



**HAL**  
open science

# Theoretical and experimental studies of the single-event effects induced by atmospheric muons on numerical technologies of nanometric scales

Pierre Li Cavoli

► **To cite this version:**

Pierre Li Cavoli. Theoretical and experimental studies of the single-event effects induced by atmospheric muons on numerical technologies of nanometric scales. Physique [physics]. Université Aix-Marseille, 2016. Français. NNT : . tel-01456430

**HAL Id: tel-01456430**

**<https://in2p3.hal.science/tel-01456430v1>**

Submitted on 5 Feb 2017

**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.

UNIVERSITÉ D'AIX-MARSEILLE  
ÉCOLE DOCTORALE 352  
FACULTÉ DES SCIENCES  
OFFICE NATIONAL D'ÉTUDES ET DE RECHERCHES AÉROSPATIALES  
CENTRE DE PHYSIQUE DES PARTICULES DE MARSEILLE

Thèse présentée pour obtenir le grade universitaire de docteur

*Discipline :*

PHYSIQUE ET SCIENCES DE LA MATIÈRE

*Spécialité :*

Physique des Particules et Astroparticules

Pierre LI CAVOLI

# Études théoriques et expérimentales des effets singuliers induits par les muons atmosphériques sur les technologies numériques d'échelle nanométrique

Soutenue le 13 Décembre 2016 devant le jury composé de :

M.	Alain	KLOTZ	IRAP	Rapporteur
M.	Raoul	VELAZCO	TIMA	Rapporteur
Mme.	Karine	COULIÉ	IM2NP	Examinatrice
M.	Eric	KAJFASZ	CPPM	Examinateur
M.	José	BUSTO	CPPM	Directeur de thèse
M.	Guillaume	HUBERT	ONERA	Encadrant de thèse

# Colophon

Ce document a été rédigé avec L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X en se basant sur le template de l'Université Aix-Marseille. Les images n'appartenant pas à l'auteur de ce document sont affichées avec la mention “crédit : xxx” dans leur légende.

Version pour les rapporteurs : 17/10/2016

Version finale : 31/12/2016

Cette thèse a été co-financée par la région Provence-Alpes-Côte d'Azur.



Cette oeuvre est mise à disposition selon les termes de la [Licence Creative Commons Attribution - Pas d'Utilisation Commerciale - Pas de Modification 3.0 France](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/3.0/fr/).

# Remerciements

Les travaux qui font l'objet de cette étude ont été effectués dans un premier temps à l'Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales (ONERA) au sein du Département Environnement Spatial (DESP) dans l'équipe Effets Composants et Matériaux (ECM) à Toulouse de Novembre 2013 jusqu'à Mars 2015 puis au Centre de Physique des Particules de Marseille (CPPM) de Mars 2015 jusqu'à Novembre 2016.

Je tiens à remercier en premier lieu Jean-François Roussel et Eric Kajfasz, respectivement pour leur accueil au sein du DESP et du CPPM.

Je remercie Guillaume Hubert pour avoir été à l'origine du sujet de cette étude et d'avoir encadré ces travaux. Merci de m'avoir fait confiance.

Je remercie José Busto pour ses conseils avisés en tant que directeur de thèse, sa rigueur scientifique et son expertise en physique des particules. Merci pour nos franches discussions.

Je remercie Alain Klotz, Raoul Velazco, Karine Coulié et Eric Kajfasz pour avoir accepté d'évaluer les travaux de cette étude. Je remercie également Mélanie Raine pour nos échanges sur le calcul du dépôt radial ainsi que Marc Verderi, Michel Maire et Sébastien Incerti pour leurs conseils sur l'utilisation des modèles de GEANT4. Pour les mesures expérimentales réalisées au Laboratoire Souterrain Bas Bruit (LSBB) de Rustrel, je remercie Jean-Baptiste Decitre, Ignacio Lázaro et Stéphane Gaffet. Je remercie également Ali Dastgheibi-Fard, Jean-Louis Margueron et Michel Zampaolo pour leur accueil et aide dans l'installation de la caméra CCD durant mon séjour au Laboratoire Souterrain de Modane (LSM).

L'aboutissement de cette thèse résulte de la rencontre d'une multitude de personnes et une succession d'opportunités. C'est pourquoi, je tiens aussi à remercier mes anciens encadrants de stage, Yves Benilan, Volker Beckmann, Vincent Goiffon et Cédric Virmontois qui m'ont donné le goût de la recherche scientifique. J'encourage vivement les étudiants qui seraient tentés de réaliser une thèse, à se lancer. Diplôme universitaire le plus élevé en France et à l'international, le doctorat est assurément une expérience humaine et scientifique, hors du commun.

A l'ONERA, je tiens à remercier Sophie Duzellier, autant pour sa capacité à diriger l'équipe ECM dans la bonne humeur que les cours de yoga partagés. Je pense à Sabine Soonckindt, Thierry Nuns et Simon Lewandowski que j'ai eu plaisir à côtoyer. Je remercie mon excellent co-bureau et ami Thomas Rousselin pour l'aide mutuelle et nos interludes légendaires. Une pensée pour Sourendar Bertrand et Christophe Pignal à qui je demande si euzelny oahla zyo, da or niet ?

Au CPPM, je tiens à remercier Jürgen Brunner pour l'aide apportée dans l'installation de GEANT4, Jean-Pierre Ernenwein pour ses coups de pouce dans le développement de macros ROOT et Giampiero Mancinelli pour son rôle de médiateur. Je remercie mes superbes anciens co-bureaux, Fanny Hivert et Raymond Noel autant pour nos réflexions scientifiques que les moments de détente partagés. Je remercie également mon équipe de choc de coureurs, le général Alain Cosquer, fondateur de l'école de la PFR (Petite Foulée Rasante), l'inépuisable ironwoman Pascale Keller, Fabrice Gensolen toujours prêt pour nous ajouter "juste quelques minutes en plus" et le formidable Sylvain Henry. Une pensée pour les anciens, Thomas Serre, Aurore Mathieu, Julián Rodríguez Ferreira, Thomas Fabiani et Margaux Hamonet le petit roseau. Ceux encore présent, Jérôme Laurence athlète par intermittence, Romain Coletti, Marta Rodo Bordera, Mathieu Dupont, Romain Legras et Dorian Decriteau le grimpeur des familles. Et ceux que j'encourage pour leur thèse, Morgan Martin, Cyril Jomni de la famille OSAE, Kevin De Vasconcelos futur Mr.Olympia, ainsi que le Fedor des maths, Souhil Tairi.

Que ce soit à Toulouse ou à Marseille, j'ai rencontré de très belles personnes au cours de ces trois années de thèse. Je tiens aussi à remercier ceux qui ont pu contribuer, chacun à leur manière, à mon épanouissement personnel. Je pense aux amis Benjamin Forestier, Dorian Guilbault, Steven Viusa, Clément l'Élite Carpéné, Toufic Fattah créateur de la première disquette Braxton, Jules Thomas et son champolion, Marion Dutrey la petite soeur experte du langage tonico-émotionnel, les comètes Fahmi Djemel et Ihab Ben Guirat, Houssam Assany bientôt médaille Fields, Yassine Cherif (même 10 ans plus tard, tu t'appelles Yassine), Guillaume Ha bientôt docteur à son tour, la fabuleuse Elsa Larue, Nicolas Istria, Igor Ramirez, les voyageurs du futur Camille Grosjean et Benjamin Rius, la belle Lucie Lingueglia, mes anciens supers voisins Vincent Teisseire et Juliette Cori, Nabil Tahari le djinn hunter, mon très cher Amr Habib, Axel Blanco, Pablo Durand, et prend d'la sauce sur l'coté Nicolas Bures. Une pensée pour Mina Majdoubi avec qui j'ai partagé de magnifiques moments durant 1/3 du temps de cette thèse. Je remercie également Lucie et Nadège Gualina pour leurs corrections. Je pense aussi à Ofir et le plaisir que j'ai de pratiquer le Hagana avec lui. Une pensée pour Christian, le meilleur des tontons, pour la grande tata, le papychou, la tata des doryphores et la Gabboss.

Enfin, pour clore ces remerciements, j'ai une pensée spéciale pour l'auteure d'une thèse en littérature allemande, "Le Cycle Orkus de Gerhard Roth", qui n'a malheureusement pu aboutir. Comme m'eût écrit son auteure dans ses derniers jours : "Ainsi vogue la goélette, la vie te tend les bras".

# Acronymes

ATMORAD : Atmospheric Radiation Model  
CCD : Charge-Coupled Device  
CERN : Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire  
CMOS : Complementary Metal Semiconductor Field Effect Transistor  
CNES : Centre National d'Études Spatiales  
CPPM : Centre de Physique des Particules de Marseille  
FIT : Failures In Time  
FEG : Field Emission Gun  
FET : Field Effect Transistor  
FDSOI : Fully Depleted Silicon On Insulator  
FPGA : Field Programmable Arrays  
GEANT4 : GEometry ANd Tracking 4  
GPS : Global Positioning System  
IGBT : Insulated Gate Bipolar Transistor  
ISS : International Space Station  
ITER : International Thermonuclear Experimental Reactor  
ITRS : International Technology Roadmap for Semiconductors  
LEO : Low Earth Orbit  
LET : Linear Energy Transfer  
LHC : Large Hadron Collider  
LSBB : Laboratoire Souterrain Bas Bruit de Rustrel  
LSM : Laboratoire Souterrain de Modane  
MOS : Metal Oxyde Semiconductor  
MOSFET : Metal Oxyde Semiconductor Field Effect Transistor  
MUSCA SEP3 : MUlti SCAle Single Event Phenomena Predictive Platform  
MBU : Multiple Bit Upset  
MCU : Multiple Cell Upset  
NIEL : Non-Ionizing Energy Loss  
ONERA : Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales  
PDSOI : Partially Depleted Silicon On Insulator  
PHITS : Particle and Heavy Ion Transport code System  
MEO : Medium Earth Orbit  
SAA : South Atlantic Anomaly  
SEB : Single Event Burnout

SEGR : Single Event Gate Rupture  
SEE : Single Event Effect  
SEFI : Single Event Functional Interrupt  
SEL : Single Event Latch-up  
SER : Single Event Rate  
SET : Single Event Transient  
SEU : Single Event Upset  
SOI : Silicon On Insulator  
SHE : Single Hard Error  
SRAM : Static Random Access Memory  
TCAD : Technology Computer Aided Design  
TRIUMF : TRI University Meson Facility  
VLSI : Very Large-Scale Integration

# Table des matières

<b>Colophon</b>	<b>2</b>
<b>Remerciements</b>	<b>3</b>
<b>Acronymes</b>	<b>5</b>
<b>Introduction générale</b>	<b>10</b>
<b>1 Introduction à la problématique des interactions de l'environnement radiatif naturel avec les composants électroniques</b>	<b>15</b>
1.1 Les rayons cosmiques	16
1.1.1 Les radiations cosmiques solaires	16
1.1.2 Les radiations cosmiques extra-solaires	21
1.2 L'environnement radiatif terrestre	32
1.2.1 La radioactivité naturelle	32
1.2.2 La radioactivité anthropique	33
1.3 Les interactions des particules atmosphériques secondaires avec les composants	33
1.3.1 Les interactions électromagnétiques	34
1.3.2 Les interactions nucléaires	36
1.4 Résumé et conclusion du chapitre	42
Références	46
<b>2 Présentation de l'impact de l'intégration technologique sur la sensibilité des composants électroniques</b>	<b>47</b>
2.1 La roadmap technologique et ses conséquences	48
2.1.1 L'intégration technologique des composants	48
2.1.2 La sensibilité d'un composant face aux radiations	54
2.1.3 Le SER et la classification des SEE	56
2.2 L'émergence de l'impact de l'ionisation directe	60
2.2.1 L'ionisation directe induite par les protons	61
2.2.2 L'ionisation directe induite par les muons	62
2.3 L'impact du dépôt radial sur les systèmes VLSI	65
2.3.1 Le dépôt radial des ions lourds	66

2.3.2	Le dépôt radial des protons et des muons	69
2.4	Résumé et conclusion du chapitre	71
	Références	75
<b>3</b>	<b>Description de la méthodologie utilisée pour modéliser les SEE avec la chaîne de simulation GEANT4 et MUSCA SEP3</b>	<b>76</b>
3.1	L'architecture de GEANT4	77
3.1.1	La structure globale de l'outil	77
3.1.2	Le fonctionnement du noyau de l'algorithme	80
3.2	Les classes fondamentales d'une simulation GEANT4	83
3.2.1	La géométrie du détecteur	84
3.2.2	La création de l'environnement radiatif	85
3.2.3	La sélection des processus physiques	85
3.3	Simulations du dépôt d'énergie induit par des protons et des muons	87
3.3.1	Validité des modèles physiques du module <i>microelectronics</i>	89
3.3.2	Validité des modèles physiques du module <i>Low Energy</i>	90
3.3.3	Génération d'une base de données des traces des protons et des muons dans des volumes nanométriques	91
3.4	Prédiction des SEE avec la plateforme MUSCA SEP3	91
3.5	Résumé et conclusion du chapitre	94
	Références	96
<b>4</b>	<b>Etude de l'impact de la morphologie 3D du dépôt d'énergie sur la modélisation des SEE induits par les protons dans des volumes nanométriques</b>	<b>97</b>
4.1	Modélisation du dépôt radial des protons	98
4.1.1	Analyse de la densité radiale des paires électron-trou	98
4.1.2	Impact sur le dépôt de charge dans des volumes nanométriques	100
4.2	Effet du dépôt radial des protons sur la sensibilité SEU	104
4.2.1	Validation pour des SRAMs de 65 et 45 nm fabriquées en technologie SOI	105
4.2.2	Validation pour des SRAMs de 65 et 45 nm fabriquées en technologie bulk	108
4.2.3	Impact du dépôt radial des protons pour des nœuds technologiques inférieurs à 65 nm	109
4.3	Impact du dépôt radial des protons sur le calcul SER	112
4.4	Résumé et conclusion du chapitre	113
	Références	115
<b>5</b>	<b>Étude de l'impact de la morphologie 3D du dépôt d'énergie sur la modélisation des SEE induits par les muons dans des volumes nanométriques</b>	<b>116</b>

5.1	Développement d'une plateforme expérimentale et de simulation	117
5.1.1	Mesure de l'environnement radiatif muonique	117
5.1.2	Étude de la sensibilité de la caméra CCD aux éléments radioactifs	120
5.2	Analyses des mesures expérimentales et des simulations	122
5.2.1	L'identification des muons	122
5.2.2	Validation de la modélisation	127
5.3	Impact du profil de l'ionisation radiale induit par les muons sur le calcul du SER	129
5.3.1	Structure réaliste de la trace des muons	129
5.3.2	Impact de la structure réaliste sur la modélisation des SEE induits par les muons	132
5.3.3	Impact des muons sur le calcul du SER pour des applications terrestres et avioniques	133
5.4	Résumé et conclusion du chapitre	136
	Références	137
	<b>Conclusion générale</b>	<b>138</b>
	<b>Liste des figures</b>	<b>141</b>
	<b>Résumé</b>	<b>144</b>
	<b>Abstract</b>	<b>145</b>

# Introduction générale

Dans le domaine de la microélectronique, l'un des principaux enjeux consiste à prédire la fiabilité des composants électroniques opérant dans un environnement radiatif donné. La fonction de ces composants est d'identifier des paquets de charge comme élément binaire de l'information. Toute modification parasite de ces paquets de charge peut modifier l'information stockée. La plupart de ces modifications parasites proviennent d'un bruit électronique. Ce dernier peut être généré par le passage d'une particule issue de l'atmosphère à travers le composant.

En effet, l'atmosphère terrestre est en permanence bombardée par des rayons cosmiques. Lorsqu'un rayon cosmique pénètre l'atmosphère terrestre, celui-ci interagit avec les noyaux d'azote et d'oxygène (principaux constituants du milieu atmosphérique) en transférant son énergie cinétique jusqu'à ce que celle-ci soit nulle. Ces interactions conduisent à la création de nouvelles particules, appelées particules secondaires, qui peuvent à leur tour interagir avec le milieu atmosphérique en formant une gerbe atmosphérique. Les particules secondaires qui constituent ces gerbes sont principalement des neutrons, protons, électrons, pions et muons. Celles qui parviennent à la surface terrestre avec une énergie cinétique non nulle, peuvent interagir avec les zones sensibles des composants électroniques. Ces interactions peuvent conduire à la génération d'effets singuliers abrégés en **SEE** pour *Single Event Effect*. Dans la suite de cette étude, l'abréviation SEE et les mots "erreurs électroniques" sont employés dans le même sens.

Entre 1954 et 1957, les premiers dysfonctionnements de composants électroniques sont observés aux abords des centres de pilotage d'essais nucléaires américains. Pour la première fois, le terme *hard fail* est utilisé pour décrire l'arrêt du fonctionnement d'un composant après avoir été irradié par une dose importante d'ions lourds. A cette époque, la dose à partir de laquelle des erreurs électroniques apparaissent est estimée à  $10^{11}$  particules.cm<sup>-2</sup>. Etant donné le seuil de sensibilité élevé face aux SEE des composants électroniques, seule une particule déposant une grande quantité d'énergie dans le composant pouvait induire un SEE. C'est pourquoi, les ions lourds et les neutrons sont les particules atmosphériques qui ont le plus grand impact sur les composants. Au contraire, les muons interagissant peu avec la matière, aucune étude n'est réalisée sur les effets éventuels qu'ils pourraient avoir sur les composants [1].

En 1979, l'étude de Ziegler et Lanford présente une méthode d'évaluation des effets des rayons cosmiques sur les composants mémoires d'ordinateur. C'est aussi

la première étude à prédire que les muons auront un impact non négligeable sur les composants électroniques, lorsque ces derniers atteindront une charge critique inférieure ou égale à 1 fC [2].

En 2010, l'étude de Sierawski *et al.* présente des irradiations de composants nanométriques par un faisceau de muons. Pour la première fois, des résultats expérimentaux montrent que des SEE peuvent être induits par des muons [3].

En 2011, l'étude de Raine *et al.* présente une comparaison entre des simulations de SEE induits par des ions lourds réalisées avec deux modèles différents et des données expérimentales. Le premier modèle décrit le dépôt d'énergie des ions lourds comme étant ponctuel. Ce premier modèle est considéré comme l'approche classique dans la majorité des outils de modélisation des SEE. Le deuxième modèle prend en compte la distribution radiale de ce dépôt d'énergie. Les résultats de cette étude montrent que le modèle "ponctuel" n'est plus capable de reproduire précisément les mesures expérimentales et qu'il faut donc tenir compte de la distribution radiale du dépôt d'énergie [4].

En 2015, l'étude de Hubert *et al.* présente des simulations de SEE induits par des protons et des muons sur des technologies nanométriques. Les résultats de cette étude montrent que pour deux des trois types de technologies étudiées, le taux de SEE induit par les muons est prédominant par rapport à celui induit par des neutrons, protons et alphas [5].

Ainsi, les simulations des SEE les plus récentes montrent que les muons deviennent les particules les plus génératrices de SEE pour les composants électroniques actuels. Cependant, aucune étude n'a été réalisée sur la pertinence de l'utilisation du modèle de description ponctuelle du dépôt d'énergie (approche classique), utilisé dans les outils de modélisation des SEE.

C'est ce qui justifie cette étude. Elle consiste à comparer la modélisation de SEE induit par des muons dans des volumes nanométriques de silicium en utilisant les modèles de description "ponctuel" et "3D" du dépôt d'énergie.

Le chapitre 1 présente la problématique générale de l'interaction des rayons cosmiques avec les composants électroniques. Ce chapitre développe les notions de rayons cosmiques (primaires et secondaires) et d'environnement radiatif (naturel et anthropique). Les mécanismes d'interactions (électromagnétiques et nucléaires) entre les particules atmosphériques susceptibles d'arriver à la surface et les composants électroniques sont détaillés.

Le chapitre 2 se concentre sur la problématique de l'évolution de la *roadmap* technologique depuis les quarante dernières années et ses conséquences sur les composants électroniques. Les nouveaux phénomènes physiques (ionisation directe et dépôt radial) induits par l'augmentation de l'intégration des composants sont détaillés dans ce chapitre.

Le chapitre 3 décrit la méthodologie employée dans cette étude pour modéliser les SEE. Le fonctionnement de l'outil de modélisation GEANT4 est présenté ainsi

que les domaines de validité des modules qui ont été utilisés pour réaliser les simulations qui font l'objet de cette étude. La dernière partie de ce chapitre présente la plateforme MUSCA SEP3 qui repose sur une modélisation multi-niveaux des SEE.

Le chapitre 4 présente une étude comparative des modèles de description du dépôt d'énergie induit par des protons dans des volumes nanométriques. Les résultats de ce chapitre permettent de valider la méthodologie utilisée pour la modélisation des SEE et font l'objet d'un article publié [6].

Enfin, le chapitre 5 présente une étude comparative similaire au chapitre 4 mais focalisée sur les SEE induits par les muons. Une instrumentation composée d'une caméra CCD est développée afin d'obtenir des mesures expérimentales de l'environnement radiatif muonique et ainsi contraindre les simulations issues de la modélisation. Les résultats présentés dans ce chapitre font l'objet d'un proceeding dans une conférence internationale avec comité de lecture [7] et d'un article soumis pour publication [8].

Pour faciliter la compréhension de la structure de cette étude, son plan est illustré sur la Figure 0.1.

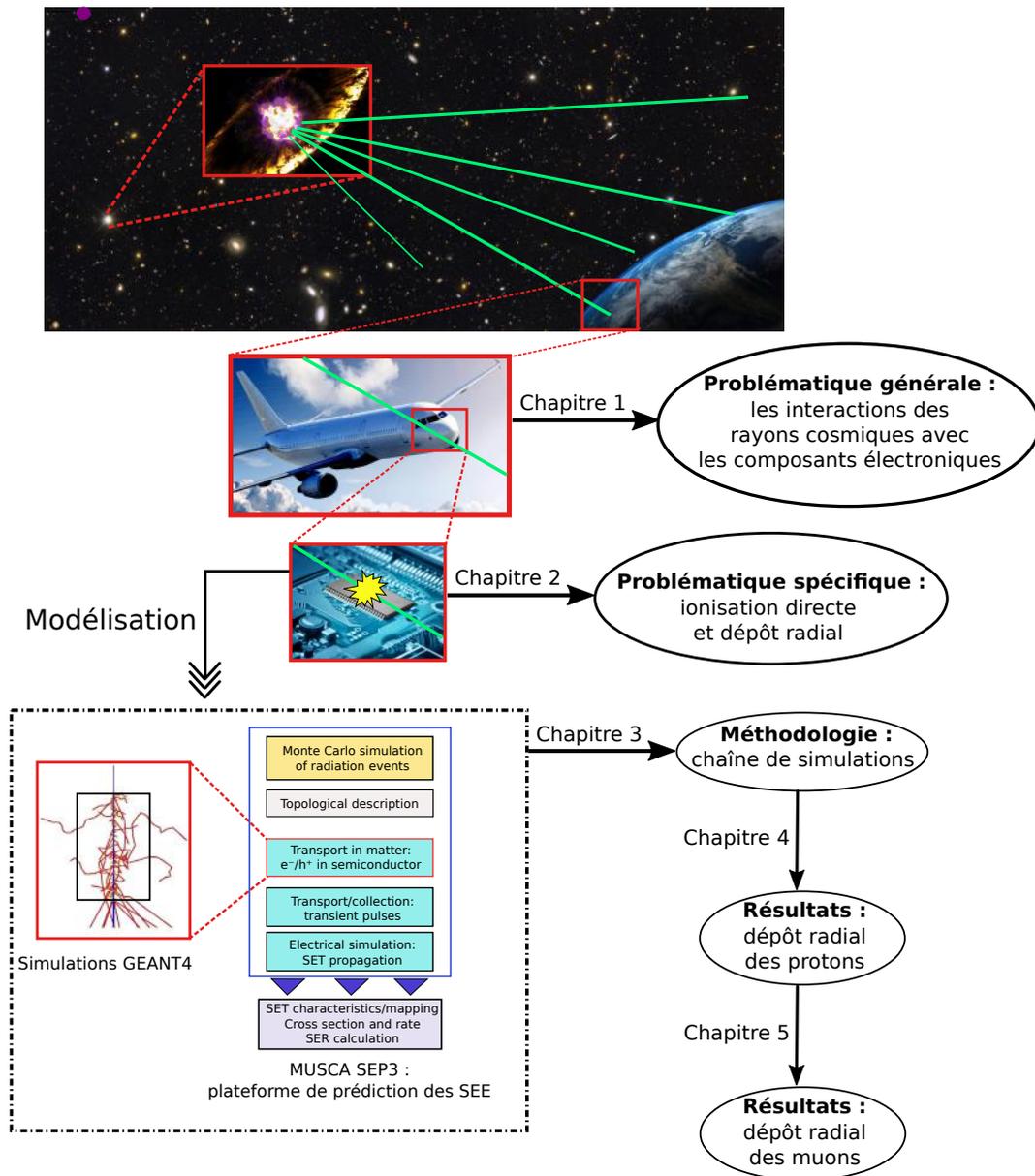


Figure 0.1 – Illustration du plan de l'étude. Les cadres rouges représentent un agrandissement de l'image précédente. Les lignes vertes représentent des rayons cosmiques issus d'une supernova. La planète Terre se situe sur la trajectoire d'une partie de ces rayons cosmiques. Une fois entré dans l'atmosphère terrestre, un rayon cosmique peut interagir avec un composant électronique et générer une erreur qui va perturber le fonctionnement de ce dernier. Pour estimer le risque opérationnel de ces erreurs électroniques, une modélisation de l'environnement radiatif et de ses interactions est nécessaire.

## Références

- [1] James F. ZIEGLER, Huntington W. CURTIS, Hans P. MUHLFELD et al. « IBM experiments in soft fails in computer electronics (1978–1994) ». In : *IBM journal of research and development* 40.1 (1996), p. 3–18 (cf. p. 10).
- [2] James F. ZIEGLER et W.A. LANFORD. « Effect of cosmic rays on computer memories ». In : *Science* 206.4420 (1979), p. 776–788 (cf. p. 11).
- [3] Brian D. SIERAWSKI, Marcus H. MENDENHALL, Robert REED et al. « Muon-induced single event upsets in deep-submicron technology ». In : *Nuclear Science, IEEE Transactions on* 57.6 (2010), p. 3273–3278 (cf. p. 11).
- [4] Mélanie RAINE, Guillaume HUBERT, Marc GAILLARDIN et al. « Impact of the radial ionization profile on SEE prediction for SOI transistors and SRAMs beyond the 32-nm technological node ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 58.3 (2011), p. 840–847 (cf. p. 11).
- [5] Guillaume HUBERT, Laurent ARTOLA et Didier REGIS. « Impact of scaling on the soft error sensitivity of bulk, FDSOI and FinFET technologies due to atmospheric radiation ». In : *Integration, the VLSI journal* 50 (2015), p. 39–47 (cf. p. 11).
- [6] Guillaume HUBERT, Pierre LI CAVOLI, Claudio FEDERICO et al. « Effect of the Radial Ionization Profile of Proton on SEU Sensitivity of Nanoscale SRAMs ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 62.6 (2015), p. 2837–2845 (cf. p. 12).
- [7] Pierre LI CAVOLI, Guillaume HUBERT et José BUSTO. « Atmospheric Radiation Environment Analyses Based-on CCD Camera at Various Mountain Altitudes and Underground sites ». In : *i-DUST 2016*. 2016 (cf. p. 12).
- [8] Pierre LI CAVOLI, Guillaume HUBERT et Jose BUSTO. « Study of the atmospheric muon interactions based on CCD camera measurements and GEANT4 simulations : impact on Single Event Effect trends for nanoscale devices ». In : *Journal of Instrumentation* xx.xx (2017), p. xx (cf. p. 12).

# 1 Introduction à la problématique des interactions de l'environnement radiatif naturel avec les composants électroniques

## Sommaire

---

1.1	Les rayons cosmiques	16
1.1.1	Les radiations cosmiques solaires	16
1.1.2	Les radiations cosmiques extra-solaires	21
1.2	L'environnement radiatif terrestre	32
1.2.1	La radioactivité naturelle	32
1.2.2	La radioactivité anthropique	33
1.3	Les interactions des particules atmosphériques secondaires avec les composants	33
1.3.1	Les interactions électromagnétiques	34
1.3.2	Les interactions nucléaires	36
1.4	Résumé et conclusion du chapitre	42
	Références	46

---

## 1.1 Les rayons cosmiques

Les rayons cosmiques sont des noyaux ionisés produits dans des phénomènes astrophysiques énergétiques qui traversent de manière isotrope le milieu interstellaire. Leur origine peut être locale (rayons cosmiques provenant du Soleil) ou lointaine (rayons cosmiques provenant de phénomènes extra-solaires et extra-galactiques). Les sous-parties suivantes présentent ces deux types de sources.

### 1.1.1 Les radiations cosmiques solaires

L'espace extra-atmosphérique au voisinage de la Terre est un environnement froid, peu dense et radiatif. Les particules présentes dans cet environnement spatial sont en majeure partie issues du Soleil et constituent ainsi le rayonnement cosmique solaire. Ce dernier peut être décomposé en trois catégories :

- le vent solaire ;
- les événements solaires ;
- les ceintures de Van Allen ;

#### 1.1.1.1 Le vent solaire

Le vent solaire est un flux de plasma constitué de particules éjectées en continu de la haute atmosphère solaire. Le Soleil perd environ  $10^9 \text{ kg.s}^{-1}$  de ces particules. Ces dernières sont essentiellement des protons et des électrons avec en proportion moindre, des atomes d'hélium totalement ionisés. L'énergie moyenne de ce plasma solaire est de l'ordre de quelques keV mais peut atteindre des centaines de MeV lors de fortes éruptions solaires. La vitesse moyenne d'éjection de ces particules est de  $400 \text{ km.s}^{-1}$  et peut varier selon le régime de vent solaire, qui peut être lent ou rapide. En régime lent, le vent solaire a une vitesse moyenne d'environ  $300 \text{ km.s}^{-1}$  et provient principalement du plan de l'écliptique. Il est plutôt dense, ne dépend pas de l'activité solaire et varie peu en fonction du cycle solaire. Au contraire, le vent solaire rapide, qui peut générer le plus de conséquence sur l'activité humaine, est peu dense et a une vitesse moyenne variant de  $500$  à  $800 \text{ km.s}^{-1}$ . Il provient principalement des trous coronaux situés aux hautes latitudes du Soleil où les lignes du champ magnétique sont les plus ouvertes et fluctuent selon le cycle et l'activité solaire.

Étant un plasma, le vent solaire est soumis à l'influence du champ magnétique du Soleil [1]. La combinaison du mouvement radial des particules avec la rotation du Soleil, entraîne une modification de la trajectoire des lignes du champ magnétique solaire, leur faisant prendre ainsi une forme de spirale d'Archimède dite de Parker. Lorsque le vent solaire arrive sur la face éclairée de la Terre, il comprime

sa magnétosphère, créant ainsi des zones où la puissance du champ magnétique est plus faible [2]. Certaines particules chargées restent piégées dans ces zones formant ainsi les ceintures de radiations de Van Allen [3]. Les particules piégées aux pôles peuvent interagir avec les molécules de la haute atmosphère terrestre et entraîner la formation des fameuses aurores boréales et australes (Figure 1.1).



Figure 1.1 – Aurore boréale à Snæfellsnes en Islande. Ce phénomène se produit lorsque des particules issues du rayonnement cosmique interagissent avec la magnétosphère (crédit : Conor MacNeill).

### 1.1.1.2 Les événements solaires

L'énergie générée par le Soleil est issue de réactions thermonucléaires en son cœur où l'hydrogène y est transformé en hélium. La température du cœur de l'étoile permet à quatre noyaux d'hydrogène de fusionner pour former un noyau d'hélium 4. L'énergie ainsi dégagée se propage par convection et radiation vers la surface du Soleil. Selon la période, l'activité solaire varie.

Cette dernière varie de manière cyclique entre huit et quinze ans avec une moyenne de onze ans [4]. Des tâches noires, appelées tâches solaires, apparaissent sur la photosphère. Leur nombre est d'autant plus important que l'activité du Soleil est grande. Ces tâches correspondent à des zones où la température est plus basse et où l'activité magnétique est plus intense [5] (Figure 1.2).

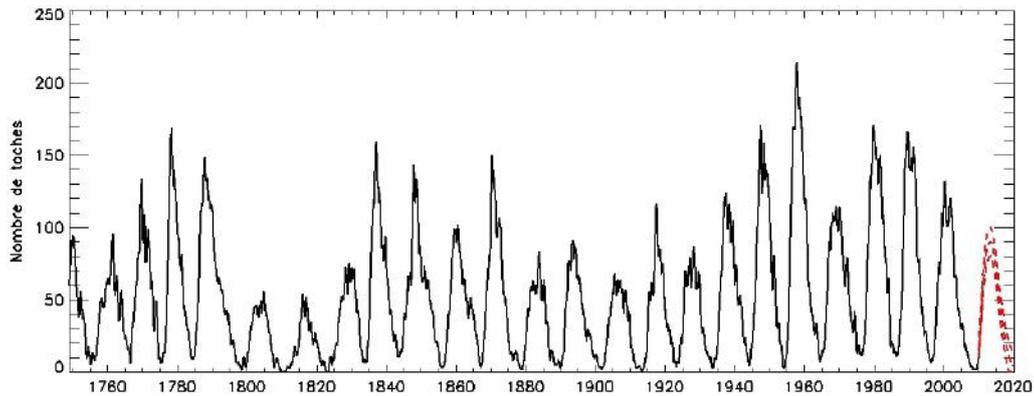


Figure 1.2 – Cycle de l’activité du Soleil représentant le nombre de tache selon l’année (crédit : Observatoire de Paris).

Durant les périodes de fortes activités, des éjections de plasma se produisent entraînant ainsi un rayonnement de particules principalement composé de protons d’une énergie de l’ordre de quelques MeV et d’ions lourds de l’ordre de quelques centaines de GeV (Figure 1.3).

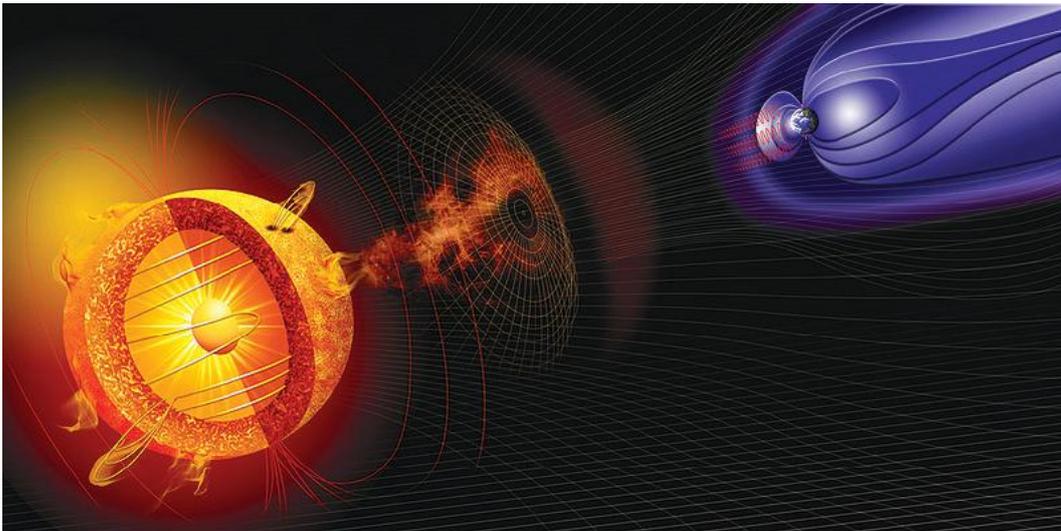


Figure 1.3 – Illustration de jets de matière issus d’une éruption solaire et de son interaction avec la magnétosphère terrestre (crédit : NASA).

Certaines éruptions peuvent générer des flux de l’ordre de  $2 \cdot 10^5$  protons.cm<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>. Ces événements solaires peuvent avoir des conséquences importantes sur l’activité humaine en perturbant les réseaux électriques. Comme par exemple, le 10 Mars 1989, suite à un puissant nuage de particules émis par le Soleil, le Québec est plongé dans le noir pendant plus de neuf heures [6]. Les éjections de masse coronale peuvent provoquer des tempêtes géomagnétiques et endommager les satellites en

orbite géostationnaire et même blesser les astronautes lors d'une mission spatiale, en brisant localement leur ADN [7] provoquant des cataractes [8] et des cancers [9]. Plus récemment, le 23 Juillet 2014, la NASA rédigea un communiqué de presse évoquant que la Terre était passée très près d'une tempête solaire extrêmement puissante, la plus forte depuis 1859, qui aurait pu paralyser sévèrement les réseaux de télécommunication [10].

### 1.1.1.3 Les ceintures de Van Allen

Le champ magnétique terrestre peut être comparé à un dipôle magnétique. Ce dernier capte les particules chargées traversant l'espace en les piégeant dans des zones appelées ceintures de radiations de Van Allen, du nom du premier scientifique à les avoir mise en évidence en 1958 grâce à la mission Explorer I [3]. Les ceintures de Van Allen sont constituées de deux zones distinctes appelées "ceinture intérieure" et "ceinture extérieure" (Figure 1.4).

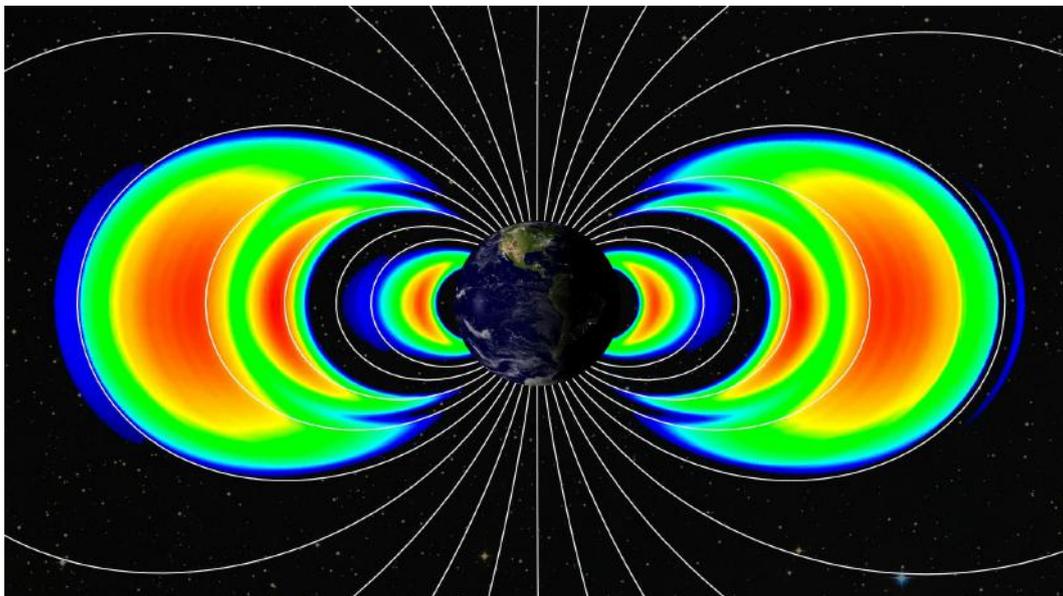


Figure 1.4 – Illustration des ceintures de radiations. La ceinture interne est la plus proche de la Terre. Le code couleur indique le flux de particules, rouge étant le plus élevé et bleu le plus faible (crédit : NASA).

La première ceinture correspond à une zone fine, très proche de la Terre, s'étendant de 700 km à 10 000 km d'altitude avec un pic de densité de particule à 3 000 km. Cette ceinture est constituée principalement de protons de haute énergie, de plusieurs centaines de MeV, ainsi que d'électrons de faible énergie, inférieure à 5 MeV [11]. La deuxième ceinture, la plus large et la plus éloignée de l'équateur terrestre, s'étire entre 20 000 km et 36 000 km d'altitude avec un pic de densité à 25 000 km. Elle est principalement constituée d'électrons d'énergie supérieure à

5 MeV. Le flux de protons et d'électrons est estimé respectivement entre  $10$  à  $10^6$   $\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et  $10^{-2}$  à  $10^7$   $\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . Les particules de ces deux ceintures sont soumises à un triple mouvement, de giration lié à l'enroulement de leur trajectoire autour des lignes de champ magnétique, d'oscillation lié à l'existence de points miroirs et de dérive lié à l'hétérogénéité du champ magnétique [12].

La forme des ceintures de Van Allen est dissymétrique. Cette dissymétrie est due à la déformation de la magnétosphère sous l'effet du vent solaire et à l'inclinaison entre l'axe magnétique et l'axe de rotation de la Terre. Le décalage entre les deux axes donne lieu à une région particulièrement riche en protons qui descend jusqu'à 450 km d'altitude, appelée l'anomalie Sud-Atlantique (SAA) (Figure 1.5).

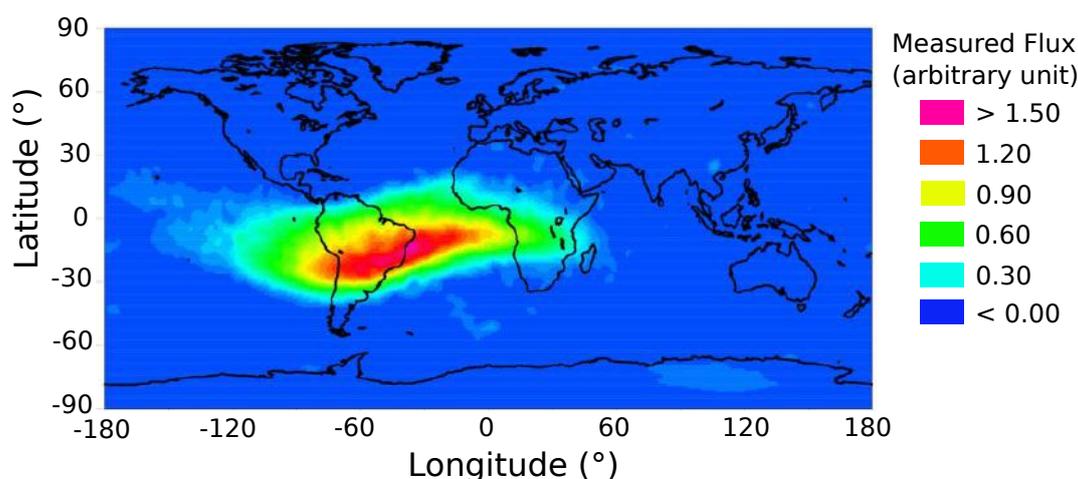


Figure 1.5 – Illustration de l'anomalie Sud-Atlantique où le flux de rayons cosmiques est particulièrement élevé en altitude (crédit : CNES).

Il arrive qu'une ceinture non permanente située entre les ceintures interne et externe, soit créée par l'onde de choc d'une violente éjection de masse coronale dont les particules piégées peuvent atteindre des hautes énergies (jusqu'à 100 MeV pour les protons et 30 MeV pour les électrons). Une telle ceinture a été mise en évidence en février 2013 et a persisté pendant quatre semaines avant d'être disloquée par l'onde de choc d'une nouvelle éjection de masse coronale [13].

La présence de ces ceintures de radiation contraint les satellites artificiels à être envoyés sur des orbites spécifiques, au nombre de trois. La première appelée orbite terrestre basse (LEO) est une zone de l'orbite terrestre s'étendant jusqu'au commencement de la ceinture de Van Allen intérieure, où sont placés les satellites de télédétection et télécommunication ainsi que la Station Spatiale Internationale (ISS). La seconde orbite appelée orbite terrestre moyenne (MEO) s'étend entre les deux ceintures de Van Allen et est utilisée pour placer des satellites de navigation comme ceux utilisés pour le GPS (24 satellites orbitant à 20 200 km d'altitude). La troisième orbite appelée orbite géostationnaire (GEO) est à 36 000 km de l'équateur terrestre, en dehors de la ceinture de Van Allen externe et est utilisée principalement pour les satellites d'observation.

## 1.1.2 Les radiations cosmiques extra-solaires

Les rayons cosmiques extra-solaires sont extérieurs au système solaire et proviennent le plus souvent de sources situées à l'intérieur de notre galaxie. Bien qu'ayant une plus faible probabilité de parvenir au voisinage de la Terre, des rayons cosmiques peuvent aussi être émis par des sources astrophysiques situées au sein de galaxies voisines [14]. En effet, plus la source émettrice est distante de la Terre, plus le rayon cosmique a une probabilité élevée d'être absorbé par le milieu interstellaire avant de pouvoir interagir avec notre atmosphère. Un rayon cosmique primaire correspond à un rayon cosmique issu de l'espace et pénétrant l'atmosphère terrestre. Un rayon cosmique secondaire est le produit des interactions que va rencontrer un rayon cosmique primaire en traversant notre atmosphère. Les deux sous-parties suivantes détaillent ces deux catégories.

### 1.1.2.1 Les rayons cosmiques primaires

Le flux des rayons cosmiques primaires varie sur 30 ordres de grandeur dans une gamme d'énergie allant de  $10^9$  à  $10^{21}$  eV (Figure 1.6). Ce flux est représenté en fonction de l'énergie du rayon cosmique primaire détecté et suit une loi de puissance,

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\alpha} \quad (1.1)$$

avec  $\alpha = 2,7$  en dehors de la région de basse énergie. Malgré cette dépendance très nette avec l'énergie, l'activité solaire module le flux de rayons cosmiques en modifiant sa concentration en particules. En effet, lors de périodes de forte activité solaire, le plasma émis par le Soleil engendre des champs magnétiques capables de dévier partiellement la trajectoire des particules, même d'énergie importante. Pour une énergie de 10 GeV, le flux détecté est d'une particule par  $\text{m}^2$  par seconde. Dans la zone du spectre dite du "genou", correspondant à une énergie autour de  $10^{15}$  eV, ce flux est cette fois d'une particule par  $\text{m}^2$  par année. Les plus énergétiques sont localisés dans la zone dite de la "cheville" et correspondent à des énergies autour de  $10^{19}$  eV. Pour un kilomètre de surface de détection, un rayon cosmique de ce niveau d'énergie est détecté une fois par an. Un rayon cosmique détecté le 15 Octobre 1991 dans l'Utah aux États-Unis, fut baptisé la "Oh-My-God particle" en raison de son énergie record de  $3,2 \cdot 10^{20}$  eV, encore jamais observée à l'époque [15]. Cette gigantesque énergie est équivalente à celle d'une balle de baseball de 142 grammes se déplaçant à une vitesse de 94 km/h. En comparaison, le niveau d'énergie mis en jeu lors de collision proton-proton au LHC en Suisse, s'élève à  $1,4 \cdot 10^{13}$  eV.

Depuis l'observation de la "Oh-My-God particle", d'autres rayons cosmiques de très grande énergie ont été détectés. Entre 2004 et 2007, l'Observatoire Pierre Auger installé en Argentine, détecta 27 rayons cosmiques ayant une énergie supérieure à  $5 \cdot 10^{19}$  eV. Cette valeur correspond à la limite de Greisen–Zatsepin–Kuzmin qui

est une limite théorique maximale sur l'énergie des rayons cosmiques provenant de sources éloignées. Cette limite est calculée en se basant sur les éventuelles interactions d'un rayon cosmique avec le fond diffus cosmologique sur des distances s'élevant à 160 millions d'années-lumière [16]. Le flux de détection des 27 événements enregistrés par l'Observatoire Pierre Auger, correspond à une observation toutes les quatre semaines pour une surface de détection de 3 000 km<sup>2</sup> [17].

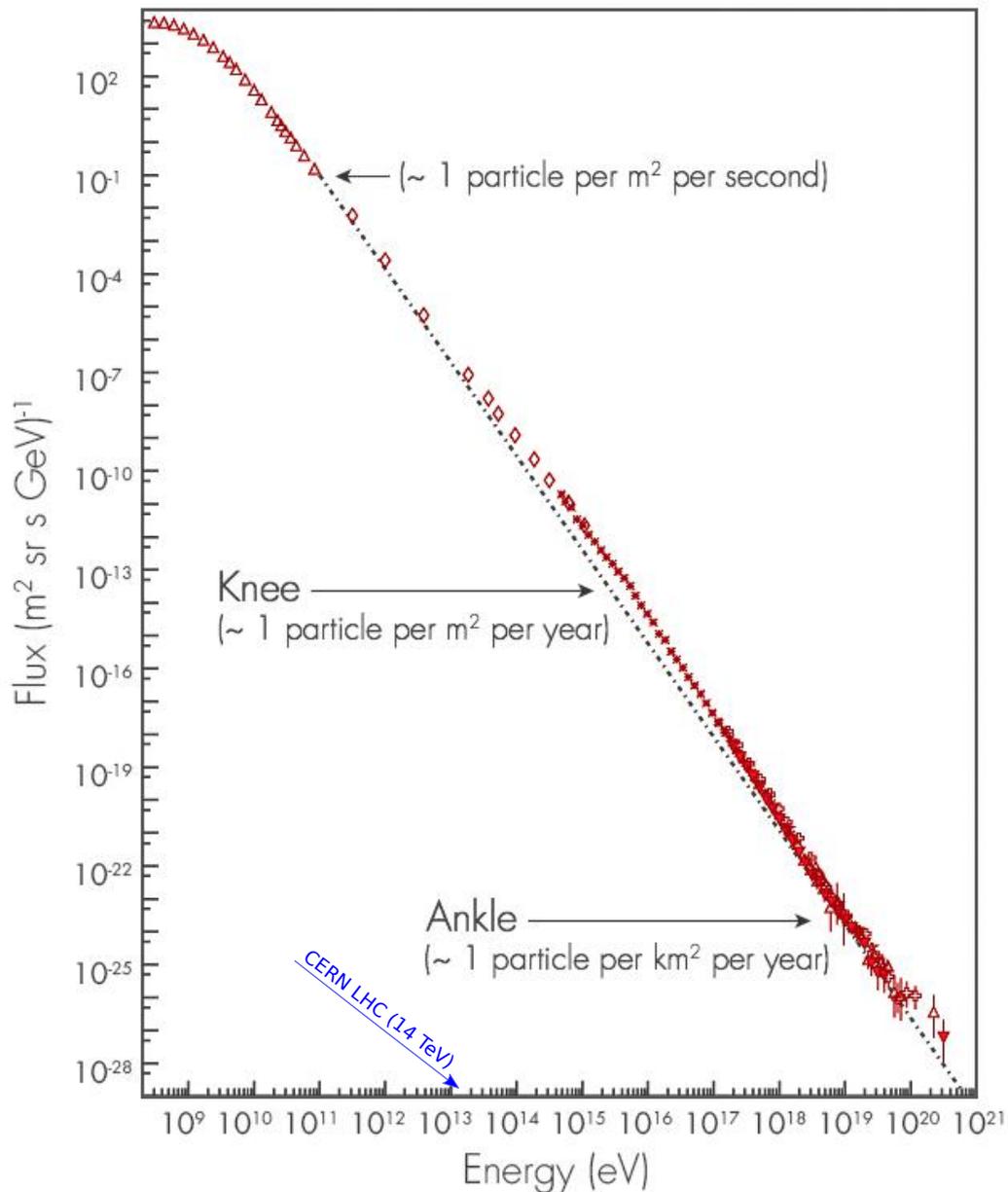


Figure 1.6 – Flux des rayons cosmiques en fonction de leur énergie. La pente de la courbe est différente au "genou" (knee) et à la "cheville" (ankle) du spectre. (crédit : S. Swordy, Université de Chicago)

La composition des rayons cosmiques primaires a pu être déterminée avec des ballons stratosphériques et des satellites (Figure 1.7). Mis à part le lithium (Li), le béryllium (Be) et le bore (B), qui ont une barrière coulombienne trop faible pour provenir directement de la nucléosynthèse stellaire, la composition des rayons cosmiques primaires est très proche de celle observée pour les éléments présents sur Terre et dans le système solaire.

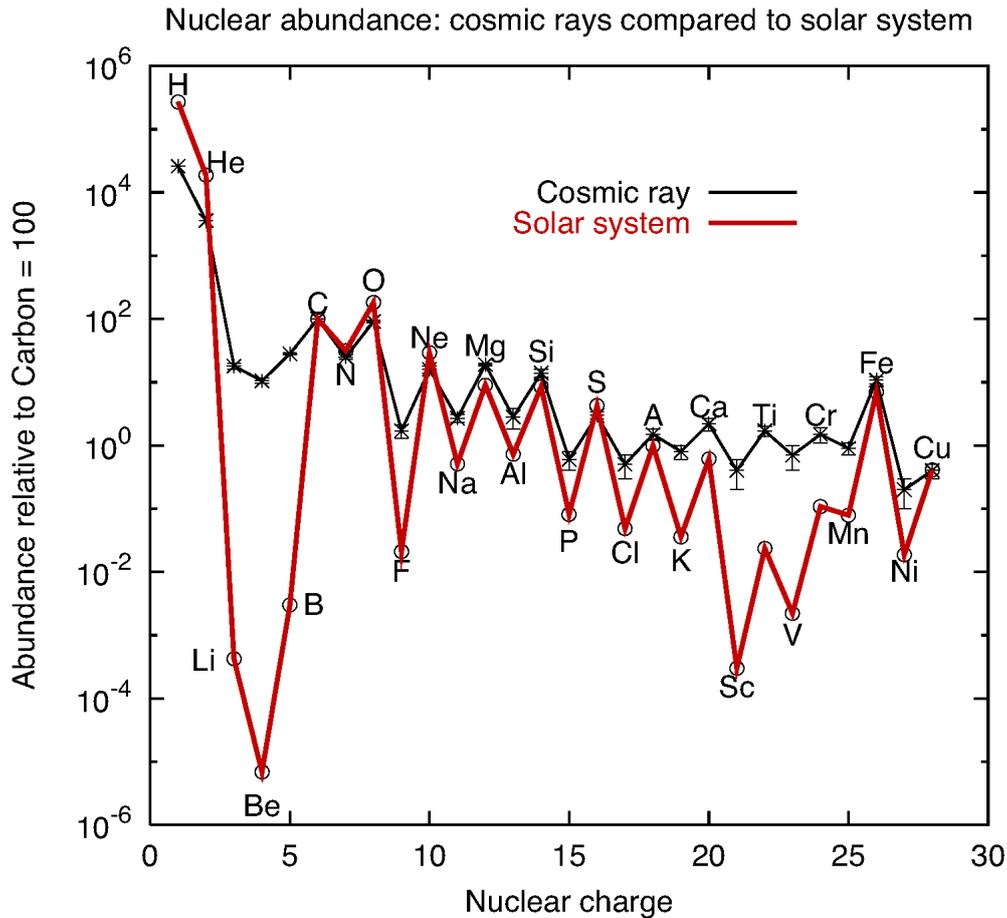


Figure 1.7 – Composition des rayons cosmiques primaires par rapport au carbone en fonction de leur numéro atomique. Excepté pour le lithium, béryllium et le bore, la composition des rayons cosmiques primaires est sensiblement égale à l'abondance des éléments de la table périodique (crédit : Martin Israel, [18]).

Ainsi,  $\sim 85\%$  des rayons cosmiques arrivant sur Terre sont des protons,  $\sim 14\%$  des noyaux d'hélium et  $\sim 1\%$  des ions lourds [19]. En ce qui concerne l'origine des rayons cosmiques primaires, son identification précise reste encore inconnue, particulièrement pour ceux de haute énergie ( $> 10^{19}$  eV). Compte tenu de l'énergie importante qu'ils possèdent, les rayons cosmiques doivent être produits dans des

phénomènes astrophysiques mettant en jeu des énergies extrêmes.

En 1949, l'étude de Fermi [20] a été l'une des premières à proposer comme hypothèse l'explosion de supernovas comme source de production des rayons cosmiques primaires de haute énergie. Mais cette hypothèse n'a pu être vérifiée expérimentalement à l'époque. D'autres sources ont été ensuite proposées, comme les sursauts gamma (GRB) découverts en 1967, les microquasars ou encore les noyaux actifs de galaxie (AGN). En 2009, les premières analyses de la collaboration Auger semblaient identifier les rayons cosmiques de haute énergie au niveau de certains noyaux actifs de galaxie. Mais ces résultats n'ont pu être clairement confirmés.

Au-delà de la formation des particules de haute énergie dans des phénomènes cosmiques violents, l'accélération par des chocs successifs dans des zones magnétisées (mécanismes de Fermi de première et deuxième espèce) peuvent être à la base des énergies extrêmes observées dont l'origine serait extra-galactique. En effet, le champ magnétique moyen de notre galaxie est de quelques micro-Gauss et n'a pas la capacité de contenir les particules les plus énergétiques. Leur origine devrait donc se situer dans des galaxies voisines de la nôtre. En 2013, une étude importante [21] a renforcé l'hypothèse des supernovas comme source d'accélération des rayons cosmiques primaires sans pouvoir en faire la démonstration complète. En 2016, l'origine de ces derniers reste ainsi encore mal identifiée.

### 1.1.2.2 Les rayons cosmiques secondaires

La majorité des particules chargées issues de l'environnement radiatif spatial est soit déviée par la magnétosphère terrestre soit piégée au sein des ceintures de Van Allen. Le filtrage de la magnétosphère est maximum dans le plan équatorial et négligeable pour les latitudes supérieures à  $70^\circ$  [22]. Les rayons cosmiques primaires ayant une rigidité magnétique suffisamment importante, peuvent entrer dans la magnétosphère sans être déviés. En effet, les rayons cosmiques primaires voyageant dans un vide très poussé avec une probabilité très faible d'interaction avec d'autres particules, arrivent au voisinage de la Terre sans jamais avoir perdu d'énergie. En pénétrant l'atmosphère terrestre, les rayons cosmiques primaires interagissent pour la première fois depuis leur création avec une colonne de gaz dense de plusieurs kilomètres d'épaisseur. Le rayon cosmique primaire perd de l'énergie au fur à et mesure de son interaction avec les principaux éléments chimiques constituant l'atmosphère terrestre ( $\sim 80\%$  d'azote et  $\sim 20\%$  d'oxygène). L'énergie échangée entre le rayon cosmique primaire et la colonne d'atmosphère donne lieu à la création de particules secondaires. L'énergie initiale du rayon cosmique primaire devient nulle avant que celui-ci ait pu atteindre la surface terrestre. Les particules secondaires créées peuvent soit se désintégrer soit interagir à leur tour, créant ainsi une gerbe atmosphérique [23].

Les particules créées au sein de ces gerbes sont appelées rayons cosmiques secondaires (ou aussi particules atmosphériques secondaires). Les premières collisions entre les rayons cosmiques primaires et l'atmosphère ont lieu aux alentours de 50

km d'altitude. La structure et les dimensions de la gerbe dépendent de la nature et de l'énergie de la particule incidente. Une gerbe atmosphérique peut être décrite comme une cascade de particules qui interagissent sur une longueur  $\lambda$ . Deux nouvelles particules ayant une énergie égale à la moitié de l'énergie de la particule parente, sont créées à chaque interaction. La Figure 1.8 est une représentation simplifiée de ce mécanisme.

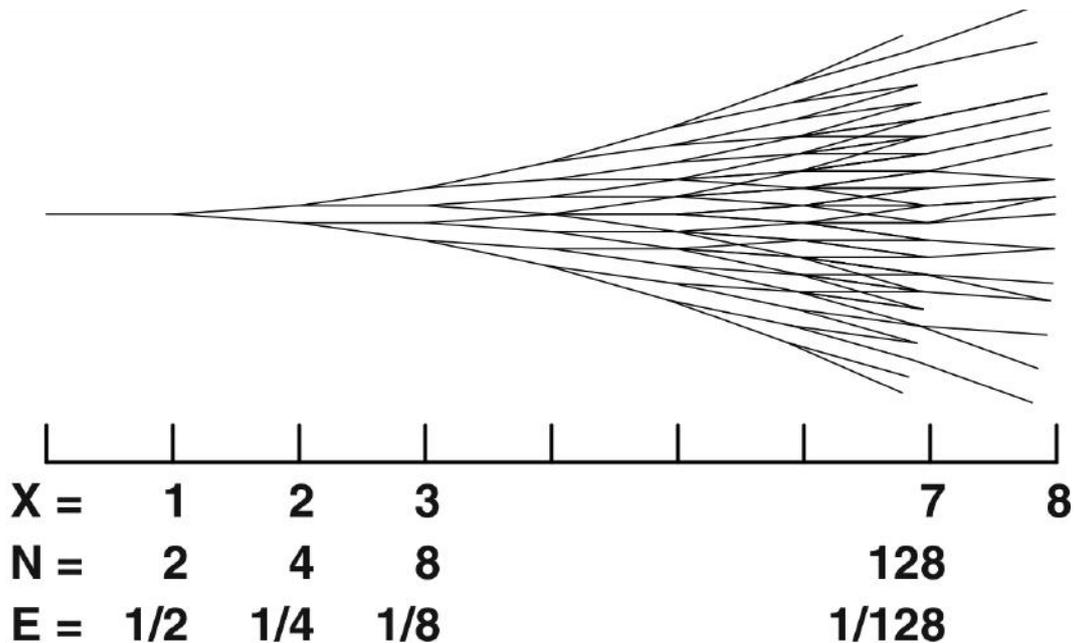


Figure 1.8 – Illustration du mécanisme général de la production de particules lors du développement d'une gerbe atmosphérique. Pour chaque longueur d'interaction, deux particules ayant une énergie égale à la moitié de la particule parente sont créées (crédit : Todor Stanev, [24]).

Après une longueur d'interaction  $\lambda$ , la gerbe est constituée de deux particules ayant une énergie  $E = E_0/2$ . Après  $2\lambda$ , le nombre de particules est  $2^2$  et leur énergie  $E_0/2^2$  et ainsi de suite. Le nombre de particules double pour chaque longueur d'interaction et l'énergie de la particule est respectivement divisée par deux. Pour une profondeur  $X = N\lambda$ , la gerbe est constituée de  $2^N$  particules. La croissance de la gerbe continue jusqu'à ce que la particule atteigne une énergie critique  $E_c$  en dessous de laquelle la section efficace d'interaction est nulle. Le nombre maximum de particules dans la gerbe est alors de  $N_{max} = E_0/E_c$ . Pour une profondeur atmosphérique donnée, le nombre de particules  $N(X)$  générées lors d'une gerbe atmosphérique de longueur  $X$  peut-être estimé avec la formule de Gaisser-Hillas [25],

$$N(X) = N_{max} \left( \frac{X - X_0}{X_{max} - X_0} \right)^{\frac{X_{max} - X_0}{\lambda}} e^{-\frac{X_{max} - X}{\lambda}} \quad (1.2)$$

avec  $N_{max}$  le nombre maximum de particules observé à la profondeur atmosphérique  $X_{max}$ , et  $X_0$  et  $\lambda$  sont des paramètres dépendant de la masse et de l'énergie du rayon cosmique incident. Par exemple, un rayon cosmique primaire de  $10^{15}$  eV, génère une gerbe atmosphérique d'environ un million de particules secondaires. Ces dernières sont principalement des photons ( $\sim 80$  %), des électrons et positrons ( $\sim 18$  %), des muons ( $\sim 1,7$  %) et le reste des hadrons ( $\sim 0,3$  %) [26]. Les caractéristiques principales de ces particules sont résumées dans la Table 1.1.

Table 1.1 – Résumé des caractéristiques principales des particules secondaires créées au sein des gerbes atmosphériques.

Particule	Masse	Durée de vie	Composante	Abondance
<i>neutron</i>	940 GeV	900 s	hadronique	< 0,3 %
<i>proton</i>	938 GeV	stable	hadronique	< 0,3 %
<i>kaon</i> $^{\pm}$	490 MeV	$1,2 \cdot 10^{-8}$ s	hadronique	< 0,3 %
<i>pion</i> $^{\pm}$	139 MeV	$2,6 \cdot 10^{-8}$ s	hadronique	< 0,3 %
<i>pion</i> $^0$	134 MeV	$8 \cdot 10^{-17}$ s	hadronique	< 0,3 %
<i>muon</i> $^{\pm}$	105 MeV	$2,2 \cdot 10^{-6}$ s	muonique	1,7 %
<i>electron</i>	511 keV	stable	électromagnétique	9 %
<i>positron</i>	511 keV	stable	électromagnétique	9 %
<i>photon</i>	0	stable	électromagnétique	80 %

Trois composantes caractérisent une gerbe atmosphérique : la composante hadronique, la composante électromagnétique et la composante muonique. La gerbe hadronique ne peut être initiée que par des particules interagissant par interaction forte, c'est à dire des nucléons ou des noyaux. Ils interagissent avec les atomes de l'atmosphère en produisant des pions ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$  et  $\pi^0$ ) et des kaons ( $K^+$ ,  $K^-$  et  $K^0$ ). Les pions se désintègrent selon deux modes :

- en un muon positif  $\mu^+$  (resp. muon négatif  $\mu^-$ ) et un neutrino muonique  $\nu_\mu$  (resp. anti-neutrino muonique  $\bar{\nu}_\mu$ ) pour un pion positif  $\pi^+$  (resp. pion négatif  $\pi^-$ ) selon (1.3),

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad (1.3)$$

- en deux photons  $\gamma$  pour un pion neutre  $\pi^0$  selon (1.4),

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (1.4)$$

La gerbe hadronique s'arrête lorsque l'énergie des pions est de l'ordre de 10 GeV. Les hadrons secondaires sont concentrés dans le coeur de la gerbe, proche de l'axe de pénétration du rayon cosmique primaire, et contribuent particulièrement

à la production de neutrons. La désintégration des pions et des kaons contribue à l'apparition des deux autres composantes de la gerbe que sont les composantes électromagnétique et muonique. Les électrons, positrons et photons constituent la composante électromagnétique et interagissent principalement entre eux par annihilation et création de paires.

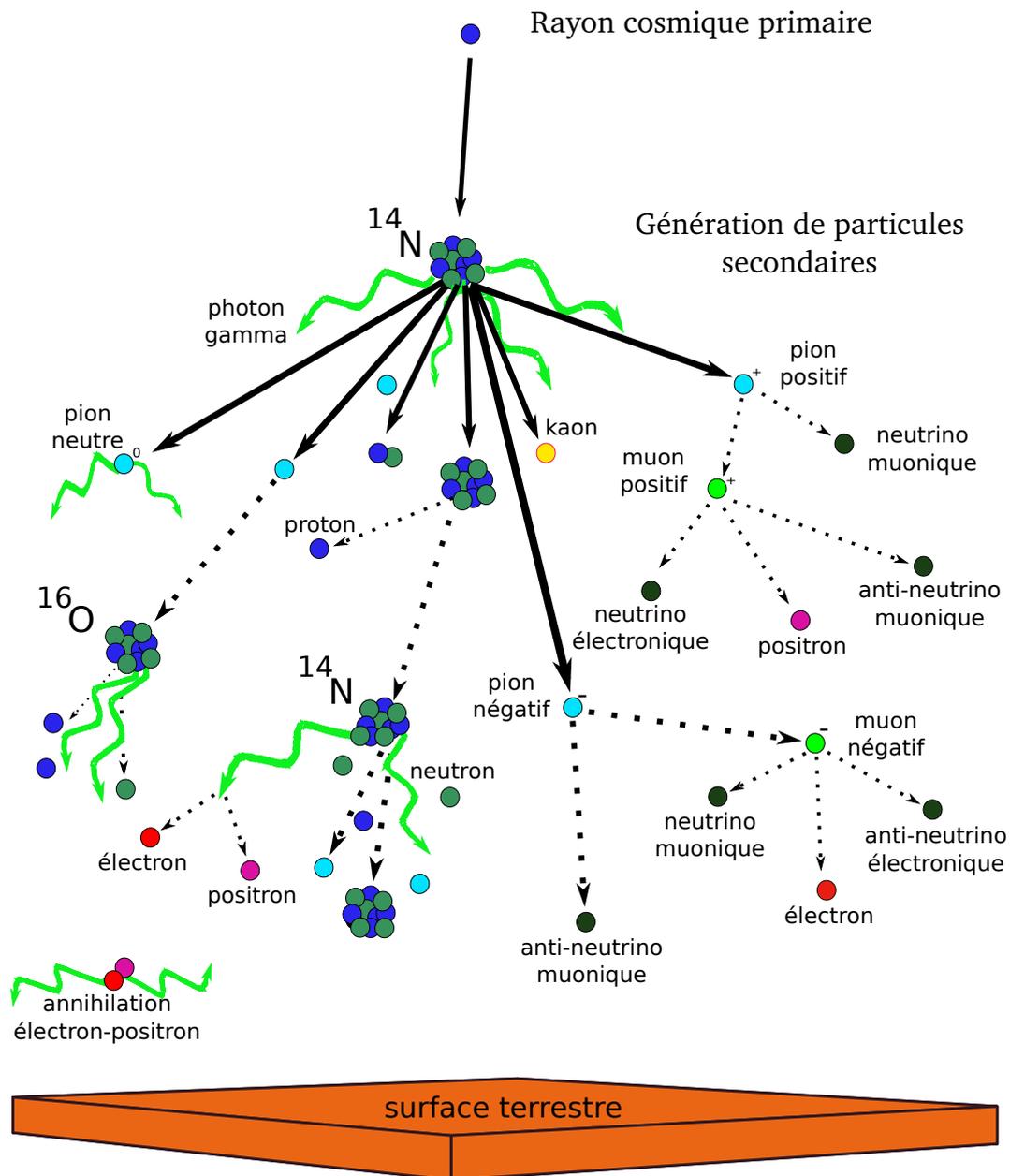


Figure 1.9 – Illustration d'une partie des mécanismes de production des muons au sein d'une gerbe atmosphérique : 90 % des muons sont issus de la désintégration d'un pion chargé.

En ce qui concerne la composante muonique, plus de 90% des muons atmosphériques sont issus de la désintégration d'un pion chargé (Figure 1.9). Le pourcentage restant étant attribué à la désintégration des kaons. Bien que plus rare, des muons peuvent aussi être produits par désintégration semi-leptonique de mésons D à très haute énergie. Le kaon se désintègre selon trois modes :

- en un pion positif  $\pi^+$  (resp. pion négatif  $\pi^-$ ) et un neutrino muonique  $\nu_\mu$  (resp. anti-neutrino muonique  $\bar{\nu}_\mu$ ) pour un kaon positif (resp. kaon négatif) selon (1.5),

$$K^\pm \rightarrow \pi^\pm(\mu^\mp) + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad (1.5)$$

- en un pion positif  $\pi^+$  (resp. muon négatif) et un pion neutre  $\pi^0$  pour un kaon positif (resp. kaon négatif) selon (1.6),

$$K^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^0 \quad (1.6)$$

- en un positron  $e^+$  (resp. électron  $e^-$ ), un neutrino électronique  $\nu_e$  (resp. anti-neutrino électronique  $\bar{\nu}_e$ ) et un pion neutre  $\pi^0$  selon (1.7),

$$K^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \pi^0 \quad (1.7)$$

Malgré un faible temps de vie de  $2,2 \cdot 10^{-6}$  s, la vitesse relativiste des muons leur permet de parcourir de longues distances par effet de dilatation du temps. La distance ainsi parcourue depuis leur création dans la gerbe atmosphérique est égale en moyenne à une dizaine de kilomètres [27]. Durant leur traversée de l'atmosphère, les muons sont soumis à la fois au processus de désintégration et d'interaction. L'occurrence de ces deux processus concurrents dépend de l'énergie du muon. Aux faibles énergies la probabilité de désintégration augmente. Un muon de 1 GeV avec un facteur de Lorentz  $\gamma$  égal à 10 a un parcours d'une distance moyenne de 6 km avant de se désintégrer. Les muons réussissant à atteindre le niveau de la mer sont détectés avec une énergie moyenne de 4 GeV avec une distribution angulaire proportionnelle à  $\cos^2 \theta$  [28]. Le spectre en énergie des muons au niveau du sol est représenté sur la Figure 1.10.

La perte d'énergie et la désintégration des particules modifie le flux de rayons cosmiques dans l'atmosphère. Ce dernier est maximal au niveau des pôles terrestres, où la rigidité de la magnétosphère est la plus faible et augmente avec l'altitude : il double tous les 1500 mètres. Il atteint un maximum vers 15 km et diminue à mesure qu'il se rapproche du sol. Il est ainsi environ 300 fois moins fort au niveau de la mer. Par ailleurs, il varie aussi en fonction de la latitude : le flux de particules reçues est quatre fois plus important aux pôles qu'il ne l'est à l'équateur où seuls les rayons cosmiques très énergétiques ( $> 15$  GeV) peuvent pénétrer la haute atmosphère [30].

Aux altitudes avioniques, les particules prédominantes sont les neutrons alors qu'au niveau de la mer ce sont les muons et les neutrinos qui sont les plus abon-

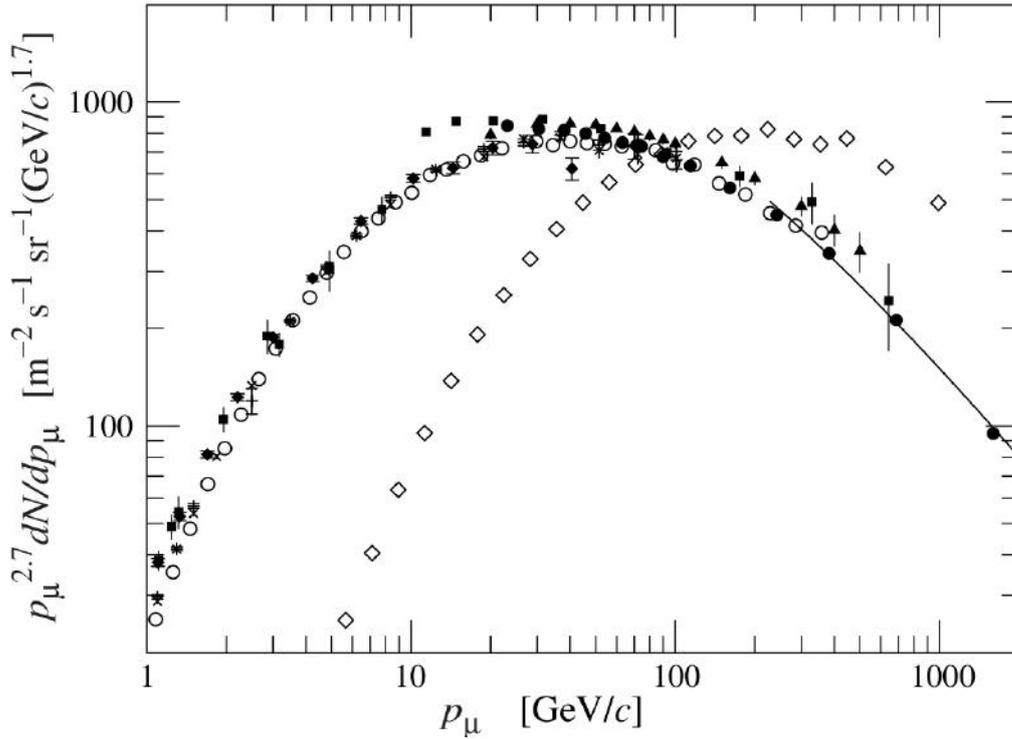


Figure 1.10 – Spectre en énergie des muons atteignant la surface terrestre, pour un angle d'incidence de  $0^\circ$  (icônes noires) et  $75^\circ$  (icônes blanches) (crédit : the Particle Data Group, [29]).

dants [31]. En effet, les neutrinos issus des gerbes atmosphériques ont une probabilité d'interaction extrêmement faible avec la matière et sont très difficilement détectables au sol. Le flux de ces neutrinos augmente proportionnellement avec la longueur de la gerbe atmosphérique qui produit de plus en plus de désintégrations de pions jusqu'à son absorption totale. Avec un flux de  $70 \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$  pour une énergie supérieure à 1 GeV, les muons représentent  $\sim 80\%$  du flux total des particules atmosphériques secondaires qui parviennent à la surface terrestre. Ce spectre est représenté sur la Figure 1.11. Le rapport entre le nombre de muons positifs et négatifs détectés au niveau de la mer est mesuré à 1,27. Ce ratio de charge qui est constant de 10 GeV jusqu'à plusieurs centaines de GeV reflète l'excès de protons par rapport aux neutrons dans la composition des rayons cosmiques primaires. En effet, étant donné que le proton est composé de deux quarks hauts  $u$  de charge  $+\frac{2}{3}$  et seulement d'un quark bas  $d$  de charge  $-\frac{1}{3}$ , la création de pion positif secondaire  $\pi^+$  dans la région de fragmentation du proton primaire est favorisée par rapport à celle de pion négatif  $\pi^-$  [33].

Au niveau souterrain, seuls les neutrinos et les muons peuvent pénétrer des épaisseurs importantes de matière contrairement aux autres particules secondaires qui sont rapidement absorbées dans la roche. On peut calculer la perte d'énergie

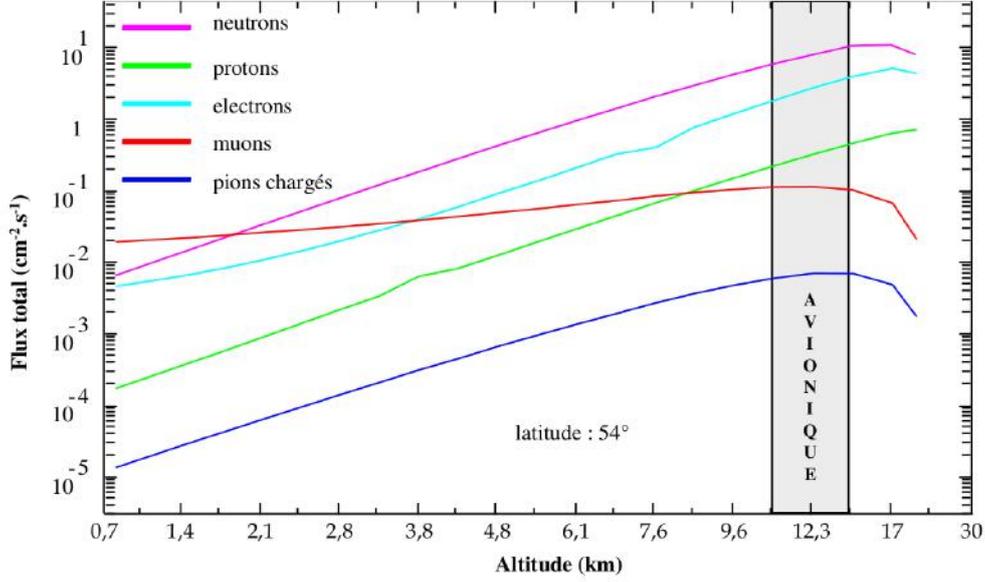


Figure 1.11 – Spectre des particules atmosphériques secondaires en fonction de l'altitude (crédit : Aurore Luu, [32]).

d'un muon en fonction de l'épaisseur de roche traversée selon la relation,

$$\frac{dE_\mu}{dX} = -a - bE_\mu \quad (1.8)$$

avec  $b$  la somme des contributions des mécanismes de perte d'énergie  $b_{bremms} + b_{paire} + b_{photoproduction}$ . Les termes  $a$  et  $b$  sont respectivement proportionnels à  $Z/A$  et  $Z^{-2}/A$ . La paramétrisation pour la roche standard donne une valeur  $a = 2$  MeV par  $g/cm^{-2}$  et de  $b = 4 \cdot 10^{-6} cm^2/g$ . L'énergie critique est l'énergie  $\epsilon_\mu \equiv \frac{a}{b}$  à partir de laquelle le processus de perte d'énergie par ionisation devient égal à celui par radiation. Cette énergie critique  $\epsilon_\mu \simeq 500$  GeV (Figure 1.12). La solution générale de l'équation (1.8) est l'énergie moyenne  $E_\mu$  d'un faisceau de muons d'une énergie initiale  $E_\mu^0$  après avoir traversé une profondeur d'interaction de roche :

$$E_\mu(X) = (E_\mu^0 + \epsilon_\mu)e^{-bX} - \epsilon_\mu \quad (1.9)$$

La quantité inverse s'exprime,

$$E_\mu^0 = (E_\mu(X) + \epsilon_\mu)e^{bX} - \epsilon_\mu \quad (1.10)$$

L'énergie minimale requise pour qu'un muon en surface traverse la profondeur  $X$  est la solution de l'équation (1.9) avec une énergie  $E_\mu$  fixé à 0 :

$$E_\mu^{min} = \epsilon_\mu(e^{bX} - 1) \quad (1.11)$$

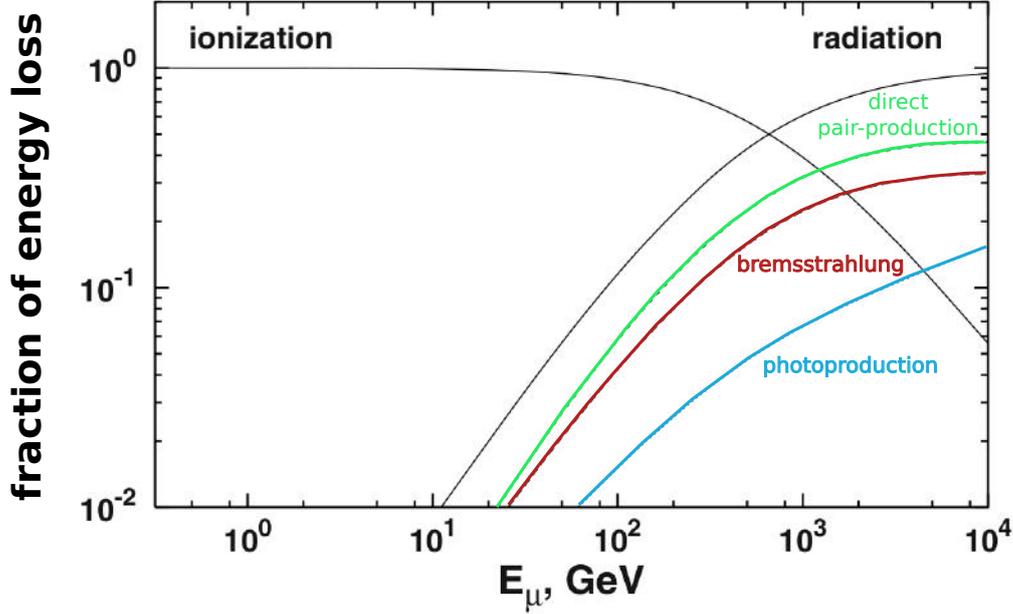


Figure 1.12 – Processus de la perte d'énergie des muons en fonction de leur énergie normalisée par rapport à la perte totale d'énergie par  $g/cm^2$ . Le processus de radiation est décomposé selon les mécanismes de création de paire, de bremsstrahlung et de photoproduction (crédit : Todor Stanev, [24]).

Pour des faibles profondeurs,  $X \ll 1/b \text{ g/cm}^2$ , le muon perd son énergie principalement par ionisation et  $E_\mu^{min} \simeq aX$ . Le spectre en énergie des muons en souterrain est sensiblement le même qu'en surface avec un aplatissement en dessous de  $E_\mu \simeq aX$ . A partir d'une énergie de 1 TeV, l'intensité du flux est diminuée d'un facteur 1000. Pour des profondeurs importantes,  $X \gg 1/b \text{ g/cm}^2$ , le spectre en énergie retrouve presque la forme du spectre en surface à  $E_\mu \simeq \epsilon$  et devient plus raide au-dessus de cette énergie. En ce qui concerne le parcours moyen d'un muon d'énergie  $E_\mu$ , celui-ci peut-être calculé tel que,

$$R(E_\mu) = \frac{1}{b} \ln\left(\frac{E_\mu}{\epsilon_\mu} + 1\right) \quad (1.12)$$

Ces expressions sont valides en faisant l'hypothèse que la perte d'énergie du muon est continue et que celui-ci perd une quantité d'énergie constante en traversant  $1 \text{ g.cm}^2$  de matière. Cette approximation est vraie pour des énergies jusqu'à 100 GeV lorsque c'est le processus de ionisation qui domine (Eq. (1.9)). A des énergies plus élevées, la perte d'énergie du muon n'est plus continue : les muons peuvent perdre une grande partie de leur énergie en une seule collision. Finalement, les muons produisent des flux de particules tertiaires comme des photons, des électrons et des hadrons qui constituent les derniers survivants de la gerbe atmosphérique avant son absorption totale.

## 1.2 L'environnement radiatif terrestre

Contrairement au rayonnement cosmique dont les sources sont extérieures à notre planète, d'autres sources intrinsèques à l'activité terrestre et aux activités humaines produisent des radiations susceptibles d'interagir avec les composants électroniques et induire des SEE. Ces deux types de radioactivité sont présentés dans les sous-parties suivantes.

### 1.2.1 La radioactivité naturelle

Le rayonnement tellurique est émis par la désintégration d'isotopes radioactifs de longue période contenus dans l'écorce terrestre. Ces derniers sont principalement du thorium  $\text{Th}^{232}$  ( $T_{1/2} = 1,4 \cdot 10^{10}$  ans), de l'uranium  $\text{U}^{235}$  et  $\text{U}^{238}$  ( $T_{1/2} = 4,5 \cdot 10^9$  ans) et du potassium  $\text{K}^{40}$  ( $T_{1/2} = 1,25 \cdot 10^9$  ans). Ils se retrouvent dans les eaux et dans l'air, et peuvent contaminer les systèmes électroniques. En 1986, le taux d'erreur dans certains composants électroniques de l'entreprise IBM était 20 fois supérieur à celui attendu. L'analyse détaillée des processus de fabrication mit en évidence l'utilisation de filaments radioactifs de thorium dans certains évaporateurs et montra que la contamination des composants provenait d'une unique source de  $\text{Po}^{210}$ , produit par la désintégration de l'uranium et du thorium [34] (Figure 1.13).

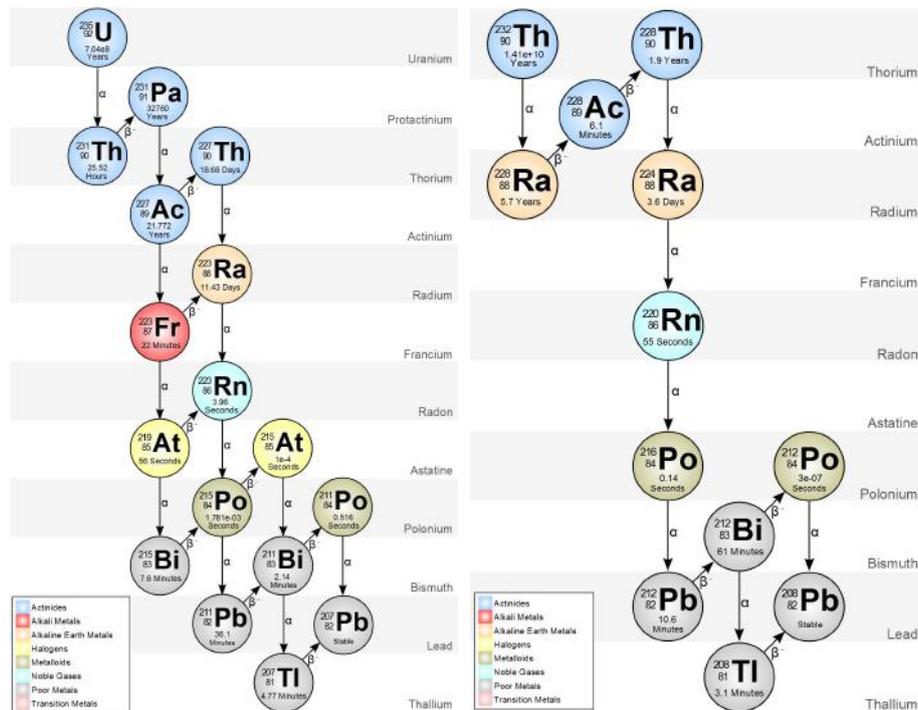


Figure 1.13 – Chaînes radioactives de l'uranium et du thorium. Le rayonnement alpha des descendants contribue aux SEE (crédit : Chloé Reynolds, [35]).

## 1.2.2 La radioactivité anthropique

A cette radioactivité naturelle s'ajoute la présence de certains isotopes radioactifs de vie beaucoup plus courte provenant de l'industrie nucléaire, principalement le  $\text{Cs}^{137}$  ( $T_{1/2} = 30$  ans) et le  $\text{Co}^{60}$  ( $T_{1/2} = 5$  ans). Par rapport aux produits de la désintégration de l'uranium et du thorium qui peuvent contaminer la fabrication de matériaux semi-conducteurs, les déchets radioactifs des centrales nucléaires ont un impact négligeable dans la contribution SEE.

En revanche, les composants électroniques opérant dans un environnement radiatif artificiel sont aussi soumis à de fortes contraintes. En effet, les sources radiatives sont utilisées dans un large spectre de domaines : militaire, industrie, physique fondamentale et médical principalement. Dans tous ces domaines, les composants électroniques sont soumis à des contraintes sur leur fiabilité de fonctionnement et leur durée de vie. Les applications militaires ont été historiquement les premières à utiliser des sources radiatives. En Juillet 1962, une ogive thermonucléaire fut tirée vers un point exosphérique situé à 400 km d'altitude et libéra  $10^{29}$  électrons dans la magnétosphère générant ainsi une ceinture de radiations artificielle. La première panne d'un satellite induit par des erreurs électroniques (abrégées en SEU pour Single Event Upsets) fut observée en Février 1963 [36]. Cette ceinture de radiation artificielle détruisit sept satellites en orbite, principalement en endommageant leurs panneaux solaires sur une période de plusieurs mois [37]. Dans le domaine de l'industrie énergétique, les composants électroniques près des réacteurs nucléaires doivent être assez robustes pour supporter les doses délivrées dans leur environnement.

Par exemple, le prochain réacteur à fusion thermonucléaire ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor), comportera des systèmes électroniques qui devront fonctionner dans un environnement délivrant 0,5 Gy par heure de fonctionnement [38]. Les doses record sont atteintes au LHC (Large Hadron Colider), où les composants évoluent dans un environnement délivrant jusqu'à 1 MGy.

## 1.3 Les interactions des particules atmosphériques secondaires avec les composants

Nous avons vu précédemment que les SEU pouvaient être causés soit par des particules issues des gerbes atmosphériques (rayons cosmiques secondaires) soit par des atomes radioactifs présents à l'état de traces dans les matériaux constituant le composant électronique. Les mécanismes d'interactions entre les particules atmosphériques secondaires et les composants électroniques, qui conduisent aux SEU, sont développés dans les sous-parties suivantes.

### 1.3.1 Les interactions électromagnétiques

Les interactions des particules chargées se font via des interactions Coulombiennes avec les électrons et noyaux des atomes du composant électronique. De par la taille du noyau atomique ( $10^{-15}$  m) très faible devant celle de l'atome ( $10^{-10}$  m), la probabilité d'interagir avec les électrons de l'atome pour une particule chargée incidente est très grande par rapport à celle d'interagir avec le noyau [39].

Lorsqu'une particule chargée frappe un milieu sensible tel qu'un semi-conducteur, celle-ci interagit avec les électrons des noyaux en perdant de l'énergie tout le long de son parcours. L'électron recevant de l'énergie est alors excité passant vers un niveau d'énergie plus haut. L'électron émet un photon en revenant à son niveau d'énergie initial. Si le dépôt d'énergie par la particule chargée incidente est assez élevée, l'électron excité peut être complètement éjecté, en quittant sa position sur l'orbite du noyau et se déplacer dans le réseau cristallin. Lors de ces déplacements, l'électron issu de l'atome ionisé peut à son tour interagir par ionisation avec les autres électrons des atomes du réseau cristallin ou par excitation de phonons. En quittant sa position, un électron laisse ainsi une place vacante sur son orbite d'origine, appelée trou.

Lorsqu'une particule chargée suffisamment énergétique traverse un matériau semi-conducteur, celle-ci peut ioniser les atomes tout le long de sa trajectoire générant ainsi des paires électron-trou (Figure 1.14). Ces interactions en chaîne se produisent sur un intervalle de temps allant de 1 à 100 fs.

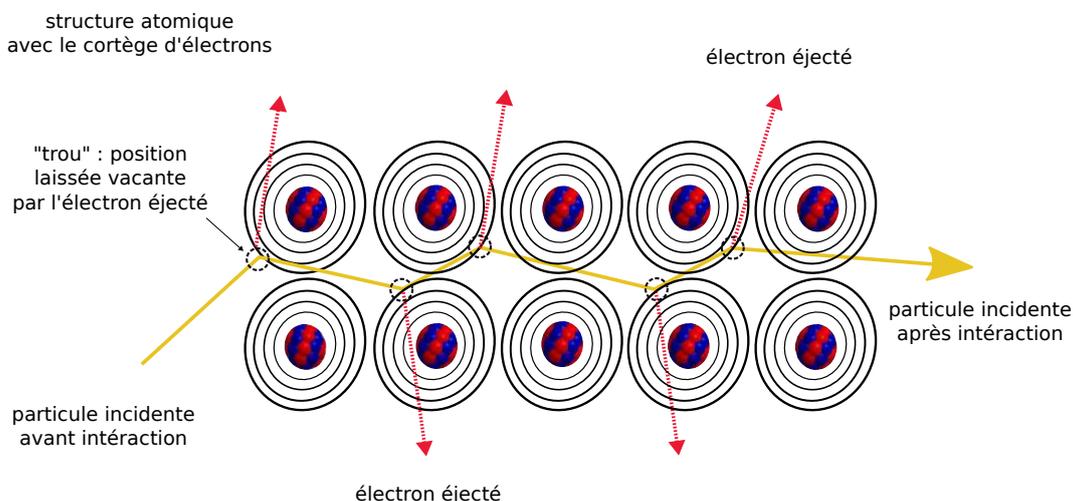


Figure 1.14 – Illustration de la création de paires électron-trou par le passage d'une particule chargée dans un matériau semi-conducteur.

Les photons peuvent aussi interagir avec les électrons du matériau semi-conducteur du composant. Leur énergie permet de les classer en deux catégories : en photons X ou gamma. Les photons X sont émis lors des transitions électroniques entre les orbitales atomiques (K, L, M...) d'un atome ou par bremsstrahlung, ils ont une

énergie inférieure à 100 keV. Les photons gamma sont émis lors des transitions nucléaires (désexcitation d'un noyau) ou d'une annihilation électron-positron, ils ont une énergie supérieure à 100 keV. L'interaction des photons avec un matériau semi-conducteur se produit selon deux mécanismes : par effet photoélectrique et par effet Compton.

L'effet photoélectrique correspond à une interaction entre un photon et un électron. Ce mécanisme se produit lorsque le photon incident a une énergie plus élevée que l'énergie de liaison de l'électron (Figure 1.15).

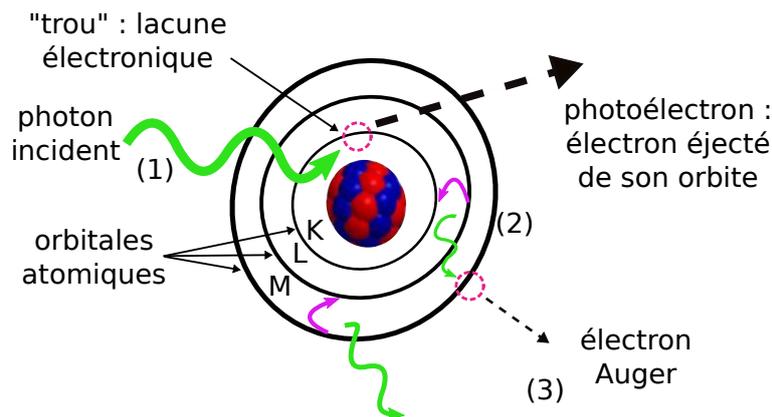


Figure 1.15 – L'effet photoélectrique : (1) le photon incident interagit avec un électron en l'éjectant (photo-électron). (2) Un électron d'une orbitale plus énergétique se déplace vers l'ancienne position du photo-électron laissée vacante. (3) Un photon est créé et interagit avec un électron voisin qui peut être à son tour éjecté (électron Auger).

Le photon incident transfère ainsi toute son énergie à un électron lié (sur l'orbitale K le plus souvent). Le photon incident est alors totalement absorbé et l'électron cible est éjecté hors de son orbite avec une énergie cinétique égale à la différence entre l'énergie du photon incident et l'énergie de liaison de l'électron. L'électron éjecté est appelé photo-électron. La direction de l'émission du photo-électron dépend de l'énergie du photon incident. Plus cette dernière est élevée, plus grande est la probabilité que le photo-électron soit émis dans la même direction que le photon incident. L'électron éjecté laisse une lacune électronique qui va être "comblée" par le transfert d'un électron d'une orbitale atomique plus éloignée de l'atome (orbitale L si l'électron éjecté provient de l'orbitale K). Ce "saut" d'électron d'une orbitale atomique à l'autre génère un photon. Ce photon peut à son tour interagir avec un électron voisin et l'éjecter. On parle d'électron Auger. Cet effet est prédominant pour des photons d'assez faible énergie et pour des matériaux ayant un nombre atomique élevé.

L'effet Compton correspond à une diffusion inélastique entre un photon et un électron (Figure 1.16). Contrairement à l'effet photoélectrique, le photon incident n'est pas absorbé mais diffusé.

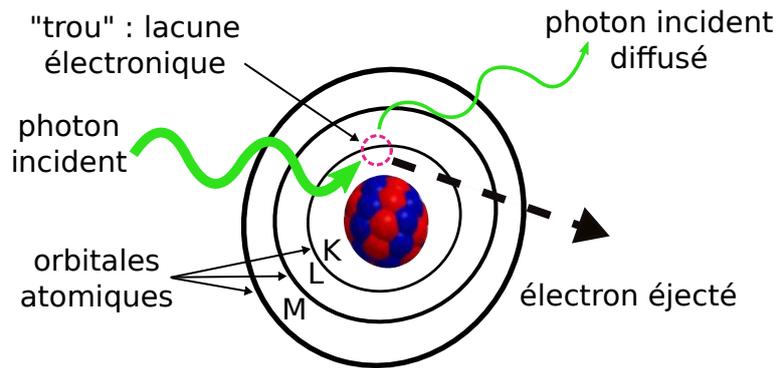


Figure 1.16 – L'effet Compton : un photon incident interagit avec un électron d'une orbitale atomique. L'électron est éjecté lorsque l'énergie du photon incident est supérieure à l'énergie de liaison de l'électron cible.

Une partie de son énergie est transférée à l'électron cible qui est lui aussi éjecté. La probabilité que se produise l'effet Compton dépend de l'énergie du photon incident mais aussi de la densité du matériau cible. Un photon incident peut ainsi interagir par effet Compton plusieurs fois dans le matériau semi-conducteur d'un composant avant d'être totalement absorbé par effet photoélectrique.

### 1.3.2 Les interactions nucléaires

Les interactions nucléaires regroupent les interactions entre une particule et un noyau. Parmi les particules atmosphériques secondaires arrivant à la surface terrestre, les hadrons (protons et neutrons), les muons et les photons peuvent interagir avec un noyau. Mais ce sont les neutrons, qui ayant la plus grande section efficace d'interaction avec un noyau, ont le plus grand impact sur les systèmes électroniques. En effet, bien que n'étant pas chargés, les neutrons sont indirectement ionisants. La première erreur électronique dans un système embarqué à bord d'un avion induite par un neutron fut observé en 1992 [40]. Une corrélation entre le taux d'erreur des systèmes électroniques à bord des avions et le flux de neutron rapides (1 - 10 MeV) est réalisée à la même période [41]. La probabilité d'interaction entre deux particules est déterminée par sa section efficace. Les neutrons ne produisent pas directement d'effets singuliers [42]. Ils peuvent pénétrer un noyau cible plus facilement qu'une particule chargée qui a une plus grande probabilité d'être repoussée électrostatiquement. En effet, ne portant pas de charge, ils ne sont pas sensibles aux interactions électrostatiques du cortège électronique et ne peuvent ainsi interagir avec les atomes du matériau cible uniquement par réaction nucléaire.

Ces réactions nucléaires peuvent se produire selon deux types d'interactions : par diffusion ou par absorption. La diffusion peut être élastique ou inélastique. Elle modifie l'énergie et la trajectoire du neutron incident et conserve un nombre

de nucléons identique au sein du noyau cible. Au contraire, l'absorption entraîne une modification du noyau cible. Elle peut mener à la capture du neutron incident ou à la fission du noyau cible. Le type de réaction nucléaire dépend à la fois de l'énergie de la particule incidente, de la taille de l'atome cible et de l'angle d'incidence (Figure 1.17).

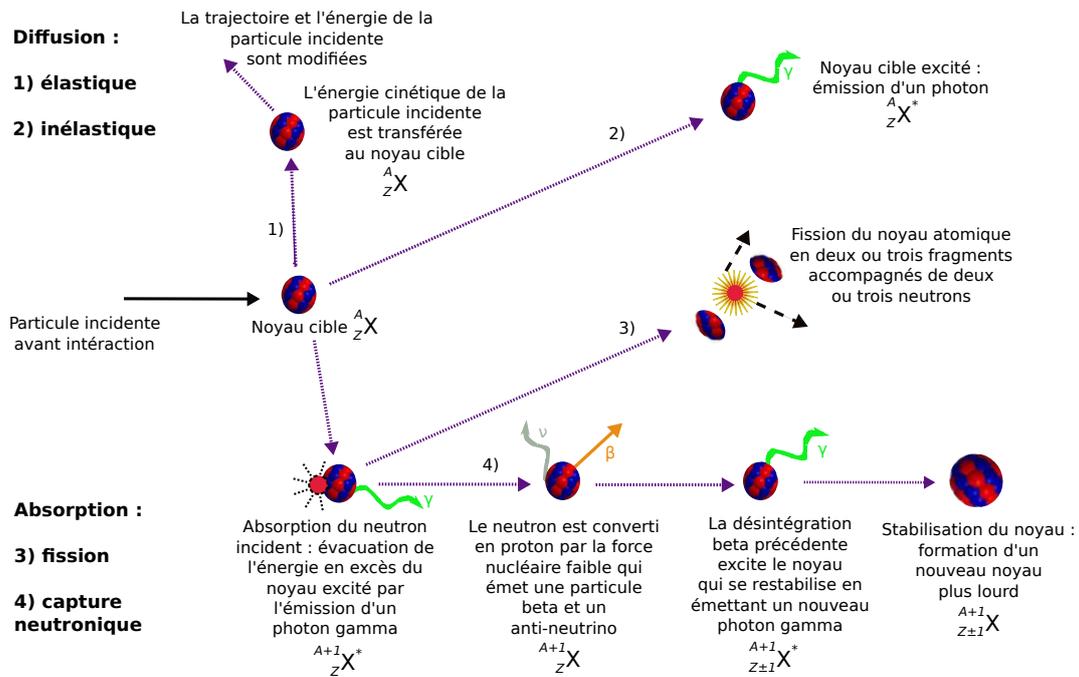


Figure 1.17 – Illustration des quatre mécanismes d'interactions nucléaires : (1) la diffusion élastique est une interaction avec conservation de l'énergie totale. (2) La diffusion inélastique ne conserve pas l'énergie totale mise en jeu lors de l'interaction. (3) La fission est une fragmentation du noyau cible en plusieurs paquets de nucléons. (4) La capture neutronique correspond à l'absorption suivie de la transmutation d'un neutron en un proton conduisant à la formation d'un noyau plus lourd.

### 1.3.2.1 La diffusion élastique

La diffusion élastique correspond à une collision entre une particule incidente et un noyau cible où l'énergie cinétique de la réaction est conservée. Le choc est considéré comme isotrope car la particule incidente a la même probabilité d'interagir quel que soit son angle d'incidence et de repartir dans n'importe quelle direction. Après la collision, l'énergie cinétique et la trajectoire de la particule incidente sont modifiées. Une particule incidente qui effleure un noyau cible transfère moins d'énergie qu'une particule incidente dont la collision est frontale. De même,

plus la taille de l'atome cible est petite, plus l'énergie transférée est grande. La succession de collisions élastiques entraîne une diminution de l'énergie cinétique de la particule incidente. Dans le cas d'un neutron incident, la diminution de son énergie initiale atteint l'équilibre lorsque celle-ci devient égale à l'agitation thermique du milieu cible. A 20 °C, cet équilibre est atteint pour une énergie cinétique de 0,025 eV (d'où l'appellation de neutron thermique). Excepté pour les énergies de l'ordre du meV, la section efficace de diffusion élastique est globalement constante [43].

### 1.3.2.2 La diffusion inélastique

Ce type d'interaction correspond à une collision au cours de laquelle l'énergie cinétique des particules impliquées n'est pas conservée et est en partie ou totalement convertie en énergie interne dans une des deux particules. La conversion de l'énergie cinétique en énergie interne entraîne une instabilité pour le noyau cible qui va se manifester par l'émission d'une particule pour retrouver son état fondamental. Dans le cas d'un neutron incident, sa section efficace de diffusion inélastique est inversement proportionnelle à sa vitesse. Un phénomène de résonance survient pour certaines énergies du neutron, *in extenso* de la particule incidente. Si l'énergie de cette dernière est un harmonique par rapport aux états d'énergie propres du noyau cible, le neutron incident entre en résonance et la section efficace de diffusion inélastique augmente.

Le mécanisme d'absorption correspond à l'entrée de la particule incidente dans le noyau cible. Ce mécanisme peut conduire soit à la fission du noyau cible soit à la capture de la particule incidente, si celle-ci est un neutron ou un photon (la capture protonique n'est pas abordée puisqu'elle se produit essentiellement au cœur des étoiles). Lorsque la particule incidente pénètre le noyau cible, celui-ci change de niveau d'énergie et devient excité. Cet état excité peut conduire à la fission du noyau qui correspond à la scission du paquet de nucléons en deux (ou plus rarement trois) fragments. La formation de ces fragments de fission est accompagnée de l'émission de deux (ou plus rarement trois) neutrons rapides. Ces fragments de fission sont aussi des noyaux excités qui sont éjectés puis diffusés sur les atomes voisins en perdant de l'énergie cinétique sous forme de transferts thermiques.

Dans le cas du neutron, la section efficace de fission est 250 fois plus grande avec un neutron thermique ( $E = 0,025$  eV) qu'avec un neutron rapide ( $E > 10$  keV). Le neutron thermique étant moins énergétique, sa trajectoire est plus longue car son déplacement aléatoire se fait selon un mouvement brownien contrairement au neutron rapide, plus énergétique, qui a une trajectoire quasi rectiligne.

Dans le cas du photon, celui-ci peut interagir avec un noyau par photodésintégration (Figure 1.18). Cette réaction se produit pour un photon d'énergie supérieure à 10 MeV. Le processus est endothermique (respectivement exothermique) pour les noyaux atomiques plus légers que le fer (respectivement plus lourds que le fer).

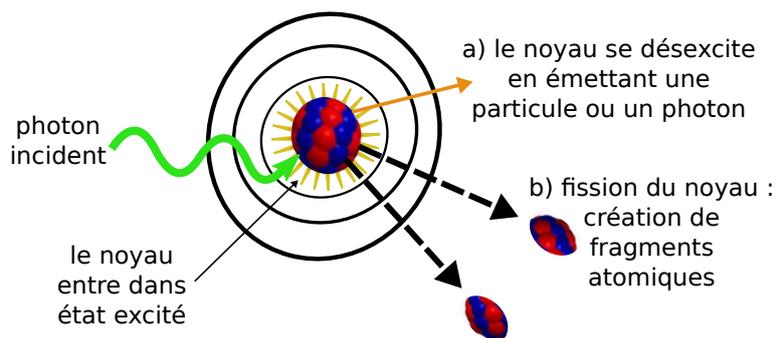


Figure 1.18 – a) La photodésintégration : un photon interagit avec un noyau et se désexcite en émettant un photon ou une particule. b) La photofission : le noyau excité se brise en plusieurs fragments de nucléons.

Le noyau frappé par le photon entre dans un état excité puis se désexcite en émettant un photon ou une particule. Lorsque l'énergie du photon incident est très élevée, le noyau se désexcite en se fissionnant en plus plusieurs fragments de nucléons, on parle de photofission. Le noyau cible peut aussi absorber la particule incidente (neutron ou photon) sans se fissionner. Dans le cas d'un neutron incident, celui-ci est converti en proton par l'interaction faible puis se stabilise en se transmutant en un nouveau noyau plus lourd. De la même manière que la diffusion inélastique, la section efficace de capture neutronique est inversement proportionnelle à la vitesse du neutron incident. Plus la vitesse du neutron incident est faible, plus il a le temps d'être attiré par le noyau atomique. De plus, si l'énergie du neutron incident est un harmonique par rapport aux états d'énergie propres du noyau, celui-ci peut entrer en résonance et ainsi augmenter la section efficace de capture du neutron.

Dans le cas du photon, celui-ci peut interagir avec un noyau (mais aussi avec un électron) et créer un couple particule-antiparticule (Figure 1.19).

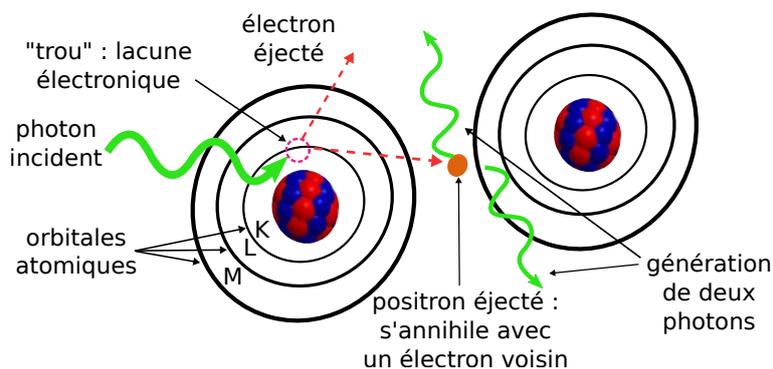


Figure 1.19 – La création de paire : un photon interagit avec un électron ou un noyau et se transforme en une paire électron-positron. L'annihilation d'un positron et d'un électron est le mécanisme inverse.

Cette interaction se produit lorsque le photon incident a une énergie supérieure ou égale aux énergies de masse au repos des deux particules créées. Lorsque le photon interagit avec un noyau, celui-ci reçoit de l'énergie mais ne subit pas de transformation. Le photon incident se "matérialise" sous la forme d'une paire électron-positron. Pour que cette création de paire puisse avoir lieu, le photon incident doit avoir une énergie d'au moins 1 022 keV. L'électron et le positron sont créés avec une énergie de 511 keV chacun et sont émis avec un angle d'éjection de  $180^\circ$  l'un par rapport à l'autre. Lorsque le photon incident interagit avec un électron, il y a en plus de la création de la paire électron-positron, l'éjection de l'électron cible. On parle de création de triplet.

Ainsi, lorsqu'un noyau est frappé par un particule incidente lors d'une réaction nucléaire, celui-ci peut être éjecté de sa position dans le réseau cristallin du matériau semi-conducteur (Figure 1.20).

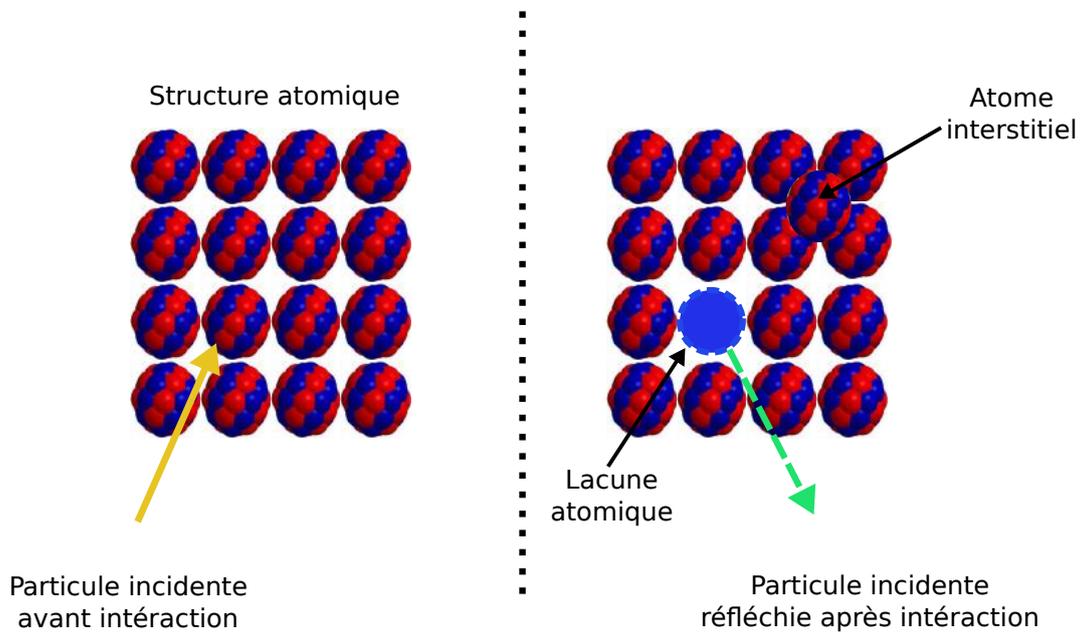


Figure 1.20 – Illustration d'un déplacement atomique. Une particule incidente interagit avec un noyau du matériau cible, qui peut être éjecté de sa position (lacune atomique). Le noyau peut dériver dans la maille cristalline et y occuper une place aléatoire (atome interstitiel).

Si l'énergie cinétique transférée au noyau touché est suffisante, ce dernier peut à son tour déplacer des noyaux voisins, créant ainsi une cascade de déplacements atomiques. Les atomes impliqués dans la cascade se déplacent tant que l'énergie transférée est supérieure à une énergie seuil. Cette dernière correspond à l'énergie minimale pour éjecter l'atome du potentiel attractif induit par la maille cristalline. Cette énergie seuil de déplacements atomiques dépend de l'angle d'éjection de l'atome. Spatialement, le volume d'une cascade de déplacements atomiques correspond à une sphère d'un rayon moyen de 10 nm. Selon la densité de la zone vers

laquelle l'atome est éjecté, l'énergie seuil varie. Pour les métaux, une énergie seuil moyenne de 25 eV est communément admise [44]. Pour le silicium, elle est estimée entre 11 et 22 eV.

Une recombinaison des défauts peut avoir lieu dans un volume, appelé volume de recombinaison élastique, après leur diffusion dans la maille cristalline. Dans ce volume de recombinaison élastique dont la taille moyenne est d'une centaine d'atomes, la recombinaison est athermique et est générée par les vibrations du réseau atomique. La vitesse de diffusion des interstitiels étant plus grande que celle des lacunes, ce sont principalement les interstitiels qui vont rencontrer les lacunes. Au contraire, si les défauts ne se recombinent pas, ils peuvent s'agglomérer sous forme de cluster plus complexe et induire une modification majeure de la microstructure [45].

## 1.4 Résumé et conclusion du chapitre

L'environnement radiatif naturel englobe essentiellement deux types d'environnement selon que celui-ci concerne l'espace au voisinage de la Terre (environnement radiatif spatial) ou celui présent à la surface terrestre (environnement radiatif terrestre/atmosphérique). Les particules présentes dans l'environnement radiatif spatial proviennent des rayons cosmiques, qui peuvent être solaires ou extra-solaires. Le vent solaire, les événements solaires et les ceintures de Van Allen sont les trois composantes des rayons cosmiques solaires. Les rayons cosmiques extra-solaires sont extérieurs au système solaire et proviennent le plus souvent de sources situées à l'intérieur de notre galaxie. Ces rayons cosmiques extra-solaires sont classés en deux catégories : primaire et secondaire. Les rayons cosmiques primaires sont pour la plupart des particules produites au sein de phénomènes astrophysiques très énergétiques comme des supernovas ou des jets de matière de noyaux actifs de galaxie. Lorsque ces rayons cosmiques primaires pénètrent l'atmosphère terrestre, ils interagissent avec les noyaux des constituants de cette dernière. Ces interactions conduisent à la formation de gerbes atmosphériques composées de nouvelles particules, appelées rayons cosmiques secondaires ou particules secondaires, qui sont essentiellement des neutrons, protons, électrons, photons gamma, ions lourds et muons. Ces particules créées dans l'atmosphère peuvent atteindre la surface terrestre et interagir à leur tour avec les composants électroniques. Ces interactions peuvent conduire à la génération d'erreurs électroniques au sein des composants et perturber leur fonctionnement. Selon l'énergie de la particule, l'interaction peut se faire soit avec les électrons des noyaux du matériau du composant électronique (interaction électromagnétique) soit directement avec les noyaux (interaction nucléaire).

Un composant électronique est donc soumis à des contraintes à la fois sur son fonctionnement et sa durée de vie, qu'il soit embarqué à bord d'un satellite (vent solaire + événements solaires + ceintures de Van Allen), d'un avion (rayons cosmiques primaires et secondaires), sur ou sous la surface terrestre (rayons cosmiques secondaires + radioactivité naturelle et anthropique). Que ce soit pour des missions spatiales ou des applications militaires, aéronautiques, médicales, la fiabilité des composants apparaît donc comme un paramètre fondamental. Il est ainsi primordial de pouvoir évaluer la robustesse d'un composant face aux radiations de son environnement et de pouvoir déterminer précisément les seuils de sensibilité à partir desquels un SEE peut survenir. L'industrie est donc très fortement dépendante des études de prédiction des SEE afin d'adapter les designs et procédés de fabrication des composants. Alors que les méthodes d'évaluation et de prédiction se sont perfectionnées, l'évolution technologique des composants a conduit à l'émergence de nouveaux phénomènes physiques capables de générer des SEE. La prise en compte de ces phénomènes dans l'étude des SEE devient nécessaire et fait l'objet du chapitre 2.

## Références

- [1] JR JOKIPII. « Propagation of cosmic rays in the solar wind ». In : *Reviews of Geophysics* 9.1 (1971), p. 27–87 (cf. p. 16).
- [2] Gilbert D MEAD. « Deformation of the geomagnetic field by the solar wind ». In : *Journal of Geophysical Research* 69.7 (1964), p. 1181–1195 (cf. p. 17).
- [3] James A VAN ALLEN. « The geomagnetically trapped corpuscular radiation ». In : *Journal of Geophysical Research* 64.11 (1959), p. 1683–1689 (cf. p. 17, 19).
- [4] Eigil FRIIS-CHRISTENSEN et Knud LASSEN. « Length of the solar cycle : an indicator of solar activity closely associated with climate ». In : *Science* 254.5032 (1991), p. 698–700 (cf. p. 17).
- [5] I RÜEDI, SK SOLANKI, JO STENFLO et al. « Oscillations of sunspot magnetic fields ». In : *Astronomy and Astrophysics* 335 (1998), p. L97–L100 (cf. p. 17).
- [6] Joe ALLEN, Herb SAUER, Lou FRANK et al. « Effects of the March 1989 solar activity ». In : *Eos, Transactions American Geophysical Union* 70.46 (1989), p. 1479–1488 (cf. p. 18).
- [7] Betsy M SUTHERLAND, Paula V BENNETT, Olga SIDORKINA et al. « Clustered DNA damages induced in isolated DNA and in human cells by low doses of ionizing radiation ». In : *Proceedings of the National Academy of Sciences* 97.1 (2000), p. 103–108 (cf. p. 19).
- [8] Francis CUCINOTTA, FK MANUEL, J JONES et al. « Space radiation and cataracts in astronauts ». In : *Radiation research* 156.5 (2001), p. 460–466 (cf. p. 19).
- [9] Francis A CUCINOTTA et Marco DURANTE. « Cancer risk from exposure to galactic cosmic rays : implications for space exploration by human beings ». In : *The lancet oncology* 7.5 (2006), p. 431–435 (cf. p. 19).
- [10] Daniel BAKER, X. LI, A. PULKKINEN et al. « A major solar eruptive event in July 2012 : Defining extreme space weather scenarios ». In : *Space Weather* 11.10 (2013), p. 585–591 (cf. p. 19).
- [11] John E NAUGLE et Donald A KNIFFEN. « Flux and energy spectra of the protons in the inner Van Allen belt ». In : *Physical Review Letters* 7.1 (1961), p. 3 (cf. p. 19).
- [12] Michelle F THOMSEN et James Alfred VAN ALLEN. *Motion of Trapped Electrons and Protons in Saturn's Inner Magnetosphere*. Rapp. tech. DTIC Document, 1980 (cf. p. 20).

- [13] Ron COWEN. « Ephemeral third ring of radiation makes appearance around Earth ». In : *Nature* (28 fév. 2013). ISSN : 1476-4687. DOI : [10.1038/nature.2013.12529](https://doi.org/10.1038/nature.2013.12529). URL : <http://www.nature.com/doifinder/10.1038/nature.2013.12529> (visité le 11/07/2016) (cf. p. 20).
- [14] Veniamin Sergeevich BEREZINSKII, SV BULANOV, VL GINZBURG et al. « The astrophysics of cosmic rays ». In : *Moscow, Izdatel'stvo Nauka, 1984, 360 p. In Russian*. 1 (1984) (cf. p. 21).
- [15] John WALKER. « The Oh-My-God Particle ». In : *Fourmilab*. 1994 (cf. p. 21).
- [16] V KUZMIN et GT ZATSEPIN. « On cosmic-ray interactions with photons ». In : *Canadian Journal of Physics* 46.10 (1968), S617–S619 (cf. p. 22).
- [17] Laura J WATSON, Daniel J MORTLOCK et Andrew H JAFFE. « A Bayesian analysis of the 27 highest energy cosmic rays detected by the Pierre Auger Observatory ». In : *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 418.1 (2011), p. 206–213 (cf. p. 22).
- [18] M ISRAEL, J GEORGE, R MEWALDT et al. « An overview of cosmic-ray elemental composition ». In : *Advanced Composition Explorer (ACE) News* 83 (2004) (cf. p. 23).
- [19] G REITZ. « Radiation environment in the stratosphere ». In : *Radiation Protection Dosimetry* 48.1 (1993), p. 5–20 (cf. p. 23).
- [20] Enrico FERMI. « On the origin of the cosmic radiation ». In : *Physical Review* 75.8 (1949), p. 1169 (cf. p. 24).
- [21] Markus ACKERMANN, Marco AJELLO, A ALLAFORT et al. « Detection of the characteristic pion-decay signature in supernova remnants ». In : *Science* 339.6121 (2013), p. 807–811 (cf. p. 24).
- [22] S BOURDARIE, D BOSCHER, P NIEMINEN et al. « Towards new radiation belt model definition using simultaneously in-situ measurements and physical model ». In : *35th COSPAR Scientific Assembly*. T. 35. 2004, p. 2554 (cf. p. 24).
- [23] Janet L BARTH, CS DYER et EG STASSINOPOULOS. « Space, atmospheric, and terrestrial radiation environments ». In : *Nuclear Science, IEEE Transactions on* 50.3 (2003), p. 466–482 (cf. p. 24).
- [24] Todor STANEV. *High energy cosmic rays*. Springer Science & Business Media, 2010 (cf. p. 25, 31).
- [25] Thomas K GAISSER et A Michael HILLAS. « Reliability of the method of constant intensity cuts for reconstructing the average development of vertical showers ». In : *International Cosmic Ray Conference*. T. 8. 1977, p. 353–357 (cf. p. 25).
- [26] James F. ZIEGLER. « Terrestrial cosmic rays ». In : *IBM journal of research and development* 40.1 (1996), p. 19–39 (cf. p. 26).

- [27] Kanetada NAGAMINE. *Introductory muon science*. Cambridge University Press, 2003 (cf. p. 28).
- [28] Thomas K GAISSER, Ralph ENGEL et Elisa RESCONI. *Cosmic rays and particle physics*. Cambridge University Press, 2016 (cf. p. 28).
- [29] Claude AMSLER, M DOSER, M ANTONELLI et al. « Review of particle physics ». In : *Physics Letters B* 667.1 (2008), p. 1–6 (cf. p. 29).
- [30] MA SHEA et DF SMART. « Comment on galactic cosmic radiation dose to air crews ». In : *Proceedings of ICRC*. T. 2001. 4071. 2001 (cf. p. 28).
- [31] Eugene NORMAND. « Single event upset at ground level ». In : *IEEE transactions on Nuclear Science* 43.6 (1996), p. 2742–2750 (cf. p. 29).
- [32] Aurore LUU. « Méthodologie de prédiction des effets destructifs dus à l'environnement radiatif naturel sur les MOSFETs et IGBTs de puissance ». Thèse de doct. Université de Toulouse, Université Toulouse III-Paul Sabatier, 2009 (cf. p. 30).
- [33] Nicoletta MAURI. « Measurement of the atmospheric muon charge ratio with the OPERA detector ». In : (2011) (cf. p. 29).
- [34] James F. ZIEGLER, Huntington W. CURTIS, Hans P. MUHLFELD et al. « IBM experiments in soft fails in computer electronics (1978–1994) ». In : *IBM journal of research and development* 40.1 (1996), p. 3–18 (cf. p. 32).
- [35] Nuclear Forensic Search PROJECT. *Decay Chains*. 2015 (cf. p. 32).
- [36] EP WENAAS. *Spacecraft Charging Effects on Satellites Following STARFISH Event*. Rapp. tech. DTIC Document, 1978 (cf. p. 33).
- [37] EG STASSINOPOULOS. « The Starfish Exo-Atmospheric, High Altitude Nuclear Weapons Test ». In : (2015) (cf. p. 33).
- [38] Marta BAGATIN et Simone GERARDIN. *Ionizing Radiation Effects in Electronics : From Memories to Imagers*. T. 50. CRC Press, 2015 (cf. p. 33).
- [39] K.S. KRANE. *Introductory nuclear physics*. John Wiley et Sons Inc., New York, NY, 1987. URL : <http://gate4.inist.fr/login?url=http://search.ebscohost.com/login.aspx?direct=true&db=edsecd&AN=edsecd.6263823&lang=fr&site=eds-live> (cf. p. 34).
- [40] J OLSEN, PE BECHER, PB FYNBO et al. « Neutron-induced single event upsets in static RAMS observed a 10 km flight attitude ». In : *Nuclear Science, IEEE Transactions on* 40.2 (1993), p. 74–77 (cf. p. 36).
- [41] A TABER et E NORMAND. « Single event upset in avionics ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science (Institute of Electrical and Electronics Engineers); (United States)* 40.2 (1993) (cf. p. 36).
- [42] Rein SILBERBERG, Chen H TSAO et John R LETAW. « Neutron generated single-event upsets in the atmosphere ». In : *Nuclear Science, IEEE Transactions on* 31.6 (1984), p. 1183–1185 (cf. p. 36).

- [43] Nicolas PAULY. *Interaction des neutrons avec la matière*. 2016. URL : [http://metronu.ulb.ac.be/npauly/pauly\\_cours.html](http://metronu.ulb.ac.be/npauly/pauly_cours.html) (visité le 14/07/2016) (cf. p. 38).
- [44] Pierre LUCASSON et Annie LUCASSON. « Fonctions de potentiel interatomiques déduites d'énergies. Seuil de déplacements ». In : *Journal de Physique* 24.7 (1963), p. 503–507 (cf. p. 41).
- [45] Clément LEMAIGNAN. *Science des matériaux pour le nucléaire*. EDP Sciences, 2012 (cf. p. 41).

# 2 Présentation de l'impact de l'intégration technologique sur la sensibilité des composants électroniques

## Sommaire

---

2.1	La roadmap technologique et ses conséquences	48
2.1.1	L'intégration technologique des composants	48
2.1.2	La sensibilité d'un composant face aux radiations	54
2.1.3	Le SER et la classification des SEE	56
2.2	L'émergence de l'impact de l'ionisation directe	60
2.2.1	L'ionisation directe induite par les protons	61
2.2.2	L'ionisation directe induite par les muons	62
2.3	L'impact du dépôt radial sur les systèmes VLSI	65
2.3.1	Le dépôt radial des ions lourds	66
2.3.2	Le dépôt radial des protons et des muons	69
2.4	Résumé et conclusion du chapitre	71
	Références	75

---

## 2.1 La roadmap technologique et ses conséquences

Depuis la période des années 1960, la roadmap technologique des industriels en microélectronique a consisté à suivre avec précision un calendrier prévisionnel des dates de sorties des nouveaux composants. Cette roadmap technologique a conduit à une miniaturisation des composants ainsi qu'à un accroissement de la sensibilité de ces derniers face aux radiations. Dans cette partie, l'évolution des technologies et de leur sensibilité sont présentées, avec notamment une description des technologies qui font l'objet de cette étude (bulk et SOI) ainsi que les principales conséquences des SEE sur ces dernières.

### 2.1.1 L'intégration technologique des composants

Le niveau d'intégration d'un composant électronique est caractérisé par son nœud technologique. Celui-ci correspond à la demi-distance minimale séparant deux plots métalliques sur la première couche locale d'un circuit intégré [1]. Si cette demi-distance caractéristique, appelée aussi  $Pitch_{1/2}$  est inférieure à 100 nanomètres, alors le composant est considéré comme nanométrique ou fortement submicronique (Figure 2.1).

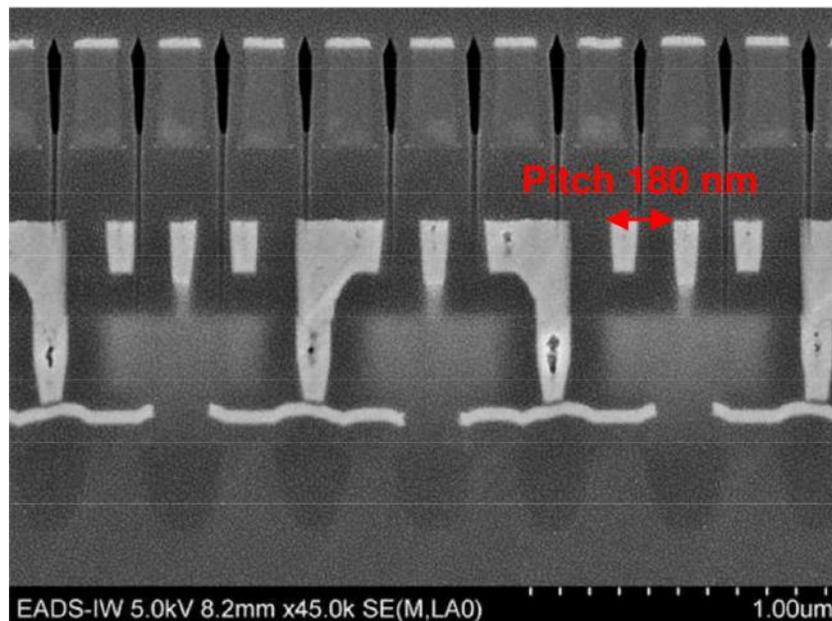


Figure 2.1 – Vue d'une SRAM de 90 nm, au microscope électronique à balayage FEG. Dans la suite de cette étude, la syntaxe "la technologie A de x nm" sera employée pour signifier "la technologie A fabriquée avec un nœud technologique de x nm" (crédit : Florian Molière, [2]).

Ce noeud technologique représente le pas lithographique utilisé par les fabricants et traduit la densité de transistor intégrés sur une même surface de puce. La demi-distance intermétallique est maintenant utilisée comme référence pour caractériser l'intégration des composants [2].

En 1965, Gordon Moore, ingénieur chez Fairchild Semiconductor et futur co-fondateur d'Intel, exprima sa fameuse loi éponyme qui postule que le nombre de transistors sur un circuit intégré doublerait tous les ans [3]. En 1975, il reformula sa prédiction en annonçant que le nombre de transistors des microprocesseurs (et non de circuits intégrés) sur une puce de silicium doublerait tous les deux ans (Figure 2.2).

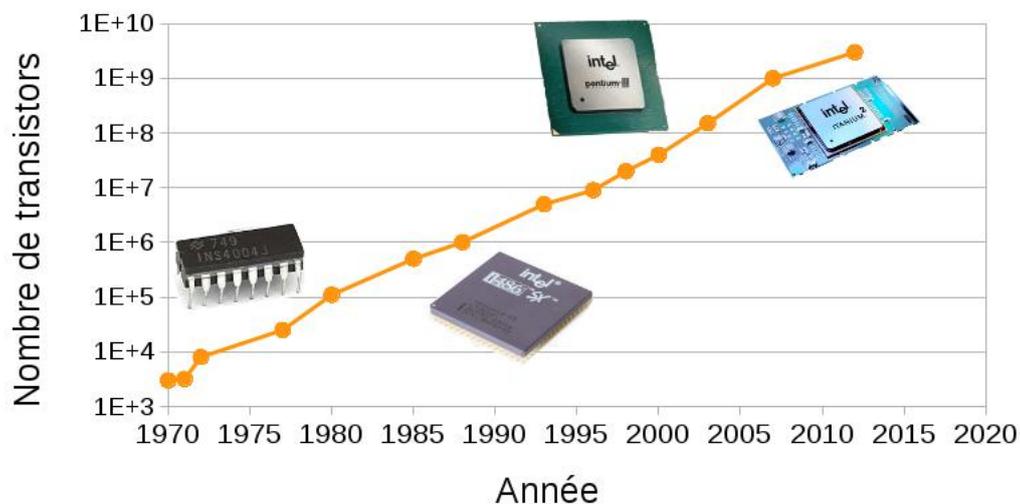


Figure 2.2 – Évolution du nombre de transistors selon l'année de production illustrée par quatre célèbres microprocesseurs.

De 1971 à 2001, cette “loi de Moore” s’est révélée exacte [4]. Les leaders du marché de l’électronique ont suivi cette tendance et ont proposé des processeurs ayant une puissance de calcul toujours plus grande pour des prix d’achat de plus en plus accessibles au grand public (Figure 2.3).

Avec une obsolescence courte et régulière, comprise entre trois et cinq ans, le renouvellement des équipements électroniques des acheteurs a été assuré pendant cette période d’une trentaine d’années. La diminution continue du noeud technologique a été rendue possible par l’amélioration de plusieurs paramètres clés comme la précision des procédés de fabrication, l’utilisation de nouveaux matériaux et le développement de nouvelles structures. Cependant, depuis le début des années 2010, l’évolution technologique en microélectronique ne suit plus la “loi de Moore”. Les dimensions des transistors passant sous le seuil de la trentaine de nanomètres, l’intégration technologique se rapproche inexorablement de la limite physique induite par la taille des atomes. En effet, la taille moyenne d’un atome étant de 0,1 nm, un noeud technologique de 10 nm représente ainsi une distance d’une centaine

1985	1995	2005	2015
Motorola DynaTAC	Motorola TX770	BlackBerry 7130g	Iphone 6S
Prix : 4000 \$	Prix : 1000 €	Prix : 400 €	Prix : 800 €
Poids : 794 g	Poids : 275 g	Poids : 120 g	Poids : 143 g
Autonomie : 30 min	Autonomie : 25 h	Autonomie : 18 j	Autonomie : 10 j
Fonctions : appels	Fonctions : +sms/horloge	Fonctions : +WAP/photo/radio...	Fonctions : +tactile/internet/ GPS...
			

Figure 2.3 – Évolution des caractéristiques des téléphones portables de 1985 à 2015.

d'atomes seulement. A cette échelle, les procédés de fabrication sont limités et de nouveaux phénomènes physiques comme l'ionisation directe et la distribution radiale du dépôt d'énergie sont à prendre à compte.

Actuellement, la lithographie optique est considérée comme la technique standard de fabrication des circuits intégrés. Elle consiste à graver sur un polymère photosensible les motifs du circuit. Les motifs sont ensuite transférés sur le substrat de silicium sur lequel a été déposé la fine couche de polymère. Cette technique a été optimisée grâce à l'amélioration des performances de la résine photosensible, de la géométrie d'éclairage et du choix de la longueur d'onde des photons incidents [5]. Bien que les améliorations de la lithographie optique ont contribué au succès de la miniaturisation du nœud technologique, celle-ci présente aussi des limites intrinsèques. Sa principale limite est la rugosité de ligne des motifs.

En 2015, cette rugosité est de 4 à 5 nm après lithographie mais doit être inférieure à 1,7 nm pour les nœuds technologiques inférieures à 20 nm (critère fixé par l'ITRS). Une nouvelle technique de lithographie, appelée lithographie par faisceau d'électrons, est actuellement en développement et pourrait permettre de franchir cette limite [6]. Les modifications de l'architecture des composants ont aussi for-

tement contribué à réduire le nœud technologique. Au niveau de l'architecture interne, le développement de transistors verticaux et la gravure en 3D en sont les principales avancées.

En effet, deux types de transistors ont été principalement utilisés en microélectronique : le transistor bipolaire et le transistor FET (Field Effect Transistor). Le premier est basé sur le fonctionnement de deux jonctions PN tandis que le second repose sur la modulation du courant grâce à un champ électrique. Plusieurs sous-types de transistors dérivés du transistor FET existent et le MOSFET (Metal Oxyde Semiconductor Field Effect Transistor) en est le plus répandu.

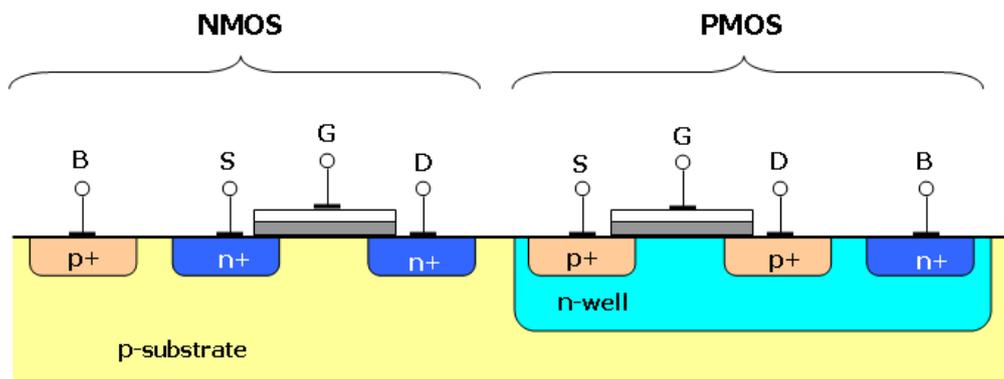


Figure 2.4 – Formation d'un composant CMOS par agencement de deux transistors MOS (crédit : Reza Mirhosseini).

L'application d'une différence de potentiel entre la grille et la source du MOSFET entraîne la répulsion des porteurs de charge libre créant une zone de déplétion sous la grille. Au-delà d'un certain seuil, un canal d'inversion est créé et est formé d'électrons dans un substrat P et de trous dans un N-well. Selon le type de porteur de charge impliqué, un MOSFET peut être soit à canal N (nMOS) soit à canal P (pMOS). L'agencement d'un nMOS et d'un pMOS permet ainsi de créer un composant CMOS (Complementary Metal Semiconductor Field Effect Transistor) (Figure 2.4). Grâce à ses performances ainsi que sa facilité de fabrication, le CMOS s'est imposé de nos jours comme technologie standard en microélectronique [7]. La technologie bulk désigne le type de CMOS le plus simple et a été longtemps la plus répandue. Cependant, la diminution des dimensions des composants, a conduit à l'apparition d'effets parasites dus à la forte capacitance induite par la différence de potentiel entre le substrat de silicium et l'épi-couche. Cette forte capacitance ralentit le changement d'état du transistor et a pour conséquence d'en diminuer les performances. La technologie SOI (Silicon On Insulator) est une modification de la technologie bulk et présente l'avantage de limiter ces effets indésirables et d'en améliorer les performances. Elle se différencie de la technologie bulk par la présence d'un oxyde enterré de faible épaisseur (Figure 2.5).

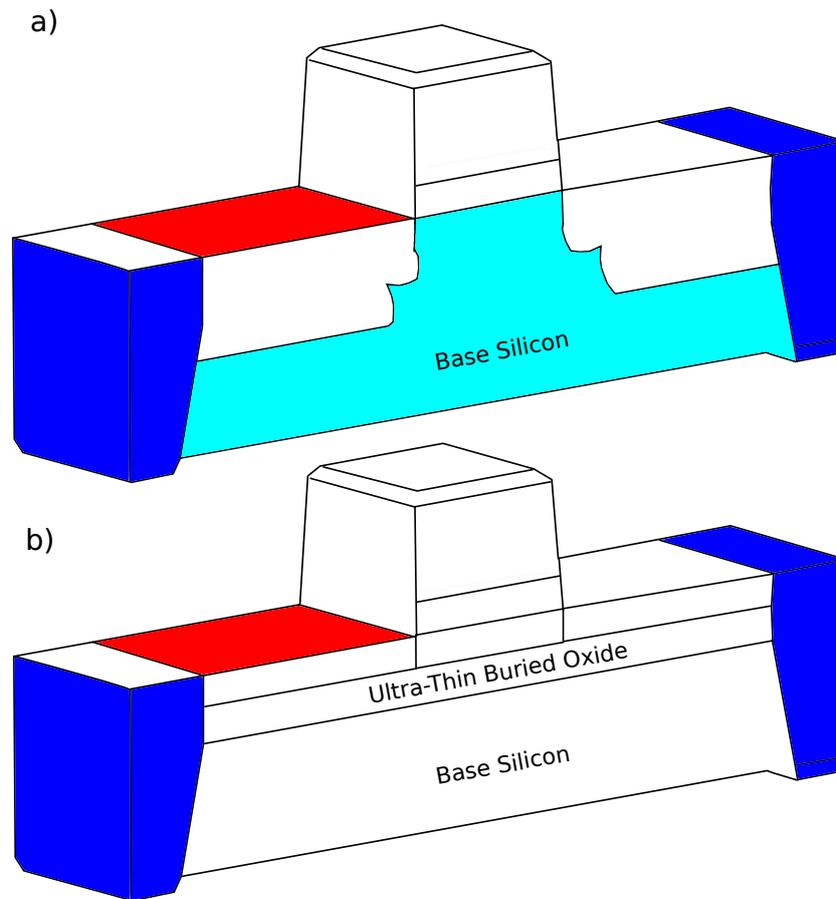


Figure 2.5 – Comparaison des structures des technologies bulk (a) et SOI (b).

Cette couche d'oxyde supplémentaire est le plus souvent du dioxyde de silicium ( $\text{SiO}_2$ ) et permet d'isoler électriquement l'épi-couche du substrat massif de silicium, diminuant ainsi la capacitance du transistor. La technologie SOI se décline en trois structures : à couche épaisse (bulk like), partiellement déplétée (partially depleted PD) et totalement déplétée (fully depleted FD). Ces trois structures dépendent de l'épaisseur de la couche de silicium actif et des applications visées. La structure à couche épaisse comporte une isolation électrique assurée par l'oxyde enterré et les tranchées latérales. L'augmentation du potentiel de la grille entraîne la répulsion des porteurs de charges de sa surface jusqu'à la création de la zone de déplétion à l'interface silicium-oxyde de grille.

En ce qui concerne la structure partiellement déplétée, le potentiel à la grille entraîne qu'une déplétion partielle de la couche de silicium générant ainsi le canal conducteur sur le dessus de cette dernière. Au contraire, la zone de déplétion dans une structure totalement déplétée couvre la totalité de la couche de silicium [8]. En comparaison des transistors bulk, les SOI présentent les avantages d'avoir une vitesse de fonctionnement plus rapide et une consommation électrique plus faible. Par exemple, le même design fonctionnant à 0,82 V sur un FD-SOI atteint la même

performance qu’une technologie bulk fonctionnant à 1,0 V, montrant ainsi une économie de 35% d’énergie [9]. En effet, le canal conducteur entre la source et le drain étant plus court, les électrons circulent plus rapidement. De même, les porteurs de charges restent mieux confinés entre la source et le drain grâce à l’oxyde enterré qui empêche ces porteurs de se propager dans le substrat. Le développement de la technologie SOI a permis de réduire la sensibilité des transistors face aux radiations. Actuellement, plusieurs scénarios sont envisagés pour l’ère post-Moore :

- “More Moore” : une continuité ultime de la miniaturisation des transistors ;
- “More than Moore” : le développement de technologies alternatives.

L’objectif du scénario “More Moore” est de parvenir à la limite de l’intégration technologique en élaborant un transistor idéal. Le transistor 1D à effet de champ en est un bon candidat. Il consiste en l’assemblage d’un nanotube ou nanofil de carbone semi-conducteur sur un substrat réalisé avec un isolant ultra fin.

En 1971, le premier microprocesseur commercialisé par Intel, était constitué de 2300 transistors avec un noeud technologique de 10  $\mu\text{m}$ . En 2000, le Pentium 4 atteint un noeud technologique de 180 nm. En 2013, IBM réussit à créer un transistor expérimental doté d’une longueur de grille de 9 nm. Une grande avancée est faite en 2015, lorsque la même entreprise est parvenue à réduire la largeur des connectiques en métal sans en augmenter la résistance électrique pour arriver à un noeud technologique de 7 nm, le plus petit encore jamais atteint à cette date, faisant du transistor 1D une alternative prometteuse [10] (Figure 2.6).

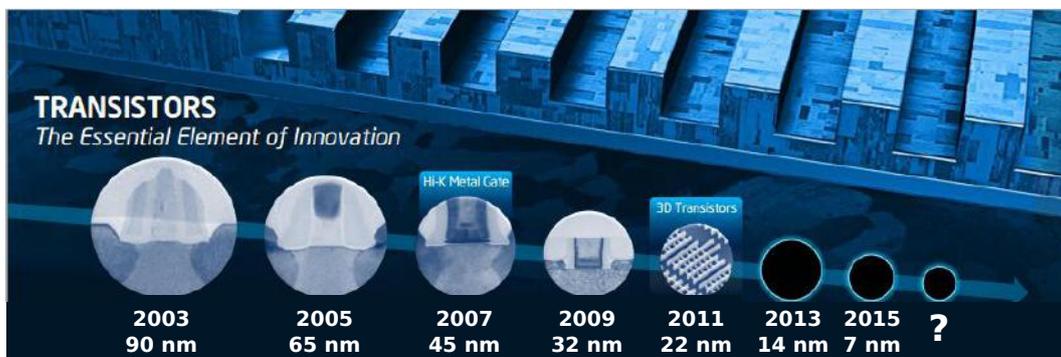


Figure 2.6 – Évolution de la taille des noeuds technologiques en fonction du temps (crédit : Intel).

Une autre technologie en développement est le transistor à électron unique, basé sur l’utilisation de boîtes quantiques supraconductrices dont l’effet tunnel pourrait permettre de contrôler le passage un à un des électrons dans un réservoir de charges électriques.

En ce qui concerne le scénario “More than Moore”, celui-ci correspond au développement de nouvelles technologies en rupture avec celles utilisées actuellement.

Plusieurs technologies prometteuses sont en développement telle que la spintro- nique qui repose sur le contrôle du mouvement des électrons par orientation de leur spin au lieu de leur charge [11]. Ainsi que la nanophotonique qui consiste à rem- placer l'électron par le photon comme "porteur de l'information" et s'appuie ainsi sur les propriétés physiques de la lumière à l'échelle du nanomètre [12]. Ou encore, l'électronique moléculaire qui consiste à utiliser des molécules pour développer des fonctions semblables à celles des transistors et permettrait une miniaturisation des composants jusqu'à la taille des molécules grâce à des moyens de fabrication plus précis que la lithographie mais également une production industrielle à moindre coût [13].

### 2.1.2 La sensibilité d'un composant face aux radiations

La sensibilité d'un composant électronique peut être décrite par plusieurs cri- tères. Le critère le plus utilisé est la charge critique du composant. Cette charge critique correspond à la charge à partir de laquelle une erreur peut se produire. La zone sensible correspond à la surface du composant où la charge critique est la plus faible ou d'un ordre de grandeur la rendant sensible aux radiations. Lors- qu'une particule chargée traverse une zone sensible d'un composant, des paires électron-trou sont créées par ionisation (Figure 2.7).

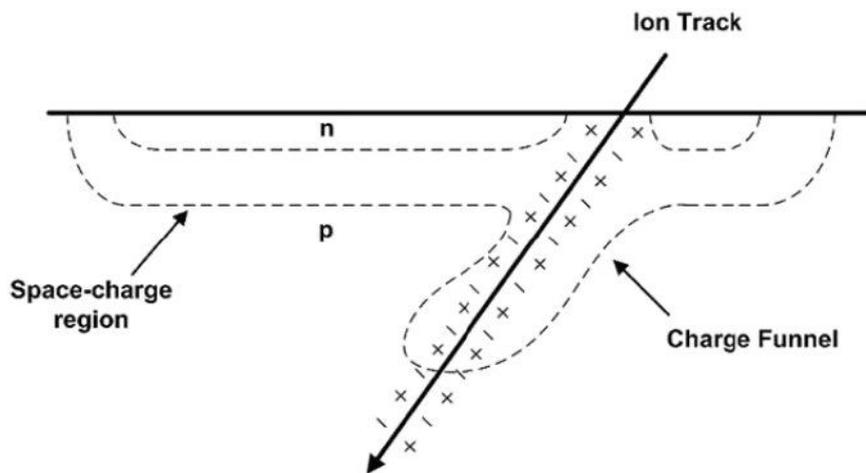


Figure 2.7 – Illustration d'une particule chargée créant un chemin de faible im- pédance en ionisant les atomes d'une jonction PN (crédit : Daniel Payne).

Ces porteurs de charge devenus libres, peuvent dériver dans la maille cristalline sous l'action du champ électrique, générant un courant transitoire. La quantité de charge constituant ce courant transitoire  $Q_{col}$  dépend de plusieurs facteurs liés à la fois au transistor (taille de la grille, type de matériau utilisé, niveau de dopage)

ainsi qu'aux caractéristiques de la particule primaire (nature, énergie, trajectoire, lieu d'impact). La charge critique du composant est comparée à la capacité de collection pour un nœud donné. En effet, lorsque la charge collectée à un nœud  $Q_{col}$  dépasse la charge critique  $Q_{crit}$  associée à ce nœud, le courant transitoire peut se propager en sortie depuis ce nœud et faire basculer l'état logique d'une cellule mémoire. Cette capacité de collection totale des charges d'un nœud dépend de la technologie utilisée.

La charge critique peut être estimée en calculant le produit de la capacité totale  $C_i$  du nœud par la tension d'alimentation  $V_{dd}$  tel que  $Q_{crit} = C_i \times V_{dd}$ . Ce calcul est valide en faisant l'hypothèse que la collection de charge est instantanée et que le reste du circuit n'a pas d'influence. Au contraire, l'estimation devient invalide lorsque que la collection des porteurs de charge se fait par diffusion [14]. D'un côté, la miniaturisation de l'électronique a pour première conséquence la baisse de la tension d'alimentation  $V_{dd}$  qui entraîne à son tour une baisse de la charge critique et donc une hausse de la sensibilité des composants. De l'autre côté, cette miniaturisation entraîne aussi comme deuxième conséquence, la diminution du nombre de particules collectées, compensant ainsi la première conséquence. La diminution de la charge critique entraîne, entre autre, une augmentation du nombre d'interactions pouvant mener à des SEU. Cela implique que la fraction efficace de ces interactions est de plus en plus grande pour les technologies de plus en plus intégrées.

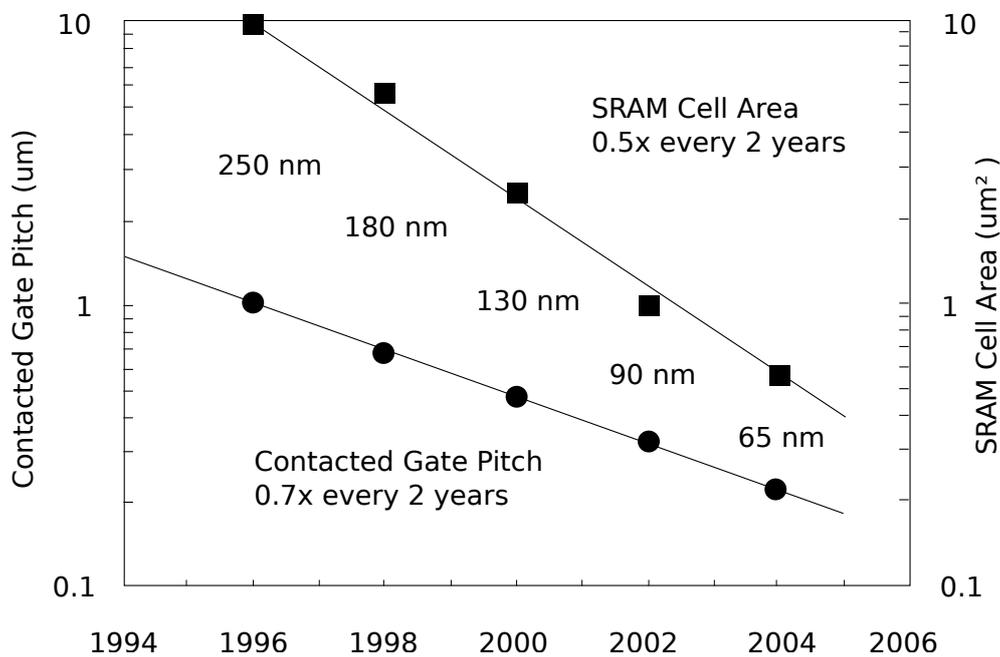


Figure 2.8 – La surface des cellules mémoires des SRAM et la grille de contact diminuent avec la taille du nœud technologique (crédit : Peng Bai, [15]).

Pour les anciennes technologies peu intégrées, la fraction efficace des interactions induites par des particules pour générer un SEU, était faible. Pour des technologies plus récentes, cette fraction efficace des interactions atteint les 90%. L'étude de Bai *et al.* [15], montre que la diminution de la surface sensible des cellules mémoires des SRAMs est prévue pour avoir un impact majeur sur leur sensibilité. A 65 nm, la surface de cellule est de  $0,6 \mu\text{m}^2$  (Figure 2.8). La problématique qui en résulte est donc de pouvoir continuer à intégrer plus de transistors sur une surface de puce de plus en plus petite tout en minimisant la sensibilité du composant électronique face aux radiations qui peuvent avoir un impact dramatique sur le fonctionnement des composants.

### 2.1.3 Le SER et la classification des SEE

Le taux d'erreurs électroniques (SER pour Soft Error Rate) est la quantité d'erreurs générées dans un composant électronique pour un environnement donné. Ce taux d'événements singuliers est un paramètre clé dans l'étude des SEE et fera l'objet des chapitres 4 et 5. Ce SER est exprimé en FIT (Failure In Time) qui correspond à une panne du composant pour un intervalle de temps de  $10^9$  h et peut être déterminé par la section efficace des processus d'interaction impliqués dans la génération du SEE. Cette sensibilité au SER est usuellement exprimée en FIT/Mb. Si  $n$  erreurs sont obtenues pour une fluence de  $N$  particules. $\text{cm}^{-2}$  dans le composant, alors la section efficace est égale à  $\sigma = n/N$ . Avec  $\phi$  le flux de l'environnement exprimé en particules. $\text{cm}^{-2}.\text{h}^{-1}$ , la valeur de la sensibilité exprimée en FIT est égale à  $(n/N) \times \phi \times 10^9$ . Par exemple, pour une section efficace de  $5 \cdot 10^{-14} \text{cm}^2.\text{bit}^{-1}$  et un flux de neutrons  $\phi = 13 \text{n}.\text{cm}^{-2}.\text{h}^{-1}$ , le nombre de FIT/Mb est de  $5 \cdot 10^{-14} \text{cm}^2.\text{bit}^{-1} \times 10^6 \times 13 \times 10^9 = 650 \text{FIT}$  [14].

Le SER regroupe ainsi plusieurs types de SEE sans distinction. Ces derniers dépendent de la nature et de l'énergie de la particule primaire mais aussi de la nature et de l'épaisseur du matériau du composant électronique. Les SEE peuvent être classés en deux catégories : ceux qui sont destructifs et ceux qui ne le sont pas.

#### 2.1.3.1 Les effets singuliers non destructifs

Les effets non destructifs présentés ci-après sont adaptés de [16] et sont résumés dans la table 2.1. Parmi les effets non destructifs, on classe les :

- *Single Event Transient (SET)* : la particule primaire crée dans le matériau sensible des paires électron-trou qui sont collectées par le nœud du transistor, générant ainsi un courant transitoire. Ce courant transitoire peut générer une erreur de type SEU s'il remplit certains critères. La particule primaire doit d'abord pouvoir induire un courant transitoire capable de se propager dans le circuit. Il est nécessaire qu'un chemin logique soit ouvert pour que le

courant transitoire puisse atteindre un point mémoire. De même, ce courant transitoire doit à la fois avoir une amplitude suffisante et durer assez longtemps pour changer l'état logique d'un point mémoire. Enfin, le courant doit arriver au niveau du point mémoire lorsque l'horloge de celui-ci se synchronise [17]. Si la création du chemin logique induit par la colonne de charges se fait près d'une jonction PN, les lignes équipotentielles délimitant la zone de déplétion (space-charge region) vont être perturbées et entraîner la chute du champ électrique initial présent à la jonction (Figure 2.7). Si l'énergie déposée par la particule chargée est très importante, la concentration des paires électrons-trous générées peut devenir supérieure au niveau de dopage de la jonction et abaisser le gradient de concentration des porteurs à zéro. La zone de déplétion se trouve alors déformée par la colonne de charge induite par la particule chargée qui agit comme un "clou" court-circuitant la jonction PN [18]. La zone de déplétion peut aussi être étendue vers la zone P entraînant une augmentation de la collection de charges. Si la création du chemin logique se fait plus loin de la jonction PN, le SET se produit par diffusion des porteurs. La probabilité d'occurrence d'un SET augmente linéairement avec la fréquence des horloges du système électronique. En effet, la vitesse d'exécution des circuits devenant de plus en plus élevée, la capacité d'un courant transitoire à se propager augmente aussi. Pour un transistor MOS, le SET se produit à la jonction entre le drain et le substrat qui est la zone du transistor où la probabilité de génération d'un SET est la plus grande [19]. La problématique des SET devient ainsi de plus en plus importante avec l'augmentation d'intégration des composants [20];

- *Single Event Upset (SEU)* : un SEU correspond à un basculement d'état logique d'un bit. Lorsqu'une particule primaire traverse la zone sensible d'un semi-conducteur, celle-ci peut modifier l'état logique d'une cellule mémoire. Une erreur se produit lors de la lecture de la cellule mémoire. Dans le cas d'une SRAM, l'état de la mémoire est inversé. Dans une DRAM, la charge stockée peut être légèrement modifiée et sa valeur mal interprétée en sortie de lecture. Les SEU peuvent aussi être divisés en deux types de catégories selon le sens de leur "polarisation" : une cellule mémoire dont la valeur logique est un "0" et qui est lue comme un "1" est un SEU "up". Au contraire, une cellule mémoire dont la valeur logique est un "1" et qui est lue comme un "0" est un SEU "down". D'une manière générale, les trois mécanismes principaux conduisant à un SEU sont, la réduction de la zone de déplétion [21], le piégeage de charge [22] et les effets de déplacement [23]. L'effet d'un SEU peut être corrigé après redémarrage du système électronique ;
- *Multiple Bit Upset (MBU)* : alors qu'un SEU est une perturbation d'un seul bit, un MBU correspond au basculement simultané d'état logique de plusieurs bits. Dans une SRAM, un MBU peut se produire lorsque la trace de

la particule primaire touche plusieurs cellules mémoires adjacentes (shunt effect) ou par diffusion de charges. Alors qu'un SEU peut être géré par un code correcteur d'erreur (Error-Correcting Code Memory), un MBU est beaucoup plus critique pour les composants. La probabilité d'apparition de MBU augmente avec la diminution des dimensions des composants ;

- *Single Event Functional Interrupt (SEFI)* : cet effet est la conséquence d'un ou plusieurs événements singuliers conduisant à un fonctionnement erratique du circuit [24]. La fonction du composant est bloquée et fait passer celui-ci par des états interdits. Pour revenir au fonctionnement normal du composant, celui-ci doit être réinitialisé. Parfois, le redémarrage de l'alimentation est nécessaire. Les SEFI peuvent être classés selon leurs impacts (une série de bits corrompus ou le ralentissement du fonctionnement du composant) ou selon le moyen de retrouver un état normal du composant (couper l'alimentation du composant) [25]. Les SEFI affectent particulièrement les microprocesseurs, microcontrôleurs et FPGA.
- *Single Hard Error (SHE)* : un SHE correspond au basculement irréversible d'état logique d'un bit (stuck bit). Cet effet est induit par un dépôt d'énergie au niveau de l'oxyde de grille ou de l'isolant. Les charges déposées peuvent ensuite être piégées à l'interface Si-SiO<sub>2</sub> et générer un courant de fuite à travers la structure du composant ;

### 2.1.3.2 Les effets singuliers destructifs

Les effets destructifs présentés ci-après sont adaptés de [16] et sont résumés dans la table 2.2. Parmi les effets destructifs, on distingue les :

- *Single Event Latch-up (SEL)* : un SEL survient lorsque plusieurs zones du matériau sensible entrent en connexion électrique suite au passage d'une particule primaire. Ce type d'agencement peut être considéré comme l'association de deux sous-transistors bipolaires parasites. Le courant induit par la particule peut faire varier le potentiel d'un des deux sous-transistors qui peut alors devenir passant. Le courant induit dans la branche du collecteur peut alors aussi faire varier le potentiel du second sous-transistor qui devient lui même passant. La structure parasite créée est semblable à un thyristor ayant une faible résistance à l'état passant, pouvant conduire à d'important courants. Les SEL apparaissent particulièrement dans les composants de puissance multicellulaire de type MOSFET et IGBT. En effet, la densité de courant d'une cellule induit par le passage de la particule primaire peut dépasser un seuil critique alors que le courant total aux bornes du composant reste admissible [26]. Le phénomène s'arrête après redémarrage de l'alimen-

tation ou lorsque le matériau sensible se dégrade par effet thermique (fusion locale du silicium ou des pistes métalliques) [27] ;

- *Single Event Gate Rupture (SEGR)* : le phénomène de rupture de grille survient le plus fréquemment après qu'un ion lourd ait frappé le transistor entre sa grille et son drain. Si le champ électrique dans la zone traversée est suffisamment intense, les électrons générés le long de la trace de la particule peuvent se déplacer et créer un cylindre conducteur dans la couche d'oxyde, entraînant la destruction du composant (SEGR dynamique). Au contraire, si le champ électrique est trop faible, des excroissances du matériau sensible appelées "nano-dot" peuvent apparaître dans l'oxyde et engendrer de forts courants de fuite ou des courts-circuits dans les isolants dont les technologies ont de faibles épaisseurs d'oxyde (SEGR statique) [28] ;
- *Single Event Burnout (SEB)* : la particule traversant le composant déclenche un sous-transistor bipolaire parasite de manière analogue au SEL. Le composant se dégrade par effet thermique suite à l'apparition du courant parasite. Lorsque que le champ électrique est suffisamment intense, le mécanisme est auto-entretenu provoquant ainsi l'échauffement du composant jusqu'à sa destruction. L'apparition de ce SEE n'est possible que pour les composants de puissance qui sont alimentés par de fortes tensions.

Table 2.1 – Résumé des SEE non destructifs (crédit : Sophie Duzellier).

<b>Single Event Transient (SET)</b>	génération d'un courant transitoire	circuits analogiques et mixtes, composants photoniques
<b>Single Event Upset (SEU)</b>	corruption de l'information stockée dans une cellule mémoire	composants mémoires, processeurs
<b>Multiple Bit Upset (MBU)</b>	plusieurs cellules mémoires corrompues par une seule particule	composants mémoires, processeurs
<b>Single Event Fonctionnal Interrupt (SEFI)</b>	perte du fonctionnement normal	systèmes complexes avec fonctions de contrôle intégrées
<b>Single Hard Error (SHE)</b>	changement d'état logique irréversible d'une cellule mémoire	composants mémoires

Table 2.2 – Résumé des SEE destructifs (crédit : Sophie Duzellier).

<b>Single Event Latchup (SEL)</b>	génération de forts courants de fuite	CMOS, BiCMOS
<b>Single Event Gate Rupture (SEGR)</b>	rupture de grille	MOSFET de puissance, structures NMOS non volatiles, VLSIs
<b>Single Event Burnout (SEB)</b>	destruction du composant par échauffement	BJT, MOSFET de puissance à canal N

## 2.2 L'émergence de l'impact de l'ionisation directe

La perte d'énergie d'une particule chargée dans un matériau est caractérisée par le transfert linéique d'énergie (LET pour Linear Energy Transfer). Cette grandeur correspond à la quantité d'énergie  $dE$  transférée à un matériau de densité  $\rho$  par unité de longueur  $dx$ ,

$$LET = -\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \quad (2.1)$$

Le LET s'exprime généralement en  $MeV.cm^2.mg^{-1}$  et se divise en deux composantes :

$$LET = LET_{\text{électronique}} + LET_{\text{nucléaire}} \quad (2.2)$$

Le terme LET fait usuellement référence au LET électronique alors que le terme NIEL (pour Non-Ionizing Energy Loss) fait référence au LET nucléaire. Le LET électronique correspond à la perte d'énergie par excitation et ionisation des atomes du matériau cible alors que le LET nucléaire correspond à la perte d'énergie par déplacement atomique. Les effets singuliers dans les composants étant induits principalement par le LET électronique, seule la première composante est détaillée dans cette étude. Ce LET électronique est décrit par l'équation de Bethe-Bloch pour une particule primaire de masse  $M$  supérieure à celle de l'électron, traversant un matériau de numéro atomique  $Z$  et d'énergie d'excitation moyenne  $I$  :

$$LET_{\text{électronique}} = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (2.3)$$

avec  $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$ ,  $N_A$  la constante d'Avogadro,  $r_e$  la rayon de l'électron,  $m_e c^2$  le produit de la masse de l'électron par le carré de la vitesse de la lumière,  $z$  le nombre de charge de la particule primaire,  $A$  la masse atomique,  $\beta$  la vitesse réduite définie comme le rapport de la vitesse de la particule primaire sur la vitesse de la lumière,  $\gamma$  le facteur de Lorentz et  $\delta(\beta\gamma)$  le coefficient de correction de densité. L'équation de Bethe est valide pour des particules dont le produit de la vitesse réduite par le facteur de Lorentz est compris entre 0,1 et 1000 [29]. Le maximum d'énergie transférée  $W_{max}$  par une particule chargée en une seule collision est,

$$W_{max} = -\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e / M + (m_e / M)^2} \quad (2.4)$$

Les particules chargées sont ainsi capables d'ioniser les atomes d'un matériau par collision avec les électrons des atomes du matériau cible. Les électrons éjectés du cortège électronique, appelés électrons secondaires (ou delta-rays), peuvent à leur tour ioniser d'autres atomes du matériau. Lorsque les atomes du matériau cible sont ionisés par la particule primaire, on parle d'ionisation directe.

Les particules neutres ne portant pas de charge, ne peuvent interagir que par réaction nucléaire avec les atomes cibles. Seules les particules secondaires issues de ces réactions nucléaires vont être capables de ioniser les atomes cibles (ionisation indirecte). Alors que l'ionisation directe est le mécanisme principal du dépôt d'énergie des ions lourds induisant un SEE, les particules plus légères comme les protons et les muons ont longtemps été considérées comme ne pouvant pas déposer assez d'énergie pour induire un SEE par ionisation directe. Cependant, avec l'augmentation de la sensibilité des nouvelles technologies, l'ionisation directe induite par les protons et les muons ne peut plus être négligée.

### 2.2.1 L'ionisation directe induite par les protons

Historiquement, le LET électronique des protons était considéré comme trop faible pour induire un SEE par ionisation directe. En 2006, l'étude d'Heidel *et al.*, est la première à présenter un modèle pour déterminer la charge critique induite par des particules alpha, pour des SRAM fabriquées en SOI par IBM avec un noeud technologique de 65 nm [30]. Cette charge critique est estimée pour la première fois entre 0,5 et 1,0 fC. La même méthode est utilisée avec un faisceau de protons de faible énergie ( $E < 1$  MeV) dont le LET électronique varie de 1,8 fC/mm pour une énergie de 1 MeV jusqu'à 5,5 fC/mm pour une énergie de 50 keV. En 2007, une nouvelle étude [31] met en évidence l'augmentation du nombre de SEE au fur et à mesure que l'angle d'incidence augmente. En effet, plus l'angle d'incidence est grand, plus le chemin parcouru par les protons de faible énergie dans le composant est grand, déposant ainsi plus de charge (Figure 2.9).

L'impact de l'ionisation directe des protons a été estimé pour des applications spatiales [32], [33] puis étendu aux applications terrestres. En 2011, l'étude de Artola *et al.* [18] montre qu'à partir de 30 km d'altitude, la contribution des protons

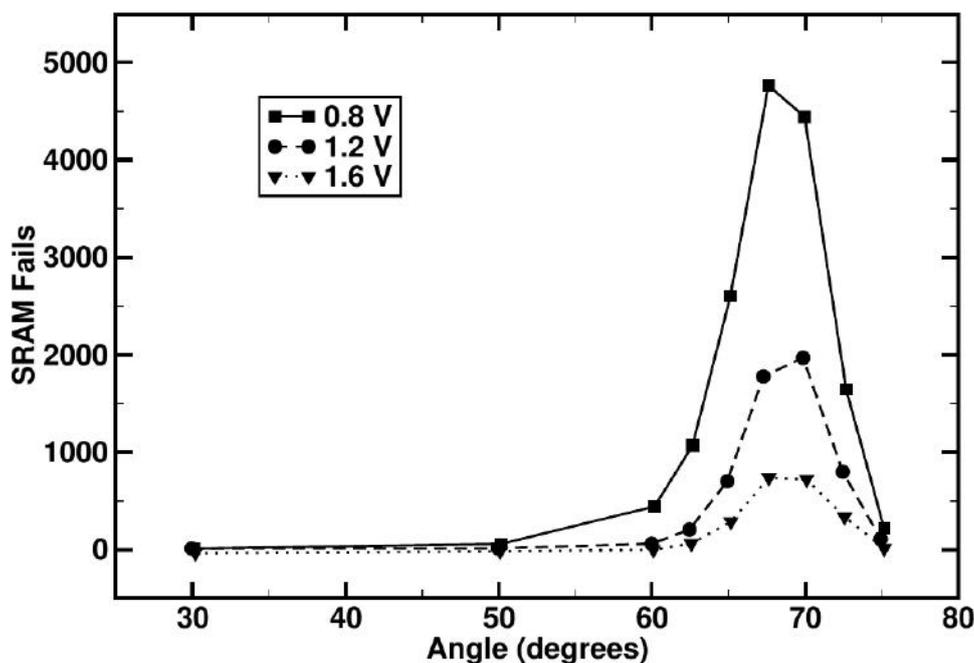


Figure 2.9 – SEU induits par des protons de faible énergie en fonction de l’angle d’incidence pour des SRAM en SOI de 65 nm (crédit : Kenneth Rodbell, [31]).

par ionisation directe devient majoritaire par rapport aux neutrons. À la surface terrestre, des simulations PHITS prévoient que les SEE induits par l’ionisation directe des protons augmenteront avec la diminution des dimensions des composants en dessous d’un nœud technologique de 45 nm.

## 2.2.2 L’ionisation directe induite par les muons

Alors que l’observation de SEE générés par l’ionisation directe induite par des muons est récente et que peu d’études l’ont investiguée, cette problématique a été annoncée dès le début des années 1980. L’étude de Ziegler *et al.* [34], est la première à prédire l’augmentation des SEE avec la diminution de la charge critique ainsi que l’émergence future de ionisation directe induite par des muons comme mécanisme principal à l’origine d’erreurs électroniques. En 1984, une autre étude [35] prédit que le taux d’erreur induit par les muons sera supérieur à celui induit par les neutrons, pour un composant ayant une charge critique inférieure à 5 fC. En 1989, une étude [36] estime le nombre d’erreurs induit par des pions et des muons ( $\mu^+$  et  $\mu^-$ ) dans une SRAM, au niveau de la mer et à 10 km d’altitude. Alors qu’en irradiant la SRAM avec des  $\mu^+$ , aucune erreur n’est détectée, trois erreurs sont mesurées avec des  $\mu^-$  en 24 heures. En s’appuyant sur ce résultat, la contribution des muons dans le taux d’erreurs par rapport aux autres particules atmosphériques, est estimé à 2%. En 2010, l’étude de Sierawski *et al.*, est la première à mesurer le

nombre d'erreurs induit par des muons de faible énergie sur des SRAM fabriquées en bulk ayant des noeuds technologiques de 65, 45 et 40 nm [37]. L'étude montre que la contribution muon dans le taux d'erreurs augmente avec la diminution de la tension d'alimentation, entraînant par conséquent une baisse de la charge critique (Figure 2.10).

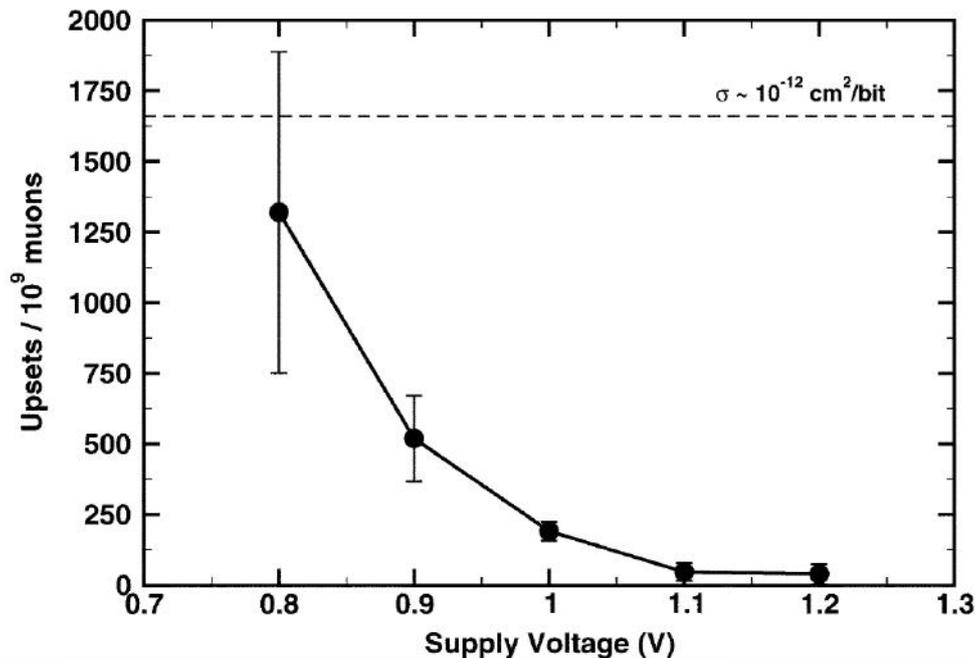


Figure 2.10 – Probabilité de SEU induits par des muons de 400 keV pour une SRAM de 65 nm en fonction de la tension d'alimentation. La ligne discontinue représente une section efficace de référence à partir de laquelle un SEU induit par un muon se produit (crédit : Brian Sierawski, [37]).

L'année suivante une nouvelle étude [38], met en évidence l'augmentation du SER généré par l'ionisation directe induite par des muons pour des technologies VLSI. L'étude montre que la probabilité de SEU pour quatre SRAM fonctionnant à la tension d'alimentation nominale, irradiées avec un faisceau de  $\mu^+$  de surface au laboratoire TRIUMF (Figure 2.11.a). L'augmentation de la probabilité d'erreurs pour les technologies de plus en plus intégrées, est attribuée à la fois à la charge critique de plus en plus faible ainsi qu'au mécanisme de collection de charge différent selon la géométrie intrinsèque des technologies. Cette même étude montre par simulations qu'à partir d'un noeud technologique de 32 nm, la charge critique est suffisamment faible pour que se produisent des erreurs (Figure 2.11.b). L'ionisation directe induite par des muons ne peut donc plus être ignorée et apparaît comme étant le mécanisme principal à l'origine d'erreurs électroniques pour les systèmes VLSI.

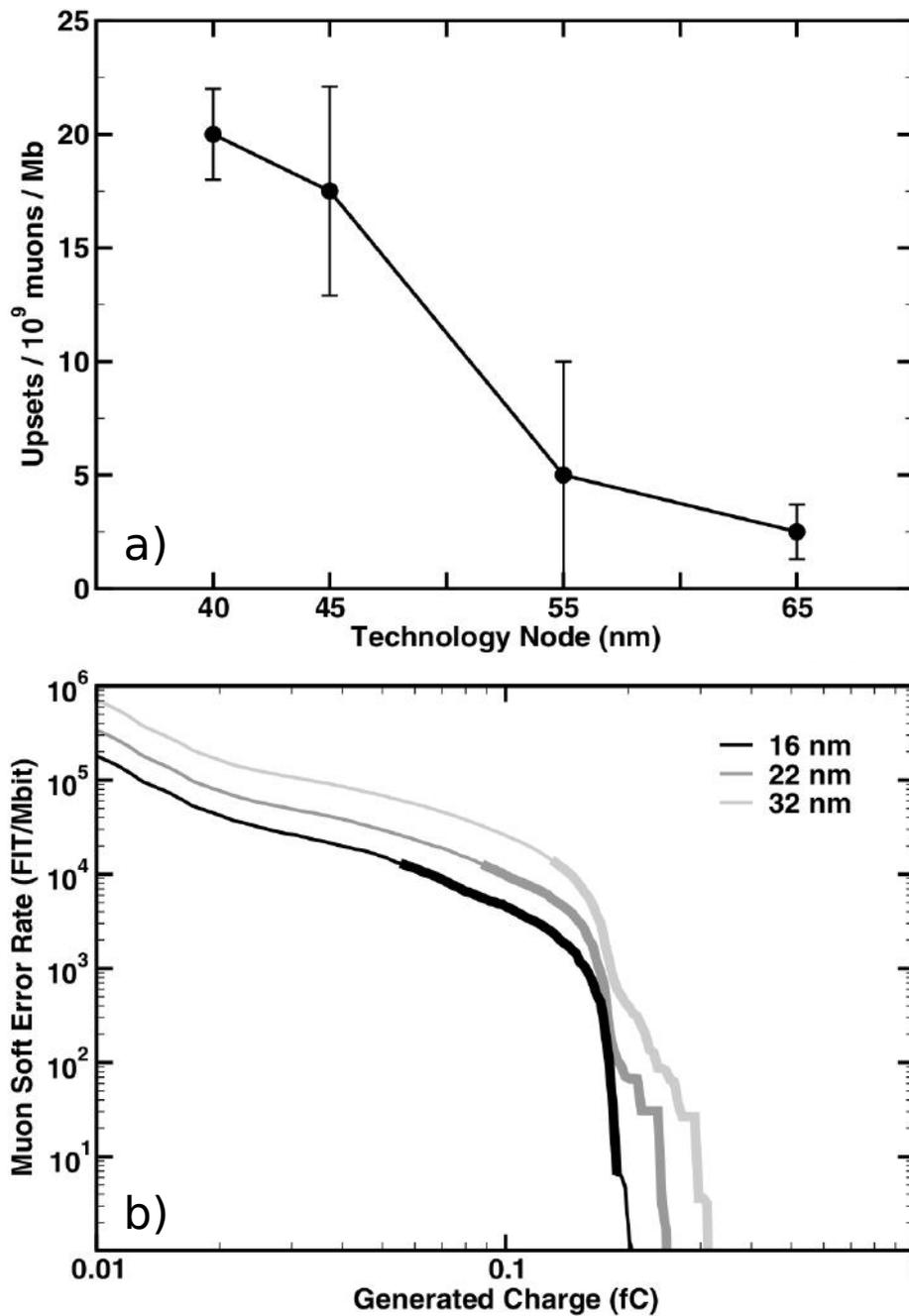


Figure 2.11 – a) Probabilité de SEU induits par des muons de 3 MeV en fonction du noeud technologique de quatre SRAM. b) Calcul du SER induit par des muons en fonction de la charge générée pour des technologies bulk de 32, 22, et 16 nm, à New-York au niveau de la mer. La partie épaisse représente le calcul du SER estimé avec la charge critique (crédit : Brian Sierawski [38]).

## 2.3 L'impact du dépôt radial sur les systèmes VLSI

Le dépôt d'énergie est le premier paramètre utilisé pour caractériser la probabilité d'occurrence d'un SEE. Le LET est utilisé pour calculer l'énergie déposée  $E_{\text{déposée}}$  par une particule chargée parcourant la distance  $d$  dans un matériau de densité  $\rho$ ,

$$E_{\text{déposée}} \simeq LET \cdot d \cdot \rho \quad (2.5)$$

Ce calcul est basé sur l'hypothèse que le LET de la particule primaire est constant tout le long de sa trace. Cette hypothèse implique que le LET est indépendant de la structure de la trace et considère le dépôt de charge comme ponctuel. L'étude de Kobetich *et al.*, fut la première à mettre en évidence la structure de la trace de l'énergie déposée d'un électron le long de son parcours dans la matière [39]. La grande majorité des codes de simulations TCAD (Technology Computer Aided Design) basent leurs algorithmes sur une fonction gaussienne dont le diamètre initial s'élargit pour décrire l'évolution dans le temps de la structure de la trace d'une particule chargée dans la matière.

Cette description était pertinente pour des technologies dont les dimensions étaient grandes devant le diamètre de la trace. En 1998, une nouvelle étude [40] montra que la description de la structure de la trace pour des composants très intégrés en se basant sur l'utilisation d'une gaussienne, était approximative. En 2004, l'étude de Kobayashi *et al.* développa une nouvelle technique de simulation des traces induites par des protons et des particules alpha, en utilisant le code Monte-Carlo GEANT4 [41].

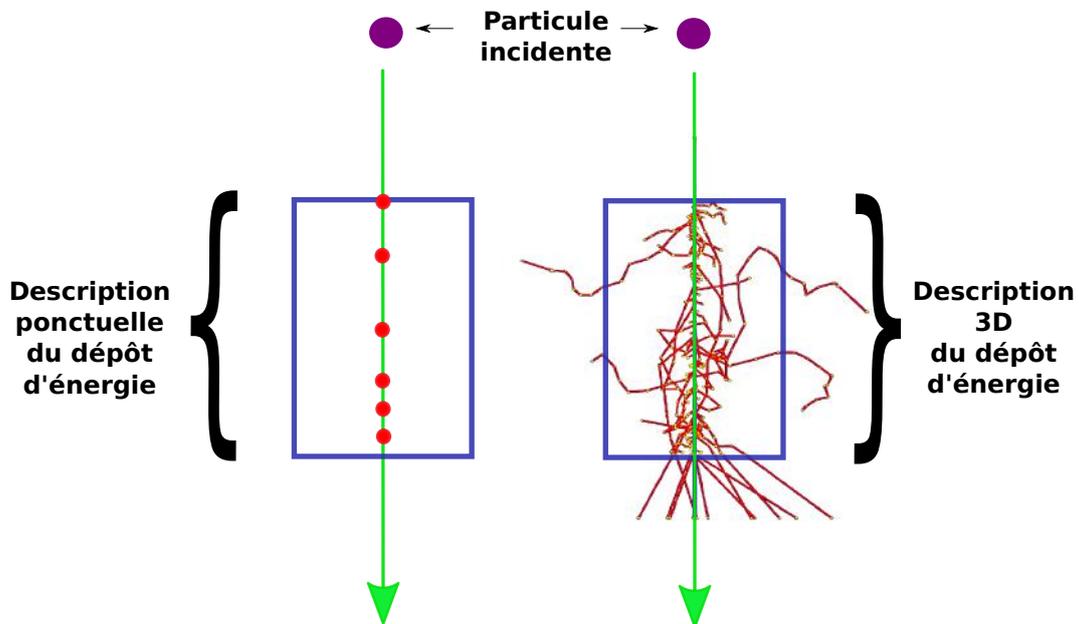


Figure 2.12 – Comparaison des descriptions ponctuelle et 3D du dépôt d'énergie.

Cette étude démontre que les codes Monte-Carlo sont les meilleurs outils pour décrire le plus précisément possible la structure des traces de particules dans la matière. C'est aussi l'une des premières études à prédire que le modèle qui considère le dépôt d'énergie comme ponctuel ne sera plus pertinent pour des technologies très intégrées dont les dimensions sont de la même taille que le diamètre de la trace de la particule primaire (Figure 2.12).

Par la suite, d'importants travaux ont été menés sur l'étude de l'impact de la description radiale du dépôt d'énergie induits par des ions lourds. En revanche, peu d'études ont porté sur les protons et en particulier les muons. Ces deux aspects sont développés dans les sous-parties suivantes.

### 2.3.1 Le dépôt radial des ions lourds

En 2011, des simulations issues de l'étude de Raine *et al.* [42] montrent l'impact de tenir compte de la distribution radiale de la trace d'ions krypton sur la prédiction SEE. La Figure 2.13 présente une cartographie des SEU selon que la description du dépôt d'énergie tient compte de la morphologie 3D ou non.

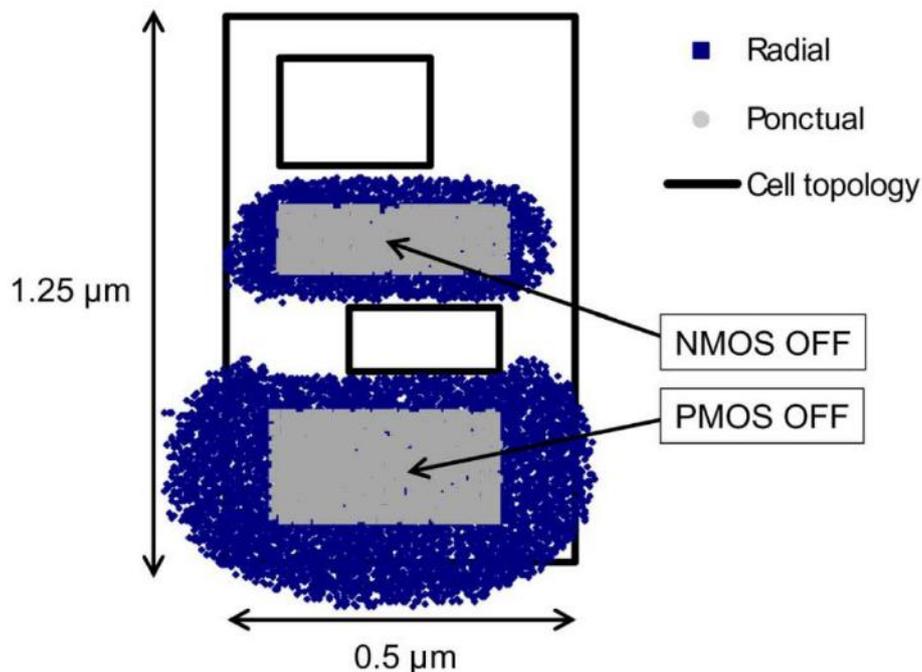


Figure 2.13 – Cartographie des impacts induits par des ions krypton conduisant à un SEU pour une SRAM fabriquée en SOI ayant un nœud technologique de 65 nm. Les deux descriptions du dépôt d'énergie, ponctuelle (points gris) et radiale (points bleu marine) sont comparées. Les carrés noirs à l'intérieur de la cellule permettent de repérer les limites des contacts du drain (crédit : Mélanie Raine, [42]).

Cette cartographie montre que la génération d'un SEU en utilisant la description ponctuelle du dépôt d'énergie requiert que l'ion lourd incident frappe précisément la zone sensible du transistor (points gris) contrairement à la description radiale (points bleu marine) où chaque ion a une portée de dépôt de charge non nulle.

De tels ions peuvent ainsi générer un SEU en frappant un point extérieur à la zone sensible du composant, lorsque les électrons secondaires créés y déposent une énergie supérieure à sa charge critique. La Figure 2.14 montre la densité de charge induite par des ions krypton en fonction de la distance radiale à leur trace.

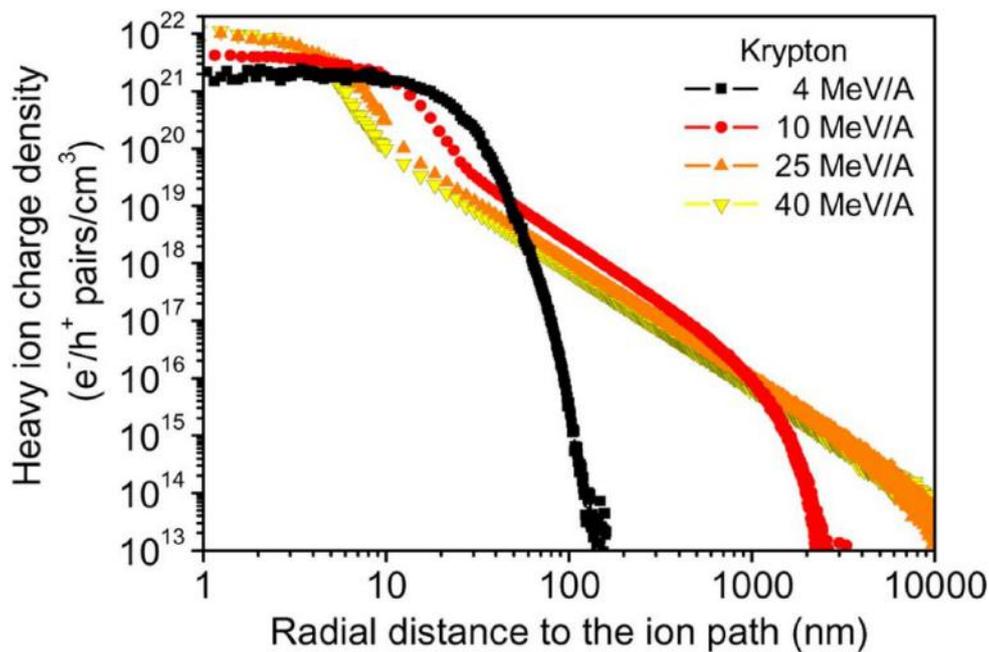


Figure 2.14 – Densité de paires électron-trou pour des ions krypton en fonction de la distance radiale de leur trace (crédit : Mélanie Raine, [42]).

Excepté pour une énergie de 4 MeV/A, le dépôt radial induit par des ions krypton de 10, 25 et 40 MeV/A est supérieur aux dimensions du volume sensible de 200 nm considéré dans l'étude. La Figure 2.15, issue de cette même étude, présente le calcul de la section efficace de SEU des deux modèles de prédiction selon que la simulation considère le dépôt d'énergie comme ponctuel ou 3D, pour des SRAM en SOI de 65 et 45 nm, comparé avec des données expérimentales issues de la littérature. Ce résultat montra que le modèle ponctuel surestimait à faible LET ( $< 3 \text{ MeV.cm}^2.\text{mg}^{-1}$ ) les sections efficaces des données expérimentales et qu'au contraire, il sous-estimait ces dernières pour des LET plus importants. L'étude démontra ainsi que les méthodes de prédiction des SEE ne pouvaient plus négliger la distribution radiale de la trace d'un ion pour des composants VLSI.

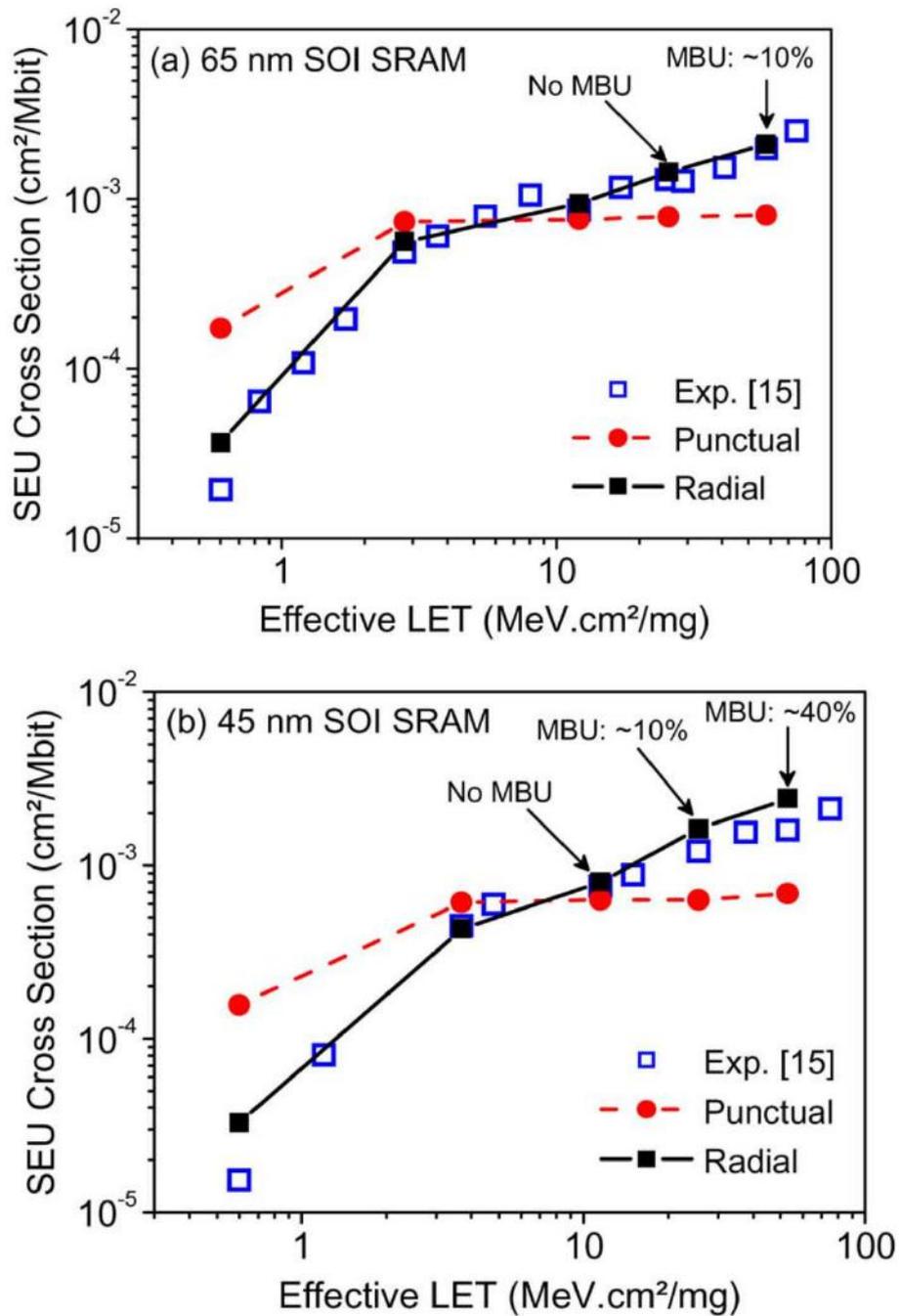


Figure 2.15 – Sections efficaces des SEU en fonction du LET pour deux SRAM fabriquées en SOI avec un nœud technologique de 65 et 45 nm. Avec la description ponctuelle du dépôt d'énergie, la section efficace des MBU est sous-estimée jusqu'à 40 % pour le nœud de 45 nm (crédit : Mélanie Raine, [42]).

### 2.3.2 Le dépôt radial des protons et des muons

Bien que les ions lourds soient les particules les moins abondantes issues des gerbes atmosphériques à la surface terrestre, ils sont capables de déposer une quantité importante d'énergie dans les composants électroniques. Ces importants dépôts d'énergie peuvent mener à la génération d'erreurs considérables. C'est pourquoi ces dernières années, les ions lourds ont été l'une des priorités des études des effets des radiations atmosphériques en microélectronique.

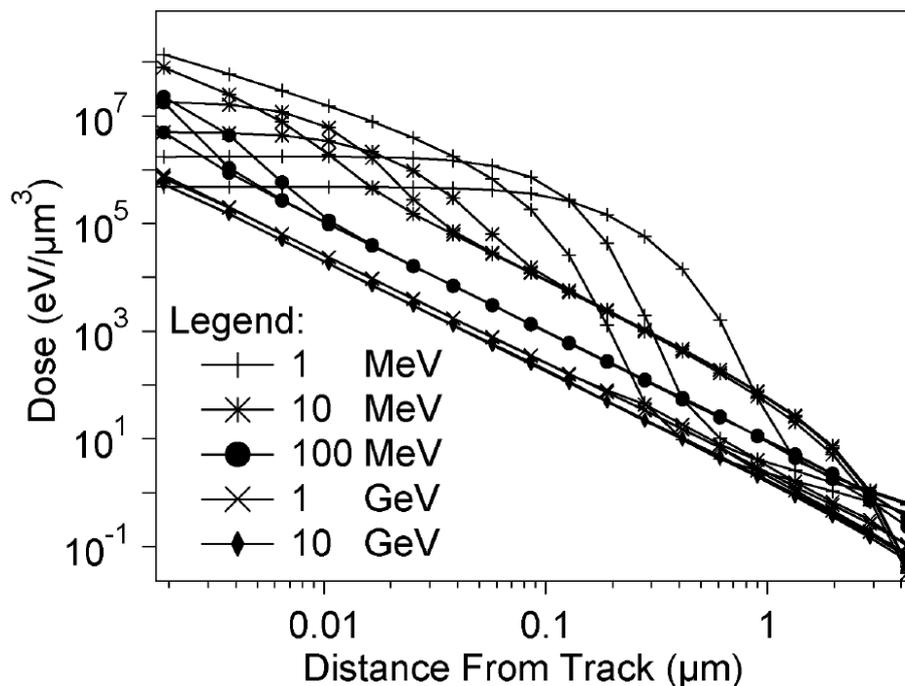


Figure 2.16 – Dose déposée en fonction de la distance radiale à la trace d'un proton pour cinq énergies (crédit : Aaron Kobayashi, [41]).

Bien que moins abondantes, quelques études portant sur les protons et les muons ont été menées. Pour les protons, la Figure 2.16 issue de l'étude de Kobayashi *et al.* de 2004 citée précédemment [41], montre que la dose déposée par des protons ayant une énergie allant de 1 MeV jusqu'à 10 GeV, s'étendait jusqu'à plusieurs micromètres. En 2012, les travaux de Valentin *et al.* portèrent sur le développement d'un module spécifique du code Monte-Carlo GEANT4, dénommé *microelectronics* [43]. Ce module peut produire et transporter les électrons secondaires induits par des ions lourds, électrons et protons jusqu'à 16,7 eV.

Cependant, aucuns travaux issus de la littérature scientifique n'ont étudié l'impact du dépôt radial des protons sur le calcul du SER dans les codes de prédiction SEE. L'absence d'études portant sur les protons combinée à la disponibilité du module *microelectronics* optimisé pour les protons, nous ont menés à développer

une méthode de simulation (Chapitre 3) avec ce module afin d'étudier dans un premier temps, l'impact du dépôt radial des protons, puis dans un second temps, celui des muons.

En effet, le module *microelectronics* n'étant pas validé pour les muons, la première partie du travail de thèse a consisté à simuler les traces du dépôt d'énergie induit par des protons avec ce module (Chapitre 4). Pour le cas des muons, le module standard de GEANT4 a été confronté à des données expérimentales issues d'une instrumentation développée pour mesurer l'environnement radiatif naturel (Chapitre 5).

## 2.4 Résumé et conclusion du chapitre

Depuis la période des années 1960 jusqu'aux années 2000, les industriels en microélectronique ont proposé des composants toujours plus intégrés, en suivant une roadmap technologique théorisée par les “lois de Moore” : des transistors toujours plus nombreux sont placés sur une surface de puce toujours plus petite. Les systèmes électroniques se sont ainsi miniaturisés pour des performances sans cesse améliorées. Cette intégration technologique a conduit à l'augmentation de la sensibilité des composants face aux interactions des particules de l'environnement radiatif naturel. Ces interactions peuvent conduire à la génération de SEE qui peuvent avoir des conséquences importantes sur le fonctionnement des composants. Ainsi, un SEE peut aller du changement d'état logique d'une cellule mémoire avec modification de l'information stockée jusqu'à la destruction totale du composant. La quantité de SEE produits dans un composant est caractérisée par le SER qui est un paramètre clé dans les études de fiabilité en microélectronique. Depuis les années 2010, les composants électroniques ont atteint un seuil de sensibilité assez faible pour que de nouveaux phénomènes physiques capables de générer des SEE apparaissent. Alors qu'historiquement les anciennes technologies peu intégrées étaient les plus vulnérables face aux neutrons et ions lourds qui étaient les particules générant la majorité des SEE, de récentes études ont mis en évidence l'émergence de l'impact de l'ionisation directe induite par des protons et des muons. De plus, il a été démontré que les méthodes de prédiction des SEE induits par des ions lourds n'étaient plus pertinentes si la morphologie 3D (ou distribution radiale) du dépôt d'énergie n'était pas prise en compte.

La problématique spécifique de cette étude est donc de déterminer si la prise en compte de la morphologie 3D du dépôt d'énergie des muons a un impact sur la modélisation des SEE et sur l'estimation du SER. Pour réaliser ces prédictions, une modélisation précise du composant électronique et de son environnement est nécessaire. Cette modélisation doit tenir compte à la fois des caractéristiques technologiques du composant et des interactions des particules qui peuvent s'y produire en son sein. La méthodologie suivie dans cette étude pour modéliser les SEE fait l'objet du chapitre 3.

## Références

- [1] Robert R SCHALLER. « Technological innovation in the semiconductor industry : a case study of the International Technology Roadmap for Semiconductors (ITRS) ». Thèse de doct. George Mason University, 2004 (cf. p. 48).
- [2] Florian MOLIERE. « Fiabilité des technologies CMOS fortement sub-microniques pour les applications avioniques et aérospatiales ». Thèse de doct. Aix Marseille 1, 2011 (cf. p. 48, 49).
- [3] I PRESENT. « Cramming more components onto integrated circuits ». In : *Readings in computer architecture* 56 (2000) (cf. p. 49).
- [4] Robert R SCHALLER. « Moore's law : past, present and future ». In : *Spectrum, IEEE* 34.6 (1997), p. 52–59 (cf. p. 49).
- [5] Kurt RONSE. « Optical lithography—a historical perspective ». In : *Comptes Rendus Physique* 7.8 (2006), p. 844–857 (cf. p. 50).
- [6] Julien JUSSOT. « Lithographie directe à faisceaux d'électrons multiples pour les nœuds technologiques sub-20nm ». Thèse de doct. Université Grenoble Alpes, 2015 (cf. p. 50).
- [7] Jean-Pierre COLINGE. *Silicon-on-Insulator Technology : Materials to VLSI : Materials to Vlsi*. Springer Science & Business Media, 2004 (cf. p. 51).
- [8] Melanie RAINE. « Etude de l'effet de l'énergie des ions lourds sur la sensibilité des composants électroniques ». Thèse de doct. Université Paris Sud-Paris XI, 2011 (cf. p. 52).
- [9] Eric ESTEVE. *Is FD-SOI really faster cooler and simpler*. 2013 (cf. p. 53).
- [10] Qing CAO, Shu-Jen HAN, Jerry TERSOFF et al. « End-bonded contacts for carbon nanotube transistors with low, size-independent resistance ». In : *Science* 350.6256 (2015), p. 68–72 (cf. p. 53).
- [11] Stuart PARKIN, Xin JIANG, Christian KAISER et al. « Magnetically engineered spintronic sensors and memory ». In : *Proceedings of the IEEE* 91.5 (2003), p. 661–680 (cf. p. 54).
- [12] Wim BOGAERTS, Roel BAETS, Pieter DUMON et al. « Nanophotonic waveguides in silicon-on-insulator fabricated with CMOS technology ». In : *Journal of Lightwave Technology* 23.1 (2005), p. 401–412 (cf. p. 54).
- [13] Avik W GHOSH, Titash RAKSHIT et Supriyo DATTA. « Gating of a molecular transistor : Electrostatic and conformational ». In : *Nano Letters* 4.4 (2004), p. 565–568 (cf. p. 54).
- [14] Michael NICOLAIDIS. *Soft errors in modern electronic systems*. T. 41. Springer Science & Business Media, 2010 (cf. p. 55, 56).

- [15] Peng BAI, C AUTH, S BALAKRISHNAN et al. « A 65nm logic technology featuring 35nm gate lengths, enhanced channel strain, 8 Cu interconnect layers, low-k ILD and 0.57  $\mu\text{m}^2$  SRAM cell ». In : *Electron Devices Meeting, 2004. IEDM Technical Digest. IEEE International*. IEEE. 2004, p. 657–660 (cf. p. 55, 56).
- [16] RADECS CNES ONERA. *The Space Radiation Environment SREC 04 and its effects on Spacecraft Components and Systems*. T. 1. Cepadues, 2004 (cf. p. 56, 58).
- [17] Paul E. DODD. « Production and propagation of single-event transients in high-speed digital logic ICs ». In : *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 51.6 (2004), p. 3278–3284 (cf. p. 57).
- [18] Laurent ARTOLA. « Étude et modélisation des mécanismes de transport et de collection de charges dédiées à la prédiction de SEE dans les technologies fortement intégrées ». Thèse de doct. Toulouse, ISAE, 2011 (cf. p. 57, 61).
- [19] Paul E. DODD. « Device simulation of charge collection and single-event upset ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 43.2 (1996), p. 561–575 (cf. p. 57).
- [20] R.C BAUMANN. « Radiation-induced soft errors in advanced semiconductor technologies ». In : *IEEE Trans. Device Mater. Reliab.* 5.3 (2005), p. 305–316 (cf. p. 57).
- [21] Lloyd W MASSENGILL. « Cosmic and terrestrial single-event radiation effects in dynamic random access memories ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 43.2 (1996), p. 576–593 (cf. p. 57).
- [22] M HERRMANN, K GRÜRMAN, F GLIEM et al. « New SEE Test Results for 4 Gbit DDR3 SDRAM ». In : *13th Eur. Conf. Radiation and Its Effects on Devices and Systems (RADECS) Data Workshop*. 2012 (cf. p. 57).
- [23] Andrew Michael CHUGG, Andrew J BURNELL, Peter H DUNCAN et al. « The random telegraph signal behavior of intermittently stuck bits in SDRAMs ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 56.6 (2009), p. 3057–3064 (cf. p. 57).
- [24] Paul E. DODD et Lloyd W. MASSENGILL. « Basic mechanisms and modeling of single-event upset in digital microelectronics ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 50.3 (2003), p. 583–602 (cf. p. 58).
- [25] Marta BAGATIN et Simone GERARDIN. *Ionizing Radiation Effects in Electronics : From Memories to Imagers*. T. 50. CRC Press, 2015 (cf. p. 58).
- [26] Aurore LUU. « Méthodologie de prédiction des effets destructifs dus à l'environnement radiatif naturel sur les MOSFETs et IGBTs de puissance ». Thèse de doct. Université de Toulouse, Université Toulouse III-Paul Sabatier, 2009 (cf. p. 58).

- [27] Fred W SEXTON et al. « Destructive single-event effects in semiconductor devices and ICs ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 50.3 (2003), p. 603–621 (cf. p. 59).
- [28] Valérian LALUCAA. « Etude des effets singuliers produits par les particules énergétiques chargées de l'environnement radiatif spatial sur les capteurs d'images CMOS ». Thèse de doct. Toulouse, ISAE, 2013 (cf. p. 59).
- [29] J BERINGER. *31. passage of particles through matter*. Rapp. tech. Technical report, Particle Data Group, 2013 (cf. p. 61).
- [30] David F HEIDEL, Kenneth P RODBELL, Phil OLDIGES et al. « Single-event-upset critical charge measurements and modeling of 65 nm silicon-on-insulator latches and memory cells ». In : *IEEE transactions on nuclear science* 53.6 (2006), p. 3512–3517 (cf. p. 61).
- [31] Kenneth P RODBELL, David F HEIDEL, Henry HK TANG et al. « Low-energy proton-induced single-event-upsets in 65 nm node, silicon-on-insulator, latches and memory cells ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 6.54 (2007), p. 2474–2479 (cf. p. 61, 62).
- [32] David F. HEIDEL, Paul W. MARSHALL, Kenneth A. LABEL et al. « Low energy proton single-event-upset test results on 65 nm SOI SRAM ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 55.6 (2008), p. 3394–3400 (cf. p. 61).
- [33] Guillaume HUBERT, Sébastien BOURDARIE, Laurent ARTOLA et al. « Impact of the solar flares on the SER dynamics on micro and nanometric technologies ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 57.6 (2010), p. 3127–3134 (cf. p. 61).
- [34] James F. ZIEGLER et W.A. LANFORD. « Effect of cosmic rays on computer memories ». In : *Science* 206.4420 (1979), p. 776–788 (cf. p. 62).
- [35] Rein SILBERBERG, Chen H TSAO et John R LETAW. « Neutron generated single-event upsets in the atmosphere ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 31.6 (1984), p. 1183–1185 (cf. p. 62).
- [36] JF DICELLO, M PACIOTTI et ME SCHILLACI. « An estimate of error rates in integrated circuits at aircraft altitudes and at sea level ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms* 40 (1989), p. 1295–1299 (cf. p. 62).
- [37] Brian D. SIERAWSKI, Marcus H. MENDENHALL, Robert REED et al. « Muon-induced single event upsets in deep-submicron technology ». In : *Nuclear Science, IEEE Transactions on* 57.6 (2010), p. 3273–3278 (cf. p. 63).
- [38] Brian D SIERAWSKI, Robert A REED, Marcus H MENDENHALL et al. « Effects of scaling on muon-induced soft errors ». In : *International Reliability Physics Symposium*. 2011 (cf. p. 63, 64).

- [39] EJ KOBETICH et Robert KATZ. « Energy deposition by electron beams and  $\delta$  rays ». In : *Physical Review* 170.2 (1968), p. 391 (cf. p. 65).
- [40] Paul E DODD, O MUSSEAU, MR SHANEYFELT et al. « Impact of ion energy on single-event upset ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 45.6 (1998), p. 2483–2491 (cf. p. 65).
- [41] Aaron S KOBAYASHI, Andrew L STERNBERG, Lloyd W MASSENGILL et al. « Spatial and temporal characteristics of energy deposition by protons and alpha particles in silicon ». In : *IEEE transactions on nuclear science* 51.6 (2004), p. 3312–3317 (cf. p. 65, 69).
- [42] Mélanie RAINE, Guillaume HUBERT, Marc GAILLARDIN et al. « Impact of the radial ionization profile on SEE prediction for SOI transistors and SRAMs beyond the 32-nm technological node ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 58.3 (2011), p. 840–847 (cf. p. 66–68).
- [43] Audrey VALENTIN, Mélanie RAINE, Marc GAILLARDIN et al. « Geant4 physics processes for microdosimetry simulation : Very low energy electromagnetic models for protons and heavy ions in silicon ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms* 287 (2012), p. 124–129 (cf. p. 69).

# 3 Description de la méthodologie utilisée pour modéliser les SEE avec la chaîne de simulation GEANT4 et MUSCA SEP3

## Sommaire

---

3.1	L'architecture de GEANT4	77
3.1.1	La structure globale de l'outil	77
3.1.2	Le fonctionnement du noyau de l'algorithme	80
3.2	Les classes fondamentales d'une simulation GEANT4	83
3.2.1	La géométrie du détecteur	84
3.2.2	La création de l'environnement radiatif	85
3.2.3	La sélection des processus physiques	85
3.3	Simulations du dépôt d'énergie induit par des protons et des muons	87
3.3.1	Validité des modèles physiques du module <i>microelectronics</i>	89
3.3.2	Validité des modèles physiques du module <i>Low Energy</i>	90
3.3.3	Génération d'une base de données des traces des protons et des muons dans des volumes nanométriques	91
3.4	Prédiction des SEE avec la plateforme MUSCA SEP3	91
3.5	Résumé et conclusion du chapitre	94
	Références	96

---

## 3.1 L'architecture de GEANT4

La modélisation d'un détecteur dans un environnement radiatif donné est possible grâce à l'utilisation d'outils informatiques spécifiques tel que le code GEANT4 (GEometry ANd Tracking). Dans les sous-parties suivantes, la structure de cet outil ainsi que la raison de son utilisation et le fonctionnement de son algorithme sont présentés.

### 3.1.1 La structure globale de l'outil

GEANT4 est une plateforme logicielle utilisée pour simuler le passage de particules à travers la matière. L'outil est basé sur la méthode de Monte-Carlo, qui est une technique algorithmique permettant de calculer une valeur numérique approchée par des procédés stochastiques. Le nom de cette méthode fait référence à la principauté de Monte-Carlo (Monaco) où sont pratiqués les jeux de hasard. Le passage d'une particule dans la matière est un phénomène complexe qui implique des interactions physiques basées sur des probabilités. La probabilité d'occurrence d'une interaction repose sur la section efficace de l'interaction pour une particule et un matériau donné. Pour simuler toutes les étapes d'un processus physique décrivant l'interaction d'une particule, la méthode de Monte-Carlo se base sur l'échantillonnage de fonctions de densité de probabilité en utilisant des tirages des nombres aléatoires. Les codes informatiques basés sur les méthodes de Monte-Carlo permettent ainsi d'apporter la solution à ce type de problème complexe que les méthodes analytiques basées sur des calculs numériques classiques ne peuvent résoudre.

Cependant, la très grande majorité des codes informatiques générant des nombres aléatoires se base sur des algorithmes déterministes répétitifs générant des séries de nombre "pseudo-aléatoires". En effet, la difficulté pour un générateur de nombre purement aléatoire réside dans le temps de calcul. Bien qu'il soit techniquement possible de développer ce genre de codes, les temps de calculs pour simuler tous les processus physiques associés aux interactions d'une particule sont si longs, que leur utilisation est limitée à des applications basiques. La qualité d'un générateur de nombres aléatoires repose à la fois sur le fait que les séquences de nombres générés sont uniformes, décorrélées, non biaisées, avec une période de répétition la plus grande possible et sa vitesse de calcul la plus rapide possible.

Le choix d'un outil de simulation s'est porté sur GEANT4 car il est justement reconnu pour la puissance de son algorithme et de son générateur de nombres aléatoires. De plus, il permet d'élaborer facilement une géométrie de détecteur et d'avoir un suivi précis des particules. Enfin, il est distribué en open-source et est aussi utilisé par une large communauté de scientifiques qui le maintient à jour depuis de nombreuses années. En effet, GEANT4 est le successeur de la série de logiciel GEANT développés par le CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) comprenant le fameux code GEANT3, écrit en Fortran, qui resta long-

temps une référence en matière d'outils de simulation pour la physique des particules. Développé depuis 1993 par une collaboration internationale impliquant le CERN et le KEK (The High Energy Accelerator Research Organization), il est le premier logiciel de ce type à utiliser le C++ comme langage et les méthodes de programmation orientées objet. La première version publique de GEANT4 fut accessible en 1998. Officiellement fondée en 1999, la "Collaboration Geant4" est depuis en charge du développement des mises à jour et de l'aide aux utilisateurs via le forum "<http://hypernews.slac.stanford.edu/HyperNews/geant4/cindex>". Cette collaboration est répartie en 16 groupes de travail :

- *Run, Event and Detector Responses* : est le groupe qui s'occupe de la génération, du déroulement des événements et de la collection des données ;
- *Tracking* : s'occupe du suivi des particules ;
- *Particles and Track* : gestion des particules et de leurs traces ;
- *Geometry and Transport* : création des formes géométriques des détecteurs et du transport des particules ;
- *Generic Processes and Materials* : description des processus, des matériaux et des techniques de réduction de variance pour les processus physiques ;
- *Electromagnetic Physics* : processus et modèles électromagnétiques (valables pour les hautes énergies de l'ordre du TeV) ;
- *Low Energy Electromagnetic Physics* : processus et modèles électromagnétiques (valables pour les faibles énergies de l'ordre de l'eV) ;
- *Hadronic Physics* : processus et modèles de physique hadronique ;
- *Persistency* : mécanismes de portabilité des objets ;
- *User and Category Interfaces* : interfaces logicielles de GEANT4 ;
- *Visualisation* : visualisation de la géométrie du détecteur et des trajectoires des particules et événements ;
- *Physics Lists and Validation Tools* : listes des modèles de physiques et des outils pour vérifier leur cohérence ;
- *Testing and Quality Assurance* : tests de compatibilité entre les différentes versions de GEANT4 ;

- *Software Management* : compilation et de la distribution du code ;
- *Documentation Management* : mise à jour de la documentation concernant le code et son utilisation ;
- *Novice and Extended Examples* : exemples créés pour débiter l'utilisation de GEANT4 ;
- *Advanced Examples* : exemples créés pour utilisateurs avancés, pour des applications plus réalistes et spécifiques.

En ce qui concerne les applications de GEANT4, celles-ci couvrent un large spectre de domaines : physique des hautes énergies et nucléaire, ingénierie spatiale, médecine, science des matériaux, protection contre les radiations. GEANT4 permet ainsi de modéliser les interactions d'une particule primaire ayant une énergie comprise entre 1 keV et plusieurs TeV [1] (Figure 3.1).

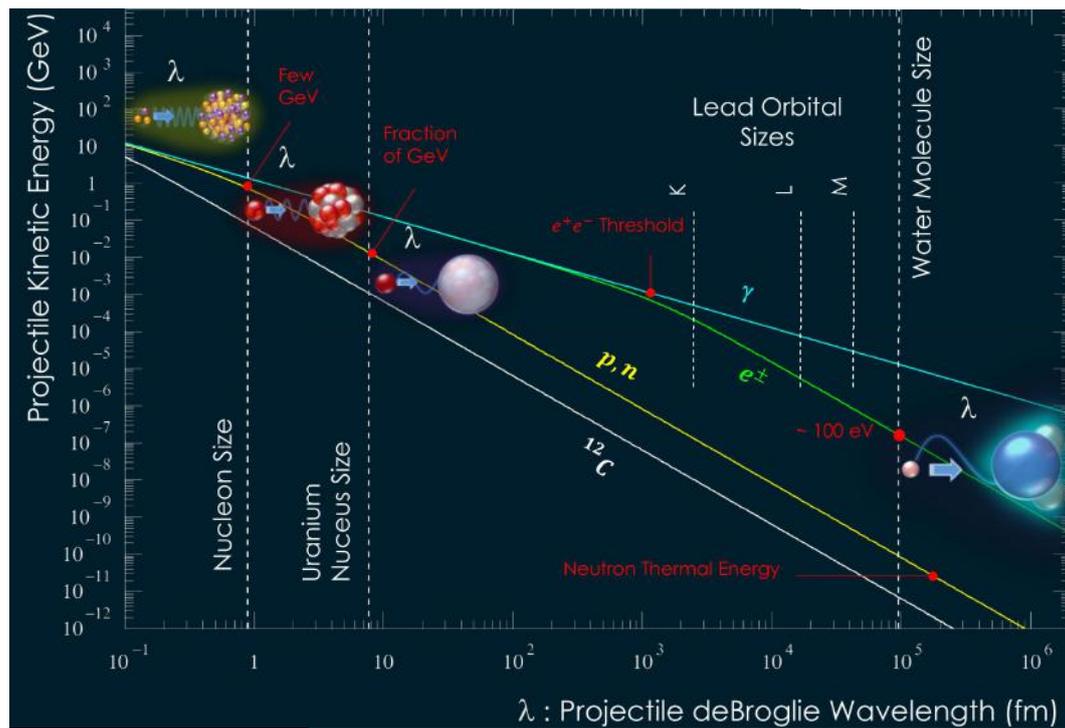


Figure 3.1 – Domaines d'utilisation de GEANT4 selon l'énergie initiale d'une particule primaire en fonction de la longueur d'onde de De Broglie (crédit : Marc Verderi, [2]).

### 3.1.2 Le fonctionnement du noyau de l'algorithme

L'algorithme général de GEANT4 repose sur l'assemblage de classes. Ces dernières définissent les paramètres relatifs à la modélisation et peuvent être elles-mêmes regroupées dans des catégories de classes (Figure 3.2). Les catégories de classes positionnées le plus bas héritent des classes positionnées plus haut. Chaque catégorie de classes regroupe ainsi un ensemble de classes dédiées à une fonction précise de l'algorithme. Une partie des classes de GEANT4 est regroupée sous forme d'un noyau (kernel) qui fournit à l'utilisateur un jeu de classes à assembler pour construire son application

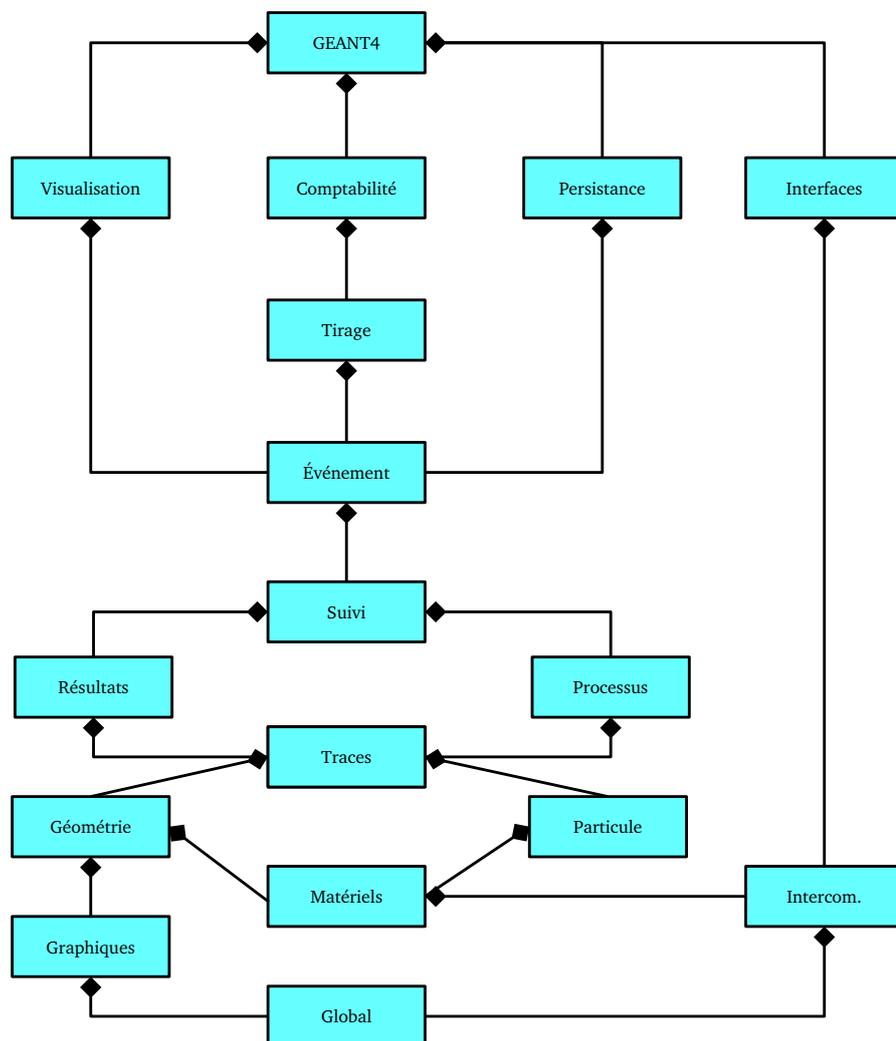


Figure 3.2 – Hiérarchie générale des catégories de classes de GEANT4.

Les classes qui composent le noyau sont protégées des modifications de l'utilisateur. Au contraire, ce dernier peut développer son application en créant ses propres classes héritées du noyau. Les classes fondamentales qui régissent le fonctionnement du noyau de GEANT4 sont les classes *G4Run*, *G4Event*, *G4Track* et *G4Step* [3]. Ces classes sont détaillées ci-après afin de comprendre précisément le fonctionnement des simulations GEANT4 qui font l'objet de cette étude.

### 3.1.2.1 La classe *G4Run*

Un *run* peut être représenté comme une collection d'événements ayant les mêmes paramètres de simulation. La classe *G4Run* réalise une boucle sur ces événements (Figure 3.3).

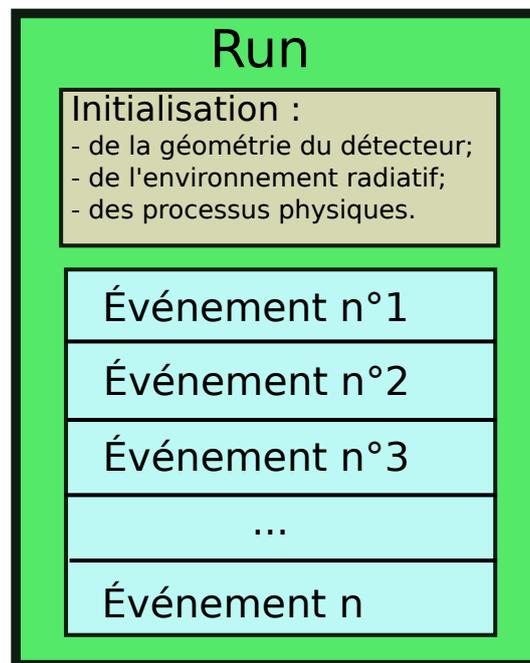


Figure 3.3 – Description du fonctionnement de la classe *G4Run* (crédit : Ivana Hrivnacova, [3])

Au début de chaque *run*, les tables des sections efficaces sont calculées selon les matériaux utilisés dans la simulation ainsi que les seuils de production des particules secondaires.

### 3.1.2.2 La classe *G4Event*

Un événement (*event*) est l'unité de base de la simulation. La classe *G4Event* permet d'extraire comme informations, la liste des particules primaires en entrée de la simulation ainsi que la collection des trajectoires des particules en sortie (Figure 3.4).

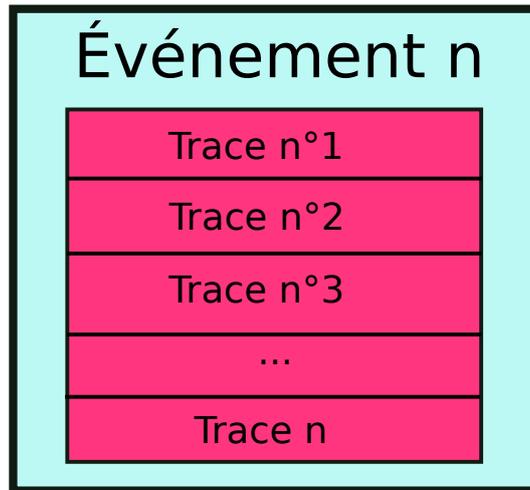


Figure 3.4 – Description du fonctionnement de la classe *G4Event* (crédit : Ivana Hrivnacova, [3])

Au début de l’algorithme, les traces de la particule primaire (primary tracks) sont stockées dans un tableau. Chaque trace primaire est ensuite extraite du tableau puis analysée afin de déterminer le nombre de traces secondaires (secondary tracks) à générer. Ces dernières sont à leur tour envoyées vers ce tableau. L’analyse de ces traces continue tant que le tableau n’est pas vide. L’analyse d’un événement est terminée lorsque le suivi (tracking) de toutes les traces générées par ce dernier, a été réalisé.

### 3.1.2.3 La classe *G4Track*

Le suivi d’une particule (*track*) est un aperçu de son état à un moment donné. Le suivi permet d’accéder à certaines quantités physiques liées à la particule à un moment précis sans enregistrer les précédentes (Figure 3.5).

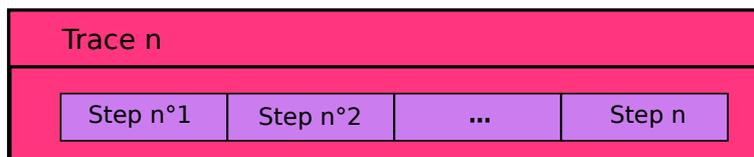


Figure 3.5 – Description du fonctionnement de la classe *G4Track* (crédit : Ivana Hrivnacova, [3])

Le suivi d’une particule évolue selon le pas d’interaction (*step*) et s’arrête lorsque celle-ci sort du volume univers, ou disparaît (par désintégration ou diffusion inélastique), ou a son énergie cinétique nulle, ou encore si l’utilisateur décide de la tuer.

### 3.1.2.4 La classe *G4Step*

Le pas d'interaction d'un processus est un vecteur borné par un point où commence l'interaction (pre-step point) et par un point où elle se termine (post-step point). La longueur du pas d'interaction varie selon le processus impliqué (Figure 3.6).

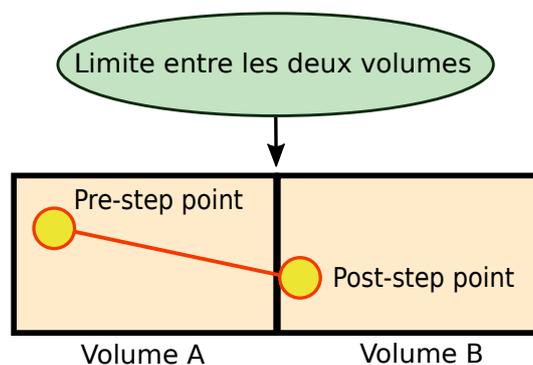


Figure 3.6 – Description du fonctionnement de la classe *G4Step* (crédit : Ivana Hrivnacova, [3])

Les coordonnées des points de début et de fin d'un pas d'interaction permettent de situer ce dernier dans la géométrie du détecteur. Dans le cas où un pas d'interaction est limité par la frontière d'un nouveau volume, le point de fin se positionne sur l'arête de ce volume et appartient dès lors à ce dernier.

## 3.2 Les classes fondamentales d'une simulation GEANT4

Une application minimale de GEANT4 nécessite l'utilisation de trois classes fondamentales. Ces dernières sont la géométrie du détecteur, la définition de l'environnement radiatif ainsi que les processus physiques impliqués dans la simulation des interactions des particules. Ce sont ces trois premières classes qui doivent être initialisées avant le déroulement de la simulation (Figure 3.7).

La première classe relative à la construction de la géométrie du détecteur à simuler, s'écrit dans le fichier `DetectorConstruction`. La seconde classe qui gère l'environnement radiatif s'écrit dans le fichier `PrimaryGeneratorAction`. Enfin, la troisième classe fondamentale, qui traite des processus physiques mis en jeu, s'écrit dans le fichier `PhysicsList`. D'autres classes non fondamentales mais très utiles peuvent être ajoutées pour, par exemple, obtenir l'énergie déposée par la particule à un endroit précis du détecteur ou encore regarder le parcours d'un type de particule.

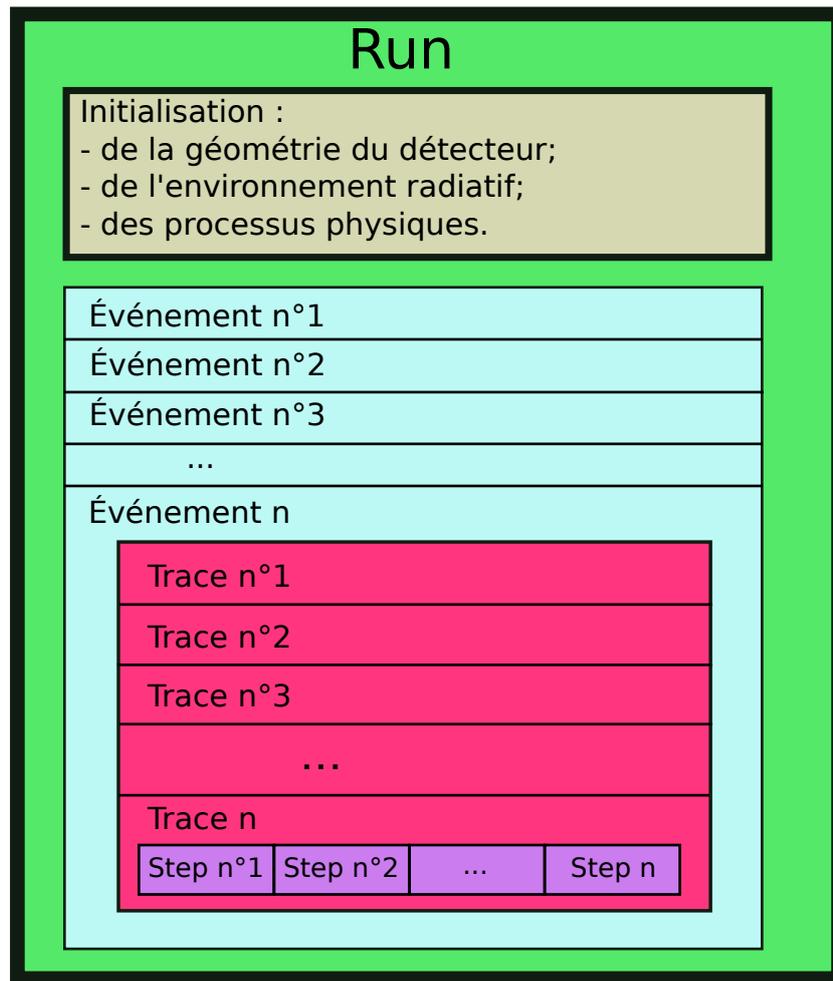


Figure 3.7 – Description du fonctionnement global d’une simulation (crédit : Ivana Hrivnacova, [3])

### 3.2.1 La géométrie du détecteur

Le concept de la géométrie du détecteur repose sur l’assemblage de trois volumes spécifiques : le volume solide, le volume logique et le volume physique.

#### 3.2.1.1 Le volume solide

Ce type de volume décrit la forme et les dimensions de l’objet. Des formes géométriques complexes peuvent être obtenues par l’assemblage de solides simples en utilisant des opérations booléennes qui permettent d’ajouter (via la classe `G4UnionSolid`), soustraire (via la classe `G4SubstractionSolid`), ou faire interagir les solides (via la classe `G4InteractionSolid`) définis dans la simulation [4]. Dans les simulations qui font l’objet de cette étude, un volume parallélépipédique a été simulé pour représenter la zone sensible d’un composant. Les dimensions de ce

parallélépipède ont été adaptées selon l'objectif de la simulation. Ces informations seront développées dans les deux prochains chapitres.

### **3.2.1.2 Le volume logique**

Le volume logique permet de définir le type de matériau du détecteur (via la classe `G4LogicalVolume`). Dans le cas de cette étude, le silicium a été choisi pour toutes les simulations étant donné que c'est le matériau à la base des technologies bulk et SOI étudiées au chapitre 4 ainsi que les pixels de la caméra CCD utilisée au chapitre 5.

### **3.2.1.3 Le volume physique**

Le volume physique permet de positionner le détecteur dans l'espace (via la classe `G4PVPlacement`). Tout volume utilisé dans une simulation doit être placé dans un volume mère. Le volume univers (world) correspond au volume fondamental qui contient tous les autres volumes filles. Toutes les opérations de déplacement ou de rotation d'un volume fille sont définies par rapport au volume mère. Dans le cas de cette étude, le volume parallélépipédique est placé au centre du volume univers sans rotation ni copies de volume.

## **3.2.2 La création de l'environnement radiatif**

L'environnement radiatif est modélisé par le placement d'une source émettrice. Les particules primaires sont créées depuis cette source. Les paramètres relatifs à la nature et au déplacement de la particule à créer peuvent être instanciés soit via la classe `G4GeneralParticleSource` soit via la classe `G4ParticleGun`. Cette dernière classe a été utilisée dans les simulations de cette étude. La méthode `SetParticleDefinition` permet de définir la nature de la particule. Une énergie est associée à la particule soit dynamiquement selon un spectre d'énergie (avec la fonction `InitFunction`) soit selon une valeur statique (méthode `SetParticleEnergy`). La particule est créée depuis le vecteur position de cette source (méthode `SetParticlePosition`) et est transportée selon son vecteur direction (méthode `SetParticleMomentumDirection`). Les vecteurs position et direction sont définis via la classe `G4ThreeVector` et peuvent prendre en argument un angle d'incidence défini via les fonctions trigonométriques usuelles issues de la bibliothèque standard du C++ [5].

## **3.2.3 La sélection des processus physiques**

Les processus mis en jeu lors de l'interaction d'une particule doivent implémenter les méthodes virtuelles de la classe `G4VProcess` pour déterminer si l'interaction a lieu et définir ses intervalles d'énergie. Pour tous les processus, la démarche générale est la suivante :

- La méthode `GetPhysicalInteractionLength` se base sur la section efficace issue d'un modèle physique pré-déterminé du processus physique mis en jeu ;
- Si une interaction est générée cette méthode calcule la longueur du pas de l'interaction depuis le point initial vers le point suivant ;
- Lorsque le pas d'interaction est terminé, la méthode `DoIt` réalise l'interaction en elle-même, en modifiant l'énergie de la particule primaire, sa position, sa direction et génère une particule secondaire si le seuil de production le permet.

Le processus physique peut avoir lieu lorsque la particule est au repos, ou bien tout le long du pas d'interaction ou encore uniquement à la fin du pas [6]. Ces trois possibilités sont déterminées par trois méthodes virtuelles de la classe `GetPhysicalInteractionLength` qui sont :

- `AtRestDoIt`, pour le calcul de l'interaction lorsque la particule est au repos ;
- `AlongStepDoIt`, lorsque l'interaction se fait tout le long du pas ;
- `PostStepDoIt`, lorsque l'interaction se fait à la fin du pas.

Ces trois classes fondamentales (géométrie du détecteur, environnement radiatif et processus physiques) assurent le fonctionnement d'une application minimale et leur rôle est résumé dans la Figure 3.8.

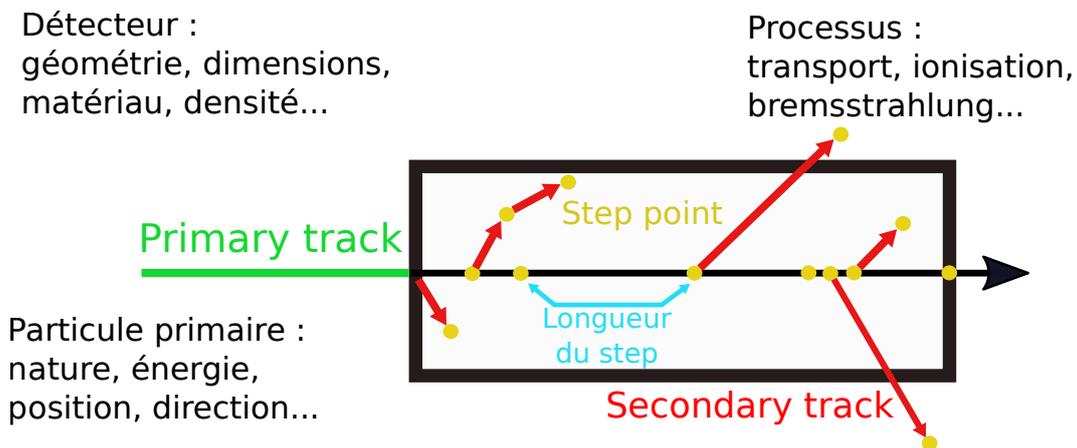


Figure 3.8 – Illustration du fonctionnement des trois classes fondamentales dans une simulation (crédit : Ivana Hrivnacova, [3])

### 3.3 Simulations du dépôt d'énergie induit par des protons et des muons

La précision d'une simulation repose sur plusieurs paramètres. La précision des sections efficaces des mécanismes d'interaction et la précision du calcul de la perte d'énergie en sont les deux principaux. La physique standard de GEANT4 a été historiquement développée pour des applications mettant en jeu des interactions de haute énergie. Cette physique standard n'est pas optimisée pour des applications nécessitant une grande précision du dépôt d'énergie d'une particule. Lorsque le volume modélisé est très petit, l'algorithme standard peut calculer un pas d'interaction trop grand par rapport aux dimensions du volume considéré. Il en résulte une imprécision sur le calcul du dépôt d'énergie.

Il est complexe d'établir une limite inférieure à la précision de l'algorithme standard de GEANT4. D'après certains spécialistes [7], [8], pour un volume modélisé dont les dimensions sont inférieures au micromètre, la physique standard de GEANT4 n'est plus pertinente. En effet, la formule de Bethe-Bloch (Équation 2.3) donne une valeur moyenne de la perte d'énergie par unité de longueur. La probabilité de cette perte d'énergie est représentée par la courbe de Landau (Figure 3.9).

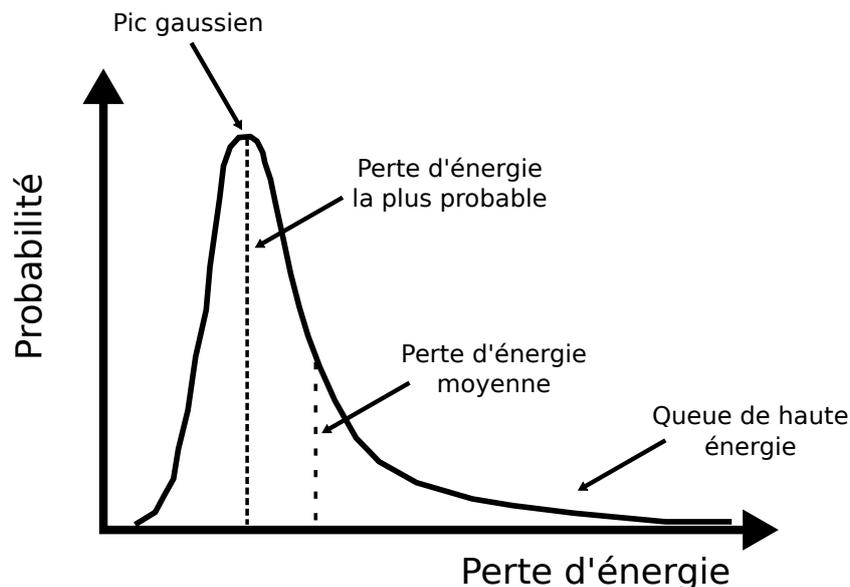


Figure 3.9 – Distribution Landau : la perte d'énergie moyenne n'est pas la même que la perte d'énergie la plus probable et la présence d'une queue rend asymétrique la distribution. Pour un petit volume modélisé, cette queue tend vers les hautes énergies et les fluctuations deviennent plus importantes.

Pour un grand volume modélisé, la queue de la distribution se déplace vers les

faibles pertes d'énergie et tend à devenir négligeable. Le théorème central limite peut alors s'appliquer et la distribution tend vers une gaussienne. Au contraire, pour un petit volume modélisé, la queue s'étale vers les hautes pertes d'énergies et certaines pertes d'énergie de la particule primaire peuvent être très importantes. La fluctuation de la perte d'énergie devient donc non-gaussienne et beaucoup plus importante pour un petit volume. De plus, les particules secondaires créées par la particule primaire peuvent parcourir une distance supérieure aux dimensions du volume et s'en échapper. Dès lors il devient complexe de déterminer si l'imprécision du calcul du dépôt d'énergie est due à l'algorithme ou à l'énergie déposée par les particules secondaires en dehors du volume.

Ainsi, une modélisation réaliste nécessite de simuler un grand nombre de particules primaires afin d'obtenir une statistique importante. Mais une grande statistique implique aussi un temps de calcul beaucoup plus important. C'est pour cette raison qu'il a été développé au sein de GEANT4, un seuil de création des particules secondaires. Ce seuil a une valeur par défaut dans la physique standard de 0,7 mm. Cela signifie qu'une particule secondaire doit pouvoir parcourir une distance d'au moins 0,7 mm pour pouvoir être explicitement créé. Dans le cas contraire, le dépôt d'énergie se fait localement le long de la trace de la particule primaire (Figure 3.10).

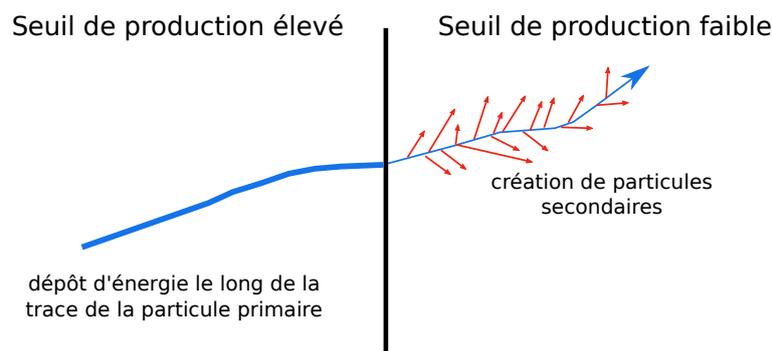


Figure 3.10 – Illustration du fonctionnement du seuil de production. Lorsque celui-ci est élevé, aucune particule n'est créée et toute l'énergie perdue par la particule primaire est déposée localement le long de sa trace. Lorsque ce seuil est faible, l'énergie perdue par la particule primaire est répartie dans la création d'une particule secondaire, comme un électron (crédit : Marc Verderi, [6]).

Ce seuil par défaut est beaucoup trop élevé pour la modélisation d'un composant en microélectronique ou d'un brin d'ADN en médecine dont les dimensions peuvent atteindre le nanomètre. C'est pourquoi plusieurs modules dédiés à des applications spécifiques ont été développés au sein de GEANT4.

Le module *Low Energy* de GEANT4 regroupe des modèles physiques dédiés à des applications ayant besoin de simuler précisément le dépôt d'énergie d'une particule. Ces modèles physiques permettent de produire des électrons secondaires

de très faible énergie. Le module *microelectronics* est aussi un module de GEANT4 qui a été développé spécifiquement pour les ions lourds, les électrons et les protons.

Nous avons vu au chapitre 2, que la compréhension du mécanisme d'occurrence d'un SEE repose sur la description spatiale la plus précise possible du dépôt d'énergie induit par la particule primaire dans le volume sensible du composant électronique. Dans la modélisation des SEE, l'approche classique considère le dépôt d'énergie comme une série de dépôts ponctuels le long de la trace de la particule ionisante. Au contraire, la description 3D considère la morphologie radiale du dépôt d'énergie et l'intérêt d'en tenir compte dans la prédiction des SEE induits par des ions lourds, a été démontré. Nous avons aussi vu que la problématique spécifique qui en résulte est de déterminer si la prise en compte de cette morphologie 3D du dépôt d'énergie modifie la modélisation des SEE induits par les muons.

La méthodologie suivie dans les travaux de cette étude, a consisté à générer sous forme de base de données, les traces des dépôts d'énergie induits par des muons. Pour ce faire, des simulations avec GEANT4 ont été réalisées. Le module *microelectronics* a été utilisé pour réaliser une "base de données proton" dans un premier temps afin de valider la méthodologie avec des données expérimentales disponibles. Le module *microelectronics* n'ayant pas été développé pour les muons, c'est le module *Low Energy* qui a été optimisé et utilisé après avoir validé la méthodologie, pour générer une "base de données muon" dans un second temps.

Les simulations qui font l'objet du chapitre 4 ont été réalisées avec le module *microelectronics* et celles du chapitre 5 avec le module *Low Energy* optimisé. Dans les sous-parties suivantes, les limites de ces deux modules sont présentées ainsi que la méthodologie utilisée pour réaliser ces simulations.

### **3.3.1 Validité des modèles physiques du module *microelectronics***

L'objectif est de pouvoir calculer précisément le dépôt d'énergie d'un électron secondaire et d'estimer si cette énergie déposée est suffisante pour générer un SEE dans le composant. En 2005, les travaux de Akkerman *et al.* [9] ont permis de développer un nouveau modèle d'interaction des ions avec le silicium en se basant sur la théorie de la fonction diélectrique d'un solide développée par Ritchie [10]. L'objectif de ce modèle était d'étendre la production et le suivi d'électrons secondaires jusqu'à 1,5 eV. Cependant, aucun code basé sur ce nouveau modèle n'était disponible publiquement. C'est seulement en 2010 que l'étude d'Incerti *et al.* basée sur les travaux d'Akkerman, a permis d'abaisser le seuil de production d'électrons secondaires de GEANT4 jusqu'à 8,23 eV pour la modélisation des interactions des radiations ionisantes à l'échelle de la cellule biologique et de la molécule d'ADN [11].

Néanmoins cette extension était valide seulement pour des interactions avec un matériau constitué uniquement d'eau. Les travaux de Valentin *et al.*, ont permis de développer le module *microelectronics* en se basant sur les travaux de l'étude

d’Incerti *et al.*, afin d’étendre l’abaissement du seuil de production d’électrons secondaires pour des protons et ions lourds [12] puis pour des électrons [13] dans du silicium. Les modèles physiques implémentés dans ce module par rapport au module standard, sont :

- l’ionisation par des protons, des électrons et des ions lourds via la classe G4MicroElecInelasticModel ;
- la diffusion élastique des électrons via la classe G4MicroElecElasticModel.

Le module *microelectronics* disponible dans la version 10.01 de GEANT4, utilisé dans les simulations de cette étude, permet ainsi d’atteindre un seuil de production d’électrons secondaires de 16,7 eV pour un proton incident.

### 3.3.2 Validité des modèles physiques du module *Low Energy*

Alors que le module standard de GEANT4 permet de produire des électrons secondaires jusqu’à 990 eV, il est possible d’abaisser ce seuil de production jusqu’à 250 eV, en utilisant le module *Low Energy*. De plus l’utilisation de la méthode SetStepMax permet de limiter manuellement la longueur du pas d’interaction. Dans les simulations qui font l’objet du chapitre 5, le pas d’interaction a été fixé à un dixième de l’épaisseur du volume sensible modélisé tel que la littérature le recommande [14], [15]. L’épaisseur du volume sensible simulé ayant été fixé à 100 nm, le pas d’interaction a été limité à 10 nm. Les modèles physiques implémentés dans ce module pour les muons, sont :

- l’ionisation via la classe G4MuIonisation ;
- le bremsstrahlung via la classe G4MuBremsstrahlung ;
- la création de paire via la classe G4MuPairProduction ;
- la diffusion coulombienne multiple via la classe G4MuMultipleScattering.

Le module *Low Energy* disponible dans la version 10.01 de GEANT4, utilisé dans les simulations de cette étude, permet ainsi d’atteindre un seuil de production d’électrons secondaires de 250 eV pour un muon incident.

### 3.3.3 Génération d'une base de données des traces des protons et des muons dans des volumes nanométriques

Les simulations développées avec les modules *microelectronics* et *Low Energy* ont permis de générer deux bases de données de plusieurs gigaoctets chacune. Chaque base de données contient la trace du dépôt d'énergie induit soit par un proton soit par un muon.

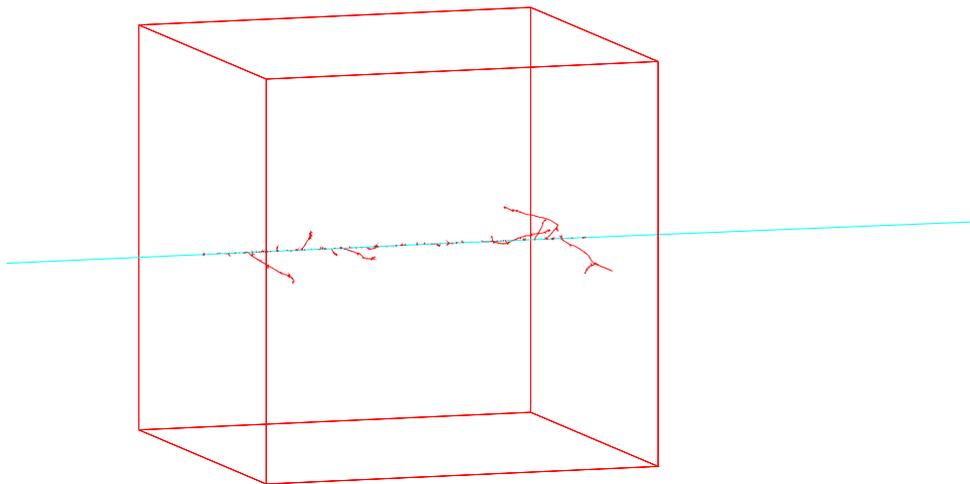


Figure 3.11 – Simulation d'un proton de 2 MeV dans un volume de  $1 \mu\text{m}^3$  avec le module *microelectronics*. La trace du proton est représenté en cyan et les électrons secondaires produits en rouge.

La Figure 3.11 illustre la trace d'un proton dans un volume sensible représenté par un cube de  $1 \mu\text{m}^3$ . Le dépôt d'énergie induit par la particule primaire le long d'une telle trace (en cyan) ainsi que les électrons secondaires créés (en rouge) sont répertoriés dans un fichier texte. Pour chaque paramètre en entrée, est produit un fichier texte en sortie qui contient : la nature de la particule primaire (proton ou muon), l'énergie, l'angle d'incidence, les dimensions du volume et les coordonnées du dépôt d'énergie de la particule (Figure 3.12).

## 3.4 Prédiction des SEE avec la plateforme MUSCA SEP3

Une fois les bases de données opérationnelles, celles-ci deviennent les supports de la plateforme MUSCA SEP3. Cette dernière correspond à un ensemble de codes informatiques développés par l'ONERA permettant de simuler l'apparition d'un SEE grâce à une modélisation multi-échelle des processus physiques qui va de la

```

100000 → Nombre de particules tirées
&
0.1
0.1 } Dimensions (x, y, z) du volume en µm
0.1
0 → Angle d'incidence de la particule
&
mu- 0 1 0.5 -51.2 0 0 1.42e-23 Nom de la particule incidente
mu- 0 1 0.5 -41.3 0 0 100
mu- 0 1 0.5 -39.4 0 0 105 n° d'identification de la particule parente
mu- 0 1 0.5 -26.4 0 0 20.5
mu- 0 1 0.5 -14.4 -0.0134 0.00849 60.1 n° d'identification de la particule
mu- 0 1 0.5 0.19 -0.0385 0.0261 109
mu- 0 1 0.499 18.7 -0.0695 0.0304 145 énergie cinétique de la particule (MeV)
mu- 0 1 0.499 20.3 -0.0700 0.0651 75.1
mu- 0 1 0.499 -1.2 -0.0941 0.0600 33.9 coordonnées (x, y, z) du dépôt d'énergie (nm)
mu- 0 1 0.499 42.9 -0.112 0.0588 173
mu- 0 1 0.499 50 -0.113 0.0608 1.42e-23
e- 1 2 0 42.6 -0.066 -0.0718 251 énergie déposée (eV)
&
mu- 0 1 0.5 -56.2 0 0 1.42e-23
mu- 0 1 0.5 -30 0 0 206
mu- 0 1 0.5 -1.07 0 0 184
mu- 0 1 0.499 0.01 0 0 150
mu- 0 1 0.499 17.7 0 0 63
mu- 0 1 0.499 23.6 -0.0141 0.060758 74
mu- 0 1 0.499 29.2 -0.0145 0.06713 57
mu- 0 1 0.499 42.0 -0.0144 0.0112 28.9
mu- 0 1 0.499 50.1 -0.0306 0.0635 1.42e-23
e- 1 3 0 0.000401 25.1 -2.58 -0.825 272
(...)

```

Figure 3.12 – Image d’un fichier texte en sortie d’une simulation GEANT4. Le paramètre d’entrée des deux bases de données (proton et muon) est l’énergie de la particule incidente. Pour les protons, un fichier de ce type est créé pour chaque énergie comprise entre 500 keV et 2 MeV avec un pas d’incrémentations de 0,1 MeV. Pour les muons, cet intervalle est de 50 keV à 2 MeV.

création de la particule dans son environnement jusqu’à la génération du courant transitoire à l’origine du SEE (Figure 3.13).

Une modélisation réalisée avec cette plateforme permet de simuler une valeur de charge collectée dans le composant. Cette charge collectée est comparée à une valeur de charge critique spécifique au composant et permet de déterminer à la fois les sections efficaces de SEE et de SER.

Le premier niveau physique en entrée de la plateforme correspond à la modélisation de l’environnement radiatif dans lequel évolue le composant électronique. Les flux des particules et leur nature sont adaptés selon que le composant opère, par exemple, à la surface terrestre ou dans un satellite en orbite [16]. Dans le cas d’une modélisation d’un environnement réel, plusieurs types de particules peuvent être simulés. Ces particules peuvent être ensuite émises de manière isotrope ou anisotrope avec un spectre d’énergie spécifique. Au contraire, pour modéliser un accélérateur, le flux des particules peut-être mono-énergétique et mono-directionnel.

Le deuxième niveau physique en entrée correspond à la description de la structure du composant. Cette description prend en compte la topologie et les dimensions des zones actives de semi-conducteur ainsi que la nature et l’épaisseur des couches de métallisation et de passivation.

Le troisième paramètre physique en entrée correspond à la modélisation des paires électron-trou créées par la particule primaire. C’est à ce niveau (identifié en rouge sur la Figure 3.13) que sont injectées les traces des dépôts d’énergie extraites

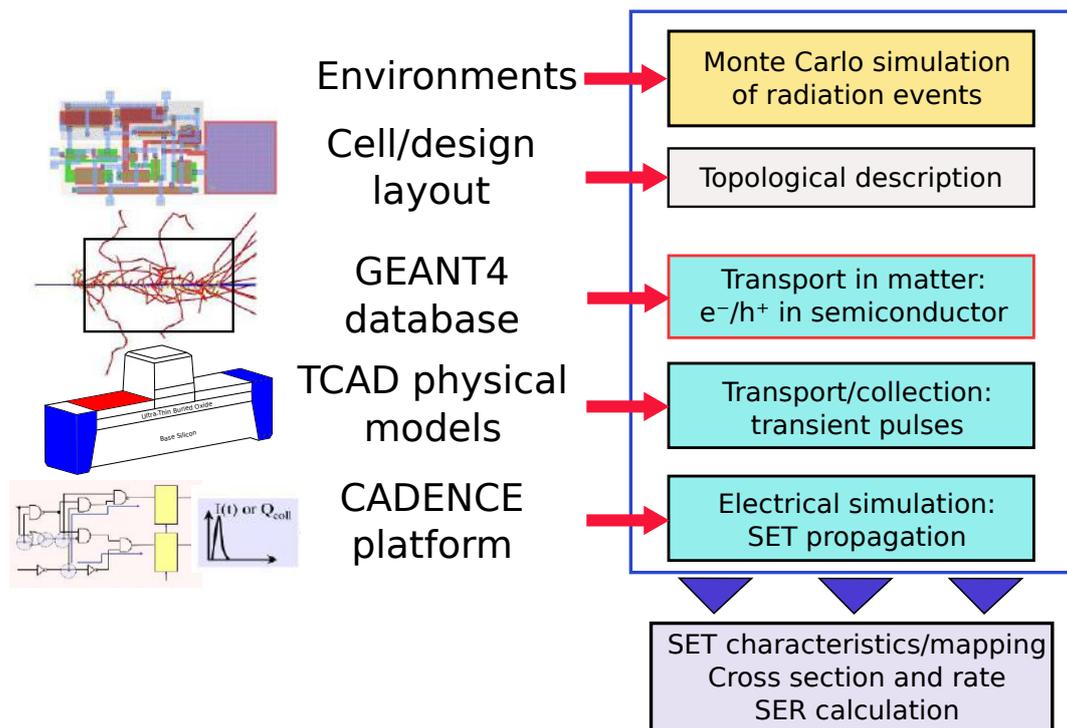


Figure 3.13 – Description du fonctionnement multi-niveaux de la plateforme MUSCA SEP3 développée pour la prédiction des SEE. Les traces des protons et des muons simulées avec GEANT4 sont injectées dans le troisième niveau par ordre séquentiel.

des bases de données générées avec GEANT4.

Le quatrième niveau physique correspond au choix du modèle de transport des porteurs de charge du semi-conducteur. A ce niveau, la modélisation peut considérer soit un courant transitoire soit une collection de charges. Les mécanismes de diffusion et de dérive ambipolaire ainsi que les variations d'impédance et l'activation éventuelle de structure parasite sont aussi pris en compte.

Le cinquième et dernier niveau de la plateforme correspond à la modélisation de la propagation du courant transitoire. Si la durée de vie du courant transitoire est supérieure au temps de transition des portes logiques sur le chemin de propagation du courant, ce dernier pourra être interprété comme une valeur erronée et une erreur sera générée.

## 3.5 Résumé et conclusion du chapitre

Ce chapitre a permis de présenter la méthodologie utilisée pour développer une chaîne de simulation permettant d'étudier la morphologie 3D des dépôts d'énergie des protons et des muons. La chaîne de simulation est constituée par les codes GEANT4 et MUSCA SEP3. Le premier code a été choisi pour les performances de son algorithme, sa distribution libre et open-source et le fait qu'il soit régulièrement mis à jour par une large communauté de scientifiques depuis plus d'une vingtaine d'années. GEANT4 regroupe un ensemble de classes qui permet à l'utilisateur de construire sa propre application Monte-Carlo. Le fonctionnement général de ce code repose sur l'imbrication de plusieurs boucles qui sont gérées par plusieurs classes fondamentales. Le *run* constitue une collection d'événements. Chaque événement regroupe les traces des particules primaires et secondaires. Enfin, la longueur des traces est déterminée par le pas d'interaction. La longueur de ce pas d'interaction est elle-même déterminée à la fois par la nature et l'énergie de la particule impliquée et le type d'interaction entre celle-ci et le matériau du détecteur. Les limites de la précision du calcul du dépôt d'énergie de la physique standard de GEANT4 sont contournées par le développement de modèles physiques spécifiques. Les modules *microelectronics* et *Low Energy* sont deux modules qui ont été développés pour des applications nécessitant une plus grande précision que le module standard de GEANT4, utilisé classiquement pour des applications en physique de haute-énergie. Ces deux modules ont été utilisés pour simuler les caractéristiques des traces des dépôts d'énergie induit par des protons et des muons sous forme de base de données. La base de données protons a été générée avec le *microelectronics* et celle des muons avec le module *Low Energy*. Le deuxième code utilisé dans la chaîne de simulation est MUSCA SEP3. Ce code, développé par l'ONERA, permet de simuler l'apparition d'un SEE dans un composant grâce à une modélisation multi-niveaux des paramètres physiques de l'environnement dans lequel opère le composant. La combinaison des codes GEANT4 et MUSCA SEP3 a ainsi permis de réaliser les simulations du dépôt d'énergie des protons qui font l'objet du chapitre 4 et les simulations du dépôt d'énergie des muons qui font celui du chapitre 5.

## Références

- [1] GAP CIRRONE, G CUTTONE, F DI ROSA et al. « Validation of the Geant4 electromagnetic photon cross-sections for elements and compounds ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 618.1 (2010), p. 315–322 (cf. p. 79).
- [2] Marc VERDERI. *Introduction to Geant4 - Ecole GEANT4 de l'IN2P3*. 2015 (cf. p. 79).
- [3] Ivana HRIVNACOVA. *Kernel - Ecole GEANT4 de l'IN2P3*. 2015 (cf. p. 81–84, 86).
- [4] Ivana HRIVNACOVA. *Geometry - Ecole GEANT4 de l'IN2P3*. 2015 (cf. p. 84).
- [5] Marc VERDERI. *Primary Particles - Ecole GEANT4 de l'IN2P3*. 2015 (cf. p. 85).
- [6] Marc VERDERI. *Physics II : Overview, Processes, Production Threshold, Regions and Cuts per region - Ecole GEANT4 de l'IN2P3*. 2015 (cf. p. 86, 88).
- [7] Fares DJAMA. Personal communication. 8 fév. 2016 (cf. p. 87).
- [8] Marc VERDERI. Personal communication. 12 fév. 2016 (cf. p. 87).
- [9] A AKKERMAN, J BARAK et D EMFIETZOGLOU. « Ion and electron track-structure and its effects in silicon : model and calculations ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms* 227.3 (2005), p. 319–336 (cf. p. 89).
- [10] RH RITCHIE. « Plasma losses by fast electrons in thin films ». In : *Physical Review* 106.5 (1957), p. 874 (cf. p. 89).
- [11] Sébastien INCERTI, G BALDACCHINO, M BERNAL et al. « The Geant4-DNA project ». In : *International Journal of Modeling, Simulation, and Scientific Computing* 1.02 (2010), p. 157–178 (cf. p. 89).
- [12] Audrey VALENTIN, Mélanie RAINE, Marc GAILLARDIN et al. « Geant4 physics processes for microdosimetry simulation : Very low energy electromagnetic models for protons and heavy ions in silicon ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms* 287 (2012), p. 124–129 (cf. p. 90).
- [13] Audrey VALENTIN, Mélanie RAINE, Jean-Etienne SAUVESTRE et al. « Geant4 physics processes for microdosimetry simulation : Very low energy electromagnetic models for electrons in silicon ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms* 288 (2012), p. 66–73 (cf. p. 90).

- [14] Bruce A FADDEGON, Iwan KAWRAKOW, Yuri KUBYSHIN et al. « The accuracy of EGSnrc, Geant4 and PENELOPE Monte Carlo systems for the simulation of electron scatter in external beam radiotherapy ». In : *Physics in medicine and biology* 54.20 (2009), p. 6151 (cf. p. 90).
- [15] Samuel RS BARNES, Grant A MCAULEY, James M SLATER et al. « Modeling considerations for improving accuracy of a proton therapy beam with GEANT4 ». In : *Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC), 2012 IEEE*. IEEE. 2012, p. 2107–2112 (cf. p. 90).
- [16] Guillaume HUBERT, Sophie DUZELLIER, Christophe INGUIMBERT et al. « Operational SER calculations on the SAC-C orbit using the multi-scales single event phenomena predictive platform (MUSCA) ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 56.6 (2009), p. 3032–3042 (cf. p. 92).

# 4 Etude de l'impact de la morphologie 3D du dépôt d'énergie sur la modélisation des SEE induits par les protons dans des volumes nanométriques

## Sommaire

---

4.1	Modélisation du dépôt radial des protons	98
4.1.1	Analyse de la densité radiale des paires électron-trou	98
4.1.2	Impact sur le dépôt de charge dans des volumes nanométriques	100
4.2	Effet du dépôt radial des protons sur la sensibilité SEU	104
4.2.1	Validation pour des SRAMs de 65 et 45 nm fabriquées en technologie SOI	105
4.2.2	Validation pour des SRAMs de 65 et 45 nm fabriquées en technologie bulk	108
4.2.3	Impact du dépôt radial des protons pour des nœuds technologiques inférieurs à 65 nm	109
4.3	Impact du dépôt radial des protons sur le calcul SER	112
4.4	Résumé et conclusion du chapitre	113
	Références	115

---

## 4.1 Modélisation du dépôt radial des protons

Nous avons vu au chapitre 2 que la description du dépôt d'énergie comme étant ponctuel et constant le long de la trace de la particule ionisante n'était plus pertinente pour les ions lourds dans un volume nanométrique. La même approche est suivie pour investiguer le dépôt d'énergie induit par des protons de faible énergie. La génération de SEU induits par l'ionisation directe des protons dans des volumes nanométriques ne peut avoir lieu que pour des protons ayant un LET proche du pic de Bragg, c'est pourquoi leur énergie est prise entre 0,5 et 2 MeV.

Dans les sous-parties suivantes, sont présentés l'analyse de la modélisation du dépôt radial des protons et son impact sur la charge collectée par le composant électronique. L'analyse du dépôt radial est réalisée selon deux méthodes (Figure 4.1). La première consiste à considérer le point d'entrée du proton comme traversant le volume sensible en son centre orthogonalement. La deuxième méthode considère une distribution aléatoire du point d'entrée sur la surface du volume. En ce qui concerne l'impact sur la charge collectée, celui-ci est caractérisé par des distributions issues des traces des dépôts d'énergie des protons générées avec GEANT4. Ces dernières sont extraites de la base de données puis injectées dans la plateforme MUSCA SEP3.

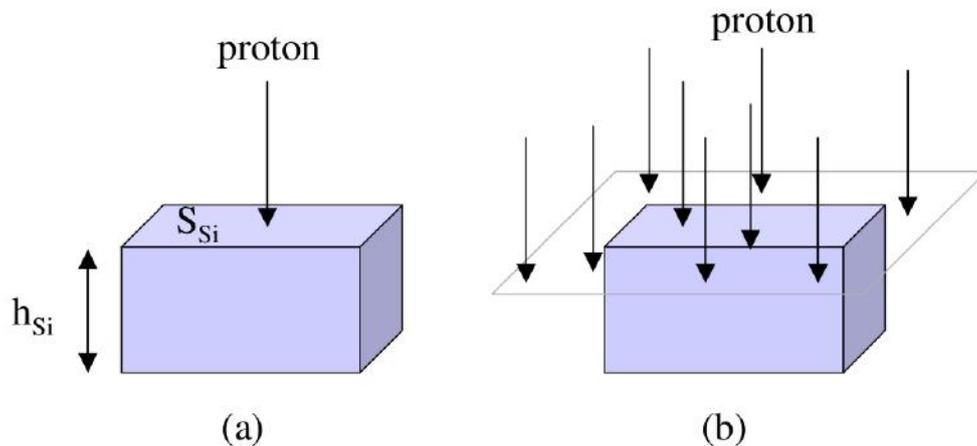


Figure 4.1 – Illustration des deux méthodes d'analyses du dépôt radial dans un volume de silicium caractérisé par son épaisseur  $h_{Si}$  et sa surface  $S_{Si}$ , selon que le point d'entrée du proton traverse le volume en son centre orthogonalement (a) ou distribué aléatoirement sur la surface (b).

### 4.1.1 Analyse de la densité radiale des paires électron-trou

L'analyse de la structure des traces des protons permet de calculer leur profondeur de pénétration ainsi que leur LET et leur dépôt d'énergie radial (Figure 4.2).

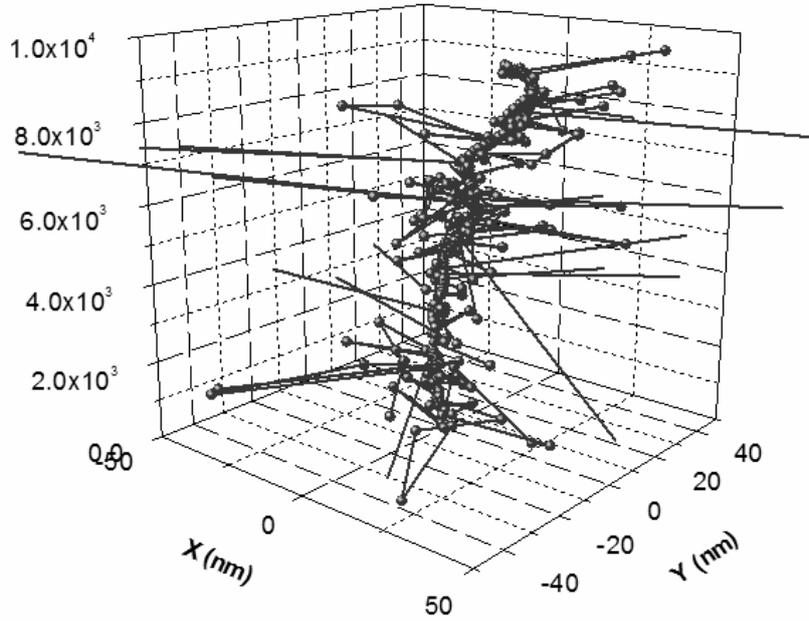


Figure 4.2 – Illustration des électrons secondaires produits par un proton incident de 2 MeV dans une couche de 10  $\mu\text{m}$  de silicium

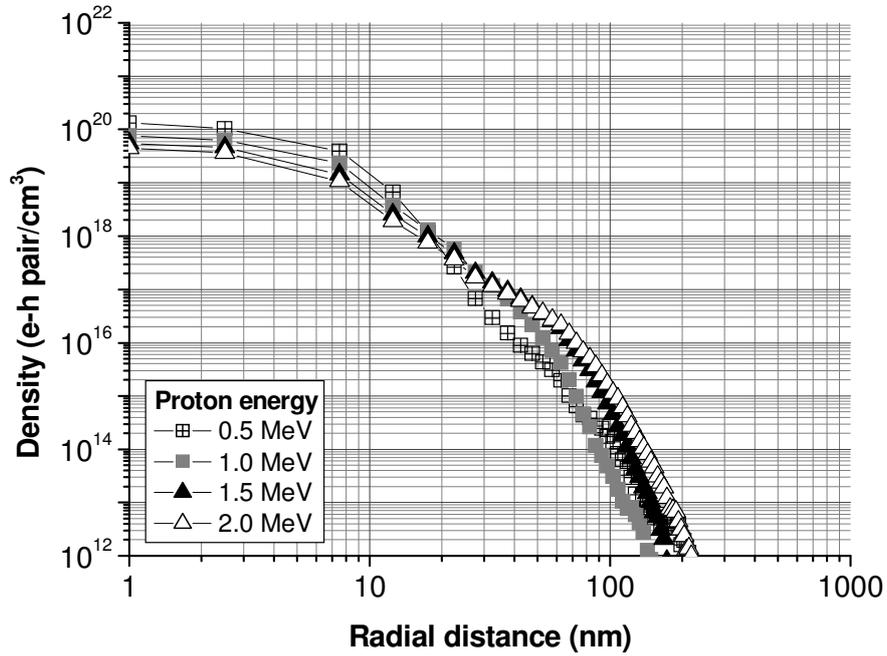


Figure 4.3 – Densité de paires électron-trou induites par des protons en fonction de la distance radiale dans un volume de 100 nm de silicium.

Le dépôt d'énergie radial est converti en une densité de paires électron-trou. Sur la Figure 4.3, la densité de paires électron-trou est représentée pour quatre énergies de proton (0,5, 1, 1,5 et 2 MeV). Pour chaque énergie,  $10^3$  protons sont tirés orthogonalement à un volume de silicium de  $2 \mu\text{m}$ . Le dépôt d'énergie est enregistré pour une couche de 100 nm de ce volume. Pour les quatre énergies, la densité de paires électron-trou est maximale en dessous de 10 nm mais s'étend jusqu'à 200 nm à 0,5 MeV et jusqu'à 300 nm à 2 MeV.

### 4.1.2 Impact sur le dépôt de charge dans des volumes nanométriques

Dans le chapitre 3, nous avons vu les deux méthodes utilisées pour simuler le point d'entrée du proton dans le volume de silicium (orthogonal à son centre ou aléatoire sur la surface d'entrée). Les Figures 4.4 et 4.5 montrent la distribution de l'énergie déposée par des protons de 1 et 2 MeV selon la première méthode (point d'entrée centré sur le volume).

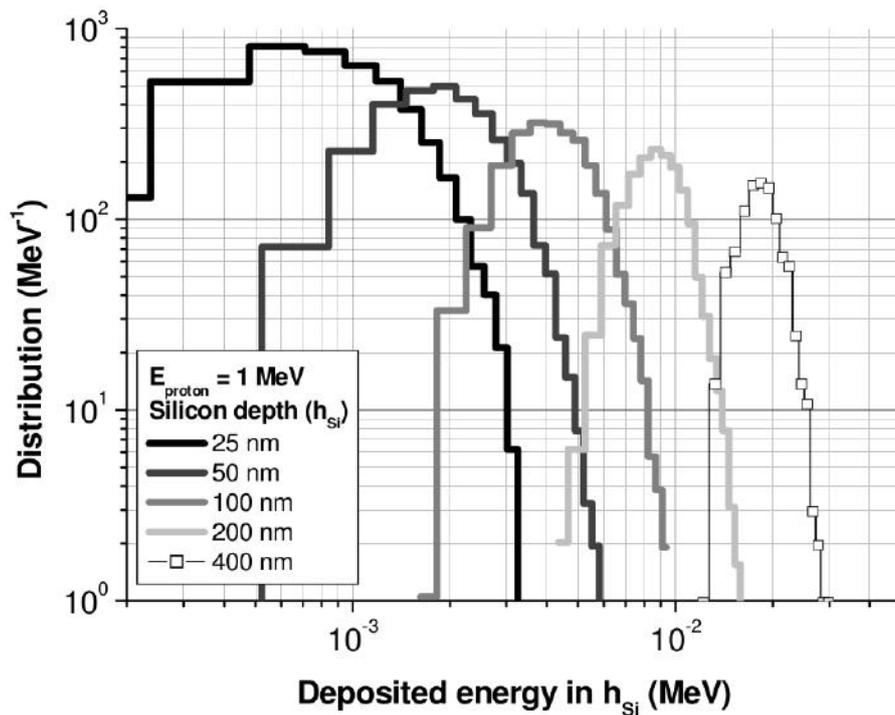


Figure 4.4 – Spectre de l'énergie déposée par un proton de 1 MeV traversant un volume de silicium en son centre pour une épaisseur variable.

L'épaisseur du volume varie de 25 à 400 nm. Ces deux résultats montrent que la dispersion de l'énergie est plus forte pour un proton de 2 MeV par rapport à un proton de 1 MeV et qu'elle augmente avec la diminution de l'épaisseur du volume.

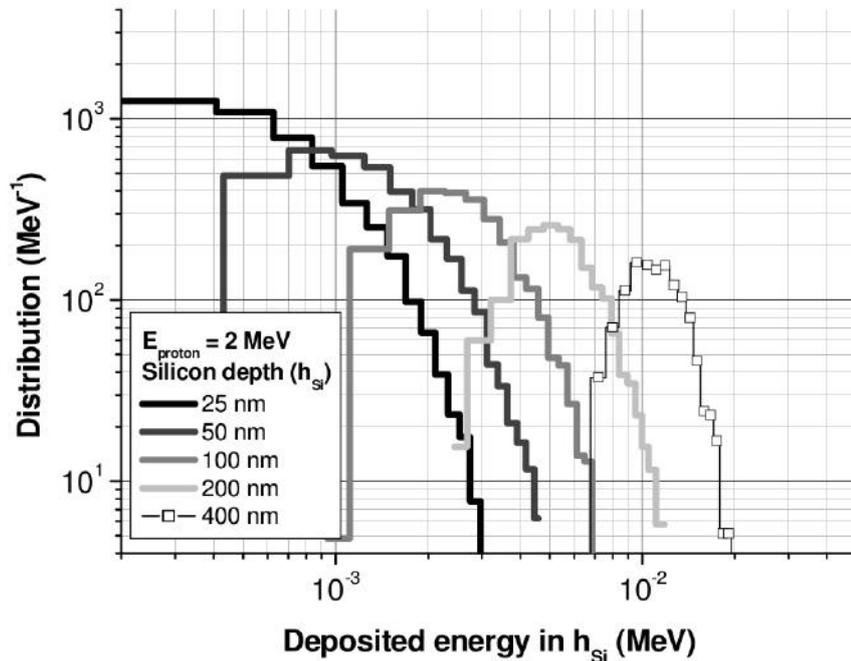


Figure 4.5 – Spectre de l'énergie déposée par un proton de 2 MeV traversant un volume de silicium en son centre pour une épaisseur variable.

L'analyse peut être affinée en considérant la distribution de l'énergie par unité de longueur (en MeV/nm), c'est à dire, l'énergie déposée dans le volume divisé la profondeur de pénétration de la particule. La Figure 4.6 montre l'augmentation continue de l'écart type par rapport à la moyenne avec la diminution de l'épaisseur pour un proton de 2 MeV. Pour les cas extrêmes (25 et 400 nm), le dépôt d'énergie moyen est semblable alors que l'écart type est trois plus grand pour la plus faible épaisseur.

Ces résultats ont de nombreuses implications dans la modélisation des SEE pour des technologies nanométriques. En effet, pour des composants FD-SOI, l'épaisseur de silicium actif est de plusieurs dizaines de nanomètres, ce qui correspond au cadre de cette étude. Pour des technologies bulk, les mécanismes de diffusion dans le processus de transport impliquent que les dimensions du volume considéré soient plus grandes. Ainsi, la problématique de la dispersion du dépôt d'énergie a un impact plus important pour les FD-SOI. La Table 4.1 présente les valeurs moyennes du LET issues des précédentes distributions d'énergie pour des protons de 1 et 2 MeV selon l'épaisseur considérée. Ces LET moyens sont comparés avec ceux obtenus avec le programme SRIM. Ces derniers sont égaux à  $1.75 \times 10^{-1}$  et  $1.12 \times 10^{-1} \text{ MeV.cm}^2.\text{mg}^{-1}$  respectivement pour des protons de 1 et 2 MeV.

La deuxième méthode de simulation du point d'entrée des protons (orthogonale et aléatoire sur la surface d'entrée du volume) est maintenant considérée. La Figure

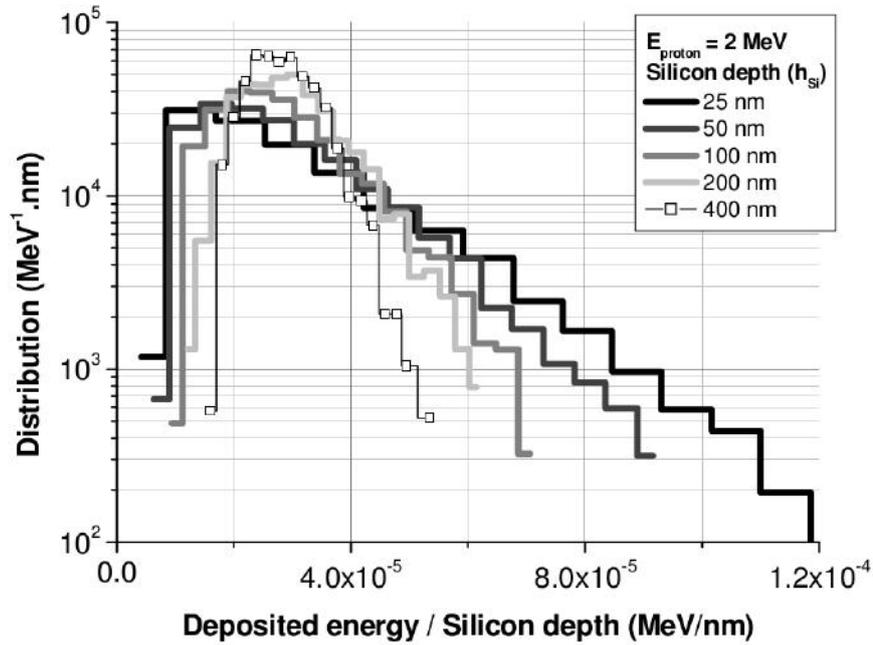


Figure 4.6 – Spectre de l'énergie déposée divisée par la profondeur de silicium par un proton de 2 MeV traversant un volume de silicium en son centre pour une épaisseur variable.

Table 4.1 – LET des protons ( $\text{MeV.cm}^2.\text{mg}^{-1}$ ) selon l'épaisseur de silicium

	25 nm	50 nm	100 nm	200 nm	400 nm
1 MeV	$1.81 \times 10^{-1}$	$1.79 \times 10^{-1}$	$1.82 \times 10^{-1}$	$1.81 \times 10^{-1}$	$1.80 \times 10^{-1}$
2 MeV	$1.21 \times 10^{-1}$	$1.22 \times 10^{-1}$	$1.22 \times 10^{-1}$	$1.21 \times 10^{-1}$	$1.21 \times 10^{-1}$

4.7 présente la distribution de la charge déposée par un proton de 1 MeV dans un volume d'épaisseur constante égale à 100 nm avec une surface variable de distribution du point d'entrée. Les triangles indiquent la charge moyenne déposée pour chaque cas. Le premier pic correspond au cas où seulement une partie des paires électron-trou générées sont localisées dans le volume. Le pic principal correspond à la contribution du centre de la trace dans le volume. Ce résultat montre une variation importante dans la charge déposée par rapport à la première méthode de simulation (point d'entrée orthogonal au centre du volume) et met en évidence l'impact important de la méthode de simulation sur la modélisation des SEE.

La Figure 4.8 présente la probabilité intégrée en fonction du critère de charge déposée pour un proton de 1 MeV, toujours avec la deuxième méthode de simulation. Ce résultat montre que la probabilité que le niveau de charge soit faible, augmente avec la diminution de la surface d'entrée. Cela signifie que le faible seuil de la sen-

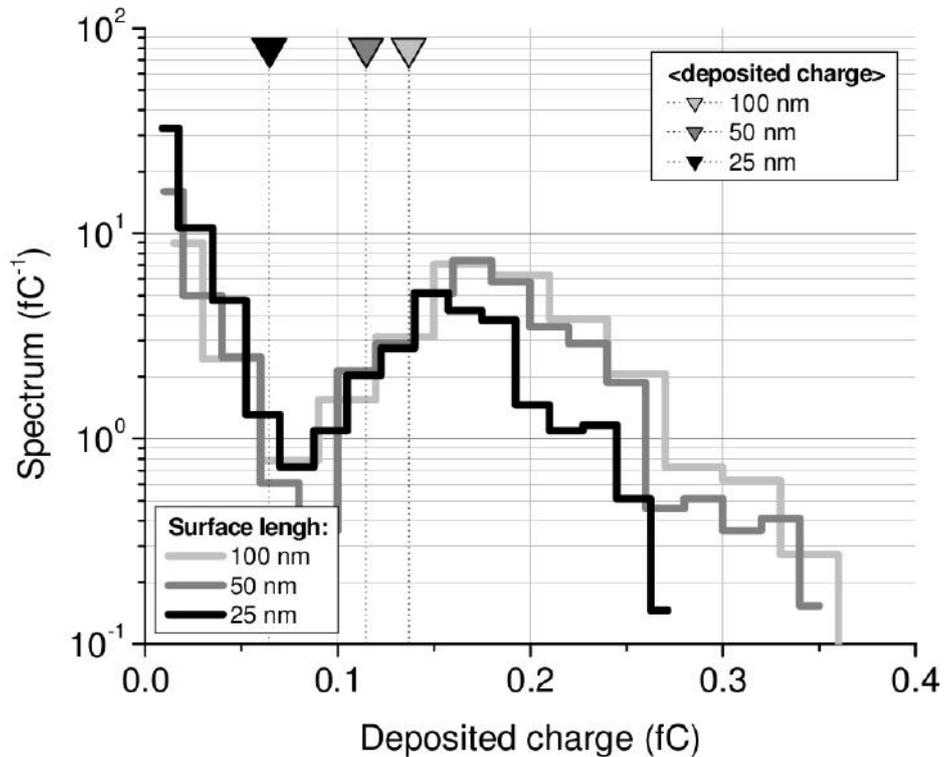


Figure 4.7 – Distribution de la charge déposée par un proton de 1 MeV dans un volume de silicium d'épaisseur constante de 100 nm dont la surface d'entrée varie de  $25 \times 25 \text{ nm}^2$  à  $100 \times 100 \text{ nm}^2$ . Les triangles indiquent la charge déposée moyenne pour chaque cas.

sibilité aux SEE peut augmenter considérablement leur risque d'occurrence. L'approche classique de la modélisation SEE qui considère la trace du dépôt d'énergie d'un proton orthogonale au centre du volume considéré (première méthode de simulation), est approximative pour un volume nanométrique. Cette méthode tend à surestimer ou sous-estimer l'occurrence des SEE. Dans le cas d'une faible charge critique, une surestimation du risque SEE est attendue avec l'approche classique.

Le dépôt d'énergie induit par un proton dans un volume de 50 nm de silicium a été précédemment étudié par d'autres auteurs [1], [2]. Ces derniers montrent les sections efficaces différentielles et cumulées pour un dépôt d'énergie donnée. Il n'est pas possible de présenter dans notre étude une analogie directe avec les travaux de King *et al.* car ces derniers considèrent des protons de 100 MeV et 1 GeV ainsi que des ions Fe de 280 MeV et 28 GeV. Pourtant la distribution de la probabilité cumulée pour les deux énergies de protons est caractérisée par une courbe similaire à celle présentée dans notre étude. Dans l'étude de Murat *et al.*, la section efficace cumulée par bit pour un proton de 1 MeV dans un volume de 50 nm de silicium est présentée, où le dépôt de charge maximal est atteint à 0,18 fC.

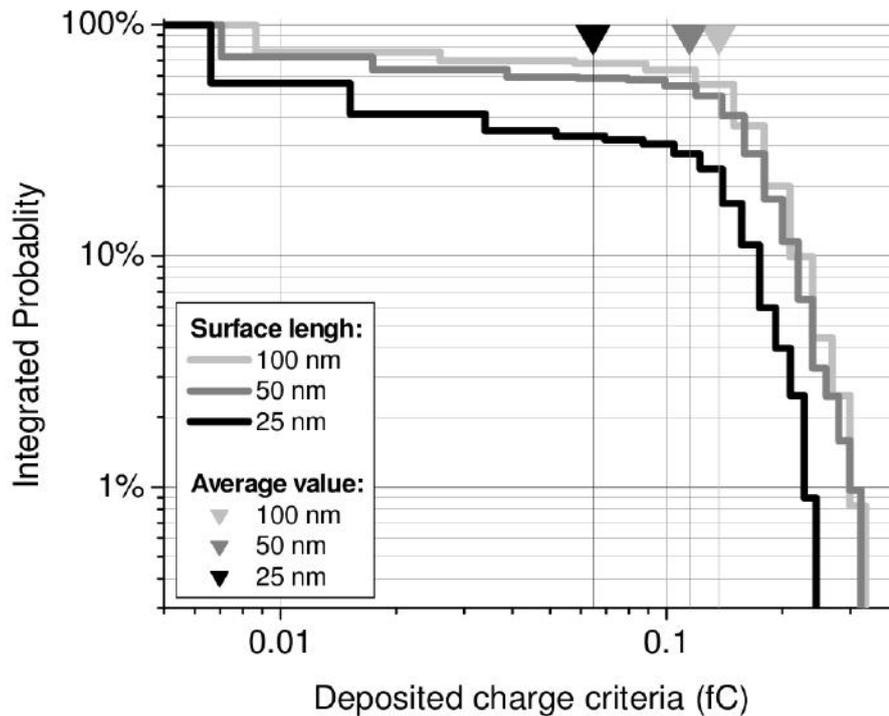


Figure 4.8 – Probabilité intégrée en fonction du critère de charge déposée pour un proton de 1 MeV dans un volume de silicium d'épaisseur constante de 100 nm dont la surface d'entrée varie de  $25 \times 25 \text{ nm}^2$  à  $100 \times 100 \text{ nm}^2$ .

Le résultat de la Figure 4.8 montre une probabilité intégrée pour une épaisseur de volume de 100 nm. Dans le cas d'une surface de  $50 \times 50 \text{ nm}^2$ , le dépôt de charge maximal est atteint à 0,35 fC et est cohérent avec la valeur de Murat *et al.*.

## 4.2 Effet du dépôt radial des protons sur la sensibilité SEU

La partie 4.1 a permis de mettre en évidence l'impact de la description 3D du dépôt d'énergie dans la modélisation des SEE pour des volumes nanométriques. Les sous-parties suivantes présentent la validation et l'impact opérationnel de la description 3D sur des technologies bulk et SOI de 65 et 45 nm.

### 4.2.1 Validation pour des SRAMs de 65 et 45 nm fabriquées en technologie SOI

Les études de Heidel *et al.* [3], [4], ont présenté un test expérimental pour quantifier les SEU dans une SRAM de 1 Mbit en 65 nm fabriquée en SOI par IBM. La charge critique de cette SRAM est de 0,3 fC et ses couches d'interconnexion sur la puce ont une épaisseur de 10  $\mu\text{m}$ . L'épaisseur de l'oxyde enterré est de 100 nm alors que celle du silicium actif est de 60 nm [5]. Les Figures 4.9 et 4.10 présentent les résultats de nos simulations comparées aux données expérimentales issues de [3].

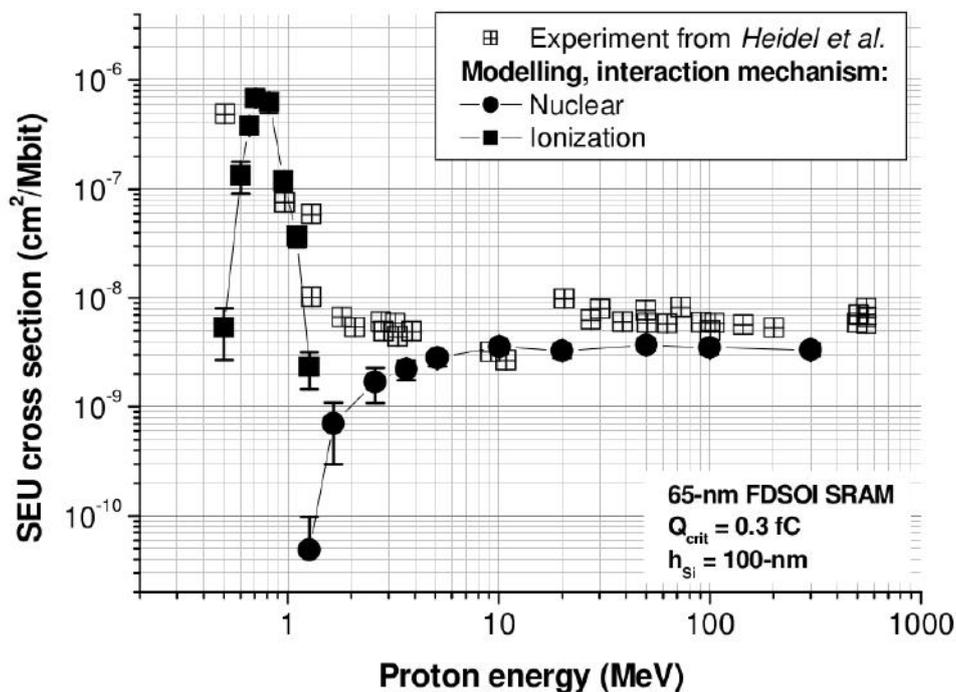


Figure 4.9 – Sections efficaces des SEU ( $\text{cm}^2/\text{Mbit}$ ) en fonction de l'énergie du proton incident. Les données expérimentales sont issues de [3] et les processus physiques de l'ionisation et des réactions nucléaires sont différenciés dans le calcul.

Les ordres de grandeurs obtenus avec nos simulations sont cohérents avec ceux obtenus expérimentalement. Les événements observés à faible énergie (de 0,5 à 1,5 MeV) sont produits uniquement par l'ionisation directe alors que les événements produits au-delà de 1,5 MeV sont principalement dus à l'ionisation indirecte. En dessous de 2 MeV, les sections efficaces augmentent de trois ordres de grandeur. On note toutefois une sous-estimation des simulations pour l'intervalle d'énergie de 1,25 à 2 MeV qui pourrait provenir du modèle de simulation du dépôt de charge. Ce résultat montre que les protons d'une énergie supérieure à 1,25 MeV

n'induisent pas de SEU par ionisation. Cette analyse est complétée par l'étude de la variation de l'angle d'incidence du proton. Dans l'étude [3], les auteurs ont investigué l'occurrence des SEE induits par ionisation directe en fonction de l'angle d'incidence des protons. Même si un proton peut générer un SEU par ionisation directe, son pic de Bragg doit se situer dans la zone sensible du composant. Cette condition est remplie pour un faible intervalle d'énergie.

La Figure 4.10 présente ainsi les sections efficaces des SEU (en  $\text{cm}^2 \cdot \text{Mbit}^{-1}$ ) en fonction de l'angle d'incidence issues de nos simulations et des données expérimentales issues de [3]. Ces dernières sont mesurées pour des protons de 1, 2 et 3 MeV en fonction de l'angle d'incidence. Les descriptions ponctuelle et 3D du dépôt d'énergie sont comparées. La variation de l'angle d'incidence modifie la quantité d'énergie déposée par le proton dans la SRAM. Du fait que les protons déposent le maximum d'énergie à la fin de leur trace, la section efficace des SEU qu'ils induisent est maximale pour les angles d'incidence les plus grands et augmente avec l'énergie initiale du proton. Nos simulations sont cohérentes avec les données expérimentales bien qu'il y ait une surestimation pour les protons de 3 MeV. La description 3D du dépôt d'énergie apporte une nette amélioration par rapport à la description ponctuelle.

Nous avons vu au chapitre 2 que la technologie SOI est constituée d'un volume de silicium actif limité par l'oxyde enterré. Cela permet de supprimer la structure parasite en thyristor créée par un SEL. Un de ses inconvénients est que la charge déposée peut être amplifiée par le processus d'amplification bipolaire. Afin de confirmer l'apport de la description 3D pour les SOI, la Figure 4.11 présente les sections efficaces des SEU induits par des protons en fonction de leur énergie initiale pour une SRAM en SOI de 45 nm et inclut des données expérimentales [6], [7]. La surface élémentaire de la cellule étudiée est caractérisée par une épaisseur de 100 nm et une aire de  $0,9 \times 0,3 \mu\text{m}^2$ .

Ces données correspondent à une SRAM fonctionnant à 1,2 et 0,6 V afin d'étudier l'impact de la tension d'alimentation sur la modélisation. Aucun MCU n'a été obtenu dans nos simulations alors que les charges critiques considérées sont faibles. Cela reflète une limite du modèle utilisé dans nos simulations. Pour la plus grande énergie initiale de proton, le nombre d'événements multiples montre une nette dépendance qui n'est pas investiguée dans notre étude.

Les calculs de nos simulations sont globalement cohérents avec les données expérimentales bien qu'une surestimation de la section efficace des SEU soit observée à faible tension d'alimentation (d'un facteur de  $\sim 1,5$ ) avec notre modélisation. De plus, une sous-estimation est observée par nos simulations pour une tension d'alimentation de 1,2 V.

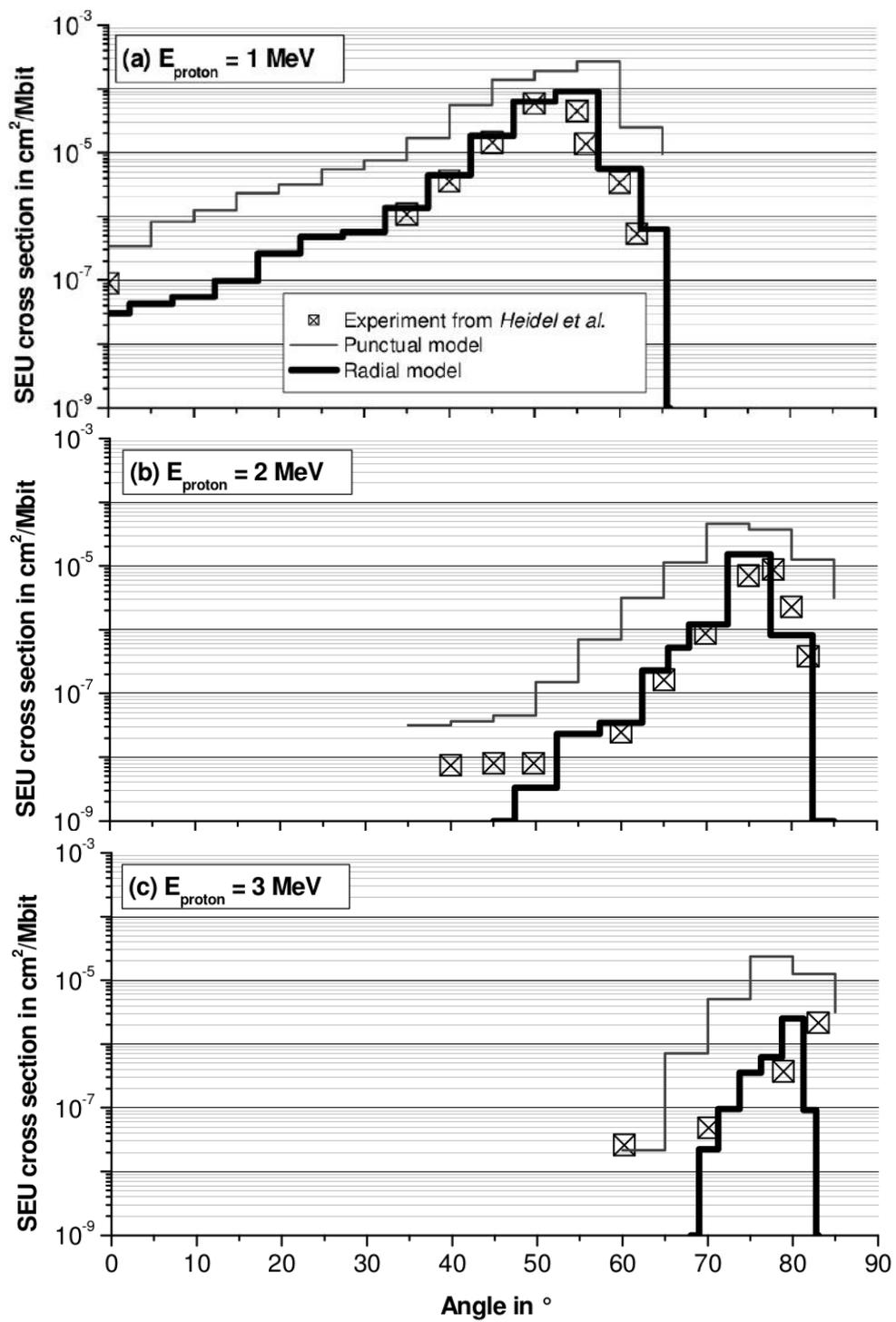


Figure 4.10 – Sections efficaces des SEU en fonction de l'angle d'incidence issues de [3] et de MUSCA SEP3.

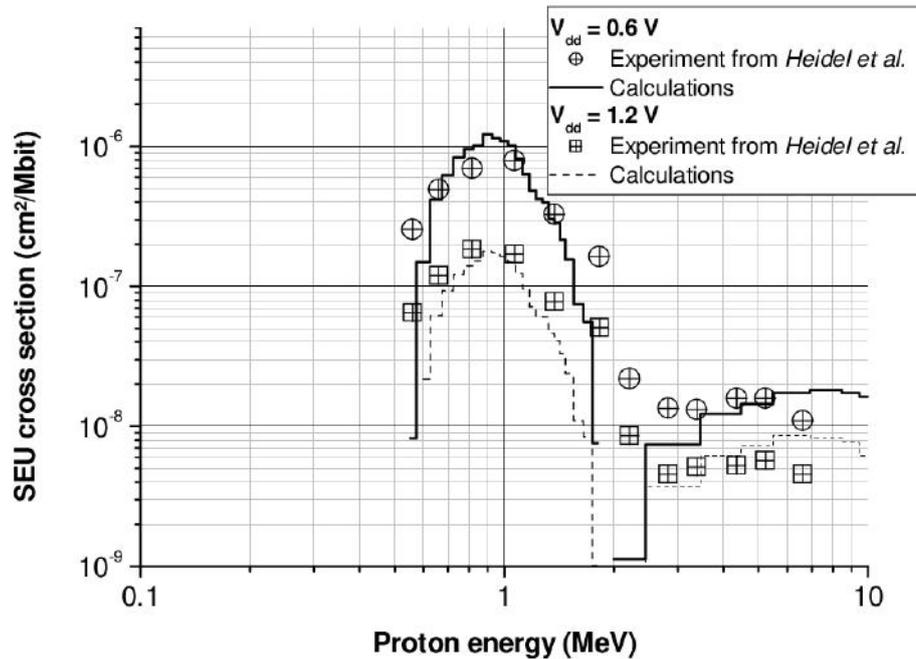


Figure 4.11 – Sections efficaces des SEU ( $\text{cm}^2/\text{Mbit}$ ) en fonction de l'énergie du proton incident pour une SRAM de 65 nm en technologie SOI. Les données expérimentales sont incluses avec les calculs de la modélisation considérant la description du dépôt d'énergie en 3D.

#### 4.2.2 Validation pour des SRAMs de 65 et 45 nm fabriquées en technologie bulk

La topologie particulière des technologie SOI rend difficile la génération de SEU induit par l'ionisation directe d'une particule chargée. Néanmoins cela n'est pas le cas pour les technologies bulk. Des études précédentes [8], [9], ont investigué l'impact du dépôt radial induit par des ions lourds sur des SRAM de nœud technologique supérieur à 32 nm. Ces études ont montré qu'aucune différence n'apparaissait dans la description du dépôt d'énergie (ponctuelle ou 3D) pour des technologies bulk. Pour modéliser une technologie bulk, il est nécessaire de considérer la diffusion ambipolaire. Nos simulations ont étudié une SRAM de 65 nm en technologie bulk pour laquelle des données expérimentales existent [10], [11]. Dans ces données, la surface élémentaire d'une cellule mémoire est de  $1,25 \times 0,5 \mu\text{m}^2$ .

La Figure 4.12 présente la section efficace des SEU pour une SRAM de 65 nm en technologie bulk, en fonction de l'énergie du proton incident. Encore une fois, les descriptions ponctuelle et 3D sont comparées. Nos simulations sont globalement cohérentes avec les données expérimentales. Toutefois, nos simulations montrent une légère sous-estimation des sections efficaces des SEU entre 2 et 10 MeV puis

une surestimation au-delà.

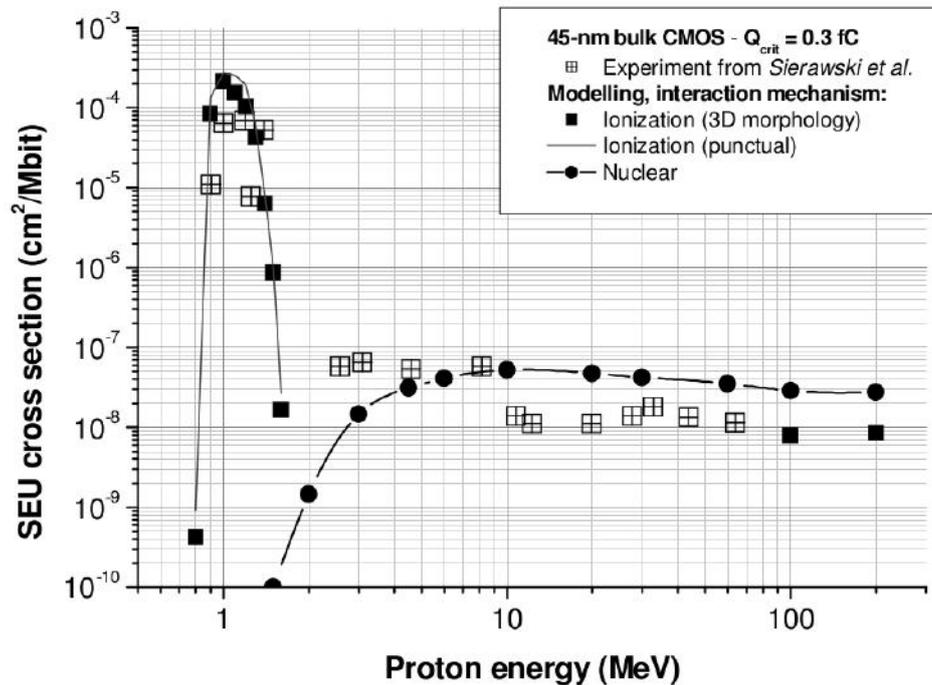


Figure 4.12 – Sections efficaces des SEU ( $\text{cm}^2/\text{Mbit}$ ) en fonction de l'énergie du proton incident pour une SRAM de 45 nm en technologie bulk. Les données expérimentales sont issues de [10] et sont incluses avec les calculs de la modélisation considérant à la fois la description du dépôt d'énergie comme ponctuelle et 3D pour le processus d'ionisation.

### 4.2.3 Impact du dépôt radial des protons pour des nœuds technologiques inférieurs à 65 nm

Jusqu'ici nos simulations ont porté sur la modélisation de technologies bulk et SOI en 65 nm. L'impact du dépôt d'énergie radial induit par des protons est considérable pour la technologie SOI contrairement à la technologie bulk. L'étude de l'évolution de cet impact avec l'intégration technologique est primordiale. Dans cette partie, le circuit d'inversion des transistors bulk et FD-SOI est étudié pour des nœuds technologiques allant de 65 à 14 nm. La profondeur de collection de charge décroît avec l'intégration et varie selon le type de technologie. L'épaisseur du silicium actif est le paramètre principal pour la technologie SOI. Tous les paramètres technologiques sont issus d'une étude précédente [12] et de la littérature [9], [13]. Bien que l'épaisseur de couche dépende du type de technologie, une épaisseur constante de  $12 \mu\text{m}$  de  $\text{SiO}_2$  est considérée pour les deux technologies. Afin de comparer l'effet de l'intégration technologique selon le modèle de description,

le rapport des sections efficaces des descriptions ponctuelle et 3D est étudié. La Figure 4.13 présente ce rapport des sections efficaces  $\sigma_{punctual}/\sigma_{3D}$  en fonction de la surface sensible du composant, pour un proton de 1 MeV.

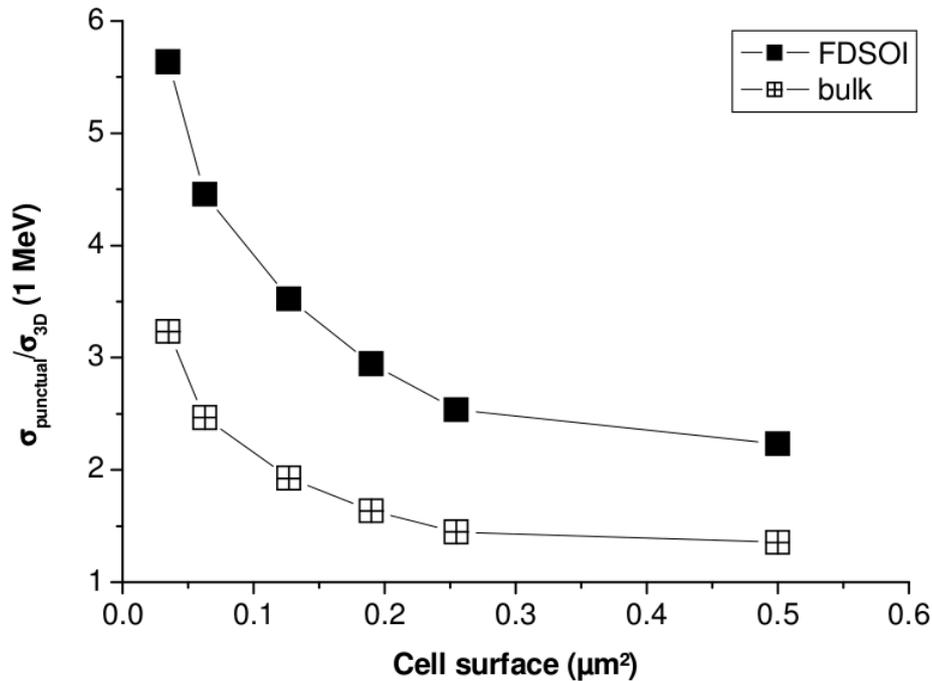


Figure 4.13 – Ratio des sections efficaces des SEU selon que la description du dépôt d'énergie est considérée comme ponctuelle ou 3D pour un proton de 1 MeV. L'impact sur la section efficace des SEU est comparé pour une SRAM en technologie bulk et SOI dont la surface élémentaire varie de 0,5 à 0,035  $\mu\text{m}^2$ .

Ce rapport des sections efficaces montre que l'impact de la morphologie 3D est prédominant lorsque l'intégration technologique augmente. Bien que la technologie SOI soit la plus impactée par la description 3D, la technologie bulk le devient à partir d'une surface sensible de 0,2  $\mu\text{m}^2$  (c'est à dire pour un noeud technologique de  $\sim 32$  nm). Ce résultat montre l'amélioration de la description du dépôt d'énergie pour des technologies nanométriques lorsque la morphologie 3D est prise en compte. L'impact de l'épaisseur  $\text{SiO}_2$  (entre 5 et 15  $\mu\text{m}$ ) a été aussi investigué : le résultat est similaire pour les technologies bulk et SOI.

L'intégration technologique conduit à l'augmentation de MCU (Multiple Cell Upset) pour ces deux types de technologies. La problématique des SEU induits par des protons de faible énergie requiert de porter une attention particulière sur la contribution des événements multiples. Des travaux précédents [14], ont étudié la sensibilité aux MCU des technologies bulk et SOI en fonction du dépôt radial des

ions lourds. Cette étude met en évidence l'intérêt d'utiliser les structures détaillées des traces des ions lourds pour la prédiction des MBU, pour les technologies bulk et SOI. Les résultats de cette étude ont montré que même à incidence normale, la description ponctuelle du dépôt d'énergie ne parvient pas à prédire la quantité d'événements multiples ainsi que leur répartition. Ces deux informations sont essentielles pour le processus de mitigation. Pire, la description ponctuelle ne permet pas d'observer d'événements multiples dans le cas des technologies SOI.

La Table 4.2 présente la proportion de MBU pour les technologies bulk et SOI, en considérant une surface sensible allant de 0,5 à 0,035  $\mu\text{m}^2$  (correspondant à un nœud technologie de 65 à 14 nm) pour un proton de 1 MeV en incidence normale ( $0^\circ$ ).

Table 4.2 – Proportion de MBU (%) pour les technologies bulk et SOI selon un nœud technologique allant de 65 à 14 nm

Surface cell ( $\mu\text{m}^2$ )	0.5	0.25	0.19	0.127	0.063	0.035
Corresponding node (nm)	65	45	32	28	22	14
SOI punctual	no	no	no	no	no	no
SOI 3D	no	no	no	no	< 1	< 1
Bulk punctual	no	no	no	< 1	< 1	~ 1
Bulk 3D	no	no	no	< 1	~ 1	~ 2

Ce résultat montre que globalement les technologies nanométriques ne sont que très peu impactées par les événements multiples. Les technologies SOI sont les moins sensibles par rapport aux technologies bulk. Ces dernières voient leur sensibilité augmentée avec l'intégration technologique.

Pourtant, des MBU ont été observés pour un angle d'incidence supérieur à  $30^\circ$  pour les technologies bulk en 45 nm. La variation de l'angle d'incidence n'a pas permis d'observer de MBU pour les technologies SOI. Cependant, l'étude de Heidel *et al.* [6] a présenté des sensibilités non négligeables aux MBU induits par un proton (de 1 à 10 MeV) pour des technologies SOI en 45 nm. Ces résultats montrent que l'occurrence d'événements multiples est mal prédite. Plusieurs causes peuvent expliquer cette situation : une itération aléatoire insuffisante dans la base de données des traces de proton, une limite du modèle de transport ou encore une modélisation plus détaillée du composant électronique.

L'occurrence d'événements multiples est plus une conséquence de la sensibilité SEU que de l'impact du dépôt radial d'énergie. En effet, le proton incident dépose suffisamment de charge dans plusieurs volumes adjacents pour induire des événements multiples.

## 4.3 Impact du dépôt radial des protons sur le calcul SER

Les simulations de cette partie modélisent un environnement réaliste contrairement aux précédentes qui considéraient un environnement correspondant à celui d'un accélérateur. La méthode présentée au Chapitre 3 est utilisée pour des technologies VLSI en SOI (de 130 à 28 nm). La morphologie 3D des paires électron-trou déposées est considérée lorsque le proton interagit à l'intérieur ou au bord d'un volume sensible. Le dépôt de charge est considéré comme ponctuel pour le reste du volume. Les simulations considèrent un champ de radiations de protons défini par un profil spatial (707 km, 98,2°) et un blindage non uniforme [15]. La Figure 4.14 présente le SER induit par l'ionisation directe et le dépôt radial des protons. Les contributions au SER induits par le processus de réaction nucléaire et celui de l'ionisation directe sont distinguées. Ce résultat montre la prédominance de la contribution de l'ionisation directe au SER pour des technologies nanométriques. La comparaison entre les descriptions ponctuelle et 3D du dépôt d'énergie démontrent la nécessité de tenir compte de la morphologie réaliste de la trace du proton pour le calcul du SER.

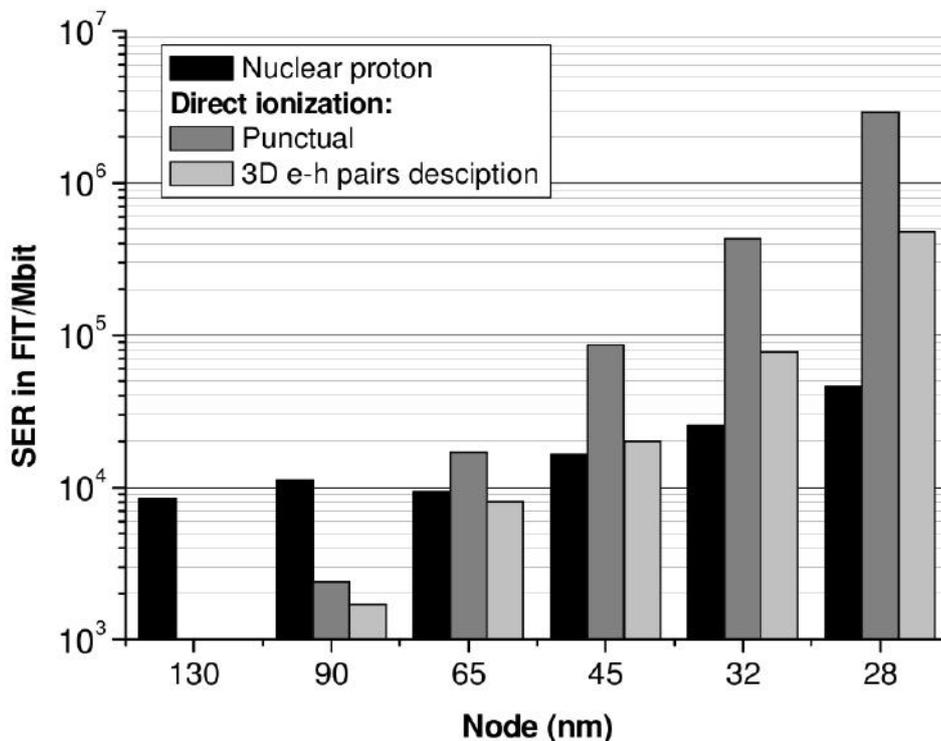


Figure 4.14 – Prédictions du SER pour une SRAM ayant un noeud technologique allant de 130 à 28 nm. La description du dépôt d'énergie pour le processus d'ionisation est comparée entre le modèle ponctuel et 3D.

## 4.4 Résumé et conclusion du chapitre

Ce chapitre a permis de montrer l'impact du profil de l'ionisation radiale induit par les protons dans la sensibilité aux SEU pour des technologies nanométriques. Grâce à la combinaison d'une base de données contenant les traces du dépôt d'énergie induit par des protons avec la plate-forme MUSCA SEP3 développée pour la prédiction des SEE, nous avons montré que le dépôt radial de protons de faible énergie (de 0,5 à 2 MeV) dans une couche de 100 nm de silicium contenu dans un volume de 2  $\mu\text{m}$  de silicium, s'étendait de 200 jusqu'à 300 nm. Ces résultats démontrent que l'approche classique qui considère le dépôt d'énergie comme ponctuel tend à surestimer l'occurrence des SEU pour des volumes nanométriques. Une nouvelle approche permettant de calculer les sections efficaces des SEU et le SER est proposée, incluant la description du champ de radiation angulaire et des matériaux constituant le composant électronique. Les sections efficaces des SEU induits par des protons issues de nos simulations sont comparées avec des sections efficaces expérimentales issues de la littérature, pour des technologies bulk en 65 nm et FD-SOI en 45 et 65 nm. Les résultats issus des simulations sont cohérents avec les données expérimentales. Les analyses de nos simulations ont fait l'objet d'une publication [16] et démontrent la nécessité de tenir compte de la morphologie 3D dans la description du dépôt d'énergie pour la prédiction SEE induits par des protons pour des technologies nanométriques, en particulier pour les SOI.

## Références

- [1] Michael P KING, Robert A REED, Robert A WELLER et al. « The impact of delta-rays on single-event upsets in highly scaled SOI SRAMs ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 57.6 (2010), p. 3169–3175 (cf. p. 103).
- [2] Michael MURAT, Joseph BARAK et Avraham AKKERMAN. « Calculation of cross section for ion-induced SEU through direct ionization in nanometric silicon devices with small critical energy ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 60.4 (2013), p. 3092–3103 (cf. p. 103).
- [3] David F. HEIDEL, Paul W. MARSHALL, Kenneth A. LABEL et al. « Low energy proton single-event-upset test results on 65 nm SOI SRAM ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 55.6 (2008), p. 3394–3400 (cf. p. 105–107).
- [4] David F HEIDEL, Kenneth P RODBELL, Ethan H CANNON et al. « Alpha-particle-induced upsets in advanced CMOS circuits and technology ». In : *IBM Journal of Research and Development* 52.3 (2008), p. 225–232 (cf. p. 105).
- [5] Kenneth P RODBELL, David F HEIDEL, Henry HK TANG et al. « Low-energy proton-induced single-event-upsets in 65 nm node, silicon-on-insulator, latches and memory cells ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 6.54 (2007), p. 2474–2479 (cf. p. 105).
- [6] David F HEIDEL, Paul W MARSHALL, Jonathan A PELLISH et al. « Single-event upsets and multiple-bit upsets on a 45 nm SOI SRAM ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 56.6 (2009), p. 3499–3504 (cf. p. 106, 111).
- [7] Henry HK TANG, Conal E MURRAY, Giovanni FIORENZA et al. « Modeling of alpha-induced single event upsets for 45 nm node SOI devices using realistic C4 and 3D circuit geometries ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 6.56 (2009), p. 3093–3097 (cf. p. 106).
- [8] Mélanie RAINE, Guillaume HUBERT, Philippe PAILLET et al. « Implementing realistic heavy ion tracks in a SEE prediction tool : Comparison between different approaches ». In : *Radiation and Its Effects on Components and Systems (RADECS), 2011 12th European Conference on.* IEEE. 2011, p. 363–370 (cf. p. 108).
- [9] Mohamed Abu RAHMA et Mohab ANIS. *Nanometer Variation-Tolerant SRAM : Circuits and Statistical Design for Yield.* Springer Science & Business Media, 2012 (cf. p. 108, 109).

- [10] Brian D SIERAWSKI, Jonathan A PELLISH, Robert A REED et al. « Impact of low-energy proton induced upsets on test methods and rate predictions ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 56.6 (2009), p. 3085–3092 (cf. p. 108, 109).
- [11] B SIERAWSKI, J PELLISH, R REED et al. « Low-Energy Proton Single Event Effects ». In : *MURI Annu. Rev* (2009) (cf. p. 108).
- [12] Guillaume HUBERT, Laurent ARTOLA et Didier REGIS. « Impact of scaling on the soft error sensitivity of bulk, FDSOI and FinFET technologies due to atmospheric radiation ». In : *Integration, the VLSI journal* 50 (2015), p. 39–47 (cf. p. 109).
- [13] Mark BOHR. « High Performance Logic Technology and Reliability Challenges ». In : *International Reliability Physics Symposium*. 2003 (cf. p. 109).
- [14] Mélanie RAINE, Guillaume HUBERT, Marc GAILLARDIN et al. « Monte Carlo prediction of heavy ion induced MBU sensitivity for SOI SRAMs using radial ionization profile ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 58.6 (2011), p. 2607–2613 (cf. p. 110).
- [15] Guillaume HUBERT, Sophie DUZELLIER, Christophe INGUIMBERT et al. « Operational SER calculations on the SAC-C orbit using the multi-scales single event phenomena predictive platform (MUSCA) ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 56.6 (2009), p. 3032–3042 (cf. p. 112).
- [16] Guillaume HUBERT, Pierre LI CAVOLI, Claudio FEDERICO et al. « Effect of the Radial Ionization Profile of Proton on SEU Sensitivity of Nanoscale SRAMs ». In : *IEEE Transactions on Nuclear Science* 62.6 (2015), p. 2837–2845 (cf. p. 113).

# 5 Étude de l'impact de la morphologie 3D du dépôt d'énergie sur la modélisation des SEE induits par les muons dans des volumes nanométriques

## Sommaire

---

5.1	Développement d'une plateforme expérimentale et de simulation	117
5.1.1	Mesure de l'environnement radiatif muonique	117
5.1.2	Étude de la sensibilité de la caméra CCD aux éléments radioactifs	120
5.2	Analyses des mesures expérimentales et des simulations	122
5.2.1	L'identification des muons	122
5.2.2	Validation de la modélisation	127
5.3	Impact du profil de l'ionisation radiale induit par les muons sur le calcul du SER	129
5.3.1	Structure réaliste de la trace des muons	129
5.3.2	Impact de la structure réaliste sur la modélisation des SEE induits par les muons	132
5.3.3	Impact des muons sur le calcul du SER pour des applications terrestres et avioniques	133
5.4	Résumé et conclusion du chapitre	136
	Références	137

---

## 5.1 Développement d'une plateforme expérimentale et de simulation

Le chapitre 4 a permis de présenter l'impact de la distribution radiale dans la prédiction des SEE en combinant des simulations des traces des protons (module *microelectronics* de GEANT4) avec une modélisation multi-physique des SEE (MUSCA SEP3). Les résultats produits ont été comparés avec des données expérimentales et ont permis de valider la méthode. Nous avons vu au chapitre 3 qu'en dépit du fait que le module *microelectronics* de GEANT4 permet de modéliser précisément un dépôt d'énergie dans un volume très fin, celui-ci ne prenait pas en compte les muons. Ainsi, c'est le module *Low Energy* qui permet de simuler le dépôt d'énergie des muons et de produire des électrons secondaires jusqu'à 250 eV. Nous avons aussi vu que pour des dimensions de volume modélisé inférieures au micromètre, la précision du calcul du dépôt d'énergie diminue et il devient nécessaire de contraindre les modèles physiques des simulations. Théoriquement, pour répondre à ce besoin, un détecteur ayant les mêmes dimensions que les volumes nanométriques modélisés, serait nécessaire. Ainsi ce détecteur permettrait de mesurer le dépôt d'énergie réel d'un muon dans un volume nanométrique. Cependant, l'acquisition de ce type de détecteur couplé à la complexité de mettre en place une campagne de mesure avec un faisceau de muons produit par un accélérateur, est très complexe. De plus, aucune mesure expérimentale de ce type était disponible dans la littérature.

Ce sont ces raisons qui ont conduit au développement d'une instrumentation capable à la fois de réaliser des mesures du flux des muons atmosphériques et en même temps de pouvoir mettre en évidence la charge collectée par un composant électronique.

### 5.1.1 Mesure de l'environnement radiatif muonique

La mesure de l'environnement radiatif muonique consiste à déterminer le flux des muons atmosphériques à un endroit donné. Ces mesures ont pu être réalisées grâce à l'utilisation d'une caméra CCD comme détecteur de rayons cosmiques. En effet, la camera CCD PIXIS 2048 de Princeton Instruments est composée de 4,2 millions de pixels (2048 x 2048) de  $13,5 \mu\text{m}^2$  avec un imageur d'une surface de  $7,64 \text{ cm}^2$  et une épaisseur de déplétion de  $4 \mu\text{m}$ . Le processus d'imagerie est basé sur le déplacement des charges collectées dans chaque pixel de la matrice CCD. Lorsqu'une particule chargée traverse la surface de l'imageur, un niveau de charge est induit dans chaque pixel touché le long de la trace de la particule incidente. La charge totale déposée par cette dernière peut être restaurée par sommation des fractions de charge dans chaque pixel touché. Les bruits intrinsèques à la caméra tel que le courant d'obscurité, le bruit thermique et le bruit de transfert sont minimisés grâce au refroidissement jusqu'à  $-60^\circ\text{C}$  de la matrice CCD par un module Peltier. Les caractéristiques principales de la caméra sont présentées sur la Table.5.1.

Table 5.1 – Caractéristiques de la caméra CCD PIXIS 2048

CCD Image Sensor	e2v CCD42-40
CCD format	2048 x 2048 imaging pixels of 13.5 $\mu\text{m}^2$
Depletion depth	4 $\mu\text{m}^2$
Imaging Area	27.65 x 27.65 mm (optically centered)
Dark Current e-/p/s @-60° C	0.002 (typical) / 0.006 (max)
Full well for single pixel	100 000 e- (typical) ; 80 000 (min)
Vertical shift speed	32.2 $\mu\text{s}/\text{row}$

Plusieurs sites de mesure ont été utilisés pour investiguer l’impact de l’ionisation directe induite par des muons. En effet, la combinaison des sites atmosphériques et souterrains permet d’identifier la nature des particules détectées grâce à l’analyse des niveaux de charge dans les pixels. La Figure 5.1 illustre les sites de mesures en fonction de leur profondeur, convertie en m.w.e afin de comparer les profondeurs d’atmosphère et de roche.

La première campagne de mesure a été réalisée sur le site de l’ONERA à Toulouse. Avec une altitude de 150 m, ce lieu correspond au site atmosphérique le plus bas. Les mesures suivantes ont eu lieu au Laboratoire Souterrain Bas Bruit de Rustrel (LSBB). Ce laboratoire permet d’accéder à la fois à un site de mesure en montagne et à deux sites en souterrain. Le site en montagne est localisé à Vestale qui est le sommet de la Grande Montagne culminant à 1067 m. Le premier site de mesure en souterrain du LSBB est localisé dans l’entrée de son tunnel à 60 m de profondeur de roche. Le deuxième site souterrain est localisé dans la capsule Rameau qui atteint 500 m de profondeur de roche et est le lieu de mesure le plus profond du LSBB [1]. Enfin, le Laboratoire Souterrain de Modane (LSM) localisé à la frontière France-Italie dans le tunnel de Fréjus a permis de mesurer le bruit intrinsèque de la caméra CCD. Avec une profondeur de 1700 m, seul quatre rayons cosmiques par  $\text{m}^2$  et par jour sont détectés au LSM. Le flux de neutron et de muon est respectivement de  $1,44 \cdot 10^{-2} \text{ n.cm}^{-2}.\text{h}^{-1}$  et de  $1,76 \cdot 10^{-5} \mu.\text{cm}^{-2}.\text{h}^{-1}$  [2]. La radioactivité naturelle de la roche émet du radon qui est créé par la désintégration du radium à travers la chaîne de désintégration de l’uranium et du thorium. Avec un temps de demi-vie de 3,8 jours, le radon est l’élément radioactif le plus abondant à l’intérieur des sites souterrains. Au LSM, le radon a une activité de 15 Bq/ $\text{m}^3$ . C’est pourquoi, la caméra CCD a été placée à l’intérieur d’un château de plomb afin de maximiser à la fois l’élimination des très rares rayons cosmiques et du radon.

La fluence intégrée  $\phi_{int}$  est calculée en sommant le nombre de particules détectées divisé par la surface sensible de l’imageur  $S_{pixel}$  comme exprimée par l’Équation 5.1 et présentée sur la Figure 5.2.

$$\int_1^{N_{expo}} \phi_{int} = \frac{\sum_{i=1}^{N_{expo}} \text{detected particles } (i)}{S_{pixel}} \quad (5.1)$$

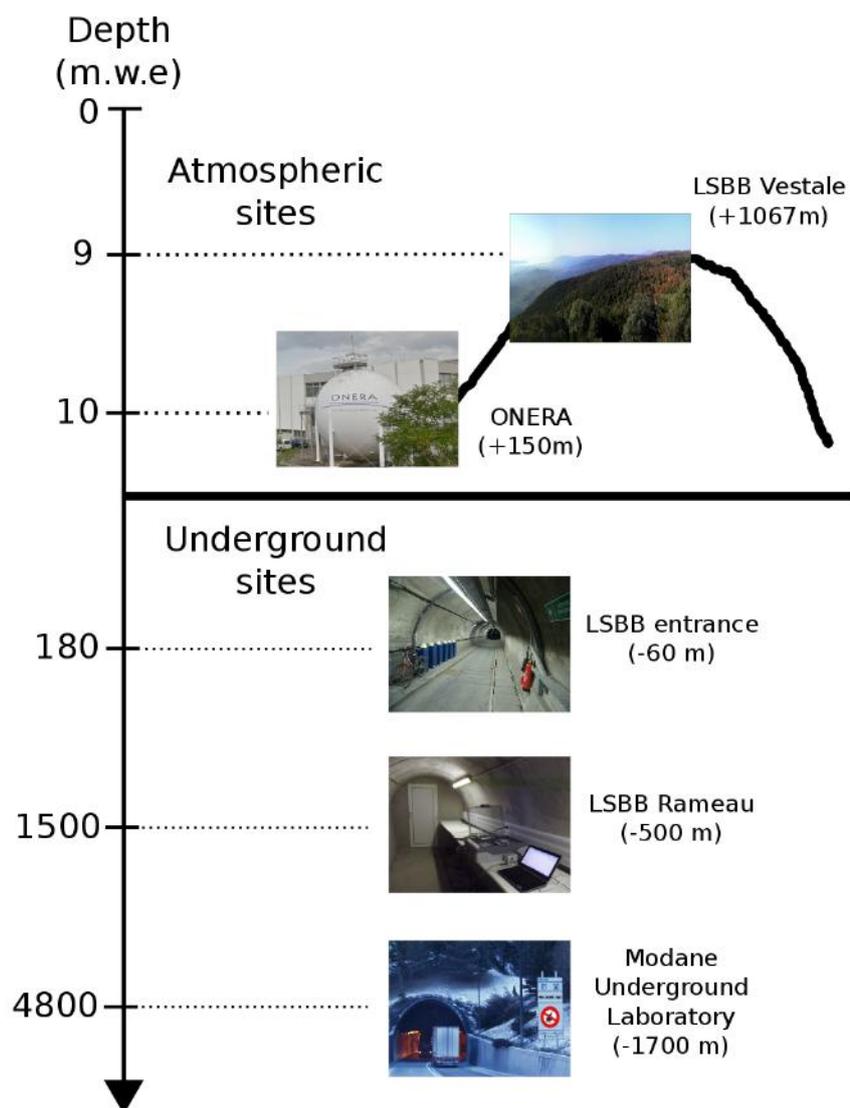


Figure 5.1 – Présentation des sites de mesures atmosphérique et souterrain en fonction de leur profondeur convertie en *meter water equivalent*

Chaque exposition enregistre le niveau de charge des pixels touchés pendant 50 secondes avant que la matrice CCD soit remise à zéro. Pour quatre jours de mesures et une surface d’imageur  $S_{pixel} = 7,64 \text{ cm}^{-2}$ , 2821 particules par  $\text{cm}^{-2}$  ont été détectées. Le flux moyen est calculé en multipliant la fluence intégrée avec le temps d’exposition divisé par le nombre total d’exposition comme exprimée par l’Équation 5.2.

$$\bar{\Phi}_{flux_{CCD}} = \frac{\int_1^{N_{expo}} \phi_{int} \cdot T_{expo}}{N_{expo}} \quad (5.2)$$

Le flux résultant correspond au bruit intrinsèque de la caméra CCD et est égal à  $3,8 \text{ particules.cm}^{-2}.\text{h}^{-1}$ . Ce flux est soustrait pour toutes les autres mesures.

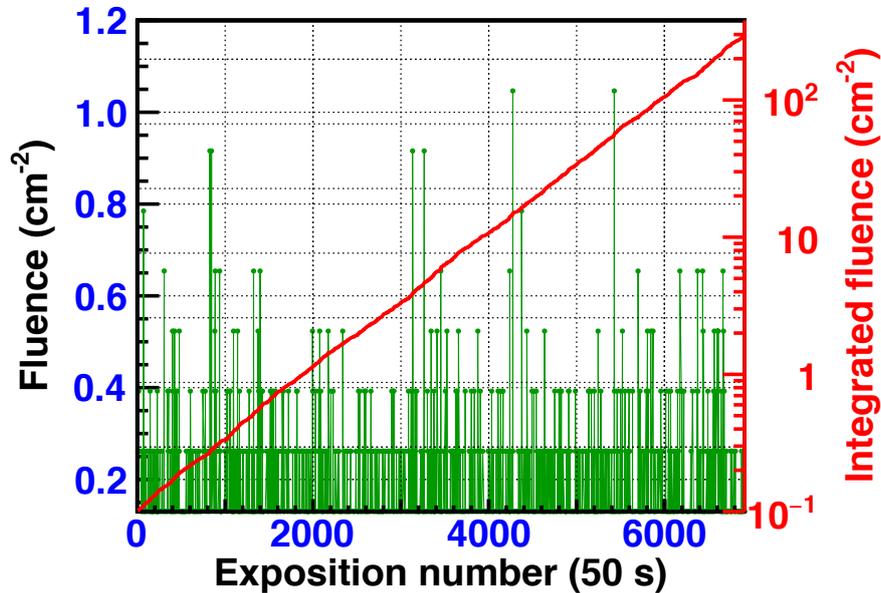


Figure 5.2 – Fluence en fonction du nombre d'exposition mesurée par la caméra CCD au Laboratoire Souterrain de Modane. Le nombre de pixels touchés est comptabilisé pendant une durée de 50 secondes puis remis à zéro à l'exposition suivante.

### 5.1.2 Étude de la sensibilité de la caméra CCD aux éléments radioactifs

Étant donné que la caméra CCD détecte tout type de particule et n'est pas directement capable d'en identifier la nature, les contributions au bruit intrinsèque de la caméra ont été investiguées. En laboratoire, la caméra CCD a été placée dans une cuve remplie de radon. Le temps de l'expérience est limité à deux heures afin d'éviter la surchauffe de la caméra. La Figure 5.3 présente le flux de particules détecté avec et sans radon dans la cuve. Une expérience similaire est réalisée avec une source de radium afin d'étudier la sensibilité de la caméra CCD à la radioactivité naturelle de la roche. En effet, la source de radium  $^{226}\text{Ra}$  émet des gamma ainsi que des particules alpha et beta à travers la chaîne de désintégration de l'uranium  $^{238}\text{U}$ . La source de radium est fixée devant l'objectif de la caméra CCD et placée à l'intérieur d'une boîte noire de plusieurs centimètres de bois d'épaisseur afin de minimiser la contribution gamma issue des rayons cosmiques. La Figure 5.4 présente le flux avec et sans la source de radium.

Un flux moyen de 70 et 92  $\text{particules.cm}^{-2}.\text{h}^{-1}$  est obtenu respectivement avec du radon et avec la source de radium. Comparé au flux de référence, le flux de

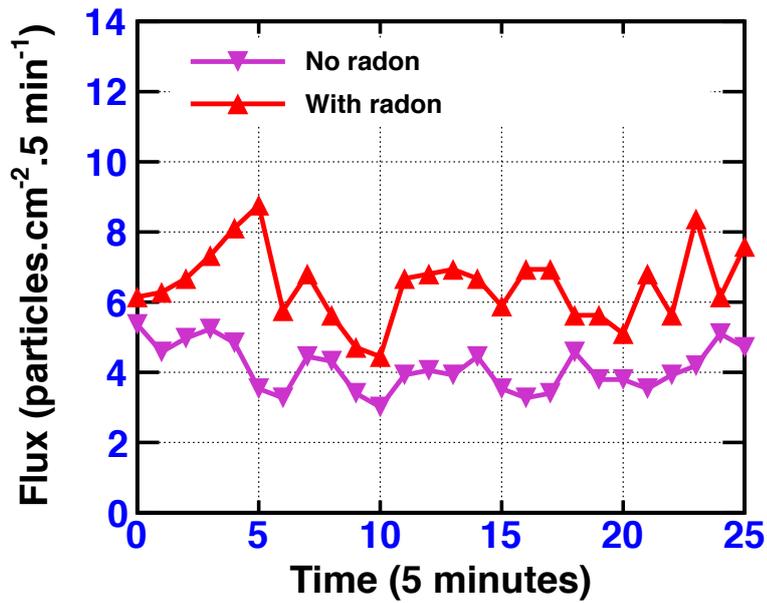


Figure 5.3 – Flux des particules secondaires en fonction du temps détectées par la caméra CCD avec et sans radon. Le flux de particules détectées est supérieur en présence de radon.

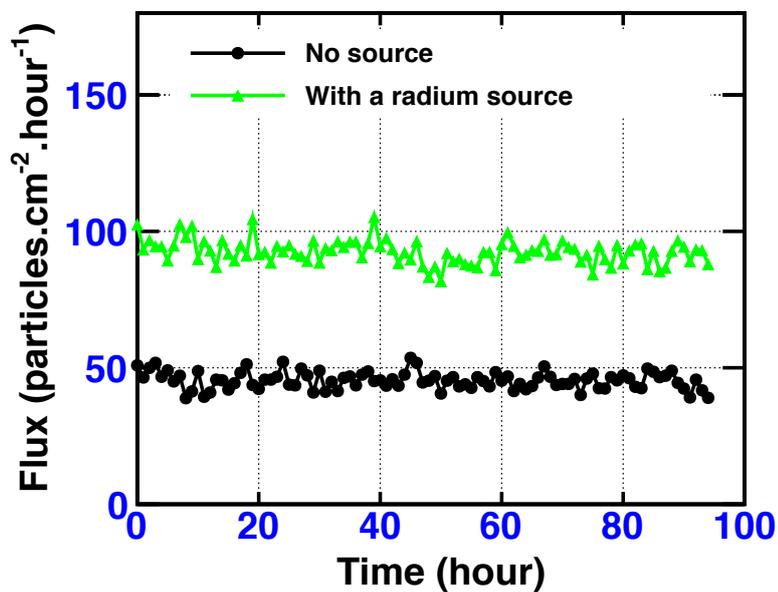


Figure 5.4 – Flux des particules secondaires détectées en fonction du temps par la caméra CCD avec et sans la source de radium. Similairement au radon, le flux de particules détectées est supérieur avec la source radium.

particules détecté est 35 % plus important en présence de radon et 51 % plus

important avec la source de radium. Ces résultats montrent que la caméra CCD est sensible à ces deux contributions parasites et particulièrement à celle du radium. La prédominance de la contribution du radium est corroborée avec la mesure du bruit intrinsèque de la caméra CCD qui semble être dominé par la contribution des particules alpha. En effet, nous avons vu que cette mesure a été réalisée au LSM dans des conditions de très bas bruit avec le montage d'un château de plomb autour de la caméra, permettant de minimiser les sources de bruit extérieures à la caméra. La source d'émission de ces particules alpha pourrait provenir des matériaux constituant le verre de la lentille (Figure 5.5).

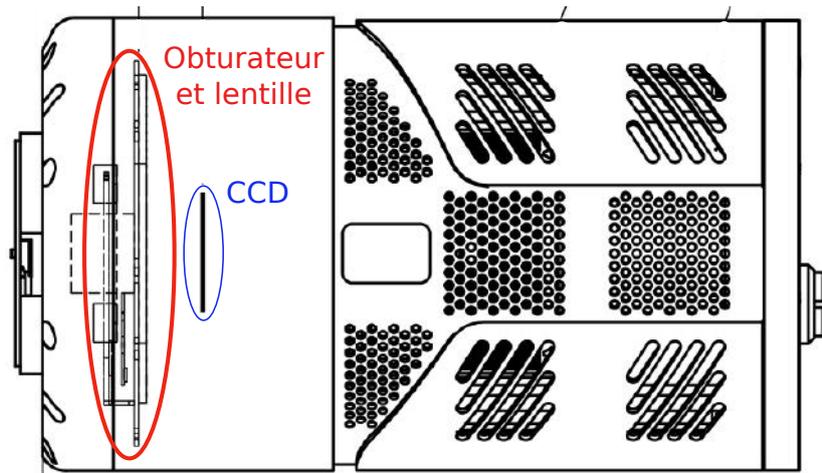


Figure 5.5 – Illustration de l'obturateur et de la matrice CCD. Le verre de la lentille positionnée au niveau de l'obturateur contribue fortement au bruit intrinsèque de la caméra.

## 5.2 Analyses des mesures expérimentales et des simulations

Les mesures avec la caméra CCD ont permis d'investiguer à la fois la contribution des rayons cosmiques secondaires à l'environnement radiatif atmosphérique et le dépôt d'énergie induit par les muons. Les mesures de ce dépôt d'énergie sont présentées sous forme de charge collectée par la caméra CCD et sont comparées avec les simulations qui font l'objet de la partie suivante. La modélisation de la caméra CCD est réalisée avec GEANT4 et est représentée par une matrice CCD de 2048 par 2048 pixels, centré sur un repère orthonormé en  $(0, 0, 0)$ .

### 5.2.1 L'identification des muons

Après la mesure du bruit intrinsèque de la caméra CCD, plusieurs sites de mesure atmosphérique et souterrain ont été utilisés afin d'identifier les muons parmi les

rayons cosmiques secondaires et d'en étudier l'impact sur la caméra CCD. La Figure 5.6 présente le flux obtenu pour les cinq sites de mesure sur trois jours. Chacun des flux mesurés est stable dans le temps et diminue avec la profondeur atmosphérique.

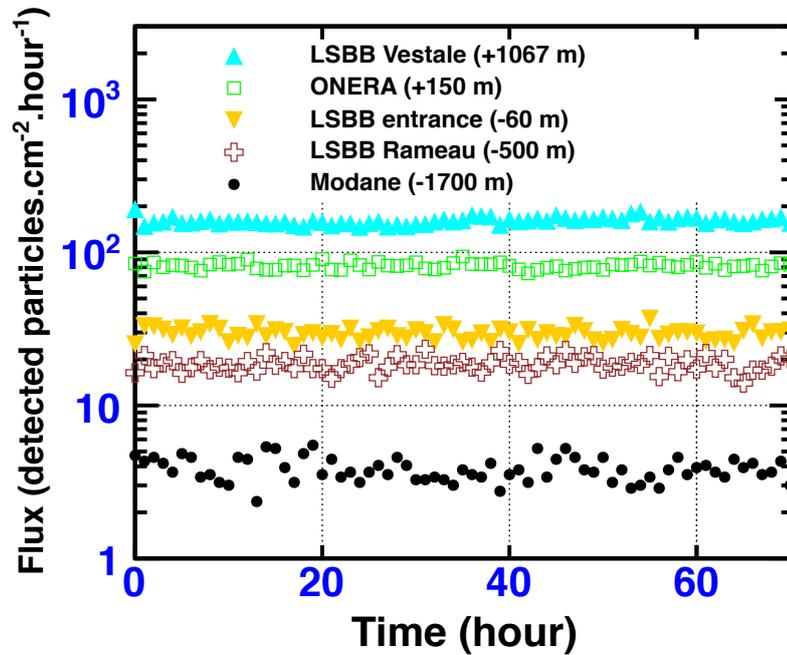


Figure 5.6 – Flux des particules secondaires détectées en fonction du temps par la caméra CCD pour les deux sites de mesure atmosphérique (LSBB Vestale et ONERA) et les trois sites de mesure souterrain (LSBB entrance, LSBB Rameau et Modane).

L'énergie déposée par les rayons cosmiques secondaires est ensuite convertie en charge collectée. Le nombre d'électron collecté dans chaque pixel touché le long de la trace d'une particule est sommé puis divisé par  $6,24 \cdot 10^3$ . De cette manière, l'unité de la charge collectée est exprimée en fC. Un seuil variable de correction réalisé lors d'un précédent étalonnage de la caméra CCD est appliqué pour chaque pixel afin de réduire la non-uniformité de leur réponse. Une cartographie du dépôt de charge est réalisée pour chaque site de mesures. Ces cartographies sont des histogrammes 2D du nombre de pixel touchés en fonction de la charge collecté par particule. Cette représentation permet d'analyser la distribution spatiale du dépôt d'énergie des particules détectées. En effet, les différentes profondeurs des sites de mesure permettent d'absorber certaines particules et d'analyser celles restantes. L'échelle de couleur représente la probabilité d'occurrence d'une particule et s'étend du bleu (la plus faible probabilité) au rouge (la plus forte).

La Figure 5.7 correspond aux cartographies obtenues à Modane et au LSBB à 500 m de profondeur normalisées pour quatre jours de mesure. Sur la cartographie

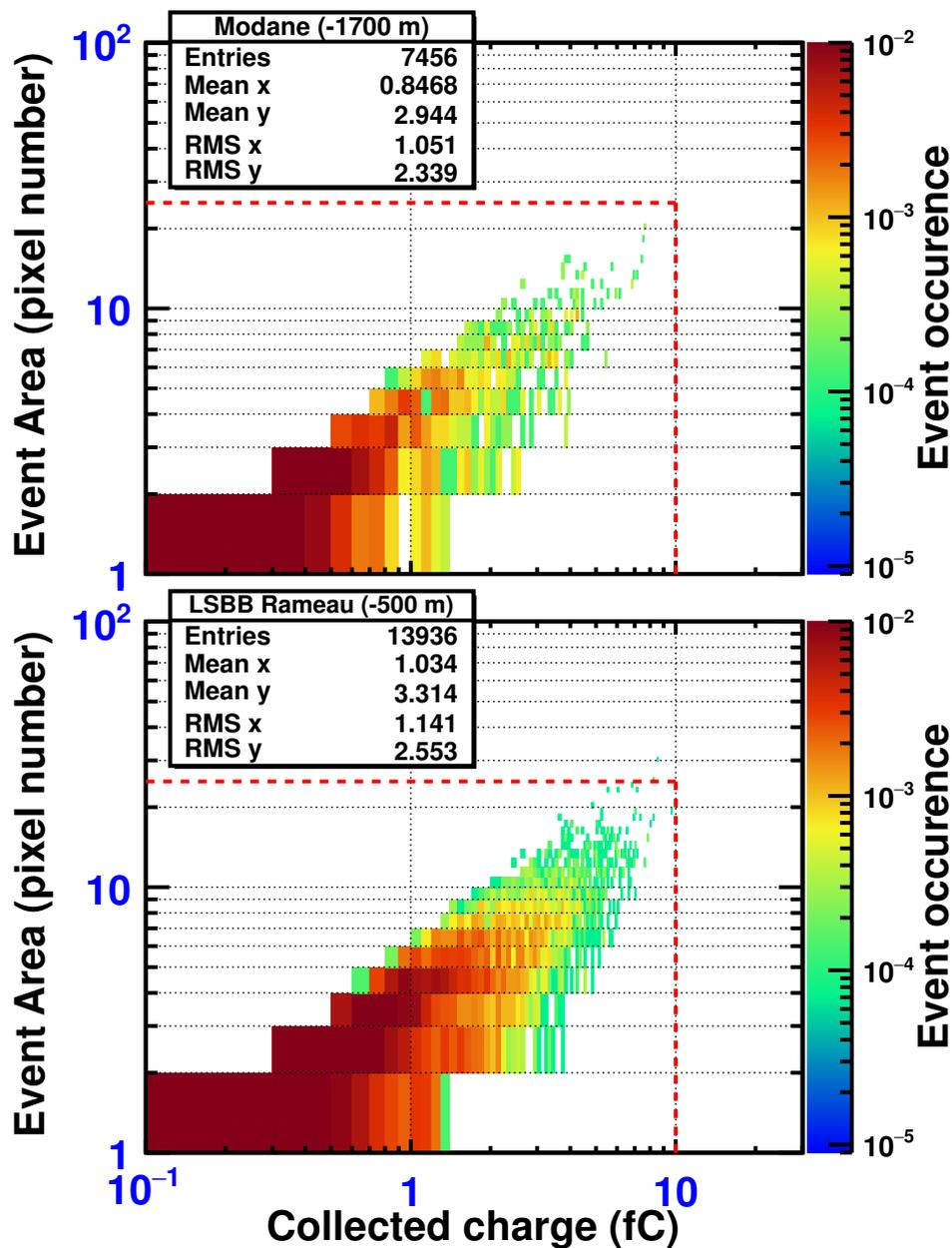


Figure 5.7 – Cartographie de la distribution spatiale du dépôt de charge des particules secondaires détectées par la caméra CCD pour les deux sites souterrains (Modane et LSBB Rameau). La cartographie de Modane représente la distribution du dépôt de charge du bruit intrinsèque de la caméra CCD. Les lignes en pointillé rouge représentent la zone maximale de détection des particules mesurée pour le site LSBB Rameau (-500 m).

obtenue à Modane, le cœur concentrant la majorité des événements (zone rouge)

est plus diffusé que sur la cartographie obtenue au LSBB Rameau. En effet, on voit que la distribution spatiale du dépôt de charge du bruit intrinsèque de la caméra CCD est caractérisée par peu de particules détectées à 1700 m par rapport à celle obtenue à 500 m. Dans les deux cas, le dépôt d'énergie des particules détectées est ponctuel en s'étendant sur moins d'une trentaine de pixels et génère moins de 10 fC. Les lignes en pointillé rouge délimitent la zone de détection des particules à 500 m de profondeur : aucune particule n'est détectée en dehors de cette zone. Cette coupure correspond à l'absorption par la roche de la composante hadronique (protons et neutrons) des gerbes atmosphériques. A cette profondeur, seuls les muons sont capables d'atteindre la caméra. Les neutrinos ne sont pas considérés vu qu'ils interagissent extrêmement peu avec la matière et ne sont pas détectés par la caméra CCD. Avec la diminution de la profondeur, le flux de particules détecté augmente et la zone rouge tend à se compacter et se densifier. A une altitude de 1067 m, bien que le flux de neutrons soit légèrement supérieur à celui des muons, la probabilité d'interaction entre la caméra CCD et les neutrons par réaction nucléaire est plus faible qu'une interaction avec les muons (Figure 5.8).

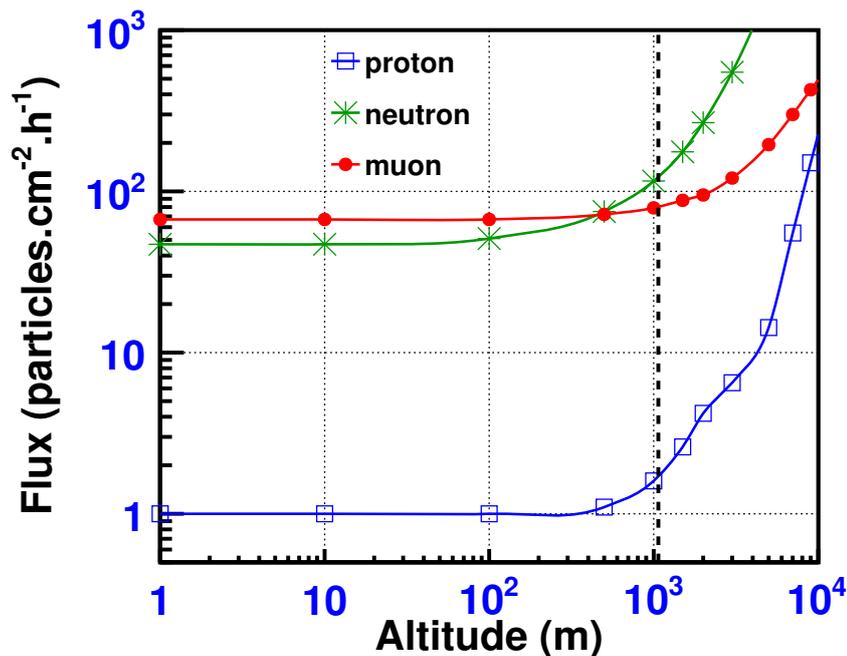


Figure 5.8 – Flux des particules secondaires atmosphériques en fonction de l'altitude, issu du modèle de radiation ATMORAD. La ligne en pointillé noire indique le site de mesure LSBB Vestale (+1067 m).

La Figure 5.9 montre que le coeur rouge qui correspond à la plus grande probabilité de détection d'une particule, s'étend de 0,1 à 3 fC et de 1 à 15 pixels. Le dépôt d'énergie des muons a la plus grande probabilité de se situer dans cette zone. Nous avons vu au chapitre 2 que les composants les plus intégrés ont un seuil égal

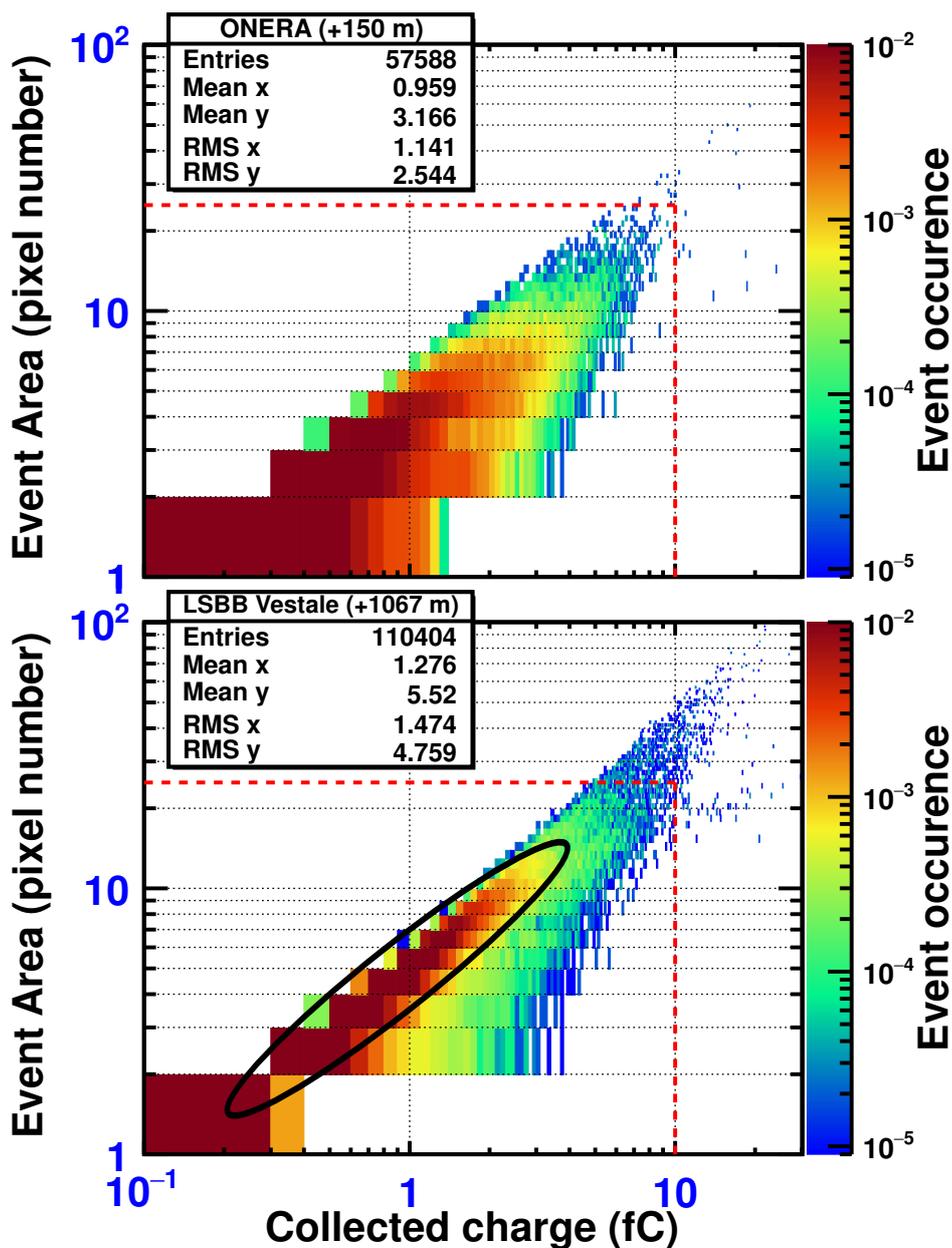


Figure 5.9 – Cartographie du dépôt de charge pour les deux sites atmosphériques. Les lignes en pointillé rouge indiquent l'absorption de la composante hadronique par la roche. L'ellipse noire indique le motif de dépôt de charge des muons : une charge générée allant de 0,1 à 3 fC pour une distribution spatiale d'une quinzaine de pixels maximum.

ou inférieur à 1 fC, à partir duquel une erreur électronique peut survenir. On voit ainsi qu'avec des dépôts de charges allant jusqu'à 3 fC, les muons sont capables de générer des erreurs électroniques.

## 5.2.2 Validation de la modélisation

La visualisation de la modélisation est présentée sur la Figure 5.10. La majeure partie des muons au niveau de la mer ont un angle compris entre 0 et  $70^\circ$  [3]. Ainsi, les muons sont tirés isotropiquement avec un biais limitant l'angle d'incidence à  $70^\circ$  par rapport à la matrice CCD. Le spectre d'énergie est extrait du programme EXPACS [4] et s'étend de 10 keV à 1 TeV.

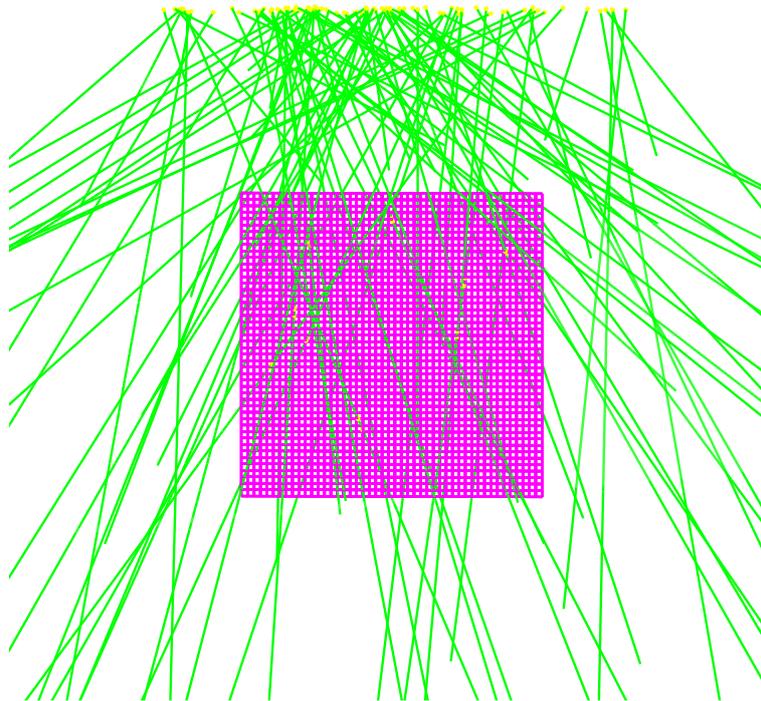


Figure 5.10 – Visualisation de la modélisation de la caméra à -500 m de profondeur (LSBB Rameau). Les particules sont tirées avec un angle maximal de  $70^\circ$  par rapport à l'axe vertical.

La Figure 5.11 présente la distribution de charge collectée obtenue avec la simulation et comparée avec celle mesurée expérimentalement à -500 m de profondeur. Dans la simulation, les muons sont tirés jusqu'à ce que la caméra CCD modélisée enregistre un flux égal à celui mesuré expérimentalement. Excepté quelques muons simulés générant une forte charge (supérieure à 10 fC), les deux distributions se superposent très bien et montrent que la modélisation est réaliste.

L'analyse des cartographies précédentes a permis de montrer d'une part que ce sont les faibles charges qui sont les plus collectées par les pixels et d'autre part que les muons ont des longueurs de traces allant jusqu'à une quinzaine de pixels. En fixant une valeur limite sur le nombre de pixels touchés, on peut déterminer une limite supérieure sur l'énergie initiale des muons. En effet, avec une surface de

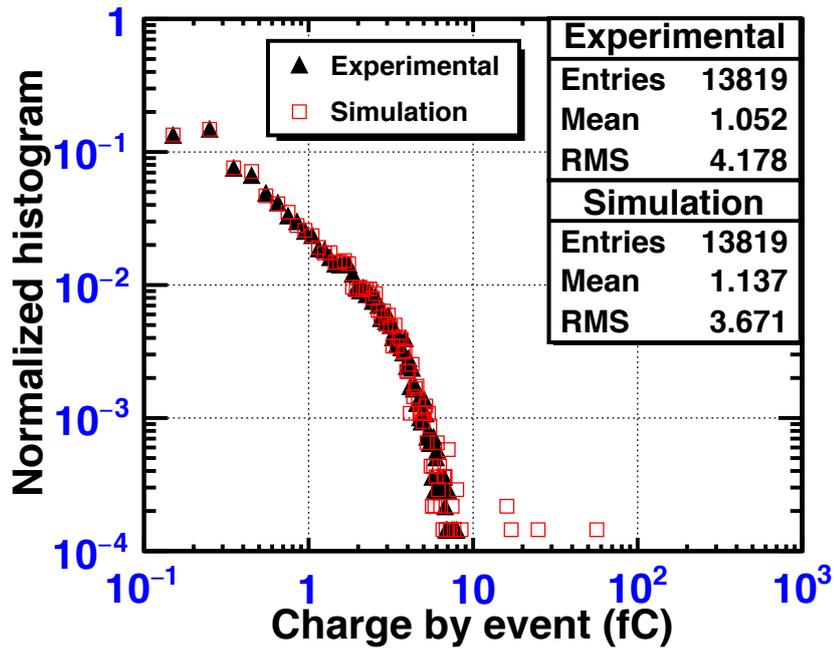


Figure 5.11 – Distributions de la charge détectée par la caméra CCD à -500 m de profondeur comparée avec celle obtenue par simulation.

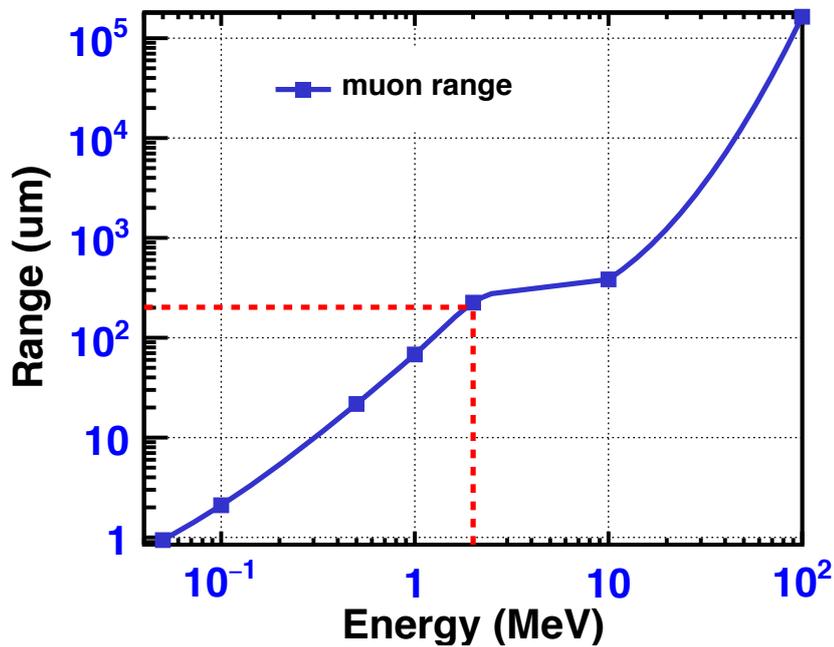


Figure 5.12 – Parcours (range) des muons en fonction de leur énergie initiale. Pour une limite de 15 pixels touchés, le parcours maximal d'un muon est de 200  $\mu\text{m}$  et donne une énergie initiale limite de 2 MeV.

pixel de  $13,5 \mu\text{m}^2$  et en prenant une valeur limite de 15 pixels, le parcours maximal d'un muon atteint une valeur de  $200 \mu\text{m}$  et donne accès à une énergie initiale limite de 2 MeV (Figure 5.12). Une charge de 3 fC (Figure 5.9) correspond à un dépôt d'énergie de 67,5 keV. En fixant à 50 keV la limite inférieure sur l'énergie initiale des muons, l'intervalle 50 keV - 2 MeV regroupe les énergies de muons ayant la plus grande probabilité d'induire un SEE. Dans cet intervalle, cinq énergies sont étudiées : 50 keV, 100 keV, 500 keV, 1 MeV et 2 MeV. Les calculs de prédiction des SEE présentés dans la prochaine partie sont réalisés avec la plateforme MUSCA SEP3 de la même manière qu'au chapitre 4.

## 5.3 Impact du profil de l'ionisation radiale induit par les muons sur le calcul du SER

### 5.3.1 Structure réaliste de la trace des muons

La Figure 5.13 présente la moyenne des structures des traces des muons.

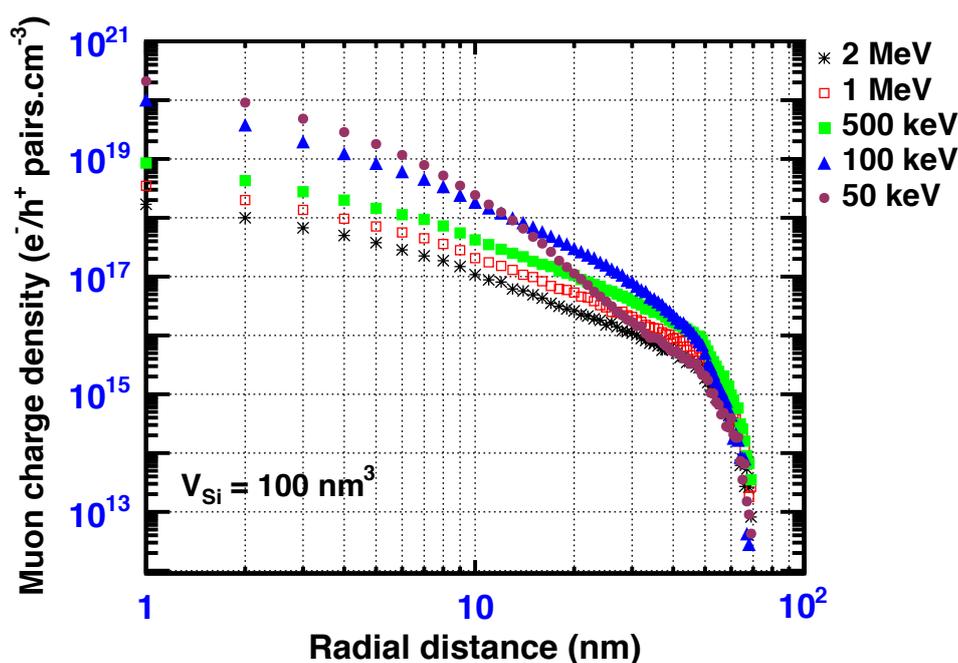


Figure 5.13 – Densité radiale des paires électron-trou en fonction de la distance radiale à la trace des muons.

Dans ces simulations,  $10^5$  muons sont tirés orthogonalement au centre d'un volume de  $100 \times 100 \times 100 \text{ nm}$  de silicium. L'ordre de grandeur du dépôt radial est de 70 nm pour les cinq énergies considérées. La Figure 5.14 présente une cartographie moyenne du dépôt d'énergie de muons de 2 MeV et de 500 keV en fonction de la

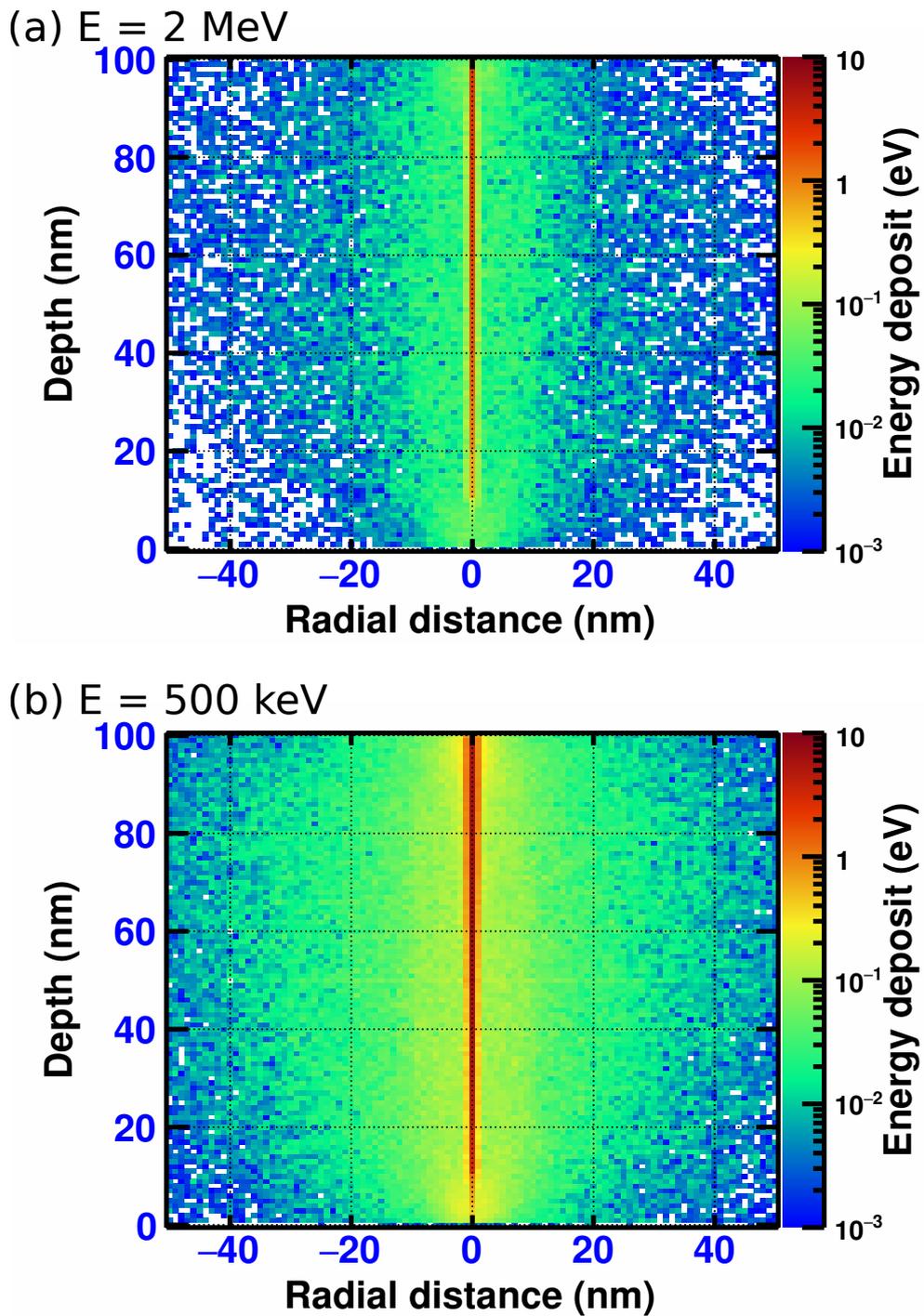


Figure 5.14 – Énergie déposée par des muons de 2 MeV et 500 keV en fonction de la distance radiale de leur trace et de la profondeur de pénétration, pour un volume de 100 nm de silicium.  $10^5$  muons sont injectés à la distance radiale  $r_d = 0 \text{ nm}$  et à la profondeur  $d = 0 \text{ nm}$ .

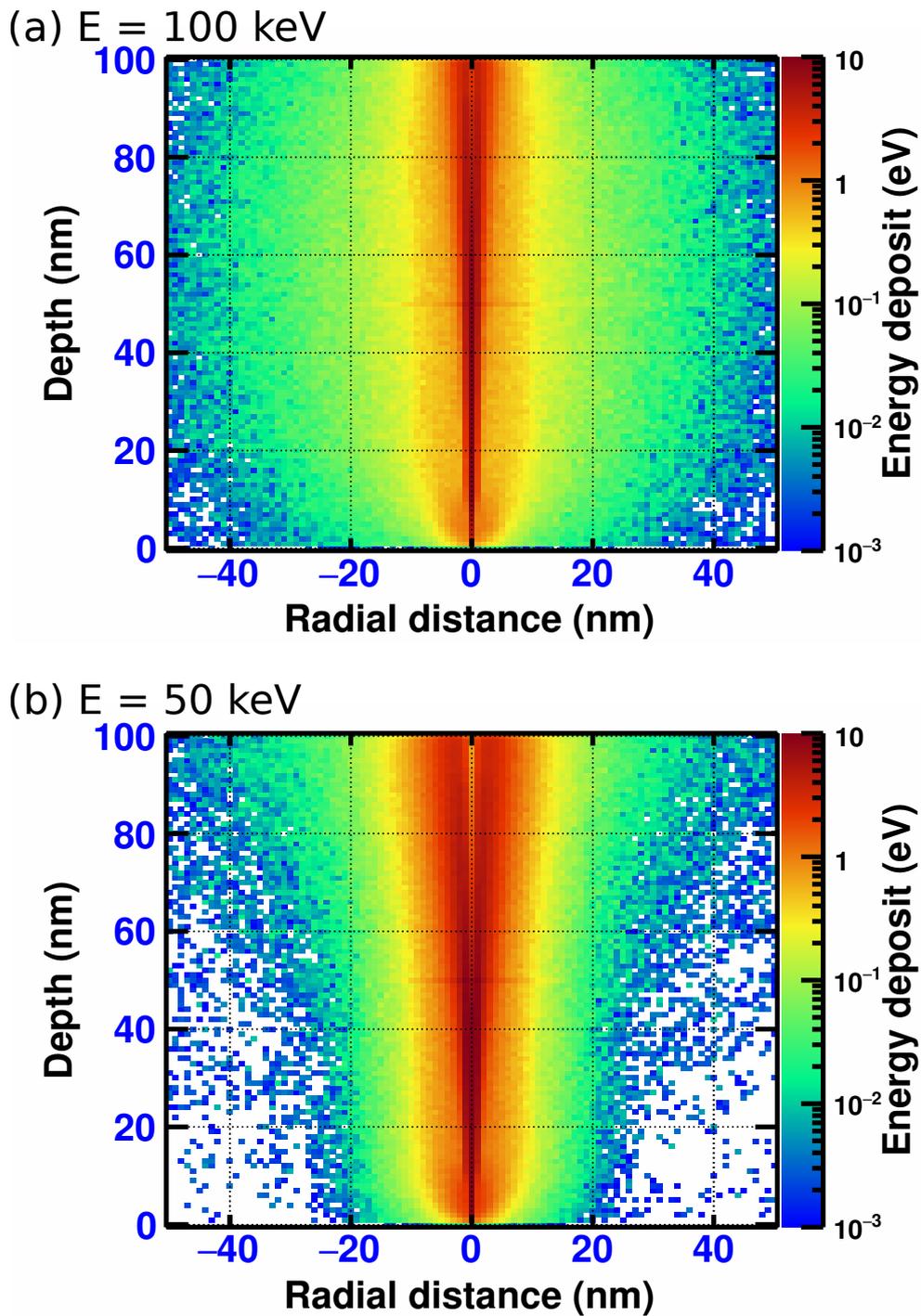


Figure 5.15 – Énergie déposée par des muons de 100 et 50 keV en fonction de la distance radiale de leur trace et de la profondeur de pénétration, pour un volume de 100 nm de silicium.  $10^5$  muons sont injectés à la distance radiale  $r_d = 0$  nm et à la profondeur  $d = 0$  nm.

distance radiale et de la profondeur de pénétration dans le volume. La répartition du dépôt d'énergie est concentrée dans un volume de quelques nm. La Figure 5.15 montre que pour les plus basses énergies, c'est à dire 100 keV et 50 keV, l'extension du dépôt peut s'étendre jusqu'à 20 nm. Il est intéressant de voir qu'à faible énergie, la distribution du dépôt d'énergie est caractérisée par une forme conique, reflétant le pic de Bragg. Les ordres de grandeurs observés montrent que le dépôt d'énergie induit par des muons est très confiné contrairement à celui des ions lourds et des protons. Il semble que l'impact de la considération de la morphologie 3D des traces du dépôt d'énergie induit par des muons sur la modélisation des SEE est limité ou non nécessaire.

### 5.3.2 Impact de la structure réaliste sur la modélisation des SEE induits par les muons

L'étude de Sierawski *et al.* [5] présente la sensibilité aux SEU induits par des muons pour des technologies bulk issues d'irradiations d'un faisceau de muons de faible énergie. La Figure 5.16 présente le nombre de SEU obtenu expérimentalement par irradiation d'un faisceau de muons d'énergie variable de 100 keV à 2 MeV.

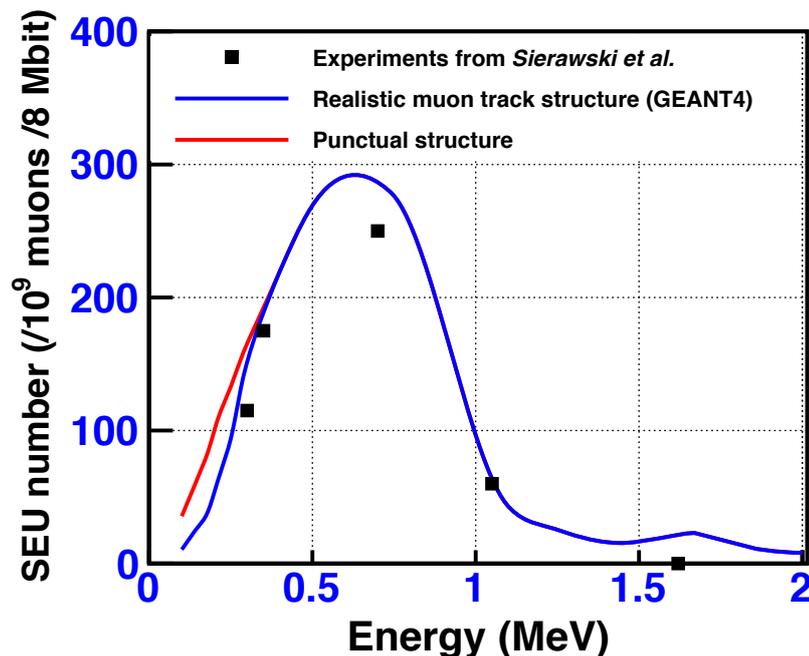


Figure 5.16 – Nombre de SEU (/10<sup>9</sup> muons /8 Mbit) en fonction de l'énergie du muon pour une SRAM de 65 nm en technologie bulk.

Le nombre de SEU est calculé avec la plateforme MUSCA SEP3, avec (en bleu) et sans la distribution du dépôt radial (en rouge). Ce résultat montre d'une part que le

nombre de SEU calculé est compatible avec les données expérimentales, et d'autre part que la structure réaliste de la trace des muons n'apporte pas d'amélioration par rapport à la structure ponctuelle dans le calcul de SEU. Cette analyse démontre qu'il est possible de modéliser correctement l'impact des SEU induits par des muons sur des composants nanométriques. La description ponctuelle du dépôt d'énergie peut être considérée tant que les dimensions du volume modélisé ne sont pas inférieures à 50 nm. Sinon, il est nécessaire de considérer la morphologie 3D du dépôt d'énergie des muons.

### 5.3.3 Impact des muons sur le calcul du SER pour des applications terrestres et avioniques

Les simulations suivantes présentent l'impact de l'intégration technologique selon que le composant étudié opère à la surface terrestre ou à une altitude avionique. L'environnement radiatif est issu d'une précédente modélisation dénommée ATMORAD [6]. Dans cette modélisation, le développement des gerbes atmosphériques est simulé selon le spectre d'énergie des rayons cosmiques primaires qui dépend du potentiel de modulation solaire, mesuré avec un spectromètre neutron développé par l'ONERA au Pic-du-Midi et en Antarctique [7], [8].

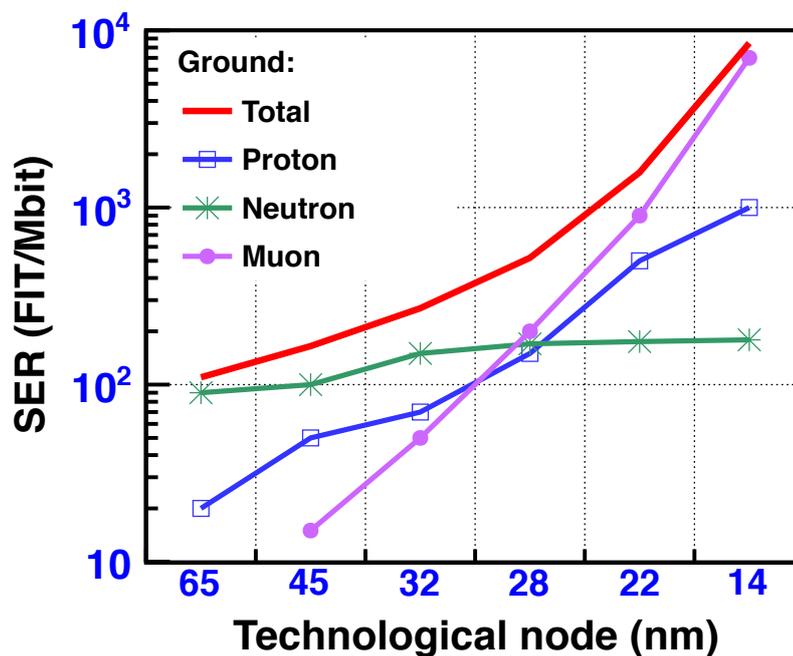


Figure 5.17 – Calcul du SER pour une SRAM de nœud technologique variable en technologie bulk opérant dans un environnement terrestre. Les contributions des protons, neutrons et muons sont différenciées.

La Figure 5.17 présente l'impact de la diminution du nœud technologique qui a

pour conséquence l'augmentation du nombre de SEU. Une analyse globale montre que le SER augmente considérablement avec l'intégration technologique. Ce résultat suggère que les SEU induits par des muons affectent la SRAM à partir d'un nœud de 45 nm opérant dans un environnement terrestre avec une tension d'alimentation nominal et ont un impact considérable sur des nœuds technologiques plus petits (22 et 14 nm). De plus, la contribution muon devient supérieure à celle des protons et des neutrons à partir d'un nœud technologique de 28 nm. Ce résultat montre que le risque des SEU induits par des muons est critique pour des applications électroniques de technologie bulk opérant dans l'environnement terrestre. Ainsi, les technologies nanométriques vont très probablement devenir sensibles aux spectres des muons et des protons de faible énergie. Les futures prédictions du taux d'erreur à la surface terrestre nécessiteront une caractérisation du seuil du LET en considérant les contributions des protons et des muons dans l'environnement radiatif ainsi que la morphologie 3D du dépôt d'énergie de ces deux types de particules.

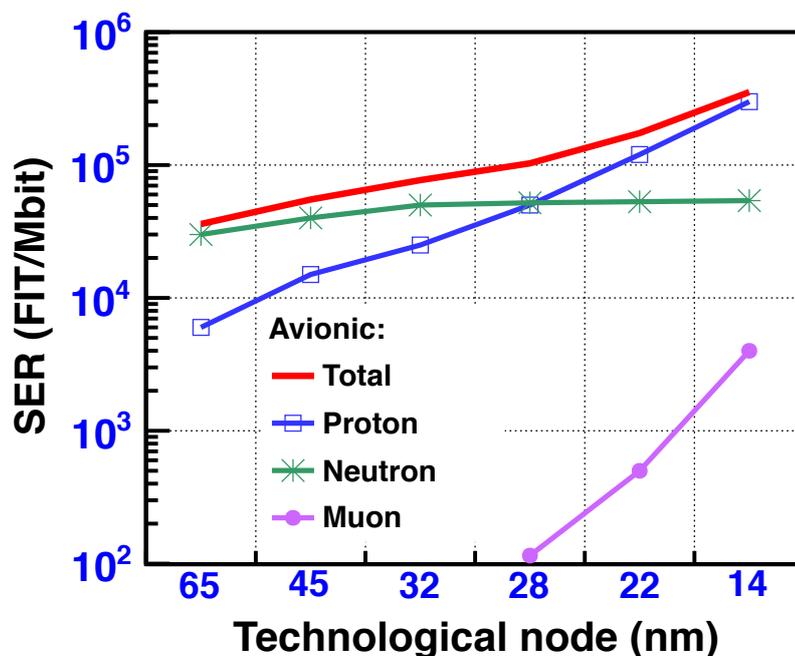


Figure 5.18 – Calcul du SER pour une SRAM de nœud technologique variable en technologie bulk opérant dans un environnement avionique. Les contributions des protons, neutrons et muons sont différenciées.

La Figure 5.18 présente une analyse similaire et montre le calcul du SER en fonction de la diminution du nœud technologique, pour une SRAM opérant dans un environnement avionique. Ainsi, les neutrons et les protons constituent les principales contributions au calcul du SER alors que la contribution muon est négligeable. Historiquement, l'ionisation directe induite par des protons n'est pas considérée

comme une source de SEE pour des applications opérant dans un environnement avionique. Des analyses complémentaires basés sur ces résultats montrent que la contribution des protons a un impact sur le SER et ne peut plus être négligée pour un nœud technologique inférieur à 65 nm. La contribution des protons devient la plus importante en dessous de 28 nm. Des travaux précédents ont mis en évidence que l'intégration technologique en dessous de 90 nm, induit une saturation du SER. Pourtant, la prise en compte de l'ionisation directe induite par des protons conduit à une forte augmentation du SER à partir d'un nœud technologique plus petit que 28 nm.

## 5.4 Résumé et conclusion du chapitre

Ce chapitre a permis de montrer l'impact de la morphologie 3D du dépôt d'énergie sur la modélisation des SEE induits par les muons, pour des technologies nanométriques. Pour ce faire, une plateforme expérimentale et de simulation a été développée. La partie expérimentale de la plateforme correspond à l'utilisation d'une caméra CCD comme détecteur de rayons cosmiques. En sommant les niveaux de charge non nuls des pixels adjacents de la caméra CCD, il est possible de reconstituer une partie de la trace du dépôt d'énergie d'une particule primaire. Les mesures de ces niveaux de charge permettent d'obtenir à la fois le flux et la cartographie spatiale du dépôt de charge des particules détectées. Grâce à l'utilisation de plusieurs sites de mesure atmosphériques et souterrains, l'analyse des flux et des cartographies mesurées, permet de discriminer les muons des autres rayons cosmiques secondaires selon leur motif de dépôt de charge. L'autre partie de la plateforme correspond à une chaîne de simulation combinant l'utilisation des codes GEANT4 et MUSCA SEP3. Le premier code est utilisé pour simuler le dépôt d'énergie du muon primaire et des électrons secondaires produits. Les traces de ces dépôts d'énergie sont stockées sous forme de base de données. L'outil de prédiction MUSCA SEP3 extrait aléatoirement une trace et l'injecte dans la modélisation d'un composant électronique.

Notre étude montre que la considération de la distribution radiale du dépôt d'énergie des muons est compatible avec les données expérimentales issues de la littérature. Cependant, cette morphologie 3D du dépôt d'énergie n'apporte globalement pas d'amélioration dans la modélisation du nombre de SEU par rapport à l'approche classique (description ponctuelle). Seule une légère baisse du nombre de SEU avec la distribution radiale est observée pour des faibles énergies de muon (de 50 keV à 300 keV). Au niveau du SER, pour une SRAM opérant à la surface terrestre, notre étude montre l'apport important de la contribution des protons et en particulier celle des muons. Alors que pour un nœud technologique allant de 65 à 32 nm, le SER est dominé par la contribution des neutrons, en dessous de 28 nm, ce sont les muons qui ont la plus forte contribution au SER. En revanche, pour une SRAM opérant à une altitude avionique (12 km), la contribution des muons au SER est très faible devant celle des neutrons et des protons. En dessous de 28 nm, ce sont les protons qui ont la plus forte contribution au SER. Ces résultats font l'objet d'un article actuellement dans la phase de révision [9].

## Références

- [1] Stéphane GAFFET, Yves GUGLIELMI, Jean VIRIEUX et al. « Simultaneous seismic and magnetic measurements in the Low-Noise Underground Laboratory (LSBB) of Rustrel, France, during the 2001 January 26 Indian earthquake ». In : *Geophysical Journal International* 155.3 (2003), p. 981–990 (cf. p. 118).
- [2] F PIQUEMAL. « Modane underground laboratory : Status and project ». In : *The European Physical Journal Plus* 127.9 (2012), p. 1–5 (cf. p. 118).
- [3] Pushpa Indumathie WIJESINGHE. « Energy deposition study of low-energy cosmic radiation at sea level ». In : (2007) (cf. p. 127).
- [4] Tatsuhiko SATO. « Analytical Model for Estimating Terrestrial Cosmic Ray Fluxes Nearly Anytime and Anywhere in the World : Extension of PARMA/EXPACS ». In : *PloS one* 10.12 (2015), e0144679 (cf. p. 127).
- [5] Brian D. SIERAWSKI, Marcus H. MENDENHALL, Robert REED et al. « Muon-induced single event upsets in deep-submicron technology ». In : *Nuclear Science, IEEE Transactions on* 57.6 (2010), p. 3273–3278 (cf. p. 132).
- [6] Guillaume HUBERT et Adrien CHEMINET. « Radiation effects investigations based on atmospheric radiation model (ATMORAD) considering GEANT4 simulations of extensive air showers and solar modulation potential ». In : *Radiation research* 184.1 (2015), p. 83–94 (cf. p. 133).
- [7] Guillaume HUBERT, Claudio FEDERICO, Mauricio PAZIANOTTO et al. « Long and short-term atmospheric radiation analyses based on coupled measurements at high altitude remote stations and extensive air shower modeling ». In : *Astroparticle Physics* 74 (2016), p. 27–36 (cf. p. 133).
- [8] Guillaume HUBERT. « Analyses of cosmic ray induced-neutron based on spectrometers operated simultaneously at mid-latitude and Antarctica high-altitude stations during quiet solar activity ». In : *Astroparticle Physics* 83 (2016), p. 30–39 (cf. p. 133).
- [9] Pierre LI CAVOLI, Guillaume HUBERT et Jose BUSTO. « Study of the atmospheric muon interactions based on CCD camera measurements and GEANT4 simulations : impact on Single Event Effect trends for nanoscale devices ». In : *Journal of Instrumentation* xx.xx (2017), p. xx (cf. p. 136).

# Conclusion générale

L'environnement radiatif naturel soumet les composants électroniques à des contraintes sur leur fonctionnement et leur durée de vie. Que ce soit dans l'espace ou à la surface terrestre, les particules présentes dans ces environnements peuvent interagir avec les composants et générer des effets singuliers (SEE pour Single Event Effect). L'étendue des conséquences des SEE vont de la modification de l'information stockée dans une cellule mémoire par changement d'état logique jusqu'à la destruction d'un composant par échauffement. Que ce soit pour des applications militaires, industrielles, scientifiques ou médicales, l'étude de ces SEE est donc capitale pour les utilisateurs de systèmes électroniques.

Avec l'évolution technologique, l'intégration des composants a sans cesse augmentée et leur seuil de sensibilité face aux radiations a diminué inexorablement. Pour les technologies les plus récentes, ce seuil de sensibilité est si faible que des SEE peuvent être générés par l'ionisation directe des protons et même des muons. Historiquement, les interactions de ces particules n'étaient pas étudiées car elles contribuaient peu ou pas au taux d'événement singulier (SER pour Soft Error Rate). Depuis 2010, il a été montré que ça n'était plus le cas et que l'étude de ces particules devait être prise en compte dans les méthodes d'évaluation de la fiabilité des composants. Les codes Monte-Carlo font partie de ces méthodes et sont utilisés dans la modélisation des SEE. Depuis 2011, une étude a montré que le transfert linéique de charge (LET pour Linear Energy Transfer) utilisé classiquement dans la modélisation des SEE n'était plus suffisant pour caractériser précisément le dépôt d'énergie pour des ions lourds. Cette étude a montré que la prise en compte de la morphologie 3D du dépôt d'énergie induit par des ions lourds était nécessaire.

L'objectif de l'étude présentée dans ce document a été d'étudier l'impact de la prise en compte de la morphologie 3D du dépôt d'énergie sur la modélisation des SEE induits par les muons. Une chaîne de simulation composée des codes GEANT4 (choisi pour sa puissance et son accès en open-source) et MUSCA SEP3 (développé par l'ONERA) a été utilisée pour modéliser ces SEE. Une première partie de l'étude a consisté à utiliser le module *microelectronics* du code GEANT4 pour modéliser le dépôt d'énergie des protons dans un volume nanométrique de silicium. Ce module est développé et validé uniquement pour les protons, électrons et ions lourds et permet de simuler des électrons secondaires jusqu'à une énergie de 50 keV pour les protons. Ce premier travail avec les protons a permis à la fois de valider la chaîne de simulation et de montrer l'impact de la morphologie 3D du

dépôt d'énergie des protons sur la modélisation des SEE.

Les faibles énergies, de l'ordre de quelques MeV, correspondent au pic de Bragg des protons dans des volumes nanométriques et sont donc l'intervalle d'énergie où le nombre de SEE induits par l'ionisation directe des protons est maximal. C'est pourquoi des protons ayant une énergie entre 500 keV et 2 MeV ont été simulés. Pour ces énergies, le dépôt radial des protons est maximal en dessous de 10 nm mais s'étend de 200 jusqu'à 300 nm. La dispersion de l'énergie est plus forte à 2 MeV qu'à 1 MeV et augmente avec la diminution de l'épaisseur du volume. Avec des dimensions d'une dizaine de nanomètres, les composants FD-SOI sont les technologies les plus impactées par ce dépôt radial des protons. De plus, deux méthodes de simulation ont été développées. La première correspond à l'approche classique utilisée dans la modélisation des SEE et considère la trace du dépôt d'énergie du proton comme orthogonale au centre du volume de silicium. La deuxième méthode de simulation considère une distribution aléatoire du point d'entrée du proton sur la surface du volume de silicium. Notre étude montre que la première méthode est approximative pour un volume nanométrique et tend à surestimer ou sous-estimer l'occurrence des SEE induits par les protons. L'influence de l'angle d'incidence des protons a aussi été investiguée : la section efficace des SEE induits par des protons est maximale pour les angles les plus grands. En effet, plus celui-ci est grand plus la quantité d'énergie déposée l'est aussi. Nos simulations sont comparées et validées avec des données expérimentales issues de la littérature. Nos simulations protons montrent aussi que le ratio des sections efficaces des SEE selon que la description du dépôt d'énergie est ponctuelle ou prend en compte la morphologie 3D, augmente avec la diminution de la surface sensible. Bien que les technologies FD-SOI soient les plus touchées, les technologies bulk le deviennent à partir d'une surface sensible de  $0,2 \mu\text{m}^2$ . Enfin, notre étude sur les protons montre que le SER est dominé par la contribution de l'ionisation directe induite par des protons pour des technologies nanométriques.

Une fois la méthodologie validée avec les protons, la deuxième partie de cette étude a consisté à modéliser le dépôt d'énergie des muons. Pour ce faire, le module *Low Energy* de GEANT4 a été utilisé. Ce module prend en compte les muons et a été développé pour des applications nécessitant une grande précision sur le calcul du dépôt d'énergie. Ce module peut simuler des électrons secondaires jusqu'à une énergie de 250 eV. Afin de contraindre et de valider l'utilisation de ce module pour les muons, des mesures expérimentales des flux de muons de l'environnement radiatif naturel ont été réalisées. Ces mesures ont été réalisées avec une caméra CCD qui a été utilisée comme détecteur de rayons cosmiques. Cette caméra CCD détectant tout type de particule, un code d'analyse des niveaux de charge des pixels a été développé afin de discriminer le flux des particules du nombre d'événements détectés par la caméra. Ce code d'analyse a permis de cartographier la distribution spatiale du dépôt de charge des rayons cosmiques détectés et ainsi d'en discriminer la nature grâce à l'utilisation de plusieurs sites de mesure (atmosphérique et souterrain). Ces mesures expérimentales ont permis de déterminer la

probabilité de détection des muons selon leur énergie initiale et de leur dépôt de charge dans les pixels de la caméra. Une modélisation de la caméra CCD a ensuite été développée et confrontée par comparaison aux mesures expérimentales. Une fois la modélisation validée, des simulations du dépôt d'énergie des muons dans des volumes nanométriques ont été réalisées. Pour des muons de faible énergie (50 keV jusqu'à 2 MeV) dans un volume de  $100 \text{ nm}^3$  de silicium, le dépôt radial s'étend en moyenne à 70 nm. Ces simulations ont été ensuite comparées avec des mesures expérimentales du nombre de SEU induits par des muons. Cette comparaison montre que nos simulations sont cohérentes avec les mesures issues de la littérature et que la prise en compte de la morphologie 3D n'apporte pas de grande amélioration par rapport à la description ponctuelle du dépôt d'énergie. La seule différence notable entre ces deux descriptions est inférieure à 30 % et est observée pour des muons ayant une énergie comprise entre 50 keV et 300 keV. Enfin, notre étude sur les muons s'achève sur l'impact de l'intégration technologique face aux SEE induits par les muons pour deux types d'environnements. Le premier correspond à un composant opérant à la surface terrestre où la contribution des muons au SER devient prédominante par rapport aux autres contributions (protons et neutrons) à partir d'un nœud technologique de 28 nm. Le deuxième environnement correspond à une altitude avionique où la contribution des muons est très faible devant celles des autres contributions. En dessous de 28 nm, c'est la contribution des protons qui prédomine.

Cette étude a permis de mettre en évidence l'impact de la contribution des muons dans la génération de SEE pour des technologies nanométriques. Les muons ne peuvent plus être négligés dans la modélisation des interactions des rayons cosmiques secondaires avec les composants et doivent être pris en compte au même titre que les ions lourds, neutrons et protons. Alors qu'à une altitude avionique l'impact des muons dans le calcul du taux d'erreurs électroniques est négligeable, il devient particulièrement important pour un composant opérant à la surface terrestre et augmente considérablement avec l'intégration technologique. D'un point de vue prospectif, pour des technologies numériques inférieures à 14 nm opérant à la surface terrestre, les contributions des autres particules (ions lourds, neutrons, protons) aux SEE devraient avoir un impact très faible devant celui des muons. Pour ce niveau d'intégration, la morphologie 3D du dépôt d'énergie des muons devra être prise en compte. Pour parvenir à une modélisation réaliste du dépôt d'énergie d'un muon dans un composant ultra intégré (quelques dizaines de nanomètres), il sera nécessaire de disposer de nouveaux modèles physiques. Ces derniers devront prendre en compte les sections efficaces d'interaction des muons à cette échelle. Ces sections efficaces devront être comparées avec des mesures expérimentales du dépôt d'énergie d'un faisceau de muons sous accélérateur dans un système électronique ayant un volume de détection de quelques nanomètres, comme un détecteur gazeux par exemple. Actuellement, aucune mesure de ce type ne semblent avoir été conduites.

# Liste des figures

0.1	Illustration du plan de l'étude.	13
1.1	Aurore boréale à Snæfellsnes en Islande.	17
1.2	Cycle de l'activité du Solaire.	18
1.3	Illustration d'une éruption solaire.	18
1.4	Illustration des ceintures de radiations.	19
1.5	Illustration de l'anomalie Sud-Atlantique.	20
1.6	Spectre des rayons cosmiques.	22
1.7	Composition des rayons cosmiques primaires.	23
1.8	Illustration d'une gerbe atmosphérique.	25
1.9	Illustration des principaux mécanismes de production des muons.	27
1.10	Spectre en énergie des muons à la surface terrestre.	29
1.11	Spectre des rayons cosmiques secondaires en fonction de l'altitude.	30
1.12	Processus de la perte d'énergie des muons.	31
1.13	Chaines radioactives de l'uranium et du thorium.	32
1.14	Illustration de la création de paires électron-trou.	34
1.15	Illustration de l'effet photoélectrique.	35
1.16	Illustration de l'effet Compton.	36
1.17	Illustration des interactions nucléaires.	37
1.18	Illustration de la photodésintégration et de la photofission.	39
1.19	Illustration d'une création de paire électron-positron.	39
1.20	Illustration d'un déplacement atomique.	40
2.1	Illustration du nœud technologique.	48
2.2	Évolution technologique des transistors.	49
2.3	Évolution des caractéristiques des téléphones portables.	50
2.4	Illustration d'un composant CMOS.	51
2.5	Illustration des technologies bulk et SOI.	52
2.6	Évolution de la taille des nœuds technologiques.	53
2.7	Illustration du <i>funneling effect</i> .	54
2.8	Évolution de la surface des cellules mémoires des SRAM.	55
2.9	SEU induits par des protons.	62
2.10	Probabilité de SEU induits par des muons.	63
2.11	Probabilité de SEU et calcul du SER induits par des muons.	64
2.12	Comparaison des descriptions ponctuelle et 3D du dépôt d'énergie.	65

2.13	Cartographie des impacts induits par des ions krypton.	66
2.14	Densité de paires électron-trou pour des ions krypton.	67
2.15	Sections efficaces des SEU en fonction du LET pour deux SRAM.	68
2.16	Dose déposée par un proton.	69
3.1	Domaines d'utilisation de GEANT4.	79
3.2	Hiérarchie des catégories de classes de GEANT4.	80
3.3	Description du fonctionnement de la classe <i>G4Run</i> .	81
3.4	Description du fonctionnement de la classe <i>G4Event</i> .	82
3.5	Description du fonctionnement de la classe <i>G4Track</i> .	82
3.6	Description du fonctionnement de la classe <i>G4Step</i> .	83
3.7	Description du fonctionnement global d'une simulation.	84
3.8	Illustration des trois classes fondamentales d'une simulation.	86
3.9	Illustration d'une distribution Landau.	87
3.10	Illustration du fonctionnement du seuil de production.	88
3.11	Simulation d'un proton de 2 MeV avec GEANT4.	91
3.12	Image d'un fichier texte en sortie d'une simulation GEANT4.	92
3.13	Description de MUSCA SEP3.	93
4.1	Illustration des deux méthodes d'analyses du dépôt radial.	98
4.2	Illustration des électrons secondaires produits par un proton.	99
4.3	Densité de paires électron-trou induites par des protons.	99
4.4	Spectre de l'énergie déposée par un proton de 1 MeV.	100
4.5	Spectre de l'énergie déposée par un proton de 2 MeV.	101
4.6	Spectre de l'énergie déposée divisée par la profondeur.	102
4.7	Distribution de la charge déposée par un proton de 1 MeV.	103
4.8	Probabilité intégrée en fonction du critère de charge déposée.	104
4.9	Sections efficaces des SEU en fonction de l'énergie du proton.	105
4.10	Sections efficaces des SEU en fonction de l'angle d'incidence.	107
4.11	Sections efficaces des SEU induits par un proton (SRAM 65 nm).	108
4.12	Sections efficaces des SEU induits par une proton (SRAM 45 nm).	109
4.13	Ratio des sections efficaces des SEU selon deux modèles.	110
4.14	Prédictions du SER pour une SRAM.	112
5.1	Présentation des sites de mesures.	119
5.2	Fluence mesurée au LSM.	120
5.3	Flux des particules secondaires avec et sans radon.	121
5.4	Flux des particules secondaires avec et sans radium.	121
5.5	Illustration de l'obturateur et de la matrice CCD.	122
5.6	Flux des particules secondaires selon le site de mesure.	123
5.7	Cartographie du dépôt de charge pour les quatre sites de mesure.	124
5.8	Flux des particules secondaires en fonction de l'altitude.	125
5.9	Cartographie du dépôt de charge pour les quatre sites de mesure.	126
5.10	Visualisation de la modélisation de la caméra.	127

5.11 Comparaison des distributions de la charge détectée.	128
5.12 Range des muons en fonction de leur énergie.	128
5.13 Densité radiale des paires électron-trou induites par des muons.	129
5.14 Cartographie de l'énergie déposée par des muons (0,5 et 2 MeV).	130
5.15 Cartographie de l'énergie déposée par des muons (50 et 100 keV).	131
5.16 Nombre de SEU induits par des muons.	132
5.17 SER induit par des muons au sol.	133
5.18 SER induit par des muons en vol.	134

# Résumé

Cette étude s'inscrit dans le domaine de la microélectronique. Elle consiste à étudier l'impact de la morphologie 3D du dépôt d'énergie sur la modélisation des événements singuliers (SEE) induits par les muons atmosphériques. La démarche a consisté dans un premier temps à modéliser le dépôt d'énergie induit par des protons dans des volumes nanométriques. Pour cela, le code Monte-Carlo GEANT4 a permis de simuler et de stocker dans une base de données, les caractéristiques des traces des dépôts d'énergie des protons. Une fois la démarche validée pour les protons, des simulations du dépôt d'énergie induit par des muons ont été réalisées. Une caméra CCD a été utilisée afin de réaliser des mesures de l'environnement radiatif atmosphérique et de contraindre la modélisation des dépôts d'énergie induits par les muons. Cette étude met en évidence et quantifie l'apport de considérer la distribution radiale du dépôt d'énergie induit par des protons pour des volumes nanométriques, dans les calculs de prédiction des SEE. En revanche, l'étude montre que la considération de la distribution radiale du dépôt d'énergie induit par des muons dans des volumes nanométriques a un impact négligeable sur la modélisation des SEE. Il serait intéressant de réaliser des mesures sous accélérateur du dépôt d'énergie induit par des muons dans des technologies nanométriques. Cela permettrait d'apporter des données expérimentales encore inexistantes, nécessaires au développement de nouveaux modèles physiques plus précis sur la modélisation du dépôt d'énergie induit par des muons.

# Abstract

This study concerns the domain of the microelectronics. It consists in the study of the impact of the 3D morphology of the energy deposit on the Single Event Effect (SEE) modeling, induced by atmospheric muons. Over a first phase, the approach has consisted in the modeling of the energy deposit induced by protons in nanometric volumes. For that purpose the use of the Monte Carlo code GEANT4 has allowed to simulate and stock in a database the tracks characteristics of the energy deposit induced by protons. Once the approach validated for the protons, simulations of the energy deposit induced by muons have been realized. A CCD camera has been used in order to measure the radiative atmospheric environment and to constrain the modeling of the energy deposit induced by muons. This study highlights and quantify the contribution of the radial distribution of the energy deposit induced by protons in nanometric volumes for the SEE prediction. On the other hand, the study shows that the contribution of the radial distribution of the energy deposit induced by muons in nanometric volumes has a negligible impact on the SEE modeling. It will be interesting to realize measurements of the energy deposit induced by muons in nanometric technologies under particle accelerator. This will allow to bring experimental data still nonexistant necessary to the developpment of new physical models more accurate on the modelization of the energy deposit induced by muons.

