activation étaient de $t_a = 2.5$ h pour 1×10^{13} n/cm ² et $t_a = 22.5$ h pour 6×10^{13} n/cm ² Les mesures notées (*) ont été faites à l'IEAP-CTU.	29
2.8	Activité des radio-isotopes produits dans le SI-PIXEL et le FLEX à NPI-ASCR à la fin de l'irradiation de $\Phi = 1 \times 10^{13}$ n/cm ²	30
2.9	Activité des radio-isotopes produits dans le SI-PIXEL et le FLEX à NPI-ASCR à la fin de l'irradiation de $\Phi = 6 \times 10^{13}$ n/cm ²	30
2.10	Caractéristique des isotopes radioactifs décelés dans les parties SI-PIXEL et FLEX irradiés par des neutrons au cyclotron de NPI-ASCR. À partir de la gauche, les chaînes de désintégrations avec leurs valeurs Q sont inscrites avec les principales raies d'émissions γ et leurs probabilités [24]. Ensuite, les réactions de production des radio-isotopes possibles par des neutrons sont citées.	31
3.1	Listes des matériaux (en poids) utilisées pour les simulations du PIXEL sous faisceau hadronique mixte. Tous les poids sont donnés en mg.	38
3.2	Listes des matériaux (en poids) utilisées pour les simulations du SI-PIXEL et du FLEX. Tous les poids sont donnés en mg.	40

3.3	Énergie déposée par seconde par pixel selon la position du module dans les barils.	46
3.4	Limites de dose admises par le CERN.	46
4.1	Caractéristiques des sources radioactives sous vide utilisées lors des mesures spectroscopiques α à l'IEAP-CTU.	65
5.1	Caractéristiques initiales des détecteurs à l'étude : d est l'épaisseur des détecteurs, ρ_0 , la résistivité initiale, $ N_{eff,0} $, la concentration effective initiale de dopants qui correspond à la concentration d'atomes donneurs (phosphore) et V_d , la tension de désertion totale à $\Phi = 0$. Les détecteurs de type (a) ont été irradiés par des protons de 10 MeV et 24 GeV et par des neutrons de 14 MeV. Les détecteurs (a) et (b) ont servi pour l'expérience comparant la tenue aux radiation des détecteurs Mesa Planaire avec les détecteurs SP. Les diodes (c) et (d), de fabrication CiS, ont été utilisées pour évaluer l'influence de la présence d'oxygène sur l'évolution des caractéristiques électriques en fonction de la fluence. * détecteurs oxygénés : 24 heures de diffusion d'oxygène.	74
5.2	Résultats de l'ajustement des équations 4.19 (α), 4.13 ($N_{eff,0}$, c , b) aux données de détecteurs SP irradiés avec des protons de 10 MeV et 24 GeV et 4.25 (β_e , β_t). La fluence d'inversion Φ_{inv} a été tirée en utilisant l'équation 4.13.	76
5.3	Résultats de l'ajustement des équations 4.19 (α), 4.13 ($N_{eff,0}$, c , b) et 4.25 (β_e , β_t) aux données de détecteurs SP et MP irradiés avec des protons de 10 MeV et des neutrons de 14 MeV. La fluence d'inversion Φ_{inv} a été tirée en utilisant l'équation 4.13.	79
5.4	Résultats de l'ajustement des équations 4.19 (α), 4.13 ($N_{eff,0}$, c , b) et 4.25 (β_e , β_t) aux données de détecteurs SP et SP-oxy irradiés avec des protons de 10 MeV. La fluence d'inversion Φ_{inv} a été tirée en utilisant l'équation 4.13.	81

- 6.1 Équations de densité de charge ρ , de champ électrique \mathcal{E} et de potentiel ψ pour un jonction dite double pour les fluences inférieures et supérieures à la fluence d'inversion Φ_{inv} . Se référer à la figure 6.1 pour la définition des variables N_a^+ , $N_{d,0}$, N' , N_d^+ , x_p , x_1 , x_2 , d et x_n . 87
- 6.2 Modélisation du champ électrique à l'intérieur d'un détecteur au silicium irradié. Addition d'une composante exponentielle dans la zone non-désertée. 91
- 6.3 Modélisation du champ électrique à l'intérieur d'un détecteur au silicium irradié avec une fluence inférieure à la fluence d'inversion. Addition de deux composantes exponentielles. 93
- 6.4 Modélisation du champ électrique à l'intérieur d'un détecteur au silicium irradié avec une fluence supérieure à la fluence d'inversion. Addition de deux composantes exponentielles. 94
- I.1 La première colonne indique la fluence de particules traversant les modules. Les trois autres colonnes donnent t_a est le temps d'activation, t_d le temps de désintégration entre la fin de l'irradiation et le début de la mesure spectroscopique et t_m la durée de la mesure spectroscopique. xxxv
- I.2 Les durées données correspondent au temps de désintégration t_d entre la fin de l'irradiation et le début de la mesure spectroscopique et à t_m , la durée de la mesure spectroscopique. Les temps d'activation étaient de $t_a = 2.5$ h pour 1×10^{13} n/cm² et $t_a = 22.5$ h pour 6×10^{13} n/cm² Les mesures notées (*) ont été faites à l'IEAP-CTU. xl

Liste des figures

1	Situation géographique du grand collisionneur hadronique LHC et du détecteur ATLAS. Image modifiée, tirée de [3].	2
1.1	Signifiance (S/\sqrt{B}) en unité de déviation standard des différents canaux de désintégration du boson de Higgs en fonction de sa masse [6]. Le bruit considéré dépend de chaque canal de désintégration et contient seulement la physique du modèle standard.	9
1.2	Le détecteur ATLAS. Image modifiée, tirée de [7].	10
1.3	Détecteur Pixel d'ATLAS. Image modifiée, tirée de [7].	12
1.4	Schéma d'un module de baril du détecteur Pixel d'ATLAS [12]. . .	13
2.1	a) SI-PIXEL : Partie sensible du module Pixel incluant les détecteurs au silicium et les puces de lecture (Front-End), b) FLEX : électronique de lecture et c) PIXEL : un module complet composé des deux parties mentionnées en a) et b) ainsi que l'électronique de sortie du signal et le support de carbone.	17
2.2	Profil du faisceau incident sur la tranche de la cible de cuivre pour l'expérience d'activation au CERF.	19
2.3	Activation au CERF : a) montage réel, b) montage simulé. Dans le montage réel, le PIXEL se trouve sous le ruban adhésif avec un échantillon du SCT, visible dans le montage simulé (turquoise). . .	20
2.4	Fluence de particules à la surface du cylindre de cuivre selon la distance dans l'axe du faisceau (z) depuis le point d'impact. Le rectangle représente la région couverte par les échantillons installés.	21
2.5	Spectres énergétiques neutrons, protons et pions tel que simulés avec a) FLUKA (reproduit avec la permission de [16]) et b) GEANT4 à la surface de la cible de cuivre, à environ 33 cm du point d'entrée du faisceau dans la cible. Dans la figure a), les deux courbes de pions se chevauchent. Dans la figure b), les spectres des deux types de pions sont représentés par une seule courbe.	22

2.6	Distribution Y_n en énergie des neutrons à la sortie de la cible de béryllium pour la réaction $d(18 \text{ MeV})+^9\text{Be} \rightarrow ^{10}\text{B} + n + 4.3 \text{ MeV}$	27
2.7	Activation à l'institut NPI-ASCR : a) montage réel, b) montage simulé. Le faisceau de neutrons, qui vient de la gauche, entre d'abord dans le FLEX (vert) puis dans le SI-PIXEL (métallique).	28
3.1	Géométrie simplifiée de la simulation de l'expérience faite au CERF (faisceau hadronique mixte). Le matériau correspondant au PIXEL et au FLEX est enroulé autour de la cible de cuivre pour accroître la statistique de simulation.	33
3.2	Rapport entre les activités simulées et les activités expérimentales pour l'irradiation a) courte ($\Phi = 1.5 \times 10^{11} \text{ part/cm}^2$, $t_a=2 \text{ h}$, voir tableau 2.3) et b) longue ($\Phi = 8.7 \times 10^{11} \text{ part/cm}^2$, $t_a=68 \text{ h}$, voir tableau 2.3) du PIXEL. La liste des matériaux originale (tableau 3.1) a été utilisée pour cette simulation.	36
3.3	Rapport entre les activités simulées et les activités expérimentales pour l'irradiation a,c,e) courte ($\Phi = 1.5 \times 10^{11} \text{ part/cm}^2$, $t_a=2 \text{ h}$, voir tableau 2.3) et b,d,f) longue ($\Phi = 8.7 \times 10^{11} \text{ part/cm}^2$, $t_a=68 \text{ h}$, voir tableau 2.3) du PIXEL. Les listes des matériaux a-b) A , c-d) B et e-f) C (tableau 3.1) ont été utilisées pour ces simulations.	37
3.4	Rapport entre les activités simulées et les activités expérimentales pour l'irradiation neutrons ($\Phi = 1 \times 10^{13} \text{ n/cm}^2$, $t_a=2.5 \text{ h}$, voir tableau 2.7) du a,c) SI-PIXEL et du b,d) FLEX. Les listes des matériaux a-b) 1 et c-d) 2 (tableau 3.2) ont été utilisées pour ces simulations.	39
3.5	Rapport entre les activités simulées et les activités expérimentales pour l'irradiation sous faisceau hadronique mixte du FLEX ($\Phi = 1.3 \times 10^{12} \text{ part/cm}^2$, $t_a=28.4 \text{ h}$, voir tableau 2.3). Les listes des matériaux a) 1 et b) 2 (tableau 3.2) ont été utilisées pour ces simulations.	42

- 3.6 a) Coupe transversale d'un modèle simpliste des barils du pixel. Les couleurs indiquent la contribution des différents modules à l'énergie déposée par pixel par seconde par les interactions de photons dans le module jaune. Les lignes grasses démontrent le trajet considéré du centre d'un module émetteur (E) au centre du module absorbeur (A). Dans cette coupe, l'axe z (axe du faisceau est perpendiculaire à la feuille). b) Schéma en trois dimensions présentant l'épaisseur l_{Si} du module absorbeur traversée par les photons, la largeur l et la longueur L du module absorbeur ainsi que le rayon R séparant les centres du module absorbeur et émetteur utilisés pour le calcul de l'angle solide. 43
- 3.7 Dose β (ligne pointillée noire) et dose γ (ligne pleine rouge) au point $x = 0, y = 0$ pour une période d'opération de 100 jours du LHC. . . 47
- 3.8 a) Répartition spatiale de la dose β (ligne pointillée noire) et dose γ (ligne pleine rouge) à $t_d = 10$ jours pour une période d'opération de 100 jours du LHC. Les espaces correspondent aux positions des modules. b) Répartition spatiale de la dose γ 47
- 4.1 Structure en bandes des matériaux telle que décrite dans le texte. . 50
- 4.2 Détecteur au silicium $p^+ - n - n^+$. Sur la surface avant, trois sections sont identifiées : anneau de garde, qui sert à diminuer le courant de fuite dans la zone détectrice, la fenêtre laser, partie non-recouverte d'aluminium servant à la détection de particules à portée très courte, et l'électrode principale utilisée pour recueillir le signal. Sur la tranche dont l'épaisseur a été exagérée, on voit la répartition des dopants avec la jonction $p^+ - n$ vers l'avant du détecteur. Sur la surface arrière, on voit l'électrode d'aluminium positionnée en grille afin de laisser des aires de silicium non-recouvertes qui sont utilisées aux mêmes fins que la fenêtre laser. 52
- 4.3 Représentation a) de la densité de charge $\rho(x)$ et b) du champ électrique $\mathcal{E}(x)$ à l'intérieur d'un détecteur décrit comme une jonction abrupte. 54

4.4	Illustrations des dépendances a) C-V et b) Q-V (voir section 4.5) pour un détecteur de silicium de $300\mu\text{m}$ d'épaisseur, de 0.25 cm^2 d'aire avec $V_d = 100\text{ V}$	57
4.5	Illustration de la variation de la concentration effective de dopants N_{eff} en fonction de la fluence d'irradiation Φ . Avec une concentration négative, il y a davantage de donneurs que d'accepteurs ce qui implique que le détecteur est de type n . Au-delà de la fluence d'inversion Φ_{inv} , le nombre d'accepteurs excède le nombre de donneurs, inversant le type n en type p	58
4.6	Schéma de désintégration de la source de strontium-yttrium (Sr-Y) [24].	62
4.7	Montage spectroscopique pour la mesure de la charge collectée lors du passage de particules au minimum d'ionisation dans les détecteurs au silicium. Montage réalisé au laboratoire René-JA-Lévesque. . . .	64
4.8	Montage laser pour l'étude des temps de vie à l'IEAP-CTU. Pour les préamplificateurs, le facteur d'amplification est indiqué ($\times 100, \times 10$). La différence entre la source de tension et la source de haute-tension réside dans la plage de tensions disponibles : pour la source de tension, elle ne sert qu'à alimenter les préamplificateurs donc la tension maximale est d'une dizaine de volts tandis que la source de haute-tension se rend à 1000 V	68
4.9	Montage α pour l'étude des temps de vie au Laboratoire René-JA-Lévesque. Pour le préamplificateur, le facteur d'amplification est indiqué ($\times 10$). La différence entre la source de tension et la source de haute-tension réside dans la plage de tensions disponibles : pour la source de tension, elle ne sert qu'à alimenter les préamplificateurs donc la tension maximale est de 15 volts tandis que la source de haute-tension se rend à 1000 V	70

5.1	a) Courant de fuite volumique et b) concentration effective de dopants suite à l'irradiation des détecteurs SP avec des protons de 10 MeV et 24 GeV après un chauffage de 4 minutes à 80°C. Les valeurs des paramètres d'ajustements des équations 4.19 et 4.13 se trouvent au tableau 5.2.	75
5.2	Temps de vie en fonction de la fluence d'irradiation des électrons (a et c) et des trous (b et d) suite à l'irradiation des détecteurs SP avec des protons de 10 MeV (a et b) et 24 GeV (c et d) après un chauffage de 4 minutes à 80°C. Les valeurs des paramètres d'ajustements de l'équation 4.25 se trouvent au tableau 5.2.	76
5.3	Résultats des irradiations des détecteurs SP et MP avec des protons de 10 MeV (a et b) et avec des neutrons de 14 MeV (c et d) après un chauffage de 4 minutes à 80°C. Les valeurs des paramètres α tirées des graphiques de courant de fuite volumique (a et c) se trouvent dans le tableau 5.3. La concentration effective de dopants après irradiation des mêmes détecteurs se trouve en b) et d). Les différents paramètres extraits de ces figures se trouvent au tableau 5.3	78
5.4	Temps de vie des électrons (a,c,e,g) et des trous (b,d,f,h) suite à l'irradiation des détecteurs SP (a,b,e,f) et MP (c,d,g,h) avec des protons de 10 MeV (a à d) et neutrons de 14 MeV (e à h) après un chauffage de 4 minutes à 80°C. Les valeurs des paramètres d'ajustement de l'équation 4.25 se trouvent au tableau 5.3.	79
5.5	a) Courant de fuite volumique et b) concentration effective de dopants suite à l'irradiation des détecteurs SP et SP-oxy avec des protons de 10 MeV après un chauffage de 4 minutes à 80°C. Les valeurs des paramètres d'ajustements des équations 4.19 et 4.15 se trouvent au tableau 5.4.	80
5.6	Temps de vie des porteurs des électrons (a et c) et des trous (b et d) suite à l'irradiation des détecteurs SP (a et b) et SP-oxy (c et d) avec des protons de 10 MeV après un chauffage de 4 minutes à 80°C. Les valeurs des paramètres d'ajustements de l'équation 4.25 se trouvent au tableau 5.4.	80

6.1	Représentation de la densité de charge ρ (a et b) et du champ électrique \mathcal{E} (c et d) pour une jonction dite double pour des fluences inférieures (a et c) et supérieures (b et d) à la fluence d'inversion . . .	88
6.2	Exemple du modèle de Hecht avec le champ électrique à double jonction pour un détecteur SP-oxy non-irradié. Illumination a) avant et b) arrière avec des particules α	89
6.3	Comparaison des différents modèles décrivant la collection de charge pour des détecteurs SP oxygénés irradiés avec des protons de 10 MeV. L'utilité des modifications apportées au modèle de Hecht est démontrée par trois détecteurs : non-irradié, exposés aux fluences $\Phi = 3 \times 10^{12}$ p/cm ² ($\Phi < \Phi_{inv}$) et $\Phi = 3 \times 10^{13}$ p/cm ² ($\Phi > \Phi_{inv}$). La colonne la plus à gauche indique le côté du détecteur exposé aux particules α	96
7.1	Détecteur Medipix2-USB [52].	99
7.2	Fonctionnement du Medipix2-USB. Dans cet exemple, la particule entre dans le côté arrière (anode) du détecteur. Sous l'influence du champ électrique, les électrons et les trous vont migrer vers leur électrode respective, créant un courant. Le courant à la cathode passe à travers le préamplificateur de type charge dans lequel il est intégré. Un signal dont l'amplitude est proportionnelle à la charge collectée en ressort. Ce signal est comparé avec un niveau de seuil dans un comparateur. Si le signal dépasse le niveau seuil, on compte un événement dans le pixel en question.	100
7.3	Trajectoires possibles sur a) un, b) deux ou c) trois pixels pour des électrons libérés par effet photoélectrique par un photon de 60 keV. Il est aussi possible en principe de faire un dépôt sur quatre pixels adjacents mais il est peu probable que les quatre pixels collectent une charge suffisante pour dépasser le seuil.	101
7.4	Variation de l'aire des amas de pixels causés par le passage de particules α obtenue en augmentant la valeur de seuil a) 8 keV, b) 12 keV, c) 137 keV et d) 253 keV.	103

7.5	Illustration de la différence entre un signal non-saturé (bleu) et saturé (rouge).	103
7.6	Illustration de certaines des positions des MPX dans ATLAS. Tous les éléments d'ATLAS sont à l'échelle exceptés les MPX qui ont été agrandis pour faciliter la visualisation. Image modifiée, image originale produite par John Idárraga [54].	104
7.7	Taille des amas de pixels causés par le passage de particules α en fonction des valeurs de a) THL et b) THL-FBK. La diminution de la valeur de THL et l'augmentation de THL-FBK correspondent à augmenter le seuil en énergie. Les amas réduisent donc de taille. . .	106
7.8	Exemples de spectres de photons de a) 5.8 keV et b) 13.9 keV. Dans le cas illustré en a), les points rouges sont le résultat de l'analyse éliminant 7.1% des pixels qui ont été catégorisés comme bruyants et pour ceux en noir, 0.4% des pixels sont considérés bruyants mais l'analyse est faite en éliminant les événements multiples dans un même pixel. La ligne pleine rouge, la ligne pointillée noire et (b) la ligne bleue en tiret représentent l'ajustement aux données.	107
7.9	Résultat de l'étalonnage avec photons. En rouge, les points à 13.9 keV et à 59.5 keV (^{241}Am) ayant servis à obtenir la relation de l'équation 7.1 et en noir, les points témoins : 5.8 keV (^{55}Fe), 26.3 keV (^{241}Am) et 33 keV (rayons-X). Ces points témoins ont été ajoutés à la figure pour démontrer la validité de l'étalonnage. Les barres d'erreurs correspondent à l'écart-type sur l'ajustement gaussien des pics.	108
7.10	Exemples de détection de particules chargées avec MPX : a) électron, b) muons et c) pions. Les électrons (a) venaient d'une source de $^{90}\text{Sr-Y}$ (énergie moyenne de 935 keV) et frappaient le détecteur perpendiculairement à l'anode. On reconnaît la trajectoire courbe de l'électron. Les muons (b) et pions (c) provenaient de l'accélérateur SPS du CERN et entraient dans MPX par le côté (parallèlement au plan de l'anode). On voit des rayons δ venant des muons et une interaction dans le cas des pions.	109

7.11 Réponse d'un MPX partiellement couvert de polyéthylène (CH_2) et de fluorure de lithium ${}^6\text{LiF}$ à une exposition aux neutrons. Le faisceau avait une énergie de 15 MeV. Dans la partie située sous la couche de polyéthylène, on remarque au moins un proton à gauche (trace rectiligne s'élargissant à la fin du parcours, ce qui correspond au pic de Bragg). Sous le fluorure de lithium, la trace élargie est probablement attribuable au produit d'une réaction nucléaire (par exemple ${}^{28}\text{Si}(n,p){}^{28}\text{Al}$).	111
7.12 Efficacité de détection des photons de 8 keV à 160 keV par le détecteur MPX. Les photons venaient de sources de rayons-X de spectres larges en énergie. La courbe rouge pleine a été calculée à partir des coefficients d'atténuation μ des photons dans le silicium [27] via l'équation 7.3.	112
7.13 Portée des électrons en fonction de l'énergie des photons incidents a) telle que calculée avec les sections efficaces [27, 29] et b) longueurs des traces mesurées.	113
7.14 Variation de l'aire des amas de pixels causés par le passage de particules α obtenue en augmentant la valeur de la tension appliquée a) 1.9 V, b) 4.8 V, c) 50 V et d) 100 V.	113
7.15 Dispersion transverse des amas dans un détecteur sur-déserté ($V > V_d$) pour un champ faible à gauche et fort à droite.	114
7.16 Variation du rayon moyen des amas en fonction de la tension appliquée pour des particules α de 4.2 MeV (\circ) et 3.0 MeV (\bullet en rouge) [60].	115
7.17 Variation du rayon des amas en fonction de la tension appliquée pour une particule α de 3.0 MeV. La mesure expérimentale (\bullet) est comparée a) au modèle sans seuil de discrimination (r_{max} , ligne noire en tirets), a-b) avec seuil de discrimination (r_{8keV} , ligne verte pointillée) et c) avec l'équation 7.12 (r_{eff} , ligne rouge pleine).	118

- 7.18 Illustration de la distribution gaussienne de la charge collectée en fonction de l'éloignement du point d'impact pour a) et b) $r_{max} = 4.65$ pixels (noir) et a) et c) $r_{max} = 2.35$ pixels (rouge), correspondant à des tensions de 22 volts (noir) et 115 volts (rouge). Les flèches (b et c) indiquent les positions de r_{max} (noir), r_{8keV} (vert) et r_{eff} (rouge). 119
- I.1 Bruit de fond dans l'aire expérimentale (données prises sur une période de deux jours). xxxv
- I.2 Spectre gamma du PIXEL après une irradiation de $\Phi = 1.5 \times 10^{11}$ part/cm² avec $t_a = 2.0$ h, $t_d = 22$ min et $t_m = 30$ min. xxxvi
- I.3 Spectre gamma du PIXEL après une irradiation de $\Phi = 5.5 \times 10^{11}$ part/cm² avec $t_a = 30.3$ h, $t_d = 1.3$ h et $t_m = 3$ h. Les pics à 1461 keV, 1731 keV et 2243 keV viennent du ⁴⁰K et de l'échappement double et simple du ²⁴Na, respectivement. xxxvi
- I.4 Spectres gamma du PIXEL après une irradiation de $\Phi = 8.7 \times 10^{11}$ part/cm² avec $t_a = 67.7$ h, a) $t_d = 17$ h et $t_m = 3$ h, b) $t_d = 3.5$ d et $t_m = 5.3$ h, c) $t_d = 11.8$ d et $t_m = 63$ h et d) $t_d = 116.8$ d et $t_m = 48$ h. . . xxxvii
- I.5 Spectres gamma du FLEX après une irradiation de $\Phi = 1.3 \times 10^{12}$ part/cm² avec $t_a = 28.4$ h, a) $t_d = 61$ min et $t_m = 30$ min et b) $t_d = 4.5$ h et $t_m = 3$ h. xxxviii
- I.6 Spectres gamma du FLEX après une irradiation de $\Phi = 1.3 \times 10^{12}$ part/cm² avec $t_a = 28.4$ h, a) $t_d = 32$ h et $t_m = 3$ h, b) $t_d = 18.3$ d et $t_m = 48$ h et c) $t_d = 80.9$ d et $t_m = 48$ h. xxxix
- I.7 Spectres gamma du SI-PIXEL après une irradiation de $\Phi = 1.0 \times 10^{13}$ n/cm² ($t_a = 2.5$ h) avec $t_d = 8$ min et $t_m = 2$ min, b) $t_d = 13$ min et $t_m = 4$ min, c) $t_d = 40$ min et $t_m = 16$ min et d) $t_d = 74$ min et $t_m = 32$ min. . . xli
- I.8 Spectres gamma du SI-PIXEL après une irradiation de $\Phi = 6.0 \times 10^{13}$ n/cm² ($t_a = 22.5$ h) avec $t_d = 2$ h 14 min et $t_m = 2$ h, b) $t_d = 24$ h 08 min et $t_m = 5$ h et c) $t_d = 46$ h 41 min et $t_m = 12$ h. xlii
- I.9 Spectre gamma du FLEX après une irradiation de $\Phi = 1.0 \times 10^{13}$ n/cm² ($t_a = 2.5$ h) avec $t_d = 11$ min, $t_m = 2$ min, b) $t_d = 18$ min, $t_m = 4$ min, c) $t_d = 57$ min, $t_m = 16$ min et d) $t_d = 107$ min, $t_m = 32$ min. xliii

- I.10 Spectre gamma du FLEX après une irradiation de $\Phi=6.0 \times 10^{13}$ n/cm² ($t_a = 22.5$ h) avec $t_d=4$ h 15 min et $t_m=2$ h, b) $t_d=29$ h 16 min et $t_m=5$ h et c) $t_d=2$ d 13 h 16 min et $t_m=12$ h. xlv
- II.1 Efficacité de collection de charge venant de l'illumination avec une source α de détecteurs SP irradiés avec des protons de 10 MeV. Les points représentent les données expérimentales. Les courbes rouges pleines ont été calculées en utilisant le modèle de double jonction et celles en tirets noirs, avec le modèle de double jonction avec exponentielle double. xlv
- II.2 Efficacité de collection de charge venant de l'illumination avec une source α de détecteurs SP irradiés avec des protons de 10 MeV. Les points représentent les données expérimentales. Les courbes rouges pleines ont été calculées en utilisant le modèle de double jonction et celles en tirets noirs, avec le modèle de double jonction avec exponentielle double. xlvii
- II.3 Efficacité de collection de charge venant de l'illumination avec une source α de détecteurs SP irradiés avec des protons de 10 MeV. Les points représentent les données expérimentales. Les courbes rouges pleines ont été calculées en utilisant le modèle de double jonction et celles en tirets noirs, avec le modèle de double jonction avec exponentielle double. xlviii
- II.4 Efficacité de collection de charge venant de l'illumination avec une source α de détecteurs de type SP-oxy irradiés avec des protons de 10 MeV. Les points représentent les données expérimentales. Les courbes rouges pleines ont été calculées en utilisant le modèle de double jonction et celles en tirets noirs, avec le modèle de double jonction avec exponentielle double. xlviii

II.5	Efficacité de collection de charge venant de l'illumination avec une source α de détecteurs de type SP-oxy irradiés avec des protons de 10 MeV. Les points représentent les données expérimentales. Les courbes rouges pleines ont été calculées en utilisant le modèle de double jonction et celles en tirets noirs, avec le modèle de double jonction avec exponentielle double.	xlix
II.6	Efficacité de collection de charge venant de l'illumination avec une source α de détecteurs de type SP-oxy irradiés avec des protons de 10 MeV. Les points représentent les données expérimentales. Les courbes rouges pleines ont été calculées en utilisant le modèle de double jonction et celles en tirets noirs, avec le modèle de double jonction avec exponentielle double.	1
II.7	Efficacité de collection de charge venant de l'illumination avec une source α de détecteurs MP irradiés avec des protons de 10 MeV. Les points représentent les données expérimentales. Les courbes rouges pleines ont été calculées en utilisant le modèle de double jonction et celles en tirets noirs, avec le modèle de double jonction avec exponentielle double.	li
II.8	Efficacité de collection de charge venant de l'illumination avec une source α de détecteurs MP irradiés avec des protons de 10 MeV. Les points représentent les données expérimentales. Les courbes rouges pleines ont été calculées en utilisant le modèle de double jonction et celles en tirets noirs, avec le modèle de double jonction avec exponentielle double.	lii
II.9	Efficacité de collection de charge venant de l'illumination avec une source α de détecteurs SP irradiés avec des protons de 10 MeV. Les points représentent les données expérimentales. Les courbes rouges pleines ont été calculées en utilisant le modèle de double jonction et celles en tirets noirs, avec le modèle de double jonction avec exponentielle double.	liii

- II.10 Efficacité de collection de charge venant de l'illumination avec une source α de détecteurs SP irradiés avec des protons de 10 MeV. Les points représentent les données expérimentales. Les courbes rouges pleines ont été calculées en utilisant le modèle de double jonction et celles en tirets noirs, avec le modèle de double jonction avec exponentielle double. liv
- II.11 Efficacité de collection de charge venant de l'illumination avec une source α de détecteurs SP irradiés avec des protons de 24 GeV. Les points représentent les données expérimentales. Les courbes rouges pleines ont été calculées en utilisant le modèle de double jonction et celles en tirets noirs, avec le modèle de double jonction avec exponentielle double. lv
- II.12 Efficacité de collection de charge venant de l'illumination avec une source α de détecteurs SP irradiés avec des protons de 24 GeV. Les points représentent les données expérimentales. Les courbes rouges pleines ont été calculées en utilisant le modèle de double jonction et celles en tirets noirs, avec le modèle de double jonction avec exponentielle double. lvi
- II.13 Efficacité de collection de charge venant de l'illumination avec une source α de détecteurs SP irradiés avec des neutrons 14 MeV. Les points représentent les données expérimentales. Les courbes rouges pleines ont été calculées en utilisant le modèle de double jonction et celles en tirets noirs, avec le modèle de double jonction avec exponentielle double. lvii
- II.14 Efficacité de collection de charge venant de l'illumination avec une source α de détecteurs SP irradiés avec des neutrons 14 MeV. Les points représentent les données expérimentales. Les courbes rouges pleines ont été calculées en utilisant le modèle de double jonction et celles en tirets noirs, avec le modèle de double jonction avec exponentielle double. lviii

- II.15 Efficacité de collection de charge venant de l'illumination avec une source α de détecteurs MP irradiés avec des neutrons 14 MeV. Les points représentent les données expérimentales. Les courbes rouges pleines ont été calculées en utilisant le modèle de double jonction et celles en tirets noirs, avec le modèle de double jonction avec exponentielle double. lix
- II.16 Efficacité de collection de charge venant de l'illumination avec une source α de détecteurs MP irradiés avec des neutrons 14 MeV. Les points représentent les données expérimentales. Les courbes rouges pleines ont été calculées en utilisant le modèle de double jonction et celles en tirets noirs, avec le modèle de double jonction avec exponentielle double. lx

Liste des annexes

Annexe I :	Spectres des parties du Pixel après irradiation .	xxxv
Annexe II :	Efficacité de collection de charge	xliv

Liste des Sigles

ATLAS	A Toroidal LHC ApparatuS
càd	c'est-à-dire
CDQ	ChromoDynamique Quantique
CERF	CERN-EU high-energy Reference Field
CERN	Centre Européen pour la Recherche Nucléaire
CERN-PS	Accélérateur Synchrotron à Protons du Centre européen pour la recherche nucléaire
CSC	Cathode Strip Chamber
C-V	Capacitance-Tension appliquée
EDQ	ÉlectroDynamique Quantique
FBK	FeedBack
FLEX	Circuiterie hybride montée sur une surface flexible de kapton, partie d'un module PIXEL
FWHM	Full Width at Half Maximum, càd largeur à mi-hauteur
HPGe	Détecteur au germanium de haute-pureté
IEAP-CTU	Institute of Experimental and Applied Physics - Czech Technical University
LEP	Large Electron-Positron collider
LHC	Large Hadron Collider
MDT	Monitored Drift Tubes
mip	Particule au minimum d'ionisation
MP	Mesa Planaire, technologie de fabrication de détecteurs au silicium
MPX	Medipix2-USB
NIEL	Non-Ionising Energy Loss : Perte d'énergie non-ionisante
NPI-ASCR	Nuclear Physics Institute - Academy of Sciences of Czech Republic
Q-V	Charge-Tension appliquée

SCT	SemiConductor Tracker
Si-PIXEL	Dans un module PIXEL, partie sensible en silicium collée par des liens d'indium ou de soudure à la puce Front-End
SP	Standard Planaire, technologie de fabrication de détecteurs au silicium
SP-oxy	Standard Planaire avec excès d'oxygène, technologie de fabrication de détecteurs au silicium
SPS	Super Synchrotron à protons
SRH	Shockley-Read-Hall
Pixel	Partie du détecteur ATLAS composée de 3 barils et 6 disques de modules PIXEL comprenant des détecteurs au silicium à pixels
PIXEL	Module complet du détecteur Pixel d'ATLAS comprenant la partie sensible (détecteurs au silicium à pixels), les puces Front-End, l'électronique de lecture, la circuiterie de sortie et le support de fibres de carbone
THL	THreshold Low
THL-FBK	Combinaison entre les valeurs de THL et de FBK donnant une valeur de seuil invariable en fonction du détecteur MPX utilisé
TRT	Transition Radiation Tracker
USB	Universal Serial Bus

Notation

Symbole	Unité	Signification
α	A/cm	Constante du courant de fuite induit par irradiation
α		Référentiel en tant que "particule α ", noyau d'hélium
a	cm ⁻¹	Paramètre du modèle de double jonction avec exponentielle
\mathcal{A}	Bq	Activité
$\beta_{e,t}$	cm ² /sec	Constante de dommage du temps de vie effectif (e :électron, t :trou)
b	cm ⁻¹	Taux de création d'accepteurs
c	cm ²	Taux de disparition de donneurs
c_c	cm ²	Taux de création d'accepteurs (avec saturation de la concentration effective de dopants à haute fluence d'irradiation)
C	pF	Capacitance
d		Deuteron
d	cm	Épaisseur physique du détecteur
D	μ Sv/h	Dose
ϵ	pF/cm	Permittivité électrique du silicium ($\epsilon = 1.05$ pF/cm)
\mathcal{E}	V/cm	Champ électrique
E	eV	Énergie
E_g	eV	Largeur de la bande interdite
ϕ	part/cm ² /sec	Flux de particules
Φ	part/cm ²	Fluence (flux intégré sur le temps)
Φ_{inv}	part/cm ²	Fluence d'irradiation à laquelle se produit l'inversion de type
I	A	Courant de fuite
I_0	A	Courant en absence de piège
I_{vol}	A/cm ³	Courant de fuite volumique
k_B	eV/K	Constante de Boltzmann ($k_B = 8,617 \times 10^{-5}$ eV/K)
λ		Constante de désintégration du radio-isotope
$\lambda_{e,t}$	cm	Libre parcours des porteurs de charge (e :électron, t :trou)
$\Lambda_{e,t}$	cm	Libre parcours moyen des porteurs de charge (e :électron, t :trou)
μ	cm ⁻¹	Coefficient d'atténuation des photons
$\mu_{e,t}$	cm ² /Vsec	Mobilité des porteurs de charge (e :électron, t :trou)
n		neutron
n		Silicium dopé avec un atome donneur, par exemple le phosphore
n^+		Silicium dopé en forte concentration avec un atome donneur, par exemple le phosphore
n_{eq}		Équivalent en neutrons de 1 MeV
N'	cm ⁻³	Concentration de dopants utilisée dans les modèles à double jonction
N_a^+	cm ⁻³	Concentration d'accepteurs dans la zone p^+
N_a	cm ⁻³	Concentration d'accepteurs dans le corps du détecteur
N_d	cm ⁻³	Concentration de donneurs dans le corps du détecteur (zone n pour un détecteur non-irradié)
N_d^+	cm ⁻³	Concentration de donneurs dans la zone n^+
$N_{d,0}$	cm ⁻³	Concentration de donneurs avant irradiation
N_{eff}	cm ⁻³	concentration effective de dopants, différence entre la concentration d'accepteurs (N_a) et celle de donneurs (N_d) dans le corps du détecteur
N_{sat}	cm ⁻³	Concentration de saturation (concentration effective maximale)

Symbole	Unité	Signification
p		proton
p		Silicium dopé avec un atome accepteur, par exemple le bore
p^+		Silicium dopé en forte concentration avec un atome accepteur, par exemple le bore
q	C	Charge électrique élémentaire ($q = 1.6 \times 10^{-19}$ C)
Q	C	Charge électrique
Q_0	C	Charge totale déposée
$Q_{e,t}$	C	Charge collectée (e :électron, t :trou)
Q/Q_0		Efficacité de collection de charge
ρ	C/cm ³	Densité de charges
v	cm/sec	Vitesse de dérive
$\tau_{e,t}$	sec	Temps de vie des porteurs de charge (e :électron, t :trou)
t_a		Temps d'activation
t_d		Temps de désintégration entre la fin de l'irradiation et le début de la mesure spectroscopique
t_m		Durée de la mesure spectroscopique
T	K	Température
T_m	K	Température ambiante lors de la mesure
V	V	Tension appliquée
V_d	V	Tension de désertion totale
V_0	V	Tension intrinsèque
x		Profondeur dans le détecteur au silicium à partir de la jonction $p^+ - n$ (avant du détecteur)
x_1	μm	Profondeur délimitant la zone désertée par la première jonction (modèle de double jonction)
x_2	μm	Profondeur délimitant la zone désertée par la deuxième jonction (modèle de double jonction)
x_d	cm	Largeur désertée dans la zone n
x_j	cm	Largeur conservant toutes les caractéristiques d'un détecteur non-irradié
x_p	cm	Largeur désertée dans la zone p^+

Pour Sophie.

Remerciements

Je tiens d'abord à remercier mon directeur de thèse, Claude Leroy, de son soutien, de sa disponibilité et de sa confiance. En plus de la recherche, j'ai grandement apprécié la diversité des opportunités qui m'ont été offertes pendant mes études doctorales. En particulier, je suis reconnaissante d'avoir eu la chance de superviser des étudiants d'été ainsi que d'être allée à l'étranger pour des conférences et plusieurs collaborations. Merci pour tout.

J'aimerais ensuite remercier les organismes qui ont subventionné cette thèse. Il est extrêmement encourageant de savoir que les différents paliers gouvernementaux soutiennent des projets tels qu'ATLAS et qu'ils croient en notre capacité de réussite. Je souhaite ardemment que le Conseil de Recherche en Sciences Naturelles et Génie (CRNSG), le Fonds Québécois de la Recherche sur la Nature et les Technologies (FQRNT) et l'Université de Montréal poursuivent leurs programmes de bourses et de subventions. Les bourses qui m'ont été octroyées m'ont permises de poursuivre mes études en m'assurant une qualité de vie adéquate.

J'aimerais remercier tous les gens que j'ai côtoyés au Laboratoire René-JA-Lévesque de l'Université de Montréal.

En particulier, j'aimerais remercier mes collègues de bureau d'ATLAS. En ordre pseudo-chronologique : Rachid Mazini pour m'avoir initié à GEANT4, Marie-Hélène Genest pour sa présence, Jonathan Ferland pour son aide informatique indispensable, Bertrand Brelier pour sa volubilité et John Idárraga pour le temps partagé à travailler sur Medipix. Merci de votre complicité et de votre générosité qui ont rendu ces années d'études si agréables.

Ensuite, je veux souligner l'efficacité et la gentillesse des gens du Groupe Technologique du laboratoire. Pour cette thèse expérimentale, j'ai souvent dû faire appel à leurs esprits créateurs et leurs mains agiles. Merci à Gaétan Richard et Jean Soucy de l'atelier d'usinage. Merci à Jean-Pierre Martin, Yanik Landry-Ducharme, Christian Mercier et Nickolai Starinski de la division électronique.

Je remercie aussi Alain Houdayer de son aide et de m'avoir permis d'utiliser ses installations. Je suis aussi reconnaissante de l'aide apportée avec patience par Chen Wen Chao, notre ressource informatique. Et que serait le laboratoire sans

notre précieuse Hélène. Merci d'avoir résolu tous mes problèmes administratifs qui, même si je faisais le maximum pour les éviter, ne cessaient de se multiplier.

Je ne peux passer sous silence le travail des étudiants d'été, en particulier Myriam et Aldée qui ont véritablement contribué à l'avancement du projet. La bonne humeur et l'attitude de ces étudiantes étaient communicatives.

J'aimerais aussi remercier Patrick Lafrance de la division de santé et sécurité de l'Université de Montréal qui m'a grandement aidée dans la gestion des sources radioactives.

I will allow myself a few paragraphs in English to thank some collaborators which mostly do not speak French. First, I give my sincere thanks to the people of the Institute of Experimental and Applied Physics of the Czech Technical University. I had the chance of visiting Prague quite often and it was always a pleasure. Thank you, Dr. Stanislav Pospisil for the invitations and the learning opportunities you have given me. I would also like to thank Dr. Ivan Stekl, Dr. Jan Jakubek, Vladimir Linhart, Ivan Bedajaneck, Josef Uher, Tomas Holy and Zdenek Vykydal with whom I had the pleasure of working. Many thanks also to Carlos Granja, Ibrahima Ndiaye and Tomas Slavicek for their precious help while I was in Prague. I am also grateful to my other Czech collaborators from the different irradiation facilities that I have used : Dr. Bem, Dr. Simeckova, Dr. Dolezal, Dr. Wilhelm, Dr. Sochor and Radek Skoda.

I would like to thank the Pixel Collaboration, especially William Trischuk from the University of Toronto, for giving me the opportunity to experiment on parts of the Pixel detector. Many thanks also to my CERN-based collaborators Michael Moll, Luisa Ulrici and Zuzana Zajacova.

Et je garde le mot de la fin pour les gens qui me soutiennent à l'extérieur de ma thèse. Je remercie mes amis de me faire décrocher de mes études. Merci à toute ma famille pour leurs encouragements et leur soutien continu. Un merci tout particulier à mon époux Pierre pour sa compréhension lors de mes nombreuses absences et son incroyable patience.

Contributions de l'auteur

Dans le cadre de cette thèse, j'ai eu la chance de travailler avec plusieurs collaborateurs. Cette section sert à indiquer quel a été mon apport personnel aux différents projets.

L'étude d'activation s'est faite en deux parties : activation expérimentale des échantillons et simulation. Suite à une invitation d'Ivan Stekl et d'Ivan Bedajane (qui s'occupaient de parties du SCT) de l'IEAP-CTU, j'ai participé aux irradiations au CERF et à l'institut NPI-ASCR en m'occupant de la préparation de parties de module Pixel, en prenant des mesures spectroscopiques et en extrayant les activités des radio-isotopes créés dans les échantillons. Pour la section simulation de l'étude, mon collaborateur principal a été Rachid Mazini. En me servant d'une de ses simulations comme exemple, j'ai élaboré les simulations GEANT4 des deux expériences d'activation. J'ai écrit les programmes d'analyse servant à extraire les activités des radio-isotopes créés lors de la simulation. J'ai comparé les résultats expérimentaux et simulés. J'ai aussi extrapolé les résultats des simulations afin de calculer le bruit de fond et les doses attendus dans le Pixel d'ATLAS. J'ai donné plusieurs présentations sur les résultats d'activation lors de semaines Pixel-ATLAS au CERN et ATLAS-Canada à Ottawa et lors d'un séminaire donné à l'IEAP-CTU.

En ce qui concerne les études d'endommagement des détecteurs au silicium par la radiation, j'ai participé à toutes les irradiations sauf celle des protons de 24 GeV faite par Claude Leroy. Afin de décrire la variation de collection de charge en fonction de la tension appliquée et de la fluence de radiation, j'ai élaboré, avec l'aide de Claude Leroy, un modèle de Hecht utilisant différentes configurations de champ électrique et une définition modifiée du libre parcours moyen incluant le temps de vie des porteurs de charge. Pour tester ce modèle, trois montages expérimentaux ont dû être construits (collection de charge β , temps de vie laser et α). J'ai participé à leur conception et leur raffinement en collaborant avec des stagiaires et d'autres étudiants aux cycles supérieurs. J'ai effectué ou supervisé les prises de données. J'ai élaboré les programmes d'analyse permettant d'extraire les données d'efficacité de collection de charge. Avec l'aide de Sébastien Charron qui testait mes équations sur les données, j'ai déterminé les fonctions a et b des composantes exponentielles dans

la description du champ électrique. J'ai écrit un article sur ce modèle de Hecht modifié qui a été publié dans Nucl. Instr. and Meth. A suite à la présentation d'une affiche à la conférence IWORID-8 (Pise, juillet 2006). J'ai aussi présenté ces résultats dans le cadre d'un séminaire et de cours.

Finalement, je me suis joint au projet MPX-ATLAS en mars 2007. À l'IEAP-CTU, j'ai démarré la démarche expérimentale menant à l'utilisation de ce détecteur dans ATLAS. J'ai conçu et réalisé le montage permettant l'étalonnage du seuil bas en énergie. J'ai démontré qu'il était possible d'extraire les spectres pour les photons de 5.8 keV et 13.9 keV. J'ai prouvé la stabilité de la mesure de THL-FBK en fonction du MPX et de l'USB utilisé. J'ai donné l'explication théorique de la variation en efficacité de détection des photons en fonction de l'énergie. Avec John Idárraga, j'ai déterminé la relation entre THL-FBK et l'énergie du seuil. J'ai aussi mesuré et observé la dépendance en tension des amas de pixels lors de la détection de particule α avec le détecteur MPX. J'ai élaboré en collaboration avec Claude Leroy le modèle décrivant cette évolution en fonction de la tension appliquée. Le travail sur MPX a été très prolifique au niveau des présentations et publications. J'ai donné en avril 2007, un séminaire à l'université Charles (Prague) et en décembre 2007, une présentation à la semaine ATLAS-Canada sur ce sujet. J'ai participé à l'écriture de cinq articles dont trois ont été présentés sous forme d'affiches à la conférence IWORID-9 (Erlangen, juillet 2007) à paraître dans Nucl. Instr. and Meth. A, un à la conférence IEEE (Hawaii, octobre 2007) et un à la conférence ICATPP-10 (Como, octobre 2007).

Lors de mes études doctorales, j'ai supervisé plusieurs stagiaires, donné une conférence au Cégep du Vieux-Montréal et donné des cours. J'ai participé à des projets dont les résultats non-mentionnés dans cette thèse ont mené à des publications : étude sur les donneurs thermiques dans le silicium pour laquelle j'ai présenté un article au *9th European Symposium on Semiconductor Detectors* (Schloss Elmau, juin 2002) publié dans Nucl. Instr. and Meth. A ; étude sur l'endommagement partiel de détecteur au silicium parue dans IEEE Trans. Nucl. Sci. (2004). J'ai aussi eu la chance de collaborer à l'écriture de quelques sections sur les détecteurs au silicium et sur l'imagerie par résonance magnétique du livre : *Principles of radiation interaction in matter and detection* de C. Leroy et P.G. Rancoita.

Introduction

En 2008, à la frontière franco-suisse sera mis en opération le grand collisionneur hadronique LHC [1] (Fig. 1). Avec son tunnel de 27 km de circonférence, le LHC permettra les collisions frontales de protons à une énergie de 14 TeV dans le centre de masse et atteindra une luminosité de $10^{34}/\text{cm}^2/\text{sec}$, permettant d'explorer la physique des particules dans des conditions similaires à celles présentes dans l'univers 10^{-11} sec après le Big Bang. L'un des détecteurs qui étudiera les produits de collisions au LHC est le détecteur ATLAS [2]. Ce détecteur est composé de multiples sous-détecteurs permettant d'identifier les particules, de suivre leur trajectoire, de mesurer leur énergie et leur impulsion. La physique attendue dans ces conditions inclut l'exploration du modèle standard des particules et la découverte possible du boson de Higgs de ce modèle. Il faudra aussi éventuellement faire appel à une physique au-delà du modèle standard. Une revue succincte du modèle standard, incluant une brève description d'un modèle au-delà du modèle standard (supersymétrie), et une description sommaire du détecteur ATLAS seront présentées au chapitre 1.

Cette thèse se concentrera sur les détecteurs au silicium à pixels d'ATLAS. Deux systèmes de détection d'ATLAS utilisent ce type de détecteurs :

- Le Pixel, sous-détecteur situé le plus près du point de collision, sert à reconstruire les traces des particules et à trouver la position des vertex lors de la désintégration de particules à court temps de vie
- Le réseau de détecteurs Medipix2-USB, série de détecteurs positionnés à divers endroits dans ATLAS et sa caverne, sert entre autres à mesurer en temps réel la composition en type et en énergie du flux des particules émergeant des collisions

Le détecteur Pixel d'ATLAS étant situé près du point de collision des protons, le flux de particules le traversant sera très élevé. Lors de leur passage, les particules déposent de l'énergie dans les détecteurs au silicium à pixels créant un signal qui sert à reconstruire leur trajectoire. Ces particules interagissent aussi avec l'équipement

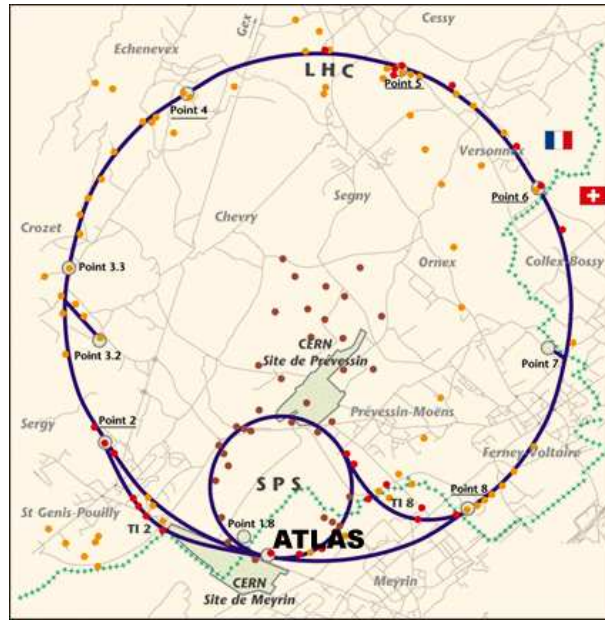


Figure 1 – Situation géographique du grand collisionneur hadronique LHC et du détecteur ATLAS. Image modifiée, tirée de [3].

entourant les détecteurs tel que l'électronique de lecture. Plusieurs phénomènes se produisent donc lors du passage des particules à travers les détecteurs et leur environnement :

- Création d'isotopes radioactifs dans le détecteur ou dans l'équipement environnant
- Endommagement des détecteurs, surtout à grande fluence¹ (ce qui est le cas pour le détecteur Pixel)

La création d'isotopes radioactifs par collisions inélastiques contribue au bruit de fond du signal. Lors de la désintégration des radio-isotopes, les particules émises, tels que les photons et électrons, induisent un signal dans les détecteurs à pixels qui nuit à l'observation des phénomènes physiques rares recherchés (sections efficaces de production très faibles). De plus, les différents matériaux dans lesquels apparaissent les isotopes radioactifs présentent un danger pour leur manipulation lors d'opération d'entretien ou de démontage d'équipements. Une étude expérimentale de l'activation d'échantillons provenant du détecteur Pixel d'ATLAS a été conduite (chapitre 2). Ensuite, les expériences ont été simulées avec GEANT4, le logiciel offi-

¹Fluence : nombre de particules par unité d'aire. Il s'agit d'un flux intégré sur le temps.

ciel des simulations pour ATLAS. Les résultats de la simulation sont comparés avec les résultats expérimentaux au chapitre 3 pour estimer la validité des simulations pour ce genre de processus. À partir de ces résultats, une estimation est faite du bruit de fond et de la dose impartie au détecteur Pixel dans les conditions du LHC.

Le dommage par radiation des détecteurs modifie les propriétés électriques de ceux-ci et en particulier diminue leur efficacité de détection. Ces modifications ont un impact mesurable pour des fluences élevées de particules. Le détecteur Pixel d'ATLAS devant prendre des données sur une période de dix ans sans remplacement des détecteurs au silicium qui le composent, il est donc essentiel de connaître la variation de leur efficacité de détection au cours du temps. Les principes de fonctionnement des détecteurs au silicium seront d'abord revus au chapitre 4 avant d'aborder les expériences d'irradiation au chapitre 5 : plusieurs expériences ont été faites, variant le type des particules d'irradiation, leur fluence et leur énergie de même que le type de détecteurs au silicium (standard planaire avec ou sans ajout d'oxygène, mesa planaire). Les dommages par radiation mesurés dans les diverses expériences sont comparés afin de déduire l'influence de l'énergie des particules incidentes et de leur type et d'évaluer les différences de tenue aux radiations des divers types de détecteurs au silicium irradiés. Des modèles calculant l'efficacité de collection de charge (efficacité de détection) en fonction de la tension appliquée et de la fluence de particules ont été élaborés et seront vus au chapitre 6. En se servant des paramétrisations de la concentration effective de dopants et des temps de vie des porteurs de charge en fonction de la fluence, ces modèles sont comparés aux mesures expérimentales sans faire d'ajustements aux données de collection de charge.

Pour compléter notre étude sur les détecteurs à pixels d'ATLAS, la mise en route du projet de réseau de détecteurs Medipix2-USB sera décrite au chapitre 7. Ces détecteurs seront positionnés à divers endroits dans ATLAS et sa caverne afin de mesurer et qualifier en temps réel le flux de particules avec une attention particulière donnée aux neutrons et aux photons, de mesurer les doses et d'estimer les fuites (*leakage*) de particules dans les calorimètres. L'information sur le flux ser-

vira entre autres à confirmer les prédictions faites par Monte Carlo avec GEANT4. Seront abordés l'étalonnage en énergie du seuil de détection des Medipix2-USB, les possibilités de détection de diverses particules (photons, neutrons, particules chargées), l'efficacité de détection des photons et un modèle de partage de charge entre les pixels lors du passage de particules lourdes chargées.

Chapitre 1

L'expérience ATLAS

Le grand collisionneur hadronique LHC¹ du CERN² remplace maintenant le collisionneur LEP³ qui a permis entre autres de mesurer avec précision la masse des bosons W et Z. Situé 100 mètres sous terre à la frontière franco-suisse, cet accélérateur de 27 km de circonférence entrera en opération en 2008. L'énergie disponible dans le centre de masse sera de 14 TeV pour les collisions frontales de protons accélérés à 7 TeV, à une luminosité attendue de 10^{34} particules/cm²/sec.

Le détecteur ATLAS⁴ étudiera les produits de collision des protons du LHC pour explorer la physique des particules à l'échelle du TeV. Le détecteur ATLAS comprend trois systèmes de détection dédiés : le détecteur interne, les calorimètres et le spectromètre à muons. Le détecteur interne a une précision spatiale qui permet de reconstruire les trajectoires des particules chargées qui courbent sous l'influence d'un champ magnétique intense (2 Tesla). Les calorimètres électromagnétiques et hadroniques déterminent avec précision l'énergie des particules produites par les collisions (photons, électrons, hadrons). Les chambres à muons bénéficient de l'aimant toroïdal courbant la trajectoire des muons, ce qui permet de mesurer leur impulsion.

Grâce à la grande énergie dans le centre de masse et la haute luminosité, ATLAS sera en mesure de tester les modèles existants autour de l'échelle de brisure de symétrie électrofaible, soit 1 TeV. Le premier objectif est de confirmer l'existence du boson de Higgs tel que décrit par le modèle standard de la physique des particules. Le détecteur ATLAS sera aussi en mesure d'étudier les modèles proposés au-delà du modèle standard. Un exemple est la supersymétrie. Dans ce modèle, on double le nombre de particules en donnant à chaque particule du modèle standard un partenaire supersymétrique ayant une différence de spin de $\frac{1}{2}$. Les superpartenaires ont des masses très élevées (de l'ordre du TeV) ce qui explique qu'ils

¹LHC : Large Hadron Collider

²CERN : Centre Européen pour la recherche nucléaire

³LEP : Large Electron-Positron collider

⁴ATLAS : A Toroidal LHC ApparatuS

n'aient pas encore été observés. Cependant, avec les énergies disponibles au LHC, il sera éventuellement possible de les détecter avec ATLAS. Avec la supersymétrie, il est possible d'expliquer le phénomène de la matière sombre et d'unifier tous les forces fondamentales (théorie de grande unification).

Une brève description du modèle standard est présentée dans ce chapitre avec emphase sur le boson de Higgs et les possibilités de sa détection ainsi qu'une description des systèmes de détection du détecteur ATLAS.

1.1 Physique à l'étude

Le modèle standard de la physique des particules décrit l'ensemble des particules observées expérimentalement ainsi que leurs interactions. Pour l'instant, trois des quatre forces fondamentales sont incluses adéquatement dans ce modèle : ce sont les forces forte, électromagnétique et faible. Une théorie quantique de la gravité reste à être formulée. Cette dernière force n'a pas été unifiée avec les trois autres.

D'abord, les composantes du modèle standard seront passées en revue. Cette section se conclura par les possibilités de découverte du boson de Higgs avec le détecteur ATLAS.

1.1.1 Composantes du modèle standard

Dans le cadre du modèle standard, les constituants fondamentaux de la matière visible sont des fermions (spin $\frac{1}{2}$) : les quarks et les leptons dont les caractéristiques se trouvent au tableau 1.1. Les interactions entre ces fermions sont médiées par des bosons de jauge (voir tableau 1.2).

Voyons d'abord les différentes interactions et leurs bosons de jauge associés :

- La force électromagnétique qui a une portée infinie agit sur la charge électrique et est transmise par le photon, particule électriquement neutre, de spin 1, sans masse. L'interaction entre le photon et les fermions est décrite par l'électrodynamique quantique (EDQ).
- La force faible agit sur la saveur des fermions. Elle a une courte portée et par conséquent est transmise par des bosons très massifs⁵ de spin 1 : W^+ , W^- et

⁵Ces bosons ont été observés expérimentalement au CERN avec les expériences UA1 et UA2 [5].

Leptons			
Q = -1		Q = 0	
Saveur	Masse	Saveur	Masse
e	511 keV/c ²	ν_e	< 3 eV/c ²
μ	106 MeV/c ²	ν_μ	< 190 keV/c ²
τ	1.777 GeV/c ²	ν_τ	< 18 MeV/c ²

Quarks			
Q = +2/3		Q = -1/3	
Saveur	Masse	Saveur	Masse
u	1.5-3.0 MeV/c ²	d	3-7 MeV/c ²
c	1.25±0.09 GeV/c ²	s	95±25 MeV/c ²
t	174.2±3.3 GeV/c ²	b	4.2±0.07 GeV/c ²

Tableau 1.1 – Caractéristiques des leptons et des quarks [4]. Signification des symboles : Q est la charge électrique, e →électron, μ →muon, τ →tau, $\nu_{e,\mu,\tau}$ →neutrino, u →up, d →down, c →charm, s →strange, t →top, b →bottom.

Force	Particules	Symbole	Masse	Q	Spin
Électromagnétique	Photon	γ	0	0	1
Forte	Gluons	g	0	0	1
Faible	Boson W	W^\pm	80.4 GeV/c ²	±1	1
	Boson Z ⁰	Z^0	91.2 GeV/c ²	0	1
Gravitationnelle	Graviton	G	?	0	2

Tableau 1.2 – Caractéristiques des médiateurs de force. La masse du graviton est inconnue mais étant donné la très grande portée de la force gravitationnelle, cette masse est probablement nulle.

Z^0 . Une théorie quantique unifiant les forces électromagnétique et faible est intégrée au modèle standard.

- La force forte agit quant à elle sur la couleur des quarks. La couleur (bleu, rouge, vert et les anti-couleurs correspondantes) a été introduite afin de permettre l'assemblage de trois quarks pour représenter les baryons en respectant le principe d'exclusion de Pauli. La force forte est médiée par huit gluons, particules de spin 1 sans masse, ni charge électrique, à qui on a attribué des couleurs. Il faut toujours que les quarks et les gluons soient combinés de sorte que les particules observées soient neutres en couleur. La chromodynamique quantique (CDQ) décrit l'interaction forte. La force forte et la force

électrofaible ont été unifiées.

- Une théorie quantique de la gravité n'est pas encore incluse dans un modèle standard unifié. En effet, le graviton, médiateur de la force gravitationnelle, a un spin 2, ce qui implique une structure mathématique différente des autres forces.

Revenons maintenant aux fermions. Ce sont les quarks qui, en s'assemblant via l'interaction forte de manière à neutraliser les couleurs, forment les hadrons observés expérimentalement. On distingue deux type de hadrons : les mésons qui sont formés d'un quark et d'un anti-quark (l'un portant une couleur, l'autre son anti-couleur) ; et les baryons qui sont formés de trois quarks (les trois couleurs sont combinées pour obtenir une particule neutre en couleur). Il existe trois familles de quarks et de leptons. Le saut entre familles est marqué d'une augmentation de la masse des particules (tableau 1.1). Par exemple, la mesure précise de la masse du quark t est encore un sujet d'actualité et fait partie des objectifs d'ATLAS bien qu'il ait été observé au collisionneur Tevatron de Fermilab par les expériences CDF et D0 [4].

1.1.2 Recherche du boson de Higgs

Pour que le modèle standard soit complet, il est nécessaire d'ajouter une particule : le boson de Higgs. C'est par leur interaction avec le boson de Higgs que les particules acquièrent leur masse (mécanisme de Higgs). La masse du Higgs lui-même est inconnue. La limite supérieure sur la masse du Higgs est $m_H \leq 1 \text{ TeV}/c^2$. Cette limite vient d'arguments théoriques (conservation d'unitarité). Les derniers résultats expérimentaux (LEP) pointent vers un boson de Higgs de masse $m_H \geq 114.4 \text{ GeV}/c^2$ [4].

Le boson de Higgs se désintègre via plusieurs canaux. La figure 1.1 montre la signifiante⁶ de signal attendu avec l'utilisation du détecteur ATLAS pour chaque canal de désintégration avec une luminosité intégrée de 30 fb^{-1} . On remarque que pour toutes les masses du Higgs, deux canaux se chevauchent. On remarque entre

⁶Signifiante : degré de confiance d'une hypothèse. Il existe plusieurs définitions de la signifiante. Dans le cas représenté ici, il s'agit du rapport du nombre d'événements de signal S sur la racine carrée du nombre d'événements de bruit de fond B , c'est-à-dire S/\sqrt{B} . Le bruit considéré pour la recherche du Higgs contient seulement la physique du modèle standard.

autres qu'à basse masse, la production associée, $t\bar{t}H$ ($H \rightarrow b\bar{b}$) est l'un des canaux donnant une signifiante supérieure à 5 déviations standards et donc, s'il y a effectivement un Higgs à $m_H \approx 114.5 \text{ GeV}/c^2$, le module pixel jouera un rôle très important dans sa détection en étiquetant les quarks b .

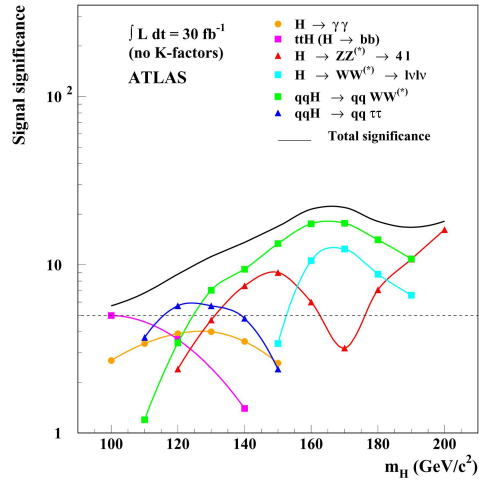


Figure 1.1 – Signifiante (S/\sqrt{B}) en unité de déviation standard des différents canaux de désintégration du boson de Higgs en fonction de sa masse [6]. Le bruit considéré dépend de chaque canal de désintégration et contient seulement la physique du modèle standard.

1.2 Systèmes de détection d'ATLAS

Le détecteur ATLAS est le plus grand détecteur construit au LHC. Il occupe un volume cylindrique de 25 m de diamètre par 46 m de long avec un poids approximatif de 7000 tonnes [2] (Fig. 1.2). Il est composé de plusieurs sous-systèmes de détection divisés en trois sections : détecteur interne, calorimètres et chambres à muons.

Le détecteur interne fait environ 2.2 m de diamètre par 7 m de long et contient trois détecteurs maintenus dans un champ magnétique de 2 T : le Pixel, le SCT⁷ et le TRT⁸. Le Pixel et le SCT utilisent des détecteurs au silicium. Pour le premier, les détecteurs sont à pixels tandis que pour le second les détecteurs sont des microbandes. Puisque cette thèse s'inscrit dans le cadre du détecteur Pixel, il sera décrit

⁷SCT : SemiConductor Tracker

⁸TRT : Transition Radiation Tracker

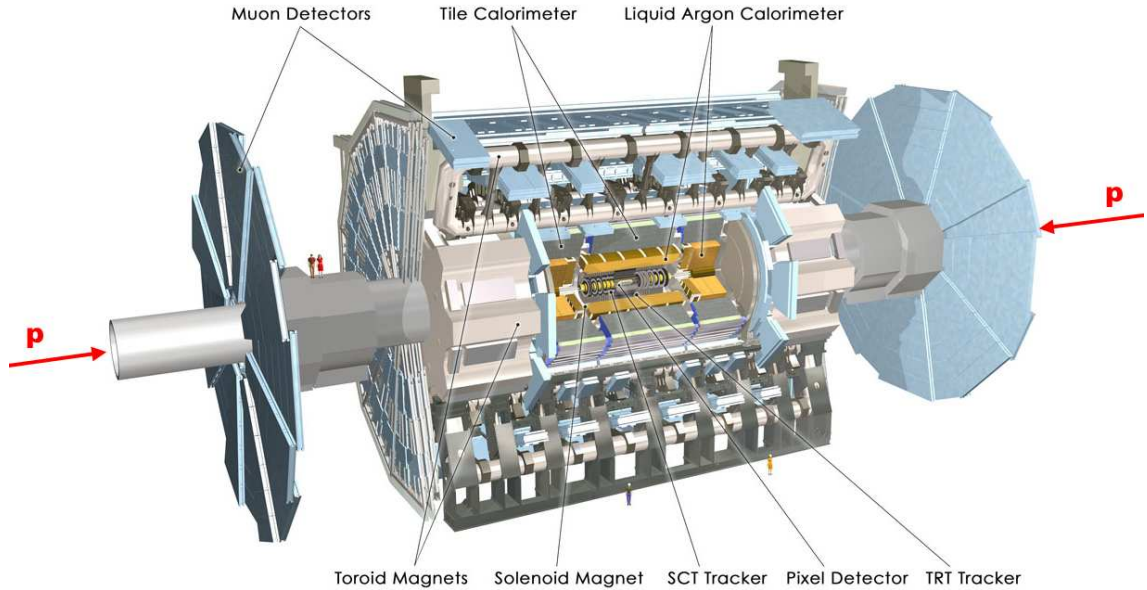


Figure 1.2 – Le détecteur ATLAS. Image modifiée, tirée de [7].

en détails à la section 1.2.1. Le SCT [8] utilise des modules avec deux détecteurs au silicium à microbandes mis dos-à-dos pour faire un quadrillé, donnant ainsi deux coordonnées pour la position de la particule. Il couvre un intervalle de pseudo-rapidité⁹ $-2.5 < \eta < 2.5$ avec une précision de $17 \mu\text{m}$ en $r - \phi$ ¹⁰, $580 \mu\text{m}$ en z . Le TRT [9] est composé de chambres à dérive. Il y a 370 000 tubes de 4 mm de diamètre en kapton recouvert d'une couche conductrice dans lesquels se trouve une anode de tungstène plaqué or. Ils sont remplis d'un gaz mélange de xénon (70%), dioxyde de carbone (27%) et oxygène (3%). La couverture en pseudo-rapidité est de $-2.0 < \eta < 2.0$. L'information en z n'est pas disponible avec le TRT. Par contre, sa résolution spatiale est de $130 \mu\text{m}$ en $r - \phi$.

Le calorimètre électromagnétique a pour but d'identifier et déterminer l'énergie d'électrons et de photons dans une gamme d'énergie allant de 2 GeV à 5 TeV [2]. La technologie choisie est un calorimètre à argon liquide avec un absorbeur de plomb en forme d'accordéon. Sa couverture en pseudo-rapidité est de $-3.2 < \eta < 3.2$ en incluant le baril et les bouchons (*electromagnetic end-caps*, EMEC). La résolution

⁹Pseudo-rapidité $\eta = -\ln[\tan(\theta/2)]$: L'angle θ se calcule par rapport à l'axe du faisceau qui est l'axe z .

¹⁰ r : distance par rapport à l'axe du faisceau, ϕ : angle dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau

des calorimètres en énergie est de $\sigma/E = 10\% \sqrt{GeV/E} + 0.3\%$ et la résolution angulaire de $\sigma_\theta = 53 \text{ mrad} \sqrt{GeV/E}$ [10].

Le calorimètre hadronique a une section à argon liquide et une section avec plaques de scintillateurs. La région centrale est couverte par des calorimètres à plaques scintillantes (plastique) entrecroisées de plaques absorbantes (fer). Un premier calorimètre couvre la région $-1 < \eta < 1$ (*TileCal*) et deux autres barils de calorimètres couvrent la région $0.8 < \eta < 1.7$ (*Extended TileCal*). Une résolution de $\sigma/E = 45\% \sqrt{GeV/E} + 1.5\%$ a été mesurée [10] pour les pions chargés. Les bouchons du calorimètre hadronique (*hadronic end-caps*, HEC) utilisent l'argon liquide avec des plaques absorbantes en cuivre. Ils occupent la région $1.5 < \eta < 3.2$. La résolution en énergie des bouchons du calorimètre est de $\sigma/E = 70\% \sqrt{GeV/E} + 6\%$ [10].

Dans la région avant ($3.1 < \eta < 4.9$), les calorimètres feront face à un flux de particules beaucoup plus élevé que dans les autres sections. Le calorimètre avant à argon liquide aura une section électromagnétique qui utilise le cuivre comme absorbeur et deux sections hadroniques utilisant le tungstène comme absorbeur.

Le spectromètre à muons est constitué de chambres à dérive MDT¹¹ et de chambres à bandes de cathodes CSC¹² avec des plaques résistives et chambres minces (*thin gap chambers*) pour le déclenchement [11]. Cet assemblage couvre une région de pseudo-rapacité de $-2.7 < \eta < 2.7$. Le but de ce spectromètre est de déterminer l'impulsion transverse des muons. Sa précision sur la mesure de l'impulsion transverse est de 2% à 100 GeV et de 10% à 1 TeV [11].

1.2.1 Pixel d'ATLAS

Le détecteur Pixel d'ATLAS [12] (Fig. 1.3) est le détecteur le plus près du point de collision. Il est composé de 80 millions de détecteurs pixels distribués sur trois barils et six disques (trois de chaque côtés des barils). L'unité de base pour ces barils et disques est le module (Fig. 1.4). Celui-ci qui fait environ $2 \text{ cm} \times 6 \text{ cm}$ possède 46 080 détecteurs au silicium de dimensions $50 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m} \times 250 \mu\text{m}$. Il faut 1456 modules pour les barils et 288 pour les disques pour un total d'environ 80

¹¹MDT : Monitored Drift Tubes

¹²CSC : Cathode Strip Chamber

millions de canaux de lecture. Les barils (barils B, 1 et 2) sont tous inclus dans un volume cylindrique d'environ 25 cm de diamètre par 40 cm de long. Le détecteur Pixel d'ATLAS couvre une région de pseudo-rapacité $-2.5 < \eta < 2.5$.

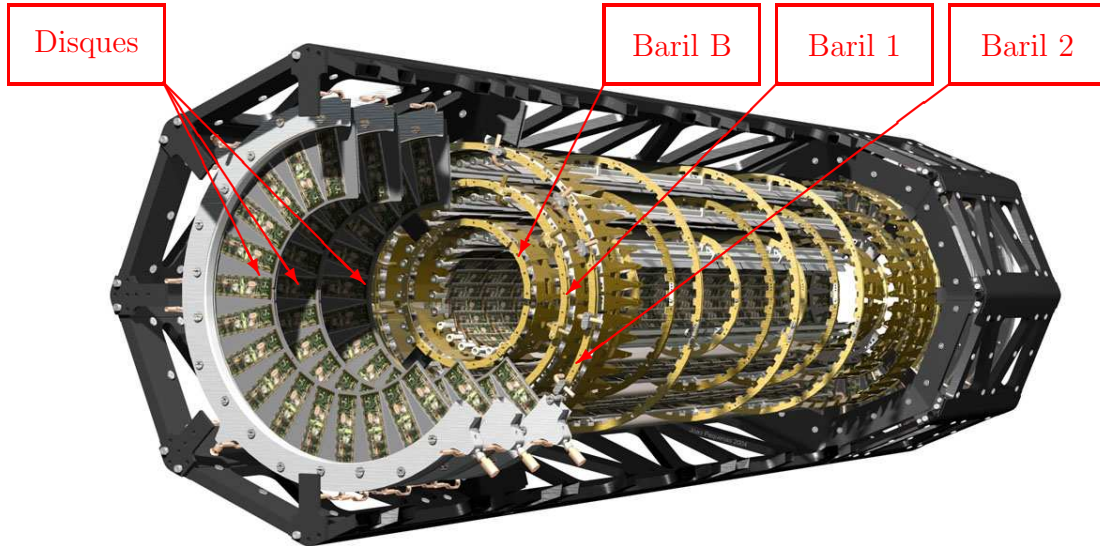


Figure 1.3 – Détecteur Pixel d'ATLAS. Image modifiée, tirée de [7].

Le module a plusieurs composantes, tel qu'illustré à la figure 1.4. La partie de l'assemblage qui comprend la partie sensible en silicium (*sensor*) qui est collée par des liens d'indium ou de soudure aux puces Front-End (*FES*) sera appelée Si-PIXEL dans la suite (voir aussi figure 2.1a). Cette partie a été utilisée pour les études d'irradiations neutrons présentées dans le chapitre 2. Au-dessus de la partie silicium se trouve le FLEX (voir aussi figure 2.1b), une circuiterie hybride montée sur une surface flexible de kapton. Le FLEX s'occupe de transmettre les signaux des détecteurs en plus de les mettre sous tension et de donner la puissance nécessaire pour les différents éléments du module.

Pour le premier baril (baril B) qui se trouve à 5 cm du faisceau, la fluence de particules attendue est de $\Phi = 10^{15} n_{eq} \text{cm}^{-2}$ en équivalent neutron de 1 MeV (n_{eq}) pour une durée d'opération d'ATLAS de 10 ans. Cette radiation aura plusieurs effets sur le fonctionnement des détecteurs au silicium : augmentation du courant de fuite, variation de la tension de désertion totale et inversion de type (voir chapitre 4). Afin de minimiser l'impact du rayonnement, quelques précautions ont été prises : les détecteurs pixellisés sont faits de silicium enrichi d'oxygène et ils

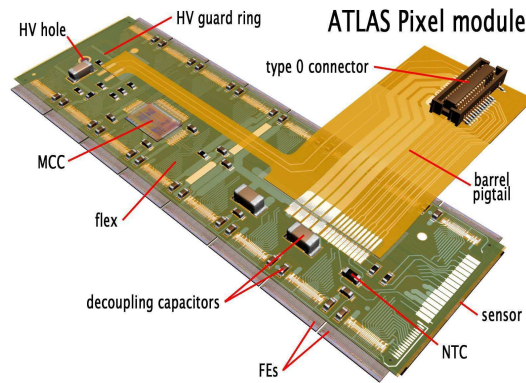


Figure 1.4 – Schéma d'un module de baril du détecteur Pixel d'ATLAS [12].

présentent l'électrode arrière aux particules issues des collisions proton-proton. De plus, ils sont refroidis à une température entre -5°C et -10°C [2].

Premièrement, en ayant des pixels au lieu de micro-bandes comme pour le SCT, le volume actif est diminué ce qui amoindrit l'influence d'un important courant de fuite volumique. La seconde justification pour la présence de pixels et non de micro-bandes de silicium si près du point de collision est la résolution spatiale obtenue ($12\ \mu\text{m}$ en $r - \phi$, $60\ \mu\text{m}$ en $r - z$) et la diminution du signal obtenu pour chacun des détecteurs. À si faible rayon, le nombre de particules issues des collisions par unité de surface est très élevé et les signaux des détecteurs seraient saturés par le dépôt d'énergie trop élevé fait par les particules dans le cas où la surface serait plus grande.

Pour diminuer la variation de tension de désertion totale, le silicium utilisé a subi un traitement durant sa production qui augmente sa concentration en oxygène. L'oxygène agit sur les défauts qui apparaissent dans la structure cristalline du silicium à la suite des collisions. Ceci sera décrit à la section 4.4.

Afin de diminuer l'impact de la variation de tension, on se sert du phénomène d'inversion de type, conséquence d'une grande irradiation (voir section 4.4). Pour de faibles irradiations, la zone de désertion s'agrandit à partir de la jonction $p^+ - n$ qui se trouve à l'électrode avant. À ces fluences d'irradiation, il est possible d'atteindre les conditions optimales d'opération du détecteur en ayant une zone de désertion correspondant aux dimensions physiques du détecteur. Au-delà d'une

certaine fluence, les détecteurs manufacturés en jonctions $p^+ - n - n^+$ agissent comme ayant une double jonction $p^+ - n - p - n^+$ (voir chapitre 6). La zone de désertion se développe alors à partir de l'électrode arrière ($p - n^+$). Pour de très fortes irradiations, il ne sera plus possible d'atteindre les conditions optimales d'opération (détecteur complètement déserté). Cependant, il restera une zone désertée à l'entrée des particules dans les détecteurs permettant leur détection, ces détecteurs présentant l'électrode arrière aux particules venant de la collision.

Une dernière mesure aide la gestion du dommage par radiation : les détecteurs sont refroidis, diminuant le courant de fuite qui dépend fortement de la température ambiante (section 4.4) et arrêtant la migration des défauts dans la structure cristalline qui créent des complexes accepteurs ou neutres qui modifient les caractéristiques intrinsèques des détecteurs.

Première partie

Activation dans le module Pixel d'ATLAS

Afin de pouvoir distinguer les événements de physique intéressants, il est important de bien identifier toutes les sources de bruit de fond. L'une d'entre elles, souvent négligée, vient de l'activation des matériaux constituant les détecteurs et leur électronique. Cette activation a lieu lorsque des particules, plus fréquemment les neutrons, pions et protons, entrent en collision avec un noyau modifiant son nombre ou sa masse atomique. Par exemple, les neutrons entrant en collision inélastique avec l'aluminium-27 peuvent créer l'isotope sodium-24 en éjectant une particule α . L'aluminium étant très présent dans les systèmes de détection au silicium, cette réaction peut avoir des conséquences adverses sur la qualité du signal de physique. En effet, le ^{24}Na se désintègre en émettant des photons et des électrons. Ceux-ci s'ajoutent donc aux particules venant des collisions, provoquant des signaux nuisibles c'est-à-dire du bruit de fond dans les détecteurs.

L'activation des matériaux dans les détecteurs pose un autre problème : lors de leur manipulation, soit pour leur remplacement ou pour leur entreposage, ces systèmes activés émettent de la radiation potentiellement dangereuse. À des fins de sécurité, on doit évaluer le taux de rayonnement venant des radio-isotopes.

La création de radio-isotopes ayant ainsi des effets notables, il faut donc prédire la nature et le nombre d'isotopes produits avant même que l'expérience ait lieu. La seule méthode disponible pour cette prédiction est la simulation par Monte Carlo. Une étude expérimentale d'activation permet une validation des simulations. Des éléments du module Pixel d'ATLAS ont donc été irradiés par deux faisceaux différents : des cascades hadroniques avec une distribution énergétique très large et un faisceau de neutrons rapides. Pour chacune des expériences, l'activité des radio-isotopes produits a été déterminée à l'aide de mesures spectroscopiques. Par la suite, ces deux expériences ont été réalisées par Monte Carlo avec le logiciel GEANT4. L'accord entre la mesure expérimentale et celle simulée donne l'incertitude sur la validité des simulations. Avec ces résultats, le bruit de fond et la dose attendus dans le Pixel d'ATLAS ont été extrapolés.

Chapitre 2

Expériences d'activation

Les expériences d'activation que nous avons réalisées se sont faites sur plusieurs échantillons du module Pixel. La figure 2.1 montrent les trois échantillons qui ont été étudiés : a) la partie sensible du module Pixel, citée en tant que SI-PIXEL par la suite, incluant les détecteurs au silicium et les puces de lecture (Front-End), b) l'électronique de lecture (appelée FLEX) et c) un module complet, que l'on désignera PIXEL, composé des deux parties mentionnées en a) et b) ainsi que l'électronique de sortie du signal et le support de carbone.

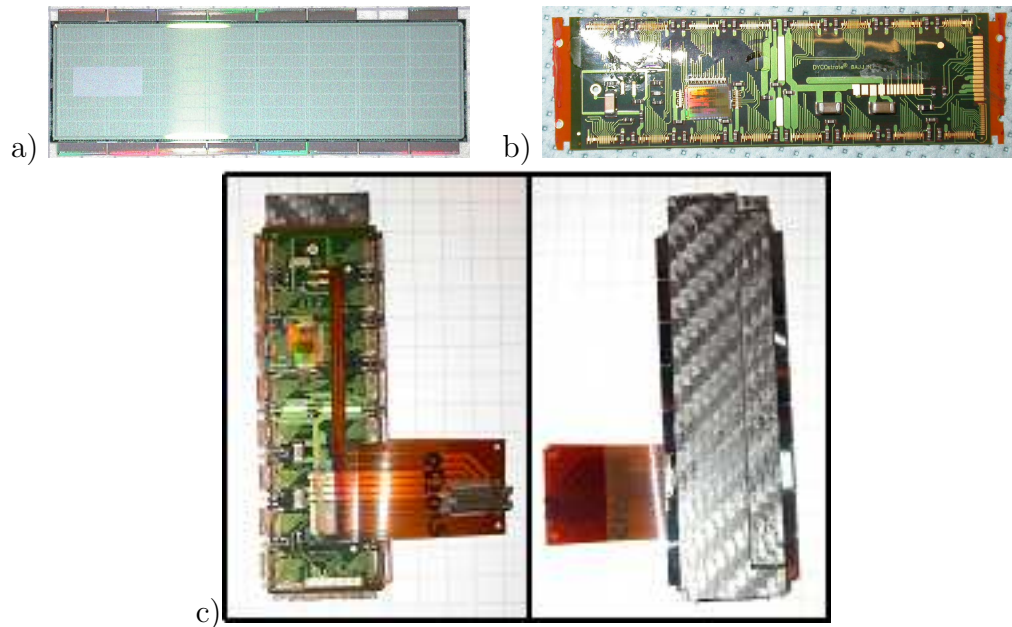


Figure 2.1 – a) SI-PIXEL : Partie sensible du module Pixel incluant les détecteurs au silicium et les puces de lecture (Front-End), b) FLEX : électronique de lecture et c) PIXEL : un module complet composé des deux parties mentionnées en a) et b) ainsi que l'électronique de sortie du signal et le support de carbone.

Les listes des matériaux composant les différentes parties du détecteur Pixel ont été fournies pour les éléments au numéro atomique élevé par la collaboration Pixel, informations obtenues de manufacturiers. Le tableau 2.1 donne des listes

pour différentes sections du Pixel d'ATLAS. La description du Baril B (Fig. 1.3) a été utilisée comme liste de base pour le PIXEL.

Élément	Z	Fraction massique (%)		
		Baril B	Disque	PP0
Magnésium	12	0.157	0	0
Aluminium	13	66.439	81.617	49.672
Titane	22	1.430	1.165	0
Chrome	24	2.548	0	0
Fer	26	6.031	0	0
Nickel	28	1.354	0.314	0
Cuivre	29	17.155	13.161	46.563
Molybdène	42	0.290	0	0
Ruthénium	44	0.009	0.008	0
Palladium	46	0.004	0.003	0
Argent	47	2.472	2.014	0
Indium	49	0.006	0.005	0
Étain	50	1.074	0.875	2.471
Or	79	0.036	0.029	0.001
Plomb	82	0.994	0.810	1.293

Tableau 2.1 – Listes fournies des matériaux présents dans le Pixel d'ATLAS pour le baril central (B), les disques et le PP0, une partie des services du Pixel. La liste du baril central a servi de référence.

L'expérience mettra en évidence que la description du tableau 2.1 est incomplète et que l'ajout des éléments légers et de quelques éléments lourds est nécessaire.

2.1 Faisceau hadronique mixte

La première expérience d'activation a eu lieu au CERN-EU high-energy Reference Field (CERF). Il s'agit d'une aire d'irradiation située sur le site de Prévessin du CERN. Le faisceau hadronique mixte incident vient de l'accélérateur Super Synchrotron à protons (SPS). À toutes les 16.8 sec, un paquet de hadrons chargés positivement, ayant une impulsion de 120 GeV/c, frappent la cible pendant 4.8 sec. Une chambre à ionisation de précision (PIC) enregistre la quantité de particules entrant dans l'aire expérimentale en notant le moment d'arrivée des paquets de particules. Pour chaque compte PIC, le nombre de particules atteignant la cible était 2.2×10^4 particules [13] contenant 60.7% de pions, 34.8% de protons et 4.5%

de kaons. Les dimensions du faisceau sont contrôlées par deux collimateurs situés en amont de la cible. Le faisceau, centré sur la cible, avait une forme rectangulaire avec 26.4 mm et 21.6 mm de largeur à mi-hauteur selon l'axe x et y, respectivement (Fig. 2.2).

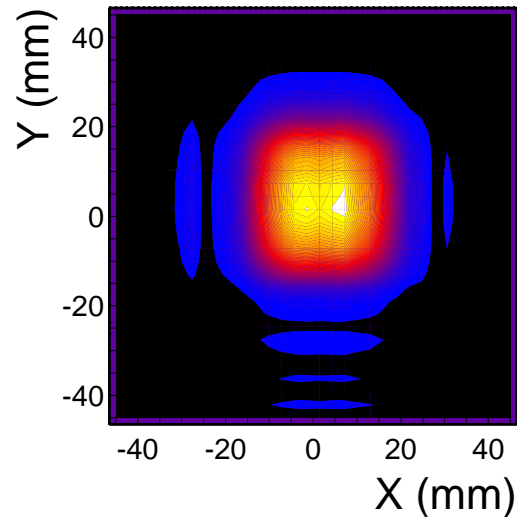


Figure 2.2 – Profil du faisceau incident sur la tranche de la cible de cuivre pour l'expérience d'activation au CERF.

La cible utilisée est un cylindre de cuivre de 7 cm de diamètre sur la tranche (orthogonalement au faisceau) et 50 cm de long dans la direction du faisceau (Fig. 2.3). Les échantillons étaient positionnés le long de la cible, centrés à 32.5 cm du point d'entrée du faisceau. Les parties du Pixel utilisées pour cette expérience d'activation étaient le PIXEL et le FLEX. Ils ont été irradiés séparément. Les particules pénétrant les modules venaient des cascades hadroniques créées dans la cible de cuivre. Ceci donne un échantillonnage intéressant de particules dont les énergies varient du keV au GeV. Malheureusement, la composition de ces cascades hadroniques n'est pas connue tant au niveau du type de particules que de leur énergie. On doit donc utiliser les logiciels de simulation tels que FLUKA [14] et GEANT4 [15] pour obtenir la description et le spectre en énergie des particules pénétrant les échantillons. L'étude dont les résultats sont rapportés ici a été effectuée avec GEANT4 et comparée avec les résultats obtenus pour une irradiation similaire avec FLUKA [16].

2.1.1 Cascades hadroniques

Le montage expérimental du CERF se trouve à la figure 2.3a) et tel qu'utilisé dans les simulations en b). Les détails de la simulation GEANT4 se trouvent au chapitre 3. Afin de caractériser le flux de particules pénétrant la cible, un demi-

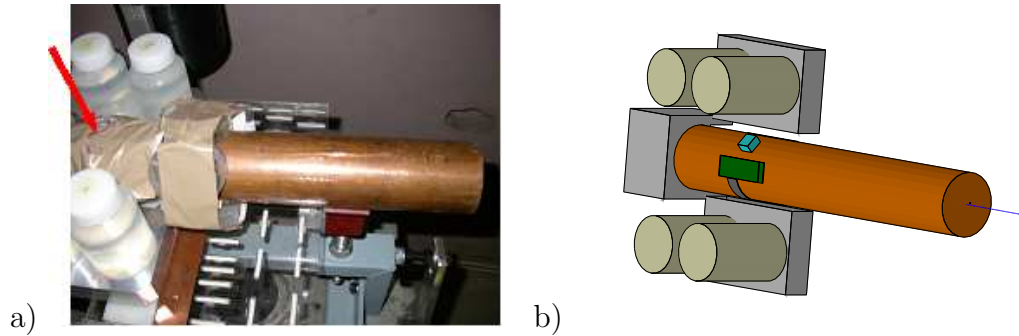


Figure 2.3 – Activation au CERF : a) montage réel, b) montage simulé. Dans le montage réel, le PIXEL se trouve sous le ruban adhésif avec un échantillon du SCT, visible dans le montage simulé (turquoise).

cylindre d'air (longueur et épaisseur du PIXEL) a été mis à la position du PIXEL.

En premier lieu, on justifie le choix de la position des échantillons. La figure 2.4 montre la fluence de particules à la surface du cylindre de cuivre selon la distance depuis le point d'entrée du faisceau. Les parties du Pixel ont été positionnées sur la cible à l'endroit où était attendu le maximum de la cascade hadronique selon les opérateurs du faisceau. Après simulation, on observe que les parties du Pixel ne se trouvent pas exactement à ce maximum. Le flux à l'extrémité du PIXEL et du FLEX la plus proche du point d'entrée du faisceau est à 95% du maximum et diminue à 85% à l'autre extrémité. On voit aussi que les photons constituent essentiellement la cascade, suivis des neutrons. En disséquant les cascades par tranches énergétiques $E \leq 1$ MeV, $1 \text{ MeV} < E \leq 10$ MeV, $10 \text{ MeV} < E \leq 100$ MeV, $100 \text{ MeV} < E \leq 500$ MeV et $E > 500$ MeV (voir résultats tableau 2.2), on observe que les photons n'ont globalement des contributions qu'à de très basses énergies. Les protons, pions et muons sont majoritairement présents à haute énergie. Quant aux neutrons, la majorité se trouve sous les 10 MeV, région donnant le plus de radio-isotopes.

D'après l'article [16] dans lequel se trouve une simulation FLUKA de l'irradiation d'un échantillon d'aluminium positionné environ au même endroit que l'échantillon PIXEL, le spectre énergétique des neutrons, protons et pions serait

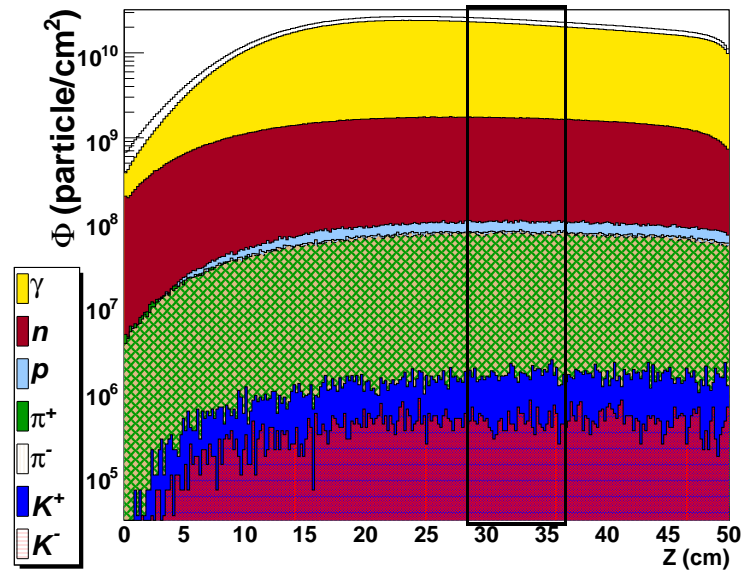


Figure 2.4 – Fluence de particules à la surface du cylindre de cuivre selon la distance dans l’axe du faisceau (z) depuis le point d’impact. Le rectangle représente la région couverte par les échantillons installés.

Particule	Intervalles d’énergie (MeV)				Φ (10^9 part/cm 2)
	[0, 10]	[10, 100]	[100, 500]	> 500	
Photon	96.8	3.0	0.2	0.0	762.87
Positron	43.2	50.0	6.4	0.3	5.31
Electron	68.0	28.7	3.2	0.2	10.81
Pion+	1.0	16.6	46.8	35.7	2.58
Pion-	1.2	16.1	48.1	34.6	2.75
Neutron	70.8	20.9	7.3	1.0	59.88
Proton	3.4	36.0	48.4	12.2	3.63
Muon-	2.7	29.6	48.3	19.4	0.01
Muon+	7.8	39.8	46.7	5.7	0.04

Tableau 2.2 – Distribution en énergie des particules venant de la cascade hadronique dans la cible de cuivre du CERF. Cette distribution a été obtenue par Monte Carlo (GEANT4) à la surface de la cible de cuivre au CERF, à la position des parties du module Pixel. Seules les particules les plus abondantes sont citées. Les colonnes 2 à 5 donnent le pourcentage de particules dans l’intervalle d’énergie par rapport au nombre total de particules de ce type. La dernière colonne donne la fluence totale accumulée sur le PIXEL.

tel qu’illustré à la figure 2.5a). Notre simulation GEANT4 donne les spectres de la figure 2.5b). On voit que les deux simulations sont globalement en accord.

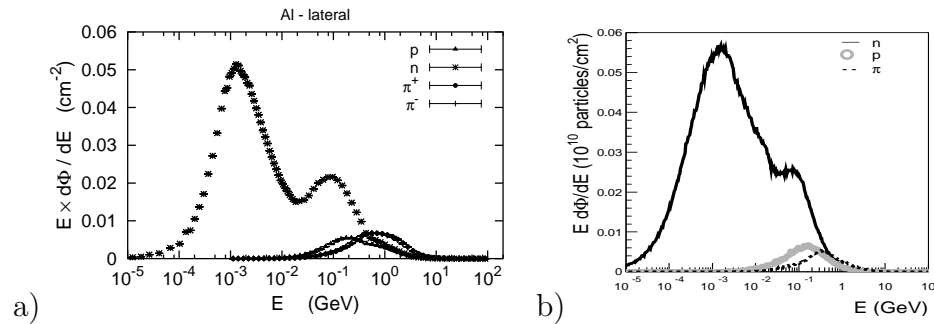


Figure 2.5 – Spectres énergétiques neutrons, protons et pions tel que simulés avec a) FLUKA (reproduit avec la permission de [16]) et b) GEANT4 à la surface de la cible de cuivre, à environ 33 cm du point d’entrée du faisceau dans la cible. Dans la figure a), les deux courbes de pions se chevauchent. Dans la figure b), les spectres des deux types de pions sont représentés par une seule courbe.

2.1.2 Procédure d’irradiation et mesures spectroscopiques

Deux échantillons ont été irradiés au CERF : un PIXEL et un FLEX. Le but d’irradier le FLEX seul était d’isoler la contribution de cette partie électronique présentant la plus grande incertitude quant à sa composition en matériaux.

La procédure d’irradiation se trouve au tableau 2.3. L’irradiation du PIXEL s’est

Φ (part/cm ²)	PIXEL			Φ (part/cm ²)	FLEX		
	t_a	t_d	t_m		t_a	t_d	t_m
1.5×10^{11}	2.0 h	22 min	30 min	1.3×10^{12}	28.4 h	61 min	30 min
5.5×10^{11}	67.7 h	1.3 h	3 h			4.5 h	3 h
8.7×10^{11}		17 h	3 h			32.0 h	3 h
		3.5 d	5.3 h			18.3 d	48 h
		11.8 d	63 h			80.9 d	48 h
			116.8 d	48 h			

Tableau 2.3 – Procédure d’irradiation et de mesures spectroscopiques des parties PIXEL et FLEX au CERF. La première colonne indique la fluence de particules traversant les modules. Les trois autres colonnes donnent t_a est le temps d’activation, t_d le temps de désintégration entre la fin de l’irradiation et le début de la mesure spectroscopique et t_m la durée de la mesure spectroscopique.

faite en plusieurs étapes entrecoupées de mesures spectroscopiques. Afin d’identifier les radio-isotopes avec une demi-vie très courte, le temps d’attente entre l’arrêt du faisceau et le début des mesures doit être minimisé. Le temps de 22 minutes représente le temps de transport des échantillons irradiés entre la zone d’irradiation

et le laboratoire de radio-protection où les mesures spectroscopiques ont été faites.

Les mesures spectroscopiques ont été réalisées avec un détecteur germanium de haute-pureté (HPGe). Ce détecteur de la compagnie Canberra [17] a une efficacité de détection de 60% à 1.33 MeV et un volume sensible de 245 cm³. Les données recueillies par ce détecteur sont disponibles sous forme de coups par canal. Il faut donc traduire l'information canal en énergie de photons. L'étalonnage du détecteur a été effectué par le personnel de la Division de la Commission de Sécurité du CERN. Un polynôme du second degré a été utilisé pour établir le lien entre l'énergie des photons incidents et le canal (Éq. 2.1) avec les paramètres d'ajustement a_0 , a_1 et a_2 .

$$E = a_0 + a_1 \cdot [\text{canal}] + a_2 \cdot [\text{canal}]^2 \quad (2.1)$$

La largeur à mi-hauteur (FWHM) de chacun des pics varie avec l'énergie selon l'équation 2.2 (b_0 et b_1 sont des paramètres d'ajustement).

$$FWHM = b_0 + b_1 \times E^{1/2} \quad (2.2)$$

L'efficacité ε du détecteur HPGe dépend de l'énergie des rayons gamma selon l'équation 2.3 qui utilise la fonction d'erreur complémentaire erfc et quatre paramètres d'ajustement (c_0 , c_1 , c_2 et c_3).

$$\varepsilon = \frac{1}{2} \text{erfc} [-c_0^2 (E - c_1)] \times 10^{c_2 + c_3 \log(E)} \quad (2.3)$$

En utilisant des logiciels d'analyse tels que GENIE2000[18] et GASPAN[19], on identifie les pics. L'aire sous chaque pic correspond au nombre N de photons émis pendant la mesure. L'activité \mathcal{A} d'un radio-isotope est extraite en connaissant la probabilité d'émission p des rayons gamma et l'efficacité ε du détecteur à l'énergie de ces rayons. L'équation 2.4 donne l'activité après le temps de désintégration t_d correspondant au début de la mesure spectroscopique d'une durée t_m .

$$\mathcal{A}(t_d) = \frac{\lambda N}{\varepsilon p [1 - \exp(-\lambda t_m)]} \quad (2.4)$$

De cette activité, on tire l'activité du radio-isotope à la fin de l'irradiation ayant

duré un temps t_a , appelé temps d'activation.

$$\mathcal{A}(t_a) = \mathcal{A}(t_d) e^{\lambda t_d} \quad (2.5)$$

2.1.3 Résultats expérimentaux

Les résultats de l'analyse expérimentale de l'activation des modules PIXEL et FLEX se trouvent dans les tableaux 2.4, 2.5 et 2.6 et tous les spectres se trouvent à l'annexe I. Avec cette analyse, on obtient des indications quant à la composition du PIXEL et du FLEX. Or, étant donné la diversité de réactions possibles des particules venant de la cascade hadronique avec les échantillons, il faudra confirmer les modifications à la liste de matériaux avec les résultats de l'activation par neutrons (section 2.2).

Penchons-nous tout d'abord sur le tableau 2.4. Deux des trois radio-isotopes les plus actifs sont légers : ^{27}Mg et ^{24}Na . Quelques réactions possibles pour créer ces radio-isotopes avec les éléments cités au tableau 2.1 sont : $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$, $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$ et $^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}$. Or, pour la simulation, un élément crucial du module pixel d'ATLAS n'est pas inclus dans la liste des matériaux fournis : le silicium. Certainement, la quantité de silicium présente dans le PIXEL est suffisante pour avoir des réactions nucléaires. La présence du silicium peut augmenter de manière significative la production de ^{27}Mg par les réactions : (γ,p) et (n,d) . De cette analyse à court terme, on voit aussi beaucoup d'isotopes venant de réactions avec le cuivre (^{61}Cu , ^{61}Co et ^{60}Cu) qui est abondant dans le module mais aussi d'isotopes venant de réactions avec l'indium, élément présent dans le lien unissant les détecteurs au silicium à leur électronique. Bien que l'indium soit présent seulement sous forme de trace dans le PIXEL, son activation est significative.

Les radio-isotopes à longues demi-vies créés dans le PIXEL sont rapportés au tableau 2.5. En observant la liste, on voit plusieurs isotopes de baryum et de césium. Ces isotopes proviennent entre autres de réactions avec le baryum qui n'est pas inclus dans la description initiale fournie par la collaboration Pixel (Tableau 2.1). La liste des matériaux pour la simulation devra donc être ajustée en conséquence. De par la présence de ^7Be , il serait justifié d'ajouter des éléments légers, tels que l'oxygène et le carbone, retrouvé entre autres dans le support et dans les bandes

	Demi-vie	\mathcal{A} (Bq)
^{27}Mg	9.46 m	130±13
^{61}Cu	3.33 h	37.5±6.3
^{24}Na	14.96 h	22.3±1.2
^{116}Sb	15.80 m	20.3±3.6
^{61}Co	1.65 h	8.35±0.83
^{60}Cu	23.70 m	7.2±1.9
^{56}Mn	2.58 h	5.89±0.80
^{110}In	4.90 h	5.49±0.95
^{44}Sc	3.93 h	3.94±0.72
^{121}I	2.12 h	3.15±0.90
^{108}In	58.00 m	2.57±0.70

Tableau 2.4 – Identification des radio-isotopes à demi-vies courtes dans le PIXEL. L'activité indiquée a été calculée pour la fin de l'irradiation correspondant à $\Phi = 1.5 \times 10^{11}$ particules/cm² en $t_a = 2.0$ heures.

de kapton.

	Demi-vie	\mathcal{A} (Bq)		Demi-vie	\mathcal{A} (Bq)
^{24}Na	14.96 h	45.8±1.0	^{51}Cr	27.70 d	0.50±0.11
^{44}Sc	3.93 h	18.8±4.2	^{203}Pb	51.87 h	0.46±0.09
^{135m}Ba	28.70 h	5.95±0.67	^{101m}Rh	4.34 d	0.37±0.08
^7Be	53.12 d	5.59±0.18	^{48}V	15.97 d	0.33±0.01
$^{196m2}\text{Au}$	9.60 h	3.73±0.57	^{195}Au	186.09 d	0.27±0.06
^{57}Ni	35.60 h	3.37±0.50	^{117m}Sn	13.60 d	0.21±0.03
^{133m}Ba	38.90 h	2.51±0.45	^{56}Co	77.27 d	0.17±0.01
^{198}Au	2.70 d	1.55±0.11	^{136}Cs	13.16 d	0.17±0.02
^{48}Sc	43.67 h	0.89±0.10	^{57}Co	271.79 d	0.16±0.01
^{44m}Sc	58.60 h	0.80±0.08	^{22}Na	2.60 a	0.13±0.02
^{58}Co	70.86 d	0.77±0.02	^{121}Te	16.78 d	0.11±0.02
^{111}In	2.80 d	0.73±0.04	^{46}Sc	83.79 d	0.08±0.02
^{52}Mn	5.59 d	0.70±0.03	^{54}Mn	312.30 d	0.05±0.01
^{131}Ba	11.50 d	0.51±0.04	^{60}Co	5.27 a	0.04±0.01
^{132}Cs	6.48 d	0.51±0.04			

Tableau 2.5 – Radio-isotopes produits lors de l'irradiation complète du PIXEL au CERF. Les activités spécifiées correspondent au temps de fin d'irradiation. La fluence accumulée était de $\Phi = 8.7 \times 10^{11}$ particules/cm² en $t_a = 67.7$ heures.

L'intérêt premier d'irradier le FLEX séparément est que l'on ignore le contenu réel en matériaux de celui-ci. À partir du tableau 2.6, on peut faire quelques déductions :

- Le FLEX contient du baryum puisque plusieurs isotopes de baryum et de césium sont présents.
- Il contient aussi du cuivre, de l'or, de l'aluminium, du nickel et du titane, éléments retrouvés dans les circuits électroniques.
- Le support de l'électronique étant en kapton, un mélange d'hydrogène, de carbone, d'azote et d'oxygène, on retrouve encore une fois le ^7Be .

	Demi-vie	\mathcal{A} (Bq)		Demi-vie	\mathcal{A} (Bq)
^{61}Co	1.65 h	22.4 ± 1.6	^{110}In	4.90 h	2.19 ± 0.52
^{52m}Mn	21.10 m	19.7 ± 7.5	^{131}Ba	11.50 d	1.7 ± 0.42
^{135m}Ba	28.70 h	16.2 ± 1.6	^{43}K	22.30 h	1.35 ± 0.36
^{44}Sc	3.93 h	13.0 ± 1.0	^{48}Sc	43.67 h	1.17 ± 0.27
^{56}Mn	2.58 h	10.6 ± 2.0	^{52}Mn	5.59 d	1.03 ± 0.18
^{129}Cs	32.06 h	7.05 ± 0.92	^{44m}Sc	58.60 h	1.03 ± 0.19
$^{196m2}\text{Au}$	9.60 h	4.88 ± 0.75	^{132}Cs	6.48 d	1.03 ± 0.12
^{127}Cs	6.25 h	4.82 ± 0.97	^{51}Cr	27.70 d	0.96 ± 0.30
^{41}Ar	1.82 h	4.43 ± 0.80	^7Be	53.12 d	0.83 ± 0.19
^{109}In	4.20 h	4.11 ± 0.48	^{58}Co	70.86 d	0.82 ± 0.08
^{117}In	43.20 m	3.96 ± 0.66	^{136}Cs	13.16 d	0.63 ± 0.13
^{24}Na	14.96 h	3.84 ± 0.59	^{48}V	43.67 h	0.31 ± 0.19
^{57}Ni	35.60 h	3.62 ± 0.64	^{56}Co	77.27 d	0.22 ± 0.03
^{104}Ag	69.20 m	2.98 ± 0.76	^{46}Sc	83.79 d	0.19 ± 0.05
^{116m}Sb	60.30 m	2.59 ± 0.75	^{54}Mn	312.30 d	0.10 ± 0.02
^{55}Co	17.53 h	2.40 ± 0.58			

Tableau 2.6 – Radio-isotopes produits lors de l'irradiation complète du FLEX au CERF. Les activités spécifiées correspondent au temps de fin d'irradiation. La fluence accumulée était de $\Phi = 1.3 \times 10^{12}$ particules/cm² en $t_a = 28.4$ heures.

L'irradiation au CERF a donc permis d'identifier des lacunes dans la description des matériaux contenus dans le module Pixel d'ATLAS. La complexité de son faisceau en contenu de type de particules et en domaine d'énergie à l'entrée dans les échantillons donnera une bonne indication de la précision de l'étude Monte Carlo qui sera exposée au chapitre suivant.

2.2 Faisceau de neutrons

La seconde expérience d'activation de parties du Pixel d'ATLAS s'est faite à l'institut NPI-ASCR¹. En utilisant un cyclotron, des deutérons accélérés à 18 MeV frappent une cible épaisse (8 mm) de béryllium donnant un faisceau de neutrons selon la réaction $d(18 \text{ MeV}) + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^{10}\text{B} + n + 4.3 \text{ MeV}$ [20]. Le spectre des neutrons se trouve à la figure 2.6. On voit que le spectre comprend des neutrons d'énergies intermédiaires (4 keV - 2.2 MeV) et des neutrons rapides (2.2 MeV à $\approx 20 \text{ MeV}$) [21] avec une énergie moyenne de 5.8 MeV (7.4 MeV pour les neutrons rapides).

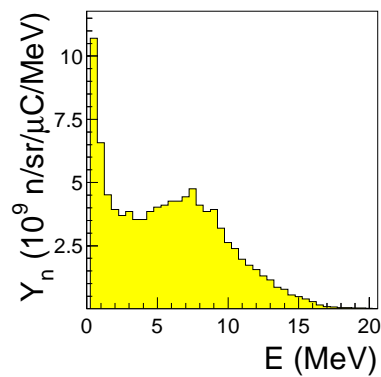


Figure 2.6 – Distribution Y_n en énergie des neutrons à la sortie de la cible de béryllium pour la réaction $d(18 \text{ MeV}) + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^{10}\text{B} + n + 4.3 \text{ MeV}$.

Les pièces, un SI-PIXEL et un FLEX, se trouvaient à 12.8 cm de la cible de béryllium, donnant une irradiation uniforme sur une région circulaire de 3 cm de rayon. Le montage expérimental est illustré à la figure 2.7. On voit que le faisceau de neutrons, qui vient de la gauche, entre d'abord dans le FLEX puis dans le SI-PIXEL. Les deux modules ont subi exactement la même séquence d'irradiation et ont été soumis séparément aux mesures spectroscopiques. Le détecteur HPGe était situé dans un local adjacent à la zone d'irradiation permettant une prise de mesure très rapide (temps de transport d'environ 2 minutes) suite à l'exposition aux neutrons. La première mesure de l'activité du SI-PIXEL s'est tenue avec un temps de désintégration de 4 minutes. Le tableau 2.7 résume la procédure d'irradiation ainsi que les conditions de mesures spectroscopiques pour cette expérience.

¹NPI-ASCR : Nuclear Physics Institute - Academy of Science of Czech Republic

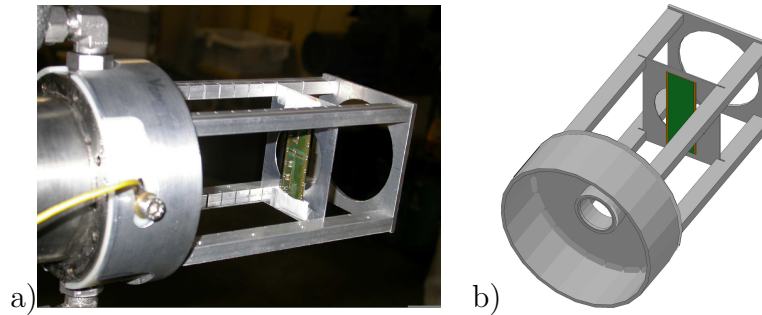


Figure 2.7 – Activation à l’institut NPI-ASCR : a) montage réel, b) montage simulé. Le faisceau de neutrons, qui vient de la gauche, entre d’abord dans le FLEX (vert) puis dans le Si-PIXEL (métallique).

2.2.1 Étalonnage des détecteurs HPGe

Deux détecteurs ont été utilisés pour l’étude d’activation par neutrons rapides. Le premier de Canberra [17] situé à proximité du cyclotron avait les caractéristiques suivantes : à 1.33 MeV, une efficacité de 50%, une largeur à mi-hauteur de 1.8 keV et un volume $\approx 200 \text{ cm}^3$. Les caractéristiques des détecteurs HPGe sont toujours données à 1.33 MeV, ce qui correspond à l’une des émissions γ spécifiques du ^{60}Co , isotope utilisé depuis longtemps dans les traitements de radiothérapie.

L’étalonnage de ce détecteur a été effectué avec trois sources radioactives : ^{88}Y (12.4 kBq), ^{60}Co (550.4 kBq) et ^{137}Cs (387.5 kBq). Ces sources donnent des rayons- γ à 898.0 et 1036.1 keV pour le ^{88}Y , 1332.5 et 1173.2 keV pour le ^{60}Co et 661.7 keV pour le ^{137}Cs . De plus, pour l’étalonnage en énergie, il y a toujours émission à 511 keV venant de l’annihilation des positrons présents lors de la création de paires des photons d’énergie supérieure à 1.02 MeV.

Le second détecteur de Princeton Gamma-Tech [22] utilisé à l’IEAP-CTU² avait un volume sensible de 94 cm^3 avec une efficacité relative de 20.6% et une largeur à mi-hauteur de 1.89 keV à 1.33 MeV. Son étalonnage en énergie et en efficacité a été fait avec deux sources radioactives : ^{152}Eu (453.0 kBq) avec émissions γ de 121.8, 344.3, 778.9, 964.1, 1085.8, 1112.1 et 1408.0 keV ; et ^{22}Na (96.0 kBq) avec une raie à 1274.5 keV. Il faut noter que ce détecteur avait une fenêtre en énergie qui ne dépassait pas 2.1 MeV, contrairement à celui utilisé lors des mesures à NPI-ASCR dont la fenêtre s’étendait jusqu’à 2.8 MeV. Ceci a pour conséquence que certaines

²IEAP-CTU : Institute of Experimental and Applied Physics - Czech Technical University

Φ (n/cm ²)	SI-PIXEL		FLEX	
	t_d	t_m	t_d	t_m
1×10^{13}	8 min	2 min	11 min	2 min
	13 min	4 min	18 min	4 min
	22 min	8 min	31 min	8 min
	40 min	16 min	57 min	16 min
	74 min	32 min	107 min	32 min
	2 h 22 min	60 min	3 h 35 min	60 min
6×10^{13}	2 h 14 min	2 h	4 h 15 min	2 h
	24 h 08 min*	5 h	29 h 16 min*	5 h
	46 h 41 min*	12 h	2 d 13 h 16 min*	12 h

Tableau 2.7 – Procédure d’irradiation et de mesures spectroscopiques du SI-PIXEL et du FLEX à l’institut NPI-ASCR. Les durées données correspondent au temps de désintégration t_d entre la fin de l’irradiation et le début de la mesure spectroscopique et à t_m , la durée de la mesure spectroscopique. Les temps d’activation étaient de $t_a = 2.5$ h pour 1×10^{13} n/cm² et $t_a = 22.5$ h pour 6×10^{13} n/cm². Les mesures notées (*) ont été faites à l’IEAP-CTU.

raies n’étaient pas visibles avec ce détecteur (par exemple, le ²⁴Na a une émission à 2754.03 keV).

2.2.2 Résultats expérimentaux

Les résultats de l’irradiation courte se trouvent au tableau 2.8 et les spectres se trouvent à l’annexe I. Cette irradiation confirme la présence de baryum dans le FLEX observée lors de l’irradiation par un faisceau hadronique mixte. Plusieurs isotopes à court temps de demi-vie ont pu être identifiés grâce à la proximité du détecteur HPGe. Parmi ces isotopes, on remarque la présence de ²⁷Mg, ²⁸Al et ²⁹Al qui viennent d’interactions des neutrons rapides avec le magnésium, l’aluminium et le silicium. Tous les isotopes identifiés lors de cette irradiation hormis le ⁵⁸Co ne présenteront aucune inquiétude quant à la manutention des éléments du Pixel puisque la période requise pour accéder à cette partie d’ATLAS est de plusieurs jours (au moins une semaine de temps d’attente obligatoire pour une intervention), ce qui est supérieur à dix demi-vies. Il faut par contre évaluer la contribution au bruit de fond des particules émises lors de leurs désintégrations.

Après la seconde étape d’irradiation ($\Phi = 6 \times 10^{13}$ n/cm², voir tableau 2.7),

	Demi-vie	SI-PIXEL	FLEX
²⁴ Na	14.96 h	1.19±0.09 kBq	0.52±0.13 kBq
²⁷ Mg	9.46 m	9.86±0.44 kBq	6.79±0.75 kBq
²⁸ Al	2.24 m	4.92±0.07 MBq	0.11±0.01 MBq
²⁹ Al	6.56 m	94.68±7.90 kBq	2.72±0.43 kBq
⁴⁸ Sc	43.67 h	23.57±7.70 Bq	0.27±0.03 kBq
⁵⁶ Mn	2.58 h		0.18±0.03 kBq
⁵⁸ Co	70.86 d		0.10±0.01 kBq
⁶² Co	1.50 m		2.58±0.31 MBq
^{62m} Co	13.91 m		1.10±0.18 kBq
⁶⁴ Cu	12.70 h		15.73±2.72 kBq
⁶⁵ Ni	2.52 h		3.10±0.27 kBq
^{116m} In	54.29 m	2.22±0.43 kBq	
^{137m} Ba	2.55 m		122.4±8.49 kBq

Tableau 2.8 – Activité des radio-isotopes produits dans le SI-PIXEL et le FLEX à NPI-ASCR à la fin de l’irradiation de $\Phi = 1 \times 10^{13}$ n/cm².

des mesures spectroscopiques ont été prises pour identifier les radio-isotopes à plus long temps de vie. Les résultats se trouvent au tableau 2.9. Ces identifications viennent confirmer que dans le cas de l’activation due aux neutrons, l’activité des radio-isotopes à demi-vie courte est plus importante. L’activité maximum obtenue avec ces mesures est de 52.3 kBq pour l’isotope ⁶⁴Cu dont la demi-vie est de 12.7 heures. On peut aussi remarquer qu’un autre isotope de baryum a été observé.

Le nombre d’isotopes identifiés par cette dernière irradiation étant très faible, on utilisera seulement les résultats de l’irradiation courte pour la comparaison avec la simulation.

	Demi-vie	SI-PIXEL	FLEX
²⁴ Na	14.96 h	3.62±0.10 kBq	1.83±0.08 kBq
⁴⁸ Sc	43.67 h	35.6±5.29 Bq	1.16±0.04 kBq
⁵⁶ Mn	2.58 h		0.26±0.04 kBq
⁵⁸ Co	70.86 d		0.62±0.01 kBq
⁶⁴ Cu	12.70 h		52.3±5.89 kBq
^{116m} In	54.29 m	4.29±0.34 kBq	
^{135m} Ba	28.70 h		12.7±0.74 kBq

Tableau 2.9 – Activité des radio-isotopes produits dans le SI-PIXEL et le FLEX à NPI-ASCR à la fin de l’irradiation de $\Phi = 6 \times 10^{13}$ n/cm².

L'irradiation par neutrons seulement a permis d'estimer la quantité de baryum dans le FLEX. Dans la table 2.10, les réactions nucléaires possibles pour la production des radio-isotopes sont citées. En prenant la section efficace moyenne de production [23] pondérée par la distribution en énergie des neutrons (Fig. 2.6) et par l'abondance naturelle des isotopes-mères, on peut déterminer quelle quantité de chacun des éléments est requise pour obtenir l'activité décelée à la fin de l'irradiation. On ne peut qu'estimer la quantité d'un élément que s'il s'agit du seul parent possible pour un radio-isotope, tel que pour le ^{137m}Ba . Avec cette méthode, on trouve qu'il faut environ 0.04 g de baryum dans le FLEX, soit 6.7% de sa masse totale.

$^{24}\text{Na} \rightarrow ^{24}\text{Mg}^* + e + \nu_e$	$Q_\beta = 5515.78\text{keV}$		$t_{1/2} = 14.96\text{h}$	$^{24}\text{Mg}(\text{n,p}), ^{27}\text{Al}(\text{n},\alpha)$
$^{24}\text{Mg}^* \rightarrow ^{24}\text{Mg} + \gamma$	1368.63keV	100.00%	2754.03keV	99.94%
$^{27}\text{Mg} \rightarrow ^{27}\text{Al}^* + e + \nu_e$	$Q_\beta = 2610.33\text{keV}$		$t_{1/2} = 9.46\text{m}$	$^{26}\text{Mg}(\text{n},\gamma), ^{27}\text{Al}(\text{n,p}), ^{30}\text{Si}(\text{n},\alpha)$
$^{27}\text{Al}^* \rightarrow ^{27}\text{Al} + \gamma$	843.74keV	71.80%	1014.42keV	28.00%
$^{28}\text{Al} \rightarrow ^{28}\text{Si}^* + e + \nu_e$	$Q_\beta = 4642.24\text{keV}$		$t_{1/2} = 2.24\text{m}$	$^{27}\text{Al}(\text{n},\gamma), ^{28}\text{Si}(\text{n,p}), ^{29}\text{Si}(\text{n,np})$
$^{28}\text{Si}^* \rightarrow ^{28}\text{Si} + \gamma$	1778.97keV	100.00%		
$^{29}\text{Al} \rightarrow ^{29}\text{Si}^* + e + \nu_e$	$Q_\beta = 3679.50\text{keV}$		$t_{1/2} = 6.56\text{m}$	$^{29}\text{Si}(\text{n,p}), ^{30}\text{Si}(\text{n,np})$
$^{29}\text{Si}^* \rightarrow ^{29}\text{Si} + \gamma$	1273.37keV	90.60%		
$^{48}\text{Sc} \rightarrow ^{48}\text{Ti}^* + e + \nu_e$	$Q_\beta = 3994.00\text{keV}$		$t_{1/2} = 43.67\text{h}$	$^{48}\text{Ti}(\text{n,p}), ^{49}\text{Ti}(\text{n,np}), ^{50}\text{Ti}(\text{n,t})$
$^{48}\text{Ti}^* \rightarrow ^{48}\text{Ti} + \gamma$	983.52keV	100.10%	1312.10keV	100.10%
$^{56}\text{Mn} \rightarrow ^{56}\text{Fe}^* + e + \nu_e$	$Q_\beta = 3695.50\text{keV}$		$t_{1/2} = 2.56\text{h}$	$^{56}\text{Fe}(\text{n,p}), ^{57}\text{Fe}(\text{n,np})$
$^{56}\text{Fe}^* \rightarrow ^{56}\text{Fe} + \gamma$	846.77keV	98.90%	1810.77keV	27.2%
$^{58}\text{Co} + e \rightarrow ^{58}\text{Fe}^* + \nu_e$	$Q_{EC} = 2307.40\text{keV}$		$t_{1/2} = 70.86\text{d}$	$^{58}\text{Ni}(\text{n,p})$
$^{58}\text{Fe}^* \rightarrow ^{58}\text{Fe} + \gamma$	810.78keV	99.00%		
$^{62}\text{Co} \rightarrow ^{62}\text{Ni}^* + e + \nu_e$	$Q_\beta = 5315.00\text{keV}$		$t_{1/2} = 1.50\text{m}$	$^{62}\text{Ni}(\text{n,p}), ^{65}\text{Cu}(\text{n},\alpha)$
$^{62}\text{Ni}^* \rightarrow ^{62}\text{Ni} + \gamma$	1172.90keV	84.00%	2301.80keV	14.70%
$^{62m}\text{Co} \rightarrow ^{62}\text{Ni}^* + e + \nu_e$	$Q_\beta = 5315.00\text{keV}$		$t_{1/2} = 13.91\text{m}$	$^{62}\text{Ni}(\text{n,p}), ^{65}\text{Cu}(\text{n},\alpha)$
$^{62}\text{Ni}^* \rightarrow ^{62}\text{Ni} + \gamma$	1172.90keV	98.00%	1163.40keV	68.00%
$^{64}\text{Cu} + e \rightarrow ^{64}\text{Ni}^* + e + \nu_e$	$Q_{EC} = 1675.10\text{keV}$		$t_{1/2} = 12.70\text{h}$	$^{63}\text{Cu}(\text{n},\gamma), ^{65}\text{Cu}(\text{n},2\text{n})$
$^{64}\text{Ni}^* \rightarrow ^{64}\text{Ni} + \gamma$	1345.84keV	0.47%		
$^{65}\text{Ni} \rightarrow ^{65}\text{Cu}^* + e + \nu_e$	$Q_\beta = 2137.10\text{keV}$		$t_{1/2} = 2.52\text{h}$	$^{64}\text{Ni}(\text{n},\gamma), ^{65}\text{Cu}(\text{n,p})$
$^{65}\text{Cu}^* \rightarrow ^{65}\text{Cu} + \gamma$	1481.84keV	24.00%	1115.55keV	15.43%
$^{116m}\text{In} \rightarrow ^{116}\text{In} + e + \nu_e + \gamma$	$Q_\beta = 3275.00\text{keV}$		$t_{1/2} = 54.29\text{m}$	$^{115}\text{In}(\text{n},\gamma), ^{116}\text{Sn}(\text{n,p}), ^{117}\text{Sn}(\text{n,np})$
$^{135m}\text{Ba} \rightarrow ^{135}\text{Ba} + \gamma$	268.2keV	15.6%	$t_{1/2} = 28.7\text{h}$	$^{136}\text{Ba}(\text{n},\gamma), ^{135}\text{Ba}(\text{n,n}'), ^{136}\text{Ba}(\text{n},2\text{n})$
$^{137m}\text{Ba} \rightarrow ^{137}\text{Ba} + \gamma$	661.66keV	90.11%	$t_{1/2} = 2.55\text{m}$	$^{136}\text{Ba}(\text{n},\gamma), ^{137}\text{Ba}(\text{n,n}'), ^{138}\text{Ba}(\text{n},2\text{n})$

Tableau 2.10 – Caractéristique des isotopes radioactifs décelés dans les parties SI-PIXEL et FLEX irradiés par des neutrons au cyclotron de NPI-ASCR. À partir de la gauche, les chaînes de désintégrations avec leurs valeurs Q sont inscrites avec les principales raies d'émissions γ et leurs probabilités [24]. Ensuite, les réactions de production des radio-isotopes possibles par des neutrons sont citées.

Chapitre 3

Évaluation de l'activation du module Pixel d'ATLAS

Les simulations faites pour le détecteur ATLAS se doivent d'utiliser le logiciel GEANT4 [15] par décision de la collaboration ATLAS. Le programme d'évaluation de l'activation présenté dans ce chapitre remplit donc deux objectifs :

1. Estimation de l'activation des différentes parties du détecteur Pixel d'ATLAS durant et après les prises de données avec pour but d'estimer la contribution au bruit de fond venant des radio-isotopes et de s'assurer de la sécurité des manipulations possibles du détecteur ou de ses parties.
2. Vérification de l'efficacité de GEANT4 à prédire cette activation

3.1 Simulation

Les simulations ont été faites avec GEANT4 version 7.01.p01 [15]. Les deux cas étudiés expérimentalement (faisceau hadronique mixte au CERF et neutrons rapides à NPI-ASCR) nécessitaient l'utilisation de deux listes de physique hadronique différentes dans GEANT4 (toutes les autres listes de physique étaient identiques). Pour le cas du faisceau mixte, la liste LHEP_BERT a été utilisée et dans le cas des neutrons, la liste LHEP_BIC a été sélectionnée. Ces deux listes de physique hadronique se servent de paramétrisations pour les interactions entre hadrons de haute et basse énergie. La différence se situe dans la paramétrisation des cascades : BERT réfère aux cascades de Bertini tandis que BIC réfère aux cascades binaires [25]. Dans les cascades de Bertini, les noyaux sont traités comme un milieu qui s'excite après chacune des collisions alors que pour les cascades binaires, les hadrons interagissent via une série de collisions à deux corps dans les noyaux. Ces listes ont été prises car elles donnaient le plus grand nombre de radio-isotopes produits dans les matériaux et équipements irradiés par les particules présentes dans chacun des faisceaux des deux expériences.

Pour le cas du faisceau hadronique mixte, les particules venant du faisceau ont été simulées pénétrant dans la cible de cuivre épaisse. La simulation envoyait

simultanément dans la cible un mélange de pions, protons et kaons correspondant à la description du faisceau du CERF (voir section 2.1). L'expérience a d'abord été recréée par simulation avec le plus de détails possibles (Fig. 2.3b). Afin d'obtenir une meilleure statistique pour les radio-isotopes produits, une géométrie simple a été utilisée (Fig. 3.1) : la cible de cuivre et un matériau correspondant au PIXEL ou au FLEX, ayant la même longueur et épaisseur que l'échantillon réel, était enroulé autour de la cible à la bonne position. Grâce à l'épaisseur de la cible de cuivre, on obtient de cette manière une statistique de simulation dix fois plus élevée.

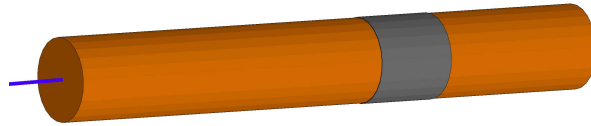


Figure 3.1 – Géométrie simplifiée de la simulation de l'expérience faite au CERF (faisceau hadronique mixte). Le matériau correspondant au PIXEL et au FLEX est enroulé autour de la cible de cuivre pour accroître la statistique de simulation.

Pour le cas du faisceau de neutrons rapides, on s'est servi directement des neutrons sans passer par la réaction $d+Be$ qui ralentissait inutilement la simulation. Une source de neutrons avec la même composition en énergie que celle illustrée à la figure 2.6 a été simulée émettant isotropiquement. Cette source était positionnée au centre de la sortie de la cible de béryllium. Le SI-PIXEL était placé plus loin de la source de neutrons que le FLEX pour reproduire les conditions expérimentales (Fig. 2.7).

Lors de chacune des simulations, plusieurs informations étaient conservées telles que la position à l'intérieur des échantillons de tous les isotopes créés et le temps de vie des isotopes. La position des isotopes a principalement servi à s'assurer que la simulation conservait bien uniquement les isotopes créés dans les échantillons irradiés.

Le calcul de l'activité en fonction du temps $\mathcal{A}(t)$ est direct puisque la simulation donne comme résultat la nature et la quantité des radio-isotopes créés. Il suffit d'utiliser l'équation 3.1 dans laquelle l'activité dépend de la constante de désintégration du radio-isotope λ , du nombre d'isotope N et du temps de

création t_0 .

$$\mathcal{A}(t) = \lambda N(t_0) e^{-\lambda(t-t_0)} \quad (3.1)$$

Les sources d'incertitude sur l'activité simulée viendront de l'incertitude sur le temps de création du radio-isotope et de celle sur le nombre de particules simulées. Le processus de création des radio-isotopes étant aléatoire, la simulation ne peut pas donner une distribution temporelle exacte de t_0 correspondant à la réalité de l'expérience. Pour éviter cette source d'incertitude, on utilise la variation d'activité en fonction du temps d'irradiation tel que décrit à l'équation 3.2 [26], avec \mathcal{A}_{sat} l'activité de saturation : activité maximale atteinte lorsque la production de radio-isotopes compense exactement la désintégration de ces radio-isotopes. Cette activité dépend de la section efficace de production, de l'intensité du faisceau et du nombre d'atome parent.

$$\mathcal{A}(t_{irr}) = \mathcal{A}_{sat} (1 - e^{-\lambda t_{irr}}) \quad (3.2)$$

Étant donné le nombre élevé de processus de création, on utilise l'équation 3.3 pour évaluer la valeur moyenne d'activité pour un temps $t > t_{irr}$. Cette équation tient compte du nombre d'isotopes créés N_c , du nombre de particules simulées N_{sim} et du nombre de particules correspondant à l'expérience N_r (particules sur la cible de cuivre dans le cas du faisceau hadronique mixte et neutrons frappant les échantillons dans le cas des neutrons rapides).

$$\mathcal{A}(t) = \frac{N_c}{t_{irr}} \frac{N_r}{N_{sim}} (1 - e^{-\lambda t_{irr}}) e^{-\lambda(t-t_{irr})} \quad (3.3)$$

L'incertitude statistique sur le nombre moyen d'isotopes créés σ_s ne dépend que des incertitudes sur N_c (σ_c) et N_{sim} (σ_{sim}) puisque les autres paramètres sont indépendants de la simulation. Ces erreurs sont additionnées quadratiquement selon l'équation 3.4.

$$\sigma_s = N_r e^{-\lambda(t-t_0)} \sqrt{\left(\frac{\sigma_c}{N_{sim}}\right)^2 + \left(\frac{N_c}{N_{sim}^2} \sigma_{sim}\right)^2} \quad (3.4)$$

L'incertitude temporelle quant à elle sera prise en considération en calculant \mathcal{A}_{max} , l'activité maximale obtenue si tous les isotopes étaient créés à la toute fin de l'irradiation et \mathcal{A}_{min} , l'activité minimale correspondant à un temps de création au début de l'irradiation. On trouvera les valeurs de \mathcal{A}_{min} et \mathcal{A}_{max} et on y ajoutera

l'incertitude sur l'activité venant de l'incertitude statistique de l'équation 3.4.

3.2 Importance de la liste de matériaux

La liste des matériaux qui se trouve au tableau 2.1, reprise à la colonne *Originale* du tableau 3.1, est visiblement incomplète puisque le silicium n'est pas inclus. Les premières simulations ont tout de même été tentées avec cette liste. Ensuite, plusieurs essais de modification de cette liste pour inclure les éléments manquants (Si, C, O, ...) ont été faits et inclus dans les simulations et des résultats se trouvent dans cette section. L'échantillon PIXEL contenant le plus d'éléments du détecteur Pixel d'ATLAS a été simulé avec la liste originale. Pour les autres parties (FLEX et SI-PIXEL), on s'est servi de la description du PIXEL comme point de départ, répartissant les éléments entre les deux. Les éléments non-abondants (traces), tels que le ruthénium, ont été répartis également en conservant les fractions massiques dans les deux parties. Ensuite les éléments plus abondants ont été distribués selon la composition apparente des parties, par exemple : davantage de silicium pour le SI-PIXEL, davantage de cuivre dans les circuits du FLEX. Les détails se trouvent à la section 3.2.2.

3.2.1 PIXEL sous faisceau hadronique mixte

La figure 3.2 démontre qu'environ 40% des isotopes observés expérimentalement ne sont pas reproduits par la simulation en utilisant la liste originale des matériaux (tableau 3.1). Il est à noter que sur ces figures, seuls les isotopes trouvés par l'analyse expérimentale sont comparés avec les résultats de simulation. Plusieurs autres radio-isotopes sont produits et identifiables par la simulation. Celle-ci donne entre autres les émetteurs β qui n'ont pas de composantes photon dans l'intervalle d'énergies accessibles par les mesures avec les détecteurs HPGe utilisés dans l'expérience.

Tel que noté au chapitre précédent, la figure 3.2 démontre clairement que la liste des matériaux doit être révisée. Premièrement, plusieurs éléments légers doivent être ajoutés tels que le silicium, le carbone, l'oxygène et l'azote. Ces trois derniers, en plus d'être présents dans quelques composantes électroniques, forment le kapton,

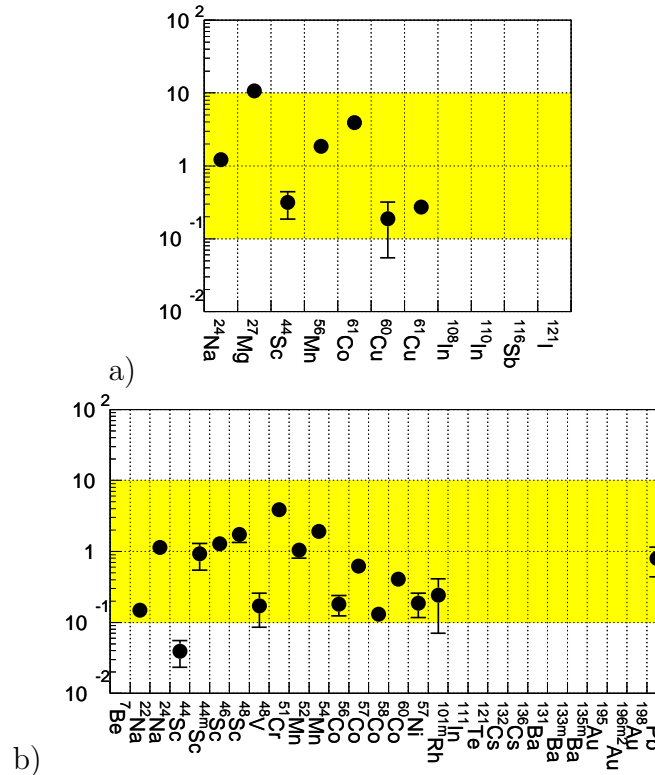


Figure 3.2 – Rapport entre les activités simulées et les activités expérimentales pour l’irradiation a) courte ($\Phi = 1.5 \times 10^{11}$ part/cm², $t_a=2$ h, voir tableau 2.3) et b) longue ($\Phi = 8.7 \times 10^{11}$ part/cm², $t_a=68$ h, voir tableau 2.3) du PIXEL. La liste des matériaux originale (tableau 3.1) a été utilisée pour cette simulation.

support du FLEX. Dans le PIXEL, on voit aussi un support de carbone qui n’est pas pris en compte dans la liste originale. Les éléments légers modifieront le type d’interactions observées : par exemple, les neutrons transféreront plus d’énergie à ces éléments, réduisant l’énergie des neutrons continuant dans le reste des échantillons, augmentant la section efficace de collisions inélastiques menant à la production de radio-isotopes. Prenant en compte la présence de kapton et de détecteurs au silicium, la liste *A* a été montée pour inclure ces différents éléments (voir tableau 3.1). Les résultats sont présentés à la figure 3.3a-b.

On peut voir que plusieurs radio-isotopes sont maintenant présents comparativement aux résultats obtenus avec la liste originale. En particulier, on remarque que pour l’irradiation courte (Fig. 3.3a) tous les isotopes sont apparus lors de la simulation. Dans le cas de la longue irradiation (Fig. 3.3b), environ 30% des isotopes manquent toujours. Une explication partielle est l’absence de baryum dans

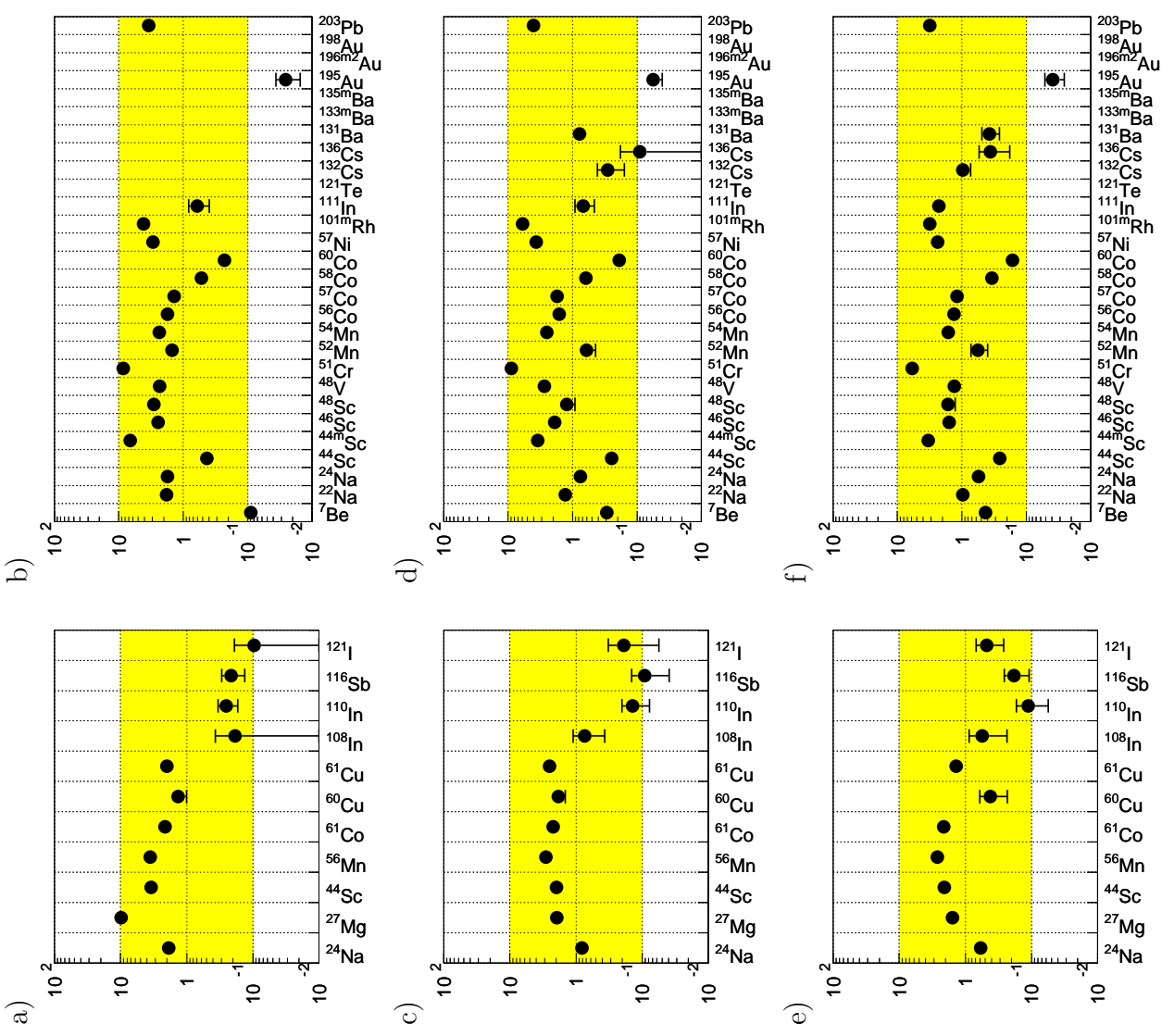


Figure 3.3 – Rapport entre les activités simulées et les activités expérimentales pour l'irradiation a,c,e) courte ($\Phi = 1.5 \times 10^{11}$ part/cm², $t_a = 2$ h, voir tableau 2.3) et b,d,f) longue ($\Phi = 8.7 \times 10^{11}$ part/cm², $t_a = 68$ h, voir tableau 2.3) du PIXEL. Les listes des matériaux a-b) A, c-d) B et e-f) C (tableau 3.1) ont été utilisées pour ces simulations.

la description du PIXEL qui ajoute des isotopes de césium et de baryum. Une seconde liste incluant le baryum a donc été incluse dans la simulation (Liste B). À la figure 3.3c-d, on voit que quelques isotopes de césium et de baryum ressortent de la

	Originale	A	B	C
H	0.00	20.55	20.28	11.30
C	0.00	537.10	529.90	2664.30
N	0.00	162.60	160.42	89.40
O	0.00	56.93	56.17	31.30
Mg	8.43	6.37	6.28	3.50
Al	3567.39	256.46	253.02	141.00
Si	0.00	3037.63	2996.88	1670.10
Ti	76.80	58.20	57.42	32.00
Cr	128.08	103.67	102.28	57.00
Fe	315.84	245.36	242.07	134.90
Ni	71.41	15.64	15.43	8.60
Cu	921.12	657.33	648.51	361.40
Mo	15.21	6.37	6.28	3.50
Ru	0.50	0.36	0.36	0.20
Pd	0.19	0.18	0.18	0.10
Ag	132.75	100.58	99.23	55.30
In	0.32	0.18	0.18	0.10
Sn	57.68	43.65	43.07	24.00
Ba	0.00	0.00	71.78	40.00
Au	1.92	1.46	1.44	0.80
Pb	1.92	40.38	39.84	22.20

Tableau 3.1 – Listes des matériaux (en poids) utilisées pour les simulations du PIXEL sous faisceau hadronique mixte. Tous les poids sont donnés en mg.

simulation. Il manque encore environ 20% des isotopes observés expérimentalement lors de l'irradiation longue.

Une dernière liste pour le PIXEL a été constituée (Liste *C*) pour tenir compte du volume du support de carbone. Augmentant de deux ordres de grandeur la quantité de carbone dans cette partie du pixel, les résultats de la figure 3.3e-f ont été obtenus. Même si la quantité de silicium a considérablement diminué, elle comprend toujours la quantité de silicium constituant les détecteurs et un peu plus pour les traces trouvées dans les autres éléments des circuits imprimés. Cette modification de la quantité de carbone améliore la réponse de la simulation face aux résultats expérimentaux.

- On peut déjà tirer quelques conclusions à propos de la simulation GEANT4 :
- En jouant avec la liste des matériaux présents dans le module PIXEL, on peut reproduire la plupart des activités trouvées expérimentalement avec une précision d'un ordre de grandeur.
 - Certains radio-isotopes ne sont pas produits par la simulation, entre autres ^{135m}Ba , $^{196m2}\text{Au}$ et ^{133m}Ba qui avaient des activités non-négligeables lors des mesures avec les détecteurs HPGe.

3.2.2 Si-PIXEL et FLEX sous irradiation neutron

Pour les irradiations neutron, encore une fois plusieurs listes de matériaux ont été utilisées. Les résultats sont présentées à la figure 3.4 pour le Si-PIXEL et le FLEX. La liste des matériaux utilisés se trouvent au tableau 3.2.

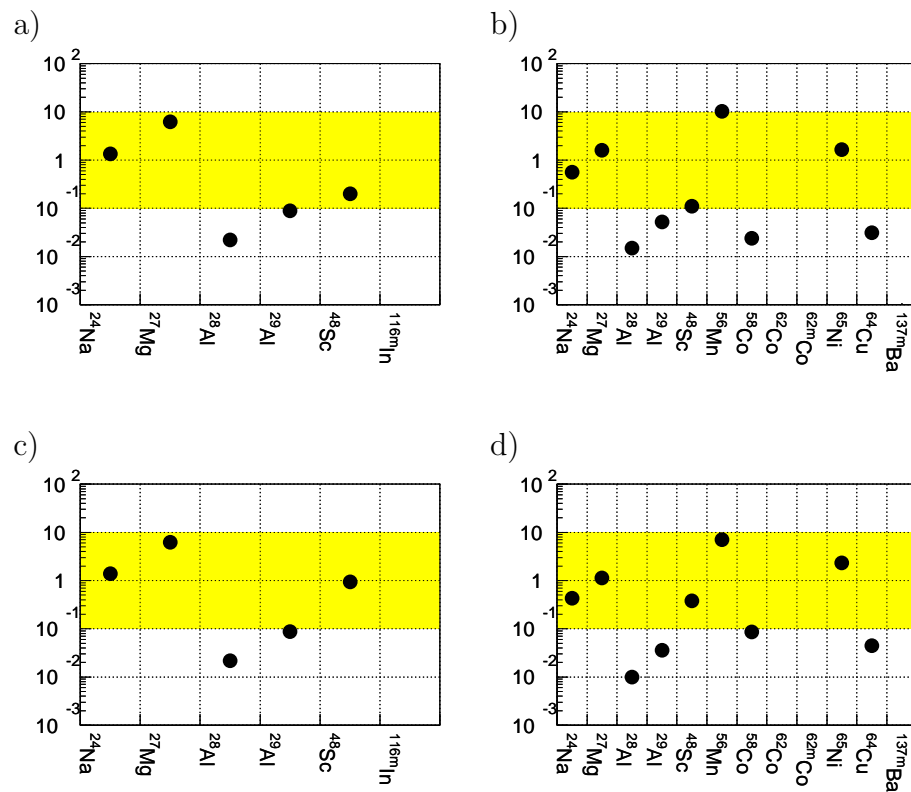


Figure 3.4 – Rapport entre les activités simulées et les activités expérimentales pour l'irradiation neutrons ($\Phi = 1 \times 10^{13}$ n/cm², $t_a=2.5$ h, voir tableau 2.7) du a,c) Si-PIXEL et du b,d) FLEX. Les listes des matériaux a-b) 1 et c-d) 2 (tableau 3.2) ont été utilisées pour ces simulations.

	Listes 1		Listes 2	
	SI-PIXEL	FLEX	SI-PIXEL	FLEX
H	0.00	5.64	0.00	3.97
C	0.00	147.93	0.00	104.17
N	0.00	15.68	0.00	11.04
O	0.00	44.79	0.00	31.54
Mg	0.24	1.58	0.24	1.11
Al	79.67	13.48	78.76	9.49
Si	1142.86	16.73	1129.74	11.78
Ti	2.22	14.36	11.00	50.58
Cr	3.71	23.96	3.67	16.87
Fe	9.15	59.08	9.04	41.60
Ni	0.60	3.88	2.97	13.65
Cu	0.00	181.04	0.00	254.99
Mo	0.24	1.58	0.24	1.11
Ru	0.01	0.09	0.01	0.07
Pd	0.01	0.04	0.01	0.03
Ag	3.85	24.83	3.80	17.49
In	0.07	0.01	0.09	0.00
Sn	13.37	2.40	16.52	0.00
Ba	4.89	31.56	4.83	22.22
Au	0.06	0.36	0.05	0.25
Pb	1.55	9.98	1.53	7.03

Tableau 3.2 – Listes des matériaux (en poids) utilisées pour les simulations du SI-PIXEL et du FLEX. Tous les poids sont donnés en mg.

Les deux listes sont très similaires avec des différences plus marquées pour le titane (facteur 5), responsable de la création d’isotopes de scandium, et de cuivre (augmentation de 50%) qui donne davantage d’isotopes de cobalt et de cuivre. On remarque que l’isotope ^{116m}In n’est pas produit du tout par la simulation alors que sa présence dans l’échantillon SI-PIXEL était clairement mesurée : lors de sa désintégration, ce radio-isotope émet plusieurs photons et on observait jusqu’à six rayons gamma qui lui étaient attribuables (Fig. I.7b-c). Même en augmentant la quantité d’étain dans cet échantillon, matériau responsable de sa création, aucun radio-isotope de ^{116m}In ne ressort de la simulation. Autre grand absent, le ^{137m}Ba qui, malgré la quantité de baryum dans le FLEX, n’apparaît toujours pas, quoique prédit par un calcul rudimentaire utilisant les sections efficaces expérimentales disponibles [23].

On voit aussi que le ^{62m}Co n'est pas reproduit par la simulation. Par conséquent, l'activité du ^{62}Co est sous-estimée puisque l'isotope isomère se désintègre par désexcitation et contribue à la production de ^{62}Co .

Avec cette simulation, on peut ajouter quelques conclusions à propos de la simulation GEANT4 :

- La liste des matériaux ajustée permet de reproduire les isotopes observés expérimentalement, cette fois-ci avec un peu moins de précision, encore d'un ordre de grandeur. Les réactions neutrons sont donc moins bien reproduites comparativement au faisceau mixte.
- On doit ajouter à la liste des radio-isotopes non-produits par la simulation le ^{62m}Co , le ^{116m}In et le ^{137m}Ba .

3.2.3 FLEX sous faisceau hadronique mixte

On peut maintenant regarder la réponse simulée du FLEX sous faisceau hadronique mixte en utilisant les listes des matériaux de la section 3.2.2 pour le faisceau de neutrons (tableau 3.2). Tel que vu à la figure 3.5, on trouve que les isotopes de $^{196m2}\text{Au}$ et ^{137}Cs (lié à la présence de baryum) ne sont pas produits.

Suite à toutes ces vérifications, on conclut que la simulation GEANT4 de l'activation des différentes parties du Pixel a une précision qui n'est pas meilleure qu'un ordre de grandeur sur les activités. Plusieurs isotopes ne sont pas produits, surtout des isotopes isomères. Ce sont les isotopes : ^{62m}Co , ^{116m}In , ^{133m}Ba , ^{135m}Ba , ^{137m}Ba , ^{137}Cs et $^{196m2}\text{Au}$.

On se servira tout de même des résultats de la simulation afin de prédire un bruit de fond dans les détecteurs à pixels d'ATLAS et de la dose après un an d'opération au LHC. L'expérience ne donne que les radio-isotopes émettant des photons dans une plage d'énergie déterminée. La simulation quant à elle donne tous les radio-isotopes, y compris les émetteurs β . On peut donc connaître tous les isotopes en se servant de la simulation.

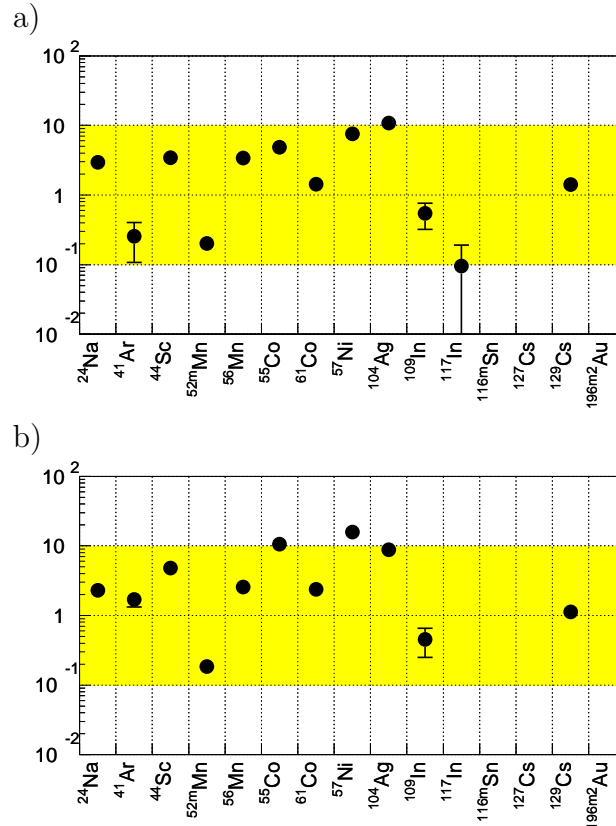


Figure 3.5 – Rapport entre les activités simulées et les activités expérimentales pour l’irradiation sous faisceau hadronique mixte du FLEX ($\Phi = 1.3 \times 10^{12}$ part/cm², $t_a=28.4$ h, voir tableau 2.3). Les listes des matériaux a) 1 et b) 2 (tableau 3.2) ont été utilisées pour ces simulations.

3.3 Estimation de la contribution au bruit de fond dans le Pixel d’ATLAS

Tous les résultats mentionnés jusqu’ici ne font état que d’un seul module du détecteur Pixel. Lors de leur utilisation au LHC, ces modules ne seront pas isolés. Il faut donc considérer l’interaction des particules émises lors des désintégrations avec les modules adjacents. Afin de calculer la contribution des radio-isotopes au bruit de fond dans ATLAS par activation du Pixel, on utilise un modèle simpliste de la géométrie des barils du Pixel (voir figure 3.6). La contribution principale au bruit de fond dans un détecteur du Pixel viendra de la désintégration des radio-isotopes dans le module où se trouve ce détecteur. En particulier, on peut démontrer en utilisant les pouvoirs d’arrêt sur les particules chargées que les électrons et positrons

émis lors de désintégrations de radio-isotopes ont des énergies trop petites pour passer à travers tout le matériel du module et aller déposer de l'énergie dans des modules éloignés. Par contre, dans le cas des photons, on doit se servir des facteurs d'atténuation μ pour déterminer le nombre de photons qui se rendront à un module particulier et le nombre d'entre eux qui interagiront et déposeront de l'énergie par l'entremise des électrons. C'est cette probabilité d'interaction qui fait en sorte que les photons émis lors de désintégrations causeront du bruit dans plus d'un module.

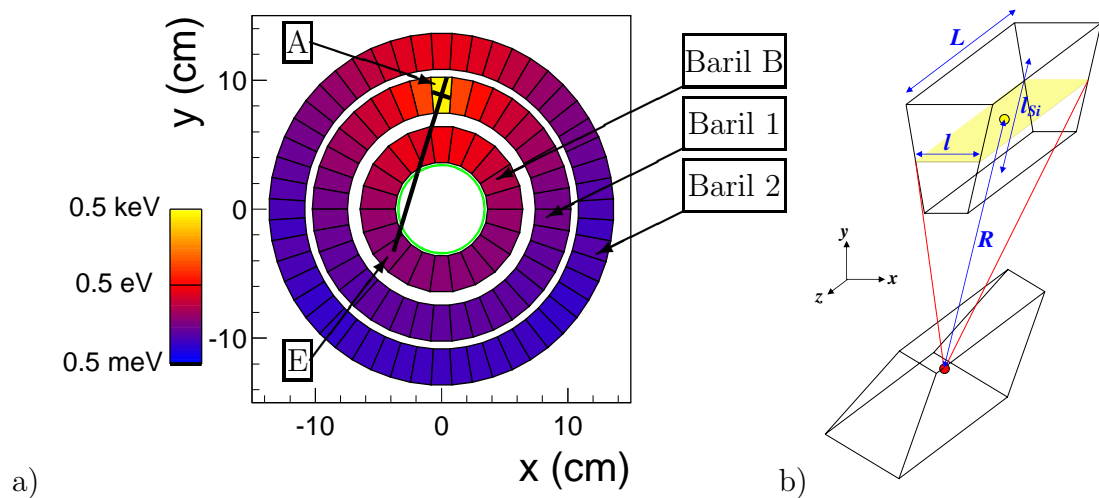


Figure 3.6 – a) Coupe transversale d'un modèle simpliste des barils du pixel. Les couleurs indiquent la contribution des différents modules à l'énergie déposée par pixel par seconde par les interactions de photons dans le module jaune. Les lignes grasses démontrent le trajet considéré du centre d'un module émetteur (E) au centre du module absorbeur (A). Dans cette coupe, l'axe z (axe du faisceau est perpendiculaire à la feuille). b) Schéma en trois dimensions présentant l'épaisseur l_{Si} du module absorbeur traversée par les photons, la largeur l et la longueur L du module absorbeur ainsi que le rayon R séparant les centres du module absorbeur et émetteur utilisés pour le calcul de l'angle solide.

Pour estimer la contribution au bruit de fond venant des radio-isotopes, on pose d'abord que la contribution majeure vient des modules situés à la même position en z sur le baril. On considère aussi que les modules sont entièrement faits de silicium (pour le nombre atomique et la densité effectifs) pour calculer l'atténuation et le pouvoir d'arrêt. En tenant compte du câblage et des supports, les modules auront une épaisseur effective de 2.8 cm. On pose que les isotopes sont tous positionnés au centre des modules.

Ensuite, il faut déterminer les épaisseurs des différents matériaux traversés ($x_{Si,B,air}$ respectivement pour les épaisseurs de silicium, bore et air traversées). En plus du silicium, on prend en compte le tuyau de bore (chambre à vide où passe le faisceau) situé au centre du Pixel d'ATLAS et les couches d'air. On fixe une épaisseur moyenne l_{Si} (Fig. 3.6b) traversée dans le module en tirant une ligne droite entre le centre du module d'où vient le rayonnement (module émetteur, module E dans la figure 3.6) et le centre du module considéré (module absorbeur, module A dans la figure 3.6) et en calculant la distance entre l'entrée et la sortie du module absorbeur.

Finalement, pour la fraction d'angle solide couverte par le module A , on prend la longueur L du module le long de l'axe du faisceau (axe z). Ensuite, on détermine la largeur l en tirant une droite perpendiculaire à celle passant par le centre des deux modules (modules A et E , figure 3.6). La fraction d'angle solide sera donc le rapport de l'aire définie par L et l et de l'aire de la sphère de rayon R égal à la distance centre-à-centre des deux modules (Fig. 3.6b).

L'énergie déposée $E_{dep,\gamma}$ dans un module A par photon émis d'un module E est donnée par l'équation 3.5.

$$E_{dep,\gamma} = E_{moy} e^{-\mu_{Si} x_{Si}} e^{-\mu_B x_B} e^{-\mu_{air} x_{air}} (1 - e^{-\mu_{Si} l_{Si}}) \frac{lL}{4\pi R^2} \quad (3.5)$$

Pour l'atténuation, les coefficients d'absorption $\mu_{Si,B,air}$ (respectivement pour les coefficients dans le silicium, le bore et l'air) des photons ont été tirés de [27], l'énergie moyenne transférée E_{moy} par les photons aux électrons de [28] et les pouvoirs d'arrêt S électrons de [29].

Pour extraire l'énergie déposée par seconde par pixel venant de la désintégration des radio-isotopes créés par les neutrons rapides, on utilise l'équation 3.6, sommée sur tous les modules et sur toutes les particules de désintégration. Dans cette équation, on se sert des énergies déposées par les photons $E_{dep,\gamma}$ et par les électrons $E_{dep,\beta}$, de la probabilité d'émission p de la particule lors de la désintégration de l'isotope d'activité \mathcal{A} et des flux ϕ expérimentaux et attendus ϕ_{ATLAS} dans ATLAS.

$$E_{dep} = (E_{dep,\gamma} + E_{dep,\beta}) p \mathcal{A} \frac{\phi_{ATLAS}}{\phi} \quad (3.6)$$

Pour faire ce calcul, on ne peut pas utiliser les résultats du CERF (faisceau hadronique mixte) à cause de la diversité des particules contribuant à la création d'isotopes radioactifs. Il faudrait comparer individuellement le flux de chaque type de particules présent dans l'expérience du CERF avec le flux correspondant dans ATLAS en associant à ce type de particules la création de radio-isotopes spécifiques. Or, plusieurs réactions sont possibles pour obtenir chacun des isotopes trouvés suite à l'irradiation au CERF. Il n'est donc pas possible d'associer des quantités de radio-isotopes produits à chaque type de particules individuellement.

L'irradiation avec les neutrons rapides effectuée à l'institut NPI-ASCR peut par contre être utilisée puisque seuls les neutrons sont responsables de la création des radio-isotopes et que l'on connaît ϕ et ϕ_{ATLAS} [21]. De plus, l'énergie moyenne attendue des neutrons pour ATLAS est de 1 MeV, ce qui tombe dans la catégorie des neutrons rapides. On se servira donc des résultats de l'irradiation neutron. À titre d'exemple, les listes de matériaux 1 seront utilisées pour le SI-PIXEL et le FLEX du tableau 3.2. Les résultats obtenus avec l'une ou l'autre des listes donnent des résultats similaires. On considère que les modules sont faits de SI-PIXEL et FLEX pour calculer l'activité \mathcal{A} de l'équation 3.6. Selon [21], le flux de neutrons rapides (entre 2 et 20 MeV) est d'environ $\phi = 1 \times 10^6$ n/cm²/sec pour le baril B, $\phi = 8 \times 10^5$ n/cm²/sec pour le baril 1 et $\phi = 6 \times 10^5$ n/cm²/sec pour le baril 2 (voir Fig. 3.6 pour le positionnement des différents barils).

On obtient donc les énergies déposées du tableau 3.3. En posant un seuil de déclenchement à 10 keV¹, un pixel par module des barils B et 1 notera un événement par deux secondes, et par trois secondes dans le cas du baril 2. Si on considère que le temps entre les collisions dans ATLAS est de 25 nsec, il y aura un pixel qui déclenchera sur ce bruit de fond sur 80 millions de rencontres de faisceaux (baril B et 1) ou sur 120 millions de rencontres (baril 2). On peut donc affirmer que ce bruit de fond sera négligeable. Il faut cependant se rappeler que ce bruit de fond correspond aux particules émises lors de la désintégration de radio-isotopes produits par l'interaction des neutrons rapides seulement avec les différentes parties du Pixel d'ATLAS.

¹L'énergie de déclenchement de 10 keV est un choix guidé par les résultats présentés au chapitre 7 qui traite de détecteurs à pixels au silicium et pour lesquels le seuil est à 8 keV. Pour un seuil plus élevé, la contribution au bruit de fond n'en sera que réduite.

	$E_{dep,\gamma}$ (keV/sec/pixel)	$E_{dep,\beta}$ (keV/sec/pixel)	E_{dep} (keV/sec/pixel)
Baril B	0.42	5.38	5.80
Baril 1	0.33	4.24	4.57
Baril 2	0.25	3.15	3.40

Tableau 3.3 – Énergie déposée par seconde par pixel selon la position du module dans les barils.

3.4 Dose

On traduit l'activité en dose D en utilisant les équations suivantes [30] :

Pour les émetteurs β :

$$D(\mu\text{Sv/h}) = 10 \frac{\mathcal{A}(\text{MBq})}{[d(m)]^2}$$

Pour les émetteurs γ :

$$D(\mu\text{Sv/h}) = \frac{1}{7.9} \sum_i p_i E_i(\text{MeV}) \cdot \frac{\mathcal{A}(\text{MBq})}{[d(m)]^2}$$

avec d , la distance source-point d'observation, p_i , la probabilité d'une désintégration spécifique, \mathcal{A} l'activité du radio-isotope, et E_i , l'énergie des photons émis.

Au CERN, les limites du tableau 3.4 doivent être observées.

Pour la radiation γ	Pour la radiation β
Zone non-contrôlée : $< 0.5\mu\text{Sv/h}$	Mains, avant-bras, pieds et chevilles :
Zone contrôlée : $< 7.5\mu\text{Sv/h}$	$< 500\text{mSv/year}$ et $< 250\mu\text{Sv/h}$
Zone simple contrôlée : $< 100\mu\text{Sv/h}$	Peau : $< 300\text{mSv/an}$ et $< 150\mu\text{Sv/h}$
Dose maximale :	Yeux : $< 150\text{mSv/an}$ et $< 75\mu\text{Sv/h}$
15 mSv/an et 4 mSv/mois	

Tableau 3.4 – Limites de dose admises par le CERN.

Les doses ont été calculées pour une période d'opération du LHC de 100 jours et un temps de désintégration allant jusqu'à 30 jours. Les résultats sont illustrés à la figure 3.7 pour un point situé au centre des barils. On observe que la dose β est beaucoup plus élevée que la dose γ mais reste de l'ordre du $\mu\text{Sv/h}$, correspondant à une dose bien inférieure à la dose limite imposée par le CERN. Pour les photons, à l'intérieur d'une période d'un jour, on tombe dans la catégorie de zone non-

contrôlée.

On peut aussi regarder la répartition spatiale de la dose entre les barils de modules Pixel (Fig. 3.8). On ne peut calculer la dose dans les modules eux-mêmes puisque la dose est calculée à une distance d de l'isotope (à la position de l'isotope, la dose est infinie), ce qui explique les espaces vides de la figure 3.8.

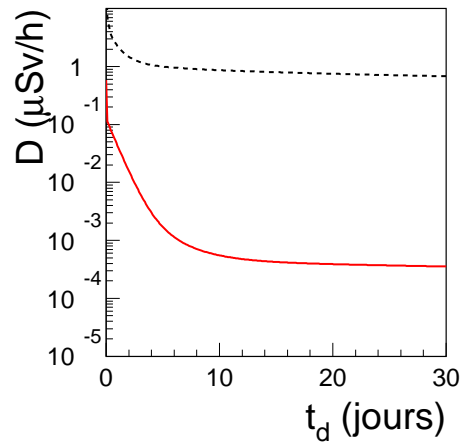


Figure 3.7 – Dose β (ligne pointillée noire) et dose γ (ligne pleine rouge) au point $x = 0$, $y = 0$ pour une période d'opération de 100 jours du LHC.

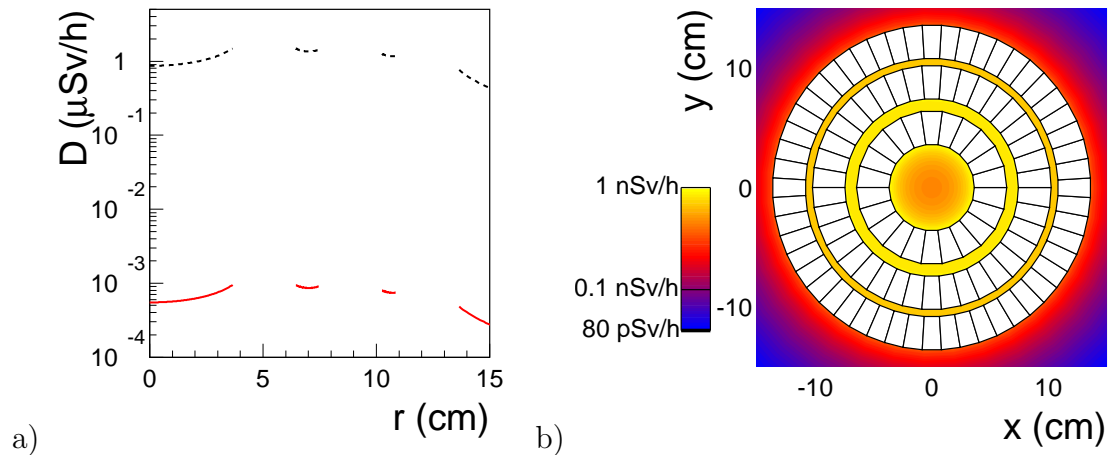


Figure 3.8 – a) Répartition spatiale de la dose β (ligne pointillée noire) et dose γ (ligne pleine rouge) à $t_d = 10$ jours pour une période d'opération de 100 jours du LHC. Les espaces correspondent aux positions des modules. b) Répartition spatiale de la dose γ .

Deuxième partie

Domage par radiation de détecteurs au silicium

Chapitre 4

Détecteurs au silicium

Les détecteurs au silicium sont utilisés fréquemment dans les expériences de physique des particules qui exploitent entre autres leur résolution spatiale qui en fait d'excellents candidats pour les détecteurs de vertex. Un élément crucial reste à considérer : qu'en est-il de leur résistance aux radiations ? Au niveau du module pixel du détecteur interne d'ATLAS, la fluence de particules atteindra $10^{15} n_{eq}/\text{cm}^2$ en dix ans (temps total prévu d'exploitation du LHC). Cette grande fluence endommagera les détecteurs.

La proximité de ce module du point de collision rend difficile le remplacement de détecteurs endommagés. Il s'agit d'une opération coûteuse et difficile techniquement. Il faut donc que le temps de vie opérationnel des détecteurs soit de dix ans.

Dans ce chapitre seront revues les notions de base concernant les détecteurs à semi-conducteurs, incluant le modèle de jonction abrupte. Les caractéristiques des détecteurs au silicium seront aussi exposées de même que les effets du rayonnement sur celles-ci et les méthodes de mesures utilisées pour déterminer ces effets.

4.1 Détecteurs semi-conducteurs

On peut diviser tous les matériaux en trois grandes catégories : conducteurs, semi-conducteurs et isolants. Ils se différencient selon leur efficacité de conduction¹. Celle-ci découle de leur structure en bandes. On définit la structure en bande selon l'énergie E comme suit : bande de valence, bande interdite et bande de conduction (Fig. 4.1). La bande de valence est composée de tout le spectre énergétique disponible aux électrons liés à un atome. La bande de conduction donne le spectre d'énergies que doivent posséder les électrons pour contribuer au courant dans un matériau. La largeur de la bande interdite est l'énergie minimale que doit acquérir un électron occupant le niveau le plus énergétique de la bande de valence pour

¹conduction : capacité d'un matériau à laisser circuler les électrons

atteindre le niveau énergétique minimal de la bande de conduction. Aucun électron ne se trouve dans la bande interdite dans un matériau à l'équilibre.

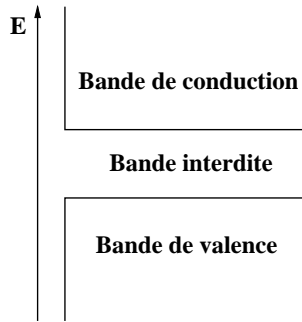


Figure 4.1 – Structure en bandes des matériaux telle que décrite dans le texte.

Dans les matériaux conducteurs, on retrouve deux configurations possibles de bandes :

- les bandes de valence et de conduction s'entrecroisent (absence de bande interdite)
- les bandes sont partiellement remplies (implique que la liaison de l'électron avec un atome est plus faible et par conséquent, le passage à la bande de conduction requiert moins d'énergie)

Pour différencier les isolants des semi-conducteurs, la coupure est moins nette. On définit un matériau comme un isolant si la largeur de la bande interdite est telle qu'un nombre négligeable d'électrons passent à la bande de conduction par agitation thermique. Or, la largeur de bande interdite (E_g) change avec la température [31]. Par exemple, pour le silicium (semi-conducteur), la largeur de la bande interdite varie selon l'équation 4.1 [31].

$$E_g(T) = 1.17 - \frac{(4.73 \times 10^{-4})T^2}{T + 636} \quad \text{eV} \quad (4.1)$$

où T est exprimée en Kelvin. On a donc $E_g = 1.12$ eV à température et pression normales. À 0 Kelvin, tous les matériaux ayant une bande interdite sont isolants puisque l'énergie transmise aux électrons par agitation thermique est nulle. En augmentant la température, cette énergie transmise augmente et la largeur de la bande interdite diminue. Certains matériaux auront encore un nombre négligeable

d'électrons passant à la bande de conduction par agitation thermique et seront toujours classés parmi les isolants tandis que d'autres appartiendront au groupe des semi-conducteurs. À température de la pièce, les semi-conducteurs auront pour la plupart une largeur de bande interdite inférieure à 2 eV [32].

La présence d'une petite bande interdite (comparativement aux isolants) permet d'utiliser les semi-conducteurs comme détecteur de radiation. Lorsqu'une particule pénètre un semi-conducteur, elle peut transmettre de l'énergie à un électron de la bande de valence lui permettant de passer à la bande de conduction. Ce faisant, il laisse un lien incomplet (*trou*) dans la bande de valence. Sous l'influence d'un champ électrique, les électrons vont créer un courant dans le semi-conducteur. Cet excès de charge est collecté par des électrodes. On aura donc un signal proportionnel au dépôt d'énergie de la particule ionisante (voir section 4.5). À température de la pièce, il faut déposer 3.62 eV pour créer une paire dans le silicium. La création de paire se produit aussi en absence de radiation par agitation thermique.

On peut modifier les caractéristiques des semi-conducteurs en remplaçant des atomes de la structure cristalline par des atomes d'impuretés. Par exemple, pour les semi-conducteurs du groupe IV, on peut implanter des atomes *donneurs* en remplaçant un atome tétravalent par un élément du groupe V (phosphore dans le cas présent). On dit alors que le semi-conducteur est de type *n*. De manière similaire, on peut implanter des atomes du groupe III (atomes *accepteurs*, ici du bore) et obtenir un semi-conducteur de type *p*. Dans le cas d'un type *n*, on facilite l'accès à la bande de conduction en ajoutant un niveau accessible dans la bande interdite. Le nombre d'électrons dans la bande de conduction augmente donc mais le matériau reste neutre puisqu'un ion positif reste dans la bande de valence. Pour le type *p*, un effet similaire se produit en avantageant les trous.

Pour cette étude, on utilise des détecteurs au silicium principalement dopés *n* tel qu'illustré à la figure 4.2. Aux extrémités, on trouve deux sections de quelques microns d'épaisseur fortement dopés (dénoté n^+ et p^+). Pour former les électrodes, on recouvre ces sections de métal (aluminium principalement). La production des détecteurs au silicium utilisés dans les expériences actuelles se fait selon la technologie Standard Planaire (SP). La plupart des détecteurs à l'étude ont été produits selon cette méthode mais deux autres technologies ont aussi été testées : Mesa

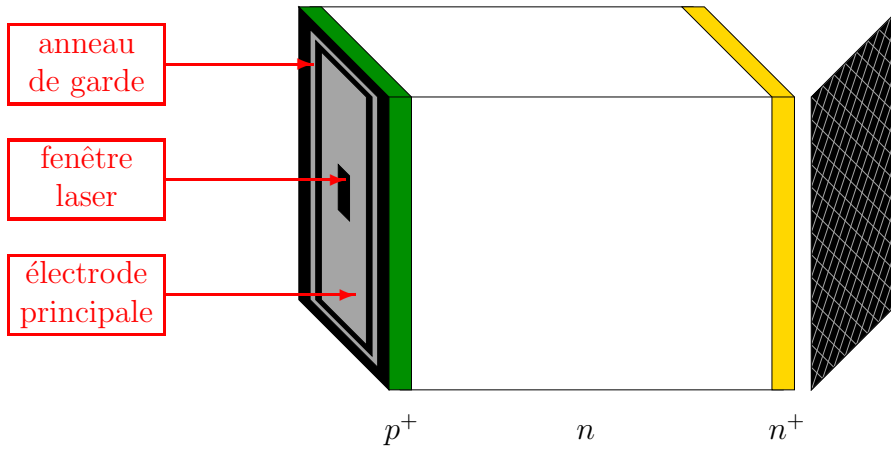


Figure 4.2 – Détecteur au silicium $p^+ - n - n^+$. Sur la surface avant, trois sections sont identifiées : anneau de garde, qui sert à diminuer le courant de fuite dans la zone détectrice, la fenêtre laser, partie non-recouverte d'aluminium servant à la détection de particules à portée très courte, et l'électrode principale utilisée pour recueillir le signal. Sur la tranche dont l'épaisseur a été exagérée, on voit la répartition des dopants avec la jonction $p^+ - n$ vers l'avant du détecteur. Sur la surface arrière, on voit l'électrode d'aluminium positionnée en grille afin de laisser des aires de silicium non-recouvertes qui sont utilisées aux mêmes fins que la fenêtre laser.

Planaire (MP) [33] et SP-oxy, une variante de Standard Planaire qui inclut une étape de diffusion d'oxygène. Les différents processus de fabrication sont décrits dans [34]. L'effet de l'ajout d'oxygène sera traité à la section 4.4.

Les détecteurs au silicium utilisés pour l'étude d'effets de rayonnement ont une épaisseur d'environ $300 \mu\text{m}$ et une aire de $5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$. Ils possèdent les mêmes caractéristiques que les détecteurs du module Pixel d'ATLAS mis-à-part l'aire ($50\mu\text{m} \times 400\mu\text{m}$ dans le cas des pixels). Ce choix de dimensions pour notre étude est dû à des considérations pratiques pour les manipulations. On voit à la figure 4.2 que les détecteurs utilisés ont un anneau de garde et une fenêtre laser à l'avant. L'anneau de garde est mis sous la même tension que l'électrode principale (partie détectrice) lors des tests C-V (Capacitance-Tension appliquée) et Q-V (Charge-Tension appliquée) pour diminuer le courant de fuite et créer un volume de détection parfaitement droit sous l'électrode principale. Les lignes de champ électrique dans un capaciteu-plan (ce qui correspond au cas des détecteurs au silicium) courbent à la périphérie. En ajoutant l'anneau de garde, on prolonge l'aire des plaques parallèles entre lesquelles se trouvent le champ électrique. Les effets

de bouts (lignes courbes) se retrouvent au-delà de l'aire utilisée pour la détection (électrode avant principale), donnant ainsi un volume de détection parfaitement droit. L'anneau de garde diminue aussi le courant de fuite dans le détecteur en enlevant le courant de fuite de surface dû aux côtés du détecteur. La fenêtre laser de la figure 4.2 est utilisée pour effectuer des mesures laser (section 4.6). À l'arrière des détecteurs, on voit une grille : il s'agit de l'électrode arrière. Pour que les photons venant d'un laser entrent dans le détecteur par l'arrière, l'exposition doit se faire entre les fils d'aluminium. Il est à noter que la technologie MP produit des détecteurs avec une électrode pleine à l'arrière. On ne peut donc pas effectuer de mesure laser arrière sur ce type de détecteur.

4.2 Désertion des détecteurs au silicium : jonction abrupte

Dans la partie avant du détecteur, deux sections dopées d'impuretés différentes sont mises en contact. Ces sections (dénotées p^+ et n , voir Fig. 4.2) forment une jonction. L'approximation typique pour ce genre de jonction consiste à considérer que la coupure entre les zones p et n est nette : on parle de jonction abrupte.

Lorsqu'une section p et une section n sont mises en contact, une zone désertée de porteurs de charge libres se crée par la migration des porteurs de charge majoritaires vers la section où ils sont minoritaires (effet de densité de charges), dans laquelle ils se recombinent. Une différence de potentiel est engendrée entre les deux extrémités de la zone désertée de porteurs de charge libres par la migration de ceux-ci. Le potentiel électrostatique Ψ est défini par l'équation de Poisson (Éq. 4.2).

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon} \quad (4.2)$$

où ρ est la densité de charges et $\epsilon = \epsilon_{Si}\epsilon_0 = 1.05 \text{ pF/cm}$ est la permittivité électrique du silicium avec $\epsilon_{Si} = 11.9$, la constante diélectrique du silicium et $\epsilon_0 = 8.85 \text{ pF/m}$, la permittivité du vide. La densité de charge ρ est illustrée à la figure 4.3a). On définit sa variation en fonction de la profondeur selon l'équation 4.3 dans laquelle $q = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$ est la charge électrique élémentaire, N_a^+ la concentration d'accepteurs dans la zone p^+ , N_d la concentration de donneurs dans la zone

n , x_p et x_d les largeurs désertées dans les zones p^+ et n , respectivement.

$$\rho(x) = \begin{cases} -qN_a^+ & [-x_p, 0] \\ qN_d & [0, x_d] \end{cases} \quad (4.3)$$

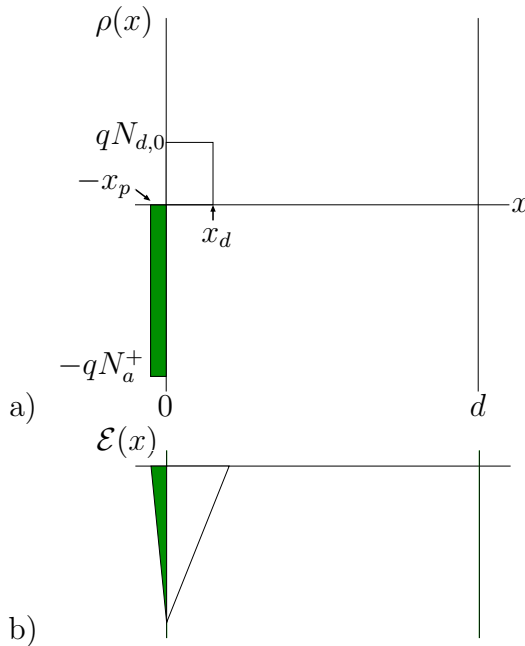


Figure 4.3 – Représentation a) de la densité de charge $\rho(x)$ et b) du champ électrique $\mathcal{E}(x)$ à l'intérieur d'un détecteur décrit comme une jonction abrupte.

On trouve ensuite le champ électrique \mathcal{E} avec l'équation 4.4.

$$\mathcal{E}(x) = \int \frac{\rho(x)}{\epsilon} dx \quad (4.4)$$

En utilisant le fait que le champ électrique doit être nul aux extrémités, on obtient la forme du champ de l'équation 4.5, illustrée à la figure 4.3b).

$$\mathcal{E}(x) = \begin{cases} -\frac{qN_a^+}{\epsilon}(x + x_p) & [-x_p, 0] \\ \frac{qN_d}{\epsilon}(x - x_d) & [0, x_d] \end{cases} \quad (4.5)$$

En se servant de la continuité du champ électrique au point $x = 0$, on trouve la

relation 4.6 entre les concentrations de dopants et les régions désertées.

$$N_a^+ x_p = N_d x_d \quad (4.6)$$

On obtient la description du potentiel électrostatique (Éq. 4.7) en intégrant le champ électrique.

$$\Psi(x) = \begin{cases} -\frac{qN_a^+}{2\epsilon}(x + x_p)^2 + \Psi_p & [-x_p, 0] \\ \frac{qN_d}{2\epsilon}(x - x_d)^2 + \Psi_d & [0, x_d] \end{cases} \quad (4.7)$$

où Ψ_p et Ψ_d sont les potentiels électrostatiques à $x = -x_p$ et $x = x_d$, respectivement. Le contact entre les sections p^+ et n crée donc une différence de potentiel, appelée tension intrinsèque V_0 , qui dépend des concentrations de dopants (Éq. 4.8).

$$V_0 = - \int E(x)dx = \Psi_d - \Psi_p = \frac{k_B T}{q} \ln \left(\frac{N_a^+ N_d}{n_i^2} \right) \quad (4.8)$$

où $k_B = 8,617 \times 10^{-5}$ eV/K est la constante de Boltzmann, la température T est en degré Kelvin et n_i est la concentration intrinsèque de dopants.

Les détecteurs au silicium fonctionnent de manière optimale lorsque la zone désertée des porteurs de charge correspond à l'épaisseur physique totale du détecteur. Pour ce faire, on applique une tension négative V à l'avant du détecteur. La différence de potentiel $\Psi_d - \Psi_p$ doit donc correspondre à $V + V_0$. En utilisant cette information et la condition de continuité du potentiel en $x = 0$, on obtient la variation de la largeur de la zone désertée en fonction de la tension appliquée (Éq. 4.9).

$$\begin{aligned} V + V_0 &= \frac{qN_a^+}{2\epsilon} x_p^2 + \frac{qN_d}{2\epsilon} x_d^2 \\ x_d &= \frac{1}{N_d} \sqrt{\frac{2\epsilon}{q} (V + V_0) \left[\frac{1}{N_a^+} + \frac{1}{N_d} \right]^{-1}} \end{aligned}$$

puisque $N_a^+ = \mathcal{O}(10^{18} \text{cm}^{-3})$ et $N_d = \mathcal{O}(10^{12} \text{cm}^{-3})$, on a $N_a^+ \gg N_d$.

$$x_d \approx \sqrt{\frac{2\epsilon}{qN_d} (V + V_0)} \quad (4.9)$$

On appelle tension de désertion totale (V_d) la tension minimale à laquelle le volume de détection devient maximal (Éq. 4.10), c'ad que la zone de désertion totale x_d atteint la largeur physique du détecteur d .

$$V_d = \frac{qN_d d^2}{2\epsilon} - V_0 \quad (4.10)$$

La mesure de V_d est cruciale et heureusement, facile à effectuer. On utilise deux méthodes pour déterminer la valeur de V_d : Capacitance-Tension (C-V) et Charge-Tension (Q-V). Ces méthodes seront exposées dans les sections 4.3 et 4.5, respectivement.

4.3 Capacitance

Une des méthodes pour déduire la tension de désertion totale est de mesurer la variation de capacitance en fonction de la tension. Un détecteur au silicium agit comme un condensateur plan à plaques parallèles (Éq. 4.11).

$$C(V) = \frac{\epsilon A}{x_d} \quad (4.11)$$

où A est l'aire du détecteur. On extrait la valeur de V_d comme la valeur de tension à l'intersection de la courbe tangente au plateau (lorsque $V > V_d$) et de la tangente à la courbe précédent celui-ci. On se doit de tirer des tangentes car une fois irradiés, les détecteurs donnent des courbes irrégulières. À la figure 4.4a), la dépendance en tension de la capacitance est illustrée.

4.4 Concentration effective de dopant et courant de fuite

Les particules qui traversent les détecteurs, en plus de déposer de l'énergie pour créer un signal, peuvent aussi créer des pièges (défauts dans la structure cristalline) dont on observe l'influence pour de grandes fluences de particules. La présence de ces pièges modifie les caractéristiques des détecteurs, changements mesurables à grande fluence (au-delà de $\Phi = 5 \times 10^{11}$ protons/cm² pour une irradiation avec des protons de 10 MeV par exemple). Les pièges sont des puits de potentiel qui peuvent être formés de différentes façons. Leur niveau énergétique dépend de leur nature.

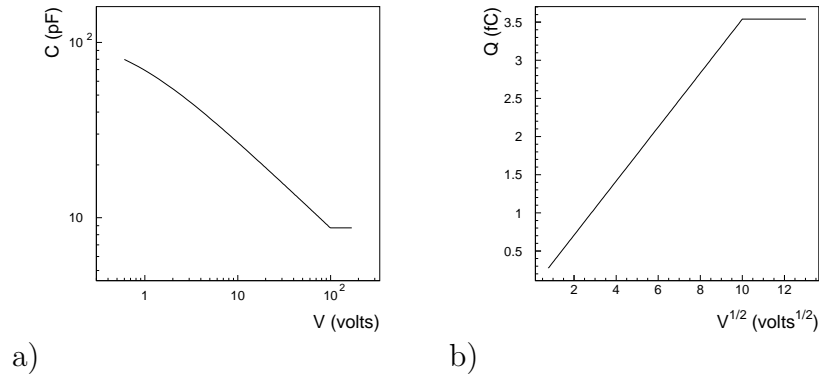


Figure 4.4 – Illustrations des dépendances a) C-V et b) Q-V (voir section 4.5) pour un détecteur de silicium de $300\mu\text{m}$ d'épaisseur, de 0.25 cm^2 d'aire avec $V_d = 100\text{ V}$.

Il en existe plusieurs types mais seuls les défauts ponctuels seront discutés. On peut donc avoir quatre types de défauts ponctuels : interstitiel, lacune, impureté et défaut de Frenkel [35].

Les interstitiels sont des atomes situés hors d'une position normale sur le réseau cristallin. Ces atomes peuvent être du silicium ou des impuretés. S'il manque un atome dans le réseau cristallin, on obtient un second type de défaut : la lacune. Le défaut de Frenkel est une combinaison d'une lacune et d'un interstitiel. Les impuretés quant à elles sont des atomes de nature différente présents, implantés de façon volontaire (ex : diffusion de phosphore pour avoir un type n) ou non (ex : présence d'oxygène lors de la croissance du matériau). Elles peuvent prendre la position d'atome de silicium (atome substitutionnel) sur le réseau ou être interstitielles.

Plus précisément pour l'oxygène, lors de la croissance du silicium, une certaine concentration d'oxygène s'insère dans le réseau cristallin. Afin d'obtenir une concentration suffisante pour modifier le comportement sous radiation du détecteur, on le chauffe dans une atmosphère d'azote. L'oxygène présent à la surface du détecteur sous forme de SiO_2 diffuse dans le volume de détection. Les détecteurs du module Pixel d'ATLAS sont fabriqués à partir de silicium avec diffusion d'oxygène pour améliorer leur tenue aux radiations.

Suite à une irradiation, les défauts ponctuels créés vont migrer. Ils peuvent interagir et former des complexes de défauts qui sont stables. Selon leur nature, les complexes ainsi formés agiront comme des centres donneurs, accepteurs ou neutres.

Deux exemples importants de complexes sont les di-lacunes (accepteurs) et les complexes phosphore-lacune (neutre). Les atomes d'oxygène interagissent aussi avec les lacunes. Leur présence accrue permet de diminuer le taux de disparition des centres donneurs (phosphore) et celui de création des accepteurs.

La formation de ces complexes de défauts va modifier la concentration effective de dopants N_{eff} (Éq. 4.12).

$$N_{eff} = N_a - N_d \quad (4.12)$$

N_{eff} varie en fonction de la fluence d'irradiation Φ selon l'équation 4.13, tel qu'illustré à la figure 4.5.

$$N_{eff} = -N_{eff,0}e^{-c\Phi} + b\Phi \quad (4.13)$$

Le premier terme correspond à la diminution du nombre de donneurs avec $N_{eff,0}$,

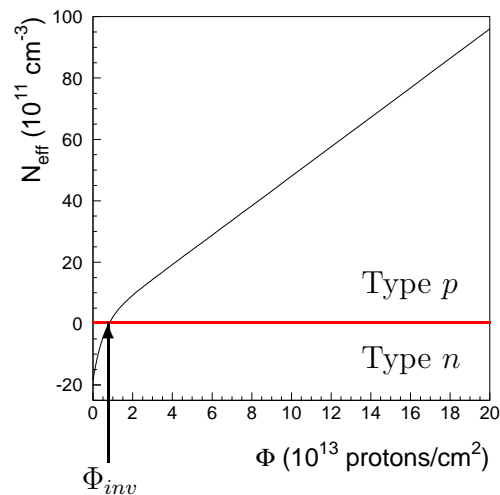


Figure 4.5 – Illustration de la variation de la concentration effective de dopants N_{eff} en fonction de la fluence d'irradiation Φ . Avec une concentration négative, il y a davantage de donneurs que d'accepteurs ce qui implique que le détecteur est de type n . Au-delà de la fluence d'inversion Φ_{inv} , le nombre d'accepteurs excède le nombre de donneurs, inversant le type n en type p .

la concentration de donneurs avant irradiation et c , le taux de disparition de ceux-ci. Le deuxième terme donne la variation du nombre d'accepteurs en fonction de la fluence (b est le taux de création des accepteurs). On remarque que N_{eff} sera d'abord négative car les donneurs seront majoritaires (semi-conducteur de type n)

pour devenir positive lorsque le nombre d'accepteurs créés par l'irradiation devient majoritaire (semi-conducteur de type p). On désigne le point où $N_{eff} = 0$ (inversion de type) fluence d'inversion, Φ_{inv} . La valeur de cette fluence est un des indicateurs de la tenue des détecteurs à la radiation.

Un autre modèle existe pour décrire la création d'accepteurs [34, 36] :

$$N_a = N_{sat}(1 - \exp(-c_c\Phi)) \quad (4.14)$$

où c_c représente aussi un taux de création d'accepteurs et N_{sat} est la concentration de saturation (concentration effective maximale). Ce modèle a été introduit suite aux mesures effectuées sur des détecteurs dopés à l'oxygène qui présentaient une saturation à haute fluence (voir section 5.6). On a donc la variation suivante pour la concentration effective de dopants en fonction de la fluence (Éq. 4.15).

$$N_{eff} = -N_{eff,0}e^{-c\Phi} + N_{sat}(1 - \exp(-c_c\Phi)) \quad (4.15)$$

On extrait la concentration effective de dopants des détecteurs irradiés en mesurant la tension de désertion totale (Éq. 4.16) avec les méthodes C-V ou Q-V (voir sections 4.3 et 4.5).

$$|N_{eff}| = \frac{2\epsilon}{qd^2} (V_d + V_0) \quad (4.16)$$

Notons que la présence de défauts augmente le nombre d'états énergétiques disponibles dans la bande interdite. La présence d'états intermédiaires disponibles augmentera la probabilité que l'électron de la bande de valence passe à la bande de conduction en plusieurs étapes requérant moins d'énergie (par étape).

Dans les détecteurs au silicium, irradiés ou non, un courant de fuite, dit *courant inverse*, circule lorsque l'on applique une tension inverse. Ce courant est dû à la diffusion des porteurs de charge minoritaires (lorsque la tension appliquée est directe, le déplacement des porteurs de charge majoritaires empêche ce mouvement). Pour évaluer la variation du courant de fuite en fonction de la fluence, on mesure celui-ci à V_d , qui elle-même varie avec la fluence.

Le courant de fuite vient de deux composantes : de surface et de volume. Le courant de fuite de surface est dû à la variation de tension à l'interface Si/SiO₂ [34, 37]

et augmente si la surface est endommagée. Pour un détecteur non-irradié et en bonne condition (sans égratignure, ni saleté), ce courant de fuite est de l'ordre du nA/cm². L'irradiation endommageant aussi la surface, ce courant de fuite augmentera avec la fluence. Par contre, la composante majeure du courant de fuite est celle de volume (ou de corps). Une première cause de ce courant de fuite est la création de paires par agitation thermique qui varie avec la température selon l'équation 4.17, ce qui implique qu'une renormalisation du courant de fuite mesuré (Éq. 4.18) est nécessaire [31].

$$I(T) \propto T^2 \exp\left(-\frac{E_g}{2k_B T}\right) \quad (4.17)$$

$$I(T) = I(T_m) \left(\frac{T}{T_m}\right)^2 \exp\left(-\frac{E_g}{2k_B} \left\{\frac{1}{T} - \frac{1}{T_m}\right\}\right) \quad (4.18)$$

où $T = 20^\circ\text{C}$ est la température de référence et T_m , celle à laquelle les mesures sont effectuées. La présence de défauts cause aussi un courant de fuite volumique. Puisque le courant augmente en fonction de la tension appliquée (pour les détecteurs non-irradiés $I_{vol} \propto x_d$ [37] ce qui donne $I_{vol} \propto \sqrt{V_0 + V}$), l'augmentation de V_d causée par la présence de défauts entraînera une hausse du courant de fuite.

Une relation simple décrit l'augmentation du courant de fuite (toutes les composantes) à V_d en fonction de la fluence Φ :

$$\Delta I_{vol} = I_{vol}(\Phi) - I_{vol}(0) = \alpha\Phi \quad (4.19)$$

où $\alpha(\text{A/cm})$ est la constante du courant de fuite induit par irradiation ; $I_{vol}(\Phi)$ et $I_{vol}(0)$ sont respectivement le courant de fuite volumique après irradiation à la fluence Φ et avant irradiation.

4.5 Collection de charge

Le signal dans un détecteur semi-conducteur est dû au passage des électrons de la bande de valence à la bande de conduction. Lorsque la paire est créée, les porteurs de charge libres (électrons et trous) vont se déplacer vers les électrodes

sous l'influence du champ électrique $\mathcal{E}(x)$ présent dans la zone désertée. Ils vont acquérir une vitesse v (Éq. 4.20) qui dépend de la mobilité du porteur $\mu(x)$ (électron ou trou, Éq. 4.21) et du champ électrique qui varie selon l'équation 4.5.

$$v(x) = \mu(x)\mathcal{E}(x) \quad (4.20)$$

$$\mu(x) = \frac{\mu_0}{\left[1 + \left(\frac{\mu_0}{v_c}\mathcal{E}(x)\right)^m\right]^{1/m}} \quad (4.21)$$

où $\mu_0 = 1386 \text{ cm}^2/\text{Vsec}$, $v_c = 1.05 \times 10^7 \text{ cm/sec}$ et $m = 2$ pour les électrons et $\mu_0 = 471 \text{ cm}^2/\text{Vsec}$, $v_c = 1 \times 10^7 \text{ cm/sec}$ et $m = 1$ pour les trous [37]. Si la paire électron-trou est créée hors de la zone désertée, les porteurs de charge vont se recombiner car ils ne se déplacent pas sous l'influence d'un champ électrique.

Intuitivement, on peut déduire que la collection de charge d'une particule au minimum d'ionisation varie de façon directement proportionnelle à x_d ($x_d \propto \sqrt{V}$ pour $V < V_d$ et $x_d = d$ pour $V \geq V_d$). Il s'agit de la manière habituelle de décrire la charge électrique Q en fonction de la tension. En mesurant la charge, on peut donc de nouveau déduire V_d en tirant deux tangentes sur le graphique de la charge en fonction de la racine carrée de la tension (mesure Q-V). Une illustration de la dépendance de la charge collectée en fonction de la racine carrée de la tension se trouve à la figure 4.4b).

La charge électrique au plateau va dépendre du type de particule qui traverse le détecteur. Une particule α (doublement chargée) de 5 MeV dépose beaucoup plus d'énergie qu'une particule au minimum d'ionisation (*mip*) puisque la première s'arrête dans le détecteur et la seconde ne fait que le traverser. Une *mip* dépose typiquement $\approx 80 \text{ keV}$ dans un détecteur au silicium de $300 \mu\text{m}$ d'épaisseur [38]. En utilisant l'énergie pour créer une paire $E_p = 3.62 \text{ eV}$, on peut calculer la charge de plateau comme suit :

$$Q = \frac{dE}{dx} \frac{q}{E_p} = \frac{80 \text{ keV}}{300 \mu\text{m}} \frac{1.602 \times 10^{-19} \text{ C}}{3.62 \text{ eV}} \quad (4.22)$$

$$Q \approx 3.5 \text{ fC} \quad (4.23)$$

4.5.1 Collection de charge de particules au minimum d'ionisation

Une des méthode de détermination de V_d est une mesure spectroscopique β . La source de particules au minimum d'ionisation utilisée pour cette mesure est une source de strontium-yttrium (^{90}Sr -Y) de 26.5 mCi. Le schéma de désintégration se trouve à la figure 4.6. On voit que tous les isotopes de ^{90}Sr se désintègrent en émettant un électron dont l'énergie maximale est 546 keV ($E_{moy}=196.4$ keV). Les atomes ^{90}Y se désintègrent ensuite en émettant principalement (99.9885%) des électrons avec $E_{max}=2280$ keV ($E_{moy}=935.3$ keV). La majorité des électrons émis lors de la désintégration de l'yttrium est donc composée de mips. Par contre, ce n'est pas le cas des électrons venant du strontium. Il faut donc discriminer les particules mips des autres.

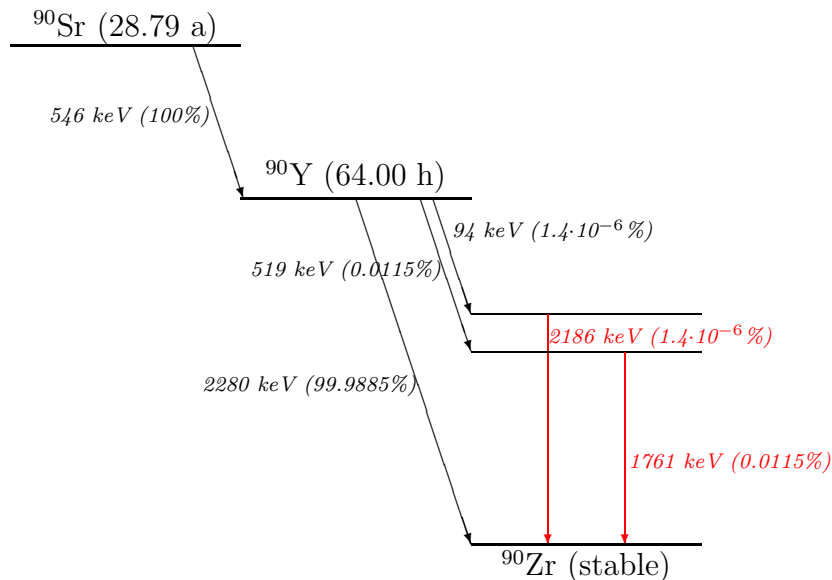


Figure 4.6 – Schéma de désintégration de la source de strontium-yttrium (Sr-Y) [24].

Le montage de spectroscopie β est illustré à la figure 4.7. Le détecteur testé est placé 14 cm devant la source radioactive, suivi d'un détecteur à barrière de surface [39] (à 15.5 cm de la source) qui sert de déclencheur. Les signaux des deux détecteurs entrent dans des préamplificateurs de charge [40]. Les signaux courant y sont intégrés et des signaux dont l'amplitude est proportionnelle à la charge totale accumulée dans chacun des détecteurs en ressortent. Les signaux des préamplificateurs se dirigent ensuite vers les cartes d'acquisition [40] où s'effectue

une discrimination : on sélectionne les événements correspondant à des mips sur le détecteur à barrière de surface et enregistre les événements vus simultanément sur le détecteur étudié. Après la mise en coïncidence, le signal résultant est envoyé sous forme d'histogramme à l'ordinateur. Il faut ensuite faire l'étalonnage charge-canal puisque l'histogramme est transmis en fonction de canaux. Pour ce faire, une impulsion d'une amplitude donnée variant entre 10 mV et 17 mV traverse un condensateur de 0.387 pF. Ceci donne des charges ($Q = CV$) variant de 3.9 fC à 6.6 fC. L'étalonnage consiste à ajuster une droite aux données de charge en fonction du canal.

Pour l'évaluation de l'efficacité de collection de charge, on prend plusieurs mesures à la température de la pièce en faisant varier la tension appliquée sur le détecteur. La position du pic se trouve en ajustant une courbe gaussienne et une courbe de Landau aux données. La courbe de Landau (Éq. 4.24) correspond aux particules au minimum d'ionisation.

$$\phi(x) = \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\text{inf}}^{c+i\text{inf}} \exp(\lambda s + s \ln s) ds \quad (4.24)$$

La courbe gaussienne ($y(x) = A \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}\right)$) correspond au pic de bruit. Dans le cas d'un détecteur non-irradié, ce pic est principalement formé du bruit de capacitance² et du bruit blanc³. Une fois irradié, le bruit venant du courant de fuite dans le détecteur s'ajoute à ces bruits et devient majoritaire à haute fluence.

4.5.2 Collection de charge de particules complètement arrêtées dans le détecteur

Les particules complètement arrêtées dans le détecteur telles que les particules α ont la particularité de déposer tant d'énergie localement (toute leur énergie dans 20-30 μm de silicium) qu'aucun déclencheur n'est nécessaire pour la collection du signal. Le montage utilisé pour la collection de charge des particules α est un montage de spectroscopie standard : source de tension alimentant le détecteur

²Le bruit de capacitance vient des condensateurs du circuit électronique et du détecteur

³Le bruit blanc vient de toutes composantes électriques et électromagnétiques à l'intérieur et à l'extérieur du montage. Le bruit venant de l'extérieur du montage est minimisé par des mises à la terre.

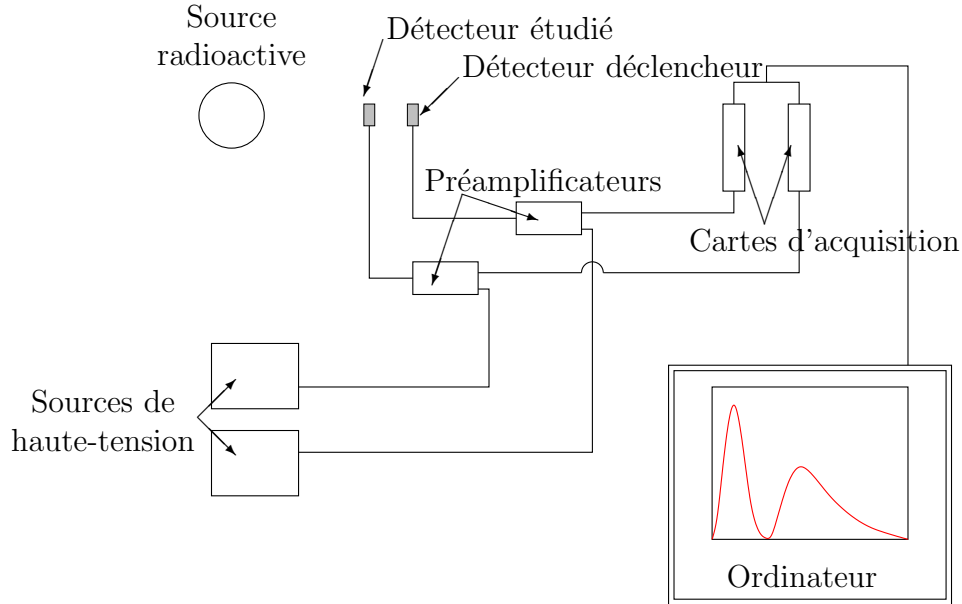


Figure 4.7 – Montage spectroscopique pour la mesure de la charge collectée lors du passage de particules au minimum d’ionisation dans les détecteurs au silicium. Montage réalisé au laboratoire René-JA-Lévesque.

gardé sous vide et exposé à la source radioactive, préamplificateur de charge et analyseur multi-canaux. Ce montage a été réalisé et utilisé à l’IEAP-CTU. Les sources utilisées sous vide ont été les suivantes : sources simples de ^{239}Pu et de ^{241}Am et une source triple ^{239}Pu , ^{241}Am et ^{243}Cm . Toutes ces sources ont des demi-vies en années et sont donc considérées stables pendant toutes les mesures (le temps total de mesure pour un détecteur ne dépassa pas 3 heures). Le tableau 4.1 donne les caractéristiques de désintégration de chacune de ces sources sous vide avec leur portée dans le silicium [24, 29]. La portée maximale ne dépasse pas l’épaisseur des détecteurs ($300\ \mu\text{m}$), donc les particules α sont complètement arrêtées dans le détecteur. La mesure a donc été faite des côtés avant et arrière et a permis de valider les modèles décrits au chapitre 6. De la même façon que pour le montage décrit à la section 4.5.1, la position du pic en canal détermine la charge collectée. Le pic est par contre de type gaussien avec une contribution de bruit gaussienne. Les signaux recueillis donnaient des charges de l’ordre de $300\ \text{fC}$ et pouvaient être distingués du bruit pour la plupart des détecteurs. Pour les détecteurs fortement irradiés, le courant de fuite est trop important pour que la tension appliquée soit suffisante pour observer le passage des particules. Dans ce montage spectroscopique, l’impédance

Isotope	E_α (MeV)	p (%)	R_α (μm)
^{239}Pu $t_{\frac{1}{2}} = 24110 \text{ a}$	5.157	73.3	25.36
	5.144	15.1	24.89
	5.106	11.5	24.63
	<i>Moyenne</i>	<i>5.149</i>	<i>25.20</i>
^{241}Am $t_{\frac{1}{2}} = 432.2 \text{ a}$	5.486	84.5	27.36
	5.443	13.0	27.05
	5.388	1.6	26.64
	<i>Moyenne</i>	<i>5.479</i>	<i>27.31</i>
^{243}Cm $t_{\frac{1}{2}} = 29.1 \text{ a}$	5.785	72.9	29.61
	5.742	11.5	29.28
	5.992	5.7	31.21
	6.058	4.7	31.73
	<i>Moyenne</i>	<i>5.806</i>	<i>29.77</i>

Tableau 4.1 – Caractéristiques des sources radioactives sous vide utilisées lors des mesures spectroscopiques α à l'IEAP-CTU.

totale du circuit était 11 M Ω . Un courant de fuite de l'ordre de la centaine de microampères rend pratiquement impossible l'augmentation de la tension, ce qui est le cas des détecteurs fortement irradiés puisque la tension réelle V_r appliquée diminue selon $V_r = V - RI$, où V est la tension appliquée, R l'impédance du circuit et I le courant de fuite du détecteur.

4.6 Temps de vie

Une dernière caractéristique a été mesurée afin de modéliser la collection de charge dans les détecteurs irradiés : le temps de vie des porteurs de charge.

Plusieurs techniques sont disponibles mais ne donnent pas nécessairement la même information.

Il existe deux catégories de temps de vie [41] : temps de vie de recombinaison τ_r et de génération τ_g . Le premier type de temps de vie est intuitif : il s'agit du temps moyen pendant lequel les porteurs de charge circulent librement dans le semi-conducteur avant de se recombiner avec le porteur de charge opposé. Trois mécanismes de recombinaison doivent être pris en compte pour la compréhension de τ_r : multiphonon (Shockley-Read-Hall, dite SRH), radiatif et Auger. La recom-

binaison SRH se produit lorsqu'un électron de la bande de conduction se recombine avec un trou dans la bande de valence via un centre dont l'énergie se situe dans la bande interdite. L'énergie libérée est diffusée sous forme de phonons⁴. Cette recombinaison est dominante dans le cas des détecteurs semi-conducteurs tels que le silicium. La recombinaison radiative se produit lorsque l'électron passe directement de la bande de conduction à la bande de valence en perdant l'énergie supplémentaire sous forme de photon. Si cette énergie supplémentaire est plutôt utilisée pour exciter un autre porteur de charge, il y a recombinaison Auger. En assignant un temps de vie caractéristique à chacun des types de recombinaison, on obtient la relation :

$$\frac{1}{\tau_r} = \frac{1}{\tau_{SRH}} + \frac{1}{\tau_{rad}} + \frac{1}{\tau_{Auger}}$$

Le temps de vie de génération est moins intuitif : il s'agit du temps nécessaire pour régénérer les porteurs de charge manquants après la création de paires et la migration des porteurs. Les processus de génération représentent l'inverse des processus de recombinaison : génération thermique de paires électron-trou (inverse de SRH), génération optique des paires (inverse de recombinaison radiative) et ionisation par impact (inverse d'Auger). Habituellement, seule la génération thermique est considérée, les autres processus étant négligeables en l'absence de radiation externe.

Pour la modélisation de la collection de charge avec l'équation de Hecht (chapitre 6), les détails des différents temps de vie ne sont pas nécessaires. On recherche pour ces modèles le temps de vie effectif. Il existe une méthode permettant d'obtenir cette information indépendamment pour chacun des porteurs : mesure de courant après injection de particules à courte portée. La faible profondeur de pénétration des particules permet d'étudier chacun des porteurs indépendamment : avec une illumination avant, les trous sont collectés si rapidement que l'amplitude de leur signal est négligeable par rapport à l'amplitude du signal électron. On étudie donc le comportement électron avec l'illumination avant et le comportement trou avec l'illumination arrière.

Une fois les temps de vie expérimentaux τ obtenus, l'équation 4.25 dans laquelle

⁴Phonon : vibration dans le réseau cristallin

β est la constante de dommage du temps de vie effectif est ajustée aux données.

$$\tau_{e,t} = \frac{1}{\beta_{e,t}\Phi} \quad (4.25)$$

Deux montages ont été réalisés pour ces mesures : le premier utilise un laser à courte portée et le second, des particules α .

4.6.1 Mesures laser

Le montage de collection de charge laser (voir Fig. 4.8) a été réalisé à l'IEAP-CTU. Un laser de 660 nm (1.9 eV) dépose son énergie dans une profondeur moyenne d'environ $3\mu\text{m}$ dans le détecteur. Puisque l'épaisseur d'aluminium est supérieure à la portée moyenne des photons, cette injection doit absolument être faite dans une aire du détecteur n'étant pas recouverte d'aluminium : la fenêtre à l'avant et l'espace entre les électrodes à l'arrière (voir Fig. 4.2).

Le générateur d'impulsion servant de source au laser déclenche aussi la mesure à l'oscilloscope. Le signal sortant du détecteur est enregistré et moyenné sur mille déclenchements. Plusieurs mesures ont été prises en variant la tension appliquée. Le courant de fuite était mesuré après les tests laser en utilisant la même source de tension et un montage avec la même impédance que le montage laser, soit $1\text{ M}\Omega$. Le courant de fuite a ensuite été corrigé en fonction de la température ambiante régnant pendant les deux tests.

Avant de traiter les temps de vie, il faut extraire les courbes de charge en fonction de la tension appliquée (Q-V). On a que

$$I = \frac{dQ}{dt} \quad (4.26)$$

où I est le courant induit dans le détecteur par le déplacement des porteurs de charge, Q est la charge électrique et t le temps. En intégrant le courant en fonction du temps, on obtient la charge collectée.

Tel que vu à la section 4.5, la charge collectée donne un plateau au-delà de la désertion totale dans un détecteur non-irradié. Pour un détecteur irradié, les dommages provoqués par l'irradiation forment des pièges pour les porteurs de charge.

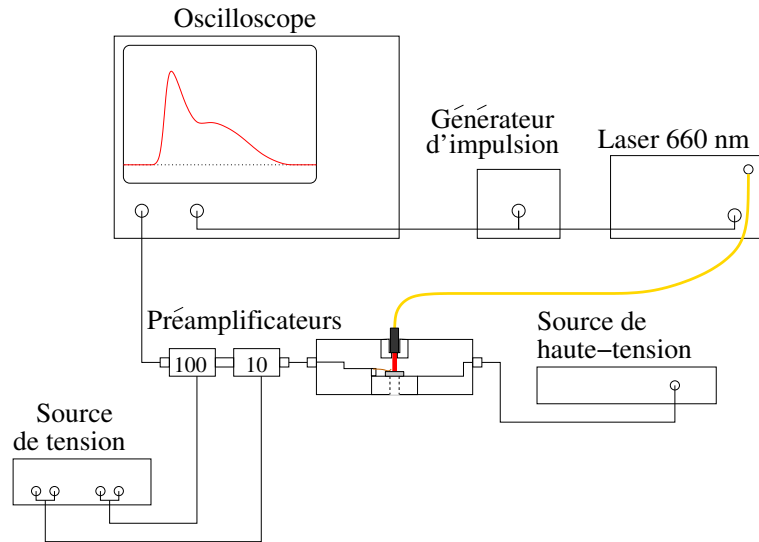


Figure 4.8 – Montage laser pour l'étude des temps de vie à l'IEAP-CTU. Pour les préamplificateurs, le facteur d'amplification est indiqué ($\times 100, \times 10$). La différence entre la source de tension et la source de haute-tension réside dans la plage de tensions disponibles : pour la source de tension, elle ne sert qu'à alimenter les préamplificateurs donc la tension maximale est d'une dizaine de volts tandis que la source de haute-tension se rend à 1000 V.

Ceci réduit leur temps de vie effectif. Au-delà de la tension de désertion totale, le volume de détection reste le même mais les vitesses des porteurs augmentent, réduisant le temps de collection. Donc, plutôt que d'observer un plateau, on obtient une droite à pente positive. Par conséquent, on doit déterminer la valeur de temps de vie qui rend la pente nulle.

Le temps de vie influence le courant selon l'équation 4.27.

$$I(t) = I_0(t) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (4.27)$$

où $I(t)$ est le courant mesuré, $I_0(t)$ le courant en absence de piège et τ le temps de vie des porteurs, c'est-à-dire le temps moyen de transport avant le piégeage. Le courant $I_0(t)$ est le courant d'un détecteur parfait. Sa variation en fonction du temps inclut la dépendance temporelle du champ électrique.

En inversant l'équation 4.27, on peut trouver le courant corrigé et en l'intégrant, on obtient la charge corrigée qui doit donner une pente nulle (plateau) au-delà de V_d .

Cette méthode fonctionne bien pour les détecteurs modérément irradiés. Pour les détecteurs très peu irradiés, les temps de vie sont trop longs pour être mesurables. Pour les détecteurs fortement irradiés, il est difficile d'atteindre la désertion totale à cause du grand courant de fuite. L'impédance du circuit ($1\text{ M}\Omega$) étant plus basse que dans le montage décrit à la section 4.5.2 pour la collection de charge α , on peut étudier des détecteurs plus fortement irradiés que dans le cas des mesures spectroscopiques.

4.6.2 Mesures α

Un montage pour les mesures de temps de vie a aussi été réalisé au Laboratoire René-JA-Lévesque. Celui-ci utilisait une source radioactive de ^{241}Am émettant des particules α avec une énergie moyenne de 5.48 MeV. Cette source était située à 1.2 cm du détecteur. Les particules α se rendaient donc au détecteur avec une énergie de 4.3 MeV après atténuation dans l'air. La portée de ces particules est beaucoup plus grande que celle du laser de 660 nm. Elle est cependant assez courte pour considérer que la majeure partie du signal est générée par un seul des porteurs (électron pour une injection avant et trou pour une injection arrière), tout en permettant d'obtenir les temps de vie pour les électrodes arrière pleines ou celles sous forme de grille. Les temps de vie sont extraits de la façon décrite à la section 4.6.1. Le montage illustré à la figure 4.9 est très similaire à celui réalisé à l'IEAP-CTU pour les mesures laser. L'avantage principal de ce montage est la possibilité de mesurer le courant de fuite avec la source de tension pendant la mesure, ce qui diminue l'incertitude sur celui-ci. La résistance du circuit était de $1\text{ M}\Omega$. Les détecteurs dont V_d était accessible avec cette résistance ont donc tous été soumis aux mesures de temps de vie par les montages laser et α .

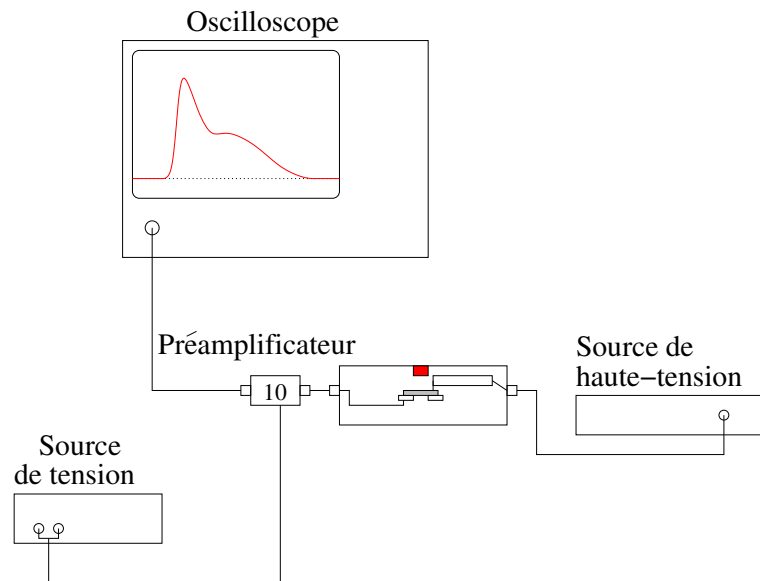


Figure 4.9 – Montage α pour l'étude des temps de vie au Laboratoire René-JA-Lévesque. Pour le préamplificateur, le facteur d'amplification est indiqué ($\times 10$). La différence entre la source de tension et la source de haute-tension réside dans la plage de tensions disponibles : pour la source de tension, elle ne sert qu'à alimenter les préamplificateurs donc la tension maximale est de 15 volts tandis que la source de haute-tension se rend à 1000 V.

Chapitre 5

Domage par radiation

Tel que vu au chapitre 4, l'exposition de détecteurs au silicium à de grandes fluences de particules modifie leurs caractéristiques électriques ainsi que leur efficacité de détection. Les modèles élaborés au chapitre 6 décriront la variation de cette efficacité en fonction de la tension appliquée et en fonction de la fluence d'irradiation. Dans ce chapitre, différentes irradiations sont décrites avec leurs buts spécifiques. La variation suite aux irradiations des différentes caractéristiques telles que la concentration effective de dopants, le courant de fuite et le temps de vie des porteurs de charge sera donnée.

5.1 Études d'irradiation

Les dommages créés dans un détecteur au silicium par une radiation dépendent de son type et de son énergie. Les particules de basse énergie causent beaucoup de dommage à la structure cristalline du silicium puisqu'elles déposent davantage d'énergie localement que les particules à plus haute énergie. Par exemple, une *mip* dépose $267 \text{ eV}/\mu\text{m}$ alors qu'un proton de 10 MeV déposera $9.05 \text{ keV}/\mu\text{m}$ en moyenne sur $300 \mu\text{m}$. Il y a aussi une différence entre le dommage créé par une particule chargée et celui causé par une particule neutre puisque cette dernière n'ionise pas directement le milieu. Par exemple, les photons transmettent leur énergie aux électrons via les effets photo-électrique, Compton et production de paires. Les neutrons quant à eux déplacent les noyaux du milieu par collision élastique (interaction principale des neutrons rapides), ce qui crée des dommages, ou changent la nature de ces noyaux par collision inélastique (interaction principale des neutrons thermiques et lents). Ce sont les particules chargées (noyaux, électrons et tout autre produit de réaction nucléaire) qui font le dommage par ionisation lors du passage de particules neutres.

Plusieurs expériences ont été conduites pour étudier le dommage par radiation sur des détecteurs au silicium. Les détecteurs utilisés étaient de grandes dimensions

($0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$) pour faciliter les manipulations. Les irradiations dont les résultats sont rapportés ont été faites avec des protons de 10 MeV (Université de Montréal) et 24 GeV (CERN) et des neutrons dont l'énergie moyenne était de 14 MeV (NPI-ASCR).

5.1.1 Étude en énergie

Puisque les particules présentes dans ATLAS auront un spectre d'énergie étendu y compris des énergies très élevées, centaines de GeV et TeV¹, énergies inatteignables avec les accélérateurs présentement en opération, on ne peut qu'étudier l'effet des particules de plus basse énergie à ces accélérateurs et prédire le comportement des détecteurs dans les conditions du LHC. Des détecteurs standard planaire SP ont été irradiés avec des protons de 7, 8, 9, 10 MeV et 24 GeV. Cette étude avait pour but de vérifier l'hypothèse dite du NIEL² qui permet de comparer les dommages infligés aux matériaux des détecteurs par différents types de particules avec des énergies différentes. Ces résultats ayant déjà été publiés en ce qui concerne la concentration effective de dopants, le courant de fuite et la validité de cette hypothèse [34, 42], on se concentrera sur les données de temps de vie et de collection de charge en utilisant les protons de 10 MeV et 24 GeV à titre d'exemples pour montrer les différences dues à l'énergie. À la section 5.4 sont repris les résultats de N_{eff} et I pour ces deux énergies. L'étude avec les énergies 7, 8, 9, 10 MeV et 24 GeV a permis de prouver que l'hypothèse du NIEL devait être modifiée [42, 43].

5.1.2 Étude du processus de fabrication et effet des neutrons

Les détecteurs de type standard planaire (SP) sont fabriqués en utilisant le processus le plus répandu. Les détecteurs présents dans toutes les expériences de physique des particules sont de ce type. Pour ATLAS, les détecteurs seront de type standard planaire avec ajout d'oxygène.

Une autre méthode de fabrication a été suggérée : Mesa Planaire (MP). Le processus Mesa est lui aussi connu depuis longtemps [33] mais n'a jamais été employé pour une production à grande échelle de sorte que peu de détecteurs de ce type sont

¹Les neutrons auront par contre une énergie moyenne de 1 MeV.

²Non-Ionising Energy Loss : Perte d'énergie non-ionisante

utilisés en physique des particules. Pourtant, le processus nécessite moins d'étapes de production [33, 34]. Afin de vérifier leur tenue aux radiations, ces détecteurs ont été irradiés avec des protons de 10 MeV et des neutrons de 14 MeV et les résultats comparés avec ceux obtenus pour des détecteurs SP.

5.1.3 Étude sur l'effet de l'oxygène

Suite aux efforts de la collaboration RD48 [44], l'ajout d'oxygène dans les détecteurs au silicium a été adopté comme moyen d'améliorer leur tenue aux radiations. Cette amélioration a été observée pour les irradiations avec des protons de 24 GeV [34, 44]. Afin de vérifier si cette amélioration se voyait pour des protons de plus basse énergie, des détecteurs standard planaire sans et avec ajout d'oxygène dans la structure cristalline de silicium ont été irradiés avec des protons de 10 MeV [36].

5.2 Caractéristiques des détecteurs avant irradiation

Tous les détecteurs sont faits à partir de silicium dopé n , ont une aire de $0.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$ et possèdent un anneau de garde d'environ $100 \text{ }\mu\text{m}$ de large situé à environ $100 \text{ }\mu\text{m}$ de l'électrode principale. Les diodes (a) dans le tableau 5.1 ont été fabriquées par STMicroelectronics [45] avec du silicium d'orientation $\langle 100 \rangle$ de Wacker Siltronic [46]. Les détecteurs Mesa Planaire [ligne (b) dans le tableau 5.1] ont été fait par Polovodice [47]. Les détecteurs (c) et (d) dans le tableau 5.1 ont été fabriqués à partir de silicium $\langle 111 \rangle$ de Wacker Siltronic [46] par l'institut CiS [48]. La diffusion d'oxygène pour les détecteurs (d) a été faite dans une atmosphère d'azote à 1150°C à CiS.

5.3 Irradiations

Les détecteurs ont été irradiés avec des protons de haute et basse énergie. Les irradiations avec les protons de haute énergie (24 GeV) ont été effectuées au CERN avec l'accélérateur Synchrotron à Protons (CERN-PS). Celles de basse énergie (10 MeV) ont été faites avec l'accélérateur 6 MV Tandem Van de Graaff du Labora-

Détecteurs	d (μm)	ρ_0 ($\text{k}\Omega\text{cm}$)	$ N_{eff,0} $ (10^{11}cm^{-3})	V_d (volts)
(a) SP	295	2.5	18.3	121.5
(b) MP	280	2.1	22.4	134.0
(c) SP	286	4.9	9.4	58.3
(d) SP-oxy *	274	4.0	11.6	66.4

Tableau 5.1 – Caractéristiques initiales des détecteurs à l’étude : d est l’épaisseur des détecteurs, ρ_0 , la résistivité initiale, $|N_{eff,0}|$, la concentration effective initiale de dopants qui correspond à la concentration d’atomes donneurs (phosphore) et V_d , la tension de désertion totale à $\Phi = 0$. Les détecteurs de type (a) ont été irradiés par des protons de 10 MeV et 24 GeV et par des neutrons de 14 MeV. Les détecteurs (a) et (b) ont servi pour l’expérience comparant la tenue aux radiation des détecteurs Mesa Planaire avec les détecteurs SP. Les diodes (c) et (d), de fabrication CiS, ont été utilisées pour évaluer l’influence de la présence d’oxygène sur l’évolution des caractéristiques électriques en fonction de la fluence. * détecteurs oxygénés : 24 heures de diffusion d’oxygène.

toire René-J.-A.-Lévesque de l’Université de Montréal. Dans le cas de l’expérience comparant deux types de détecteurs, deux détecteurs (un de chaque type) étaient irradiées simultanément pour s’assurer de l’uniformité des fluences de comparaison. L’incertitude sur la fluence de protons au Synchrotron à Protons et au Tandem était de 7% et est incluse dans toutes les figures de ce chapitre. Les irradiations avec les neutrons se sont faites à l’institut NPI-ASCR. Le faisceau de protons de 37 MeV frappant une cible épaisse de béryllium (8 mm) produisait un spectre de neutrons de 14 MeV d’énergie moyenne. Les détecteurs étaient positionnés par paires SP et MP à différentes distances de la cible. L’incertitude sur la fluence de neutrons, incluse dans les figures présentant les résultats, était de 15%.

5.4 Modification des caractéristiques des détecteurs irradiés

Tous les détecteurs ont été chauffés 4 minutes à 80°C pour stabiliser les effets de recuit³. Ce temps équivaut à environ 21 jours passés à 20°C. L’utilisation du chauffage afin de simuler les 10 ans d’opération du LHC est discuté dans les

³Effets de recuit : les défauts se réorganisent dans le réseau cristallin. L’état du réseau dépend donc du temps écoulé depuis la création des défauts. Cette réorganisation se fait lentement. Or, la durée des manipulations effectuées pour retirer les détecteurs du faisceau et les entreposer varie d’un détecteur à l’autre. Pour rendre ces différences de temps négligeables, on chauffe les détecteurs.

références [34] et [42].

Les concentrations effectives de dopants ont été calculées avec l'équation 4.10 et en utilisant les tensions V_d trouvées avec les mesures C-V et celles de spectroscopie β . Les courants de fuite volumiques à V_d ont été extraits des mesures I-V. Les temps de vie ont été tirés des mesures α et laser. Les incertitudes sur les mesures sont incluses dans toutes les figures.

La figure 5.1 démontre bien que les particules de basse énergie causent plus de dommages que celles de haute énergie. Le courant de fuite volumique (Fig. 5.1a) des détecteurs irradiés avec les protons de 10 MeV est environ cinq fois plus élevé à fluence égale que ceux irradiés avec des protons de 24 GeV. On voit aussi à la figure 5.1b), que l'inversion du type se produit à une fluence de protons beaucoup plus élevée pour une énergie de 24 GeV si l'on compare à 10 MeV. D'ailleurs, on voit au tableau 5.2 que cette fluence d'inversion est environ six fois plus élevée pour les protons de 24 GeV en accord avec les taux de disparition de donneurs (b) et de création d'accepteurs (c) qui sont réduits de ce facteur lorsqu'on passe de 10 MeV à 24 GeV.

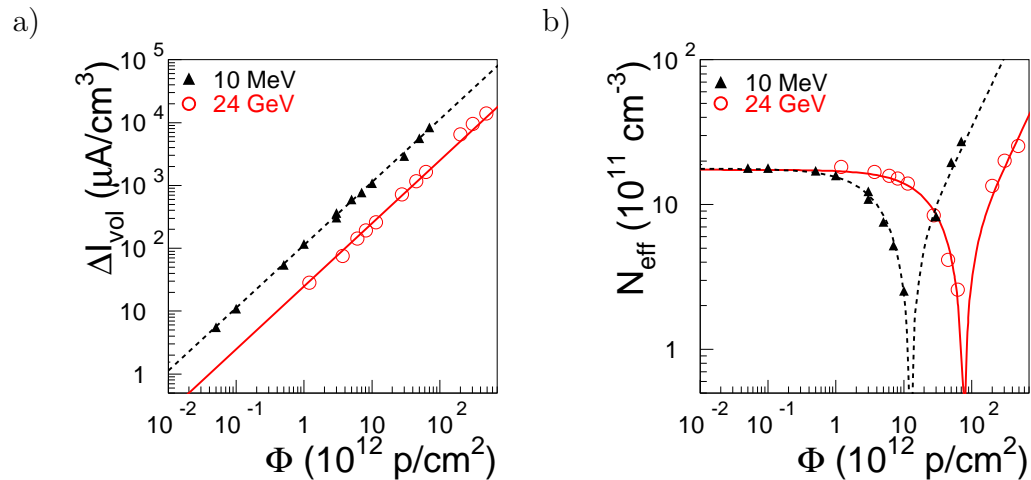


Figure 5.1 – a) Courant de fuite volumique et b) concentration effective de dopants suite à l'irradiation des détecteurs SP avec des protons de 10 MeV et 24 GeV après un chauffage de 4 minutes à 80°C. Les valeurs des paramètres d'ajustements des équations 4.19 et 4.13 se trouvent au tableau 5.2.

Au niveau des temps de vie des porteurs de charge (Fig. 5.2), on voit que les mesures à basses fluences n'ont pas donné de résultats attendus puisque la relation 4.25

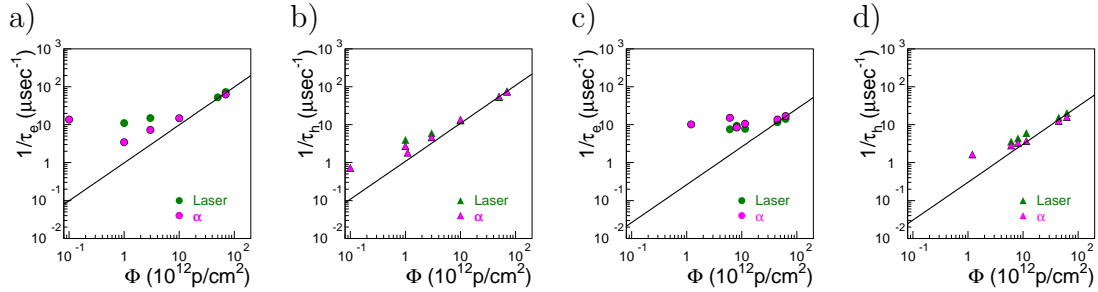


Figure 5.2 – Temps de vie en fonction de la fluence d’irradiation des électrons (a et c) et des trous (b et d) suite à l’irradiation des détecteurs SP avec des protons de 10 MeV (a et b) et 24 GeV (c et d) après un chauffage de 4 minutes à 80°C. Les valeurs des paramètres d’ajustements de l’équation 4.25 se trouvent au tableau 5.2.

n’est pas suivie, surtout en ce qui concerne les électrons. Ceci vient directement de la méthode de mesure : le temps de vie effectif des porteurs peut être mesuré si et seulement s’il est inférieur au temps de collection de charge. Or, dans le cas des détecteurs très peu irradiés, les temps de vie (μsec) sont très grand relativement au temps de collection (dizaines de nsec). On doit donc négliger les premiers points de la figure 5.2 qui divergent de la tendance prédite par l’équation 4.25. Puisque l’irradiation avec les protons de 24 GeV cause moins de dommage que l’irradiation avec des protons de 10 MeV, les temps de vie sont beaucoup plus longs et par conséquent, plus de points doivent être rejetés (Fig. 5.2a-b), surtout pour les électrons dont le temps de collection est plus court que celui des trous. Les facteurs $\beta_{e,t}$ donnés au tableau 5.2 reflètent aussi la différence de dommages puisqu’ils s’avèrent plus petits pour les particules les plus énergétiques.

	10 MeV	24 GeV
α (10^{-17} A/cm)	11.26 ± 0.22	2.50 ± 0.05
$N_{eff,0}$ (10^{11} cm $^{-3}$)	17.67 ± 0.52	17.38 ± 0.59
c (10^{-14} cm 2)	11.13 ± 0.55	1.76 ± 0.09
b (10^{-2} cm $^{-1}$)	3.43 ± 0.15	0.59 ± 0.03
Φ_{inv} (10^{12} cm $^{-2}$)	12.7 ± 0.7	76.7 ± 4.8
β_e (10^{-7} cm 2 /sec)	9.89 ± 0.09	2.61 ± 0.09
β_t (10^{-7} cm 2 /sec)	10.91 ± 0.08	3.05 ± 0.09

Tableau 5.2 – Résultats de l’ajustement des équations 4.19 (α), 4.13 ($N_{eff,0}$, c , b) aux données de détecteurs SP irradiés avec des protons de 10 MeV et 24 GeV et 4.25 (β_e , β_t). La fluence d’inversion Φ_{inv} a été tirée en utilisant l’équation 4.13.

5.5 Variation en fonction du processus de fabrication

Le processus Mesa de fabrication de détecteurs au silicium laissant envisager une production à coût moindre, il faut s'assurer que leur rendement est comparable à celui des détecteurs standards planaires. Pour les irradiations avec des protons de 10 MeV, on peut voir à la figure 5.3 a) et b), que le courant de fuite et la concentration effective de dopants ne montrent pas de différences marquantes entre les SP et MP. Au tableau 5.3, on remarque d'ailleurs que les paramètres α et celui de création d'accepteurs (b) sont presque compatibles entre les deux types de détecteurs pour cette énergie. Le paramètre de disparition de donneurs c est fort différent entre les SP et MP mais semble lié à la concentration de donneurs initiale. En ce qui concerne les irradiations neutrons, en se fiant uniquement aux données expérimentales des figures 5.3 c) et d), on ne peut observer de différences significatives entre SP et MP dans le comportement des détecteurs fortement irradiés. Les ajustements aux données des équations 4.19 et 4.13 donnent un avantage apparent aux détecteurs MP que ne reflètent pas les mesures.

À la figure 5.4, on voit toujours le problème de mesure à faible fluence. En ajustant l'équation 4.25 aux données, on observe que les paramètres $\beta_{e,t}$ sont très semblables peu importe le porteur ou la particule d'irradiation. D'ailleurs, la différence entre les protons de 10 MeV et les neutrons de 14 MeV n'est pas marquée. En prenant en considération les barres d'erreurs venant de l'ajustement aux données, on remarque surtout une augmentation du courant de fuite volumique et une légère augmentation de la fluence d'inversion dans les données neutrons.

5.6 Effet de l'ajout d'oxygène

L'ajout d'oxygène dans les détecteurs au silicium a permis d'améliorer la tenue aux radiations de ceux-ci lorsqu'ils sont irradiés avec des protons de 24 GeV [34, 44], seule énergie disponible aux accélérateurs et qui se rapproche des énergies du LHC. Pour les protons de 10 MeV, l'amélioration n'est pas aussi flagrante. À la figure 5.5a), on observe que le courant de fuite volumique subit une augmentation très semblable entre les détecteurs avec et sans oxygène. Au tableau 5.4, les valeurs des paramètres α en témoignent tout en montrant un léger avantage

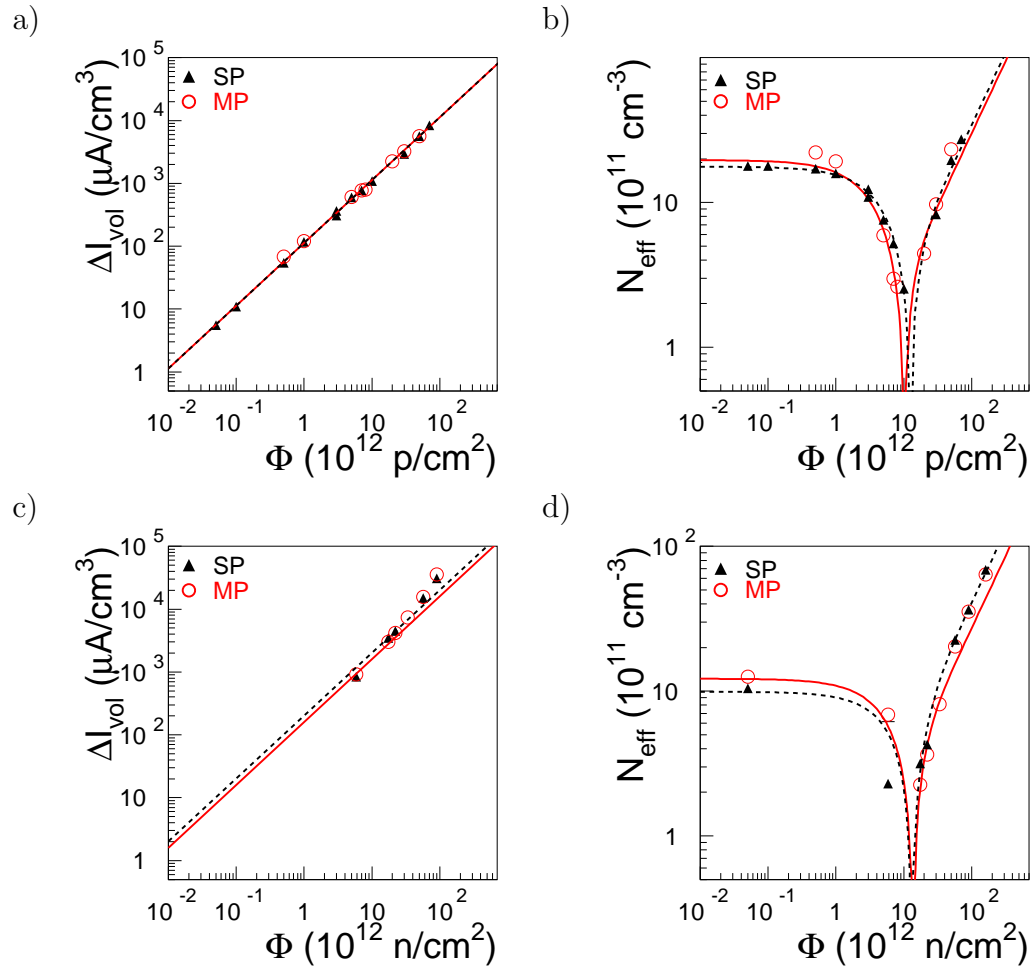


Figure 5.3 – Résultats des irradiations des détecteurs SP et MP avec des protons de 10 MeV (a et b) et avec des neutrons de 14 MeV (c et d) après un chauffage de 4 minutes à 80°C. Les valeurs des paramètres α tirées des graphiques de courant de fuite volumique (a et c) se trouvent dans le tableau 5.3. La concentration effective de dopants après irradiation des mêmes détecteurs se trouve en b) et d). Les différents paramètres extraits de ces figures se trouvent au tableau 5.3

pour les détecteurs oxygénés. C'est à la figure 5.5b) que l'on distingue l'influence de l'oxygène : la fluence d'inversion de type est légèrement plus élevée lorsque de l'oxygène est injecté dans les détecteurs.

À la figure 5.6 sont montrés les temps de vie des porteurs de charge mesurés avec les montages décrits à la section 4.6. Le phénomène de saturation à basse fluence est très visible : pour toutes les fluences inférieures à 7×10^{12} p/cm² les temps de vie effectifs des électrons sont plus longs que le temps de collection. On observe le même phénomène pour les trous pour des fluences inférieures à 3×10^{12} p/cm².

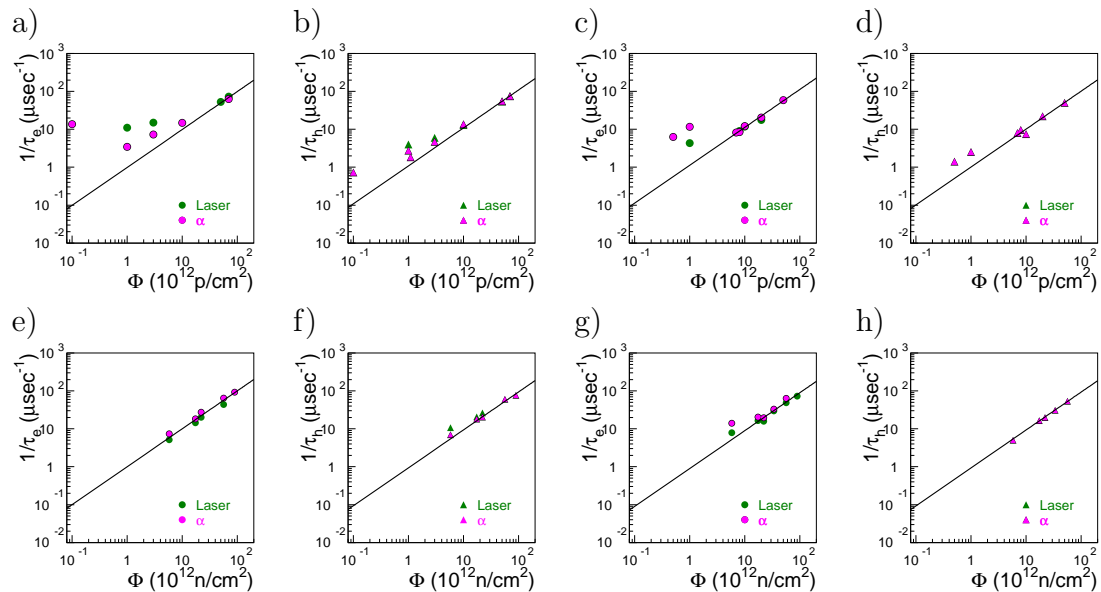


Figure 5.4 – Temps de vie des électrons (a,c,e,g) et des trous (b,d,f,h) suite à l’irradiation des détecteurs SP (a,b,e,f) et MP (c,d,g,h) avec des protons de 10 MeV (a à d) et neutrons de 14 MeV (e à h) après un chauffage de 4 minutes à 80°C. Les valeurs des paramètres d’ajustement de l’équation 4.25 se trouvent au tableau 5.3.

	Protons de 10 MeV		Neutrons de 14 MeV	
	SP	MP	SP	MP
α (10^{-17} A/cm)	11.26 ± 0.22	10.82 ± 0.33	20.25 ± 0.09	15.98 ± 0.08
$N_{eff,0}$ (10^{11} cm $^{-3}$)	17.67 ± 0.52	19.62 ± 1.89	9.91 ± 0.08	12.18 ± 0.15
c (10^{-14} cm 2)	11.13 ± 0.55	18.03 ± 1.57	4.78 ± 0.13	8.72 ± 0.13
b (10^{-2} cm $^{-1}$)	3.43 ± 0.15	3.00 ± 0.14	4.08 ± 0.04	2.72 ± 0.01
Φ_{inv} (10^{12} cm $^{-2}$)	12.7 ± 0.7	10.3 ± 1.1	13.0 ± 0.3	13.6 ± 0.2
β_e (10^{-7} cm 2 /sec)	9.89 ± 0.09	11.26 ± 0.16	10.02 ± 0.08	8.96 ± 0.07
β_t (10^{-7} cm 2 /sec)	10.91 ± 0.08	10.12 ± 0.18	9.39 ± 0.09	9.30 ± 0.14

Tableau 5.3 – Résultats de l’ajustement des équations 4.19 (α), 4.13 ($N_{eff,0}$, c , b) et 4.25 (β_e , β_t) aux données de détecteurs SP et MP irradiés avec des protons de 10 MeV et des neutrons de 14 MeV. La fluence d’inversion Φ_{inv} a été tirée en utilisant l’équation 4.13.

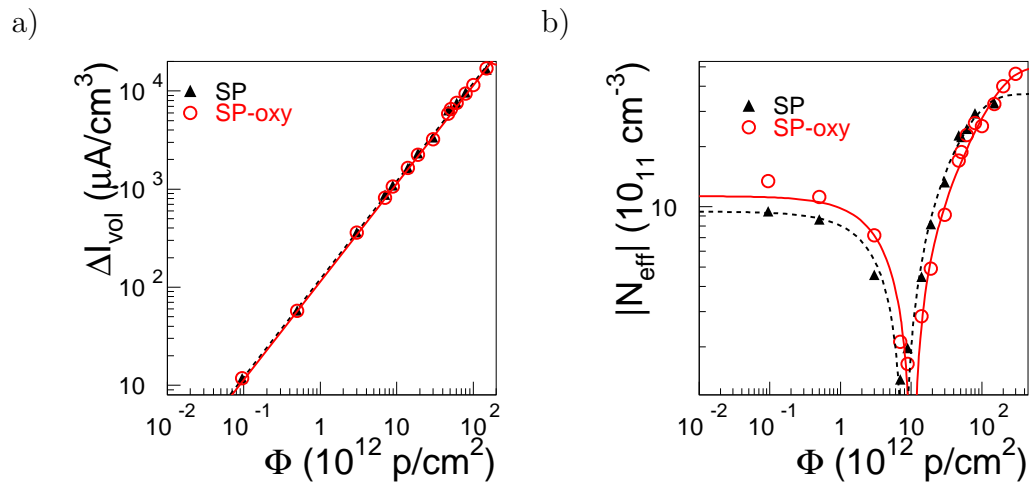


Figure 5.5 – a) Courant de fuite volumique et b) concentration effective de dopants suite à l'irradiation des détecteurs SP et SP-oxy avec des protons de 10 MeV après un chauffage de 4 minutes à 80°C. Les valeurs des paramètres d'ajustements des équations 4.19 et 4.15 se trouvent au tableau 5.4.

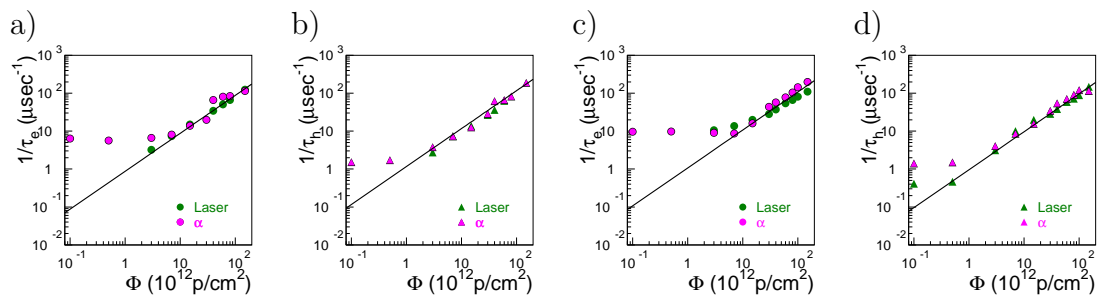


Figure 5.6 – Temps de vie des porteurs des électrons (a et c) et des trous (b et d) suite à l'irradiation des détecteurs SP (a et b) et SP-oxy (c et d) avec des protons de 10 MeV après un chauffage de 4 minutes à 80°C. Les valeurs des paramètres d'ajustements de l'équation 4.25 se trouvent au tableau 5.4.

		SP	SP-oxy
α	(10^{-17} A/cm)	12.08 ± 0.23	11.38 ± 0.20
$N_{eff,0}$	(10^{11} cm $^{-3}$)	9.5 ± 0.3	11.3 ± 0.4
c	(10^{-14} cm 2)	8.4 ± 0.8	10.0 ± 0.1
N_{sat}	(10^{11} cm $^{-3}$)	36.6 ± 2.2	50.1 ± 2.9
c_c	(10^{-14} cm 2)	1.80 ± 0.19	0.80 ± 0.06
Φ_{inv}	(10^{12} cm $^{-2}$)	8.0 ± 1.3	10.5 ± 1.2
β_e	(10^{-7} cm 2 /sec)	8.78 ± 0.04	10.74 ± 0.03
β_t	(10^{-7} cm 2 /sec)	11.69 ± 0.05	9.66 ± 0.03

Tableau 5.4 – Résultats de l’ajustement des équations 4.19 (α), 4.13 ($N_{eff,0}$, c , b) et 4.25 (β_e , β_t) aux données de détecteurs SP et SP-oxy irradiés avec des protons de 10 MeV. La fluence d’inversion Φ_{inv} a été tirée en utilisant l’équation 4.13.

Chapitre 6

Modélisation de la collection de charge

L'efficacité de collection de charge pour les semi-conducteurs se décrit à l'aide du modèle de Hecht, développé originalement pour les chambres à ionisation en 1932 [49]. Dans ce chapitre, la dérivation du modèle de Hecht sera présentée, suivie des modifications à la description du champ électrique nécessaires pour la caractérisation de la collection de charge dans les détecteurs irradiés sous-désertés. En effet, pour un détecteur fortement irradié, il arrive que le courant de fuite soit trop élevé pour qu'il soit possible d'atteindre la tension de désertion totale. On doit donc connaître les variations d'efficacité de détection pour les détecteurs sous-désertés.

À la fin de ce chapitre, quelques exemples démontrent l'amélioration apportée par les modifications à la description du champ électrique sur la modélisation de l'efficacité de détection en fonction de la tension appliquée. En Annexe II se trouvent les résultats pour toutes les séries de données utilisées pour cette étude soient : protons de différentes énergies (10 MeV et 24 GeV), neutrons de 14 MeV, ainsi que les séries de données comparant la dépendance des résultats sur différents types de détecteurs (SP, SP-oxy, MP).

6.1 Équation de Hecht

Une approche pour caractériser la variation de la collection de charge en fonction de la tension d'opération d'un détecteur est de prendre en considération le libre parcours des porteurs de charge libres (λ). Cette méthode a été proposée par Hecht en 1932 [49] et est reprise aujourd'hui pour les semi-conducteurs (voir par exemple [50]).

L'idée est la suivante : au-lieu de considérer que la charge collectée est directement proportionnelle à l'épaisseur désertée, on considère que les porteurs de charge (l'électron et le trou) ont une probabilité d'être collectés selon le lieu de création de la paire (x_0). Cette probabilité varie entre l'électron et le trou car ils n'ont pas toujours la même distance à parcourir jusqu'aux électrodes et n'ont pas la même

vitesse de dérive. Plus le temps passé dans le détecteur est long et plus la distance à parcourir est grande, plus il y a de chance que le porteur de charge tombe dans un piège. Cette approche devrait donc être sensible à la pureté du détecteur.

Dans le cas des détecteurs au silicium, les électrons et les trous contribuent au signal. Il faut donc additionner leurs contributions dont l'amplitude variera selon la position où la paire electron-trou a été créée dans le détecteur.

6.1.1 Équation d'efficacité de collection de charge

Pour retrouver l'équation de Hecht, on part du théorème de Ramo (Éq. 6.1) pour un condensateur plan.

$$\frac{dq}{q} = -\frac{x}{x_d} \quad (6.1)$$

Ce qui implique un courant décrit par l'équation 6.2, dans laquelle $v = \mu\mathcal{E}$ est la vitesse du porteur de charge.

$$I = -\frac{qv}{x_d} \quad (6.2)$$

Tel que vu à la section 4.6.1, en présence de piégeage, le courant prend la forme suivante :

$$I(t) = I_0(t) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) = -Q_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \frac{\mu\mathcal{E}}{x_d}$$

On trouve donc la charge induite par chacun des porteurs aux électrodes Q en utilisant l'équation 6.3, avec t_{tr} le temps de transit du porteur de charge dans le détecteur. On pose que le détecteur est complètement déserté ($x_d = d$).

$$Q = \int_0^{t_{tr}} I(t) dt = -Q_0 \int_0^{t_{tr}} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \frac{\mu\mathcal{E}}{d} \quad (6.3)$$

Dans cette dérivation, on considère que $x = 0$ pour l'électrode avant (jonction $p^+ - n$), $x = d$ pour l'électrode arrière ($n - n^+$) et $x = x_0$, la position à laquelle une paire électron-trou a été créée. Les électrons voyagent vers l'électrode arrière (anode) parcourant une distance de $d - x_0$ et les trous se dirigent vers l'électrode avant (cathode) et parcourent donc x_0 . On reprend l'équation 6.3 en additionnant

les contributions des deux porteurs de charge :

$$\begin{aligned}
 Q &= Q_e + Q_t = -Q_0 \int_0^{t_{tr,e}} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \frac{\mu_e \mathcal{E}}{d} - Q_0 \int_0^{t_{tr,t}} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \frac{\mu_t \mathcal{E}}{d} \\
 Q &= -\frac{Q_0}{d} \left\{ \mu_e \mathcal{E} \tau_e \left[1 - \exp\left(-\frac{d-x_0}{\mu_e \mathcal{E} \tau_e}\right) \right] + \mu_t \mathcal{E} \tau_t \left[1 - \exp\left(-\frac{x_0}{\mu_t \mathcal{E} \tau_t}\right) \right] \right\}
 \end{aligned}$$

Pour simplifier cette dernière équation, on définit le libre parcours moyen¹ des électrons Λ_e et des trous Λ_t selon l'équation 6.4.

$$\Lambda = \mu \mathcal{E} \tau \quad (6.4)$$

De ces dernières équations, on tire l'équation de Hecht qui définit l'efficacité de collection de charge Q/Q_0 selon l'équation 6.5.

$$\frac{Q}{Q_0} = \frac{\Lambda_e}{d} \left[1 - \exp\left(-\frac{d-x_0}{\Lambda_e}\right) \right] + \frac{\Lambda_t}{d} \left[1 - \exp\left(-\frac{x_0}{\Lambda_t}\right) \right] \quad (6.5)$$

Il faut noter que pour les détecteur non-irradiés, on s'attend à une efficacité de 100% et donc que la charge collectée corresponde à la charge déposée, soit Q_0 . La charge accumulée au plateau de détecteurs non-irradiés (au-delà de V_d) servira donc de Q_0 . Pour les détecteurs irradiés, la chute de l'efficacité du détecteur sera vue en comparant la charge collectée par ces détecteurs à Q_0 .

6.1.2 Équation de Hecht et dépôt d'énergie des particules

L'équation 6.5 inclut un paramètre x_0 qui correspond à la profondeur où une paire électron-trou est créée. Or, une particule ionisante interagissant avec le détecteur au silicium libère plus d'une paire électron-trou et la quantité de paires produites à un x_0 donné varie. Pour la particule au minimum d'ionisation, les paires seront créées uniformément à travers le détecteur. On peut donc intégrer

¹Libre parcours moyen : distance moyenne parcourue par le porteur de charge avant d'être piégé

l'équation 6.5 sur toutes les positions possibles.

$$\begin{aligned} \frac{Q}{Q_0} &= \frac{1}{d} \int_0^d \frac{Q(x_0)}{Q_0} dx_0 \\ &= \frac{\Lambda_e + \Lambda_t}{d} - \frac{\Lambda_e^2}{d^2} \left[1 - \exp\left(-\frac{d}{\Lambda_e}\right) \right] - \frac{\Lambda_t^2}{d^2} \left[1 - \exp\left(-\frac{d}{\Lambda_t}\right) \right] \end{aligned}$$

La distribution des paires pour une particule au minimum d'ionisation permet de trouver une réponse analytique à l'intégrale sur les positions de création de paires. Pour les particules lourdes chargées (particule α par exemple) qui s'arrêtent dans le détecteur, davantage de paires seront créées à la fin de la trajectoire de la particule (courbe de Bragg). On se servira donc du pouvoir d'arrêt des particules lourdes chargées décrit par l'équation de Bethe-Bloch pour obtenir la distribution des paires en fonction de la profondeur. On fera donc une intégrale numérique sur les positions de création de paires dans le cas des particules lourdes chargées.

6.1.3 Libre parcours moyen

Un seul paramètre de l'équation de Hecht reste à déterminer : le libre parcours moyen. Contrairement à ce qui avait été sous-entendu dans les sections précédentes, le libre parcours pour les porteurs de charge $\lambda_{e,t}(x)$ varie en fonction de la position dans le détecteur. Il sera défini en utilisant le champ électrique $\mathcal{E}(x)$, la mobilité des porteurs de charge $\mu_{e,t}$ et le temps de vie des porteurs de charge $\tau_{e,t}$.

$$\begin{aligned} \lambda_{e,t}(x) &= \mu_{e,t}(x)\mathcal{E}(x)\tau_{e,t} \\ \text{avec } \mu_{e,t}(x) &= \frac{\mu_0}{[1+(\mu_0\mathcal{E}(x)/v_s)^m]^{1/m}} \end{aligned} \quad (6.6)$$

avec $\mu_0 = 1350\text{cm}^2/\text{Vsec}$, $m=2$ et la vitesse de saturation $v_s=1.05\times 10^7\text{cm/sec}$ pour les électrons et $\mu_0 = 450\text{cm}^2/\text{Vsec}$, $m=1$ et $v_s=1.00\times 10^7\text{cm/sec}$ pour les trous [38].

Le libre parcours moyen tel que cité dans l'équation de Hecht sera la moyenne du libre parcours sur le chemin de chacun des porteurs soient :

$$\begin{aligned} \Lambda_e &= \overline{\lambda_e(x)} = \frac{1}{d-x_0} \int_{x_0}^d \mu_e \mathcal{E} \tau_e \cdot dx \\ \text{et } \Lambda_t &= \overline{\lambda_t(x)} = \frac{1}{x_0} \int_0^{x_0} \mu_t \mathcal{E} \tau_t \cdot dx \end{aligned} \quad (6.7)$$

6.2 Double jonction avec transition abrupte

À la section 4.2, le modèle de base de la jonction abrupte entre des sections p et n a été élaboré. Or, ce modèle, bien qu'adéquat dans le cas des détecteurs non-irradiés, nécessite une adaptation afin de prendre en compte la présence croissante de dopants accepteurs dans la zone n en fonction de la fluence des particules d'irradiation.

Cette adaptation s'effectue en gardant une zone de type n à l'avant du détecteur de largeur x_j conservant toutes les caractéristiques d'un détecteur non-irradié (avec une concentration de $N_{d,0}$). Cette zone, d'à peine quelques microns, se crée lors de la migration des défauts dans les détecteurs au silicium irradiés après quelques heures de repos à température ambiante. Elle atteint une largeur de $x_j = 14 \mu\text{m}$ après 21 jours (correspondant à un temps de 4 minutes à 80°C) une fois que la tension de désertion totale est dépassée.

La figure 6.1 illustre l'effet de cette zone sur la densité de charge (a et b) et le champ électrique (c et d), à l'intérieur des détecteurs irradiés pour des fluences se situant avant (a et c) et après (b et d) la fluence d'inversion, respectivement.

On peut tirer les équations définissant les densités de charge, le champ électrique et le potentiel électrostatique ainsi que les relations régissant la conservation de la charge et la variation des deux largeurs de désertion x_1 et x_2 . Le tout est résumé dans la tableau 6.1 dans les cas avant et après fluence d'inversion. La valeur de la concentration N' s'obtient en écrivant les équations de potentiel à $V = V_d$. À cette tension, $x_1 = x_j$ et $x_2 = d$ dans le cas de $\Phi < \Phi_{inv}$ et $x_2 = d - x_j$ dans le cas de $\Phi > \Phi_{inv}$, ce qui donne pour N' :

$$N' = \frac{2\epsilon V_d/q - N_{d,0}x_j^2}{d^2 - x_j^2} \quad \text{pour } \Phi < \Phi_{inv}$$

et

$$N' = \frac{2\epsilon V_d/q - N_{d,0}x_j^2}{(d - x_j)^2} \quad \text{pour } \Phi > \Phi_{inv}$$

Pour que ce modèle de double jonction soit complètement défini, il ne reste qu'à établir une des variations des largeurs de désertion (x_1 ou x_2) en fonction de la tension appliquée. La seule contrainte utilisable pour cette définition est que x_1 doit atteindre x_j à la désertion totale. On utilise une relation similaire à celle

	$\Phi < \Phi_{inv}$	$\Phi > \Phi_{inv}$
$\rho(x) =$	$\begin{cases} -qN_a^+ & [-x_p, 0] \\ qN_{d,0} & [0, x_1] \\ qN' & [x_1, x_2] \end{cases}$	$\begin{cases} -qN_a^+ & [-x_p, 0] \\ qN_{d,0} & [0, x_1] \\ -qN' & [x_2, d] \\ qN_d^+ & [d, x_n] \end{cases}$
$\mathcal{E}(x) =$	$\begin{cases} -\frac{qN_a^+}{\epsilon}(x + x_p) & [-x_p, 0] \\ \frac{qN_{d,0}}{\epsilon}(x - x_1) + \frac{qN'}{\epsilon}(x_1 - x_2) & [0, x_1] \\ \frac{qN'}{\epsilon}(x - x_2) & [x_1, x_2] \end{cases}$	$\begin{cases} -\frac{qN_a^+}{\epsilon}(x + x_p) & [-x_p, 0] \\ \frac{qN_{d,0}}{\epsilon}(x - x_1) & [0, x_1] \\ -\frac{qN'}{\epsilon}(x - x_2) & [x_2, d] \\ \frac{qN_d^+}{\epsilon}(x - x_n) & [d, x_n] \end{cases}$
$\Psi(x) =$	$\begin{cases} -\frac{qN_a^+}{2\epsilon}(x + x_p)^2 + \Psi_p & [-x_p, 0] \\ \frac{qN_{d,0}}{2\epsilon}(x - x_1)^2 + \frac{qN'}{\epsilon}x(x_1 - x_2) + \frac{qN'}{2\epsilon}(x_2^2 - x_1^2) & [0, x_1] \\ \frac{qN'}{2\epsilon}(x - x_d)^2 + \Psi_d & [x_1, x_2] \end{cases}$	$\begin{cases} -\frac{qN_a^+}{2\epsilon}(x + x_p)^2 + \Psi_p & [-x_p, 0] \\ \frac{qN_{d,0}}{2\epsilon}(x - x_1)^2 & [0, x_1] \\ -\frac{qN'}{2\epsilon}(x - x_d)^2 & [x_2, d] \\ \frac{qN_d^+}{2\epsilon}(x - x_n)^2 + \Psi_d & [d, x_n] \end{cases}$
Conservation de la charge		
	$(N_{d,0} - N')x_1 + N'x_2 = N_a^+x_p$	$N_{d,0}x_1 = N_a^+x_p$ $N'(d - x_2) = N_d^+(x_n - d)$
Relation entre x_1 et x_2 (à partir des équations de continuité et de $\Psi_d - \Psi_p = V + V_0$)		
	$x_2 = \sqrt{\frac{2\epsilon}{qN'}(V + V_0) + \left(1 - \frac{N_{d,0}}{N'}\right)x_1^2}$	$x_2 = d - \sqrt{\frac{2\epsilon}{qN'}(V + V_0) - \frac{N_{d,0}}{N'}x_1^2}$

Tableau 6.1 – Équations de densité de charge ρ , de champ électrique \mathcal{E} et de potentiel ψ pour un jonction dite double pour les fluences inférieures et supérieures à la fluence d'inversion Φ_{inv} . Se référer à la figure 6.1 pour la définition des variables N_a^+ , $N_{d,0}$, N' , N_d^+ , x_p , x_1 , x_2 , d et x_n .

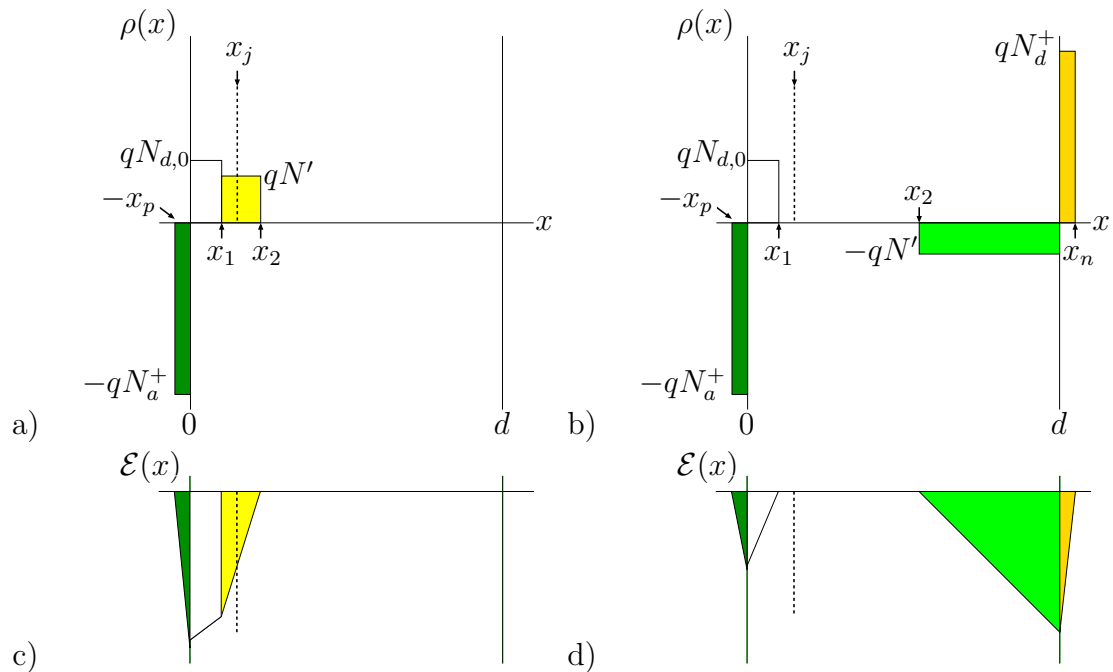


Figure 6.1 – Représentation de la densité de charge ρ (a et b) et du champ électrique \mathcal{E} (c et d) pour une jonction dite double pour des fluences inférieures (a et c) et supérieures (b et d) à la fluence d'inversion

utilisée dans une jonction simple pour un détecteur non-irradié. L'utilisation de ce type de relation est justifiée car la zone avant est considérée être sans impureté. On a donc x_1 variant avec la tension selon l'équation 6.8.

$$x_1 = x_j \sqrt{\frac{V}{V_d}} \quad (6.8)$$

Cette variation de x_1 est utilisée avant et après la fluence d'inversion.

6.3 Double jonction avec exponentielle simple

Le modèle développé dans la section 6.2 est cependant insuffisant pour décrire la collection de charge mesurée lors de l'illumination arrière d'un détecteur peu irradié² ($\Phi < \Phi_{inv}$) par une particule arrêtant dans celui-ci. Ce problème découle de la recombinaison des paires électron-trou en absence de champ électrique. Donc,

²Dans le cas d'un détecteur fortement irradié ($\Phi > \Phi_{inv}$), le modèle pose problème lors de l'illumination avant puisque la zone de désertion s'agrandit à partir de l'arrière.

tant que la tension appliquée n'est pas suffisante pour que la zone désertée atteigne le point de dépôt d'énergie x_0 , aucune charge ne devrait être collectée. Or, on observe expérimentalement que ce n'est pas le cas. Par exemple, à la figure 6.2, on voit que pour l'illumination arrière du détecteur SP-oxy non-irradié, l'efficacité de collection de charge dépasse 50% à 30 volts alors qu'il faudrait appliquer au moins 45 volts pour que la zone de désertion atteigne la région où la particule fait son dépôt.

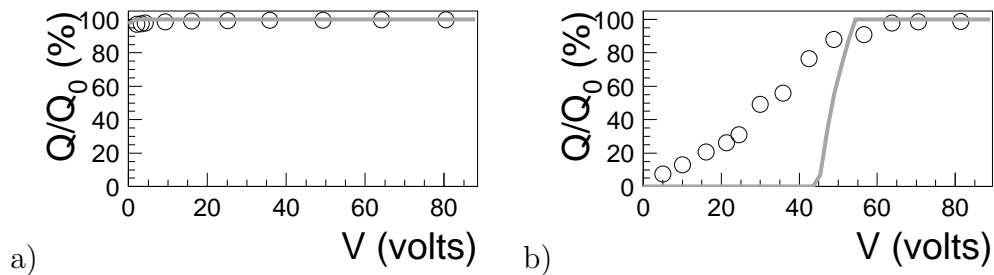


Figure 6.2 – Exemple du modèle de Hecht avec le champ électrique à double jonction pour un détecteur SP-oxy non-irradié. Illumination a) avant et b) arrière avec des particules α .

Pour des détecteurs très peu irradiés, le phénomène de diffusion explique en partie cet excès de collection de charge. Les porteurs se propagent uniquement grâce à l'énergie cinétique acquise lors du transfert d'énergie venant de la particule incidente. Les vitesses atteintes sont très basses comparativement à celle des porteurs sous l'influence d'un champ électrique. De plus, les porteurs de charge n'auront pas de direction préférentielle et très peu se dirigeront vers l'électrode. Le temps de diffusion des charges sera d'ailleurs beaucoup plus grand que celui de la dérive (μsec plutôt que nsec). Ce signal se perdra donc partiellement dans le bruit. D'autres effets (voir section 7.4) tels que ceux d'entonnoir et de plasma présents lorsque qu'une particule incidente dépose beaucoup d'énergie localement, ce qui est le cas pour les particules α , modifient aussi la collection de charge. L'effet d'entonnoir donne un excès de charge pour des tensions auxquelles la zone désertée atteint presque la zone de dépôt d'énergie de la particule incidente. En ce qui concerne l'effet plasma, il consiste en une modification locale du champ électrique permettant de projeter une partie des porteurs de charge vers leur électrode. Cette modification du champ est due à la grande densité de porteurs présente dans un très petit

volume (trajectoire de la particule incidente). L'effet plasma agit surtout sur la distribution latérale des charges, c'ad que toute la charge est collectée mais couvre une plus grande surface sur l'électrode. Cet effet provoque un partage de la charge entre diverses électrodes si le détecteur est pixellisé. Tous ces effets, visibles surtout pour les détecteurs non-irradiés, seront décrits en plus de détails à la section 7.4.

Pour l'étude des détecteurs irradiés, un modèle simple permet d'améliorer la description de la collection de charge avant d'atteindre V_d : on ajoute au champ électrique une composante exponentielle pratiquement négligeable. Cette composante a l'avantage d'appliquer un champ électrique à toutes profondeurs dans le détecteur, permettant aux porteurs de charge de dériver malgré la faiblesse du champ. (En fait, il reste une zone à champ électrique nul dans cette description : entre x_1 et x_j pour $\Phi > \Phi_{inv}$. Ce cas sera traité à la section 6.4.)

Pour obtenir la description du modèle avec exponentielle, on utilisera un développement similaire à celui de la double jonction : on définit d'abord la densité de charges et on intègre pour obtenir la forme du champ (voir tableau 6.2). En utilisant les équations de continuité du champ électrique, on peut établir de nouvelles équations de conservation de charge. Par contre, pour obtenir la relation entre les largeurs de désertion x_1 et x_2 , que l'on tire de la définition du potentiel, on ne peut trouver de forme analytique car le paramètre introduit dans l'exponentielle (a) n'est pas indépendant de ces deux valeurs. Puisque la partie exponentielle ajoutée est très petite, on peut faire l'approximation que x_1 et x_2 sont liées de la même façon que dans le cas sans exponentielle. On peut toutefois tirer la relation entre $N_{d,0}$ et N' à partir des équations de potentiel à V_d . Dans ce cas, la contribution des zones exponentielles est nulle et les relations se réduisent à celles du cas sans exponentielle.

Il n'y a pas de solution analytique pour déterminer la variation du paramètre a . On doit cependant satisfaire aux exigences suivantes : quand $V \rightarrow 0$ et à $V = V_d$, il faut que la valeur de l'exponentielle tende vers l'infini. Cette condition est nécessaire pour $V \rightarrow 0$ afin que la composante exponentielle demeure petite par rapport au champ présent dans le détecteur. En ce qui concerne $V = V_d$, au-delà de cette tension, la composante exponentielle disparaît complètement. Elle doit donc le faire de manière continue.

$\Phi < \Phi_{inv}$	
$\rho(x) = \begin{cases} -qN_a^+ & [-x_p, 0] \\ qN_{d,0} & [0, x_1] \\ qN' & [x_1, x_2] \\ \frac{qN'}{e^{-a(x_2-d)} - 1} (e^{-a(x-d)} - 1) & [x_2, d] \end{cases}$	
$\mathcal{E}(x) = \begin{cases} -\frac{qN_a^+}{\epsilon}(x + x_p) & [-x_p, 0] \\ \frac{qN_{d,0}}{\epsilon}(x - x_1) - \frac{qN'}{a\epsilon} - \frac{qN'(x_2-d)}{\epsilon(e^{-a(x_2-d)} - 1)} + \frac{qN'}{\epsilon}(x_1 - x_2) & [0, x_1] \\ \frac{qN'}{\epsilon}(x - x_2) - \frac{qN'}{a\epsilon} - \frac{qN'(x_2-d)}{\epsilon(e^{-a(x_2-d)} - 1)} & [x_1, x_2] \\ \frac{-qN'}{\epsilon(e^{-a(x_2-d)} - 1)} \left[\frac{1}{a} (e^{-a(x-d)} - 1) + (x - d) \right] & [x_2, d] \end{cases}$	
$\Phi > \Phi_{inv}$	
$\rho(x) = \begin{cases} -qN_a^+ & [-x_p, 0] \\ qN_{d,0} & [0, x_1] \\ \frac{-qN'}{e^{-a(x_2-x_j)} - 1} (e^{-a(x-x_j)} - 1) & [x_j, x_2] \\ -qN' & [x_2, d] \\ qN_d^+ & [d, x_n] \end{cases}$	
$\mathcal{E}(x) = \begin{cases} -\frac{qN_a^+}{\epsilon}(x + x_p) & [-x_p, 0] \\ \frac{qN_{d,0}}{\epsilon}(x - x_1) & [0, x_1] \\ \frac{-qN'}{\epsilon(e^{a(x_2-x_j)} - 1)} \left[-(x - x_j) + \frac{1}{a} (e^{a(x-x_j)} - 1) \right] & [x_j, x_2] \\ -\frac{qN'}{\epsilon} \left[(x - x_2) + \frac{1}{a} - \frac{x_2 - x_j}{e^{a(x_2-x_j)} - 1} \right] & [x_2, d] \\ \frac{qN_d^+}{\epsilon}(x - x_n) & [d, x_n] \end{cases}$	

Tableau 6.2 – Modélisation du champ électrique à l'intérieur d'un détecteur au silicium irradié. Addition d'une composante exponentielle dans la zone non-désertée.

Voici la fonction de a qui satisfait ces exigences pour les fluences inférieures à la fluence d'inversion :

$$a = \frac{4}{d - x_2} \cdot \frac{x_2}{x_2 - x_j} \ln [N_{eff}(d - x_2)(x_2 - x_j)^2] \quad (6.9)$$

En transposant l'équation 6.9 pour le cas des fluences supérieures à la fluence d'inversion, on obtient l'équation 6.10 du même type mais dont le coefficient a dû

être modifié.

$$a = \frac{3.3}{x_2 - x_j} \cdot \frac{x_j + d - x_2}{d - x_2} \ln [N_{eff}(x_2 - x_j)(d - x_2)^2] \quad (6.10)$$

6.4 Double jonction avec exponentielle double

Pour compléter le modèle présenté à la section précédente, on imposera une seconde composante exponentielle dans la seule zone dans laquelle aucun champ n'est défini pour $\Phi > \Phi_{inv}$ (entre x_1 et x_j). La distribution de densité de charge ainsi que le champ électrique de ce nouveau modèle se trouvent aux tableaux 6.3 et 6.4.

Pour cette seconde composante exponentielle, on ajoute un paramètre b (Éq. 6.13) qui a la même forme que le paramètre a .

$$b = \frac{4}{x_j - x_1} \cdot \frac{x_1 + d - x_j}{x_1} \ln [N_{eff}(x_j - x_1)(x_1)^2] \quad \Phi \leq \Phi_{inv} \quad (6.11)$$

$$b = \frac{3.3}{x_j - x_1} \cdot \frac{x_1 + d - x_j}{x_1} \ln [N_{eff}(x_j - x_1)(x_1)^2] \quad \Phi \geq \Phi_{inv} \quad (6.12)$$

$$(6.13)$$

$\Phi < \Phi_{inv}$	
$\rho(x) = \begin{cases} -qN_a^+ & [-x_p, 0] \\ qN_{d,0} & [0, x_1] \\ \frac{qN'}{e^{-b(x_1-x_j)}-1} (e^{-b(x-x_j)} - 1) + qN' & [x_1, x_j] \\ qN' & [x_j, x_2] \\ \frac{qN'}{e^{-a(x_2-d)}-1} (e^{-a(x-d)} - 1) & [x_2, d] \end{cases}$	
$\mathcal{E}(x) = \begin{cases} -\frac{qN_a^+}{\epsilon}(x + x_p) & [-x_p, 0] \\ \frac{qN_{d,0}}{\epsilon}(x - x_1) + \frac{qN'}{\epsilon}(x_1 - x_2) - \frac{qN'}{a\epsilon} - \frac{q(N_{d,0}-N')}{b\epsilon} - \frac{qN'(x_2-d)}{\epsilon(e^{-a(x_2-d)}-1)} - \frac{q(N_{d,0}-N')(x_1-x_j)}{\epsilon(e^{-b(x_1-x_j)}-1)} & [0, x_1] \\ \frac{qN'}{\epsilon}(x - x_2) - \frac{qN'}{a\epsilon} - \frac{qN'(x_2-d)}{\epsilon(e^{-a(x_2-d)}-1)} - \frac{q(N_{d,0}-N')}{\epsilon(e^{-b(x_1-x_j)}-1)} \left[\frac{1}{b} (e^{-b(x-x_j)} - 1) + (x - x_j) \right] & [x_1, x_j] \\ \frac{qN'}{\epsilon}(x - x_2) - \frac{qN'}{a\epsilon} - \frac{qN'(x_2-d)}{\epsilon(e^{-a(x_2-d)}-1)} & [x_j, x_2] \\ \frac{-qN'}{\epsilon(e^{-a(x_2-d)}-1)} \left[\frac{1}{a} (e^{-a(x-d)} - 1) + (x - d) \right] & [x_2, d] \end{cases}$	

Tableau 6.3 – Modélisation du champ électrique à l'intérieur d'un détecteur au silicium irradié avec une fluence inférieure à la fluence d'inversion. Addition de deux composantes exponentielles.

$\Phi > \Phi_{inv}$	
$\rho(x) =$	$\left\{ \begin{array}{ll} -qN_a^+ & [-x_p, 0] \\ qN_{d,0} & [0, x_1] \\ \frac{qN_{d,0}}{e^{b(x_1-x_j)} - 1} (e^{b(x-x_j)} - 1) & [x_1, x_j] \\ \frac{-qN'}{e^{-a(x_2-x_j)} - 1} (e^{-a(x-x_j)} - 1) & [x_j, x_2] \\ -qN' & [x_2, d] \\ qN_d^+ & [d, x_n] \end{array} \right.$
$\mathcal{E}(x) =$	$\left\{ \begin{array}{ll} -\frac{qN_a^+}{\epsilon} (x + x_p) & [-x_p, 0] \\ \frac{qN_{d,0}}{\epsilon} \left[(x - x_1) + \frac{1}{b} - \frac{x_1 - x_j}{e^{b(x_1-x_j)} - 1} \right] & [0, x_1] \\ \frac{qN_{d,0}}{\epsilon (e^{b(x_1-x_j)} - 1)} \left[-(x - x_j) + \frac{1}{b} (e^{b(x-x_j)} - 1) \right] & [x_1, x_j] \\ \frac{qN'}{\epsilon (e^{-a(x_2-x_j)} - 1)} \left[(x - x_j) + \frac{1}{a} (e^{-a(x-x_j)} - 1) \right] & [x_j, x_2] \\ -\frac{qN'}{\epsilon} \left[(x - x_2) - \frac{1}{a} - \frac{x_2 - x_j}{e^{-a(x_2-x_j)} - 1} \right] & [x_2, d] \\ \frac{qN_d^+}{\epsilon} (x - x_n) & [d, x_n] \end{array} \right.$

Tableau 6.4 – Modélisation du champ électrique à l'intérieur d'un détecteur au silicium irradié avec une fluence supérieure à la fluence d'inversion. Addition de deux composantes exponentielles.

6.5 Comparaison des différents modèles

Le modèle de Hecht modifié par la description du champ électrique avec double jonction (section 6.2) et avec double jonction avec exponentielle double (section 6.4) est comparé aux mesures expérimentales de collection de charge de particules α pour tous les détecteurs à l'annexe II. Toutes les mesures expérimentales en fonction de la tension appliquée et de la fluence d'irradiation y sont rapportées pour les détecteurs SP, SP-oxy et MP irradiés avec protons et neutrons.

Le but de cette modélisation est de décrire l'efficacité de collection de charge en fonction de la tension appliquée et de la fluence de particules en connaissant les variations en fonction de Φ de la concentration effective de dopants, de la tension de désertion totale et du temps de vie des porteurs de charge. Les résultats du modèle de Hecht pour les deux configurations du champ électrique (double jonction sans et avec double exponentielle) n'ont donc pas été ajustés aux données de collection de charge.

À titre d'exemple, prenons trois fluences différentes venant de l'irradiation de détecteurs SP-oxy avec des protons de 10 MeV : $\Phi = 0$, $\Phi = 3 \times 10^{12}$ p/cm² ($\Phi < \Phi_{inv}$) et $\Phi = 3 \times 10^{13}$ p/cm² ($\Phi > \Phi_{inv}$). En prenant le modèle de jonction abrupte (première colonne, figure 6.3), on voit que le modèle de Hecht ne peut que décrire la collection de charge des particules α pénétrant le détecteur par l'avant pour des fluences inférieures à la fluence d'inversion.

Le modèle de double jonction, sans modifier les quelques bons résultats obtenus par la jonction abrupte, fait en sorte que le modèle de Hecht réussit à décrire l'efficacité de collection de charge pour les particules α entrant par l'arrière d'un détecteur fortement irradié. Ce modèle améliore aussi la description de l'efficacité de collection de charge en fonction de la tension appliquée pour les fluences au-delà de l'inversion de type avec particule incidente à l'avant.

L'ajout de la double exponentielle (troisième colonne, figure 6.3) vient combler les lacunes du modèle de champ électrique précédent : le modèle de Hecht décrit beaucoup mieux l'efficacité de collection de charge pour les tensions inférieures à la tension de désertion totale. On voit bien dans ces figures la nécessité d'ajouter une composante du champ électrique faible mais non-nulle dans la zone hors de

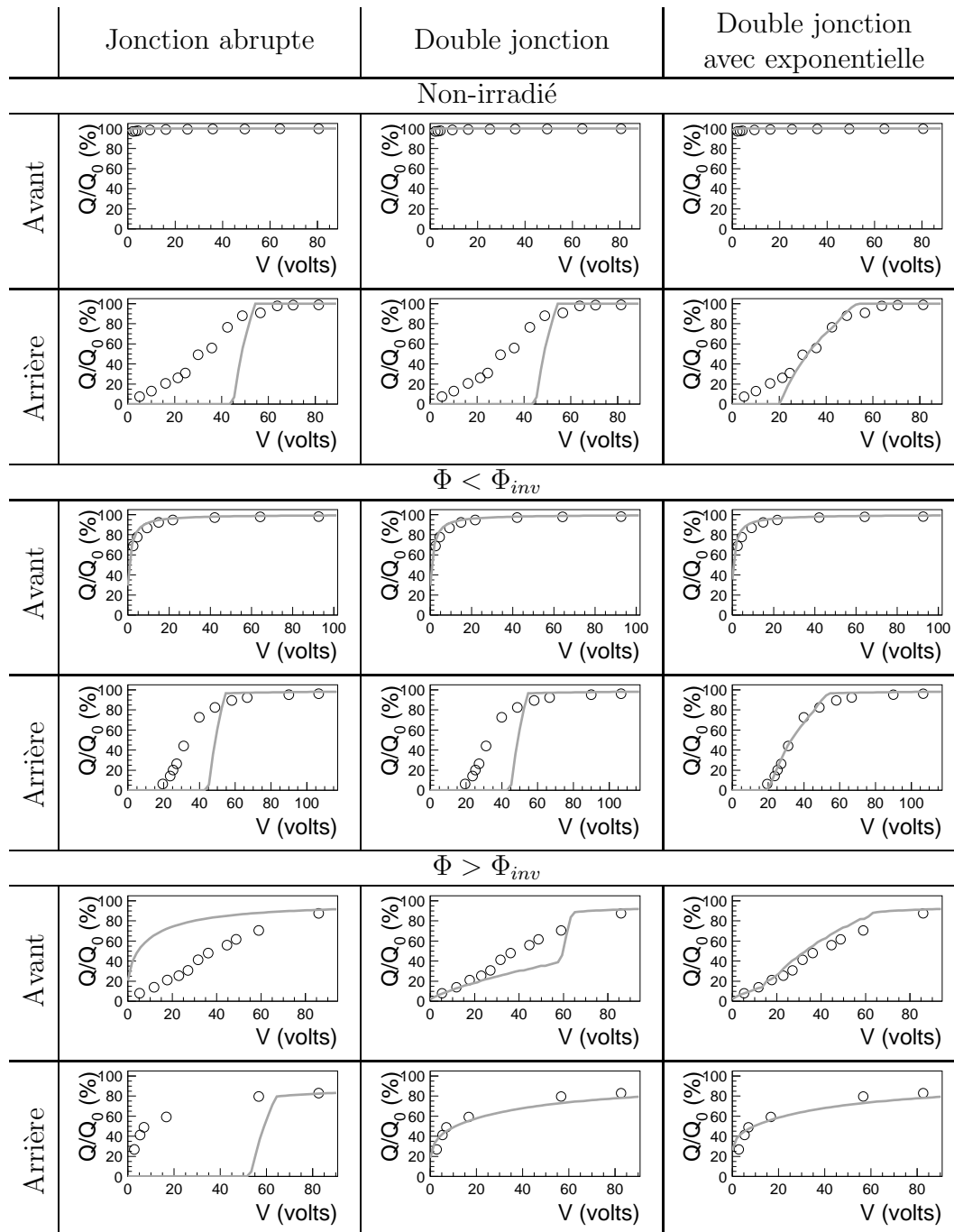


Figure 6.3 – Comparaison des différents modèles décrivant la collection de charge pour des détecteurs SP oxygénés irradiés avec des protons de 10 MeV. L'utilité des modifications apportées au modèle de Hecht est démontrée par trois détecteurs : non-irradié, exposés aux fluences $\Phi = 3 \times 10^{12}$ p/cm² ($\Phi < \Phi_{inv}$) et $\Phi = 3 \times 10^{13}$ p/cm² ($\Phi > \Phi_{inv}$). La colonne la plus à gauche indique le côté du détecteur exposé aux particules α .

la zone dite désertée. Le modèle de Hecht avec un champ électrique représentant une double jonction avec exponentielle double suit les données expérimentales peu importe la position d'entrée de la particule α , la tension appliquée ou la fluence d'irradiation.

À l'annexe II, on voit que le modèle avec double jonction et exponentielle double décrit la tendance générale de l'efficacité de collection de charge en fonction de la tension appliquée et de la fluence. On voit aussi qu'en modifiant les valeurs de tension de désertion totale, on pourrait parfois mieux décrire les courbes. Changer V_d dans les cas où les particules α entrent du côté opposé au développement principal de la zone de désertion (arrière pour $\Phi < \Phi_{inv}$ et avant pour $\Phi > \Phi_{inv}$), correspond à changer la valeur de la tension du début du plateau. Ce changement a très peu d'effet sur les résultats de collection de charge pour l'illumination avant pour $\Phi < \Phi_{inv}$ (arrière pour $\Phi > \Phi_{inv}$). En effet, la tension à appliquer dans ces cas est très petite pour que le dépôt d'énergie de la particule α se fasse entièrement dans la zone désertée. De plus, on remarque que les modèles sous-estiment l'efficacité de collection de charge pour les détecteurs fortement irradiés. Ceci indique que les temps de vie calculés sont trop courts et qu'il faudrait les modifier.

Or, même si une amélioration pourrait être vue en modifiant les valeurs de V_d ou de $\tau_{e,t}$, les résultats obtenus avec les valeurs calculées en général décrivent très bien les courbes expérimentales tout en évitant un ajustement "à la main" de paramètres.

Troisième partie

Medipix2-USB (MPX)

Chapitre 7

Medipix2-USB (MPX)

La collaboration ATLAS a approuvé en décembre 2006 une proposition [51] d'ajouter un réseau de détecteurs Medipix2-USB [52] à ATLAS dans le but de mesurer en temps réel le spectre et l'énergie des particules dans le détecteur et sa caverne en des points précis.

Les détecteurs Medipix2-USB sont composés d'un détecteur au silicium de $300\ \mu\text{m}$ d'épaisseur, dont la cathode est pixellisée (256×256 pixels d'aire $55\ \mu\text{m} \times 55\ \mu\text{m}$) et liée à l'électronique de lecture (Fig. 7.1). L'anode (électrode arrière dans ce détecteur $p^+ - n - n^+$) n'est pas pixellisée. C'est cette électrode qui se trouve sur le dessus lorsque l'on regarde le Medipix2-USB de face, tel qu'illustré à la figure 7.1. Les particules entrent donc dans le silicium par l'anode ou par le côté du détecteur, sauf si elles passent d'abord à travers l'électronique de lecture (elles entrent alors par la cathode).

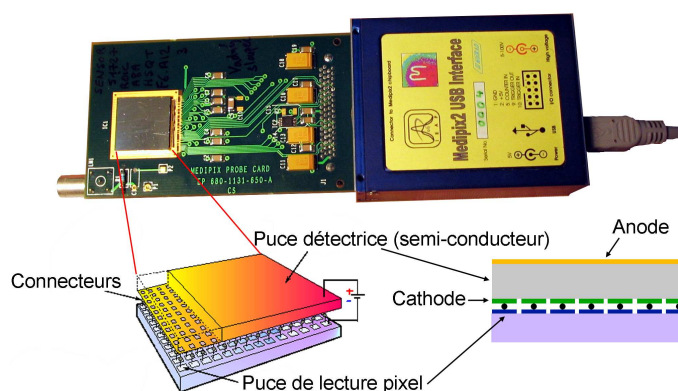


Figure 7.1 – Détecteur Medipix2-USB [52].

L'électronique de lecture (Fig. 7.2) de chaque pixel inclut un préamplificateur de type charge : le signal en courant sortant du détecteur est intégré et un signal dont l'amplitude est proportionnelle à la charge en ressort. Ce préamplificateur est suivi d'un comparateur dont on fixe le niveau de seuil. Si le signal a une amplitude plus élevée que le niveau de seuil, on compte un événement dans ce pixel. Avec

ces signaux logiques, on peut suivre la trace des particules. Par exemple, un muon cosmique qui passe dans le détecteur donnera un signal dans plusieurs pixels le long de sa trajectoire rectiligne. La trace est caractéristique du type, de l'énergie et de l'angle d'incidence de la particule pénétrant dans le détecteur. Plusieurs exemples seront donnés dans ce chapitre.

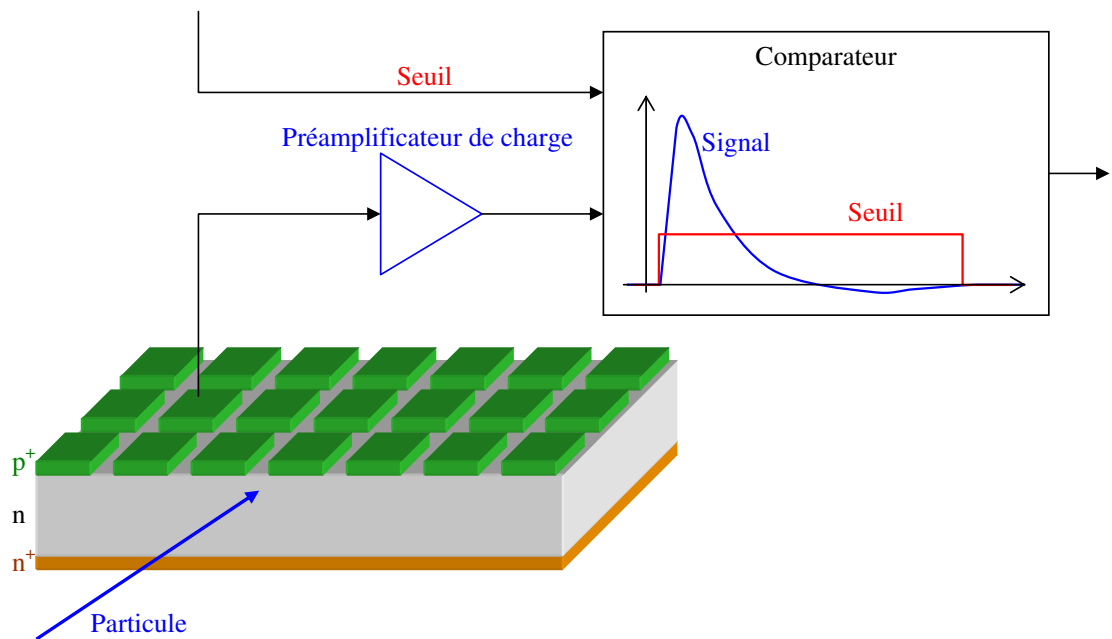


Figure 7.2 – Fonctionnement du Medipix2-USB. Dans cet exemple, la particule entre dans le côté arrière (anode) du détecteur. Sous l'influence du champ électrique, les électrons et les trous vont migrer vers leur électrode respective, créant un courant. Le courant à la cathode passe à travers le préamplificateur de type charge dans lequel il est intégré. Un signal dont l'amplitude est proportionnelle à la charge collectée en ressort. Ce signal est comparé avec un niveau de seuil dans un comparateur. Si le signal dépasse le niveau seuil, on compte un événement dans le pixel en question.

Une fois l'étape de comparaison passée, les signaux logiques sont transmis par le module USB¹ (Fig. 7.1) à l'ordinateur. De l'ordinateur, l'utilisateur peut contrôler plusieurs des paramètres d'acquisition de Medipix2-USB en utilisant le logiciel Pixelman [53]. Dans le cadre présenté, deux de ces paramètres ont dû être ajustés : le temps d'acquisition et la valeur du seuil de discrimination (aussi appelé seuil bas).

¹USB : Universal Serial Bus

Avant de modifier ces paramètres, la première étape à suivre lors de l'utilisation d'un détecteur Medipix2-USB est l'égalisation des niveaux de seuil. Puisque chaque pixel possède sa propre chaîne d'analyse, les niveaux de seuil doivent tous être mis à niveau avant le début des prises de données. Dans cette procédure d'égalisation, les pixels les plus bruyants sont rejetés. Pour une opération normale, le nombre de pixels inutilisables à cause d'un bruit électronique trop élevé ne dépasse pas en pratique 1%. Cette procédure a été suivie pour tous les Medipix2-USB utilisés avant de commencer l'acquisition.

Le temps d'acquisition doit être sélectionné selon l'étude en cours. Il dépend du flux de particules incidentes et du type de signal recherché. Pour certaines études, il est crucial de déterminer le nombre de pixels ayant décelé un événement par particule incidente. Par exemple, un photon de 60 keV entre dans le détecteur. À cette énergie, il interagit principalement par effet Compton (48%) et photoélectrique (40%) [27]. S'il interagit par effet photoélectrique en transférant le maximum d'énergie à l'électron (avec l'effet Compton, l'énergie transférée sera moindre et la trace plus courte), l'électron libéré aura une portée d'environ $30 \mu\text{m}$ [29]. En observant les trajectoires possibles (Fig. 7.3), un à trois pixels peuvent recevoir une charge supérieure au niveau de seuil. Pour étudier le niveau de seuil individuel des pixels, on doit considérer seulement les événements qui se produisent dans un pixel isolé. Il faut donc que le temps d'acquisition soit court pour éviter que deux photons arrivant dans deux pixels adjacents soient comptés comme un seul photon avec une trace de deux pixels. Dans les études de trajectoires d'électrons, il faut que le temps d'acquisition soit assez long pour voir la trace complète.

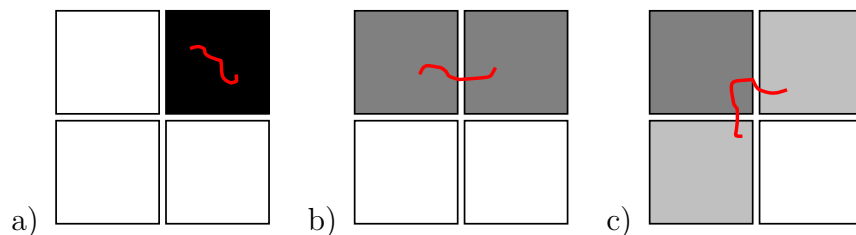


Figure 7.3 – Trajectoires possibles sur a) un, b) deux ou c) trois pixels pour des électrons libérés par effet photoélectrique par un photon de 60 keV. Il est aussi possible en principe de faire un dépôt sur quatre pixels adjacents mais il est peu probable que les quatre pixels collectent une charge suffisante pour dépasser le seuil.

Le paramètre le plus utilisé pour les études présentées ici est le seuil de discrimination. Ce seuil correspond à une valeur en volts de signal nécessaire au déclenchement et à l'enregistrement de l'événement. Cette discrimination se fait après la préamplification de type charge (Fig. 7.2). L'amplitude du signal est proportionnelle au nombre de paires électron-trou qui est proportionnel à l'énergie déposée dans le silicium. Or, Medipix ne donne que l'information "passe" ou "ne passe pas" le niveau du seuil. Pour connaître l'information en énergie, un balayage du seuil doit être fait. Par exemple, on peut obtenir un spectre de photons (voir figure 7.8, section 7.2) en dérivant le flux en fonction de la valeur de seuil. Pour une source connue, on peut attribuer la valeur moyenne du pic à une énergie donnée. On peut donc étalonner le niveau de seuil en énergie en utilisant plusieurs pics d'énergie connue.

Un autre exemple d'utilité du balayage en seuil est le cas d'une particule α entrant dans le détecteur qui disperse transversalement sa charge. Le signal de cette particule couvrira donc plusieurs pixels adjacents (voir Fig. 7.4a) auxquels je référerai en tant qu'amas (*cluster*). Les pixels en périphérie de l'amas collectent moins de charges. En augmentant la valeur du seuil, la taille de l'amas se réduira (Fig. 7.4), donnant une indication sur l'énergie moyenne déposée par pixel en périphérie de l'amas. Pour les particules α , l'énergie déposée au centre de l'amas est tellement grande que le signal est saturé dans le préamplificateur. Plutôt que d'obtenir la forme de signal illustrée à la figure 7.2, le signal aura une montée, suivie d'un plateau à la valeur maximale du préamplificateur et finalement une descente (Fig. 7.5). En augmentant la valeur du seuil, on ne pourra donc pas éliminer complètement le signal saturé puisqu'on n'obtient plus la pointe du signal charge. En utilisant une valeur de seuil élevée, on peut par contre distinguer toutes les particules déposant plus d'une certaine énergie.

Les études présentées dans ce chapitre représentent une étape de départ vers l'utilisation des Medipix2-USB dans l'expérience ATLAS. Dans ce chapitre, on verra l'étalonnage du seuil bas en énergie, des exemples de détection de particules de divers types, la mesure en efficacité de détection de photons et une étude de la dispersion de charge pour les particules lourdes chargées. Bien d'autres étapes sont nécessaires pour l'utilisation des détecteurs Medipix2-USB dans l'expérience

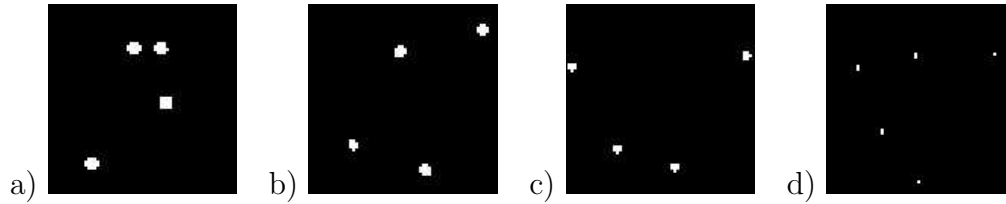


Figure 7.4 – Variation de l’aire des amas de pixels causés par le passage de particules α obtenue en augmentant la valeur de seuil a) 8 keV, b) 12 keV, c) 137 keV et d) 253 keV.

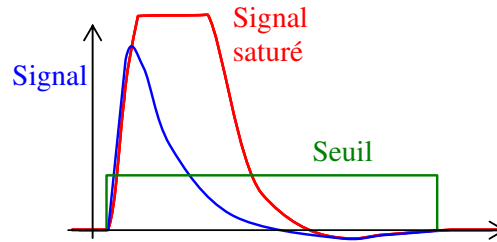


Figure 7.5 – Illustration de la différence entre un signal non-saturé (bleu) et saturé (rouge).

ATLAS afin de couvrir la détection de tous les types de particules. Ces étapes feront l’objet d’autres thèses dans les années à venir.

7.1 Utilisation de Medipix2-USB (MPX) dans ATLAS

Un réseau de quatorze MPX² est en cours d’installation dans le détecteur ATLAS et sa caverne. La figure 7.6 illustre certaines des positions choisies. Les modules MPX auront des tâches différentes selon leur position.

Deux modules seront situés entre le détecteur interne et le bouchon du blindage modérateur (MPX01 et MPX13). Deux autres seront localisés entre le détecteur interne, le calorimètre à argon liquide et le blindage modérateur (MPX02 et MPX14). Plusieurs se trouveront autour des calorimètres à argon liquide : entre les barils et le bouchon du calorimètre à argon liquide (MPX03), entre le calorimètre avant et le blindage toroïdal (MPX04) et entre le calorimètre à argon liquide et le blindage toroïdal (MPX05 et MPX06). Deux MPX seront installés au-dessus du baril du calorimètre à tuiles (MPX07) et du calorimètre à tuiles étendu (MPX08). MPX09

²MPX : appellation utilisée pour désigner les Medipix2-USB dans ATLAS, afin d’éliminer la référence à la physique médicale pour laquelle ils ont été développés initialement.

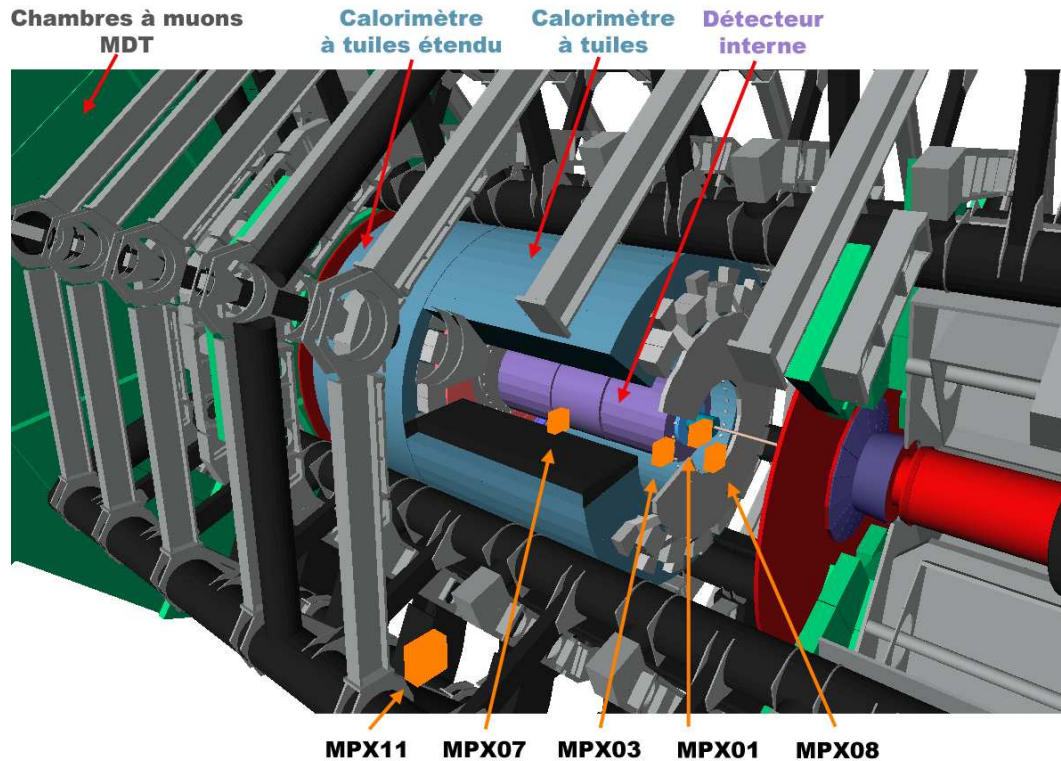


Figure 7.6 – Illustration de certaines des positions des MPX dans ATLAS. Tous les éléments d’ATLAS sont à l’échelle exceptés les MPX qui ont été agrandis pour faciliter la visualisation. Image modifiée, image originale produite par John Idárraga [54].

sera placé à la jonction des parties cylindriques et hexagonales du blindage avant. Finalement, trois seront positionnés sur le mur de la caverne (MPX10, MPX11 et MPX12).

Les buts de ce réseau de détecteurs sont précisément [51] :

- Mesure du flux de neutrons dans le détecteur ATLAS et son environnement
Le détecteur MPX peut fournir une mesure directe du flux de neutrons et de photons contribuant au bruit de fond dans les différents sous-systèmes tels que le calorimètre à argon liquide, le calorimètre à tuiles et les chambres à muons.
- Caractérisation des champs de radiation autour du blindage
Étude en efficacité du blindage des neutrons, photons, électrons et particules chargées.

- Étude des fuites dans les calorimètres
MPX, en mesurant les fuites hadroniques, permettra l'évaluation de l'herméticité des calorimètres, aidant à mesurer correctement l'énergie manquante (nécessaire, entre autres, à la recherche de particules supersymétriques). Il permettra aussi d'évaluer la contribution hadronique au bruit de fond dans les chambres à muons. Ce détecteur participera en plus à l'évaluation précise de l'énergie des jets présents dans plusieurs canaux de recherche du boson de Higgs.
- Mesures dosimétriques
Évaluation des niveaux de radioactivité à l'intérieur du détecteur ATLAS et de la caverne.

7.2 Étalonnage en énergie du seuil

MPX est un détecteur à seuil. Si le nombre de paires électron-trou créées dans le silicium excède le niveau de seuil prédéterminé, un événement est compté. La valeur de ce seuil doit correspondre à une énergie déposée par le passage d'une particule dans le silicium.

Le seuil de discrimination de MPX est donné par une valeur sans unité intitulée THL³, à laquelle correspond une valeur en volts. L'équivalent de cette valeur en énergie varie d'une puce à l'autre. Pour obtenir une équivalence entre les détecteurs, on doit utiliser une valeur calculée, notée THL-FBK, toujours en unités arbitraires. La valeur de FBK⁴ détermine le niveau de sortie en volts du préamplificateur [55]. Les valeurs de FBK et de THL vont varier de puce en puce puisque le niveau de base (*offset*) varie. Or, en prenant la différence entre les valeurs de FBK et THL, on ne considère plus ce niveau de base. Cette valeur de THL-FBK calculée correspond donc aux mêmes valeurs d'énergie d'une puce MPX à l'autre, peu importe le USB utilisé. Cette équivalence a été l'une des premières hypothèses à vérifier lors de la préparation des MPX pour ATLAS. À la figure 7.7, on constate que les valeurs de THL (a) ne sont pas constantes en changeant de détecteur mais qu'elles le sont en changeant le USB, ce qui explique que la combinaison MPX1-USB2 n'est pas présente sur la figure puisqu'elle aurait donné le même résultat que MPX1-USB1.

³THL : THreshold Low

⁴FBK : FeedBack

Par contre, les valeurs de THL-FBK (Fig. 7.7b) donnent la même réponse en taille d'amas en pixels aux particules α en changeant de détecteurs.

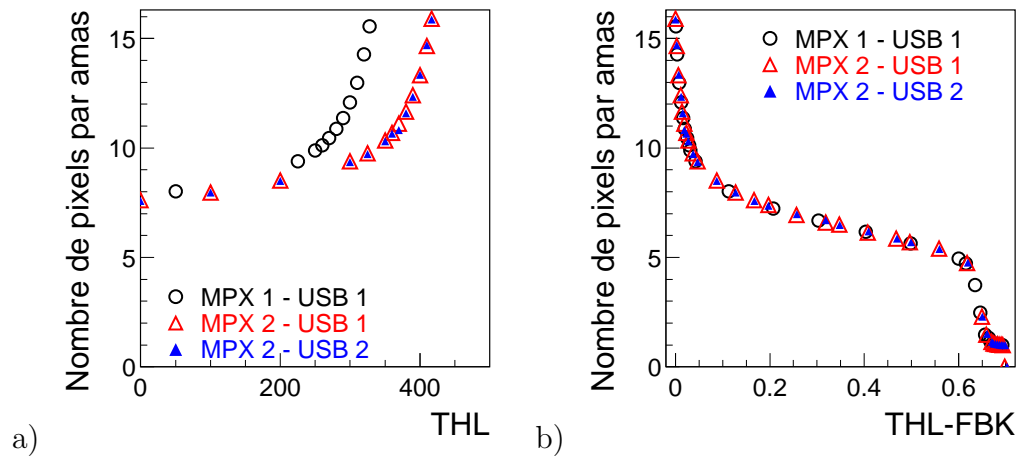


Figure 7.7 – Taille des amas de pixels causés par le passage de particules α en fonction des valeurs de a) THL et b) THL-FBK. La diminution de la valeur de THL et l'augmentation de THL-FBK correspondent à augmenter le seuil en énergie. Les amas réduisent donc de taille.

Afin de déterminer la correspondance entre la valeur de THL-FBK et l'énergie des particules incidentes, un détecteur MPX a été exposé à des sources de fer et d'américium qui émettent des photons de 5.8 keV (24.4%) dans le cas du ^{55}Fe , 13.9 keV (37%) et 59.5 keV (36%) dans le cas de ^{241}Am . Les photons de basse énergie ont été sélectionnés pour cette étude car l'énergie de discrimination s'applique à chaque pixel individuellement et que ces photons peuvent déposer toute leur énergie localement dans un seul pixel. Ce dépôt local peut se faire par interaction photoélectrique dans laquelle le photon transfère toute son énergie à l'électron ou par diffusion Compton, suivie d'une interaction photoélectrique faite par le photon diffusé. Les deux premières énergies de photons citées plus haut interagiront principalement par effet photoélectrique tandis que les photons de 60 keV ont comme interaction principale l'effet Compton, suivie de près par l'effet photoélectrique.

Pour trouver l'équivalence entre le THL-FBK et l'énergie, on ne considère que les coups à un seul pixel, ce qui correspond au dépôt maximal. Le rayon-X venant de la source de ^{55}Fe s'est montré très difficile à distinguer car son énergie se situe sous le zéro des valeurs de THL-FBK, soit dans le bruit électronique (voir Fig. 7.8a).

Deux analyses ont été faites afin d'extraire le pic de ^{55}Fe :

1. Analyse avec le logiciel Pixelman éliminant les événements multiples dans un même pixel lors d'une acquisition. Comptage de tous les événements restants (un événement à deux pixels compté comme deux événements) étant donné le taux de comptage trop élevé. Pour cette analyse, la suppression des pixels bruyants a été effectuée lors de l'étape d'égalisation (0.4% des pixels supprimés). Cette suppression correspond aux pixels bruyants pour un $\text{THL-FBK} = 0$. Le résultat de cette analyse est en noir à la figure 7.8a.
2. Suppression des pixels bruyants à la valeur minimale de THL-FBK utilisée ($\text{THL-FBK} = -0.008$). On constate que cette analyse donne de meilleurs résultats (rouge à la figure 7.8a) puisque le pic de signal se distingue davantage du pic de bruit que dans l'analyse précédente. Par contre, il a fallu éliminer 7.1% des pixels, ce qui n'est pas admissible pour une opération normale.

Puisque l'analyse rendue nécessaire à cause du bruit diffère de l'analyse usuelle, ce pic ne peut être utilisé pour l'étalonnage.

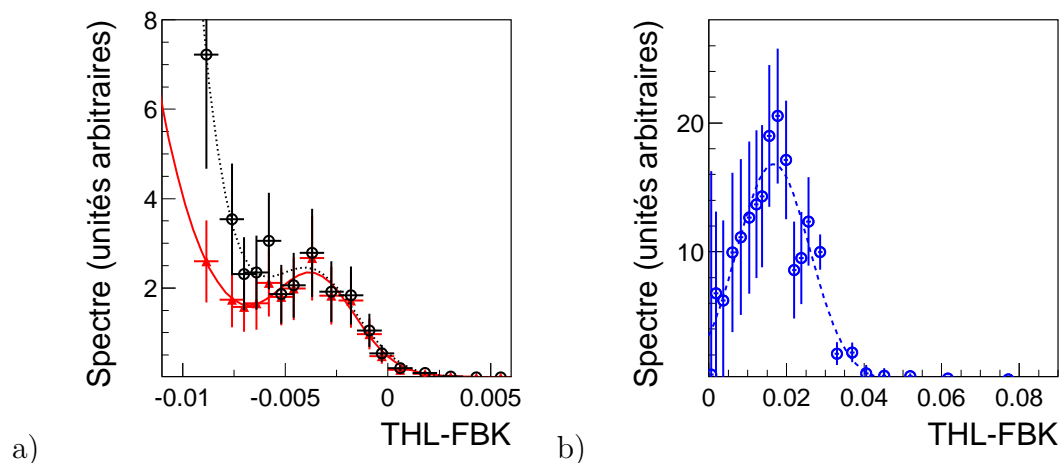


Figure 7.8 – Exemples de spectres de photons de a) 5.8 keV et b) 13.9 keV. Dans le cas illustré en a), les points rouges sont le résultat de l'analyse éliminant 7.1% des pixels qui ont été catégorisés comme bruyants et pour ceux en noir, 0.4% des pixels sont considérés bruyants mais l'analyse est faite en éliminant les événements multiples dans un même pixel. La ligne pleine rouge, la ligne pointillée noire et (b) la ligne bleue en tiret représentent l'ajustement aux données.

Les pics de ^{241}Am ont été utilisés pour établir la relation entre les valeurs de THL-FBK et l'énergie [56] parce qu'ils se distinguent du bruit électronique. L'analyse effectuée pour étudier ces pics se base sur la première méthode citée pour le ^{55}Fe mais seuls les événements à un pixel ont été considérés. Un exemple d'un spectre de photons de 13.9 keV se trouve à la figure 7.8b). La valeur approximative de THL-FBK trouvée pour le rayon-X de 5.8 keV a pu être utilisée pour vérifier la relation entre le THL-FBK et l'énergie.

À la figure 7.9 se trouve le résultat de l'étalonnage : en rouge, les points à 13.9 keV et à 59.5 keV (^{241}Am) ayant servi à obtenir l'équation 7.1 et en noir, les points témoins, ajoutés à la figure pour démontrer la validité de l'étalonnage : 5.8 keV (^{55}Fe), 26.3 keV (^{241}Am , 2.4%) et 33 keV (rayons-X).

$$\text{THL-FBK} = (0.00269 \pm 0.00011) E(\text{keV}) - (0.02050 \pm 0.00481) \quad (7.1)$$

$$E(\text{keV}) = (371.89 \pm 1.15) \text{THL-FBK} + (7.62 \pm 0.11) \quad (7.2)$$

Notons que la valeur en énergie correspondant à un $\text{THL-FBK} = 0$ est d'environ 8 keV. Plusieurs mesures ont été conduites en utilisant ce seuil minimal de 8 keV.

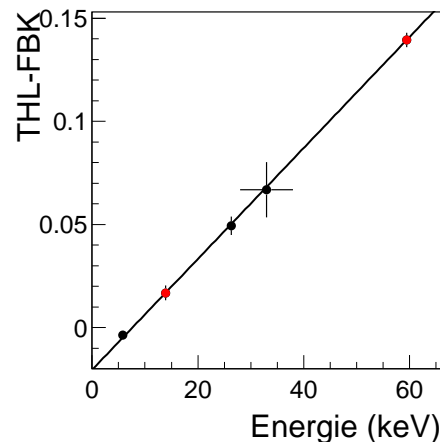


Figure 7.9 – Résultat de l'étalonnage avec photons. En rouge, les points à 13.9 keV et à 59.5 keV (^{241}Am) ayant servis à obtenir la relation de l'équation 7.1 et en noir, les points témoins : 5.8 keV (^{55}Fe), 26.3 keV (^{241}Am) et 33 keV (rayons-X). Ces points témoins ont été ajoutés à la figure pour démontrer la validité de l'étalonnage. Les barres d'erreurs correspondent à l'écart-type sur l'ajustement gaussien des pics.

7.3 Détection de particules avec MPX

MPX, avec l'aide de logiciels d'identification de traces, peut détecter photons, électrons et autres particules chargées. Pour les neutrons, il faut utiliser des couches de conversion afin de les détecter.

À la figure 7.10 se trouvent des exemples de particules chargées détectées avec MPX. En a), on distingue la trajectoire erratique typique des électrons. En b), des muons au minimum d'ionisation traversent le détecteur en entrant par le côté en libérant quelques rayons δ . Sur la dernière figure (c), on observe une interaction de pion dans le détecteur.

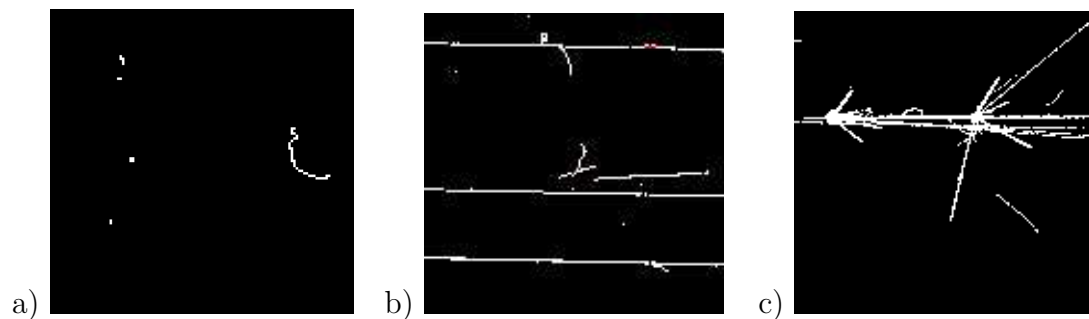


Figure 7.10 – Exemples de détection de particules chargées avec MPX : a) électron, b) muons et c) pions. Les électrons (a) venaient d'une source de $^{90}\text{Sr-Y}$ (énergie moyenne de 935 keV) et frappaient le détecteur perpendiculairement à l'anode. On reconnaît la trajectoire courbe de l'électron. Les muons (b) et pions (c) provenaient de l'accélérateur SPS du CERN et entraient dans MPX par le côté (parallèlement au plan de l'anode). On voit des rayons δ venant des muons et une interaction dans le cas des pions.

Pour les neutrons, on utilise deux couches (ou films) de convertisseurs différents permettant la détection de neutrons thermiques et rapides. Pour la détection des neutrons thermiques (jusqu'aux neutrons lents), on utilise un film de ^6LiF (on prend 8 mg/cm^2 [57] ce qui optimise le signal). La section efficace de capture des neutrons thermiques (940 b) et lents par le noyau de lithium est très élevée. Cette capture est suivie de la réaction suivante :

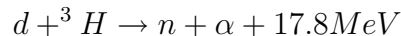


La particule α (portée de $6 \mu\text{m}$ dans le ^6LiF [58]) ou le tritium (^3H , portée de $32 \mu\text{m}$ dans le ^6LiF [58]) entre ensuite dans le silicium où ils sont détectés. Ces

deux particules sont émises dos-à-dos donc seulement l'une d'entre elle pénètre le semi-conducteur.

Pour les neutrons rapides, on utilise plutôt la collision élastique avec des atomes d'hydrogène et la détection dans le silicium des protons de recul indique le passage des neutrons. Une couche de polyéthylène (CH_2) est donc ajoutée. Il faut noter cependant que les neutrons rapides, tout comme les neutrons lents, produisent aussi des réactions nucléaires dans le silicium lui-même (par exemple $^{28}\text{Si}(n,p)^{28}\text{Al}$), tel que vu au chapitre 2.

À la figure 7.11, on voit la réponse d'un MPX exposé à des neutrons rapides. Ces neutrons étaient produits à l'accélérateur van der Graaf de l'université Charles de Prague par la réaction suivante :



Cette réaction produit des neutrons d'environ 15 MeV [59] sans neutrons lents. Le détecteur était incliné à 60° par rapport à la direction du faisceau.

À la figure 7.11, on distingue les traces des particules lourdes chargées des autres particules car elles se caractérisent par la dispersion de la charge sur plusieurs pixels en largeur. Dans la partie située sous la couche de polyéthylène, on remarque au moins un proton dans la partie de gauche : au bout de la trace, celle-ci s'élargit, signe que le dépôt d'énergie est plus grand ce qui correspond au pic de Bragg. Sous le fluorure de lithium, la particule lourde chargée détectée provient probablement d'une réaction nucléaire (par exemple $^{28}\text{Si}(n,p)^{28}\text{Al}$). On voit aussi dans cette figure les électrons et photons qui accompagnent les faisceaux de neutrons.

Les signatures des particules chargées, des photons et des neutrons doivent être étudiées à fond afin d'utiliser ces détecteurs pour ATLAS. Ces études sont présentement en cours et devraient se terminer avant le démarrage du LHC, prévu pour été-automne 2008.

Dans les premières étapes d'adaptation des MPX à la physique des particules, les efforts ont été concentrés sur les photons et les particules α dont la réponse est plus connue. Les photons font des dépôts d'énergie dans un à plusieurs pixels tandis que les particules α qui ont une portée très courte dans le silicium (si l'on considère

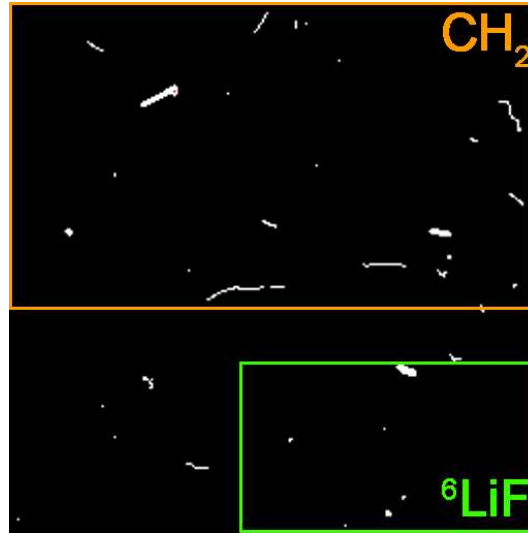


Figure 7.11 – Réponse d'un MPX partiellement couvert de polyéthylène (CH_2) et de fluorure de lithium ${}^6\text{LiF}$ à une exposition aux neutrons. Le faisceau avait une énergie de 15 MeV. Dans la partie située sous la couche de polyéthylène, on remarque au moins un proton à gauche (trace rectiligne s'élargissant à la fin du parcours, ce qui correspond au pic de Bragg). Sous le fluorure de lithium, la trace élargie est probablement attribuable au produit d'une réaction nucléaire (par exemple ${}^{28}\text{Si}(n,p){}^{28}\text{Al}$).

seulement les produits de désintégration de sources radioactives telles que ${}^{241}\text{Am}$) forment des amas circulaires.

7.3.1 Efficacité de détection de photons

L'efficacité de détection de MPX des photons de basses énergies a été évaluée en utilisant des faisceaux de rayons-X à l'institut tchèque de métrologie (*Czech Metrology Institute in Prague*). Les résultats se trouvent à la figure 7.12. Les points représentent la mesure expérimentale et la ligne rouge a été calculée à partir des coefficients d'atténuation μ des photons dans le silicium [27] via l'équation 7.3.

$$\varepsilon = 1 - \exp(-\mu x) \quad (7.3)$$

On observe sur la figure 7.12 que le point à 8 keV est beaucoup plus bas que prédit. Ce phénomène s'explique par le niveau du seuil bas qui se trouvait à 8 keV. Donc, s'il y avait la moindre perte d'énergie à l'extérieur du pixel, l'électron ne déposait

pas assez d'énergie pour qu'un événement soit enregistré, ce qui diminue ainsi le nombre de photons détectés et entraîne une perte d'efficacité.

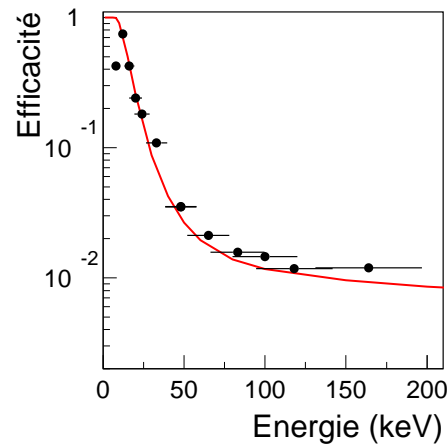


Figure 7.12 – Efficacité de détection des photons de 8 keV à 160 keV par le détecteur MPX. Les photons venaient de sources de rayons-X de spectres larges en énergie. La courbe rouge pleine a été calculée à partir des coefficients d'atténuation μ des photons dans le silicium [27] via l'équation 7.3.

Avec des photons d'énergie entre 8 keV et 160 keV, on peut aussi évaluer la longueur moyenne des traces des électrons venant de l'interaction photon-matière. À la figure 7.13, la portée moyenne des électrons se trouve en a). Cette portée a été calculée à partir de l'énergie moyenne transférée aux électrons [27, 29]. En moyennant sur les traces couvrant de 1 à 4 pixels, la longueur moyenne des traces trouvée expérimentalement est illustrée à la figure 7.13b). On peut voir que la variation de la longueur des traces est similaire à celle de l'énergie moyenne des électrons en fonction de l'énergie. La superposition de ces deux graphiques n'est pas triviale car la relation entre le nombre de pixels dans la trace et l'énergie des électrons n'est pas linéaire. On se contentera donc d'observer que la variation est similaire.

7.4 Collection de charge et MPX

Dans cette section, la distribution latérale du dépôt d'énergie des particules lourdes chargées sera étudiée. En mesurant le nombre de pixels recevant une quantité de charge suffisante pour compter un événement, on peut étudier les phénomènes

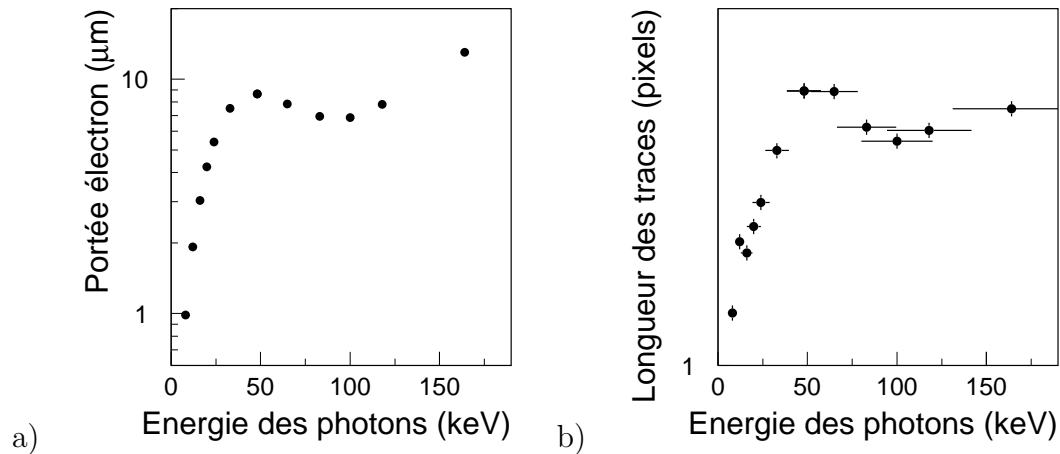


Figure 7.13 – Portée des électrons en fonction de l'énergie des photons incidents a) telle que calculée avec les sections efficaces [27, 29] et b) longueurs des traces mesurées.

d'entonnoir (*funneling*) et d'effet plasma qui viennent s'ajouter à la dérive et à la diffusion des porteurs de charge pour des tensions inférieures à celle de désertion totale.

En utilisant un seuil bas de 8 keV ($\text{THL-FBK} = 0$), on observe la variation des aires d'amas donnée à la figure 7.14 en fonction de la tension appliquée. La

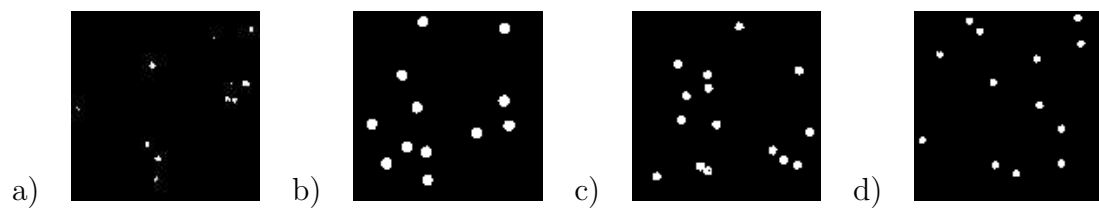


Figure 7.14 – Variation de l'aire des amas de pixels causés par le passage de particules α obtenue en augmentant la valeur de la tension appliquée a) 1.9 V, b) 4.8 V, c) 50 V et d) 100 V.

valeur de la tension de désertion totale de ces détecteurs est environ 20 V. On remarque que les amas causés par le passage des particules α ont des aires plus grandes pour une valeur de tension bien inférieure à V_d et que pour des tensions au-delà de V_d , les amas rétrécissent. Le rétrécissement s'explique par la dérive des charges sous influence de champ électrique (Fig. 7.15) : plus le champ est grand, plus rapidement les charges seront collectées. Donc, les charges se dispersant latéralement par rapport à la direction des lignes de champ sont plus rapidement forcées à suivre la direction longitudinale, réduisant ainsi le rayon de dispersion.

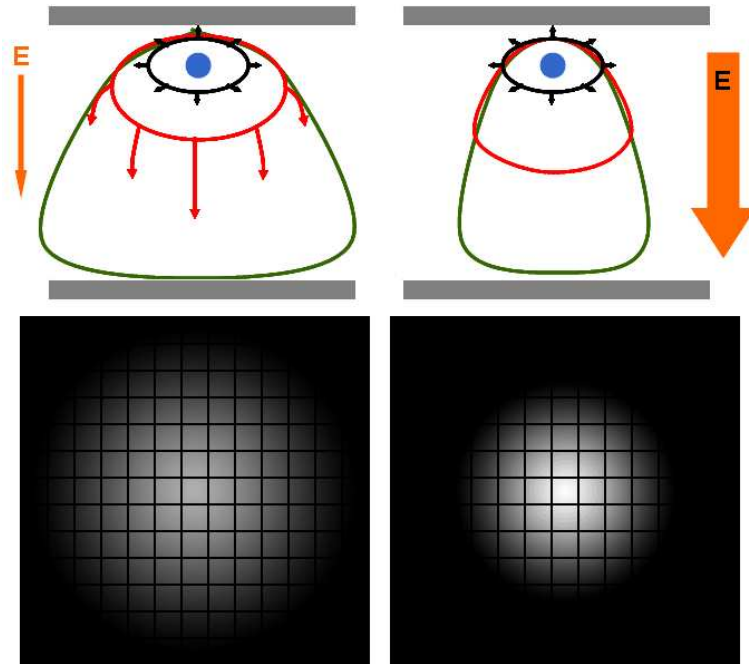


Figure 7.15 – Dispersion transverse des amas dans un détecteur sur-déserté ($V > V_d$) pour un champ faible à gauche et fort à droite.

En ce qui concerne les dimensions des amas avant la désertion totale, il faut d'abord décrire les phénomènes de diffusion, d'entonnoir et de plasma.

La *diffusion* est le phénomène de dispersion des charges dû aux différences de concentration de porteurs de charge en absence de champ électrique. Puisqu'elles ne subissent pas d'influence externe, les charges se dispersent en se repoussant ou s'attirant les unes les autres. Il faudra plusieurs μsec aux porteurs de charge pour se rendre aux électrodes et seule une fraction de ces porteurs aura la bonne direction pour s'y rendre.

L'effet *plasma* est l'état dans lequel se trouve le condensat de paires électron-trou suite au passage d'une particule fortement ionisante. Le long de la trajectoire de la particule, une colonne de porteurs de charge se crée. La grande concentration des charges provoque une distortion du champ électrique, isolant les porteurs de charge au centre de la colonne d'influence du champ électrique présent dans le détecteur.

Finalement, l'effet d'*entonnoir* se produit lorsque la zone désertée se situe près des positions de création de paires. Les charges au centre de la colonne sont tirées

vers l'électrode.

Il n'existe aucune description de la distortion de champ électrique dû à l'effet d'entonnoir. On décrira donc la variation des aires des amas au-delà de la tension de désertion totale. La variation mesurée en fonction de la tension appliquée pour des particules α de 4.2 MeV (\circ) et 3.0 MeV (\bullet en rouge) est montrée à la figure 7.16 [60].

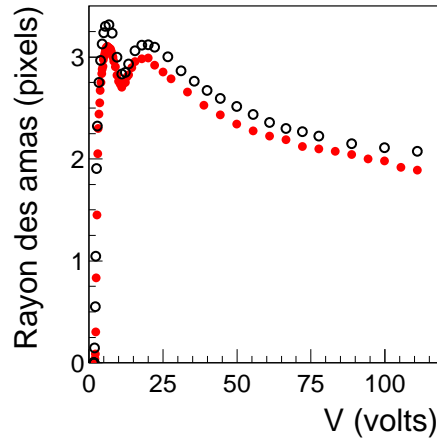


Figure 7.16 – Variation du rayon moyen des amas en fonction de la tension appliquée pour des particules α de 4.2 MeV (\circ) et 3.0 MeV (\bullet en rouge) [60].

Plusieurs comportements sont visibles et s'expliquent à l'aide des phénomènes mentionnés plus haut :

- Intervalle de 2 à 6 V : Agrandissement de l'aire des amas. Dans cet intervalle en tension, l'aire des amas est principalement influencée par la diffusion. La particule α entrant par l'arrière du détecteur et la région désertée s'agrandissant à partir de l'avant, davantage de porteurs de charge diffusés entrent dans la zone désertée pour une plus grande tension appliquée. Il y a donc plus de charges qui se rendent à l'électrode dans le temps de collection et ce sur un plus grand rayon.
- Intervalle de 6 V à 11 V : Rétrécissement de l'aire des amas dû à l'effet d'entonnoir. Cet effet est important lorsque la colonne de charge se situe à proximité de la zone désertée. Les charges du centre sont aspirées vers l'électrode, ce qui diminue la concentration de charge disponible pour la dispersion latérale. Le rayon de l'amas diminue mais la charge collectée augmente (davantage de

charges collectées au centre de l'amas).

- Intervalle de 11 V à 20 V : Agrandissement de l'aire des amas. L'effet d'entonnoir n'a plus lieu puisque la zone de désertion atteint la pointe de la colonne de charge (extrémité de la portée de la particule α). Les charges en périphérie de la colonne sont dans la zone désertée et atteignent l'électrode. Les charges plus près de l'anode du détecteur subissent la plus grande dispersion latérale. Il faut donc atteindre la désertion totale pour atteindre le rayon maximum de l'amas dans cet intervalle de tension.
- Au-delà de V_d : Rétrécissement de l'aire des amas. Cette dernière décroissance est attribuable à l'augmentation du champ électrique qui augmente la vitesse longitudinale des porteurs diminuant le temps disponible à l'étalement latéral. Ce phénomène est aussi appelé *érosion*. On a diminution du nombre de porteurs de charge à la périphérie pouvant contribuer à maintenir l'état de plasma, provoquant une érosion plus rapide de la colonne.

7.4.1 Modélisation du partage de charge entre pixels dans les amas

Pour décrire la variation du rayon des amas au-delà de la désertion totale, on doit considérer l'effet plasma et la dérive des porteurs de charge suivant les lignes de champ électrique. Les particules α déposent beaucoup d'énergie localement. Le nombre de paires libérées dans une colonne le long de la trajectoire de la particule est tellement élevé qu'on satisfait la condition de création de plasma. Cette condition stipule qu'on se trouve en état plasma si la longueur de Debye λ_D (Éq. 7.4) est plus petite que la dimension du plasma.

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon k_B T}{q^2 n_c}} \quad (7.4)$$

On trouve la concentration des porteurs n_c pour une particule α de 5.5 MeV (^{241}Am dans le vide) qui crée des paires ($n_{\text{paires}} = 1.5 \times 10^6$) dans une colonne de 28 μm de long et de 1 μm [58] de rayon à l'aide de l'équation 7.5.

$$n_c = \frac{n_{\text{paires}}}{\pi r^2 l} = \frac{1.5 \times 10^6}{\pi (1 \times 10^{-4} \text{cm})^2 (28 \times 10^{-4} \text{cm})} \quad (7.5)$$

$$n_c = 1.7 \times 10^{16} \text{cm}^{-3} \quad (7.6)$$

Avec cette concentration de paires, la longueur de Debye à 300 K est de $0.03\mu\text{m}$, ce qui est beaucoup plus petit que le rayon de la colonne. La condition d'état plasma est donc satisfaite. Tant que cette condition sera respectée, les charges à l'intérieur de la colonne ne seront pas affectées par le champ électrique externe.

Sans influence externe (en absence de champ), le plasma va survivre un temps t_p donné par l'équation 7.7 [61, 62] et dépend de la concentration de porteurs par unité de longueur n_{lin} et du coefficient de diffusion ambipolaire D_a .

$$t_p = n_{lin}^2 \frac{1}{(4\pi\epsilon)^2 \mathcal{E}^2 D_a} \quad (7.7)$$

Le coefficient de diffusion ambipolaire qui prend en compte la modification de la diffusion causée par la présence de deux porteurs aux charges opposées, se calcule avec l'équation 7.8 dans laquelle $\mu_{e,t}$ sont les mobilités électrons et trous dans le silicium.

$$D_a = \frac{2k_B T}{q} \frac{\mu_e \mu_t}{\mu_t + \mu_e} = 17.48 \text{cm}^2/\text{s} \quad (7.8)$$

Pour obtenir la description du champ électrique à l'intérieur de la colonne de plasma, on peut utiliser la loi de Gauss (Éq. 7.9).

$$\oint_S \vec{\mathcal{E}} \cdot \vec{da} = \frac{Q_{in}}{\epsilon} = \frac{1}{\epsilon} \int_V n_c d\tau \quad (7.9)$$

À l'intérieur de la colonne, la concentration de porteur varie selon l'équation 7.10 [61].

$$n_c(r, t) = \frac{n_{lin}}{4\pi D_a t} \exp\left(\frac{-r^2}{4D_a t}\right) \quad (7.10)$$

On peut maintenant déterminer le champ électrique radial :

$$\begin{aligned} \oint_S \vec{\mathcal{E}} \cdot \vec{da} &= \mathcal{E}_r(r) \cdot 2\pi r l \\ \frac{Q_{in}}{\epsilon} &= \frac{2\pi l}{\epsilon} \int_0^r \frac{n_{lin}}{4\pi D_a t} \exp\left(\frac{-r^2}{4D_a t}\right) r \cdot dr \\ \frac{Q_{in}}{\epsilon} &= \frac{-ln_{lin}}{\epsilon} \exp\left(\frac{-r^2}{4D_a t}\right) \end{aligned}$$

Donc,

$$\mathcal{E}_r(r) = \frac{-n_{lin}}{2\pi r\epsilon} \exp\left(\frac{-r^2}{4D_a t}\right)$$

En considérant un détecteur sur-déserté, le champ électrique longitudinal est décrit par l'équation 7.11.

$$\mathcal{E}_x(x) = \frac{2V_d}{d^2} (x - d) - \frac{V - V_d}{d} \quad (7.11)$$

On doit considérer les champs électriques radial et longitudinal afin de déterminer l'évasement de la charge. Le temps de collection longitudinal déterminera le temps maximal de dispersion latérale. On utilise la deuxième loi de Newton ($F = ma$) que l'on intègre deux fois jusqu'à obtenir la position en fonction du temps.

En appliquant ces deux champs à une colonne de rayon initial de $1 \mu\text{m}$ et de $12 \mu\text{m}$ [58] de long pour une particule α de 3.0 MeV, on obtient le résultat illustré à la figure 7.17a) par la ligne noire en tirets.

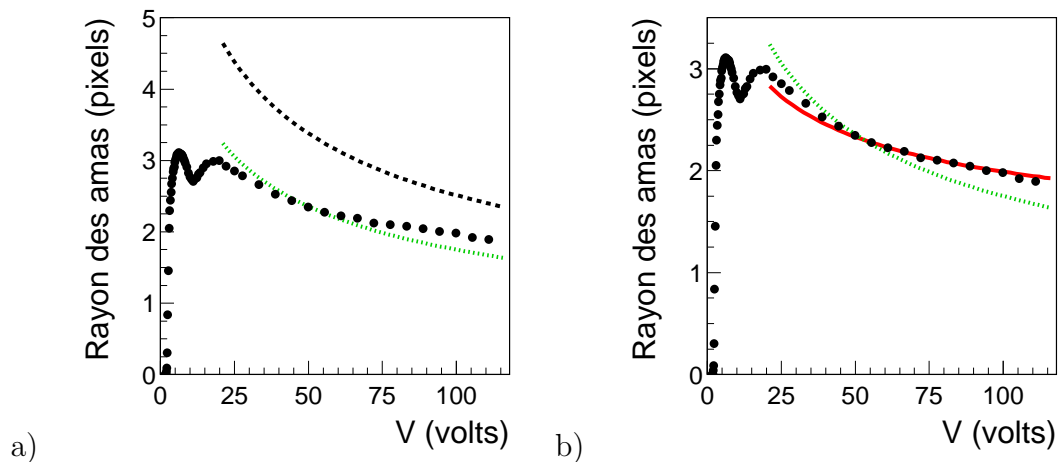


Figure 7.17 – Variation du rayon des amas en fonction de la tension appliquée pour une particule α de 3.0 MeV. La mesure expérimentale (\bullet) est comparée a) au modèle sans seuil de discrimination (r_{max} , ligne noire en tirets), a-b) avec seuil de discrimination (r_{8keV} , ligne verte pointillée) et c) avec l'équation 7.12 (r_{eff} , ligne rouge pleine).

On remarque d'abord que le modèle surestime la grandeur des amas et ce de plus d'un pixel près de la tension de désertion totale. Cette différence vient de la mesure qui a été prise avec un niveau de seuil bas de 8 keV. Dans ce modèle initial, on ne tient pas compte de ce seuil de discrimination.

Pour prendre en considération ce seuil, on pose que la distribution de la charge collectée sur la cathode a une forme gaussienne (Fig. 7.18). Ensuite, on doit déterminer

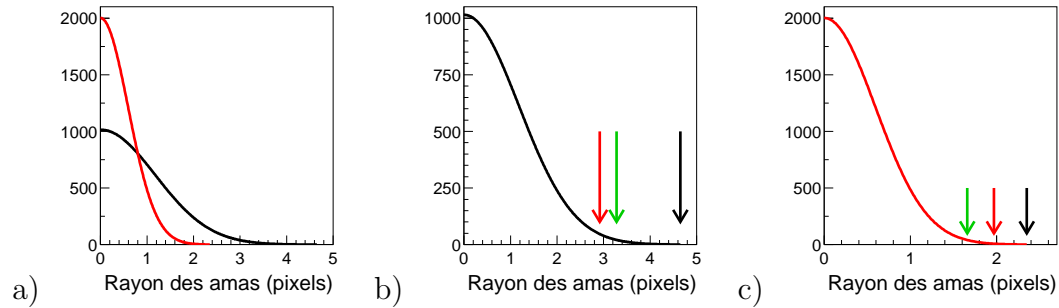


Figure 7.18 – Illustration de la distribution gaussienne de la charge collectée en fonction de l'éloignement du point d'impact pour a) et b) $r_{max} = 4.65$ pixels (noir) et a) et c) $r_{max} = 2.35$ pixels (rouge), correspondant à des tensions de 22 volts (noir) et 115 volts (rouge). Les flèches (b et c) indiquent les positions de r_{max} (noir), r_{8keV} (vert) et r_{eff} (rouge).

le rayon minimal au-delà duquel il est possible d'accumuler une énergie de 8 keV (r_{8keV}). Pour ce faire, on intègre à partir du rayon maximal r_{max} (flèches noires de la figure 7.18) vers le centre de l'amas. Ce rayon minimal obtenu est indiqué en vert sur les figures 7.17 et 7.18.

La description de la variation de la taille des amas de pixels en fonction de la tension peut être améliorée en prenant en considération que l'énergie de 8 keV doit être accumulée dans un seul pixel pour qu'un événement soit enregistré. Pour des tensions près de celle de désertion totale, on voit à la figure 7.18b) qu'il faut plus d'un pixel pour collecter plus de 8 keV (plus d'un pixel entre les flèches verte et noire), indiquant que r_{8keV} surestime le rayon moyen de l'amas. Pour de grands champs électriques, les charges se dispersent moins latéralement, ce qui augmente la charge déposée par pixel. Alors, moins d'un pixel est nécessaire pour dépasser le niveau de seuil. Par conséquent, les pixels partiellement couverts par le nuage de charges peuvent enregistrer un événement, augmentant le rayon moyen mesuré des amas pour les tensions supérieures à 50 V.

Posons r_{eff} , un rayon efficace d'amas qui tient en compte les effets de périphérie des amas et Δr , le nombre de pixels nécessaires pour accumuler 8 keV à la périphérie. On postule avec l'équation 7.12 que le rayon effectif diminue si $\Delta r > 1$ et s'accroît

si $\Delta r < 1$.

$$r_{eff} = r_{8keV} + 1 - \Delta r \quad (7.12)$$

Ce rayon effectif est illustré en rouge aux figures 7.17-7.18 et reproduit bien les données expérimentales, tant pour les particules α de 3.0 MeV que de 4.2 MeV [63].

Cette approche est phénoménologique. Pour un modèle complet, il faudrait prendre le dépôt de Bragg pour la particule α afin de déterminer la variation de n_{in} et la distribution latérale réelle des charges. La méthode décrite ci-haut reflète tout de même bien les données et a l'avantage d'être simple.

Conclusion

Le détecteur ATLAS étudiera les produits de collisions proton-proton à une énergie 14 TeV dans le centre de masse. Les détecteurs au silicium à pixels joueront un rôle important dans cette expérience de physique des particules. Dans le détecteur central d'ATLAS (le Pixel), ces détecteurs serviront à reconstruire les trajectoires des particules, permettant la reconstitution des vertex de désintégration de particules à court temps de vie.

Assujettis à un flux de particules intense et diversifié, les détecteurs au silicium du Pixel s'endommageront. Les dommages modifieront les caractéristiques intrinsèques des détecteurs : d'une simple jonction abrupte $p^+ - n$, le détecteur acquiert les propriétés d'une double jonction $p^+ - n - p - n^+$. Ces dommages entraîneront une augmentation du courant de fuite et une diminution de l'efficacité de détection. Un modèle basé sur le modèle original de Hecht a été élaboré pour décrire l'efficacité de collection de charge en fonction de la tension appliquée sur les détecteurs et de la fluence de particules. Une modification à la description du champ électrique a été introduite afin de tenir compte de l'effet de double jonction et d'inclure une composante exponentielle (ajout d'un très petit champ) dans les zones habituellement traitées comme étant sans champ électrique. L'ajout de cette composante exponentielle a permis de décrire avec le nouveau modèle de Hecht l'efficacité de collection de charge en se servant uniquement des paramètres décrivant l'évolution de la concentration effective de dopants et du temps de vie des porteurs de charge en fonction de la fluence.

Plusieurs types de détecteurs au silicium ont été irradiés par des protons et des neutrons avec diverses énergies. L'irradiation de détecteurs SP avec des protons de haute énergie (24 GeV) et de basse énergie (10 MeV) illustre bien que les dommages infligés par les particules de haute énergie sont moindres que ceux de basse énergie. Cette étude a d'ailleurs suscité la révision de l'hypothèse du NIEL, ce qui a eu un impact puisque le NIEL est une hypothèse utilisée pour comparer le dommage de particules de types et d'énergies différents. La comparaison des types SP et SP-oxy avec leur irradiation avec des protons de 10 MeV a permis de démontrer que l'ajout d'oxygène améliorerait légèrement la tenue aux radiations pour ces particules, ce qui

contraste avec la grande amélioration observée pour les protons de 24 GeV [44]. L'irradiation avec des protons de 10 MeV et des neutrons d'énergie moyenne de 14 MeV des détecteurs SP et MP a révélé qu'il n'y avait pas de différence marquée entre les deux types de détecteurs. Le modèle de Hecht avec le champ électrique modifié décrit de manière satisfaisante l'efficacité de collection de charge de tous ces détecteurs en fonction de la tension appliquée et de la fluence d'irradiation.

Les collisions inélastiques des particules produites dans ATLAS créeront aussi des radio-isotopes dans les détecteurs au silicium du Pixel d'ATLAS et les éléments environnant tels que l'électronique de lecture. Des échantillons du Pixel ont été irradiés par un faisceau hadronique mixte et par des neutrons rapides. De ces expériences, on a pu observer que la liste des matériaux fournie à la collaboration était incomplète puisqu'il manquait à cette description du silicium, du carbone, de l'hydrogène, de l'oxygène et du baryum.

Les expériences d'activation ont été simulées avec GEANT4, le logiciel de Monte Carlo imposé pour toutes les simulations d'ATLAS. Ces simulations ont démontré que ce logiciel donnait une incertitude sur le calcul d'activité d'un facteur 10. D'ailleurs, plusieurs isotopes présents dans les expériences d'activation ne sont pas produits par la simulation : ^{62m}Co , ^{116m}In , ^{133m}Ba , ^{135m}Ba , ^{137m}Ba , ^{137}Cs et $^{196m2}\text{Au}$. Ceci démontre que les processus de création de radio-isotopes dans GEANT4 devrait être révisés.

Avec cette étude d'activation, un bruit de fond venant des produits de désintégration des radio-isotopes créés par l'interaction des neutrons rapides avec les éléments du Pixel d'ATLAS a été prédit. Sur 80 millions de rencontres de faisceaux de protons, un pixel par module (qui en contient 46080) déclenchera sur ce bruit de fond, ce qui est négligeable par rapport aux événements venant des collisions. Les doses γ et β ont aussi été calculées pour 100 jours d'opération, période attendue de fonctionnement annuel. Avant de pouvoir approcher (ce qui prend au moins une semaine) et manipuler les pièces du Pixel d'ATLAS dans le cas d'opérations d'entretien ou de démontage, ces doses tombent sous la limite présentant un danger, même en prenant en compte le facteur 10 d'incertitude venant de la simulation.

Un autre système d'ATLAS utilise les détecteurs au silicium à pixels : le réseau de Medipix2-USB (MPX). Utilisés pour mesurer les flux de particules en temps réel à divers endroits dans le détecteur ATLAS et sa caverne, les MPX serviront à valider les prédictions faites sur ce flux par Monte Carlo avec GEANT4, à mesurer les contributions au bruit de fond venant des neutrons et des photons dans les sous-détecteurs et à évaluer l'efficacité du blindage. De plus, les détecteurs MPX serviront à mesurer les doses dans ATLAS et sa caverne. En vue de l'utilisation des Medipix2-USB dans l'expérience ATLAS, un étalonnage en énergie a d'abord été fait. Ensuite, il a été démontré que les MPX pouvaient détecter des photons, électrons, protons, particules α , pions, muons et neutrons. La détection des neutrons est très importante dans le contexte d'ATLAS puisque ces particules sont grandement responsables de l'activation des parties du détecteur.

Cette thèse a donc touché plusieurs aspects de l'interaction de la radiation avec les détecteurs au silicium à pixels du détecteur ATLAS. En attendant les premières collisions au LHC prévues pour 2008, l'adaptation complète des MPX doit être faite en développant des outils d'analyse des signaux afin de caractériser en temps réel le flux tant en type de particules qu'en énergie. Les MPX donneront, dès les premières collisions, une indication en temps réel de ce flux et de la validité des simulations GEANT4.

Bibliographie

- [1] The Large Hadron Collider Conceptual Design, CERN/AC/95-05, 20 October 1995.
- [2] ATLAS Technical Proposal for a General-Purpose pp Experiment at the LHC at CERN, CERN/LHC/94-93, 1994; ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, Technical Note, à être publiée en 2008.
- [3] http://bullarchive.web.cern.ch/bullarchive/0026/art1/Text_E.html
- [4] W.-M. Yao et al, *Particle Data Book*, J. Phys. G 33, p.1+ (2006), <http://pdg.lbl.gov> et références incluses.
- [5] UA1 Collaboration, G. Arnison et al. Phys. Lett. 122B, 103 (1983); 126B, 398 (1983); 134B, 469 (1984); 147B, 241 (1984); UA2 Collaboration, M. Banner et al., Phys. Lett. 122B, 476 (1983); UA2 Collaboration, P. Bagnaia et al., Phys. Lett. 129B, 130 (1983); Z. Phys. C 24, 1 (1984)
- [6] S. Asai et al, *Prospects for the search for a Standard Model Higgs in ATLAS using vector boson fusion*, Eur. Phys. J. C 32 (2004) s19-s54.
- [7] http://atlas.ch/atlas_photos.html
- [8] J.N. Jackson on behalf of the ATLAS SCT collaboration, *The ATLAS semiconductor tracker (SCT)*, Nucl. Instr. and Meth A541 (2005) 89-95.
- [9] V. A. Mitsou on behalf of the ATLAS TRT collaboration, *The ATLAS transition radiation tracker*, Proceedings of the 8th ICATPP conference on Astroparticle, Particle, Space Physics, Detectors and Medical Physics Applications, Como, Italy, 6-10 October 2003, Éditeurs : M. Barone, E. Borchi, C. Leroy, P. G. Rancoita, P. Riboni et R. Ruchti, World Scientific, 2004.
- [10] P. Schacht on behalf of the ATLAS Liquid Argon Calorimeter Collaboration *The ATLAS liquid argon calorimeter - status and expected performance*, Nucl. Instr. and Meth A535 (2004) 466-471.

- [11] B. Zhou on behalf of the ATLAS muon collaboration, *Large precision muon detector for ATLAS*, Nucl. Instr. and Meth A494 (2002) 464-473.
- [12] M. Garcia-Sciveres on behalf of the Pixel collaboration, *The ATLAS Pixel Detector*, Proceedings of the International Workshop on Semiconductor Pixel Detectors for Particles and X-Rays (PIXEL2002), Carmel, California, USA September 9-12, 2002, <http://www.slac.stanford.edu/econf/C020909/>
- [13] A. Mitaroff and M. Silari, *The CERN-EU high energy reference field facility for dosimetry at commercial flight altitudes and in space*, Radiation Protection Dosimetry (2002), Vol. 102, pp. 7-22.
- [14] A. Fassò, A. Ferrari, J. Ranft, and P.R. Sala, *FLUKA : a multi-particle transport code* CERN-2005-10 (2005), INFN/TC_05/11, SLAC-R-773
- [15] GEANT4, J. Allison et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. 53 No.1 (2006), pp. 270-278
- [16] M. Brugger, S. Roesler, and L. Ulrici, *Benchmark study of radionuclide production with FLUKA*, Chattanooga, Tennessee, April 17-21 2005, on CD-ROM, American Nuclear Society, LaGrange Park, IL (2005)
- [17] CANBERRA/EURISYS S.A., 4 Avenue des Frènes, 78067 St. Quentin Yveline, France
- [18] GenieTM 2000 Gamma Analysis Software, de la compagnie CANBERRA
- [19] IAEA0877/01 : B. Lindemann and M. Geisler : GASPAN - A program for automatic evaluation of gamma spectra with the help of photo peak analysis (in German) (December 1972)
- [20] P. Bém et al. *Fast neutrons from thick deuterium target irradiated by 15.8 MeV protons and 14.1 MeV deuterons*, Nucl. Instr. and Meth. A425 (1999), pp. 522-528
- [21] Calculations of Induced Activity in the ATLAS Experiment for Nuclear Waste Zoning, M.N. Morev, Moscow Engineering Physics Institute, Russia, ATL-COM-TECH-2007-001

- [22] Princeton Gamma-Tech Instruments, Inc, 303C College Road East, Princeton, New Jersey 08540
- [23] M.B. Chadwick, P. Obložinský, M. Herman *et al.*, *ENDF/B-VII.0 : Next Generation Evaluated Nuclear Data Library for Nuclear Science and Technology*, Nuclear Data Sheets 107, pp. 2931-3060, 2006.
- [24] S.Y.F. Chu, L.P. Ekström and R.B. Firestone, *WWW Table of Radioactive Isotopes*, The Lund/LBNL Nuclear Data Search Version 2.0, February 1999
- [25] GEANT4 Physics Reference Manual, <http://geant4.web.cern.ch/geant4/UserDocumentation/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/html/index.html>
- [26] Communication privée avec Anne Trudel
- [27] M.J. Berger, J.H. Hubbell, S.M. Seltzer, J. Chang, J.S. Coursey, R. Sukumar, and D.S. Zucker, *NIST XCOM : Photon Cross Sections Database*, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>
- [28] Harold Elford Johns and John Robert Cunningham, *The physics of radiology, 4th edition*, Springfield, Ill., U.S.A. : Charles C. Thomas, 1983.
- [29] M.J. Berger, J.S. Coursey, M.A. Zucker and J. Chang, *Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions*, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/contents.html>
- [30] Caltech Radiation Safety Training and Reference Manual, <http://www.cco.caltech.edu/safety/trm.html>
- [31] S.M. Sze, *Semiconductor Devices Physics and Technology*, John Wiley and Sons, 2nd edition, 1981
- [32] Neil W. Ashcroft, N. David Mermin, *Solid State Physics*, Saunders College Publishing, USA, 1976, 826 pages
- [33] A. Houdayer, C. Lebel, C. Leroy, P. Roy, V. Linhart, S. Pospíšil, B. Sopko, S. Courtemanche, M.C. Stafford, *Silicon planar MESA diodes as radiation detectors*, Nucl. Instr. and Meth A476 (2002), pp. 588-595 et références incluses.

- [34] C. Lebel, *Étude des dommages créés dans différents types de détecteurs au silicium irradiés avec des protons de basse énergie*, Mémoire de maîtrise, Université de Montréal, Décembre 2001 et références incluses.
- [35] G. Lutz, *Semiconductor radiation Detectors - Device Physics*, Springer (1999), 353 pages.
- [36] A. Charbonnier, S. Charron, A. Houdayer, C. Lebel, C. Leroy, V. Linhart, S. Pospíšil, *Modified Hecht model qualifying radiation damage in standard and oxygenated silicon detector from 10 MeV protons*, Nucl. Instr. and Meth A576 (2007), pp. 75-79
- [37] P. Roy, *Étude des caractéristiques électriques de détecteurs au silicium dans les conditions d'irradiation du LHC*, Thèse de doctorat, Université de Montréal, Novembre 1999, C. Leroy, P. Roy, G. Casse, M. Glaser, E. Grigoriev, F. Lemeilleur, *Charge transport in non-irradiated and irradiated silicon detectors*, Nucl. Instr. and Meth. A434 (1999), pp. 90-102.
- [38] C. Leroy et P.G. Rancoita, *Principles of radiation interaction in matter and detection*, World Scientific, 2004, 698 pages
- [39] Ortec, 801 South Illinois Avenue, Oak Ridge, TN 37830
- [40] Groupe Technologique - Division Électronique, Université de Montréal, Pavillon Ren-J.-A.-Lvesque C.P. 6128, succursale Centre-ville, Montral QC H3C 3J7
- [41] D.K. Schroder, *Carrier Lifetime in Silicon*, IEEE Trans. Elec. Dev. Vol44, 1997, pp. 160-170, et D.K. Schroder, *The Concept of Generation and Recombination Lifetimes in Semiconductors*, IEEE Trans. Elec. Dev., Ed-29, Vol8, 1982, pp. 1336-1338
- [42] D. Bechevet, M. Glaser, A. Houdayer, C. Lebel, C. Leroy, M. Moll, P. Roy, *Results of irradiation tests on standard planar silicon detectors with 7-10 MeV protons*, Nucl. Instr. and Meth. A479 (2002), pp. 487-497

- [43] M. Huhtinen *Simulation of non-ionising energy loss and defect formation in silicon* Nucl. Instr. and Meth. A491 (2002), pp. 194-215
- [44] RD48/ROSE collaboration, voir par exemple F. Lemeilleur, *Radiation hardening of silicon detectors*, Nucl. Instr. and Meth A434 (1999), pp. 82-89
- [45] STMicroelectronics, Stradale Primosole 50, 95121 Catania, Italie.
- [46] Wacker Siltronic, Burghausen, Allemagne.
- [47] Polovodice, Prague, République tchèque.
- [48] CiS Institut für Mikrosensorik, Haarbergstraße 61, 99097 Erfurt, Allemagne.
- [49] K. Hecht, Z. Phys. 77 (1932) pp. 235-245
- [50] Exemple : F. Nava et al, *Evidence for plasma effect on charge collection efficiency in proton irradiated GaAs detectors*, Nucl. Instr. and Meth. A426 (1999), pp. 185-191.
- [51] M.Campbell, C. Leroy, S. Pospisil, M. Suk, *Measurement of Spectral Characteristics and Composition of Radiation in ATLAS by MEDIPIX2-USB Devices*, MPX-USB-ATLAS-2006, ATL-R-MA-0001, CERN (2006).
- [52] Collaboration Medipix, <http://medipix.web.cern.ch/MEDIPIX/>
- [53] T. Holy, J. Jakubek, S. Pospisil, J. Uher, D. Vavrik, Z. Vykydal, Nucl. Instr. and Meth. A563 (2006) 254.
- [54] Communication privée. Image produite par John Idárraga, étudiant au doctorat à l'Université de Montréal, avec l'aide de M. Gallas and V. Tsulaia de la collaboration ATLAS.
- [55] X. Llopart, R. Ballabriga, M. Campbell, L. Thustos and W. Wong, *Timepix, a 65k programmable pixel readout chip for arrival time, energy and/or photon counting measurements*, Nucl. Instr. and Meth. A581 (2007), pp. 485-494.

- [56] M. Fiederle, D. Greiffenberg, J. Idárraga, J. Jakūbek, V. Král, C. Lebel, C. Leroy, G. Lord, S. Pospíšil, V. Sochor, M. Suk, *Energy calibration measurements of MediPix2*, accepté pour publication, à paraître dans Nucl. Instr. and Meth A (2008)
- [57] Communication privée Andrea Gutiérrez
- [58] J.F. Ziegler, M.D. Ziegler, and J.P. Biersack, <http://www.srim.org/SRIM/SRIM2006.htm>.
- [59] Z. Doležal et al., *Direct Study of Neutron Induced Single-Event Effects*, 7th Workshop on Electronics for LHC Experiments, Stockholm, Sweden, 10 - 14 Sep 2001, pp.422-423
- [60] M. Campbell, E. Heijne, T. Holý, J. Idarra, J. Jakūbek, C. Lebel, C. Leroy, X. Llopart, S. Pospíšil, L. Tlustos, Z. Vykydal, *Study of the charge sharing in silicon pixel detector by means of alpha particles interacting with a Medipix2 device*, accepté pour publication, à paraître dans Nucl. Instr. and Meth A (2008)
- [61] P.A. Tove and W. Seibt, *Nucl. Instr. and Meth* 51 (1967), 261.
- [62] G. Dearnley and D.C. Northrop, *Semiconductor counters for nuclear radiations*, 2nd ed. (1966); D.C. Northrop and O. Simpson, *Proc. Roy. Soc.* 80 (1962), 262.
- [63] M. Campbell, Z. Dolezal, D. Greiffenberg, E. Heijne, T. Holy, J. Idarra, J. Jakubek, V. Kral, M. Kralik, C. Lebel, C. Leroy, X. Llopart, G. Lord, D. Maneuski, O. Ouellette, V. Sochor, S. Pospisil, M. Suk, L. Tlustos, Z. Vykydal, I. Wilhelm, *The Measurement of Spectral Characteristics and Composition of Radiation in ATLAS with MediPix2-USB Devices*, accepté pour publication dans Proceedings of the 10th ICATPP conference on Astroparticle, Particle, Space Physics, Detectors and Medical Physics Applications, World Scientific

Annexe I

Spectres des parties du Pixel après irradiation

I.1 Irradiation au CERN - faisceau mixte

Procédure d'irradiation et de spectroscopie des parties PIXEL et FLEX au CERF.

Φ (part/cm ²)	PIXEL		
	t_a	t_d	t_m
1.5×10^{11}	2.0 h	22 min	30 min
5.5×10^{11}	30.3 h	1.3 h	3 h
8.7×10^{11}	67.7 h	17 h	3 h
		3.5 d	5.3 h
		11.8 d	63 h
		116.8 d	48 h

Φ (part/cm ²)	FLEX		
	t_a	t_d	t_m
1.3×10^{12}	28.4 h	61 min	30 min
		4.5 h	3 h
		32.0 h	3 h
		18.3 d	48 h
		80.9 d	48 h

Tableau I.1 – La première colonne indique la fluence de particules traversant les modules. Les trois autres colonnes donnent t_a est le temps d'activation, t_d le temps de désintégration entre la fin de l'irradiation et le début de la mesure spectroscopique et t_m la durée de la mesure spectroscopique.

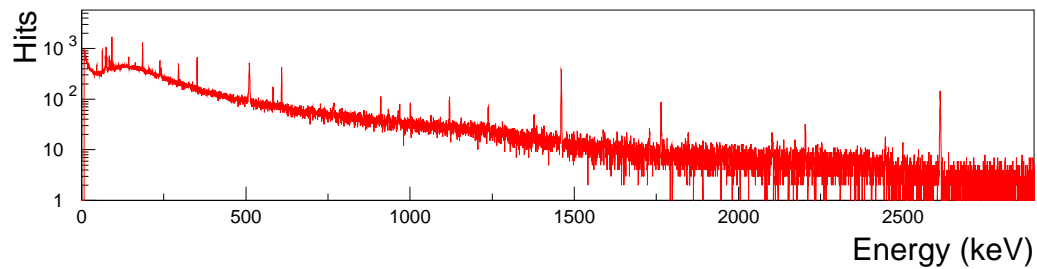


Figure I.1 – Bruit de fond dans l'aire expérimentale (données prises sur une période de deux jours).

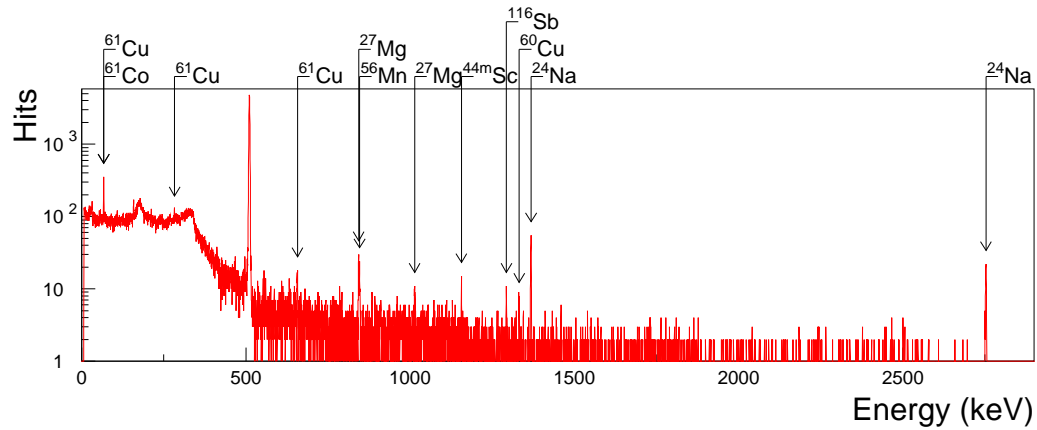


Figure I.2 – Spectre gamma du PIXEL après une irradiation de $\Phi=1.5 \times 10^{11}$ part/cm² avec $t_a = 2.0$ h, $t_d=22$ min et $t_m=30$ min.

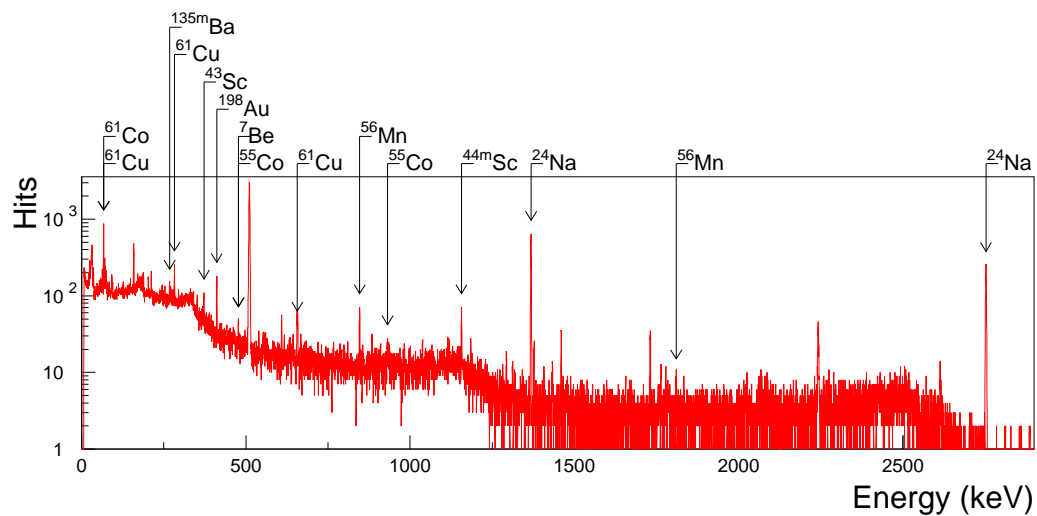


Figure I.3 – Spectre gamma du PIXEL après une irradiation de $\Phi=5.5 \times 10^{11}$ part/cm² avec $t_a = 30.3$ h, $t_d=1.3$ h et $t_m=3$ h. Les pics à 1461 keV, 1731 keV et 2243 keV viennent du ⁴⁰K et de l'échappement double et simple du ²⁴Na, respectivement.

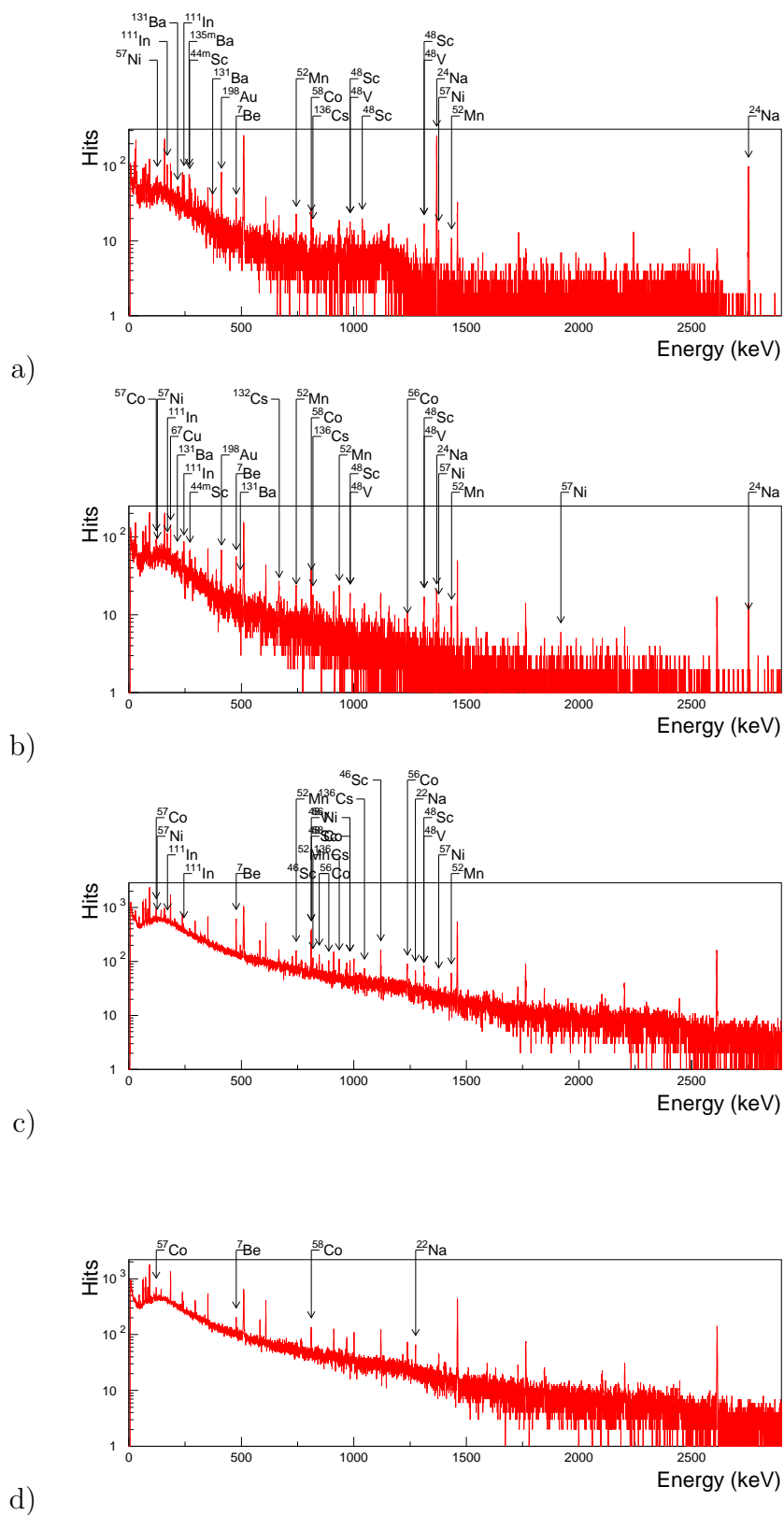


Figure I.4 – Spectres gamma du PIXEL après une irradiation de $\Phi=8.7 \times 10^{11}$ part/cm² avec $t_a = 67.7$ h, a) $t_d=17$ h et $t_m=3$ h, b) $t_d=3.5$ d et $t_m=5.3$ h, c) $t_d=11.8$ d et $t_m=63$ h et d) $t_d=116.8$ d et $t_m=48$ h.

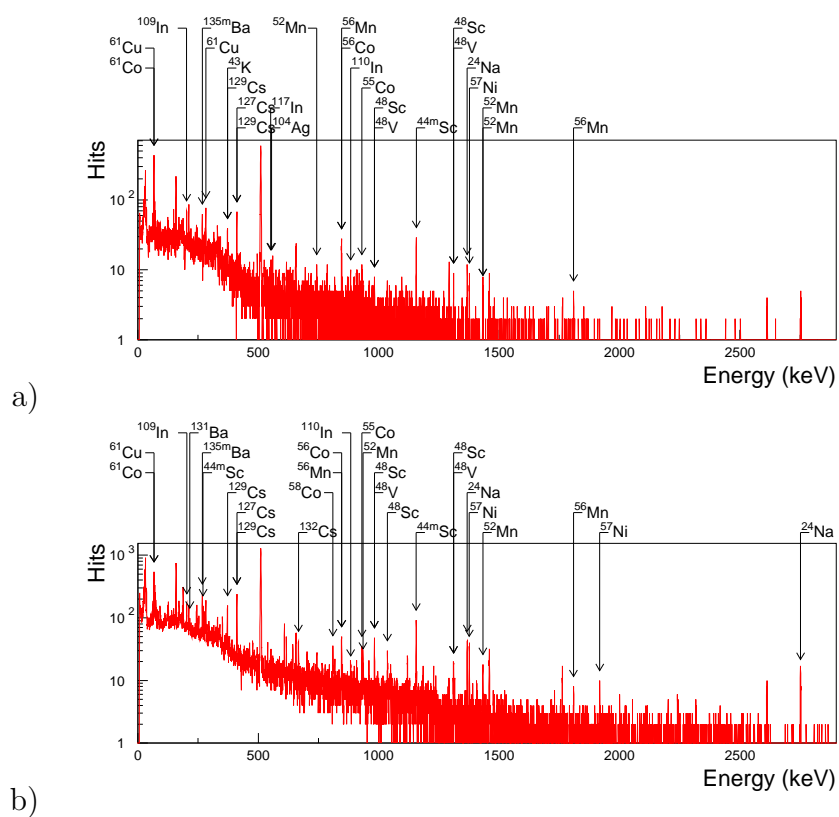


Figure I.5 – Spectres gamma du FLEX après une irradiation de $\Phi=1.3 \times 10^{12}$ part/cm² avec $t_a = 28.4$ h, a) $t_d=61$ min et $t_m=30$ min et b) $t_d=4.5$ h et $t_m=3$ h.

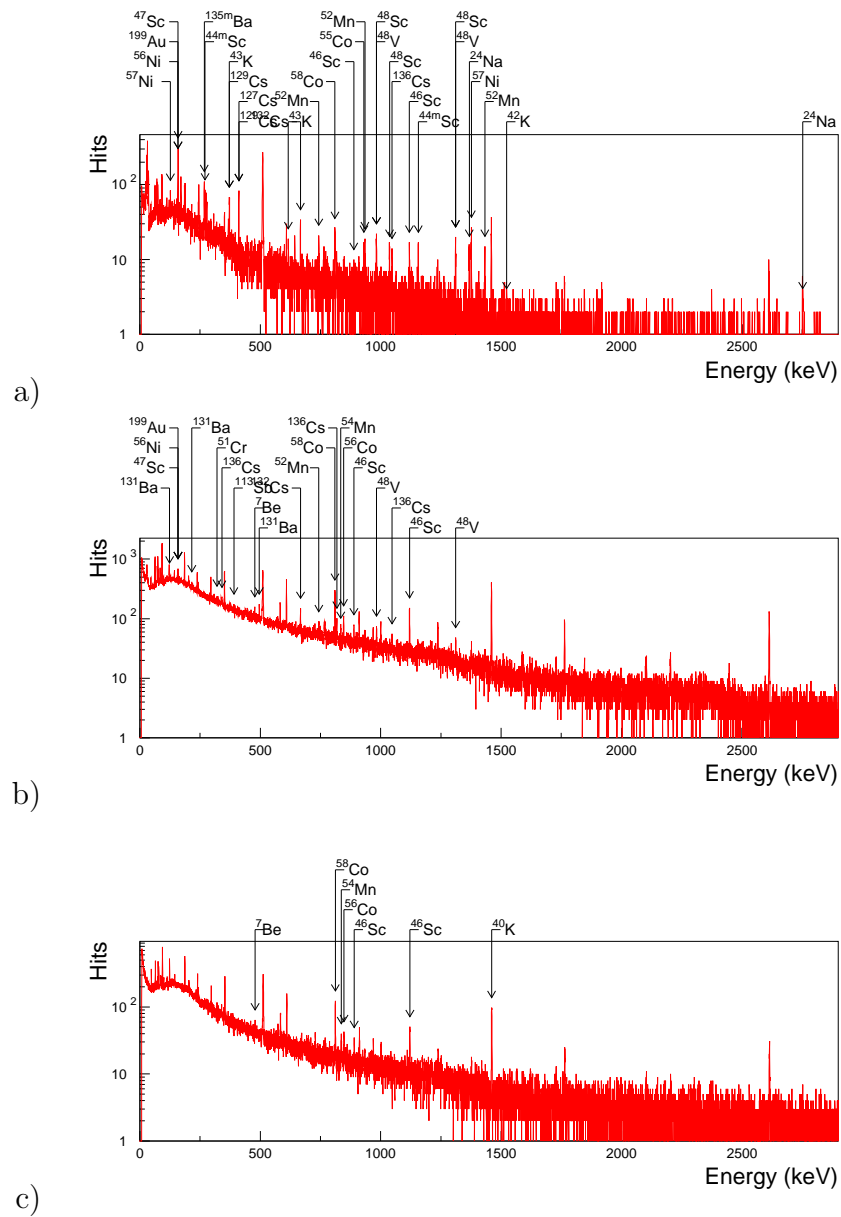


Figure I.6 – Spectres gamma du FLEX après une irradiation de $\Phi=1.3 \times 10^{12}$ part/cm² avec $t_a = 28.4$ h, a) $t_d=32$ h et $t_m=3$ h, b) $t_d=18.3$ d et $t_m=48$ h et c) $t_d=80.9$ d et $t_m=48$ h.

I.2 Irradiation à NPI-ASCR - faisceau neutron

Procédure d'irradiation et de spectroscopie du SI-PIXEL et du FLEX à l'institut NPI-ASCR.

Φ (n/cm ²)	SI-PIXEL		FLEX	
	t_d	t_m	t_d	t_m
1×10^{13}	8 min	2 min	11 min	2 min
	13 min	4 min	18 min	4 min
	22 min	8 min	31 min	8 min
	40 min	16 min	57 min	16 min
	74 min	32 min	107 min	32 min
	2 h 22 min	60 min	3 h 35 min	60 min
6×10^{13}	2 h 14 min	2 h	4 h 15 min	2 h
	24 h 08 min*	5 h	29 h 16 min*	5 h
	46 h 41 min*	12 h	2 d 13 h 16 min*	12 h

Tableau I.2 – Les durées données correspondent au temps de désintégration t_d entre la fin de l'irradiation et le début de la mesure spectroscopique et à t_m , la durée de la mesure spectroscopique. Les temps d'activation étaient de $t_a = 2.5$ h pour 1×10^{13} n/cm² et $t_a = 22.5$ h pour 6×10^{13} n/cm². Les mesures notées (*) ont été faites à l'IEAP-CTU.

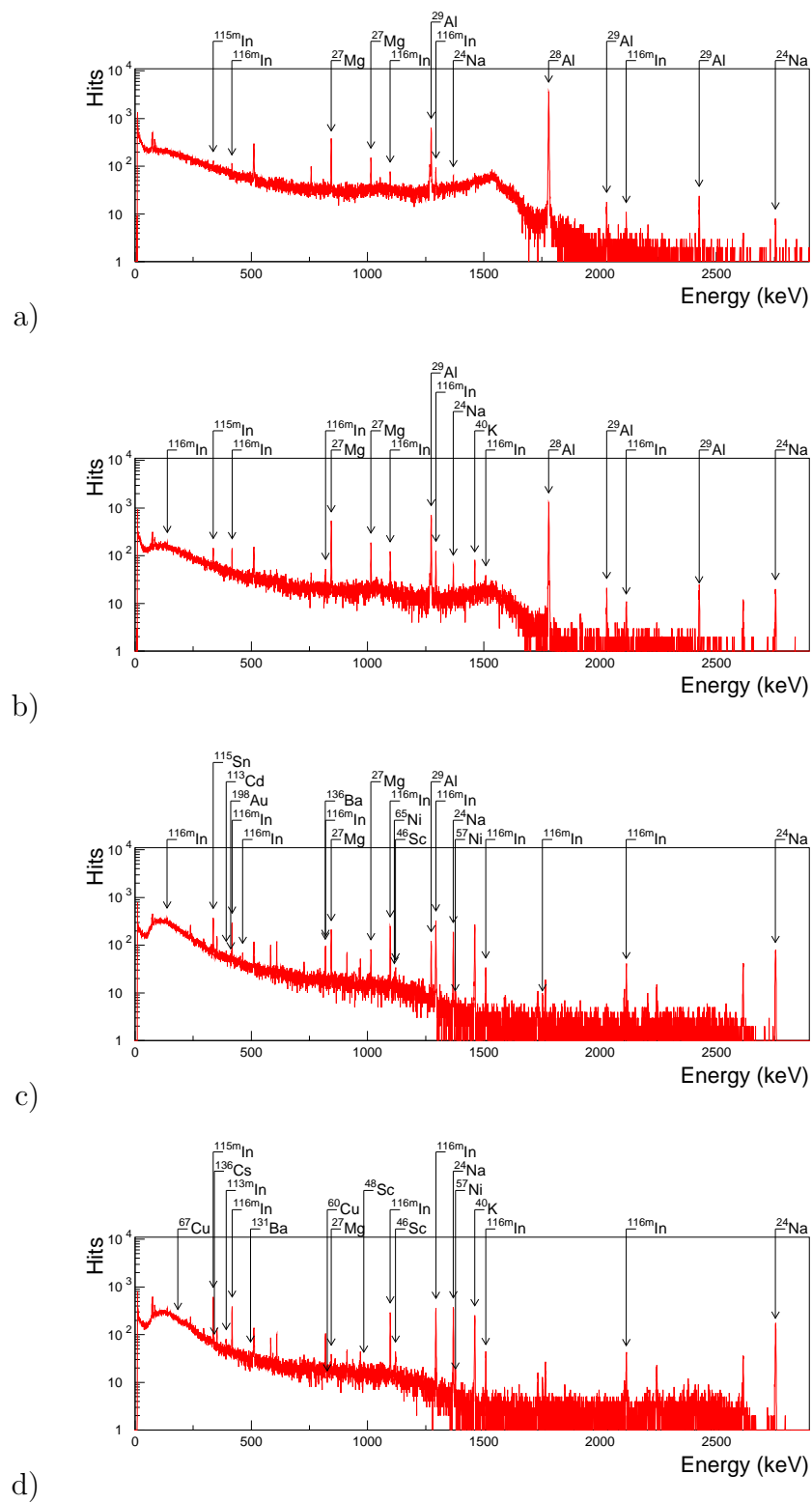


Figure I.7 – Spectres gamma du Si-PIXEL après une irradiation de $\Phi=1.0 \times 10^{13}$ n/cm^2 ($t_a = 2.5$ h) avec $t_d=8$ min et $t_m=2$ min, b) $t_d=13$ min et $t_m=4$ min, c) $t_d=40$ min et $t_m=16$ min et d) $t_d=74$ min et $t_m=32$ min.

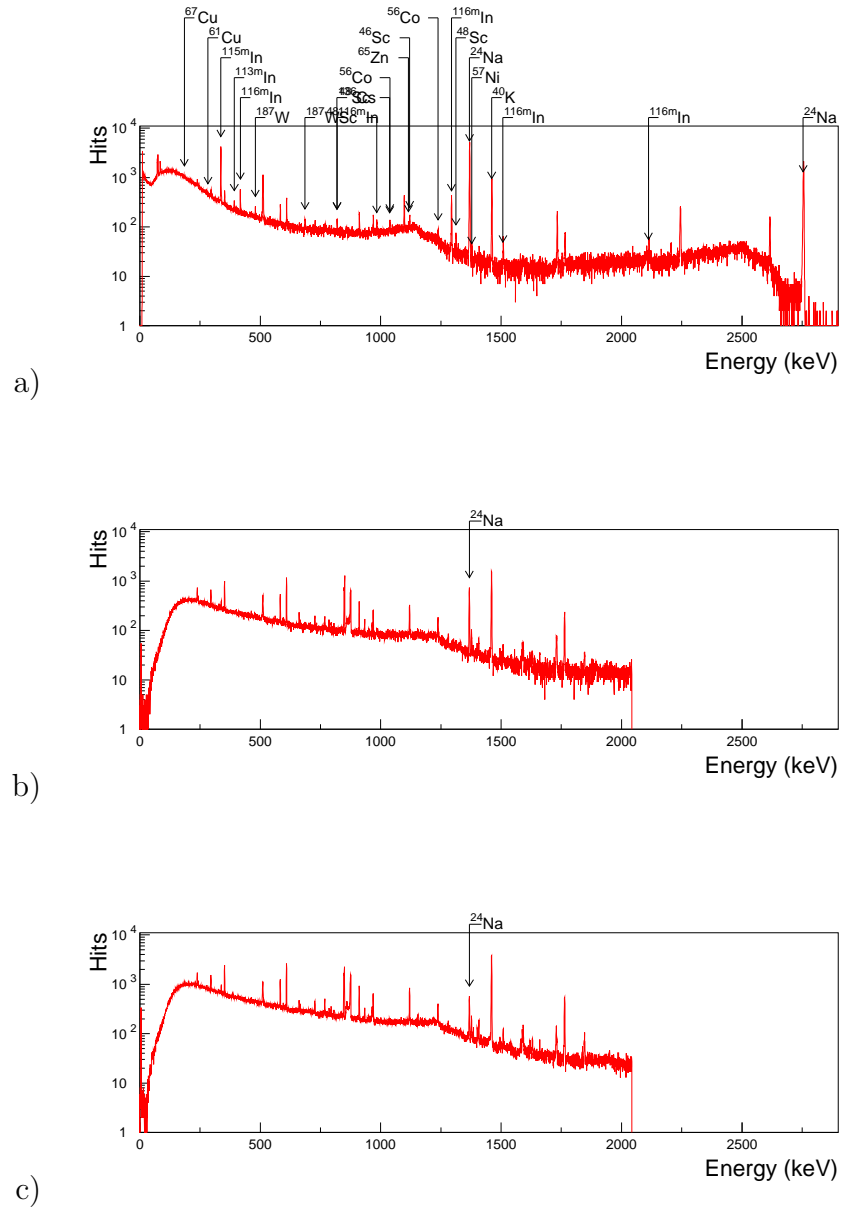


Figure I.8 – Spectres gamma du SI-PIXEL après une irradiation de $\Phi=6.0 \times 10^{13}$ n/cm^2 ($t_a = 22.5$ h) avec $t_d=2$ h 14 min et $t_m=2$ h, b) $t_d=24$ h 08 min et $t_m=5$ h et c) $t_d=46$ h 41 min et $t_m=12$ h.

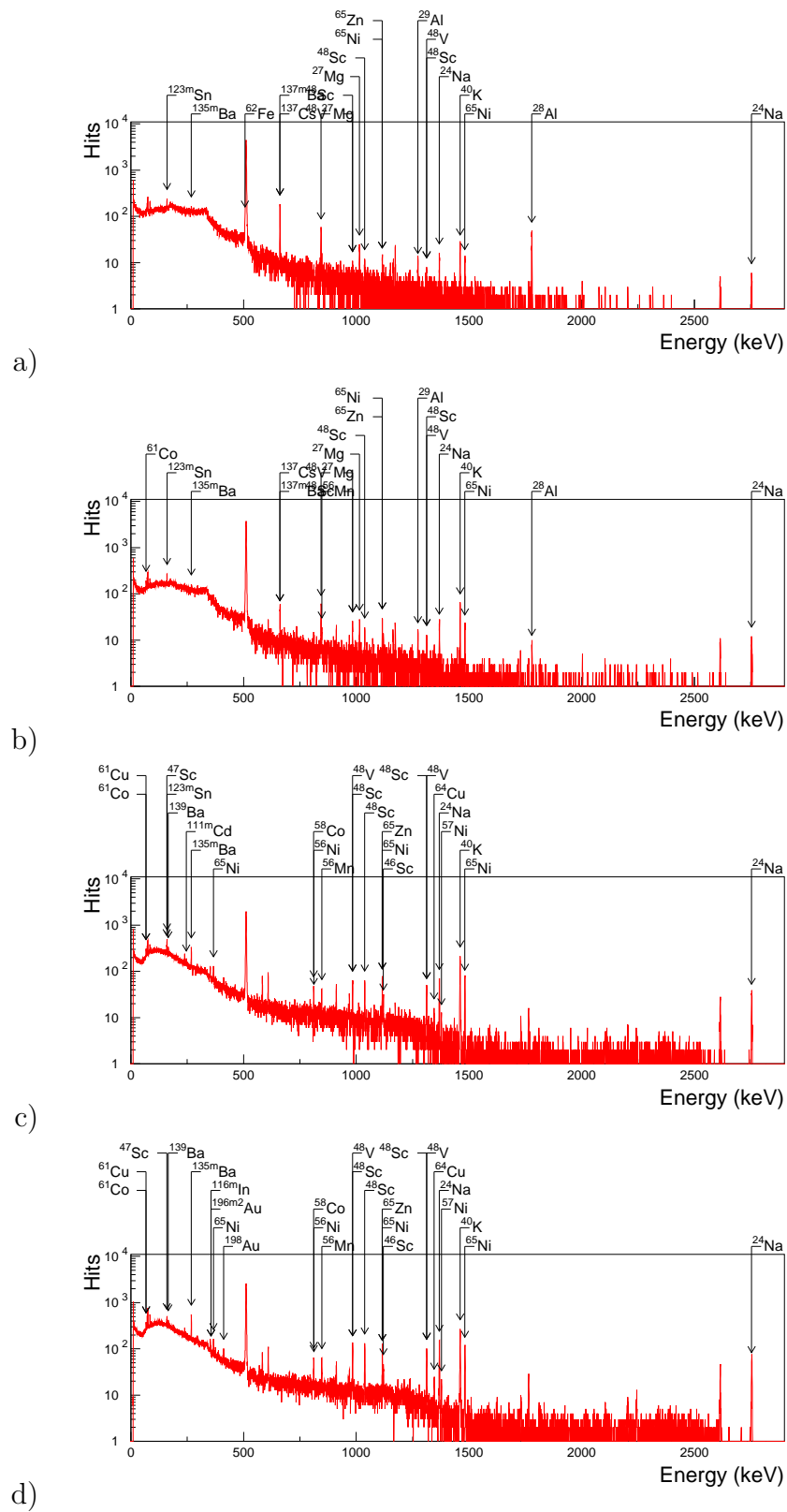


Figure I.9 – Spectre gamma du FLEX après une irradiation de $\Phi=1.0 \times 10^{13}$ n/cm² ($t_a = 2.5$ h) avec $t_d=11$ min, $t_m=2$ min, b) $t_d=18$ min, $t_m=4$ min, c) $t_d=57$ min, $t_m=16$ min et d) $t_d=107$ min, $t_m=32$ min.

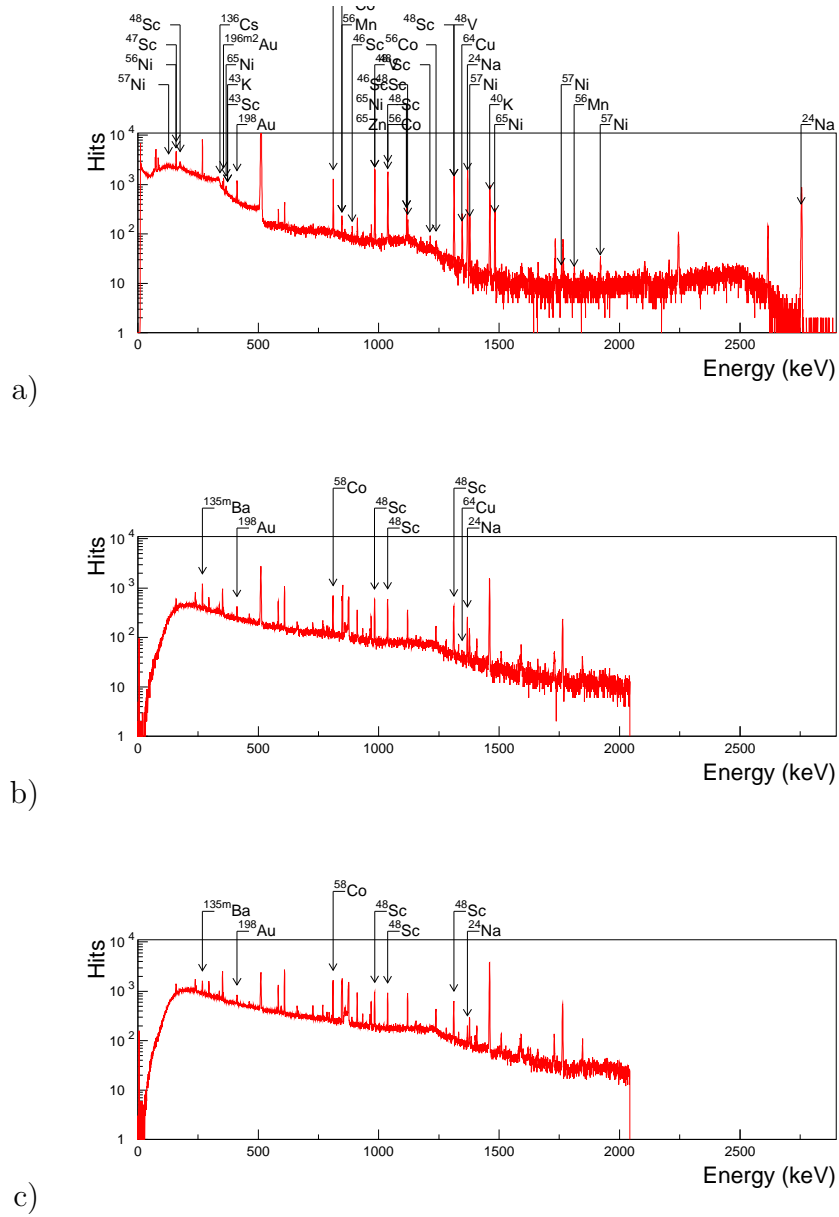


Figure I.10 – Spectre gamma du FLEX après une irradiation de $\Phi=6.0 \times 10^{13}$ n/cm² ($t_a = 22.5$ h) avec $t_d=4$ h 15 min et $t_m=2$ h, b) $t_d=29$ h 16 min et $t_m=5$ h et c) $t_d=2$ d 13 h 16 min et $t_m=12$ h.

Annexe II

Efficacité de collection de charge

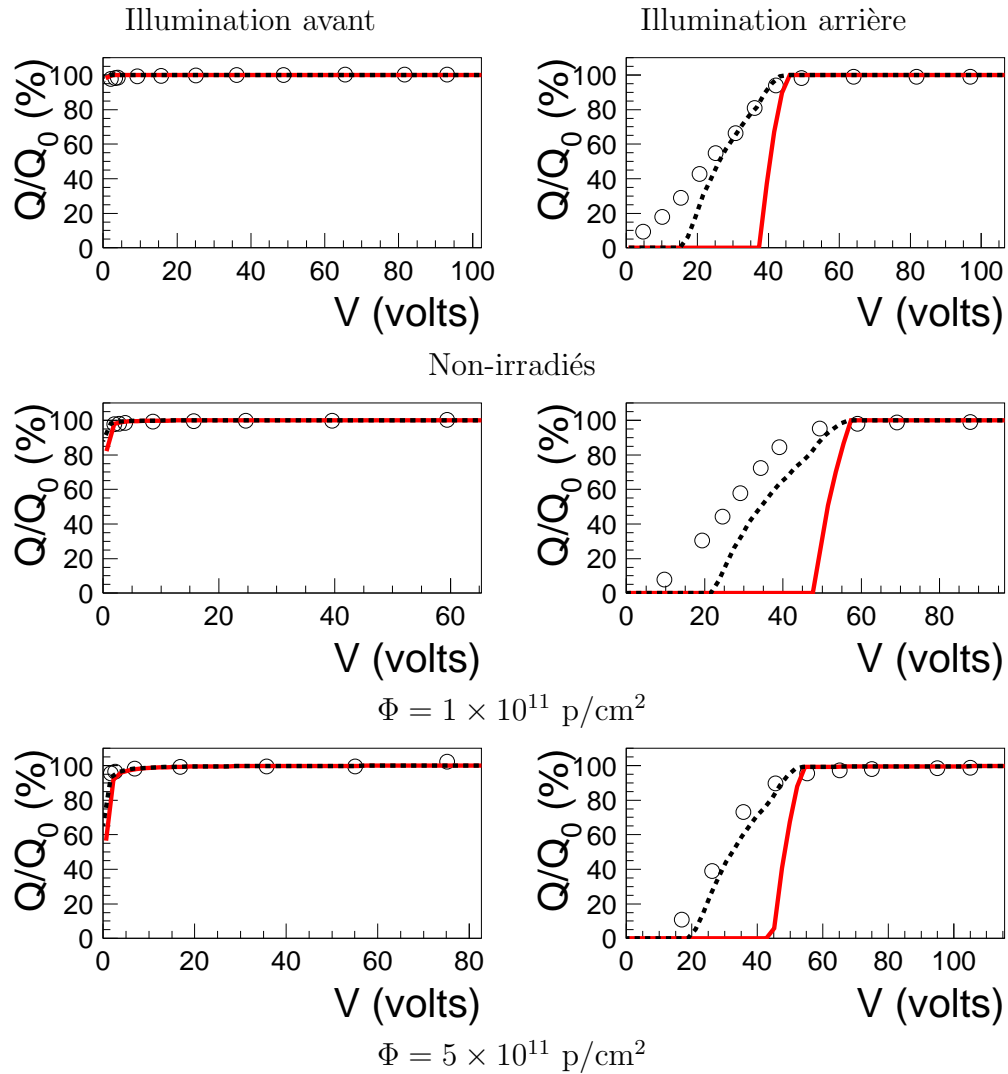


Figure II.1 – Efficacité de collection de charge venant de l'illumination avec une source α de détecteurs SP irradiés avec des protons de 10 MeV. Les points représentent les données expérimentales. Les courbes rouges pleines ont été calculées en utilisant le modèle de double jonction et celles en tirets noirs, avec le modèle de double jonction avec exponentielle double.

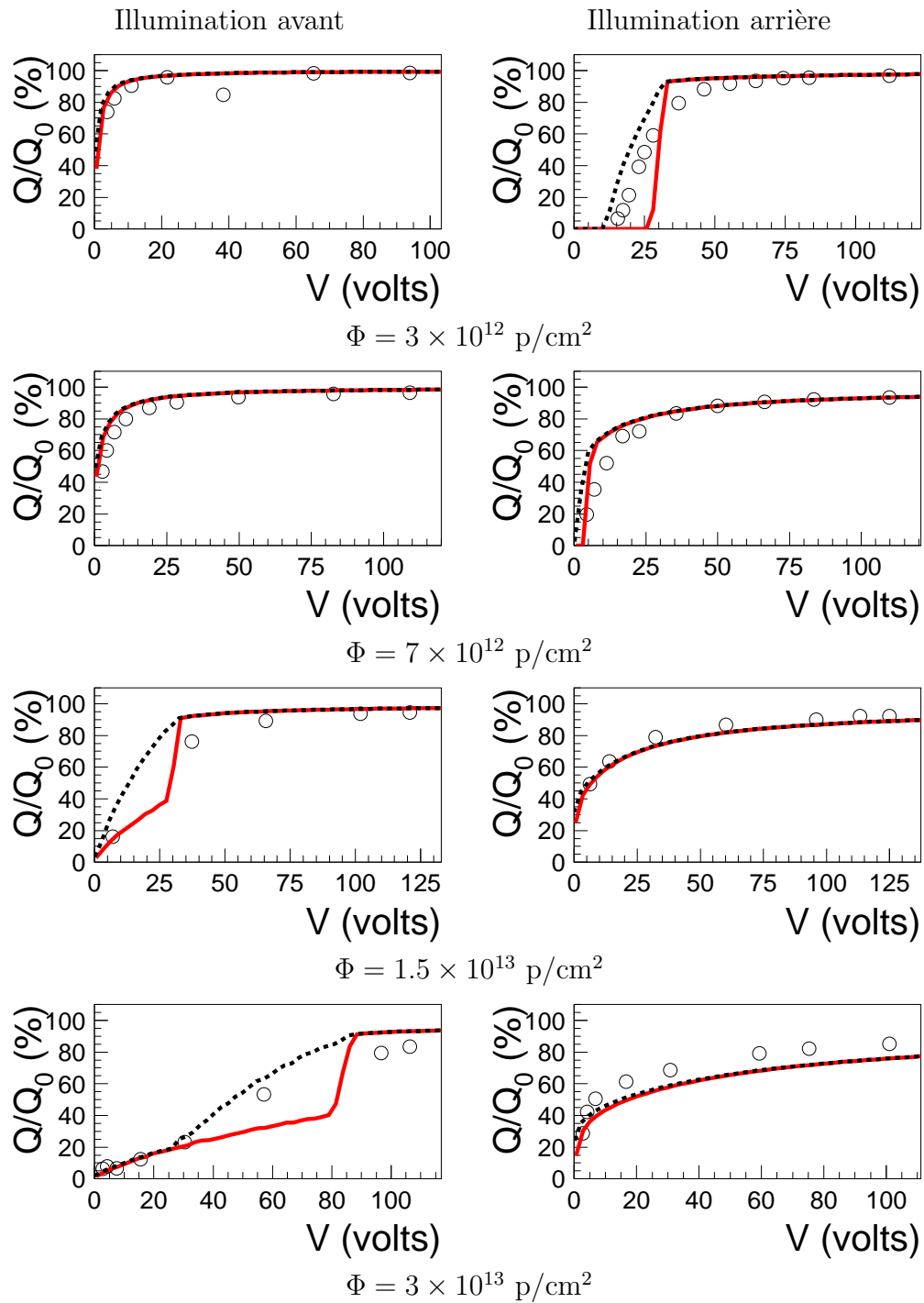


Figure II.2 – Efficacité de collection de charge venant de l'illumination avec une source α de détecteurs SP irradiés avec des protons de 10 MeV. Les points représentent les données expérimentales. Les courbes rouges pleines ont été calculées en utilisant le modèle de double jonction et celles en tirets noirs, avec le modèle de double jonction avec exponentielle double.

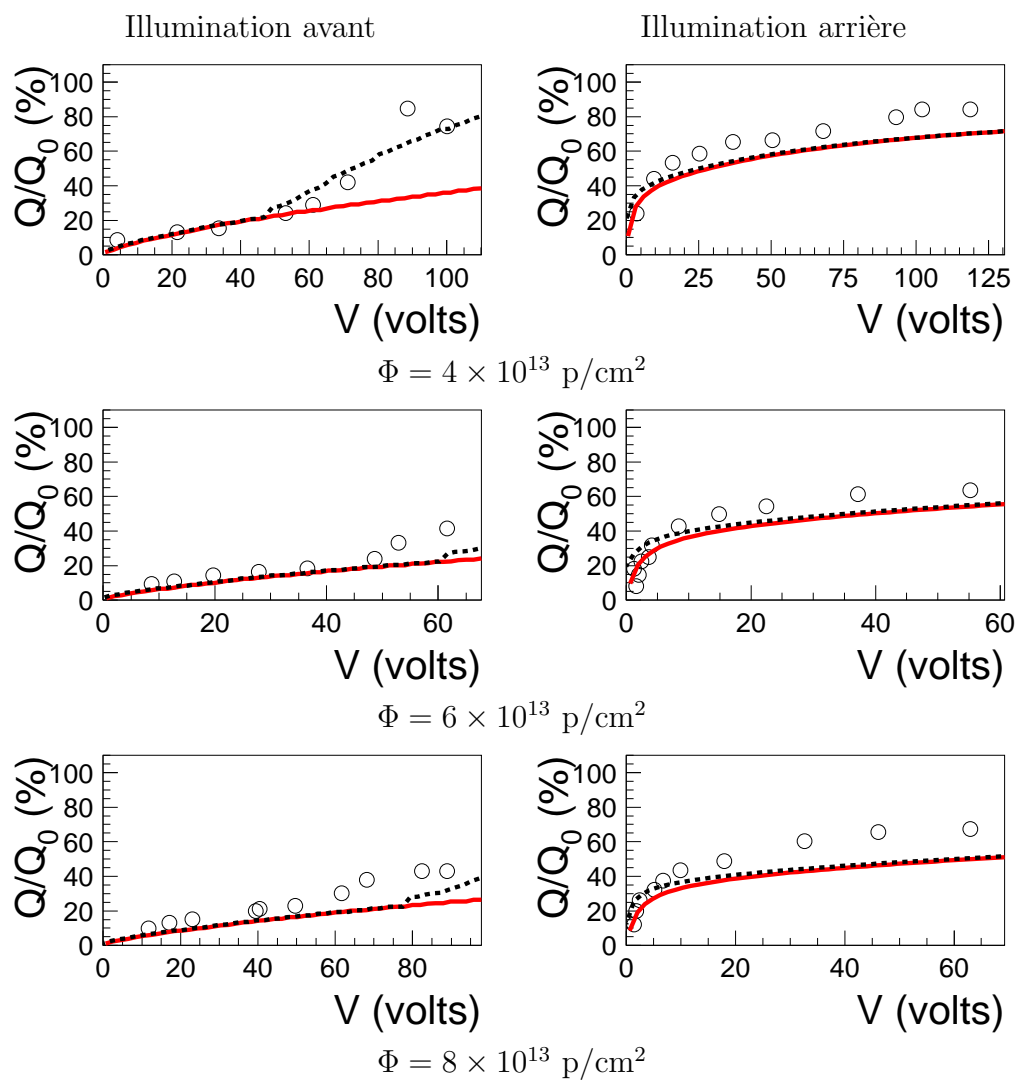


Figure II.3 – Efficacité de collection de charge venant de l'illumination avec une source α de détecteurs SP irradiés avec des protons de 10 MeV. Les points représentent les données expérimentales. Les courbes rouges pleines ont été calculées en utilisant le modèle de double jonction et celles en tirets noirs, avec le modèle de double jonction avec exponentielle double.

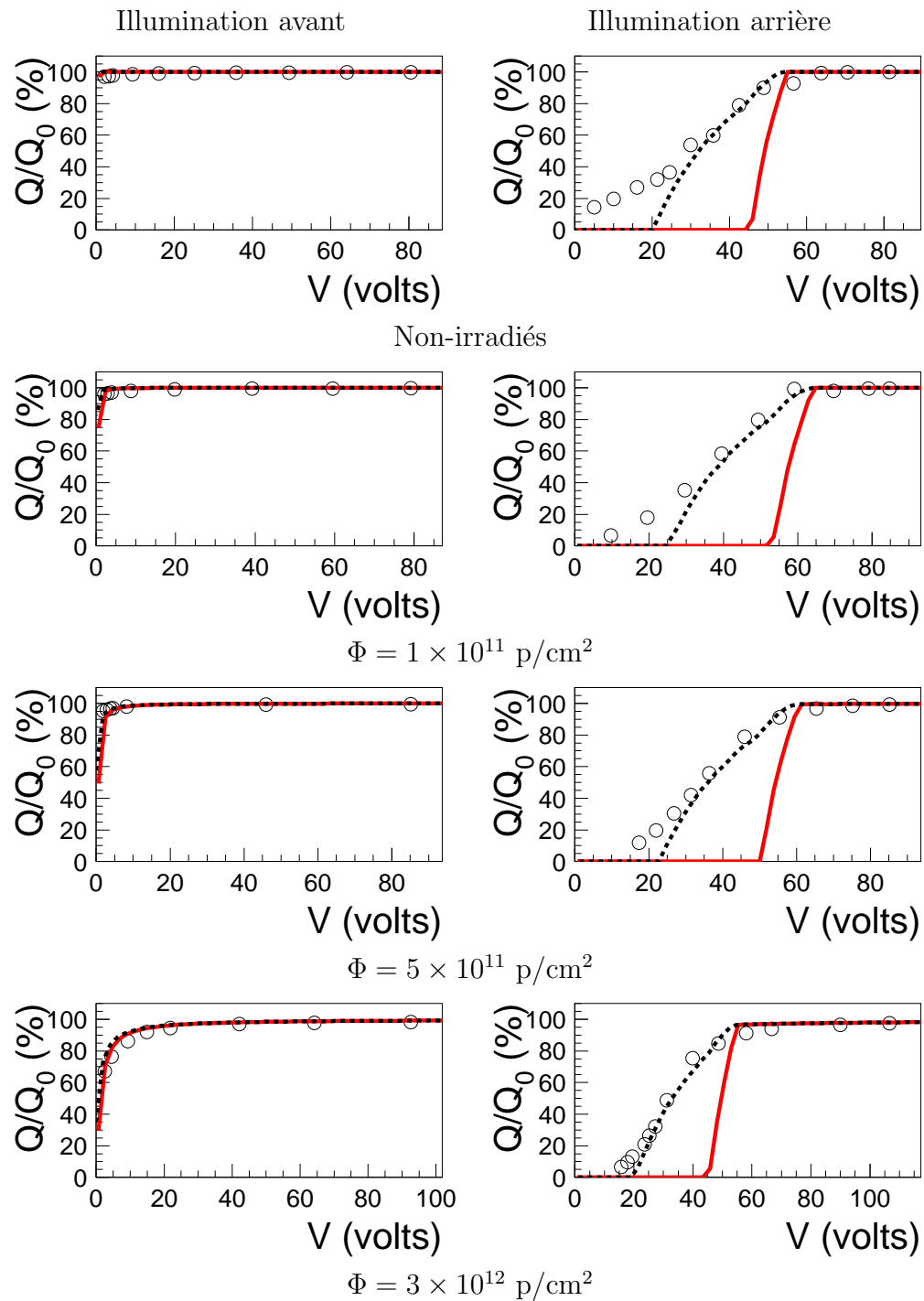


Figure II.4 – Efficacité de collection de charge venant de l'illumination avec une source α de détecteurs de type SP-oxy irradiés avec des protons de 10 MeV. Les points représentent les données expérimentales. Les courbes rouges pleines ont été calculées en utilisant le modèle de double jonction et celles en tirets noirs, avec le modèle de double jonction avec exponentielle double.

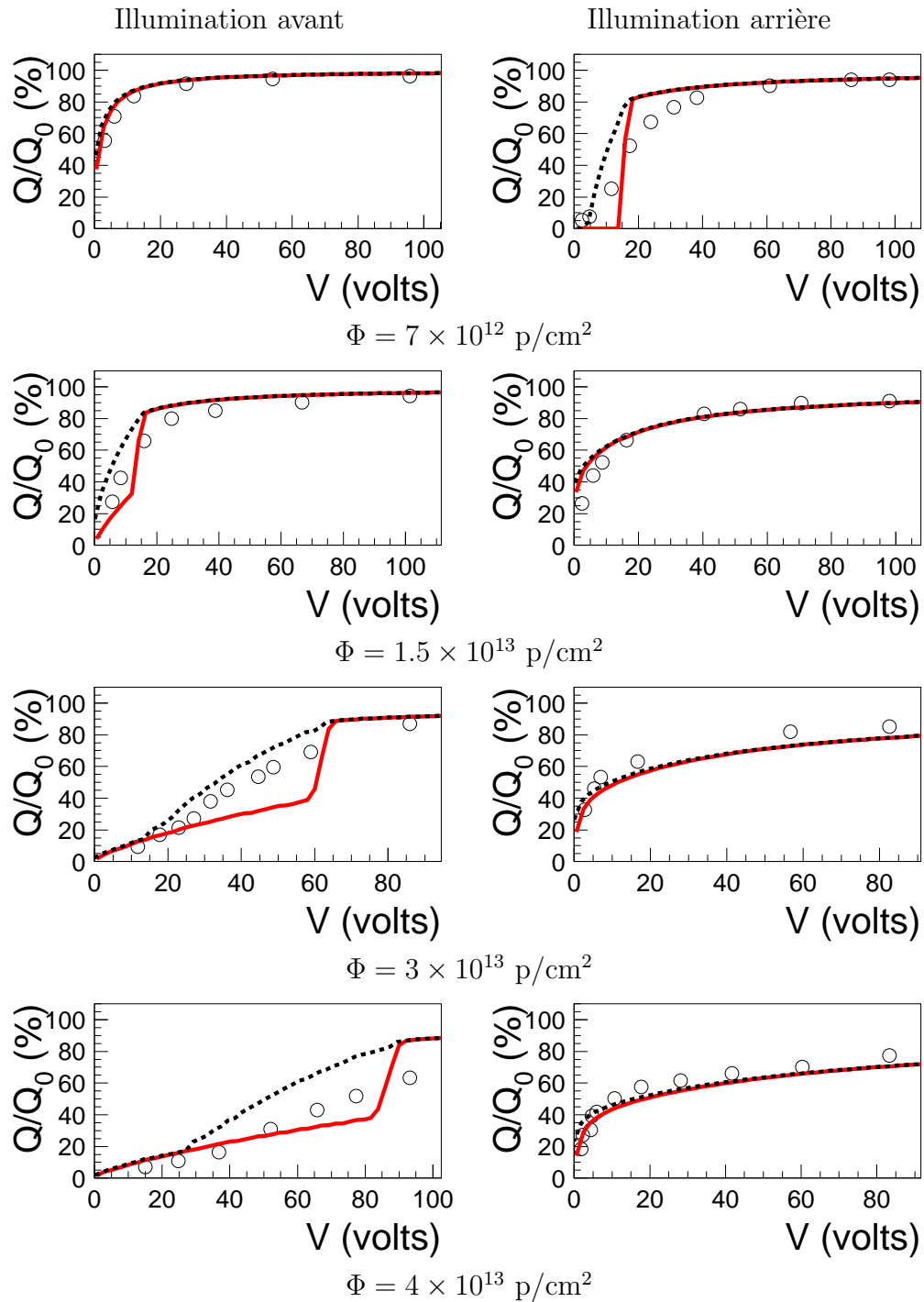


Figure II.5 – Efficacité de collection de charge venant de l'illumination avec une source α de détecteurs de type SP-oxy irradiés avec des protons de 10 MeV. Les points représentent les données expérimentales. Les courbes rouges pleines ont été calculées en utilisant le modèle de double jonction et celles en tirets noirs, avec le modèle de double jonction avec exponentielle double.

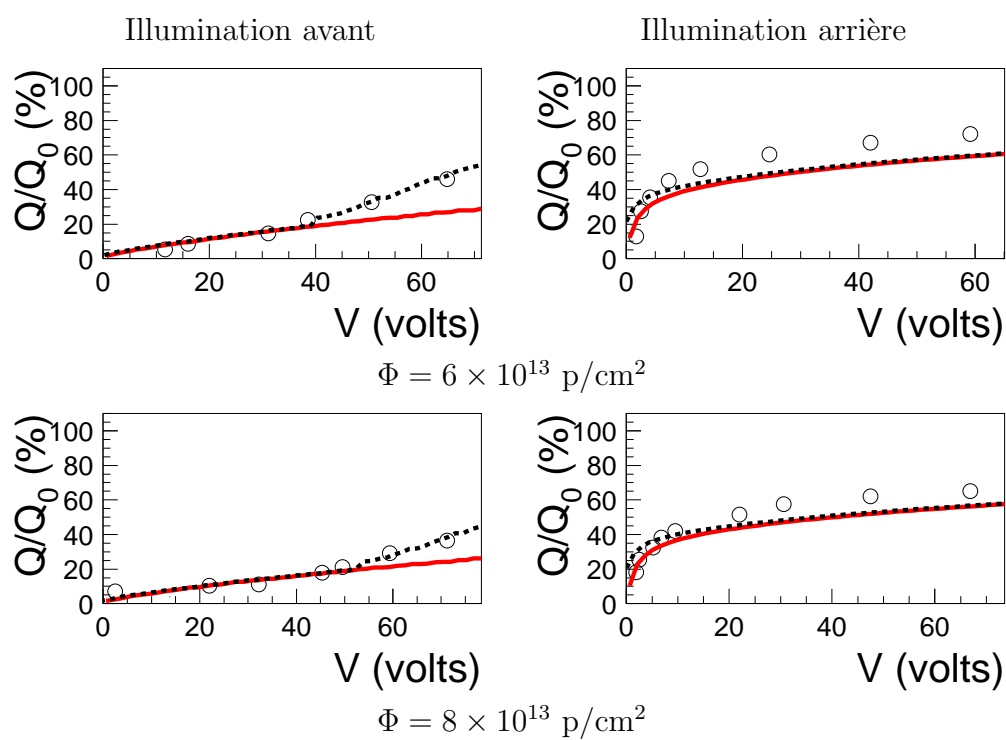


Figure II.6 – Efficacité de collection de charge venant de l’illumination avec une source α de détecteurs de type SP-oxy irradiés avec des protons de 10 MeV. Les points représentent les données expérimentales. Les courbes rouges pleines ont été calculées en utilisant le modèle de double jonction et celles en tirets noirs, avec le modèle de double jonction avec exponentielle double.

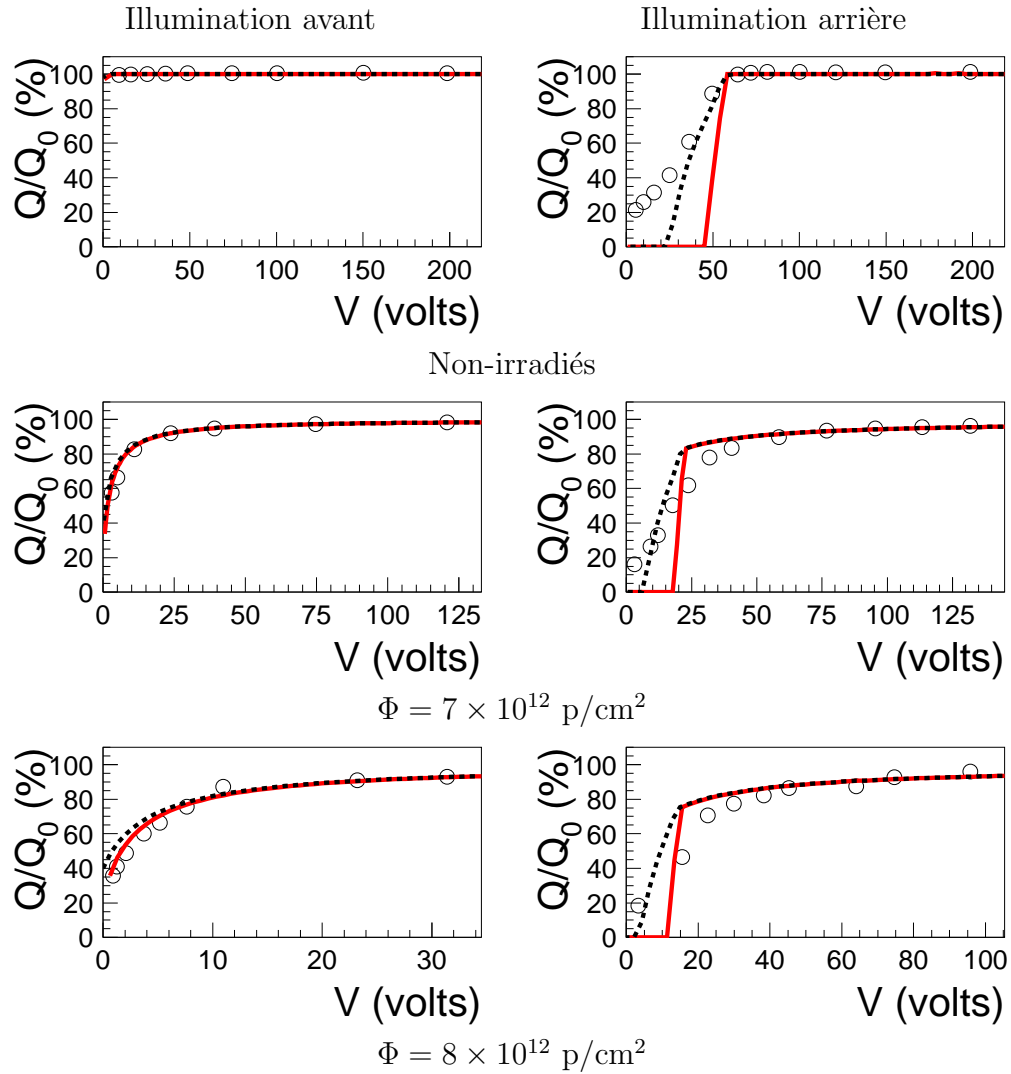


Figure II.7 – Efficacité de collection de charge venant de l’illumination avec une source α de détecteurs MP irradiés avec des protons de 10 MeV. Les points représentent les données expérimentales. Les courbes rouges pleines ont été calculées en utilisant le modèle de double jonction et celles en tirets noirs, avec le modèle de double jonction avec exponentielle double.

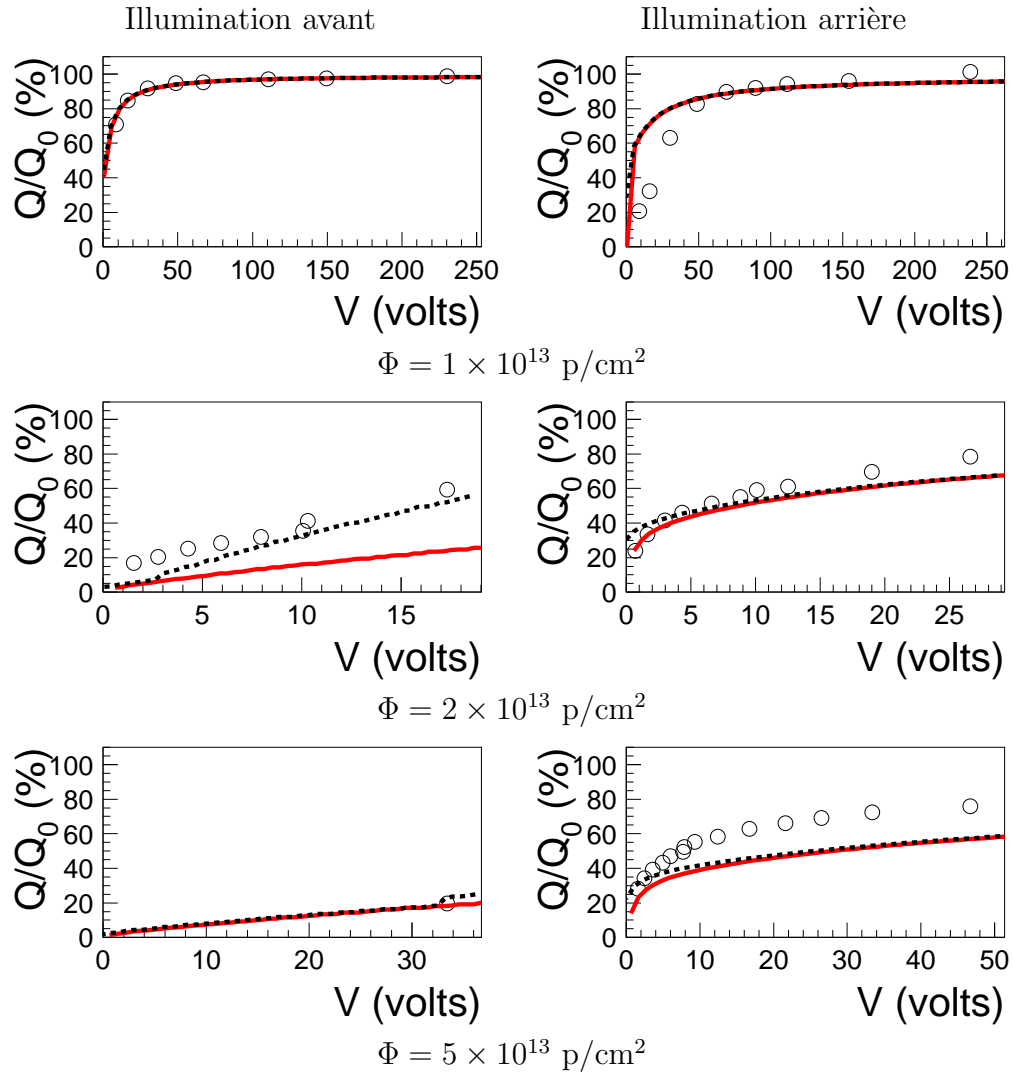


Figure II.8 – Efficacité de collection de charge venant de l’illumination avec une source α de détecteurs MP irradiés avec des protons de 10 MeV. Les points représentent les données expérimentales. Les courbes rouges pleines ont été calculées en utilisant le modèle de double jonction et celles en tirets noirs, avec le modèle de double jonction avec exponentielle double.

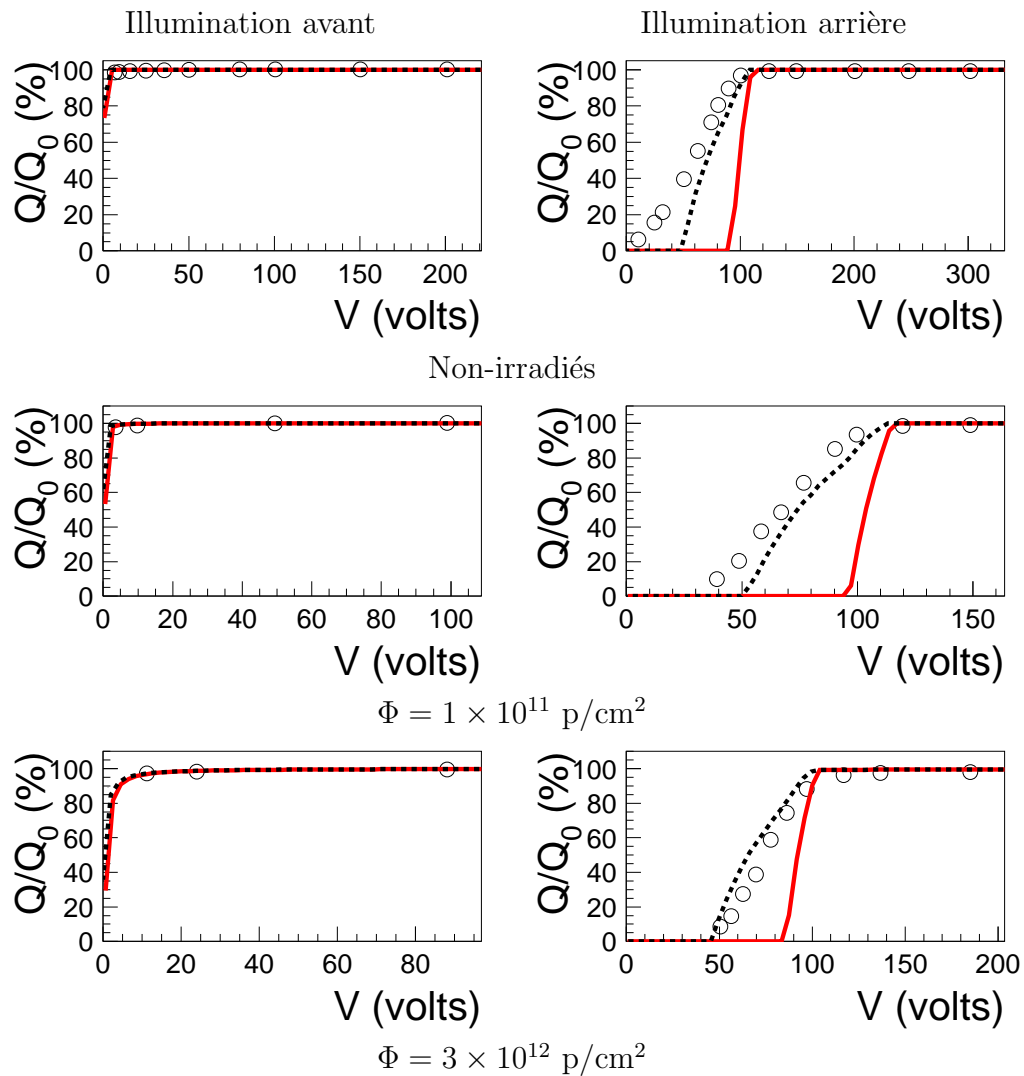


Figure II.9 – Efficacité de collection de charge venant de l’illumination avec une source α de détecteurs SP irradiés avec des protons de 10 MeV. Les points représentent les données expérimentales. Les courbes rouges pleines ont été calculées en utilisant le modèle de double jonction et celles en tirets noirs, avec le modèle de double jonction avec exponentielle double.

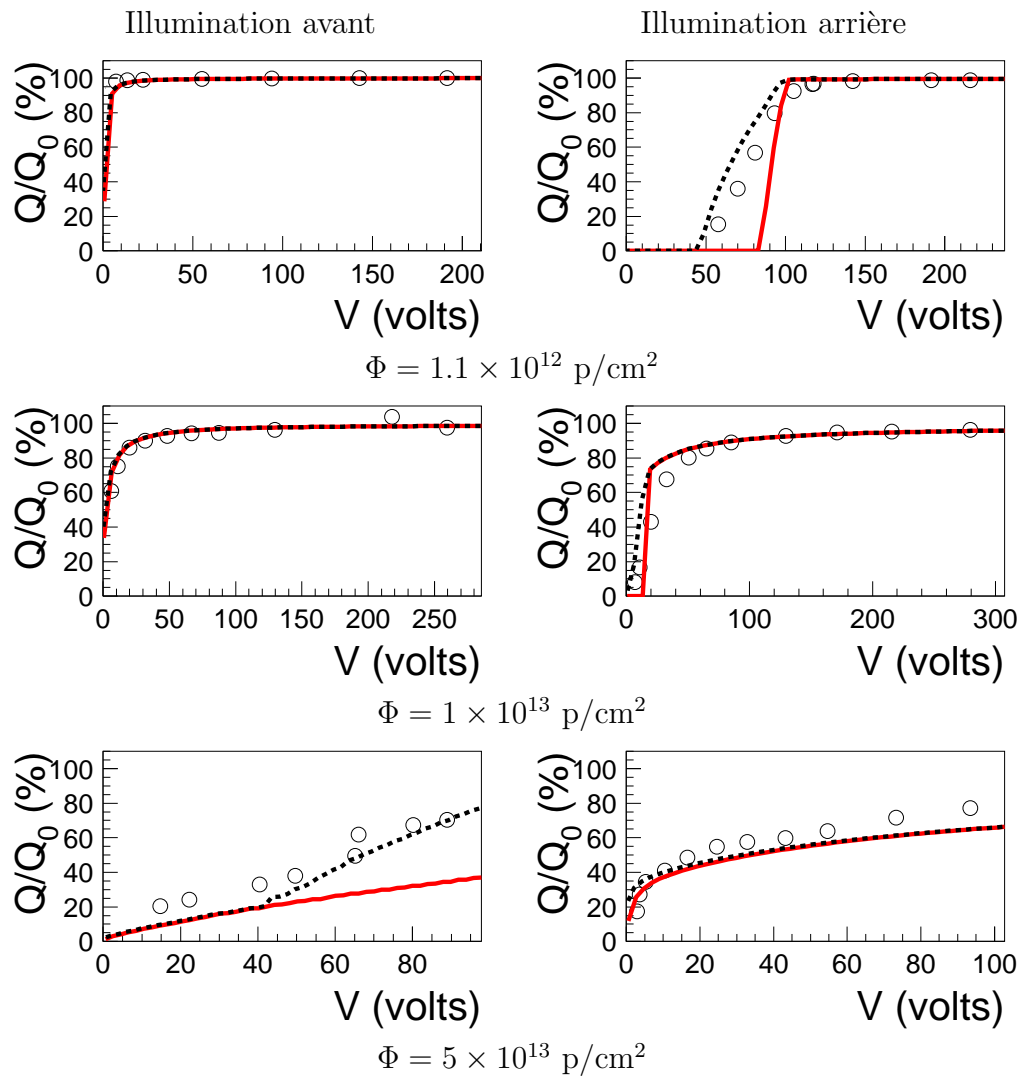


Figure II.10 – Efficacité de collection de charge venant de l’illumination avec une source α de détecteurs SP irradiés avec des protons de 10 MeV. Les points représentent les données expérimentales. Les courbes rouges pleines ont été calculées en utilisant le modèle de double jonction et celles en tirets noirs, avec le modèle de double jonction avec exponentielle double.

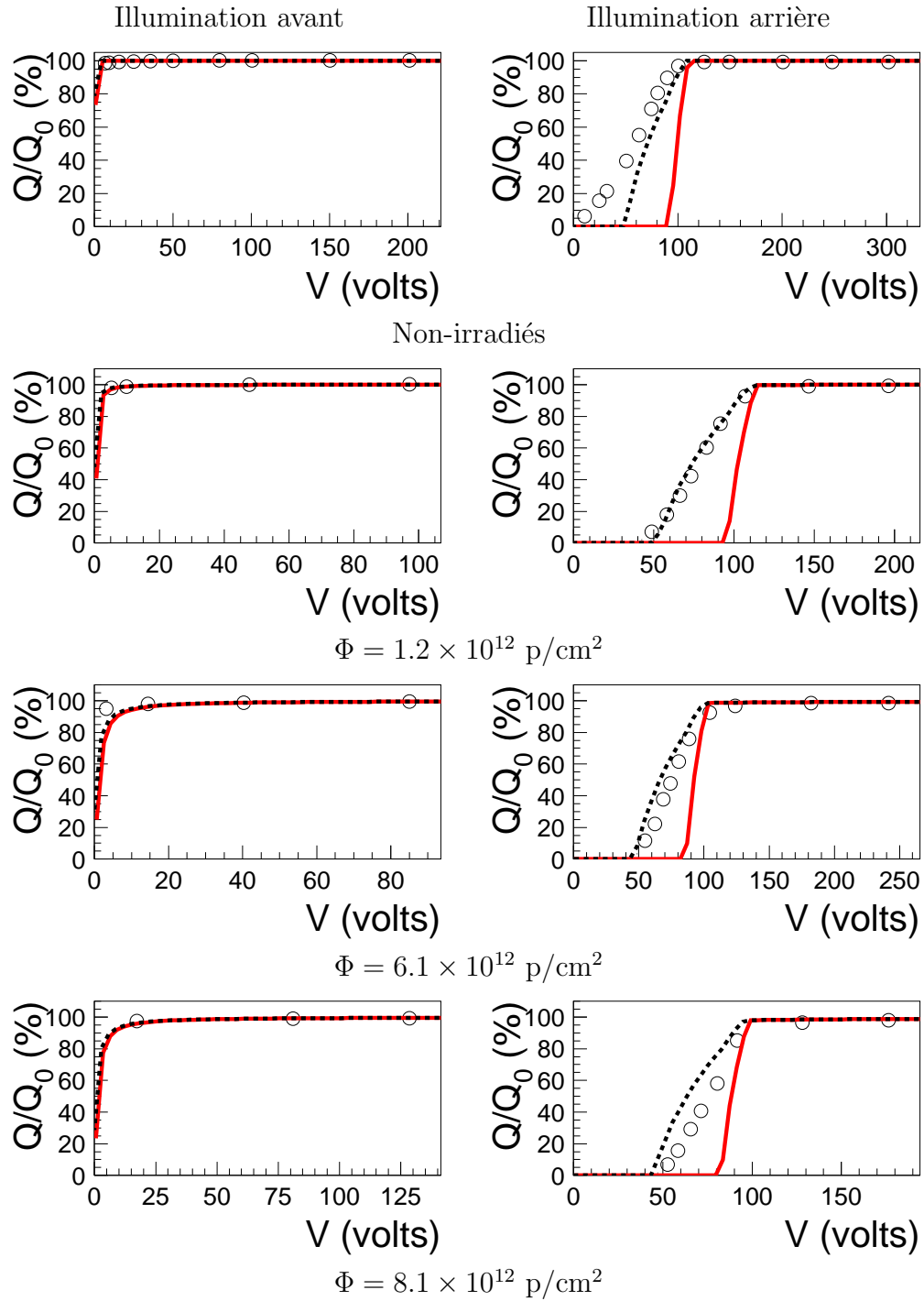


Figure II.11 – Efficacité de collection de charge venant de l'illumination avec une source α de détecteurs SP irradiés avec des protons de 24 GeV. Les points représentent les données expérimentales. Les courbes rouges pleines ont été calculées en utilisant le modèle de double jonction et celles en tirets noirs, avec le modèle de double jonction avec exponentielle double.

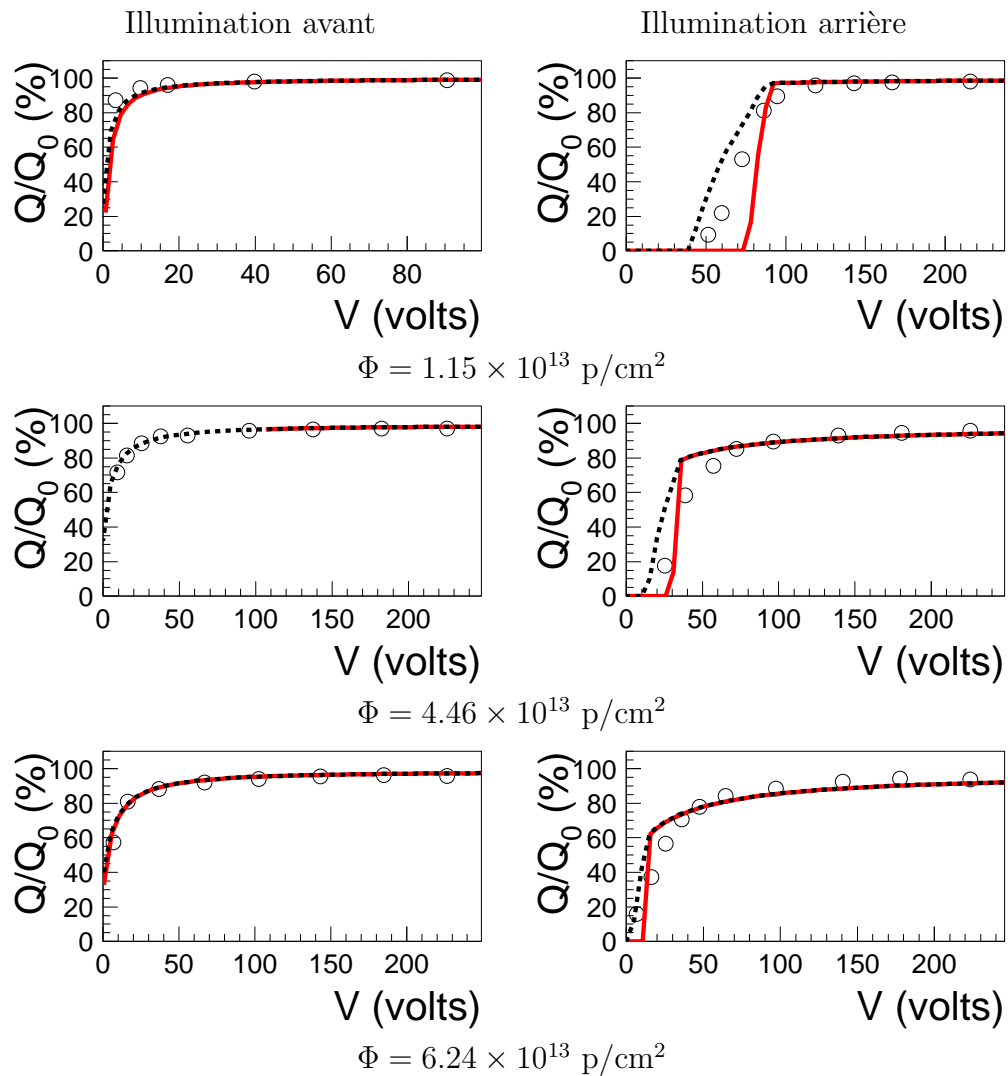


Figure II.12 – Efficacité de collection de charge venant de l’illumination avec une source α de détecteurs SP irradiés avec des protons de 24 GeV. Les points représentent les données expérimentales. Les courbes rouges pleines ont été calculées en utilisant le modèle de double jonction et celles en tirets noirs, avec le modèle de double jonction avec exponentielle double.

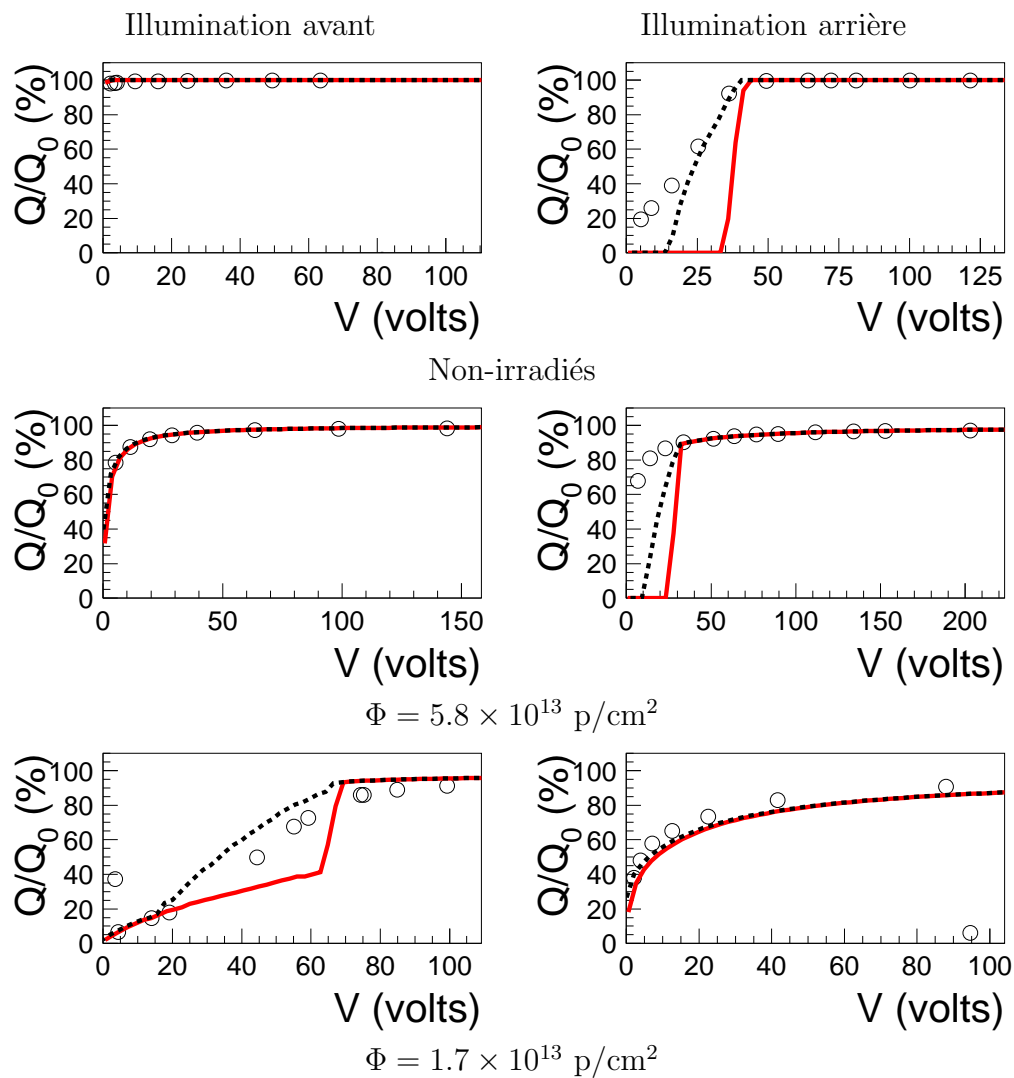


Figure II.13 – Efficacité de collection de charge venant de l’illumination avec une source α de détecteurs SP irradiés avec des neutrons 14 MeV. Les points représentent les données expérimentales. Les courbes rouges pleines ont été calculées en utilisant le modèle de double jonction et celles en tirets noirs, avec le modèle de double jonction avec exponentielle double.

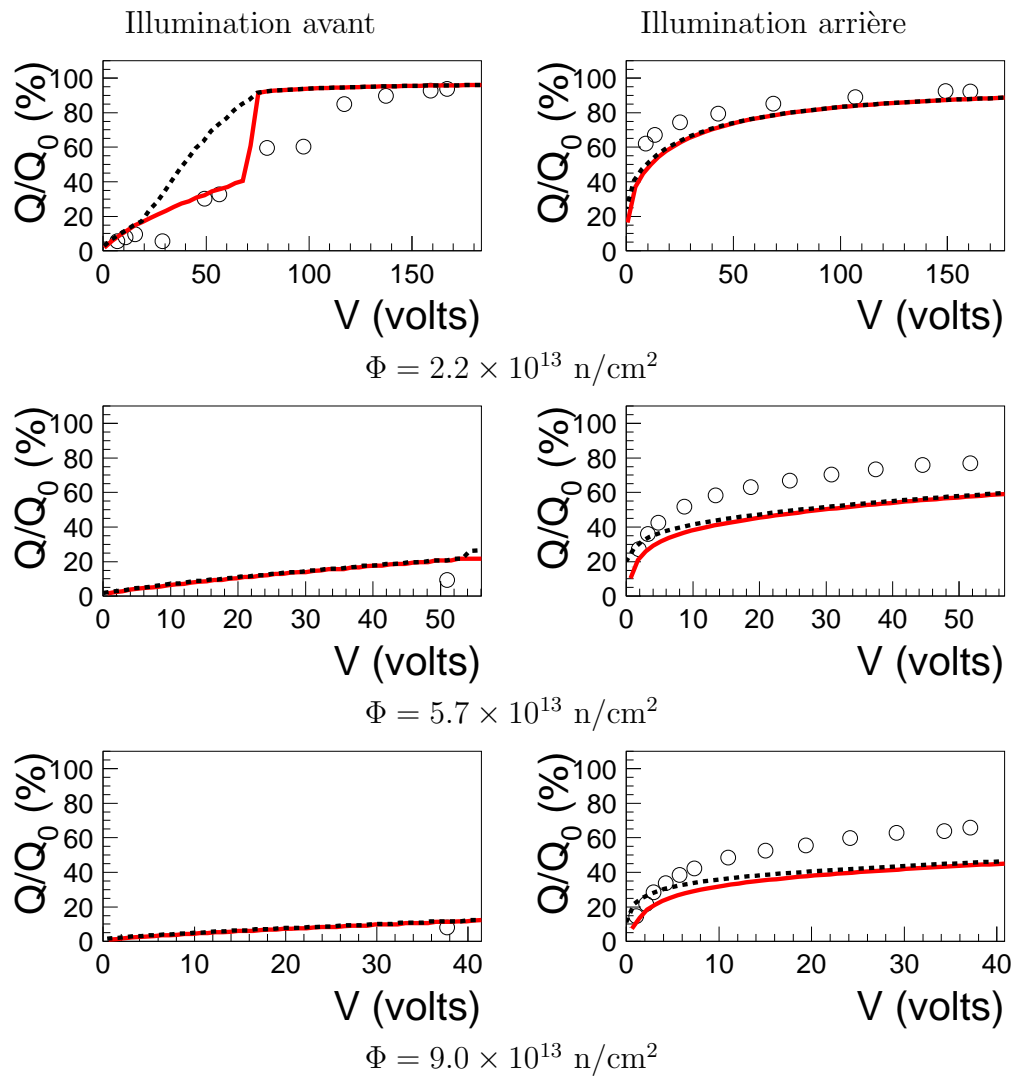


Figure II.14 – Efficacité de collection de charge venant de l’illumination avec une source α de détecteurs SP irradiés avec des neutrons 14 MeV. Les points représentent les données expérimentales. Les courbes rouges pleines ont été calculées en utilisant le modèle de double jonction et celles en tirets noirs, avec le modèle de double jonction avec exponentielle double.

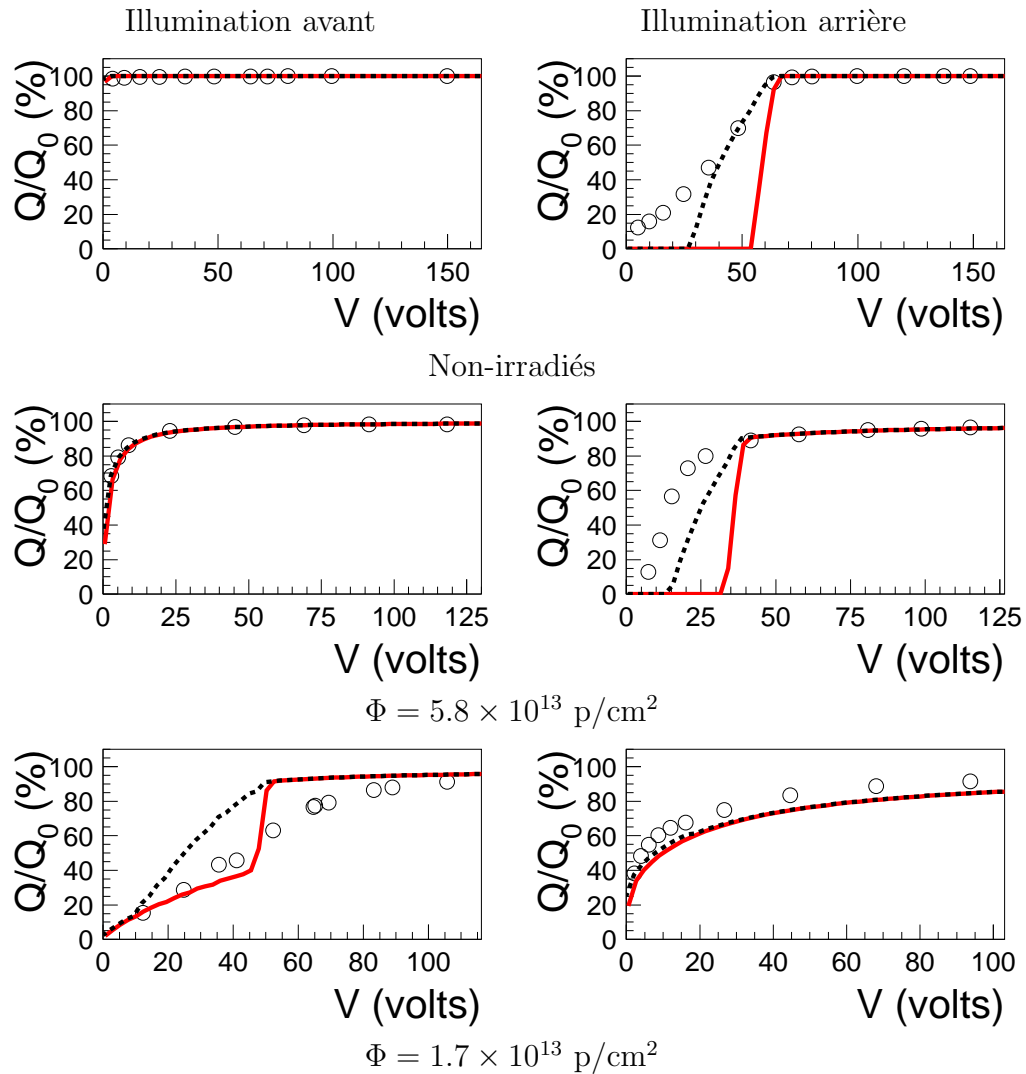


Figure II.15 – Efficacité de collection de charge venant de l’illumination avec une source α de détecteurs MP irradiés avec des neutrons 14 MeV. Les points représentent les données expérimentales. Les courbes rouges pleines ont été calculées en utilisant le modèle de double jonction et celles en tirets noirs, avec le modèle de double jonction avec exponentielle double.

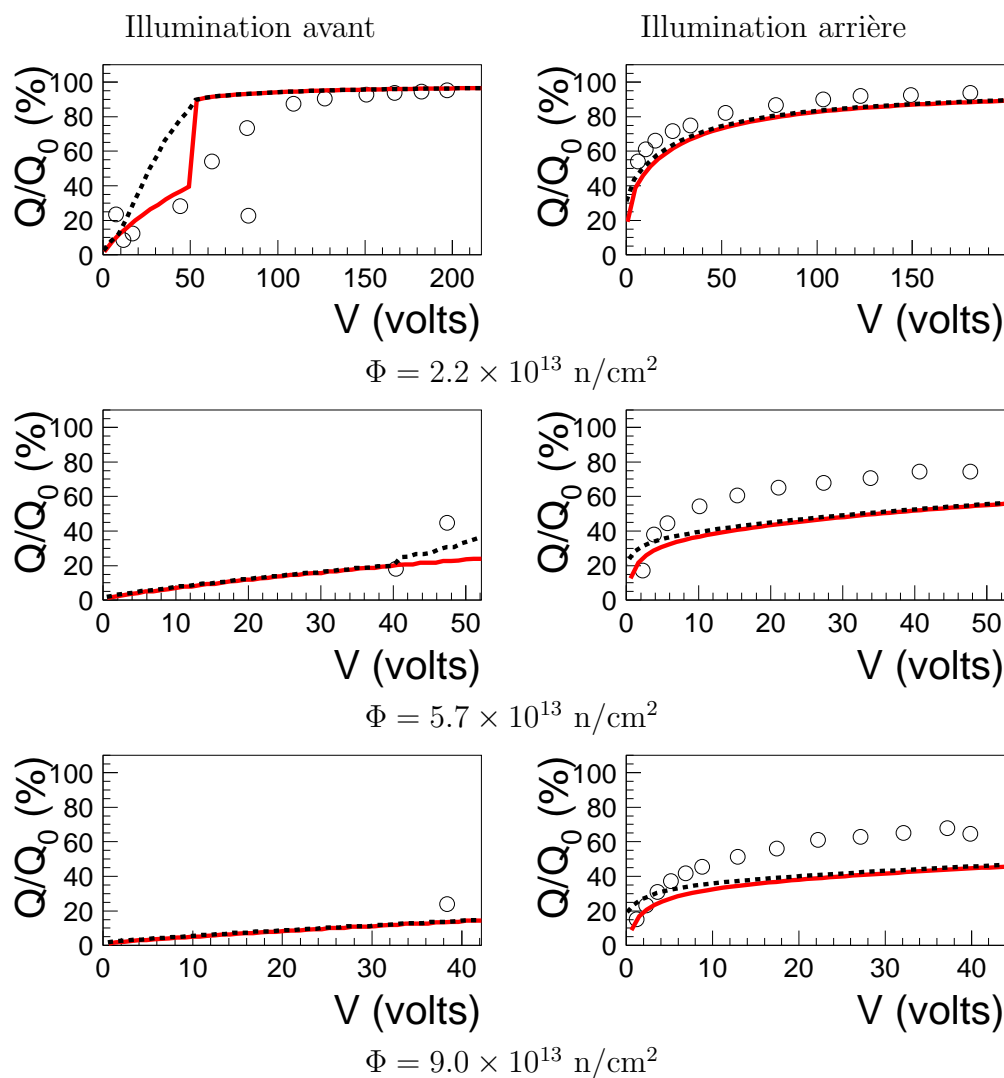


Figure II.16 – Efficacité de collection de charge venant de l’illumination avec une source α de détecteurs MP irradiés avec des neutrons 14 MeV. Les points représentent les données expérimentales. Les courbes rouges pleines ont été calculées en utilisant le modèle de double jonction et celles en tirets noirs, avec le modèle de double jonction avec exponentielle double.