



**HAL**  
open science

# Étude de la réponse temporelle de la signature d'une particule ionisante sur un moniteur de radiation en environnement spatial : méthode d'identification des particules mises en jeu

Maxime Pinson

► **To cite this version:**

Maxime Pinson. Étude de la réponse temporelle de la signature d'une particule ionisante sur un moniteur de radiation en environnement spatial : méthode d'identification des particules mises en jeu. Physique [physics]. ISAE - Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace, 2023. Français. NNT : 2023ESAE0059 . tel-04661423

**HAL Id: tel-04661423**

**<https://hal.science/tel-04661423>**

Submitted on 24 Jul 2024

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

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



# THÈSE

En vue de l'obtention du

## DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace

---

**Présentée et soutenue par :**

**Maxime PINSON**

le lundi 11 décembre 2023

**Titre :**

Étude de la réponse temporelle de la signature d'une particule ionisante sur un moniteur de radiation en environnement spatial : méthode d'identification des particules mises en jeu

---

**École doctorale et discipline ou spécialité :**

ED SDU2E : Astrophysique, sciences de l'espace, planétologie

**Unité de recherche :**

Équipe d'accueil ISAE-ONERA PSI

**Directeur(s) de Thèse :**

M. Sébastien BOURDARIE (directeur de thèse)

**Jury :**

M. Marin CHABOT CNRS/IJCLab - Rapporteur, Président

Mme Sylvie BENCK Université Catholique de Louvain - Examinatrice

M. Matthieu BERTHOMIER CNRS/LPP - Examineur

M. Sébastien BOURDARIE ONERA - Directeur de thèse

M. Arnaud CLARET CEA - Rapporteur



Caminante, no hay camino, se hace  
camino al andar.

---

*Antonio Machado*

---

# Remerciements

J'aimerais commencer par remercier mon directeur de thèse *Sébastien Bourdarie*, de m'avoir retenu pour cette thèse, ainsi que pour son accueil au sein de l'équipe à l'ONERA. Je remercie aussi *Marin Chabot* et *Arnaud Claret* d'avoir accepté de rapporter cette thèse, ainsi qu'à *Sylvie Benck* et *Matthieu Berthomier* d'avoir fait partie du jury.

Je veux ensuite m'adresser à celui qui m'a pris sous son aile dès mon premier jour de stage, à la veille du tout premier confinement de la crise du COVID. Même avec un contexte aussi difficile, j'ai pu compter sur lui et ses conseils avisés (par Zoom) surtout lorsque je tergiversais sur le fait de poursuivre le stage en thèse. Je mesure la chance que j'ai de t'avoir eu comme encadrant pendant ces trois années à l'ONERA, alors du fond du cœur : merci à toi *Pablo Caron*!

Je voudrais aussi remercier les gens qui m'entouraient à l'ONERA : à commencer par mon co-bureau *Christophe Inguibert*, mais aussi les pros du Machine-Learning et de Salammbô *Guillaume Bernoux*, *Antoine Brunet*, *Nour Dahmen*, *Angélica Sicard* et *Vincent Maget* merci aussi à *Quentin Gibaru* pour les pranks incessants et courage à *Antoine Ferlin* qui doit encore les supporter. Je remercie aussi *Stéphane Granier* pour toutes les discussions vélo qu'on aura eu ensemble. Merci aussi à *Thierry Nuns* de nous avoir aidés avec Pablo à nos débuts sur CIRIL. Plus généralement, je voudrais remercier l'entièreté du DPHY Toulouse, pour la bonne ambiance qui y règne, j'ai passé trois très belles années ici.

Ensuite, je veux m'adresser aux doctorants encore présents à l'ONERA, merci pour les pauses café et les débats électriques, mais surtout merci pour toutes les fois où vous avez attendu que je finisse mon plat au RU. Je mesure pleinement la perte de productivité que je vous ai infligée!

Comment ne pas remercier la fine équipe qui s'est faite au cours de ces trois ans : *François Villamizar*, *Quentin Peysson*, *Martin Sabathier*, *Lucas Nicolas*, *Bastien Delacroix*, *Théo Mamone* et *Louis Rigaudière*. Je suis très reconnaissant de m'être fait d'aussi bons amis pendant mon passage à Toulouse. Grâce à vous j'ai réellement pris goût à la Chouffe du PO le vendredi soir ainsi qu'à la Montagne avec un grand M à travers le trail, le vélo, le ski et la rando (mais surtout le vélo).

Et enfin, merci à ma sœur, mon frère et mon chien, *Pauline*, *Alexis* et *Buddy*, et mes parents, *Sophie* et *Franck*. Je suis très reconnaissant du soutien sans faille que vous m'avez accordé durant ma scolarité, et merci de m'avoir donné les moyens de cette réussite, qui est aussi la vôtre.

---

# Résumé

Cette étude porte sur la mesure de l'environnement radiatif spatial de la Terre. Ces mesures utilisent des moniteurs de radiations embarqués sur satellite. Les moniteurs développés actuellement reposent sur une technique d'acquisition permettant de récolter l'énergie totale déposée par la particule incidente. La mesure des flux dans les ceintures de radiations par cette méthode se révèle être imparfaite dans certaines gammes d'énergies de protons et d'électrons. En effet, une telle chaîne d'acquisition ne permet pas de distinguer sans ambiguïté la nature de la particule mise en jeu avec la seule connaissance de son énergie déposée.

Cette étude se focalise sur une méthode d'acquisition utilisant des amplificateurs de courant à large bande passante, ce qui permet d'étudier l'évolution temporelle de la formation du signal (le courant "transitoire") dans le détecteur. Cette technique permet de récupérer davantage d'informations sur la particule incidente.

Dans un premier temps cette étude porte sur la modélisation du comportement électrique des détecteurs à semi-conducteur, où l'on détaille une implémentation 1D et 2D du courant transitoire généré par une particule incidente donnée. Dans un second temps, la mise au point d'un banc d'essai permettant de mesurer les courants transitoires dans ces détecteurs est étudiée et nous permet de valider nos modèles précédemment développés. Enfin, avec ces modèles validés contre des mesures expérimentales (ainsi que les mesures et modèles de la littérature), une étude de la performance de la capacité de cette méthode à discriminer la nature de la particule est faite. Pour cela une base de données de courants transitoires a été élaborée en prenant en compte l'ensemble des énergies mises en jeu dans les ceintures de radiations. Des algorithmes basiques d'intelligence artificielle permettent enfin de quantifier les performances d'une telle classification.

---

# Abstract

This study focuses on the measurement of particle fluxes in Earth's space radiation belts. These measurements use satellite-borne radiation monitors. The monitors currently developed are based on an acquisition technique that collects the total energy deposited by the incident particle. Measuring fluxes in the radiation belts using this method has proved to be imperfect in certain proton and electron energy ranges. In fact, such an acquisition chain cannot unambiguously distinguish the nature of the particle involved with the sole knowledge of its deposited energy.

This study focuses on an acquisition method using wide-bandwidth current amplifiers, enabling us to study the temporal evolution of signal formation (the "transient" current) in the detector. This technique makes it possible to recover more information about the incident particle.

The first part of this study focuses on modeling the electrical behavior of semiconductor detectors, detailing a 1D and 2D implementation of the transient current generated by a given incident particle. Secondly, the development of a test bench for measuring transient currents in these detectors is studied, enabling us to validate our previously developed models. Finally, with these models validated against experimental measurements (as well as measurements and models from the literature), a performance study of the ability of this method to discriminate the nature of the particle is carried out. To this end, a database of transient currents has been compiled, taking into account all the energies involved in the radiation belts. Basic artificial intelligence algorithms were then used to quantify the performance of such a classification.

# Table des matières

<b>Résumé</b>	<b>v</b>
<b>Abstract</b>	<b>vi</b>
<b>Table des matières</b>	<b>vii</b>
<b>Table des figures</b>	<b>xi</b>
<b>Table des tableaux</b>	<b>xiv</b>
<b>Liste des acronymes</b>	<b>xv</b>
<b>Introduction</b>	<b>xx</b>
<b>1 Contexte</b>	<b>1</b>
1.1 Champ magnétique et magnétosphère terrestre . . . . .	2
1.2 Les ceintures de radiations terrestres . . . . .	4
1.2.1 Description des ceintures de radiations . . . . .	4
1.2.2 Découverte des ceintures de Van Allen . . . . .	7
1.2.3 Le vent solaire . . . . .	8
1.2.4 Le cycle solaire . . . . .	9
1.2.5 Le rayonnement cosmique . . . . .	10
1.3 Risques et contraintes sur les systèmes satellitaires . . . . .	10
1.3.1 Évènements singuliers . . . . .	11
1.3.2 Effets cumulés . . . . .	12
1.3.2.1 Dose ionisante totale (TID) . . . . .	12
1.3.2.2 Dose de déplacement (DD) . . . . .	13
1.4 Modèles empirique des ceintures de radiations . . . . .	14
1.4.1 AP-8 et AE-8 . . . . .	14
1.4.2 Global Radiation Earth ENvironment (GREEN) . . . . .	15
1.5 Orbites usuelles . . . . .	15
1.5.1 Orbites basses terrestre (LEO) . . . . .	15
1.5.2 Orbite géostationnaire (GEO) . . . . .	16
1.5.3 Mise à poste en orbite géostationnaire . . . . .	17
1.6 Flux de particules dans les ceintures de radiation . . . . .	18
1.6.1 Environnement proton . . . . .	18
1.6.2 Environnement électron . . . . .	19
1.6.3 Flux et doses en orbite . . . . .	20

1.6.4	Mise à poste par propulsion électrique . . . . .	22
1.7	Conclusion . . . . .	23
	Références . . . . .	24
<b>2</b>	<b>Fonctionnement des moniteurs de radiations existants</b>	<b>27</b>
2.1	Introduction . . . . .	28
2.2	Principes de base de la physique des semi-conducteurs . . . . .	29
2.2.1	Propriétés des semi-conducteurs . . . . .	29
2.2.2	Le cas de la jonction p-n . . . . .	30
2.2.3	Le lien avec la détection de particules dans les détecteurs en semi-conducteur . . . . .	33
2.3	Aspects théoriques des interactions rayonnement-matière . . . . .	34
2.3.1	Notion de section efficace . . . . .	34
2.3.2	Notions de pouvoir d'arrêt et de transfert linéique d'énergie . . . . .	36
2.3.3	Interactions électromagnétiques des protons et des ions lourds avec la matière . . . . .	38
2.3.4	Interactions électromagnétiques des électrons avec la matière . . . . .	39
2.3.5	Le régime MIP (Minimum Ionizing Particle) . . . . .	41
2.4	Simulation numérique des interactions rayonnement-matière . . . . .	41
2.4.1	Les outils SRIM et TRIM . . . . .	41
2.4.2	Approche Monte-Carlo et le code GEometry ANd Tracking (GEANT4) . . . . .	42
2.5	Chaînes d'acquisition et moniteurs de radiations existants . . . . .	43
2.5.1	Amplificateurs de charge et mesures en énergie déposée . . . . .	44
2.5.2	Tour d'horizon des moniteurs de radiations existants . . . . .	46
2.5.2.1	Relativistic Proton Spectrometer (RPS) des RBSP . . . . .	47
2.5.2.2	Magnetic Electron Ion Spectrometer (MagEIS) des RBSP . . . . .	48
2.5.2.3	ICARE / ICARE-NG / ICARE-NG <sup>2</sup> . . . . .	49
2.5.2.4	Alpha Magnetic Spectrometer (AMS) . . . . .	51
2.5.2.5	Le nanosatellite CREME 3U . . . . .	53
2.6	Techniques de discrimination avancées . . . . .	53
2.6.1	Techniques $\Delta E/E$ . . . . .	53
2.6.2	Amplificateurs de courant . . . . .	54
2.6.3	Pulse Shape Discrimination (PSD) . . . . .	55
2.7	Conclusion . . . . .	57
	Références . . . . .	58
<b>3</b>	<b>Modélisation du comportement électrique des détecteurs à diode</b>	<b>63</b>
3.1	Introduction . . . . .	64
3.1.1	Nécessité d'une approche de simulation . . . . .	64
3.1.2	Géométries et caractéristiques statiques des SSD . . . . .	64
3.2	Paradigme de Shockley-Ramo . . . . .	68
3.2.1	Description de l'approche Shockley-Ramo . . . . .	68
3.2.2	Dynamiques des porteurs de charge . . . . .	71

3.2.3	Modèles utilisant l'approche Shockley-Ramo . . . . .	74
3.2.3.1	Modèle de Tove et Seibt . . . . .	74
3.2.3.2	Modèle de Pârlog . . . . .	75
3.2.3.3	Modèle de Sosin . . . . .	75
3.2.4	Code de simulation Shockley-Ramo : Garfield ++ . . . . .	75
3.2.5	Limites des résolutions partielles Shockley-Ramo . . . . .	77
3.3	Le système couplé d'équations du semi-conducteur . . . . .	78
3.3.1	Les équations de dérive-diffusion . . . . .	78
3.3.2	Les équations de continuité . . . . .	78
3.3.3	L'équation de Poisson . . . . .	79
3.3.4	Synopsys Sentaurus . . . . .	80
3.4	Solveur DDP maison à différences finies unidimensionnel . . . . .	80
3.4.1	Découplage de Gummel . . . . .	80
3.4.2	Discrétisation de Scharfetter-Gummel . . . . .	81
3.4.3	Conditions aux limites portant sur $n, p$ et $V$ . . . . .	82
3.4.4	Ecriture matricielle . . . . .	83
3.4.5	Modèles associés . . . . .	84
3.4.5.1	Génération/recombinaison Shockley-Read-Hall (SRH) . . . . .	84
3.4.5.2	Plasma delay effect et diffusion ambipolaire . . . . .	85
3.4.5.3	Mobilités des porteurs de charge . . . . .	86
3.4.5.4	Dépendance du niveau intrinsèque à la température . . . . .	87
3.4.6	Injection de particules rectangulaire . . . . .	87
3.4.7	Limites d'un modèle unidimensionnel . . . . .	88
3.5	Solveur DDP maison à différences finies bidimensionnel . . . . .	88
3.5.1	Injection de particules simpliste et GEANT4 . . . . .	89
3.6	Confrontations aux modèles existants . . . . .	90
3.6.1	Comportement statique . . . . .	90
3.6.2	Comportement transitoire du modèle 1D . . . . .	90
3.6.3	Comportement du modèle transitoire 2D et confrontation au modèle 1D . . . . .	93
3.6.4	Effet de la polarisation sur la forme des transitoires . . . . .	94
3.6.5	Effet de la profondeur sur la forme des transitoires . . . . .	94
3.6.6	Effet du TLE sur la forme des transitoires . . . . .	95
3.6.7	Comparaison d'irradiations non-rectilignes d'électron en 2D avec les cas 1D moyens . . . . .	96
3.7	Conclusion . . . . .	97
	Références . . . . .	98
<b>4</b>	<b>Etude expérimentale des transitoires alpha, proton et électron</b>	<b>101</b>
4.1	Pré-requis à la création d'un banc d'essai dédié . . . . .	102
4.1.1	Contrainte en bande passante . . . . .	102
4.1.2	Contrainte en gain . . . . .	103
4.1.3	Niveau de bruit électronique . . . . .	103
4.2	Matériel . . . . .	103
4.2.1	Amplificateur de courant et bias-T . . . . .	103

4.2.2	Diodes utilisées . . . . .	106
4.2.3	Oscilloscope et acquisition . . . . .	107
4.3	Installations . . . . .	108
4.3.1	La cuve CIRIL, ONERA Toulouse . . . . .	109
4.3.2	Accélérateur de l'Université Catholique de Louvain (UCL) . . . . .	111
4.4	Comparaisons simulations expériences . . . . .	111
4.4.1	Comparaison en irradiation $\alpha$ . . . . .	112
4.4.2	Comparaison en irradiation proton . . . . .	115
4.4.3	Comparaison avec les mesures de la littérature . . . . .	116
4.5	Conclusion . . . . .	118
	Références . . . . .	118
<b>5</b>	<b>Construction et étude d'une base de données de transitoires</b>	<b>121</b>
5.1	La problématique des méthodes actuelles de mesure en énergie déposée . . . . .	122
5.1.1	Dynamiques des protons et électrons avec l'énergie déposée . . . . .	122
5.1.2	Les zones de confusion . . . . .	123
5.1.2.1	Distinction entre protons basses et hautes énergies . . . . .	124
5.1.2.2	Distinction entre protons et électrons . . . . .	126
5.2	Construction d'une base de données . . . . .	128
5.2.1	Configuration retenue . . . . .	128
5.2.2	Filtrage . . . . .	129
5.2.3	Environnement spatial . . . . .	129
5.2.4	Mise en oeuvre du calcul intensif . . . . .	130
5.3	Analyse préliminaire de la base de données . . . . .	130
5.3.1	Les grandeurs observables . . . . .	130
5.4	Dynamiques des grandeurs observables . . . . .	132
5.5	Application de l'apprentissage automatique . . . . .	135
5.5.1	Mise en forme et normalisation des données . . . . .	135
5.5.2	k-NN (k-Nearest Neighbors) . . . . .	135
5.5.3	MLP (Multi Layer Perceptron) . . . . .	136
5.5.4	Evaluation de performances des algorithmes d'apprentissage . . . . .	138
5.5.5	Discrimination de la nature de la particule mise en jeu . . . . .	138
5.5.5.1	Utilisation de l'algorithme k-NN . . . . .	138
5.5.5.2	Utilisation de l'algorithme MLP . . . . .	139
5.5.6	Reconstruction de l'énergie incidente des protons . . . . .	140
5.6	Conclusion . . . . .	143
	Références . . . . .	144
	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>146</b>

# Table des figures

1.1	Cartographie de l'intensité du champ magnétique à la surface de la Terre . . .	2
1.2	Schéma de la magnétosphère terrestre . . . . .	3
1.3	Coupes des ceintures de radiations terrestres et mouvements de giration rebond et dérive . . . . .	5
1.4	Les trois mouvements des particules dans le champ magnétique terrestre . .	6
1.5	Coupes des modèles AP8 et AE8 . . . . .	6
1.6	Intensité du champ magnétique à la surface de la Terre . . . . .	7
1.7	Spirale de Parker . . . . .	8
1.8	Evolution du nombre de tâches solaires . . . . .	9
1.9	Flux différentiel du rayonnement cosmique . . . . .	11
1.10	Effet de la TID sur les caractéristiques $I(V)$ . . . . .	13
1.11	Fonction de dommage de déplacement . . . . .	14
1.12	Orbites LEO, GTO et GEO . . . . .	16
1.13	Positions du satellite Eutelsat E7C . . . . .	17
1.14	Flux protons 36 MeV, 83 MeV et 120 MeV sur JASON-2 et CRRES . . . . .	19
1.15	Flux électrons > 249 keV ICARE-NG . . . . .	20
1.16	Flux protons et électrons en orbite LEO/GEO . . . . .	21
1.17	Dose au cours de missions LEO/GEO . . . . .	22
1.18	Dose au cours d'une mission EOR, comparaison AE8/AP8 et AE9/AP9 . . . . .	23
2.1	Schéma de principe d'un moniteur de radiations . . . . .	28
2.2	Diagrammes en bande des métaux, semi-conducteurs et isolants . . . . .	29
2.3	Champs $\rho$ , $\phi$ , $E$ d'une jonction p-n abrupte . . . . .	31
2.4	Schéma de la collection de charges dans un détecteur à semi-conducteur . .	33
2.5	Illustration du concept de la section efficace macroscopique . . . . .	35
2.6	Schéma de l'interaction d'une particule au niveau infinitésimal . . . . .	36
2.7	Pouvoir d'arrêt des protons et des électrons dans le silicium . . . . .	37
2.8	Ranges des particules $\alpha$ et protons dans l'air et le silicium . . . . .	40
2.9	Trajectoires de protons 6 MeV et électrons de 500 keV dans 300 $\mu m$ de silicium	42
2.10	Schéma simplifié d'un amplificateur de charge . . . . .	44
2.11	Schéma électronique de l'amplificateur Canberra 2003 BT . . . . .	46
2.12	Relativistic Proton Spectrometer . . . . .	47
2.13	Magnetic Electron Ion Spectrometer . . . . .	48
2.14	Historique des embarcations des moniteurs ICARE . . . . .	49
2.15	Coupes transversales des têtes de détection de ICARE-Nouvelle Génération (ICARE-NG) sur Joint Altimetry Satellite Oceanography Network (JASON)-2 .	50
2.16	Tête B de l'instrument ICARE-NG <sup>2</sup> . . . . .	50

2.17 Schéma de l'Alpha Magnetic Spectrometer . . . . .	52
2.18 Schéma simplifié d'un amplificateur de courant . . . . .	54
2.19 Temps de montée versus l'énergie incidente pour une gamme de noyaux atomiques . . . . .	55
2.20 Courants transitoires associés à $^{18}O, ^{20}Ne, ^{32}S, ^{40}Ar, ^{15}N, ^{28}Si, ^{38}Ar$ . . . . .	56
2.21 Estimation du couple (N,Z) par PSD . . . . .	57
3.1 Schéma de diode simple . . . . .	65
3.2 Schéma de diode avec anneau de garde . . . . .	65
3.3 Densité de dopage et résistivité fonction de la tension de déplétion complète et de la profondeur . . . . .	66
3.4 Exemple d'un graphique $C(V)$ pour une diode de $300\mu m$ . . . . .	67
3.5 Diagramme de Bode d'un filtre de Butterworth d'ordre 2 . . . . .	68
3.6 Schéma explicatif du théorème de Shockley-Ramo . . . . .	71
3.7 Allures des champs électriques dans une diode de $20\mu m$ pour plusieurs valeurs de $V_a$ et $N_D$ . . . . .	72
3.8 Courants induits par une paire électron/trou dans six cas de figures . . . . .	73
3.9 Exemple de dérives de charges avec l'outil Garfield++ . . . . .	76
3.10 Champ électrique du modèle 1D sous irradiation deuton 7 MeV et $\alpha$ 5 MeV . . . . .	86
3.11 Modélisations des irradiations rectangulaires et de GEANT4 . . . . .	89
3.12 Confrontation du modèle 1D statique avec Sentauros . . . . .	90
3.13 Confrontation de transitoires proton 3 MeV et deuton 3 MeV . . . . .	91
3.14 Confrontation de transitoires proton 5 MeV et deuton 5 MeV . . . . .	92
3.15 Confrontation de transitoires d'irradiation moyenne par des électrons de 2 MeV . . . . .	93
3.16 Effet de la polarisation sur la collection des charges . . . . .	94
3.17 Effet de la profondeur de la diode sur la collection des charges . . . . .	95
3.18 Effet du TLE sur la collection des charges . . . . .	96
3.19 Irradiations d'électrons de 2 MeV et confrontation 1D/2D . . . . .	97
4.1 Exemples de transitoires proton de diverses énergies dans une diode de $300\mu m$ . . . . .	102
4.2 Photos de l'amplificateur de courant AM-02 A et du BT-01 . . . . .	104
4.3 Circuit électrique d'un bias-T basique . . . . .	104
4.4 Schéma simplifié d'un amplificateur de courant . . . . .	105
4.5 Schéma du dispositif expérimental . . . . .	105
4.6 Photo des diodes Micron et Canberra . . . . .	107
4.7 Courbe $C(V)$ fournie par le constructeur Micron pour la diode M1000 . . . . .	108
4.8 Photo de la cuve CIRIL . . . . .	109
4.9 Spectres des sources alpha . . . . .	110
4.10 Montage expérimental à UCL . . . . .	111
4.11 Courbes de TLE des protons et des électrons . . . . .	112
4.12 Variation de la polarisation sur la diode C105416, faces avant et arrière . . . . .	113
4.13 Comparaisons des différents niveaux de dopage et profondeurs de diodes . . . . .	114
4.15 Irradiation arrière de la diode C101989 par des protons de 10 MeV . . . . .	116
4.16 Simulations 2D individuelles et moyennées d'électrons de 2 MeV . . . . .	117

4.17 Comparaisons du temps de montée proton/deuton de Taroni et al. . . . . .	118
5.1 Histogrammes 2D proton énergie incidente contre énergie déposée . . . . .	122
5.2 Histogrammes 2D proton énergie incidente contre énergie déposée, zoom sur les faibles énergies . . . . .	123
5.4 Histogramme 2D énergie déposée/ temps de charge à 90%, protons . . . . .	126
5.5 Exemples de transitoires proton/électron dans une gamme d'énergie déposée	127
5.6 Histogramme 2D énergie déposée/temps de charge à 90%, protons hautes énergies et électrons . . . . .	127
5.7 Exemple de transitoire avec prise en compte du filtre et bruit . . . . .	129
5.8 Illustration de certaines grandeurs observables sur les transitoires . . . . .	131
5.9 Cartes de chaleur de transitoires proton et électron de la base de données . .	132
5.10 Histogrammes 2D FWHM/ $t_{c,50\%}$ et $t_{c,90\%}$ . . . . .	133
5.11 Histogrammes 2D des temps de charge à 50% et 90% par gammes d'énergies déposées . . . . .	134
5.12 Histogrammes 1D projetés des temps de charges à 50% et 90% . . . . .	134
5.13 Schéma d'un multi-layer perceptron . . . . .	136
5.14 Schéma du fonctionnement d'un neurone . . . . .	137
5.15 Fonctions d'activations usuelles . . . . .	137
5.16 Matrices de confusion de la classification électron/proton par l'algorithme 5-NN	139
5.17 Matrices de confusion de la classification électron/proton par l'algorithme MLP	140
5.20 Reconstruction du flux intégré proton . . . . .	143

# Table des tableaux

1.1	Caractéristiques des planètes du système solaire possédant un champ magnétique . . . . .	4
1.2	Energies et flux associés aux protons et aux électrons des ceintures de radiations terrestres . . . . .	4
1.3	Les différents types de SEE . . . . .	12
4.1	Specifications de l'amplificateur de courant Particulars AM-02 A . . . . .	104
4.2	Tableau des détecteurs SSD testés . . . . .	106
4.3	Tableau récapitulatif des sources radioactives présentes à CIRIL . . . . .	109
5.1	Caractéristiques de la diode utilisée pour la BDD . . . . .	128
5.2	Particules et énergies incidentes simulées . . . . .	129
5.3	Tableau des grandeurs observées . . . . .	131

# Liste des acronymes

## **ACC**

Anticoincidence Counter. 51, 52

## **AMS**

Alpha Magnetic Spectrometer. 51, 52

## **CCD**

Charge coupled devices. 12, 13

## **CERN**

Centre Européen pour la Recherche Nucléaire. 42, 51, 68

## **CIRIL**

Chambre d'Irradiation d'Ions Lourds. 108–111, 116

## **CME**

Coronal Mass Ejection. 8

## **CNES**

Centre National d'Etudes Spatiales. 21, 46, 49

## **CRAND**

Cosmic Ray Albedo Neutron Decay. 10

## **CREME**

Cubesat for Radiation Environment Monitoring Experiment. 16, 53

## **DD**

Dose de déplacement. 12, 23, 37

## **DDP**

Drift-Diffusion Poisson. 78, 80, 88

## **DPHY**

Département Physique, Instrumentation, Environnement, Espace. 53

## **DTIS**

Département traitement de l'Information et Systèmes. 53

## **EOR**

Mise à poste par propulsion électrique ou *Electric Propulsion Orbit Raising*. 18, 22, 23

**EREMS**

Etudes et Réalisations Electroniques et Micro-Systèmes. 46, 49

**ESA**

Agence Spatiale Européenne ou *European Space Agency*. 5, 8, 49

**FWHM**

Full Width at Half Maximum. 130, 133

**GEANT4**

GEometry ANd Tracking 4. 42, 43, 77, 89, 90, 130

**GEO**

orbite géostationnaire ou *GEostationary Orbit*. 16, 20, 22

**GPS**

Global Positioning System. 5

**GREEN**

Global Radiation Earth ENvironment. vii, 1, 15, 23

**GTO**

orbite de transfert géostationnaire ou *Geostationary Transfer Orbit*. 16

**ICARE**

Influence sur les Composants Avancés des Radiations de l'Espace. 46, 49, 51, 53

**ICARE-NG**

ICARE-Nouvelle Génération. xi, 15, 19, 46, 50, 51

**IGE**

International Geostationary Electron. 15, 23

**IGRF**

International Geomagnetic Reference Field. 2

**IPSAT**

Ionsing Particale in Space Analysis Tool. 17, 19, 20

**ISS**

*International Space Station*. 5, 51

**JASON**

Joint Altimetry Satellite Oceanography Network. xi, 15, 19, 49, 50

**KNN**

k-Nearest Neighbours. 135

**LEO**

orbite basse terrestre ou *Low Earth Orbit*. 15, 20, 22

**MagEIS**

Magnetic Electron Ion Spectrometer. 46, 48

**MCA**

Multi Channel Analyzer. 44, 110

**MCP-PMT**

Microchannel plate photomultiplier tube. 47

**MIP**

Minimum Ionizing Particle. 37, 41, 122, 126, 140, 142–144

**MLP**

Multi Layer Perceptron. 135, 143

**MOSFET**

Transistor à Effet de Champ à Structure Métal-Oxyde-Semiconducteur ou *Metal-Oxide-Semiconductor Field-Effect Transistor*. 12

**NASA**

*National Aeronautics and Space Administration*. 3, 7, 14, 47–49

**NIEL**

Non Ionizing Energy Loss. 13

**NIST**

National Institute of Standards and Technology. 37, 40

**OMERE**

Outil de Modélisation de l'Environnement Radiatif Externe. 21–23

**ONERA**

Office National d'Etudes et de Recherche Aérospatiales. 13, 15, 16, 21, 46, 49, 53, 80, 101, 105, 108, 116, 130

**PIPS**

Passivated Implanted Planar Silicon. 106

**PKA**

Primary Knock On Atom. 13

**PSD**

Pulse Shape Discrimination. 55, 56, 58

**RBSP**

Radiation Belt Storm Probes. 46–48

**RPS**

Relativistic Proton Spectrometer. 46–48

**SAA**

South Atlantic Anomaly. 7, 19

**SAC**

Satelite de Aplicaciones Cientificas. 20, 49

**SEE**

Single Event Effects. 11, 12, 23

**SEU**

Single Event Upsets. 11, 15

**SiPM**

silicon photo-multipliers. 53

**SPAND**

Solar Proton Albedo Neutron Decay. 10

**SPIS**

Spacecraft Plasma Interaction Software. 13

**SRH**

Shockley-Read-Hall. 84, 90

**SRIM**

Stopping Range of Ions in Matter. 41–43, 76

**SSD**

Solid State Detector. 47–50

**SSDA**

Solid State Detector Array. 47

**TCAD**

Technology Computer Aided Design. 76, 80

**TID**

Dose Ionisante Totale ou *Total Ionizing Dose*. 12, 23

**TLE**

Transfert Linéique d'Energie ou *Linear Energy Transfer*. 36, 37, 55, 63, 68, 77, 87, 95, 96, 115–117, 122, 124

**TOF**

Time of Flight. 51

**TRAD**

*Tests and Radiations*. 21

**TRD**

Transition Radiation Detector. 51

**TRIM**

Transport and Range of Ions in Matter. 42, 77, 112

**UCL**

Université Catholique de Louvain. 105, 108, 111, 115, 116

**XMM**

X-Ray Multi-Mirror. 49

**ZCE**

Zone de charge d'espace. 30

# Introduction

Les ceintures de radiation terrestres sont des zones de forme toroïdale entourant la Terre, peuplées principalement de protons et d'électrons hautement énergétiques. Ces zones constituent un environnement hostile pour les équipements et personnes qui y séjournent. Un enjeu majeur est donc de pouvoir caractériser la dynamique et l'évolution des ceintures de radiations, afin de prévoir les dommages que subissent les satellites dans l'espace. A cette fin, de nombreux modèles numériques existent, qui s'appuient, en partie ou pleinement, sur des mesures in-situ faites par des moniteurs de radiations embarqués sur satellite.

Une grande majorité des moniteurs dédiés à la mesure des ceintures de radiations emploient des détecteurs solides en semi-conducteur, car très robustes, et utilisent des techniques d'acquisition permettant d'effectuer des comptages de particules en utilisant un amplificateur de charge. Cette approche permet uniquement d'obtenir une grandeur scalaire pour chaque particule détectée : l'énergie déposée par la particule.

Or, avec cette technique d'acquisition, et puisque les ceintures sont peuplées à la fois de protons et d'électrons, il existe des situations où deux particules de nature différentes pourront produire des réponses identiques dans la chaîne d'acquisition. Cette confusion empêche l'exploitation et l'assimilation des mesures par les modèles numériques existants.

Il existe donc un enjeu concernant la possibilité de discriminer les protons et les électrons dans les ceintures de radiations terrestres. En se basant sur des techniques d'acquisition différentes, il est possible d'obtenir davantage d'information qu'une simple valeur d'énergie déposée. En effet, avec une chaîne d'acquisition avec un échantillonnage rapide, l'évolution temporelle (dites "transitoire") de la formation du signal devient visible et exploitable.

La manière dont les charges sont collectées par le détecteur peuvent donner des indications sur la répartition spatiale des dépôts d'énergie de la particule incidente. Or, les protons et les électrons étant de masses très différentes, leurs parcours et leur dépôts d'énergie dans la matière sont différents.

Une telle approche permettrait alors d'effectuer la discrimination de particules en environnement spatial. La démarche permettant de répondre à cette problématique est la suivante : dans un premier temps, des simulations numériques permettant de reproduire les réponses transitoires seront effectuées, avec des discussions sur les différentes modélisations, leurs domaines de validité, et leurs avantages et inconvénients. Dans un second temps, un banc d'essai expérimental permettant de mesurer la réponse transitoire de certaines particules sera décrit et les mesures seront confrontées aux modèles précédemment développés. Enfin, l'élaboration d'une base de données sera faite en tentant d'obtenir des réponses similaires à celle d'un environnement radiatif spatial, afin de quantifier le pouvoir discriminant de cette approche transitoire.

# 1 Contexte

Cette étude s'inscrit dans la mesure in-situ des ceintures de radiations terrestres, sources d'une multitude d'effets indésirables pour les humains et les satellites qui s'y aventurent. On effectue ici une mise en contexte sur la composition, les mécanismes et les sources des ceintures de radiations, ainsi que leurs principaux effets sur les composants électroniques et les matériaux.

## Sommaire

1.1	Champ magnétique et magnétosphère terrestre . . . . .	2
1.2	Les ceintures de radiations terrestres . . . . .	4
1.2.1	Description des ceintures de radiations . . . . .	4
1.2.2	Découverte des ceintures de Van Allen . . . . .	7
1.2.3	Le vent solaire . . . . .	8
1.2.4	Le cycle solaire . . . . .	9
1.2.5	Le rayonnement cosmique . . . . .	10
1.3	Risques et contraintes sur les systèmes satellitaires . . . . .	10
1.3.1	Évènements singuliers . . . . .	11
1.3.2	Effets cumulés . . . . .	12
1.3.2.1	Dose ionisante totale (TID) . . . . .	12
1.3.2.2	Dose de déplacement (DD) . . . . .	13
1.4	Modèles empirique des ceintures de radiations . . . . .	14
1.4.1	AP-8 et AE-8 . . . . .	14
1.4.2	GREEN . . . . .	15
1.5	Orbites usuelles . . . . .	15
1.5.1	Orbites basses terrestre (LEO) . . . . .	15
1.5.2	Orbite géostationnaire (GEO) . . . . .	16
1.5.3	Mise à poste en orbite géostationnaire . . . . .	17
1.6	Flux de particules dans les ceintures de radiation . . . . .	18
1.6.1	Environnement proton . . . . .	18
1.6.2	Environnement électron . . . . .	19
1.6.3	Flux et doses en orbite . . . . .	20
1.6.4	Mise à poste par propulsion électrique . . . . .	22
1.7	Conclusion . . . . .	23

## 1.1 Champ magnétique et magnétosphère terrestre

Des études ont permis de dater le champ magnétique terrestre d'un âge au moins égal à 3.45 milliards d'années. En effet, certains matériaux ferromagnétiques ont la capacité d'encapsuler le champ magnétique ambiant lorsqu'ils refroidissent, ce qui permet l'étude de la magnétisation de ces roches, notamment au niveau du plancher océanique. Les scientifiques ont alors mis en évidence l'existence d'un champ magnétique ancien, et ont aussi pu déterminer son évolution en fonction du temps [1]. On sait désormais que le champ magnétique terrestre subit régulièrement des inversions de polarité, où les pôles Nord et Sud échangent leur place. La dernière inversion a eu lieu relativement récemment il y a environ 100 000 ans.

A la surface de la Terre, le champ magnétique peut être assimilé en première approximation à un simple dipôle, incliné de  $9.41^\circ$  par rapport à l'axe de rotation de la Terre. Cependant, des modèles numériques tels que l'International Geomagnetic Reference Field (IGRF) [2] permettent d'établir des cartographies précises du champ magnétique terrestre à la surface de la Terre (Fig. 1.1). L'intensité du champ varie entre 25 et  $65 \mu T$  selon la position sur le globe, avec un minimum assez marqué au niveau de l'Atlantique Sud.

L'origine du champ magnétique terrestre est encore mal comprise [3], mais des mouvements de matériaux ferromagnétiques entraînant un effet dynamo au centre de la Terre semblent en être la cause principale [4].

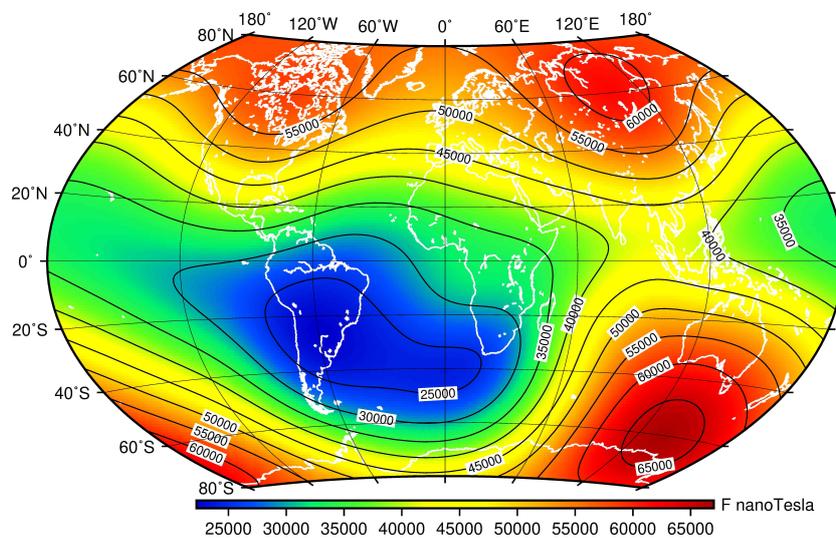


FIGURE 1.1 – Cartographie de l'intensité du champ magnétique à la surface de la Terre, calculé par le modèle IGRF [2]

Le champ magnétique terrestre ne se manifeste pas seulement à la surface de notre planète mais bien au delà, dans ce qu'on appelle la magnétosphère. Dans cette région, le champ magnétique ne peut plus être considéré comme dipolaire du fait de la déformation que subit

le champ magnétique terrestre par le vent solaire (Fig. 1.2). Notre magnétosphère se retrouve comprimée sur le côté faisant face au Soleil appelé onde de choc ("bow shock" en vert clair sur la gauche de la Fig. 1.2) et se rapproche d'environ une dizaine de rayons terrestres de la surface de la Terre. A l'opposé, du côté nuit, on trouve la queue de la magnétosphère ("magnetotail") qui peut s'étaler sur une distance de plusieurs centaines de fois le rayon terrestre. La magnétopause est une frontière marquée sur la Fig. 1.2 par le changement de couleur des lignes de champ passant de rouge à blanc, et fait la jonction entre un extérieur dominé par le vent solaire et un intérieur dominé par le champ magnétique terrestre. La frontière entre la zone verte claire de l'onde de choc et la magnétopause est appelé "magnetosheath" (ou magnétogaine) où l'on trouve un champ magnétique plus faible du fait de son interaction avec le vent solaire.

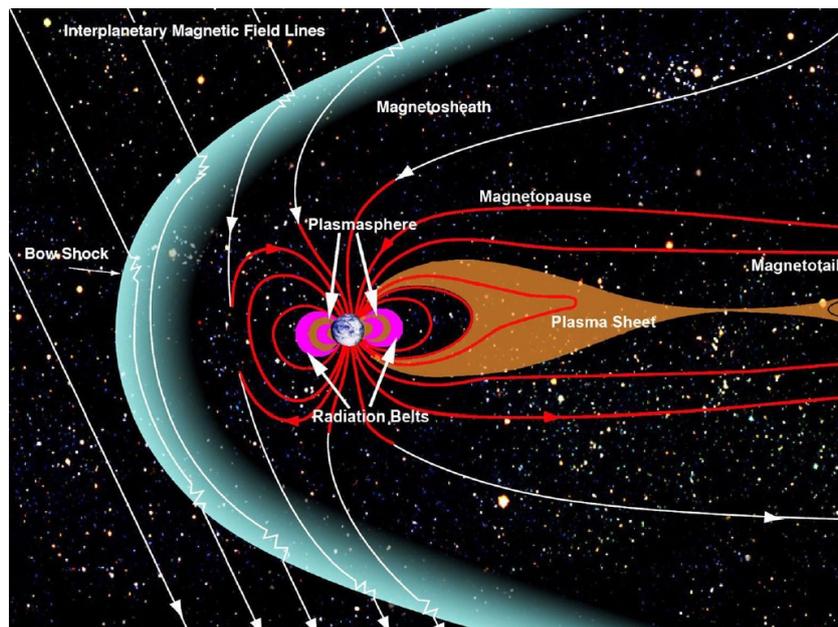


FIGURE 1.2 – Schéma de la magnétosphère terrestre et ses composantes, ainsi que les lignes de champ magnétique du milieu interstellaire (Image : National Aeronautics and Space Administration (NASA), Aaron Kaase)

La magnétosphère terrestre nous permet d'être protégés des agressions des rayons cosmiques et du vent solaire en déviant les différentes particules chargées, qui sans cela, atteindraient la surface de la Terre.

Il est bon de noter que la Terre n'est pas la seule planète du système solaire à posséder un champ magnétique. En effet, les missions Cassini (1997), les sondes Voyager (1977), ou encore Pioneer (1972) ont permis de mettre en évidence un champ magnétique autour de Jupiter. Des champs magnétiques sont également présents sur Neptune, Uranus et Saturne (Tabl. 1.1). En 2021, des chercheurs ont mis en évidence un champ magnétique d'une exoplanète : *YZ Ceti*, qui orbite une étoile à 12 années-lumière de la Terre, grâce à la détection d'ondes radio issues de l'interaction entre le vent stellaire de l'étoile et le champ magnétique de *YZ Ceti* [5].

Planète	Taille observée de la magnétosphère ( $R_{planète}$ )	Champ magnétique en surface $B_0$ (nT)
Terre	8-12 $R_T$	30 600
Jupiter	63-93 $R_J$	430 000
Saturne	22-27 $R_S$	21 400
Uranus	18 $R_U$	22 800
Neptune	23-26 $R_N$	13 200

TABLEAU 1.1 – Les planètes du système solaire possédant un champ magnétique, ainsi que les tailles de leur magnétosphère et l'intensité  $B_0$  de leur champ magnétique. [6]

## 1.2 Les ceintures de radiations terrestres

### 1.2.1 Description des ceintures de radiations

Les ceintures de radiations sont des zones toroïdales autour de la Terre et constituent les parties les plus internes de la magnétosphère. Ces régions sont peuplées de particules chargées très énergétiques : principalement des protons et des électrons. Leur énergie et leur abondance varient sur plusieurs ordres de grandeur. Le Tabl. 1.2 donne les ordres de grandeurs de flux que l'on peut observer dans les ceintures de radiations terrestres ainsi qu'une borne haute des énergies cinétiques mises en jeu. Cependant, les bornes hautes sont relativement difficiles à définir. Tandis que des modèles d'environnement fixent une énergie maximale pour les protons égale à 300 MeV, d'autres montent à plusieurs GeV. La mesure de ces particules est particulièrement difficile, notamment parce que les flux associés sont très faibles.

Particule	Flux ( $cm^{-2}s^{-1}$ )	Energies
Protons	$10^0 - 10^6$	$< 500 MeV$
Electrons	$10^{-2} - 10^7$	$< 7 MeV$

TABLEAU 1.2 – Energies et flux associés aux protons et aux électrons des ceintures de radiations terrestres

Pour se repérer dans l'espace lorsque l'on s'intéresse au calcul des trajectoires des particules dans la magnétosphère terrestre, le paradigme le plus utilisé est celui des coordonnées  $(B, L)$ . Le paramètre  $L$ , adimensionné en rayons terrestres, correspond à la distance entre l'apex d'une ligne de champ magnétique à l'équateur et le centre de la Terre. Le paramètre  $B$  est simplement l'intensité du champ magnétique en ce point, qui varie le long d'une même valeur de  $L$ , étant minimal à l'équateur et maximal vers les pôles. Certaines de ces coquilles en  $L$  ("L-shells") sont représentées en pointillés en Fig. 1.3a.

Plusieurs zones se distinguent lorsqu'on regarde une coupe des ceintures de radiations (Fig. 1.3a). Une première ceinture interne peuplée à la fois de protons et d'électrons s'étend

jusqu'à environ trois rayons terrestres. Plus loin, une deuxième ceinture plus étendue se distingue, allant jusqu'à dix rayons terrestres et peuplée principalement d'électrons. Les limites hautes et basses des ceintures de radiations sont cependant mal définies et dépendent en grande partie de l'activité solaire, ainsi que du couple nature/énergie de la particule que l'on considère. Les trajectoires des particules qui peuplent ces zones sont composées de trois mouvements : la giration, le rebond et la dérive (Fig. 1.3b). Ces trois mouvements sont le résultat de la force de Lorentz qui s'applique à ces particules chargées, pour lesquels l'on peut négliger la composante associée au champ  $\vec{E}$ , car le champ magnétique prédomine et les énergies (et donc les vitesses) des particules piégées sont grandes :

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) \approx q\vec{v} \wedge \vec{B} \quad (1.1)$$

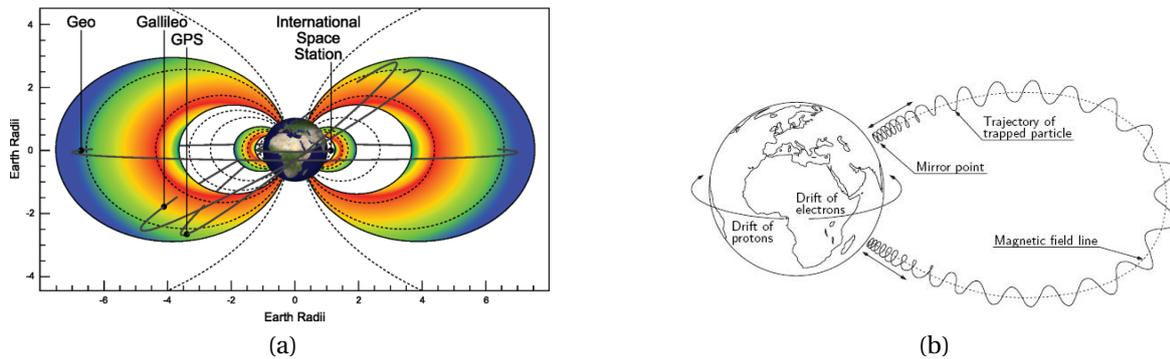


FIGURE 1.3 – A gauche, coupe des ceintures de radiations terrestres internes et externes, avec l'orbite géostationnaire, celles des constellations Global Positioning System (GPS) et Galileo ainsi que l'orbite de l'International Space Station (ISS). (graphique tiré de [7]). A droite, les trois mouvements des particules qui constituent les ceintures de radiations. (Crédits : Agence Spatiale Européenne ou European Space Agency (ESA))

Des trois mouvements, le plus rapide est le mouvement de giration où la particule s'enroule autour de la ligne de champ magnétique Fig. 1.4a, et a pour rayon caractéristique le rayon de Larmor  $r_L$  (Eq. 1.2) où  $v_{\perp}$  est la norme de la composante de la vitesse perpendiculaire à la ligne de champ magnétique :

$$r_L = \frac{mv_{\perp}}{qB} \quad (1.2)$$

avec un moment magnétique  $\mu$  constant :

$$\mu = \frac{mv_{\perp}^2}{2B} \quad (1.3)$$

Si la particule possède une composante de vitesse parallèle au champ magnétique elle va se déplacer le long de celle-ci et se rapprocher d'un des pôles, or, puisque le champ magnétique est plus fort aux abords de la Terre sur une même ligne de champ, la composante perpendiculaire de la vitesse  $v_{\perp}$  doit augmenter pour compenser l'augmentation de  $B$

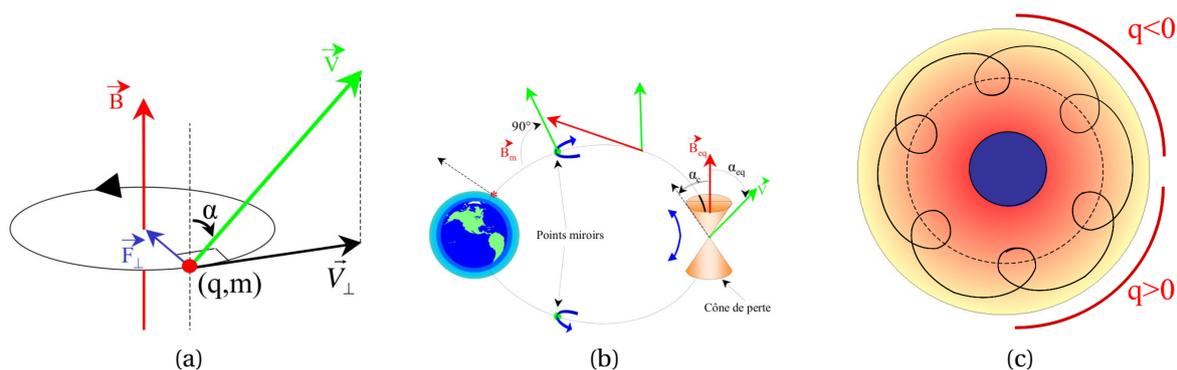


FIGURE 1.4 – Les trois mouvements des particules dans le champ magnétique terrestre : la gyration (a), le rebond (b) et la dérive (c)

jusqu'à être égale à la vitesse totale de la particule, annulant la composante parallèle au champ de la particule. A ce point, appelé point miroir, une force faible due au gradient du champ magnétique permet à la particule de repartir dans le sens inverse avant de rebondir au point miroir opposé, ce qui constitue le mouvement de rebond, Fig. 1.4b.

Le troisième mouvement est celui de dérive, Fig. 1.4c, qui est dû au fait que la particule n'évolue pas à rayon Larmor constant autour de la Terre puisque le champ magnétique possède un gradient radial. La particule décrit une trajectoire plus serrée lorsqu'elle se rapproche de la Terre, et plus lente lorsqu'elle s'éloigne à nouveau.

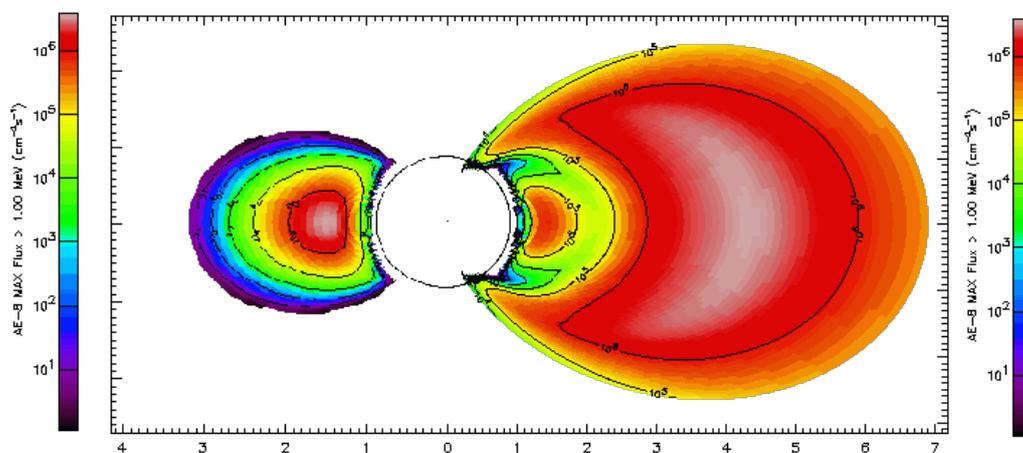


FIGURE 1.5 – Coupes des flux de particules dans les ceintures de radiations. Sur l'hémisphère gauche est représenté le flux omnidirectionnel de protons supérieurs à 10 MeV issu du modèle AP 8, et sur l'hémisphère droite, le flux d'électrons supérieurs à 1 MeV avec le modèle AE 8. [8]

La Figure 1.5 montre l'intensité des flux des ceintures protons (à gauche) et électrons (à droite). La ceinture interne possède un maximum, qui dépend de l'énergie de la particule. Sur cette Figure, les protons de 10 MeV sont majoritairement présents à environ  $L = 1.5$ , alors

que la ceinture électrons est beaucoup plus étendue et possède deux maxima, le premier pour sa ceinture interne, légèrement plus proche que celle des protons, et le second entre  $L = 4$  et  $L = 5$ . Le champ magnétique terrestre, en plus d'être incliné par rapport à l'axe de rotation de la Terre, est décentré d'une distance d'environ 500 km. Ce décentrage a pour effet de créer des non-uniformités dans le champ magnétique et notamment des régions où le champ magnétique est jusqu'à trois fois moins fort qu'ailleurs : la South Atlantic Anomaly (SAA).

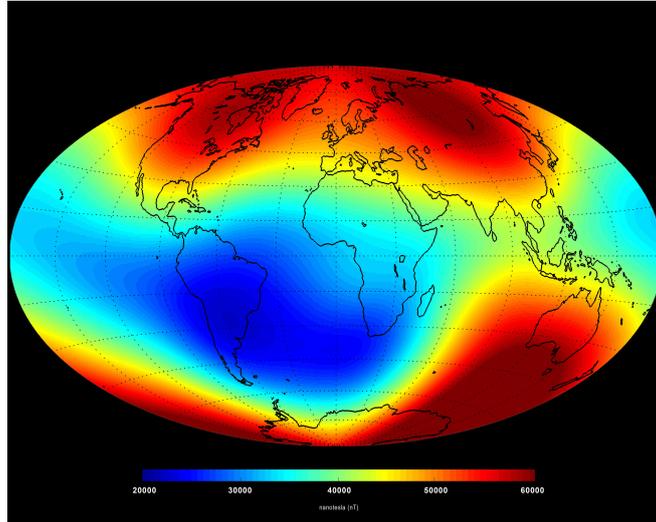


FIGURE 1.6 – Intensité du champ magnétique à la surface de la Terre exprimé en nT. On distingue clairement une zone de plus faible intensité magnétique au large de l'Amérique du Sud, jusqu'à trois fois moins intense qu'ailleurs. (Credits : NASA)

Il est aussi bon de noter que le champ magnétique pénètre au plus proche de la Terre au niveau des cornets polaires, ceci étant du au fait que les lignes de champ magnétique convergent au niveau des pôles. Ce phénomène donne lieu notamment aux aurores boréales. Ces cornets polaires sont visibles sur les cartes de flux électrons de la Figure 1.5, ainsi qu'aux hautes latitudes sur la Figure 1.6.

### 1.2.2 Découverte des ceintures de Van Allen

La mise en évidence de ceintures de radiations (aussi dites de Van Allen) autour de la Terre date de 1958 lorsqu'une équipe de scientifiques américains dirigée par James Van Allen embarquent un compteur Geiger sur la sonde Explorer-I de la NASA. Ils y découvrent une zone en orbite basse peuplée de particules énergétiques. Cette découverte fût une des premières grandes avancées de l'ère spatiale. Quelques mois plus tard, le lancement de Pioneer 3 et Explorer-IV mettront en évidence une deuxième zone peuplée de particules : la ceinture externe.

Dans le même temps, l'Union Soviétique lance en 1957 la sonde Sputnik 2 aussi munie d'un compteur Geiger dans l'optique de mesurer le rayonnement cosmique. Malheureusement, Sputnik n'était pas muni d'un enregistreur, donc ses données étaient directement relayées

au sol empêchant l'Union Soviétique de récupérer les données de Sputnik lorsque la sonde passait au dessus d'autres pays.

Or, la sonde était proche de son périégée lorsqu'elle passait au dessus de l'URSS et donc ne détectait quasiment pas de particules. L'Australie a réussi à capter certaines données de la sonde Sputnik lors de son apogée, sans pour autant savoir quoi en faire, mais refusant de les transmettre aux soviétiques.

### 1.2.3 Le vent solaire

Par le biais de plusieurs mécanismes, le Soleil émet des particules sub-atomiques très énergétiques qui sont propagées dans tout le Système solaire. Les Coronal Mass Ejection (CME) sont des types d'éruptions solaires conduisant à une libération importante de matière accélérée depuis sa haute atmosphère constituée principalement de protons, d'électrons et particules  $\alpha$  pouvant atteindre la Terre et constituant ce que l'on appelle le vent solaire. De manière plus générale, les éruptions solaires peuvent aussi produire des photons X et  $\gamma$ .

Le vent solaire est la principale source de particules pour les ceintures de radiations terrestres et l'effet des éruptions solaires est très visible dans les flux des ceintures. En effet, certaines de ces particules font leur chemin jusqu'à la Terre et se retrouvent piégées dans les ceintures de radiations par le champ magnétique terrestre.

Ce vent est constitué principalement d'ions, de protons et d'électrons, qui sont émis à la suite de réactions thermonucléaires dans la couronne du Soleil (sa haute atmosphère) et qui ont des énergies suffisantes pour s'extraire du champ gravitationnel du Soleil. Cette composante la plus lente du vent solaire est appelé "streamers". Ces streamers ont des vitesses aux alentours de  $400 \text{ km s}^{-1}$ . Ils proviennent de deux régions diamétralement opposées du Soleil, proches de l'équateur. Ce phénomène, couplé à la rotation du Soleil (et de son champ magnétique) sur lui même, provoque une distribution du vent solaire en forme de spirale, appelé spirale de Parker [9].

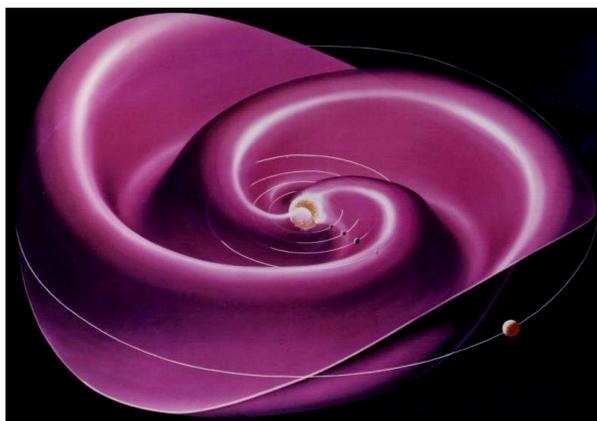


FIGURE 1.7 – *Vue d'artiste de la spirale de Parker résultant de l'influence entre le vent solaire et le champ magnétique tournant du Soleil. Il s'agit de la plus grande structure de notre système solaire (Crédits : ESA)*

La composante rapide du vent solaire est due aux trous coronaux, où les lignes de champ

magnétiques s'ouvrent vers le milieu interplanétaire et permettent aux particules présentes dans la couronne d'être accélérées. Ces trous coronaux, aussi appelés "tâches solaires" s'apparentent à des zones plus sombres à la surface du Soleil dans le domaines des rayons X et UV.

En plus du vent solaire qui est émis en permanence, le Soleil possède une activité dite éruptive, émettant de l'énergie de manière soudaine par divers mécanismes. Parmi ces mécanismes, il y a par exemple les "solar flares" qui correspondent à des émissions soudaines de rayonnement électromagnétique. Les solar flares sont corrélés au nombre de tâches solaires présentes à la surface du Soleil.

### 1.2.4 Le cycle solaire

Au cours du temps, l'activité du Soleil est loin d'être constante, et suit un cycle de onze ans en moyenne. Ce cycle concerne la quantité de matière éjectée lors des CME, mais aussi la fréquence d'événements comme les éruptions solaires, les boucles coronales ou encore le nombre de tâches solaires (Fig. 1.8).

Les tâches solaires ont permis de dater l'existence du cycle solaire de onze ans depuis les années 1600, date à laquelle les premiers rapports sur le nombre de tâches solaires ont été tenus.

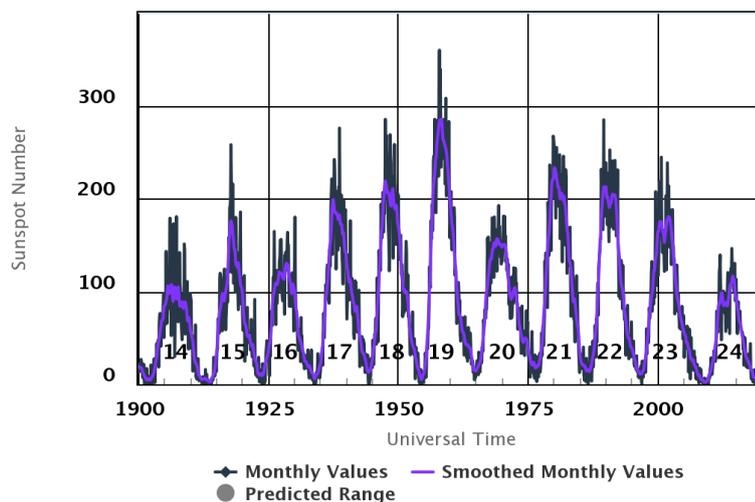


FIGURE 1.8 – Evolution du nombre de tâches solaires mensuelles entre 1900 et 2019. Les numéros sous les courbes correspondent au numéro du cycle solaire, pris depuis 1755 (Crédits : Space Weather Prediction Center, Solar Cycle Progression)

L'effet de la fluctuation de l'activité du Soleil se répercute de manière complexe sur les flux dans les ceintures de radiations terrestres. En ce qui concerne la population de protons, les flux varient lentement avec le cycle solaire. En effet, le flux de protons est inversement corrélé à l'activité solaire. Ceci est dû au fait qu'une période de forte activité solaire chauffe

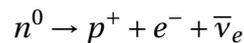
et dilate la haute atmosphère terrestre, ce qui favorise davantage les pertes de protons par interaction avec la haute atmosphère.

### 1.2.5 Le rayonnement cosmique

Par des mécanismes d'interactions avec la haute atmosphère, le rayonnement issu de l'extérieur de notre système solaire contribue aussi aux flux dans les ceintures de radiations.

On pense que le rayonnement cosmique (galactique et extra-galactique) prend source dans des supernovae, étoiles et galaxies éloignées, où les mécanismes d'accélération ne sont pas encore totalement compris. Les énergies mises en jeu couvrent une dizaine d'ordres de grandeurs, alors que les flux concernés vont d'environ  $100 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  pour les particules moins énergétiques, à  $1 \text{ km}^{-2} \text{ an}^{-1}$  pour les plus énergétiques. Les particules qui constituent le rayonnement cosmique sont en grande partie des protons et dans une moindre mesure des particules  $\alpha$ . Le spectre en énergie des rayons cosmiques mesuré expérimentalement est donné Fig. 1.9. Ce spectre en énergie présente deux ruptures de pentes : un genou ("knee") autour de  $5 \cdot 10^{15} \text{ eV}$  et une cheville ("ankle") autour de  $10^{19} \text{ eV}$ . En dessous de  $3 \cdot 10^{10} \text{ eV}$ , une modulation du fait de l'activité solaire a lieu. Entre  $3 \cdot 10^{10} \text{ eV}$  et le genou, il y a une prédominance de l'origine galactique dans les flux, et on estime que les phénomènes d'accélération dans notre galaxie permettent aux protons d'atteindre l'énergie de  $5 \cdot 10^{15} \text{ eV}$  [10].

Le rayonnement cosmique qui impacte la Terre (et plus précisément sa haute atmosphère) donne naissance à la source Cosmic Ray Albedo Neutron Decay (CRAND) qui alimente les ceintures protons et électrons internes. Ce mécanisme se produit lorsque les particules très énergétiques du rayonnement cosmique (principalement les protons) interagissent avec les atomes de l'atmosphère en produisant une gerbe de particules secondaires, dont des neutrons. Ces neutrons, qui ont un temps de demi-vie d'environ 15 minutes en dehors d'un noyau subissent une désintégration nucléaire  $\beta^-$ . Cela a pour effet de produire notamment un proton  $p^+$  et un électron  $e^-$  ainsi qu'un antineutrino électronique  $\bar{\nu}_e$ , selon la réaction décrite ci-après :



Certains de ces neutrons sont réémis vers l'espace et se désintègrent dans les ceintures de radiations, contribuant alors à l'augmentation des flux dans les ceintures protons et électrons internes [11]. De manière assez analogue à la source CRAND, il existe aussi la source Solar Proton Albedo Neutron Decay (SPAND), ce mécanisme a pour origine les protons issus du vent solaire, qui de la même manière que la source CRAND, interagissent avec la haute atmosphère. Cependant, la contribution du SPAND semble être bien moins importante que celle du CRAND [12].

## 1.3 Risques et contraintes sur les systèmes satellitaires

Les énergies et les flux mis en jeu dans les ceintures de radiations obligent à se concentrer sur les effets que les protons et électrons peuvent avoir sur les matériaux ainsi que sur

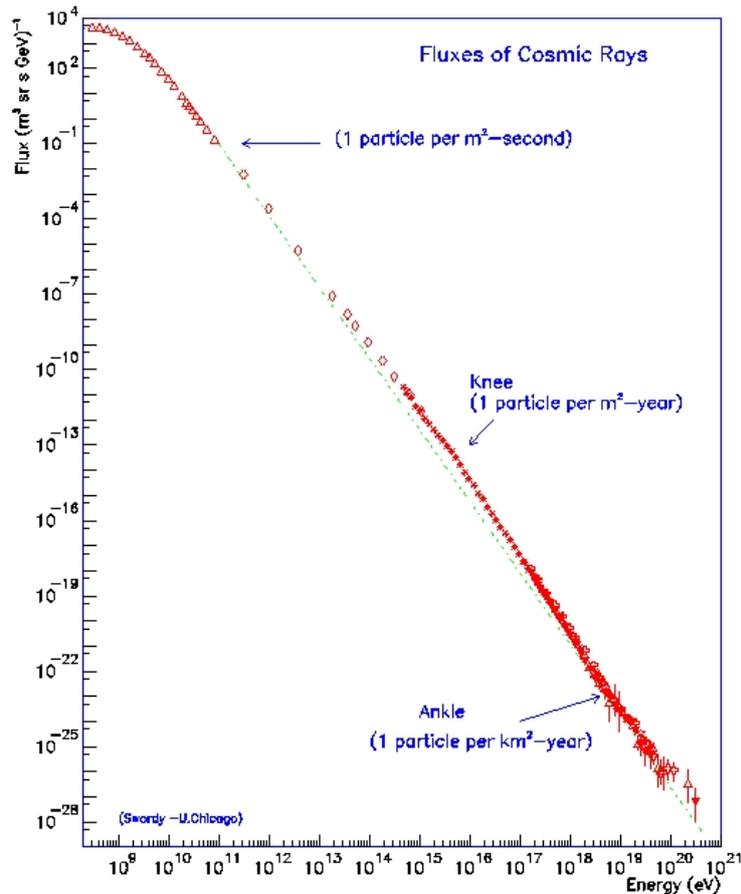


FIGURE 1.9 – Flux différentiel observé du rayonnement cosmique, on constate deux changements de pentes, le premier autour de  $5 \cdot 10^{15}$  eV et le second autour de  $10^{19}$  eV, qui seraient dûs à la différence d'origine (galactiques et extra-galactiques) des protons à  $5 \cdot 10^{15}$  eV (Crédits : University of Chicago)

l'électronique embarquée et c'est ce que nous allons voir ici.

Il existe deux grandes catégories d'effets des radiations sur les composants : d'une part les événements singuliers (Single Event Effects (SEE)) qui sont des défaillances dans les circuits électroniques des satellites ayant des effets instantanés, et d'autre part les effets cumulés, dûs à la dose, et généralement, dont le niveau de dommages engendrés augmente avec la fluence, et donc avec le temps d'exposition aux ceintures de radiation.

### 1.3.1 Évènements singuliers

Les événements singuliers surviennent du fait d'une seule particule (ions lourds, protons) en déposant leur énergie dans les zones sensibles des composants électroniques. Les manifestations des événements singuliers peuvent prendre de multiples formes, dont les principaux sont résumés dans le Tableau 1.3. Parmi ces événements singuliers, les Single Event Upsets (SEU) peuvent corrompre les mémoires embarquées, ce qui peut engendrer

une perte d'information et même un dysfonctionnement global du satellite [13].

Acronyme	Dénomination complète	Conséquence
SET	Single Event Transient	Pic de courant généré qui se propage dans le circuit
SEU	Single Event Upset	Basculement d'un point mémoire
SEFI	Single Event Function Interrupt	Plantage du circuit
SEL	Single Event Latch-up	Déclenchement du thyristor parasite inhérent à la structure CMOS
SEGR	Single Event Gate Rupture	Destruction de l'oxide de grille d'un transistor

TABLEAU 1.3 – Quelques exemples des mécanismes de SEE, parmi d'autres [14]

Lorsqu'ils ont lieu au mauvais endroit dans un circuit, un SET peut, par le pic de courant qu'il génère, provoquer le basculement d'un point mémoire (ce qui le classe, de fait, comme un SEU), ils peuvent engendrer de plus grands dommages en amont du circuit, comme les latch-ups. Ce type d'évènement survient surtout dans les amplificateurs opérationnels ou encore les comparateurs [15].

### 1.3.2 Effets cumulés

Les capteurs optiques tels que les Charge coupled devices (CCD) ou les cellules solaires sont sensibles aux effets cumulés des radiations. Cette sensibilité s'exprime de deux manières : soit par la Dose Ionisante Totale ou *Total Ionizing Dose* (TID) soit par la Dose de déplacement (DD).

#### 1.3.2.1 Dose ionisante totale (TID)

La sensibilité à la dose ionisante se manifeste surtout dans les matériaux isolants, présents par exemple dans les diélectriques des grilles des Transistor à Effet de Champ à Structure Métal-Oxyde-Semiconducteur ou *Metal-Oxide-Semiconductor Field-Effect Transistor* (MOS-FET). Ces volumes développent, au cours de leur irradiation, une charge nette du fait de l'ionisation des particules incidentes, provoquant une modification de la tension seuil et une augmentation du courant de fuite (Fig. 1.10), ce qui provoque une augmentation de la puissance dissipée et potentiellement le dysfonctionnement du composant ou du circuit.

Certaines particules sont plus à même de produire des effets TID, tels que les protons et électrons du fait de leur charge, alors que les neutrons et les rayons  $\gamma$  ne sont pas directement concernés. Leurs rôles, dans cette problématique, peuvent être amenés dans un second temps, avec les secondaires qu'ils auront générés par différentes interactions. Bien que nous ayons décrit les effets de la dose ionisante totale ici, les mécanismes physiques à l'oeuvre sont détaillés dans le chapitre suivante.

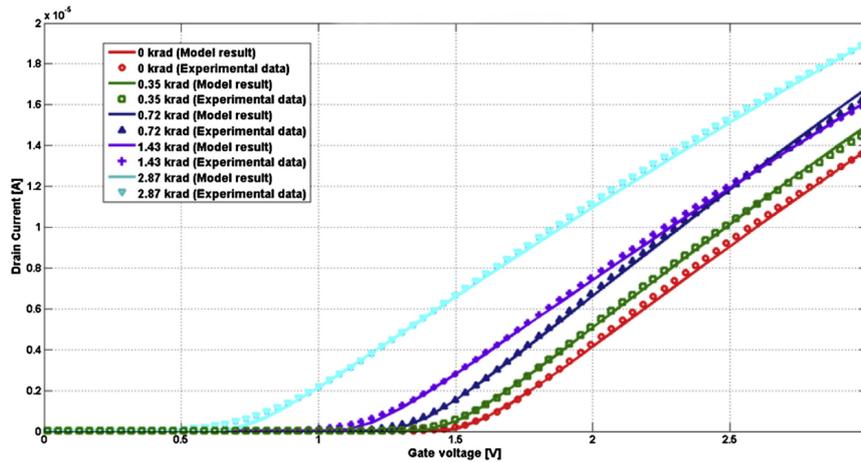


FIGURE 1.10 – Caractéristiques  $I(V)$  d'un transistor MOS sous irradiation croissante (0 krad - 2.87 krad) de droite à gauche. On constate alors une modification de la tension de seuil [16]

### 1.3.2.2 Dose de déplacement (DD)

La dose de déplacement affecte surtout les matériaux semi-conducteurs, et met en jeu les noyaux des atomes du réseau cristallin, et non pas le cortège électronique de ces atomes. Le noyau impacté et déplacé s'appelle Primary Knock On Atom (PKA) et crée alors une paire composée d'une lacune et d'un atome interstitiel. La quantité d'atomes déplacés dans le réseau est proportionnel à l'énergie cinétique transférée par les particules incidentes. Le déplacement de ces atomes au sein de leur réseau cristallin peut avoir une influence sur la conduction électrique dans le cas des semi-conducteurs.

La variable clé ici est le Non Ionizing Energy Loss (NIEL) qui donne la quantité d'énergie non-ionisante transférée au volume. On postule alors que les dommages dans le réseau cristallin sont proportionnels au NIEL. La Fig. 1.11 donne le dommage de déplacement des protons, électrons, neutrons et pions. Les protons de faible énergie ( $< 10$  MeV) induisent des PKA de faible énergie et créent alors des points de défauts isolés, alors que pour les neutrons et les protons de plus hautes énergies, ils ont tendance à créer des cascades de défauts rapprochés.

Il existe bien d'autres phénomènes pouvant engendrer des dommages aux satellites que ceux évoqués ci-dessus. A titre d'exemple, les effets de charge des matériaux peuvent produire des claquages entre les composants des satellites.

Pour mieux anticiper les éventuels dommages qu'un satellite peut subir, la simulation numérique de l'environnement spatial est crucial. Elle permet de dimensionner d'éventuels blindages ou d'augmenter certaines puissances de fonctionnement en prévision de leur dégradation. A ce titre, des modèles permettent par exemple de calculer le courant d'obscurité dans les CCD en fonction du flux incident [18]. Des codes tels que Spacecraft Plasma Interaction Software (SPIS) [19] développé à l'Office National d'Etudes et de Recherche Aérospatiales (ONERA), permettent quant à eux, d'appréhender les phénomènes de décharge sur les satellites [20].

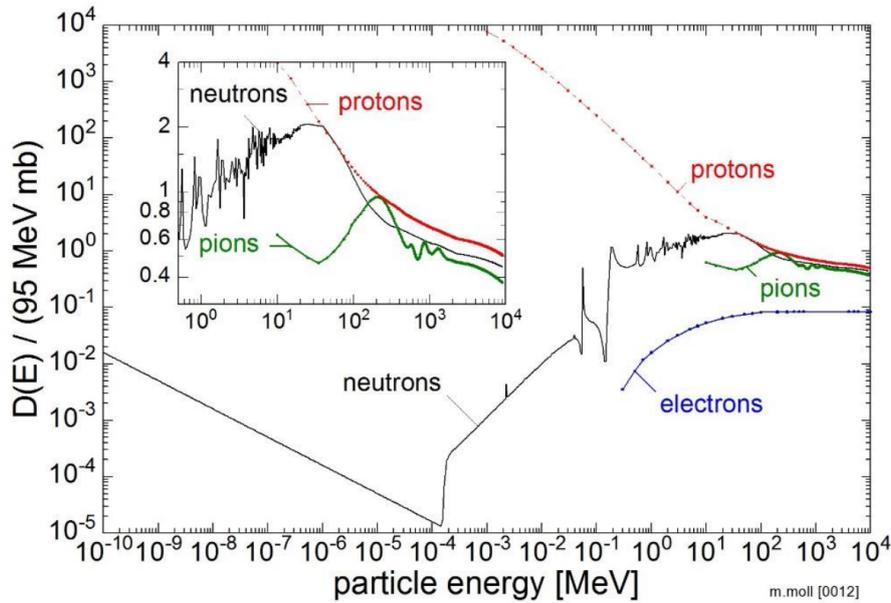


FIGURE 1.11 – Dommage de déplacement normalisé, en fonction du type de particule et de son énergie incidente [17]

## 1.4 Modèles empirique des ceintures de radiations

Plusieurs approches existent quant à la simulation de la dynamique des ceintures de radiation : d'abord les modèles s'appuyant sur la résolution du problème physique [21] [22], puis les modèles empiriques qui s'appuient sur des données expérimentales (lorsqu'elles sont suffisamment nombreuses) pour déduire l'état des ceintures de radiation, en distinguant la nature des particules en jeu (protons ou électrons), leur énergie, et leur position autour de la Terre.

### 1.4.1 AP-8 et AE-8

Les modèles AP-8 [23] et AE-8 [24] ont été développés par la NASA dans les années 1970, et prennent en compte les données d'une vingtaine de satellites ayant recueilli des données de flux dans les ceintures de radiation, sur la période 1960 - 1980. Ces modèles permettent d'estimer les flux de protons de 100 keV à 300 MeV et les flux d'électrons de 40 keV à 7 MeV. Les modèles AP-8 et AE-8, sont statiques et ne prennent pas en compte l'évolution dans le temps des ceintures de radiations du fait de la modification de l'activité solaire, mais se contentent de proposer deux versions (MIN et MAX) correspondant aux périodes de minimums et maximums solaires. Ces modèles sont aujourd'hui très utilisés par les industriels comme modèles de spécifications.

Par construction, les modèles AP-8 et AE-8 sont des modèles moyens et donc indépendants de l'activité solaire, ce qui induit un certain nombre de limites, notamment la sous-estimation systématique des flux de la ceinture proton et sa limite haute. Dans les ceintures électrons (interne et externe), les flux sont au contraire sur-estimés lorsqu'ils sont comparés

à des données en vol sur la période 1966 - 1991. De plus, une baisse continue des flux pour les électrons très énergétiques dans la ceinture interne est enregistrée sur cette période, qui est attribuée à la rémanence des effets des essais nucléaires atmosphériques des années 1960 [25].

Une version plus récente de ces modèles a été proposée; ils sont appelés AP-9 et AE-9 [26] en 2012, et ils ont pour volonté d'étendre la gamme d'énergie, surtout ses limites basses, mais ne se sont pas encore substitués aux modèles AP-8 / AE-8, car ces nouveaux modèles semblent sur-évaluer les flux dans de nombreux cas de figures en comparaison aux mesures in-situ de flux en particulier pour les protons > 30 MeV [27]. Cette sur-estimation des flux par les nouveaux modèles augmente la réticence des industriels à délaisser les modèles précédents, puisqu'ils leur imposent de plus grandes contraintes de dimensionnement.

### 1.4.2 GREEN

Face aux erreurs que peuvent faire les modèles AP/AE dans certaines zones des ceintures de radiation, il apparaît comme pertinent de les corriger en utilisant d'autres modèles dans les zones concernées.

Le modèle GREEN [28], est un modèle empirique des ceintures de radiations développé à l'ONERA, couvrant une plage d'énergie de 1 keV à 800 MeV pour les protons et de 1 keV à 10 MeV pour les électrons. Ce modèle permet aussi de prendre en compte la dépendance au cycle solaire.

L'atout de GREEN par rapport aux autres modèles est qu'il procède à un "patchwork" de plusieurs modèles et permet d'utiliser le modèle le plus pertinent en fonction de la région de l'espace, du type de particule ou de la gamme d'énergie observés. Typiquement pour les électrons sur l'orbite géostationnaire, le modèle International Geostationary Electron (IGE) reproduit mieux les mesures in-situ que le modèle AE-8 (ou 9), et est donc utilisé par GREEN.

Typiquement l'étude en [27] montre que le modèle GREEN-proton permet de reproduire beaucoup plus fidèlement les taux de SEU et les doses de déplacement observées par la mission ICARE-NG sur le satellite JASON-2 que le modèle AP9.

## 1.5 Orbites usuelles

### 1.5.1 Orbites basses terrestre (LEO)

Les orbites terrestres basses, appelées orbite basse terrestre ou *Low Earth Orbit* (LEO) (Fig. 1.12), englobent l'ensemble des orbites ayant des altitudes jusqu'à environ 1000 km selon les écoles. Ces orbites sont les plus plébiscitées car elles permettent de faire de l'imagerie et sont les plus simples d'accès en termes de coûts de lancement. De plus, la baisse des coûts a permis la démocratisation de l'accès à l'espace, ce qui profite notamment aux projets de nanosatellites.

En effet, les lanceurs conventionnels permettent de lancer des nanosatellites en plus de leurs charges utiles principales, en utilisant des emplacements dédiés et standardisés, qui

sont équipés de ressorts pour pouvoir éjecter les nanosatellites des emplacements une fois en orbite. La standardisation des emplacements a pour conséquence d'avoir uniformisé les géométries des nanosatellites (on parle de cubesats) qui sont très souvent en format 30 cm x 10 cm x 10 cm, dit "3U".

Cette démocratisation a ouvert la voie à un grand nombre de projets étudiants, comme EyeSat qui avait pour objectif d'étudier la lumière zodiacale, ou EntrySat qui avait pour objectif d'étudier la rentrée atmosphérique. A l'ONERA, la volonté de miniaturiser un moniteur de radiation existant a vu naître le projet Cubesat for Radiation Environment Monitoring Experiment (CREME).

Les nanosatellites utilisent des orbites basses voire très basses de manière à pouvoir respecter les lois sur le désorbitage sans propulsion embarquée, qui imposent une retombée dans l'atmosphère dans les 25 ans qui suivent le lancement.

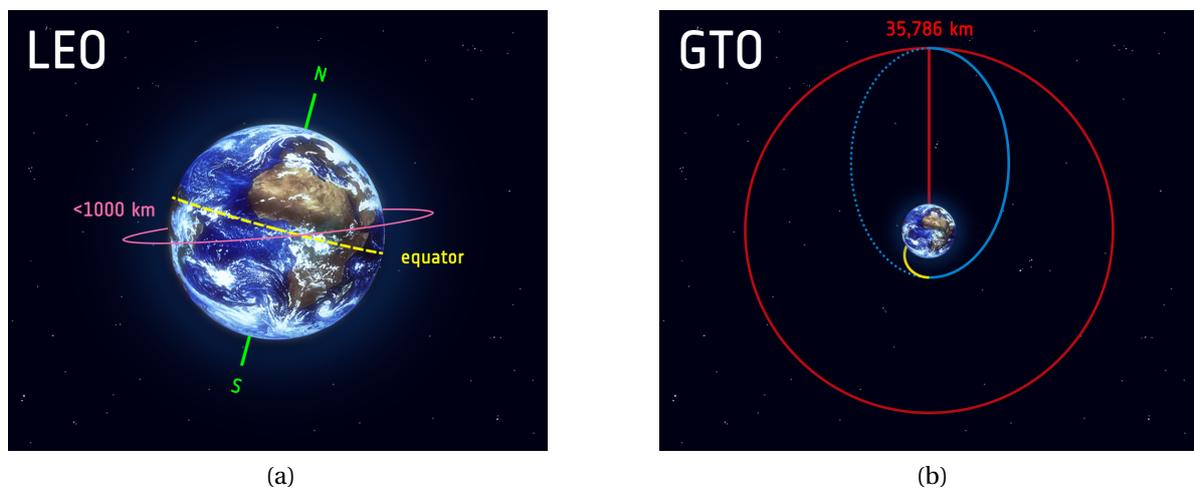


FIGURE 1.12 – A gauche, un exemple d'orbite basse terrestre inclinée en rose. A droite, une injection typique en orbite géostationnaire, avec un lancement (en jaune) qui amène le satellite sur une orbite de transfert elliptique en bleu, pour ensuite circulariser son orbite en plusieurs étapes avant de rejoindre l'orbite géostationnaire en rouge. (Crédits : ESA)

### 1.5.2 Orbite géostationnaire (GEO)

L'orbite géostationnaire ou *GEostationary Orbit* (GEO) désigne l'orbite terrestre ayant la propriété d'avoir exactement la même période de rotation que celle de la Terre, ainsi qu'une inclinaison nulle par rapport au plan équatorial. Autrement dit, les satellites en orbite géostationnaire survolent toujours le même point de la Terre.

L'orbite géostationnaire se situe à une altitude de 35 786 km, plus haut que la plupart des satellites et est une orbite privilégiée par les satellites de télécommunications ou de météorologie.

Pour placer un satellite en orbite géostationnaire depuis la Terre, un passage par une orbite dite orbite de transfert géostationnaire ou *Geostationary Transfer Orbit* (GTO) s'impose :

il s'agit d'une orbite fortement elliptique ayant un périégée qui correspond à l'altitude à laquelle le lanceur abandonne le satellite (ce qui correspond à celle d'une orbite basse), et un apogée à peu près égal à l'altitude de l'orbite géostationnaire. Cette orbite a le plus souvent une inclinaison orbitale non-nulle, ce qui dépend du lanceur utilisé.

### 1.5.3 Mise à poste en orbite géostationnaire

La phase de mise à poste consiste à faire passer l'orbite du satellite de l'orbite de transfert à l'orbite géostationnaire. On appelle cette opération la "circularisation" de l'orbite. Concrètement, le satellite augmente son apogée grâce à ses propulseurs, jusqu'à atteindre l'orbite géostationnaire. Parallèlement, le satellite peut corriger son inclinaison orbitale pour rejoindre l'orbite géostationnaire (Fig. 1.12). Avec des propulseurs chimiques, cette opération dure quelques jours, alors que les propulseurs électriques nécessitent plusieurs mois pour circulariser leur orbite, du fait de leur moindre puissance.

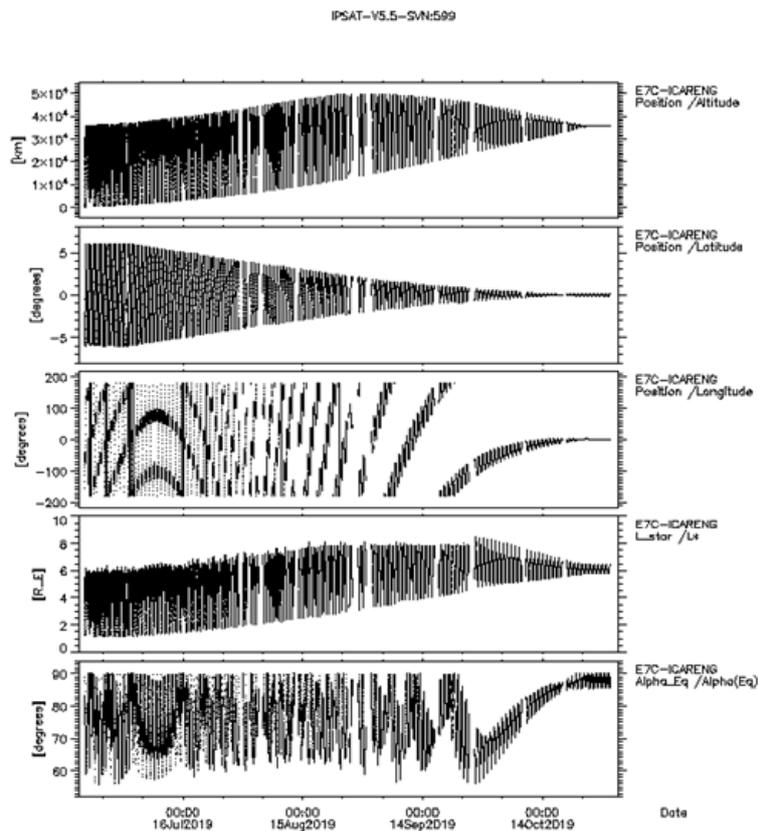


FIGURE 1.13 – Evolution de la position d'Eutelsat E7C de juin 2019 à novembre 2019. De haut en bas, on retrouve l'altitude, la latitude, la longitude, le paramètre  $L$  et la paramètre  $\alpha_{eq}$ . On observe la phase de montée et l'orbite fortement elliptique du fait des oscillations de l'altitude qui durent environ 4 mois avant de se stabiliser à une latitude nulle, une longitude de  $7^\circ$  Est et une altitude de 35 786 km. (Données Ionsing Particule in Space Analysis Tool (IPSAT) [29])

La mise à poste par propulsion électrique pour les satellites (EOR pour Electrical Orbit Raising) se trouve de plus en plus privilégiée ces dernières années car elle permet de diminuer la masse totale du satellite par rapport à une propulsion chimique, et donc diminuer les coûts de lancement.

Or, le fait de passer plusieurs mois dans une orbite fortement elliptique comme celle des orbites de transfert permet de cartographier une grande partie des ceintures de radiations terrestres sur une durée de quelques mois, ce qui est un atout considérable pour la mesure des ceintures de radiations, mais une contrainte pour l'opérateur du satellite qui doit se prémunir d'avantage des effets des radiations. Pour ces raisons, les industriels et fabricants de satellites demandent à embarquer des moniteurs de radiations leur permettant d'avoir des mesures fiables sur la dose réelle reçue par le satellite pendant son passage dans les ceintures de radiation.

La Fig. 1.13 montre l'évolution du satellite d'Eutelsat E7C dans sa phase de montée Mise à poste par propulsion électrique ou *Electric Propulsion Orbit Raising* (EOR) lors de la deuxième moitié de 2019. L'ONERA est impliqué dans cette mission du fait que le satellite embarque un moniteur de radiation (ICARE-NG<sup>2</sup>, détaillé dans le chapitre suivant).

## 1.6 Flux de particules dans les ceintures de radiation

Comme évoqué plus haut, les flux de particules dans les ceintures de radiations dépendent en grande partie de l'activité solaire. Cependant, les parties externes sont moins bien protégées par le champ magnétique, et globalement plus sujettes aux variations d'activité. A l'inverse, les ceintures internes présentent une dynamique plus stable dans le temps mais pouvant tout de même subir des changements lors de forts orages. Les constantes de temps des variations de flux dans les ceintures de radiations peuvent aller du jour jusqu'à plusieurs mois selon la manière dont les ceintures sont sollicitées par le Soleil.

Les Figs. 1.14 et 1.15 présentent les mesures de flux issus d'instruments montés à bord des satellites JASON-2, SAC-D et CRRES sous forme de cartographie appelée "L-temps" avec sur l'axe vertical l'extension radiale des ceintures de radiations et sur l'axe horizontal le temps. Elles permettent de connaître l'évolution globale de ceintures de radiations au cours du temps pour un type de particule, dans une gamme d'énergie donnée.

### 1.6.1 Environnement proton

La ceinture proton se situe à faible L, et est relativement stable au cours du temps. Cette stabilité vient du fait que les tempêtes solaires ne sont pas toujours suffisamment pénétrantes pour affecter les parties internes de la magnétosphère. La Fig. 1.14a montre les flux de protons à 120 MeV entre 2008 et 2012 sur l'instrument ICARE-NG à bord du satellite JASON-2. On remarque une très grande stabilité de cette gamme d'énergie durant cette période, due à une faible activité solaire. Cependant, en période de forte activité solaire et dans d'autres gammes d'énergies, des orages géomagnétiques peuvent provoquer l'apparition d'une deuxième ceinture proton, et ce pendant plusieurs mois.

La Fig. 1.14b présente les flux de protons à 36 MeV sur le satellite CRRES en 1991, et témoigne d'un évènement géomagnétique en mars 1991. On y voit une augmentation très temporaire des flux à haut L en mars, suivi d'un remplissage beaucoup plus durable de la zone entre 2 et 3 L, qui persiste pendant environ 6 mois, avant de revenir à son état initial.

En observant une autre gamme d'énergie sur cette même période comme en Fig. 1.14c, qui montre des flux de protons plus énergétiques à 83 MeV sur le même instrument et sur la même période, on voit que le même orage géomagnétique ne provoque pas une augmentation aussi importante des flux qu'à 36 MeV.

La stabilité de la ceinture proton est donc relative car tout de même sujette aux variations d'activité du Soleil, mais sa dynamique n'est pas homogène en énergie. Pour ces raisons, il est d'autant plus important de concevoir des instruments pouvant mesurer les flux de protons et leurs énergies incidentes associées de manière précise, pour mieux caractériser les dynamiques complexes des ceintures de radiation.

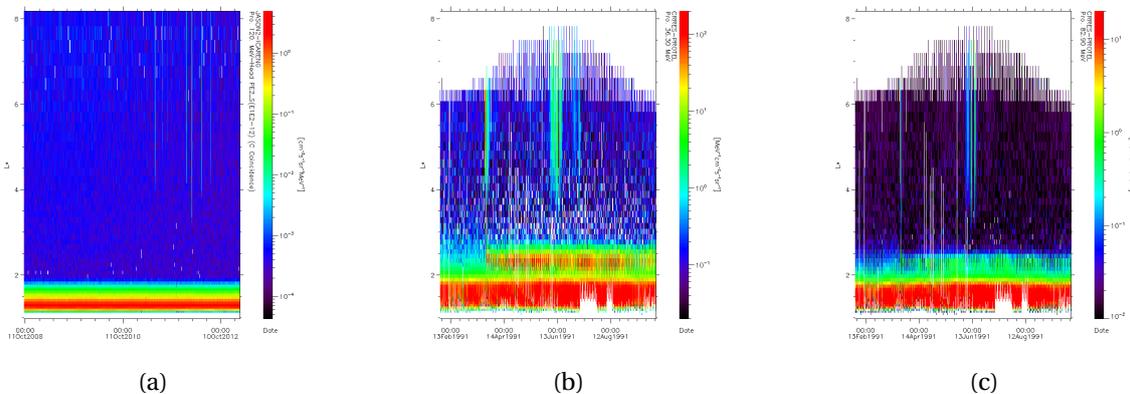


FIGURE 1.14 – A gauche, mesures de flux de protons issus de la tête C du moniteur de radiation ICARE-NG à bord du satellite JASON-2 entre octobre 2008 et novembre 2012, pour des protons de 120 MeV. Au centre et à droite des mesures de flux de proton à bord de la mission CRRES à 36 MeV et 83 MeV respectivement sur l'année 1991. (Données IPSAT [29])

### 1.6.2 Environnement électron

Les ceintures électrons ont des dynamiques très différentes de celle des protons. La Fig. 1.15 montre l'évolution des flux d'électrons > 249 keV sur la période 2010 - 2012, où l'on voit les deux ceintures électrons : interne autour de 1.5 et 2 L et externe entre 3.5 et 6 L. On constate, de la même manière que pour la ceinture interne proton, que la ceinture interne électron est relativement stable dans le temps, même si on aperçoit des variations périodiques de l'ordre de neuf jours, phénomène lié à la trajectoire de l'instrument et de ses passages répétés au sein de la SAA, appelé phénomène de revisite.

La ceinture externe électron possède quant à elle des dynamiques beaucoup plus fortes du fait de sa plus grande vulnérabilité vis à vis des éruptions solaires. Il arrive aussi que

des éruptions suffisamment fortes provoquent une augmentation de flux jusqu'à des L suffisamment bas pour alimenter la ceintures internes et peut transitoirement "relier" les deux ceintures entre elles, comme en mars et août 2012 sur la Fig. 1.15.

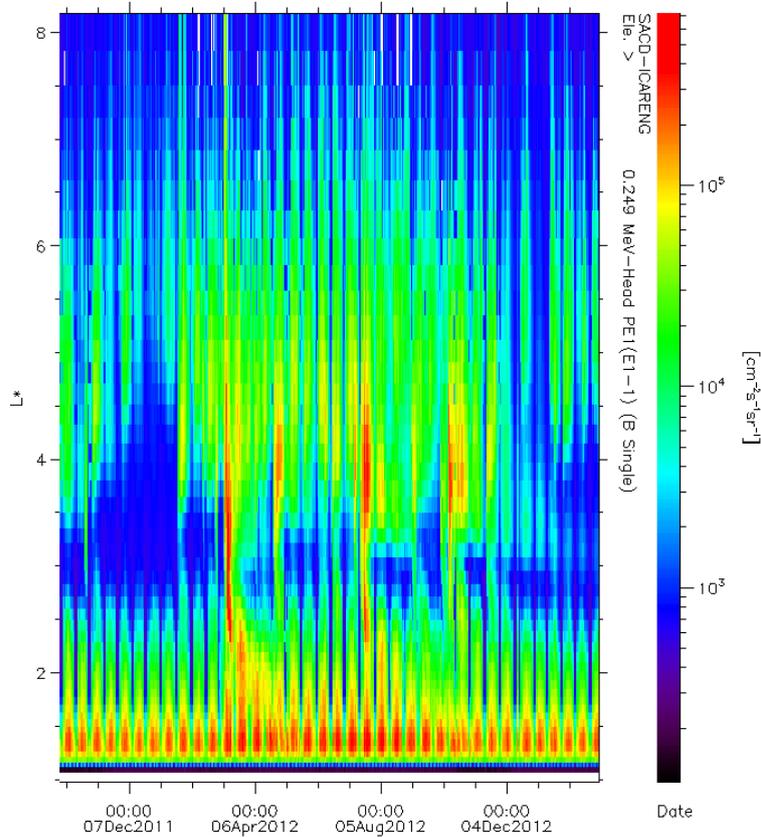


FIGURE 1.15 – Mesures de flux électrons  $> 249$  keV sur l'instrument ICARE-NG à bord de Satellite de Aplicaciones Cientificas (SAC)-D sur la période allant d'octobre 2011 à février 2012. On observe plusieurs orages qui se manifestent par une augmentation des flux dans la ceinture externe, dont certains alimentent la ceinture interne. (Données IPSAT[29])

### 1.6.3 Flux et doses en orbite

Lorsqu'on se focalise sur les contraintes satellite, il devient plus intéressant d'étudier les ceintures de radiations le long d'une orbite plutôt que sur une grille L-temps comme précédemment. On étudie ici deux types d'orbites :

- LEO polaire : orbite circulaire, à une altitude de 800 km et d'inclinaison  $98^\circ$
- GEO : orbite circulaire à une altitude de 35 784 km

L'orbite LEO étudiée ici est très inclinée, ce qui permet au satellite de traverser une grande gamme de latitudes, et est particulièrement utile d'un point de vue de la cartographie des

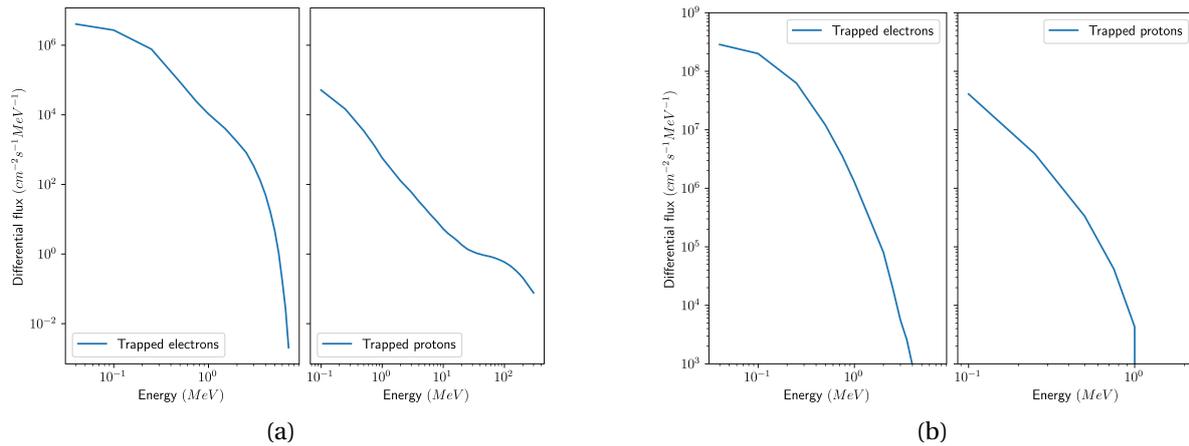


FIGURE 1.16 – A gauche, les flux différentiels ( $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{MeV}^{-1}$ ) d'électrons et de protons sur une orbite LEO 800 km,  $98^\circ$ , calculé par le logiciel Outil de Modélisation de l'Environnement Radiatif Externe (OMERE). A droite, les flux différentiels ( $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{MeV}^{-1}$ ) d'électrons et de protons en orbite GEO, à 35784 km, calculé par le logiciel OMERE, utilisant les modèles AE8MAX et AP8MIN

ceintures de radiations. Les courbes de flux différentiels (Figs. 1.16a, 1.16b) en fonction des orbites ont été calculées grâce au logiciel OMERE [30], développé par *Tests and Radiations* (TRAD) et le Centre National d'Etudes Spatiales (CNES) et qui intègre des modèles provenant entre autres de l'ONERA. Cet outil permet aussi de calculer la dose reçue sur une orbite au cours d'une mission (Figs. 1.17, 1.18a).

Les flux en orbite basse terrestre, comme ceux présentés en Fig. 1.16a, témoignent de la contribution simultanée de la ceinture proton et de la ceinture interne d'électrons, toutes deux présentes à cette altitude. On note la variabilité sur plusieurs ordres de grandeurs de ces spectres, les particules moins énergétiques sont plus abondantes de plusieurs ordres de grandeurs par rapport aux particules plus énergétiques (de l'ordre du MeV pour les électrons et de quelques dizaines de MeV pour les protons).

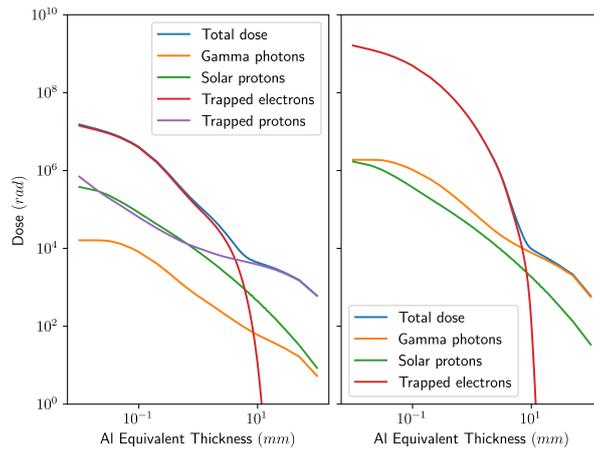


FIGURE 1.17 – Les différentes sources de dose au cours de missions LEO ( 800 km, 98° ) à gauche, et l'orbite GEO à ( 35784 km ) à droite, calculées par le logiciel OMERE, utilisant les modèles AE8MAX et AP8MIN, sur une mission durant 15 ans

Quant aux profils de dose, on peut s'intéresser à l'évolution de la dose reçue en fonction de l'épaisseur d'un blindage exprimée en mm d'aluminium équivalent.

Qu'il s'agisse de l'orbite LEO ou GEO, les électrons sont prédominants pour de faibles épaisseurs de blindages. Au delà de 10 mm de blindage, les électrons sont écrantés et la contribution du bremsstrahlung ("Gamma photons") prend le relais du fait des interactions entre les électrons de haute énergies et l'aluminium. Dans le cas d'une orbite LEO, la contribution des protons, plus pénétrants, devient prédominante à partir de 10 mm de blindage. A l'inverse, la quasi-absence de protons sur l'orbite géostationnaire (le modèle AP8 indique un flux nul au-delà de 2 MeV), fait que la contribution prédominante à la dose est le flux d'électrons et les particules qu'ils génèrent sous forme de rayons gamma. On note aussi que la dose totale à faible blindage est bien plus élevée en orbite GEO.

#### 1.6.4 Mise à poste par propulsion électrique

Un cas d'étude d'importance grandissante est celui de la dose reçue lors d'une EOR en orbite GEO, car le satellite traverse l'ensemble des ceintures de radiations sur une durée comprise entre 2 et 3 mois. Ceci a pour effet de provoquer des dégradations supplémentaires aux satellites par rapport à une mise à poste classique. La demande industrielle de quantification de ces dommages est capitale dans ce cas de figure, car ces dégradations peuvent grandement influencer sur le temps de vie du satellite.

L'orbite utilisée pour le calcul présent en Fig. 1.18a est une orbite typique d'une EOR sur une durée de 97 jours (temps nécessaire pour rejoindre l'orbite GEO).

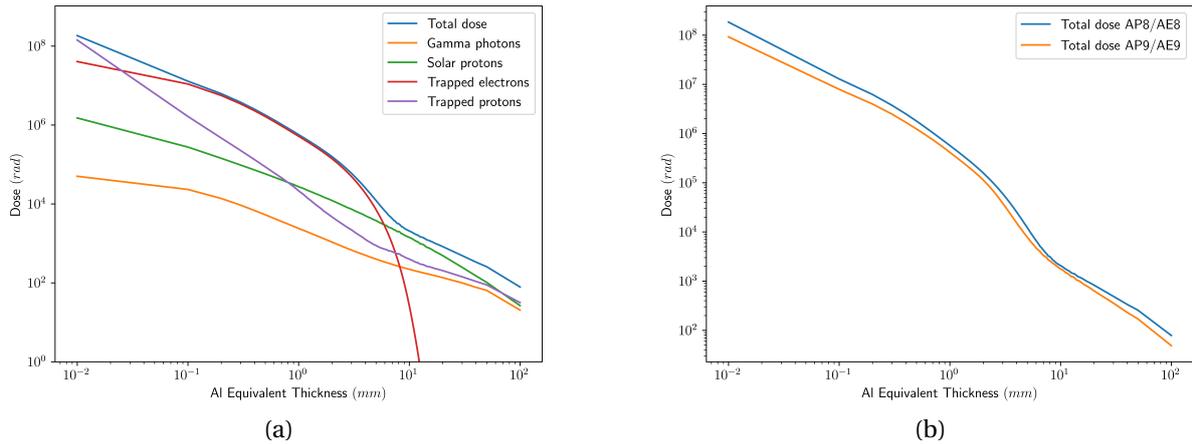


FIGURE 1.18 – A gauche, les différentes sources de dose au cours d'une mission EOR, calculée par le logiciel OMERE, utilisant les modèles AE8MAX et AP8MIN. A droite, comparaison de la dose totale reçue lors d'une montée EOR de 97 jours, entre les modèles AE8MAX/AP8MIN et AE9/AP9

## 1.7 Conclusion

Cette mise en contexte permet d'éclairer la dynamique des ceintures de radiations terrestres ainsi que de préciser certains ordres de grandeur de flux de protons et d'électrons ainsi que leurs extensions spatiales. Ces caractéristiques sont toutes deux fortement dépendantes de l'activité du Soleil, par l'intermédiaire des phénomènes de solar flares et de trous coronaux. Nous avons donné des exemples de phénomènes solaires impactant les flux de particules à certaines énergies et sur différents ordres de grandeur de temps.

La complexité de différents phénomènes physiques dans les ceintures de radiations rend très délicate leur modélisation complète, et ce alors que les constructeurs éprouvent une grande volonté de connaître l'environnement radiatif dans lesquels évoluent leurs satellites. En effet, comme nous l'avons détaillé, avec l'avènement de la propulsion électrique, les satellites sont parfois amenés à séjourner plus longtemps dans les ceintures de radiations pour rejoindre leur orbite.

Pour se prémunir au mieux des différents phénomènes décrits ici (les effets TID et DD et les SEE), les industriels s'appuient sur des expertises faites à partir de modèles numériques tels que AP/AE 8 et 9 ainsi que GREEN ou encore IGE. Ces modèles numériques s'appuient sur des mesures in-situ des ceintures de radiations, réalisées avec des moniteurs de radiations embarqués sur satellite, dont les principaux sont détaillés dans le chapitre suivant.

## Références

- [1] F. J. VINE. « Spreading of the Ocean Floor : New Evidence ». In : *Science* 154.3755 (16 déc. 1966). Publisher : American Association for the Advancement of Science, p. 1405-1415. DOI : 10.1126/science.154.3755.1405 (cf. p. 2).
- [2] P. ALKEN, E. THÉBAULT, C. D. BEGGAN et al. « International Geomagnetic Reference Field : the thirteenth generation ». In : *Earth, Planets and Space* 73.1 (11 fév. 2021), p. 49. ISSN : 1880-5981. DOI : 10.1186/s40623-020-01288-x (cf. p. 2).
- [3] W. F. MCDONOUGH. « 2.15 - Compositional Model for the Earth's Core ». In : *Treatise on Geochemistry*. Sous la dir. d'Heinrich D. HOLLAND et Karl K. TUREKIAN. Oxford : Pergamon, 1<sup>er</sup> jan. 2003, p. 547-568. ISBN : 978-0-08-043751-4. DOI : 10.1016/B0-08-043751-6/02015-6 (cf. p. 2).
- [4] Walter M. ELSASSER. « On the Origin of the Earth's Magnetic Field ». In : *Physical Review* 55.5 (1<sup>er</sup> mars 1939). Publisher : American Physical Society, p. 489-498. DOI : 10.1103/PhysRev.55.489 (cf. p. 2).
- [5] J. Sebastian PINEDA et Jackie VILLADSEN. « Coherent radio bursts from known M-dwarf planet-host YZ Ceti ». In : *Nature Astronomy* 7.5 (mai 2023). Number : 5 Publisher : Nature Publishing Group, p. 569-578. ISSN : 2397-3366. DOI : 10.1038/s41550-023-01914-0 (cf. p. 3).
- [6] Paul R. WEISSMAN. « Chapter 1 - The Solar System and Its Place in the Galaxy ». In : *Encyclopedia of the Solar System (Third Edition)*. Sous la dir. de Tilman SPOHN, Doris BREUER et Torrence V. JOHNSON. Boston : Elsevier, 1<sup>er</sup> jan. 2014, p. 3-28. ISBN : 978-0-12-415845-0. DOI : 10.1016/B978-0-12-415845-0.00001-3 (cf. p. 4).
- [7] R. B. HORNE, S. A. GLAUERT, N. P. MEREDITH et al. « Space weather impacts on satellites and forecasting the Earth's electron radiation belts with SPACECAST : RADIATION BELT FORECASTING ». In : *Space Weather* 11.4 (avr. 2013), p. 169-186. ISSN : 15427390. DOI : 10.1002/swe.20023 (cf. p. 5).
- [8] Marine RUFFENACH. « Optimisation de têtes de détection pour mesurer les protons et électrons des ceintures de radiations terrestres dans une gamme en énergie étendue ». These de doctorat. Toulouse, ISAE, 30 sept. 2020 (cf. p. 6).
- [9] E. N. PARKER. « Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields. » In : *The Astrophysical Journal* 128 (1<sup>er</sup> nov. 1958). ADS Bibcode : 1958ApJ...128..664P, p. 664. ISSN : 0004-637X. DOI : 10.1086/146579 (cf. p. 8).
- [10] Elena AMATO. « The origin of galactic cosmic rays ». In : *International Journal of Modern Physics D* 23.7 (juin 2014), p. 1430013. ISSN : 0218-2718, 1793-6594. DOI : 10.1142/S0218271814300134. arXiv : 1406.7714[astro-ph] (cf. p. 10).
- [11] PARTICLE DATA GROUP, P A ZYLA, R M BARNETT et al. « Review of Particle Physics ». In : *Progress of Theoretical and Experimental Physics* 2020.8 (14 août 2020), p. 083C01. ISSN : 2050-3911. DOI : 10.1093/ptep/ptaa104 (cf. p. 10).

- [12] T. A. FARLEY, A. D. TOMASSIAN et M. C. CHAPMAN. « Evaluation of the CRAND Source for 10- to 50-Mev trapped protons ». In : *Journal of Geophysical Research (1896-1977)* 74.19 (1969). \_eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/JA074i019p04721>, p. 4721-4730. ISSN : 2156-2202. DOI : 10.1029/JA074i019p04721 (cf. p. 10).
- [13] Centre national d'études spatiales (FRANCE), Office national d'études et de recherches aérospatiales (FRANCE) et Association RADECS (FRANCE). *Space Radiation Environment and Its Effects on Spacecraft Components and Systems : SREC 04*. Cépaduès éd., 2004. 650 p. ISBN : 978-2-85428-654-0 (cf. p. 12).
- [14] Pablo CARON. « Événements singuliers induits par les électrons dans les technologies intégrées ». These de doctorat. Toulouse, ISAE, 9 déc. 2019 (cf. p. 12).
- [15] K.J. HASS et J.W. AMBLES. « Single event transients in deep submicron CMOS ». In : *42nd Midwest Symposium on Circuits and Systems (Cat. No.99CH36356)*. 42nd Midwest Symposium on Circuits and Systems (Cat. No.99CH36356). T. 1. Août 1999, 122-125 vol. 1. DOI : 10.1109/MWSCAS.1999.867224 (cf. p. 12).
- [16] H. JAFARI, S. A. H. FEGHHI et S. BOORBOOR. « The effect of interface trapped charge on threshold voltage shift estimation for gamma irradiated MOS device ». In : *Radiation Measurements* 73 (1<sup>er</sup> fév. 2015), p. 69-77. ISSN : 1350-4487. DOI : 10.1016/j.radmeas.2014.12.008 (cf. p. 13).
- [17] Michael MOLL. « Displacement Damage in Silicon Detectors for High Energy Physics ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 65.8 (août 2018). Conference Name : IEEE Transactions on Nuclear Science, p. 1561-1582. ISSN : 1558-1578. DOI : 10.1109/TNS.2018.2819506 (cf. p. 14).
- [18] C. INGUIMBERT, T. NUNS, M. C. URSULE et al. « Modeling the Dark Current Non-Uniformity of Image Sensors With GEANT4 ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 61.6 (déc. 2014). Conference Name : IEEE Transactions on Nuclear Science, p. 3323-3330. ISSN : 1558-1578. DOI : 10.1109/TNS.2014.2364332 (cf. p. 13).
- [19] Pierre SARRAILH, Jean-Charles MATÉO-VÉLEZ, Sébastien L. G. HESS et al. « SPIS 5 : New Modeling Capabilities and Methods for Scientific Missions ». In : *IEEE Transactions on Plasma Science* 43.9 (sept. 2015). Conference Name : IEEE Transactions on Plasma Science, p. 2789-2798. ISSN : 1939-9375. DOI : 10.1109/TPS.2015.2445384 (cf. p. 13).
- [20] Quentin PEYSSON, Mohamed BELHAJ, Pierre SARRAILH et al. « New 3D simulation tool for multipactor in presence of dielectrics ». In : *MULCOPIM 2022*. 1<sup>er</sup> oct. 2022 (cf. p. 13).
- [21] S BOURDARIE, D BOSCHER, T BEUTIER et al. « Physical modeling of radiation belt response to geomagnetic storm : 2. On a 10 hour–10 day time scale ». In : *Advances in Space Research*. The Subauroral Ionosphere, Plasmasphere, Ring Current and Inner Magnetosphere System 20.3 (1<sup>er</sup> jan. 1997), p. 381-384. ISSN : 0273-1177. DOI : 10.1016/S0273-1177(97)00696-0 (cf. p. 14).

- [22] S. BOURDARIE, D. BOSCHER, M. BLANC et al. « A physical 4D radiation belt model including a time dependent magnetic field ». In : *Advances in Space Research* 25.12 (1<sup>er</sup> jan. 2000), p. 2303-2306. ISSN : 0273-1177. DOI : 10.1016/S0273-1177(99)00512-8 (cf. p. 14).
- [23] D.M. SAWYER et J.I. VETTE. « AP-8 trapped proton environment for solar maximum and solar minimum ». In : *National Space Science Data Center (NSSDC), World Data Center A for Rockets and Satellites (WDC - A -R&S)* (1976). National Space Science Data Center (NSSDC), World Data Center A for Rockets and Satellites (WDC - A -R&S), National Aeronautics and Space Administration, Goddard Space Flight Center (cf. p. 14).
- [24] J. VETTE. « The AE-8 trapped electron model environment ». In : *National Space Science Data Center (NSSDC), World Data Center A for Rockets and Satellites (WDC - A - R&S), National Aeronautics and Space Administration, Goddard Space Flight Center* (1<sup>er</sup> nov. 1991). National Space Science Data Center (NSSDC), World Data Center A for Rockets and Satellites (WDC - A -R&S), National Aeronautics and Space Administration, Goddard Space Flight Center (cf. p. 14).
- [25] W ARMSTRONG et B L COLBOM. « Evaluation of Trapped Radiation Model Uncertainties for Spacecraft Design ». In : *Science Applications International Corporation (SAIC), NASA* (fév. 2000) (cf. p. 15).
- [26] G. P. GINET, T. P. O'BRIEN, S. L. HUSTON et al. « AE9, AP9 and SPM : New Models for Specifying the Trapped Energetic Particle and Space Plasma Environment ». In : *Space Science Reviews* 179.1 (1<sup>er</sup> nov. 2013), p. 579-615. ISSN : 1572-9672. DOI : 10.1007/s11214-013-9964-y (cf. p. 15).
- [27] S. BOURDARIE, C. INGUIMBERT, D. STANDAROVSKI et al. « Benchmarking Ionizing Space Environment Models ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 64.8 (août 2017). Conference Name : IEEE Transactions on Nuclear Science, p. 2023-2030. ISSN : 1558-1578. DOI : 10.1109/TNS.2017.2654687 (cf. p. 15).
- [28] Angélica SICARD, Daniel BOSCHER, Sebastien BOURDARIE et al. « GREEN : the new Global Radiation Earth ENvironment model (beta version) ». In : *Annales Geophysicae* 36 (2018), p. 953-967. DOI : 10.5194/angeo-36-953-2018 (cf. p. 15).
- [29] S. BOURDARIE, A. SICARD-PIET, D. BOSCHER et al. « IPSAT : Ionizing particle in space analysis tool ». In : *Acta Astronautica. Touching Humanity - Space for Improving Quality of Life. Selected Proceedings of the 58th International Astronautical Federation Congress, Hyderabad, India, 24-28 September 2007* 63.1 (1<sup>er</sup> juill. 2008), p. 471-474. ISSN : 0094-5765. DOI : 10.1016/j.actaastro.2007.12.033 (cf. p. 17, 19, 20).
- [30] OMERE - Logiciel dédié à l'environnement spatial développé par TRAD. TRAD. URL : <https://www.trad.fr/spatial/logiciel-omere/> (visité le 30/06/2023) (cf. p. 21).

# 2

## Fonctionnement des moniteurs de radiations existants

Ce chapitre propose de décrire les phénomènes physiques à l'oeuvre dans la mesure de particules par les moniteurs de radiation, qui sont dans un premier temps le comportement électrique des détecteurs à semi-conducteur et dans un second temps les interactions entre les rayonnements (ici des protons et des électrons en particulier) et la matière du détecteur. Ensuite, on donne des exemples d'architectures de moniteurs de radiation existants dans la littérature, et on précise les techniques classiques et novatrices permettant d'extraire le plus d'informations possible du moniteur.

### Sommaire

2.1	Introduction . . . . .	28
2.2	Principes de base de la physique des semi-conducteurs . . . . .	29
2.2.1	Propriétés des semi-conducteurs . . . . .	29
2.2.2	Le cas de la jonction p-n . . . . .	30
2.2.3	Le lien avec la détection de particules dans les détecteurs en semi-conducteur . . . . .	33
2.3	Aspects théoriques des interactions rayonnement-matière . . . . .	34
2.3.1	Notion de section efficace . . . . .	34
2.3.2	Notions de pouvoir d'arrêt et de transfert linéique d'énergie . . . . .	36
2.3.3	Interactions électromagnétiques des protons et des ions lourds avec la matière . . . . .	38
2.3.4	Interactions électromagnétiques des électrons avec la matière . . . . .	39
2.3.5	Le régime MIP (Minimum Ionizing Particle) . . . . .	41
2.4	Simulation numérique des interactions rayonnement-matière . . . . .	41
2.4.1	Les outils SRIM et TRIM . . . . .	41
2.4.2	Approche Monte-Carlo et le code GEometry ANd Tracking (GEANT4) . . . . .	42
2.5	Chaînes d'acquisition et moniteurs de radiations existants . . . . .	43
2.5.1	Amplificateurs de charge et mesures en énergie déposée . . . . .	44
2.5.2	Tour d'horizon des moniteurs de radiations existants . . . . .	46
2.5.2.1	Relativistic Proton Spectrometer (RPS) des RBSP . . . . .	47

2.5.2.2	Magnetic Electron Ion Spectrometer (MagEIS) des RBSP . . .	48
2.5.2.3	ICARE / ICARE-NG / ICARE-NG <sup>2</sup> . . . . .	49
2.5.2.4	Alpha Magnetic Spectrometer (AMS) . . . . .	51
2.5.2.5	Le nanosatellite CREME 3U . . . . .	53
2.6	Techniques de discrimination avancées . . . . .	53
2.6.1	Techniques $\Delta E/E$ . . . . .	53
2.6.2	Amplificateurs de courant . . . . .	54
2.6.3	Pulse Shape Discrimination (PSD) . . . . .	55
2.7	Conclusion . . . . .	57
	Références . . . . .	58

## 2.1 Introduction

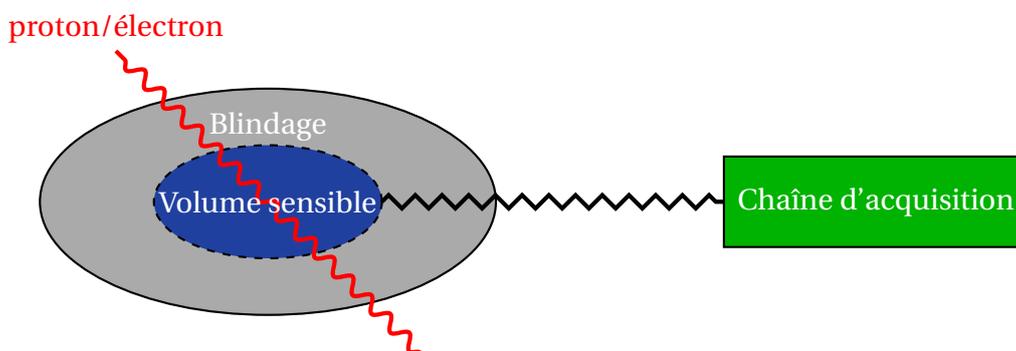


FIGURE 2.1 – Schéma de principe d'un moniteur de radiations, contenant un volume sensible aux particules de l'environnement, ainsi qu'un blindage qui l'entoure. Le volume sensible est relié à une chaîne d'acquisition permettant de traiter les informations qui en proviennent.

Dans sa description la plus basique, un moniteur de radiations est constitué de trois sous-ensembles clefs, que sont le volume sensible, le blindage (la géométrie du moniteur et celle du satellite qui l'embarque), et la chaîne d'acquisition, tous représentés Fig. 2.1. La compréhension du fonctionnement d'un moniteur de radiations en profondeur passe alors par l'étude des propriétés physiques du volume sensible : ici nous nous concentrons sur le cas des détecteurs à semi-conducteurs (plus précisément le silicium), les plus largement répandus.

Ensuite il est nécessaire de comprendre comment les particules que l'on souhaite mesurer interagissent dans la matière, de manière à pouvoir dimensionner le blindage, qui permet de modifier la sensibilité du moniteur dans son ensemble.

Enfin, les aspects concernant l'électronique d'acquisition sont utiles pour comprendre les limites actuelles et les contraintes qui sont imposées aux moniteurs de radiations dans le milieu spatial.

## 2.2 Principes de base de la physique des semi-conducteurs

Les détecteurs à base de semi-conducteurs se répandent de plus en plus dans le milieu de la spectroscopie, que cela soit pour le domaine nucléaire ou médical, du fait de son faible encombrement et sa haute résolution en énergie comparé aux alternatives comme les chambres d'ionisation. Le principe de fonctionnement des détecteurs en semi-conducteurs repose sur la collection des charges créées par l'ionisation du milieu sensible par la particule incidente. Un champ électrique permet ensuite de les faire dériver et de les détecter par une électronique de lecture.

Cependant, ce type de détecteur possède un coût important du fait de leur difficulté de fabrication qui nécessite des industries spécialisées peu répandues. Ces détecteurs sont aussi sensibles aux phénomènes de dose qui peut influencer sur le niveau de courant de fuite et altérer la précision du détecteur.

### 2.2.1 Propriétés des semi-conducteurs

Les semi-conducteurs sont caractérisés par leurs faibles "band gap" ( $E_g$ ), qui est l'énergie minimale nécessaire pour faire passer un électron de la bande de valence à la bande de conduction. Typiquement, un isolant possède une band gap  $E_g > 5$  eV, alors que les conducteurs ont une superposition entre les bandes de valence et de conduction. Les semi-conducteurs se placent alors entre ces deux catégories avec des band-gap de l'ordre de 1 eV (Fig. 2.2). Certains semi-conducteurs comme le Germanium nécessitent d'être refroidis à 77 K pour fonctionner, du fait de leur faible gap en énergie (0.67 eV), alors que le silicium possède un gap de 1.1 eV à température ambiante ([1]).

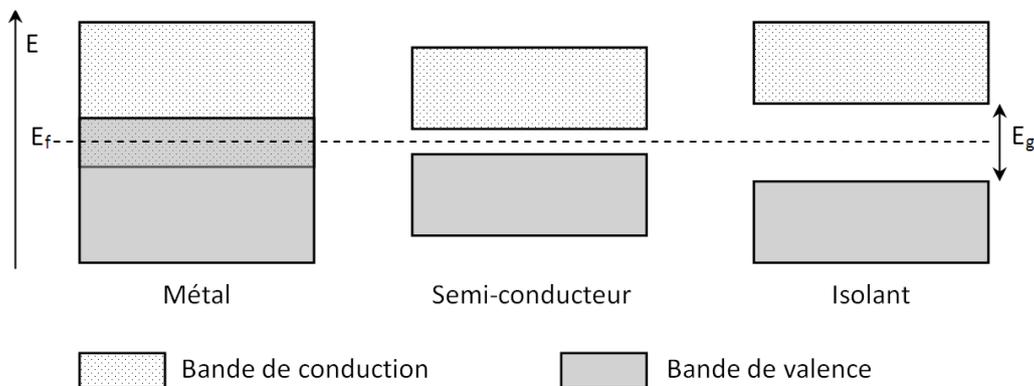


FIGURE 2.2 – Diagrammes en bande des métaux, semi-conducteurs et isolants, la différence d'énergie entre les deux bandes est l'énergie du gap  $E_g$  qui dicte la capacité du matériau à être conducteur. (Source : [2])

En pratique, on n'utilise pas les semi-conducteurs purs (semi-conducteurs intrinsèques) mais les semi-conducteurs dits "dopés" par l'injection d'impuretés (semi-conducteurs extrinsèques). Il existe deux manières de doper le silicium avec des impuretés : le dopage n

et le dopage p. Le dopage n consiste à implanter des atomes pentavalents dans le réseau cristallin du silicium. Puisque le silicium possède quatre électrons de valence, l'ajout d'un atome avec cinq électrons de valence rajoute une charge négative nette au réseau, d'où le dopage n (on parle aussi d'injections de sites donneurs). A l'inverse le dopage p consiste à injecter des impuretés trivalentes, créant ainsi des sites accepteurs. En pratique on utilise le phosphore pour créer des semi-conducteurs n et le bore pour les semi-conducteurs p.

En créant un semi-conducteur dopé n ou p, on privilégie un type de porteur de charge : soit les électrons soit les trous. Les électrons se déplacent dans le milieu par la bande de conduction, alors que les trous se déplacent dans la bande de valence. L'intérêt d'avoir un semi-conducteur dopé est, en général, l'augmentation de sa conductivité électrique.

### 2.2.2 Le cas de la jonction p-n

Une jonction p-n consiste à rapprocher un semi-conducteur dopé p d'un semi-conducteur dopé n. En pratique, on utilise un semi-conducteur dopé n et l'on implante par diffusion [3] des sites accepteurs par diffusion à une extrémité. A l'interface entre les deux zones, il y a diffusion des porteurs majoritaires vers la zone où ils sont minoritaires, laissant derrière eux des atomes donneurs chargés positivement d'un côté, et de l'autre des atomes accepteurs chargés négativement. Il y a alors création d'une zone chargée au niveau de l'interface appelée Zone de charge d'espace (ZCE) ou zone de déplétion.

La Fig. 2.3 montre la densité de charges  $\rho$ , le potentiel électrostatique  $\phi$  ainsi que le champ électrique  $E$  dans une jonction p-n abrupte. La présence des charges entre  $x_p$  et  $x_n$  (la ZCE) crée un champ électrique qui s'oppose à la diffusion des charges et s'équilibre à un potentiel  $V_D$  appelé tension de diffusion. Les niveaux de densités de charges dans la zone de déplétion sont égales à  $-qN_D$  à gauche de l'interface où  $N_D$  est la densité de sites donneurs, et  $qN_A$  à droite de l'interface où  $N_A$  est la densité de sites accepteurs.

Dans cette configuration, où il n'y a aucune charge nette dans le matériau, on a :

$$x_p N_D = x_n N_A \quad (2.1)$$

En intégrant par morceaux la densité de charge entre  $x_p$  et  $x_n$  et en stipulant les conditions aux limites (Eq. 2.3) on résout l'équation de Poisson (Eq. 2.2) :

$$\frac{d^2 \phi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon} \quad (2.2)$$

$$E(x_p) = E(x_n) = 0 \quad (2.3)$$

Le champ  $E$  se calcule donc par intégration de la densité de charge et le potentiel électrostatique se déduit aussi par intégration, en notant  $\phi_n$  et  $-\phi_p$  les valeurs du potentiel électrostatique aux points  $x_n$  et  $x_p$  respectivement :

$$E(x) = -\frac{d\phi}{dx} = \begin{cases} \frac{-qN_A}{\epsilon}(x + x_p) & x \in [-x_p, 0[ \\ \frac{qN_D}{\epsilon}(x - x_n) & x \in [0, x_n] \end{cases} \quad (2.4)$$

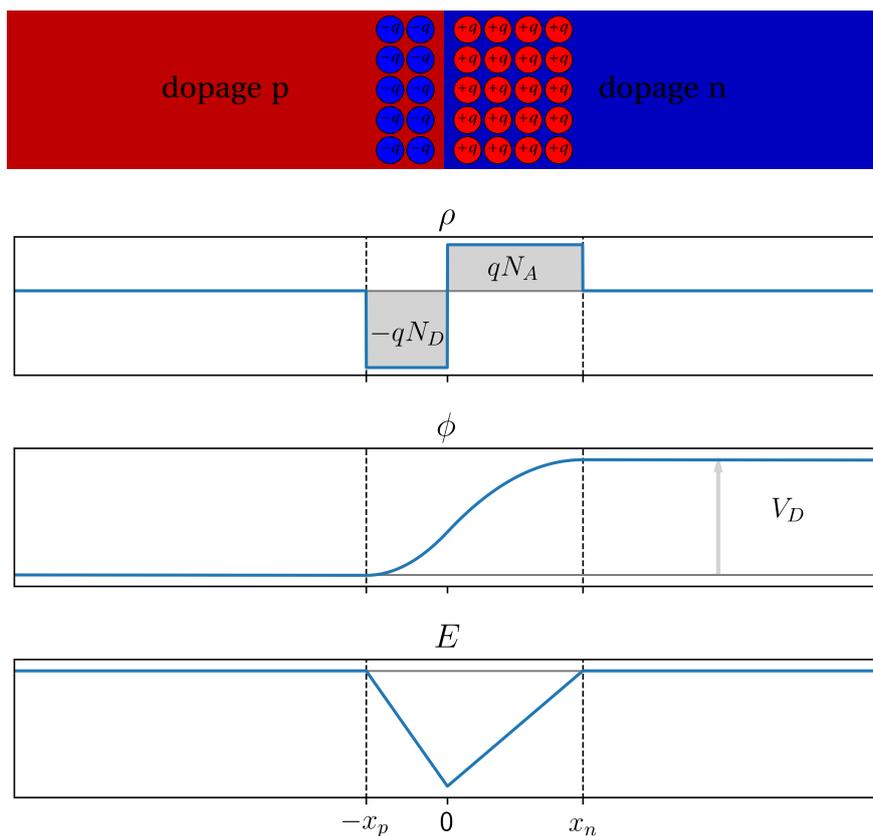


FIGURE 2.3 – Allures des densités de charge  $\rho$ , du potentiel électrostatique  $\phi$  et du champ électrique  $E$  dans le cas simple d'une jonction p-n abrupte

$$\phi(x) = \begin{cases} \phi_p + \frac{qN_A}{2\epsilon}(x + x_p)^2 & x \in [-x_p, 0[ \\ \phi_n - \frac{qN_D}{2\epsilon}(x - x_n)^2 & x \in [0, x_n] \end{cases} \quad (2.5)$$

Il est possible de calculer la valeur du potentiel intrinsèque  $V_D$  présent en l'absence de potentiel appliqué à partir des niveaux de Fermi des semi-conducteurs n et p avant qu'ils ne soient joints  $E_{fn}$  et  $E_{fp}$  :

$$qV_D = E_{fn} - E_{fp} \quad (2.6)$$

$$E_{fn} = E_{fi} + k_b T \ln\left(\frac{N_D}{n_i}\right), \quad E_{fp} = E_{fi} - k_b T \ln\left(\frac{N_A}{n_i}\right) \quad (2.7)$$

$$V_D = \phi_n - \phi_p = \frac{k_b T}{q} \ln\left(\frac{N_D N_A}{n_i^2}\right) \quad (2.8)$$

Dans le silicium, la tension intrinsèque vaut entre 0.3 V et 0.6 V à  $T = 300$  K. A partir de l'expression de la tension intrinsèque en (2.8) et la conservation de la charge en (2.1) et

l'expression de  $\phi(0)$  on obtient pour l'épaisseur de la zone de déplétion  $W = x_n + x_p$  :

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon V_D}{q} \left( \frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right)} \quad (2.9)$$

La jonction p-n agit comme une diode, laissant passer le courant dans le sens qui fait diminuer la taille de la zone de déplétion et le bloquant dans le sens inverse, augmentant l'épaisseur de cette zone.

En effet, à partir des équations de la jonction p-n non polarisée, on peut aisément l'étendre au cas d'une tension appliquée à la jonction. En appliquant une tension  $V_A$  dans le même sens que la tension intrinsèque  $V_D$ , (ce qui revient à appliquer une tension positive du côté p de la Fig. 2.3) on obtient une valeur de potentiel en  $-x_p$  qui vaut à présent  $\phi_n - V_A$ . Ainsi on obtient pour  $W$  :

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon(V_D + V_A)}{q} \left( \frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right)} \quad (2.10)$$

On voit ici l'intérêt des jonction p-n comme détecteurs de radiation ionisantes, car la zone de déplétion agit comme le volume sensible du détecteur, dans lequel les paires électrons/trous créées par ionisation peuvent être collectées par le champ électrique appliqué.

La tension au delà de laquelle la zone de déplétion occupe toute l'épaisseur de la diode  $L$  est appelée tension de déplétion complète  $V_{fd}$ . Pour un détecteur dit de type n, on a  $N_A \gg N_D$  on obtient alors pour  $V_{fd}$  :

$$V_{fd} = \frac{L^2 q N_D}{2\varepsilon} - V_D \quad (2.11)$$

En pratique les détecteurs en silicium utilisés dans l'industrie sont de type n, ce qui signifie que le substrat est dopé n et une fine couche de quelques dizaines de nanomètres est dopée p, on parle alors de détecteurs  $p^+n$ . Les épaisseurs totales des détecteurs peuvent aller de 10  $\mu\text{m}$  à plusieurs mm, et les niveaux de dopage du substrat  $N_D$  sont compris généralement entre  $10^{11} \text{ cm}^{-3}$  et  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ .

Expérimentalement, il apparaît important de connaître le plus précisément possible les caractéristiques des détecteurs utilisés, notamment le niveau de dopage  $N_D$ , souvent non communiqué par les constructeurs. Ces derniers indiquent la tension "minimale" de fonctionnement du détecteur, sur laquelle une marge est souvent appliquée pour être au-delà de la tension de déplétion complète, qui elle permettrait de déterminer  $N_D$ .

Un des enjeux de la bonne connaissance des caractéristiques des détecteurs est de pouvoir simuler le comportement fréquentiel du détecteur et son effet filtrant sur le signal. Pour ce faire, des calculs de capacités sont nécessaires. Lorsque la tension appliquée  $V_A \geq V_{fd}$ , on peut approximer les détecteurs à des plaques parallèles, et la capacité équivalente s'écrit alors :

$$C = \varepsilon \frac{S}{L} \quad (2.12)$$

où  $S$  est la surface du détecteur et  $L$  sa longueur.

Une mesure expérimentale de la capacitance en fonction de la tension appliquée montre une décroissance de la capacité jusqu'à obtenir un plateau au delà de  $V_{fd}$ , ce qui permet de déterminer la tension de déplétion complète.

La compréhension du fonctionnement d'un détecteur à semi-conducteur à l'équilibre comme présenté ici permet par la suite d'envisager l'injection de porteurs libres et de leur collection par le détecteur. Ces porteurs libres sont issus des interactions sub-atomiques décrites plus loin dans cette partie. Dans la sous-partie suivante, on s'attarde sur la manière dont ces porteurs libres sont collectés, ainsi qu'à l'électronique nécessaire.

### 2.2.3 Le lien avec la détection de particules dans les détecteurs en semi-conducteur

La détection de particules sub-atomiques dans les semi-conducteurs repose sur les propriétés des semi-conducteurs (notamment ceux de la jonction p-n décrite en chapitre 2.2). La zone de charge d'espace présente dans le détecteur permet de créer un volume sensible aussi large que l'épaisseur du détecteur, à condition de polariser la jonction en inverse suffisamment. Sous l'effet du champ électrique permettant de créer cette région sensible, les charges créées par la particule incidente dérivent dans le milieu, du fait de leur charge, et sont ensuite collectées par les électrodes.

Les particules ionisantes déposent une quantité de paires électrons-trous proportionnelle à l'énergie déposée. Dans le silicium, l'énergie moyenne nécessaire pour créer une paire électron-trou est d'environ trois fois la hauteur du gap, donc 3.6 eV ([4]). Une chaîne d'acquisition permet ensuite de récupérer le courant induit par le mouvement des charges dans le volume sensible. L'intégrale de ce courant est alors égale à la charge totale déposée (et donc l'énergie totale déposée) par la particule. Cependant, la connaissance de l'énergie incidente ne peut pas être déterminée par cette seule méthode, mais des méthodes statistiques permettent de les estimer [5], [6].

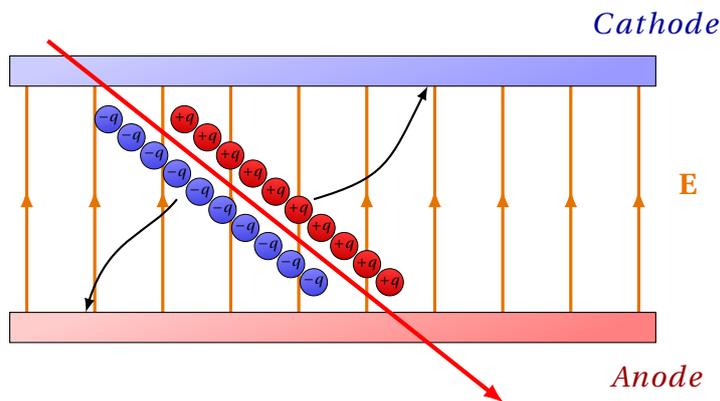


FIGURE 2.4 – Schéma de la collection de charges dans un détecteur à semi-conducteur au passage d'une particule ionisante (en rouge). La particule dépose de l'énergie sous forme de paires électrons-trous dans le milieu, qui dérivent ensuite vers les extrémités du détecteur du fait du champ électrique  $E$  appliqué.

En effet, la détermination de l'énergie incidente de la particule nécessiterait une relation bijective entre les valeurs d'énergie déposée et les valeurs d'énergie incidente. Or, plusieurs obstacles rendent difficiles voire impossible cette mise en relation.

Premièrement, les particules peuvent impacter le détecteur sous différents angles, ce qui modifie la distance totale parcourue dans le détecteur, et donc l'énergie déposée s'en trouve modifié aussi. Deuxièmement, dans l'espace nous avons affaire à des particules de nature différentes : notamment des protons et des électrons, on parle alors d'environnement mixte. Or, ces deux particules ont des gammes d'énergies dans lesquelles leurs énergies déposées peuvent être égales. Enfin, pour un même type de particule, il existe un régime à haute énergie incidente appelé régime MIP pour Minimum Ionizing Particle (détaillé ci-après), au delà duquel seules des différences minimales existent entre les particules. Cette uniformisation du comportement des particules empêche la détermination précise de leur énergie incidente.

Ayant décrit la manière dont les charges créées dans le volume sensible du détecteur sont évacuées, collectées et mesurées par les chaînes d'acquisition, on peut à présent se pencher sur la création des charges dans le volume sensible, ainsi que les lois qui gouvernent la quantité et l'emplacement des dépôts ainsi que les principaux paramètres qui entrent en jeu.

## 2.3 Aspects théoriques des interactions rayonnement-matière

Les interactions des particules sub-atomiques avec la matière sont fondamentales pour concevoir comment les protons, les électrons et les particules  $\alpha$  peuvent engendrer des réponses différentes dans des détecteurs. En effet, les différences de masses entre ces particules, ainsi que leurs énergies (pouvant varier sur plusieurs ordres de grandeur dans les ceintures de radiation) ont une grande influence sur les interactions en jeu dans la matière traversée.

### 2.3.1 Notion de section efficace

La notion de section efficace permet de quantifier la probabilité qu'une certaine interaction ait lieu lors du passage de particules dans un matériau.

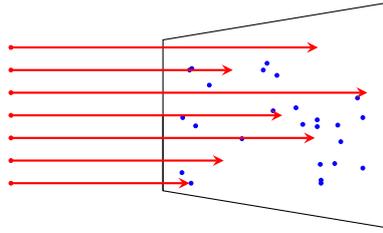


FIGURE 2.5 – Illustration du concept de la section efficace macroscopique, les flèches rouges représentent le flux de particules incidentes, les cercles bleus sont les cibles du matériau considéré.

D'abord la section efficace dite géométrique se définit par la probabilité  $P$  qu'une particule incidente interagissent avec une des particules du matériau cible (Fig. 2.5). Dans le cas simple où on assimile les particules à des sphères solides on a alors, avec  $n_c$  la densité des cibles dans le matériau et  $R_i$  et  $R_c$  les rayons des particules incidentes et cibles respectivement et  $\Delta x$  l'épaisseur de matériau traversé :

$$P = \pi(R_i + R_c)^2 n_c \Delta x \quad (2.13)$$

Nous pouvons alors extraire une grandeur homogène à une surface  $\sigma_g$  qu'on appelle section efficace géométrique :

$$\sigma_g = \pi(R_i + R_c)^2 \quad (2.14)$$

Ce cas simple permet d'illustrer le concept de la section efficace, et permet ensuite d'introduire la notion de section efficace macroscopique  $d\Sigma$  pour tous les types d'interaction qui peuvent avoir lieu (électromagnétique, nucléaire, radiatif) :

$$d\Sigma = \frac{dn}{\Phi} \quad (2.15)$$

où  $dn$  est le nombre d'interactions ayant eu lieu et  $\Phi$  la fluence des particules incidentes, on voit que  $d\Sigma$  est bien homogène à une surface.

A l'échelle microscopique on peut définir la section efficace en utilisant le nombre de cibles (ou "centre diffuseurs")  $N$ .

$$d\sigma = \frac{dn}{N\Phi} \quad (2.16)$$

avec

$$N = \eta S dx \quad (2.17)$$

On peut alors revenir à une expression de la probabilité d'interaction comme pour la section efficace géométrique de l'Eq. 2.13 :

$$dP = d\sigma \eta dx \quad (2.18)$$

Les sections efficaces sont homogènes à des surfaces, et par commodité, elles sont généralement exprimées en barn, avec 1 barn =  $10^{-24}$  cm<sup>2</sup>.

### 2.3.2 Notions de pouvoir d'arrêt et de transfert linéique d'énergie

Les notions de pouvoir d'arrêt et de transfert linéique d'énergie sont, au même titre que les sections efficaces, des briques fondamentales de la compréhension des interactions entre les particules qui nous intéressent et la matière. En effet, ces deux notions permettent de rendre compte de la quantité d'énergie perdue par la particule, ainsi que l'énergie cédée au milieu.

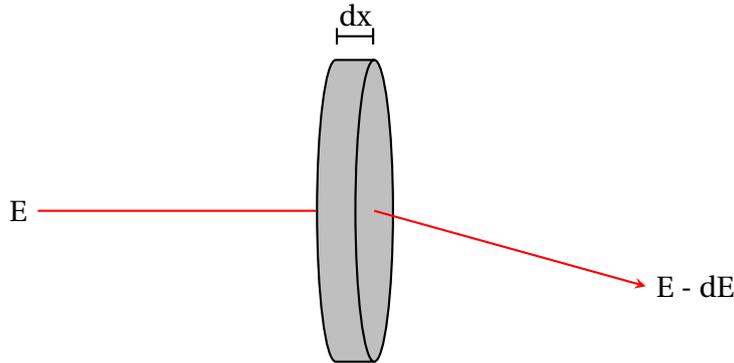


FIGURE 2.6 – Schéma de l'interaction d'une particule au niveau infinitésimal : une particule d'énergie  $E$  traverse une épaisseur  $dx$  de matériau et interagit dans ce milieu, ce faisant la particule perd la quantité  $dE$  d'énergie

On définit le pouvoir d'arrêt d'un matériau (illustré Fig. 2.6) comme étant la quantité d'énergie par unité de longueur perdue par la particule qui traverse le milieu, et rend compte de la capacité du matériau à "faire perdre" de l'énergie aux particules qui le traversent. L'unité du pouvoir d'arrêt est le  $\text{MeV}\mu\text{m}^{-1}$  mais il est souvent normalisé par la densité du matériau considéré faisant de son unité le  $\text{MeVcm}^2\text{mg}^{-1}$ . Le pouvoir d'arrêt est souvent appelé  $S$ , et prend la forme suivante :

$$S = -\frac{dE}{dx} \quad (2.19)$$

Quant au Transfert Linéique d'Énergie ou *Linear Energy Transfer* (TLE), il est défini comme la quantité d'énergie par unité de longueur absorbée par le matériau au passage d'une particule, et est donc différent du pouvoir d'arrêt. En effet, dans certains cas, l'énergie cédée par la particule incidente n'est pas transmise au milieu mais s'en échappe.

Il est important de noter que le TLE et le pouvoir d'arrêt dépendent à la fois de la masse de la particule incidente, de son énergie, ainsi que du type de matériau que la particule traverse, et ces dépendances seront détaillées dans les sous-parties suivantes.

Attardons-nous maintenant sur les contributions des différents phénomènes au pouvoir d'arrêt. Il en existe trois types :

- le pouvoir d'arrêt électronique correspondant aux interactions de la particule incidente avec les électrons atomiques du milieu,
- le pouvoir d'arrêt nucléaire, correspondant aux interactions de la particule incidente avec les noyaux des atomes du milieu,

— le pouvoir d'arrêt radiatif correspondant à des libérations d'énergie sous forme de photons (bremsstrahlung).

$$S = -\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{électronique}} - \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{nucléaire}} - \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{radiatif}} \quad (2.20)$$

Les pouvoirs d'arrêt électronique, qui sont ceux de prime intérêt dans ce manuscrit, pilotent à la fois le TLE et la dose ionisante totale (mentionnés en chapitre 1). Notons également les pouvoirs d'arrêt nucléaire qui pilotent, quant à eux, la dose de déplacement DD (également évoquée en chapitre 1) mais n'auront qu'un rôle mineur sur la suite de ce manuscrit.

Ainsi, le TLE est composé uniquement de la composante électronique du pouvoir d'arrêt, qui transfère de l'énergie aux électrons du milieu, les plaçant dans des niveaux d'énergie plus élevés qu'auparavant (excitation électronique), ou bien même en les expulsant complètement de leur atome (ionisation), ce qui crée des particules secondaires qui perdent à leur tour de l'énergie dans la matière et peuvent ioniser ou exciter d'autres atomes.

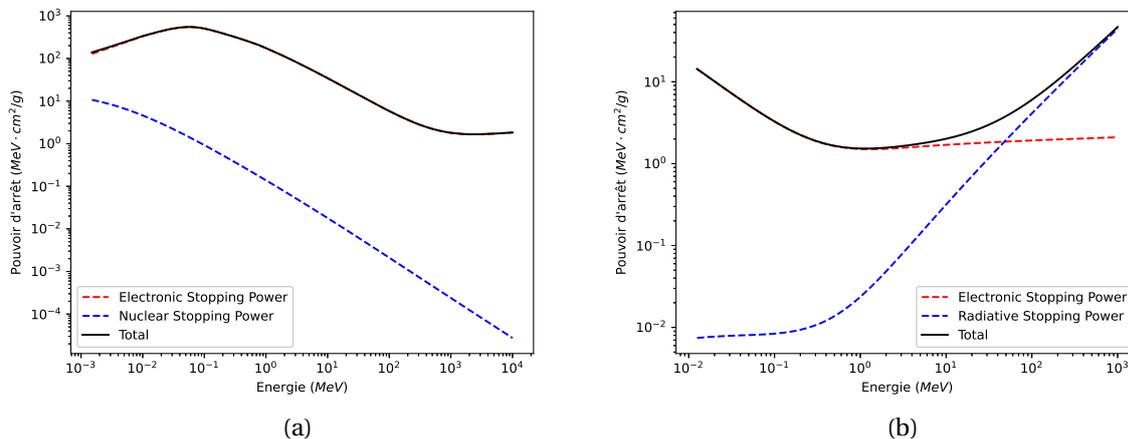


FIGURE 2.7 – Les pouvoirs d'arrêts des protons (a) et des électrons (b) dans le silicium. On observe un minimum à hauteur de  $2 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  pour ces deux types de particules correspondant au régime Minimum Ionizing Particle (MIP). (Source : National Institute of Standards and Technology (NIST) [7])

Les interactions prédominantes dans les gammes d'énergies des ceintures de radiations terrestres (100 keV à 300 MeV pour les protons, et 40 keV à 7 MeV pour les électrons) sont les interactions d'origine électromagnétiques, (Fig. 2.7). Dans la suite on se focalise sur cette composante du pouvoir d'arrêt pour les protons, ions lourds et électrons. On traite les électrons séparément car leur comportement diffère grandement des protons et des ions lourds du fait de leur moindre masse.

Avec ces notions de TLE et de section efficace, on peut maintenant aborder la description des interactions que subissent les différentes particules dans la matière.

### 2.3.3 Interactions électromagnétiques des protons et des ions lourds avec la matière

Dans les gammes d'énergie que nous regardons, les protons et les ions plus lourds interagissent principalement par des processus électromagnétiques (par interactions de Coulomb). En outre, ils ont la particularité d'avoir des masses très supérieures à celle de l'électron. Les études datant du début du XX<sup>ème</sup> siècle de N. Bohr [8], [9], H. Bethe [10] et F. Bloch [11] ont donné lieu à une formulation de la perte d'énergie d'une particule dite "lourde" dans la matière par unité de longueur [12] :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi n z^2 e^4}{m_e v^2} \left\{ \ln \left( \frac{2m_e v^2 W_m}{I(1-\beta^2)} \right) - 2\beta - \delta - U \right\} \quad (2.21)$$

où

- $m_e$  est la masse de l'électron,
- $n$  la densité d'électrons du matériau cible,
- $z$  le nombre de charge de la particule incidente,
- $e$  la charge élémentaire,
- $I$  est l'énergie d'excitation moyenne des atomes du matériau,
- $\beta$  correspond au rapport de la vitesse de la particule  $v$  par la vitesse de la lumière  $c$ ,
- le terme  $W_m$  correspond à l'énergie maximale transférable à l'électron de la cible.

Le terme correctif  $\delta$  permet de prendre en compte le fait que la particule incidente polarise les atomes du matériau le long de sa trajectoire ce qui diminue la perte d'énergie. Ce facteur augmente avec l'énergie de la particule incidente et la densité de la cible. Le terme correctif  $U$  est lié au fait que les électrons situés sur les couches les plus internes du nuage électronique ne participent pas à la perte d'énergie pour de faibles énergies incidentes.

En prenant une expression approximée de l'énergie maximale transférable  $W_m$  dans le cas où les particules incidentes ont des masses très supérieures à celles de l'électron ( $m \gg m_e$ ) :

$$W_m = 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 \quad (2.22)$$

et en négligeant les termes correctifs aux énergies non relativistes on obtient :

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi e^4 \frac{\rho N Z}{A} \frac{z^2 m}{E_k m_e} \ln \left( \frac{2m_e v^2 \gamma^2}{I} \right) \quad (2.23)$$

où  $\rho$ ,  $N$ ,  $Z$ ,  $A$  sont respectivement la densité du matériau, le nombre d'Avogadro, le numéro atomique, et le nombre de masse. On peut mettre en évidence le fait que la quantité  $\frac{dE}{dx}$  augmente lorsque l'énergie (et donc la vitesse) de la particule diminue. La particule atteint un maximum avant de s'arrêter totalement dans le matériau, zone que l'on appelle le pic de Bragg.

A partir de cette forme simplifiée, nous pouvons aussi calculer la profondeur de pénétration d'une particule dans un matériau à une énergie donnée (appelé "range"). En assimilant le range à la longueur du parcours de la particule dans la matière (ce qui est possible étant donné le caractère très rectiligne des particules lourdes), on peut exprimer le range moyen  $R$  d'une particule de charge  $ze$ , de masse  $m$  et d'énergie incidente  $E_i$  :

$$R = \int_0^{E_i} \left( \frac{-dE}{dx} \right)^{-1} dE \quad (2.24)$$

on obtient une forme pour  $R$  :

$$R = \frac{m}{z^2} f(v_i) \quad (2.25)$$

on voit alors que, connaissant le range  $R_x$  d'une particule  $x$  de masse  $m_x$  et de nombre de charge  $z_x$ , on peut déduire le range d'une particule  $y$  de masse  $m_y$  et de nombre de charge  $z_y$  en utilisant la relation entre leurs énergies cinétiques :

$$E_{k,y} = \frac{m_y}{m_x} E_{k,x} \quad (2.26)$$

ce qui donne avec l'équation (2.25) :

$$R_y = \frac{m_y z_x}{m_x z_y} R_x \quad (2.27)$$

Il est bon de noter qu'au fur et à mesure de leur ralentissement dans la matière, les ions lourds ont des probabilités plus élevées d'être déviés de leurs trajectoires. Le range calculé ici correspond à un range maximal qui ne prend pas en compte les éventuelles déviations de trajectoires, ce qui réduirait le range projeté de la particule.

Les particules  $\alpha$  ainsi que les protons sont couramment utilisés pour calibrer et tester les moniteurs de radiations au sol. Les particules  $\alpha$  sont issues principalement de sources radioactives telles que l'Américium ( $^{241}\text{Am}$ ) et ont des énergies autour de 5 MeV, ce qui donne dans l'air des ranges d'environ 4 cm et 30  $\mu\text{m}$  dans le silicium (Fig. 2.8). Les protons peuvent avoir des énergies plus variées car issus d'accélérateurs. Du fait de leur moindre masse, les protons ont des ranges plus élevés que les particules  $\alpha$  à énergie égale.

Les interactions nucléaires des protons et des ions avec les noyaux cibles sont statistiquement beaucoup plus rares que les interactions de nature électromagnétiques.

### 2.3.4 Interactions électromagnétiques des électrons avec la matière

Les électrons interagissent (de la même manière que les protons et les ions lourds) principalement électromagnétiquement dans la matière, mais peuvent aussi perdre de l'énergie par pertes radiatives (bremsstrahlung) au-delà d'une certaine énergie cinétique, ce qui est visible sur la Fig. 2.7b, où l'on observe une augmentation de la contribution radiative au delà de plusieurs MeV. Cependant, les collisions des électrons impliquent surtout le nuage électronique des atomes de la cible, et dans une mesure bien moindre et à plus haute énergie, le noyau.

A la différence des ions lourds, les pertes par collisions des électrons avec le nuage électronique de la cible engendrent des déviations de trajectoires bien plus importantes du fait de la masse de l'électron par rapport aux ions lourds. La formulation du pouvoir d'arrêt pour les électrons suit une logique similaire à celle des ions lourds (Eq. 2.21), en prenant en compte le fait que la masse de la particule incidente influe sur l'énergie maximale transférable :

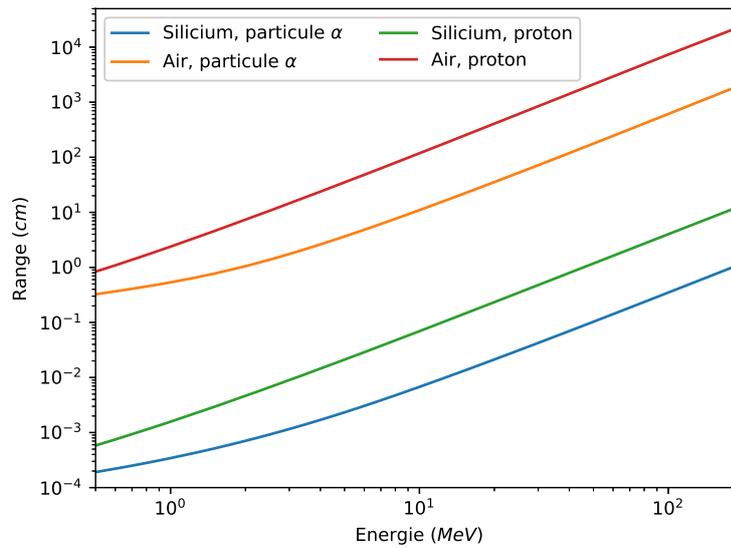


FIGURE 2.8 – Profondeur de pénétration (range) pour les particules  $\alpha$  et les protons dans l'air et dans le silicium. On constate qu'à énergie et matériau égal, les protons pénètrent plus la matière que les particules  $\alpha$  du fait de leur moindre masse, mais aussi que l'air est moins bon que le silicium pour freiner les particules, du fait de sa moindre densité. (Source : NIST [7])

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi n e^4}{m_e v^2} \left\{ \ln \left( \frac{2m_e v^2 W_m}{I(1-\beta^2)} \right) - 2\beta \right\} \quad (2.28)$$

On pourrait penser qu'une formulation de la perte d'énergie par unité de longueur puisse permettre de calculer une profondeur de pénétration comme pour les ions lourds, or, les électrons ont tendance à être déviés beaucoup plus fortement du fait de leur faible masse, ce qui induit des déviations de trajectoires qui rendent impossible un calcul de "range" comme pour les ions lourds. Empiriquement, il existe des relations qui déterminent la profondeur de pénétration pratique ( $R_p$ ), (qui correspond à une moyenne) des électrons en fonction de leur énergie incidente [13] pour des électrons dont l'énergie est située entre 10 keV et 3 MeV :

$$R_p = 412E^s, s = 1.235 - 0.0954 \ln(E) \quad (2.29)$$

et entre 3 MeV et 20 MeV :

$$R_p = 527E - 112 \quad (2.30)$$

où  $E$  est en MeV et  $R_p$  est en  $\text{mg cm}^{-2}$

En plus de subir des pertes d'énergies et des déviations angulaires par le nuage électronique de la cible, les électrons peuvent être déviés par les noyaux de la cible. Ce phénomène se formalise par la diffusion de Rutherford [14], [15] développé en 1911 par Rutherford

lui-même conjointement à son modèle de l'atome que l'on connaît aujourd'hui (un noyau quasi-ponctuel contenant toutes les charges positives et des électrons qui l'orbitent) et qui permettait d'expliquer les résultats d'expériences d'irradiation d'une feuille d'or par des particules  $\alpha$ . Ce phénomène influence grandement les trajectoires des particules légères comme les électrons et il est donc crucial de le prendre en compte.

La formule donnée par Rutherford est la section efficace différentielle fonction de l'angle, qui donne la probabilité pour la particule incidente d'être éjectée dans l'angle solide  $d\Omega$ , qui correspond aux angles entre  $\theta$  et  $\theta + d\theta$  :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left[ \frac{zZe^2}{(4ME_k)/(m+M)} \right]^2 \left[ \frac{1}{4\sin^2(\theta/2)} \right]^2 \quad (2.31)$$

### 2.3.5 Le régime MIP (Minimum Ionizing Particle)

Le régime MIP désigne une plage d'énergie dans laquelle les différentes particules déposent une quantité d'énergie par unité de longueur proche du minimum. Ce minimum est globalement indépendant de la cible et du type de particule mis en jeu. La valeur du pouvoir d'arrêt dans ce régime est d'environ  $2 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  [16]. Pour les protons, ce régime débute autour de 200 MeV et pour les électrons autour de 2 MeV. La conséquence d'un tel régime est que ces deux types de particules auront des comportements très similaires voire identiques dans les détecteurs ce qui empêche leur différenciation.

En conclusion, les mécanismes que nous décrivons ici sont ceux nécessaires à la bonne compréhension du fonctionnement des détecteurs à diode : les particules incidentes interagissent de manière électromagnétique dans le milieu, créant ainsi des paires d'électron/trou libres dans le milieu, qui sont ensuite collectées par les électrodes du détecteur.

## 2.4 Simulation numérique des interactions rayonnement-matière

Une étape cruciale pour simuler le comportement d'un détecteur à diode est de connaître les positions des dépôts d'énergie occasionnés par les particules incidentes, dont les mécanismes sont décrits dans la sous-partie précédente. Ces phénomènes se prêtent extrêmement bien à des simulations stochastiques en utilisant des variables aléatoires (GEANT4 et TRIM) mais l'étude du comportement moyen à l'aide de données connues et tabulées est aussi possible.

Il existe donc plusieurs outils très utilisés dans la littérature qui permettent de prendre en compte la forte variabilité des phénomènes mis en jeu, et ces simulations permettront d'initialiser les simulations du comportement électrique des détecteurs à diode.

### 2.4.1 Les outils SRIM et TRIM

L'outil Stopping Range of Ions in Matter (SRIM) [7] est un logiciel libre et "clef en main" permettant de connaître les pouvoirs d'arrêts de nombreux matériaux, ainsi que les ranges

des ions lourds grâce à des données tabulées utilisant la formule de Bethe-Bloc ([10],[11]). Il est particulièrement utile pour connaître rapidement les profondeurs de pénétration des ions dans les détecteurs en silicium. Le logiciel permet aussi de prendre en compte plusieurs couches de matériaux différents. Transport and Range of Ions in Matter (TRIM) permet d'aller plus loin que SRIM dans la mesure où il implémente une approche probabiliste de type Monte-Carlo dans des cas simples.

### 2.4.2 Approche Monte-Carlo et le code GEometry ANd Tracking (GEANT4)

L'approche Monte-Carlo permet de traiter des classes de problèmes qui ont une nature statistique, en utilisant des tirages aléatoires. Les interactions sub-atomiques sont soumises à des lois de probabilités rendant impossible un traitement classique pour leur simulation. Les interactions d'une particule incidente avec le milieu cible peut être vu comme une succession évènements indépendants, conduisant potentiellement à des pertes en énergie, des déviations de trajectoire, une absorption ou encore des émissions de particules secondaires.

Lors de la conception d'un moniteur de radiations, pour déterminer sa sensibilité aux radiations de l'espace, il est nécessaire de simuler un grand nombre de particules venant (a priori) de toutes les directions de l'espace. Ainsi, on peut déterminer dans quelle mesure une particule ayant une énergie donnée est susceptible de déposer une certaine quantité d'énergie dans le volume sensible, après interactions avec le reste du moniteur (le blindage par exemple) ou du satellite.

Le code GEometry ANd Tracking 4 (GEANT4) [17] est un framework codé en C++ permettant de simuler le passage des particules sub-atomiques dans la matière. L'outil met donc à disposition une multitude de modèles relatifs aux comportements des particules sub-atomiques valables dans différentes gammes d'énergie. Cet outil est en libre d'accès, développé par le Centre Européen pour la Recherche Nucléaire (CERN) depuis 1998.

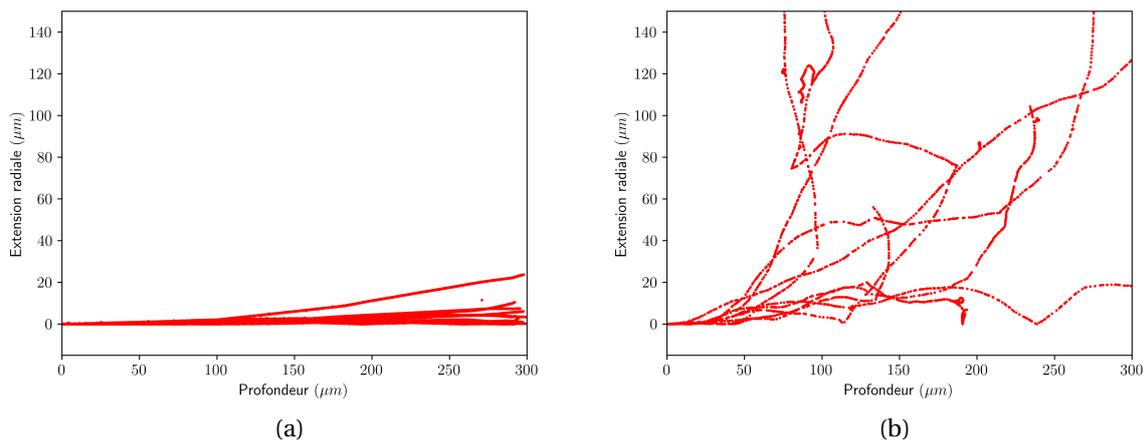


FIGURE 2.9 – Emplacements des dépôts d'énergies ionisants de protons 6 MeV (à gauche) et électrons de 500 keV (à droite) dans 300 μm de silicium, tirés en incidence normale. Résultats de simulations de l'outil GEANT4.

Bien qu'il implémente une multitude de modèles, il est nécessaire de coder soi-même sa propre application GEANT4. En premier lieu, GEANT4 nécessite la définition d'une géométrie s'inscrivant dans un espace appelé "World" dans lequel on peut spécifier la forme et la matière constituant notre géométrie. On définit ensuite le type d'irradiation à laquelle la géométrie est soumise (nature, énergie, position dans l'espace, orientation). Il est ensuite possible de définir les processus physiques que l'on souhaite prendre en compte, selon les types d'interactions qui entrent en jeu (processus électromagnétiques, hadroniques, nucléaires).

Le cœur de GEANT4 initialise alors un évènement ("event") qui consiste à "tirer" une particule et à la transporter par étapes ("steps") à travers le milieu. A chaque step, tous les processus physiques activés proposent une longueur de step en fonction du libre parcours moyen associé, moment auquel le code effectue un tirage aléatoire en biaisant la probabilité de chaque processus par l'inverse du libre parcours moyen proposé.

A ce stade on vérifie que la particule en question n'est pas arrêtée, auquel cas le step prend fin. Ensuite, l'ensemble des processus discrets sont effectués en calculant la probabilité de chacune des différents types d'interactions. Les éventuelles particules secondaires qui en résultent sont enregistrées pour être traitées plus tard dans la simulation. A la fin de cette étape l'énergie cinétique de la particule est mise à jour. Un "event" prend fin lorsque toutes les particules (dont la particule primaire) ont été soit arrêtées soit sont sorties du volume "World".

Enfin, l'approche Monte-Carlo est la plus répandue pour la simulation de particules subatomiques dans la matière, et sera l'approche la plus souvent utilisée pour la suite, puisque cette approche permet de faire des simulations particule par particule plutôt que d'étudier le cas moyen tel que SRIM.

## 2.5 Chaînes d'acquisition et moniteurs de radiations existants

Les valeurs de charge que l'on cherche à mesurer ici sont de l'ordre de  $10^{-15}$  C à  $10^{-13}$  C selon les particules, ce qui nécessite une chaîne d'acquisition permettant d'amplifier le signal.

En effet, on peut s'attarder sur le calcul au premier ordre de la charge déposée par les particules qui nous intéressent. Pour cela nous pouvons par exemple choisir un proton de haute énergie (300 MeV) et calculer la valeur du pouvoir d'arrêt électronique dans le silicium, on obtient alors :  $0.664 \text{ keV}\mu\text{m}^{-1}$ . En supposant que notre détecteur soit épais de  $300 \mu\text{m}$ , on obtient une énergie ionisante déposée de 199 keV. Pour convertir cette valeur en charge, on utilise l'énergie moyenne nécessaire à la création d'une paire électron/trou détaillée précédemment à la sous-partie 2.2.3 qui est de 3.6 eV dans le silicium. En multipliant ensuite par la charge fondamentale on obtient une valeur en coulomb, ici pour notre proton de 300 MeV dans  $300 \mu\text{m}$  :  $8.85 \cdot 10^{-15}$  C. A l'inverse un proton moins énergétique, de 6 MeV par exemple, déposerait toute son énergie dans  $300 \mu\text{m}$  de silicium, et le même calcul que précédemment aboutit à une charge de :  $2.67 \cdot 10^{-13}$  C.

Les chaînes d'acquisition peuvent être classées en deux catégories : les chaînes d'acquisition à constante de temps longues, et les chaînes rapides. Les chaînes d'acquisition lentes sont les plus répandues aujourd'hui, surtout dans le domaine spatial. En effet, elles sont plus simples à mettre en oeuvre, sont moins soumises au bruit électronique, et nécessitent moins de puissance que leurs contre parties rapides, qui elles nécessitent des amplificateurs gourmands en énergie, et une numérisation permettant de suivre les évolutions rapides de leurs sorties.

En revanche, dans les expériences de physique fondamentale, notamment dans les collisionneurs, les chaînes d'acquisition rapides sont parfois privilégiées. Au sol, il existe des expérimentations dans le domaine du nucléaire notamment, où l'on privilégie les chaînes d'acquisition rapides, dont un aperçu des performances est donné en chapitre 2.6.

### 2.5.1 Amplificateurs de charge et mesures en énergie déposée

Le choix contraint des chaînes d'acquisition lentes pour les moniteurs de radiations implique que leurs mesures ne renseignent que sur l'énergie déposée par la particule incidente. En effet, les chaînes d'acquisition qualifiées pour le spatial utilisent des amplificateurs de charge, qui intègrent le pic de courant généré par la particule. Cette valeur de charge est ensuite traitée par un Multi Channel Analyzer (MCA) qui permet d'enregistrer (sous forme d'histogramme) la charge dans des canaux correspondant à différentes gammes de charge. Sur une période de temps donnée, on obtient ainsi un histogramme en énergie déposée par toutes les particules ayant impactées le détecteur, appelées comptages.

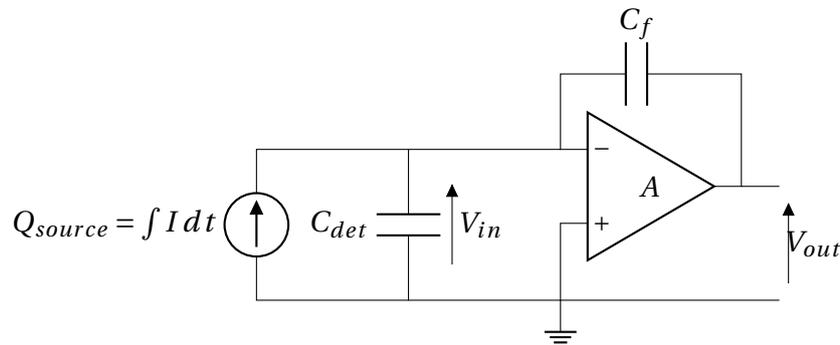


FIGURE 2.10 – Schéma simplifié d'un amplificateur de charge constitué d'un amplificateur opérationnel en configuration intégrateur inverseur. Le détecteur est modélisé par une source de courant délivrant un courant  $I$  et une capacité intrinsèque  $C_{det}$ .

Un amplificateur de charge typique (Fig. 2.10) peut se modéliser en première approximation par un amplificateur inverseur muni d'une capacité  $C_f$  sur la borne négative. En faisant l'hypothèse d'un amplificateur opérationnel parfait (résistance d'entrée infinie) et d'un gain  $A \gg 1$ , on peut calculer la sensibilité de ce montage, défini comme le rapport entre la tension de sortie  $V_{out}$  et la charge en entrée  $Q_{in}$ . En exprimant la tension  $V_c$  aux bornes de la capacité  $C_f$  et en utilisant l'amplification du signal par l'amplificateur opérationnel,

on a :

$$V_f = V_{in} - V_{out} = (A + 1)V_{in} \quad (2.32)$$

$Q_{in}$  étant la charge vue par l'entrée du montage amplificateur, il correspond à :

$$Q_{in} = C_f V_f = C_f (A + 1)V_{in} \quad (2.33)$$

On peut aussi exprimer la capacité  $C_{in}$  correspondant à la capacité d'entrée du montage amplificateur vu du détecteur.

$$C_{in} = \frac{Q_{in}}{V_{in}} = C_f (A + 1) \quad (2.34)$$

et la sensibilité à la charge s'exprime alors :

$$\frac{V_{out}}{Q_{in}} = -\frac{AV_{in}}{C_f(A+1)V_{in}} = -\frac{A}{C_f(A+1)} \approx -\frac{1}{C_f} \quad (2.35)$$

Or, la valeur de  $Q_{in}$  que reçoit la capacité  $C_f$  n'est pas exactement égale à la charge  $Q_{source}$  créée dans la zone de déplétion du détecteur, une partie reste en effet sur la capacité intrinsèque  $C_{det}$  du détecteur, qu'on nomme  $Q_{det}$ . La part de la charge totale réellement mesurée à la sortie du montage s'exprime comme le rapport entre  $Q_{in}$  et  $Q_{source}$  :

$$\frac{Q_{in}}{Q_{source}} = \frac{Q_{in}}{Q_{in} + Q_{det}} = \frac{1}{1 + \frac{Q_{det}}{Q_{in}}} = \frac{1}{1 + \frac{C_{det}}{C_{in}}} \quad (2.36)$$

On s'aperçoit alors que pour des valeurs de  $A$  de l'ordre de  $10^3$  et une capacité  $C_f$  de l'ordre du pF, on obtient des valeurs de  $C_{in}$  autour du nF. Cette valeur est très supérieure aux valeurs de capacités des détecteurs classiques, qui se situent entre 10 pF et 100 pF. Ainsi, la part de la charge réellement mesurée est très proche de 1.

En considérant que la charge déposée est entièrement collectée par le détecteur, on peut estimer la tension en sortie de ce montage pour une particule  $\alpha$  de 5 MeV qui dépose toute son énergie dans le détecteur. Une telle particule dépose une charge  $Q_{source} = 2.2 \cdot 10^{-13}$  C. En multipliant par la sensibilité à la charge (Eq. 2.35), et en prenant  $C_f = 1$  pF, on trouve une tension de sortie  $V_{out}$  égale à 300 mV.

Il est bon de noter qu'en pratique, un amplificateur de charge possède une fonctionnalité devant lui permettre de remettre la charge à zéro au fur et à mesure des comptages des particules. Idéalement, l'amplificateur doit se remettre à zéro dès qu'une particule est détectée, de manière à éviter un phénomène d'empilement qui mènerait à la saturation du montage.

Pour ce faire, une résistance  $R_f$  est placée en parallèle de la capacité  $C_f$ , ce qui permet de décharger progressivement la capacité au cours du temps. Les valeurs typiques de ces résistances sont de l'ordre de  $\sim 100$  M $\Omega$ , et le temps caractéristique de décharge  $\tau$  se calcule alors comme le produit de  $C_f$  et  $R_f$  soit  $\approx 100$   $\mu$ s. Le temps caractéristique de décharge s'avère être un paramètre important lorsque l'on a de forts flux dans les ceintures de radiations, qui peuvent atteindre  $10^6$  particules par seconde.

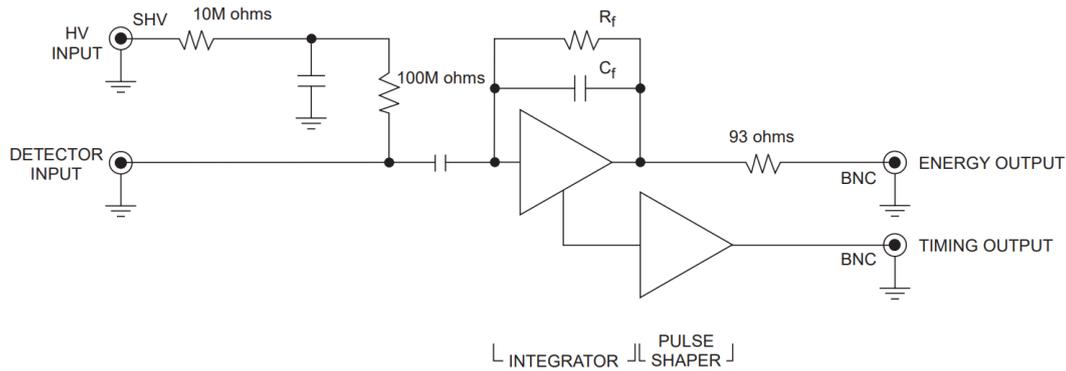


FIGURE 2.11 – Schéma électronique de l'amplificateur Canberra 2003 BT, constitué d'un étage amplificateur ( $C_f$  et  $R_f$ ) et d'un pulse shaper permettant de conditionner le signal. Un circuit en amont de l'amplificateur permet de polariser la diode de manière à atteindre une déplétion complète, sans perturber la mesure de courant, par l'intermédiaire d'un circuit de découplage (HV input). (Source : Canberra)

L'amplificateur de charge avec lequel l'ONERA effectue les calibrations usuelles des moniteurs de radiations est le *Canberra 2003 BT*, qui promet un taux de comptage élevé de  $2 \cdot 10^6 \text{ MeVs}^{-1}$ , avec une sensibilité en charge de  $0.45 \text{ VpC}^{-1}$ .

Les amplificateurs de charge du commerce possèdent en général un étage supplémentaire à la sortie de l'étage principal, appelé pulse shaper (Fig. 2.11). Cet étage permet surtout d'adapter la forme du signal à la mesure de la grandeur qui nous intéresse, mais permet aussi de raccourcir la durée totale des pics de courant créés par l'étage d'amplification, et donc d'augmenter la taux de comptage maximal.

Depuis le lancement des sondes Explorer [18] et des sondes Sputnik à la fin des années 50, les mesures in-situ des ceintures de radiations ont joué un rôle crucial dans notre compréhension de cet environnement.

## 2.5.2 Tour d'horizon des moniteurs de radiations existants

Nous allons ici nous intéresser à certains des instruments ayant servi à caractériser l'environnement radiatif, en commençant par les instruments Magnetic Electron Ion Spectrometer (MagEIS) [19] et Relativistic Proton Spectrometer (RPS) [20] embarqués sur les satellites jumeaux Radiation Belt Storm Probes (RBSP) lancés en 2012 sur des orbites très elliptiques afin de cartographier au mieux toutes les strates des ceintures de radiation.

Ensuite nous nous concentrerons sur l'instrument Influence sur les Composants Avancés des Radiations de l'Espace (ICARE) et ses déclinaisons au fil des années : ICARE-NG et ICARE-NG<sup>2</sup> ([21], [22], [23] et [24]). Cet instrument est développé par l'ONERA le CNES et Etudes et Réalisations Electroniques et Micro-Systèmes (EREMS) depuis les années 1990 et à aussi vocation à s'intégrer en tant que "passager" sur des missions commerciales.

Les technologies que l'on regarde en détail ici sont principalement les détecteurs à semi-conducteurs, car elles sont les plus répandues pour l'études des particules dans les gammes d'énergie qui nous intéressent. Cependant, il existe d'autres types de détecteurs, que l'on

peut qualifier d'annexe dans notre cadre mais qui permettent par exemple de réduire l'angle de vue d'un détecteur en fonctionnant comme un blindage actif en anti-coïncidence [25], [26].

### 2.5.2.1 Relativistic Proton Spectrometer (RPS) des RBSP

L'instrument RPS est développé par la NASA et a été embarqué à bord de la mission RBSP dédiée à la mesure des ceintures de radiations. La mission est constituée de deux satellites jumeaux lancés en 2012. Il a été conçu pour effectuer des mesures de flux différentiels de protons entre 60 MeV et 2 GeV grâce à un empilement de 12 détecteurs Solid State Detector (SSD) en silicium d'épaisseurs 1000  $\mu\text{m}$  polarisés à 170 V. Il est aussi muni d'un détecteur à lumière de Cerenkov en fin d'empilement, qui permet de capturer les protons de très hautes énergies.

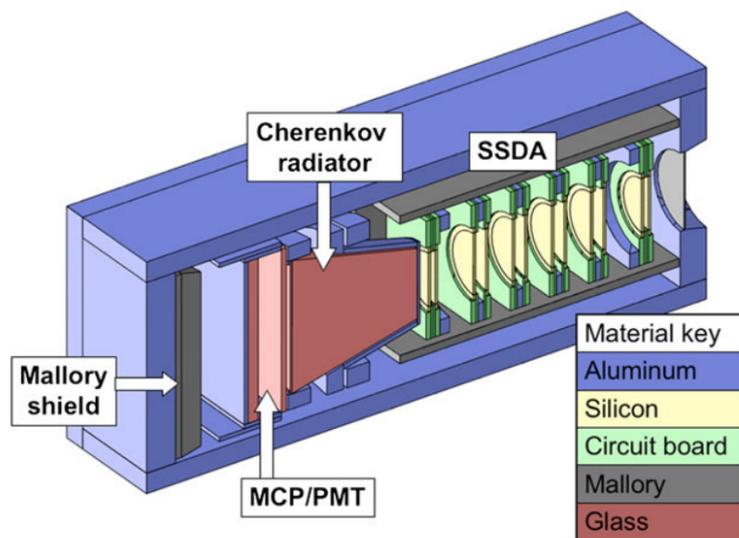


FIGURE 2.12 – Coupe du détecteur RPS avec les 12 diodes du Solid State Detector Array (SSDA) ainsi que le détecteur Cerenkov et le photomultiplicateur associé (Microchannel plate photomultiplier tube (MCP-PMT)) permettant la détection de la lumière Cerenkov. En gris foncé un blindage en alliage de tungstène "Mallory" est utilisé pour diminuer la contamination (Source : [20])

L'empilement de détecteurs SSD fonctionne en coïncidence avec l'ensemble des 12 diodes, cependant l'énergie déposée est échantillonnée individuellement dans seulement huit d'entre elles. Les quatre restantes (deux à chaque extrémité de l'empilement) sont légèrement plus petites en diamètre et servent à vérifier que la particule en question traverse l'ensemble des détecteurs et n'impacte pas les bords des détecteurs d'échantillonnage. De manière à pouvoir effectuer des calibrations en vol, les diodes utilisées possèdent une encoche déportée en face de laquelle est placée une source alpha multi-isotope à faible activité permettant de stimuler les détecteurs tout au long de la mission pour palier à d'éventuelles dérives dues au vieillissement des diodes.

Un empilement fonctionnant en coïncidence comme celui de RPS permet une collimation (et par conséquent une réduction de l'angle de vue du détecteur) ce qui minimise la variabilité de l'énergie déposée à une énergie incidente donnée. Ceci est un comportement d'autant plus intéressant qu'il facilite la reconstruction des spectres en énergie incidente à partir des comptages en énergie déposée.

### 2.5.2.2 Magnetic Electron Ion Spectrometer (MagEIS) des RBSP

Similairement à l'instrument RPS, l'instrument MagEIS est aussi développé par la NASA et fait aussi partie de la mission RBSP. Cet instrument permet des mesures complémentaires à celles du RPS : des mesures électrons. Le principe est celui d'un spectromètre de masse. Les particules entrent par une ouverture dans le blindage de l'instrument, là où règne un champ magnétique uniforme. Ce champ permet de focaliser les électrons sur une ligne de plusieurs détecteurs SSD.

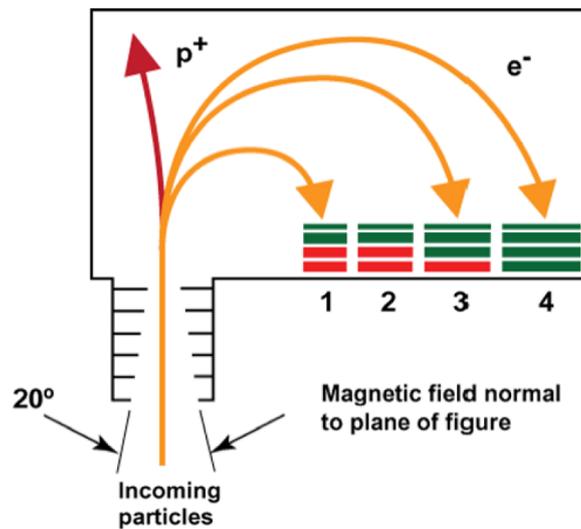


FIGURE 2.13 – Schéma illustrant le principe de fonctionnement du détecteur MagEIS (High), qui exploite la déviation des électrons dans un champ magnétique. Le détecteur impacté (numéroté entre 1 et 4) renseigne sur l'énergie incidente de l'électron (Source : [19])

Trois versions du MagEIS permettent de sonder des gammes d'énergie différentes en faisant varier l'intensité du champ magnétique dans la cavité, ainsi que le nombre des détecteurs SSD et l'angle d'ouverture. Ces trois versions, Low, Medium et High permettent de balayer la gamme 20 keV - 200 keV, 150 keV - 1000 keV et 1200 keV - 3750 keV respectivement.

La version "High" présentée Fig. 2.13, possède quatre rangées de détecteurs avec quatre empilements de diodes chacun : la première épaisse de 300  $\mu\text{m}$  et les suivantes de 3000  $\mu\text{m}$ . En fonction de l'énergie incidente des électrons attendue dans un empilement, certaines diodes ne sont pas utilisées (en rouge sur la Fig. 2.13).

### 2.5.2.3 ICARE / ICARE-NG / ICARE-NG<sup>2</sup>

La gamme des instruments ICARE est développée depuis les années 1990 en collaboration entre l'ONERA, le CNES et EREMS. Un premier lancement a eu lieu en 1999 [27] à bord de la mission X-Ray Multi-Mirror (XMM) de l'ESA. Depuis, des déclinaisons d'ICARE (NG, et NG<sup>2</sup>) ont été développées et embarquées sur plusieurs satellites SAC, précisément SAC-C [21] et SAC-D [22], ainsi que sur les satellites JASON : JASON-2 [6], JASON-3, Eutelsat E7C [28] et dernièrement les satellites HotBird 13F et 13G d'Eutelsat (Fig. 2.14). D'autres lancements sont prévus, entre autres sur la mission Lunar Gateway de la NASA.

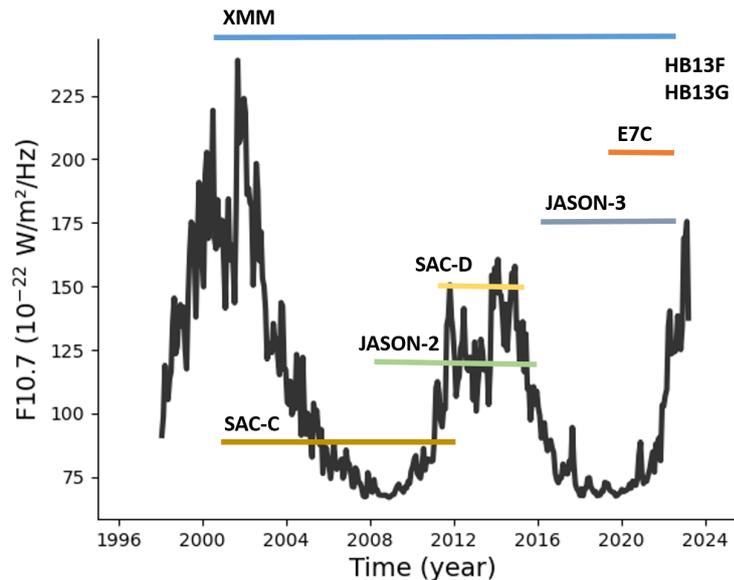


FIGURE 2.14 – Couverture des moniteurs ICARE de 1999 à aujourd'hui et évolution de F10.7 indicative de l'activité solaire, montrant qu'une couverture complète de deux cycles solaires est effectuée avec les différentes générations de moniteurs.

Les versions d'ICARE s'appuient sur une base commune, à savoir une architecture à trois têtes de détections contenant entre un et deux SSD en silicium chacune. La géométrie, l'épaisseur de blindage, ainsi que la taille des diodes peuvent être adaptées selon la mission et les gammes d'énergie recherchées, mais aussi pour réduire la sensibilité pour un type de particule (proton ou électron).

La version NG (Nouvelle Génération) de ICARE, embarquées pour la première fois sur JASON-2 en 2008, possède ces trois têtes typiques : les têtes A et C sont adaptées à la mesure de protons, et le tête B est adaptée à la mesure d'électrons de part l'ouverture sur le haut de la tête, et sa diode plus épaisse (700  $\mu\text{m}$  eu lieu de 500  $\mu\text{m}$  pour les autres diodes) (Fig. 2.15). Quant aux têtes A et C, elles permettent d'obtenir des mesures protons dans des gammes d'énergie restreintes, pour permettre des mesures de flux différentiels.

Pour ce faire, la tête A possède un blindage moins épais (500  $\mu\text{m}$ ) sur la face haute et la face interne entre les deux diodes que la tête C (4 mm). Ceci permet de faire varier l'énergie

perdue par les particules incidentes dans les blindages, et donc de décaler les gammes des spectres différentiels.

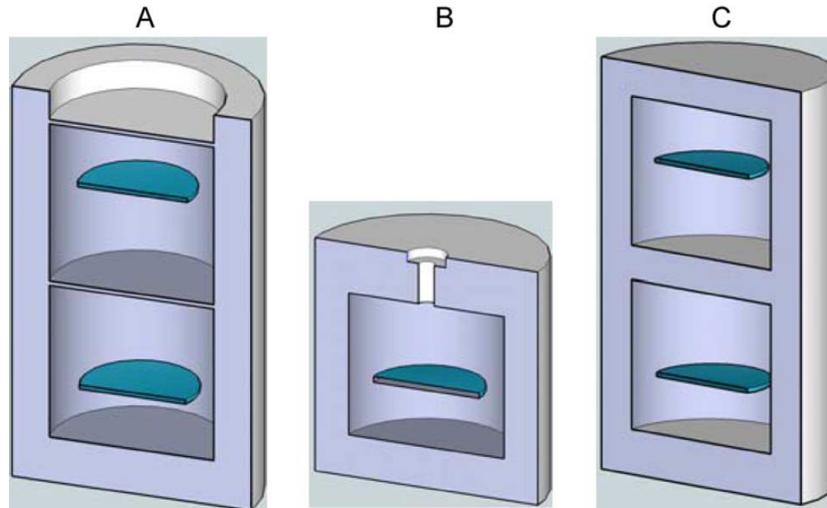


FIGURE 2.15 – Coupes transversales des trois têtes de détection de ICARE-NG telles qu'installées sur la mission JASON-2. La tête A possède un blindage de 5 mm partout sauf sur la face supérieure ainsi qu'entre les deux diodes, la tête B un blindage de 5 mm et une ouverture circulaire, alors que la tête C est en tout point identique à la A à l'exception des blindages supérieur et inter-diode, de 4 mm. (Source : [22])

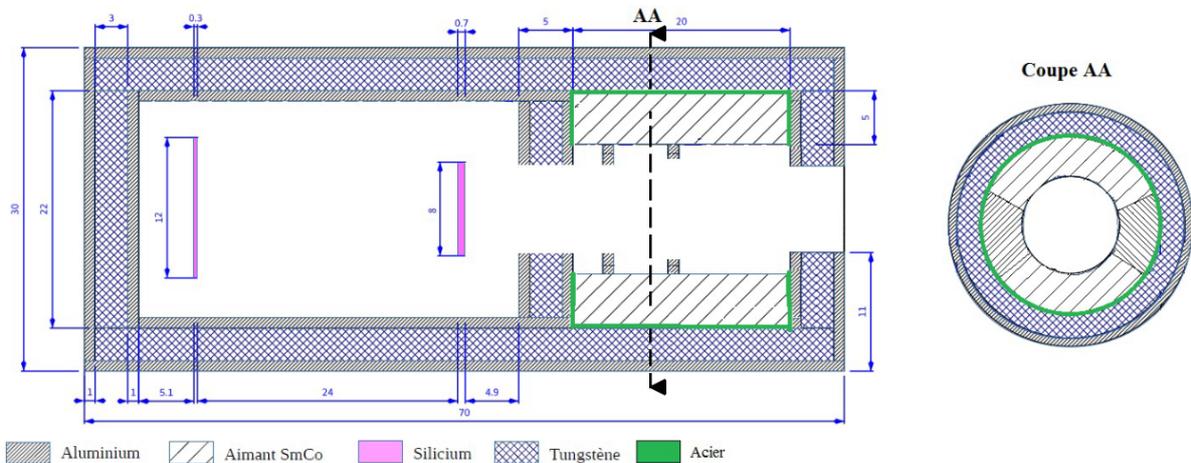


FIGURE 2.16 – Dessin industriel de la tête B de l'instrument ICARE-NG<sup>2</sup>, on voit l'ouverture sur le côté droit derrière laquelle est situé l'aimant SmCo (en hachuré). La cavité principale contient alors deux détecteurs SSD de rayons et épaisseurs différents, ajustés pour optimiser les mesure de protons basses énergies. (Source : [24])

Avec les têtes A et C, il est possible d'utiliser des modes combinés : la coïncidence et l'anti-coïncidence. La coïncidence s'effectue en enregistrant uniquement les coups ayant

affectés les deux diodes de la tête de détection. Dans ce cas c'est la somme des énergies déposées dans chaque diode qui est retenue. La coïncidence a pour effet premier de réduire l'angle de vue du détecteur. De fait, la sensibilité de la tête n'est plus la même selon toutes les directions de l'espace, permettant une analyse de l'anisotropie des flux de particules dans les ceintures de radiations [22].

Les versions d'ICARE embarquées à partir des missions Eutelsat HotBird (lancées en octobre 2022) sont appelées ICARE-NG<sup>2</sup> car elles comportent une modification novatrice permettant de réduire grandement la sensibilité électron dans les mesures proton basses énergies (5 MeV - 20 MeV). En effet les travaux de M. Ruffenach [24] ont abouti à l'intégration d'une tête de détection à deux diodes munie d'un aimant permanent, permettant de dévier les électrons qui entrent dans le détecteur.

Le principe d'une telle tête de détection repose sur la capacité des électrons à être beaucoup plus facilement déviés que les protons, aux énergies intéressantes. Sur la Fig. 2.16, les particules entrant par l'ouverture de droite traversent un champ magnétique créé par un aimant samarium-cobalt (SmCo). Cette réduction de la contamination par les électrons permet d'investiguer des gammes d'énergies de protons plus basses que des têtes de détection usuelles, en utilisant exactement la même électronique que les têtes précédentes.

#### 2.5.2.4 Alpha Magnetic Spectrometer (AMS)

L'instrument Alpha Magnetic Spectrometer (AMS) est une expérience menée entre autres par le CERN, et a pour vocation de mesurer le rayonnement cosmique émanant de l'extérieur de notre système solaire, dans l'espoir de mieux sonder le mystère de la matière noire, qui peut se manifester par l'intermédiaire des rayons cosmiques. Typiquement, un candidat à la matière noire sont les neutralinos, qui, en s'annihilant doivent être responsables d'une augmentation de la fraction de positrons dans le rayonnement cosmique [29].

Pour ce faire, une telle installation doit être placée en dehors de l'atmosphère terrestre. Après un premier prototype installé sur la station Mir, le détecteur AMS-02 est installé sur l'extérieur de l'ISS depuis mai 2011, après avoir été amené par le vol STS-134 de la navette "Endeavour".

L'instrument de 7500 kg est composé d'un grand nombre de sous-instruments; Le premier d'entre eux est le Transition Radiation Detector (TRD) [30] qui s'appuie sur l'émission de photons X lorsque une particule chargée traverse une interface où il y a un changement de la permittivité électrique (transition radiation). Il est installé sur le haut de l'instrument en section conique (Fig. 2.17). Ce concept doit permettre de privilégier la détection de positrons par rapport aux particules plus lourdes comme les protons car le seuil de  $\gamma \approx 500$  doit être franchi pour provoquer l'émission de ce type de photons. Les photons X ainsi produits sont détectés par des chambres à fils remplies d'un mélange de  $CO_2$  et de  $Xe$  gazeux.

Les compteurs Time of Flight (TOF) [32] constitués de scintillateurs et installés sur chacune des faces du cylindre principal (Fig. 2.17), doivent permettre de calculer le temps de vol et d'effectuer des mesures  $\Delta E/E$ . Surtout cet instrument sert de déclencheur principal au reste de l'instrument principal car il assure que les particules passent de haut en bas du détecteur.

Un autre instrument annexe installé sur l'AMS est l'ACC [33] installé sur les parois latérales du cylindre central (en vert sur la Fig. 2.17). Ce compteur doit permettre d'éliminer les

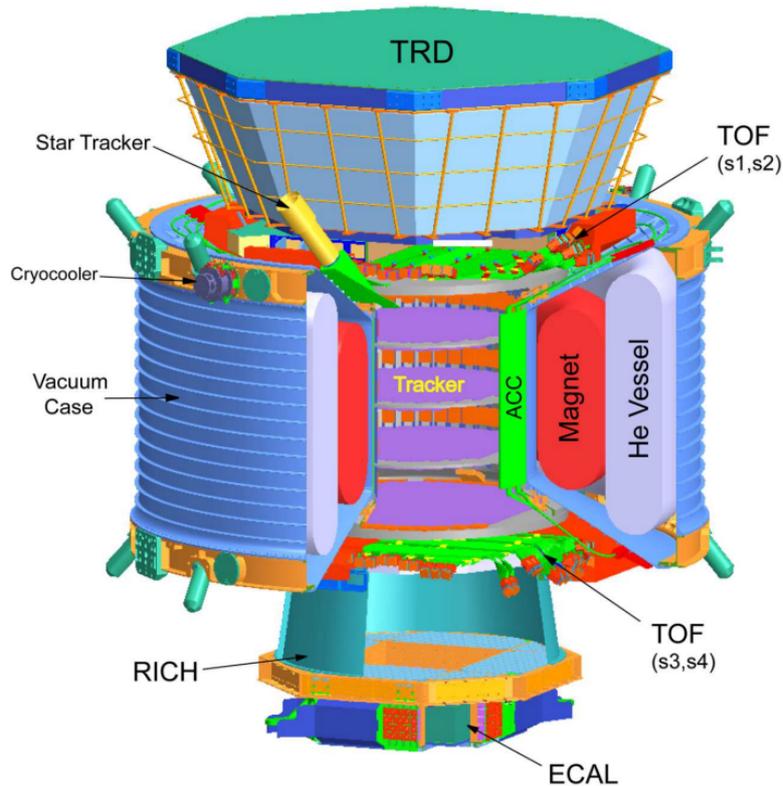


FIGURE 2.17 – Schéma de l'Alpha Magnetic Spectrometer installé sur la station spatiale internationale en 2011, avec ses nombreux détecteurs dont l'Anticoincidence Counter (ACC) en vert clair et les détecteurs de temps de vol (TOF) situés de part et d'autre du Tracker (violet). Au total, l'instrument pèse plus de 7 tonnes et mesure 3 m sur 4 m sur 5 m (Source : [31])

contributions de particules qui arrivent par les parois du détecteur qui parviendrait tout de même (en étant déviées) à déclencher une acquisition. Ce système est particulièrement performant lorsque l'ISS traverse l'anomalie de l'Atlantique Sud, où les flux de particules issus des ceintures de radiations entravent les mesures de rayonnement cosmique [31]. Ces scintillateurs émettent des photons optiques lorsqu'ils sont sollicités par une particule ionisante. Cette lumière est contenue au mieux dans le milieu scintillant (par des réflecteurs) et est acheminée vers des tubes photomultiplicateurs par des fibres optiques. Dans le cas de l'ACC, il y a 16 plaques de scintillateurs mesurant 220x830x8 mm placés sur les bords du cylindre.

L'instrument principal de l'AMS est le "Tracker" situé au centre de l'instrument permettant la reconstruction de la trajectoire de la particule incidente dans le champ magnétique environnant créé par l'aimant permanent de Nd-Fe-B. L'intérêt d'introduire un champ magnétique dans la zone du tracker est de pouvoir aussi déterminer la charge de la particule. Le tracker est constitué de neuf plaques de détecteurs en silicium pixelisées d'épaisseur 300  $\mu\text{m}$ . L'instrument permet une reconstruction de la trajectoire de la particule à 10  $\mu\text{m}$  près.

### 2.5.2.5 Le nanosatellite CREME 3U

Le projet de nanosatellite CREME a pour objectif de miniaturiser un moniteur de radiations similaire à ICARE dans un volume dit "3U" c'est à dire un parallélépipède long de 30 cm et de base 10 cm x 10 cm. Ce projet est porté par plusieurs départements de l'ONERA dont le département Département Physique, Instrumentation, Environnement, Espace (DPHY) et le Département traitement de l'Information et Systèmes (DTIS). Le nanosatellite doit comporter deux têtes de détection placées au sommet du nanosatellite, qui seront optimisées pour des mesures de flux de protons à très basse altitude, car ce sont les seules orbites accessibles pour les nanosatellites. En effet, les nanosatellites sont lancés en étant "éjectés" par un mécanisme de ressort lorsque le lanceur arrive en orbite basse terrestre. Étant pour la plupart démunis de propulsion, leurs orbites sont contraintes. Les projets de nanosatellite sont propices aux innovations et à été l'occasion d'une étude sur un blindage actif capable de fonctionner avec les têtes de détection existantes de CREME. Ce type de blindage utilise des scintillateurs plastiques et des silicium photo-multipliers (SiPM) placés sur les parois du détecteur principal. Il a pour rôle d'éliminer les contributions de flux qui passent par les parois du détecteur, à l'aide du logique de comptage en anti-coïncidence. Cette étude a été faite en amont de cette thèse [25].

## 2.6 Techniques de discrimination avancées

Jusqu'ici nous avons présenté les méthodes actuelles implémentées sur les différents moniteurs de radiations pour mesurer les flux présents dans les ceintures de radiations ou le rayonnement cosmique. Cependant, toutes ces techniques utilisent des amplificateurs de charge, permettant de récolter une information sur l'énergie totale déposée par la particule incidente. Or, il est possible de sonder plus précisément l'énergie déposée par les particules incidentes en étudiant la dynamique temporelle de la collection des charges dans le détecteur. Pour ce faire, il est nécessaire de modifier grandement l'électronique associée par rapport aux techniques présentées jusqu'ici.

Ici on s'intéresse à ces techniques et leurs mises en oeuvre dans différents domaines, où certaines techniques utilisent des amplificateurs de courant à grande bande passante pour extraire un maximum d'information lors du passage d'une particule, alors que d'autres utilisent des électroniques de lecture plus lentes, mais misent sur la multiplication des détecteurs avec des empilements de détecteurs ou des blindages actifs permettant de collimater les particules, et donc de réduire la variabilité de leurs réponses, ce qui facilite leur différenciation.

### 2.6.1 Techniques $\Delta E/E$

Une technique classique consiste à utiliser plusieurs détecteurs empilés placés les uns derrière les autres [34], [35]. La seule information nécessaire dans ce cas de figure est l'énergie déposée dans chacun des détecteurs. Ceci permet de se contenter d'une chaîne d'acquisition lente à amplificateur de charge. En s'assurant que la particule s'arrête dans

un des détecteurs, on peut tracer un graphique  $\Delta E/E$  avec en abscisses l'énergie déposée dans le dernier détecteur :  $E$  (dans lequel la particule s'est arrêtée) et en ordonnée l'énergie perdue par la particule lors de son passage dans tous les autres :  $\Delta E$  (on peut aussi effectuer ce type de graphique pour des  $\Delta E$  correspondant à seulement l'un des détecteurs de l'empilement). Par exemple en [35], trois détecteurs sont utilisés, les deux premiers sont en silicium d'épaisseur 300  $\mu\text{m}$  puis 500  $\mu\text{m}$ , suivis d'un scintillateur césium-iode dopé au thallium ( $\text{CsI(Tl)}$ ) épais de 10 cm. Cette grande épaisseur permet d'arrêter les particules les plus énergétiques.

### 2.6.2 Amplificateurs de courant

A la différence d'un amplificateur de charge, l'amplificateur de courant (ou amplificateur à transimpédance) a une constante de temps d'intégration bien plus faible, ce qui permet à ce montage de suivre les évolutions rapides (de l'ordre de la ns) du courant au cours du temps. En effet, le montage (Fig. 2.18) permet d'avoir  $V_{out} \propto I$ .

En notant  $V_{in}$  la tension sur la borne négative de l'amplificateur opérationnel, on peut exprimer la résistance d'entrée  $R_{in}$  de l'étage amplificateur par  $\frac{V_{in}}{i_f}$  :

$$R_{in} = \frac{V_{in}}{i_f} = \frac{V_{in}R_f}{(V_{in} - V_{out})} = \frac{-AV_{out}R_f}{-(A+1)V_{out}} \approx R_f \quad (2.37)$$

En choisissant une valeur pour  $R_f$  suffisamment faible, on permet au circuit de suivre l'évolution du courant en entrée. Cependant, la présence d'une capacité en entrée (celle du détecteur lui-même) déstabilise le montage et peut amener à des oscillations de  $V_{out}$ . Des mécanismes de compensation tel que le fait de mettre une capacité en parallèle de  $R_f$  pour augmenter la marge de phase du circuit sont mises en place.

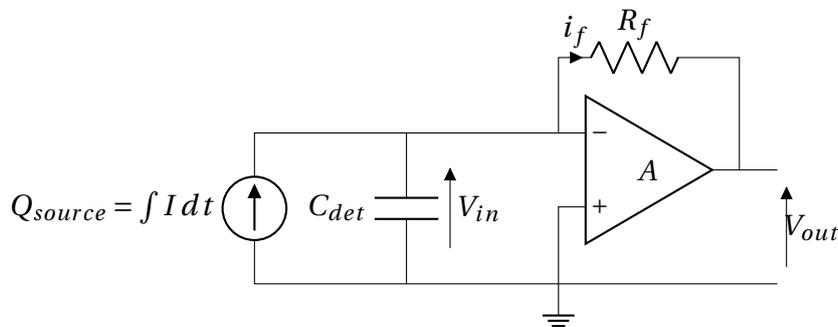


FIGURE 2.18 – Schéma simplifié d'un amplificateur de courant en configuration inverseur avec une résistance  $R_f$  entre la borne négative et la sortie, permettant d'obtenir une tension  $V_{out}$  proportionnelle au courant  $i_f$ . Le détecteur est modélisé de la même manière que pour l'amplificateur de charge (Fig. 2.10)

Le type de montage décrit ici est une condition sine qua non pour l'analyse complète des signaux rapides dans les détecteurs à diodes. Les techniques d'analyse présentées ci-après utilisent toutes des variantes de ce type de circuits à amplificateur de courant.

### 2.6.3 Pulse Shape Discrimination (PSD)

Dès les années 1960, des études de la forme transitoires des signaux issus d'ions lourds ([36],[37], [38], [39], [40], [41]) permettent de mettre en évidence la différence dans la collection de charge dans le détecteurs à semi-conducteurs pour des particules ayant différents TLE. Ainsi, des expérimentations permettant d'analyser finement le courant induit sont apparus dans un effort de distinguer différents types de noyaux, différents isotopes, ainsi que des particules de différentes natures.

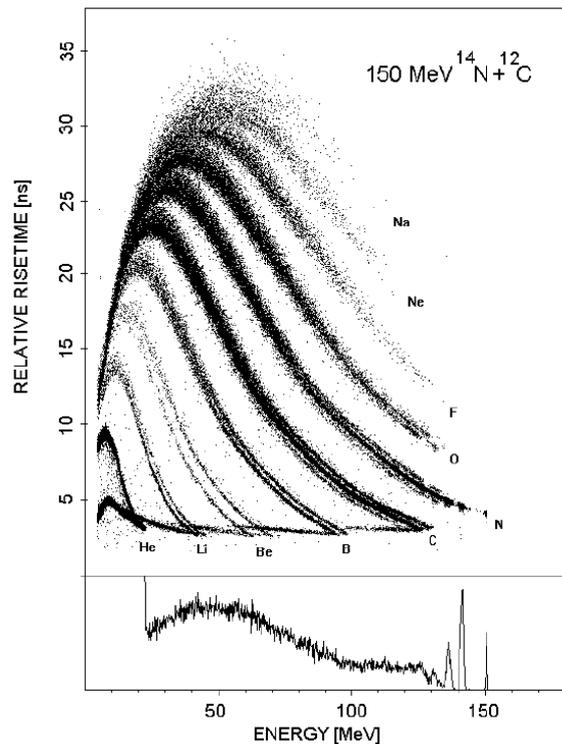


FIGURE 2.19 – Extrait de [42], exemple de Pulse Shape Discrimination (PSD) en utilisant le temps de montée

Ces méthodes sont basées sur l'analyse a posteriori des signaux créés par les particules incidentes et peuvent s'appuyer sur un certain nombre d'indicateurs (temps de montée/descente, amplitude maximale, intégrale ...). Elles nécessitent une chaîne d'acquisition très rapide et à grande bande passante de manière à pouvoir échantillonner à l'échelle de la nanoseconde. La PSD est particulièrement prisée dans les expériences de physique fondamentale ([43], [44], [45]). En effet, la PSD permet, entre autres, de connaître les proportions d'isotopes produits par les irradiations d'ions lourds.

Mutterer et al. [42], utilisent des détecteurs en silicium polarisés en inverse pour classer les noyaux incidents selon leurs numéros atomique,  $Z$ . Une des expériences menées consistait à détecter les fragments de masse intermédiaires lors de l'irradiation d'une cible de  $^{12}\text{C}$  par un faisceau de  $^{14}\text{N}$  à 150 MeV. On observe sur la Figure 2.19 que cette méthode permet d'identifier le  $Z$  de la particule au delà d'une certaine énergie, dépendant de la particule.

Pour certains noyaux légers (Li, Be, B, C) il est noté que l'on est aussi en mesure d'identifier le nombre de masse  $A$  car on distingue deux voire trois courbes très rapprochées. Ainsi, il est possible de faire de l'identification d'isotopes.

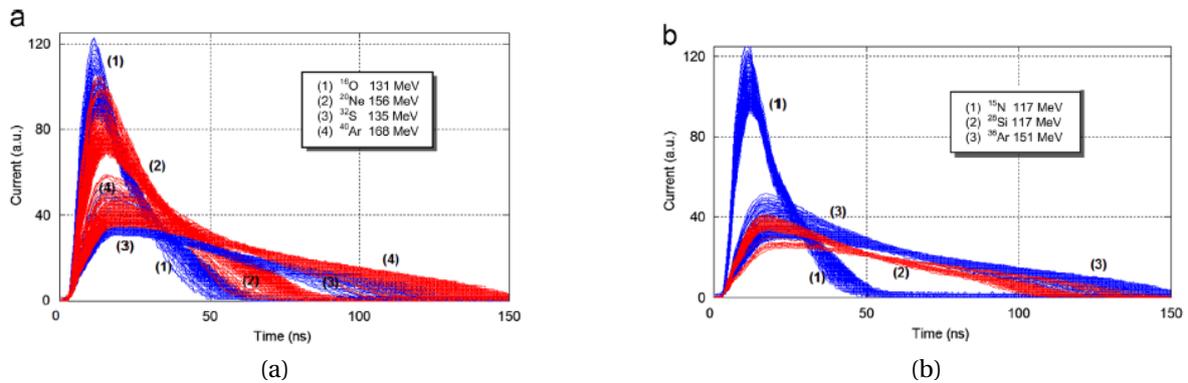


FIGURE 2.20 – Extrait de [43], à gauche les différents signaux des noyaux utilisés dans l'entraînement du réseau de neurones, à droite les noyaux omis du jeu d'entraînement

Des méthodes plus avancées et plus récentes de PSD mobilisent des réseaux de neurones [43] plutôt que d'utiliser un seul indicateur comme le temps de montée, ce qui permet de donner un vecteur avec autant de composantes qu'il y a de points dans l'échantillonnage du signal. De telles méthodes permettent aussi de faire des distinctions selon  $Z$  et  $A$ . Le réseau de neurones entraîné en [43] utilise des courants induits par les ions  $^{16}\text{O}$ ,  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{32}\text{S}$  et  $^{40}\text{Ar}$ . Au stade de test, le réseau, dont les sorties sont le nombre de protons  $Z$  et le nombre de neutrons  $N$ , tente de classer les courants induits par des ions  $^{15}\text{N}$ ,  $^{28}\text{Si}$  et  $^{36}\text{Ar}$ . Ces courants sont visibles en Figure 2.20 a. et b. respectivement. Les capacités d'un tel réseau à distinguer la paire  $(N, Z)$  d'une particule sont résumées en Figure 2.21 sur laquelle on voit les différentes prédictions du modèle. En particulier on constate que les noyaux inconnus au réseau ( $^{15}\text{N}$ ,  $^{28}\text{Si}$  et  $^{36}\text{Ar}$ ), en rouge, sont correctement classifiés.

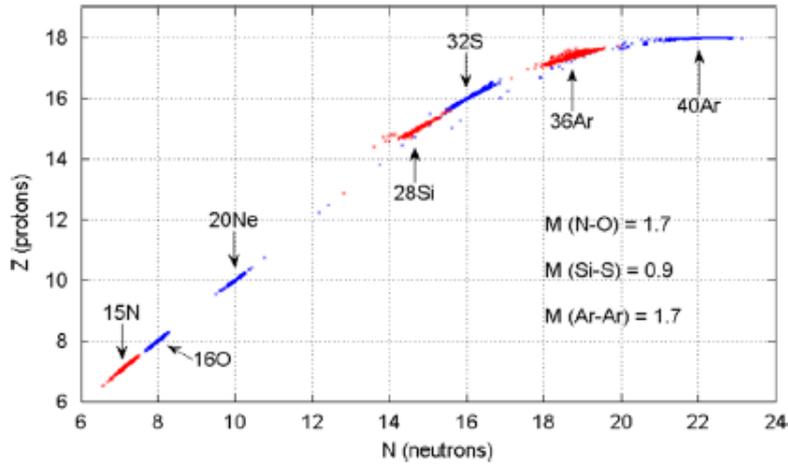


FIGURE 2.21 – Extrait de [43], estimation  $(N, Z)$  du réseau de neurones, en rouge les noyaux absents des données d'entraînements

D'autres méthodes encore n'utilisent pas des détecteurs solides pour effectuer de la discrimination. L'utilisation d'un détecteur à scintillateur liquide couplé à des photo-diodes à avalanche permet de distinguer le rayonnement  $\alpha$  du rayonnement  $\beta$  à des fins de décontamination des rayons cosmiques et du background ambiant [46]. La grandeur permettant cette discrimination est dans ce cas un rapport entre d'une part l'intégrale de la composante lente du signal (la descente) et d'autre part la composante rapide (la montée et la descente). Cette métrique permet une bonne séparation lors d'irradiations  $^{241}\text{Am}$  (rayonnement  $\alpha$ ) et  $^{90}\text{Sr}$  (rayonnement  $\beta$ ).

Dans la suite du manuscrit, des méthodes de discrimination telles que celles décrites ici seront utilisées et on s'attachera à adapter ces méthodes aux problématiques des ceintures de radiations et aux nombreuses contraintes de l'environnement spatial.

## 2.7 Conclusion

Nous avons détaillé ici le fonctionnement des moniteurs de radiations tels qu'ils existent aujourd'hui en commençant par les éléments de base de la physique des semi-conducteur. Ces éléments sont cruciaux pour comprendre comment les mesures d'énergie déposée sont construites. Parallèlement la physique de l'interaction rayonnement-matière détaillé dans ce chapitre permet de comprendre l'origine de la difficulté à discerner ou éliminer une population de particules par rapport à une autre.

De la même manière nous avons détaillé certaines architectures existantes qui entourent ces détecteurs. Ces architectures, exposées au travers d'exemples de la littérature, permettent de rendre compte des efforts qui vont dans le sens de la décontamination des mesures de flux dans les ceintures de radiations terrestres. Ces architectures exploitent les différences de comportement des divers particules dans la matière. D'autre part, il existe certaines techniques d'acquisition qui permettent d'exploiter davantage de données, telles que les

méthodes  $\Delta E/E$  et plus avancée encore les méthodes de PSD. Cette dernière méthode, qui est utilisée actuellement pour discriminer principalement des ions lourds dans des expériences au sol, va particulièrement nous intéresser pour effectuer la discrimination de protons et d'électrons.

Pour exploiter cette technique de PSD dans notre cas, nous devons nous poser la question de la simulation du comportement électrique des détecteurs à diode qui permettent de reproduire les courants restitués par les méthodes PSD. Ces simulations permettront de comprendre les paramètres qui influent sur la collection des charges, dans le but de différencier des courants issus d'irradiations de protons ou d'électrons avec une chaîne d'acquisition rapide.

## Références

- [1] Peter J. COLLINGS. « Simple measurement of the band gap in silicon and germanium ». In : *American Journal of Physics* 48.3 (1<sup>er</sup> mars 1980), p. 197-199. ISSN : 0002-9505, 1943-2909. DOI : 10.1119/1.12172 (cf. p. 29).
- [2] Antoine LONJON. « Nanocomposite conducteur polymère/nanofils métalliques : élaboration et analyse des propriétés physiques ». Thèse de doct. Université de Toulouse, Université Toulouse III - Paul Sabatier, 2 juin 2010. 111 p. (cf. p. 29).
- [3] K.D. SMITH. « Properties and applications of diffused junction silicon rectifiers ». In : *1955 International Electron Devices Meeting*. 1955 International Electron Devices Meeting. Oct. 1955, p. 23-24. DOI : 10.1109/IEDM.1955.186937 (cf. p. 30).
- [4] William SHOCKLEY. « Problems related to p-n junctions in silicon ». In : *Solid-State Electronics* 2.1 (1<sup>er</sup> jan. 1961), p. 35-67. ISSN : 0038-1101. DOI : 10.1016/0038-1101(61)90054-5 (cf. p. 33).
- [5] Andreas HÖCKER et Vakhtang KARTVELISHVILI. « SVD approach to data unfolding ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 372.3 (1<sup>er</sup> avr. 1996), p. 469-481. ISSN : 0168-9002. DOI : 10.1016/0168-9002(95)01478-0 (cf. p. 33).
- [6] V. MAGET, S. BOURDARIE, D. LAZARO et al. « Unfolding JASON-2/ICARE-NG High-Energy Particles Measurements Using a Singular Value Decomposition Approach ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 61.4 (août 2014), p. 1687-1694. ISSN : 0018-9499, 1558-1578. DOI : 10.1109/TNS.2014.2300161 (cf. p. 33, 49).
- [7] James F. ZIEGLER, M.D. ZIEGLER et J.P. BIRSACK. « SRIM – The stopping and range of ions in matter (2010) ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms* 268.11 (juin 2010), p. 1818-1823. ISSN : 0168583X. DOI : 10.1016/j.nimb.2010.02.091 (cf. p. 37, 40, 41).
- [8] N. BOHR. « II. On the theory of the decrease of velocity of moving electrified particles on passing through matter ». In : *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* (20 avr. 2009). Publisher : Taylor & Francis Group. DOI : 10.1080/14786440108634305 (cf. p. 38).

- [9] N. BOHR. « LX. On the decrease of velocity of swiftly moving electrified particles in passing through matter ». In : *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 30.178 (1<sup>er</sup> oct. 1915). Publisher : Taylor & Francis \_eprint : <https://doi.org/10.1080/14786441008635432>, p. 581-612. ISSN : 1941-5982. DOI : 10.1080/14786441008635432 (cf. p. 38).
- [10] H. BETHE. « Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie ». In : *Annalen der Physik* 397.3 (1930), p. 325-400. ISSN : 1521-3889. DOI : 10.1002/andp.19303970303 (cf. p. 38, 42).
- [11] F. BLOCH. « Zur Bremsung rasch bewegter Teilchen beim Durchgang durch Materie ». In : *Annalen der Physik* 408.3 (1933), p. 285-320. ISSN : 1521-3889. DOI : 10.1002/andp.19334080303 (cf. p. 38, 42).
- [12] C. LEROY et P-G RANCOITA. *Principles of Radiation Interaction in Matter and Detection*. 4<sup>e</sup> éd. WORLD SCIENTIFIC, fév. 2016. ISBN : 978-981-4603-18-8 978-981-4603-19-5. DOI : 10.1142/9167 (cf. p. 38).
- [13] L. KATZ et A. S. PENFOLD. « Range-Energy Relations for Electrons and the Determination of Beta-Ray End-Point Energies by Absorption ». In : *Reviews of Modern Physics* 24.1 (1<sup>er</sup> jan. 1952), p. 28-44. ISSN : 0034-6861. DOI : 10.1103/RevModPhys.24.28 (cf. p. 40).
- [14] E. RUTHERFORD. « LXXIX. The scattering of alpha and beta particles by matter and the structure of the atom ». In : *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* (21 avr. 2009). Publisher : Taylor & Francis Group. DOI : 10.1080/14786440508637080 (cf. p. 40).
- [15] H. GEGIER, Ernest MARSDEN et Ernest RUTHERFORD. « On a diffuse reflection of the alpha-particles ». In : *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* 82.557 (jan. 1997). Publisher : Royal Society, p. 495-500. DOI : 10.1098/rspa.1909.0054 (cf. p. 40).
- [16] PARTICLE DATA GROUP, P A ZYLA, R M BARNETT et al. « Review of Particle Physics ». In : *Progress of Theoretical and Experimental Physics* 2020.8 (14 août 2020), p. 083C01. ISSN : 2050-3911. DOI : 10.1093/ptep/ptaa104 (cf. p. 41).
- [17] J. ALLISON, K. AMAKO, J. APOSTOLAKIS et al. « Geant4 developments and applications ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 53.1 (fév. 2006), p. 270-278. ISSN : 1558-1578. DOI : 10.1109/TNS.2006.869826 (cf. p. 42).
- [18] James A. VAN ALLEN. « The geomagnetically trapped corpuscular radiation ». In : *Journal of Geophysical Research (1896-1977)* 64.11 (1959), p. 1683-1689. ISSN : 2156-2202. DOI : 10.1029/JZ064i011p01683 (cf. p. 46).
- [19] J. B. BLAKE, P. A. CARRANZA, S. G. CLAUDEPIERRE et al. « The Magnetic Electron Ion Spectrometer (MagEIS) Instruments Aboard the Radiation Belt Storm Probes (RBSP) Spacecraft ». In : *Space Science Reviews* 179.1 (nov. 2013), p. 383-421. ISSN : 0038-6308, 1572-9672. DOI : 10.1007/s11214-013-9991-8 (cf. p. 46, 48).

- [20] J. MAZUR, L. FRIESEN, A. LIN et al. « The Relativistic Proton Spectrometer (RPS) for the Radiation Belt Storm Probes Mission ». In : *Space Science Reviews* 179.1 (nov. 2013), p. 221-261. ISSN : 0038-6308, 1572-9672. DOI : 10.1007/s11214-012-9926-9 (cf. p. 46, 47).
- [21] D. FALGUERE, D. BOSCHER, T. NUNS et al. « In-flight observations of the radiation environment and its effects on devices in the SAC-C polar orbit ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 49.6 (déc. 2002). Conference Name : IEEE Transactions on Nuclear Science, p. 2782-2787. ISSN : 1558-1578. DOI : 10.1109/TNS.2002.805380 (cf. p. 46, 49).
- [22] Daniel BOSCHER, Sebastien A. BOURDARIE, Didier FALGUERE et al. « In Flight Measurements of Radiation Environment on Board the French Satellite JASON-2 ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 58.3 (juin 2011), p. 916-922. ISSN : 0018-9499, 1558-1578. DOI : 10.1109/TNS.2011.2106513 (cf. p. 46, 49-51).
- [23] D. BOSCHER, T. CAYTON, V. MAGET et al. « In-Flight Measurements of Radiation Environment on Board the Argentinean Satellite SAC-D ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 61.6 (déc. 2014), p. 3395-3400. ISSN : 0018-9499, 1558-1578. DOI : 10.1109/TNS.2014.2365212 (cf. p. 46).
- [24] M. RUFFENACH, S. BOURDARIE, J. MEKKI et al. « A Proton Sensor for Energies From 2 to 20 MeV ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 67.7 (juill. 2020), p. 1351-1359. ISSN : 0018-9499, 1558-1578. DOI : 10.1109/TNS.2020.2965546 (cf. p. 46, 50, 51).
- [25] Maxime PINSON, Pablo CARON, Philippe LAURENT et al. « Development of a Plastic Scintillator-Based Active Shield for the ICARE-NG Radiation Monitor ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 69.7 (juill. 2022). Conference Name : IEEE Transactions on Nuclear Science, p. 1667-1674. ISSN : 1558-1578. DOI : 10.1109/TNS.2022.3180555 (cf. p. 47, 53).
- [26] AMS COLLABORATION, M. AGUILAR, G. ALBERTI et al. « First Result from the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station : Precision Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5–350 GeV ». In : *Physical Review Letters* 110.14 (3 avr. 2013). Publisher : American Physical Society, p. 141102. DOI : 10.1103/PhysRevLett.110.141102 (cf. p. 47).
- [27] M. BOER, J. NAYA, J.-P. CHABAUD et al. « The CESR multi-mission radiation monitor ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 42.6 (déc. 1995). Conference Name : IEEE Transactions on Nuclear Science, p. 2010-2016. ISSN : 1558-1578. DOI : 10.1109/23.489247 (cf. p. 49).
- [28] P. CARON, S. BOURDARIE, D. FALGUERE et al. « In-flight Measurements of Radiation Environment Observed by Eutelsat 7C (Electric Orbit Raising Satellite) ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* (2022), p. 1-1. ISSN : 0018-9499, 1558-1578. DOI : 10.1109/TNS.2022.3158470 (cf. p. 49).

- [29] W. de BOER, C. SANDER, M. HORN et al. « Positron Fraction from Dark Matter Annihilation in the CMSSM ». In : *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements* 113.1 (déc. 2002), p. 221-228. ISSN : 09205632. DOI : 10.1016/S0920-5632(02)01845-5. arXiv : astro-ph/0207557 (cf. p. 51).
- [30] Th. KIRN. « The AMS-02 transition radiation detector ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. VCI 2007 581.1 (21 oct. 2007), p. 156-159. ISSN : 0168-9002. DOI : 10.1016/j.nima.2007.07.052 (cf. p. 51).
- [31] Ph von DOETINCHEM, W. KARPINSKI, Th KIRN et al. « The AMS-02 Anticoincidence Counter ». In : *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements* 197.1 (déc. 2009), p. 15-18. ISSN : 09205632. DOI : 10.1016/j.nuclphysbps.2009.10.025. arXiv : 0811.4314[astro-ph] (cf. p. 52).
- [32] V. BINDI, A. CONTIN, N. MASI et al. « The time of flight detector of the AMS-02 experiment on the international space station ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. Proceedings of the 12th Pisa Meeting on Advanced Detectors 718 (1<sup>er</sup> août 2013), p. 478-480. ISSN : 0168-9002. DOI : 10.1016/j.nima.2012.11.061 (cf. p. 51).
- [33] T. BRUCH et W. WALLRAFF. « The Anti-Coincidence Counter shield of the AMS tracker ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. Frontier Detectors for Frontier Physics 572.1 (1<sup>er</sup> mars 2007), p. 505-507. ISSN : 0168-9002. DOI : 10.1016/j.nima.2006.10.376 (cf. p. 51).
- [34] S. CARBONI, S. BARLINI, L. BARDELLI et al. « Particle identification using the dE-E technique and pulse shape discrimination with the silicon detectors of the FAZIA project ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 664.1 (1<sup>er</sup> fév. 2012), p. 251-263. ISSN : 0168-9002. DOI : 10.1016/j.nima.2011.10.061 (cf. p. 53).
- [35] N. LE NEINDRE, R. BOUGAULT, S. BARLINI et al. « Comparison of charged particle identification using pulse shape discrimination and dE-E methods between front and rear side injection in silicon detectors ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 701 (fév. 2013), p. 145-152. ISSN : 01689002. DOI : 10.1016/j.nima.2012.11.005 (cf. p. 53, 54).
- [36] M. MOSZYŃSKI et B. BENGTON. « Plasma delay and plasma time jitter in subnanosecond timing with a surface barrier detector ». In : *Nuclear Instruments and Methods* 91.1 (1<sup>er</sup> jan. 1971), p. 73-77. ISSN : 0029-554X. DOI : 10.1016/0029-554X(71)90640-9 (cf. p. 55).
- [37] Raymond N. WILLIAMS et Ewan M. LAWSON. « The plasma effect in silicon semiconductor radiation detectors ». In : *Nuclear Instruments and Methods* 120.2 (sept. 1974), p. 261-268. ISSN : 0029554X. DOI : 10.1016/0029-554X(74)90044-5 (cf. p. 55).

- [38] P.A. TOVE et W. SEIBT. « Plasma effects in semiconductor detectors ». In : *Nuclear Instruments and Methods* 51.2 (mai 1967), p. 261-269. ISSN : 0029554X. DOI : 10.1016/0029-554X(67)90012-2 (cf. p. 55).
- [39] Ikuo KANNO. « Models of formation and erosion of a plasma column in a silicon surface-barrier detector ». In : *Review of Scientific Instruments* 58.10 (oct. 1987), p. 1926-1932. ISSN : 0034-6748, 1089-7623. DOI : 10.1063/1.1139490 (cf. p. 55).
- [40] A. TARONI et G. ZANARINI. « Plasma effects and charge collection time in solid state detectors ». In : *Nuclear Instruments and Methods* 67.2 (15 jan. 1969), p. 277-282. ISSN : 0029-554X. DOI : 10.1016/0029-554X(69)90459-5 (cf. p. 55).
- [41] Z. SOSIN. « Description of the plasma delay effect in silicon detectors ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 693 (nov. 2012), p. 170-178. ISSN : 01689002. DOI : 10.1016/j.nima.2012.07.020 (cf. p. 55).
- [42] M. MUTTERER, W.H. TRZASKA, G.P. TYURIN et al. « Breakthrough in pulse-shape based particle identification with silicon detectors ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 47.3 (juin 2000), p. 756-759. ISSN : 0018-9499, 1558-1578. DOI : 10.1109/23.856510 (cf. p. 55).
- [43] J.L. FLORES, I. MARTEL, R. JIMÉNEZ et al. « Application of neural networks to digital pulse shape analysis for an array of silicon strip detectors ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 830 (sept. 2016), p. 287-293. ISSN : 01689002. DOI : 10.1016/j.nima.2016.05.107 (cf. p. 55-57).
- [44] M. von SCHMID, P. EGELHOF, V. EREMIN et al. « First application of pulse-shape analysis to silicon micro-strip detectors ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 629.1 (fév. 2011), p. 197-201. ISSN : 01689002. DOI : 10.1016/j.nima.2010.10.096 (cf. p. 55).
- [45] L. BARDELLI, M. BINI, G. CASINI et al. « Progresses in the pulse shape identification with silicon detectors within the FAZIA Collaboration ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 654.1 (oct. 2011), p. 272-278. ISSN : 01689002. DOI : 10.1016/j.nima.2011.06.063 (cf. p. 55).
- [46] I KRESLO, I BADHREES, S DELAQUIS et al. « Pulse-shape discrimination of scintillation from alpha and beta particles with liquid scintillator and Geiger-mode multipixel avalanche diodes ». In : *Journal of Instrumentation* 6.7 (26 juill. 2011), P07009-P07009. ISSN : 1748-0221. DOI : 10.1088/1748-0221/6/07/P07009 (cf. p. 57).

## 3

## Modélisation du comportement électrique des détecteurs à diode

Cette partie se focalise sur le développement d'un modèle polyvalent de simulation permettant de reproduire fidèlement le courant transitoire issu de l'irradiation d'un détecteur à semi-conducteur. Plusieurs méthodes existent déjà dans la littérature mais s'appliquent dans des cas particuliers d'irradiations à faible TLE, ou sont extrêmement chronophages. Le développement d'un outil dédié apparaît alors nécessaire pour couvrir tous les cas de figures auxquels nous faisons face dans les ceintures de radiations, mais est aussi indispensables pour construire une base de données d'un grand nombre de transitoires.

### Sommaire

3.1	Introduction . . . . .	64
3.1.1	Nécessité d'une approche de simulation . . . . .	64
3.1.2	Géométries et caractéristiques statiques des SSD . . . . .	64
3.2	Paradigme de Shockley-Ramo . . . . .	68
3.2.1	Description de l'approche Shockley-Ramo . . . . .	68
3.2.2	Dynamiques des porteurs de charge . . . . .	71
3.2.3	Modèles utilisant l'approche Shockley-Ramo . . . . .	74
3.2.3.1	Modèle de Tove et Seibt . . . . .	74
3.2.3.2	Modèle de Pârlog . . . . .	75
3.2.3.3	Modèle de Sosin . . . . .	75
3.2.4	Code de simulation Shockley-Ramo : Garfield ++ . . . . .	75
3.2.5	Limites des résolutions partielles Shockley-Ramo . . . . .	77
3.3	Le système couplé d'équations du semi-conducteur . . . . .	78
3.3.1	Les équations de dérive-diffusion . . . . .	78
3.3.2	Les équations de continuité . . . . .	78
3.3.3	L'équation de Poisson . . . . .	79
3.3.4	Synopsys Sentaurus . . . . .	80
3.4	Solveur DDP maison à différences finies unidimensionnel . . . . .	80
3.4.1	Découplage de Gummel . . . . .	80
3.4.2	Discretisation de Scharfetter-Gummel . . . . .	81

3.4.3	Conditions aux limites portant sur $n, p$ et $V$ . . . . .	82
3.4.4	Ecriture matricielle . . . . .	83
3.4.5	Modèles associés . . . . .	84
3.4.5.1	Génération/recombinaison Shockley-Read-Hall (SRH) . . . . .	84
3.4.5.2	Plasma delay effect et diffusion ambipolaire . . . . .	85
3.4.5.3	Mobilités des porteurs de charge . . . . .	86
3.4.5.4	Dépendance du niveau intrinsèque à la température . . . . .	87
3.4.6	Injection de particules rectangulaire . . . . .	87
3.4.7	Limites d'un modèle unidimensionnel . . . . .	88
3.5	Solveur DDP maison à différences finies bidimensionnel . . . . .	88
3.5.1	Injection de particules simpliste et GEANT4 . . . . .	89
3.6	Confrontations aux modèles existants . . . . .	90
3.6.1	Comportement statique . . . . .	90
3.6.2	Comportement transitoire du modèle 1D . . . . .	90
3.6.3	Comportement du modèle transitoire 2D et confrontation au modèle 1D . . . . .	93
3.6.4	Effet de la polarisation sur la forme des transitoires . . . . .	94
3.6.5	Effet de la profondeur sur la forme des transitoires . . . . .	94
3.6.6	Effet du TLE sur la forme des transitoires . . . . .	95
3.6.7	Comparaison d'irradiations non-rectilignes d'électron en 2D avec les cas 1D moyens . . . . .	96
3.7	Conclusion . . . . .	97
	Références . . . . .	98

## 3.1 Introduction

### 3.1.1 Nécessité d'une approche de simulation

La simulation du comportement à la fois statique et transitoire des détecteurs à diode est essentiel dans l'intérêt de différencier les courants transitoires de natures différentes. En effet, on doit disposer d'un modèle qui permette de simuler l'ensemble des cas possibles que l'on peut rencontrer dans l'espace : des protons, des électrons, des angles attaques divers et de vastes gammes d'énergie. Avec un tel modèle, on sera en mesure de pouvoir quantifier le degré de différenciation que l'on pourra faire sur un détecteur en situation réelle. On s'attend à ce que certaines particules à certaines énergies soient plus faciles à différencier du fait des différences aux niveau des interactions sub-atomiques. A l'inverse, il est aussi important d'identifier les limites d'un tel système, et donc de connaître les gammes d'énergies dans lesquelles la différenciation serait difficile voire impossible.

### 3.1.2 Géométries et caractéristiques statiques des SSD

La première étape consiste à bien connaître les caractéristiques des diodes qui seront utilisées en vol. Du point de vue de nos simulations, il est nécessaire de connaître certaines

caractéristiques des ces diodes, notamment la tension de déplétion complète  $V_f d$ , la profondeur  $L$ , la capacité  $C$  et la surface active  $S$ . La tension de déplétion complète ainsi que la profondeur de la diode permettent de connaître la densité de donneurs présent dans le substrat du détecteur, et influe directement sur le profil du potentiel électrique dans la diode. La capacité et la surface active jouent sur la forme du signal électrique en aval de la diode, il est donc nécessaire de les prendre en compte en plus de la déformation du signal par la chaîne d'acquisition.

Chacune des diodes peuvent être irradiées par des sources radioactives sur les deux faces du détecteur, ce qui produit des différences considérables dans la forme des signaux, qui seront détaillées ci-après.

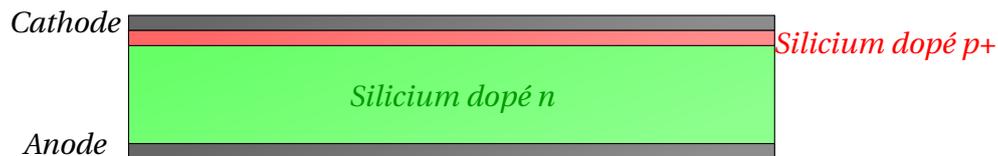


FIGURE 3.1 – Schéma d'une coupe transversale de diode simple, avec la cathode, l'anode ainsi que le volume sensible (en vert) composé de silicium dopé  $n$ , et d'une implantation de type  $p+$  à proximité de la cathode

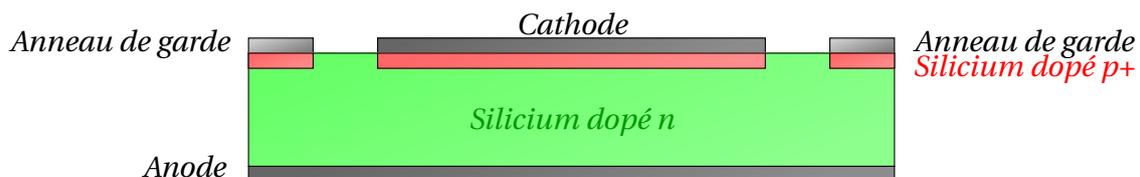


FIGURE 3.2 – Schéma d'une coupe transversale de diode avec un anneau de garde simple de forme circulaire, avec la cathode, l'anode ainsi que le volume sensible (en vert) composé de silicium dopé  $n$ , et d'une implantation de type  $p+$  à proximité de la cathode et de l'anneau de garde

La modélisation simple de géométrie des détecteurs à diode est donnée Fig. 3.1 et est composée uniquement de deux contacts de même largeur en opposition, entre lesquels on a un substrat de silicium dopé  $n$  et une implantation de type  $p+$  au niveau d'un des contacts.

Certains fabricants des détecteurs à diode ont recours à des contacts, appelés anneaux de garde, qui viennent s'ajouter à l'anode et la cathode. Ces contacts sont de forme circulaire et se situent sur les bords de la jonction principale (Fig. 3.2). Leur rôle, lorsqu'ils sont polarisés correctement (au même potentiel que la jonction), est de réduire le courant de fuite du détecteur en modifiant le champ électrique présent dans la diode. Cependant, la polarisation des anneaux de garde peut, dans certains cas, avoir un effet néfaste sur la collection des charges dans le détecteur, notamment lorsque l'ionisation a lieu proche de la périphérie de l'anneau. Cela peut mener à une collection seulement partielle des charges et peut donc fausser les mesures d'énergies déposées. Des efforts de quantifications de ces perturbations

ont été faits pour une application spatiale, avec notamment des irradiations avec notre banc d'essai d'acquisition de transitoires [1].

Plusieurs caractéristiques de la diode doivent être déterminées avant d'entamer les simulations, à savoir :  $N_D$ ,  $V_{fd}$  et  $\rho$  qui sont respectivement le niveau de dopage du substrat, la tension de déplétion totale et la résistivité. Généralement, les fabricants indiquent la valeur de  $V_{fd}$  ou  $\rho$ . Au moins une de ces quantités est nécessaire pour déterminer le jeu complet de paramètres à l'aide des relations donnant la tension de déplétion complète ainsi que la densité de dopage en fonction de la résistivité établies en chapitre 2 : Equation 2.11 :

$$V_{fd} = \frac{d^2 q N_D}{2 \epsilon_0 \epsilon_r} \quad (3.1)$$

$$N_D = \frac{1}{\rho q \mu_{n0}} \quad (3.2)$$

Les diodes utilisées ici ont des valeurs de  $N_D$  comprises généralement entre  $10^{11} \text{ cm}^{-3}$  et  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , des tensions de déplétion totale entre 10 V et 800 V et des résistivités entre  $4400 \Omega \text{ cm}$  et  $44\,000 \Omega \text{ cm}$ . Ces caractéristiques sont résumées en Fig. 3.3.

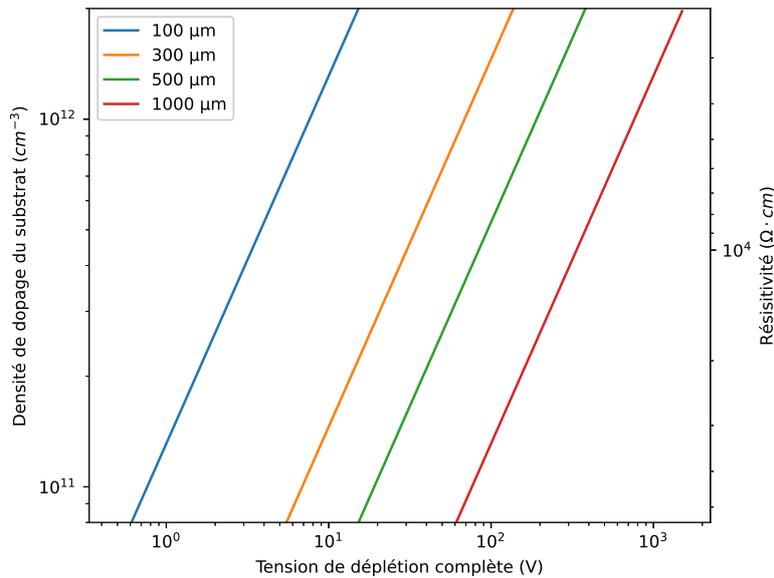


FIGURE 3.3 – Densité de dopage et résistivité fonction de la tension de déplétion complète pour des profondeurs de diode de 100  $\mu\text{m}$ , 300  $\mu\text{m}$ , 500  $\mu\text{m}$  et 1000  $\mu\text{m}$

Une fois ces paramètres connus, il est possible d'effectuer des simulations de courants transitoires dans une diode. Cependant, l'effet capacitif de la diode sur la forme du signal n'est pas pris en compte par nos simulations, et donc la mesure de ce paramètre  $C$  correspondant à la capacité de la diode devient incontournable. C'est pourquoi on détermine en général cette capacité  $C$  grâce à des caractéristiques  $C(V)$ . Selon les fabricants, ces valeurs peuvent varier entre 10 pF et 60 pF.

D'un point de vue physique, on peut utiliser l'expression de la largeur de déplétion  $W$

donnée en chapitre 2 pour le cas simple de la jonction p-n pour déterminer la capacité de la diode en fonction de la tension appliquée :

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon(V_D + V_A)}{q} \left( \frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right)} \quad (3.3)$$

on approxime la capacité  $C$  de notre diode à celle d'un condensateur plan de surface  $S$  avec un matériau de permittivité  $\varepsilon$  :

$$C = \varepsilon \frac{S}{W} \quad (3.4)$$

Ainsi, on peut déterminer l'évolution de la capacité  $C$  en fonction de la tension  $V_A$  appliquée à la diode. En pratique, le type de graphique présenté en Fig. 3.4 est fourni par le constructeur, et on lit la valeur de la capacité lorsque celle-ci atteint une valeur constante (c'est à dire au delà de la tension de déplétion complète)

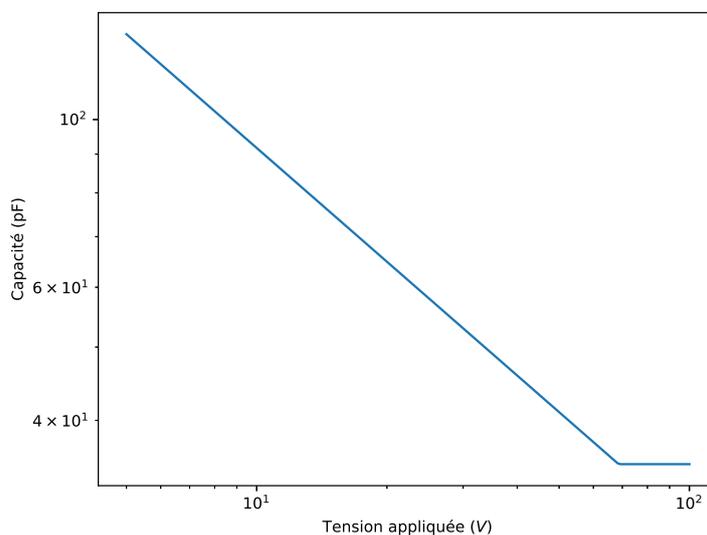


FIGURE 3.4 – Exemple d'un graphique  $C(V)$  pour une diode de  $300 \mu\text{m}$ , avec des valeurs pour  $N_D$  de  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , et une surface active  $S$  de  $1 \text{ cm}^2$

Pour filtrer les signaux, un filtre de Butterworth [2] du second ordre a été utilisé, réglé sur une fréquence de coupure  $f_c = 1/(2\pi RC)$  où  $R = 50 \Omega$  et  $C$  est la capacité de la diode en question. Ce type de filtre présente l'avantage d'avoir une réponse plate en dessous de la fréquence de coupure, et de couper les fréquences au dessus avec une pente de  $-40 \text{ dB}$  par décade pour l'ordre deux. Ce filtre simpliste constitue une approximation de la réponse fréquentielle de la diode, qui est en réalité plus complexe.

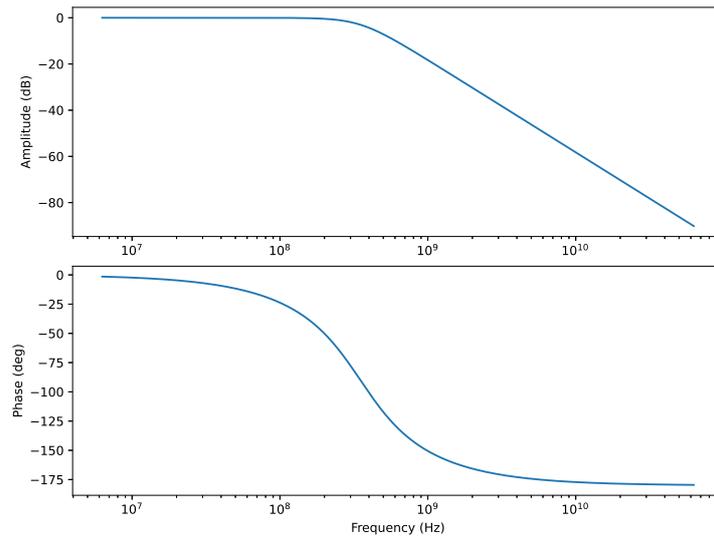


FIGURE 3.5 – *Diagramme de Bode d'un filtre de Butterworth d'ordre 2, avec une fréquence de coupure réglé à 350 MHz.*

En pratique, l'effet du filtre est de diminuer les contributions hautes fréquences comprises dans le spectre du courant transitoire à filtrer, ce qui augmente légèrement la durée de vie du transitoire.

### 3.2 Paradigme de Shockley-Ramo

L'approche numérique de Shockley-Ramo consiste à calculer le courant induit sur une ou plusieurs électrodes par le mouvement des charges dans un milieu. Il nécessite d'avoir au préalable une formulation des vitesses des porteurs de charges dans le milieu. Ce qui peut se faire de manière simpliste en considérant que les porteurs se déplacent à la vitesse  $v$  relié au champ  $E$  par la mobilité  $\mu_c$  des électrons ou des trous :

$$v = \mu_c E \quad (3.5)$$

Les dépôts d'énergie initiaux sont traités comme des paires électron/trou et leurs trajectoires de dérive sont calculées individuellement jusqu'à la collection en utilisant le théorème de Shockley-Ramo. Cette approche est mise en œuvre par des codes tels que Garfield ++ [3], développée au CERN, ainsi que par Hamrita et al. en [4].

D'autres modèles ne se limitent pas à des simulations Shockley-Ramo « pures » et sont quelque peu améliorées pour mieux décrire certaines configurations (notamment pour les particules à TLE élevé). Certains de ces modèles sont décrits ci-après.

#### 3.2.1 Description de l'approche Shockley-Ramo

Le paradigme de Shockley-Ramo a été mis en place pour la première fois dans les années 1930 ([5],[6]). Il s'agit d'un théorème permettant de relier le mouvement de charges dans

un milieu à un courant induit sur une ou plusieurs électrodes. Ce théorème est aujourd'hui encore très utilisé dans le milieu des détecteurs de particules comme les chambres à ionisation et les chambres à fils. Ce théorème bouscule une croyance tenace selon laquelle une électrode doit "recevoir" la charge qui dérive pour produire un signal sur celle-ci. En effet, le théorème de Shockley-Ramo montre qu'une charge qui dérive induit toujours un courant sur l'électrode, qu'elle collecte la charge ou non. Cela dit, l'intégrale totale du courant induit reste égal à charge totale collectée, donc une électrode qui ne collecte pas de charges possède un courant induit dont l'intégrale est nulle.

Formellement, le théorème stipule qu'en présence de  $n$  électrodes au sein d'un milieu où un porteur de charge  $q = e$  se déplace, le courant induit  $i$  sur la  $n$ -ième électrode vaut :

$$i = e\vec{v} \cdot \vec{E}_{wn} \quad (3.6)$$

où  $\vec{v}$  est la vitesse du porteur de charge, et  $\vec{E}_{wn}$  correspond au champ "fictif" (dit "weighting field" en anglais) qui existerait en l'absence du porteur de charge et si toutes les électrodes étaient à potentiel nul, à part la  $n$ -ième, qui serait à un potentiel unitaire de 1 V. Ce champ fictif est différent de celui qui existe réellement dans le milieu et est souvent appelé "weighting field" dans la littérature.

La démonstration (écrite par Shockley et Ramo la même année) réside dans l'utilisation du théorème de Gauss et de la seconde identité de Green. Pour ce faire, on considère deux configurations d'une même géométrie à  $n$  électrodes dont on veut déduire le courant induit d'une charge  $q$  sur une des électrode :

La première configuration consiste à placer la charge  $q$  et de fixer toutes les électrodes à un potentiel nul. La loi de Gauss sur une sphère de rayon infinitésimal centré sur la charge donne :

$$\iint_S \frac{\partial V}{\partial n} dS = -\frac{q}{\epsilon_0} \quad (3.7)$$

On note  $V$  le potentiel électrostatique dans cette situation, et  $V_e$  le potentiel de la sphère entourant la charge  $q$ .

La seconde situation consiste à retirer la charge  $q$  et de placer l'électrode  $n$  à un potentiel unitaire de 1 V (on laisse tous les autres contacts à zéro). On note alors  $V'$  le potentiel électrostatique de cette situation et  $V'_e$  le potentiel du point où se trouvait la charge  $q$ .

En utilisant la seconde identité de Green, on obtient pour relier ces deux situations :

$$\iiint_v [V'\nabla^2 V - V\nabla^2 V'] dv = -\iint_S \left[ V' \frac{\partial V}{\partial n} - V \frac{\partial V'}{\partial n} \right] dS \quad (3.8)$$

On choisit pour cette identité le volume  $v$  de l'espace entre les électrodes auquel on soustrait la sphère entourant la charge  $q$ .

L'espace entre les contacts et ne contient aucune charge (dans un cas comme dans l'autre puisqu'on a exclu la sphère). Par l'équation de Poisson, on a, de ce fait on a :  $\nabla^2 V = 0$  et  $\nabla^2 V' = 0$ , le membre de gauche est donc nul.

Pour le membre de droite, l'on peut séparer cette intégrale de surface associée au volume  $v$  en trois parties :

- La première est la surface constituée de l'ensemble des surfaces des contacts sauf le contact qui nous intéresse : sur cette surface on a  $V' = V = 0$  donc l'intégrale est nulle.
- La deuxième surface est celle du contact en question : dans ce cas on a  $V' = 1$  et  $V = 0$  ce qui aboutit à :

$$- \iint_{\text{électrode } n} \frac{\partial V}{\partial n} dS \quad (3.9)$$

- La troisième surface associée à  $v$  est celle de la sphère entourant notre charge  $q$ , sur laquelle  $V = V_e$  et  $V' = V'_e$  ce qui donne :

$$-V'_e \iint_{\text{sphère}} \frac{\partial V}{\partial n} dS + V_e \iint_{\text{sphère}} \frac{\partial V'}{\partial n} dS \quad (3.10)$$

Or, ce second terme est nul en vertu du théorème de Gauss appliqué à la deuxième configuration, dans laquelle la charge  $q$  a été enlevée.

Il nous reste alors seulement deux termes, et on peut réécrire l'équation 3.8 en :

$$-V'_e \iint_{\text{sphère}} \frac{\partial V}{\partial n} dS - \iint_{\text{électrode } n} \frac{\partial V}{\partial n} dS = 0 \quad (3.11)$$

L'intégrale associée au contact  $n$  peut s'écrire avec le théorème de Gauss en invoquant la quantité  $Q_n$  correspondant à la charge induite sur l'électrode  $n$ . L'intégrale sur la sphère a déjà été calculée par la loi de Gauss en 3.7.

On a alors :

$$-\frac{Q_n}{\epsilon_0} + \frac{q}{\epsilon_0} V'_e = 0 \quad (3.12)$$

ce qui permet de relier la charge au courant induit  $i_n$  :

$$i_n = -\frac{dQ_n}{dt} = -q \frac{dV'_e}{dt} = -q \frac{\nabla V'_e \cdot d\vec{r}}{dt} \quad (3.13)$$

La dernière étape consiste à expliciter le champ électrique  $E_w$  (il s'agit donc du champ fictif, dit "weighting" field) associé à la deuxième configuration, dicté par le potentiel de cette configuration  $V'_e$  :

$$\vec{E}_{wn} = -\nabla V'_e \quad (3.14)$$

On trouve enfin :

$$i_n = q \vec{v} \cdot \vec{E}_{wn} \quad (3.15)$$

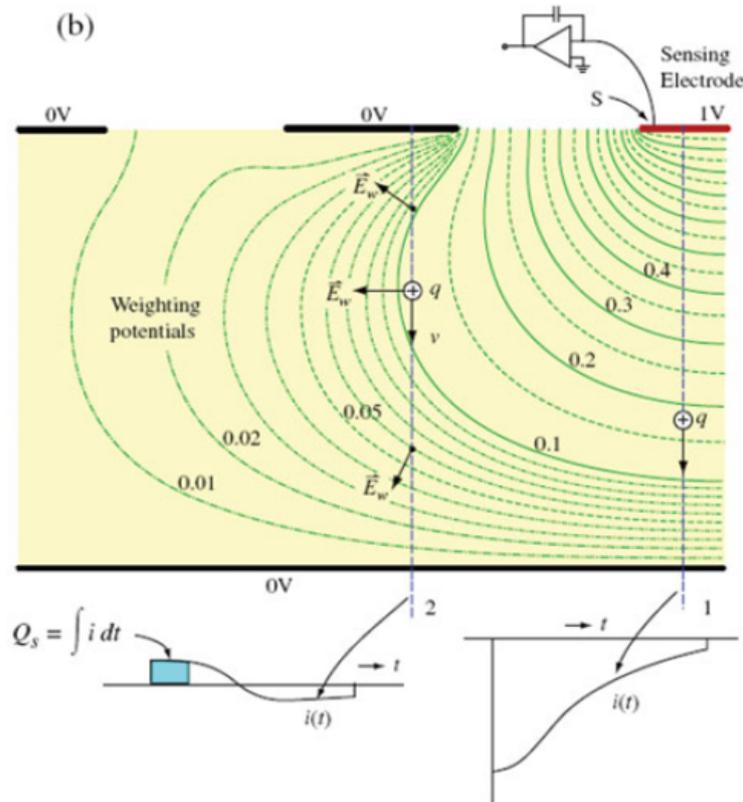


FIGURE 3.6 – Schéma d'un détecteur à plusieurs électrodes et lignes de champ (en vert) du "weighting field" associé à l'électrode en rouge. Les porteurs de charge considérés (1 et 2) ont des trajectoires rectilignes en bleu pointillé. (Source : [7])

A titre d'exemple, on peut appliquer le théorème de Shockley-Ramo dans les deux cas présentés en Fig. 3.6 où l'on distingue les lignes de champ du weighting field  $E_w$  associé à l'électrode en haut à droite en rouge ("Sensing Electrode"). Les deux courbes en bas correspondent au courant induit sur cette électrode par des particules qui auraient les trajectoires données par les pointillés (noté 1 et 2). Il est bon de noter que l'intégrale du courant correspond à la charge totale collectée par l'électrode. Dans le cas de la particule sur la trajectoire 2, qui n'a pas comme point d'arrivée (ni comme point de départ) l'électrode rouge : l'intégrale du courant est nulle.

On peut généraliser le théorème de Shockley-Ramo à des cas plus complexes où l'on a affaire à une multitude de porteurs de charge, en invoquant tout simplement le théorème de superposition, qui permet alors d'effectuer la somme des courants induits par chacun des porteurs.

### 3.2.2 Dynamiques des porteurs de charge

Une fois le formalisme Shockley-Ramo détaillé, nous pouvons nous en servir pour appréhender les dynamiques des porteurs de charges dans les semi-conducteurs. Prenons le cas

d'une diode de  $20\ \mu\text{m}$ , et regardons d'abord l'influence de la tension de polarisation  $V_a$  et de la densité de dopage  $N_D$  sur les caractéristiques statiques de la diode. On considère que ces diodes sont constituées de deux électrodes parallèles en opposition et de même taille, de manière à simplifier notre analyse.

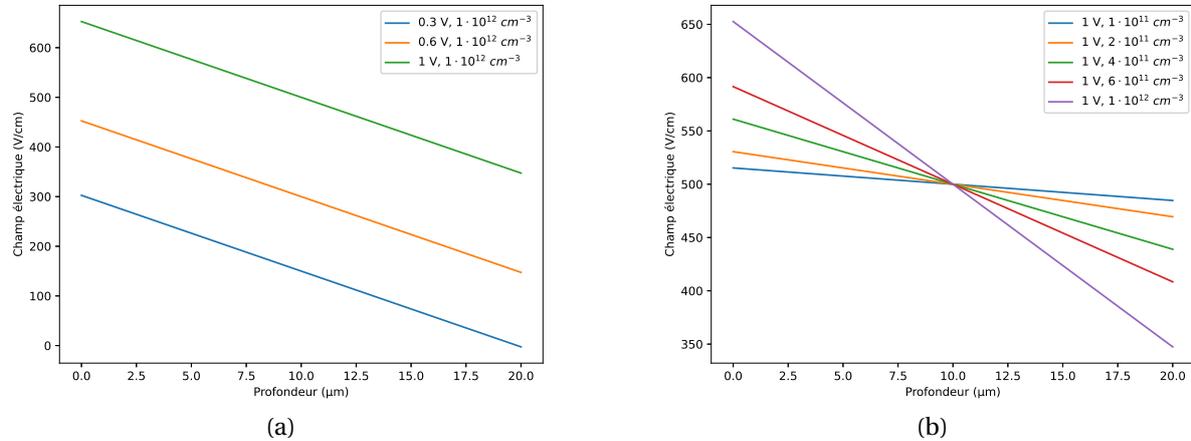


FIGURE 3.7 – A gauche, le profil des champs électrique dans des diodes de  $20\ \mu\text{m}$  avec  $N_D = 10^{12}\ \text{cm}^{-3}$  où l'on fait varier la tension appliquée de 0.3 V à 1 V. A droite, l'on garde une tension de polarisation de 1 V mais on fait varier la valeur de la densité de dopage  $N_D$  de  $10^{11}\ \text{cm}^{-3}$  à  $10^{12}\ \text{cm}^{-3}$ .

A densité de dopage égale, lorsqu'on modifie la tension appliquée au semi-conducteur, on augmente la norme du champ électrique en tout point, (Fig. 3.7a). Dans le cas considéré, notre diode de  $20\ \mu\text{m}$  possède une tension de déplétion complète de 0.3 V, donc lorsqu'on applique cette valeur de tension, on obtient le cas limite pour lequel la diode est complètement déplétée : le champ est nul à l'extrémité de la diode Fig. 3.7a.

Une tension plus forte correspond donc à un champ électrique plus fort dans la diode, et l'évacuation de charges présentes dans le milieu se fait d'autant plus rapidement. A l'inverse, si l'on applique une tension inférieure à la tension de déplétion totale, seule une partie de la diode est déplétée, et l'on ne récupère qu'un signal partiel car les charges sont recombinées dans les zones démunies de champ électrique.

De la même manière que la tension appliquée, la densité de dopage joue un rôle important sur l'allure du champ électrique dans le semi-conducteur. En effet, en prenant une même valeur de tension (1 V), on modifie la valeur de la densité de dopage de  $10^{11}\ \text{cm}^{-3}$  à  $10^{12}\ \text{cm}^{-3}$  et l'on s'aperçoit que le champ électrique varie beaucoup plus fortement d'un côté de la diode à l'autre (Fig. 3.7b). Une configuration fortement dopée nécessite d'appliquer une tension plus élevée pour atteindre la déplétion complète, ce qui est visible sur la Fig. 3.7b, mais se justifie aussi par l'Eq. 3.1, qui indique que la tension de déplétion totale est proportionnelle à la densité de dopage, pour une même largeur de diode.

L'approche de Shockley-Ramo nous permet de faire une première prise en main du mouvement des charges dans les semi-conducteur, en simulant le courant induit par le mouvement des charges. c'est donc l'occasion de se demander comment évoluent les

charges dans nos diodes, en fonction de leur nature et des paramètres de la diode.

Pour ce faire, on étudie le comportement d'une paire électron/trou, qui représente une énergie déposée de 3.6 eV placée à divers endroits de la diode (Fig. 3.8). Les trois emplacements où l'on initialise la paire électron/trou sont la face avant de la diode, le milieu de la diode, et l'arrière de la diode, qui correspondent respectivement à la gauche, le milieu et la droite sur les coupes de champ électrique données en Fig. 3.7. La première diode étudiée (les cas (a) à (c)) possède une densité de dopage de  $10^{11} \text{ cm}^{-3}$  et l'autre  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$  (les cas (d) à (f)). Sont représentées en bleu et en orange les deux contributions au courant total pour chacun des trois cas : celle des électrons et des trous respectivement.

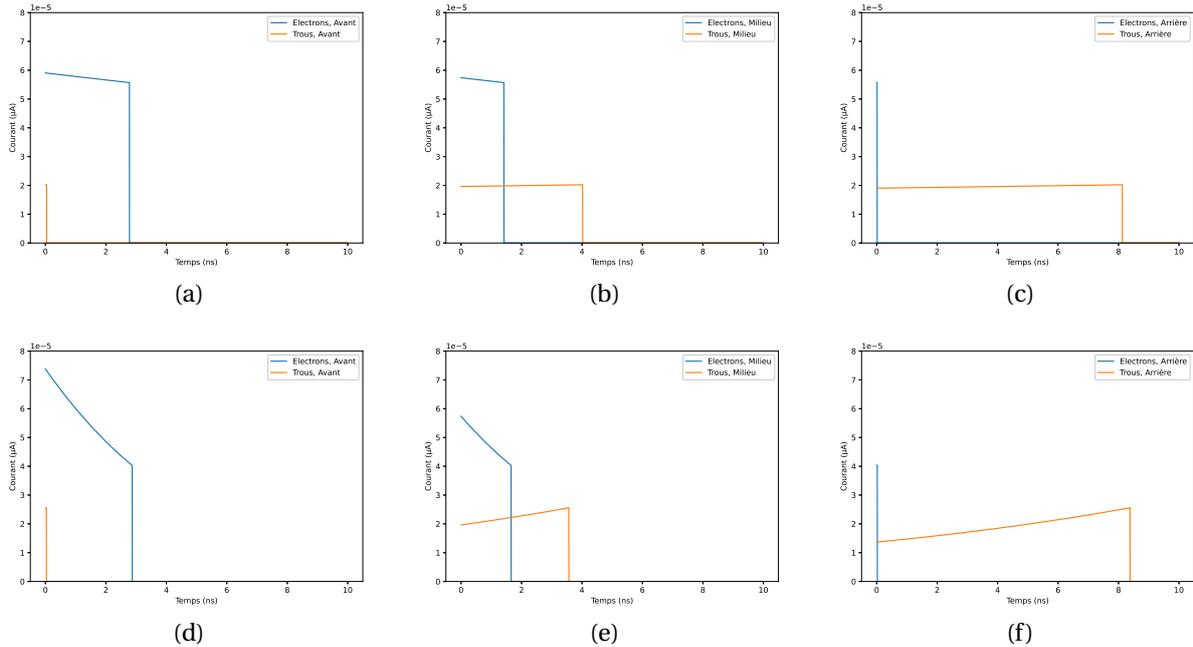


FIGURE 3.8 – Courants induits par une paire électron/trou séparés en courant d'électron et de trous, pour des irradiations à trois emplacements différents, à l'avant ((a) et (d)), au milieu ((b) et (e)), et à l'arrière ((c) et (f)) pour deux diodes de  $20 \mu\text{m}$  polarisées à 1 V dont le dopage diffère :  $10^{11} \text{ cm}^{-3}$  pour les cas (a) à (c) et  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$  pour les cas de (d) à (f)

Le premier élément remarquable est le fait que les irradiations sur la face arrière (c) et (f), sont beaucoup plus lentes que les autres. En effet, sur la face arrière du détecteur (à droite sur la Fig. 3.7), ce sont les trous qui parcourent le trajet le plus long dans la diode alors que les électrons sont collectés quasiment instantanément. Puisque les trous ont des mobilités inférieures aux électrons, c'est donc sur cette face que les courants induits sont les plus longs. C'est ce constat qui permet aux auteurs effectuant l'étude de transitoires pour l'identification d'isotopes par exemple, d'irradier leurs diodes sur cette face [8] [9] [10], évoqué en chapitre 2.

A l'inverse, l'irradiation sur la face opposée (la face avant), donne des impulsions de courant plus rapides, et une contribution au courant majoritairement issu du mouvement de l'électron dans la diode.

Enfin, le cas intermédiaire de l'injection d'une paire électron/trou à mi chemin entre les deux électrodes donne des contributions égales des électrons et des trous.

Il reste à discuter les différences entre les deux diodes utilisées ici : nous avons déjà vu la différence sur le comportement statique des diodes dopées à  $10^{11} \text{ cm}^{-3}$  et  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$  en Fig. 3.7. Le cas plus faiblement dopé donne lieu à un champ électrique plus uniforme, ce qui donne des courants dont l'allure est plus plate (de (a) à (c)) que dans le deuxième cas. En plus, on remarque que les pentes des courants induits pour les électrons et les trous sont opposées : les électrons induisent un courant qui décroît lors de leur dérive alors que les trous augmentent, et ce dans tous les cas de figures.

Ceci s'explique mathématiquement par le formalisme décrit dans la sous-partie précédente (3.2.1), qui montre que le courant induit est proportionnel à la vitesse des porteurs (elle même proportionnelle au champ électrique réel), ainsi qu'au weighting field. Du fait de leur charge, les électrons migrent vers le champ électrique décroissant et donc vers la droite Fig. 3.7, alors que les trous se dirigent à l'opposé, ce qui explique les allures observées.

L'étude de ces cas simplistes permet de se familiariser avec la dynamique des porteurs de charges et la formation du courant induit dans les diodes, ce qui nous servira pour la suite de ce manuscrit.

### 3.2.3 Modèles utilisant l'approche Shockley-Ramo

Dans la littérature, l'utilisation du théorème de Shockley-Ramo est très répandue, notamment pour la simulation du comportement de détecteurs à gaz comme les chambres d'ionisation [11], [12]. Son utilisation pour les détecteurs solides comme ceux étudiés ici est aussi applicable pour répondre à des conditions d'irradiations spécifiques mais nécessite d'effectuer quelques modifications.

En effet, nombre d'auteurs (dont certains des modèles sont présentés ci-après) se sont intéressés à la réponse de détecteurs en semi-conducteur sous irradiation par des ions lourds ( $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ) et constatent des temps de montée expérimentalement beaucoup plus longs que dans leurs simulations Shockley-Ramo. Cet effet est connu depuis les années 1960 [13], [14], [15] sous le nom de "plasma delay effect" et les tentatives de description de ce phénomène sont nombreuses.

#### 3.2.3.1 Modèle de Tove et Seibt

Le modèle développé par Tove et Seibt [13] tente de prendre en compte l'effet du "plasma delay effect" en utilisant le concept de diffusion ambipolaire  $D_a$ , qui rend compte de la diffusion simultanée des deux types de porteurs (électron/trou). Dans ce modèle on considère un cylindre dans lequel les paires électron/trou sont concentrées au moment du passage de la particule. En calculant la diffusion radiale de ces porteurs par une équation simple de diffusion prenant comme coefficient  $D_a$ , il est possible de calculer l'évolution du rayon du cylindre et donc de connaître l'évolution de la densité au cours du temps de la colonne de plasma.

### 3.2.3.2 Modèle de Pârlog

Le modèle développé en [16] de Pârlog et al. propose une approche plus complexe que celle implémentée par une approche Shockley-Ramo "pure". La particularité d'un tel modèle est de prendre en compte (en 1D) l'évolution du champ électrique sous l'effet des paires électrons/trous elles-mêmes.

Les auteurs proposent un modèle qui considère que les paires électrons/trous restent un certain temps dans la colonne initiale d'ionisation puisqu'ils sont en quelque sorte protégés par le champ électrique plus faible voire nulle dans cette zone; on attribue alors aux porteurs une probabilité de dissociation  $\lambda$  ce qui modère leur temps d'évacuation de la colonne d'ionisation :

$$-\frac{1}{N(x, t)} \frac{dN(x, t)}{dt} = \lambda \quad (3.16)$$

où  $N(x, t)$  est la densité linéique de porteurs à l'abscisse  $x$  à l'instant  $t$ .

Pour calculer la modification du champ électrique au cours du temps, la permittivité diélectrique n'est plus considérée comme constante dans la colonne d'ionisation mais dépend directement de la densité de charge  $N(x, t)$ .

$$\frac{\varepsilon'_r(x, t)}{\varepsilon_r} = 1 + kN(x, t) \quad (3.17)$$

où  $\varepsilon'_r$  est la permittivité relative modifiée et  $\varepsilon_r$  la valeur initiale de la permittivité et  $k$  est un des paramètres libres du modèle.

En tout, ce modèle possède trois paramètres entièrement libres, qui sont fixés pour un type de particule à une certaine énergie dans une certaine diode. Il s'agit :

- du paramètre  $\lambda$ , qui gouverne la vitesse d'évacuation des porteurs de la colonne,
- du paramètre  $k$  permettant de relier la densité de charge au changement de permittivité,
- et du paramètre  $N_{th}$  qui dicte le seuil en dessous duquel on autorise les charges à s'extraire librement sans obéir à la loi de probabilité énoncé en Eq. 3.16.

### 3.2.3.3 Modèle de Sosin

Le modèle développé en [17] par Z.Sosin utilise encore une autre approche pour calculer l'évolution des charges dans les semi-conducteurs. L'auteur formalise le potentiel d'interaction mutuelle entre deux nuages de charges de signes opposés à l'aide de dynamique quantique moléculaire, permettant ensuite de déduire l'évolution dans le temps des densités de charge le long de la colonne d'ionisation, et enfin de relier ces évolutions de charge à un courant par le théorème de Shockley-Ramo.

## 3.2.4 Code de simulation Shockley-Ramo : Garfield ++

L'outil Garfield++ est un framework codé en C++ qui implémente le formalisme de Shockley-Ramo. Il est développé par le CERN et est en libre accès. Sa fonction principale est de

simuler la réponse de détecteurs gazeux, mais permet aussi de simuler des détecteurs solides moyennant certaines contraintes.

L'outil permet de définir la géométrie ainsi que les propriétés des matériaux le constituant (mobilités, vitesses de saturation). Ensuite l'outil permet une implémentation analytique des deux champs électriques nécessaire pour implémenter l'approche de Shockley-Ramo, à savoir le weighting field et le champ électrique réel. Dans certains cas, ces calculs analytiques sont possibles et même suffisants, comme par exemple dans une géométrie avec deux plaques parallèles infinies. Il est préférable, dans ces cas, d'utiliser une implémentation analytique. Cependant, si l'on souhaite simuler des cas plus complexes, (par exemple une diode avec anneau de garde [1]) il est nécessaire de donner à l'outil une carte des deux champs électriques calculés avec un autre outil. A cette fin, Garfield++ permet l'interfaçage avec des logiciels Technology Computer Aided Design (TCAD) comme Synopsys Sentaurus, Ansys ou Elmer.

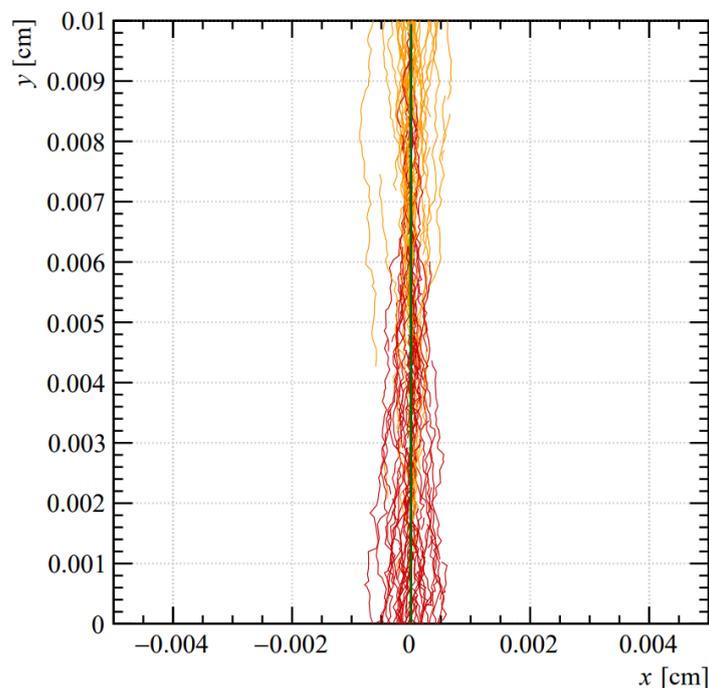


FIGURE 3.9 – Exemple de dérives de charges avec l'outil Garfield++ pour une irradiation d'un pion dans un détecteur de  $100\ \mu\text{m}$  dont la trajectoire est la ligne verte. Les traces d'électrons sont en jaune et les trous en rouge (Source : [18]).

Une fois la géométrie et les cartes de champs importés, il est nécessaire de définir l'ionisation qui a lieu dans le détecteur. La classe TrackTrim de Garfield++ possède une interface avec SRIM permettant d'importer les données relative à un type d'irradiation : l'énergie moyenne perdue par unité de longueur par phénomènes électromagnétiques et nucléaires, la profondeur de pénétration projetée moyenne, ainsi que des paramètres dictant la variabilité des écarts longitudinaux et transverses de trajectoires des particules (straggling).

A partir de ces données moyennes, la classe TrackTrim produit des trajectoires de par-

ticules individuelles qui reproduisent un comportement moyen. Une fois les trajectoires et les dépôts d'énergie ionisants calculés et convertis en paires d'électrons/trous, il reste à effectuer le transport de ces charges dans le milieu. Pour faciliter ce calcul, les paires électrons/trous sont regroupées en paquets ("clusters") selon leurs positions dans l'espace, de sorte à ce qu'il y ait une centaines de clusters dans le milieu.

Bien que Garfield++ propose une interface avec TRIM, nous avons créé une classe permettant d'injecter des charges à partir de sorties GEANT4 ce qui permet de simuler des trajectoires individuelles de particules quelconques, ce que ne propose pas TRIM pour les électrons par exemple. En outre, notre nouvelle classe dialoguant avec GEANT4 permet, de facto, une plus grande modularité pour biaisé par exemple l'angle d'incidence de la particule sur le détecteur.

Le transport des charges peut se faire de deux manières dans Garfield++, soit par intégration par une méthode de type Runge-Kutta, soit par intégration Monte-Carlo. La singularité de l'intégration Monte-Carlo réside dans l'injection d'un caractère aléatoire à chaque étape du transport des porteurs pour prendre en compte la diffusion des porteurs. Pour ce faire, Garfield++ pioche dans des distributions gaussiennes les composantes de vitesses longitudinales et transverses, ce qui définit un vecteur correspondant au pas de simulation. Un autre pas est effectué sans ajouter de caractère aléatoire. Le pas final retenu pour l'itération suivante est la somme (vectorielle) de ces deux pas.

Une fois le transport effectué dans le champ électrique réel, il faut ensuite calculer le courant induit sur les électrodes qui nous intéressent. Ayant fourni les cartes de weighting field à Garfield++, et ayant la mémoire des trajectoires de tous les porteurs simulés, l'outil est en mesure de calculer le courant via le théorème de Shockley-Ramo (Eq. 3.15).

#### 3.2.5 Limites des résolutions partielles Shockley-Ramo

Les résolutions partielles des équations du semi-conducteur ne sont pas toujours adaptées aux types de radiations auxquels nous avons affaire dans le contexte des ceintures de radiation terrestres, particulièrement pour les protons de basses énergies, qui ont un TLE élevé.

Mais la question du TLE n'est pas le seul handicap des méthodes de résolution partielle. En effet, tous les modèles permettant de prendre en compte la variabilité du champ électrique du fait de la présence des charges, introduisent des paramètres libres qu'il convient de fixer après mesure expérimentale. Ceci serait impossible dans un cas comme le nôtre, où l'on a affaire à une gamme extrêmement large d'énergie de protons et d'électrons.

En ce qui concerne les modèles de Tove et al., Beattie ou Sosin, il s'agit de modèles unidimensionnels, ce qui limite fortement les variabilités de l'irradiation. En effet, les particules qui impactent notre détecteur n'ont pas forcément des trajectoires rectilignes (particulièrement les électrons), et surtout, ces mêmes particules n'arrivent pas nécessairement en incidence normale sur la surface du détecteur. Tous ces cas sont difficilement traitables avec un modèle unidimensionnel. Pour cela, des outils plus complets mais plus délicats à mettre en oeuvre peuvent être invoqués pour palier les manquements des modèles plus simples.

### 3.3 Le système couplé d'équations du semi-conducteur

Les trois équations suivantes décrivent l'évolution des densités de porteurs de charges dans les semi-conducteurs. Il s'agit des équations de continuité, de dérive-diffusion et de Poisson. Couramment appelé système de Van Roosbroeck [19] ou Drift-Diffusion Poisson (DDP), ces équations découlent des équations de Maxwell, rappelées ici au fur et à mesure.

Une fois ces équations introduites, nous verrons qu'il existe plusieurs approches pour résoudre ces équations. Certaines sont partielles et se contentent de résoudre les équations de dérive-diffusion (Eq. 3.18 et Eq. 3.19), ce qui présente l'avantage de diminuer drastiquement le temps de simulation, mais présente des limites de validité qui seront détaillées. D'autres, résolvent l'ensemble des équations présentées mais peuvent nécessiter des temps de calcul beaucoup plus long.

#### 3.3.1 Les équations de dérive-diffusion

La première équation exprimé pour les populations de électrons (Eq. 3.18) et de trous (Eq. 3.19) est l'équation de dérive-diffusion, qui décrit l'évolution des densités de courant  $\vec{J}_n$  et  $\vec{J}_p$  dans le semi-conducteur en  $\text{Am}^{-2}$ .

Le premier terme qui contribue à l'évolution des densités de courants est le mouvement des charges sous l'effet du champ électrique  $\vec{E}(x, t)$  que l'on appelle dérive des charges.

La seconde contribution est présente même en l'absence de champ électrique et est analogue à la diffusion de matière de la première loi de Fick, qui est due au gradient de charges présent dans le milieu : c'est la diffusion des charges. Cette contribution est proportionnelle aux gradients de densités au sein du milieu ( $\nabla n$  et  $\nabla p$ ) ainsi qu'aux coefficients de diffusion  $D_n$  et  $D_p$  (en  $\text{m}^2\text{s}^{-1}$ ).

$$\vec{J}_n = qn\mu_n\vec{E}(x, t) + qD_n\nabla n \quad (3.18)$$

$$\vec{J}_p = qp\mu_p\vec{E}(x, t) - qD_p\nabla p \quad (3.19)$$

Les équations de dérive-diffusion ne sont pas aisément démontrées mais les hypothèses qui aboutissent aux relations (3.18 et 3.19) sont les plus couramment utilisées [20].

#### 3.3.2 Les équations de continuité

Les équations de continuité rendent compte localement de la conservation de la matière dans le milieu, et permettent de relier la variation temporelle de la densité de porteurs de charge à la densité de courant  $\vec{J}$  ainsi qu'à un terme source  $R$ , exprimées ici pour les électrons et les trous (3.20 et 3.21).

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \text{div} \vec{J}_n - R \quad (3.20)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{-1}{q} \text{div} \vec{J}_p + R \quad (3.21)$$

Mathématiquement, il est possible de démontrer les équations de continuité en utilisant les équations de Maxwell :

$$\text{rot } \vec{B} = \mu_0 \left( \vec{J} + \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \quad (3.22)$$

En appliquant l'opérateur divergence à cette équation :

$$\text{div rot } \vec{B} = \text{div } \vec{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (3.23)$$

En remplaçant  $\rho$  par la densité  $p - n$

$$\text{div}(\vec{J}_p + \vec{J}_n) + \frac{\partial(p - n)}{\partial t} = 0 \quad (3.24)$$

Enfin, on peut faire apparaître l'équilibre dynamique entre les densités de porteurs négatifs et positifs en introduisant la variable  $R$  (homogène à un taux de génération/recombinaison) qu'il nous appartient ensuite de modéliser :

$$\text{div } \vec{J}_n - q \frac{\partial n}{\partial t} = qR \quad (3.25)$$

$$\text{div } \vec{J}_p + q \frac{\partial p}{\partial t} = -qR \quad (3.26)$$

### 3.3.3 L'équation de Poisson

L'équation de Poisson (3.27) est indispensable pour calculer le champ électrostatique  $V$  engendré par une distribution de charges donnée :

$$\varepsilon_0 \varepsilon_r \Delta V = -\rho \quad (3.27)$$

Dans notre cas, la distribution de charges dans le milieu est la somme des électrons et des trous  $p$  et  $n$ , ainsi que des charges fixes dues au dopage du milieu  $N_D^+ - N_A^-$ .

$$\varepsilon_0 \varepsilon_r \Delta V = q(n - p + N_A^- - N_D^+) \quad (3.28)$$

L'équation de Poisson se démontre à partir de l'équation de Maxwell-Gauss :

$$\text{div } \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \quad (3.29)$$

et de l'existence du potentiel électrostatique  $V$  de la forme  $E = -\nabla V$ .

Cette dernière équation rend le couplage entre les équations du système de Van Roosbroeck encore plus fort car, dans une résolution temporelle, on a une forte migration des charges sous l'effet du champ électrique. Et cette migration modifie ce même champ électrique du fait de son déplacement.

### 3.3.4 Synopsys Sentaurus

Le logiciel Synopsys Sentaurus est un outil TCAD payant et sous licence, disponible à l'ONERA auquel nous avons pensé aux débuts de travaux de thèse, et permettant de créer des géométries complexes en 1D, 2D et 3D ainsi que de modifier le maillage selon les régions de l'espace. Le logiciel propose un large éventail de modèles pour les différents mécanismes (de génération/recombinaison par exemple). Bien que complet, Sentaurus se heurte dans notre cas à deux problèmes majeurs pour le calcul de courants transitoires.

Un premier problème résulte de notre besoin de simuler une grande quantité de transitoires, de manière à représenter au mieux l'étendue des transitoires possibles dans les ceintures de radiation pour les protons et les électrons. Malheureusement, les temps de calculs de Sentaurus se sont avérés très conséquents, et l'impossibilité de paralléliser cet outil car sous licence le rend compliqué à utiliser dans notre cas.

Le second problème découle de la manière dont Sentaurus permet d'initialiser les porteurs libres dans la géométrie. Une interpolation gaussienne autour de chaque dépôt d'énergie doit être faite et écrite dans un fichier d'initialisation ce qui est très peu pratique.

Pour ces raisons le logiciel Sentaurus a été utilisé à des fins de validations d'autres modèles dans des cas spécifiques, ainsi que pour générer des cartes de champs statique pouvant servir à Garfield++, mais a été exclu pour la simulation d'un grand nombre de transitoires.

## 3.4 Solveur DDP maison à différences finies unidimensionnel

En l'absence de solution pour simuler des trajectoires électrons et protons de manière fiable et rapide, nous nous sommes tournés vers un schéma de résolution du système complet des équations du semi-conducteur (dites DDP), en utilisant la procédure de découplage de Scharfetter-Gummel ([21], [22],[23]).

Ce code a d'abord été implémenté sur MATLAB, avant de passer à une version Python optimisée par une procédure de compilation "jit" (just in time) permettant d'accélérer les performances du code. De plus la version Python est aussi parallélisable de manière beaucoup plus simple que la version MATLAB. Pour tester la validité de notre code et dans l'esprit de procéder par étape, nous avons d'abord développé un code de résolution à une seule dimension, puis une version 2D, tous deux détaillées ci-après.

### 3.4.1 Découplage de Gummel

Le découplage de Gummel [21] est un schéma permettant de résoudre les équations couplées du semi conducteur. Ce découplage propose de résoudre les équations de manière séquentielle en partant d'une solution à priori du potentiel électrique  $V$ , qui permet de calculer une solution initiale de  $n$  et  $p$ . Les itérations suivantes consistent à mettre à jour le calcul de  $V$  en réinjectant les solutions de  $n$  et  $p$  et ce, jusqu'à ce que l'erreur commise sur le potentiel  $V$  soit inférieure à un certain seuil. Typiquement, le critère de convergence est fixé à  $10^{-4}$ . Le pas de temps est implémenté de manière variable avec une valeur initial de  $10^{-15}$  s. Dans notre cas, si le critère de convergence est atteint avant un certain nombre

d'itérations, le pas de temps augmente, autrement il diminue et la solution obtenue jusque là n'est pas retenue.

### 3.4.2 Discrétisation de Scharfetter-Gummel

Ayant un algorithme de découplage des équations du semi-conducteur, on s'adresse à présent à la discrétisation des ces équations. On s'attarde ici sur la version unidimensionnel de cette discrétisation en supposant un maillage de  $N_x$  mailles (auquel on ajoute deux mailles de part et d'autres pour les conditions aux limites), uniforme en  $x$ .

Pour les électrons, on réécrit l'équation de dérive-diffusion (3.18) en notant  $J_{i+\frac{1}{2},j}^n$  la densité de courant entre les points  $i$  et  $i+1$  à l'instant  $t_j$  et en utilisant la relation d'Einstein  $D/\mu = V_T$ , ainsi qu'en notant  $n_{i,j} = n(x_i, t_j)$  (de même pour  $p$ ,  $V$  et  $R$ ).

$$\frac{1}{qD_n} J_{i+\frac{1}{2},j}^n = -\frac{\Delta V}{\Delta x V_T} n + \frac{\Delta n}{\Delta x} \quad (3.30)$$

En définissant  $\sigma$  la fonction :

$$\sigma(x) = \exp\left(\int_{\Delta x} -\frac{\Delta V}{\Delta x V_T} dx\right) = \exp\left(-\frac{1}{V_T} \frac{\Delta V}{\Delta x} x\right) \quad (3.31)$$

et en multipliant par  $\sigma$  et en intégrant (3.30) entre les points  $x_i$  et  $x_{i+1}$  :

$$\int_{x_i}^{x_{i+1}} \sigma(x) \frac{1}{qD_n} J_{i+\frac{1}{2},j}^n dx = \int_{x_i}^{x_{i+1}} \left(-\sigma(x) \frac{\Delta V}{\Delta x V_T} n(x, t) + \sigma(x) \frac{\Delta n}{\Delta x}\right) dx \quad (3.32)$$

Reconnaissant dans le membre de droite la dérivée de  $\sigma n$  :

$$-J_{i+\frac{1}{2},j}^n \frac{V_T \Delta x}{qD_n \Delta V} [\sigma(x_{i+1}) - \sigma(x_i)] = [\sigma(x_{i+1}) n_{i+1,j} - \sigma(x_i) n_{i,j}] \quad (3.33)$$

soit :

$$J_{i+\frac{1}{2},j}^n = -\frac{qD_n \Delta V}{V_T \Delta x} \left[ \frac{\sigma(x_{i+1}) n_{i+1,j} - \sigma(x_i) n_{i,j}}{\sigma(x_{i+1}) - \sigma(x_i)} \right] \quad (3.34)$$

Il reste à définir la fonction de Bernoulli  $B$  et d'expliciter  $\Delta V$  :

$$B(x) = \frac{x}{e^x - 1} \quad (3.35)$$

pour obtenir à  $i + \frac{1}{2}$ , après manipulation :

$$J_{i+\frac{1}{2},j}^n = \frac{q\mu_n V_T}{\Delta x} \left[ B\left(\frac{V_{i+1,j} - V_{i,j}}{V_T}\right) n_{i+1,j} - B\left(\frac{V_{i,j} - V_{i+1,j}}{V_T}\right) n_{i,j} \right] \quad (3.36)$$

et pour la densité de courant de trous :

$$J_{i+\frac{1}{2},j}^p = \frac{q\mu_p V_T}{\Delta x} \left[ B\left(\frac{V_{i,j} - V_{i+1,j}}{V_T}\right) p_{i+1,j} - B\left(\frac{V_{i+1,j} - V_{i,j}}{V_T}\right) p_{i,j} \right] \quad (3.37)$$

Avant d'obtenir un système tri-diagonal permettant de résoudre pour  $n$  ( $p$ ) de manière implicite, il est nécessaire d'utiliser les équations de continuité, qui permettent de relier l'évolution dans le temps de  $n$  ( $p$ ) à la densité de courant d'électrons  $J^n$  ( $J^p$ ). Pour ce faire on discrétise l'équation (3.20) :

$$\frac{n_{i,j+1} - n_{i,j}}{\Delta t} = \frac{J_{i+\frac{1}{2},j+1}^n - J_{i-\frac{1}{2},j+1}^n}{q\Delta x} + R_{i,j+1} \quad (3.38)$$

on obtient alors :

$$\begin{aligned} n_{i,j} = & (1 + \Delta t R_{i,j+1}) n_{i,j+1} - \frac{\mu_n V_T \Delta t}{\Delta x^2} \left[ B \left( \frac{V_{i+1,j} - V_{i,j}}{V_T} \right) n_{i+1,j+1} \right. \\ & \left. - \left( B \left( \frac{V_{i,j} - V_{i+1,j}}{V_T} \right) + B \left( \frac{V_{i,j} - V_{i-1,j}}{V_T} \right) \right) n_{i,j+1} + B \left( \frac{V_{i-1,j} - V_{i,j}}{V_T} \right) n_{i-1,j+1} \right] \end{aligned} \quad (3.39)$$

Pour la densité de trous, on obtient de manière tout à fait analogue :

$$\begin{aligned} p_{i,j} = & (1 + \Delta t R_{i,j+1}) p_{i,j+1} - \frac{\mu_p V_T \Delta t}{\Delta x^2} \left[ B \left( \frac{V_{i,j} - V_{i+1,j}}{V_T} \right) p_{i+1,j+1} \right. \\ & \left. - \left( B \left( \frac{V_{i+1,j} - V_{i,j}}{V_T} \right) + B \left( \frac{V_{i-1,j} - V_{i,j}}{V_T} \right) \right) p_{i,j+1} + B \left( \frac{V_{i,j} - V_{i-1,j}}{V_T} \right) p_{i-1,j+1} \right] \end{aligned} \quad (3.40)$$

La discrétisation de l'équation de Poisson se fait de manière plus directe que celles des équations de continuité et de dérive-diffusion, en utilisant (3.27) :

$$-\frac{\epsilon}{\Delta x^2} [V_{i+1,j+1} - 2V_{i,j+1} + V_{i-1,j+1}] = q(p_{i,j} - n_{i,j} + C_i) \quad (3.41)$$

### 3.4.3 Conditions aux limites portant sur $n, p$ et $V$

Les conditions aux limites sur les densités des porteurs sont calculées en postulant l'équilibre thermique et l'absence de charge d'espace aux contacts, ce qui revient donc à imposer des conditions de Dirichlet aux bords, en prenant un champ électrique nul. :

$$n - p + N_A^+ - N_D^- = 0, np = n_{int} \quad (3.42)$$

ce qui donne :

$$n_k = \frac{\sqrt{C_k^2 + 4n_i^2} + C_k}{2} \quad (3.43)$$

$$p_k = \frac{\sqrt{C_k^2 + 4n_i^2} - C_k}{2} \quad (3.44)$$

où  $k$  désigne 0 ou  $N_x + 1$ .

Dans notre cas, on choisit des valeurs de concentration de dopage  $C_k$  telles que :  $C_0 = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  et  $C_{N_x+1} = N_D$  où  $N_D$  dépend de la diode utilisée.  $C_0$  correspond donc à l'extrémité où le dopage accepteur est implanté.

Quant aux conditions limites pour le potentiel, l'application d'une tension  $V_a$  à une des électrodes vient s'ajouter au potentiel intrinsèque  $V_{bi}$  de la diode. La démarche suit celle des densités de porteurs de charge dans le sens où l'on postule l'équilibre thermique et débouche elle aussi sur des conditions de Dirichlet :

$$V_0 = V_{bi}, V_{N_x+1} = V_{bi} + V_a \quad (3.45)$$

où :

$$V_{bi} = V_T \ln \left( \frac{C_0 + \sqrt{C_0^2 + 4n_i^2}}{2n_i} \right) \quad (3.46)$$

### 3.4.4 Ecriture matricielle

Avec les discrétisations explicitées en 3.39, 3.40 et 3.41, l'expression des conditions limites en 3.43, 3.44 et 3.45, on peut traduire le système entièrement discrétisé sous forme matricielle :

$$\vec{n}_j = (I + N) \vec{n}_{j+1} + B\vec{C}n_{j+1} \quad (3.47)$$

$$\vec{p}_j = (I + P) \vec{n}_{j+1} + B\vec{C}p_{j+1} \quad (3.48)$$

où  $\vec{n}_j$  ( $\vec{p}_j$ ) est le vecteur d'état des densité de porteurs  $n$  ( $p$ ) à l'instant  $j$ ,  $I$  représente l'identité, et  $N$  et  $P$  sont des matrices tridiagonales telles que :

$$N = \frac{\mu_n V_T \Delta t}{\Delta x^2} \begin{pmatrix} B \left( \frac{V_1 - V_2}{V_T} \right) + B \left( \frac{V_1 - V_0}{V_T} \right) & -B \left( \frac{V_2 - V_1}{V_T} \right) & 0 & \dots & 0 & 0 \\ -B \left( \frac{V_1 - V_2}{V_T} \right) & B \left( \frac{V_2 - V_3}{V_T} \right) + B \left( \frac{V_2 - V_1}{V_T} \right) & -B \left( \frac{V_3 - V_2}{V_T} \right) & \dots & 0 & 0 \\ 0 & -B \left( \frac{V_2 - V_3}{V_T} \right) & B \left( \frac{V_3 - V_4}{V_T} \right) + B \left( \frac{V_3 - V_2}{V_T} \right) & \dots & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & B \left( \frac{V_{n-1} - V_n}{V_T} \right) + B \left( \frac{V_{n-1} - V_{n-2}}{V_T} \right) & -B \left( \frac{V_n - V_{n-1}}{V_T} \right) \\ 0 & 0 & 0 & \dots & -B \left( \frac{V_{n-1} - V_n}{V_T} \right) & B \left( \frac{V_n - V_{n+1}}{V_T} \right) + B \left( \frac{V_n - V_{n-1}}{V_T} \right) \end{pmatrix} \quad (3.49)$$

$$P = \frac{\mu_p V_T \Delta t}{\Delta x^2} \begin{pmatrix} B \left( \frac{V_2 - V_1}{V_T} \right) + B \left( \frac{V_0 - V_1}{V_T} \right) & -B \left( \frac{V_1 - V_2}{V_T} \right) & 0 & \dots & 0 & 0 \\ -B \left( \frac{V_2 - V_1}{V_T} \right) & B \left( \frac{V_3 - V_2}{V_T} \right) + B \left( \frac{V_1 - V_2}{V_T} \right) & -B \left( \frac{V_2 - V_3}{V_T} \right) & \dots & 0 & 0 \\ 0 & -B \left( \frac{V_3 - V_2}{V_T} \right) & B \left( \frac{V_4 - V_3}{V_T} \right) + B \left( \frac{V_2 - V_3}{V_T} \right) & \dots & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & B \left( \frac{V_n - V_{n-1}}{V_T} \right) + B \left( \frac{V_{n-2} - V_{n-1}}{V_T} \right) & -B \left( \frac{V_{n-1} - V_n}{V_T} \right) \\ 0 & 0 & 0 & \dots & -B \left( \frac{V_n - V_{n-1}}{V_T} \right) & B \left( \frac{V_{n+1} - V_n}{V_T} \right) + B \left( \frac{V_{n-1} - V_n}{V_T} \right) \end{pmatrix} \quad (3.50)$$

et les vecteurs  $B\vec{C}n_{j+1}$  ( $B\vec{C}p_{j+1}$ ) sont les vecteurs représentant les conditions limites de notre système à l'indice 0 et  $N_x + 1$ .

L'équation de Poisson discrétisée en 3.41 peut aussi s'écrire :

$$P_M \vec{V}_{j+1} - B \vec{C} V_{j+1} = \frac{q \Delta x^2}{\varepsilon} (\vec{p}_j - \vec{n}_j + \vec{C}_j) \quad (3.51)$$

où  $P_M$  est la matrice :

$$P_M = \begin{pmatrix} 2 & -1 & 0 & \dots & \dots & 0 \\ -1 & 2 & -1 & \ddots & & \vdots \\ 0 & -1 & 2 & -1 & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & 0 \\ \vdots & & \ddots & \ddots & 2 & -1 \\ 0 & \dots & \dots & 0 & -1 & 2 \end{pmatrix} \quad (3.52)$$

et le vecteur  $B \vec{C} V_{j+1}$  est le vecteur de conditions aux limites en 0 et  $N_x + 1$ , définies en 3.45 :

$$B \vec{C} V_{j+1} = \begin{pmatrix} V(x_0, t_{j+1}) \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \\ V(x_{N_x+1}, t_{j+1}) \end{pmatrix} \quad (3.53)$$

### 3.4.5 Modèles associés

#### 3.4.5.1 Génération/recombinaison Shockley-Read-Hall (SRH)

Le terme de génération/recombinaison des équations 3.20 et 3.21 qui a été laissé de côté jusqu'ici peut se modéliser en utilisant le formalisme développé en [20], il s'agit du modèle Shockley-Read-Hall (SRH) :

$$R = \frac{n_{int}^2 - np}{\tau_n(p + p_1) + \tau_p(n + n_1)} \quad (3.54)$$

la prise en compte du phénomène de recombinaison SRH (3.54) fait apparaître deux termes dans l'équation matricielle présentée précédemment (Eqs. 3.47 et 3.48) :  $\vec{c}_n$  ( $\vec{c}_p$ ) et  $\vec{c}_{int}$ , qui sont de la forme :

$$\vec{c}_n = \left( \frac{p_{i,j} \Delta t}{\tau_n(p_{i,j} + p_1) + \tau_p(n_{i,j} + n_1)} \right)_{1 \leq i \leq N_x} \quad (3.55)$$

$$\vec{c}_p = \left( \frac{n_{i,j} \Delta t}{\tau_n(p_{i,j} + p_1) + \tau_p(n_{i,j} + n_1)} \right)_{1 \leq i \leq N_x} \quad (3.56)$$

$$\vec{c}_{int} = \left( \frac{-n_{int}^2 \Delta t}{\tau_n(p_{i,j} + p_1) + \tau_p(n_{i,j} + n_1)} \right)_{1 \leq i \leq N_x} \quad (3.57)$$

Les Eqs. 3.47 et 3.48 deviennent alors :

$$\vec{n}_j = ((1 + \vec{c}_p) I + N) \vec{n}_{j+1} + B\vec{C}n_{j+1} + \vec{c}_{int} \quad (3.58)$$

$$\vec{p}_j = ((1 + \vec{c}_n) I + P) \vec{n}_{j+1} + B\vec{C}p_{j+1} + \vec{c}_{int} \quad (3.59)$$

Les paramètres  $\tau_n$  et  $\tau_p$  prennent des valeurs comprises entre  $10^{-6}$  et  $10^{-3}$  et peuvent varier en fonction de la densité de dopants [24].

### 3.4.5.2 Plasma delay effect et diffusion ambipolaire

Le modèle 1D détaillé ici résout l'ensemble des équations du semi-conducteur données précédemment, ce qui signifie que la dépendance temporelle du champ électrique est prise en compte, et varie donc à chaque pas de temps. Cet aspect permet de palier les manquements des modèles de type Shockley-Ramo, et permet de simuler un plus grand nombre de cas.

Cependant, s'agissant d'une simulation 1D, la diffusion des charges doit être prise en compte via un modèle qui permet de simuler la diffusion radiale des charges le long de la trace de la particule. En effet, une forte densité d'ionisation dans le détecteur peut provoquer une colonne de plasma telle que décrite par [25],[13], qui écrante les charges du champ électrique externe. L'érosion de cette colonne se fait par diffusion radiale au fur et à mesure de la dérive des charges, ce qui augmente le temps total de collection.

À cette fin, le terme de génération/recombinaison  $R$  introduit plus haut (3.20), (3.21) peut être choisi pour correspondre à la modélisation décrite par Taroni et al. [25] ; les traces des particules sont modélisées comme ayant un rayon  $r(t)$  qui croît avec le temps de telle sorte que :

$$r^2(t) = 2R_t^2 D_a t + r_0^2 \quad (3.60)$$

$$D_a = \frac{2D_p D_n}{D_n + D_p} \quad (3.61)$$

où

$R_t$  une constante dépendant uniquement des propriétés de la diode

$D_a$  le coefficient de diffusion ambipolaire

$r_0$  le rayon initial de la trace

De nombreux efforts ont été faits par le passé pour décrire l'effet du « plasma delay » et sa dépendance à la masse et à la charge de la particule incidente [13], [14], [15]. Dans la Fig. 3.10, les coupes transversales du modèle 1D TCAD montrent l'évolution du champ électrique dans le temps lorsque les porteurs de charge sont extraits peu à peu de la colonne de plasma et dérivent vers les électrodes. L'état d'équilibre est représenté par la courbe à  $10^{-7}$  ns, instant auquel les porteurs de charge sont initialisés dans la simulation.

La modification du champ électrique par les porteurs de charge est clairement visible dans les deux cas de figures, mais l'effet de blindage est beaucoup plus important dans le

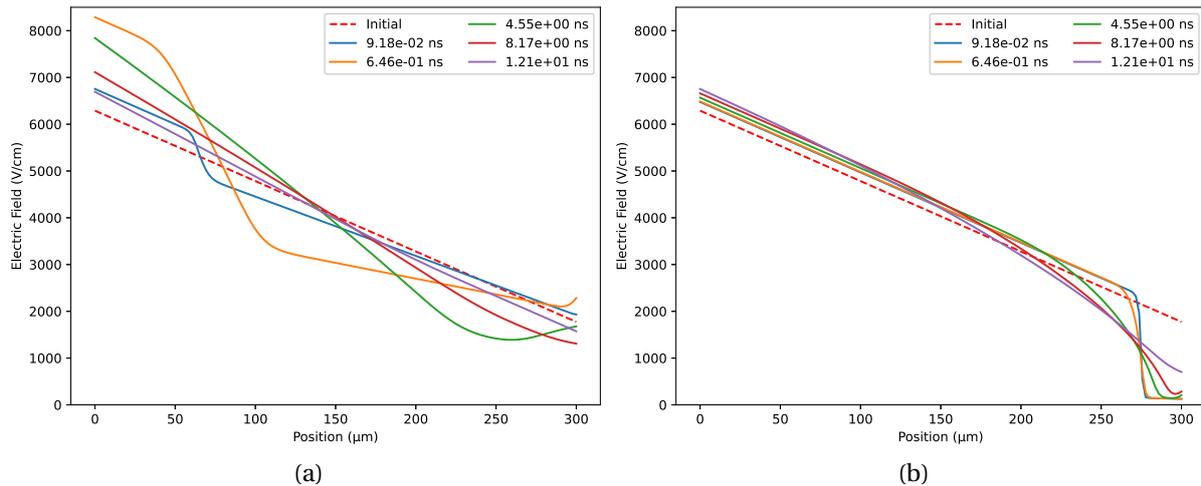


FIGURE 3.10 – A gauche, des coupes transverses du champ électrique issues du modèle 1D dans un détecteur de  $300\ \mu\text{m}$  irradié sur la face arrière par un deuteron de  $7\ \text{MeV}$  pour six pas de temps différents. La particule entre par le côté droit du graphique et a un range de  $238\ \mu\text{m}$ , on peut voir que le champ électrique est progressivement perturbé jusqu'à  $4.55\ \text{ns}$  avant d'entamer un retour à un état d'équilibre. A droite, les mêmes coupes transverses en irradiation sur la face arrière par une particule  $\alpha$  de  $5\ \text{MeV}$  pour six pas de temps différents. La particule entre aussi par le côté droit du graphique et a un range de  $27\ \mu\text{m}$ . Contrairement à la figure de gauche, le champ électrique est ici complètement annulé par la trace de la particule, en raison du TLE nettement plus élevé des particules  $\alpha$ .

cas des particules  $\alpha$  (Fig. 3.10), puisque leur TLE est plus élevé (d'un facteur d'environ 10). Cela écranche les porteurs de charge du champ électrique externe, ce qui augmente alors le temps de montée de l'impulsion et explique le défaut de hauteur d'impulsion observé pour les particules à TLE élevé ([15],[17]). Il est important de noter que les approches Shockley-Ramo pures ne parviennent pas à reproduire les impulsions de courant observées pour des particules à TLE élevé puisque la dérive des porteurs de charge est calculée dans le champ d'équilibre statique (dans ce cas, en rouge pointillé Fig. 3.10), produisant une impulsion beaucoup plus rapide et plus haute puisqu'aucun effet de blindage ne se produit. Des efforts tels que ceux réalisés dans [16] ont tenté de résoudre ce problème pour les particules à TLE élevé.

### 3.4.5.3 Mobilités des porteurs de charge

La dépendance en température de la mobilité des porteurs peut être exprimé sous la forme (3.62), qui montre de bons accords expérimentaux jusqu'à  $500\ \text{K}$ , selon [26]. Dans la suite on fixe  $T = 290\ \text{K}$ .

$$\mu_T = \mu_0 \left( \frac{T}{300} \right)^{-\gamma} \quad (3.62)$$

où  $\gamma$  est compris entre 2.2 et 2.3, et  $\mu_0$  vaut  $1440\ \text{cm}^2\ \text{V}^{-1}\ \text{s}^{-1}$  et  $470.5\ \text{cm}^2\ \text{V}^{-1}\ \text{s}^{-1}$  pour les

électrons et les trous respectivement.

Les mobilités des porteurs dépendent aussi du champ électrique appliqué [27] :

$$\mu = \frac{\mu_T}{\left[1 + \left(\frac{E}{E_C}\right)^\beta\right]^{1/\beta}} \quad (3.63)$$

où  $E_C$  vaut  $8 \cdot 10^3 \text{ Vcm}^{-1}$  (resp.  $1.95 \cdot 10^4 \text{ Vcm}^{-1}$ ) et  $\beta$  vaut 2 (resp. 1), pour les électrons (resp. les trous).

#### 3.4.5.4 Dépendance du niveau intrinsèque à la température

La concentration intrinsèque de porteurs de charge est calculé en fonction de la température selon le modèle décrit en [28] :

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} \exp\left(-\frac{E_g}{k_B T}\right) \quad (3.64)$$

avec une valeur du band gap utilisant la relation Varshni [29] :

$$E_g(T) = E_0 - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \quad (3.65)$$

pour des valeurs de paramètres :  $E_0 = 1.17 \text{ eV}$ ,  $\alpha = 4.73 \cdot 10^{-4} \text{ eVK}^{-1}$  et  $\beta = 636 \text{ K}$ .  $N_c$  et  $N_v$  sont les densités d'états des bandes de conduction et de valence, respectivement :

$$N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_e^* k_B T}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}}, \quad N_v = 2 \left(\frac{2\pi m_h^* k_B T}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}} \quad (3.66)$$

où  $m_e^*$  et  $m_h^*$  sont les masses effectives des électrons et des trous.

#### 3.4.6 Injection de particules rectangulaire

Qu'il s'agisse du modèle 1D ou 2D, avant de procéder à l'injection de particules dans notre simulation, il est nécessaire de calculer l'état d'équilibre de la diode, notamment les densités de porteurs  $n$  et  $p$  ainsi que le champ électrostatique  $V$ . Une fois ce calcul effectué, on peut enregistrer cet état de manière à pouvoir s'en resservir. L'étape suivante consiste à choisir une manière de modéliser le dépôt d'énergie de la particule incidente. Il faut alors distinguer deux cas, celui de l'injection dans notre modèle 1D, et dans le modèle 2D.

Le modèle 1D impose une contrainte importante sur la manière de simuler ce dépôt puisqu'il oblige à projeter le dépôt d'énergie (à priori en 3 dimensions) sur un axe. Pour ce faire, on utilise les données tabulées de TLE et de range dans le silicium des différentes particules. Procéder ainsi revient à simuler le comportement "moyen" d'un type de particule dans la diode, et empêche d'étudier les variabilités présentes entre deux particules de même nature/énergie. Avec cette méthode la simulation de particules lourdes est relativement satisfaisante, puisque les variations spatiales de leurs dépôts d'énergie sont faibles, et leurs parcours sont quasi-rectilignes. Cependant, les parcours des électrons étant très variables et

peu rectilignes, nous n'avons le choix que de simuler un électron "moyen" à une énergie donnée, et à les comparer à des mesures expérimentales moyennes elles aussi.

Le nombre de paires électron-trou se calcule en utilisant l'énergie moyenne de création de paires  $w_{Si}$ , qui vaut dans le silicium environ trois fois la hauteur du band gap : 3.6 eV. Le volume par lequel ce dépôt est normalisé est égal au cylindre de hauteur égale à la largeur de la maille concerné et de rayon égal à  $r_0$ ; le même servant à modéliser la diffusion ambipolaire. Dans la  $i$ -ème maille, si l'on a un dépôt d'énergie égal à  $E_{dep,i}$ , la densité  $c_i$  injecté vaut :

$$c_i = \frac{E_{dep,i}}{w_{Si}} \frac{1}{\pi r_0^2 \Delta x} \quad (3.67)$$

### 3.4.7 Limites d'un modèle unidimensionnel

Un modèle DDP permet d'étudier les dynamiques des réponses transitoires de particules lourdes avec des TLE variables, mais se heurte à un véritable problème pour les électrons. En effet, on sait que les électrons ont des trajectoires dans la matière qui sont très peu rectilignes par rapport aux particules lourdes (protons,  $\alpha$ ). Ainsi, l'injection de leurs traces individuelles dans un maillage unidimensionnel n'aurait que très peu de sens et ne pourrait pas reproduire la variabilité des réponses électrons que l'on observe expérimentalement. Pour ce faire, il est impératif de modéliser le comportement du semi-conducteur sous irradiation en deux dimensions, de manière à pouvoir injecter des particules ayant des trajectoires non-rectilignes comme les électrons.

De plus, un tel modèle bidimensionnel permettrait aussi de faire l'étude de l'influence de l'angle attaque de la particule par rapport à la normale à la surface du détecteur, et ce même pour les particules lourdes (protons,  $\alpha$ ). Dans la suite l'on présente les quelques spécificités de ce modèle 2D, qui suit en grande partie la même logique que son homologue 1D.

## 3.5 Solveur DDP maison à différences finies bidimensionnel

On rappelle ici les cinq équations du semi-conducteur, exprimée en 2D. Les techniques de découplage et de discrétisation suivent aussi les méthodes de Scharfetter et Gummel. Les détails de cette discrétisation sont données en [20]. Bien évidemment, le développement du code 2D connaît beaucoup d'analogies avec celui du code 1D. Pour ne pas trop charger ce chapitre et nous concentrer maintenant sur les premiers résultats de simulations, nous ne détaillerons pas davantage l'implémentation du code, si ce n'est sur l'implémentation de l'injection des charges, qui elle est particulière et différente du code 1D.

$$\vec{J}_n = qn\mu_n\vec{E}(x, y, t) + qD_n\nabla n \quad (3.68)$$

$$\vec{J}_p = qp\mu_p\vec{E}(x, y, t) - qD_p\nabla p \quad (3.69)$$

$$\operatorname{div} \vec{J}_n - q \frac{\partial n}{\partial t} = qR \quad (3.70)$$

$$\operatorname{div} \vec{J}_p + q \frac{\partial p}{\partial t} = -qR \quad (3.71)$$

$$\varepsilon_0 \varepsilon_r \Delta V = q(n - p + N_A^- - N_D^+) \quad (3.72)$$

### 3.5.1 Injection de particules simpliste et GEANT4

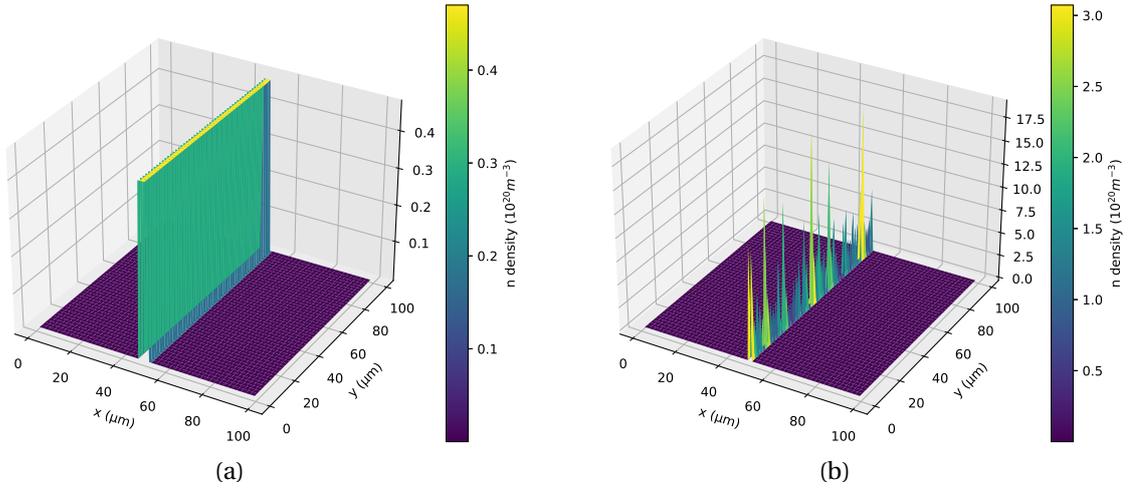


FIGURE 3.11 – Densités de porteurs  $n$  en  $\text{m}^{-3}$  pour des irradiations rectangulaires ( $r_0 = 2 \mu\text{m}$ ) (à gauche) et de GEANT4 (à droite) d'un proton de 40 MeV dans une diode de  $100 \mu\text{m}$

La méthode que l'on appelle l'irradiation "rectangulaire" (présentée pour notre modèle 1D) peut aussi se faire en 2D, mais la normalisation en volume diffère. En effet, dans un maillage en 2D, on dilue le dépôt d'énergie latéralement jusqu'à  $r_0$  et l'on normalise par un volume équivalent  $V$  :

$$V = \pi r_0^2 \Delta x \left( \left[ \frac{2r_0}{\Delta x} \right] \left[ \frac{d_{max}}{\Delta x} \right] \right) \quad (3.73)$$

où  $d_{max}$  est la profondeur maximale de pénétration de la particule considérée, égale à son range dans le cas où celle-ci s'arrête dans le milieu, et égale à la profondeur de la diode sinon. Ce type d'injection est représentée en Fig. 3.11a.

Cette modélisation possède plusieurs inconvénients, à commencer par le fait que cette méthode ne permette pas d'étudier toute la variabilité des réponses en courant provoquées par les particules (notamment les électrons). De plus, la variabilité du point d'entrée et de l'angle d'incidence dans la diode n'est pas pris en compte, ce qui est très handicapant dans le contexte d'un moniteur de radiation où l'on ne peut pas contraindre l'angle d'incidence ni le point d'entrée de manière parfaite.

Pour palier à ces problèmes, nous avons mis au point une deuxième méthode, compatible avec le modèle 2D, qui utilise des données issues de GEANT4. Cette méthode consiste à simuler des traces de particules (particules lourdes et électrons) avec GEANT4 et d'ajouter chacun des dépôts individuellement dans le maillage. Dans ce cas, la normalisation en volume vaut simplement :

$$V = \Delta x^3 \quad (3.74)$$

et est représenté en Fig. 3.11b.

## 3.6 Confrontations aux modèles existants

### 3.6.1 Comportement statique

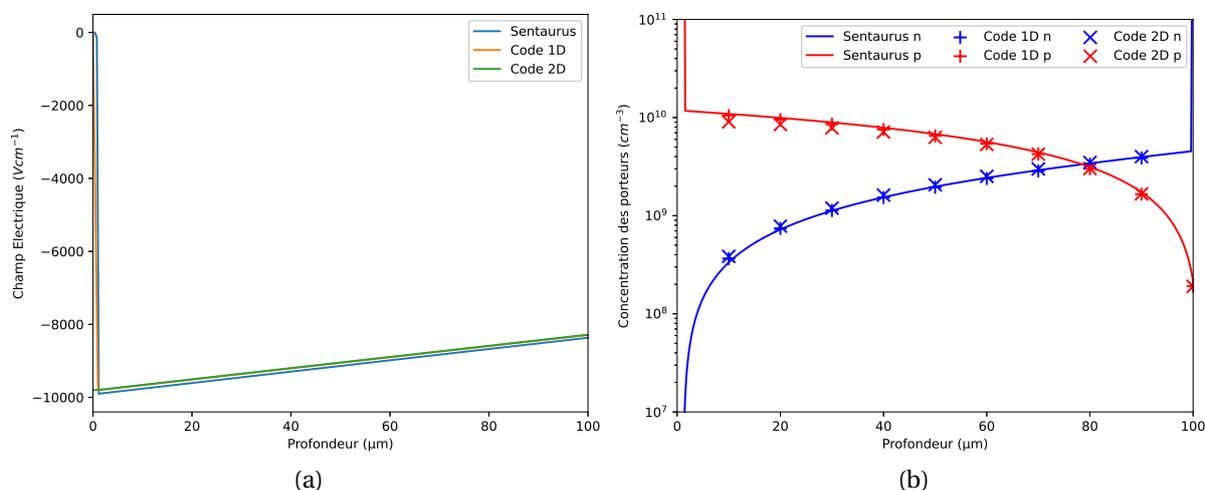


FIGURE 3.12 – Le champ électrique (à gauche) et les densités de porteurs de charge (à droite) pour une diode de  $100\ \mu\text{m}$  dopé  $n$  à  $N_D = 10^{12}\ \text{cm}^{-3}$  polarisé à  $V_a = 90\ \text{V}$ , avec un modèle de génération recombinaison SRH avec  $\tau_n = \tau_p = 10^{-9}\ \text{s}$  à la température  $T = 300\ \text{K}$  simulé par Synopsys Sentaurus et nos modèles 1D et 2D.

La confrontation aux autres modèles existants est une étape cruciale de notre validation. On s'attarde d'abord sur les grandeurs en régime statique, c'est à dire à l'équilibre et en l'absence d'ionisation. Le premier modèle auquel nous pouvons comparer nos modèles 1D et 2D est celui de Synopsys Sentaurus. Les cartes du champ électrique ainsi que les densités de porteurs de charge montrent un très bon accord (Fig. 3.12).

### 3.6.2 Comportement transitoire du modèle 1D

Pour valider le comportement transitoire de notre modèle 1D nous pouvons utiliser des modèles de la littérature, comme ceux de [25], [30] et [31]. Ces modèles comportent des

différences par rapport à ceux implémentés ici, mais ont été spécialement développés pour fonctionner dans certains cas de figure. La confrontation de notre code (couvrant théoriquement toutes les situations) dans ces mêmes cas de figure offre une séance de validation particulièrement pertinente.

Les simulations présentées Figs. 3.13, 3.14 sont faites avec une diode de  $300\ \mu\text{m}$ , de résistivité  $12.7\ \text{k}\Omega\ \text{cm}$  et polarisé à  $90\ \text{V}$ . Pour amplifier les différences entre les différentes irradiations, les diodes sont exposées face arrière. Les particules incidentes sont des protons et des deutons de  $3\ \text{MeV}$  et  $5\ \text{MeV}$ . Plusieurs choses peuvent être observées :

- d'une part, l'amplitude des transitoires se confondent. Et cela, peu importe les valeurs simulées (de quelques dixièmes de  $\mu\text{A}$  à plus de  $25\ \mu\text{A}$ ).
- d'autre part, les allures, parfois bien particulières, avec plusieurs coudes, sont parfaitement reproduites d'un modèle à l'autre.

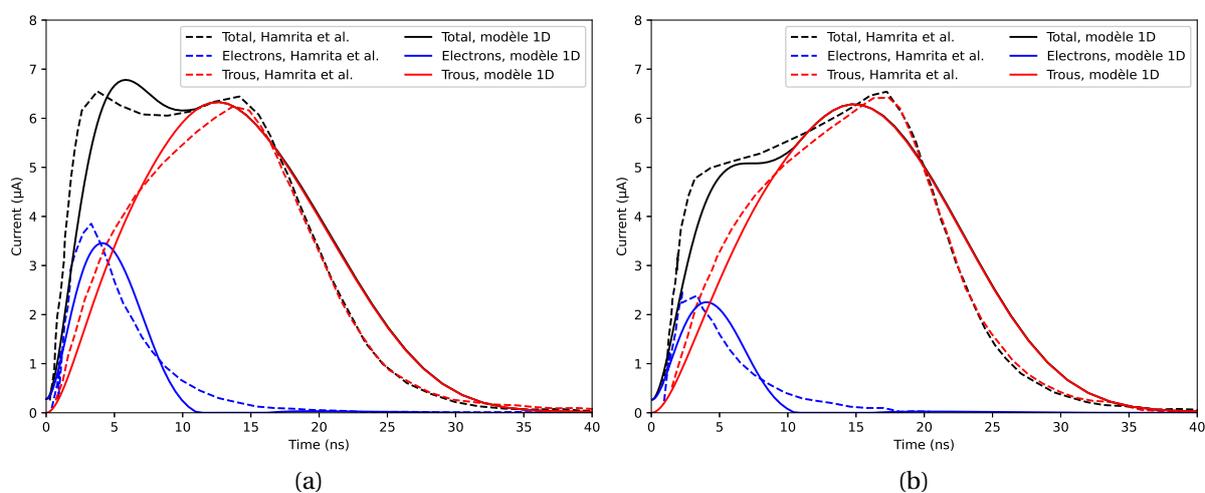


FIGURE 3.13 – Confrontation de transitoires proton  $3\ \text{MeV}$  (à gauche) et deuton  $3\ \text{MeV}$  (à droite) issus du modèle de Hamrita et al. [31] à notre modèle 1D. On observe aussi que la contribution des trous est plus importante que les électrons du fait que l'irradiation est faite face arrière.

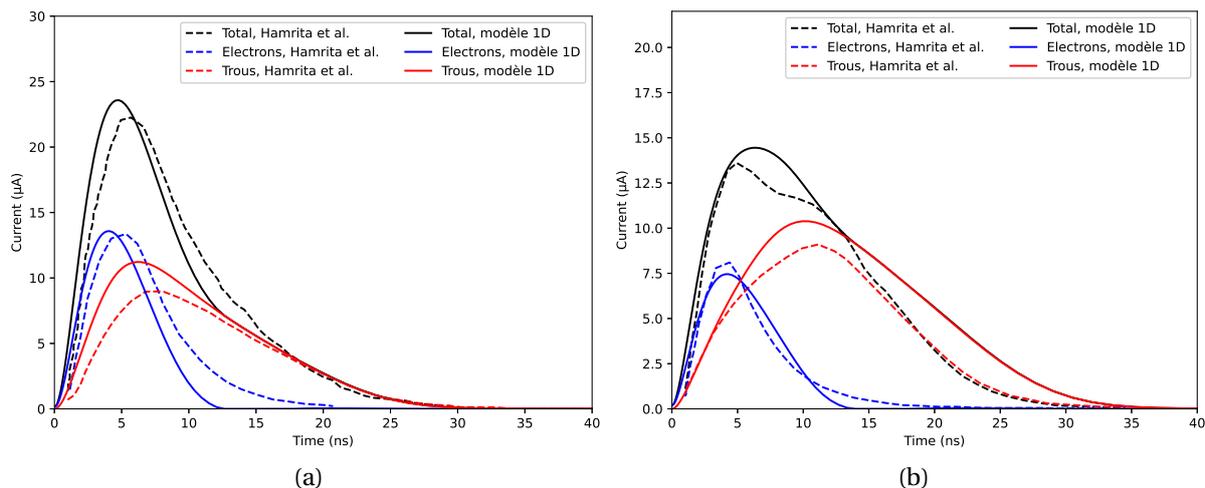


FIGURE 3.14 – Confrontation de transitoires proton 5 MeV (à gauche) et deuteron 5 MeV (à droite) issus du modèle de Hamrita et al. [31] à notre modèle 1D.

Pour les particules déposant, au contraire, peu d'énergie, on peut comparer notre modèle à celui de Leroy et al. [30]. Ce dernier modélise une irradiation moyenne d'électrons de 2 MeV en incidence normale. Le dépôt d'énergie choisi pour initialiser la simulation est celle de plusieurs centaines d'électrons de 2 MeV que l'on moyenne dans l'axe de la trajectoire initiale des électrons. Cette manière de procéder est ici pertinente car le modèle de Leroy et al. est unidimensionnel, et qu'au delà de cela, il est impossible de faire des comparaisons simulation/expérience particule par particule pour les électrons, du fait de la variabilité de leurs comportements dans la matière.

Le modèle unidimensionnel de Leroy et al. possède la particularité d'utiliser des paramètres libres permettant d'ajuster les mobilités des électrons et des trous pour chaque couple particule/détecteur. Ceci présente cependant peu d'intérêt pour nous puisque nous espérons simuler un grand nombre de cas très différents, et que nous ne serons pas en mesure d'avoir des valeurs expérimentales sur l'ensemble de ces cas.

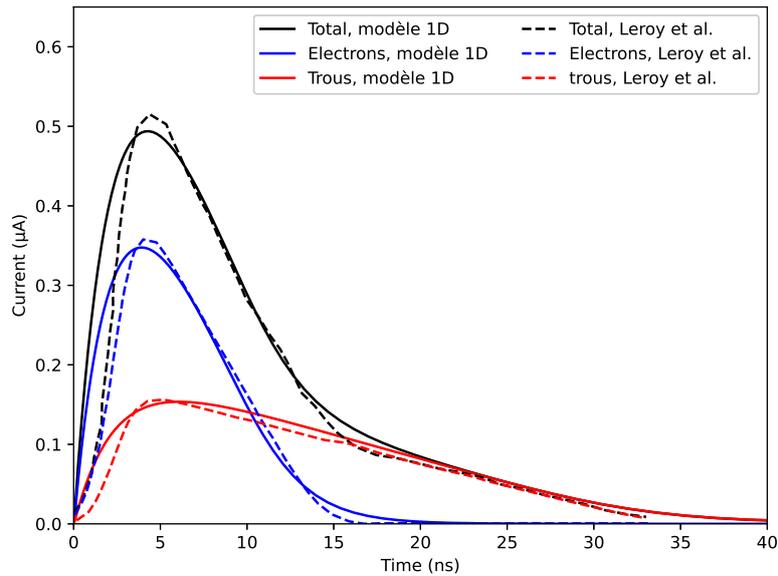


FIGURE 3.15 – Confrontation de transitoires d'irradiation moyenne par des électrons de 2 MeV calculé par Leroy et al. en [30] et notre modèle 1D.

La Fig. 3.15 montre les résultats de la confrontation entre notre modèle unidimensionnel et celui de Leroy et al. pour l'irradiation évoquée précédemment. On constate que la hauteur du pic de courant total est correctement reproduit, ainsi que les maxima des courants d'électrons et de trous.

### 3.6.3 Comportement du modèle transitoire 2D et confrontation au modèle 1D

L'intérêt de cette ultime sous-partie est double : d'une part, il s'agit de confronter le modèle 2D à notre modèle 1D précédemment validé, et d'autre part, de sonder les différentes dynamiques que l'on peut rencontrer en faisant varier les nombreux paramètres d'entrée relatifs à la diode mais aussi à la particule incidente.

### 3.6.4 Effet de la polarisation sur la forme des transitoires

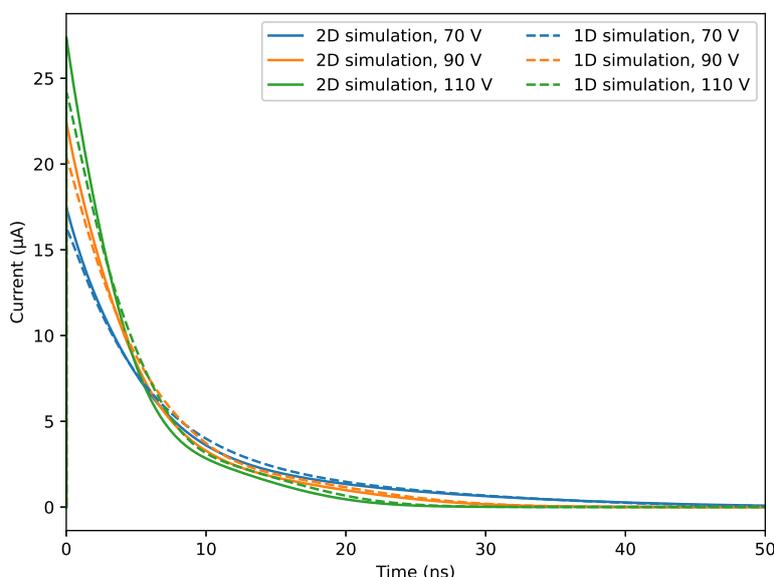


FIGURE 3.16 – Confrontation entre les modèles 1D et 2D pour des irradiations de proton de 10 MeV face arrière dans une diode de 300 μm polarisée à 70 V, 90 V et 110 V.

La première dynamique à laquelle on peut s'intéresser est l'effet de la polarisation de la diode sur la forme des courants induits. Dans la Fig. 3.16, on irradie une même diode de 300 μm dont la densité de dopage du substrat  $N_D$  vaut  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$  soit une tension de déplétion totale  $V_D$  de 68.6 V, en utilisant comme particule incidente un proton de 10 MeV sur la face arrière déposant uniformément 2.7 MeV dans toute la profondeur de la diode.

On s'intéresse aux cas des tensions appliquées valant 70 V, 90 V et 110 V : toutes supérieures à la tension de déplétion totale. Le champ électrique présent dans la diode étant plus fort, le drainage des charges s'effectue plus rapidement vers les contacts, rendant le transitoire plus rapide. Étant plus rapide, ces transitoires possèdent des maximas plus élevées.

La Fig 3.16 montre des simulations des cas évoqués par nos modèles 1D et 2D. On constate de bons accords entre les modèles et que les deux modèles reproduisent les dynamiques attendues de la modification de la tension de polarisation.

Appliquer des tensions inférieures à la tension de déplétion totale provoquerait une perte de charge vis à vis du nombre de paires électron-trou injectées, du fait de la recombinaison. Dans notre cas, on récupère systématiquement l'intégralité des 2.7 MeV déposés.

### 3.6.5 Effet de la profondeur sur la forme des transitoires

Le deuxième paramètre de la diode que l'on peut étudier est sa profondeur. Cependant, il est difficile de faire varier ce paramètre sans influencer les autres, puisque la profondeur de la diode joue à la fois sur la tension de déplétion, le temps d'évacuation des charges, ainsi que sur la quantité totale de charge collectée si l'on étudie des particules qui traversent tous les dispositifs.

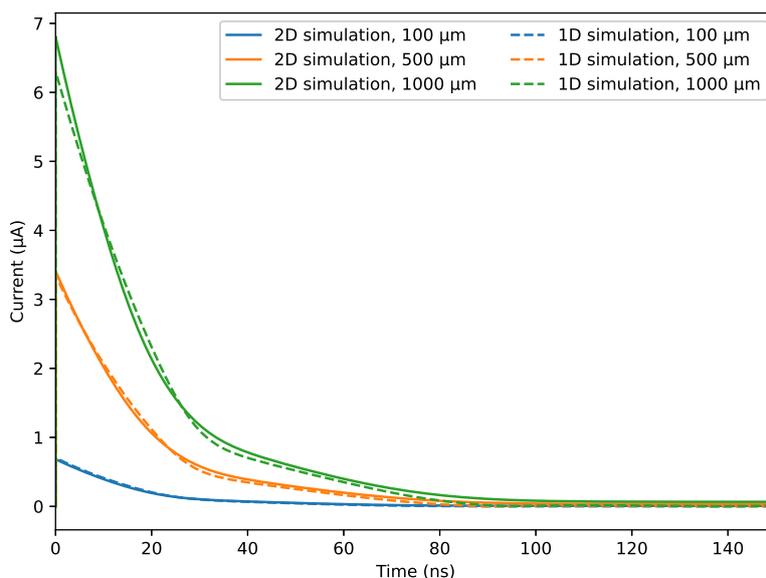


FIGURE 3.17 – Confrontation entre les modèles 1D et 2D pour une irradiation de proton 40 MeV dans des diodes d'épaisseurs 100 µm, 500 µm et 1000 µm ayant toutes des dopage de substrat à  $2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ , et polarisées à 3.05 V, 76.28 V et 305.1 V, respectivement.

Pour observer la dynamique de ce paramètre on peut utiliser une même particule de haute énergie, ici un proton de 40 MeV, qui possède un range dans le silicium de 8.19 mm. On prend alors trois diodes dopées à  $2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  de profondeur 100 µm, 500 µm et 1000 µm, auxquelles nous appliquons une tension égale au double des tensions de déplétion correspondantes. Vis à vis de la particule incidente, les épaisseurs des diodes sont trop faibles pour provoquer une baisse importante de son énergie incidente, et donc une augmentation de son TLE. Ainsi on peut considérer que le TLE du proton de 40 MeV reste constant et que l'énergie déposée par cette particule sera proportionnelle à l'épaisseur de matériau traversé.

En effectuant ces comparaisons avec nos modèles 1D et 2D, Fig. 3.17, on s'aperçoit que l'on dépose effectivement de l'énergie proportionnellement à l'épaisseur de la diode considéré, et que les temps de collection des charges est plus long dans les diodes plus épaisses. Du fait de la plus grande énergie déposée, on obtient des transitoires ayant des pics plus élevés.

### 3.6.6 Effet du TLE sur la forme des transitoires

A énergie déposée égale, le TLE (et aussi la profondeur de pénétration dans la diode) joue un rôle important dans la formation du signal. En effet, la distribution spatiale des dépôts d'énergie joue sur la collection des charges, mais la densité de cette distribution influe grandement sur le champ électrique (il est annulé dans les zones à très fortes densités) ce qui ralentit encore d'avantage la collection.

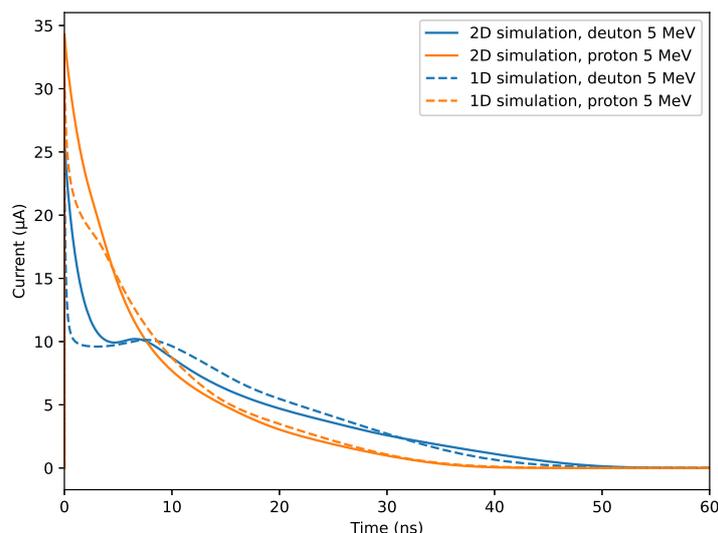


FIGURE 3.18 – Confrontation des simulations 1D et 2D dans une diode de  $300\ \mu\text{m}$  polarisée à  $90\ \text{V}$  pour un dopage de  $10^{12}\ \text{cm}^{-3}$  pour des irradiations par des protons et deutons de  $5\ \text{MeV}$  sur la face arrière. On constate un ralentissement net du deuton par rapport au proton, alors que l'énergie déposée est identique.

Par exemple, on peut simuler deux particules déposant  $5\ \text{MeV}$  : un proton et un deuton ayant pour range et TLE moyen respectifs :  $216\ \mu\text{m}$ ,  $23.2\ \text{keV}\mu\text{m}^{-1}$  et  $137\ \mu\text{m}$ ,  $36.5\ \text{keV}\mu\text{m}^{-1}$ . On voit sur la Fig. 3.18 que la collection des charges est plus lente pour la particule ayant le TLE le plus élevé, en l'occurrence le deuton. On s'aperçoit aussi que les modèles 1D et 2D sont en accord pour ces deux cas, à la fois sur le temps de vie du transitoire, et sur les changements de pentes qui ont lieu.

### 3.6.7 Comparaison d'irradiations non-rectilignes d'électron en 2D avec les cas 1D moyens

Une dernière analyse de la dynamique des courants transitoires peut être faite sur le cas des électrons de  $2\ \text{MeV}$  tels que mesurés par Leroy et al. [30] dans une diode de  $471\ \mu\text{m}$ . Ces mesures sont particulièrement intéressantes car elles utilisent une source d'électrons dont les énergies incidentes sont supérieures à  $2\ \text{MeV}$  ce qui est très important pour pouvoir reconstruire les courants associés. Leroy ne présente pas l'ensemble de ses résultats de mesure mais uniquement leur moyenne. C'est tout à fait dans la logique de son papier, qui présente essentiellement un modèle 1D. Pour tenir compte de la variabilité des transitoires électrons de  $2\ \text{MeV}$ , il faut être capable de simuler la variabilité des traces de ces mêmes électrons. Autrement dit, un solveur 1D n'est pas du tout adapté.

La Fig. 3.19 présente plusieurs choses. D'une part les résultats de mesure de Leroy et al. et nos résultats de simulations avec notre code 1D (présenté précédemment en Fig. 3.15). A ces résultats s'ajoutent ce que nous offre désormais notre code 2D : l'accès à la diversité des transitoires électrons grâce à la seconde dimension. Enfin, et à titre de comparaison, la moyenne de tous ces transitoires est également tracée.

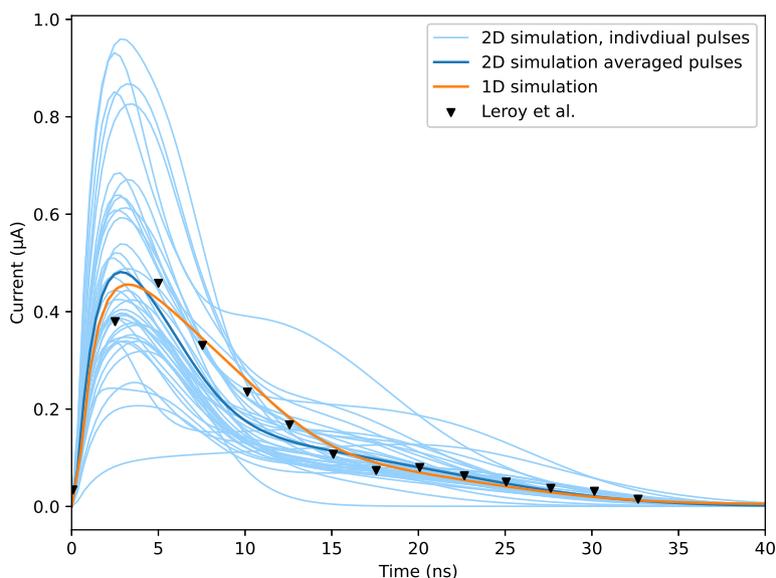


FIGURE 3.19 – *Confrontation de simulations 1D et 2D d’irradiations électrons 2 MeV, superposées aux données expérimentales de Leroy et al. En bleu clair, les pics de courants individuels ayant servis à construire le cas 2D moyen.*

Notre modèle 2D nous permet d’effectuer des simulations plus fidèles que celles de Leroy et al. et du modèle 1D. En effet, nous pouvons utiliser des irradiations GEANT4 pour simuler des impulsions de courants d’électrons individuels (en bleu clair, Fig. 3.19) et les moyenner ensuite. Ici la courbe 2D moyennée utilise 200 simulations individuelles, mais uniquement 40 sont affichées pour la lisibilité.

### 3.7 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons détaillé les différentes approches de modélisation qui existent dans la littérature pour simuler les courants transitoires dans des détecteurs à semi-conducteur.

Nous avons montré les particularités des modèles unidimensionnels et les contraintes qu’ils imposent, ainsi que celles des modèles bidimensionnels, permettant de pousser plus loin la simulation des transitoires pour notamment s’intéresser aux électrons, chose qui sera essentielle à notre étude par la suite.

Nous avons aussi effectué des comparaisons entre nos modèles à la fois 1D et 2D avec la littérature tout en effectuant des comparaisons entre nos deux modèles. Ceci nous a permis de détailler leurs points forts et leurs désavantages. Les modèles 1D et 2D présentés dans cette partie ont été pensés pour pouvoir s’adapter à nos besoins qui sont, entre autres, un temps de calcul faible et une grande flexibilité sur le type de particule que l’on peut simuler. Ces qualités seront essentielles par la suite lorsque l’on voudra simuler un grand nombre de particules dans un grande variété de cas de figure.

Le chapitre suivant présentera notre banc d’essai et de prototypage d’une chaîne d’acqui-

sition permettant la mesure de courant transitoire, ainsi que de valider nos modèles 1D et 2D avec nos propres mesures.

## Références

- [1] P. CARON, M. PINSON, S. BOURDARIE et al. « Influence of the Guard Rings on the response of SSD-based radiation monitors in space environment : applications to ICARE monitors ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* (2023). Conference Name : IEEE Transactions on Nuclear Science, p. 1-1. ISSN : 1558-1578. DOI : 10.1109/TNS.2023.3247079 (cf. p. 66, 76).
- [2] S. BUTTERWORTH. « On the Theory of Filter Amplifiers ». In : *Experimental Wireless & the Wireless Engineer* 7 (oct. 1930), p. 536-541 (cf. p. 67).
- [3] Alexander V. BYCHKOV et Oleg V. ROGACHEVSKY. « Realistic simulation of the MPD Time Projection Chamber with Garfield++ software ». In : Proceedings of the 23rd International Scientific Conference of Young Scientists and Specialists (ayss-2019). Dubna, Russia, 2019, p. 060001. DOI : 10.1063/1.5130107 (cf. p. 68).
- [4] H. HAMRITA, E. RAULY, Y. BLUMENFELD et al. « Charge and current-sensitive preamplifiers for pulse shape discrimination techniques with silicon detectors ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 531.3 (oct. 2004), p. 607-615. ISSN : 01689002. DOI : 10.1016/j.nima.2004.05.112 (cf. p. 68).
- [5] W. SHOCKLEY. « Currents to Conductors Induced by a Moving Point Charge ». In : *Journal of Applied Physics* 9.10 (oct. 1938), p. 635-636. ISSN : 0021-8979, 1089-7550. DOI : 10.1063/1.1710367 (cf. p. 68).
- [6] S. RAMO. « Currents Induced by Electron Motion ». In : *Proceedings of the IRE* 27.9 (sept. 1939). Conference Name : Proceedings of the IRE, p. 584-585. ISSN : 2162-6634. DOI : 10.1109/JRPROC.1939.228757 (cf. p. 68).
- [7] Christian W. FABJAN et Herwig SCHOPPER, éd. *Particle Physics Reference Library : Volume 2 : Detectors for Particles and Radiation*. Cham : Springer International Publishing, 2020. ISBN : 978-3-030-35317-9 978-3-030-35318-6. DOI : 10.1007/978-3-030-35318-6 (cf. p. 71).
- [8] M. MUTTERER, W.H. TRZASKA, G.P. TYURIN et al. « Breakthrough in pulse-shape based particle identification with silicon detectors ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 47.3 (juin 2000), p. 756-759. ISSN : 0018-9499, 1558-1578. DOI : 10.1109/23.856510 (cf. p. 73).
- [9] J.L. FLORES, I. MARTEL, R. JIMÉNEZ et al. « Application of neural networks to digital pulse shape analysis for an array of silicon strip detectors ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 830 (sept. 2016), p. 287-293. ISSN : 01689002. DOI : 10.1016/j.nima.2016.05.107 (cf. p. 73).

- [10] A. FAZZI, S. AGOSTEO, A. POLA et al. « Pulse discrimination between recoil protons and secondary electrons for a silicon diode based neutron spectrometer ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 51.3 (juin 2004), p. 1049-1055. ISSN : 0018-9499. DOI : 10.1109/TNS.2004.829396 (cf. p. 73).
- [11] G. de IZARRA, M. LAMOTTE, S. BRÉAUD et al. « COSICAF, a fission chamber simulation tool for academic purposes ». In : *EPJ Web of Conferences* 225 (2020). Publisher : EDP Sciences, p. 10003. ISSN : 2100-014X. DOI : 10.1051/epjconf/202022510003 (cf. p. 74).
- [12] O. ZEYNALOVA, Sh. ZEYNALOV, M. NAZARENKO et al. « Nuclear Fission Investigation with Twin Ionization Chamber ». In : *AIP Conference Proceedings* 1404.1 (29 nov. 2011), p. 325-330. ISSN : 0094-243X. DOI : 10.1063/1.3659935 (cf. p. 74).
- [13] P.A. TOVE et W. SEIBT. « Plasma effects in semiconductor detectors ». In : *Nuclear Instruments and Methods* 51.2 (mai 1967), p. 261-269. ISSN : 0029554X. DOI : 10.1016/0029-554X(67)90012-2 (cf. p. 74, 85).
- [14] Raymond N. WILLIAMS et Ewan M. LAWSON. « The plasma effect in silicon semiconductor radiation detectors ». In : *Nuclear Instruments and Methods* 120.2 (sept. 1974), p. 261-268. ISSN : 0029554X. DOI : 10.1016/0029-554X(74)90044-5 (cf. p. 74, 85).
- [15] Ikuo KANNO. « Models of formation and erosion of a plasma column in a silicon surface-barrier detector ». In : *Review of Scientific Instruments* 58.10 (oct. 1987), p. 1926-1932. ISSN : 0034-6748, 1089-7623. DOI : 10.1063/1.1139490 (cf. p. 74, 85, 86).
- [16] M. PÄRLOG, H. HAMRITA et B. BORDERIE. « Description of current pulses induced by heavy ions in silicon detectors ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 613.2 (fév. 2010), p. 290-294. ISSN : 01689002. DOI : 10.1016/j.nima.2009.12.010 (cf. p. 75, 86).
- [17] Z. SOSIN. « Description of the plasma delay effect in silicon detectors ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 693 (nov. 2012), p. 170-178. ISSN : 01689002. DOI : 10.1016/j.nima.2012.07.020 (cf. p. 75, 86).
- [18] Garfield ++. *Documentation | Garfield++*. URL : <https://garfieldpp.web.cern.ch/documentation/> (visité le 01/06/2023) (cf. p. 76).
- [19] W. VAN ROOSBROECK. « Theory of the flow of electrons and holes in germanium and other semiconductors ». In : *The Bell System Technical Journal* 29.4 (oct. 1950). Conference Name : The Bell System Technical Journal, p. 560-607. ISSN : 0005-8580. DOI : 10.1002/j.1538-7305.1950.tb03653.x (cf. p. 78).
- [20] Siegfried SELBERHERR. *Analysis and Simulation of Semiconductor Devices*. Vienna : Springer, 1984. ISBN : 978-3-7091-8754-8 978-3-7091-8752-4. DOI : 10.1007/978-3-7091-8752-4 (cf. p. 78, 84, 88).

- [21] H.K. GUMMEL. « A self-consistent iterative scheme for one-dimensional steady state transistor calculations ». In : *IEEE Transactions on Electron Devices* 11.10 (oct. 1964). Conference Name : IEEE Transactions on Electron Devices, p. 455-465. ISSN : 1557-9646. DOI : 10.1109/T-ED.1964.15364 (cf. p. 80).
- [22] D.L. SCHARFETTER et H.K. GUMMEL. « Large-signal analysis of a silicon Read diode oscillator ». In : *IEEE Transactions on Electron Devices* 16.1 (jan. 1969). Conference Name : IEEE Transactions on Electron Devices, p. 64-77. ISSN : 1557-9646. DOI : 10.1109/T-ED.1969.16566 (cf. p. 80).
- [23] Alan GHAZARIANS. « A Numerical Study of the van Roosbroeck System for Semiconductors ». Thèse de doct. San Jose State University : San Jose State University, 30 oct. 2018. 121 p. (cf. p. 80).
- [24] J. G. FOSSUM et D. S. LEE. « A physical model for the dependence of carrier lifetime on doping density in nondegenerate silicon ». In : *Solid-State Electronics* 25.8 (1<sup>er</sup> août 1982), p. 741-747. ISSN : 0038-1101. DOI : 10.1016/0038-1101(82)90203-9 (cf. p. 85).
- [25] A. TARONI et G. ZANARINI. « Plasma effects and charge collection time in solid state detectors ». In : *Nuclear Instruments and Methods* 67.2 (15 jan. 1969), p. 277-282. ISSN : 0029-554X. DOI : 10.1016/0029-554X(69)90459-5 (cf. p. 85, 90).
- [26] Susanna REGGIANI, Marina VALDINOCI, Luigi COLALONGO et al. « An Analytical, Temperature dependent Model for Majority- and Minority-carrier Mobility in Silicon Devices ». In : *VLSI Design* 10.4 (14 déc. 1999). Publisher : Hindawi, p. 467-483. ISSN : 1065-514X. DOI : 10.1155/2000/52147 (cf. p. 86).
- [27] D.M. CAUGHEY et R.E. THOMAS. « Carrier mobilities in silicon empirically related to doping and field ». In : *Proceedings of the IEEE* 55.12 (déc. 1967). Conference Name : Proceedings of the IEEE, p. 2192-2193. ISSN : 1558-2256. DOI : 10.1109/PROC.1967.6123 (cf. p. 87).
- [28] Simon M. SZE et Kwok K. NG. *Physics of Semiconductor Devices*. 3rd Edition. Hoboken, N.J : Wiley-Blackwell, 14 nov. 2006. 832 p. ISBN : 978-0-471-14323-9 (cf. p. 87).
- [29] K. P. O'DONNELL et X. CHEN. « Temperature dependence of semiconductor band gaps ». In : *Applied Physics Letters* 58.25 (24 juin 1991), p. 2924-2926. ISSN : 0003-6951. DOI : 10.1063/1.104723 (cf. p. 87).
- [30] C. LEROY, P. ROY, G. CASSE et al. « Study of charge transport in non-irradiated and irradiated silicon detectors ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 426.1 (avr. 1999), p. 99-108. ISSN : 01689002. DOI : 10.1016/S0168-9002(98)01478-8 (cf. p. 90, 92, 93, 96).
- [31] Hassen HAMRITA. « Réponse en courant des détecteurs silicium aux particules chargées et aux ions lourds ». Thèse de doct. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 14 sept. 2005. 149 p. (cf. p. 90-92).

# 4

## Etude expérimentale des transitoires alpha, proton et électron

On s'intéresse dans ce chapitre à la validation de notre modèle de courants transitoires avec des mesures faites avec notre banc d'essai dédié et monté à l'ONERA. Les nombreuses contraintes que notre montage expérimental doit respecter de manière à reproduire le plus fidèlement possible les transitoires sont détaillées, ainsi que les installations d'irradiations que nous avons utilisées pour couvrir trois types de particules (électron, proton,  $\alpha$ ). Les comparaisons entre nos différentes mesures ainsi que les simulations correspondantes sont présentées dans des cas les plus divers possibles, en faisant varier les nombreux paramètres à notre disposition : épaisseur et dopage de la diode, tension de polarisation, orientation de la diode et énergie/nature des particules incidentes.

### Sommaire

4.1	Pré-requis à la création d'un banc d'essai dédié . . . . .	102
4.1.1	Contrainte en bande passante . . . . .	102
4.1.2	Contrainte en gain . . . . .	103
4.1.3	Niveau de bruit électronique . . . . .	103
4.2	Matériel . . . . .	103
4.2.1	Amplificateur de courant et bias-T . . . . .	103
4.2.2	Diodes utilisées . . . . .	106
4.2.3	Oscilloscope et acquisition . . . . .	107
4.3	Installations . . . . .	108
4.3.1	La cuve CIRIL, ONERA Toulouse . . . . .	109
4.3.2	Accélérateur de l'Université Catholique de Louvain (UCL) . . . . .	111
4.4	Comparaisons simulations expériences . . . . .	111
4.4.1	Comparaison en irradiation $\alpha$ . . . . .	112
4.4.2	Comparaison en irradiation proton . . . . .	115
4.4.3	Comparaison avec les mesures de la littérature . . . . .	116
4.5	Conclusion . . . . .	118
	Références . . . . .	118

## 4.1 Pré-requis à la création d'un banc d'essai dédié

Afin de valider notre modèle numérique du comportement des détecteurs à diode sous irradiation, nous nous attardons ici sur la construction d'une chaîne d'acquisition permettant de correctement échantillonner les courants transitoires. Une telle chaîne doit satisfaire plusieurs conditions, notamment au niveau du facteur d'amplification, de sa réponse fréquentielle, mais aussi de son niveau de bruit. En effet, en accord avec les énergies recherchées dans les ceintures de radiations et l'utilisation de nos codes pour établir un cahier des charges préliminaire, les signaux recherchés ont un pic entre  $1 \mu A$  et  $30 \mu A$  et ont des durées de vie qui vont d'une dizaine de ns à quelques centaines de ns.

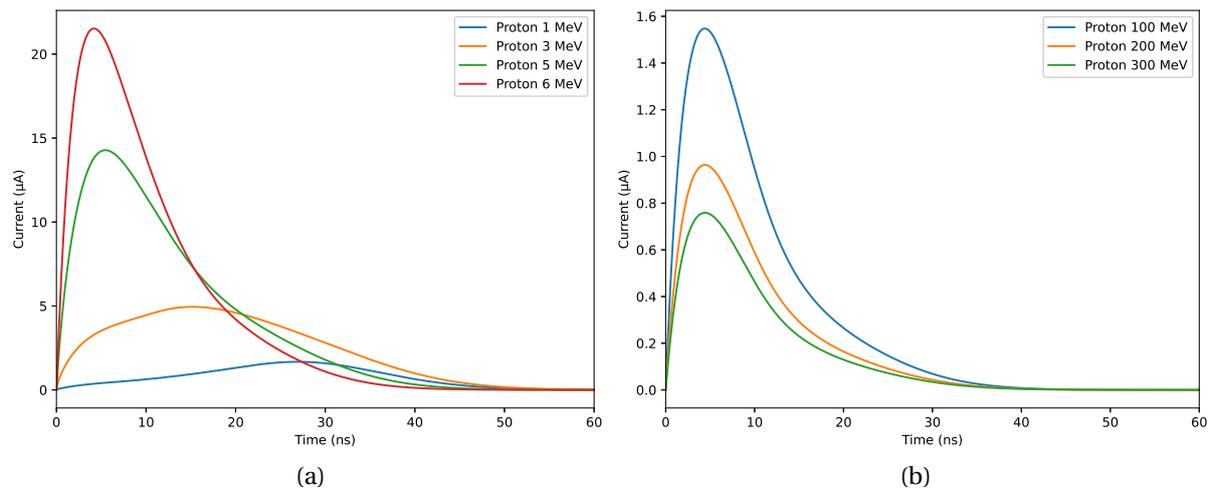


FIGURE 4.1 – A titre d'exemple, plusieurs transitoires issus d'irradiations proton de faibles énergies (à gauche) et de hautes énergies (à droite), sur une diode de  $300 \mu m$  avec une densité de dopage de  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$  polarisée à 90 V

Les transitoires en Fig. 4.1 permettent de justifier le gabarit de la chaîne d'acquisition que nous avons développée. Plus précisément, la Fig. 4.1a montre les résultats d'irradiations de protons de 1, 3, 5 et 6 MeV qui peuvent atteindre  $20 \mu A$  dans le cas du proton de 6 MeV. Ces protons correspondent à un des cas les plus critiques car au delà de cette énergie ils possèdent un range dans le silicium supérieur à la longueur de la diode considérée ici ( $300 \mu m$ ), et l'énergie déposée diminue.

A l'inverse, en Fig. 4.1b. On simule les particules qui sont parmi celles qui déposent le moins d'énergie, en bordure des gammes de protons des ceintures de radiations. On constate que ce type de particules crée des transitoires de l'ordre du  $\mu A$ . Concernant l'aspect temporel de transitoires à l'étude, il nous apparaît nécessaire d'échantillonner au GHz.

### 4.1.1 Contrainte en bande passante

La contrainte fréquentielle de notre chaîne provient de la courte durée des impulsions que l'on recherche, ce qui nous oblige à nous tourner vers des amplificateurs de courant

plutôt que des amplificateurs de charge comme utilisés dans les chaînes d'acquisition classiques : leur constante de temps lisse le signal et on perd de l'information sur le signal. Plus précisément et en s'appuyant sur les résultats en Fig. 4.1, on cherche des amplificateurs de courant pouvant fonctionner dans une gamme proche du GHz, ce qui permettrait de restituer les transitoires de quelques ns. Au delà de l'amplificateur de courant, les autres éléments de la chaîne doivent aussi avoir des bandes passantes élevées, de manière à ne pas lisser le courant à leur tour, par exemple l'oscilloscope.

### 4.1.2 Contrainte en gain

La deuxième grande contrainte sur notre système est celui de l'amplitude des signaux transitoires. Pour pouvoir mesurer ces signaux dans la gamme d'énergie qui nous intéresse, il faut que l'étage d'amplification ramène ce signal de l'ordre du  $\mu\text{A}$  dans une gamme mesurable par oscilloscope. Par exemple, avec un amplificateur d'un gain égal à 53 dB (soit un facteur de 500), on obtient un signal d'une hauteur de 20 mV.

### 4.1.3 Niveau de bruit électronique

La dernière contrainte est celle qui concerne le bruit de mesure présent dans nos acquisitions. Le niveau de bruit détermine en pratique la hauteur minimale à laquelle on peut placer le trigger de notre oscilloscope avant de déclencher l'acquisition sur du bruit pur. Ainsi, le bruit de mesure fixe une limite basse de détection en énergie déposée. Cependant, cette limite en énergie n'est pas indépendante du type de diode que l'on utilise, puisqu'un même dépôt d'énergie dans une diode de petite taille engendre des transitoires plus élevés en amplitude que dans des diodes plus épaisses. Nos mesures ont indiqué que l'on obtenait au mieux un niveau de bruit entre 10 mV et 20 mV après l'étage d'amplification, ce qui équivaut à des valeurs de courant entre 0.5  $\mu\text{A}$  et 1  $\mu\text{A}$ , ce qui est suffisant pour les sources  $\alpha$  que nous possédons, qui ont des pics de courant entre 15  $\mu\text{A}$  et 30  $\mu\text{A}$ .

## 4.2 Matériel

### 4.2.1 Amplificateur de courant et bias-T

L'amplificateur de courant que nous nous sommes procuré répond aux critères de gain et bande-passante mentionnés plus haut et provient de *Particulars, Advanced Measurement Systems* [1], [2], [3]. Cette amplificateur (modèle AM-02 A) possède un gain annoncé de 53 dB et une bande passante de 3 GHz.

L'amplificateur AM-02 A est muni de connecteurs SMA pour l'entrée et la sortie (adaptées en 50  $\Omega$ ) et d'un pin simple pour l'alimentation (Fig. 4.2a).

Particulars propose aussi un "Bias-T" (Fig. 4.2b), qui est un circuit de découplage permettant de séparer l'étage de polarisation de la diode et l'étage d'amplification du signal transitoire. Il est composé de trois entrées, une pour la tension de polarisation (DC), une

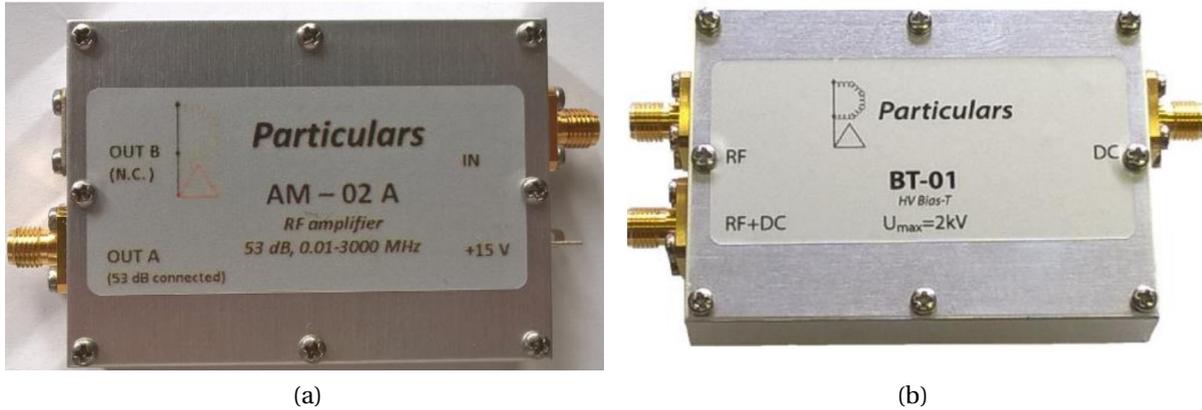


FIGURE 4.2 – Photos de l'amplificateur AM-02 A de Particulars (à gauche) avec les deux ports IN et OUT en SMA et l'alimentation + 15 V en pin simple (en pratique, le constructeur recommande une alimentation ne dépassant pas + 13 V), et du Bias-T avec ses trois connexions RF, DC et RF + DC.

Bias voltage	6-13 V
Amplification at nominal voltage	53 dB
Frequency range	0.01-3000 MHz
Input impedance	$\sim 50 \Omega$
Output impedance	$\sim 50 \Omega$
Current	150-200 mA
Physical measurements	7 x 5 x 1.5 cm

TABLEAU 4.1 – Specifications telles que données dans la documentation de Particulars pour le modèle AM-02 A, [1]

pour la diode (RF + DC), et une pour le signal transitoire destiné à l'amplificateur (RF) (Fig. 4.3).

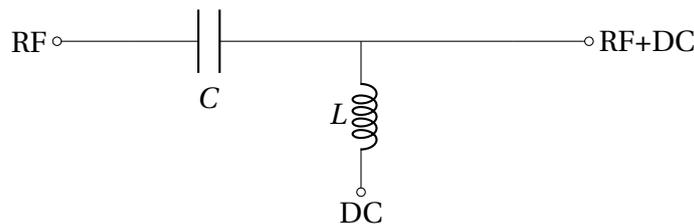


FIGURE 4.3 – Circuit électrique décrivant le comportement de base attendu par un bias-T, qui d'une part empêche la composante continue du signal de passer de la borne DC (l'alimentation permettant de polariser la diode) à la borne RF (l'amplificateur de courant) grâce à la capacité de découplage C, et d'autre part empêche la composante alternative du signal (issu de la borne RF+DC) de repartir vers la borne DC.

Un tel circuit, bien que basique, est indispensable pour faire un montage transitoire et nous avons préféré opter pour la version empaqueté de *Particulars* plutôt que d'en fabriquer un nous même, craignant une augmentation du bruit de mesure. De plus, les valeurs des capacités et des résistances dans le Bias-T ont été adaptées pour minimiser les réflexions lors de la mesure.

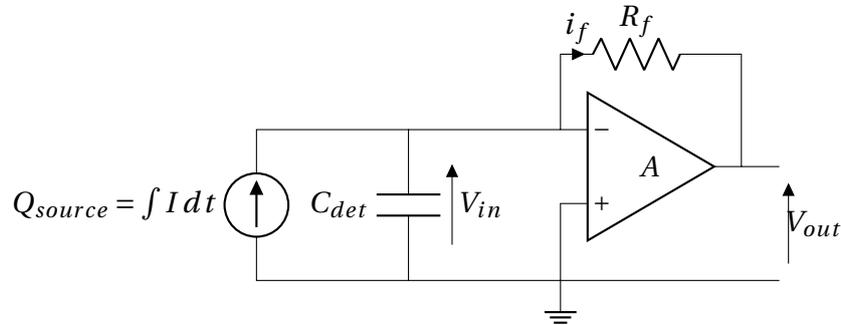


FIGURE 4.4 – Rappel du schéma simplifié d'un amplificateur de courant en configuration inverseur avec une résistance  $R_f$  entre la borne négative et la sortie, permettant d'obtenir une tension  $V_{out}$  proportionnelle au courant  $i_f$ . Le détecteur est modélisé de la même manière que pour l'amplificateur de charge (Fig. 2.10)

Ce montage à haut gain et large bande passante (Fig. 4.4) produit nécessairement du bruit du fait des perturbations électromagnétiques dans l'environnement de mesure (le plus souvent une cuve). Nous nous sommes munis d'une boîte en fonte d'aluminium que nous avons adaptée pour y intégrer nos différents éléments les plus sensibles : l'amplificateur, le bias-T et la diode. En plus, nous nous sommes assurés d'utiliser les câbles les plus courts possibles entre la diode et l'amplificateur, là où le bruit peut être le plus problématique. Malgré ces efforts, un niveau de bruit aux alentours du  $\mu\text{A}$  au niveau de la diode a été observé, ce qui équivaut après amplification à une vingtaine de mV. Ce niveau permet cependant d'envisager des mesures de particules  $\alpha$  mais rend problématique les mesures d'électrons. Le montage total avec l'ensemble des éléments est donné Fig. 4.5.

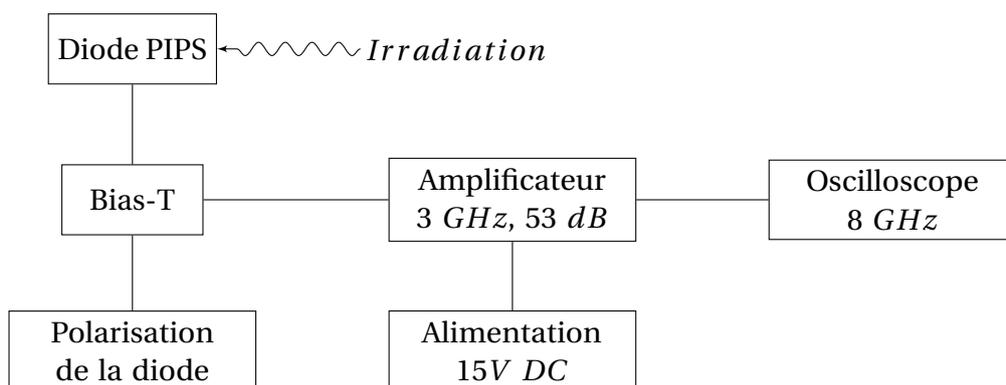


FIGURE 4.5 – Schéma du dispositif expérimental durant les campagnes d'irradiations à Université Catholique de Louvain (UCL) et à l'ONERA Toulouse

### 4.2.2 Diodes utilisées

L'ONERA possède un grand nombre de diodes ayant de caractéristiques variées (profondeur, taille, tension de déplétion, surface ...) (Tabl. 4.1) ce qui nous permet de valider nos modèles dans de nombreux cas de figure. Précisément, les diodes proviennent de deux fabricants différents, *Canberra* [4] et *Micron Semiconductor Ltd.* [5] (Fig. 4.6). Concernant les produits *Canberra*, il s'agit de diodes de type Passivated Implanted Planar Silicon (PIPS) [6], fabriquées par un processus de photolithographie, permettant de réduire le niveau de courant de fuite et d'augmenter la durée de vie des diodes par rapport à des techniques classiques. C'est ce type de diodes qui est utilisé sur les moniteurs de radiations ICARE/ICARE-NG. Pour les diodes *Micron*, la technologie de fabrication est l'implantation ionique [7], qui consiste à accélérer des ions afin de les déposer sur le substrat, ce qui permet d'introduire les bonnes densités de dopants. C'est cette technologie qui est utilisée à partir de la version ICARE-NG<sup>2</sup> des moniteurs de radiations.

Diode	$V_d$ (V)	L ( $\mu\text{m}$ )	C (pF)	S ( $\text{cm}^2$ )
C105416	70	306	33	0.5
C101995	40	300	34	0.5
C101989	100	505	20	0.5
M300	40	302	52	1.13
M500P	40	500	21.8	0.5
M500G	60	500	37	1.13
M700	68	702	23	0.5
M1000	110	998	25	1.13

TABLEAU 4.2 – *Tableau des détecteurs SSD et leurs caractéristiques utilisées lors de la thèse sous différentes irradiations (électron, proton,  $\alpha$ ). De gauche à droite, la tension de déplétion, la profondeur, la capacité, et la surface active.*

Ces données sont issues de la documentation du constructeur, qui prend en compte une marge de sécurité sur les tensions de déplétion complète. La seule grandeur qui n'est pas systématiquement renseignée par les constructeurs est la capacité. Pourtant, cette capacité agit comme un filtre sur la forme du signal, et constitue le premier élément de filtrage avant même l'amplificateur. Les fréquences de coupure associées au filtre équivalent de la diode sont largement plus basses que celles de nos amplificateurs. De fait, l'effet de filtrage le plus important est la diode elle-même. Les valeurs de ces fréquences de coupure peuvent être approximées par des filtres passe-bas *RC* du premier ordre avec  $R = 50\Omega$  et  $C$  la capacité indiquée dans la Tableau 4.2. On trouve des valeurs aux alentours de 100 MHz.

Pour calculer ces fréquences, cruciales pour reproduire les courants transitoires, il est nécessaire de connaître (par le biais du constructeur ou par approximation) les capacités des diodes utilisées. Les diodes *Micron* sont fournies avec des résultats de mesures  $C(V)$ , où il est possible de déduire la capacité : un exemple de résultats  $C(V)$  est donné Fig. 4.7. La capacité peut se calculer en déterminant le point d'inflexion de la courbe  $C(V)$ , là où



FIGURE 4.6 – Photos des diodes Micron et Canberra. En bas à gauche, on a la diode M1000 avec trois branchements nécessitant de souder les deux contacts ainsi que les anneaux de garde pour effectuer des mesures et la polariser. En bas au centre et protégée par du scotch kapton, la diode M700, qui est issue d'un modèle d'ingénierie du moniteur ICARE-NG<sup>2</sup>, on y voit une partie de la tête de détection en aluminium qui l'entoure. Les trois boîtes rouges sont des diodes Canberra, (gammes "C" dans le Tabl. 4.1), elles possèdent toutes des branchements de type SMA.

la capacité devient constante. Ce point correspond aussi à la tension de déplétion totale. Lorsque la capacitance n'est pas donnée (c'est le cas pour les diodes *Canberra*), on peut utiliser l'approximation basique d'un condensateur plan :

$$C = \epsilon \frac{S}{L} \quad (4.1)$$

où  $\epsilon$  est la permittivité du silicium,  $L$  la profondeur de la diode et  $S$  sa surface.

Cependant, en faisant ce calcul a posteriori pour les diodes *Micron*, on trouve un facteur d'environ deux entre les valeurs calculées par cette formule et celles fournies par le constructeur. Ce constat nous a amené à considérer que les capacités des diodes *Canberra* étaient deux fois plus élevées que celles annoncées par la formule en Eq. 4.1, ce qui s'accordait également avec nos observations sur ces diodes.

### 4.2.3 Oscilloscope et acquisition

L'oscilloscope utilisé pour nos mesures doit permettre de capturer les signaux issus du montage en introduisant le moins de déformation possible. Nous avons donc opté pour un oscilloscope WavePro HD de *Teledyne LeCroy*, qui possède une bande passante de 8 GHz et échantillonne à  $20 \text{ GSs}^{-1}$ , soit un point de mesure tous les  $0.05 \text{ ns}$  ainsi qu'une résolution verticale de 12 bits, des capacités de trigger conditionnelles sur plusieurs voies et une

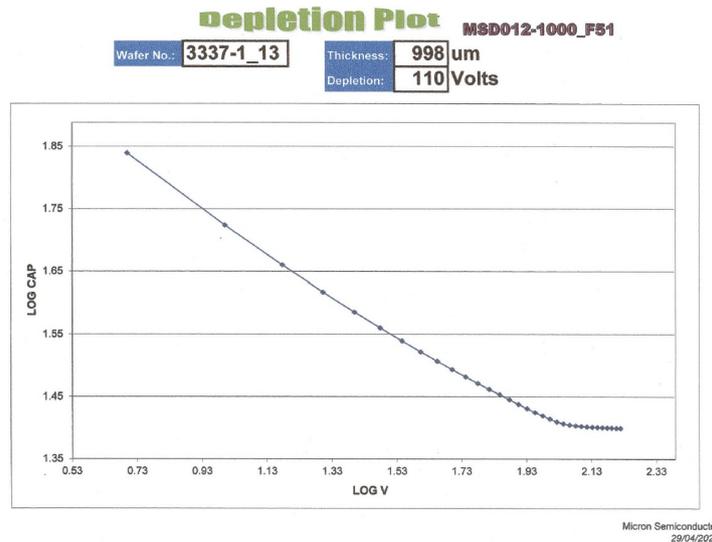


FIGURE 4.7 – Courbe  $C(V)$  fourni par le constructeur Micron pour la diode M1000. On déduit à la fois la tension de déplétion complète et la capacitance de la diode en calculant le point d'inflexion de la courbe.

fonctionnalité de sauvegarde automatique permettant d'enregistrer des pics de courant en continu. Cette fonctionnalité de sauvegarde automatique permet d'emmagasiner un grand nombre de transitoires, et d'ensuite effectuer la moyenne de ces signaux lorsqu'ils sont très proches les uns des autres, ce qui réduit drastiquement le bruit de mesure.

### 4.3 Installations

Les mesures d'impulsions ont eu lieu à l'aide de deux moyens d'irradiation différents. Tout d'abord, les mesures  $\alpha$  ont eu lieu dans la cuve Chambre d'Irradiation d'Ions Lourds (CIRIL) de l'ONERA Toulouse qui peut créer un vide relatif (1 mbar). Les sources radioactives sont placées dans le vide avec le dispositif expérimental. Les sources utilisées étaient soit émettrices de particules  $\alpha$  ou d'électrons. La source choisie est placée aussi proche que possible de la diode afin de minimiser les pertes d'énergie dans l'air résiduel de la chambre.

Le deuxième lieu d'irradiation était le cyclotron (CYCLONE110) [8] de l'UCL en Belgique, ce cyclotron possède plusieurs lignes permettant des irradiations par des ions lourds à des énergies entre  $0.6 \text{ MeV u}^{-1}$  et  $27.5 \text{ MeV u}^{-1}$ , et une autre permettant d'effectuer des irradiations neutron et une dernière qui délivre des protons de 62 MeV. Cette dernière installation permet aussi d'obtenir des protons de plus faible énergie, jusqu'à 10 MeV, en utilisant une série de dégradeurs. Dans les deux cas, les impulsions de courant ont été enregistrées avec la sortie  $50 \Omega$  de l'oscilloscope en utilisant un simple trigger à front montant réglé aussi bas que le bruit le permettait, et en utilisant la fonction de sauvegarde automatique de l'oscilloscope. Les données peuvent ensuite être écrites dans un fichier texte pour l'analyse des données.

### 4.3.1 La cuve CIRIL, ONERA Toulouse

La cuve CIRIL est une chambre prévue pour l'irradiation de composants par des ions lourds issus de sources radioactives. Raccordée à une pompe et munie d'un couvercle étanche (Fig. 4.8), l'enceinte permet de descendre en pression jusqu'à 1 mbar, ce qui a pour but de minimiser les pertes d'énergie dans l'air des particules issues des sources. En effet, dans l'air une particule  $\alpha$  de 5 MeV possède un range de 3 cm, produit des électrons secondaires sur son parcours, et peut être déviée. La réduction par un facteur 1000 de la densité de l'air permet de palier tous ces effets indésirables.



FIGURE 4.8 – Photo de la cuve CIRIL en position ouverte avec le couvercle et son hublot suspendu à un palan, en bas à droite on aperçoit sept branchements de type BNC qui permettent de faire la transition entre l'intérieur et l'extérieur de la cuve, sur le côté gauche la tige métallique porte-source au bout de laquelle une source en forme de cylindre, et enfin, en bas à gauche une soupape de dépressurisation.

Source	Activité (Mesure)	Particules	Energies
$^{241}\text{Am}$	370 kBq (2015)	$\alpha$	5.48 MeV
$^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$	2.86 kBq (2019)	$e^-$	0 MeV - 2 MeV
$^{252}\text{Cf}$	370 kBq (2014)	$\alpha, n_0^1$	6.12 MeV( $\alpha$ ), 2 MeV ( $n_0^1$ )
$^{239}\text{Pu}, ^{241}\text{Am}$			5.16 MeV, 5.48 MeV
$^{244}\text{Cm}$	768 Bq (2019)	$\alpha$	5.80 MeV

TABLEAU 4.3 – Tableau récapitulatif des sources radioactives présentes à CIRIL, les isotopes, leurs activités, le type de particules mises en jeu, et les énergies associées les plus probables.

La cuve CIRIL possède une tige porte-source amovible (sur la gauche Fig. 4.8), qui coulisse le long de son axe, et est actionnable depuis l'extérieur. Le hublot monté sur le couvercle

permet de contrôler le positionnement de la source. Les sources radioactives sont facilement interchangeables, et la tige possède un embout fileté qui permet de visser les sources radioactives afin de les manipuler depuis l'extérieur de la cuve.

Les nombreux branchements BNC (en bas à droite Fig. 4.8) permettent de mettre le minimum nécessaire sous vide dans la cuve, et de laisser le reste de l'électronique moins critique en dehors. Sur la table située à côté de CIRIL, plusieurs modules *ORTEC* sont à disposition ainsi que des alimentations haute-tension pour polariser les composants. Des pré-amplificateurs/amplificateurs suivis de MCA permettent de faire des mesures avec un montage classique à amplificateur de charge. De plus, nous avons des alimentations basse-tension qui permettent d'alimenter notre amplificateur de courant en + 12 V. Enfin, à des fins de tests et de débogage, nous avons des modules permettant de simuler des impulsions de courant de formes variables avec des fréquences plus ou moins élevées qui permettent de tester les performances de la chaîne d'acquisition sans avoir à faire le vide ou d'utiliser une autre source.

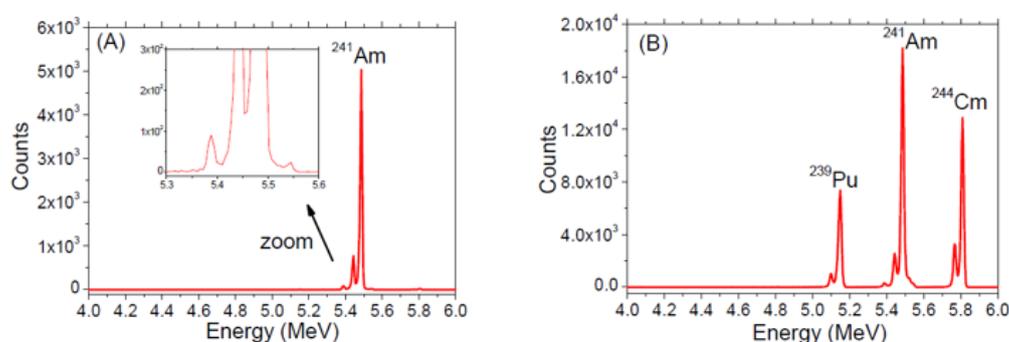


FIGURE 4.9 – Spectres en énergies des sources  $^{241}\text{Am}$  à gauche, et d'une source tri-isotope  $^{239}\text{Pu}/^{241}\text{Am}/^{244}\text{Cm}$  à droite (Source : [9])

Les sources radioactives à CIRIL, (résumées en Tabl. 4.3) sont principalement émettrices de particules  $\alpha$ , mais aussi pour certaines de neutrons et d'électrons. La source que l'on trouve la plus utile est l' $^{241}\text{Am}$ , qui permet d'avoir une seule énergie (Fig. 4.9) par rapport à la source tri-isotope et ne possède pas de neutrons dans son émission, contrairement à la source  $^{252}\text{Cf}$ . Par conséquent, c'est cette source d' $^{241}\text{Am}$  qui est la plus utilisée dans nos mesures.

Par contre, lors des campagnes de calibration des modèles de vol des moniteurs de radiations, la source tri-isotope est la plus utile, car elle permet un étalonnage plus précis des canaux du MCA avec l'énergie déposée qu'une source avec un simple pic.

Les différentes sources  $\alpha$  disponibles à CIRIL ont des énergies proches, qui ont cependant une légère influence sur la longueur de leur parcours dans le silicium. On passe de  $20\ \mu\text{m}$  à presque  $30\ \mu\text{m}$  entre la source la moins énergétique (le  $^{239}\text{Pu}$  présent dans la source tri-isotope) et la plus énergétique (la source de  $^{252}\text{Cf}$ ), Fig. 4.11a.

### 4.3.2 Accélérateur de l'Université Catholique de Louvain (UCL)

Nous avons eu l'occasion d'emporter notre banc d'essai de CIRIL à l'UCL à Louvain en Belgique. Le site de Louvain possède un cyclotron pouvant délivrer des protons de 62 MeV dont l'énergie peut être réduite à l'aide de plusieurs dégradeurs sur le chemin du faisceau jusqu'à 10 MeV (Fig. 4.10).

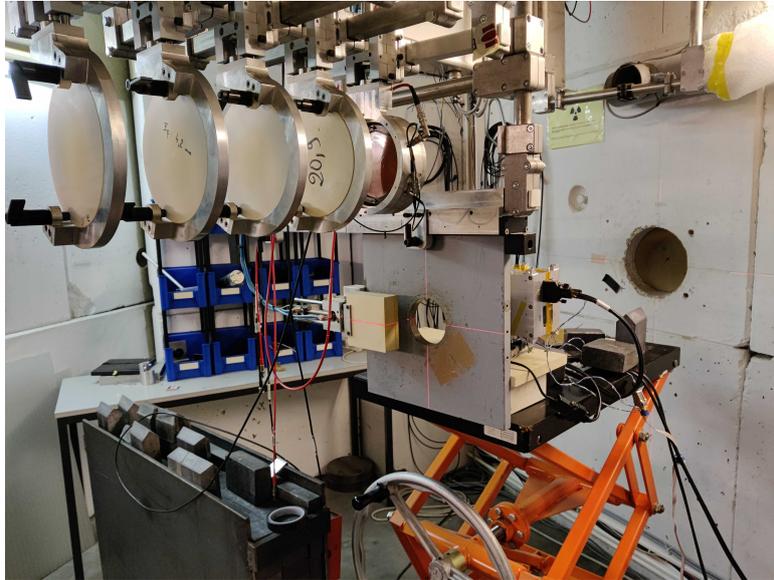


FIGURE 4.10 – Photo de la chambre d'irradiation du cyclotron à l'UCL, le faisceau arrive par la gauche de l'image, à l'endroit indiqué par le croisement des lasers. On voit aussi les dégradeurs en position relevée en haut de l'image, ils sont abaissés les uns après les autres pour réduire l'énergie incidente du faisceau. le montage expérimental se situe sur la table noire, à droite de l'image.

Cette campagne d'irradiation a été menée dans le cadre d'une étude portant sur les anneaux de garde sur les détecteurs en silicium, dans laquelle il a été nécessaire de caractériser leur comportement en irradiation proton avec des chaînes d'acquisition à la fois classiques (à amplificateur de charge) et avec un montage transitoire. En effet, les irradiations protons permettent d'occasionner des dépôts d'énergie dans le volume plutôt qu'en surface du détecteur. Les particules  $\alpha$  ont des ranges d'une trentaine de  $\mu\text{m}$  (Fig. 4.11a), contre  $700\ \mu\text{m}$  pour les protons de 10 MeV, et presque 2 cm pour les protons les plus énergétiques de l'UCL (62 MeV), Fig. 4.11b. Ceci nous a été utile pour comprendre l'effet des anneaux de garde sur la formation du signal, qui est largement fonction de la zone irradiée du détecteur [10].

## 4.4 Comparaisons simulations experiences

Les comparaisons faites ici sont issues du banc d'essai précédemment décrit, et les résultats de nos modèles sont superposés afin de les valider. Ayant la chance d'avoir une grande variété de diodes (décrites au Tableau 4.2) à notre disposition, nous nous efforçons de tester

un grand nombre de configurations, tout en décrivant les effets de la polarisation, de la profondeur de la diode ou encore du dopage du substrat. En plus de la grande variété de configurations possibles, nous avons pu tester plusieurs types d'irradiations ( $\alpha$ , proton, électron) à plusieurs énergies, qui se comportent tous très différemment dans la matière (Fig. 4.11).

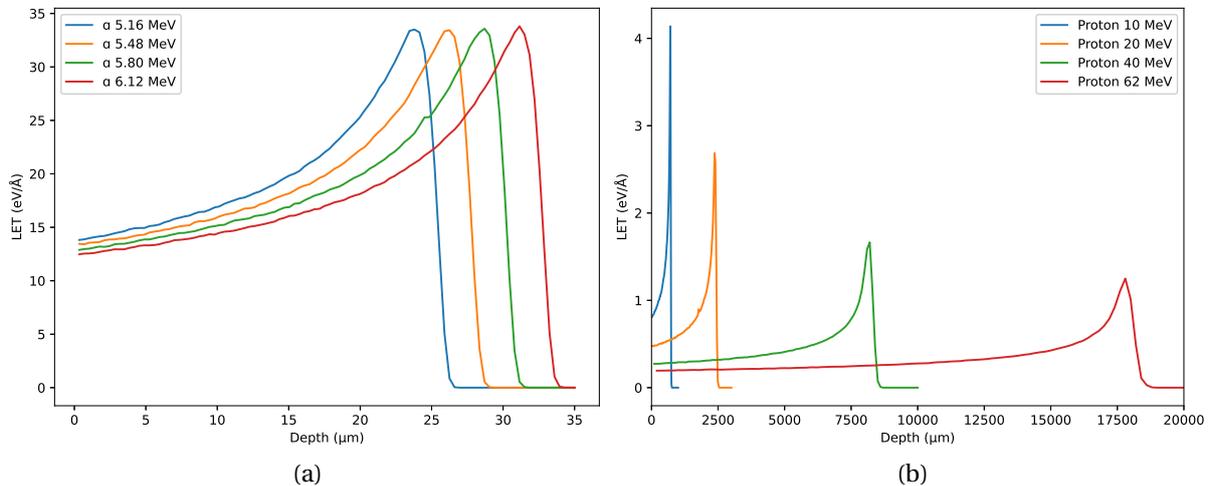


FIGURE 4.11 – Courbes de TLE en fonction de la profondeur pour les différentes particules d'intérêt, à savoir la gamme d'énergie 10 MeV - 62 MeV pour les protons de l'installation à l'UCL, à gauche, et à droite les particules  $\alpha$  avec les énergies correspondant aux sources à CIRIL, toutes effectuées avec le logiciel TRIM [11]

#### 4.4.1 Comparaison en irradiation $\alpha$

Les particules  $\alpha$  de 5 MeV sont particulièrement intéressantes car elles déposent leur énergie de manière très asymétrique dans la profondeur de la diode. Avec un range d'environ 30  $\mu\text{m}$  (ce qui est petit par rapport aux profondeurs des diodes que l'on considère), les paires électron/trou sont créées à proximité directe du contact irradié, laissant un type de porteur de charge (électrons ou trous selon le contact) dériver sur toute la profondeur de la diode.

Un premier paramètre que l'on peut faire varier sans même interrompre l'irradiation est la tension de polarisation de la diode. La polarisation a pour effet direct d'augmenter la valeur du champ électrique présent dans le semi-conducteur, ce qui mène à une collection de charges plus rapide à dépôt d'énergie égal. On investigate ici ce paramètre pour la diode C105416 et des valeurs de polarisation entre 80 V et 180 V sous irradiations faces arrière (Fig. 4.12a) et avant (Fig. 4.12b) par des particules  $\alpha$  de 5 MeV en utilisant la source tri-isotope.

Étant donné que les charges sont déposées quasiment en surface du détecteur (sur les 30 premiers microns de la diode de 300  $\mu\text{m}$ ), seul un type de porteur est amené à dériver longtemps vers l'électrode, l'autre est collectée très rapidement. Or, les électrons et les trous n'ayant pas les mêmes vitesses dans le silicium, on observe une grande différence entre les formes des transitoires sur les deux faces irradiées (Fig. 4.12). La face arrière (ou "lente")

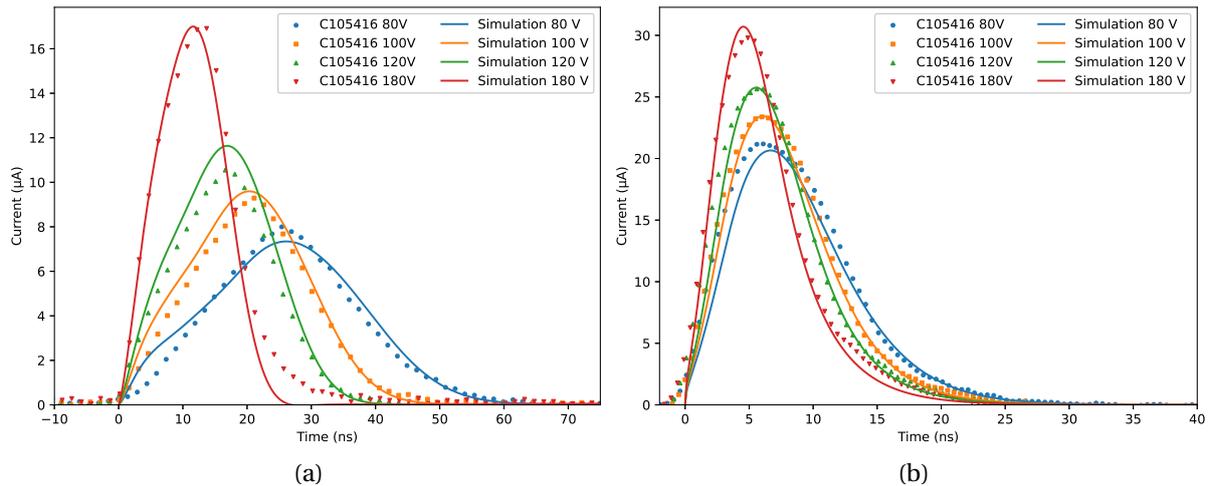


FIGURE 4.12 – Mesures expérimentales et simulations associées à des courants transitoires issus de la diode C105416 irradiée par des particules  $\alpha$  de 5 MeV sur la face arrière (à gauche), et avant (à droite) pour des tensions de polarisation allant de 80 V à 180 V

correspond à la face sur laquelle les électrons sont collectés, ce sont donc les trous qui dérivent jusqu'à l'extrémité opposée de la diode.

Dans la littérature, plusieurs articles font état du fait que la face arrière est plus adaptée à l'analyse de forme de transitoires ([12], [13], [14]). On voit ainsi que l'on a un doublement du temps de collection entre 80 V et 180 V de polarisation appliquée sur la face arrière (Fig. 4.12a) alors que les mêmes irradiations sur la face rapide (Fig. 4.12b) donnent un écart inférieur à 20%.

Un deuxième paramètre qu'il est possible de faire varier est le dopage du substrat, ayant deux diodes de même profondeur (la *M500P*, et la *M500G* par exemple). Ces diodes ont des tensions de déplétion complètes différentes, comme indiqué dans le Tableau 4.2 : 40 V et 60 V respectivement, ce qui se traduit par des densités de :  $5.8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  et  $8.7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  respectivement. L'expression reliant la profondeur de la diode et sa tension de déplétion complète à la densité de dopage est démontrée dans le cas d'une jonction p-n simple en chapitre 2.2 à l'équation. 2.11. A tension appliquée constante, l'augmentation du dopage aura tendance à ralentir la collecte des charges, car le champ électrique y est moins fort dans la diode. La Fig. 4.13a montre cet effet du ralentissement du transitoire avec l'augmentation du dopage.

Le dernier paramètre, et peut être celui dont l'effet est le plus évident, est celui de la profondeur de la diode elle-même. En utilisant trois des diodes que nous avons, nous pouvons mesurer les transitoires associés à trois diodes ayant des épaisseurs de 300  $\mu\text{m}$ , 500  $\mu\text{m}$ , 1000  $\mu\text{m}$ . Leur irradiation en face arrière montre une dynamique évidente qui est celle que les charges mettent plus longtemps à être collectées dans les diodes très épaisses (Fig. 4.13b).

Pour faire de telles comparaisons de profondeur des diodes, il est important de pouvoir séparer ce paramètre des autres qui peuvent influencer la collection des charges ( $N_D$ ,  $V_a$ ).

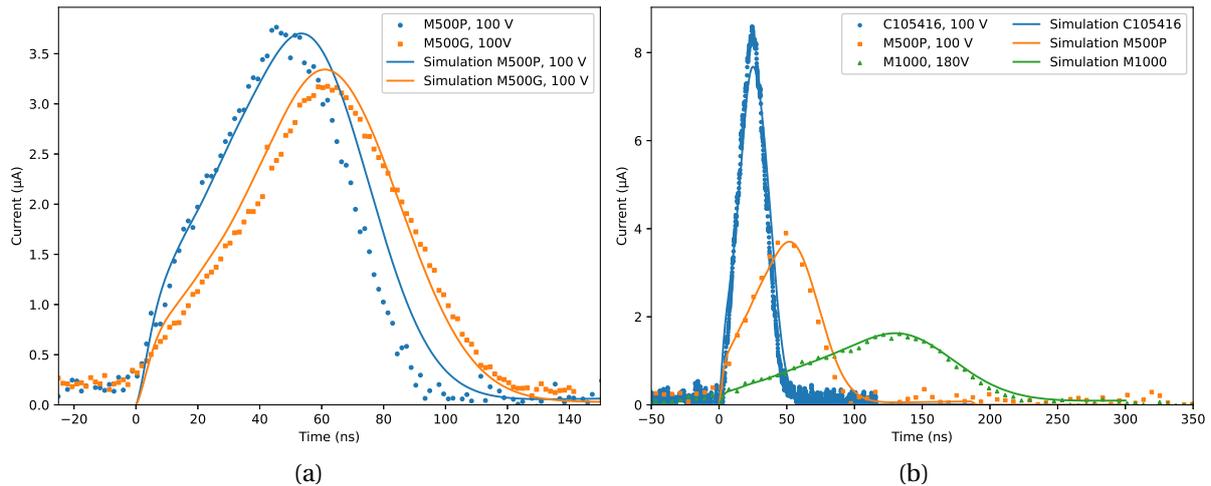


FIGURE 4.13 – A gauche, comparaison des transitoires issus de deux diodes ayant la même profondeur mais des densités de dopage différents :  $5.8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  et  $8.7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  pour la M500P et la M500G respectivement. On constate un net ralentissement de collection dans la diode M500G par rapport à la M500P. A droite, irradiation des diodes C105416, M500P, M1000 en face arrière par des particules  $\alpha$  de 5 MeV, en fixant les polarisations de chaque diode à 100 V. On constate le ralentissement dans la collecte des charges induit par la profondeur croissante des diodes.

Or, avec les diodes que nous avons, ceci n'est pas possible. En effet, nous n'avons aucune diode ayant les mêmes valeurs de dopage pour deux épaisseurs différentes, et de plus, il faudrait pouvoir ajuster la tension appliquée de manière à ce qu'elles produisent un champ électrique de même intensité dans les deux diodes.

Cependant, l'influence des paramètres de dopage et de polarisation appliqués est plus faible que l'influence de la profondeur de la diode. Pour le démontrer rigoureusement, on peut calculer les tensions à appliquer à trois diodes (fictives) de 300 μm, 500 μm et 1000 μm ayant toutes la même densité de dopage pour que le champ électrique soit équivalent, et ensuite simuler les transitoires associées à des irradiations de particule  $\alpha$  de 5 MeV en face arrière.

En choisissant pour ces diodes une valeur de dopage de  $2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ , on trouve des valeurs de tensions à appliquer de 100 V, 151 V et 226 V, respectivement. Les résultats sont présentés Fig. 4.14 et on constate que l'on obtient des allures très similaires à la Fig. 4.13b, malgré ces différences de tension de polarisation. On peut alors conclure que le paramètre de la profondeur a davantage de poids que celle de la tension appliquée. Le calcul de ces tensions découle des équations décrites en chapitre 2 sur le cas de la jonction p-n simple et de l'écriture de son champ électrique (Eq. 2.4).

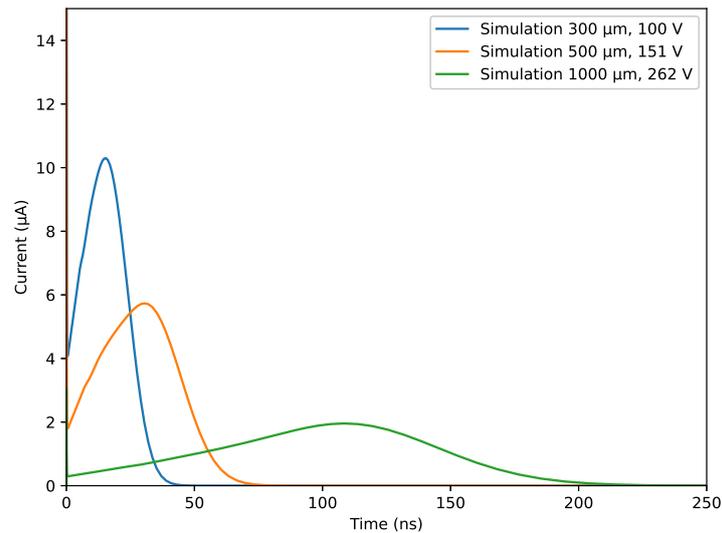


FIGURE 4.14 – Résultats de simulations non-filtrés d'irradiations par des particules  $\alpha$  de 5 MeV en face arrière sur des diodes fictives de 300  $\mu\text{m}$ , 500  $\mu\text{m}$  et 1000  $\mu\text{m}$  avec des tensions de polarisation (100 V, 151 V et 226 V, resp.) permettant d'obtenir le même champ électrique dans chaque diode, de manière à isoler au mieux le paramètre de la profondeur de la diode.

#### 4.4.2 Comparaison en irradiation proton

Les irradiations de protons ont été effectuées à l'UCL, en Belgique, où plusieurs énergies étaient disponibles. On exploite ici seulement les protons de la plus basse énergie qui était disponible : 10 MeV avec la diode C101989 de 500  $\mu\text{m}$  (Fig. 4.15). On constate un très bon accord entre les mesures expérimentales et notre modèle dans le cas des protons de 10 MeV car on reproduit correctement la hauteur du pic ainsi que toute la descente et la durée de vie du transitoire.

Pour délivrer des protons de 10 MeV, plusieurs dégradeurs sont abaissés sur le chemin du faisceau ce qui diminue l'énergie incidente du faisceau, qui est initialement fixée à 62 MeV. Cependant, l'effet de ces dégradeurs est aussi de défocaliser le faisceau faisant arriver les particules avec des angles potentiellement trop importants sur la diode. Pour palier à cela, nous avons usiné un bloc en aluminium d'environ 5 cm d'épaisseur avec un trou de quelques millimètres. Ces 5 cm permettent d'arrêter confortablement les protons de haute énergie que peut délivrer le faisceau. En plaçant ce bloc et le trou juste devant la diode, on peut s'assurer que les particules arrivent en incidence quasi-normale à la surface de la diode.

Vis à vis de la densité de dépôt d'énergie, les protons de 10 MeV ont une TLE d'environ  $8 \text{ keV}\mu\text{m}^{-1}$ . Ils sont donc bien moins ionisants que des particules  $\alpha$  de 5 MeV, qui elles ont un TLE d'environ  $141 \text{ keV}\mu\text{m}^{-1}$ . On obtient alors des transitoires globalement plus courts, même si la quantité totale d'énergie déposée, la tension de polarisation, et la taille des diodes jouent aussi. De plus, étant donné que les protons de 10 MeV ont des ranges d'environ 700  $\mu\text{m}$ , ils traversent entièrement les diodes de 500  $\mu\text{m}$  et ont un dépôt d'énergie quasiment uniforme sur toute la profondeur ce qui rend leurs réponses faces avant et arrière très proches, à la différence des particules  $\alpha$  qui elles ont un range de seulement 30  $\mu\text{m}$ , et

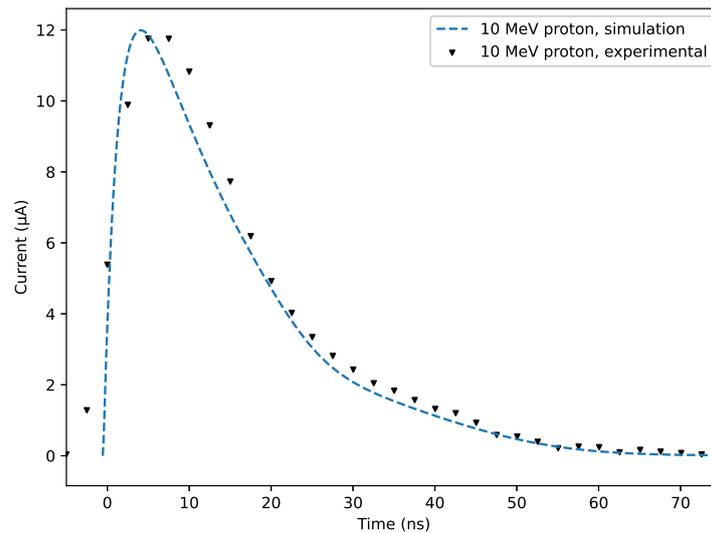


FIGURE 4.15 – Irradiation face arrière de la diode C101989 par des protons de 10 MeV à 110 V à l'accélérateur de l'UCL

induisent des transitoires très différents.

#### 4.4.3 Comparaison avec les mesures de la littérature

Bien que nous ayons du matériel et des installations nous permettant d'effectuer un grand nombre de validations, il est aussi utile de valider notre modèle en les comparant aux mesures de la littérature, qui utilisent des particules à des énergies différentes et des diodes différentes aussi.

Des irradiations électrons ont été faites dans la cuve CIRIL à l'ONERA avec la source  $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$  qui délivre des électrons ayant des énergies entre 0 MeV et 2 MeV. Le fait d'émettre des électrons selon un spectre rend la comparaison transitoire par transitoire à nos modèles numériques très difficiles.

En effet, l'énergie incidente est un paramètre nécessaire pour pouvoir simuler les courants transitoires, et il n'existe pas de relation bijective entre cette énergie incidente et les caractéristiques que l'on peut extraire d'un pic de courant expérimental. Ceci est d'autant plus vrai pour les électrons que pour les protons, et cet effet est illustré sur les matrices de facteur géométrique exposées en chapitre 5 à la Fig. 5.1, où l'on voit que pour une énergie déposée donnée, on peut déduire dans une certaine mesure, les énergies incidentes pour les protons (surtout à faible énergie), alors que les électrons n'ont quasiment pas de variabilité en fonction de l'énergie incidente.

En plus du constat précédent sur notre incapacité à reproduire des pics de courant individuels pour les électrons de la source  $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ , nous avons constaté que notre chaîne d'acquisition produisait un bruit non négligeable, surtout lorsque l'on s'intéresse à de faibles énergies déposées : ici au plus 100 keV en moyenne pour des électrons de 2 MeV, ce qui se traduit par un TLE équivalent d'environ  $360 \text{ eV}\mu\text{m}^{-1}$ .

Pour contourner ce problème nous avons utilisé les données expérimentales de Leroy et

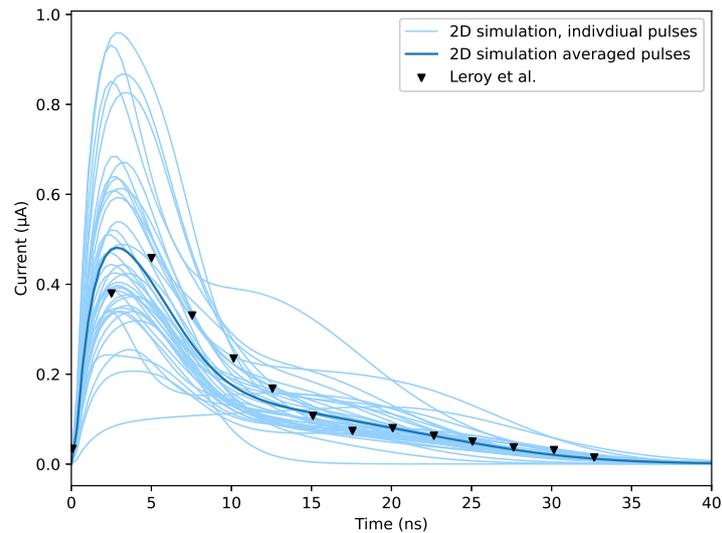


FIGURE 4.16 – Simulations 2D individuelles (en bleu clair) et moyennées (en bleu) d'électrons de 2 MeV de notre modèle en reprenant les caractéristiques de la diode de Leroy et al. ainsi que les points expérimentaux.

al. [15] déjà présentées précédemment (en chapitre 3.6.3) pour effectuer des comparaisons avec nos modèles numériques. L'immense avantage des mesures de Leroy et al. est qu'ils disposaient d'une source d'électrons dont les énergies incidentes sont supérieures à 2 MeV pour irradier leurs diodes. Les auteurs présentent leurs résultats sous forme de transitoires moyennées sur un grand nombre de coups, et donnent les informations relatives aux diodes qu'ils utilisent.

Les irradiations d'électrons ont la particularité d'avoir des TLE encore plus faibles que ceux de protons ( $360 \text{ eV}\mu\text{m}^{-1}$ ), ce qui fait que la modification du champ électrique du fait de la présence des charges est minime, ce qui tend à montrer qu'une approche de type Shockley-Ramo pourrait suffire pour reproduire le comportement moyen des électrons de 2 MeV, mais que notre modèle complet permet aussi de simuler ces configurations.

Pour valider nos simulations encore plus loin, nous pouvons utiliser les mesures de Taroni et Zanarini [16], qui ont effectué des mesures proton et deuton à 1.5 MeV et 2 MeV respectivement, dans des diodes moins épaisses que les nôtres :  $80 \mu\text{m}$ . Leur électronique de lecture ne leur permet tout de même pas de restituer des courants transitoires en entier, et donc les auteurs rapportent les temps de montée de 10% à 90% du courant transitoire *intégré*. En se plaçant dans les mêmes conditions et en calculant ces temps de montée, on peut comparer notre modèle aux mesures de Taroni et Zanarini (Fig. 4.17).

Les mesures de Taroni et Zanarini ont été faites à plusieurs valeurs de tension appliquée. Ce paramètre influe directement sur le champ électrique présent dans la diode, ce qui est représenté en abscisses sur la Fig. 4.17. On constate un bon accord entre notre modèle et les mesures, et l'on note aussi le fait que le transitoire est d'autant plus rapide que le champ est fort, ce qui est attendu.

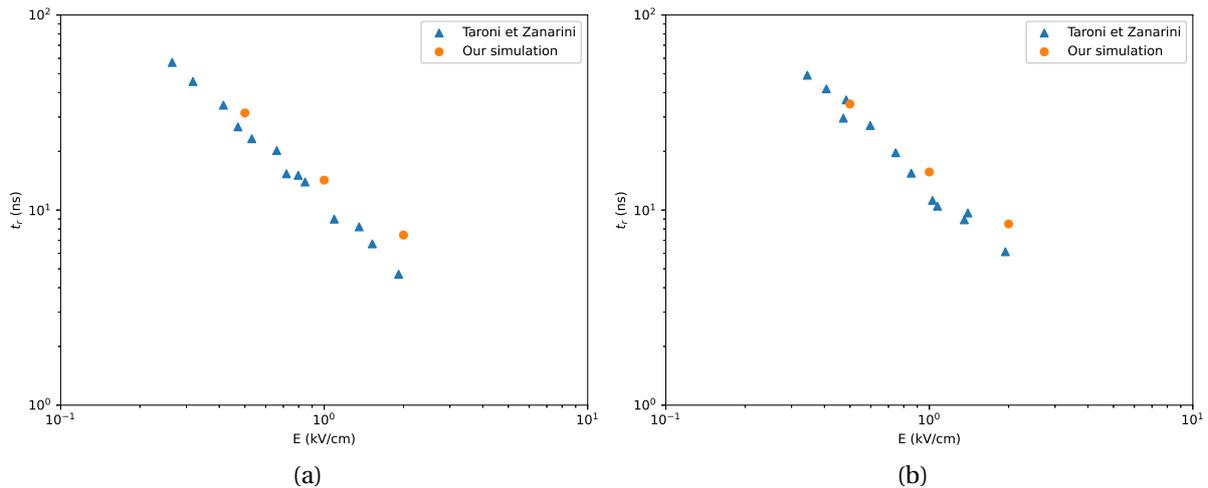


FIGURE 4.17 – Comparaisons du temps de montée  $t_r$  du courant transitoire sous irradiation proton 1.5 MeV à gauche, et deuteron 2 MeV à droite donnée en fonction du champ électrique  $E$  présent au milieu de la zone irradiée. Les irradiations ont été faites dans une même diode de résistivité 16 k $\Omega$  cm et d’épaisseur 80  $\mu$ m sur la face avant et sont décrites en [16].

## 4.5 Conclusion

Ce chapitre nous aura permis de détailler l’implémentation de notre banc d’essai construit de zéro à l’ONERA. On y détaille les différentes sources radioactives que nous avons à disposition, ainsi que les différentes diodes.

En effectuant ces comparaisons entre nos modèles numériques et nos mesures expérimentales, nous avons pu valider les différentes dynamiques des modèles, ainsi que le bon fonctionnement de notre chaîne d’acquisition en termes de bruit, de gain et de restitution fréquentielle du signal. Cette étape de validation nous permet ensuite d’envisager la construction d’une base de données de transitoires simulés de protons et d’électrons, afin d’étudier les différences statistiques que l’on peut y trouver.

Nous pouvons souligner que notre code permet de simuler des transitoires d’ions plus lourds que des protons et des particules  $\alpha$ . Plusieurs applications (autres que celle développée dans ce manuscrit) peuvent en découler. On pourrait, par exemple, exploiter la forme ou certaines caractéristiques des transitoires induits par le rayonnement cosmique. Cela peut avoir un réel intérêt dans le cadre des observations des sursauts gamma [17] et de la contamination potentielle de ces mesures.

## Références

- [1] *Particulars, Advanced measurement systems, Ltd.* URL : <http://particulars.si/support.php?sup=technicalinfo.html> (visité le 24/07/2023) (cf. p. 103, 104).

- [2] G. KRAMBERGER, V. CINDRO, I. MANDIĆ et al. « Investigation of Irradiated Silicon Detectors by Edge-TCT ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 57.4 (août 2010). Conference Name : IEEE Transactions on Nuclear Science, p. 2294-2302. ISSN : 1558-1578. DOI : 10.1109/TNS.2010.2051957 (cf. p. 103).
- [3] Gregor KRAMBERGER. « Signal development in irradiated silicon detectors ». Thèse de doct. Stefan Inst., Ljubljana, 2001 (cf. p. 103).
- [4] *PIPS® Detectors Passivated Implanted Planar Silicon Detectors*. Mirion. URL : <https://www.mirion.com/products/technologies/spectroscopy-scientific-analysis/research-education-and-industrial-solutions/passivated-implanted-planar-silicon-pips-detectors/standard-pips-detectors/pips-detectors-passivated-implanted-planar-silicon-detectors> (visité le 24/07/2023) (cf. p. 106).
- [5] *Silicon Detector Catalogue*. Micron Semiconductor Ltd. URL : [www.micronsemiconductor.co.uk/silicon-detector-catalogue/](http://www.micronsemiconductor.co.uk/silicon-detector-catalogue/) (visité le 24/07/2023) (cf. p. 106).
- [6] J. KEMMER, P. BURGER, R. HENCK et al. « Performance and Applications of Passivated Ion-Implanted Silicon Detectors ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 29.1 (fév. 1982). Conference Name : IEEE Transactions on Nuclear Science, p. 733-737. ISSN : 1558-1578. DOI : 10.1109/TNS.1982.4335947 (cf. p. 106).
- [7] Bohdan JAROSZEWICZ, Tadeusz BUDZYŃSKI, Andrzej PANAS et al. « High-quality p-n junction fabrication by ion implantation using the LPCVD amorphous silicon films ». In : *Vacuum* 70.2 (mars 2003), p. 81-85. ISSN : 0042207X. DOI : 10.1016/S0042-207X(02)00621-8 (cf. p. 106).
- [8] L. STANDAERT, N. POSTIAU et M. LOISELET. « UCL irradiation facilities status ». In : *2017 17th European Conference on Radiation and Its Effects on Components and Systems (RADECS)*. 2017 17th European Conference on Radiation and Its Effects on Components and Systems (RADECS). ISSN : 1609-0438. Oct. 2017, p. 1-3. DOI : 10.1109/RADECS.2017.8696227 (cf. p. 108).
- [9] Quang-Thuan TRAN, Sylvie PIERRE, Jacques de SANOIT et al. « Electro-Precipitation of Actinides on Boron-Doped Diamond Thin Films for Solid Sources Preparation for High-Resolution Alpha-Particle Spectrometry ». In : *Applied Sciences* 9.7 (jan. 2019). Number : 7 Publisher : Multidisciplinary Digital Publishing Institute, p. 1473. ISSN : 2076-3417. DOI : 10.3390/app9071473 (cf. p. 110).
- [10] P. CARON, M. PINSON, S. BOURDARIE et al. « Influence of the Guard Rings on the response of SSD-based radiation monitors in space environment : applications to ICARE monitors ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* (2023). Conference Name : IEEE Transactions on Nuclear Science, p. 1-1. ISSN : 1558-1578. DOI : 10.1109/TNS.2023.3247079 (cf. p. 111).

- [11] James F. ZIEGLER, M.D. ZIEGLER et J.P. BIRSACK. « SRIM – The stopping and range of ions in matter (2010) ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms* 268.11 (juin 2010), p. 1818-1823. ISSN : 0168583X. DOI : 10.1016/j.nimb.2010.02.091 (cf. p. 112).
- [12] M. MUTTERER, W.H. TRZASKA, G.P. TYURIN et al. « Breakthrough in pulse-shape based particle identification with silicon detectors ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 47.3 (juin 2000), p. 756-759. ISSN : 0018-9499, 1558-1578. DOI : 10.1109/23.856510 (cf. p. 113).
- [13] N. LE NEINDRE, R. BOUGAULT, S. BARLINI et al. « Comparison of charged particle identification using pulse shape discrimination and dE-E methods between front and rear side injection in silicon detectors ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 701 (fév. 2013), p. 145-152. ISSN : 01689002. DOI : 10.1016/j.nima.2012.11.005 (cf. p. 113).
- [14] G. PAUSCH, W. BOHNE et D. HILSCHER. « Particle identification in solid-state detectors by means of pulse-shape analysis — results of computer simulations ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 337.2 (jan. 1994), p. 573-587. ISSN : 01689002. DOI : 10.1016/0168-9002(94)91129-0 (cf. p. 113).
- [15] C. LEROY, P. ROY, G. CASSE et al. « Study of charge transport in non-irradiated and irradiated silicon detectors ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 426.1 (avr. 1999), p. 99-108. ISSN : 01689002. DOI : 10.1016/S0168-9002(98)01478-8 (cf. p. 117).
- [16] A. TARONI et G. ZANARINI. « Plasma effects and charge collection time in solid state detectors ». In : *Nuclear Instruments and Methods* 67.2 (15 jan. 1969), p. 277-282. ISSN : 0029-554X. DOI : 10.1016/0029-554X(69)90459-5 (cf. p. 117, 118).
- [17] Sujay MATE, Laurent BOUCHET, Jean-Luc ATTEIA et al. « Simulations of the SVOM / ECLAIRs Dynamic Background : A fast, accurate and general approach for wide-field hard X-ray instruments ». In : *Experimental Astronomy* 48.2 (déc. 2019), p. 171-198. ISSN : 0922-6435, 1572-9508. DOI : 10.1007/s10686-019-09643-x. arXiv : 1910.05061 [astro-ph] (cf. p. 118).

## 5

**Construction et étude d'une base de données de transitoires**

Ce dernier chapitre a pour vocation de quantifier les performances en discrimination d'un moniteur de radiations qui serait équipé d'une chaîne d'acquisition à amplificateur de courant pouvant échantillonner le signal à l'échelle de la nanoseconde. A cette fin, une base de données de transitoires a été créée en prenant en compte la multitude d'irradiations possibles dans l'espace (proton, électrons), avec les gammes d'énergie et les angles d'attaque convenables.

**Sommaire**

5.1	La problématique des méthodes actuelles de mesure en énergie déposée . . .	122
5.1.1	Dynamiques des protons et électrons avec l'énergie déposée . . . . .	122
5.1.2	Les zones de confusion . . . . .	123
5.1.2.1	Distinction entre protons basses et hautes énergies . . . . .	124
5.1.2.2	Distinction entre protons et électrons . . . . .	126
5.2	Construction d'une base de données . . . . .	128
5.2.1	Configuration retenue . . . . .	128
5.2.2	Filtrage . . . . .	129
5.2.3	Environnement spatial . . . . .	129
5.2.4	Mise en oeuvre du calcul intensif . . . . .	130
5.3	Analyse préliminaire de la base de données . . . . .	130
5.3.1	Les grandeurs observables . . . . .	130
5.4	Dynamiques des grandeurs observables . . . . .	132
5.5	Application de l'apprentissage automatique . . . . .	135
5.5.1	Mise en forme et normalisation des données . . . . .	135
5.5.2	k-NN (k-Nearest Neighbors) . . . . .	135
5.5.3	MLP (Multi Layer Perceptron) . . . . .	136
5.5.4	Evaluation de performances des algorithmes d'apprentissage . . . . .	138
5.5.5	Discrimination de la nature de la particule mise en jeu . . . . .	138
5.5.5.1	Utilisation de l'algorithme k-NN . . . . .	138
5.5.5.2	Utilisation de l'algorithme MLP . . . . .	139

5.5.6 Reconstruction de l'énergie incidente des protons . . . . .	140
5.6 Conclusion . . . . .	143
Références . . . . .	144

## 5.1 La problématique des méthodes actuelles de mesure en énergie déposée

### 5.1.1 Dynamiques des protons et électrons avec l'énergie déposée

Comme évoqué en chapitre 2, les moniteurs actuels reposent sur la mesure de l'énergie déposée par chaque particule. On peut étudier la dynamique des protons et des électrons en fonction de leurs énergies incidentes avec cette méthode en utilisant des graphiques à deux dimensions représentant l'énergie déposée en ordonnées, et l'énergie incidente en abscisses.

Pour les protons (Fig. 5.1a), on obtient la dynamique bien connue de la décroissance de l'énergie déposée avec l'augmentation de l'énergie incidente, du fait du TLE des protons qui diminue avec l'énergie incidente. Les protons ayant des énergies plus faibles que 6 MeV ne possèdent pas des ranges suffisamment élevée pour traverser la diode : ils déposent donc toute leur énergie. La quantité maximale d'énergie déposée est de 6 MeV car ce sont ces protons qui possèdent un range égal à la profondeur de la diode. A plus haute énergie, le comportement des protons tend à s'uniformiser en fonction de l'énergie incidente, c'est le début du comportement MIP.

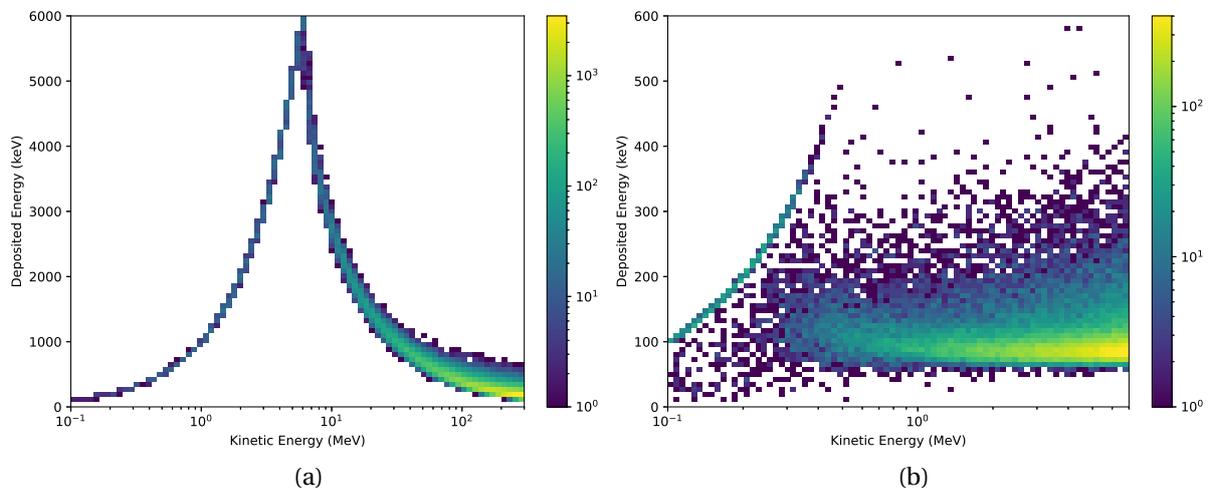


FIGURE 5.1 – A gauche, histogramme 2D non-normalisé de l'énergie incidente en fonction de l'énergie déposée de la base de données proton pour les énergies allant de 100 keV à 300 MeV. A droite, histogramme 2D non-normalisé de l'énergie incidente en fonction de l'énergie déposée de la base de données électron pour les énergies allant de 100 keV à 7 MeV.

En ce qui concerne les électrons (Fig. 5.1b) on constate, à très faible énergie, une montée

de l'énergie déposée avec l'énergie incidente ce qui correspond aux cas où les électrons déposent toute leur énergie dans le milieu. Puis, lorsqu'on augmente l'énergie incidente, les électrons commencent à avoir suffisamment d'énergie pour traverser la diode en entier et déposer leur énergie partiellement. On note que même aux énergies faibles, certains électrons déposent partiellement leur énergie, ce qui correspond aux électrons rétro-diffusés. Le comportement des électrons s'uniformise très rapidement avec l'énergie incidente. Au delà de 2 MeV on ne voit plus de variabilité avec l'énergie déposée. Cependant, cela ne signifie pas que les électrons ont tous les mêmes comportements à une énergie incidente donnée. En effet, comme cela sera montré ci-après, les électrons présentent des impulsions individuelles qui sont beaucoup moins uniformes que les protons. Malgré cela, un manque de corrélation entre l'énergie déposée et l'énergie incidente des électrons nous complique la tâche de reconstruction de l'énergie incidente.

### 5.1.2 Les zones de confusion

Les précédents graphiques nous servent à mettre en avant les défauts de l'approche actuelle qui utilise uniquement l'énergie déposée. En effet, on constate que certaines gammes d'énergies déposées sont occupées à la fois par les électrons et les protons, notamment en dessous de 350 keV d'énergie déposée. Un moniteur exposé à un environnement mixte sera donc confronté à un problème de différenciation entre les protons et les électrons, qui déposeront les mêmes quantités d'énergie dans le détecteur. Pour le montrer, nous pouvons "zoomer" sur les faibles énergies déposées (en dessous de 350 keV) de la Fig. 5.1 :

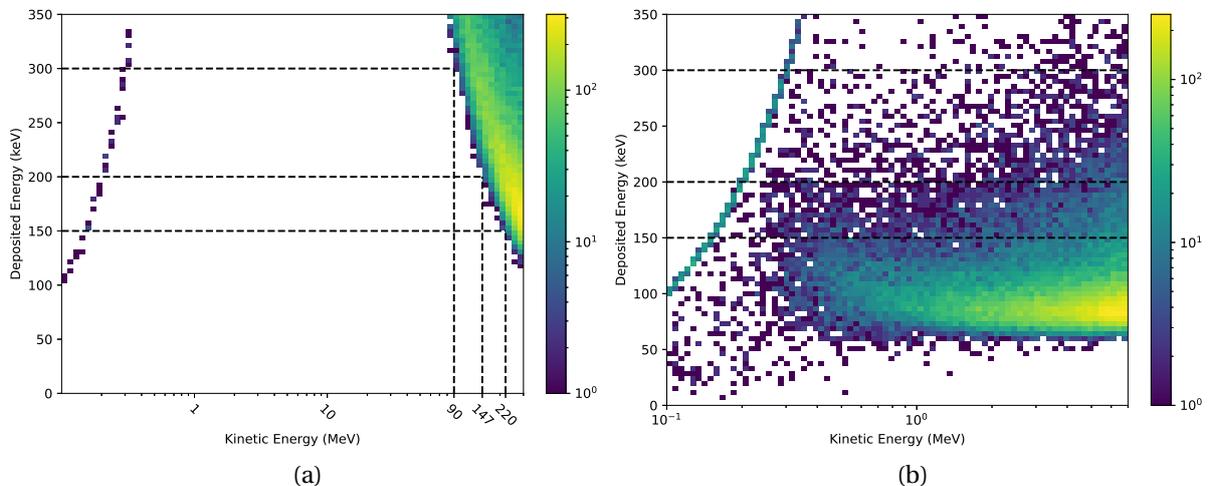


FIGURE 5.2 – Les mêmes histogrammes 2D que la Fig. 5.1, avec un zoom effectué sur les faibles énergies incidentes. Trois valeurs d'énergie déposées sont indiquées en pointillés, pour mettre en évidence les différents types de particules qui existent à ces énergies : les protons basses et hautes énergies, et les électrons.

Pour illustrer l'intérêt de notre approche transitoire dans un tel cas, on peut sélectionner certains transitoires que nous aurions confondus avec la méthode classique. En reprenant

les Figs. 5.1a et 5.1b, on a déjà évoqué que la confusion aura lieu dans les zones de faibles énergies déposées. On distingue donc trois cas :

- des protons de très faible énergie (à gauche de la Fig. 5.2a)
- des protons hautes énergies (à droite de la Fig. 5.2a)
- des électrons (Fig. 5.2b)

Les protons de faibles énergies sont des protons qui vont déposer l'intégralité de leur énergie dans le volume sensible. De plus, leur TLE élevé rend leur ranges très courts, ce qui induit un dépôt d'énergie très inégal dans l'espace du volume sensible. Ainsi, on s'attend à ce que ces particules aient des transitoires associés qui soient très distinctifs et plus longs. La durée de ces transitoires tient au fait que nous irradiions la diode sur le côté de la diode qui privilégie la dérive des trous plutôt que les électrons, comme expliqué en chapitre 3.

Les protons de hautes énergies, quant à eux, ne déposent que partiellement leur énergie dans la diode, et traversent toute la diode. Ils ont donc un dépôt d'énergie quasiment uniforme dans la diode. On peut distinguer les gammes d'énergie de protons impliqués dans les dépôts d'énergie associées à 150 keV, 200 keV et 300 keV, en Fig. 5.2a. Les particules mises en jeu ici ont des énergies au delà de 90 MeV.

Enfin, les électrons sont impliquées dans ces gammes d'énergies déposée ont des énergies incidentes très variées, couvrant quasiment toute la gamme d'énergie que nous avons présentée ici.

#### 5.1.2.1 Distinction entre protons basses et hautes énergies

La première dissociation que nous allons aborder est celle qui est la plus aisée : celle de la distinction entre les protons hautes énergies et faibles énergies. Comme expliqué plus haut, on s'attend à ce qu'il y ai de grandes différences dans les transitoires de ces deux types de particules, du fait de la répartition spatiale de l'énergie qu'ils déposent. Prenons le cas de protons ayant déposé des énergies comprises entre 200 keV et 400 keV. Sur la Fig. 5.2a, on effectue alors une coupe horizontale à hauteur de 200 keV - 400 keV en énergie déposée, et on constate que l'on a affaire à la fois à des protons ayant des énergies autour de 100 MeV ainsi que des protons ayant des énergies incidentes entre 200 keV et 400 keV. On peut représenter sous forme de cartes de chaleur un grand nombre de simulations de courants transitoires associés à ces particules, Fig 5.3a et Fig.5.3b. Bien que l'intégrale sous la courbe de ces deux types de particules soient identiques (ils déposent les mêmes énergies), on obtient des transitoires qui sont en effet radicalement différents. D'un côté les protons de faibles énergies ont des temps de vie très longs, ce qui s'explique par le long temps de dérive des porteurs de charges dans le milieu. A l'inverse les protons de hautes énergies ont des transitoires bien plus courts mais beaucoup plus haut en amplitude. Une telle différenciation est donc très simple à faire si l'on capable d'échantillonner le courant transitoire : un simple critère sur le temps de descente ou bien la largeur à mi-hauteur pourrait permettre de statuer sur l'appartenance de la particule à la catégorie haute énergie ou faible énergie. Sur une autre gamme d'énergie déposée, par exemple 800 keV - 1000 keV, on peut se demander si on a ces mêmes différences : Fig. 5.3c et Fig. 5.3d. On constate que l'on a effectivement les mêmes types de différences sur le temps total et les amplitudes maximales des transitoires impliquées.

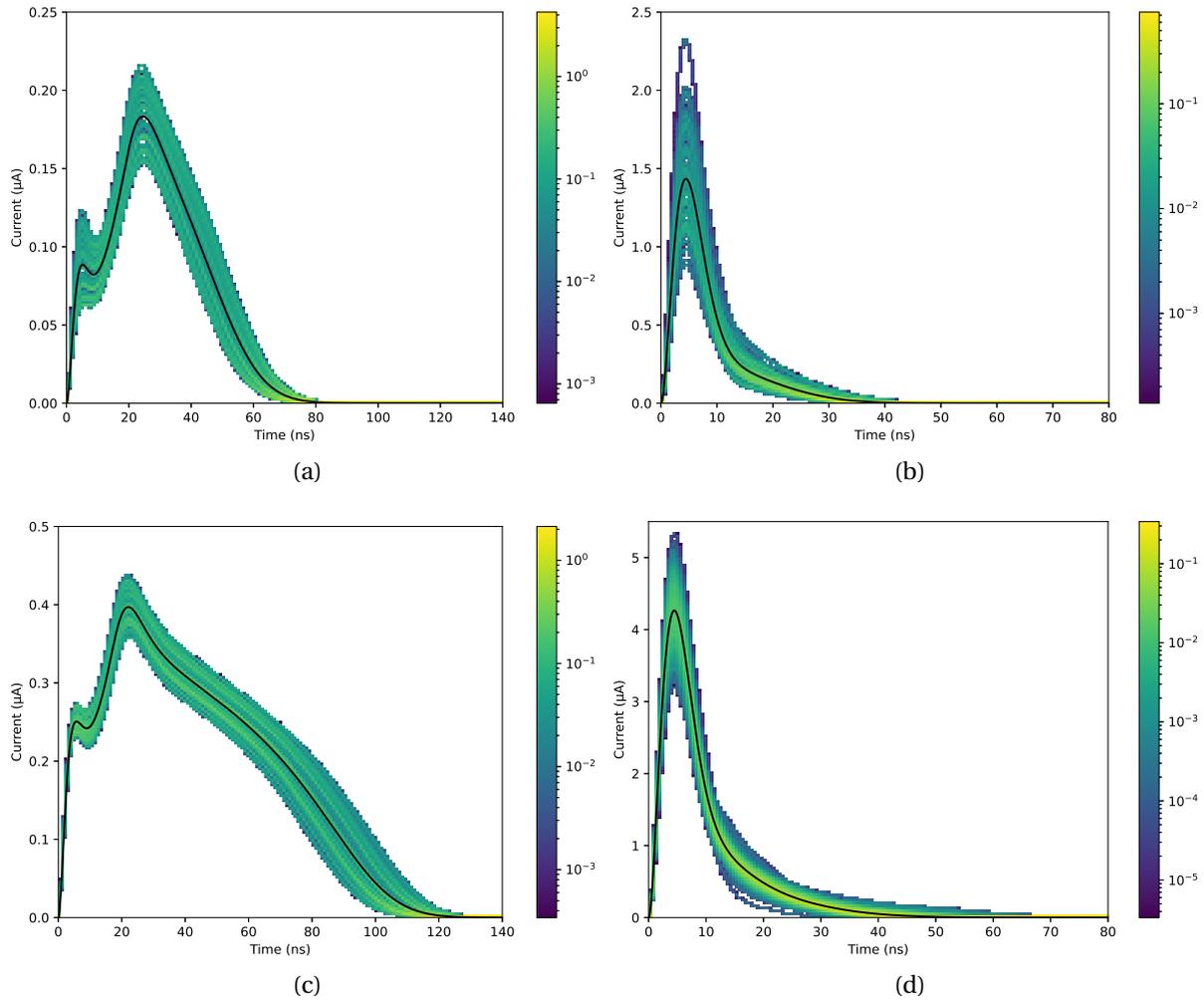


FIGURE 5.3 – Cartes de chaleur normalisées des transitoires de protons déposant des énergies comprises entre 200 keV - 400 keV (a) et (b) et 800 keV et 1000 keV (c) et (d). Dans la colonne de gauche, les protons de faibles énergies incidentes, et dans celle de droite les protons de hautes énergies. La courbe en noir représente la moyenne de tous les transitoires dans chaque cas.

Les exemples donnés jusqu'ici permettent de comprendre comment on arrive à augmenter les mesures existantes grâce à l'analyse du courant transitoire. Cependant, on peut synthétiser ces différences en simulant une gamme très large de protons et en compilant l'histogramme en 2D de l'énergie déposée par la particule et une grandeur issue de l'analyse du transitoire : ici on prend le temps de charge à 90% qui sera détaillé ci-après. L'idée est donc de voir si ces deux grandeurs à elles seules permettent de différencier les protons faibles énergies des hautes énergies. La Fig. 5.4 montre alors ces deux grandeurs observables et on distingue clairement deux régimes. Le premier concerne toute la "queue" de distribution qui se situe au delà de 40 ns de temps de charge. Les protons dans cette zones sont les protons à faibles énergies ( $< 6$  MeV). Cette valeur de 6 MeV est le point de pivot du graphique : en effet cette énergie correspond à la quantité maximale d'énergie que l'on peut déposer avec un

proton dans une diode de 300  $\mu\text{m}$ . Lorsque l'énergie incidente des protons augmente au delà de 6 MeV, leur énergie déposée diminue avant d'atteindre le régime MIP, alors que leur temps de charge à 90 % varie peu, autour de 20 ns.

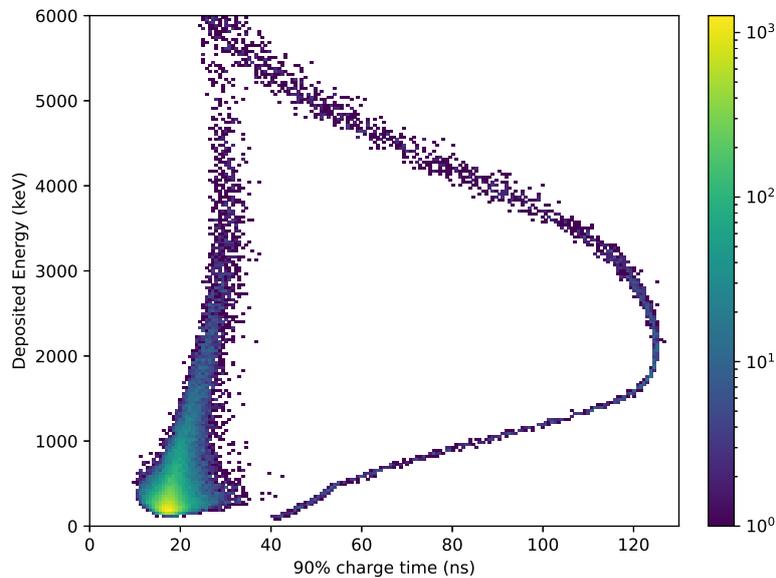


FIGURE 5.4 – *Histogramme 2D non-normalisé énergie déposée / temps de charge à 90% des protons ayant des énergies comprises entre 100 keV et 300 MeV. On distingue deux branches, une à haut temps de charge qui correspond aux protons de faibles énergies, et une deuxième plus épaisse et à faible temps de charge, qui correspond aux hautes énergies.*

Cette analyse des transitoires des protons nous permet de dire que l'on peut distinguer les protons faibles énergies et des électrons de hautes énergies, en faisant une analyse assez basique du signal. Ceci permet d'envisager des instruments permettant de mesurer des flux différentiels de protons de très basses énergies.

### 5.1.2.2 Distinction entre protons et électrons

La deuxième distinction sur laquelle on s'attarde est celle entre les protons et les électrons, moins évidente que la précédente. La Fig. 5.5 on a les cartes de chaleur de 500 protons hautes énergies et 500 électrons, déposant tous leur énergie dans une gamme réduite : 150 keV et 200 keV. On constate certaines différences, notamment sur l'allure de la partie descendante de l'impulsion. Aussi, on voit sur la Fig. 5.5 que les protons ont un comportement beaucoup plus uniforme que les électrons car la carte de chaleur proton est plus resserrée alors que la carte des électrons est beaucoup plus éparse.

Les différences que l'on constate ici ne sont pas aussi flagrantes que précédemment pour les protons basses et hautes énergies. En effet, nous avons tout de même des temps de vie et des amplitudes maximales du même ordre de grandeur. Pour s'en convaincre, nous pouvons nous pencher sur le même type d'analyse que pour les protons Fig. 5.4 en regardant les histogrammes 2D (temps de charge à 90%, énergie déposée) des électrons et des protons hautes énergies.

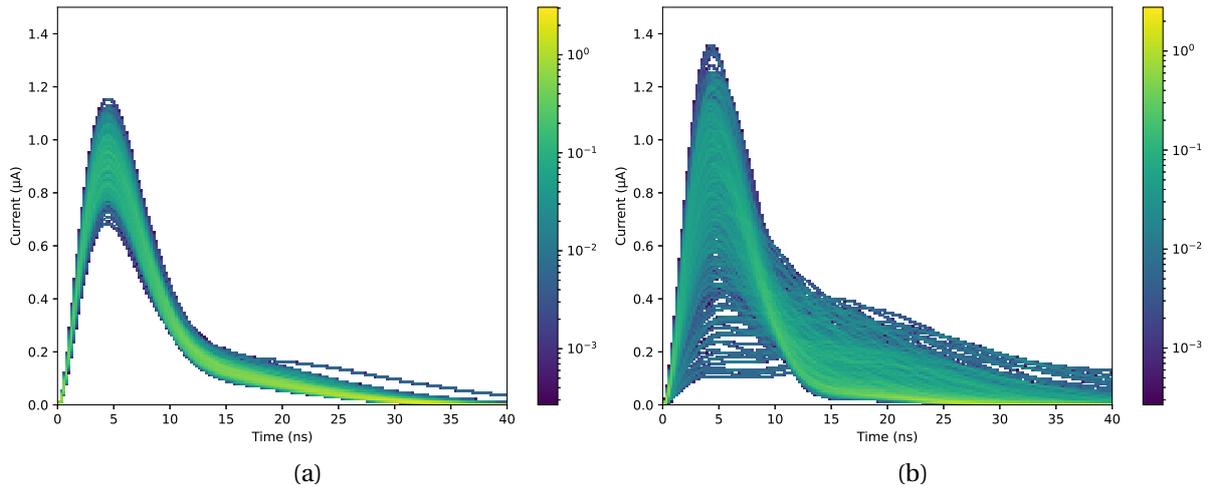


FIGURE 5.5 – Carte de chaleurs de 5000 transitoires issus d'une base de données proton hautes énergies ayant déposé des énergies entre 150 keV et 200 keV, à gauche. A droite, on a 500 transitoires d'électrons dans les mêmes gammes d'énergie déposées.

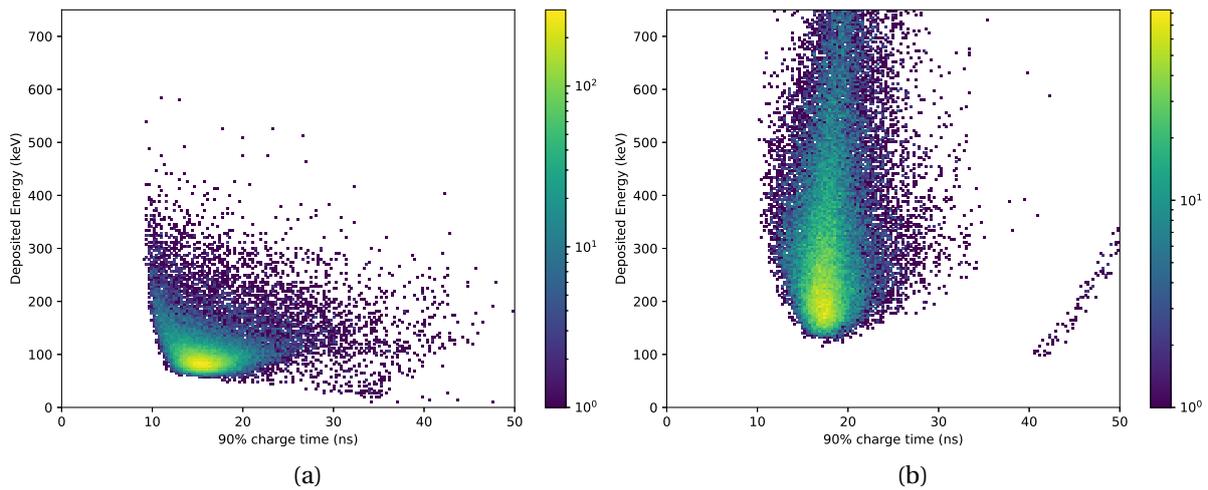


FIGURE 5.6 – Histogramme 2D non-normalisé de l'énergie déposée/temps de charge à 90%, pour les électrons (à gauche) et les protons (à droite). On remarque l'uniformité des comportements des deux types de particules par rapport aux dynamiques des protons basses énergies.

La Fig. 5.6 montre que les barycentres des deux distributions sont assez proches, et ne sont pas éloignés à la manière des protons basses et hautes énergies. Avec ces deux grandeurs observables, une différenciation certes imparfaite sera sans doute possible. Cela nous amène à considérer une approche plus générale, qui consiste à étudier une base de données représentative des énergies mises en jeu dans l'environnement spatial, et d'extraire de chaque transitoire des grandeurs observables qui décrivent au mieux les différentes

dynamiques des courants transitoires.

## 5.2 Construction d'une base de données

Pour construire une base de données de transitoires, il est nécessaire d'effectuer un certain nombre d'hypothèses concernant le type de diode, l'environnement spatial concerné, ainsi que l'existence, ou non, d'une collimation. Nous nous attachons à reproduire dans ce chapitre un cas typique en nous mettant dans des conditions à la fois réalistes et envisageables d'un point de vue du temps de calcul.

### 5.2.1 Configuration retenue

Le choix des caractéristiques de la diode pour produire cette base de donnée s'est appuyé sur une diode existante, la diode *C105416*, Tableau 5.1. Elle possède une tension de déplétion de 70 V, et on choisit une tension appliquée  $V_a$  de 90 V, proche de  $V_d$ , de manière à ce que la collection des charges ne soit pas trop rapide ce qui permet de mieux échantillonner les différences entre les transitoires. On fait aussi l'hypothèse que la diode est exposée du côté lent, pour les mêmes raisons.

Densité de dopage du substrat	$N_D$	$10^{12} \text{ cm}^{-3}$
Tension de déplétion	$V_d$	70 V
Tension appliquée	$V_a$	90 V
Profondeur	L	300 $\mu\text{m}$
Capacité	C	30 pF
Surface active	S	0.5 $\text{cm}^2$

TABLEAU 5.1 – *Caractéristiques de la diode utilisée pour simuler les courants transitoires*

En plus de ces hypothèses, nous devons imaginer que cette base de données est issue d'un moniteur de radiations dans lequel notre diode n'est pas soumise à l'environnement spatial "à nue". Ainsi, nous considérons que notre diode est entourée d'un blindage permettant d'éliminer les particules qui l'impactent avec un angle au delà de  $20^\circ$  par rapport à la normale. Ceci est envisageable avec un blindage actif par exemple, ou bien avec une autre diode où l'on implémenterait une logique de comptage en coïncidence. Concrètement, cette hypothèse permet de simplifier l'analyse transitoire car elle réduit la variabilité des transitoires entre eux ainsi que de réduire le nombre de simulations à effectuer.

### 5.2.2 Filtrage

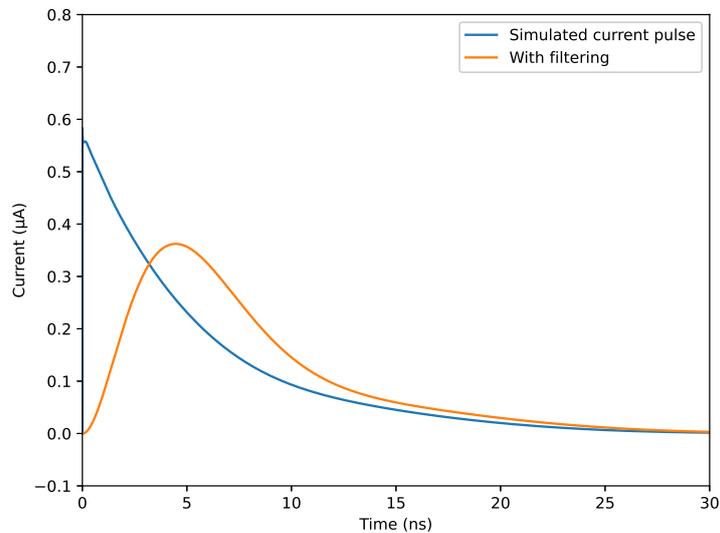


FIGURE 5.7 – Exemple d'un transitoire quelconque tiré de la base de données et affiché avant filtrage en bleu, après filtrage en orange.

Afin de se rapprocher d'un cas réel, on doit se demander comment filtrer les sorties de simulation de manière à ce qu'elles soient les plus représentatives des transitoires expérimentaux que l'on pourrait obtenir à bord d'un moniteur. A cette fin, nous utilisons le filtre de Butterworth détaillé précédemment en chapitre 3. Ce filtre est donc réglé sur la fréquence de coupure calculée à partir de la capacité de la diode, que l'on prend égal à 30 pF (Tabl. 5.1).

### 5.2.3 Environnement spatial

Le choix des énergies incidentes considérées est guidé en partie par les valeurs typiques présentes dans les ceintures de radiations terrestre, mais aussi par le fait que les gammes de protons à basse énergies ( $< 6$  MeV) produisent des transitoires, comme nous l'avons montré en Fig. 5.4, très distinctifs car ils déposent leur énergie de manière très asymétrique dans la diode.

	$E_{min}$	$E_{max}$	Nombre
Protons	6 MeV	30 MeV	3750
Protons	30 MeV	300 MeV	46730
Electrons	100 keV	7 MeV	50000

TABEAU 5.2 – Particules et énergies incidentes choisies pour la construction de la base de données, avec un raffinement effectué au niveau des protons basse énergies (6 MeV - 30 MeV)

### 5.2.4 Mise en oeuvre du calcul intensif

Les dépôts d'énergies des particules mentionnées dans le Tableau 5.2 sont calculés à partir d'une application GEANT4 [1]. Un angle d'incidence de  $\pm 20^\circ$  est implémenté lors de la simulation, et les dépôts d'énergie sont sauvegardés dans un fichier qui sert ensuite au modèle 2D de résolution des équations du semi-conducteur. Même si cette cartographie de la trajectoire de toutes les particules se manifeste par un fichier très volumineux, il s'agit là de l'étape la moins chronophage de la simulation.

L'étape suivante consiste à répartir l'ensemble des particules simulées par GEANT4 à notre modèle numérique 2D. Pour ce faire nous avons utilisé les serveurs de calcul intensif de l'ONERA, sur lesquels nous avons accès à un maximum de 264 threads pour une durée de sept jours, ce qui était largement suffisant pour nos besoins.

## 5.3 Analyse préliminaire de la base de données

Pour l'ensemble des transitoires proton, on s'attache à vérifier, autant que possible, l'intégrité des résultats des simulations. Pour ce faire, on quantifie l'écart entre l'énergie initialement injectée (correspondant à la somme des dépôts d'énergie injectée initialement dans la maillage) et l'énergie effectivement collectée. On note un écart inférieur à 5% pour l'ensemble des particules simulées.

Cette même démarche de vérification de l'intégrité des données est faite avec la base de données électron. Les transitoires électrons sont simulés uniformément sur l'intervalle 100 keV - 7 MeV, et présentent une dynamique en fonction de l'énergie incidente bien moins évidente que les protons, comme cela a été montré en Fig. 5.1b.

### 5.3.1 Les grandeurs observables

On appelle grandeur observable une grandeur que l'on est capable d'extraire du signal transitoire. A ce titre, l'énergie totale déposée par la particule (qui sert déjà dans les chaînes d'acquisition classiques) est une grandeur observable. Cette seule grandeur, comme nous l'avons déjà mis en avant, ne permet pas à elle seule d'identifier les protons et les électrons dans les gammes d'énergie qui nous intéressent.

Ainsi, une chaîne d'acquisition nous permettant d'échantillonner le courant transitoire ouvre une multitude de portes pour sonder les spécificités de l'irradiation. Par exemple, le temps de montée, le temps de descente, l'amplitude maximale, ou encore l'instant de l'amplitude maximale, deviennent des grandeurs observables avec cette nouvelle méthode.

En plus de l'énergie déposée (ou charge totale collectée), les grandeurs sur lesquelles nous nous concentrerons dans la suite sont les temps de charges à 50% et 90% ( $t_{c,50\%}$  et  $t_{c,90\%}$ ) l'instant de l'amplitude maximale ainsi que l'amplitude maximale elle-même ( $t_{max}$  et  $i_{max}$ ) et enfin la largeur à mi-hauteur souvent dite Full Width at Half Maximum (FWHM). Ces six grandeurs sont résumées dans le Tabl. 5.3. La Fig. 5.8 montre un exemple de la lecture des temps de charge à 50% et 90% et du calcul de la largeur à mi-hauteur sur un transitoire quelconque tiré de notre base de données.

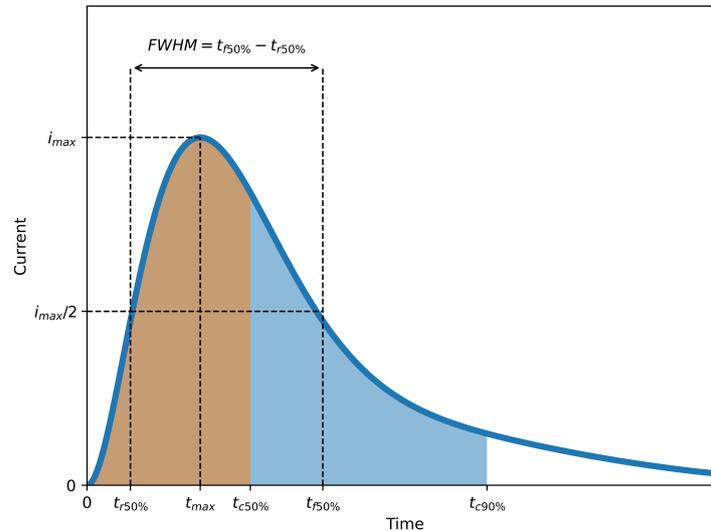


FIGURE 5.8 – Illustration de grandeurs observables sur un transitoire quelconque, montrant le temps de montée à 50%, le temps de montée à 90%, ainsi que la largeur à mi-hauteur (FWHM) et les coordonnées du maximum.

Le temps de charge à 50% (resp. 90%) correspond à l'instant auquel l'intégrale du pic de courant a atteint 50% (resp. 90%) de sa valeur totale. L'instant "zéro" à partir desquels l'on compte ces temps est bien défini ici avec nos simulations. Cependant, en pratique il est plus compliqué de définir cet instant "initial" de l'irradiation, qui est souvent pris lorsque le courant dépasse un certain seuil, comme le ferait un oscilloscope.

Comme le montre la Fig. 5.8, la largeur à mi-hauteur est aussi une mesure temporelle qui se définit comme le temps total du signal au dessus de la moitié de la valeur maximale du courant. Cette grandeur intègre à la fois des informations sur la phase montante du signal mais aussi sur la phase descendante du signal. A l'inverse l'instant du maximum  $t_{max}$  apporte des informations surtout sur la phase montante du signal.

Grandeur	Unité
$E_{dep}/$ charge totale	MeV ou fC
$t_{c,50\%}$	ns
$t_{c,90\%}$	ns
$t_{max}$	ns
$i_{max}$	A
FWHM	ns

TABEAU 5.3 – Tableau des grandeurs observées dans notre base de données

## 5.4 Dynamiques des grandeurs observables

Dans cette sous-partie on s'attarde sur l'évolution des différentes grandeurs observables sur toute la gamme d'énergie des protons et des électrons. Le but est d'une part de montrer que ces particules possèdent en effet des dynamiques différentes et d'autre part d'identifier les gammes d'énergies dans lesquelles ces particules seront susceptibles d'être difficiles à discriminer. Ceci sera réalisé en étudiant le recouvrement des différents paramètres.

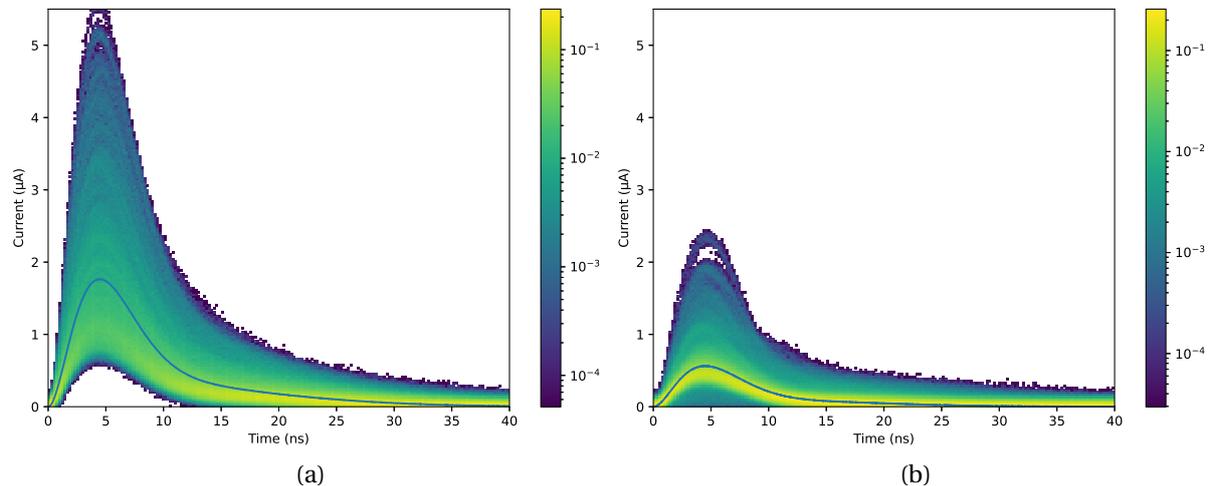


FIGURE 5.9 – *Superposition de 1600 transitoires présentés en carte de chaleur normalisées issues de la base de données proton 6 MeV - 300 MeV (à gauche) et électron 100 keV - 7 MeV (à droite), ainsi que la courbe moyenne tous transitoires confondus des deux types de particules tracées en bleu*

Une analyse initiale peut se faire simplement en superposant les différents transitoires de nos bases de données proton et électron, et en regardant sous forme de carte de chaleur normalisées, (Fig.5.9). Bien que les transitoires présentés soient d'énergies incidentes très diverses, on s'aperçoit de plusieurs différences notables entre ces deux populations. D'abord, les transitoires protons sont bien plus élevés que ceux des électrons, et semblent avoir des intégrales (donc des énergies déposées) plus élevées. Il semble aussi exister une région "blanche" pour les protons à faible courant entre 0 ns et 10 ns.

Une dernière différence visible à ce niveau de lecture "global" semble exister sur la partie descendante des transitoires; les électrons semblent avoir une cassure légère de pente (visible autour de 10 ns) alors que les protons n'exhibent pas cette dynamique. Enfin, on voit que les protons ont une dynamique beaucoup plus variée que les électrons lorsqu'on regarde l'ensemble des gammes d'énergie considérées.

A présent, on peut se concentrer sur l'évolution des grandeurs observables récapitulées au Tabl. 5.3 dans notre base de données. On regarde dans un premier temps ces grandeurs deux à deux grâce à des cartes de chaleur, (sans toutefois être exhaustif) dans le but de quantifier les différences entre les deux types de particules.

La Fig. 5.10 compile les temps de charges à 50% ( $t_{c,50\%}$ ) et 90% ( $t_{c,90\%}$ ) et la largeur à mi

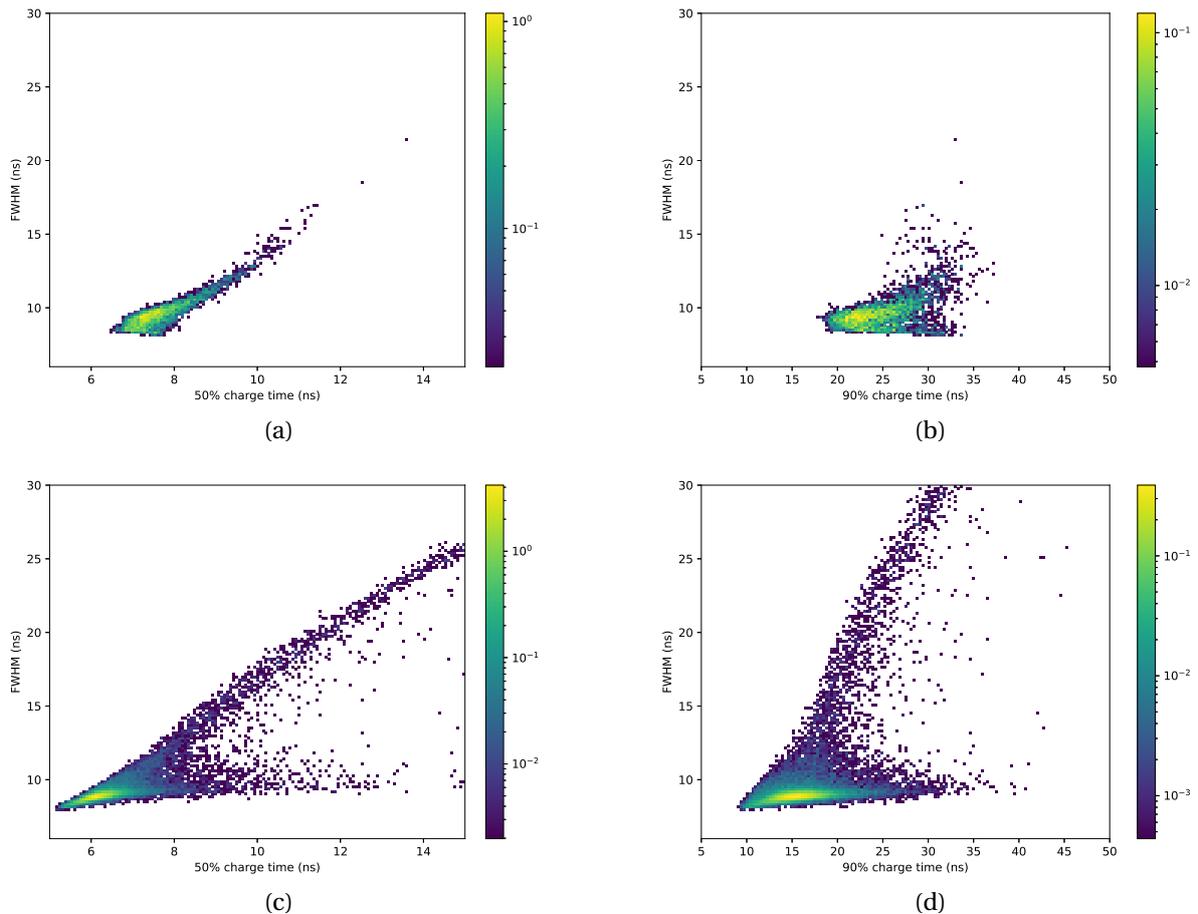


FIGURE 5.10 – Histogrammes 2D normalisés de la largeur à mi-hauteur et des temps de charge à 50% ( $t_{c,50\%}$ ) (a et c) et 90% ( $t_{c,90\%}$ ) (b et d) pour les protons en haut et les électrons en bas

hauteur FWHM pour les protons et les électrons de notre base de données, toutes énergies incidentes confondues. On constate clairement que les dynamiques de ces deux grandeurs observables ne sont pas identiques. De plus, le centre de gravité sur chacun des graphiques ne semblent pas se superposer lorsque l'on compare les graphiques proton et électron. Enfin, on note que l'on retrouve un comportement plus homogène des protons, qui semblent prendre moins de place dans l'espace des paramètres que les électrons.

Les électrons possèdent deux dynamiques "secondaires" en queue de distribution que l'on peut voir à droite du centre de gravité de leurs graphiques. L'une de ces dynamiques exhibe une corrélation plutôt forte entre le temps de charge à 50% et la largeur à mi hauteur, alors que la seconde est beaucoup moins bien corrélée (la largeur à mi-hauteur est quasiment constante, autour de 8 ns). Cette dynamique est aussi visible sur les temps de charge à 90%.

Comme nous l'avons montré précédemment, les électrons et les protons ne déposent pas leurs énergies de la même manière dans la matière en fonction de leurs énergies incidentes (Fig. 5.1). Certaines gammes d'énergies (les protons basses énergies) ne sont pas contaminées par les mesures électrons car les protons y déposent d'avantage d'énergie dans

la matière, rendant la discrimination beaucoup plus simple.

A l'inverse, lorsque l'énergie incidente des protons augmente, leur énergie déposée tend à se confondre avec celles des électrons, ce qui nous invite à regarder de plus près les pics de courant transitoires pour pouvoir les discriminer. La Fig. 5.1 montre que les gammes d'énergie déposées susceptibles de se superposer sont entre 150 keV et 300 keV, ce qui nous amène à étudier plus précisément les différences existantes dans ces gammes d'énergies.

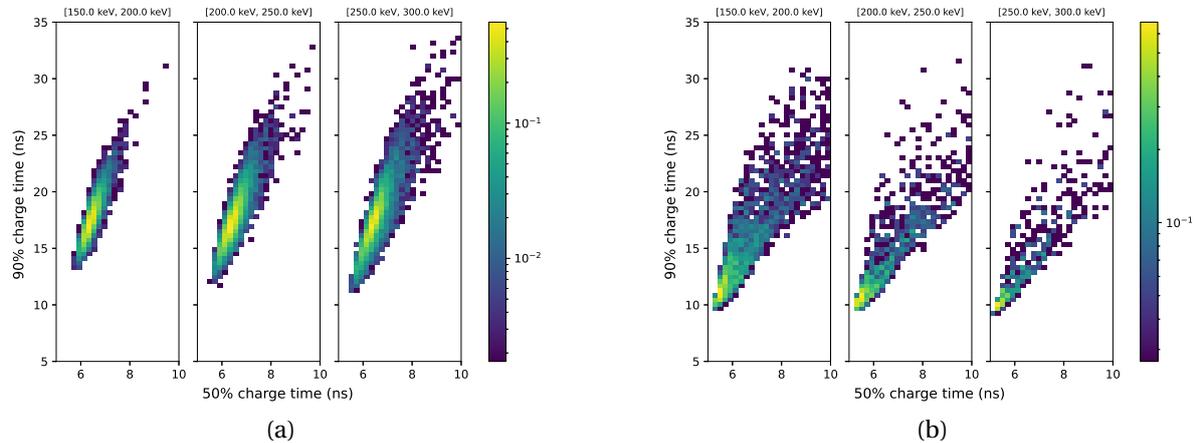


FIGURE 5.11 – Histogrammes 2D normalisés des temps de charge à 50% et 90% par gammes d'énergies déposées entre 150 keV et 300 keV, pour les protons à gauche, et les électrons à droite.

Pour cela on étudie des sous-ensembles de la base de données, où l'on sélectionne certaines gammes d'énergies déposées et on compile l'histogramme en 2D des temps de charge à 50% et 90% pour ces données en Fig. 5.11. Les gammes d'énergies retenues ici sont [150 keV, 200 keV], [200 keV, 250 keV] et [250 keV, 300 keV].

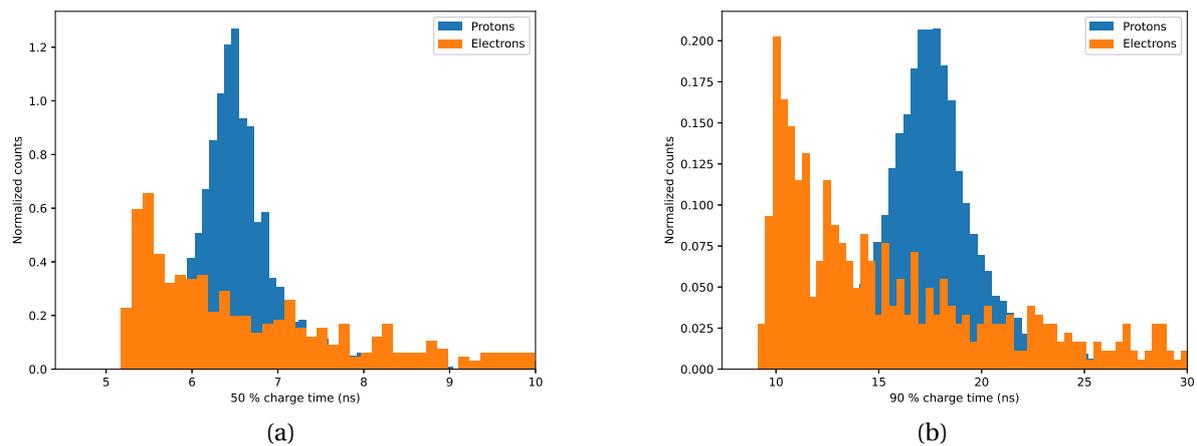


FIGURE 5.12 – Histogrammes 1D normalisés des temps de charges à 50% (à gauche) et 90% (à droite) pour des protons et des électrons ayant déposés des énergies dans l'intervalle [250 keV, 300 keV].

En ce qui concerne la Fig. 5.11, on remarque en premier lieu que les distributions des deux types de particules ne sont pas identiques. Le barycentre des électrons semble plus bas et plus à gauche que celui des protons, ce qui signifie que les transitoires sont globalement moins longs que les protons. Il s'agit ici d'une bonne nouvelle, puisque ces particules déposent des quantités d'énergies similaires et seraient sujettes à confusion avec les techniques actuelles.

Pour quantifier les différences entre ces deux populations on peut projeter chacune des deux grandeurs de la Fig. 5.11 sur des histogrammes en 1D (Fig. 5.12), et nous nous apercevons que nous pouvons clairement différencier les deux contributions car les temps de charges à 50% sont éloignés d'environ 2 ns et le temps de charge à 90% de 7.5 ns. Il reste évidemment des zones où l'on confond les deux particules mais la multiplicité des différents paramètres permet d'augmenter les chances de différencier davantage de transitoires.

## 5.5 Application de l'apprentissage automatique

Les algorithmes de Machine Learning peuvent être appliqués à la discrimination de la nature des transitoires en utilisant des classifieurs. La complexité de ces algorithmes est très variable, et leurs données d'entrée peuvent être soit les quelques grandeurs observables mentionnées plus haut (temps de montée, amplitude maximale, largeur à mi hauteur etc.), soit l'ensemble de l'échantillonnage temporel. Plusieurs exemples de ces approches existent dans la littérature, avec des domaines d'application divers. Certains permettent même d'utiliser l'entièreté du signal, sans sélection préalable de paramètres [2], [3], [4], [5].

Cependant, on aura une préférence pour des algorithmes légers ne prenant que certaines données bien choisies car l'on souhaite appliquer cet algorithme pour faire des mesures in-situ, là où notre puissance de calcul sera limitée. A ce titre, on détaille ici des méthodes simplistes comme les k-Nearest Neighbours (KNN) ou les Multi Layer Perceptron (MLP).

### 5.5.1 Mise en forme et normalisation des données

Le fait de normaliser les données est une étape cruciale au bon déroulement d'un apprentissage automatique. En effet, sans normalisation, certaines méthodes de classification ou de régression peuvent diverger si l'ensemble des grandeurs d'entrée ne varient pas sur les mêmes ordres de grandeurs. De plus, il faut prendre soin à ce qu'il n'y ai pas de biais entre les données protons et électrons qui fausserait les performances de la discrimination. Avant de passer les données à ces algorithmes, on simule l'effet de filtrage due à la capacité de la diode par un filtre de Butterworth [6] décrit précédemment en chapitre 3.

### 5.5.2 k-NN (k-Nearest Neighbors)

L'algorithme de classification k-NN [7] est certainement un des algorithmes les plus simples que l'on puisse utiliser. En supposant que l'on dispose d'une base de données d'apprentissage où chaque élément contient  $n$  paramètres notés  $X_i$  pour  $i \in \llbracket 0, n - 1 \rrbracket$ , l'algorithme consiste à calculer la distance (souvent euclidienne) entre l'élément que l'on

cherche à classifier  $(Y_0, \dots, Y_{n-1})$  et les éléments de la base d'apprentissage, pour ensuite en extraire les  $k$  plus proches et de décider sur la classe du nouvel élément sur la base de la classe la plus représentée parmi les  $k$  voisins.

$$d(X, Y) = \sqrt{\sum_{i=0}^{n-1} [X_i - Y_i]^2} \quad (5.1)$$

Implémenté de cette façon, tous les voisins considérés ont le même poids dans la prise de décision, on parle alors de poids uniforme. Il est cependant possible d'effectuer une pondération des  $k$  voisins en fonction de l'inverse de leur distance au nouvel élément  $1/d$ .

Cet algorithme a cependant un défaut; pour prédire la classe d'un nouvel élément, le modèle a besoin de garder en mémoire l'ensemble des points constituant la base de données, le rendant potentiellement très lourd en termes de ressources mémoire.

### 5.5.3 MLP (Multi Layer Perceptron)

L'algorithme sur lequel nous nous sommes ensuite penchés est le Multi-Layer Perceptron [8], qui est une méthode plus sophistiquée qu'un algorithme de type k-NN. Les architectures MLP sont des réseaux de neurones, qui tentent d'imiter le fonctionnement biologique d'un agencement de neurones, d'où son appellation. Ils sont constitués d'un certain nombre de couches, constitués de plusieurs noeuds (ou neurones) qui effectuent deux opérations basiques : une sommation et une activation.

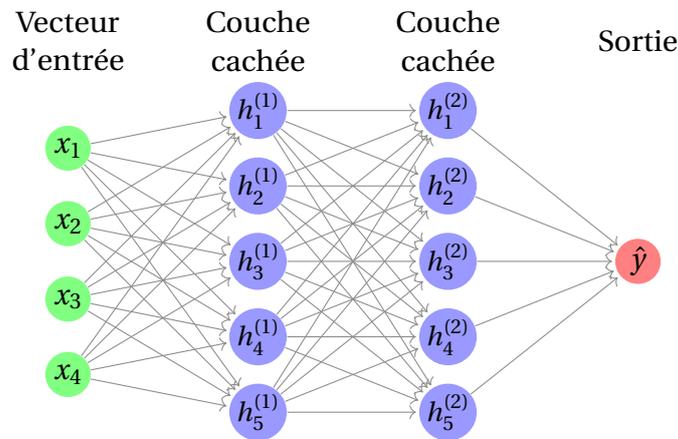


FIGURE 5.13 – Schéma d'un multi-layer perceptron, prenant en entrée un vecteur à quatre éléments  $(x_1, \dots, x_4)$  et possédant deux couches cachées à cinq éléments, et une seule sortie  $\hat{y}$

Le fonctionnement général d'une telle architecture est d'introduire les données d'entrée sous forme de vecteur  $x = (x_1, \dots, x_n)$  constitué de l'ensemble des paramètres (Fig. 5.13), et d'envoyer ces données à chacun des neurones de la couche cachée. Chacun de ces neurones effectue alors des opérations sur ces entrées et le résultat en sortie est envoyé aux neurones de la couche suivante (qui peuvent ou non être tous connectés). Cette opération est faite

pour tous les neurones de la couche, puis est répétée autant de fois qu'il y a de couches, pour enfin calculer la sortie  $\hat{y}$ , qui constitue le résultat de la prédiction.

L'architecture présentée en Fig. 5.13 montre une sortie à une seule dimension mais celle-ci peut en comporter autant qu'on le souhaite. Cependant, une architecture n'ayant qu'une seule sortie correspond davantage à un cas où l'on souhaite effectuer de la classification (obtenir une réponse binaire sur l'appartenance à une catégorie ou non), plutôt qu'à un cas de régression, où l'on cherche à prédire l'évolution d'une grandeur continue. Pour ce faire on définit simplement un seuil de par et d'autre duquel la classification renvoie à une classe plutôt qu'à une autre.

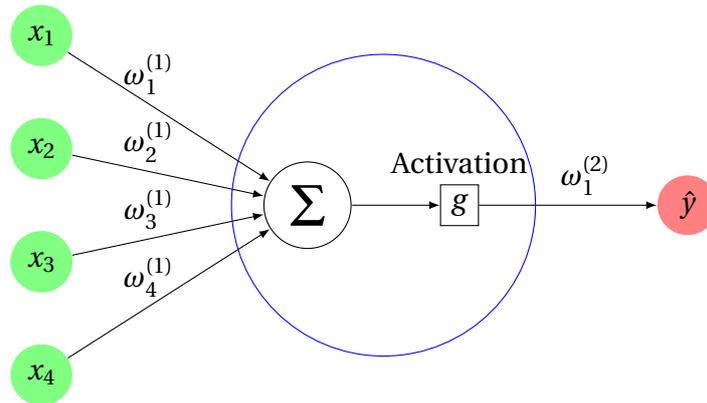


FIGURE 5.14 – Schéma du fonctionnement d'un neurone

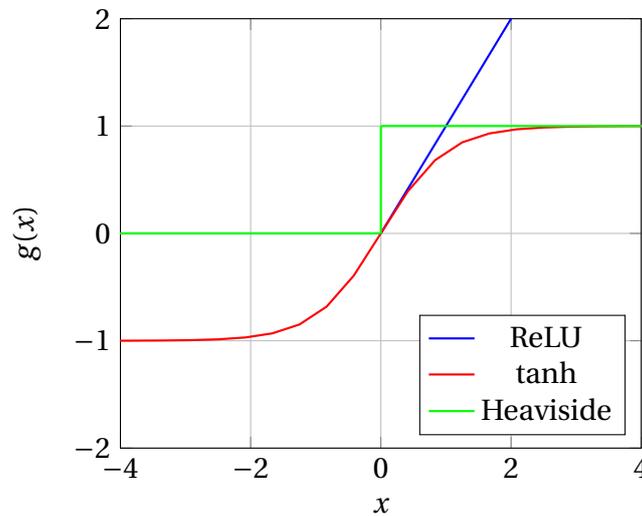


FIGURE 5.15 – Trois fonctions d'activation que sont le ReLU (pour Rectified Linear Unit), qui vaut l'identité au dessus de zéro et est nulle en dessous, la tangente hyperbolique  $\tanh$  et la fonction de Heaviside qui vaut un au dessus de zéro et est nulle sinon.

Précisément, le fonctionnement de chaque neurone est présenté Fig. 5.14, où l'on a dans un premier temps une somme des grandeurs en entrée pondérée par des poids  $w_i^{(k)}$ , où  $i$

est l'indice relatif à l'entrée  $x_i$ , et  $k$  est l'indice de la couche en question. Le résultat de cette somme est ensuite mis en entrée d'une fonction dite "d'activation", qui a le rôle de comparer la somme en entrée à un seuil [9], ce qui permet de passer ou non l'information aux neurones de la couche suivante. Des exemples de ces fonctions d'activations sont donnés Fig. 5.15.

A la différence d'une architecture k-NN, un MLP nécessite d'être entraîné avant de pouvoir l'utiliser et de quantifier son taux d'erreur. Cette étape d'entraînement est cruciale et nécessite des données labellisées. Il fonctionne en modifiant de manière itérative les nombreux poids  $w_i^{(k)}$  du modèle de sorte à minimiser une fonction "coût" définie au préalable (MSE (Mean Squared Error), cross entropie ...). Ce problème d'optimisation que l'on ne détaille pas ici, peut être relativement chronophage en fonction du nombre de neurones, mais à l'avantage de ne devoir être fait qu'une fois sur une base de données d'entraînement. A la fin de cette étape, le modèle peut être décrit et utilisé simplement par ses poids, à la différence d'un algorithme de type k-NN.

Un MLP correctement entraîné sera alors en mesure d'évaluer la classe (proton ou électron, par exemple) d'un nouveau vecteur de données inconnu.

#### 5.5.4 Evaluation de performances des algorithmes d'apprentissage

On applique les deux algorithmes décrits précédemment à notre base de données de protons et d'électrons, dans le but de quantifier les performances de cette approche. Dans ces modèles on utilise les paramètres qui ont été utilisés jusqu'ici et résumés en Tabl. 5.3, qui sont des paramètres qui peuvent être extraits de la seule connaissance du courant transitoire associé. L'objectif de ces algorithmes sera dans un premier temps de déduire la nature de la particule, donc de "classifier" les transitoires. Dans un deuxième temps on entreprend une tâche plus complexe, celle de reconstruire l'énergie incidente à partir du courant transitoire.

#### 5.5.5 Discrimination de la nature de la particule mise en jeu

Comme évoqué précédemment, la discrimination entre proton et électron n'a de sens que dans les gammes d'énergie où l'on est susceptible de les confondre, ainsi on se concentre uniquement sur ces gammes d'énergie.

##### 5.5.5.1 Utilisation de l'algorithme k-NN

L'algorithme de k-NN est paramétré pour utiliser un nombre de voisins  $k$  égal à 5. En utilisant les 6 paramètres à notre disposition, nous choisissons de sélectionner quatre gammes d'énergies déposées [150 keV, 200 keV], [200 keV, 250 keV], [250 keV, 300 keV] et [300 keV, 350 keV]. On soustrait une partie des données à notre modèle (10%) de manière à ce que cette partie de la base de données nous serve de base de "test" car le modèle ne connaîtra pas ces données.

Les résultats de ces tests peuvent se présenter sous forme de matrice de confusion (Fig. 5.16), avec à la verticale les classes "réelles" des cas de test, et à l'horizontal les classes prédites. Les diagonales contiennent alors les proportions de bonne réponses de la part de

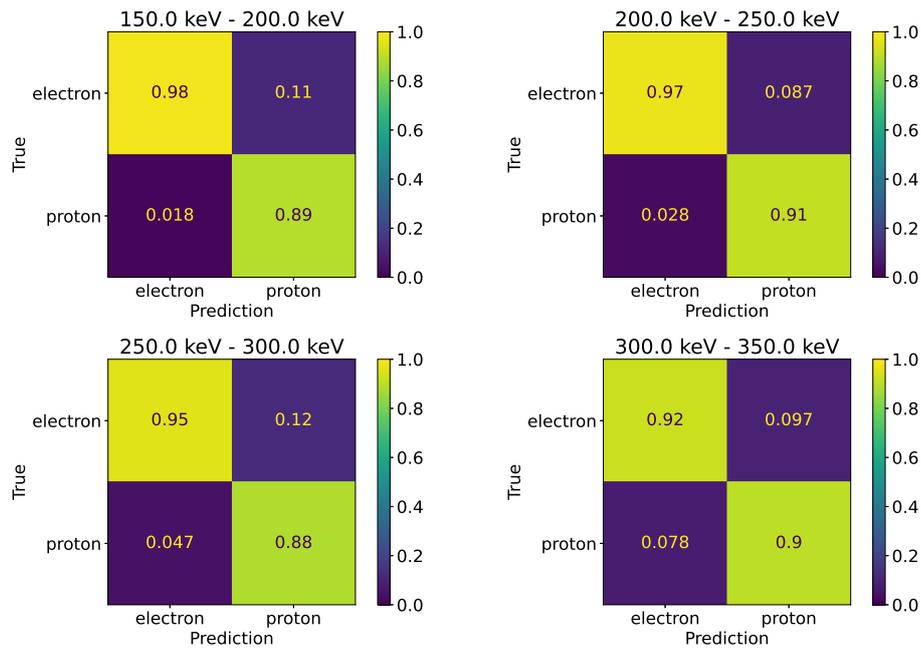


FIGURE 5.16 – Matrices de confusion de la classification électron/proton par l'algorithme 5-NN, pour quatre gammes en énergies déposées, choisies là où le recouvrement entre proton et électron est problématique : [150 keV, 200 keV], [200 keV, 250 keV], [250 keV, 300 keV] et [300 keV, 350 keV]. Les grandeurs sont normalisées par la classe prédite.

l'algorithme k-NN alors que les termes extra-diagonaux représentent la proportion d'erreur faites par le modèle. Les données présentées ici sont normalisées par la classe prédite.

Dans les quatre gammes d'énergie que l'on considère, on constate que l'on obtient des résultats convenables (plus de 88 % de prédictions correctes dans tous les cas). On note tout de même que l'algorithme a systématiquement plus de facilité à classer les protons correctement que les électrons.

### 5.5.5.2 Utilisation de l'algorithme MLP

On effectue la même démarche ici pour un algorithme MLP, en utilisant 3 couches cachées composées de 16 neurones chacun décrits plus haut. Le découpage en énergie déposée est le même que précédemment et on présente en Fig. 5.17 ces résultats. On obtient des résultats similaires voire meilleurs dans certains cas avec cet algorithme.

Ces analyses utilisant deux algorithmes différents permettent de mettre en évidence de manière plus quantitatives les différences entre les protons et les électrons, ainsi que la possibilité de les discriminer, même dans des situations où l'on dépose la même quantité d'énergie. A présent, on peut chercher à aller plus loin et essayer de reconstruire l'énergie incidente des particules mises en jeu.

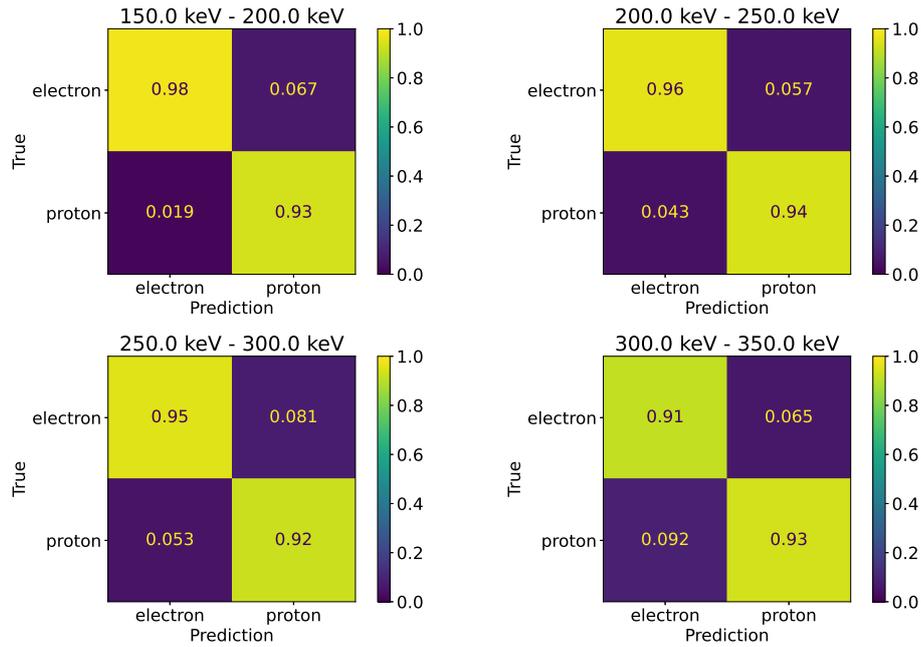


FIGURE 5.17 – Matrice de confusion de la classification électron/proton par l'algorithme MLP, pour quatre gammes en énergies déposées, choisies là où le recouvrement entre proton et électron est problématique : [150 keV, 200 keV], [200 keV, 250 keV], [250 keV, 300 keV] et [300 keV, 350 keV]. Les grandeurs sont normalisées par la classe prédite.

### 5.5.6 Reconstruction de l'énergie incidente des protons

A présent, on s'intéresse à l'utilisation d'algorithmes de régression et non de classification. Les deux algorithmes présentés jusqu'ici permettent aussi de faire de la régression avec des modifications relativement mineures. Ainsi modifiés, on peut entraîner de manière similaire les modèles pour prédire une grandeur scalaire, ici l'énergie incidente. Dans la suite on se concentre sur un seul des deux modèles : le MLP. Les résultats sont compilés de manière similaire aux classifieurs, en utilisant des matrices de confusion. On présente sous forme de gammes d'énergies incidentes les prédictions du modèle en Fig. 5.18 pour des gammes d'énergies incidentes entre 1 MeV et 57 MeV.

Les études de régressions présentées ci-après se focalisent sur la reconstruction de l'énergie incidente des protons et non des électrons, car on sait que les électrons atteignent le comportement MIP au delà de 500 keV, rendant quasiment impossible une reconstruction de l'énergie incidente.

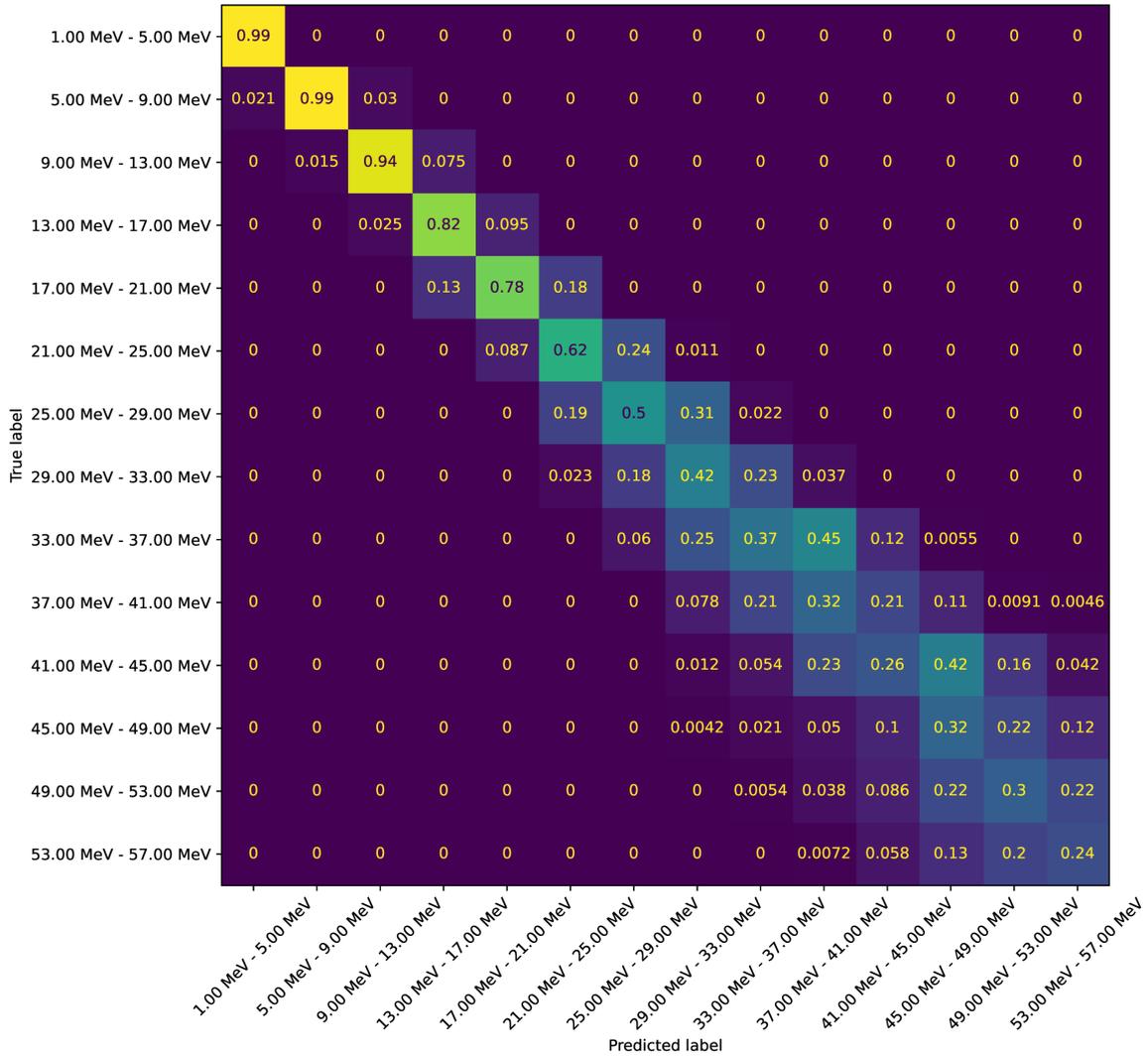


FIGURE 5.18 – Matrice de confusion de l'algorithme MLP pour la prédiction de l'énergie incidente pour des protons entre 1 MeV et 57 MeV. Les grandeurs sont normalisées par la classe prédite.

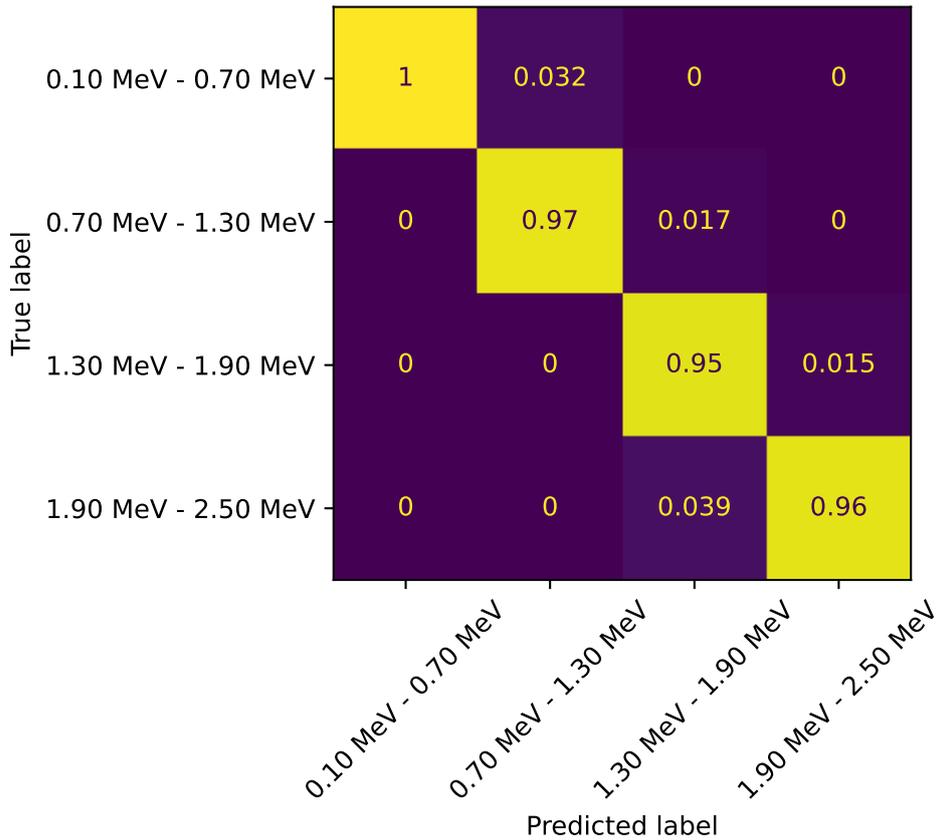


FIGURE 5.19 – *Matrice de confusion de l'algorithme MLP pour la prédiction de l'énergie incidente pour des protons entre 100 keV et 2.5 MeV. Les grandeurs sont normalisées par la classe prédite.*

Pour entraîner ce modèle, on utilise uniquement la base de données de proton, ce qui revient à faire une hypothèse relativement importante qui est celle de notre capacité à discriminer correctement les protons des électrons, de manière à ce qu'il n'y ait aucun transitoires électron dans la base de données proton. Dans les gammes d'énergies de la Fig. 5.18, on constate que l'on est capable de prédire correctement les énergies mises en jeu car les coefficients diagonaux sont bien plus élevés que sur les coefficients extra-diagonaux. On s'attend à avoir une chute de la qualité de la prédiction avec l'énergie du fait de l'uniformisation du comportement des protons à haute énergie (régime MIP).

En se concentrant sur les faibles énergies incidentes (100 keV et 2.5 MeV), on constate que le modèle permet reproduire extrêmement bien les énergies incidentes sur cette gamme, Fig. 5.19. Ceci n'est pas surprenant au vue des dynamiques évoquées au début de ce chapitre.

La prédiction de moins en moins précise à haute énergie nous permet de nous nous pencher sur une méthode de reconstruction de l'énergie incidente moins contraignante que celle présentée ici.

Une dernière façon de présenter les résultats d'une reconstruction de l'énergie incidente des protons est de raisonner en flux intégrés. Jusqu'ici on s'est focalisé sur des gammes

d'énergies en flux différentiels, qui sont des intervalles fermés en énergie incidente. Or les moniteurs de radiations donnent aussi le flux de protons dont l'énergie incidente est au dessus d'un certain seuil, que l'on appelle flux intégré. Dans cet esprit, nous pouvons entraîner un algorithme de classification en choisissant comme classes des intervalles ouverts d'énergies incidentes. Pour cela nous utilisons l'algorithme MLP précédemment utilisé pour la classification mais que l'on adapte à un scénario multi classe. On entraîne ensuite les mêmes données que précédemment et nous pouvons calculer la précision de la reconstruction, qui correspond à la proportion de particules qui sont correctement identifiées parmi le nombre de particules prédites dans cette gamme d'énergie. La Fig. 5.20 montre les performances de cette reconstruction en flux intégrés, pour des gammes allant de 1 MeV à 250 MeV.

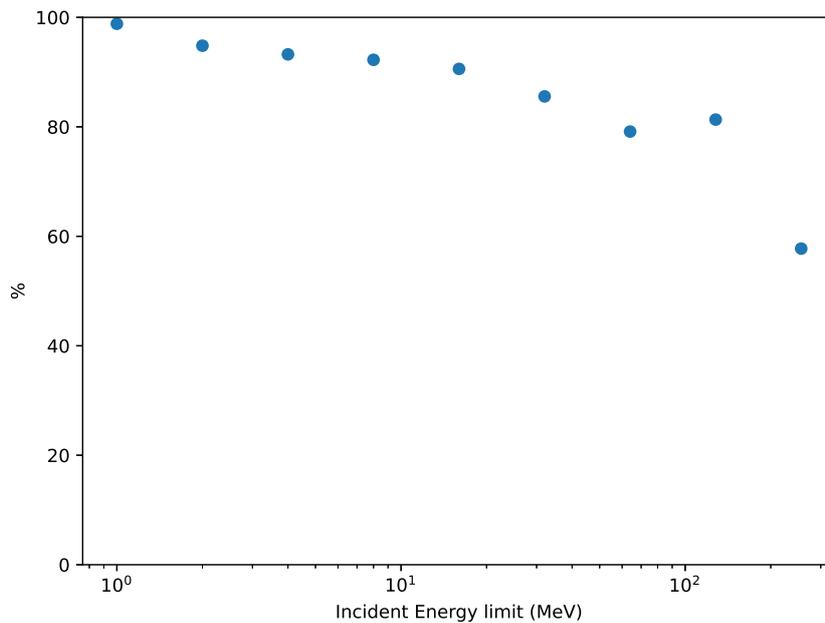


FIGURE 5.20 – Précision d'un algorithme MLP entraîné à classifier les gammes d'énergies incidente de protons. Les classes sont des intervalles ouverts dont l'énergie minimale est celle indiqué en abscisses. Ces classes vont de 1 MeV et 250 MeV.

A faible énergie, la précision de notre modèle reste très bonne sur l'ensemble de la gamme en Fig. 5.20, autour de 90% entre 1 MeV et 30 MeV. Pour les énergies plus élevées, on voit qu'environ 80% de protons prédit comme ayant une énergie supérieure à 100 MeV le sont réellement. On voit aussi que lorsque ce seuil en énergie augmente notre précision diminue, ce qui est dû à l'apparition du régime MIP des protons au delà d'une centaine de MeV.

## 5.6 Conclusion

Ce chapitre permet de mettre en évidence la faisabilité d'une discrimination proton / électron dans le contexte d'un moniteur de radiations embarqué. En extrayant des grandeurs

notables sur les transitoires, on a montré que l'on pouvait construire un ensemble de données qui contiennent un grand nombre d'indices sur la nature de la particule. Le fait d'utiliser uniquement certaines grandeurs bien choisies est particulièrement important pour un moniteur embarqué, où la puissance de calcul est limitée. Nous avons montré que même dans ce cas, on peut retrouver la nature de la particule en question, particulièrement dans les zones où la confusion est susceptible d'être problématique.

De plus, l'étude de la reconstruction de l'énergie incidente des particules en question à été abordé et s'est limité aux protons. En effet, nous avons mis en évidence le fait que les électrons possédaient peu de dynamiques en fonction de leur énergie incidente, du fait de l'apparition rapide du régime MIP. Nous avons alors montré que, pour les protons, nous étions capables de correctement prédire leurs énergies jusqu'à environ 50 MeV. Au delà, nous avons mis en avant une approche utilisant des intervalles d'énergies ouverts, permettant une reconstruction moins contraignante mais tout de même utile dans le cadre de l'analyse des données d'un moniteur de radiations.

## Références

- [1] J. ALLISON, K. AMAKO, J. APOSTOLAKIS et al. « Geant4 developments and applications ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 53.1 (fév. 2006), p. 270-278. ISSN : 1558-1578. DOI : 10.1109/TNS.2006.869826 (cf. p. 130).
- [2] L. BARDELLI, M. BINI, G. CASINI et al. « Progresses in the pulse shape identification with silicon detectors within the FAZIA Collaboration ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 654.1 (oct. 2011), p. 272-278. ISSN : 01689002. DOI : 10.1016/j.nima.2011.06.063 (cf. p. 135).
- [3] S. BARLINI, R. BOUGAULT, Ph. LABORIE et al. « New digital techniques applied to A and Z identification using pulse shape discrimination of silicon detector current signals ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 600.3 (mars 2009), p. 644-650. ISSN : 01689002. DOI : 10.1016/j.nima.2008.12.200 (cf. p. 135).
- [4] M. von SCHMID, P. EGELHOF, V. EREMIN et al. « First application of pulse-shape analysis to silicon micro-strip detectors ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 629.1 (fév. 2011), p. 197-201. ISSN : 01689002. DOI : 10.1016/j.nima.2010.10.096 (cf. p. 135).
- [5] A. FAZZI, S. AGOSTEO, A. POLA et al. « Pulse discrimination between recoil protons and secondary electrons for a silicon diode based neutron spectrometer ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 51.3 (juin 2004), p. 1049-1055. ISSN : 0018-9499. DOI : 10.1109/TNS.2004.829396 (cf. p. 135).
- [6] S. BUTTERWORTH. « On the Theory of Filter Amplifiers ». In : *Experimental Wireless & the Wireless Engineer* 7 (oct. 1930), p. 536-541 (cf. p. 135).

- [7] T. COVER et P. HART. « Nearest neighbor pattern classification ». In : *IEEE Transactions on Information Theory* 13.1 (jan. 1967). Conference Name : IEEE Transactions on Information Theory, p. 21-27. ISSN : 1557-9654. DOI : 10.1109/TIT.1967.1053964 (cf. p. 135).
- [8] Fionn MURTAGH. « Multilayer perceptrons for classification and regression ». In : *Neurocomputing* 2.5 (1<sup>er</sup> juill. 1991), p. 183-197. ISSN : 0925-2312. DOI : 10.1016/0925-2312(91)90023-5 (cf. p. 136).
- [9] Jianli FENG et Shengnan LU. « Performance Analysis of Various Activation Functions in Artificial Neural Networks ». In : *Journal of Physics : Conference Series* 1237.2 (juin 2019). Publisher : IOP Publishing, p. 022030. ISSN : 1742-6596. DOI : 10.1088/1742-6596/1237/2/022030 (cf. p. 138).

---

## Conclusions et perspectives

L'étude des ceintures de radiations terrestres présente un intérêt majeur pour les industriels du domaine spatial. En effet, ces ceintures de radiations impactent fortement les systèmes embarqués : les particules ionisantes des ceintures provoquent, entre autres, des dégradations d'efficacité des panneaux solaires de ces satellites. De plus, l'électronique à bord peut être victime d'événements singuliers qui peuvent induire de graves dysfonctionnements allant jusqu'à la perte totale de la mission.

Les ceintures de radiations sont peuplées de particules de natures différentes (principalement des protons et des électrons) d'énergies très variées. Il existe plusieurs phénomènes qui servent de sources aux ceintures de radiations, notamment le Soleil. La variation d'activité et les phénomènes éruptifs de ce dernier peuvent impacter fortement les flux dans les ceintures de radiation. Il existe de nombreux modèles numériques permettant de modéliser les ceintures de radiations dont beaucoup s'appuient sur des mesures in-situ faites par des moniteurs de radiations embarqués. Ces modèles numériques sont précieux dans le domaine spatial car ils permettent de prévoir les nombreuses dégradations que peuvent subir les satellites en orbite.

Les moniteurs de radiations actuels permettent de mesurer les flux de particules dans les ceintures de radiations ; ils utilisent des techniques d'échantillonnage basées sur la mesure de l'énergie totale déposée, le plus souvent dans des détecteurs à semi-conducteur. Mais cette méthode ne permet pas de reconstruire l'environnement radiatif total auquel a été soumis le détecteur. A l'heure actuelle, il existe des gammes d'énergie dans lesquelles les moniteurs de radiations ne permettent pas de discriminer la nature de la particule mise en jeu. Cette information ne peut donc pas être utilisée a posteriori par les modèles numériques. Or, une meilleure caractérisation de l'environnement spatial par les moniteurs de radiations permettrait de mieux alimenter les nombreux modèles numériques des ceintures de radiations qui s'appuient sur ces mesures.

Notre étude s'est focalisée sur les techniques de mesures des moniteurs de radiations qui permettraient d'améliorer la qualité et la quantité des mesures. Notre méthode consiste à utiliser des chaînes d'acquisition rapides permettant d'échantillonner le signal généré par le volume sensible à l'échelle de la nanoseconde. Elle permet d'obtenir une quantité d'informations supérieure aux techniques classiques car, au lieu d'avoir une grandeur scalaire pour chaque impact de particule, on dispose désormais de l'évolution temporelle du courant dans le détecteur. Ce courant qu'on a appelé "transitoire" dépend en grande partie de la manière dont la particule a interagi dans le détecteur, nous donnant donc des indices sur sa nature et son énergie.

Nous avons débuté notre travail par une étude bibliographique approfondie qui a montré que la mesure du courant transitoire dans les détecteurs à semi-conducteur est utilisée, entre autres, dans des expériences sous faisceau pour la physique fondamentale. La mesure

---

de ces courants montre la capacité de cette méthode à déterminer l'isotopie de certains ions lourds. D'autres études implémentent cette méthode dans des technologies différentes de détecteurs tels que les scintillateurs plastiques, dans lesquels les courants transitoires permettent de distinguer les neutrons et les rayons  $\gamma$ . Ces études nous permettent de justifier le fait de retenir la mesure des courants transitoires pour discriminer la nature des particules dans les ceintures de radiations. Ces mêmes études nous ont permis de connaître les prérequis et les contraintes liées à la construction d'un banc d'essai pour la mesure de ces courants. D'autre part, la littérature sur les modèles numériques des détecteurs à semi-conducteur nous montre que les premiers efforts de simulations datent des années 1930, et qu'il existe une multitude de modèles adaptés pour des cas spécifiques d'irradiation. La modélisation des particules à haut TLE peut notamment nécessiter des modèles spécifiques contenant plusieurs paramètres libres, alors que les simulations de particules à bas TLE sont assez bien établies. Ces éléments ont été cruciaux pour nous dans l'élaboration de nos modèles qui se doivent de pouvoir simuler ces deux types de particules.

La partie expérimentale de cette étude s'est appuyée sur des installations existant à l'ONERA et à l'UCL en Belgique, ce qui nous a donné accès à plusieurs sources d'irradiation, notamment des protons et des particules  $\alpha$ . Pour nos expériences, nous avons utilisé de nombreux détecteurs qui étaient disponibles à l'ONERA, ce qui nous a permis d'investiguer un grand nombre de configurations. Avec ces installations à disposition, un travail de fond a été nécessaire pour mettre au point la nouvelle technique d'acquisition des courants transitoires, avec notamment l'achat d'un amplificateur de courant correspondant aux exigences que nous avons déterminées. Nous avons alors pu effectuer des mesures de courant transitoires dans une grande variété de cas, puisque nous disposions de détecteurs de caractéristiques très différentes, et que nous avons eu accès à plusieurs types d'irradiation. L'ONERA possède une chambre d'irradiation permettant d'utiliser et d'interchanger des sources radioactives émettrices de particules  $\alpha$  et d'électrons. L'installation à l'UCL était un cyclotron délivrant quant à lui des protons, auxquels nous n'avons pas accès à l'ONERA. Toutes ces mesures ont été précieuses pour valider nos modèles numériques. L'élaboration de cette chaîne d'acquisition a nécessité une attention particulière de manière à réduire le bruit de mesure au maximum. En effet, le type d'amplificateur ainsi que l'environnement électromagnétique participent à rendre ce bruit non négligeable et nous a obligé à réfléchir à des blindages pour protéger les éléments sensibles de la chaîne d'acquisition.

Le développement des modèles numériques s'est d'abord appuyé sur les moyens existants que l'on retrouve dans la littérature; nous les avons étudiés et adaptés pour pouvoir simuler l'ensemble des particules présentes dans les ceintures de radiations, ces particules balayant une très grande gamme d'énergie et donc de comportements dans la matière. Cette tâche a été l'occasion de comparer les modèles existants les uns aux autres et de connaître leur domaine de validité. Le développement de notre propre modèle s'est accompagné d'un effort d'optimisation afin de rendre les temps de calcul les moins chronophages possible. Ainsi, les modèles numériques ont pu aussi être validés avec nos propres mesures faites avec notre chaîne d'acquisition. Ces mesures en particulier sont précieuses car nous maîtrisons tous les paramètres expérimentaux, qui ne sont pas toujours précisés dans la littérature. Cependant, certaines grandeurs caractéristiques des détecteurs que nous utilisions n'étaient pas systématiquement fournies par le fabricant ce qui a compliqué la reconstruction de son

---

comportement.

La force de nos modèles tient non seulement au fait qu'ils sont peu gourmands en temps de calcul (ce qui les rend particulièrement adaptés à notre usage), mais aussi au fait qu'ils ont été validés en se basant sur nos mesures ainsi que sur les mesures et modèles de la littérature qui utilisaient une grande variété de particules incidentes à diverses énergies.

Une fois armés de nos modèles numériques validés, nous avons pu passer à la simulation d'une base de données de courants transitoires. Les énergies incidentes et les particules utilisées dans la construction de cette base sont représentatives de l'environnement spatial. Cette étape avait pour but de quantifier les performances de la méthode des courants transitoires dans les ceintures de radiation terrestres. Nous avons pu montrer, avec cette base de données, que la discrimination de la nature de la particule était possible, même dans les gammes d'énergies où celle-ci n'est pas possible actuellement. Pour cela nous avons fait appel à des algorithmes basiques d'intelligence artificielle. Des précautions ont dû être prises pour ne pas introduire de biais dans les données simulées, pour s'assurer de la véracité des performances des algorithmes de classification. De plus, nous avons pu utiliser ces modèles pour reconstruire l'énergie incidente des protons à partir des courants transitoires.

A la lumière de ces travaux, nous pouvons présenter ici quelques perspectives possibles : bien que ces travaux se soient focalisés sur une application aux ceintures de radiations terrestres, nous pouvons souligner que cette technique peut avoir d'autres champs d'application que la mesure des ceintures de radiations terrestres. En effet, nos codes pourraient permettre de quantifier le degré de contamination des instruments visant à mesurer les sursauts  $\gamma$ . Avec la démocratisation récente de l'accès à l'espace, de nouvelles pistes pour tester cette méthode en vol peuvent voir le jour, et avec cela le défi d'améliorer le banc d'essai que nous avons conçu pour le rendre compatible avec les contraintes d'un nanosatellite. En effet, un nanosatellite est contraint de par sa taille (qui est de l'ordre de la dizaine de centimètres) ce qui oblige à miniaturiser tous les éléments, mais il est également contraint par la puissance disponible à bord. Ce dernier point est particulièrement important dans le cadre de cette nouvelle technique car il est assez difficile de penser que l'on puisse échantillonner au-delà du GHz sur un satellite. En effet, un tel échantillonnage oblige toute l'électronique en aval à fonctionner à la même cadence, ce qui consommerait énormément d'énergie. Un tel échantillonnage est d'autant plus problématique car il a lieu même lorsqu'aucun transitoire n'est présent (c'est donc le bruit qui est échantillonné). Il apparaît donc qu'il est difficilement envisageable à l'heure actuelle de transposer dans un nanosatellite les mesures que nous avons réalisées au sol. Cependant, il existe des techniques d'acquisition différentes et beaucoup moins énergivores, telles que l'échantillonnage à l'aide de comparateurs à seuil, qui compare la tension en entrée à plusieurs seuils prédéfinis qui sont déclenchés à l'instant où le signal dépasse la valeur fixée. Cette méthode d'échantillonnage en amplitude plutôt que temporelle peut permettre de résoudre la problématique de la dépense énergétique d'un tel moniteur car l'échantillonnage n'a pas lieu en permanence mais seulement lorsqu'un transitoire impacte le détecteur. Il est donc tout à fait raisonnable d'espérer pouvoir prochainement embarquer une telle charge utile à bord d'un nanosatellite. L'ONERA vient

---

d'ailleurs de lancer en 2023 un projet de recherche nommé TRAM (Transient RAdiation Monitor) qui va dans ce sens.