

Table des matières

Introduction.....	4
Chapitre I : L'environnement radiatif.....	6
II.1. Le dépôt de charge dans la matière lors du passage d'un ion.	30
II.1.1. Pouvoir d'arrêt d'un ion dans la matière (LET).....	30
II.1.2. Range ou parcours total d'un ion dans la matière	33
II.1.3. Relations entre le LET et le range.....	34
II.2. Interaction nucléon-noyau.....	36
II.2.1. Les sections efficaces.....	36
II.2.2. Le processus d'interaction nucléon-atome.....	37
II.2.3. Utilisation de codes de physique nucléaire	43
II.2.4. Constitution d'une base de données	49
Conclusion.....	53
Références	54
Chapitre II : Interaction particule - matière.....	28
II.1. Le dépôt de charge dans la matière lors du passage d'un ion.	31
II.1.1. Pouvoir d'arrêt d'un ion dans la matière (LET).....	31
II.1.2. Range ou parcours total d'un ion dans la matière	34
II.1.3. Relations entre le LET et le range.....	35
II.2. Interaction nucléon-noyau.....	37
II.2.1. Les sections efficaces.....	37
II.2.2. Le processus d'interaction nucléon-atome.....	38
II.2.3. Utilisation de codes de physique nucléaire	44
II.2.4. Constitution d'une base de données	50
Conclusion.....	54
Références	55

Chapitre III : Effets des radiations sur un composant électronique.....57

III.1.	Problématique de l'électronique en milieu radiatif.....	60
III.2.	Description des mémoires étudiées.....	62
III.2.1.	L'architecture des SRAM.....	62
III.2.2.	Les technologies des transistors étudiées.....	66
III.3.	Effets d'un dépôt de charges dans une SRAM.....	70
III.3.1.	Effets d'un dépôt de charges ponctuel dans un bloc de silicium.....	70
III.3.2.	Présentation des principaux effets d'un dépôt de charges ponctuel dans un transistor 75	
III.3.3.	Effet d'un dépôt de charges dans une cellule mémoire de SRAM.....	79
	Conclusion.....	83
	Annexes.....	84
	Références.....	92

Chapitre IV : Principes de fonctionnement de la simulation de prédiction de taux d'aléas logiques dans les SRAM.....95

IV.1.	Les codes de prédiction de taux d'aléas logiques.....	98
IV.2.	La modélisation du code de prédiction MC-DASIE.....	100
IV.2.1.	Réactions nucléaires gérées en base de données.....	100
IV.2.2.	Description des structures d'un point de vue matériaux.....	101
IV.2.3.	Evaluation du basculement.....	103
IV.2.4.	Détermination d'une section efficace SEU pour un volume d'interaction	127
IV.2.5.	Gestion des volumes d'interaction.....	134
IV.3.	Conclusion.....	136
	Annexe.....	138
	Références.....	141

Chapitre V : Simulations et caractérisations expérimentales.....145

V.1.	Caractérisations pour le spectre neutronique terrestre.....	149
V.1.1.	Expérimentations.....	149
V.1.2.	Simulations MC-DASIE.....	152
V.1.3.	Analyse des résultats de simulation.....	159
V.1.4.	Conclusion.....	164
V.2.	Analyse de sections efficaces SEU quasi-monoénergétiques neutronique et monoénergétiques protoniques.....	165
V.2.1.	Problématique.....	165
V.2.2.	Expérimentations.....	166

V.2.3.	Résultats expérimentaux	168
V.2.4.	Analyse des données	170
V.2.5.	Comparaison entre les sections efficaces SEU neutroniques et protoniques ..	174
V.2.6.	Résumé	178
V.3.	Caractérisations mono-énergétiques « n-Si + n-O » apport de la prise en compte de deux matériaux.	179
V.3.1.	Introduction	179
V.3.2.	Expérimentations.....	179
V.3.3.	Simulations MC-DASIE	181
V.3.4.	Discussion-Conclusion.....	190
V.3.5.	Evaluation de la contribution d'autres matériaux	192
V.4.	Conclusion.....	196
	Références	199
Conclusion.....		201
Glossaire.....		205
Liste des publications issues des travaux de thèse.....		207
Table des illustrations.....		209

Introduction

La problématique des effets des rayonnements sur l'électronique est apparue dans les années 1970 avec les contraintes liées aux applications militaires. L'intégration croissante des technologies microélectroniques, poussée par la nécessité d'augmentation des performances et des capacités des circuits intégrés, entraîne une diminution des dimensions géométriques des dispositifs. Cette diminution modifie la sensibilité vis-à-vis de l'environnement radiatif. Depuis les années 1980, la problématique de la fiabilité de l'électronique en environnement spatial a été révélée et les premiers aléas logiques dans les avions ont été mesurés au début des années 1990. La nécessité pour les équipementiers de sécuriser le fonctionnement de leurs systèmes implique de connaître et comprendre l'origine de ces dysfonctionnements afin de mettre en place des outils de prédiction pouvant évaluer le niveau de sensibilité des composants utilisés.

Les particules (protons, neutrons, électrons, ions lourds, photons, etc.) peuvent engendrer des dysfonctionnements dans les composants. Ces dysfonctionnements se classent en deux catégories : les effets permanents et les effets transitoires. Les effets permanents se caractérisent par une dégradation lente des caractéristiques électriques. Parmi les effets transitoires, les effets singuliers ou Single Event Effects (SEE) sont des phénomènes induits par le passage d'une particule ionisante de type ion lourd, ils peuvent provenir d'une ionisation directe ou indirecte. Si l'ion vient de l'extérieur du composant et le traverse, l'ionisation est dite directe. Si l'ion est issu de l'interaction d'un neutron ou d'un proton avec un atome du composant, l'ionisation est dite indirecte. Cette dernière problématique a orienté la présente étude de la sensibilité des composants SRAM aux protons et aux neutrons.

Durant ce travail de thèse, un **code de prédiction** (MC-DASIE) de la sensibilité aux aléas logiques de mémoires SRAM soumises à un environnement protonique terrestre ou neutronique terrestre a été développé. Dans un premier temps, cet outil a été validé avec des données expérimentales. Puis dans un second temps, ce logiciel a été utilisé afin d'étudier

l'effet de l'intégration sur la sensibilité, les différences entre les **irradiations neutroniques et protoniques** et la **contribution des matériaux du composant cible**.

Afin de pouvoir comprendre les effets des radiations sur un composant électronique, il est nécessaire de connaître l'environnement radiatif dans lequel il évolue. Le premier chapitre présente tout d'abord l'environnement radiatif solaire dans sa globalité, puis le cas de l'**environnement spatial** proche de la Terre et celui de l'**environnement terrestre**.

Dans un second chapitre, les effets des **interactions neutron/proton avec la matière** sont présentés. Tout d'abord, nous décrivons les processus d'**ionisation** direct et indirect avant de présenter les méthodes de prédiction des interactions (codes de calcul de physique) nucléaires pour arriver à l'élaboration d'une base de données des interactions.

Le troisième chapitre introduit les différents **effets des radiations** sur les mémoires SRAM. Dans un premier temps, les composants étudiés (mémoires SRAMs) sont présentés et décrits technologiquement. Dans un second temps, les phénomènes physiques induits lors d'un dépôt de charges dû au passage d'un ion sont étudiés. Enfin, les aléas logiques dans les mémoires SRAM sont décrits et les principaux paramètres influents sont donnés.

Le quatrième chapitre présente dans un premier temps les différentes familles de code de prédiction des aléas logiques. Dans un second temps, la **méthodologie du code MC-DASIE** (approche Monte Carlo, gestion des matériaux, critères de basculement, etc...), développée dans ce travail de thèse, est détaillée. Ce nouveau code calcule la sensibilité des SRAM Bulk et SOI (Silicon On Insulator) en environnement neutronique et protonique, mono et multi énergétique, avec différents critères de basculement et la prise en compte de plusieurs types d'atome cible (silicium et oxygène).

Enfin, le cinquième chapitre présente des utilisations du code MC-DASIE afin de caractériser les phénomènes physiques induits lors des caractérisations expérimentales de sensibilité de mémoires SRAM. Une première étude a pour thème la **sensibilité des SRAM en environnement neutronique terrestre**. Puis, une seconde étude développe la **comparaison des irradiations neutroniques et protoniques**, expérimentales et simulées. Enfin, une troisième étude traite de l'apport de la **prise en compte de l'oxygène dans la modélisation** des interactions et les conséquences sur les taux de SEU calculés.

Chapitre I : L'environnement radiatif naturel

Sommaire

I.1.	L'environnement radiatif spatial	9
I.1.1.	L'environnement radiatif solaire	9
I.1.1.1.	Le rayonnement cosmique	9
I.1.1.2.	Le vent solaire	9
I.1.1.3.	Les éruptions solaires	10
I.1.2.	L'environnement spatial proche de la Terre	11
I.1.2.1.	La magnétosphère	12
I.1.2.2.	Les ceintures de radiation	13
I.1.3.	Récapitulatif des particules présentes dans l'environnement spatial	16
I.2.	Environnement atmosphérique	16
I.2.1.	Les particules de l'atmosphère	17
I.2.2.	Les neutrons	19
I.2.2.1.	Réactions nucléaires neutroniques	19
I.2.2.2.	Répartition énergétique des neutrons en fonction de l'altitude	19
I.2.2.3.	Répartition des flux de neutrons en fonction de l'altitude et de la latitude	20
I.2.2.4.	Variations du spectre neutronique au sol	22
I.2.2.5.	Les neutrons thermiques	23
I.2.3.	Les sources radiatives d'origine terrestre	23
Conclusion		25
Références		26

Afin de pouvoir comprendre les effets des radiations sur un composant, il est nécessaire de connaître l'environnement dans lequel il évolue. Les types d'environnement sont nombreux (terrestre, spatial, nucléaire civil, nucléaire militaire, etc...) et leurs spécificités, en nature et amplitude, différentes. Dans cette étude, nous nous focalisons sur les environnements radiatifs naturels spatiaux et terrestres. Dans un premier temps, ce chapitre présente l'environnement radiatif solaire dans sa globalité, le cas de l'environnement spatial proche de la Terre et plus particulièrement les protons spatiaux. Dans un second temps, l'environnement atmosphérique est décrit avant de se focaliser sur les neutrons.

I.1. L'environnement radiatif spatial

I.1.1. L'environnement radiatif solaire

Le système solaire subit le rayonnement cosmique auquel s'ajoute l'influence du Soleil que ce soit de façon continue par le vent solaire ou discontinue par les éruptions solaires.

I.1.1.1. Le rayonnement cosmique

Découvert par Hess en 1912 (prix Nobel), le rayonnement cosmique est constitué de particules chargées. Ce rayonnement provient d'un rayonnement galactique dont l'abondance relative a été modifiée par des réactions de spallation au cours de sa trajectoire. Ainsi, la composition en ions de ce rayonnement explique son parcours. Les énergies des ions varient de 1 GeV à 10^{21} eV et leurs flux décroissent rapidement avec l'énergie (inverse au carré).

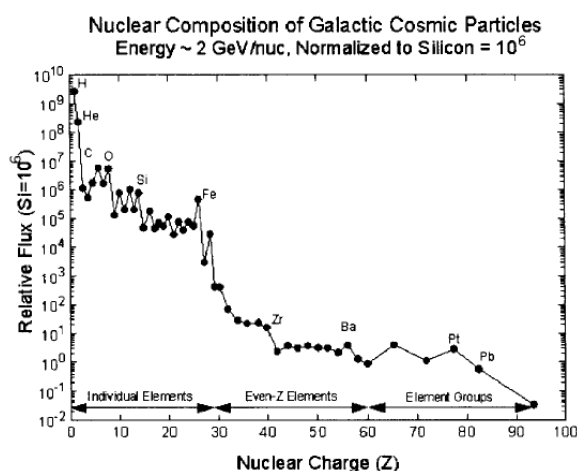


Figure I - 1 : Abondance relative des ions provenant des rayons cosmiques dans l'espace interplanétaire [Barth - 1997]

La Figure I - 1 présente l'abondance des particules cosmiques en fonction de leur masse atomique. L'hydrogène et l'hélium sont les éléments les plus abondants de l'Univers (87% et 12% de la matière). L'abondance relative des ions chute rapidement pour des éléments plus lourds que le Fe. L'ion Fe est considéré comme l'un des ions le plus significatif parmi les ions lourds du rayonnement cosmique de par son flux et sa stabilité.

I.1.1.2. Le vent solaire

Plasma résultant de l'évaporation de la couronne solaire, le vent solaire est essentiellement constitué d'électrons, de protons et d'hélium (7 à 8 %). Il remplit l'ensemble du système solaire et interagit avec les champs magnétiques planétaires (Mercure, Terre, Jupiter, Saturne) créant des cavités magnéto-sphériques. Les photographies du Soleil comme celle de la Figure I - 2 font apparaître d'immenses flammèches qui s'étendent sur plus de 10 millions de km.

Nous pouvons remarquer que la vitesse du vent solaire n'est pas uniforme sur la surface solaire. La vitesse du vent est en moyenne de ~ 800 km/s sur les pôles et de ~ 350 km/s sur la zone équatoriale [IMAGINOVA - 2005]. La densité de ce plasma, de 10^{12} cm $^{-3}$ au niveau du Soleil, tombe à 10 cm $^{-3}$ au niveau de la Terre [Boudenot - 1995].

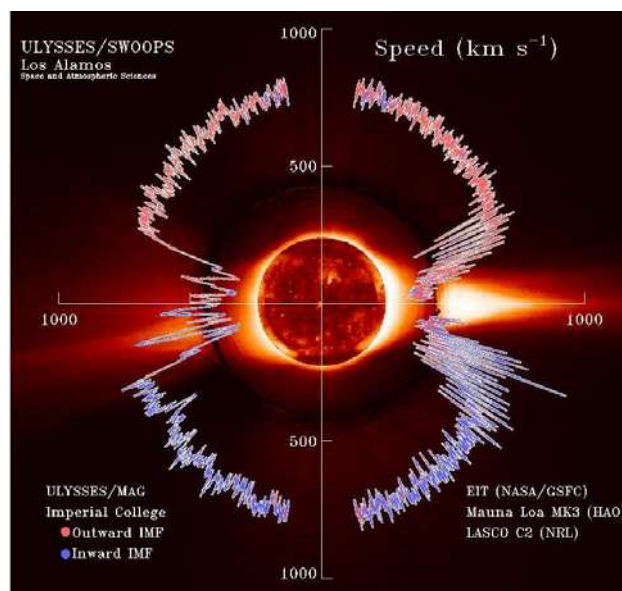


Figure I - 2 : Représentation des mesures de vitesse du vent solaire provenant de la sonde Ulysse. [IMAGINOVA - 2005]

I.1.1.3. Les éruptions solaires

Observée depuis Galilée (1610), l'activité du soleil est cyclique d'une période moyenne de 11 ans (± 2 ans). Chaque cycle est composé d'une période « d'activité maximum » de 7 ans suivie d'une période « d'activité minimum » de 4 ans. Ces activités sont liées à l'apparition de taches sur la surface du soleil. Ces taches solaires sont l'image de centres d'activités dus à l'émergence de boucles magnétiques. Nous pouvons remarquer sur la Figure I - 3 les variations cycliques du nombre de taches solaires. Les éruptions solaires les plus significatives apparaissent pendant les périodes d'activité maximum (Figure I - 4). Ces événements sont imprévisibles dans leur apparition, amplitude, durée et composition. Deux types d'éruptions sont distingués : les éruptions à protons et les éruptions à ions lourds. [Boudenot - 1995]

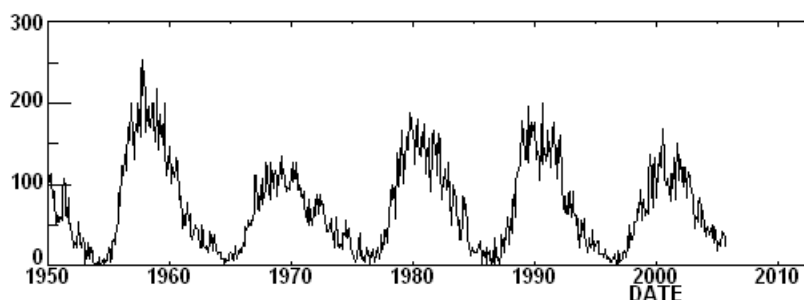


Figure I - 3 : Nombre de taches solaires moyenné sur un mois en fonction du temps. [NASA - 2005]

Les éruptions à protons sont constituées de protons d'énergies élevées (jusqu'à quelques centaines de MeV). Nous distinguons des événements ordinaires (~ 10 par an, où la fluence n'excède pas quelques 10^9 protons/cm²) et des événements anormalement grands (~ 1 par an, la fluence d'un événement anormalement grand est grande devant celle de l'ensemble des fluences des événements ordinaires d'un cycle). La référence est l'éruption à protons de l'été 1972 où la fluence de protons énergétiques (> 30 MeV) a été multipliée par 10 000 en quelques heures.

Les ions des éruptions solaires à ions lourds (~ 3 par an) proviennent de la couronne solaire. La composition de ces éruptions varie d'une éruption à l'autre et correspond à la composition de la couronne solaire modulée par la configuration et l'intensité des champs magnétiques perçue lors de ces événements. L'énergie des ions lourds varie de quelques dizaines de MeV par nucléon, à quelques centaines de MeV par nucléon. [Cohen - 2005] Le spectre des ions des éruptions solaires à ions lourds est moins étendu que celui des ions lourds cosmiques. Cependant le flux d'ions lourds pendant une éruption peut être 1000 fois supérieur au flux continu cosmique. La référence communément prise est l'éruption à ions lourds du 24 septembre 1977 (à cause de son amplitude).

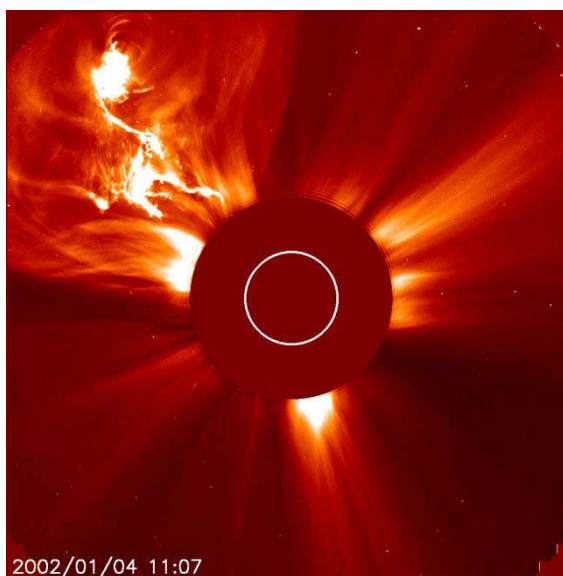


Figure I - 4 : Eruption solaire du 4 janvier 2002. Cette image provient de données de la sonde SOHO. Nous pouvons remarquer l'éjection de masse coronale. Cette éruption est la plus grande des éruptions observées par une sonde. [IMAGINOVA - 2005]

I.1.2. L'environnement spatial proche de la Terre

Après avoir scindé les composantes radiatives du système solaire, nous allons décrire l'environnement spatial radiatif proche de la Terre. La Terre, de par sa nature, induit un

champ magnétique qui forme une zone protectrice appelée magnétosphère. Ce champ magnétique crée également des pièges à particules formant ainsi des ceintures de radiation.

I.1.2.1. La magnétosphère

La magnétosphère est une région de l'espace entourant la Terre dominée par l'interaction entre le vent solaire et le champ géomagnétique. Elle forme une cavité au milieu de l'espace interplanétaire protégeant en partie la Terre des phénomènes extérieurs (Figure I - 5). La Terre, de par sa composition, crée un champ géomagnétique assimilable à un dipôle à l'intérieur d'une sphère de 4 à 5 rayons terrestres. Au-delà et jusqu'à 10 à 12 rayons terrestres, le vent solaire comprime les lignes de champ magnétique côté Soleil. Côté nuit, le vent solaire étire les lignes de champ magnétique formant ainsi une queue magnétosphérique dont la longueur est estimée à ~1 000 rayons terrestres.

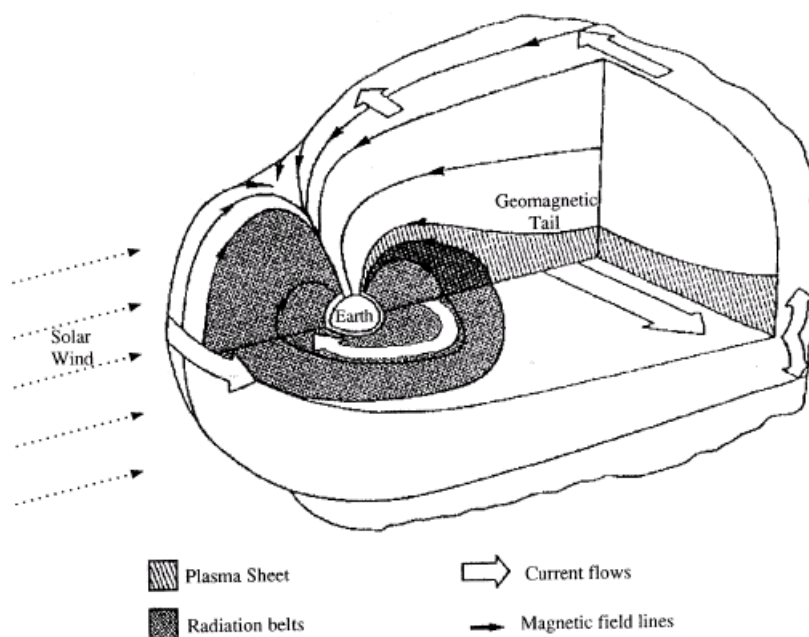


Figure I - 5 : La magnétosphère et les ceintures de radiation [ESA - 1993]

La magnétosphère fait office de filtre à particules, nous parlons de « filtre magnétosphérique ». Lorsqu'une particule chargée tente de traverser la magnétosphère, elle est déviée par le champ magnétique. Cette déviation se caractérise par la rigidité magnétique de l'ion ainsi que son rayon de courbure. La rigidité de l'ion est proportionnelle à sa vitesse et à l'inverse de sa masse. La déviation de la particule augmente avec sa rigidité. Ainsi au-delà d'une limite (appelée « rigidité de coupure »), une particule ne pourra jamais avoir les conditions nécessaires pour atteindre une altitude donnée. C'est pourquoi, 99,9 % des particules provenant des vents solaires passent à côté de la magnétosphère [Barth - 1997].

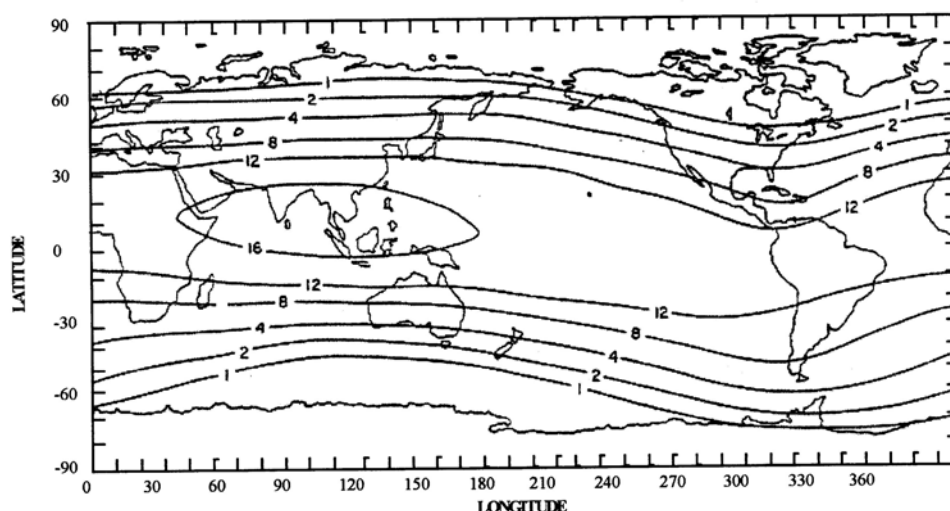


Figure I - 6 : Carte de rigidité de coupure verticale (en Giga Volts) basée sur les données de Smart et Shea [Smart - 1977].

La Figure I - 6 présente les valeurs de rigidité de coupure d'une particule incidente normale à la surface de la Terre à une altitude de 20 km d'après les données de Smart et Shea [Smart - 1977]. Nous remarquons que la rigidité augmente lorsqu'on se rapproche de l'équateur. Ainsi une particule a plus de chance de traverser l'atmosphère sur les pôles qu'à l'équateur. C'est pourquoi le phénomène d'aurore boréale de précipitation de particules se produit dans les zones de latitudes élevées.

I.1.2.2. Les ceintures de radiation

Le champ géomagnétique terrestre piège des particules, créant ainsi des ceintures de radiations, appelées également ceintures de Van Allen (Figure I - 7). La distribution et le type de particules varient avec la position géographique et l'altitude.

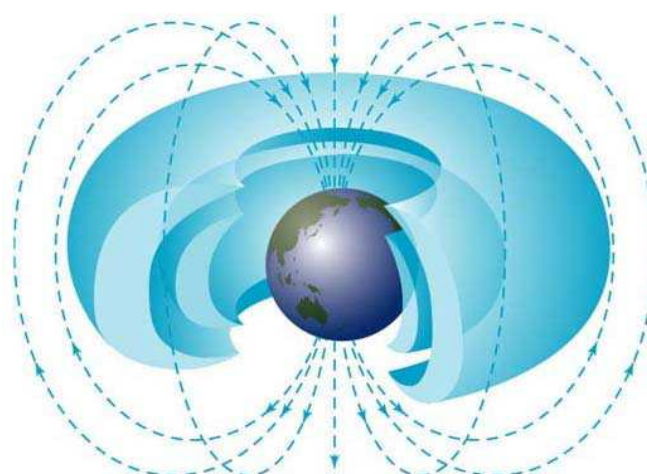


Figure I - 7 : Vue d'artiste des ceintures de radiation.

Les particules piégées dans les ceintures de radiation suivent des trajectoires hélicoïdales le long des lignes de champs magnétiques [Boudenot - 1995]. Le gradient du champ magnétique

couplé avec la charge de la particule induit sur celle-ci une force qui oblige la particule à rebrousser chemin. Ainsi, les particules sont contraintes à faire des allers-retours le long d'un tore suivant un mouvement de dérive [Hess - 1968]. La Figure I - 8 présente une trajectoire type d'une particule piégée.

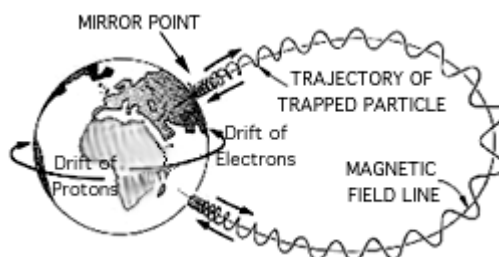


Figure I - 8 : Trajectoire d'une particule piégée dans une ceinture de radiation. La particule effectue des allers-retours entre deux points miroirs le long d'une ligne de champ magnétique. A ce mouvement s'ajoute une dérive qui suit à peu près la ligne équatoriale. Les dérives des électrons et des protons sont de sens opposés. [NASA - 2005]

Il existe principalement deux ceintures de radiation composées d'électrons et une de protons. La première ceinture de radiation d'électrons est centrée à 1,4 rayons terrestres d'altitude et s'étend jusqu'à 2,8 rayons terrestres. L'énergie des électrons y est inférieure à 5 MeV. La deuxième ceinture de radiation d'électrons est centrée à 5 rayons terrestres d'altitude et s'étend jusqu'à ~10 rayons terrestres. La ceinture de protons contient des particules d'énergies allant jusqu'à quelques centaines de MeV. La position du centre de la ceinture dépend de l'énergie : 3 rayons terrestres pour 1 MeV et 1,4 pour 100 MeV (Figure I - 9).

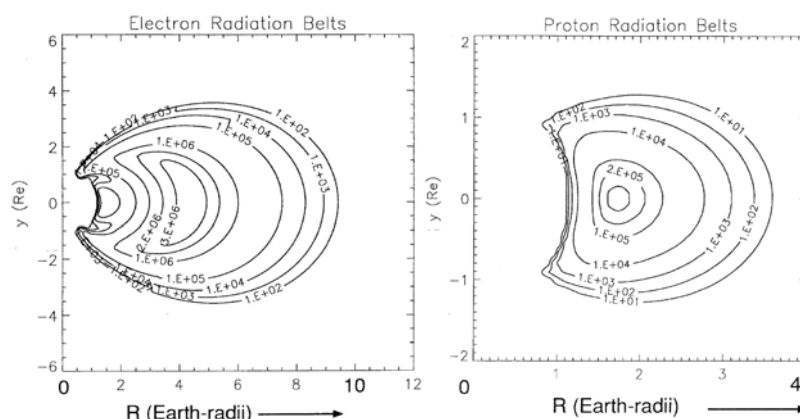


Figure I - 9 : Iso flux ($\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$) des ceintures de radiation des électrons et des protons en coordonnées cylindriques par rapport à l'axe du dipôle magnétique terrestre en unité de rayon terrestre d'après les travaux de E. J. Daly [ESA - 1993]

Des modèles de flux et de distribution énergétique de ces ceintures ont été établis. Les plus connus sont AP8 pour les protons et AE8 pour les électrons [IRE NASA - 2005].

La perturbation, liée aux ceintures de radiation, la plus connue est l'Anomalie de l'Atlantique Sud (SAA). Cette anomalie du champ magnétique cause dans une région centrée sur l'Océan Atlantique sud une baisse de la ceinture de radiation terrestre, qui induit une

augmentation de plus d'un facteur 100 du flux de particules. La Figure I - 10 illustre ce phénomène.

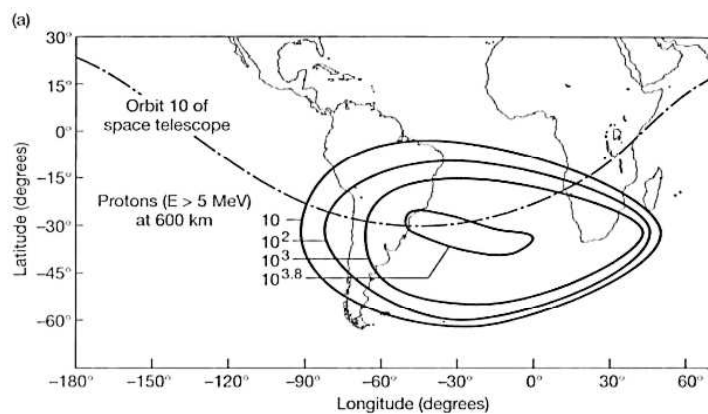


Figure I - 10 : Flux ($\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$) de protons en fonction de la latitude et de la longitude à une altitude de 600 km [Holmes-Siedle - 2002].

I.1.3. Récapitulatif des particules présentes dans l'environnement spatial

Le tableau ci-dessous reprend les différentes particules présentes dans l'espace. Nous pouvons remarquer que les énergies et les flux des particules sont très différents suivant leurs provenances.

Provenance	Particules	Énergies	Flux ($\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$)
Ceintures de radiation	Protons Électrons	< qq. 100 MeV (dont 99% < 10 MeV) < 7 MeV (dont 99% < 2 MeV)	10 à 10^6 10^{-2} à 10^7
Vent solaire	Protons Électrons Particules α (7 à 8 %)	< 100 keV < qq. keV	10^8 à 10^{10}
Éruptions solaires	Protons Particules α Ions lourds	10 MeV à 1 GeV 10 MeV à qq. 100 MeV	10^{10} ~ 100 à 1000
Rayonnement cosmique	Protons (87 %) Particules α (12 %) Ions lourds (1 %)	100 à 10^6 MeV Fortes énergies 1 MeV à 10^{14} MeV	1 (à 100 MeV) 10^{-4} (à 10^6 MeV)

On peut également remarquer que les protons sont présents dans chacune des composantes radiatives spatiales. Il en résulte une distribution énergétique moyenne avec un flux énergétique décroissant (Figure I - 11). L'amplitude du flux augmente avec l'altitude.

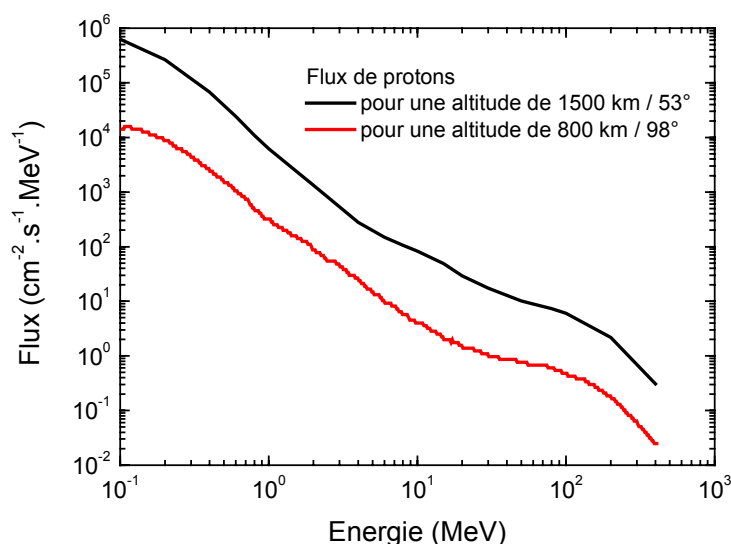


Figure I - 11 : Flux différentiel moyen des protons pour une altitude de 1500 km / 53° et 800 km / 98 [TRAD - 2005].

I.2. Environnement atmosphérique

Après s'être intéressé aux caractéristiques radiatives de l'espace proche de la Terre, nous allons étudier le cas de l'atmosphère terrestre. Nous commencerons par une description des

particules présentes dans l'atmosphère. Ensuite, nous nous focaliserons sur les particules neutroniques qui sont les plus dangereuses pour les composants électroniques, objet de la problématique de cette étude. Puis, nous présenterons quelques autres sources radioactives pouvant entraîner des défaillances.

I.2.1. Les particules de l'atmosphère

Les particules cosmiques ayant réussi à traverser la magnétosphère interagissent avec les atomes de l'atmosphère. Hautement énergétiques, elles perdent leur énergie par ionisation ou interactions nucléaires. Une particule primaire énergétique peut générer un grand nombre de particules secondaires. Une particule ayant une énergie comprise entre 10^{14} et 10^{17} eV peut produire de 10^4 à 10^7 particules secondaires. Ces particules secondaires sont principalement des neutrons, des protons, des électrons, des muons, des pions et quelques ions (Figure I - 12).

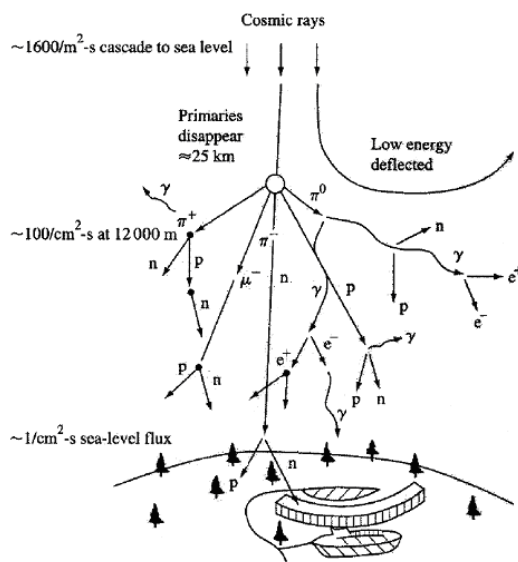


Figure I - 12 : Création des particules secondaires dans l'atmosphère [Ziegler - 1996]

Les pions ont une durée de vie courte (≈ 26 ns), ils se désintègrent en un muon et un neutrino ou deux gammas qui produisent à leur tour des électrons par interaction avec les atomes de l'atmosphère. Les muons ont aussi une durée de vie courte (≈ 2 μ s), ils se désintègrent en un électron et deux neutrinos [Vial PhD. - 1998].

La Figure I - 13 présente le flux total des différentes particules de l'atmosphère en fonction de l'altitude [O'Brien - 1971, O'Brien - 1978]. Aux altitudes avioniques, la problématique des aléas logiques (SEU) est principalement dictée par les neutrons. Les SEU sont induits par des paires électrons-trous déposées par des particules chargées. Ces particules peuvent provenir de l'atmosphère (protons, pions, muons ou électrons) ou même du composant par réactions

nucléaires entre les atomes du composant et des particules neutres (neutrons, pions neutres, muons neutres) ou chargées (protons, pions chargés). Les électrons, malgré leur flux proche de celui des neutrons, ne peuvent déposer suffisamment de charges de façon localisée pour induire directement un SEU car leur masse est trop faible. Il en est de même pour les autres particules chargées de cet environnement. Ainsi, pour la problématique des SEU aux altitudes avioniques, le processus de réaction nucléaire est prédominant sur celui d'ionisation primaire. A ces altitudes, le flux des neutrons est au minimum deux ordres de grandeur au-dessus de celui des muons, pions et protons. Ainsi, les particules les plus dangereuses pour les SEU sont les neutrons.

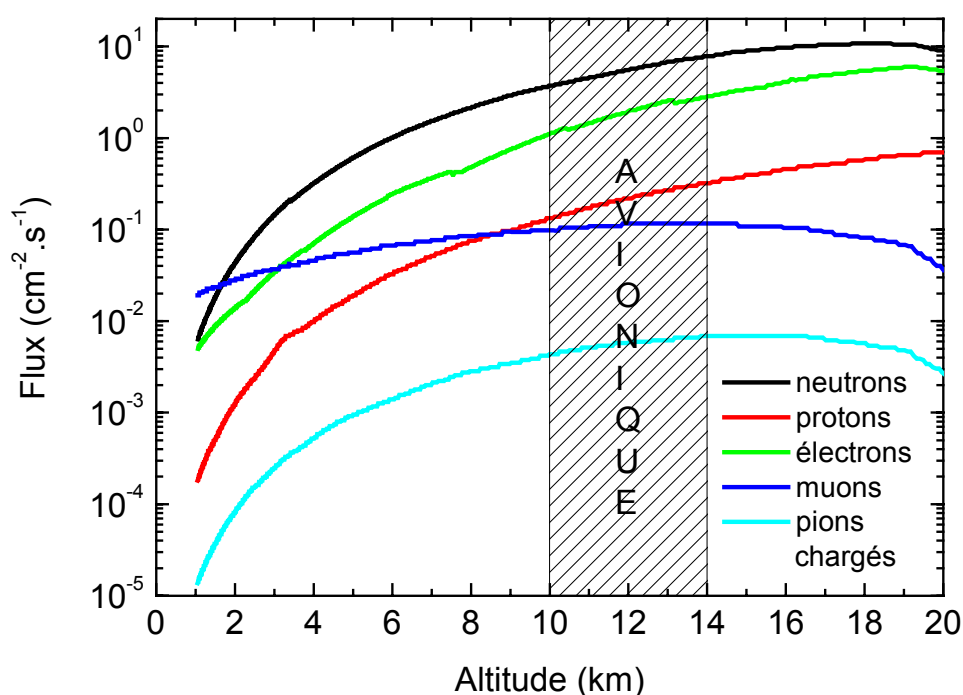


Figure I - 13 : Flux des particules pour un environnement atmosphérique en fonction de l'altitude [O'Brien - 1971, O'Brien - 1978]

I.2.2. Les neutrons

I.2.2.1. Réactions nucléaires neutroniques

Ces neutrons atmosphériques peuvent être produits par deux types de réactions nucléaires [Hess - 1961, Vial PhD. - 1998] :

- Choc direct entre les particules cosmiques de hautes énergies et les atomes de l'atmosphère ("fast neutrons" ou "knock-on neutrons", $5 \text{ MeV} < E_n < 1 \text{ GeV}$).
- Désexcitation, par émission de neutrons, des atomes de l'atmosphère excités par les rayons cosmiques (processus d'évaporation, $0,1 \text{ MeV} < E_n < 10 \text{ MeV}$).

Certains de ces neutrons produits sont émis hors de l'atmosphère (17 %) tandis que d'autres sont capturés par absorption. La réaction d'absorption prédominante (64 % du nombre total de neutrons) est la réaction $^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$. Il en résulte alors le spectre énergétique d'équilibre dans l'atmosphère présenté dans la figure I-14 [Hess - 1961]. Nous pouvons remarquer le pic à 1 MeV des neutrons émis par processus d'évaporation.

I.2.2.2. Répartition énergétique des neutrons en fonction de l'altitude

Comme le montre la Figure I - 14, la distribution énergétique des neutrons ne varie pas avec l'altitude. Le flux différentiel neutronique croît de 10 meV à ~100 meV puis décroît proportionnellement avec l'énergie. A cause de cette forme, ce type de flux est appelé (de manière abusive) "flux 1/E". Pour des altitudes inférieures à ~20 km, le flux des particules décroît avec l'altitude. Le flux des neutrons au niveau du sol est à peu près 300 fois moins important que celui à une altitude avionique (12 km). Ce phénomène est le résultat du processus de création des neutrons provenant de l'interaction entre les particules cosmiques (dont le flux augmente avec l'altitude) et l'atmosphère (dont la densité décroît avec l'altitude) et du processus de capture.

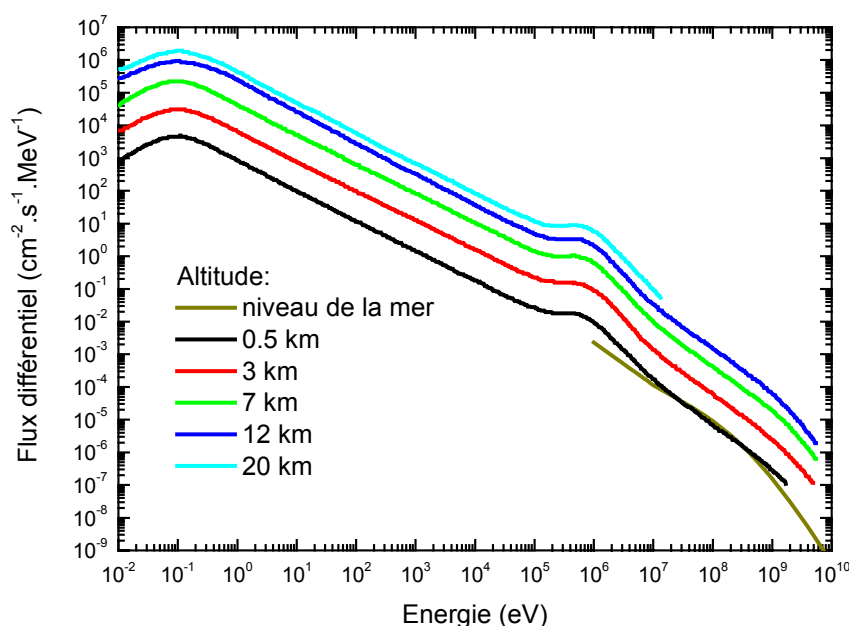


Figure I - 14 : Flux différentiel des neutrons en fonction de l'énergie pour différentes altitudes. Les données du niveau de la mer proviennent de New York City [JESD - 2001], les autres données proviennent d'une latitude de 44 degrés [Hess - 1961] .

I.2.2.3. Répartition des flux de neutrons en fonction de l'altitude et de la latitude

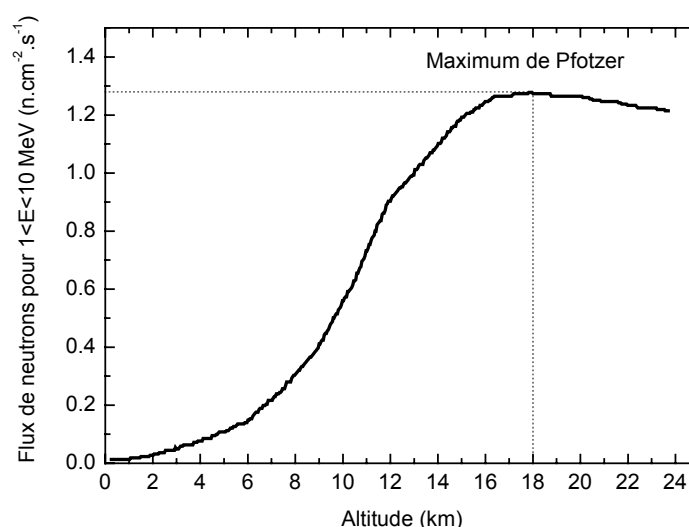


Figure I - 15 : Flux des neutrons ayant une énergie comprise entre 1 et 10 MeV pour une latitude de 43° N en fonction de l'altitude [Normand - 1993].

De nombreuses études de caractérisation du spectre neutronique atmosphérique ont été menées [Hubert - 2004, Normand - 1993, Ziegler I - 1996]. La Figure I - 15 illustre le flux des neutrons ayant une énergie comprise entre 1 et 10 MeV en fonction de l'altitude, du sol à 24 km. Nous remarquons une forte croissance du flux avec l'altitude (supérieure d'une décade entre 4 et 18 km) jusqu'à un maximum (appelé « maximum de Pfozter ») de $\approx 1,25 \text{ n/cm}^2.\text{s}$ à $\approx 60000 \text{ pieds}$ ($\approx 18 \text{ km}$) puis une faible décroissance au-delà ($<10\%$ entre 18 et 24 km). La

Figure I-16 illustre les variations de flux en fonction de la latitude. Nous remarquons une forte variation (~ 7) entre l'équateur et les pôles liée aux variations de champ magnétique. Le flux de neutrons est symétrique par rapport à l'équateur.

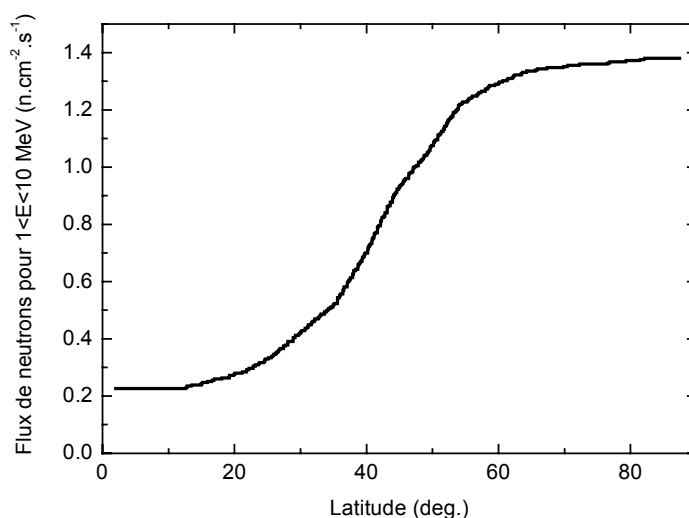


Figure I - 16 : Flux de neutrons dans l'atmosphère ($1 < E < 10$ MeV) en fonction de la latitude pour une altitude $\approx 10,7$ km [Normand - 1993].

Connaissant la position (latitude et longitude) et ces lois de variation du flux, nous pouvons reconstruire avec une assez bonne approximation la distribution énergétique des neutrons.

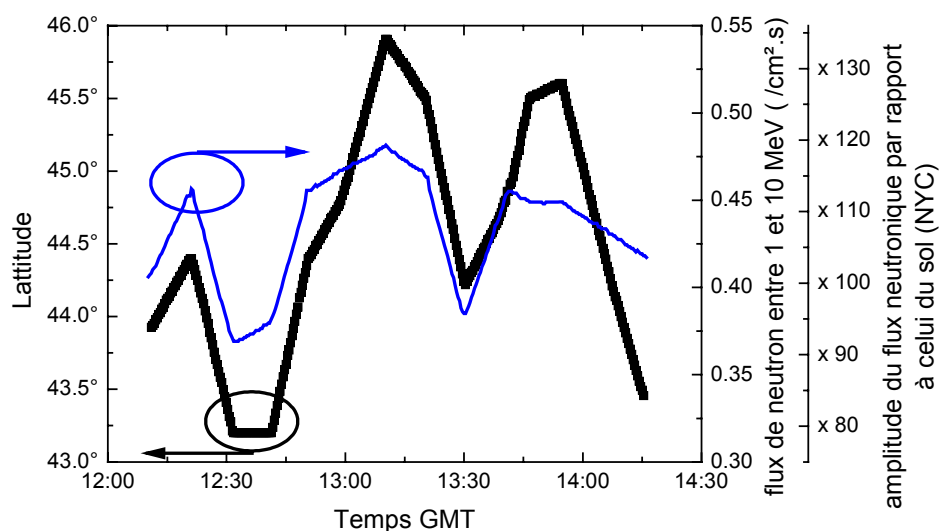


Figure I - 17 : Variations de la latitude et du flux de neutrons 1 à 10 MeV lors d'un vol avionique à une altitude de 10.6 km [Hubert - 2004].

De nouvelles caractérisations du flux neutronique lors d'un vol avionique ont été effectuées récemment [Hubert - 2004] (Figure I - 17). Comme l'illustre Figure I - 16, les variations du flux neutronique sont directement liées aux variations de latitude de l'avion. Le flux neutronique mesuré dans l'avion pour une altitude de 10.6 km est en moyenne ~ 100 fois plus élevé que celui au flux au sol de NYC (entre 1 et 10 MeV [JESD - 2001]).

I.2.2.4. Variations du spectre neutronique au sol

De nouvelles études de caractérisation du spectre neutronique ont été menées récemment par Gordon *et al* [Gordon - 2004]. Plusieurs caractérisations neutroniques spectrales ont été menées en différents endroits et altitudes aux USA. Comme l'illustrent la Figure I - 18 et la Figure I - 19, l'amplitude du flux de neutrons varie en fonction des différentes localités testées. Cependant, la répartition énergétique des neutrons reste la même (forme en « $1/E$ »). Nous remarquons la dépendance exponentielle du flux neutronique en fonction de l'altitude. Entre New York City et Freemont Pass, le flux de neutrons ayant une énergie supérieure à 10 MeV passe de 14 à ~ 170 $\text{n.cm}^{-2}.\text{h}^{-1}$.

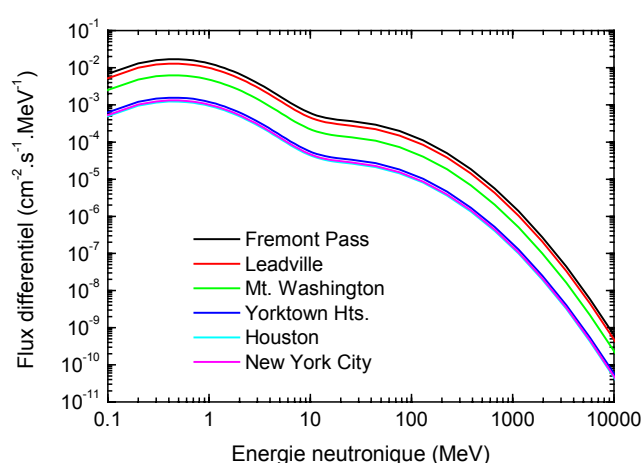


Figure I - 18 : Flux de neutrons à la date de nov. 2002 pour différentes localisations [Gordon - 2004].

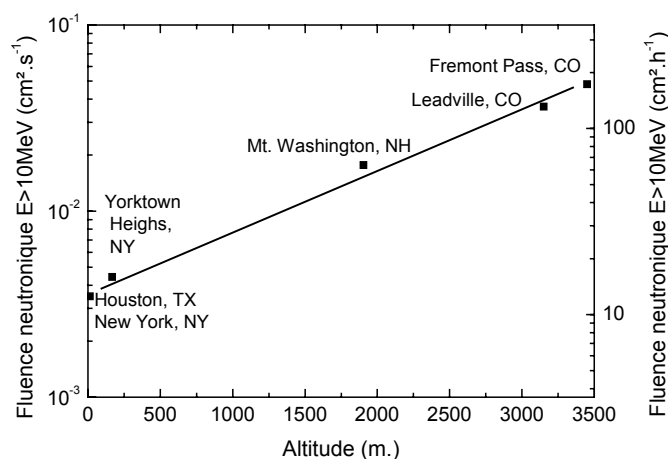


Figure I - 19 : Flux de neutrons au-dessus de 10 MeV à 6 différentes localisations en fonction de l'altitude du point de la mesure [Gordon - 2004, JESD - 2001].

Comme l'illustre la Figure I - 20 et pour les raisons environnementales précédemment décrites, le flux de neutrons varie en fonction du temps. L'activité solaire est une variable clé de cette variation. Entre une période d'activité solaire minimale et une maximale, l'amplitude du flux neutronique peut varier d'un rapport ~ 20 . La référence temporelle du flux la plus usitée est celle de novembre 2002. [Gordon - 2004, JESD - 2001].

On pourrait penser qu'une activité solaire maximale induit plus de neutrons qu'une activité minimale, cependant le contraire se produit. Le relâchement de la magnétosphère lors d'une activité minimale libère des particules précédemment piégées. Ces particules libérées créent des neutrons par réactions nucléaires.

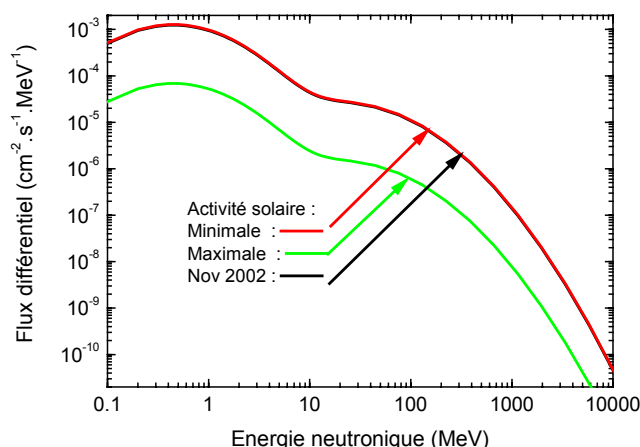


Figure I - 20 : Flux de neutrons à Houston pour une activité solaire minimale et maximale et à la date de nov. 2002 [Belov - 1999, Clem - 2000, Gordon - 2004]

I.2.2.5. Les neutrons thermiques

Les neutrons thermiques ont une énergie comprise entre 25 et 500 meV. Ces neutrons de basse énergie sont les produits des multiples réactions nucléaires induites par les particules des rayonnements cosmiques. Ils sont l'image d'un bruit de fond radiatif environnemental. Leur durée de vie est faible : ~ 100 ms. Malgré leur faible énergie, ces neutrons peuvent induire des perturbations dans les composants électroniques [Baumann - 1995]. L'interaction neutron thermique avec le bore 10 produit des particules énergétiques à l'intérieur du composant. La modification des procédés de fabrication tend à faire disparaître le Bore présent dans les couches de passivation et donc à diminuer la sensibilité des composants.

De nouvelles caractérisations des flux de neutrons thermiques ont été réalisées par Dirk *et al* [Dirk - 2003]. Ces mesures montrent qu'au niveau du sol et pour une altitude quasiment nulle, le flux de ces neutrons est de $\sim 4 \text{ n.cm}^{-2}.\text{h}^{-1}$ avec des variations du simple au double. Ce flux augmente avec l'altitude et pendant les orages.

I.2.3. Les sources radiatives d'origine terrestre

L'espace n'est pas la seule source naturelle de rayonnements, certains éléments terrestres peuvent également l'être. Ces radioéléments sont principalement des éléments lourds (à Z

élevé) et sont présents dans l'écorce terrestre. Ces éléments dits telluriques dépendent de la nature du sol et varient beaucoup suivant la localisation. Les éléments les plus connus sont le potassium (^{40}K), l'uranium (^{238}U), le radium (^{226}Ra), le thorium (^{232}Th), le plomb (^{210}Pb), le polonium (^{210}Po) et le radon (^{220}Rn et ^{222}Rn). Ces éléments se dispersent et sont transportés par l'eau qui traverse les couches terrestres. Ainsi, ces radioéléments peuvent se retrouver en petite quantité dans d'autres éléments. En 1978, Intel [May - 1979] fut le premier fondeur à avoir des problèmes de fiabilités dus à des traces de radioéléments (émetteurs α) présents dans le packaging. En 1987, ce fut le tour d'IBM [Ziegler - 1996]. Ce problème de contamination est, de nos jours, une des préoccupations majeures des fondeurs [Gasiot PhD. - 2004, Ziegler - 2004].

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté l'environnement spatial et atmosphérique. Nous avons pu voir la prédominance des protons dans l'environnement spatial et des neutrons dans l'environnement atmosphérique. Il en résulte une forme de distribution énergétique quasi-identique (« $1/E$ ») entre les protons spatiaux et les neutrons atmosphériques. L'amplitude du flux des protons à 1500 km est ~ 3000 fois plus importante que celle des neutrons à 12 km, qui est elle-même ~ 300 fois plus importante que celle des neutrons au sol (Figure I - 21).

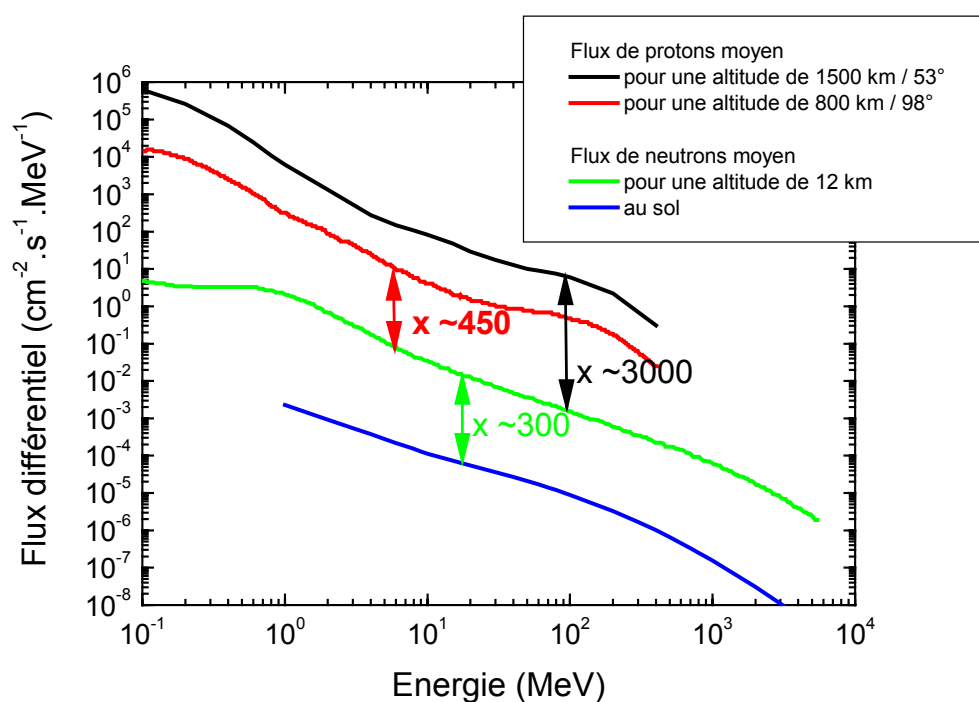


Figure I - 21 : Flux différentiels moyens des protons pour une altitude de 1500 km et des neutrons pour une altitude avionique et au sol.

Références

- [Barth - 1997] J. Barth, "Modeling Space Radiation Environments", IEEE Nuclear and Space Radiation Effects Conference Short Course, Snowmass, Colorado, USA, 1997.
- [Baumann - 1995] R. Baumann, T. Hossain, S. Murata and H. Kitagawa, "Boron compounds as a dominant source of alpha particles in semiconductor devices", Reliability Physics Symposium, 1995. 33rd Annual Proceedings., IEEE International, 1995.
- [Belov - 1999] A. Belov, A. Struminsky and V. Yanke, "Neutron monitor response functions for galactic and solar cosmic rays", 1999 ISSI Workshop on Cosmic Rays and Earth, 1999.
- [Boudenot - 1995] J. C. Boudenot, *L'environnement spatial*, vol., Collection Que sais-je? ed. Presses Universitaires de France, 1995.
- [Clem - 2000] J. Clem and L. Dorman, "Neutron monitor response functions for galactic rays," *Space Sci. Rev.*, vol. 93, no. 1-2, pp. 335-363, 2000.
- [Cohen - 2005] C. M. S. Cohen, G. M. Mason, E. C. Stone, R. A. Mewaldt, R. A. Leske, M. I. Desai, A. C. Cummings, T. T. Von Rosenvinge and M. E. Wiedenbecke, "Solar Energetic Particle Spectra and Composition in the October/November 2003 Events", 29th International Cosmic Ray Conference Pune, 2005.
- [Dirk - 2003] J. D. Dirk, M. E. Nelson, J. F. Ziegler, A. Thompson and T. H. Zabel, "Terrestrial Thermal Neutrons," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 50, no. 6, pp. 2060-2064, 2003.
- [ESA - 1993] ESA, *The Radiation Design Handbook*, vol. 1, ed., 1993.
- [Gasiot PhD. - 2004] G. Gasiot, "Etude de la sensibilité de technologies CMOS/Bulk et CMOS/SOI Partiellement Désertée très largement sub-microniques dans l'environnement radiatif terrestre", PhD., Université de Bordeaux I, 2004.
- [Gordon - 2004] M. S. Gordon, P. Goldhagen, K. P. Rodbell, T. H. Zabel, H. H. K. Tang, J. M. Clem and P. Bailey, "Measurement of the Flux and Energy Spectrum of Cosmic-Ray Induced Neutrons on the Ground," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 51, no. 6, pp. 3427-3434, 2004.
- [NASA - 2005] GSF NASA, 2005. <http://www-istp.gsfc.nasa.gov/>
- [Hess - 1961] W. N. Hess, E. H. Canfield and R. L. Ligenfelter, "Cosmic-Ray Neutron Demography," *Geophysical Research*, vol., no., pp. 665, 1961.
- [Hess - 1968] W. N. Hess, *The Radiation Belt and the Magnetospher*, vol., ed. Blaisdell Publ. Co., 1968.
- [Holmes-Siedle - 2002] A. Holmes-Siedle and L. Adams, *Handbook of radiation effects*, vol., 2nd ed. Oxford University Press, 2002.
- [Hubert - 2004] G. Hubert, P. Trochet, O. Riant, P. Heinz and R. Gaillard, "A Neutron Spectrometer for Avionic Environment Investigations," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 25, no. 6, pp. 3452-3456, 2004.
- [IMAGINOVA - 2005] IMAGINOVA, 2005. <http://www.space.com/>
- [IRE NASA - 2005] IRE NASA, 2005. <http://see.msfc.nasa.gov/ire/models.htm>
- [JESD - 2001] JESD, "JEDEC Standard JESD89, Measurement and Reporting of Alpha Particles and Terrestrial Cosmic Ray-Induced Soft Errors in Semiconductor Devices," www.jedec.org, Aug. 2001.
- [May - 1979] T. C. May and M. H. Woods, "Alpha-PARTicle-Induced Soft Erros en Dynamics Memories," *IEEE Transaction Electron. Devices*, vol. 26, no. 1, pp. 10-16, 1979.

[NASA - 2005] National Aeronautics and Space Administration, 2005.

<http://science.msfc.nasa.gov/ssl/pad/solar/images/>

[Normand - 1993] E. Normand and T. J. Baker, "Altitude and Latitude Variations on Avionics SEU and Atmospheric Neutron Flux," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 40, no. 6, pp. 1484-1490, 1993.

[O'Brien - 1971] K. O'Brien, "The Natural Radiation Environment," United States Department of Energy, 720805-P1, 1971.

[O'Brien - 1978] K. O'Brien, United States Department of Energy, EML-338, 1978.

[Smart - 1977] D. F. Smart and M. A. Shea, "The Use of Offset Dipole Coordinates for Interpolating Cosmic Ray Cut-Off Rigidities in Three Dimensions", 15th Int. Cosmic Ray Conference 11, Bulgarian Academy of Science, 1977.

[TRAD - 2005] TRAD, Alcatel 2005. <http://www.trad.fr>

[Vial PhD. - 1998] C. Vial, "Evaluation de la probabilité des aléas logiques induits par les neutrons atmosphériques dans le silicium des SRAM", Université de Montpellier II - Sciences et Techniques du Languedoc, 1998.

[Ziegler I - 1996] J. F. Ziegler, "Terrestrial cosmic rays," *IBM Journal of Research and Development*, vol. 40, no. 1, pp. 19-39, 1996.

[Ziegler - 1996] J. F. Ziegler, H. W. Curtis, H. P. Muhfeld, C. J. Montrose, B. Chin, M. Nicewicz, C. A. Russell, W. Y. Wang, L. B. Freeman, P. Hosier, L. E. LaFave, J. L. Walsh, J. M. Orro, G. J. Unger, J. M. O. G. Ross, T.J., B. Messina, T. D. Sullivan, A. J. Sykes, H. Yourke, T. A. Enger, V. Tolat, T. S. Scott, A. H. Taber, R. J. Sussman, W. A. Klein and C. W. Wahaus, "IBM experiments in soft fails in computer electronics (1978-1994)," *IBM Journal of Research and Development*, vol. 40, no. 1, pp., 1996.

[Ziegler - 2004] J. F. Ziegler and H. Puchner, *SER- History, Trends and Challenges A guide for Designing with Memory ICs*, vol., ed. Cypress, 2004.

Chapitre II : Interaction particule - matière

Sommaire

II.1.	Le dépôt de charge dans la matière lors du passage d'un ion.	31
II.1.1.	Pouvoir d'arrêt d'un ion dans la matière (LET)	31
II.1.2.	Range ou parcours total d'un ion dans la matière	34
II.1.3.	Relations entre le LET et le range	35
II.2.	Interaction nucléon-noyau	37
II.2.1.	Les sections efficaces	37
II.2.2.	Le processus d'interaction nucléon-atome	38
II.2.2.1.	Les lois de conservation	39
II.2.2.2.	Les types d'interaction nucléaire	40
II.2.2.3.	Le facteur de réaction (Q) et l'énergie seuil (E_{seuil}) des réactions	42
II.2.3.	Utilisation de codes de physique nucléaire	44
II.2.3.1.	ECIS et le modèle optique	45
II.2.3.1.	MC-RECOIL et MC-RED	46
II.2.3.3.	HETC	47
II.2.4.	Constitution d'une base de données	50
	Conclusion	54
	Références	55

Ce chapitre présente l'interaction particule - matière. Devant l'étendue de cette problématique, l'exposé est focalisé d'une part sur l'interaction nucléaire neutron ou proton incident entre 1 MeV et 1 GeV avec les principaux atomes cibles des composants électroniques (silicium et oxygène) et d'autre part sur l'évolution des ions secondaires issus de ces interactions dans la matière (parcours, dépôt de charges).

Lorsqu'une particule interagit avec la matière, elle perd de l'énergie principalement selon deux modes : le déplacement atomistique et l'ionisation. Ainsi, la perte d'énergie s'effectue entre des espèces chargées (I.E.L. : Ionizing Energy Loss) ou non-chargées (N.I.E.L. : Non-Ionizing Energy Loss). Les aléas logiques sont induits par des processus d'ionisation, ainsi pour notre étude nous nous sommes focalisés sur cet aspect. Ces processus d'ionisation peuvent se dérouler de deux manières différentes : par ionisation directe ou par ionisation indirecte (Figure II - 1).

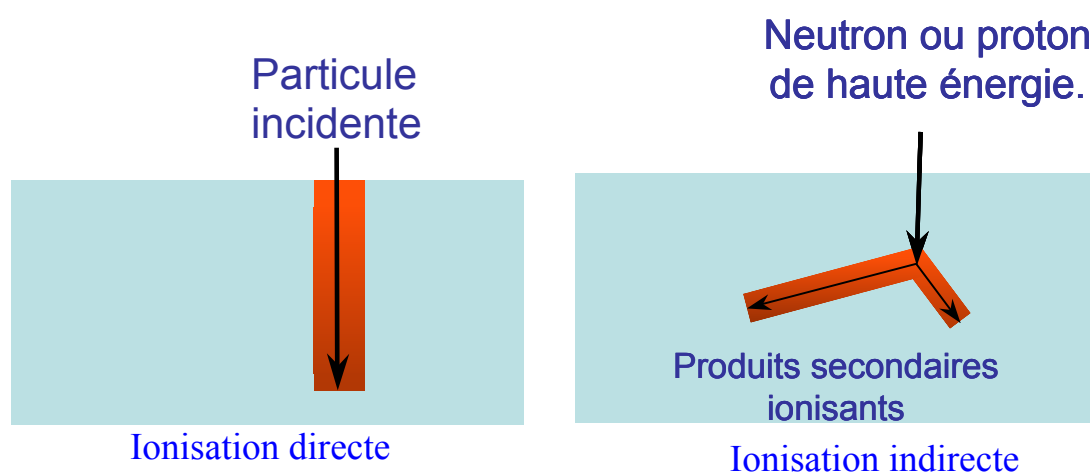


Figure II - 1 : Illustrations des processus d'ionisation directe et indirecte

Lors de l'ionisation directe, le dépôt d'énergie se fait le long du parcours de la particule incidente dans la matière. Lors de l'ionisation indirecte, la particule interagit avec un atome de la cible créant ainsi des particules secondaires qui déposent de l'énergie. Dans ce cas, le dépôt d'énergie ionisant de la particule incidente est nul (neutron) ou très faible (proton) devant le dépôt des particules secondaires. Certaines particules, comme le proton, peuvent ioniser le milieu de manière directe (à faible énergie) et indirecte (à forte énergie).

Dans le cas de cette étude, nous nous intéressons principalement à l'ionisation indirecte. Comme les neutrons sont des particules non chargées, l'ionisation directe liée au passage de cette particule est nulle. Pour le neutron, seul le mécanisme d'ionisation indirecte dépose des charges dans la matière. Au contraire, les protons étant des particules chargées, l'ionisation

directe liée au passage d'un proton n'est pas nulle. Cependant, dans le domaine d'énergie d'étude privilégié (20 MeV – 1 GeV pour les protons), le mécanisme de dépôt de charges est guidé par l'ionisation indirecte, loin devant l'ionisation directe. De plus, l'effet électrique généré par l'ionisation directe des protons dans les SRAM n'a pas encore été constaté à ce jour (déjà observé pour certains composants comme les CCD).

Dans ce chapitre, nous allons présenter dans un premier temps le dépôt de charge dans la matière lors du passage d'un ion. Dans un second temps, nous exposerons d'abord les principes de base des phénomènes d'interaction nucléon-atome, puis les codes de calcul utilisés dans cette étude pour arriver à l'élaboration d'une base de données des interactions.

II.1. Le dépôt de charge dans la matière lors du passage d'un ion.

Lorsqu'un ion pénètre dans la matière, il interagit essentiellement, sous l'effet des forces coulombiennes, avec les particules chargées constituant les atomes du matériau. La probabilité d'un choc direct avec le noyau atomique est très faible. Cependant l'ion traversant un milieu comportant un très grand nombre d'électrons, il subit un grand nombre d'interactions avec ceux-ci. L'ion transfère son énergie aux électrons primaires qui à leur tour créent une cascade d'électrons secondaires qui perdent leur énergie par ionisation.

II.1.1. Pouvoir d'arrêt d'un ion dans la matière (LET)

Le pouvoir d'arrêt ou LET (Linear Energy Transfer) d'un ion dans une cible représente la perte d'énergie (ΔE) de l'ion dans la cible par unité de longueur (Δx) :

$$LET = -\frac{\Delta E}{\Delta x} \text{ (MeV/}\mu\text{m)} \quad \text{(Equ. II-1)}$$

Le LET est souvent utilisé avec un rapport massique de la cible, ρ étant la masse volumique du matériau irradié :

$$LET = -\frac{1}{\rho} \frac{\Delta E}{\Delta x} \text{ (MeV/(mg/cm}^2\text{))} \quad \text{(Equ. II-2)}$$

On utilise aussi le LET comme unité de charge générée par unité de longueur :

$$\text{dans le silicium } 1\text{fC}/\mu\text{m} = 0,0969 \text{ MeV}/(\text{mg/cm}^2)$$

$$\text{soit } 1\text{fC}/\mu\text{m} \approx 0,1 \text{ MeV}/(\text{mg/cm}^2)$$

Le LET se traduit en deux composantes (Figure II - 2) :

- une électronique ($LET_{\text{électronique}}$) provenant de l'interaction de l'ion incident avec les électrons de la cible. Les électrons sont arrachés des atomes de la cible. Ce déplacement des électrons a pour conséquence une ionisation du milieu.
- une nucléaire ($LET_{\text{nucléaire}}$) provenant de l'interaction de l'ion avec les noyaux des atomes de la cible. La particule incidente cède une partie de son énergie aux noyaux du milieu. Ceux-ci peuvent vibrer autour de leurs positions d'équilibre ou se fixer après un parcours dans le matériau.

$$LET_{\text{total}} = LET_{\text{électronique}} + LET_{\text{nucléaire}} \quad (\text{Equ. II-3})$$

Le LET électronique quantifie la création des paires électron-trou par ionisation du matériau cible. Le LET nucléaire quantifie le déplacement atomique du matériau cible.

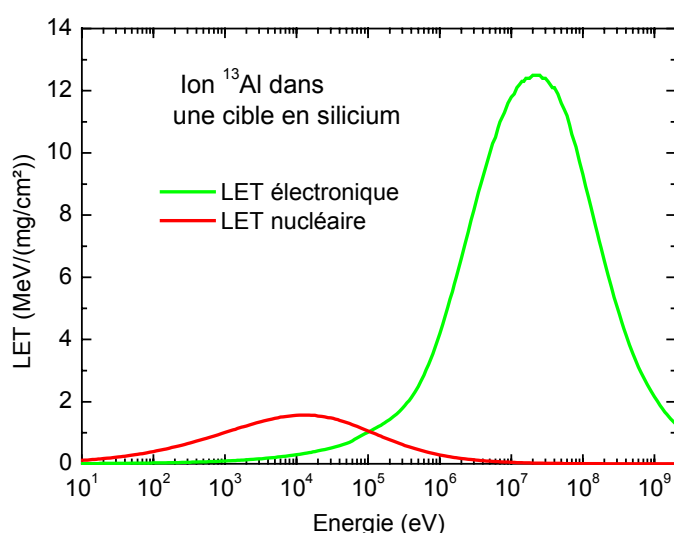


Figure II - 2 : LET électronique et nucléaire en fonction de l'énergie de l'ion ^{13}Al dans une cible silicium. D'après SRIM2003 [Ziegler - 2003]

Les $LET_{\text{électronique}}$ et $LET_{\text{nucléaire}}$ varient en fonction de l'énergie de la particule (E_p). Contrairement à ce que l'on pourrait penser, les deux composantes du LET d'une particule ne sont pas toujours croissantes avec l'énergie de la particule : au-delà d'une certaine énergie, elles décroissent. Le domaine de prépondérance du $LET_{\text{nucléaire}}$ est à basse énergie ($<100 \text{ keV}$ pour l'ion ^{13}Al dans le silicium) alors que celui du $LET_{\text{électronique}}$ est à plus haute énergie ($>100 \text{ keV}$ pour l'ion ^{13}Al dans le silicium). La valeur maximale du $LET_{\text{électronique}}$ est supérieure à celle du $LET_{\text{nucléaire}}$, ainsi un ion de forte énergie transférera plus d'énergie aux électrons qu'aux noyaux du matériau cible.

La problématique des effets singuliers est liée au dépôt de charge des paires électron-trou. Ainsi seul le $LET_{\text{électronique}}$ est pris en compte. Le $LET_{\text{électronique}}$ est communément (et de manière abusive) appelé uniquement LET, ce qui sera le cas dans la suite de cette étude.

Le $LET_{\text{électronique}}$ se calcule pour les ions énergétiques par un traitement quantique des interactions. Le résultat au premier ordre pour les ions non relativistes est la formule de Bethe :

$$LET_{\text{électronique}} = \alpha \frac{Z_i^2}{v_i^2} \ln(\beta \cdot v_i^2) \quad (\text{Equ. II-4})$$

où α et β sont des constantes caractéristiques du matériau cible

Z_i est le numéro atomique de l'ion incident

v_i est la vitesse de l'ion

Le $LET_{\text{électronique}}$ dépend principalement des charges en interaction (interaction coulombienne) et de la vitesse de l'ion. Au premier ordre et pour des énergies cinétiques assez élevées et pour un même matériau cible, le $LET_{\text{électronique}}$ est fonction du numéro atomique et de la vitesse de l'ion incident. Ainsi tous les ions incidents ayant un numéro atomique identique ont un $LET_{\text{électronique}}$ identique (au premier ordre).

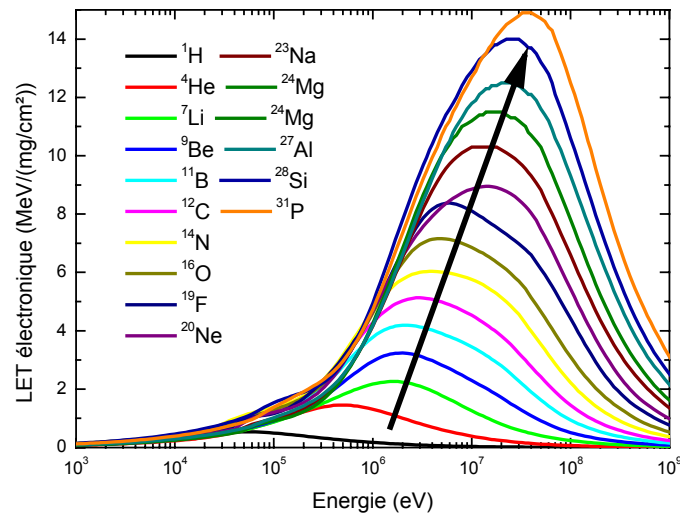


Figure II - 3 : Courbe de LET dans le silicium pour les ions Hydrogène à Phosphore. D'après SRIM2003. [Ziegler - 2003]

Comme l'illustre la Figure II - 3, le $LET_{\text{électronique}}$ augmente avec la masse atomique de la particule. La position du maximum augmente également avec la masse atomique de la particule. Ainsi un ion ^1H a un $LET_{\text{électronique}}$ maximum de $\sim 0,54 \text{ MeV}/(\text{mg}/\text{cm}^2)$ pour une

énergie de ~50 keV. Un ion ^{31}P a un $\text{LET}_{\text{électronique}}$ maximum de ~14,9 MeV/(mg/cm²) pour une énergie de ~35 MeV.

II.1.2. Range ou parcours total d'un ion dans la matière

Le range ou parcours total est la distance parcourue par l'ion dans la matière jusqu'à ce qu'il soit stoppé, i.e. jusqu'à ce qu'il ait cédé son énergie cinétique à la matière.

Le range va de pair avec le LET. Connaissant l'énergie initiale de la particule (E_i) et son LET, nous pouvons en déduire le range de la particule dans la matière par la relation suivante :

$$\text{Range} = \int_{E_i}^0 \frac{I}{\left(\frac{\Delta E}{\Delta x} \right)} dE \quad (\text{Equ. II-5})$$

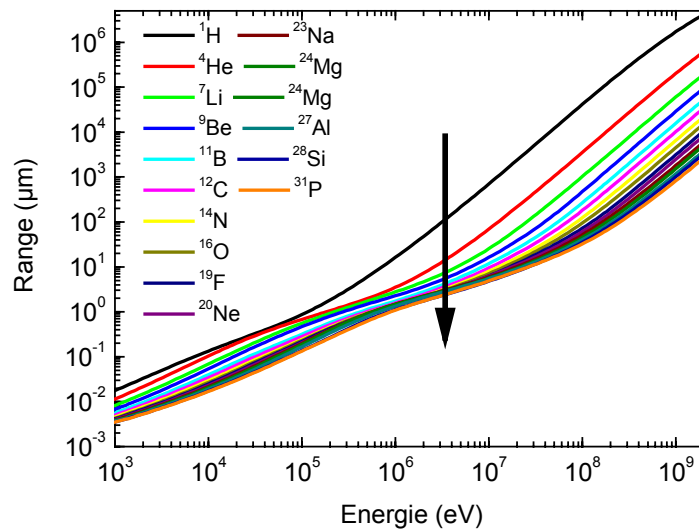


Figure II - 4 : Courbes de Range dans le silicium pour les ions Hydrogène à Phosphore en fonction de leur énergie. D'après les travaux de Ziegler [Ziegler - 2003].

Le range d'une particule augmente avec son énergie initiale (Figure II - 4). A énergies initiales identiques, le range diminue avec la masse de la particule. Ainsi pour une énergie initiale de 1 keV, un ion ^1H possède un range de 17 nm et un ion ^{31}P a un range de 3,5 nm dans le silicium. Pour une énergie initiale de 50 MeV, un ion ^1H a un range de ~12 mm et un ion ^{31}P a un range de ~17 µm dans le silicium.

II.1.3. Relations entre le LET et le range

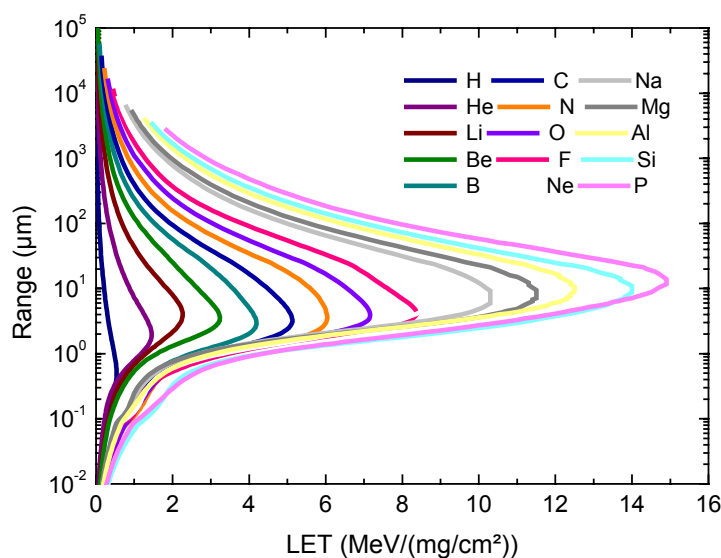


Figure II - 5 : Range (μm) en fonction du LET ($\text{MeV}/(\text{mg}/\text{cm}^2)$) dans le silicium pour les ions compris entre H et P [Ziegler - 2003]

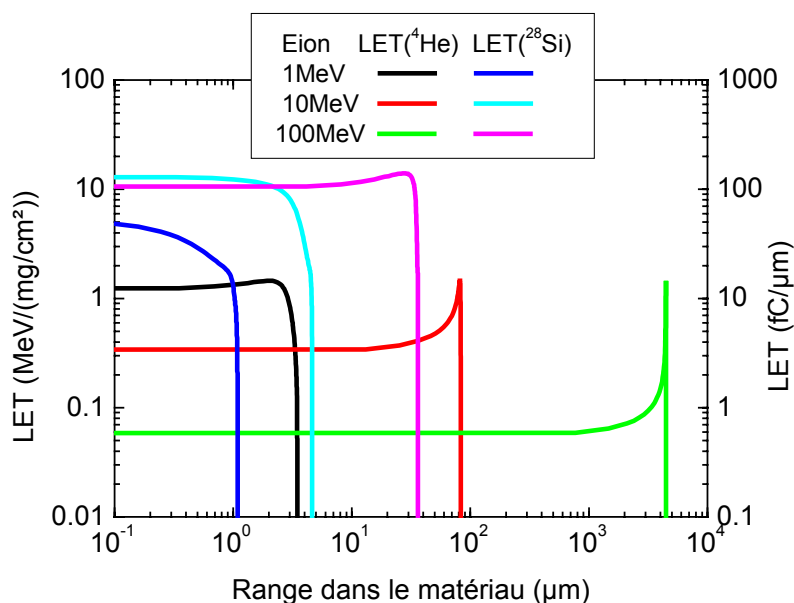


Figure II - 6 : LET ($\text{MeV}/(\text{mg}/\text{cm}^2)$) et $\text{fC}/\mu\text{m}$ en fonction du parcours des ions Si et He dans le silicium pour différentes énergies initiales.

Il est important de connaître les variations du LET d'une particule le long de la trace afin de comprendre les effets de distribution des charges. Comme l'illustrent la Figure II - 5 et la Figure II - 6, un ion lourd a un LET important et un petit range (quelques μm). Une particule légère a un petit LET et un long range (quelques centaines de μm). Nous remarquons que le LET n'est pas forcément décroissant avec le range. Le LET peut être croissant jusqu'à une énergie puis décroissant au-delà de cette énergie. Ce maximum s'appelle « pic de Bragg ».

Ainsi, un ion lourd dépose son énergie sur une petite épaisseur de matière alors qu'un ion léger dépose son énergie sur une plus grande épaisseur de matière.

Si l'on considère une longueur de dépôt de $1\mu\text{m}$ (ordre de grandeur de la longueur de collection dans une zone sensible de transistor), nous nous rendons compte que les notions de charge déposée et de LET sont similaires. Dans ce cas, le LET et la charge déposée sont directement reliés par un rapport d'amplitude (un LET de $0,1\text{ MeV}/(\text{mg}/\text{cm}^2)$ dans du silicium équivaut à $1\text{ fC}/\mu\text{m}$). Ainsi une particule émise loin d'une zone sensible peut créer un dépôt d'énergie suffisant ($\sim\text{fC}$) pour induire un dysfonctionnement. Une particule peut même traverser plusieurs zones sensibles sans déposer suffisamment de charge pour induire un aléa logique et cependant quand même induire un dysfonctionnement à la fin de son parcours.

II.2. Interaction nucléon-noyau

II.2.1. Les sections efficaces

Considérant une fluence de particules Φ (nombre de particules par cm^2) et un nombre d'observables (N) sur une cible, la section efficace (σ) de cette cible est le rapport entre ces deux grandeurs :

$$\sigma = \frac{N}{\Phi} \text{ (cm}^2\text{)} \quad (\text{Equ. II-6})$$

L'unité de la section efficace est une surface. Le cm^2 est communément utilisé. La Figure II - 7 illustre les objets de la notion de section efficace.

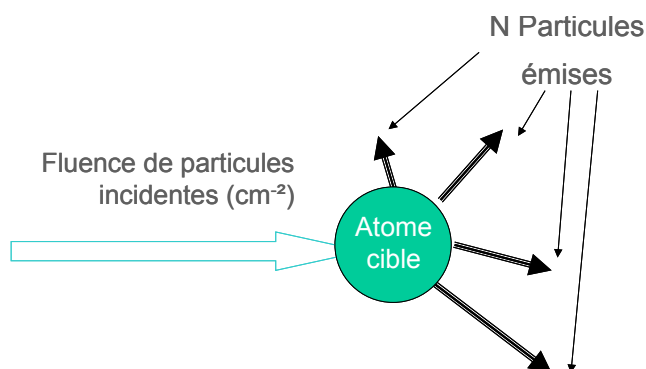


Figure II - 7 : Illustration des objets de la définition de la section efficace nucléaire.

Cette étude est focalisée sur les ions secondaires émis par l'interaction neutron - matière et proton – matière.

La section efficace nucléaire est la section efficace pour laquelle la cible est un atome. Comme les sections efficaces nucléaires ont des ordres de grandeurs très petits, l'unité barn ($1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$) est utilisée.

Il existe plusieurs types de sections efficaces selon l'observable et la cible. Les plus usuelles sont :

- La section efficace macroscopique. La cible est un volume contenant une densité de N_{at} atomes par cm^3 , l'unité est le cm^{-1}
- La section efficace de réaction, où l'observable est une réaction et N le nombre de réactions produites.
- La section efficace de production d'ions secondaires, où l'observable est une particule et N le nombre de particules émises (Figure II - 7).

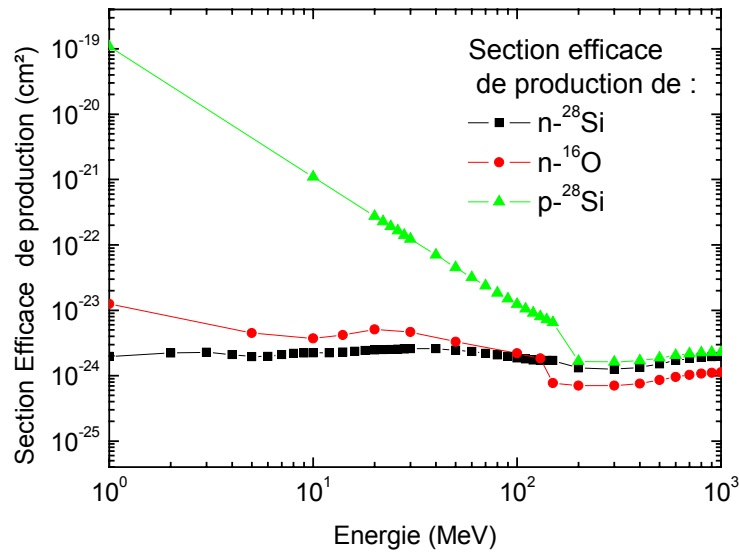


Figure II - 8 : Section efficace de production des interactions $n\text{-}^{28}\text{Si}$, $n\text{-}^{16}\text{O}$ et $p\text{-}^{28}\text{Si}$ en fonction de l'énergie de la particule incidente (Données issues des bases de données de cette étude)

Comme le montre la Figure II - 8, les sections efficaces de production des interactions $n\text{-}^{28}\text{Si}$ et $n\text{-}^{16}\text{O}$ varient peu (entre 1 et 10 barn) pour une énergie neutronique de 1 MeV à 1 GeV. L'interaction $p\text{-}^{28}\text{Si}$ varie beaucoup (5 ordres de grandeurs : de 1 à 10⁵ barn) pour une énergie protonique entre 1 et 100 MeV. Comme un proton est une particule chargée, l'effet coulombien est prédominant lors des interactions à faible énergie. Au-delà de 200 MeV, les sections efficaces de production des interactions $n\text{-}^{28}\text{Si}$ et $p\text{-}^{28}\text{Si}$ sont très proches.

II.2.2. Le processus d'interaction nucléon-atome

Une interaction se déroule en plusieurs étapes : un état initial, un état intermédiaire (éventuel) et un état final (Figure II - 9). Lors de l'état initial, le noyau cible (X1) a une vitesse nulle ($V_{X1}=0$) dans le référentiel du laboratoire, et le nucléon incident (X2) est animé d'une vitesse (V_{X2}). Les deux particules rentrent en collision puis des processus nucléaires se déroulent (ou pas) durant un état intermédiaire. A l'état final, le système se retrouve avec un certain nombre de particules dites « secondaires » (Y_j) ayant chacune une masse (m_{Y_j}), une vitesse, une quantité de mouvement ($\vec{p}_{Y_j}$) qui leur sont propres.

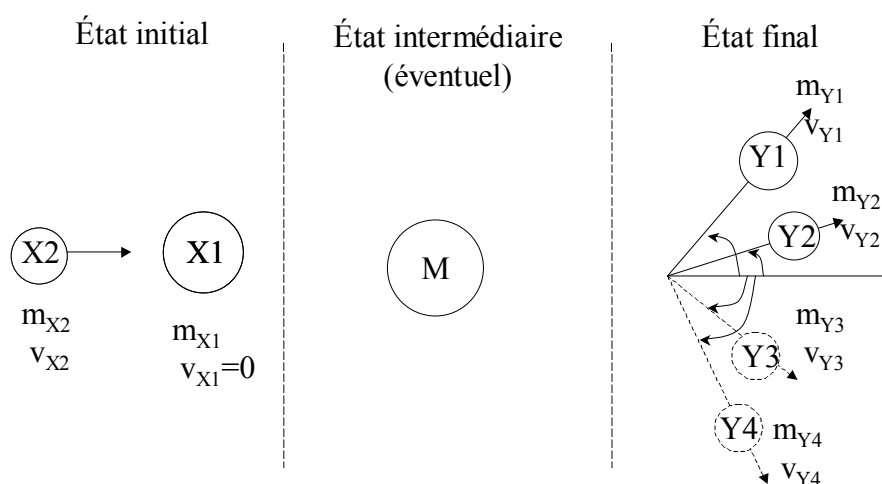


Figure II - 9 : Schéma de principe des étapes d'une interaction (référentiel du laboratoire).

De manière générale, nous notons l'interaction :



II.2.2.1. Les lois de conservation

Les types d'interaction suivent toutes plusieurs lois appelées « lois de conservation » :

- conservation de la charge (Z). La somme des nombres de charge des particules du système à l'état final est égale à celle du système à l'état initial :

$$Z_{X1} + Z_{X2} = \sum_j Z_{Yj} \quad (\text{Equ. II-8})$$

- conservation du nombre de masse (A). La somme des nombres de masse des particules du système à l'état final est égale à celle du système à l'état initial :

$$A_{X1} + A_{X2} = \sum_j A_{Yj} \quad (\text{Equ. II-9})$$

- conservation de la quantité de mouvement ($\vec{p}$). La somme des quantités de mouvement des particules du système à l'état final est égale à celle du système à l'état initial :

$$\vec{p}_{X1} + \vec{p}_{X2} = \sum_j \vec{p}_{Yj} \quad (\text{Equ. II-10})$$

- conservation du moment linéaire. Dans les réactions nucléaires, l'énergie cinétique (T) et la masse au repos (M) des particules sont modifiées mais leur somme est conservée.

II.2.2.2. Les types d'interaction nucléaire

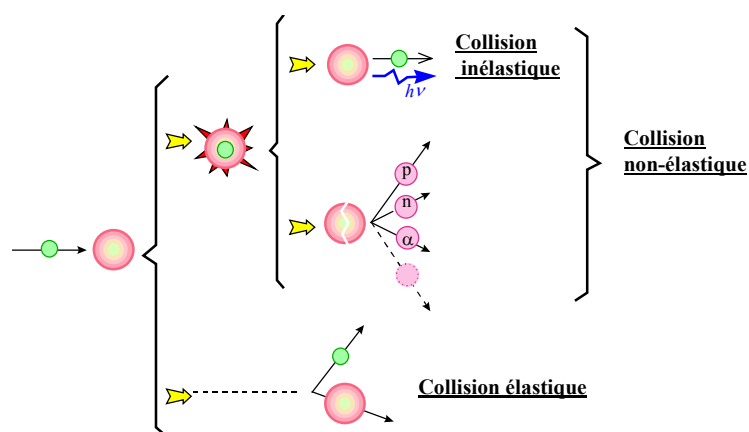


Figure II - 10 : Représentation schématique des types de collision

Quand un neutron ou un proton interagit avec un noyau, deux catégories d'interactions nucléaires peuvent se produire (Figure II - 10) :

- interaction élastique. Le noyau cible garde le même état fondamental entre l'état initial et l'état final de la réaction. Pour une réaction élastique entre un neutron et un noyau de silicium 28, nous notons la réaction : $n + {}^{28}\text{Si} \rightarrow n + {}^{28}\text{Si}$, ${}^{28}\text{Si}(n,n){}^{28}\text{Si}$ ou encore (n,n) (le noyau cible est sous entendu).

Il existe deux types d'interaction élastique :

- diffusion élastique de forme. La particule incidente interagit très brièvement avec le noyau. La direction et la vitesse du projectile sont modifiées et une partie de l'énergie est communiquée au noyau cible par un mouvement de recul. Ce mécanisme est assimilé à un choc entre deux billes.
- diffusion élastique composée. Ce mécanisme est plus lent que le précédent car la particule incidente pénètre dans le noyau. La particule incidente interagit avec un ou plusieurs nucléons de l'atome cible avant qu'une particule de même type ne ressorte. C'est une réaction élastique car les types de la particule incidente et de la particule émise sont les mêmes. Cependant la particule émise n'est pas forcément la particule incidente. Ce processus se réalise pour des nucléons incidents avec une faible énergie (inférieure à environ 15 MeV pour le ${}^{28}\text{Si}$) car la

probabilité que le noyau se retrouve dans un état excité augmente avec l'énergie incidente [Wrobel PhD. - 2003].

- interaction non-élastique. Ce type de réaction regroupe toutes les réactions qui ne sont pas élastiques, i.e. les réactions où les produits sont différents de ceux de la cible. Il existe une sous-catégorie des interactions non-élastiques : les interactions inélastiques.
 - interaction inélastique : cette interaction laisse l'atome cible en un état excité jusqu'à ce qu'un rayonnement gamma soit émis. Cette réaction est notée : $n+^{28}\text{Si} \rightarrow n+^{28}\text{Si}^*$ ou (n,n') .

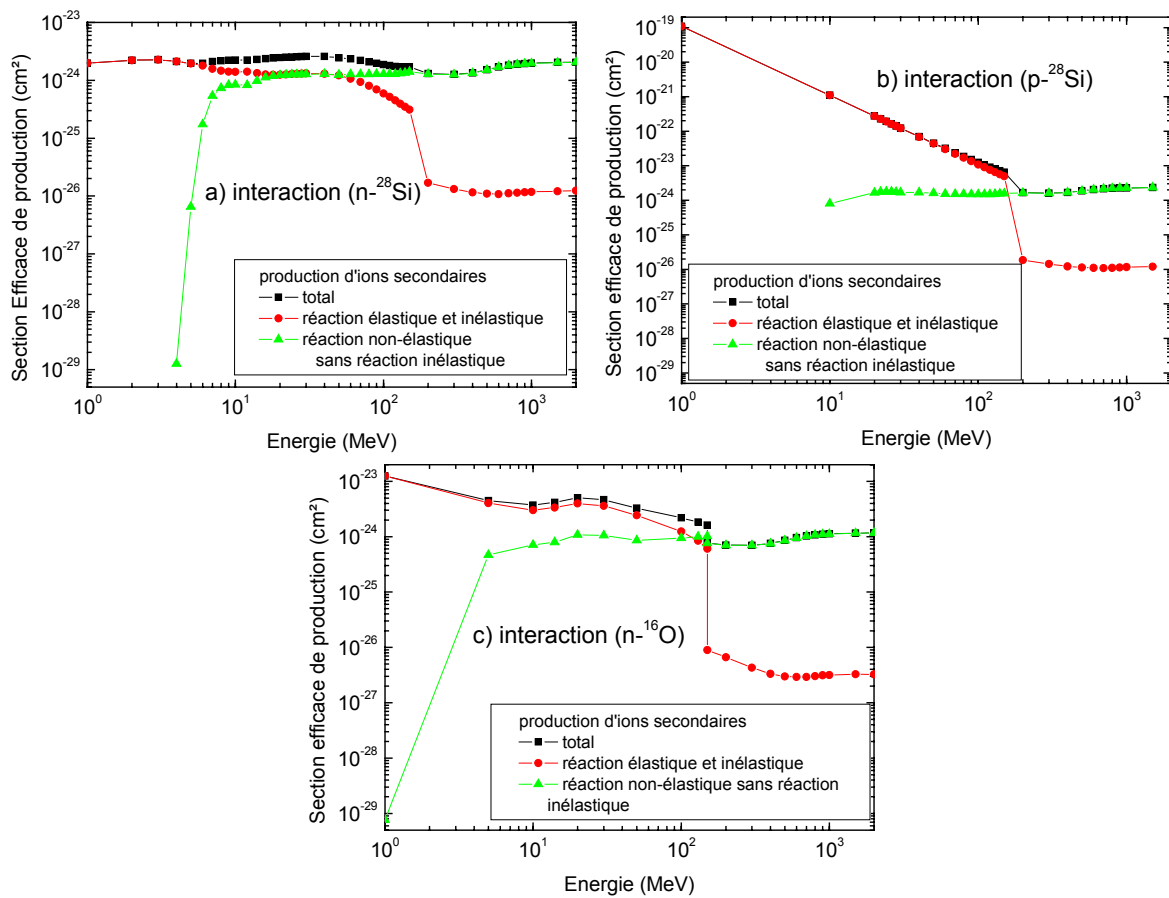


Figure II - 11 : Section efficace de production d'ions secondaires des interactions $n-^{28}\text{Si}$ (a), $p-^{28}\text{Si}$ (b) et $n-^{16}\text{O}$ (c) en fonction de l'énergie de la particule incidente (données issues des bases de données de cette étude). Deux composantes de la section efficace de production (la réaction élastique et inélastique et la réaction non-élastique sans la réaction inélastique) sont également représentées.

Les réactions élastiques et inélastiques (production d'ions secondaires de même Z et A que ceux de l'atome cible) émettent plus d'ions secondaires que les réactions non-élastiques sans inélastiques (production d'ions secondaires de Z ou A différents que ceux de l'atome cible)) à basse énergie (<50 MeV) (Figure II - 11). Pour les fortes énergies (>150 MeV), le contraire se produit. Deux codes différents ont été utilisés afin de décrire ces deux intervalles énergétiques

(II.2.3.). Pour une même énergie incidente, la réaction élastique (p+Si) produit plus d'ions secondaires que la réaction élastique (n+Si) à cause de la charge du proton (le neutron n'est pas chargé).

II.2.2.3. Le facteur de réaction (Q) et l'énergie seuil (E_{seuil}) des réactions

Pour que la réaction envisagée (ex : $X1 + X2 \rightarrow Y1 + Y2 + Y3$) puisse avoir lieu, il faut que l'énergie cinétique totale du système des particules avant la collision (T_X) soit supérieure ou égale à la somme de l'énergie au repos des particules formées et de la différence d'excès de masse entre les particules projectiles et cibles (Q_X) et les particules créées (Q_Y).

$$T_X > +Q_X - Q_Y \quad (\text{Equ. II-11})$$

Lorsque l'énergie incidente est suffisante pour permettre un type de réaction, nous disons que la voie de réaction est ouverte.

On associe à chaque type de réaction :

- un facteur de réaction (Q) correspondant à la différence de masse entre les produits (Q_Y) et les réactants (Q_X) :

$$Q = M(X1) + M(X2) - \sum_j M(Yj) \quad (\text{Equ. II-12})$$

Si Q est positif, la réaction est exoénergétique. Si Q est négatif, la réaction est endoénergétique. Pour les réactions élastiques, Q est nul.

- une énergie cinétique seuil (T_{seuil}) correspondant au minimum de l'énergie cinétique ($T(X1)$) de la particule incidente de l'interaction (X1) pour que les particules finales soient créées.

T_{seuil} et Q sont reliés par les rapports de masse des réactants :

$$T_{\text{seuil}} = -\frac{m_{X1} + m_{X2}}{m_{X1}} Q \quad (\text{Equ. II-13})$$

Pour le cas particulier d'une collision élastique, les produits sont de même nature que les réactants, ainsi la différence de masse est nulle et de ce fait T_{seuil} et Q sont égaux à zéros. Pour une collision inélastique, nous considérons que l'atome excité possède une masse « effective » liée à son état d'excitation [Wrobel - 2005].

Les tables II-1, II -2 et II-3 reprennent les énergies seuils et facteurs de réaction des voies de réactions des interactions n - ^{28}Si , p - ^{28}Si et n - ^{16}O (les trois principales réactions étudiées lors de cette thèse). Nous remarquons qu'à basse énergie les voies de l'interaction n - ^{28}Si (14 réactions sont possibles pour $E_n = 14$ MeV) sont plus nombreuses que pour les interactions n - ^{16}O (10 pour $E_n = 14$ MeV) et p - ^{28}Si (6 pour $E_p = 14$ MeV).

	Q (MeV)	E_{th} (MeV)
$^{29}\text{Si} + \gamma$	8,78	0
$^{28}\text{Si} + n$	0	0
$^{28}\text{Si}^* + n$		1,78
$^{25}\text{Mg} + \alpha$	-2,66	2,76
$^{28}\text{Al} + p$	-3,86	4,00
$^{27}\text{Al} + d$	-9,36	9,70
$^{24}\text{Mg} + \alpha + n$	-9,99	10,35
$^{27}\text{Al} + p + n$	-11,59	12,01
$^{16}\text{O} + ^{13}\text{C}$	-11,81	12,24
$^{26}\text{Mg} + ^3\text{He}$	-12,14	12,58
$^{21}\text{Ne} + 2\alpha$	-12,54	12,99
$^{17}\text{O} + ^{12}\text{C}$	-12,62	13,07
$^{21}\text{Ne} + ^8\text{Be}$	-12,63	13,09
$^{27}\text{Mg} + 2p$	-13,42	13,90
$^{24}\text{Na} + \alpha + p$	-14,72	15,25
$^{26}\text{Al} + t$	-16,17	16,75
$^{15}\text{N} + ^{14}\text{N}$	-16,39	16,98
$^{16}\text{O} + ^{12}\text{C} + n$	-16,76	17,36
$^{27}\text{Si} + 2n$	-17,18	17,80
$^{26}\text{Mg} + d + p$	-17,64	18,28
$^{20}\text{Ne} + ^9\text{Be}$	-17,73	18,37
$^{23}\text{Na} + ^6\text{Li}$	-17,98	18,63
$^{13}\text{C} + ^{12}\text{C} + \alpha$	-18,98	19,66
$^{20}\text{Ne} + 2\alpha + n$	-19,30	20,00
$^{15}\text{O} + ^{14}\text{C}$	-19,30	20,00

Table II-1 : Table récapitulative des énergies seuils (T_{seuil}) et facteurs de réaction (Q) des types de réactions de l'interaction n - ^{28}Si pour une énergie neutronique inférieure à 20 MeV.

	Q (MeV)	T_{seuil} (MeV)
$^{17}\text{O} + \gamma$	4,41	0
$^{16}\text{O} + n$	0,00	0
$^{13}\text{C} + \alpha$	-2,21	2,35
$^{16}\text{O}^* + n$		6,05
$^{12}\text{C} + \alpha + n$	-7,16	7,61
$^{16}\text{N} + p$	-9,63	10,24
$^{15}\text{N} + d$	-9,90	10,52
$^{15}\text{N} + p + n$	-12,13	12,89
$^9\text{Be} + 2\alpha$	-12,86	13,67
$^9\text{Be} + ^8\text{Be}$	-12,95	13,77
$4\alpha + n$	-14,43	15,34
$^{14}\text{N} + t$	-14,48	15,39
$^8\text{Be} + 2\alpha + n$	-14,53	15,45
$^{14}\text{C} + ^3\text{He}$	-14,61	15,53
$^2\text{Be} + n$	-14,62	15,54
$^{15}\text{O} + 2n$	-15,66	16,65

Table II-2 : Table récapitulative des énergies seuils (T_{seuil}) et facteurs de réaction (Q) des types de réactions de l'interaction n - ^{16}O pour une énergie neutronique inférieure à 17 MeV.

	Q (MeV)	T_{seuil} (MeV)
$^{29}\text{P} + \gamma$	2,85	0
$^{28}\text{Si} + p$	0	0
$^{28}\text{Si}^* + p$		1,78
$^{25}\text{Al} + \alpha$	-7,71	7,99
$^{24}\text{Mg} + \alpha + p$	-9,99	10,35
$^{27}\text{Al} + 2p$	-11,59	12,01
$^{16}\text{O} + ^{13}\text{N}$	-14,81	15,34
$^{27}\text{Si} + d$	-14,96	15,50
$^{17}\text{F} + ^{12}\text{C}$	-16,16	16,74
$^{16}\text{O} + ^{12}\text{C} + p$	-16,76	17,36
$^{21}\text{Na} + 2\alpha$	-16,87	17,48
$^{26}\text{Al} + ^3\text{He}$	-16,93	17,54
$^{21}\text{Na} + ^8\text{Be}$	-16,96	17,57
$^{27}\text{Si} + p + n$	-17,18	17,80
$^{20}\text{Ne} + 2\alpha + p$	-19,30	20,00

Table II-3 : Table récapitulative des énergies seuils (T_{seuil}) et facteurs de réaction (Q) des types de réactions de l'interaction p - ^{28}Si pour une énergie protonique inférieure à 20 MeV.

Une réaction ne peut apparaître que si sa condition d'énergie seuil est respectée. La réaction $^{28}\text{Si} + n \rightarrow ^{25}\text{Mg} + \alpha$ ne se produit que si le neutron incident possède une énergie cinétique supérieure à 2,76 MeV. Comme $E_{^{28}\text{Si}} + E_n = 26999,91 \text{ MeV}$ et $E_{^{25}\text{Mg}} + E_\alpha = 27002,57 \text{ MeV}$ ainsi $Q = -2,66 \text{ MeV}$ et comme $n+M/M \approx 1,036$, $T_{\text{seuil}} = 2,76 \text{ MeV}$. Cependant, la validation de la condition d'énergie seuil n'implique pas l'occurrence d'une réaction. Devant la complexité des phénomènes, la détermination des interactions doit être faite avec l'aide de codes de calcul dédiés ou des bases de données (cf. partie II.2.3.).

II.2.3. Utilisation de codes de physique nucléaire

Afin de déterminer l'occurrence de ces réactions, nous pouvons utiliser des codes de calcul dédiés comme HETC, MC-RED, MC-Recoil, GEANT4, GNASH, ECIS, ou MCNP (selon l'énergie de la particule incidente) ou des bases de données des interactions comme ENDF ou JENDL [GEANT4 - 2003, LANL -, NEA -, Raynal - 1970, Wrobel PhD. - 2003].

Vu l'étendue énergétique (de 1 MeV à 1 GeV) des particules incidentes, il est difficile pour un seul code de décrire tous les mécanismes d'interaction. Ainsi, dans cette étude (comme précédemment dans [Hubert - 2002, Vial PhD. - 1998, Wrobel PhD. - 2003]), nous utilisons différents codes selon leurs spécificités, i.e. types de réactions et énergies (Figure II - 12) :

- pour les réactions élastiques de forme : ECIS ou le modèle optique [Raynal - 1970]
- pour les réactions non-élastiques et élastiques composées,
 - entre 1 et 150 MeV : MC-RED ou MC-Recoil
 - entre 150 MeV et 1 GeV : HETC.

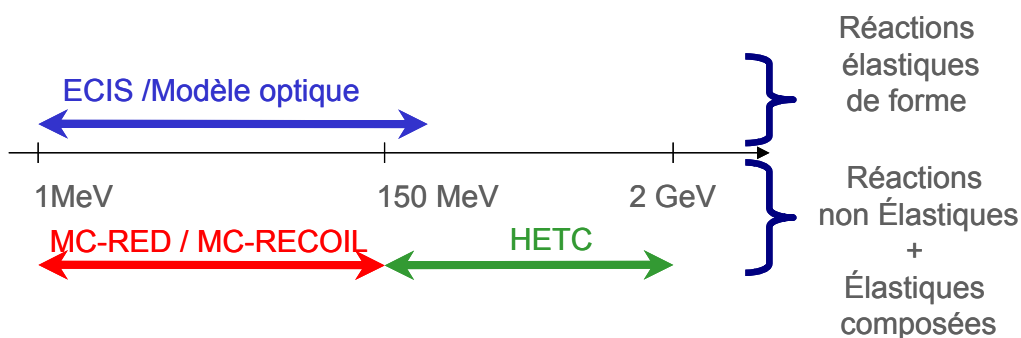


Figure II - 12 : Codes utilisés pour décrire les interactions $n-^{28}\text{Si}$, $p-^{28}\text{Si}$ et $n-^{16}\text{O}$.

Les paragraphes suivants présentent brièvement les codes de calcul et leurs modèles.

II.2.3.1. ECIS et le modèle optique

Le code de référence pour les réactions élastiques de forme est le code ECIS (Equations Couplées par Itérations Séquentielles) [Raynal - 1970]. Durant ce type d'interaction, la particule secondaire est la même que la particule incidente et l'état quantique du noyau cible n'est pas modifié (il garde son état fondamental). Ainsi, de par la stabilité du noyau cible, il est possible de faire des hypothèses sur la forme de potentiel créée par le noyau et d'en déduire une résolution de l'équation de Schrödinger de la fonction d'onde de la particule incidente. Le modèle de potentiel nucléaire communément utilisé est appelé « potentiel optique » de par son analogie avec l'optique. Dans cette étude, l'expression utilisée est la même que celle utilisée par P. Romain et J. P. Delaroche (CEA [Dietrich - 2003, Girod - 2002, Klug - 2003, Nagadi - 2003]). La détermination du potentiel optique du noyau cible nécessite un ajustement aux expériences. Lors de précédentes études, le potentiel optique de l'aluminium a été déterminé au CEA. Comme l'aluminium est un matériau très proche du silicium et que les données expérimentales sur l'aluminium sont plus nombreuses que pour le silicium, le potentiel optique du silicium a été ajusté en prenant comme point de départ celui de l'aluminium [Wrobel PhD. - 2003]. Nous pouvons remarquer sur la Figure II - 13 le bon accord du modèle avec l'expérience.

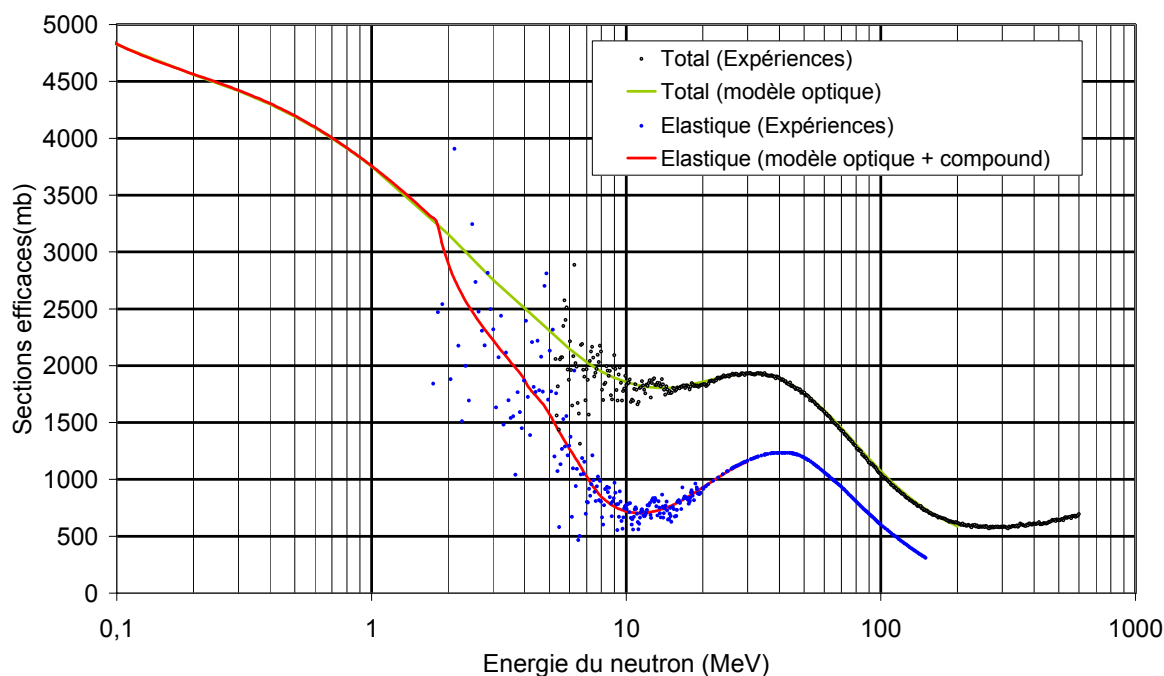


Figure II - 13 : Sections efficaces totales et élastiques obtenues avec le modèle optique (code ECIS) et comparaison avec les données expérimentales. La composante 'compound elastic' a été calculée avec GNASH et ajoutée à la section efficace 'shape elastic' obtenue par le modèle optique. D'après les travaux de P. Romain dans le cadre de la thèse de F. Wrobel [Wrobel PhD. - 2003]

II.2.3.1. MC-RECOIL et MC-RED

Historiquement, le code MC-RECOIL a été réalisé dans le cadre de la thèse de doctorat de F. Wrobel à l'Université Montpellier II [Wrobel PhD. - 2003]. Ce code est dédié au calcul des interactions neutron/proton silicium pour les énergies inférieures à 150 MeV. Depuis, F. Wrobel a développé un autre code appelé MC-RED (Monte Carlo, Recoil Energy Determination) applicable aux interactions neutron/proton – matière. Les codes MC-RECOIL et MC-RED reposent sur les mêmes principes physiques. Les bases de données n-Si et p-Si utilisées dans ce travail de recherche ont été réalisées en partie avec MC-RECOIL et la base de donnée n-O avec MC-RED.

Ces deux codes s'appuient sur des principes de physique nucléaire inspirés de ceux du code GNASH [Young - 1977, Young - 1992, Young - 1996] avec en plus une approche Monte Carlo des événements. Celle-ci permet de reconstruire individuellement chaque événement nucléaire et de garder les informations des noyaux de recul (très utile pour notre type d'étude).

Lors d'une interaction non-élastique ou élastique composée, la recherche du retour à l'équilibre du système peut induire l'émission d'une ou plusieurs particules. L'hypothèse de ce code est de considérer que les particules sont émises séquentiellement. Ainsi un processus complexe est décrit comme une suite de réactions. Les particules émises (neutron, proton, deuton, triton et alpha) sont légères. Compte tenu des énergies mises en jeu, la fission très peu probable n'est pas prise en compte. Le code est valide jusqu'à l'apparition dans les réactions des émissions de pions (vers 150 MeV).

Les processus d'émission sont liés à l'énergie de la particule émise. Trois domaines sont distingués (Figure II - 14) :

- Direct : Les réactions mises en jeu sont très rapides et sont considérées comme 'directes'. La particule ressort du noyau avec quasiment toute l'énergie incidente. Seuls les premiers niveaux d'excitation collective du noyau interviennent.
- Pré-équilibre. Ce domaine fait appel à des mécanismes de réaction un peu plus lents que les précédents. Cet état intervient après une éventuelle interaction directe. Le noyau ne possède pas suffisamment d'énergie pour émettre d'autres particules. Le retour à l'état fondamental se fait par une désexcitation gamma ou par un retour progressif vers l'équilibre thermodynamique.

- Equilibre. Dans ce domaine, les mécanismes d'évaporation interviennent. Ce sont les mécanismes les plus lents. L'énergie cinétique incidente est répartie sur tous les nucléons du noyau jusqu'à ce que l'équilibre soit atteint. Un phénomène d'émission de particules par évaporation est alors possible.

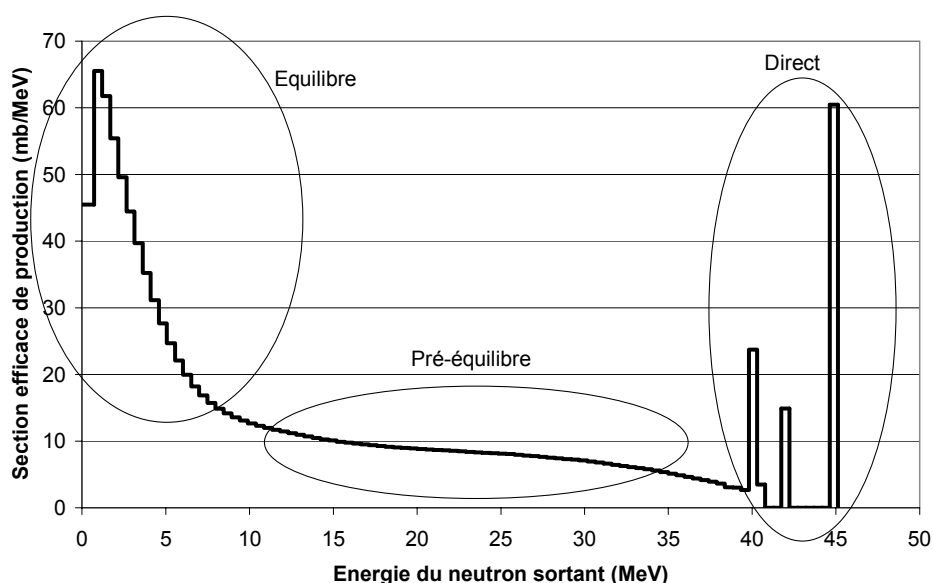


Figure II - 14 : Spectre d'émission de neutrons pour l'interaction $n-^{28}\text{Si}$. Les neutrons incidents ont une énergie de 50 MeV. L'énergie du neutron sortant est donnée dans le centre de masse. [Wrobel PhD. - 2003]

II.2.3.3. HETC

Historiquement, le code HETC (High Energy Transport Code) a été initié par Armstrong et Chandler en 1972 [Armstrong - 1972]. Ce code permet de traiter le transport de particules aux énergies intermédiaires (20 MeV – 3 GeV). Différentes versions ont été développées mais le fonctionnement global reste le même. Pour cette étude, la version du CEA de Bruyères-le-Châtel a été utilisée en collaboration avec des physiciens nucléaires spécialistes de ce domaine [Bersillon - 1996, Duarte - 2003].

Le transport des particules est simulé par méthode Monte Carlo. Durant le processus de transport, les particules peuvent induire des réactions nucléaires traitées par des codes spécifiques simulant principalement les interactions non-élastiques des neutrons, protons, pions, muons et ions légers ($A < 5$) avec la matière.

La réaction nucléaire (spallation) est décomposée en deux étapes consécutives (Figure II - 15) :

- la cascade intranucléaire. Très rapide (10^{-23} à 10^{-21} s), c'est une suite de collisions binaires au sein du noyau. Le code et le modèle de cascade varient d'une version HETC à une autre. Armstrong et Chandler utilisaient la cascade de Bertini [Bertini -

1963]. La version HETC de Bruyères-le-Châtel utilise le code de calcul de H. Duarte nommé BRIC (Bruyères-le-Châtel Intra-nuclear Cascade) qui améliore la description de la densité nucléaire [Duarte - 2003].

- La désexcitation. Plus lente (10^{-20} à 10^{-15} s), cette étape permet au noyau de retrouver un état stable.

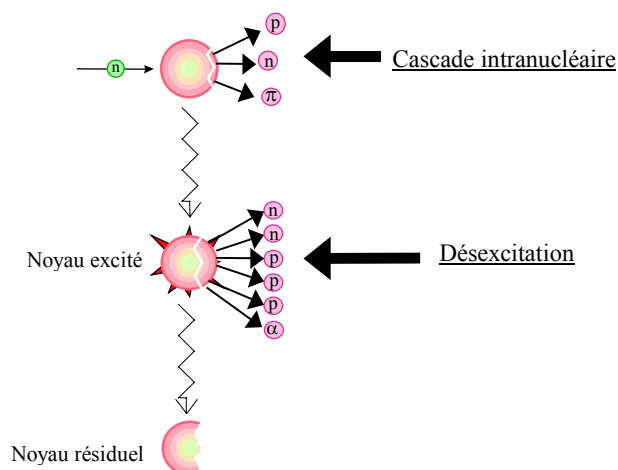


Figure II - 15 : Représentation schématique de processus d'interaction neutron-matière traité par HETC.

Le fondement de la cascade intranucléaire est la modélisation de l'interaction nucléon incident – noyau cible. Celle-ci considère l'ensemble des interactions possibles nucléon incident - nucléon du noyau individuellement. Ce modèle nécessite les descriptions précises des distributions de masses et de charges à l'intérieur du noyau ainsi que la distribution en impulsion des nucléons. Le nucléon incident est un objet quantique. Il est donc décrit avec sa double identité onde-corpuscule. La relation de De Broglie associe le nucléon et le noyau cible par une longueur d'onde. Sous BRIC, la densité nucléaire est décrite finement par une fonction mathématique de Woods-Saxon. Chaque interaction nucléon – nucléon et pion – nucléon peut être totale, élastique, la production ou la désintégration d'une résonance. Toutes ces règles de physique sont gérées par approche Monte Carlo [Duarte - 2000].

Après la cascade intranucléaire, le noyau se trouve dans un état d'excitation (jusqu'à plusieurs dizaines de MeV). L'observation des données expérimentales conduit à une modélisation de la désexcitation par trois phénomènes différents : la fragmentation, la fission et l'évaporation. La fission concerne les noyaux résiduels lourds. Le noyau se scinde principalement en deux particules ayant des masses et des énergies de même ordre. La fragmentation, appelée aussi Fermi Break-up, concerne les noyaux légers ($A < 21$). Le noyau s'éclate en plusieurs fragments en suivant l'hypothèse de Fermi. L'énergie est distribuée sur l'ensemble des particules finales en suivant la formule de Fermi et Lepore-Stuart [Lepore -

1954]. L'évaporation de particules est le phénomène de désexcitation prédominant pour le silicium. Ce modèle suit la théorie statistique de Weisskopf [Weisskopf - 1937] basée sur un principe de balance entre les densités d'états des niveaux des noyaux. Cette hypothèse concerne les particules légères (de masses $A < 4$). Celles-ci sont émises une à une de façon isotrope dans le référentiel du centre de masse. Lorsque l'énergie disponible est devenue trop faible pour évaporer le nucléon le moins lié, l'évaporation est considérée terminée. Une dernière phase de désexcitation se produit par émission γ et/ou conversion interne.

Le code HETC permet de simuler des grands ($> m$) ou des petits ($< \mu m$) dispositifs. Comme nous n'avons besoin que des résultats de l'interaction nucléaire, nous utilisons une cible (de silicium ou d'oxygène) mince (peu d'atomes). Ainsi, le processus de transport des particules ne modifie pas les caractéristiques des particules créées et l'obtention des produits de la réaction nucléaire est directe.

Le fonctionnement du programme est fait en interactions forcées, i.e. le nombre de réactions nucléaires ayant lieu dans la cible est fixé par l'utilisateur. Pour cette étude, 10^6 interactions forcées ont été choisies afin d'avoir une bonne statistique. Les occurrences de ces événements doivent être prises en compte afin de reconstruire les sections efficaces à partir des interactions forcées. Pour cette étude, le modèle de Glauber amélioré [Duarte - 2004] (Figure II-16) a été utilisé afin de connaître la section efficace d'interaction non-élastique en fonction de l'énergie du nucléon incident.

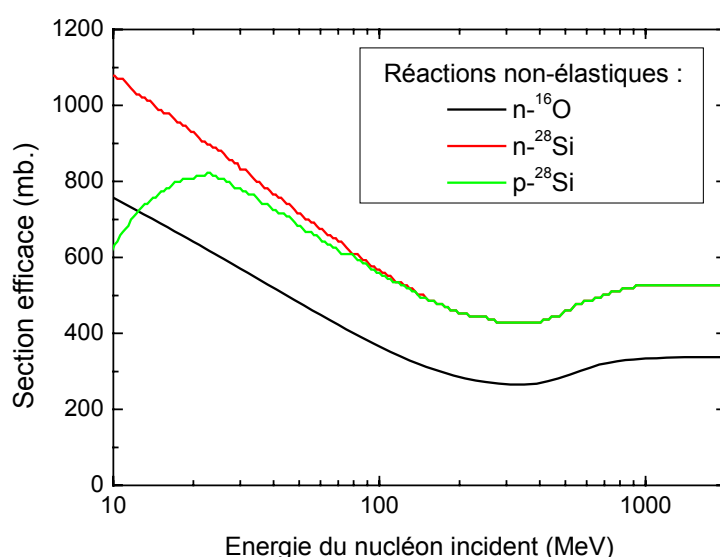


Figure II - 16 : Section efficace d'interaction non-élastique de $n^{16}O$, $n^{28}Si$ et $p^{28}Si$ d'après un modèle de Glauber amélioré [Duarte - 2004].

Comme l'illustre la Figure II - 16, la section efficace non-élastique de la réaction $n^{28}Si$ est supérieure à celle de $p^{28}Si$ pour les énergies inférieures à 100 MeV (effet coulombien). Au-

delà de 100 MeV, ces deux sections efficaces sont égales. Entre 10 MeV et 1 GeV, la section efficace non-élastique de la réaction $n\text{-}^{16}\text{O}$ est inférieure d'un facteur 1/3 à celle de $n\text{-}^{28}\text{Si}$.

Les précédentes bases de données (n-Si et p-Si) du laboratoire du CEM² ont été créées à partir des données H.E.T.C. de la version développée par le C.E.A de Bruyères-le-Châtel [Bersillon - 1996, Hubert - 2002, Vial PhD. - 1998, Wrobel PhD. - 2003]. La présente étude (n-O) a utilisé la dernière version H.E.T.C. [Duarte - 2003] qui a améliorée la description des interactions avec les atomes d'oxygène cible.

II.2.4. Constitution d'une base de données

L'objectif de ce travail étant la mise en place d'un code de prédiction d'aléas logiques induits par des nucléons compris entre 1 MeV et 1 GeV, il a fallu choisir une solution alternative à l'utilisation systématique des différents codes nucléaires nécessaires. Devant la diversité des ions issus des interactions nucléon-atome cible, la mise en place d'une solution de base de données a été choisie dès les premières études du laboratoire de Montpellier [Hubert - 2001, Vial PhD. - 1998].

Les travaux de G. Hubert et C. Vial [Hubert - 2001, Vial PhD. - 1998] ont été focalisés sur une première version de la base de données de l'interaction $n\text{-}^{28}\text{Si}$. F. Wrobel a développé une base de données de l'interaction $p\text{-}^{28}\text{Si}$ ainsi qu'une seconde version de la $n\text{-}^{28}\text{Si}$. Durant le travail de recherche exposé dans ce manuscrit, une troisième base de données de l'interaction $n\text{-}^{16}\text{O}$ a été construite.

La présente base de données décrit les sections efficaces des ions secondaires en fonction (Figure II - 17) :

- du type de particule incidente (proton et neutron)
- du type de noyau cible (^{28}Si , ^{16}O)
- de l'énergie de la particule incidente (1 MeV – 1 GeV)
- du type d'ion secondaire ($Z \geq 1$, A)
- de l'énergie minimale de l'ion secondaire.

Comme le simulateur a pour vocation de décrire un environnement neutronique ou protonique naturel et isotrope, les ions secondaires issus des interactions sont donc isotrope. Ainsi l'information des angles d'émission des ions secondaires est omise dans les bases de données.

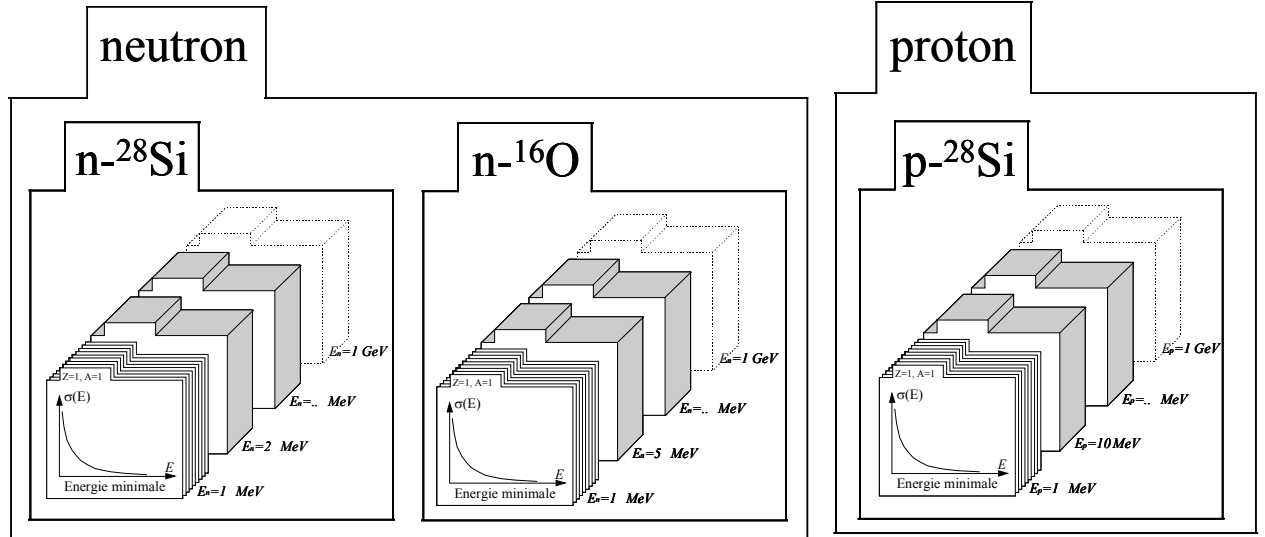


Figure II - 17 : Représentation schématique de la base de données des interactions

Ce format de base de données permet d'extraire facilement les sections efficaces de production des ions secondaires par la formule suivante :

$$\sigma_{prod} = \sum_{Z,A} \sigma_{Z,A} \quad (\text{Equ. II-14})$$

Sur la Figure II - 18, nous remarquons que pour des nucléons de 500 MeV les sections efficaces de production des interactions n-²⁸Si, p-²⁸Si et n-¹⁶O sont du même ordre de grandeur, alors qu'à 14 MeV, l'interaction p-²⁸Si a une section efficace de production deux ordres de grandeur plus grande que les autres interactions (pour plus de détails voir II.2.2.). Ces rapports de grandeurs sont des données clés pour déterminer les occurrences des interactions entre elles et donc les approches Monte Carlo des codes (cf. chapitre IV).

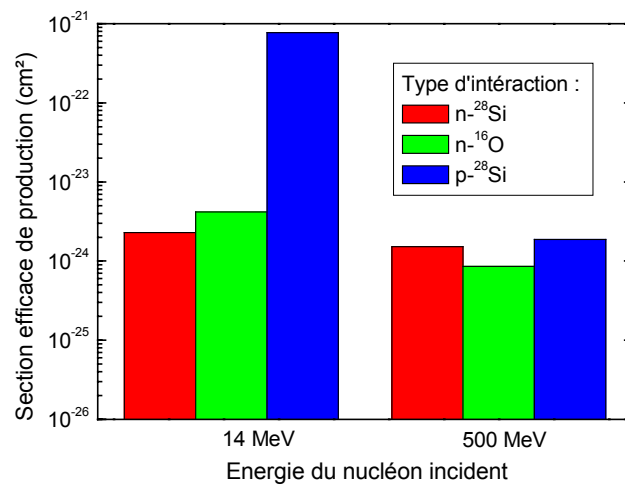


Figure II - 18 : Section efficace de production des ions secondaires issus des différentes interactions de la base de données pour des nucléons incidents de 14 MeV et 500 MeV.

Ce format de base de données permet également d'extraire facilement les sections efficaces de production des ions secondaires à une énergie incidente donnée (Figure II - 19, Figure II - 20 et Figure II - 21).

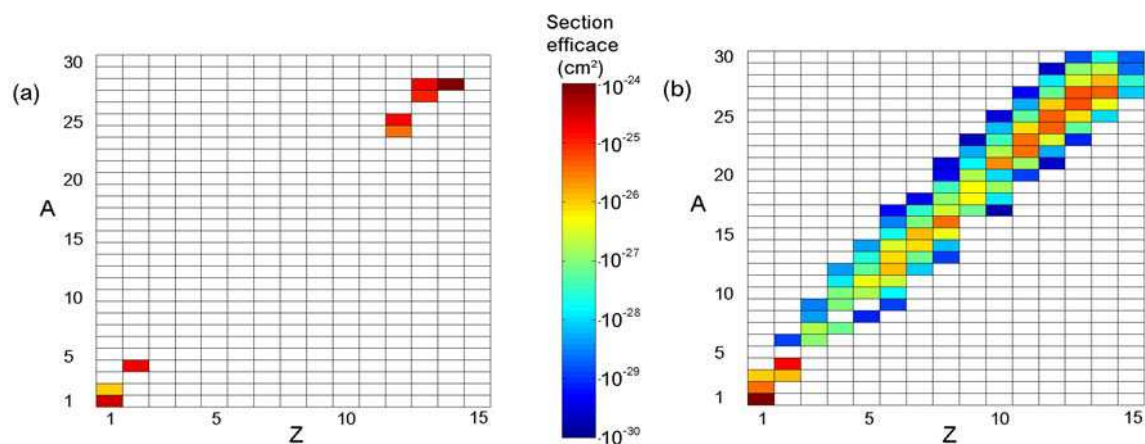


Figure II - 19 : Section efficace de production des ions secondaires induits par la réaction $n\text{-}^{28}\text{Si}$ pour des neutrons incidents de 14 MeV (a) et 1 GeV (b).

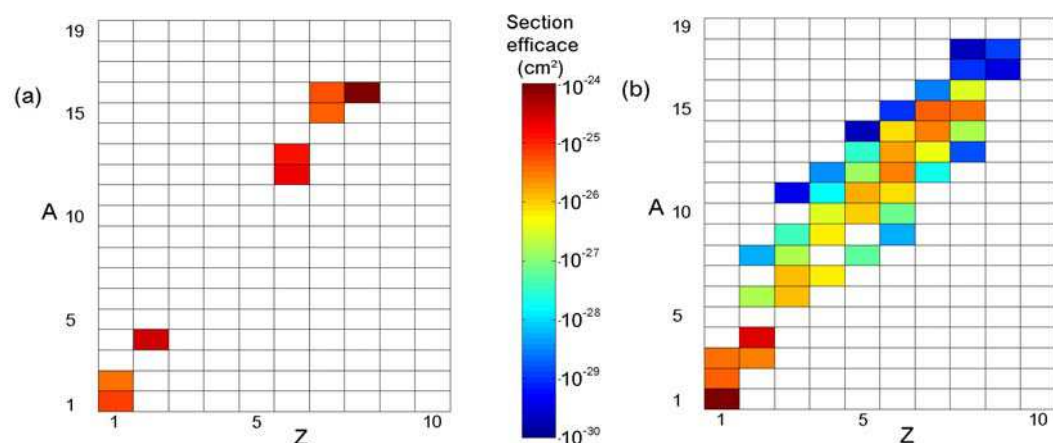


Figure II - 20 : Section efficace de production des ions secondaires induits par la réaction $n\text{-}^{16}\text{O}$ pour des neutrons incidents de 14 MeV (a) et 1 GeV (b).

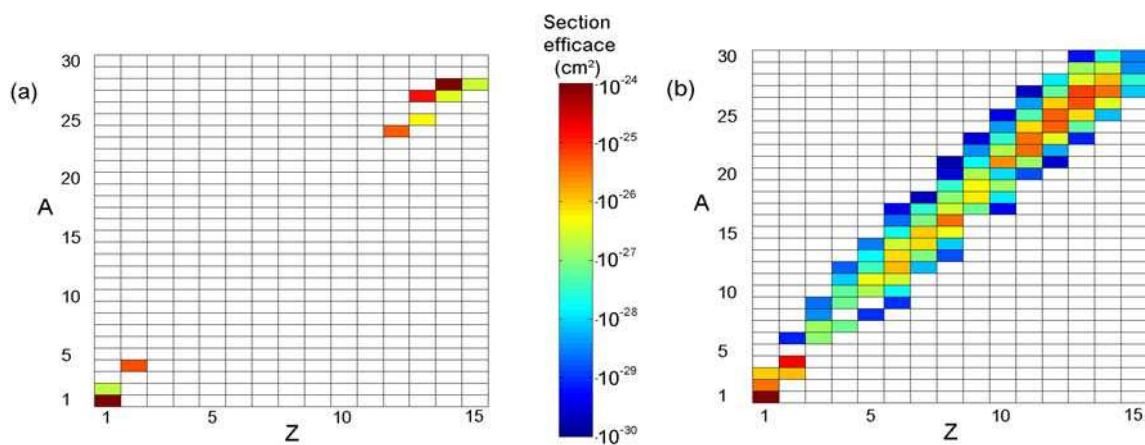


Figure II - 21 : Section efficace de production des ions secondaires induits par la réaction $p\text{-}^{28}\text{Si}$ pour des protons incidents de 14 MeV (a) et 1 GeV (b).

Pour les trois types de réactions, à 14 MeV, les ions secondaires possibles sont peu nombreux (8 à 10) alors qu'à 1 GeV, ces ions sont très nombreux (46 pour n-O et ~100 pour n-Si et p-Si). Le nombre d'ions secondaires augmente avec l'énergie du nucléon incident et l'ouverture des voies de réactions (voir II.2.2.3.).

Ce format de base de données permet également d'obtenir facilement la variation de la section efficace d'un type d'ion émis en fonction de son énergie minimale d'émission (Figure II - 22). L'énergie de l'ion est une donnée essentielle pour connaître son dépôt énergétique.

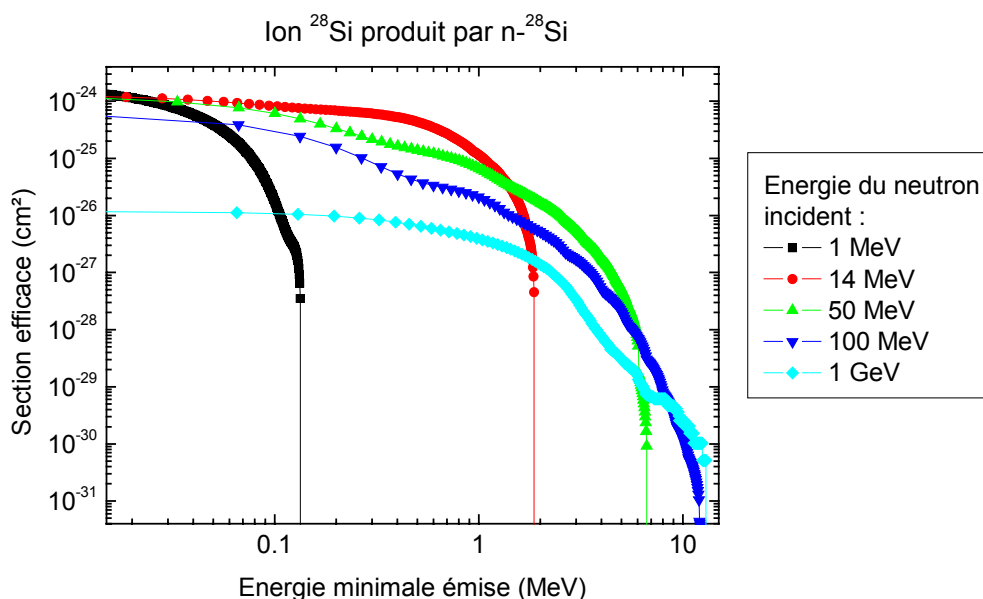


Figure II - 22 : Section efficace de l'ion ^{28}Si en fonction de son énergie émise (de recul) issu de l'interaction n-Si.

L'observation de la Figure II - 22 montre que la forme de la courbe de section efficace d'un ion en fonction de son énergie émise pour différentes énergies neutroniques incidentes évolue de manière difficilement modélisable. La solution de l'utilisation d'une base de données est justifiée.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les principaux mécanismes induits par les nucléons dans la matière. Dans un premier temps, nous avons décrit le comportement des ions dans la matière et le dépôt d'énergie qui en découle. Dans un second temps, les interactions nucléaires nucléon-noyau à l'origine de la création des particules ionisantes ont été explorées. Différents codes de physique nucléaire ont été utilisés afin de décrire les différents phénomènes physiques mis en jeu lors des interactions qui nous intéressent. Une base de données unique décrivant les interactions n-Si, p-Si et n-O entre 1 MeV et 1 GeV a été construite afin d'être utilisée pour un code de prédiction d'aléas logiques.

Ce travail s'appuie sur les précédentes études de l'Université de Montpellier II durant lesquelles les bases de données neutron-silicium et proton-silicium ont été développées. La principale nouveauté de cette étude est la constitution de la base de données d'interaction neutron-oxygène entre 1 MeV et 1 GeV afin de décrire les réactions intervenant dans l'oxyde de silicium (deuxième composant volumique des composants électroniques).

Références

- [GEANT4 - 2003] S. Agostinelli, J. Allison, A. Forti, N. Savvas, J. Apostolakis, P. Arce, H. Burkhardt, R. Chytrcek, G. Cosmo, G. Folger, S. Giani, V. Ivanchenko, V. Lara, M. Liendl, E. Medernach, A. Pfeiffer, S. Sadilov, H. Araujo, A. Howard, S. Banerjee, F. Behner, H. Fesefeldt, V. Lefebvre, D. Gibin, J. J. Gómez Cadenas, A. Grossheim, M. Asai, A. Dell'Acqua, D. Axen, N. Kanaya, G. Barrand, J. Boudreau, S. Chauvie, A. Feliciello, J. Chuma, G. Greeniaus, P. Gumplinger, F. W. Jones, G. Cooperman, G. Depaola, D. Dietrich, W. Greiner, K. Paech, R. Enami, K. Hashimoto, H. Hasui, M. Kawabata, Y. Kawabata, M. Kawaguti, T. Nishimura, K. Ohtsubo, M. Okamura, C. Ferguson, F. Lei, R. Giannitrapani, I. González, G. Gracia Abril, F. Ranjard, S. Guatelli, M. G. Pia, R. Hamatsu, Y. Oohata, S. Kelner, R. Kokoulin, P. Kent, A. Kimura, T. Kodama, K. Minamimoto, M. Nagamatsu, H. Kurashige, W. Lockman, F. Longo, G. Santin, S. Magni, M. Maire, P. Mora de Freitas, S. O'Neale, K. Amako, L. Bellagamba, L. Broglia, A. Brunengo, P. Degtyarenko, F. Foppiano, S. Garelli, V. Grichine, A. Heikkinen, A. Johnson, J. Kallenbach, M. Kossov, E. Lamanna, T. Lampén, Y. Morita, K. Murakami, R. Nartallo, P. Nieminen, J. Perl, A. Rybin, E. Di Salvo and T. Sasaki, "GEANT4 - A simulation toolkit," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 506, no. 3, pp. 250, 2003.
- [Armstrong - 1972] T. W. Armstrong and K. C. Chandler, "HETC Monte-Carlo Nucleon-Meson Transport Code," *Nucl.Sci.Eng.*, vol. 49, no., pp. 110, 1972.
- [Bersillon - 1996] O. Bersillon and et al, "TIERCE: A Code System for Particles and Radiation Transport in Thick Targets", Second International Conference on Accelerator-Driven Transmutation Technologies and Applications, Kalmar, Sweden, 1996.
- [Bertini - 1963] H. W. Bertini, "Monte Carlo calculations on intranuclear cascade," ORNL-3383, 1963.
- [Dietrich - 2003] F. S. Dietrich, J. D. Anderson, R. W. Bauer, S. M. Grimes, R. W. Finlay, W. P. Abfalterer, F. B. Bateman, R. C. Haight, G. L. Morgan, E. Bauge, J. P. Delaroche and P. Romain, "Importance of isovector effects in reproducing neutron total cross section differences in the W isotopes," *Physical Review C - Nuclear Physics*, vol. 67, no. 4, pp. 446061, 2003.
- [Duarte - 2000] H. Duarte, "Cascade Intranucléaire pour la simulation des réactions de spallation," Rapport CEA, 2000.
- [Duarte - 2003] H. Duarte, "Improvement of the intranuclear cascade code of Bruyeres-le-Chatel (BRIC) at low intermediate energy", 10th International Conference on Nuclear Reaction Mechanisms, Varenna, 2003.
- [Duarte - 2004] H. Duarte, Communication privée 2004.
- [Girod - 2002] M. Girod, J. Libert, J. P. Delaroche and P. Romain, "Microscopic structure of superdeformed states in Th, U, Pu and Cm isotopes with Gogny force," *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei*, vol. 15, no. 1 - 2, pp. 209, 2002.
- [Hubert - 2001] G. Hubert, J. M. Palau, K. Castellani-Coulie, M. C. Calvet and S. Fourtine, "Detailed Analysis of Secondary Ions' Effect for the Calculation of Neutron-Induced SER in SRAMs," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 48, no. 6, pp. 1953-1959, 2001.
- [Hubert - 2002] G. Hubert, "Elaboration d'une méthode de prédiction du taux d'aléas logiques induits dans les mémoires SRAM par les neutrons atmosphériques", Montpellier II, 2002.
- [Klug - 2003] J. Klug, J. Blomgren, A. Atac, B. Bergenwall, A. Hildebrand, C. Johansson, P. Mermod, L. Nilsson, S. Pomp, U. Tippawan, K. Elmgren, N. Olsson, O. Jonsson, A. V. Prokofiev, P. U. Renberg, P. Nadel-Turonski, S. Dangtip, P. Phansuke, M. O'sterlund, C. Le Brun, J. F. Lecolley, F. R. Lecolley, M. Louvel, N. Marie-Noury, C. Schweitzer, P. Eudes, F. Haddad, C. Lebrun, A. J. Koning, E. Bauge, J. P. Delaroche, M. Girod, X. Ledoux, P. Romain, D. G. Madland, K. Amos, P. K. Deb, S. Karataglidis, R. Crespo and A. M. Moro, "Elastic neutron scattering at 96 MeV from ^{12}C and ^{208}Pb ," *Physical Review C - Nuclear Physics*, vol. 67, no. 3, pp. 316011, 2003.

[Lepore - 1954] J. V. Lepore and R. N. Stuart, *Physical Review*, vol. 94, no., pp. 1724, 1954.

[LANL - Los Alamos National Laboratory. <http://www.lanl.gov/>

[Nagadi - 2003] M. M. Nagadi, C. R. Howell, W. Tornow, G. J. Weisel, M. A. Al-Ohali, R. T. Braun, H. R. Setze, Z. Chen, R. L. Walter, J. P. Delaroche and P. Romain, "Dispersive optical-model and coupled-channels descriptions of neutron scattering from ^{27}Al and ^{59}Co up to 80 MeV," *Physical Review C - Nuclear Physics*, vol. 68, no. 4, pp. 446101, 2003.

[NEA - Nuclear Energy Agency / Agence pour l'Energie Nucléaire. <http://www.nea.fr>

[Raynal - 1970] J. Raynal, "Optical Model and Coupled-Channel Calculations in Nuclear Physics," International Atomic Energy Agency report IAEA SMR-9/8, 1970.

[Vial PhD. - 1998] C. Vial, "Evaluation de la probabilité des aléas logiques induits par les neutrons atmosphériques dans le silicium des SRAM", Université de Montpellier II - Sciences et Techniques du Languedoc, 1998.

[Weisskopf - 1937] V. Weisskopf, *Physical Review*, vol. 72, no., pp. 1114, 1937.

[Wrobel PhD. - 2003] F. Wrobel, "Élaboration d'une base de données des particules responsables des dysfonctionnements dans les composants Électroniques exposés à des flux de protons ou de neutrons. Application au calcul des taux d'erreurs dans les mémoires SRAM en environnement radiatif naturel." Université de Montpellier II, 2003.

[Wrobel - 2005] F. Wrobel, Communication privée 2005.

[Young - 1977] P. G. Young and E. D. Arthur, "GNASH: A Preequilibrium, Statistical Nuclear Model Code for Calculation of Cross Sections and Emission Spectra," Los Alamos National Laboratory report LA-6947, 1977.

[Young - 1992] P. G. Young, E. D. Arthur and M. Chadwick, "Comprehensive Nuclear Model Calculations: Introduction to the Theory and Use of The GNASH Code", ICTP Workshop on Computation and Analysis of Nuclear Data Relevant to Nuclear Energy and Safety, Trieste, Italy, 1992.

[Young - 1996] P. G. Young, E. D. Arthur and M. Chadwick, "Comprehensive Nuclear Model Calculations: Introduction to the Theory and Use of The GNASH Code", ICTP Workshop on Computation and Analysis of Nuclear Data Relevant to Nuclear Energy and Safety, Trieste, Italy, 1996.

[Ziegler - 2003] J. F. Ziegler and J. P. Biersack, The Stopping and Range of Ions in Matter 2003. www.srim.com

Chapitre III : Effets des radiations sur les SRAM

Sommaire

III.1.	Problématique de l'électronique en milieu radiatif.....	60
III.2.	Description des mémoires étudiées.....	62
III.2.1.	L'architecture des SRAM.....	62
III.2.2.	Les technologies des transistors étudiées.....	66
III.2.2.1.	La technologie Bulk.....	66
III.2.2.2.	La technologie SOI.....	68
III.3.	Effets d'un dépôt de charges dans une SRAM.....	70
III.3.1.	Effets d'un dépôt de charges ponctuel dans un bloc de silicium.....	70
III.3.1.1.	Evolution de la densité des porteurs en fonction du temps pour différentes distances du point source.....	72
III.3.1.2.	Coefficient de diffusion ambipolaire.....	72
III.3.1.3.	Modélisation des déplacements des porteurs.....	73
III.3.2.	Présentation des principaux effets d'un dépôt de charges ponctuel dans un transistor 75	
III.3.2.1.	Présentation de la structure étudiée.....	75
III.3.2.2.	Etude en fonction de la distance.....	76
III.3.2.3.	Etude en fonction de l'angle.....	76
III.3.2.4.	Etude en fonction de la tension d'alimentation.....	77
III.3.2.5.	Conclusion.....	78
III.3.3.	Effet d'un dépôt de charges dans une cellule mémoire de SRAM.....	79
III.3.3.1.	Zone sensible d'une cellule élémentaire.....	80
III.3.3.2.	Le LET seuil.....	81
III.3.3.3.	Volume Sensible et charge critique.....	81
	Conclusion.....	83
	Annexes.....	84
	Equations fondamentales des semiconducteurs.....	84
	Mobilité et coefficient de diffusions des porteurs dans un semiconducteur.....	89
	Références.....	92

Après s'être intéressé aux environnements radiatifs de cette étude et aux interactions particules-matières, nous allons décrire les effets des radiations sur notre composant électronique d'étude : la mémoire SRAM. Dans un premier temps, les différents effets de dysfonctionnement suite aux passages de particules incidentes sont énumérés. Dans un second temps, les SRAM sont présentées et décrites technologiquement. Dans un troisième temps, les phénomènes d'aléas logiques induits par le passage d'une particule dans une mémoire SRAM sont décrits et les principaux paramètres usuels sont donnés.

III.1. Problématique de l'électronique en milieu radiatif

Selon le type de la particule incidente, différents effets à l'origine de dysfonctionnements peuvent se produire dans un composant électronique :

- Les photons (X et γ) et les électrons créent des paires électrons-trous dans les semi-conducteurs et les isolants (effet volumique).
- Les ions lourds créent des paires électrons-trous le long de leurs parcours dans le composant (effet localisé).
- Les particules légères, telles que les protons et les neutrons, génèrent une ionisation directe faible ou même nulle (cas des neutrons), mais peuvent induire le recul des atomes (effet de déplacement) ou créer des particules par interaction. Cette étude est focalisée sur l'effet de ces particules, dites secondaires. Ces particules secondaires créées à l'intérieur du composant sont à leur tour des particules incidentes pouvant induire les mêmes effets que celles provenant de l'extérieur.

Les effets d'une irradiation peuvent être considérés comme cumulatifs, i.e. « effets de doses », ou singuliers, i.e. « événements singuliers ». Les études des effets des radiations sur les composants concernent principalement la dose, le débit de dose, les déplacements et les événements singuliers. Ce travail de recherche est focalisé sur l'étude des événements singuliers.

Historiquement, les événements singuliers ou Single Event Phenomena (SEP) créés par des particules ont été détectés expérimentalement au cours de missions spatiales au milieu des années 70 [Binder - 1975]. L'intégration de l'électronique a entraîné une augmentation de ces effets. Phénomène connu par les équipementiers pour des raisons de fiabilité, les événements singuliers sont pris en compte lors de l'établissement des risques de défaillance. Aujourd'hui, ces problèmes peuvent se produire en environnement spatial, avionique et même au sol.

Nous pouvons distinguer différents types d'événements singuliers suivant les perturbations qu'ils peuvent entraîner :

- SEU (Single Event Upset) : erreur logique d'une cellule mémoire.
- MBU (Multiple Bit Upset) : erreurs logiques de plusieurs cellules mémoires qui sont induites par une seule particule.

- SEL (Single Event Latch-up) : mécanisme de verrouillage déclenché par la mise en conduction d'un thyristor parasite.
- SEGR (Single Event Gate Rupture) : claquage de l'oxyde de grille.
- SEB (Single Event Burnout) : destruction par échauffement excessif.
- SEFI (Single Event Functional Interrupt) : interruption fonctionnelle.
- SET (Single Event Transient) : propagation d'une erreur dans un circuit.
- SHE (Single Hard Error) : erreur irréparable.

Comme pour les cas des réactions nucléaires (Equ. II-6), les événements singuliers peuvent être caractérisés avec une section efficace. Considérant un flux de particules Φ en particules par cm^2 (par exemple des neutrons ou des protons) et un nombre d'observables N (par exemple un nombre de SEU ou de SEL) sur une cible (un composant), la section efficace (σ) de cette cible est le rapport entre ces deux grandeurs :

$$\sigma = \frac{N}{\Phi} \text{ (cm}^2\text{)} \quad (\text{Equ. III-1})$$

Afin de quantifier le taux d'événements singuliers pour une fluence donnée (environnement énergétique caractérisé), le taux d'aléa logique ou SER (Soft Error Rate) est utilisé comme un nombre d'événements singuliers par unité de temps. L'unité du SER est en upset/s ou en FIT/Mbit (un nombre d'erreurs pour un milliard d'heures de fonctionnement pour un Mbit de mémoire). Une mémoire de 10 Go ayant un SER de 500 FIT/Mbit équivaut à ce qu'une erreur soit induite en moyenne tous les jours. Le SER est particulièrement bien adapté pour quantifier le taux de SEU en environnement terrestre [JESD - 2001].

III.2. Description des mémoires étudiées

Les mémoires peuvent se classer en deux catégories selon qu'elles soient volatiles ou non. Les mémoires non volatiles sont appelées ROM (Read Only Memory). Elles servent à stocker des informations qui doivent être lues sans être modifiées lors du fonctionnement normal du composant. Les informations restent stockées même si l'alimentation est coupée. Les mémoires volatiles ou vives sont appelées RAM (Random Access Memory). Contrairement aux ROM, les informations contenues dans les RAM peuvent être modifiées par écriture lors du fonctionnement normal du composant. Cette étude porte sur les RAM.

Il existe deux types de RAM : les mémoires dynamiques (DRAM) et les mémoires statiques (SRAM). La cellule élémentaire d'une SRAM est composée de six transistors ou quatre transistors et deux résistances. La cellule élémentaire d'une DRAM est composée d'un transistor d'accès et d'une capacité. L'avantage de la DRAM est la faible surface de silicium nécessaire à son dessin et donc son coût financier. L'inconvénient de la DRAM provient d'un courant de fuite qui décharge la capacité de stockage. Un processus de rafraîchissement régulier est nécessaire (toutes les $\sim$ ms). De plus, le processus de lecture d'une cellule DRAM fonctionne avec la décharge de la capacité, il est nécessaire de réécrire l'information après la lecture. La SRAM n'a ni besoin de rafraîchissement ni besoin de réécriture après lecture, ainsi son temps d'accès est plus rapide que celui de la DRAM. Le composant d'étude de ce travail de recherche est la SRAM.

III.2.1. L'architecture des SRAM

Une SRAM est constituée de cellules élémentaires, d'amplificateurs de charge et de décodeurs d'adresse (Figure III - 1). Chaque cellule élémentaire contient l'information d'un bit. Les SRAM sont organisées comme un tableau où les décodeurs d'adresses servent à adresser une cellule élémentaire cible pendant les opérations d'écriture et de lecture. Les amplificateurs de charge servent à maintenir les potentiels lors des opérations. Chaque cellule élémentaire est constituée de deux inverseurs tête-bêche et de deux transistors d'accès. L'information logique est contenue dans l'équilibre des deux inverseurs tête-bêche.

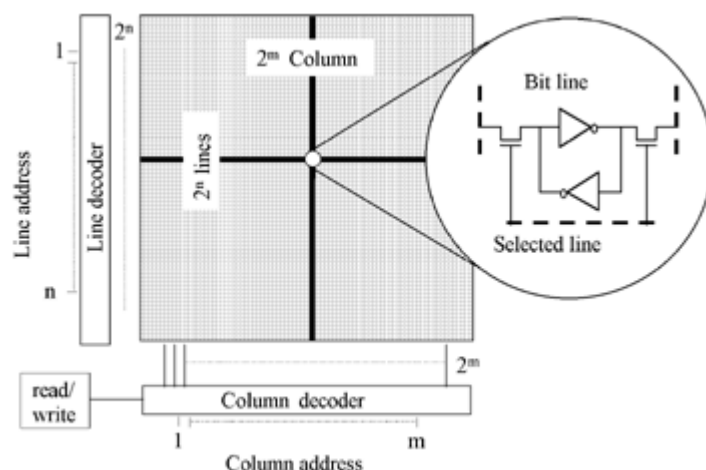


Figure III - 1 : Architecture d'une SRAM

En technologie CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductor), les inverseurs sont formés d'un transistor PMOS (P-channel Metal Oxide Semiconductor) et d'un transistor NMOS (N-channel Metal Oxide Semiconductor) (Figure III - 2). En technologie NMOS, les inverseurs sont formés d'un transistor NMOS et d'une résistance (Figure III - 3).

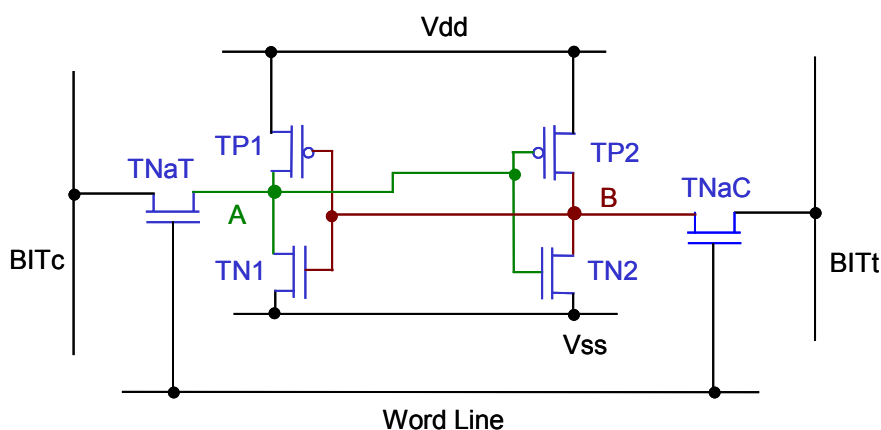


Figure III - 2 : Structure d'une cellule élémentaire d'une SRAM en technologie CMOS

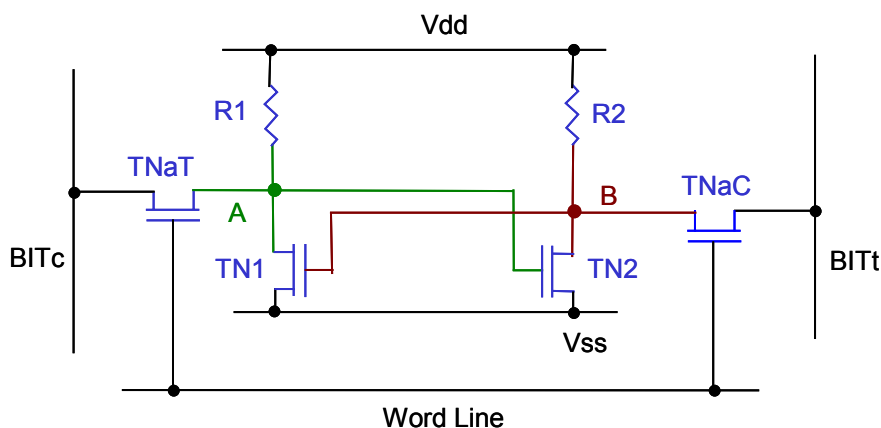


Figure III - 3 : Structure d'une cellule élémentaire d'une SRAM en technologie NMOS

La cellule élémentaire peut avoir deux états (bit à 0 ou 1):

- Un état où les potentiels A et B sont respectivement à V_{SS} et V_{DD} . Les transistors TN1 et TP2 sont passants tandis que les transistors TN2 et TP1 sont bloqués.
- Un état où les potentiels A et B sont respectivement à V_{DD} et V_{SS} . Les transistors TN1 et TP2 sont bloqués tandis que les transistors TN2 et TP1 sont passants.

En dehors des opérations de lecture et d'écriture, les transistors TNaT et TNaC sont bloqués.

Pendant les opérations de lecture et d'écriture, suite à l'action des décodeurs d'adresse, le potentiel de la Word Line est élevé et fait conduire les transistors d'accès TNaT et TNaC. Ainsi les potentiels de BITt et de B d'une part et les potentiels de BITc et de A d'autre part sont égaux. L'opération d'écriture correspond à forcer les potentiels de A et de B. L'opération de lecture consiste dans une détection des potentiels de A et de B. Lorsqu'une cellule mémoire change d'état, le courant consommé augmente à cause de la mise en conduction des transistors N et P.

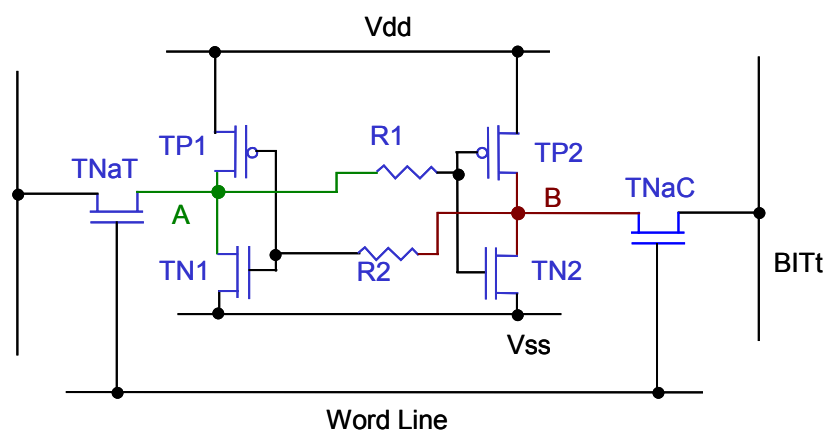


Figure III - 4 : Structure d'une cellule élémentaire d'une SRAM en technologie CMOS avec résistances de durcissement

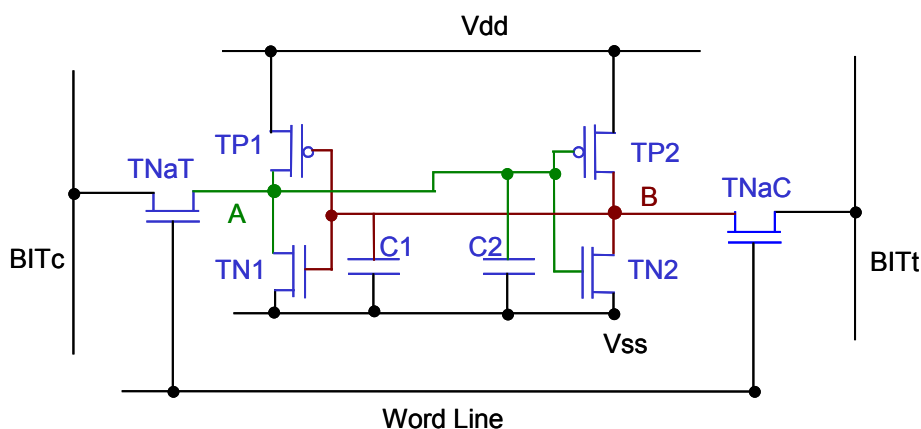


Figure III - 5 : Structure d'une cellule élémentaire d'une SRAM en technologie CMOS avec capacités de durcissement

La sensibilité aux SEU de la mémoire réside dans la force de l'équilibre des deux inverseurs tête-bêche. Ainsi, les SRAM en technologie CMOS sont moins sensibles qu'en technologie NMOS. La tenue aux aléas logiques induits par radiation peut être augmentée en renforçant l'équilibre de la cellule par ajout de résistances (Figure III - 4) [Andrews - 1982, Hite - 1992, Rockett - 1988, Rockett - 1992], de capacités [Ootsuka - 1998, Roche - 2004, Soon-Moon - 2003] (Figure III - 5) ou en ajustant l'architecture des transistors.

III.2.2. Les technologies des transistors étudiées

Les cellules SRAM peuvent être dessinées avec des transistors de type bipolaire ou MOS (Metal Oxide Semiconductor). La taille des MOS est plus petite que celle des bipolaires (problèmes de dissipation de puissance). La taille d'un transistor étant intimement liée à son coût de fabrication, les contraintes économiques ont rendu la technologie MOS la technologie la plus répandue. Nous avons privilégié l'étude de la technologie MOS.

Les transistors MOS peuvent être réalisés suivant différentes architectures selon le type de substrat : le bulk (la « nominale »), le SOI (Silicon On Insulator), les SON (Silicon On Nothing), etc... ou de dessin planar, les multi-grilles, FinFET, etc... Actuellement, les SRAM sont produites uniquement avec les technologies bulk et SOI [ITRS - 2003]. Ainsi pour cette étude, nous nous sommes focalisés sur ces deux technologies. La technologie SOI est particulièrement intéressante pour sa faible sensibilité aux SEU [Baggio - 2004, Gasiot - 2002, Musseau - 2001, Schwank - 2003].

III.2.2.1. La technologie Bulk

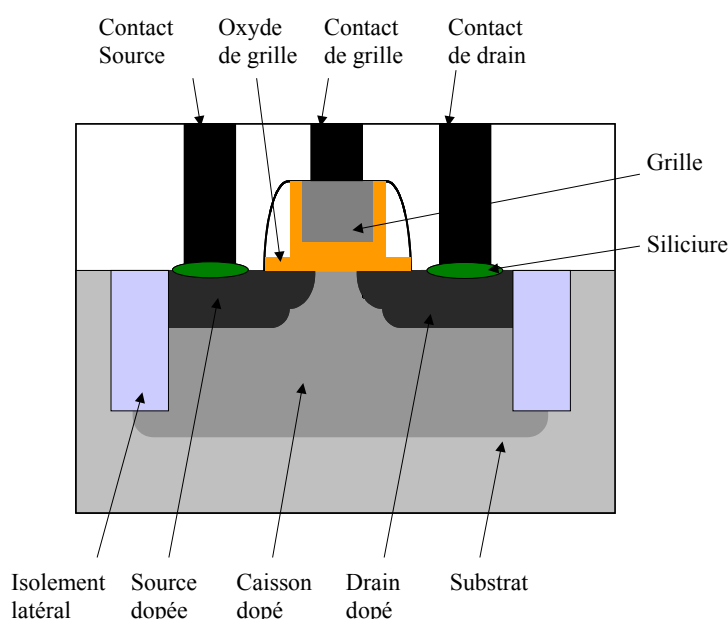


Figure III - 6 : Transistor en technologie Bulk

Les transistors bulk sont construits sur un substrat semi-conducteur en silicium dopé (Figure III - 6). Les transistors fonctionnent sur le principe de contrôle du passage d'un courant entre deux zones dopées appelées source et drain. Le passage du courant est modulé par l'application d'une tension sur une électrode appelée grille. L'application d'une tension sur la grille fait varier la concentration et le type de charges sous la grille qui permet ou non la

circulation d'un courant entre la source et le drain (état passant ou bloqué). De nombreux ouvrages de référence détaillent le fonctionnement de ces transistors [Mathieu - 1987, Sze - 1981].

Chaque transistor est isolé de ses voisins par un isolement latéral. Les transistors sont connectés entre eux et aux alimentations par connexions métalliques (Figure III - 7). Suivant la complexité des connections à réaliser, le nombre de couches métalliques varie. Les connexions métalliques sont isolées les unes des autres par des couches de passivation.

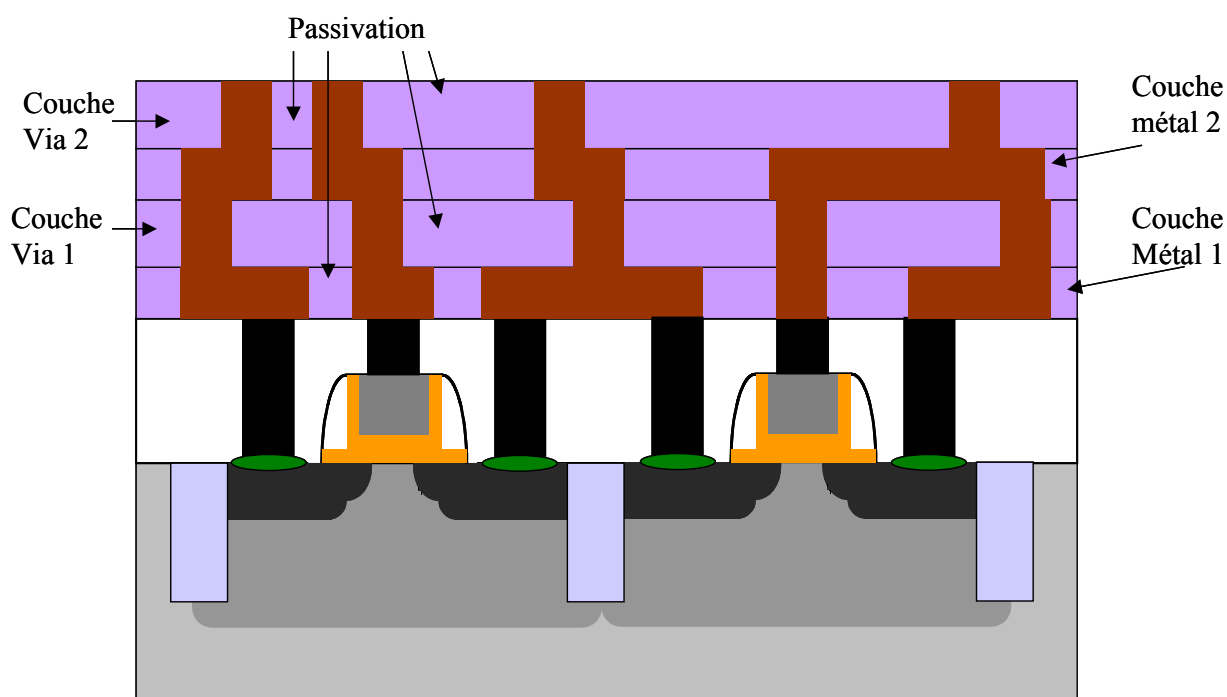


Figure III - 7 : Figure d'artiste représentative des couches de métallisation et d'interconnexion dans une SRAM. Les échelles ne sont pas respectées.

III.2.2.2. La technologie SOI

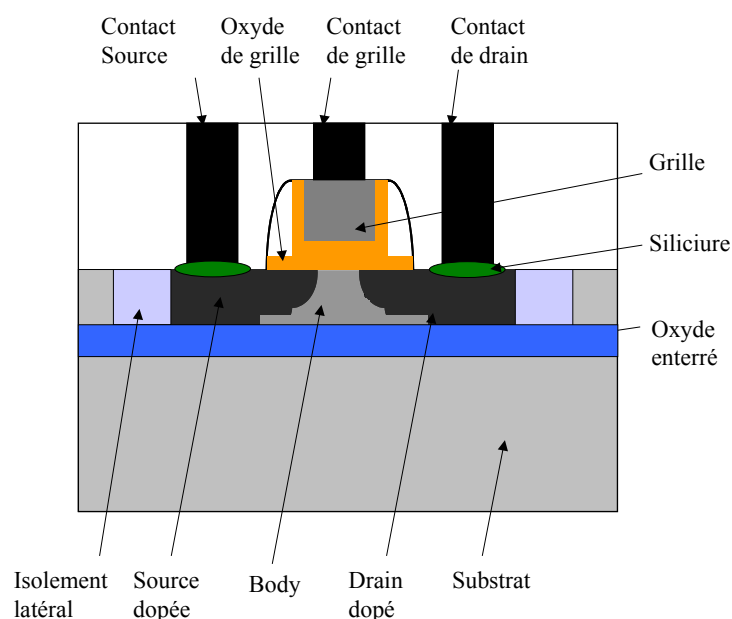


Figure III - 8 : Transistor en technologie SOI

La principale particularité du SOI, par rapport au bulk, est la présence d'un oxyde enterré (Figure III - 8) [Colinge - 2001, Cristoloveanu - 1997, Cristoloveanu - 1995, Flatresse - 1999, Kuang - 1997, Kuo - 1998, Pelloie - 1997]. Cet oxyde confine les lignes de champ et réduit la zone active du transistor (substrat interne ou body). Cette isolation a pour conséquence un gain en terme de rapidité de commutation provenant d'une diminution de la tension de seuil et des capacités parasites. La meilleure isolation de la zone active permet une meilleure isolation entre les transistors et donc une plus grande intégration. Les phénomènes de verrouillage (latchup) sont impossibles en technologie SOI [Musseau - 2001].

Cependant, le SOI présente quelques désavantages. L'augmentation de la tension du substrat interne induit une élévation du courant de drain (Effet Kink [Bernstein - 2000, Kuo - 1998]). La structure bipolaire parasite (Figure III - 9) peut perturber le fonctionnement car le potentiel de base est flottant. La dissipation thermique est moins efficace à cause de la couche d'oxyde enterrée qui est un mauvais conducteur thermique. Cependant, grâce à l'évolution des techniques de conception et de fabrication, ces désavantages sont mieux contrôlés.

Historiquement, développée pour des applications militaires et spatiales à cause de sa résistance intrinsèque aux radiations [Conley - 2001, Musseau - 1994], le SOI est désormais considéré comme une alternative possible au bulk pour la production de l'électronique grand public [Autran - 2003, Ernst - 1999, ITRS - 2005].

La technologie SOI est composée de trois principaux types de structures définies par l'épaisseur du film :

- Partiellement déserté (Partially depleted : PD). Le film de silicium a une épaisseur de 1000 à 2000 Å.
- Complètement déserté (Fully depleted : FD). Le film est très fin < 800 Å.
- “comme un transistor bulk”. Cette structure est identique à une structure bulk. L'isolation électrique entre les puits complémentaires est faite avec un oxyde enterré et des tranches latérales.

De part sa structure, le transistor MOS SOI est parasité par un transistor bipolaire où la source et le body sont l'émetteur et la base. Ce bipolaire parasite a pour effet d'amplifier les charges déposées par le passage d'une particule. Ce problème peut être limité en ajoutant dans la structure du transistor une prise qui contrôle le potentiel du substrat interne et limite l'effet amplificateur du bipolaire parasite (Figure III - 9) [Ferlet - 2002].

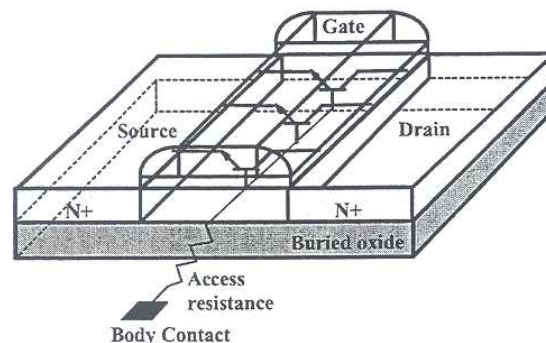


Figure III - 9 : Prises et transistor parasites en technologie SOI

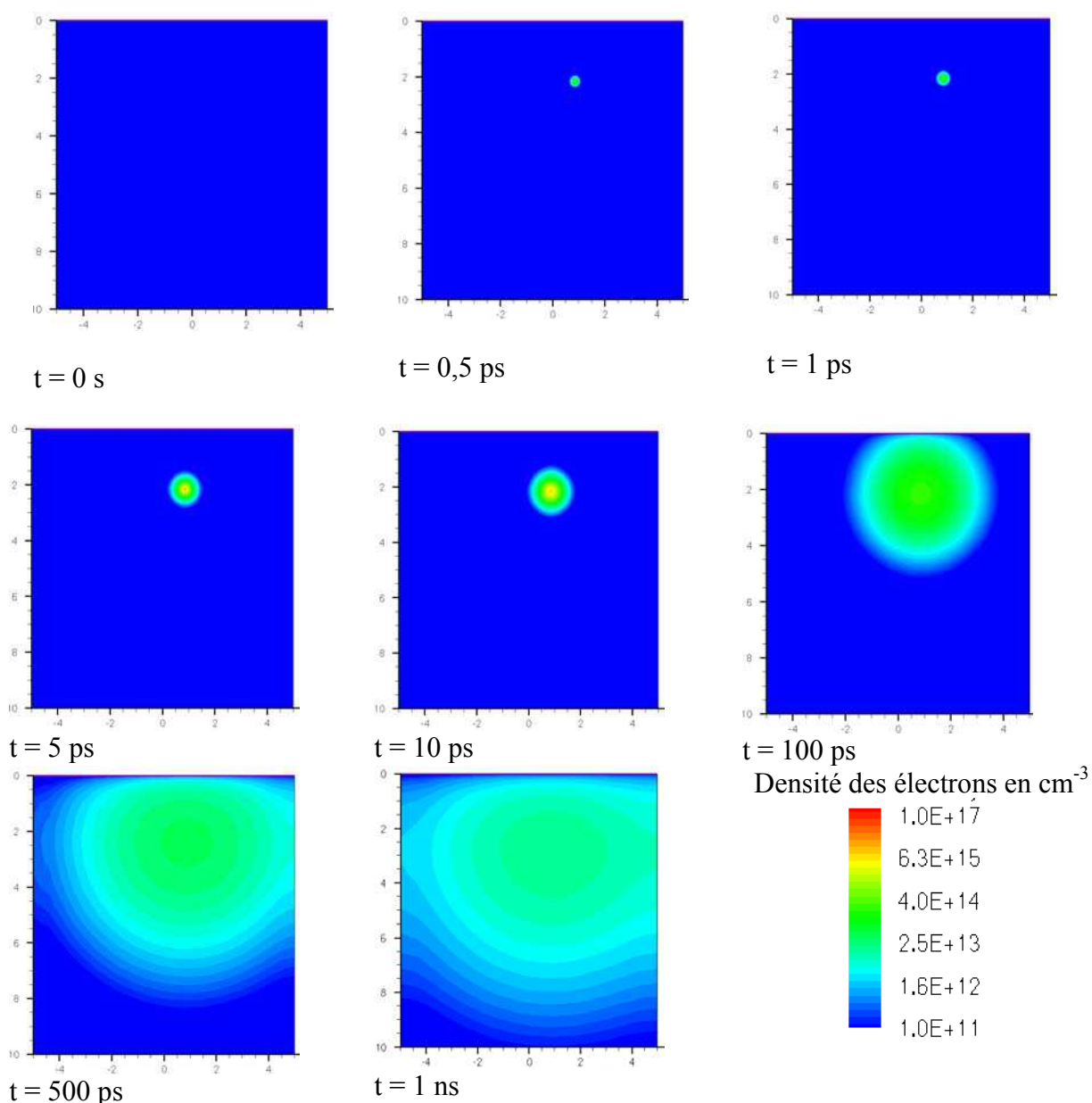
III.3. Effets d'un dépôt de charges dans une SRAM

Afin d'appréhender les phénomènes physiques liés au dépôt de charges d'une particule ionisante dans une SRAM, nous allons commencer l'étude de la structure de base de la plupart des semiconducteurs : le barreau de silicium dopé. Puis nous étudierons l'effet d'un dépôt de charges dans un transistor. Enfin, nous décrirons l'effet du passage d'un ion dans une cellule SRAM qui peut avoir comme conséquence un aléa logique (SEU).

III.3.1. Effets d'un dépôt de charges ponctuel dans un bloc de silicium

Avant d'étudier des dispositifs complexes tels qu'un transistor, il est bon de décrire les phénomènes dans une structure de base. Les principales notions et équations des semi-conducteurs sont rappelées en annexe. Ce paragraphe a pour objectif de décrire les tendances des évolutions temporelles des porteurs en fonction du niveau de dopage (uniforme), du niveau d'injection et de la distance du point source, le but étant de valider un modèle analytique de déplacement des porteurs basé uniquement sur la diffusion et la durée de vie des porteurs. Ensuite, ce modèle simple et calculable rapidement sera utilisé pour la suite du travail (voir chapitre IV).

Ce paragraphe est illustré avec des simulations composant. Le simulateur utilisé est GENESIS_{Se} v10.0 de Synopsys [Synopsys - 2005]. Le dispositif simulé est une structure de silicium dopée uniformément P avec du Bore. Les contacts électriques sont sur deux faces opposées et sont au potentiel nul, ainsi il n'y a pas de champ électrique appliqué. Le niveau de dopage étudié est celui d'un transistor « standard » de nœud technologique 180 nm : $3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. La simulation est faite en deux dimensions (2D). Le dépôt des charges est fait en un seul point afin d'avoir un dépôt ponctuel (voir annexe).



III.3.1.1. Evolution de la densité des porteurs en fonction du temps pour différentes distances du point source

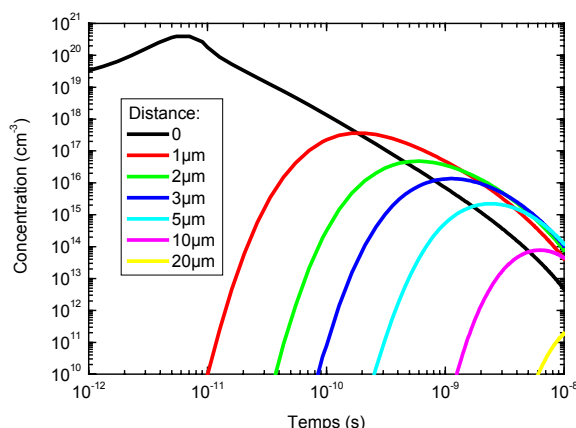


Figure III - 11 : Evolution temporelle de la concentration des électrons pour différentes distances pour un substrat dopé P de $3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et un dépôt de charges ponctuel

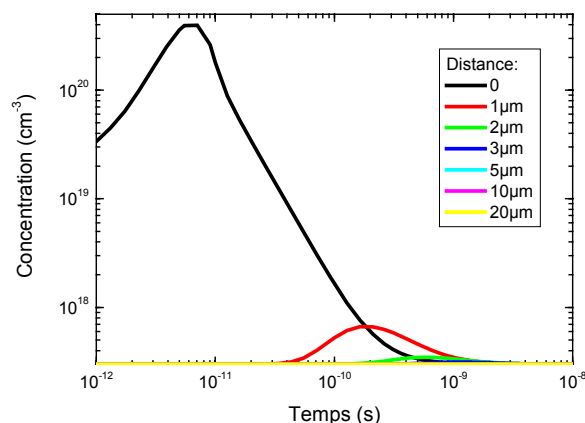


Figure III - 12 : Evolution temporelle de la concentration des trous pour différentes distances pour un substrat dopé P de $3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et un dépôt de charges ponctuel

La Figure III - 11 et la Figure III - 12 présentent les évolutions temporelles de la concentration des trous et des électrons pour différentes distances du point diffusant pour un substrat dopé P à $3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et un dépôt de charges ponctuel. La concentration des électrons croît jusqu'à un maximum avant de diminuer. L'augmentation de la distance entraîne un décalage temporel de la position du maximum et une décroissance de l'amplitude maximale. La remarque est identique pour les trous pour les valeurs de concentration supérieures au dopage. Dans ce cas de simulation, le dépôt de charges au-delà de $2 \mu\text{m}$ n'a aucun effet sur la concentration des trous.

III.3.1.2. Coefficient de diffusion ambipolaire

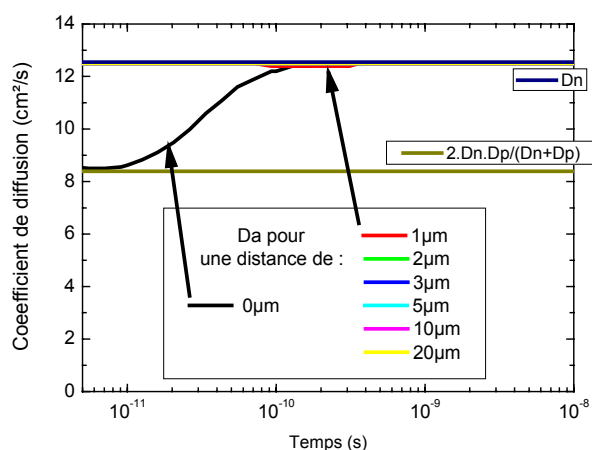


Figure III - 13 : Evolution temporelle du coefficient de diffusion ambipolaire pour un dopage P de $3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ pour un dépôt de charges ponctuel de 10^{20} cm^{-3} et différentes distances.

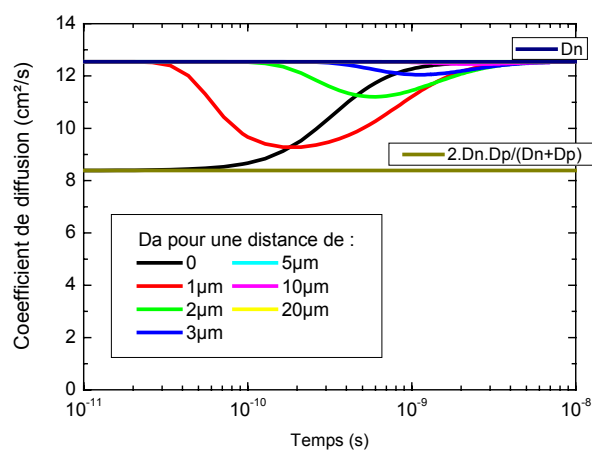


Figure III - 14 : Evolution temporelle du coefficient de diffusion ambipolaire pour un dopage P de $3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ pour un dépôt de charges ponctuel de 10^{22} cm^{-3} et différentes distances.

Connaissant les mobilités des porteurs en appliquant la relation d'Einstein et la formule du coefficient de diffusion ambipolaire (voir annexe Equ. IV-32), celui-ci peut être déterminé en tous points de la structure et pour tous les temps. La Figure III - 13 et la Figure III - 14 présentent les évolutions temporelles des coefficients de diffusion ambipolaire pour différentes distances du point diffusant, pour un substrat dopé P et pour un dépôt de charges ponctuel de 10^{20} cm^{-3} (hypothèse de faible injection) dans un cas et 10^{22} cm^{-3} (hypothèse de forte injection) dans l'autre. Les coefficients de diffusion ambipolaire peuvent varier avec le temps et la position. Les valeurs sont comprises entre le coefficient de diffusion des minoritaires et $2.D_n.D_p/(D_n+D_p)$ (voir annexe). Dans le cas particulier où la densité des porteurs augmente de façon significative (distance proche du point de dépôt de charges, temps courts, forts dépôts de charges, etc.), le coefficient de diffusion ambipolaire se rapproche de $2.D_n.D_p/(D_n+D_p)$ mais globalement il est proche du coefficient de diffusion des minoritaires. La comparaison entre les deux cas de simulations montre que plus le taux d'injection est élevé, plus le coefficient de diffusion ambipolaire met du temps à s'établir à celui des minoritaires.

III.3.1.3. Modélisation des déplacements des porteurs

En négligeant le champ électrique interne (hypothèse du modèle), les formules d'équation de continuité sans champ électrique extérieur appliqué (voir annexe) se simplifient en :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \cdot \Delta n + \frac{n - n_0}{\tau_n} + g \quad (\text{Equ. III-2})$$

où : n est la concentration en électrons (cm^{-3})

D est le coefficient de diffusion ($\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$)

n_0 est la concentration en électrons à $t = 0$ (cm^{-3})

τ_n est la durée de vie des électrons (s)

g est la fonction de génération ($\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$)

Le dépôt de charges peut être simplifié par un dirac temporel et spatial :

$$g = Q_0 \cdot \delta(t) \cdot \delta(d) \quad (\text{Equ. III-3})$$

où d est la distance entre le point diffusant (I) et le point P

Ce système a pour solution en deux dimensions :

$$n(d,t) = N_{2D} \frac{\exp\left(-\frac{d^2}{4.D.t} - \frac{t}{\tau_n}\right)}{4.\pi.D.t} \quad (\text{Equ. III-4})$$

où N_{2D} est un nombre de porteurs par unité de longueur (cm^{-1})

Et en trois dimensions :

$$n(d,t) = N_{3D} \frac{\exp\left(-\frac{d^2}{4.D.t} - \frac{t}{\tau_n}\right)}{(4.\pi.D.t)^{\frac{3}{2}}} \quad (\text{Equ. III-5})$$

où N_{3D} est un nombre de porteurs.

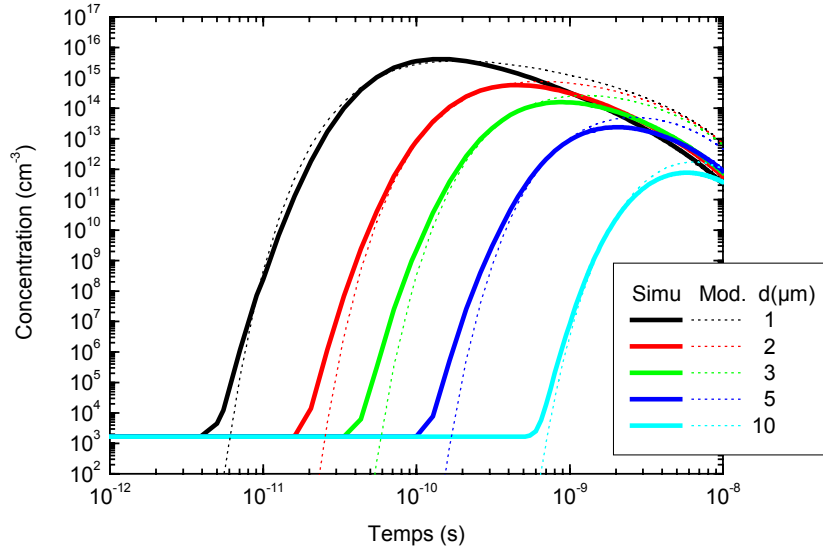


Figure III - 15 : Evolution temporelle de la concentration des électrons pour un dopage de $3 \times 10^{17} \text{ at.cm}^{-3}$ Comparaison simulation composant et modèle de l'équation IV-4 ($D_n = 12,5 \text{ cm}^2/\text{s}$, $\tau = 3 \text{ ns}$ et $N_{2D} = 3,3 \times 10^8 \text{ cm}^{-1}$)

En déterminant, le coefficient de diffusion et la durée de vie des porteurs à partir du dopage et des lois décrites en annexe, un modèle uniquement basé sur les phénomènes physiques de diffusion et durée de vie des porteurs est en bon accord avec la simulation composant. Ainsi, ce modèle simple et calculable rapidement sera implémenté dans le code. La Figure III - 15 illustre la bonne corrélation entre la simulation composant et le modèle.

III.3.2. Présentation des principaux effets d'un dépôt de charges ponctuel dans un transistor

Après avoir étudié l'évolution des porteurs déposés par une charge ponctuelle dans un bloc de silicium dopé, nous allons étudier ce même effet dans un transistor NMOS Bulk bloqué. La même démarche que précédemment (étude en fonction de différentes configurations de dépôt) est utilisée.

III.3.2.1. Présentation de la structure étudiée

La structure étudiée est un transistor NMOS en technologie Bulk. La longueur de grille est de $0,18\ \mu\text{m}$. Le substrat est dopé P à $3 \times 10^{17}\ \text{at./cm}^3$. La source et le drain sont dopés N à $4 \times 10^{20}\ \text{at./cm}^3$ (Figure III - 16).

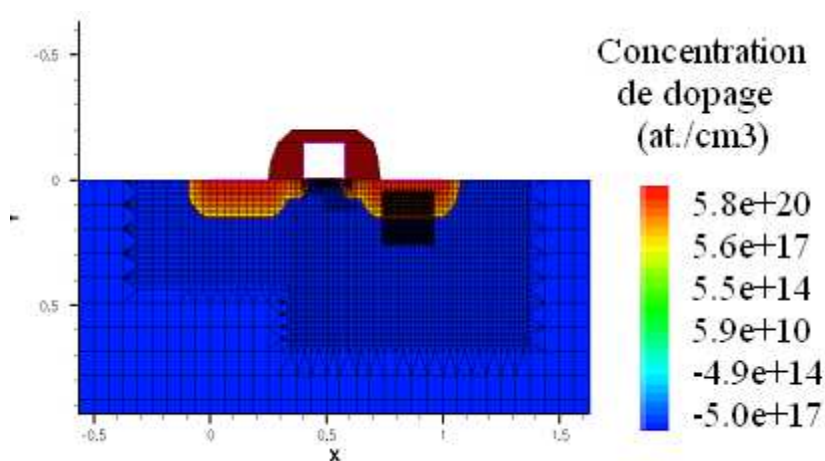


Figure III - 16 : Présentation de la structure simulée : NMOS de technologie $0,18\ \mu\text{m}$. Le simulateur composant utilisé est dessis de ISE de la société Synopnys. Le quadrillage représente la structure de maillage.

La tension d'alimentation nominale est de 2 V. La collecte du transistor est étudiée lorsqu'il est bloqué ainsi : $V_{\text{source}} = V_{\text{grille}} = V_{\text{substrate}} = 0\ \text{V}$ et $V_{\text{drain}} = V_{\text{DD}} = 2\ \text{V}$

Pour cette étude, par convention, la localisation du dépôt de charges ponctuel est décrite en coordonnées polaires à partir du milieu du drain (Figure III - 17).

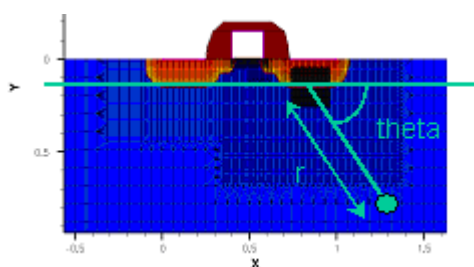


Figure III - 17 : Convention de notation de la structure simulée

III.3.2.2. Etude en fonction de la distance

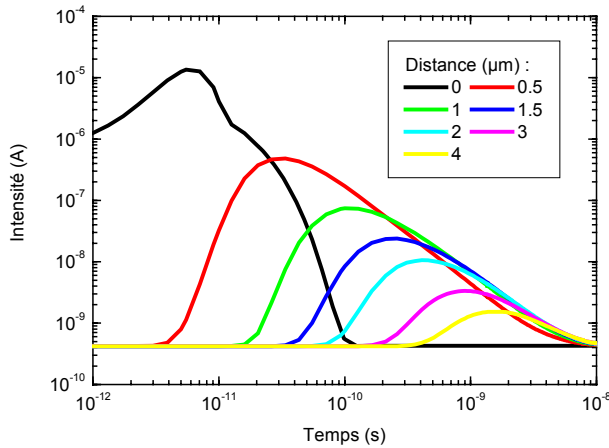


Figure III - 18 : Courant de drain lors d'un dépôt de charges en fonction du temps pour différentes distances (r) charge ponctuelle-drain ($\theta = \pi/2$) et une charge déposée de 0.1 fC

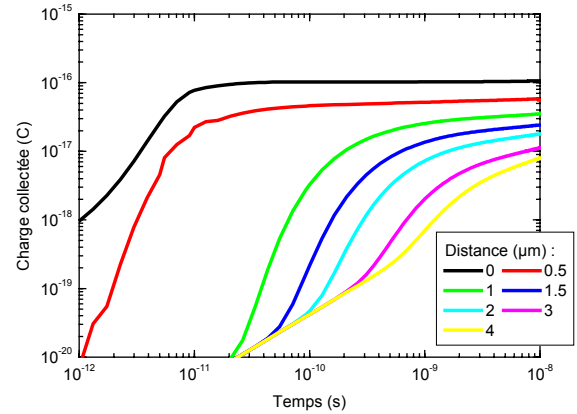


Figure III - 19 : Charge collectée par le drain lors d'un dépôt de charges en fonction du temps pour différentes distances (r) charge ponctuelle-drain ($\theta = \pi/2$) et une charge déposée de 0.1 fC

La Figure III - 18 et la Figure III - 19 présentent les évolutions temporelles du courant de drain et de la charge collectée associée pour différentes distances point diffusant-drain (r varie et $\theta = \pi/2$). Les formes du courant observées sont très proches de celle de l'évolution des concentrations des porteurs dans un barreau de silicium dopé (voir figure III-11). Pour les distances supérieures à 1 μm , l'évolution de la charge collectée totale ($t = 10$ ns) en fonction de la distance est monotone. La charge collectée est liée à l'angle solide entre la zone de charge d'espace et le point diffusant.

III.3.2.3. Etude en fonction de l'angle

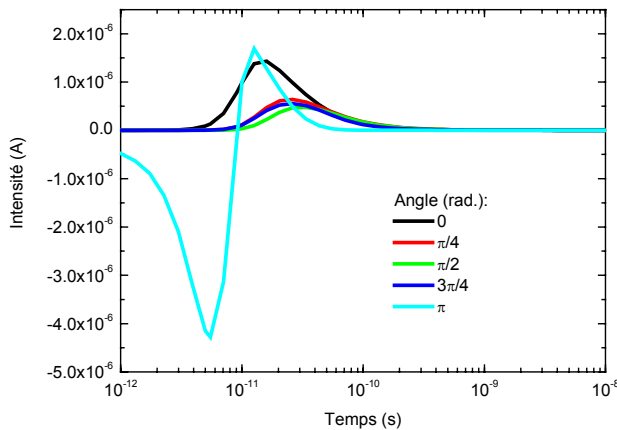


Figure III - 20 : Courant de drain lors d'un dépôt de charges en fonction du temps pour différentes localisations autour du drain (i.e. différents θ) $r = 0,5 \mu\text{m}$.

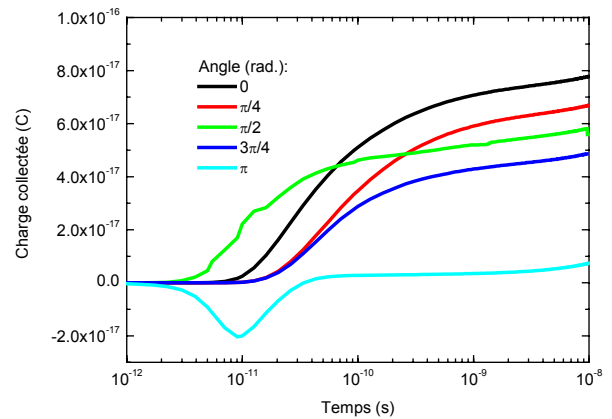


Figure III - 21 : Charge collectée par le drain lors d'un dépôt de charges en fonction du temps pour différentes localisations autour du drain (i.e. différents θ) $r = 0,5 \mu\text{m}$.

La Figure III - 20 et la Figure III - 21 présentent les évolutions temporelles du courant de drain et de la charge collectée associée autour du drain pour une distance point diffusant-drain de 0,5 μm ($r = 0,5 \mu\text{m}$ et θ varie). Les formes du courant observées ne sont pas symétriques

autour de l'axe $\theta = \pi/2$. Ceci est lié à la zone de collecte qui ne se limite pas uniquement au drain mais également à la zone de charge d'espace. Ainsi si l'on tient compte de cette zone de charge d'espace, nous voyons que le point diffusant $r = 0,5 \mu\text{m}$ et $\theta = 0$ est le cas le plus favorable pour la collection des porteurs (angle solide et distance). Le cas $r = 0,5 \mu\text{m}$ et $\theta = \pi$ est un cas particulier où le dépôt de charges se trouve dans la zone active du transistor. Ainsi les trous et les électrons sont collectés d'une part par la source et d'autre part, par le drain créant ainsi un courant bipolaire. Cet effet a été mis en évidence expérimentalement avec un micro-faisceau d'ions [Ferlet - 2004] et simulation [Dodd - 2004].

III.3.2.4. Etude en fonction de la tension d'alimentation

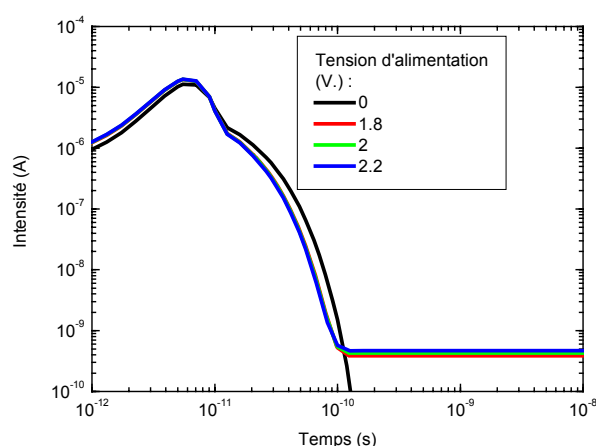


Figure III - 22 : Courant de drain lors d'un dépôt de charges dans sa zone de charge d'espace pour différentes tensions d'alimentation.

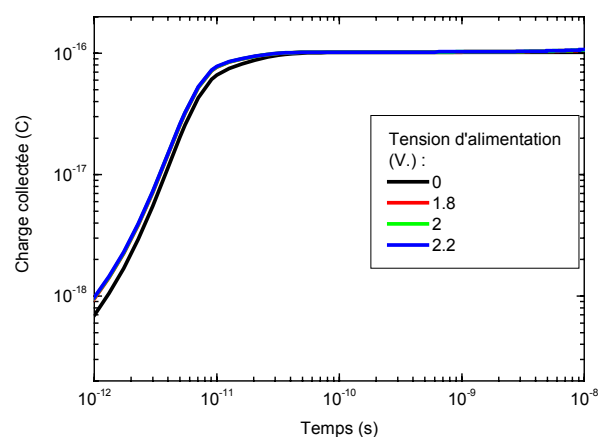


Figure III - 23 : Charge collectée par le drain lors d'un dépôt de charges dans sa zone de charge d'espace pour différentes tensions d'alimentation.

La Figure III - 22 et la Figure III - 23 présentent les évolutions temporelles du courant de drain et la charge collectée associée pour un dépôt de charges dans la zone de charge d'espace pour différentes tensions d'alimentation. La variation de la tension d'alimentation n'a quasiment pas d'influence sur la collection. Même sans alimentation, la collection est totale.

III.3.2.5. Conclusion

L'évolution des porteurs suite à un dépôt de charges dans un transistor est plus complexe que dans un barreau de silicium. Les champs électriques liés aux gradients de dopages et aux potentiels appliqués au transistor perturbent la diffusion simple des porteurs. Si le dépôt de charges s'effectue en incidence normale par rapport au drain du transistor, nous retrouvons une évolution des porteurs de type diffusion. Un dépôt dans la zone active du transistor NMOS bulk bloqué induit un courant de drain tout d'abord négatif puis positif (effet bipolaire) [Dodd - 2004, Ferlet - 2004]. Un dépôt dans la zone de charge d'espace de drain provoque une collecte totale des porteurs.

Considérant le dépôt de charge lié au passage d'un ion comme un ensemble de charges ponctuelles, nous pouvons dans un premier temps assimiler le courant parasite de l'ion comme la somme de tous les courants provenant de chacune des charges ponctuelles. Deux cas typiques de traces se distinguent :

- l'ion ne traverse pas de zone de charge d'espace : les porteurs se déplacent par diffusion (Figure III - 24).

- l'ion traverse une zone de charge d'espace (ZCE) : une partie des porteurs se déplace sous effet du champ électrique (funneling) de la ZCE et le reste diffuse (Figure III - 25) [Massengill - 1993].

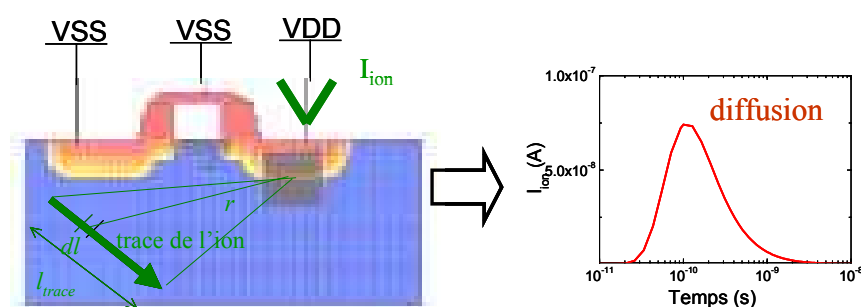


Figure III - 24 : Effet du passage d'un ion sans passer par la zone de charge d'espace dans un transistor NMOS bloqué.

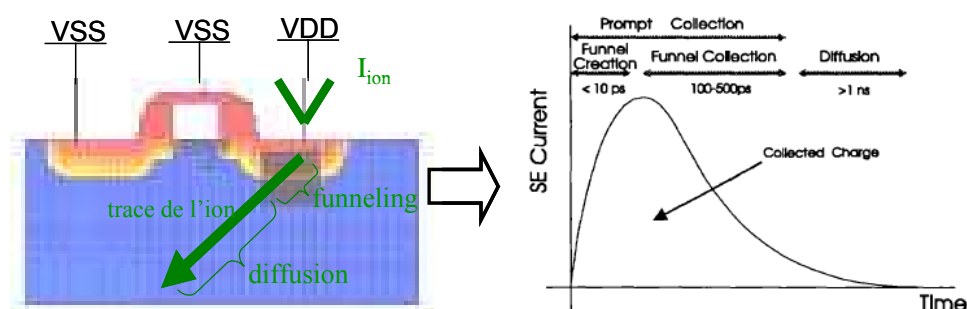


Figure III - 25 : Effet du passage d'un ion en passant par la zone de charge d'espace dans un transistor NMOS bloqué [Massengill - 1993].

III.3.3. Effet d'un dépôt de charges dans une cellule mémoire de SRAM

Un dépôt de charges lié au passage d'un ion dans une cellule SRAM a pour effet, au niveau du circuit, l'injection d'un courant (Figure III-26). Ce courant parasite (voir partie III.3.2) peut perturber l'équilibre de la bascule.

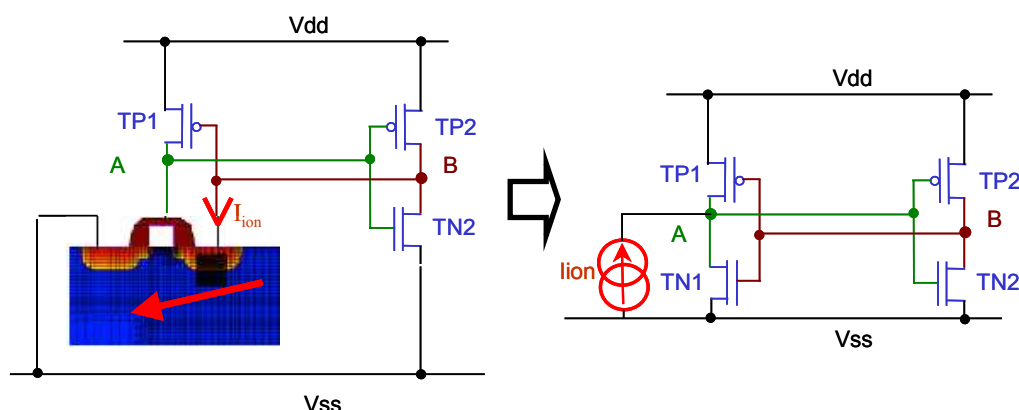


Figure III - 26 : Modélisation du dépôt de charges lié au passage d'un ion dans la simulation circuit d'une cellule mémoire de SRAM 6T. Les transistors d'accès ne sont pas représentés car ils n'interviennent que peu lors du phénomène de SEU.

Si le dépôt de charges (Figure III - 26) induit un courant parasite suffisamment élevé, la cellule élémentaire bascule. Un événement singulier ou Single Event Upset (SEU) correspond au basculement causé par le passage d'un ion. Les transistors bloqués deviennent passants et vice-versa, les nœuds (A et B) changent de potentiel ($V_{dd} \rightarrow V_{ss}$ et $V_{ss} \rightarrow V_{dd}$) (Figure III - 27).

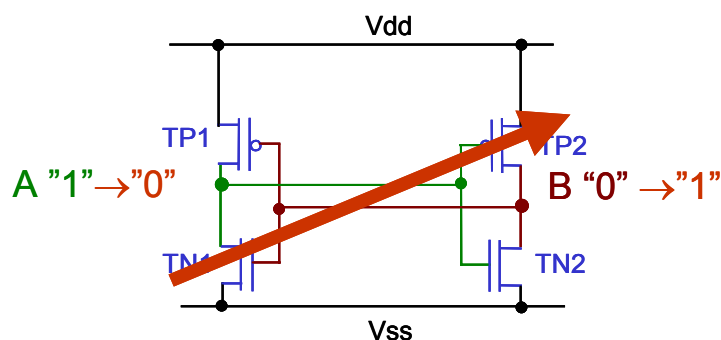


Figure III - 27 : Principe du basculement de la cellule suite au passage d'un ion (flèche)

Cet effet peut être reproduit en simulation composant en décrivant toute une cellule élémentaire ou d'un point de vue circuit avec un simulateur de type spice. La Figure III - 28 illustre le basculement d'une cellule élémentaire en simulation composant. Dans le cas où le $LET = 0,05 \text{ pC}/\mu\text{m}$, l'ion n'est pas suffisamment énergétique pour que le basculement se produise : les potentiels des nœuds A et B varient entre 4 et 300 ps sans passer le seuil de

basculement. Dans le cas où le $LET = 0,06 \text{ pC}/\mu\text{m}$, l'ion possède un LET est suffisamment élevé pour que le basculement se produise : les potentiels des noeuds A et B varient entre 4 et 300 ps pour prendre des valeurs complémentaires.

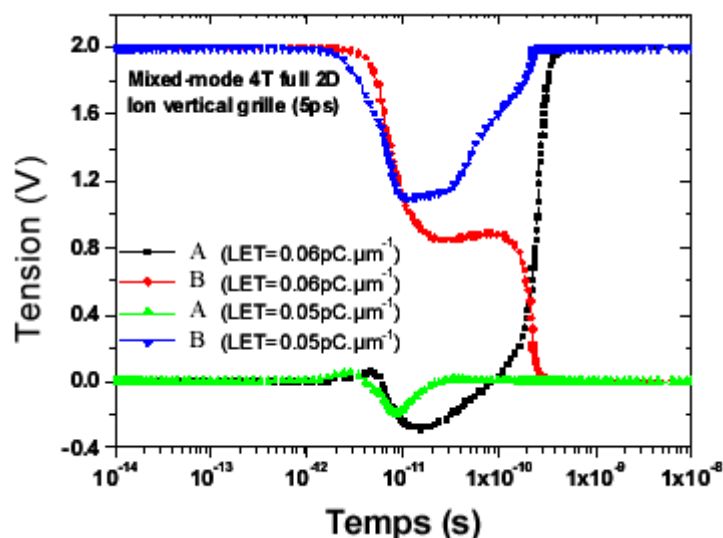


Figure III - 28 : Basculement d'une cellule élémentaire induit par le passage d'un ion [Gasiot PhD. - 2004].

En simulation circuit, le dépôt de charges de l'ion est modélisé par un pic de courant. Les sensibilités de différentes technologies sont explorées dans le chapitre IV.

Nous présentons dans cette partie, dans un premier temps la notion de zone sensible d'une cellule élémentaire, puis des notions de basculement : LET seuil, volume sensible et charge critique.

III.3.3.1. Zone sensible d'une cellule élémentaire

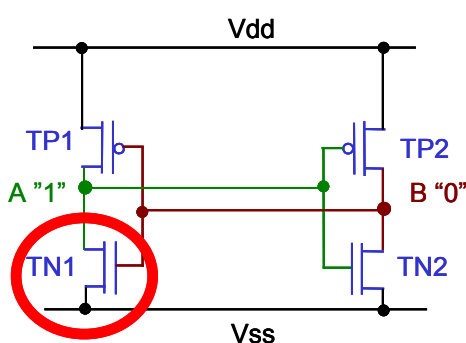


Figure III - 29 : Transistor le plus sensible dans une cellule SRAM

Lors du passage d'un ion, des charges sont déposées. Le dépôt de charges dans la zone active d'un transistor conducteur rend le transistor un peu plus conducteur. Le dépôt de charges dans la zone active d'un transistor bloqué peut créer un canal et rendre le transistor passant. Ainsi dans une cellule élémentaire de SRAM, les transistors les plus sensibles sont les transistors bloqués. De par le dessin de sa structure et celui de la cellule, le NMOS bloqué

est nettement plus sensible que le PMOS bloqué [Castellani - 2003, Dodd - 2002, Roche - 1999]. Ainsi dans de nombreuses modélisations, seul le NMOS est considéré comme transistor sensible (Figure III - 29). Avec l'intégration, la sensibilité du PMOS semble augmenter et former une deuxième zone sensible [Castellani - 2003].

III.3.3.2. Le LET seuil

Le LET seuil (threshold LET) est la valeur minimale de LET que doit avoir une particule pour induire un événement singulier. Les particules ayant un LET supérieur au LET seuil et traversant la zone sensible (voir paragraphe III.3.3.3) induisent un SEU. La détermination du LET seuil peut être faite expérimentalement (sur des accélérateurs) ou par simulation composant ([Hirose - 2004, Roche - 1999]). Par convention, le flux de particules incidentes est pris en incidence normale par rapport au composant (ce cas privilégie les phénomènes de SEU). La Figure III - 30 illustre la forme de la courbe de section efficace en fonction du LET des particules incidentes. Nous remarquons une croissance très rapide vers une asymptote (σ_{sat}). Le fit de Weibull est communément utilisé pour décrire une courbe de section efficace. Lors de la caractérisation expérimentale, le LET seuil n'est pas facile à déterminer car l'incertitude de la section efficace augmente pour les valeurs de LET proche du seuil. La chute de la section efficace réduit le nombre d'événements SEU et augmente l'incertitude de mesure. Ainsi par convention, le LET seuil est la valeur de LET correspondant au fit de Weibull pour deux [ESCC - 2002] ou trois [JESD - 1996] décades en dessous de la valeur de saturation de la section efficace [Petersen - 1992].

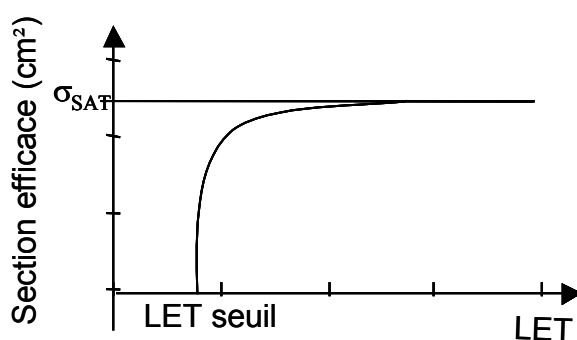


Figure III - 30 : Courbe typique de section efficace en fonction du LET.

III.3.3.3. Volume Sensible et charge critique

En prêtant attention au dessin des transistors, nous nous rendons compte que la zone sensible de ceux-ci est localisée. Pour un transistor bulk bloqué, la zone de charge d'espace provenant de la différence de potentiel entre le drain et les autres potentiels crée une zone de

collection. Nous associons à cette zone de charge d'espace une longueur de diffusion, i.e. une distance frontière où la diffusion et la collection des charges font qu'elles sont collectées à 100%. Ainsi naturellement un modèle géométrique simple de ce volume sensible est représenté par un Parallélogramme Parallélipédique Rectangulaire (RPP) [Hubert - 2001, Normand - 1989] (Figure III - 31). La surface de base du RPP est la surface de drain. La hauteur du RPP est la longueur de diffusion. Pour les technologies SOI, comme la zone active du transistor est déjà un RPP, le modèle du volume sensible RPP s'applique naturellement [Musseau - 2001] (Figure III - 32).

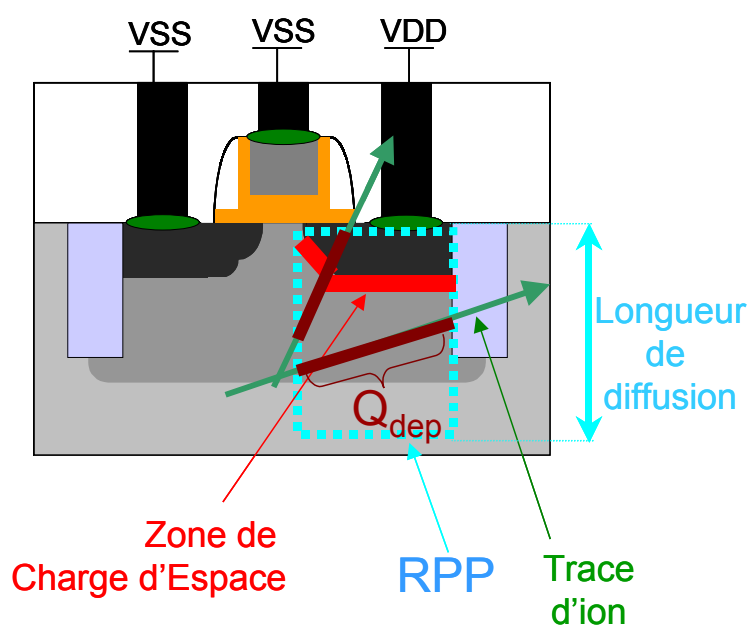


Figure III - 31 : Volume sensible d'un transistor Bulk.

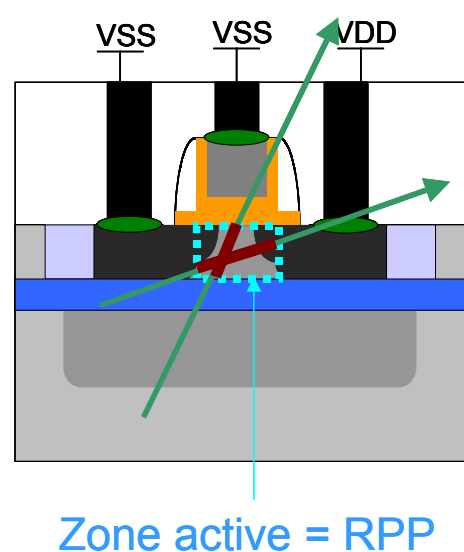


Figure III - 32 : Volume sensible d'un transistor SOI.

Considérant le volume sensible comme une zone où les charges déposées sont collectées, nous pouvons associer à ce volume une charge dite critique ($Q_{\text{dep crit}}$) de dépôt. Cette charge est la charge minimale nécessaire afin de faire basculer la cellule élémentaire. Elle peut être déterminée par simulation ou par calcul suivant le dessin des transistors [Hirose - 2004, Roche - 1999, Ziegler - 2004]. Le bipolaire parasite de la structure du SOI est un facteur clé de la détermination de cette valeur (amplification des charges déposées).

Conclusion

Ce chapitre a introduit les différents effets des radiations sur l'électronique. La structure de la SRAM, notre composant d'étude, a été présentée et ses caractéristiques technologiques données. Le phénomène d'aléa logique dans une cellule élémentaire induit par le passage d'une particule ionisante a été présenté. Les caractéristiques technologiques des transistors bulk et SOI, composants élémentaires des cellules, ont été données. Différents courants parasites provenant d'un dépôt de charge issu du passage d'une particule ionisante ont été illustrés dans un barreau de silicium puis transposé pour un transistor. Considérant une trace d'ion comme un ensemble de charges ponctuelles, la collecte des porteurs peut être modélisée suivant deux cas : si l'ion ne traverse pas la zone de charge d'espace, les porteurs se déplacent par diffusion sinon, une partie des porteurs est soumise au champ électrique et le reste diffuse. Enfin, le phénomène de SEU dans une cellule élémentaire d'une SRAM a été décrit. Les paramètres usuels de description des SEU (LET seuil, zone sensible et charge critique) ont été présentés.

Annexes

Equations fondamentales des semiconducteurs

Le fonctionnement des semiconducteurs suit plusieurs lois. Ces règles relient certaines grandeurs physiques : les concentrations des porteurs n et p, le potentiel électrostatique et les densités de courant.

La première loi est l'équation de Poisson :

$$\Delta\psi = -\frac{\rho}{\varepsilon} \quad (\text{Equ. III-6})$$

où :

ψ : est le potentiel électrostatique de Fermi

ρ : est la densité de charges (C.cm^{-3})

ε : est la permittivité (F/cm)

$$\text{et : } \rho = q(p - n + N_D^+ - N_A^-) + \rho_s \quad (\text{Equ. III-7})$$

où :

N_D et N_A : sont les concentrations d'impureté du semiconducteur (cm^{-3})

n et p : sont les concentrations en électrons et trous (cm^{-3})

q est la charge élémentaire égale à $\sim 1,6 \times 10^{-19} \text{C}$

ρ_s : est la densité de charges surfacique qui peut être présente à cause des charges fixées dans les matériaux isolants ou dans les états d'interface chargés (C.cm^{-3}).

La seconde loi est liée aux équations des densités de courant provenant de la théorie du transport de Boltzmann :

$$\vec{J}_n = q \cdot \mu_n \cdot n \cdot \vec{E} + q \cdot D_n \cdot \vec{\nabla} n \quad (\text{Equ. III-8})$$

$$\vec{J}_p = q \cdot \mu_p \cdot p \cdot \vec{E} + q \cdot D_p \cdot \vec{\nabla} p \quad (\text{Equ. III-9})$$

où :

$\vec{J}_n$ et $\vec{J}_p$ sont les courants de densité des électrons et des trous (A.cm^{-2})

μ_n et μ_p sont les mobilités des électrons et des trous ($\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$)

D_n et D_p sont les coefficients de diffusion électrons et des trous ($\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$)

$\vec{E}$ est le champ électrique (V.cm^{-1})

Ces densités de courant ont deux composantes :

- **le courant de dérive (ou de drift)**

$$\begin{aligned}\vec{J}_{p,drift} &= q\mu_p p \vec{E} \\ \vec{J}_{n,drift} &= q\mu_n n \vec{E}\end{aligned}\quad (\text{Equ. III-10})$$

où : $\vec{E}$ est le champ électrique totale

- **le courant de diffusion**

$$\begin{aligned}\vec{J}_{p,diff} &= -qD_p \nabla p \\ \vec{J}_{n,diff} &= qD_n \nabla n\end{aligned}\quad (\text{Equ. III-11})$$

Il existe une troisième loi de densité de courant liée aux variations du champ électrique : le courant de déplacement :

$$\vec{J}_d = \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{Equ. III-12})$$

où : $\epsilon = 1,05 \text{ pF/cm}$ pour le silicium

La somme de ces densités de courant forme la densité de courant totale :

$$\vec{J}_T = \vec{J}_d + \vec{J}_n + \vec{J}_p \quad (\text{Equ. III-13})$$

La troisième loi est liée aux équations de continuité :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \nabla \cdot (\vec{J}_n) + g_n - r_n \quad (\text{Equ. III-14})$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{-1}{q} \nabla \cdot (\vec{J}_p) + g_p - r_p \quad (\text{Equ. III-15})$$

où g_n et g_p sont les taux de générations (ou création) des électrons et des trous (causés par exemple par une excitation externe ou une multiplication par impact) par unité de volume et de temps ($\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$).
 r_n et r_p sont les taux de recombinaison (ou disparition) des électrons et des trous par unité de volume et de temps ($\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$).

En regroupant les équations de densité de courant et les équations de continuité, nous aboutissons aux équations simplifiées ci-dessous :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \vec{\nabla} \cdot (\mu_n n \vec{E} + D_n \vec{\nabla} n) + g_n - r_n \quad (\text{Equ. III-16})$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot (\mu_p p \vec{E} + D_p \vec{\nabla} p) + g_p - r_p \quad (\text{Equ. III-17})$$

Soit :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \vec{\nabla}(\mu_n).n.\vec{E} + \mu_n.n.\vec{\nabla}(\vec{E}) + \mu_n.\vec{\nabla}(n).\vec{E} + \vec{\nabla}(D_n).\vec{\nabla}(n) + D_n.\Delta(n) + g_n - r_n \quad (\text{Equ. III-18})$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\vec{\nabla}(\mu_p).p.\vec{E} - \mu_p.\vec{\nabla}(p).\vec{E} - \mu_p.p.\vec{\nabla}(\vec{E}) - \vec{\nabla}(D_p).\vec{\nabla}(p) + D_p.\Delta(p) + g_p - r_p \quad (\text{Equ. III-19})$$

Une solution analytique de ces équations avec des variables évoluant dans le temps et l'espace est très difficile à trouver, voire impossible. Le moyen le plus usuel pour la résolution de ces équations est l'utilisation de simulateurs faisant appel à des moyens numériques. Ces outils utilisent des méthodes de maillage de l'espace et des résolutions temporelles par suite d'éléments finis en chacun des points. Ces outils sont complexes et font appel à des résolutions d'équations complexes. Les outils les plus utilisés par les industriels sont ceux développés par les entreprises Silvaco et Synopsys [Silvaco - 2005, Synopsys - 2005].

$$\vec{\nabla}(D_p) = \vec{0} \quad \vec{\nabla}(D_n) = \vec{0} \quad \nabla(\vec{E}) = 0 \quad \vec{\nabla}(\mu_n) = \vec{0} \quad \vec{\nabla}(\mu_p) = \vec{0}$$

D'où :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \mu_n.\vec{\nabla}(n).\vec{E} + D_n.\Delta(n) + g_n - r_n \quad (\text{Equ. III-20})$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\mu_p.\vec{\nabla}(p).\vec{E} + D_p.\Delta(p) + g_p - r_p \quad (\text{Equ. III-21})$$

- **La recombinaison des porteurs**

La recombinaison caractérise la disparition des porteurs par unité de volume et de temps (cf. équations ci-dessous). Ce phénomène de recombinaison entre un électron et un trou peut se produire directement par la rencontre des particules ou indirectement avec l'intermédiaire d'une impureté du matériau qui catalyse la réaction. Différents modèles décrivent ces disparitions de porteurs : Shockley-Read-Hall, Auger et la recombinaison directe (appelée aussi recombinaison bande à bande ou optique).

$$r_p = \frac{p - p_0}{\tau_p} \quad (\text{Equ. III-22})$$

$$r_n = \frac{n - n_0}{\tau_n} \quad (\text{Equ. III-23})$$

où :

p et n concentration des porteurs

p_0 et n_0 concentration à l'équilibre des porteurs

τ_p et τ_n durée de vie des porteurs

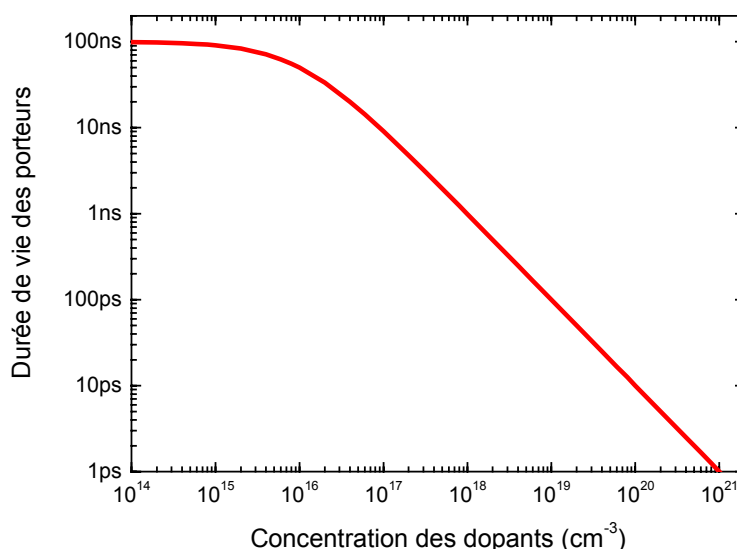


Figure III - 33 : Durée de vie des porteurs en fonction de la concentration du dopage. Données étalonnées avec expérimentation. [Torres - 2003]

La durée de vie des porteurs est dépendante de la concentration du dopage (Figure III - 33). Celle-ci décroît fortement avec le dopage. Pour une concentration de dopage de $\sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, la durée de vie des porteurs est de l'ordre de la centaine de ns. Pour une de concentration de dopage de $\sim 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, la durée de vie des porteurs n'est plus que de l'ordre de la ps.

- **La génération de porteurs**

La génération caractérise la création des porteurs par unité de volume et de temps (équations ci-dessous). Il existe d'une part des générations spontanées de porteurs dues à l'agitation thermique et d'autre part des générations résultant de l'excitation du semiconducteur. Ces excitations peuvent provenir d'une nature optique, d'un champ électrique intense, d'une injection électrique, ou dans le cas de cette étude d'une irradiation par des particules. Le passage d'une particule induit un dépôt de paires électrons-trous le long du parcours de celle-ci. Nous parlons de colonne de charges telle illustrée dans la figure III-34. Sous le simulateur dessiné de Synopsys, le dépôt de charges (g) provenant du passage d'un ion est modélisé temporellement, linéairement le long du parcours de l'ion et par une extension radiale autour de l'axe de passage de l'ion (équation ci-dessous) [Synopsys - 2005].

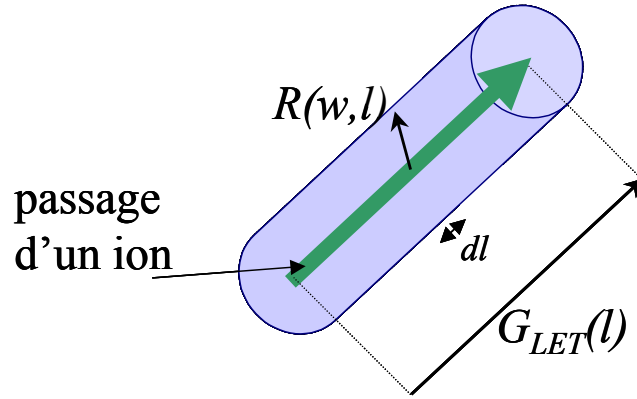


Figure III - 34 : Illustration de la modélisation du dépôt de charges lié au passage d'un ion.

$$g = G_{LET}(l) \cdot R(w,l) \cdot T(t) \quad (\text{Equ. III-24})$$

où : $G_{LET}(l)$ représente le dépôt de porteurs par unité de volume le long de la trace de l'ion (l). Cette fonction modélise la variation du LET le long du parcours de particule. $G_{LET}(l)$ peut être considéré constant si le LET de l'ion varie peu le long de son parcours simulé (par exemple, représentation d'une irradiation expérimentale de type ion lourd) ou variable (par exemple, étude de l'effet du pic de Bragg). Pour plus de détails, consulter la partie II.1. Pour le cas particulier de simulation d'un dépôt de charges ponctuel (i.e. petite partie dl du dépôt de charges lié au passage de l'ion), la fonction $G_{LET}(l)$ représente un dépôt sur une petite distance (devant les autres dimensions). Ainsi, une fonction triangle peut être utilisée.

$R(w,l)$ représente la répartition radiale du dépôt de porteurs par unité de volume le long de la trace de l'ion (l). Cette fonction modélise le rayon de la trace de la particule. La forme usuellement utilisée est une gaussienne.

$T(t)$ représente la répartition temporelle du dépôt de porteurs le long de la trace de l'ion (l). Cette fonction modélise la durée du dépôt lors du passage de la particule. La forme usuellement utilisée est une gaussienne.

g représente le dépôt des charges ($\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$)

Pour les simulations de dépôt de charges ponctuelles (i.e. petite partie dl du dépôt de charges lié au passage de l'ion cas d'étude) de ce document, $G_{LET}(l)$ est une fonction triangulaire de largeur 50 nm à mi-hauteur, $R(w,l)$ une fonction gaussienne de 50 nm de largeur et $T(t)$ une fonction gaussienne de largeur 2 ps à mi-hauteur et au maximum à 5 ps.

Mobilité et coefficient de diffusions des porteurs dans un semiconducteur.

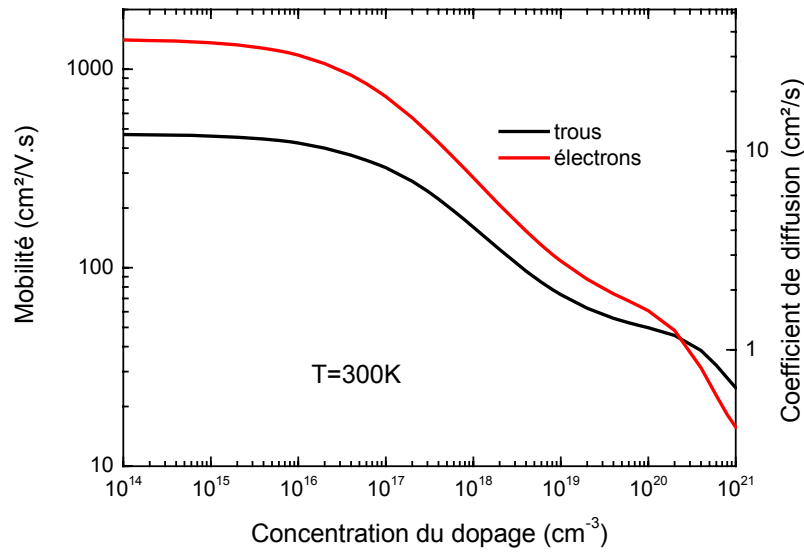


Figure III- 1 : Mobilité et coefficient de diffusion des électrons et des trous en fonction de la concentration du dopage d'après les travaux de Masetti [Masetti - 1983].

La mobilité des porteurs décroît avec la concentration des dopants. Entre 10^{14} et 10^{21} cm⁻³, la mobilité des électrons décroît ~ 2 décades et celles des trous ~ 1 décade. Pour une concentration de dopant inférieure à 2×10^{21} cm⁻³, les électrons sont plus mobiles que les trous. Au-delà de cette concentration, l'inverse se produit.

La relation d'Einstein (cf. ci-dessous) relie la mobilité et le coefficient de diffusion des porteurs :

$$D = \frac{kT}{q} \mu \quad (\text{Equ. III-25})$$

où à température ambiante ($T=300K$) :

$$\frac{kT}{q} = 25,9 mV$$

Comme le temps de relaxation diélectrique du silicium (de l'ordre de la picoseconde) est inférieur à la durée de vie des porteurs, la neutralité électrique est restaurée plus rapidement que le retour à l'équilibre des porteurs. Nous pouvons donc supposer avec une bonne approximation que la neutralité électrique du semiconducteur est conservé sous irradiation. De plus comme les porteurs se recombinent par paires, les durées de vie des porteurs sont égales.

En appliquant aux équations précédentes quelques hypothèses de l'ambipolarité des électrons et des trous [Mathieu - 1987, Shur - 2004, Sze - 1981], ie :

$$\begin{aligned}\frac{\partial p}{\partial t} &= \frac{\partial n}{\partial t} \\ \vec{\nabla}(p) &= \vec{\nabla}(n) \\ \Delta(p) &= \Delta(n) \\ r_n &= r_p = r \\ g_n &= g_p = g\end{aligned}\tag{Equ. III-26}$$

on obtient en sommant les équations des trous et des électrons :

$$\begin{aligned}D_p \cdot p \cdot \frac{\partial n}{\partial t} + D_n \cdot n \cdot \frac{\partial p}{\partial t} &= D_p \cdot p \cdot \mu_n \cdot \vec{\nabla}(n) \cdot \vec{E} + D_n D_p \cdot p \cdot \Delta(n) + D_p \cdot p \cdot (g-r) \\ &\quad - D_n \cdot n \cdot \mu_p \cdot \vec{\nabla}(p) \cdot \vec{E} + D_p \cdot D_n \cdot n \cdot \Delta(p) + D_n \cdot n \cdot (g-r)\end{aligned}\tag{Equ. III-27}$$

$$(D_p \cdot p + D_n \cdot n) \frac{\partial n}{\partial t} = (D_p \cdot p \cdot \mu_n - D_n \cdot n \cdot \mu_p) \cdot \vec{\nabla}(n) \cdot \vec{E} + (D_n D_p \cdot p + D_p \cdot D_n \cdot n) \cdot \Delta(n) + (D_p \cdot p + D_n \cdot n) \cdot (g-r) \quad \text{III-28}$$

Et donc :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{(\mu_p \cdot \mu_n)(p-n)}{\mu_p \cdot p + \mu_n \cdot n} \cdot \vec{\nabla}(n) \cdot \vec{E} + \frac{p+n}{\frac{p}{D_n} + \frac{n}{D_p}} \cdot \Delta(n) + (g-r) \tag{Equ. III-29}$$

où :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \mu_a \cdot \vec{\nabla}(n) \cdot \vec{E} + D_a \cdot \Delta(n) + (g-r) \tag{Equ. III-30}$$

$$\text{où : } \mu_a = \frac{(\mu_p \cdot \mu_n)(p-n)}{\mu_p \cdot p + \mu_n \cdot n} \text{ est une mobilité ambipolaire.} \tag{Equ. III-31}$$

$$\text{Et } D_a = \frac{p+n}{\frac{p}{D_n} + \frac{n}{D_p}} \text{ est un coefficient de diffusion ambipolaire.} \tag{Equ. III-32}$$

A partir des deux cas typiques d'injection, deux expressions simplifiées peuvent être extraites :

- Forte injection ($n \approx p$): $D_a = \frac{2 \cdot D_n \cdot D_p}{D_n + D_p}$ et $\mu_a = 0$
- Faible injection où D_a est égal au coefficient de diffusion des porteurs minoritaires, ie. :
 - Dans un substrat N ($n \gg p$) $D_a = D_p$ et $\mu_a = \mu_n$
 - Dans un substrat P ($n \ll p$) $D_a = D_n$ et $\mu_a = (-)\mu_p$

Références

- [Andrews - 1982] J. L. Andrews, J. E. Schroeder, B. L. Gingerich, W. A. Kolasinski, R. Koga and S. E. Diehl, "Single Event Error Immune CMOS RAM," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 29, no. 6, pp. 2040-2043, 1982.
- [Autran - 2003] J. L. Autran and D. Munteanu, "Les Architectures innovantes sur Silicium mince: Un second souffle pour la loi de Moore," *L'électronique nanométrique*, vol. 8, no., pp. 21-31, 2003.
- [Baggio - 2004] J. Baggio, D. Lambert, V. Ferlet-Cavrois, C. D'Hose, K. Hirose, H. Saito, J. M. Palau, F. Saigne, B. Sagnes, N. Buard and T. Carriere, "Neutron-induced SEU in bulk and SOI SRAMS in terrestrial environment", présenté à IEEE International Reliability Physics Symposium, Phoenix, Arizona, USA, 2004.
- [Bernstein - 2000] K. Bernstein and N. J. Rohrer, *SOI Circuit Design Concepts*, vol., ed. Kluwer Academic Publishers, 2000.
- [Binder - 1975] D. Binder, E. C. Smith and H. A.B., "Satellite anomalies from galactic cosmic rays," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. NS-25, no., pp. 1166, 1975.
- [Castellani - 2003] K. Castellani-Coulie, B. Sagnes, F. Saigne, J. M. Palau, M. C. Calvet, P. E. Dodd and F. W. Sexton, "Comparison of NMOS and PMOS transistor sensitivity to SEU in SRAMs by device simulation," *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, vol. 50, no. 6, pp. 2239-2244, 2003.
- [Castellani - 2003] K. Castellani-Coulie, B. Sagnes, F. Saigne, J. M. Palau, M. C. Calvet, P. E. Dodd and F. W. Sexton, "Comparison of NMOS and PMOS transistor sensitivity to SEU in SRAMs by device simulation," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 50, no. 6, pp. 2239-2244, 2003.
- [Colinge - 2001] J.-P. Colinge, "Silicon-on-Insulator Technology: Overview and Device Physics", présenté à IEEE Nuclear and Space Radiation Effects Conference Short Course, Vancouver, BC, Canada, 2001.
- [Conley - 2001] Conley J.F. Jr., A. Vandooren, L. Reiner, S. Cristoloveanu, M. Mojarradi and E. Kolowa, "Radiation induced degradation of SOI n-channel LDMOSFETs", présenté à IEEE International SOI Conference, 2001.
- [Cristoloveanu - 1995] S. Cristoloveanu and S. S. Li, *Electrical Characterization of SOI Materials and Devices*, vol., ed. Kluwer, Norwell, 1995.
- [Cristoloveanu - 1997] S. Cristoloveanu, "Introduction to Silicon On Insulator Materials and Devices," *Microelectronic Engineering, Elsevier*, vol. 39, no., pp. 145-154, 1997.
- [Dodd - 2002] P. E. Dodd, M. R. Shaneyfelt, J. R. Schwank and G. L. Hash, "Neutron-Induced Soft Errors, Latchup, and Comparison of SER Test Methods for SRAM Technologies", présenté à Electron Devices Meeting, 2002. IEDM '02. Digest. International, 2002.
- [Dodd - 2004] P. E. Dodd, M. R. Shaneyfelt, J. A. Felix and J. R. Schwank, "Production and propagation of single-event transients in high-speed digital logic ICs," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 51, no. 6, pp. 3278, 2004.
- [Ernst - 1999] T. Ernst, D. Munteanu, S. Cristoloveanu, T. Ouisse, N. Hefyene, S. Horiguchi, Y. Ono, Y. Takahashi and K. Murase, "Ultimately thin SOI MOSFETs: special characteristics and mechanisms", présenté à IEEE International SOI Conference, 1999.
- [ESCC - 2002] European Space Components Coordination, "Single Event Effects Test Method And Guidelines ECSS Basic Specification No. 25100 <https://escies.org/> Oct. 2002.
- [Ferlet - 2002] V. Ferlet-Cavrois, C. Marcandella, G. Giraud, G. Gasiot, T. Colladant, O. Musseau, C. Fenouillet and J. D. de Poncharra, "Characterization of the parasitic bipolar amplification in SOI technologies submitted to transient irradiation," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 49, no. 3, pp. 1456-1461, 2002.

- [Ferlet - 2004] V. Ferlet-Cavrois, A. Torres, P. Paillet, J. Baggio, G. Vizkelethy, J. R. Schwank and A. R. Shaneyfelt, "Charge Enhancement Effects in NMOS Bulk Transistors Induced by Heavy Ion Irradiation," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 51, no. 6, pp. 3255-3262, 2004.
- [Flatresse - 1999] P. Flatresse, "Etude du comportement physique et électrique de dispositifs 0,2 μm en technologie silicium sur isolant", Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, 1999.
- [Gasiot - 2002] G. Gasiot, V. Ferlet-Cavrois, J. Baggio, P. Roche, P. Flatresse, A. Guyot, P. Morel, O. Bersillon and J. du Port de Pontcharra, "SEU sensitivity of bulk and SOI technologies to 14-MeV neutrons," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 49, no. 6, pp. 3032-3037, 2002.
- [Gasiot PhD. - 2004] G. Gasiot, "Etude de la sensibilité de technologies CMOS/Bulk et CMOS/SOI Partiellement Désertée très largement sub-microniques dans l'environnement radiatif terrestre", PhD., Université de Bordeaux I, 2004.
- [Hirose - 2004] K. Hirose, H. Saito, S. Fukuda, Y. Kuroda, S. Ishii, D. Takahashi and K. Yamamoto, "Analysis of body-tie effects on SEU resistance of advanced FD-SOI SRAMs through mixed-mode 3-D Simulations," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 51, no. 6, pp. 3349, 2004.
- [Hite - 1992] L. R. Hite, H. Lu, T. W. Houston, D. S. Hurta and W. E. Bailey, "An SEU resistant 256 K SOI SRAM," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 39, no. 6, pp. 2121-2125, 1992.
- [Hubert - 2001] G. Hubert, J. M. Palau, K. Castellani-Coulie, M. C. Calvet and S. Fourtine, "Detailed Analysis of Secondary Ions' Effect for the Calculation of Neutron-Induced SER in SRAMs," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 48, no. 6, pp. 1953-1959, 2001.
- [JESD - 1996] JESD, "JESD 57 Test procedure for the management of single-event effects in semiconductor devices from Heavy Ion Irradiation," www.jedec.org, Dec. 1996.
- [JESD - 2001] JESD, "JEDEC Standard JESD89, Measurement and Reporting of Alpha Particles and Terrestrial Cosmic Ray-Induced Soft Errors in Semiconductor Devices," www.jedec.org, Aug. 2001.
- [Kuang - 1997] J. B. Kuang et al., "SRAM Bitline Circuits on PD SOI: Advantages and Concerns," *IEEE Journal of Solid State Circuits*, vol. 32, no. 6, pp., 1997.
- [Kuo - 1998] J. B. Kuo and K.-W. Su, *CMOS VLSI Engineering Silicon-on-Insulator (SOI)*, vol., ed. Kluwer Academic Publishers, 1998.
- [Masetti - 1983] G. Masetti, M. Severi and S. Solmi, "Modelling of Carrier Mobility Against Carrier Concentration in Arsenic-, Phosphorus-, and Boron-Doped Silicon," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 30, no. 7, pp. 746-769, 1983.
- [Massengill - 1993] L. W. Massengill, "SEU Modeling and Prediction Techniques", présenté à IEEE Nuclear and Space Radiation Effects Conference Short Course, Snowbird, Utah, USA, 1993.
- [Mathieu - 1987] H. Mathieu, *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques*, vol., 1 ed., 1987.
- [Mathieu - 1987] H. Mathieu, *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques*, vol. 1, 1 ed. Masson, 1987.
- [Musseau - 1994] O. Musseau, J. L. Leray, V. Ferlet-Cavrois, Y. M. Coic and B. Giffard, "SEU in SOI SRAMs-a static model," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 41, no. 3, pp. 607-612, 1994.
- [Musseau - 2001] O. Musseau and V. Ferlet-Cavrois, "Silicon-on-Insulator Technologies: Radiation Effects", présenté à IEEE Nuclear and Space Radiation Effects Conference Short Course, Vancouver, BC, Canada, 2001.
- [Normand - 1989] E. Normand and W. R. Doherty, "Incorporation of Endf-V neutron cross section data for calculating neutron-induced single event upsets," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 36, no. 6, pp. 2349-2355, 1989.

[Ootsuka - 1998] F. Ootsuka, M. Nakamura, T. Miyake, S. Iwahashi, Y. Ohira, T. Tamaru, K. Kikushima and K. Yamagushi, "A Novel 0.20 μ m Full CMOS SRAM Cell Using Stacked Cross Couple with Enhanced Soft Error Immunity", présenté à International Electron Devices Meeting, IEDM '98 Technical Digest., 1998.

[Pelloie - 1997] J. L. Pelloie, "SOI for low power low voltage – Bulk versus SOI," *Microelectronic Engineering, Elsevier*, vol. 39, no., pp. 155-166, 1997.

[Petersen - 1992] E. L. Petersen, J. C. Pickel, J. H. Adams, Jr. and E. C. Smith, "Rate prediction for single event effects-a critique," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 39, no. 6, pp. 1577, 1992.

[Roche - 1999] P. Roche, J. M. Palau, G. Bruguier, C. Tavernier, R. Ecoffet and J. Gasiot, "Determination of key parameters for SEU occurrence using 3-D full cell SRAM simulations," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 46, no. 6, pp. 1354-1362, 1999.

[Roche - 2004] P. Roche, F. Jacquet, C. Caillat and J. P. Schoellkopf, "An alpha immune and ultra low neutron SER high density SRAM", présenté à Reliability Physics Symposium Proceedings, 2004. 42nd Annual. 2004 IEEE International, 2004.

[Rockett - 1988] L. R. J. Rockett, "An SEU-Heartened CMOS Data Latch Design," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 35, no. 6, pp. 1682-1687, 1988.

[Rockett - 1992] L. R. J. Rockett, "Simulated SEU Hardened Scaled CMOS SRAM Cell Design Using Gated RTesistors," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 39, no. 5, pp. 1532-1541, 1992.

[Schwank - 2003] J. R. Schwank, V. Ferlet-Cavrois, M. R. Shaneyfelt, P. Paillet and P. E. Dodd, "Radiation effects in SOI technologies," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 50, no. 3, pp. 522-538, 2003.

[Shur - 2004] M. Shur, Semiconductor Devices and Models 2004. <http://nina.ecse.rpi.edu/shur/>

[Silvaco - 2005] Silvaco, 2005. <http://www.silvaco.com/>

[Soon-Moon - 2003] J. Soon-Moon, L. Hoon, C. Wonseok, C. Hoosung, H. Hatae, J. Jaehun, J. Sugwoo, P. Hanbyung, S. Byoungkeun, J. Youngchul and K. Kinam, "Soft error immune 0.46 μ m SRAM cell with MIM node capacitor by 65 nm CMOS technology for ultra high speed SRAM", présenté à IEEE International Electron Devices Meeting, IEDM '03 Technical Digest., 2003.

[Synopsys - 2005] Synopsys, 2005. <http://www.synopsys.com/>

[Sze - 1981] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, vol., 2nd ed. John Wiley & Sons, 1981.

[ITRS - 2003] The International Technology Roadmap for Semiconductor, 2003. <http://public.itrs.net>

[ITRS - 2005] The International Technology Roadmap for Semiconductor, 2005. <http://public.itrs.net>

[Torres - 2003] A. Torres, Communication privée 2003.

[Ziegler - 2004] J. F. Ziegler and H. Puchner, *SER- History, Trends and Challenges A guide for Designing with Memory ICs*, vol., ed. Cypress, 2004.

Chapitre IV

Principes de fonctionnement de la simulation de prédiction de taux d'aléas logiques dans les SRAM

Sommaire

IV.1.	Les codes de prédiction de taux d'aléas logiques	98
IV.2.	La modélisation du code de prédiction MC-DASIE	100
IV.2.1.	Réactions nucléaires gérées en base de données	100
IV.2.2.	Description des structures d'un point de vue matériaux	101
IV.2.3.	Evaluation du basculement	103
IV.2.3.1	Modèle au premier ordre : charge déposée dans zone sensible.	103
IV.2.3.2	Modèles au second ordre : étude temporelle.....	105
IV.2.3.2.1	Déplacement des porteurs	105
▪ IV.2.3.2.1.1.	Modèle de diffusion-collection (v,D).....	105
IV.2.3.2.1.1.1.	Diffusion des porteurs.....	106
IV.2.3.2.1.1.2.	Collection de charges dans la jonction du drain	107
▪ IV.2.3.2.1.2.	Modèle de diffusion-collection (D, ZCE).....	109
IV.2.3.2.1.2.1.	La diffusion	109
IV.2.3.2.1.2.2.	La collection.....	110
▪ IV.2.3.2.1.3.	Application des modèles	111
IV.2.3.2.2	Critères de basculement dynamiques de la cellule mémoire SRAM	113
▪ IV.2.3.2.2.1.	Le critère ($I_{\max}$, $t_{\max}$)	114
▪ IV.2.3.2.2.2.	Le critère $Q_n + I_{dp}.t$	118
IV.2.3.2.2.2.1.	Variations de $Q_n + I_{dp}.t$ en fonction de la technologie	120
IV.2.3.2.2.2.2.	Variations de $Q_n + I_{dp}.t$ en fonction de la tension d'alimentation	122
IV.2.3.2.2.2.3.	Variations de $Q_n + I_{dp}.t$ en fonction de W/L	124
IV.2.3.2.2.2.4.	Résumé des variations de $Q_n + I_{dp}.t$ en fonction des paramètres étudiés.....	125
IV.2.3.4.	Résumé de l'évaluation du basculement	126
IV.2.4.	Détermination d'une section efficace SEU pour un volume d'interaction	127
IV.2.5.	Gestion des volumes d'interaction	134
IV.3.	Conclusion.....	136
Annexe		138
Modifications du tirage des événements pour une convergence plus rapide.		138
Tirage de la direction de l'ion secondaire en tenant compte du volume sensible.....		138
Tirage de l'énergie de l'ion secondaire en tenant compte du volume sensible.....		139
Effets des tirages de direction de l'ion secondaire et l'énergie de l'ion secondaire en tenant compte du volume sensible sur la probabilité		140
Références		141

Ce chapitre présente dans un premier temps les différentes familles de code de prédiction des aléas logiques. Dans un second temps, la méthodologie du code MC-DASIE (approche Monte Carlo, gestion des matériaux, critères de basculement, etc...), développée dans ce travail de thèse, est détaillée. Ce nouveau code calcule la sensibilité des composants SRAM en technologies Bulk et SOI en environnement neutronique et protonique, mono et multi énergétique, avec différents critères de basculement et la prise en compte de plusieurs types d'atome cible (silicium et oxygène).

IV.1. Les codes de prédiction de taux d'aléas logiques

Depuis plusieurs années, la prédiction de taux d'aléas logiques dans les mémoires est devenue une préoccupation importante pour les industriels du semi-conducteur et les équipementiers [Ziegler I - 1996]. Face au coût des tests et à la complexité des phénomènes rencontrés, la simulation est une méthode complémentaire d'étude. La simulation permet également de prédire la sensibilité de composants en phase de pré-développement.

Les différents codes de calcul peuvent être classés en trois catégories selon leurs méthodes de calcul :

- les codes de physique nucléaire. Ces codes dédiés à la problématique de la physique nucléaire (HETC, GNASH, MCNP, GEANT, MC-RED, MRED etc...) peuvent être utilisés afin de décrire la structure d'un transistor ou d'une cellule mémoire et d'étudier les phénomènes d'aléas logiques [Baggio - 2004, Dyer - 2003, Inguibert - 2002, Roche - 2003]. Ces codes sont complexes et requièrent de bonnes connaissances en physique nucléaire afin de faire des simulations réalistes et d'extraire les bonnes données des nombreuses informations disponibles en sortie. Cependant, les récents efforts faits dans les évolutions du code GEANT [GEANT4 - 2003] (MRED) ont considérablement amélioré la facilité d'utilisation de ce code pour les études des aléas logiques [Howe - 2005, Reed - 2005, Warren - 2005].
- les codes dédiés « statistiques ». Ces codes sont dédiés à la problématique des SEU dans les mémoires. Ils s'appuient sur des bases de données des ions secondaires issus des interactions précédemment calculées à partir de codes nucléaires ou issues des données expérimentales. L'utilisateur fournit les paramètres de la sensibilité de la mémoire (volume sensible, charge critique, etc...). Un traitement statistique des populations des ions secondaires est effectué afin de déterminer ceux qui peuvent induire suffisamment de charges entraînant un SEU (i.e. déposer suffisamment de charge dans le volume sensible ou de LET suffisamment élevé). Les codes les plus connus sont le code de Normand et Letaw, communément appelé « méthode BGR » [Letaw - 1991, Normand - 1996] et le code DASIE (Detailed Analysis of Secondary Ions' Effect) développé initialement (pour les neutrons) par le laboratoire du CEM² de Montpellier [Hubert - 2001, Palau - 2003] et étendu (aux protons et ions lourds) par EADS-CCR [Weulersse - 2005]. Ces codes sont très rapides et faciles d'utilisation mais l'approche statistique ne permet pas de décrire

finement la géométrie des matériaux cibles. Ainsi cette approche peut induire une incertitude dans le calcul du nombre d'ions secondaires pouvant induire des SEU.

- les codes dédiés Monte-Carlo. Comme les codes dédiés « statistiques », ces codes s'appuient sur des bases de données des ions secondaires issus des interactions nucléaires. Comme les codes de physique nucléaire, ces codes ont une approche Monte-Carlo des événements. Un grand nombre d'interactions est étudié. L'influence de chaque interaction est analysée de façon individuelle afin de savoir si elle induit ou non un SEU dans la cellule mémoire. Le grand nombre d'étude des ions secondaires permet de construire une statistique et de reconstruire un taux d'événements ou une section efficace. Ces codes permettent de prendre en compte la géométrie de la structure (les différentes couches) et éventuellement différents atomes des matériaux (pas uniquement l'atome de Si, l'atome O par exemple). Différents laboratoires universitaires ou d'industriels ont leurs propres codes propriétaires. IBM a développé plusieurs versions de son code SEMM (Soft-Error Monte carlo Modeler program) [Murley - 1996, Tang - 2004] . La communauté japonnaise a également développé ses propres codes [Dai - 1999, Kawakami - 2004, Tosaka - 1999, Tosaka - 1997]. L'université de Clemson a elle-aussi développé son propre code : CUPID/COSMIC [McNulty - 1991]. Le laboratoire du CEM² a réalisé une première étude Monte Carlo sur une SRAM bulk 0,35 μm soumise à un flux neutronique « 12 km » et utilisant le critère de basculement (I_{max} , t_{imax}) [Palau - 2002]. Par la suite, différentes versions ont été codées [Hubert - 2005] selon les besoins d'étude. Mérelle a écrit une version Monte Carlo du code DASIE dans le but d'étudier le SER et le MBU dans les SRAM Bulk pour un environnement neutronique terrestre ou induit par des particules alphas [Merelle - 2005]. Durant notre travail de thèse, un code a été développé : MC-DASIE. MC-DASIE modélise les SRAM Bulk et SOI en environnement neutronique et protonique, mono et multi énergétique, avec différents critères de basculement et la prise en compte de plusieurs types d'atome cible (silicium et oxygène). La partie suivante détaille le fonctionnement de ce code.

IV.2. La modélisation du code de prédiction MC-DASIE

Monte Carlo DASIE (MC-DASIE) a été spécialement développé pour des évaluations de SER. Une méthode Monte Carlo est utilisée afin d'étudier les taux de SEU induits par les ions secondaires des interactions des neutrons ou des protons avec les atomes du composant. Cette approche est basée sur l'utilisation d'une base de données dédiée des interactions nucléaires et des ions secondaires d'une part et d'autre part d'un modèle pour le critère de SEU. Cette partie présente dans un premier temps la gestion des interactions particules incidentes – noyaux cibles par bases de données. Dans un second temps, la gestion des différents matériaux pour les technologies Bulk et SOI sont décrites. Puis dans un troisième temps, les différents critères de basculement de la cellule mémoire intégrés dans le code sont illustrés avec des simulations composant et circuit. Enfin dans un quatrième temps, le principe Monte Carlo de la méthode reliant les trois précédents aspects est expliqué.

IV.2.1. Réactions nucléaires gérées en base de données

Une interaction neutron-atome peut déplacer l'atome cible (réactions élastiques et inélastiques) ou le casser (réaction non-élastique) en une particule lourde et une ou plusieurs particules légères. Comme d'autres études [Wrobel PhD. - 2003, Wrobel - 2001, Wrobel - 2003], MC-DASIE utilise les caractéristiques de l'interaction neutron-silicium provenant d'une base de données des sections efficaces. Dans ces études, le composant est décrit comme une structure entière de silicium. Une des particularités du code MC-DASIE est l'affinage des matériaux avec la description des interactions dans l'oxyde de silicium (i.e. pour les atomes cible de silicium et d'oxygène). Une base de données dédiée pour l'interaction neutron-oxygène a été développée pour ce besoin. Pour les besoins de simulation d'environnement protonique, une base de donnée de l'interaction proton-atome de silicium est utilisée. Chacune des bases de données est définie pour des énergies incidentes comprises entre 1 MeV et 1 GeV (Figure IV - 1). L'élaboration de cette base de données a été décrite dans le chapitre II.

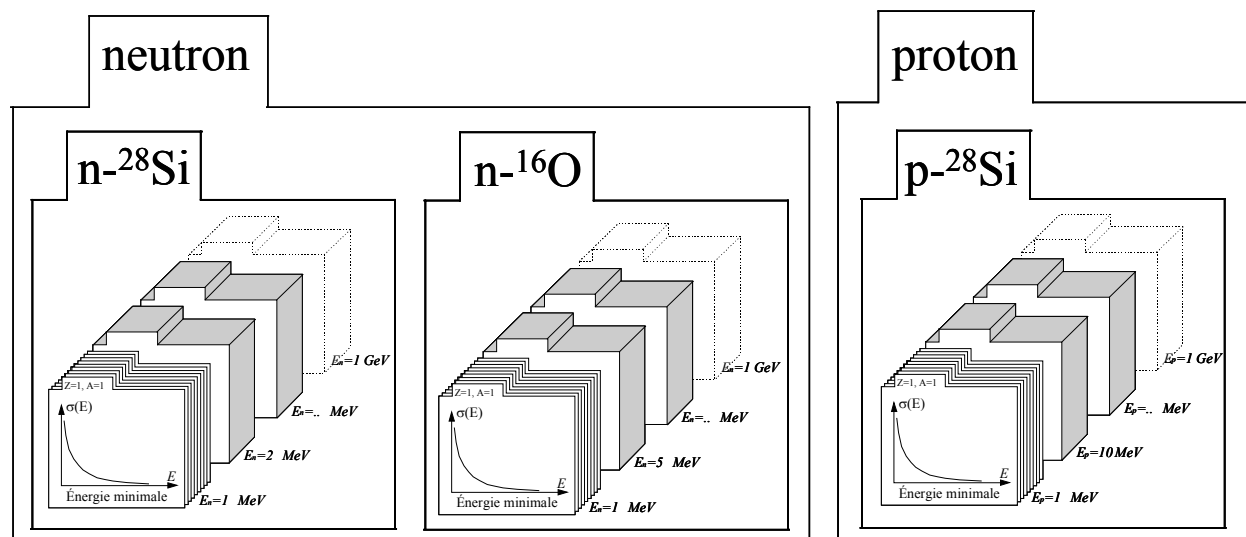


Figure IV - 1 : Représentation schématique de la base de données des interactions

IV.2.2. Description des structures d'un point de vue matériaux

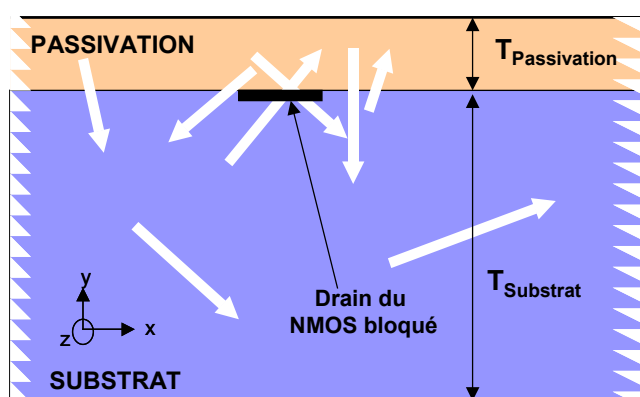


Figure IV - 2 : Modélisation de MC-DASIE pour les technologies bulk. $T_{passivation}$ représente l'épaisseur de passivation, et $T_{substrat}$ l'épaisseur du substrat. Les flèches blanches représentent les parcours des ions. Le substrat est modélisé avec des atomes de Si. La passivation est un oxyde de silicium et peut être modélisée avec à la fois des atomes de Si et de O (SiO_2) ou seulement les atomes de Si (comme du Silicium).

La couche de substrat de la mémoire est modélisée par du silicium pur. La couche d'isolation peut être modélisée par du silicium ou par un matériau SiO_2 . Ainsi pour la technologie bulk, le modèle nucléaire peut prendre en compte les deux types d'atomes présents dans la couche de passivation ou seulement les atomes de silicium en considérant l'oxyde de silicium comme du silicium (Figure IV - 2). Pour la technologie SOI, la couche de passivation, les Shallow Trench Isolation (STI) et le Buried OXide (BOX) peuvent être modélisés par du silicium pur ou un matériau SiO_2 (Figure IV - 3). Pour la technologie Bulk, les STI sont négligés car leurs influences sont négligeables (voir chap. V-3). L'utilisateur choisit de modéliser la structure en « tout silicium » ou de prendre en compte également les atomes d'oxygène. Comme le matériau SiO_2 est proche et enveloppe les volumes sensibles des technologies SOI, il est nécessaire d'avoir une bonne description des interactions ayant

lieu dans ce matériau. Dans ce cas, il est conseillé d'utiliser la description prenant en compte les deux types d'atomes.

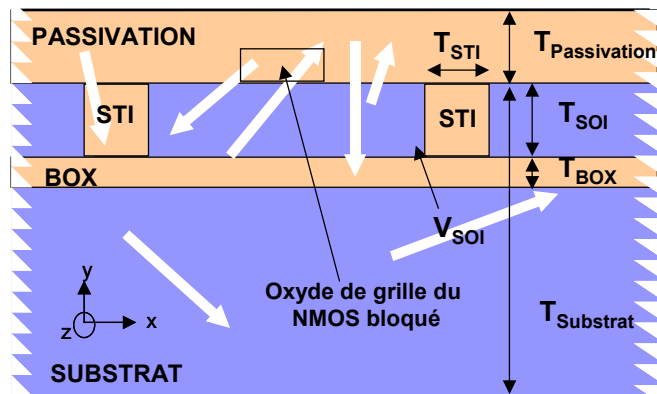


Figure IV - 3 : Modélisation MC-DASIE pour les technologies SOI. V_{SOI} le volume de SOI (body+LDD), $T_{Passivation}$ l'épaisseur de passivation, $T_{Substrate}$ l'épaisseur de substrat, T_{SOI} la couche de passivation, T_{BOX} l'épaisseur de la BOX et T_{STI} l'épaisseur des STI (autour de V_{SOI}). Les flèches blanches représentent les parcours des ions. Le substrat et le volume de SOI sont modélisés avec des atomes de Si. La passivation, STI et BOX sont en oxyde de silicium et peuvent être modélisés avec à la fois des atomes de Si et de O (SiO_2) ou seulement les atomes de Si (comme du Silicium).

IV.2.3. Evaluation du basculement

Différentes méthodes d'évaluations du basculement suite au passage d'un ion peuvent être utilisées sous MC-DASIE (Figure IV - 4). La première méthode procède par une approche simplifiée (du premier ordre). Elle consiste dans la détermination de la charge déposée par l'ion dans le volume sensible de la cellule élémentaire et de la comparaison de celle-ci à une valeur seuil de basculement. La seconde méthode est une étude plus fine du phénomène (de second ordre). La collection des porteurs déposés par le passage de l'ion est étudiée temporellement afin de reconstruire le courant. L'évolution temporelle du courant permet de déterminer si un basculement se produit ou non.

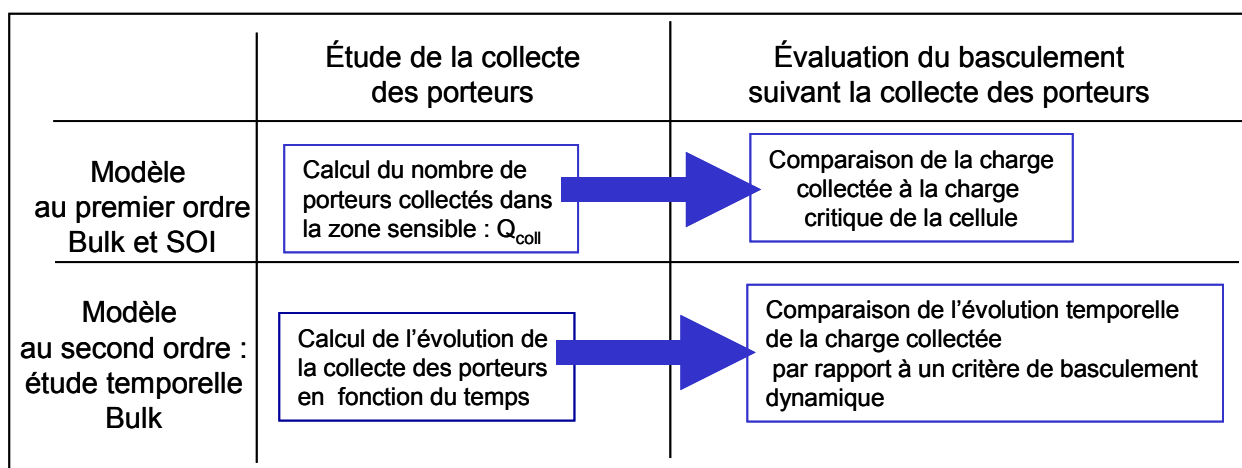


Figure IV - 4 : Illustration des critères de basculement codés sous MC-DASIE.

L'avantage de la méthode de charge déposée dans un volume sensible est son faible nombre de paramètres à définir (2). L'autre méthode est plus fine dans la modélisation des phénomènes (description de l'évolution temporelle des charges collectées) mais elle exige la détermination de plus de paramètres (au moins 3 de plus). Les paragraphes suivants présentent les méthodes.

IV.2.3.1 Modèle au premier ordre : charge déposée dans zone sensible.

Comme il a été précédemment explicité, la zone la plus sensible dans une cellule élémentaire de SRAM en technologie bulk est le drain du NMOS bloqué. Ainsi, un volume sensible (V_{sens}) de forme parallélépipédique (RPP) situé sous le drain est défini : la surface du drain est une face du RPP et la profondeur de collection la hauteur de ce volume (Figure IV - 5). Si un ion dépose plus qu'une charge critique de dépôt (Q_{dc}) dans ce volume sensible, un SEU est induit.

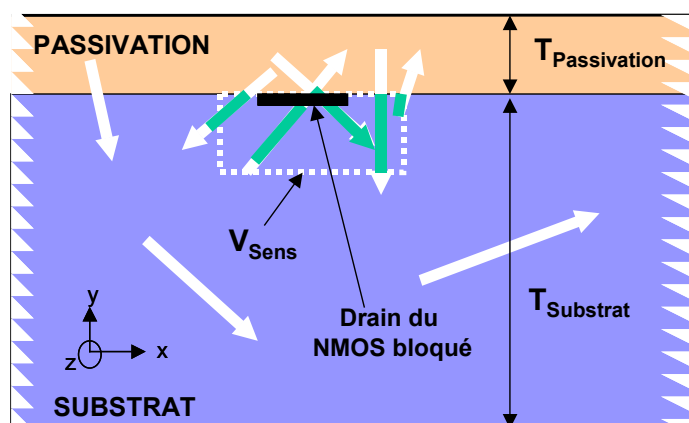


Figure IV - 5 : Modélisation du Volume sensible dans MC-DASIE pour les technologies bulk. Les flèches blanches représentent les parcours des ions, les parties vertes représentent les parties de traces prises en compte pour le critère de SEU.

La même méthode s'applique aux technologies SOI (Figure IV - 6). Le modèle de RPP est très bien adapté à cette technologie. La présence de l'oxyde enterré (BOX) limite la profondeur de collection à l'épaisseur du film de silicium (T_{SOI}). Ainsi, la région de body définit le volume sensible (V_{Sens}). La charge critique déposée est difficile à évaluer car elle repose en partie sur l'amplification bipolaire parasite. La détermination du gain du bipolaire parasite (β) des composants peut être faite par simulation ou par des expérimentations d'ions lourds [Abare - 1989, Ferlet - 2002, Hirose - 2004, Hirose - 2002]

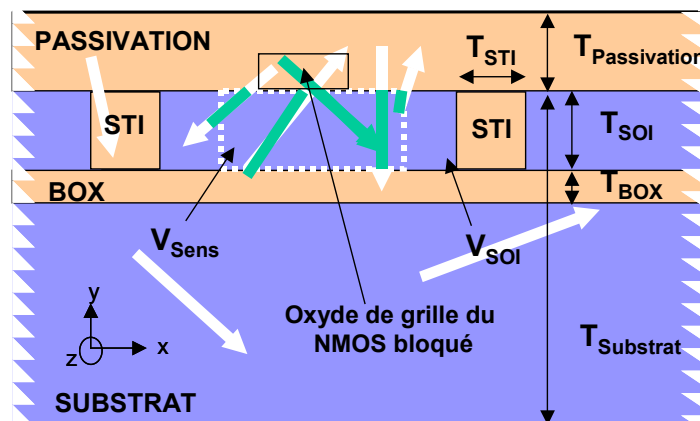


Figure IV - 6 : Modélisation du Volume sensible dans MC-DASIE pour les technologies SOI. Les flèches blanches représentent les parcours des ions, les parties vertes représentent les parties de traces prises en compte pour le critère de SEU.

Les charges déposées le long du parcours des ions sont calculées à partir des tables de Ziegler [Ziegler - 1996].

IV.2.3.2 Modèles au second ordre : étude temporelle.

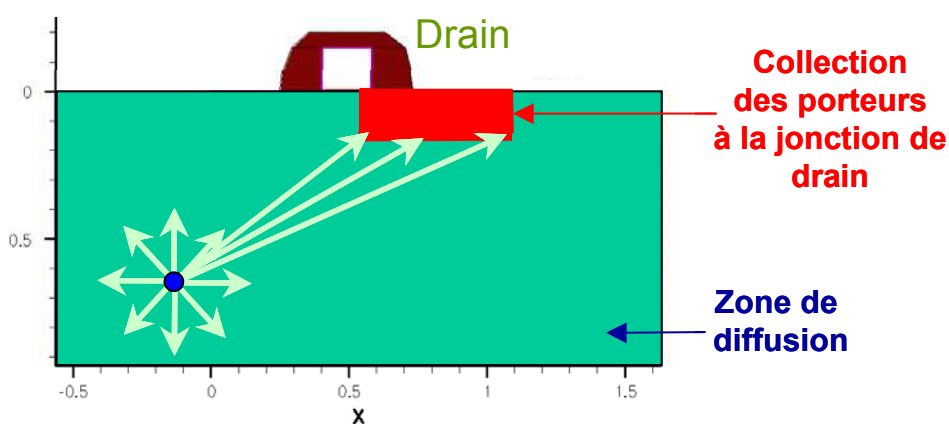
Les paragraphes suivants présentent la modélisation de l'évolution des porteurs et les critères « dynamiques » (qui varient en fonction du temps) associés codés sous MC-DASIE. Ces modèles s'appliquent uniquement pour la technologie bulk

IV.2.3.2.1 Déplacement des porteurs

Cette partie présente deux modélisations possibles des déplacements des porteurs dans un transistor NMOS bloqué. Le premier modèle appelé « diffusion-collection (v,D) » est un modèle utilisant les paramètres D et v déterminés à partir de simulations composant de structures réelles. Le second modèle appelé « diffusion-collection (D, ZCE) » est basé sur l'étude de la diffusion des porteurs dans le substrat et une collection totale à la surface de la zone de charge d'espace.

▪ IV.2.3.2.1.1. Modèle de diffusion-collection (v,D)

Le modèle de diffusion-collection est un modèle basé sur la diffusion ambipolaire des porteurs et la collecte de charges sur le drain du NMOS bloqué (Figure IV - 7). Ce modèle s'appuie sur deux paramètres : D (coefficient de diffusion) et v (vitesse des porteurs dans la zone de charge d'espace). Ces deux paramètres servent de paramètres aux courbes de courant et ils sont déterminés à partir de simulations composant par une méthode directe (calcul de v et D) ou indirecte (ajustement du modèle (v,D) à la courbe du courant collecté) [Mérrelle PhD. - 2005]. Ce modèle, développé à l'Université Montpellier II, a été utilisé à de nombreuses reprises [Castellani PhD. - 2002, Mérrelle - 2005, Mérrelle - 2004, Palau - 2002].



IV.2.3.2.1.1.1. Diffusion des porteurs

L'équation de la diffusion dans le semi-conducteur est la même que celle présentée dans le chapitre III (la durée de vie des porteurs est considérée grande devant la durée du phénomène de SEU) i.e. :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \cdot \Delta n \quad (\text{Equ. IV-1})$$

où :

n est le nombre de porteurs par unité de volume

D le coefficient de diffusion ambipolaire

Historiquement, ce modèle a pour vocation de décrire la première partie du courant (croissante) afin de déterminer le couple $I_{\max}$, $t_{\max}$ nécessaire pour l'application du critère du même nom [Palau - 2001] (Figure IV - 8). Ce modèle décrit très bien la première partie du courant et ne se soucie pas de la deuxième partie du courant (décroissance). C'est pourquoi la durée de vie des porteurs est négligée.

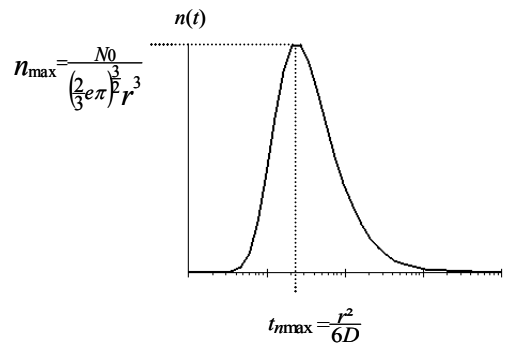


Figure IV - 8 : Courbe de diffusion selon un modèle sphérique en fonction du temps

En ne considérant que le cas de la diffusion isotrope d'une source ponctuelle, l'équation précédente a pour solution :

$$n(t,r) = N_k \frac{e^{-\frac{r^2}{4Dt}}}{(4\pi Dt)^{\frac{k}{2}}} \quad (\text{Equ. IV-2})$$

où :

r est la distance source point.

t est le temps.

k est la dimension d'étude (2 pour la comparaison avec les simulations composants 2D et 3 pour le modèle implémenté sous MC-DASIE)

N_k est le nombre de porteurs de la charge ponctuelle (si $k=2$, en nombre de

porteurs par unité de longueur et si $k=3$, en nombre de porteurs)

Considérant la trace d'un ion comme un ensemble diffusant sphériquement et indépendamment, la densité de porteurs en un point P induite par le passage d'un ion est calculée par la formule suivante (Figure IV - 9) :

$$n(P,t) = \int_0^{l_{trace}} \frac{LET(l) e^{-\frac{r^2}{4Dt}}}{E_{paire} (4\pi Dt)^{\frac{3}{2}}} dl \quad (\text{Equ. IV-3})$$

où : D est le coefficient de diffusion

l_{trace} est la longueur du parcours de l'ion

$LET(l)$ est le LET de la particule après une distance l parcourue

E_{paire} est l'énergie nécessaire à la création d'une paire électron-trou (3,6 eV dans le Si)

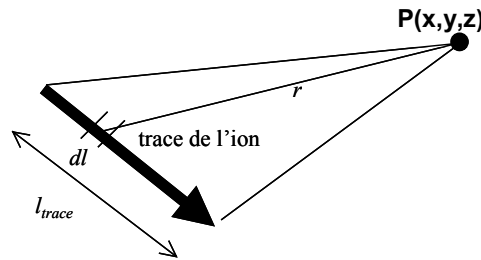


Figure IV - 9 : Schéma de principe de la diffusion des porteurs d'un ion le long d'une trace

Ainsi, cette formule de diffusion des porteurs permet de connaître le nombre de porteurs créés par le passage de l'ion en tout point de la zone de diffusion.

IV.2.3.2.1.1.2. Collection de charges dans la jonction du drain

La modélisation considère que la jonction de drain collecte tous les porteurs la traversant et que la recombinaison est négligeable. Ainsi, le courant est calculé par la formule suivante (Figure IV-10) :

$$I(t) = \iint_{\text{drain}} q \cdot n(x,y,t) \cdot v \cdot dxdy \quad (\text{Equ. IV-4})$$

où : q est la charge élémentaire

$n(x,y,t)$ est un nombre de porteurs au point x, y du drain à l'instant t .

v est la vitesse des porteurs dans la zone de charge d'espace de la jonction du drain.

$dxdy$ est un élément de surface du drain

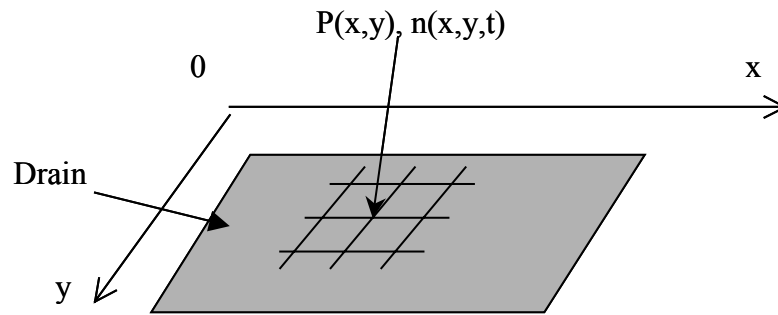


Figure IV - 10 : Schéma de principe de la collection sur la surface du drain

IV.2.3.2.1.2. Modèle de diffusion-collection (D, ZCE)

Le modèle de diffusion-collection (D, ZCE) est basé sur la détermination de deux zones. Comme dans les travaux d'Edmonds [Edmonds B - 1996, Edmonds A - 1996, Edmonds - 2001], ce modèle distingue une zone de diffusion (où les porteurs diffusent librement) et une zone de collection (où les porteurs sont collectés) (Figure IV - 11). La durée de vie des porteurs est prise en compte (évolution par rapport à Edmonds).

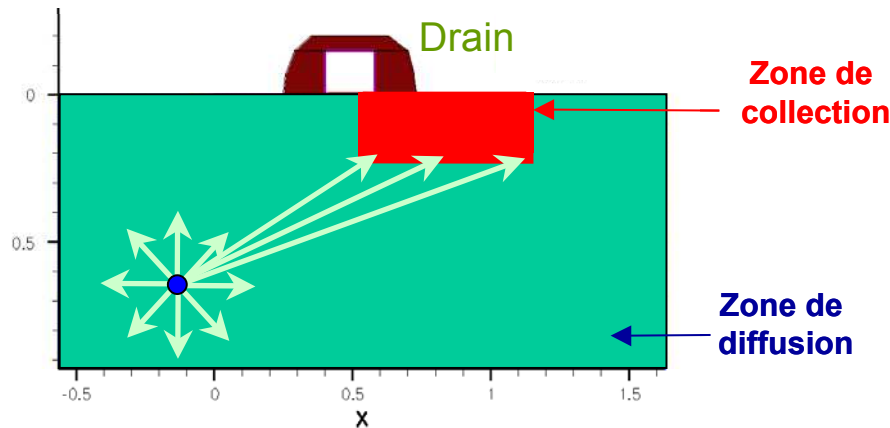


Figure IV - 11 : Représentation du modèle de diffusion collection (D, ZCE)

IV.2.3.2.1.2.1. La diffusion

La zone de diffusion est définie comme étant l'espace où il n'y a pas de collection. Ainsi, tout le volume de substrat forme la zone de diffusion. La diffusion est modélisée à partir de son équation : $\frac{\partial n}{\partial t} = D \cdot \Delta n + \frac{n}{\tau}$, comme dans le modèle de diffusion-collection (D, ν) avec en plus la prise en compte de la durée de vie des porteurs. La solution mathématique de cette relation est :

$$n(t,r) = N_0 \frac{e^{-\frac{r^2}{4Dt} - \frac{t}{\tau}}}{(4\pi Dt)^{\frac{k}{2}}} \quad (\text{Equ. IV-5})$$

où :

r est la distance source point

τ est la durée de vie des porteurs

t est le temps

k la dimension d'étude (2 pour la comparaison avec les simulations composant 2D et 3 pour le modèle implémenté sous MC-DASIE)

N_O est si $k = 3$ un nombre de porteurs et si $k = 2$ un nombre de porteurs par unité de distance.

Les paramètres D et τ sont déterminés à partir des relations de Masetti et de durée de vie des porteurs (cf. annexe du chapitre III) appliquées au niveau de dopage de la zone de diffusion.

IV.2.3.2.1.2.2. La collection

La zone de collection englobe la zone de dopage de drain et la zone de charge d'espace de la jonction de drain du NMOS bulk bloqué (Figure IV - 12).

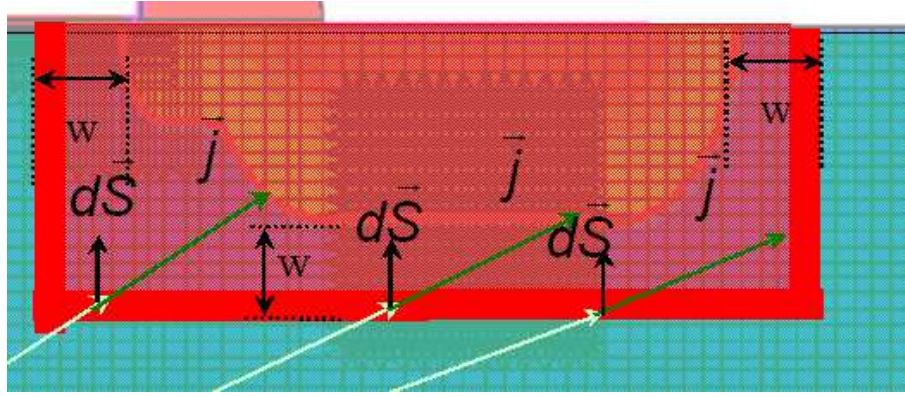


Figure IV - 12 : Représentation de la collection dans le modèle de diffusion collection (D, ZCE). La zone bleue représente la zone de diffusion. La zone rougeâtre représente la zone de collection. Les traits rouges représentent la surface de collection de la zone de collection. Les flèches blanches représentent les porteurs diffusés. Le vecteur dS représente la normale à la surface de collection. Le vecteur j représente le vecteur de densité de courant. W représente l'épaisseur de la zone de charge d'espace.

L'épaisseur de la zone de charge d'espace est estimée à partir de la formule d'une jonction abrupte :

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon(N_d + N_a)}{e(N_d \cdot N_a)} \left(\frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_d \cdot N_a}{n_i^2} \right) + V_i \right)} \quad (\text{Equ. IV-6})$$

où : N_d et N_a sont les concentrations des dopages de drain et de substrat.

V_i est la tension de polarisation de la jonction, i.e. la tension d'alimentation.

Le courant collecté est calculé par intégration de la densité de courant ($\vec{j}$) sur la surface de la zone de collection (S).

$$I_{coll}(t) = \oint_S \vec{j}_T(t) d\vec{S} \quad (\text{Equ. IV-7})$$

La vitesse de collection des porteurs arrivant à la jonction est considérée comme infinie. En effet, le courant de dérive (drift) de la zone de collection est grand devant le courant de diffusion de la zone de diffusion. Ainsi, la densité de courant à l'interface zone de diffusion – zone de collection provient de la diffusion des porteurs de la zone de diffusion. Les densités de courant de conduction et des trous sont considérées négligeables dans la zone de diffusion. Par conséquent, la densité de courant totale est considérée égale à la composante de diffusion des électrons, i.e. :

$$\vec{j}_T = q \cdot D_n \cdot \vec{\nabla} n \quad (\text{Equ. IV-8})$$

et donc

$$\vec{j}_T = q \cdot D_n \cdot \vec{\nabla} \left(\int_0^{l_{\text{trace}}} \frac{LET(l)}{E_{\text{paire}}} \frac{e^{-\frac{r^2}{4Dt} - \frac{t}{\tau}}}{(4\pi Dt)^{\frac{k}{2}}} dl \right) \quad (\text{Equ. IV-9})$$

▪ IV.2.3.2.1.3. Application des modèles

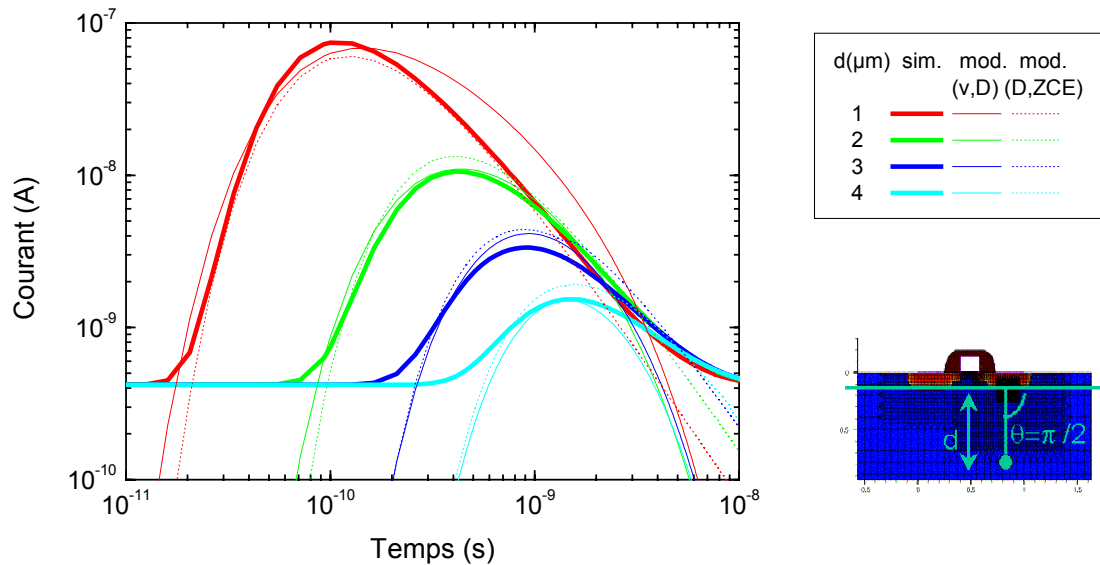


Figure IV - 13 : Courant collecté par le drain lors d'un dépôt de charges en fonction du temps pour différentes distances (d) en incidence normale par rapport au drain ($\theta=\pi/2$). Les données sont issues de la simulation composant 2D (voir Figure III-18) et des modèles de diffusion collection (D,ZCE) et (v,D).

Les deux modèles ont été appliqués aux simulations de variations de la distance (d) pour un dépôt en incidence normale ($\theta=\pi/2$) par rapport au drain (Figure IV - 13). Pour le modèle (v, D), les paramètres v égal à $3 \times 10^9 \mu\text{m/s}$ et D à $20 \text{ cm}^2/\text{s}$ ont été déterminés par la méthode dite « indirecte » (i.e. par ajustement de la courbe de courant du modèle (v,D) par rapport à celle du courant issu de la simulation composant) [Mérelle PhD. - 2005]. Ces paramètres sont

du même ordre de grandeur que ceux de Mérelle. Les dopages de substrat et de drain sont de 3×10^{17} et $4 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Ainsi pour le modèle (D, ZCE) , en appliquant la méthode dite « directe » (i.e. à partir des relations de Masetti et des durées de vie des porteurs voir l'annexe du chapitre 3), D est égal à $12,5 \text{ cm}^2/\text{s}$ et τ à 3 ns . La différence entre les valeurs de D des deux modèles est du même ordre de grandeur que celle trouvée par Mérelle entre les méthodes directe et indirecte [Mérelle PhD. - 2005]. Dans un cas, D est le coefficient de diffusion des minoritaires (méthode directe). Dans l'autre cas, D est un paramètre d'ajustement (méthode indirecte).

Nous pouvons remarquer le bon accord de ces deux modèles avec la simulation. La détermination des paramètres du modèle (v, D) par méthode indirecte réclame une structure 3D complète d'une cellule élémentaire. La détermination des paramètres du modèle (D, ZCE) requière, la tension d'alimentation de la cellule, le niveau de dopage du substrat et le profil de dopage du drain. Bien que la seconde méthode nécessite moins de paramètres la connaissance de ceux-ci reste difficile à déterminer pour un utilisateur n'ayant pas accès à ces informations de fondeur.

Pour des dépôts très proche de la zone de charge d'espace, le champ électrique ne peut plus être considéré nul car le courant de conduction s'ajoute à celui de la diffusion. Ainsi, pour les distances faibles, ces modèles qui prennent en compte uniquement la diffusion ne sont plus applicables. Ainsi dans le code, ces modèles sont complétés par le critère de LET seuil pour les traces traversant le drain.

IV.2.3.2.2 Critères de basculement dynamiques de la cellule mémoire SRAM

Cette partie présente les deux critères de basculement « dynamique » de MC-DASIE : ($I_{\max}$, $t_{\max}$) et $Q_n + I_{dp}.t$. Le critère ($I_{\max}$, $t_{\max}$) est communément utilisé par l'équipe de l'Université Montpellier II pour les technologies bulk. Le critère $Q_n + I_{dp}.t$ a été développé durant cette étude pour les technologies bulk et SOI. La détermination des paramètres de ces critères nécessite la description des éléments de la cellule élémentaire afin de pouvoir réaliser des simulations composant (structure 3D du composant) ou circuit (paramètres spice).

Cet exposé va démontrer que ces deux critères reposent sur les mêmes concepts physiques et peuvent être utilisés invariablement. Un utilisateur pourra utiliser le critère ($I_{\max}$, $t_{\max}$) alors qu'un autre penchera plutôt pour le critère ($Q_n + I_{dp}.t$). L'avantage du critère ($Q_n + I_{dp}.t$) réside dans la simplicité d'évaluation de ses paramètres à partir des capacités des transistors et du courant du PMOS passant. L'avantage du critère ($I_{\max}$, $t_{\max}$) vient de la possibilité d'utiliser les modèles de simulation circuit pour le déterminer.

Les présentations de ces critères sont illustrées avec des simulations circuit faites avec le simulateur circuit Eldo (version 6.3_3.1) de la société Mentor Graphics [Mentor - 2005]. Les cellules élémentaires ont été construites à partir des modèles des transistors Bulk développés par le laboratoire de Sakurai [Sakurai Lab. - 2005] suivant la roadmap technologique des fondeurs [ITRS - 2005]. Le modèle de la technologie SOI de nœud technologique 0,25 μm provient de [Ferlet - 2005]. La forme de courant parasite pris pour les simulations composant (Eldo) est une rampe croissante puis décroissante (Figure IV - 14). Le temps de descente est cinq fois celui de montée afin de représenter la forme de courant provenant du passage d'un ion.

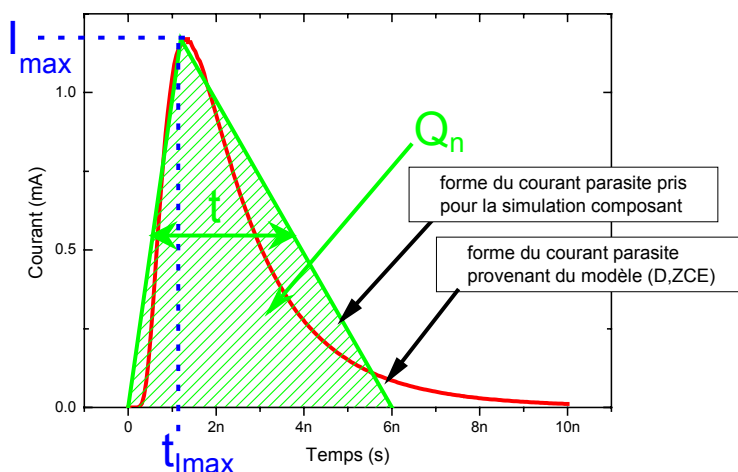


Figure IV - 14 : Illustration du courant parasite et des paramètres $I_{\max}$, $t_{\max}$, Q_n et t

Les valeurs des paramètres physiques données dans les paragraphes suivants ne sont en aucun cas des valeurs universelles pour toutes les technologies développées par tous les fondeurs. Les valeurs données sont représentatives de tendance de la roadmap SIA [ITRS - 2005]. Cette roadmap est l'image de la tendance générale de l'industrie microélectronique mais ne tient pas compte des choix individuels de conception des fondeurs.

▪ **IV.2.3.2.2.1. Le critère ($I_{\max}$, $t_{I\max}$)**

Ce critère est basé sur l'observation du courant induit par le passage d'un ion dans une jonction [Castellani PhD. - 2002, Mérelle PhD. - 2005, Mérelle - 2005, Palau - 2001]. Partant de l'observation que tous les passages de particules induisent des courants qui ont la même forme (Figure IV - 15), i.e. une croissance prompte suivie d'une lente décroissance, chaque passage d'ion peut être caractérisé par le couple amplitude maximale du courant ($I_{\max}$) et temps auquel il s'établit ($t_{I\max}$). Ce critère a été validé pour des technologies bulk jusqu'au nœud technologique 130 nm.

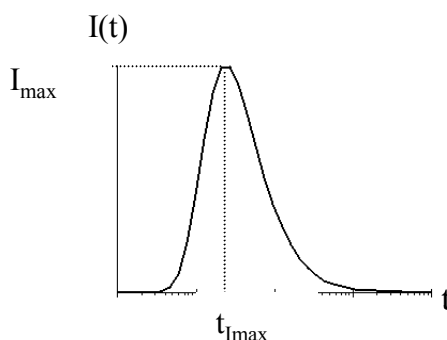


Figure IV - 15 : Courant type généré lors du passage d'un ion

Des travaux du laboratoire de Montpellier ont déterminé une courbe frontière séparant les couples ($t_{I\max}$, $I_{\max}$) induisant des SEU de ceux qui n'en induisent pas. Cette détermination peut être effectuée par simulation composant ou circuit. (Figure IV - 16).

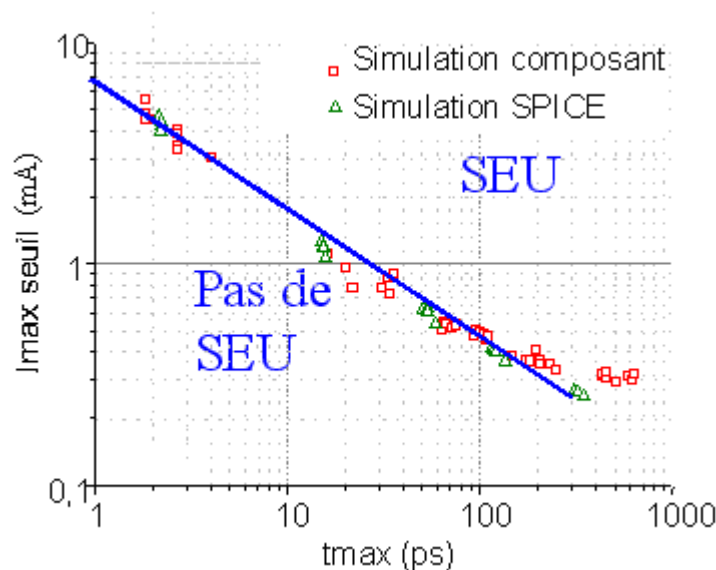


Figure IV - 16 : Principe du critère de SEU I_{max}, t_{max} (technologie 0,6 μm) [Castellani PhD. - 2002]

Nous avons recherché la courbe frontière à sept nœuds technologiques entre 250 et 35 nm pour des règles de dessin académiques et à tension nominale [ITRS - 2005]. La Figure IV - 17 présente les résultats trouvés pour le cas où la largeur du transistor (W) est deux fois la largeur du transistor (L).

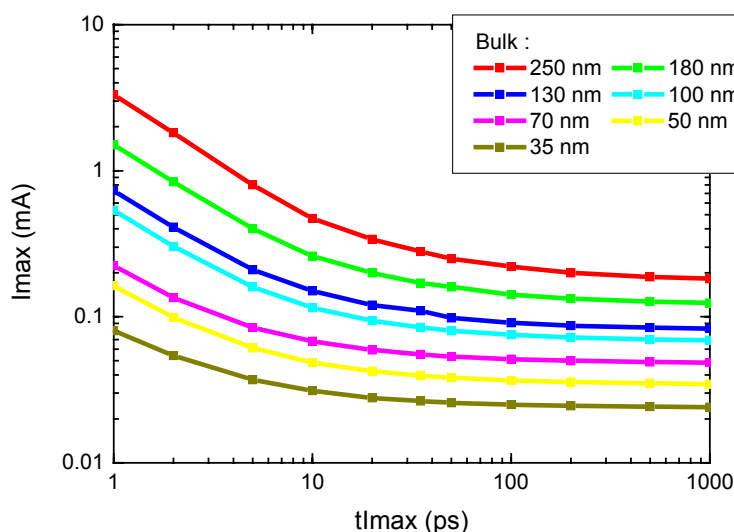


Figure IV - 17 : Courbes des critères (I_{max}, t_{max}) pour différentes technologies standards suivant la roadmap de l'ITRS pour des SRAM où $W = 2L$ (Simulation circuit Eldo)

On remarque que les courbes ont toutes les mêmes formes et qu'à chaque nœud technologique l'amplitude décroît.

De ces simulations, les courbes de frontières I_{max} en fonction de t_{max} peuvent être aisément modélisées avec la formule suivante :

$$I_{max} = \frac{Q}{t_{Imax}} + I \quad (\text{Equ. IV-10})$$

où: Q (C) et I (A) sont les paramètres d'ajustement aux simulations circuits. Q représente l'influence de la charge du nœud et I le courant du PMOS conduisant.

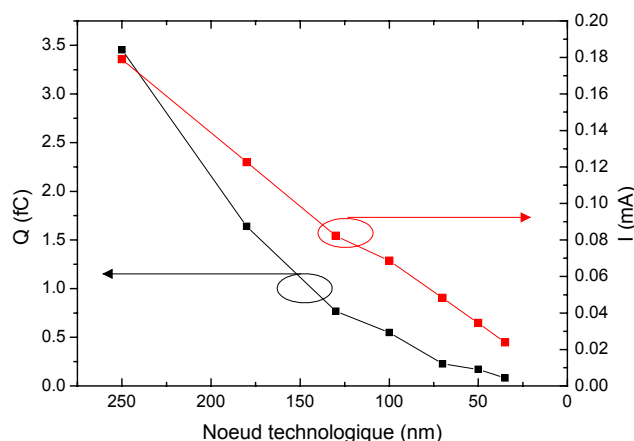


Figure IV - 18 : Courbes des paramètres Q et I de modélisation des critères (I_{max}, t_{imax}) pour différentes technologies standards suivant la roadmap de l'ITRS pour des SRAM où $W = 2L$ (Simulation circuit Eldo)

La Figure IV - 18 montre l'évolution des paramètres en fonction des nœuds technologiques. Le paramètre I évolue linéairement avec l'intégration et peut être exprimé par la formule suivante : $I \text{ (mA)} = J \times \text{nœud (nm)}$ où : $J = 7 \times 10^{-4} \text{ mA/nm}$ pour ces simulations ITRS.

Le paramètre Q évolue avec l'intégration au carré et peut être représenté par la formule suivante : $Q_n \text{ (fC)} = Q_s \times (\text{nœud})^2$ où : $Q_s = 2 \times 10^{-4} \text{ (fC/nm}^2\text{)}$ pour ces simulations ITRS.

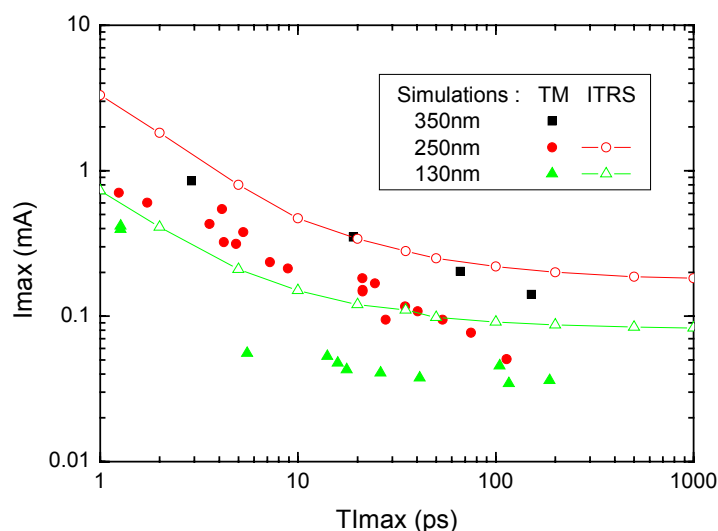


Figure IV - 19 : Courbes des critères (I_{max}, t_{imax}) provenant de simulations composant de la thèse de Mérelle [Mérelle PhD. - 2005] (TM) ou de simulations circuit pour différentes technologies standards suivant la roadmap de l'ITRS pour des SRAM où $W = 2L$ (ITRS) pour différents nœuds technologiques.

La Figure IV - 19 présente des critères (I_{max} , t_{max}) provenant de la littérature (TM [Mérelle PhD. - 2005]) ou de notre étude (ITRS). Les critères (I_{max} , t_{max}) TM sont issus de simulations composant de cellule élémentaire de SRAM. Nous remarquons que pour des nœuds technologiques identiques les critères TM décrivent des composants plus sensibles que ceux présentés dans cette étude. Ces différences de sensibilité peuvent être facilement expliquées par les choix de conception des circuits (tailles des transistors, tension d'alimentation du cœur, etc.). Une description des composants TM serait nécessaire afin de pouvoir comparer les technologies.

▪ IV.2.3.2.2. Le critère $Q_n + I_{dp}.t$

Plusieurs études [Roche - 1999, Ziegler - 2004] ont mis en évidence les deux composantes de la charge critique : une capacitive ($C_N.V_{DD}$) et une de conduction ($I_{DP}.t$).

Ainsi une des formules de la charge critique est :

$$Q_c = C_N.V_{DD} + I_{DP}.t \quad (\text{Equ. IV-11})$$

où :

C_N est la capacité équivalente du nœud

V_{DD} est la tension d'alimentation de la cellule élémentaire

I_{DP} est un courant de conduction du drain du PMOS

t est une durée de basculement de la cellule

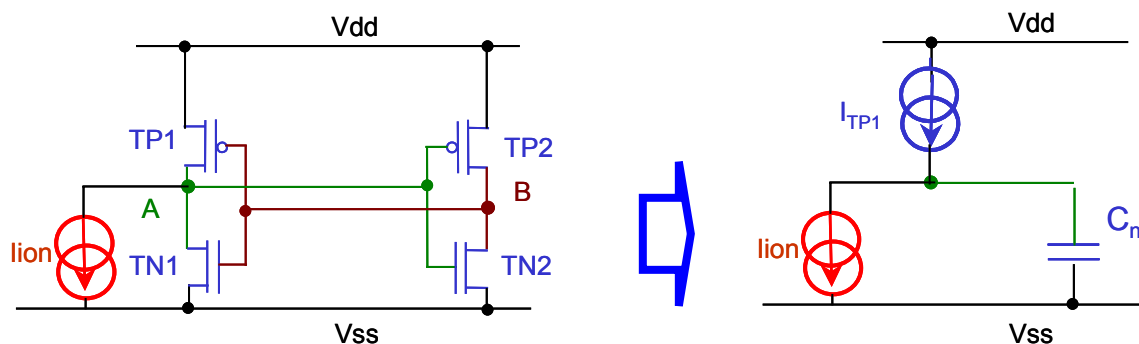


Figure IV - 20 : Circuit d'une cellule élémentaire et représentation de l'équivalence des paramètres de la charge critique.

La Figure IV - 20 est une illustration des éléments équivalents vus par la cellule élémentaire lors du processus de basculement. Le transistor PMOS passant est modélisé par une source de courant I_{DP} . L'inverseur formé par les transistors PMOS bloqué et NMOS passant est équivalent à sa capacité d'entrée. Le NMOS bloqué est modélisé par la source de courant parasite modélisant le dépôt de charges suite au passage de l'ion.

De la même façon que pour le critère (I_{max}, t_{imax}), la courbe du critère de la charge critique en fonction de la durée de l'impulsion du courant parasite (Figure IV - 21) sépare les courants induisant un SEU (SEU) de ceux qui ne peuvent pas (Pas de SEU).

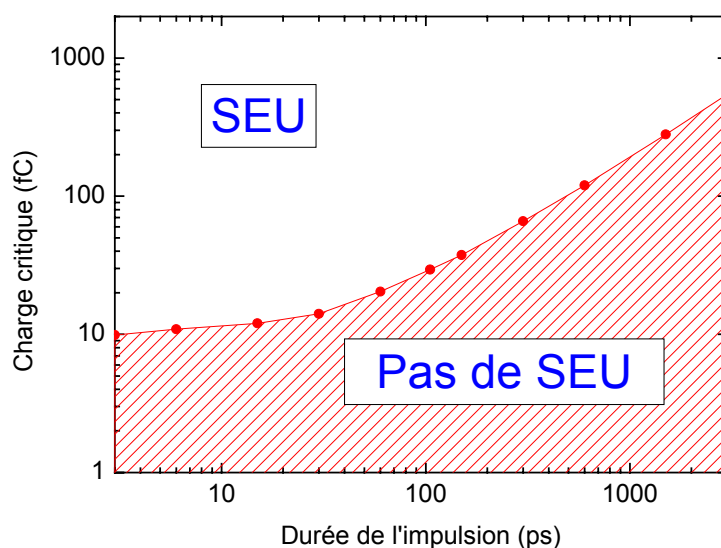


Figure IV - 21 : Charge critique en fonction de la durée de l'impulsion pour une technologie Bulk 0,25 µm pour une tension d'alimentation nominale et $W = 2L$ [ITRS - 2005].

La recherche des courbes de charge critique a été faite pour différentes cellules élémentaires représentatives de différents designs technologiques. Les paragraphes suivants illustrent ces variations. Comme pour d'autres études [Castellani PhD. - 2002, Ferlet - 2005, Gasiot PhD. - 2004], la durée de l'impulsion est prise pour l'amplitude à mi-hauteur du courant parasite (Figure IV - 21).

IV.2.3.2.2.1. Variations de $Q_n + I_{dp}.t$ en fonction de la technologie

Les modèles utilisés pour cette étude sont les mêmes que dans l'étude du critère (I_{max}, t_{Imax}) .

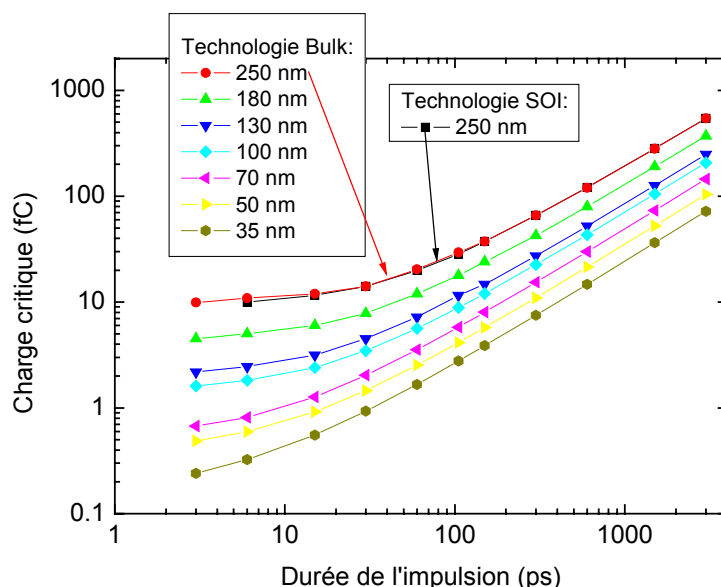


Figure IV - 22 : Charge critique en fonction de la durée de l'impulsion pour différentes technologies

Comme l'illustre la Figure IV - 22, toutes les courbes $Q_n + I_{dp}.t$ en fonction du temps de basculement ont la même forme : très faiblement croissantes pour les temps courts puis linéaires pour des temps plus grands. Pour des durées courtes (inférieures à 10 ps), le courant I_{dp} n'a quasiment pas d'influence sur la charge critique. Dans ce cas, la charge du nœud est très proche de la charge critique. Au-delà de 20 ps, la charge $I_{dp}.t$ dirige la charge critique. Dans ce cas, la charge critique est très proche de $I_{dp}.t$.

Comme pour le critère (I_{max}, t_{Imax}) , nous remarquons qu'à chaque évolution du nœud technologique, l'amplitude décroît. Les courbes des technologies Bulk et SOI pour le nœud technologique $0,25 \mu m$ sont très proches. Ainsi, même si les phénomènes physiques de collection de charges sont différents dans les transistors Bulk et SOI, les cellules élémentaires des technologies Bulk et SOI réagissent de manières identiques à un courant parasite.

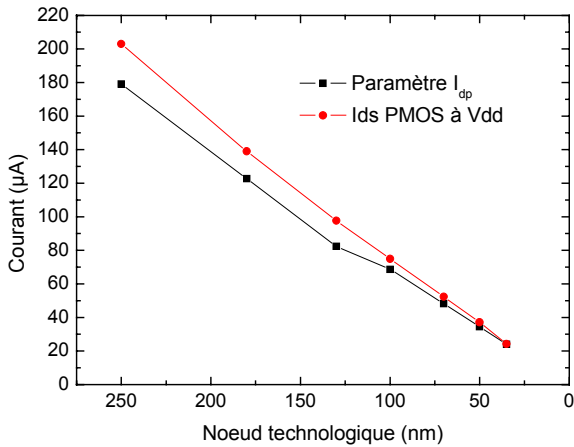


Figure IV - 23 : Courant I_{dp} ajusté aux simulations composants et courant du PMOS passant en fonction du nœud technologique suivant [ITRS - 2005] pour ($W=2L$).

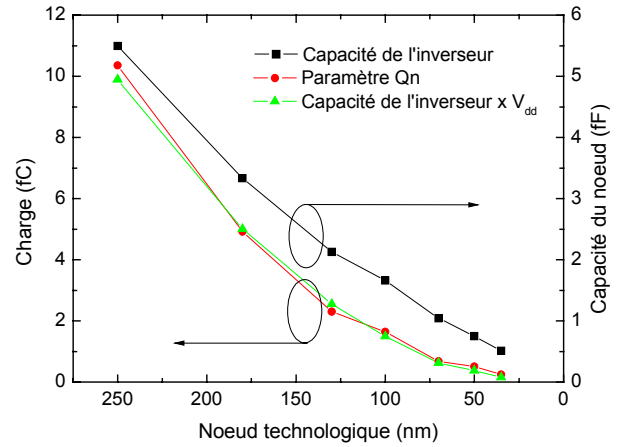


Figure IV - 24 : Capacité d'entrée de l'inverseur, charge du nœud ajustée aux simulations composants et capacité d'entrée de l'inverseur multipliée par la tension d'alimentation en fonction du nœud technologique.

La Figure IV - 23 et la Figure IV - 24 illustrent les variations des paramètres Q_n et I_{dp} en fonction du nœud technologique.

Le courant I_{dp} est légèrement en dessous de celui du PMOS passant (entre 1 et 10 %) car pendant le phénomène de basculement, le PMOS passant devient bloqué (Figure IV - 23). Le paramètre I_{dp} évolue avec l'intégration de manière linéaire et peut être ajusté par la formule suivante :

$$I_{dp} \text{ (mA)} = a \times \text{nœud (nm)} \quad \text{où } a = 7 \times 10^{-4} \text{ mA/nm pour ces simulations ITRS.}$$

La charge de nœud (Q_n) ajustée aux simulations est égale à la capacité d'entrée de l'inverseur multipliée par la tension d'alimentation (Figure IV - 24). Comme la capacité d'entrée de l'inverseur et la tension d'alimentation décroissent linéairement avec l'intégration, le paramètre Q_n évolue avec l'intégration au carré et peut être approximé par la formule suivante :

$$Q_n \text{ (fC)} = b \times (\text{nœud})^2 \quad \text{où } b = 3 \times 10^{-4} \text{ (fC/(nm}^2\text{)) pour ces simulations ITRS.}$$

IV.2.3.2.2.2. Variations de $Q_n + I_{dp}.t$ en fonction de la tension d'alimentation

L'étude des variations de $Q_n + I_{dp}.t$ en fonction de la tension d'alimentation a été faite sur une technologie $0,25\ \mu\text{m}$ pour une règle de dessin de $W = 2L$.

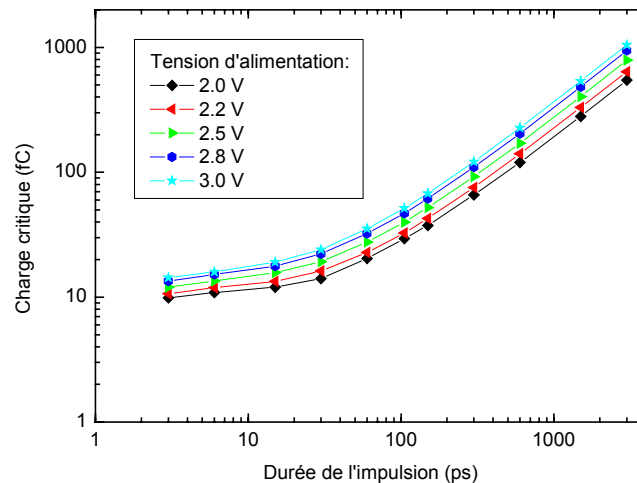


Figure IV - 25 : Charge critique d'une technologie Bulk $0,25\ \mu\text{m}$ en fonction de la durée de l'impulsion pour différentes tensions d'alimentation.

La Figure IV - 25 présente les courbes de charge critique en fonction du temps pour différentes tensions d'alimentation entre 2 et 3 V. Nous remarquons que la charge critique augmente avec l'augmentation de la tension d'alimentation.

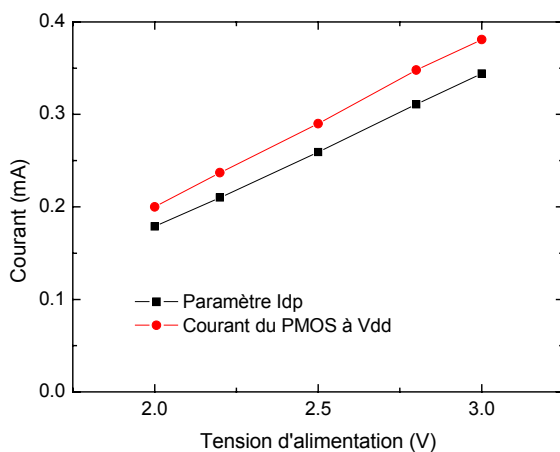


Figure IV - 26 : Courant I_{dp} ajusté aux simulations composants et courant du PMOS passant pour une technologie bulk $0,25\ \mu\text{m}$ en fonction de la tension d'alimentation.

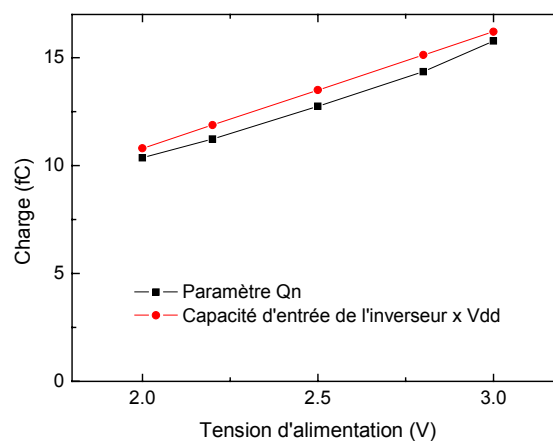


Figure IV - 27 : Charge du noeud ajustée aux simulations composants et capacité d'entrée de l'inverseur multipliée par la tension d'alimentation pour une technologie bulk $0,25\ \mu\text{m}$ en fonction de la tension d'alimentation.

La Figure IV - 26 et la Figure IV - 27 illustrent les variations des paramètres Q_n et I_{dp} en fonction de la tension d'alimentation. Le courant I_{dp} est légèrement en dessous de celui du PMOS passant ($\sim 10\%$) car à la fin du phénomène de basculement le PMOS passant ne l'est plus. Le paramètre I_{dp} évolue avec l'intégration de manière linéaire avec la tension d'alimentation et peut être ajustée par la formule suivante :

$$I_{dp}(A) = a \times V_{DD}(V) \quad \text{où : } a = \sim 0,16 \, \Omega^{-1} \text{ pour ces simulations.}$$

Le paramètre Q_n suit la loi $C_n \times V_{dd}$ ainsi il évolue linéairement avec l'intégration et peut être représenté par la formule suivante :

$$Q_n = C \times V_{DD} \quad \text{où } C = \sim 5,3 \, \text{fF pour ces simulations.}$$

IV.2.3.2.2.3. Variations de $Q_n + I_{dp}.t$ en fonction de W/L

L'étude des variations de $Q_n + I_{dp}.t$ en fonction de W/L a été faite sur une technologie 0,25 μm pour une tension d'alimentation de 2,5 V.

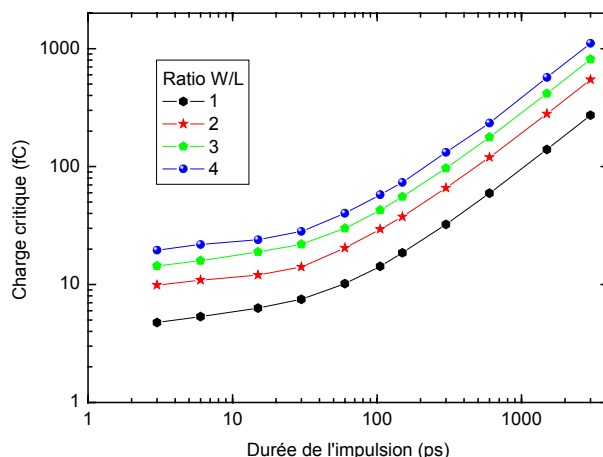


Figure IV - 28 : Charge critique d'une technologie Bulk 0,25 μm en fonction de la durée de l'impulsion pour différentes largeurs de grille.

La Figure IV - 28 présente les courbes de charge critique en fonction du temps pour différents dessins i.e. le ratio de W sur L. Nous retrouvons une augmentation de la charge critique avec l'augmentation du ratio W sur L.

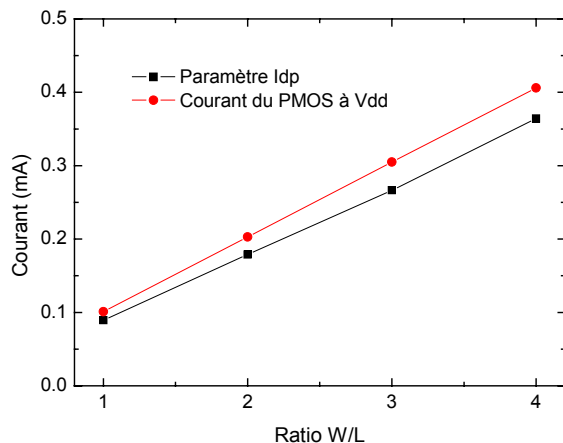


Figure IV - 29 : Courant I_{dp} ajusté aux simulations composants et courant du PMOS passant pour une technologie bulk 0,25 μm en fonction du ratio W/L.

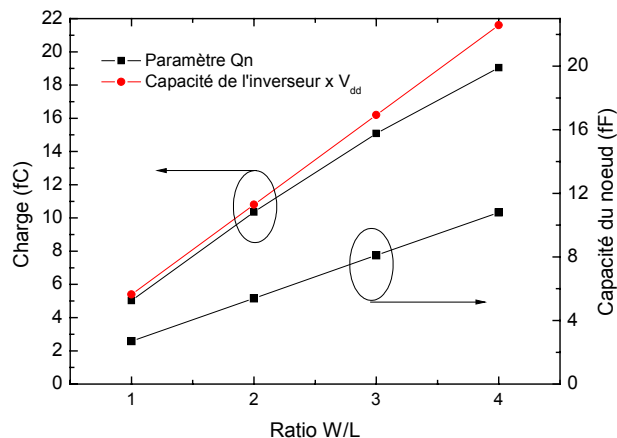


Figure IV - 30 : Charge du noeud ajustée aux simulations composants et capacité d'entrée de l'inverseur multipliée par la tension d'alimentation pour une technologie bulk 0,25 μm en fonction du ratio W/L.

La Figure IV - 29 et la Figure IV - 30 illustrent les variations des paramètres Q_n et I_{dp} en fonction du ratio W sur L. Le courant I_{dp} est toujours légèrement en dessous de celui du PMOS passant ($\sim 10\%$) pour les raisons décrites précédemment. Ce paramètre I_{dp} suit le courant du PMOS passant qui est proportionnel à la largeur du transistor. Ainsi, ce paramètre évolue linéairement avec le ratio W sur L et peut être traduit par la formule suivante :

$$I_{dp} = I (W/L) \quad \text{où : } I = \sim 90 \mu\text{A pour ces simulations.}$$

Le paramètre Q_n est proche de la tension d'alimentation du nœud multipliée par la capacité de l'inverseur. Comme la capacité d'entrée de l'inverseur est principalement fonction de la somme des surfaces de grille du NMOS et du PMOS, celle-ci évolue linéairement avec le ratio W sur L. Ainsi le paramètre Q_n évolue également avec le ratio W sur L de manière linéaire et peut être modélisé par la formule suivante :

$$Q_n = Q (W/L) \quad \text{où : } Q = \sim 4,7 \text{ fC pour ces simulations.}$$

IV.2.3.2.2.4. Résumé des variations de $Q_n + I_{dp}.t$ en fonction des paramètres étudiés

Les variations des paramètres du critère $Q_n + I_{dp}.t$ peuvent être résumées par les relations suivantes :

$$I_{dp} \approx \mu \cdot C_s \cdot (V_{gs} - V_t) \left(\frac{W}{L} \right) V_{DD} = \alpha \cdot \left(\frac{W}{L} \right) V_{DD} \quad (\text{Equ. IV-12})$$

$$Q_n \approx C_s \cdot L \cdot W \cdot V_{DD} \quad (\text{Equ. IV-13})$$

où pour des technologies suivant exactement les nœuds décrits dans l'ITRS :

$$\alpha = 0,144 \text{ mA/V}$$

$$C_s = 42,4 \text{ fF}/(\mu\text{m}^2)$$

pour L et W en μm et V_{DD} en V.

On remarque que la charge critique est très dépendante de la tension d'alimentation et des règles de dessin des transistors (W et L). Ainsi, pour un même nœud technologique, nous comprenons facilement qu'une charge critique peut varier du simple au double.

IV.2.3.4. Résumé de l'évaluation du basculement

Cette partie a présenté les différents critères de basculement codés sous MC-DASIE. Le critère charge déposée dans zone sensible est le plus simple et nécessite peu de paramètres (2). Ce critère est très utile pour l'exploration de la sensibilité de composants testés (utilisateur « testeur »). Les critères (I_{max} , t_{lmax}) et $Q_n+Idp.t$ couplés aux modèles de déplacement des porteurs (v , D) et (D , ZCE) décrivent avec différentes finesses le phénomène de basculement de la cellule. Ces critères nécessitent une bonne description de la cellule élémentaire (utilisateur « fondeur »). La Figure IV - 31 résume les différents critères utilisables sous MC-DASIE.

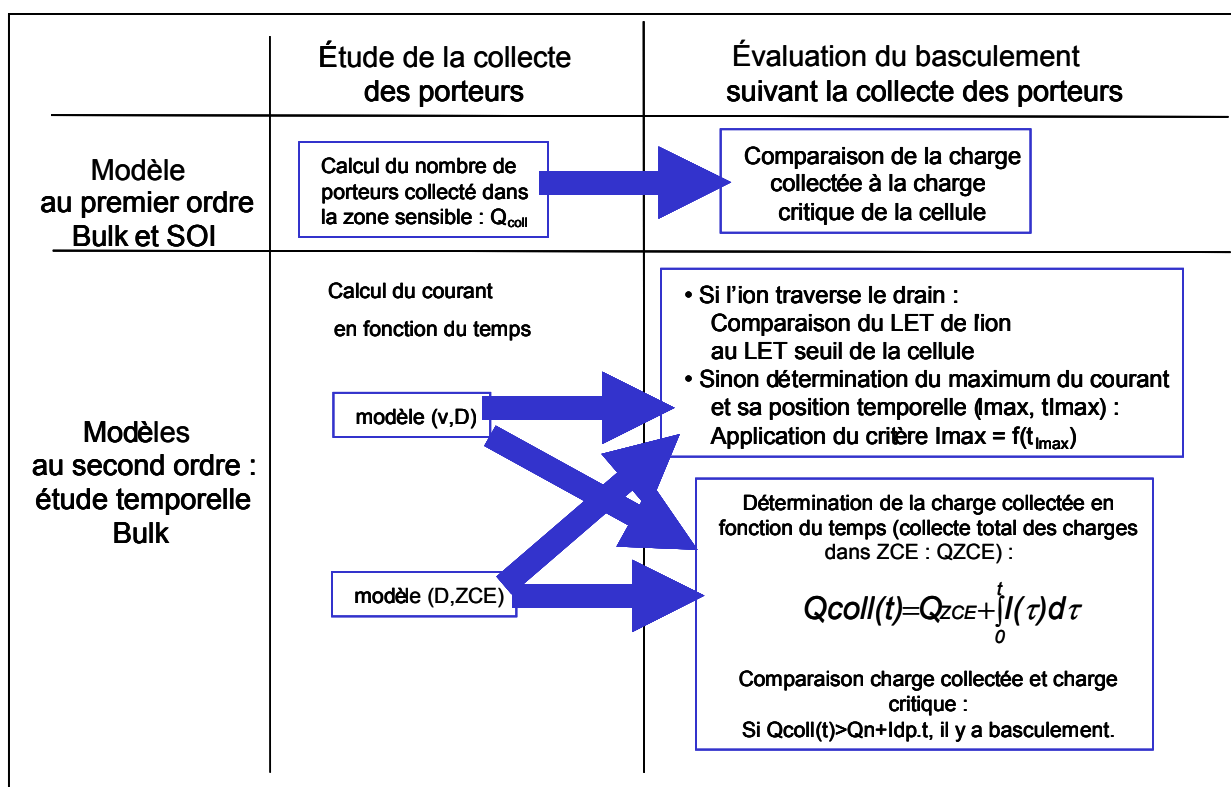


Figure IV - 31 : Illustration détaillée des critères de basculement codés sous MC-DASIE.

IV.2.4. Détermination d'une section efficace SEU pour un volume d'interaction

Les contributions d'un volume d'interaction à la section efficace de SEU sont calculées par étude d'un grand nombre d'ions secondaires induits par réaction neutron-atome dans ce volume d'interaction. La prédiction repose sur le calcul de la probabilité qu'un ion secondaire induise un SEU ($p(\text{SEU/ion secondaire})$).

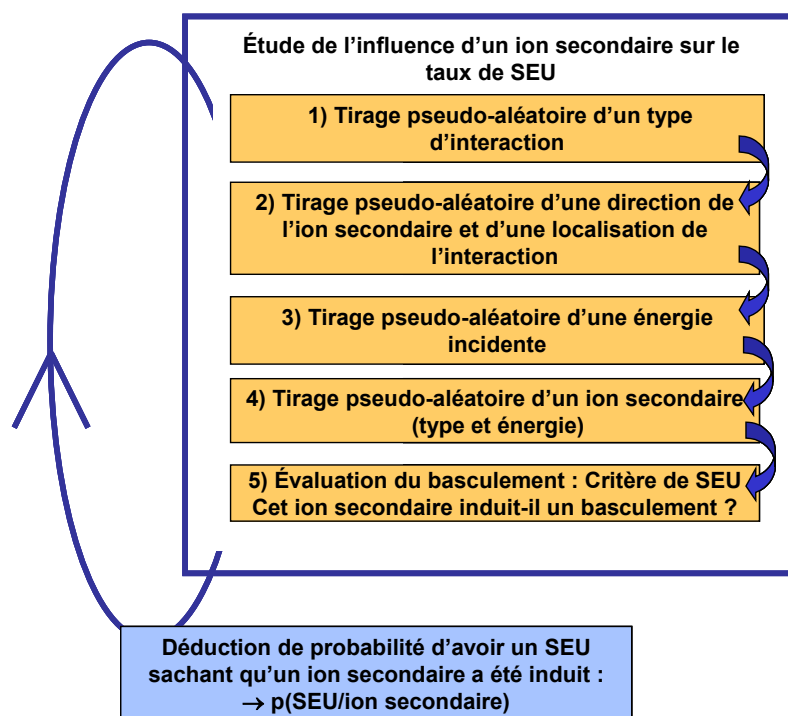


Figure IV - 32 : Etapes du calcul Monte-Carlo de $p(\text{SEU/ion secondaire})$

Comme le montre le diagramme de la Figure IV - 32, un type d'interaction, un type d'ion secondaire et une énergie de recul sont tirés au hasard en respectant l'énergie du neutron et les données de section efficace de la base d'interaction neutron-atome. La localisation et la direction de chaque interaction sont tirées au hasard dans les volumes, puisque les neutrons sont considérés isotropes. Cet ion secondaire est étudié afin de déterminer s'il provoque ou non un SEU. Ces étapes sont répétées de nombreuses fois afin de réduire l'incertitude du calcul de la probabilité d'avoir un SEU sachant qu'un ion secondaire a été induit.

Les points suivants décrivent les principales étapes de ce calcul.

1) Tirage pseudo-aléatoire d'un type d'interaction

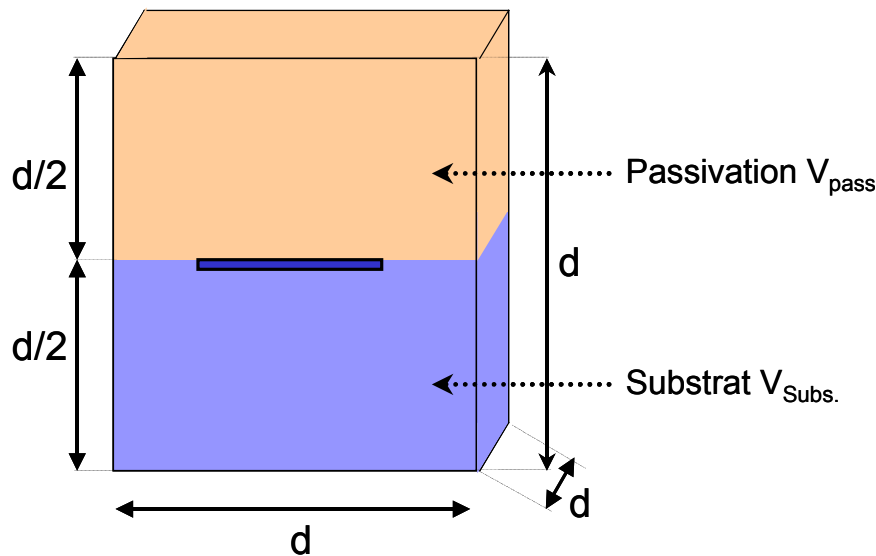


Figure IV - 33 : Exemple des différents matériaux constituant d'un volume d'interaction pour une simulation MC-DASIE.

Comme le montre la Figure IV - 33, un volume d'interaction peut être constitué de différents matériaux. Les différents constituants des matériaux (les atomes) n'ont pas la même section efficace de réaction. Ainsi, les occurrences des réactions ne sont pas homogènes dans le volume d'interaction.

La section efficace de production d'un type d'interaction pour un volume d'interaction donné est égale à la section efficace de production de l'interaction particule incidente-atome cible multipliée par le nombre d'atomes cibles.

$$\sigma_{IV}(n-A \text{ dans } M) = N_A \cdot V_M \cdot \sigma(n-A) \quad (\text{Equ. IV-14})$$

où :

A est le type d'atome cible

M est le type de matériau (substrat, passivation, etc...)

V_M est le volume du matériau (en cm^3)

N_A est la densité de l'atome A dans le matériau M (en nombre d'atomes par cm^3)

n-A_dans_M est le type d'interaction : n-A dans le matériau M

$\sigma(n-A)$ est la section efficace de production d'ions secondaires de l'interaction n-A (en cm^2)

$\sigma_{IV}(n-A \text{ dans } M)$ est la section efficace de production d'ions secondaires de l'interaction n-A dans le matériau ayant pour cible le volume d'interaction (en cm^2).

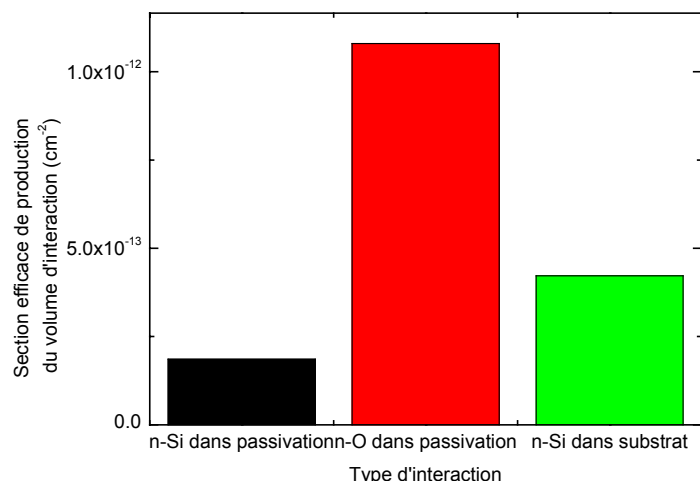


Figure IV - 34 : Sections efficaces des différents types d'interaction dans un volume d'interaction conforme à la Figure IV - 33 pour $d = 2\mu\text{m}$ et pour des neutrons incidents terrestres

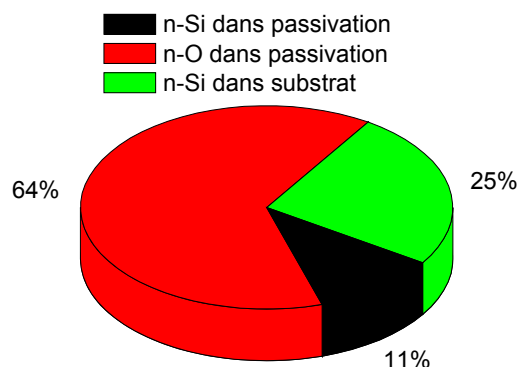


Figure IV - 35 : Répartitions des sections efficaces précédentes.

Comme l'illustre la Figure IV - 34 et la Figure IV - 35 pour ce cas de volume d'interaction (moitié passivation – moitié silicium), l'occurrence de l'interaction n-O dans la passivation est de 64 %, celle de l'interaction n-Si dans la passivation est de 11 % et celle de l'interaction n-Si dans le silicium (substrat) de 25 %. Le tirage des types d'interaction doit suivre ces répartitions.

2) Tirage pseudo-aléatoire d'une direction de l'ion secondaire et d'une localisation de l'interaction

Une fois le tirage du type d'interaction fait, le tirage aléatoire d'une localisation peut être fait dans le matériau cible tiré (type d'interaction). Le tirage de la direction de l'ion secondaire est fait aléatoirement (4π sr.). Une fois cette étape effectuée, nous connaissons la localisation de l'interaction, l'atome cible et la direction de l'ion secondaire émis, comme l'illustre la Figure IV - 36.

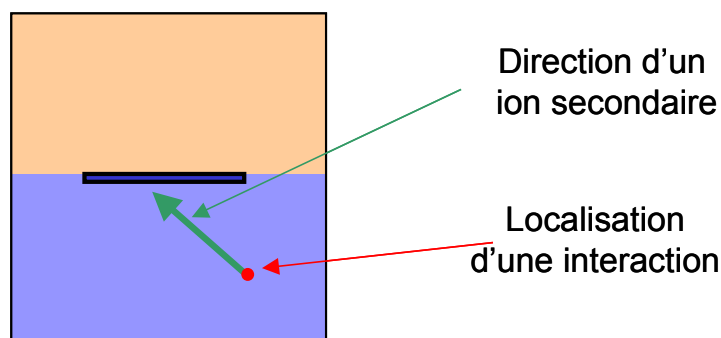


Figure IV - 36 : Principe du tirage d'une direction de l'ion secondaire et d'une localisation de l'interaction.

3) Tirage pseudo-aléatoire d'une énergie incidente

Si les particules incidentes sont monoénergétiques, cette étape n'est pas nécessaire. Dans l'autre cas (de particules ayant une distribution énergétique), le tirage de l'énergie incidente doit suivre la section efficace de production de l'interaction flux de particules incidentes-atome cible (Figure IV - 37). En effet, la section efficace de production varie avec l'énergie de la particule incidente (Figure IV - 38). A flux égal de neutrons incidents, l'énergie 50 MeV émet quasiment deux fois plus de particules que l'énergie 200 MeV. Le tirage de l'énergie incidente doit suivre ces variations de répartitions.

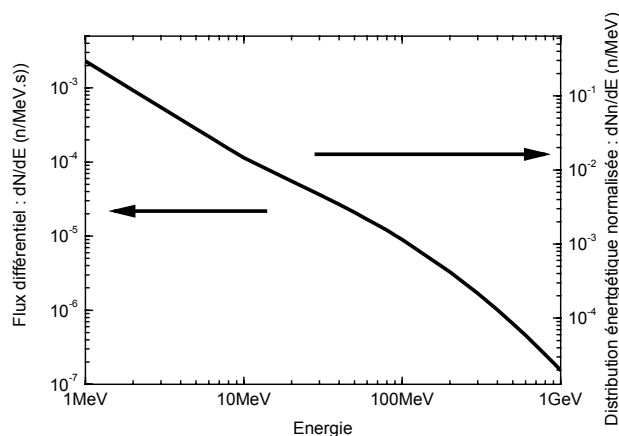


Figure IV - 37 : Flux différentiel et fluence différentielle normalisée du spectre neutronique terrestre.

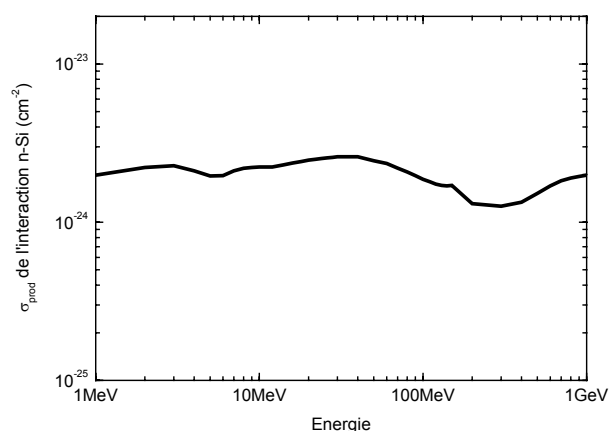


Figure IV - 38 : Section efficace de production de l'interaction n-Si en fonction de l'énergie incidente

La première étape de ce tirage est le calcul de la répartition énergétique du flux par la formule suivante :

$$\frac{dNn(E)}{dE} = \frac{1}{\int_0^{\infty} \frac{dN(E)}{dE} dE} \frac{dN(E)}{dE} \quad (\text{Equ. IV-15})$$

où :

$\frac{dN(E)}{dE}$ est le flux incident (n/(MeV.s))

$\frac{dNn(E)}{dE}$ est la distribution énergétique normalisée du flux incident. L'intégrale énergétique de cette distribution énergétique normalisée donne 1. (n/MeV)

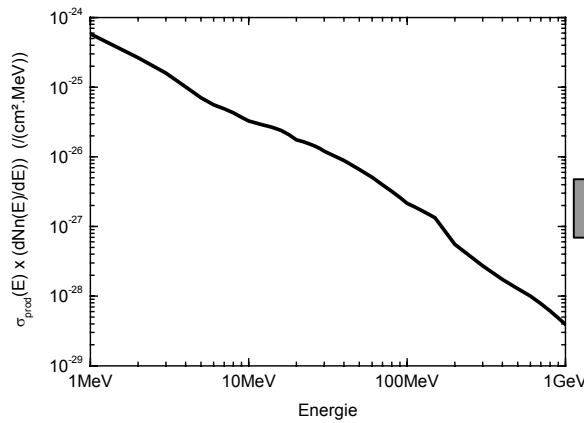


Figure IV - 39 : Produit de la section efficace de production avec la distribution énergétique normalisée du spectre neutronique terrestre en fonction de l'énergie incidente.

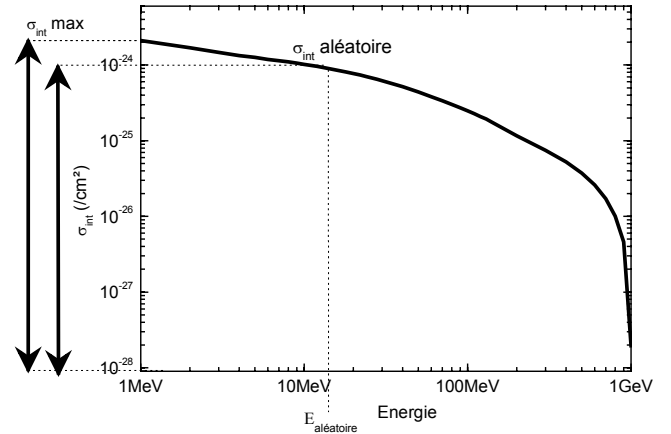


Figure IV - 40 : Intégrale du produit de la section efficace de production avec la distribution énergétique normalisée du spectre neutronique terrestre en fonction de l'énergie incidente : $\sigma_{int}(E)$

La deuxième étape est le calcul de la section efficace intégrée ($\sigma_{int}(E)$) de l'interaction de la la distribution énergétique normalisée du flux incident avec l'atome cible en fonction de l'énergie incidente minimale (Figure IV - 39 et Figure IV - 40) :

$$\sigma_{int}(E) = \int_E^{\infty} \sigma_{prod}(E_i) \frac{dNn(E_i)}{dE_i} dE_i \quad (\text{Equ. IV-16})$$

La troisième étape consiste dans le tirage d'un nombre aléatoire ($\sigma_{int}(E_{aléa})$) entre zéro et $\sigma_{int}(0)$. L'énergie incidente pseudo aléatoire ($E_{aléa}$) est déduite de ($\sigma_{int}(E_{aléa})$) et de la courbe $\sigma_{int}(E)$.

4) Tirage pseudo-aléatoire d'un ion secondaire (type et énergie)

Les répartitions des ions secondaires issus de l'interaction particule incidente d'énergie $E_{aléa}$ avec l'atome cible sont extraites par interpolation de la base de données des interactions (Figure IV - 41 et Figure IV - 42). Le tirage d'un ion secondaire est effectué en respectant les répartitions des sections efficaces de production des différentes particules émises.

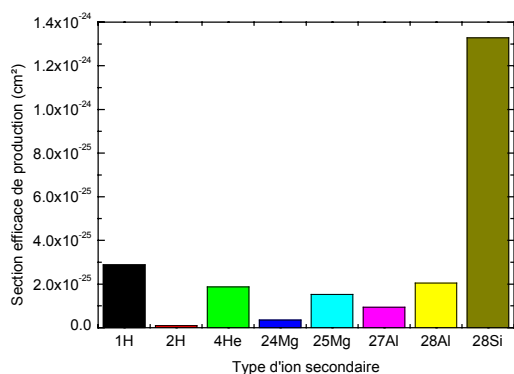


Figure IV - 41 : Section efficace de production des ions secondaires de l'interaction neutron-atome de silicium ($E_n = 14$ MeV).

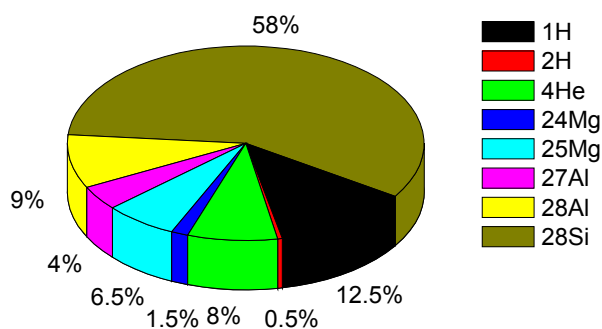


Figure IV - 42 : Répartition des sections efficaces de production des ions secondaires de l'interaction neutron-atome de silicium ($E_n = 14$ MeV).

Une fois le type d'ion secondaire déterminé, il ne reste plus qu'à tirer l'énergie de celui-ci. La courbe de section efficace intégrée de production de l'ion secondaire ($\sigma_{IS}(E_r)$) provenant de l'interaction particule incidente d'énergie $E_{aléa}$ avec l'atome cible est extraite de l'interpolation des informations de la base de données des interactions (Figure IV - 43).

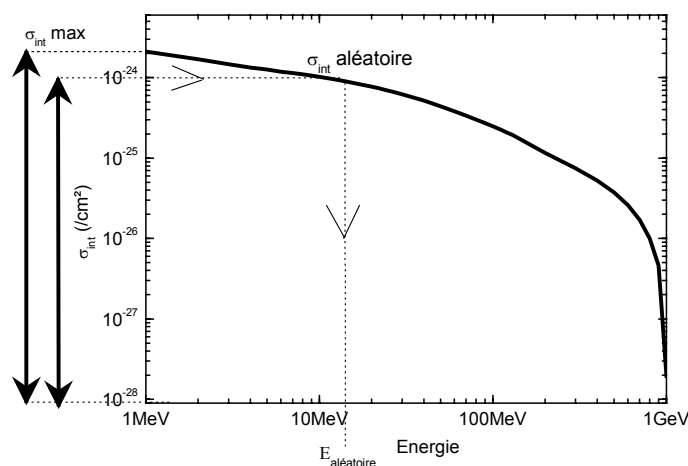


Figure IV - 43 : Section efficace de production de l'ion ^{28}Si issu de l'interaction neutron avec un atome de silicium en fonction de l'énergie minimale de recul de l'ion secondaire ($E_n = 14$ MeV).

Un nombre aléatoire (σ_{IS} aléatoire) entre zéro et σ_{IS} max est tiré. L'énergie de recul pseudo aléatoire ($E_{r\text{aléa}}$) est déduite de (σ_{IS} aléatoire) et de la courbe $\sigma_{IS}(E_r)$.

5) Détermination du basculement de la cellule pour l'ion secondaire tiré

Une fois que les caractéristiques de l'ion secondaire (type et énergie) et ses attributs dans le volume (localisation de l'interaction et d'une direction) sont déterminées, le dépôt de charges dans le volume sensible est calculé à l'aide des tables de Ziegler [Ziegler - 2003] (Figure IV - 44). Ensuite, le critère de SEU choisi est appliqué afin de déterminer si ce tirage induit un SEU.

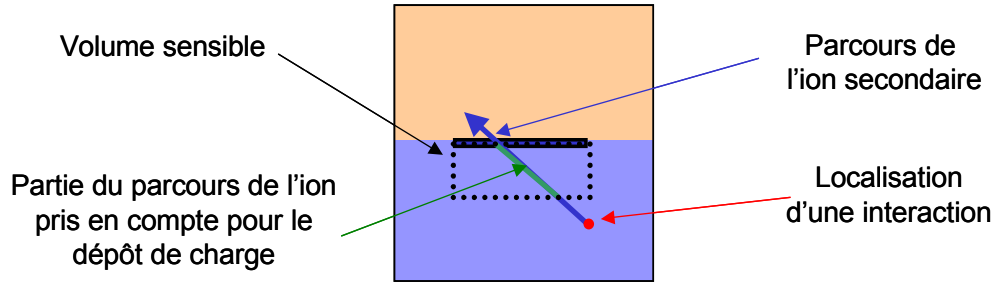


Figure IV - 44 : Principe de la configuration d'un tirage d'un cas d'ion secondaire dans le modèle MC-DASIE

Déduction de la probabilité d'avoir un SEU sachant qu'un ion secondaire a été induit.

Ces étapes sont répétées un grand nombre de fois afin de déduire du rapport nombre de SEU sur nombre de tirages, la probabilité d'avoir un SEU sachant qu'un ion secondaire a été créé dans le volume sensible :

$$\lim_{\text{nombre_de_tirs} \rightarrow \infty} \left(\frac{\text{nombre_de_SEU}}{\text{nombre_de_tirs}} \right) = p(\text{SEU} / \text{ion_créé}) \quad (\text{Equ. IV-17})$$

Comme ce tirage Monte Carlo suit une loi de Poisson, l'incertitude de la probabilité peut être estimée par la formule suivante :

$$\sigma = \frac{1}{\sqrt{\text{nombre_de_SEU}}} \quad (\text{Equ. IV-18})$$

Ainsi pour un tirage donnant 400 SEUs, l'incertitude de la probabilité est de 5%, pour un tirage donnant 100 SEUs, l'incertitude de la probabilité est de 10%. La convergence de ce calcul peut être améliorée en tenant compte des caractéristiques spatiales des événements (cf. annexe).

Une fois la probabilité de SEU sachant qu'un ion secondaire a été créé dans le volume sensible déterminée, il ne reste plus qu'à la multiplier par la section efficace de production du volume sensible afin de déterminer la section efficace SEU du volume d'interaction :

$$\sigma_{IV}(\text{SEU}) = p(\text{SEU} / \text{ion_créé}) \left(\sum_A \sigma_{IV}(n-A \text{ dans } M) \right) \quad (\text{Equ. IV-19})$$

IV.2.5. Gestion des volumes d'interaction

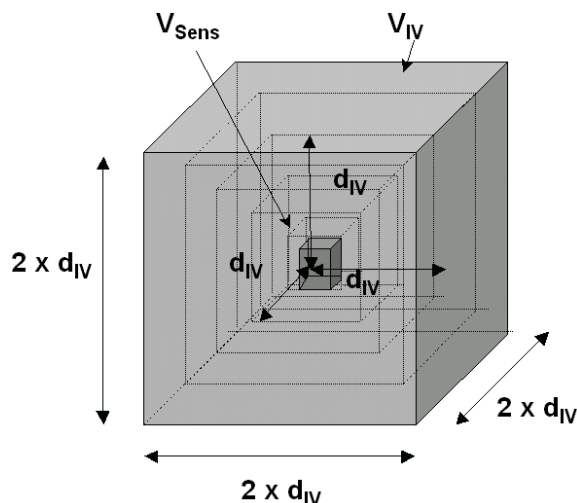


Figure IV - 45 : Illustration des volumes d'interaction dans la modélisation de MC-DASIE. V_{Sens} représente le volume sensible. V_{IV} est un volume d'interaction, qui est un cube centré sur V_{Sens} . d_{IV} est le rayon du volume interaction et est égale à la moitié de l'arrête du cube V_{IV} .

Les volumes d'interaction sont gérés en couche. Le premier volume d'interaction est un cube centré sur le volume sensible du NMOS. Le second volume d'interaction a une dimension légèrement plus grande que le premier volume. Le troisième volume entoure le second et ainsi de suite... (Figure IV - 45). Chaque volume d'interaction prend en compte les épaisseurs de passivation et du substrat.

Le calcul de la section efficace SEU est fait pour chaque volume jusqu'à ce que la contribution du dernier volume calculé devienne négligeable, i.e. typiquement 0,05% de la plus grande contribution (Figure IV - 46).

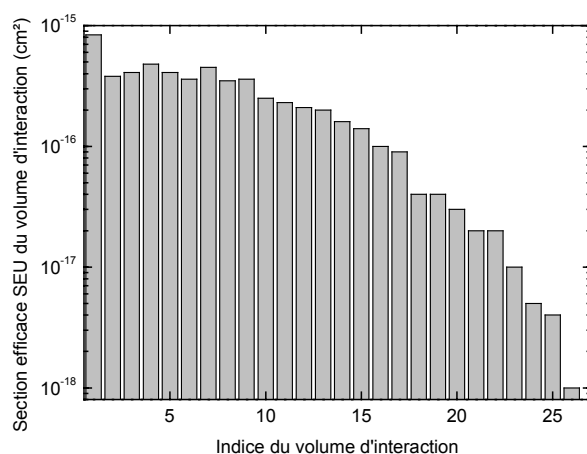


Figure IV - 46 : Section efficace SEU des différents volumes d'interaction en fonction de leurs indices pour une SRAM Bulk 0,25 μm et un flux neutronique incident de 500 MeV.

La section efficace totale correspond à la somme de toutes les contributions des volumes (Figure IV - 47) :

$$\sigma_{total}(SEU) = \sum_{IV} \sigma_{IV}(SEU) \quad (\text{Equ. IV-20})$$

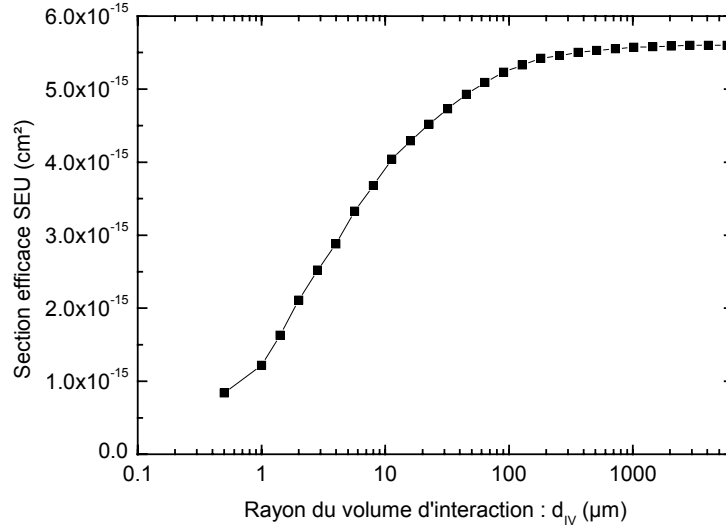


Figure IV - 47 : Section efficace SEU en fonction du rayon du volume d'interaction pour une SRAM Bulk 0,25 μm et un flux neutronique incident de 500 MeV.

Si la sensibilité recherchée doit être exprimée en SER, la section efficace est multipliée par le flux des particules incidentes :

$$SER = \left(\int_0^{\infty} \frac{dN}{dE} dE \right) \sigma_{total}(SEU) \quad (\text{Equ. IV-21})$$

Un calcul typique (critère charge critique Q_c déposée dans un RPP) nécessite 10⁹ événements et prend 2 à 3 heures sur une station équipée d'un processeur cadencé à 2,8 GHz (méthode de l'annexe). L'utilisation d'un critère de basculement de deuxième ordre (Q_n+I_{dp}.t ou I_{max}, t_{imax}) nécessite des temps de calcul plus longs (20 à 30 heures de calcul).

IV.3. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les différentes familles de code de prédiction des aléas logiques et leurs méthodes. Dans un second temps, la méthodologie du code Monte Carlo développé dans ce travail de thèse, a été explicitée en détail. La modélisation de la structure propre aux technologies bulk et SOI a été exposée en ce qui concerne l'agencement des matériaux. La modélisation des matériaux des technologies bulk et SOI a été montrée. MC-DASIE peut prendre en compte dans la description du composant cible non seulement le silicium mais aussi l'oxyde de silicium (deuxième composant atomistique en volume des SRAM). Ainsi, ce code gère à la fois les interactions n-Si et n-O du composant.

Les différentes méthodes d'évaluation du basculement implémentées dans le code ont été présentées et comparées avec des simulations composant et circuit. Le critère de charge déposée dans le volume sensible est un critère nécessitant peu de paramètres et est ainsi bien adapté pour décrypter les données expérimentales de composants où l'on ne connaît qu'une description limitée. Les critères dynamiques ($(I_{\max}, t_{\max})$, $Q_n + I_{dp}.t$ avec le déplacement des porteurs (v, D) et (D, ZCE)) représentent finement le phénomène de basculement et nécessitent une bonne description de la cellule élémentaire (nombreux paramètres). Le choix du critère de basculement se fera donc en fonction des paramètres que l'utilisateur du code MC-DASIE possède sur une technologie donnée. Enfin, les étapes de l'approche Monte Carlo ont été expliquées et détaillées.

Si l'on s'intéresse aux limitations de la modélisation utilisée dans MC-DASIE face à l'intégration des technologies, on peut relever plusieurs mécanismes non pris en compte dans le calcul de collection de charges. Le premier est l'influence des jonctions voisines sur la collection de charge (charge sharing), celle-ci s'intensifiant avec le rapprochement des cellules. La seconde est l'amplification bipolaire parasite qui augmente au fil des sauts technologiques. Et enfin, le fait que les dimensions du diamètre des traces d'ions deviennent grandes devant celles des zones sensibles devra être pris en compte dans le calcul des charges déposées. Ces trois phénomènes sont négligeables pour les technologies actuelles et dans un futur proche, justifiant ainsi la modélisation retenue dans cette version de MC-DASIE.

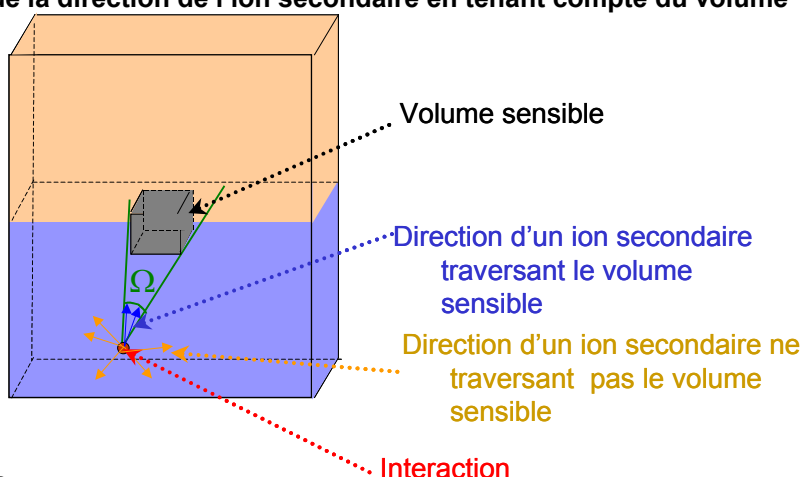
Le chapitre suivant présente l'application du code MC-DASIE avec des confrontations aux valeurs expérimentales. Comme nous utilisons des composants commerciaux dont nous ne connaissons pas toutes les caractéristiques, la validation du code a été focalisée sur le critère de basculement charge déposée dans zone sensible.

Annexe

Modifications du tirage des événements pour une convergence plus rapide.

Lorsque le volume d'interaction augmente, la probabilité d'avoir un ion secondaire traversant le volume sensible (condition nécessaire pour induire un aléa logique) parmi tous les ions produits décroît. En effet, lorsque la distance point d'interaction – volume sensible augmente les conditions sur l'ion secondaire pouvant induire un SEU se resserrent : l'angle solide (vue du volume sensible à partir du point d'interaction) diminue et le parcours minimum de la particule doit augmenter. Ces deux aspects géométriques sont pris en compte dans le code afin de permettre une convergence rapide.

Tirage de la direction de l'ion secondaire en tenant compte du volume



sensible

Figure IV - 48 : Illustration de l'angle solide (Ω) nécessaire pour l'ion secondaire traverse le volume sensible.

Une fois, le point d'interaction tiré, l'une des conditions nécessaires pour que l'évènement induise un aléa logique est que l'ion secondaire ait une direction vers le volume sensible (Figure IV - 48). L'angle solide nécessaire (Ω) est déterminé par le code et l'angle d'émission de l'ion secondaire est tiré aléatoirement à l'intérieur de cet intervalle.

Une efficacité liée à l'angle solide (ρ_Ω) est associée à ce tirage :

$$\rho_\Omega = \frac{\Omega}{4\pi} \quad (\text{Equ. IV-22})$$

Tirage de l'énergie de l'ion secondaire en tenant compte du volume sensible

Une fois, le point et le type d'interaction tiré, ainsi que la direction et le type d'ion secondaire déterminés, l'une des conditions nécessaires pour que l'évènement induise un aléa logique est que l'ion secondaire ait un parcours suffisant pour atteindre le volume sensible (Figure IV - 49).

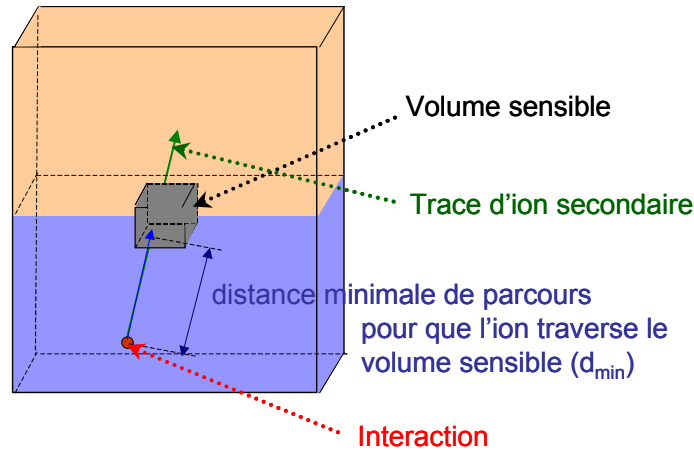


Figure IV - 49 : Illustration de la distance minimale de parcours (d_{min}) pour qu'un ion secondaire traverse un volume sensible.

Le parcours minimal de l'ion secondaire (calcul de distance) et l'énergie minimale de recul associée sont déterminés par le code à partir des données de Ziegler [Ziegler - 2003].

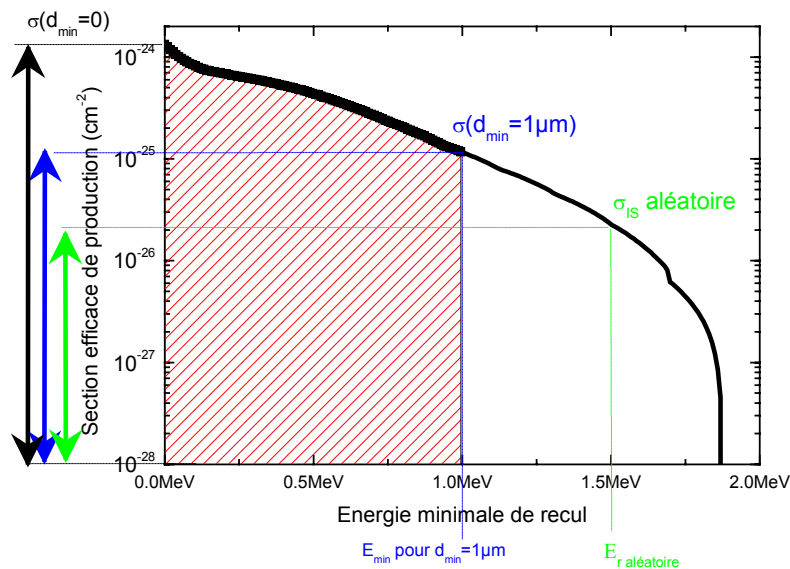


Figure IV - 50 : Section efficace de production de l'ion ^{28}Si issu de l'interaction neutron avec un atome de silicium en fonction de l'énergie minimale de recul de l'ion secondaire ($E_n = 14\text{ MeV}$). Illustration du tirage d'une énergie de recul (E_r aléatoire) pour un ion ayant au minimum un parcours de $1\mu\text{m}$ ($d_{min} = 1\mu\text{m}$).

Le Figure IV - 50 illustre le tirage de l'énergie de l'ion secondaire. Un ion ^{28}Si doit avoir au minimum une énergie de $\sim 1\text{ MeV}$ afin d'avoir un parcours au minimum de $1\mu\text{m}$.

Une efficacité liée au parcours minimum (ρ_{dmin}) est associée à ce tirage :

$$\rho_{dmin} = \frac{\sigma(dmin)}{\sigma(0\mu m)} \quad (\text{Equ. IV-23})$$

Effets des tirages de direction de l'ion secondaire et l'énergie de l'ion secondaire en tenant compte du volume sensible sur la probabilité

Comme les tirages sont pseudo-aléatoires l'équation IV-17 n'est plus valable. La probabilité d'avoir un SEU sachant qu'une interaction a eu lieu est égale à la formule suivante :

$$p(SEU/interaction) = \frac{\sum_{i=1}^{nbrTirage} \rho_{dmin}(i) \cdot \rho_{\Omega}(i) \cdot \delta(SEUi)}{nbrTirage} \quad (\text{Equ. IV-24})$$

Cette méthode permet de faire converger le calcul plus rapidement (temps de calcul divisé par ~10) pour des résultats identiques.

Références

- [Abare - 1989] W. Abare, "Signal Data Processing Subsystem", IEEE Nuclear and Space Radiation Effects Conference Short Course, Marco Island, Florida, USA, 1989.
- [GEANT4 - 2003] S. Agostinelli, J. Allison, A. Forti, N. Savvas, J. Apostolakis, P. Arce, H. Burkhardt, R. Chytrcek, G. Cosmo, G. Folger, S. Giani, V. Ivanchenko, V. Lara, M. Liendl, E. Medernach, A. Pfeiffer, S. Sadilov, H. Araujo, A. Howard, S. Banerjee, F. Behner, H. Fesefeldt, V. Lefebvre, D. Gibin, J. J. Gómez Cadenas, A. Grossheim, M. Asai, A. Dell'Acqua, D. Axen, N. Kanaya, G. Barrand, J. Boudreau, S. Chauvie, A. Feliciello, J. Chuma, G. Greeniaus, P. Gumplinger, F. W. Jones, G. Cooperman, G. Depaola, D. Dietrich, W. Greiner, K. Paech, R. Enami, K. Hashimoto, H. Hasui, M. Kawabata, Y. Kawabata, M. Kawaguti, T. Nishimura, K. Ohtsubo, M. Okamura, C. Ferguson, F. Lei, R. Giannitrapani, I. González, G. Gracia Abril, F. Ranjard, S. Guatelli, M. G. Pia, R. Hamatsu, Y. Oohata, S. Kelner, R. Kokoulin, P. Kent, A. Kimura, T. Kodama, K. Minamimoto, M. Nagamatsu, H. Kurashige, W. Lockman, F. Longo, G. Santin, S. Magni, M. Maire, P. Mora de Freitas, S. O'Neale, K. Amako, L. Bellagamba, L. Broglia, A. Brunengo, P. Degtyarenko, F. Foppiano, S. Garelli, V. Grichine, A. Heikkinen, A. Johnson, J. Kallenbach, M. Kossov, E. Lamanna, T. Lampén, Y. Morita, K. Murakami, R. Nartallo, P. Nieminen, J. Perl, A. Rybin, E. Di Salvo and T. Sasaki, "GEANT4 - A simulation toolkit," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 506, no. 3, pp. 250, 2003.
- [Baggio - 2004] J. Baggio, V. Ferlet-Cavrois, H. Duarte and O. Flament, "Analysis of Proton/Neutron SEU Sensitivity of Commercial SRAMs - Application to the Terrestrial Environment Test Method," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 51, no. 6, pp. 3420-3426, 2004.
- [Castellani PhD. - 2002] K. Castellani-Coulié, "Recherche des paramètres déterminants pour la prévision des aléas logiques induits par les protons et les neutrons sur les technologies CMOS avancées." Thèse de doctorat, Université de Montpellier II, 2002.
- [Dai - 1999] C. Dai, N. Hakim, S. Hareland, J. Maiz and S.-W. Lee, "Alpha-SER Modeling and Simulation for Sub-0.25 μ m CMOS Technology", Symposium on VLSI Technology Digest of Technical Papers, 1999.
- [Dyer - 2003] C. Dyer, S. Clucas, F. Lei, P. Truscott, R. Nartello and C. Comber, "Comparative Simulations of Single Event Upsets Induced by Protons and Neutrons in Commercial SRAMs", IEEE Radiation and Its Effects on Components and Systems Conference, Noordwijk, The Netherlands, 2003.
- [Edmonds A - 1996] L. D. Edmonds, "SEU cross sections derived from a diffusion analysis," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 43, no. 6, pp. 3207-3217, 1996.
- [Edmonds B - 1996] L. D. Edmonds, "A graphical method for estimating charge collected by diffusion from an ion track," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 43, no. 4, pp. 2346-2357, 1996.
- [Edmonds - 2001] L. D. Edmonds, "A time-dependent charge-collection efficiency for diffusion," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 48, no. 5, pp. 1609-1622, 2001.
- [Ferlet - 2002] V. Ferlet-Cavrois, C. Marcandella, G. Giraud, G. Gasiot, T. Colladant, O. Musseau, C. Fenouillet and J. D. de Poncharra, "Characterization of the parasitic bipolar amplification in SOI technologies submitted to transient irradiation," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 49, no. 3, pp. 1456-1461, 2002.
- [Ferlet - 2005] V. Ferlet-Cavrois, P. Paillet, D. McMorro, J. S. Melinger, A. B. Campbell, M. Gaillardin, O. Faynot and O. Thomas, "Analysis of the Transient Response of High Performance 50-nm Partially Depleted SOI Transistors Using a Laser Probing Technique ", Radiation and Its Effects on Components and Systems, Cap d'Agde, France, 2005.
- [Gasiot PhD. - 2004] G. Gasiot, "Etude de la sensibilité de technologies CMOS/Bulk et CMOS/SOI Partiellement Désertée très largement sub-microniques dans l'environnement radiatif terrestre", PhD., Université de Bordeaux I, 2004.

Chapitre IV : Principes de fonctionnement de la simulation de prédiction de taux d'aléas logiques dans les SRAMS

- [Hirose - 2002] K. Hirose, H. Saito, Y. Kuroda, S. Ishii, Y. Fukuoka and D. Takahashi, "SEU resistance in advanced SOI-SRAMs fabricated by commercial technology using a rad-hard circuit design," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 49, no. 6, pp. 2965-2968, 2002.
- [Hirose - 2004] K. Hirose, H. Saito, S. Fukuda, Y. Kuroda, S. Ishii, D. Takahashi and K. Yamamoto, "Analysis of body-tie effects on SEU resistance of advanced FD-SOI SRAMs through mixed-mode 3-D Simulations," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 51, no. 6, pp. 3349, 2004.
- [Howe - 2005] C. L. Howe, R. A. Weller, R. A. Reed, M. H. Mendenhall, R. D. Schrimpf, K. M. Warren, D. R. Ball, L. W. Massengill, K. A. LaBel, J. W. Howard, Jr. and N. F. Haddad, "Role of heavy-ion nuclear reactions in determining on-orbit single event error rates," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 52, no. 6, pp. 2182, 2005.
- [Hubert - 2001] G. Hubert, J. M. Palau, K. Castellani-Coulie, M. C. Calvet and S. Fourtine, "Detailed Analysis of Secondary Ions' Effect for the Calculation of Neutron-Induced SER in SRAMs," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 48, no. 6, pp. 1953-1959, 2001.
- [Hubert - 2005] G. Hubert, N. Buard, C. Weulersse, T. Carrière, M. C. Palau, J. M. Palau, D. Lambert, J. Baggio, F. Wrobel, F. Saigné and R. Gaillard, "A review of DASIE code family: contribution to SEU/MBU understanding", 11th IEEE International On-Line Testing Symposium, Saint-Raphael, France, 2005.
- [Inguibert - 2002] C. Inguibert, S. Duzellier and R. Ecoffet, "Contribution of GEANT4 to the determination of sensitive volumes in case of high-integrated RAMs," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 49, no. 3, pp. 1480-1485, 2002.
- [Kawakami - 2004] Y. Kawakami, M. Hane, H. Nakamura, T. Yamada and K. Kumagai, "Investigation of soft error rate including multi-bit upsets in advanced SRAM using neutron irradiation test and 3D mixed-mode device simulation", Electron Devices Meeting, 2004. IEDM Technical Digest. IEEE International, 2004.
- [Letaw - 1991] J. R. Letaw and E. Normand, "Guidelines for predicting single-event upsets in neutron environments [RAM devices]," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 38, no. 6, pp. 1500-1506, 1991.
- [McNulty - 1991] P. J. McNulty, W. J. Beauvais, W. G. Abdel-Kader, S. S. El-Teleaty, E. G. Mullen and K. P. Ray, "Test of SEU algorithms against preliminary CRRES satellite data," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 38, no. 6, pp. 1642-1646, 1991.
- [Mentor - 2005] Mentor Graphics, 2005. www.mentor.com/products/ic_nanometer/simulation/eldo/
- [Merelle - 2005] T. Merelle, F. Saigne, B. Sagnes, G. Gasiot, P. Roche, T. Carriere, M.-C. Palau, F. Wrobel and J.-M. Palau, "Monte-Carlo simulations to quantify neutron-induced multiple bit upsets in advanced SRAMs," *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, vol. 52, no. 5, pp. 1538-1544, 2005.
- [Mérelle - 2004] T. Mérelle, F. Saigne, B. Sagnes, E. Dauverchain, G. Gasiot, P. Roche, T. Carriere, M.-C. Palau, F. Wrobel and J. M. Palau, "Monte-Carlo simulations to quantify neutron-induced Multiple Bit Upsets in advanced SRAMs," *Proceedings RADECS 2004*, vol., no., pp. 351-358, 2004.
- [Mérelle PhD. - 2005] T. Mérelle, "Conception et validation d'un simulateur Monte-Carlo d'aléas logiques induits par l'environnement radiatif terrestre sur les technologies très largement submicroniques", Thèse de doctorat, Université de Montpellier II, 2005.
- [Mérelle - 2005] T. Mérelle, "Validation d'un simulateur SER pour prédire le taux d'aléas logiques dans les mémoires SRAM ", Ph.D., Université de Montpellier II, 2005.
- [Mérelle - 2005] T. Mérelle, H. Chabane, J.-M. Palau, K. Castellani-Coulie, F. Wrobel, F. Saigné, B. Sagnes, J. Boch, J. R. Vaille, G. Gasiot, P. Roche, M.-C. Palau and T. Carriere, "Criterion for SEU Occurrence in SRAM Deduced From Circuit and Device Simulations in Case of Neutron-Induced SER," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 52, no. 4, pp. 1148 - 1155, 2005.

Chapitre IV : Principes de fonctionnement de la simulation de prédiction de taux d'aléas logiques dans les SRAMS

- [Murley - 1996] P. C. Murley and G. R. Srinivasan, "Soft-error Monte Carlo modeling program, SEMM," *IBM Journal of Research and Development*, vol. 40, no. 1, pp. 109-118, 1996.
- [Normand - 1996] E. Normand, "Single-event effects in avionics," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 43, no. 2, pp. 461-474, 1996.
- [Palau - 2001] J. M. Palau, G. Hubert, K. Coulie, B. Sagnes, M. C. Calvet and S. Fourtine, "Device simulation study of the SEU sensitivity of SRAMs to internal ion tracks generated by nuclear reactions," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 48, no. 2, pp. 225-231, 2001.
- [Palau - 2002] J. M. Palau, F. Wrobel, K. Castellani-Coulie, M. C. Calvet, P. E. Dodd and F. W. Sexton, "Monte Carlo exploration of neutron-induced SEU-sensitive volumes in SRAMs," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 49, no. 6, pp. 3075-3081, 2002.
- [Palau - 2003] J. M. Palau, M. C. Calvet, P. E. Dodd, F. W. Sexton and P. Roche, "Contribution of device simulation to SER understanding", Reliability Physics Symposium Proceedings, 2003. 41st Annual. 2003 IEEE International, 2003.
- [Reed - 2005] R. A. Reed, R. A. Weller, R. D. Schrimpf, L. W. Massengill, M. H. Mendenhall, K. M. Warren, D. R. Ball, C. L. Howe, J. A. Pellish, E. Montez, A. Kalavagunta, A. Tipton, M. Alles, B. Sierawski, M. McCurdy, A. Witulski, J. Pickel and T. Jordan, "Application of the RADSAFE Concept", Geant4 Space Users Workshop, Leuven Belgium, 2005.
- [Roche - 1999] P. Roche, J. M. Palau, G. Bruguier, C. Tavernier, R. Ecoffet and J. Gasiot, "Determination of key parameters for SEU occurrence using 3-D full cell SRAM simulations," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 46, no. 6, pp. 1354-1362, 1999.
- [Roche - 2003] P. Roche, G. Gasiot, K. Forbes, V. O'Sullivan and V. Ferlet, "Comparisons of soft error rate for SRAMs in commercial SOI and bulk below the 130-nm technology node," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 50, no. 6, pp. 2046-2054, 2003.
- [Sakurai Lab. - 2005] Sakurai Laboratory, 2005. <http://lowpower.iis.u-tokyo.ac.jp>
- [Tang - 2004] H. H. K. Tang and E. H. Cannon, "SEMM-2: a modeling system for single event upset analysis," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 51, no. 6, pp. 3342, 2004.
- [ITRS - 2005] The International Technology Roadmap for Semiconductor, 2005. <http://public.itrs.net>
- [Tosaka - 1997] Y. Tosaka, S. Satoh and T. Itakura, "Neutron-induced soft error simulator and its accurate predictions", Simulation of Semiconductor Processes and Devices, 1997. SISPAD '97., 1997 International Conference on, Cambridge, MA, 1997.
- [Tosaka - 1999] Y. Tosaka, H. Kanata, T. Itakura and S. Satoh, "Simulation Technologies for Cosmic Ray Neutron-Induced Soft Errors: Models and Simulation Systems," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 46, no. 3, pp. 774-780, 1999.
- [Warren - 2005] K. M. Warren, R. A. Weller, M. H. Mendenhall, R. A. Reed, D. R. Ball, C. L. Howe, B. D. Olson, M. L. Alles, L. W. Massengill, R. D. Schrimpf, N. F. Haddad, S. E. Doyle, D. McMorrow, J. S. Melinger and W. T. Lotshaw, "The contribution of nuclear reactions to heavy ion single event upset cross-section measurements in a high-density SEU hardened SRAM," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 52, no. 6, pp. 2125, 2005.
- [Weulersse - 2005] C. Weulersse, G. Hubert, G. Forget, T. Carrière, J. M. Palau, F. Saigné, R. Gaillard and P. Heins, "DASIE Analytical Version: A Predictive Tool for Neutrons, Protons and Heavy Ions Induced SEU Cross Section", Radiation and Its Effects on Components and Systems, Cap d'Agde, France, 2005.
- [Wrobel - 2001] F. Wrobel, J. M. Palau, M. C. Calvet, O. Bersillon and H. Duarte, "Simulation of Neutron-Induced Nuclear Reactions in a Simplified SRAM Structure: Scaling Effects on SEU and MBU Cross Sections," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 48, no. 6, pp. 1946-1952, 2001.

[Wrobel PhD. - 2003] F. Wrobel, "Élaboration d'une base de données des particules responsables des dysfonctionnements dans les composants Électroniques exposés à des flux de protons ou de neutrons. Application au calcul des taux d'erreurs dans les mémoires SRAM en environnement radiatif naturel." Université de Montpellier II, 2003.

[Wrobel - 2003] F. Wrobel, J. M. Palau, M. C. Calvet and P. Iacconi, "Contribution of SiO₂ in neutron-induced SEU in SRAMs," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 50, no. 6, pp. 2055-2059, 2003.

[Ziegler I - 1996] J. F. Ziegler, "Terrestrial cosmic rays," *IBM Journal of Research and Development*, vol. 40, no. 1, pp. 19-39, 1996.

[Ziegler - 1996] J. F. Ziegler, J. P. Biersack and A. Littmark, *The stoping power and range of ions in solids*, vol., ed., 1996.

[Ziegler - 2003] J. F. Ziegler and J. P. Biersack, The Stopping and Range of Ions in Matter 2003. www.srim.com

[Ziegler - 2004] J. F. Ziegler and H. Puchner, *SER- History, Trends and Challenges A guide for Designing with Memory ICs*, vol., ed. Cypress, 2004.

Chapitre V : Simulations et caractérisations expérimentales

Sommaire

V.1.	Caractérisations pour le spectre neutronique terrestre	148
V.1.1.	Expérimentations.....	148
V.1.2.	Simulations MC-DASIE	151
V.1.2.1.	Extrapolation des paramètres MC-DASIE pour des composants intégrés et calcul des SER associés.....	152
V.1.3.	Analyse des résultats de simulation	158
V.1.3.1.	Le volume d'interaction	158
V.1.3.2.	Types d'ions secondaires.....	160
V.1.3.3.	Energies des neutrons	162
V.1.4.	Conclusion.....	163
V.2.	Analyse de sections efficaces SEU quasi-monoénergétiques neutronique et monoénergétiques protoniques.....	164
V.2.1.	Problématique.....	164
V.2.2.	Expérimentations.....	165
V.2.2.1.	Dispositif expérimental	165
V.2.2.2.	Spectre neutronique	166
V.2.3.	Résultats expérimentaux	167
V.2.4.	Analyse des données	169
V.2.4.1.	Principes de la correction	169
V.2.4.2.	Méthode analytique	170
V.2.4.3.	Méthode de simulation	171
V.2.4.4.	Valeurs des facteurs correctifs C_{tail}	172
V.2.5.	Comparaison entre les sections efficaces SEU neutroniques et protoniques ..	173
V.2.6.	Résumé	177
V.3.	Caractérisations mono-énergétiques « n-Si + n-O » apport de la prise en compte de deux matériaux.....	178
V.3.1.	Introduction	178
V.3.2.	Expérimentations.....	178
V.3.3.	Simulations MC-DASIE	180
V.3.3.1.	Comparaison avec les données expérimentales.....	180
V.3.3.2.	Comparaison entre les simulations avec les interactions n-Si et n-O et seulement l'interaction n-Si.	183
V.3.3.3.	Influence des paramètres technologiques sur les volumes d'interaction	184
V.3.3.4.	Analyse des ratio entre les interactions n-Si et n-O	185
V.3.3.5.	Analyse des distributions des ions secondaires.....	186
➤	Energie neutronique incidente de 14 MeV.....	187
➤	Energie neutronique incidente de 500 MeV.....	188
V.3.4.	Discussion-Conclusion.....	189
V.3.5.	Evaluation de la contribution d'autres matériaux	191
V.4.	Conclusion.....	195
	Références	198

Ce chapitre présente quelques utilisations possibles du code MC-DASIE afin de décrypter les phénomènes physiques qui sont à l'origine des aléas logique mesurés sur les mémoires SRAM encourus lors des caractérisations expérimentales. L'utilisation du code est faite dans une optique d'aide à la compréhension des phénomènes mis en jeu lors de l'apparition d'aléas logiques dans des composants dont on ne possède pas toutes les caractéristiques. Un certain nombre de données technologiques n'étant pas accessible l'ensemble des résultats présentés dans ce chapitre considère le critère de charge critique dans un volume sensible. La première partie étudie la sensibilité des SRAM en environnement neutronique terrestre et s'appuie sur des comparaisons simulations-expériences pour plusieurs composants en technologie bulk. La seconde partie développe une étude sur la comparaison des irradiations neutroniques et protoniques à plusieurs énergies caractéristiques. Enfin, la troisième partie a pour thème la modélisation des matériaux du composant cible avec l'apport de la prise en compte de l'oxygène dans la modélisation des interactions et les conséquences sur les taux de SEU calculés. Cette dernière partie traite également des technologies SOI en comparant leur sensibilité aux technologies bulk des générations équivalentes.

V.1. Caractérisations pour le spectre neutronique terrestre

Cette première partie traite du taux de SEU (SER) dans les mémoires SRAM bulk induit par les neutrons terrestres et de son évolution en fonction des générations technologiques. Les expérimentations réalisées dans le cadre de ce travail de thèse sont utilisées pour valider les simulations MC-DASIE. Sur la base de ces résultats, une analyse des mécanismes conduisant à la création des SEU peut être faite à partir des données extraites des simulations telles que les volumes sensibles, les contributions de chaque type d'ions secondaires et les distributions des énergies des neutrons induisant des SEU.

V.1.1. Expérimentations

Des mesures ont été réalisées à la source neutronique du Weapons Neutron Research (WNR) à Los Alamos National Laboratory (Beam Line 30°L). Cette installation produit un faisceau neutronique avec une distribution énergétique très proche du spectre neutronique terrestre avec un flux $\sim 10^8$ plus élevé (Figure V - 1). Trois SRAM bulk représentant chacune un nœud technologique et provenant de différents fondeurs ont été étudiées : composant A (500 nm), composant B (250 nm) et composant C (180 nm). La détermination du SER a été réalisée en suivant la norme de test JEDEC-JESD89 des aléas logiques induits par les neutrons [JESD - 2001]. Les tests ont été faits à tension d'alimentation nominale, i.e. 5 V pour les composants A et B et 2,5 V pour le composant C. Il faut souligner que les composants B et C possèdent un régulateur de tension d'alimentation ainsi les tensions internes de cœur sont respectivement de 2,5 et 1,8 V. Les résultats de SER sont donnés en FIT/Mbit (nombre d'erreurs logiques par Mbit pour 10^9 heures de fonctionnement).

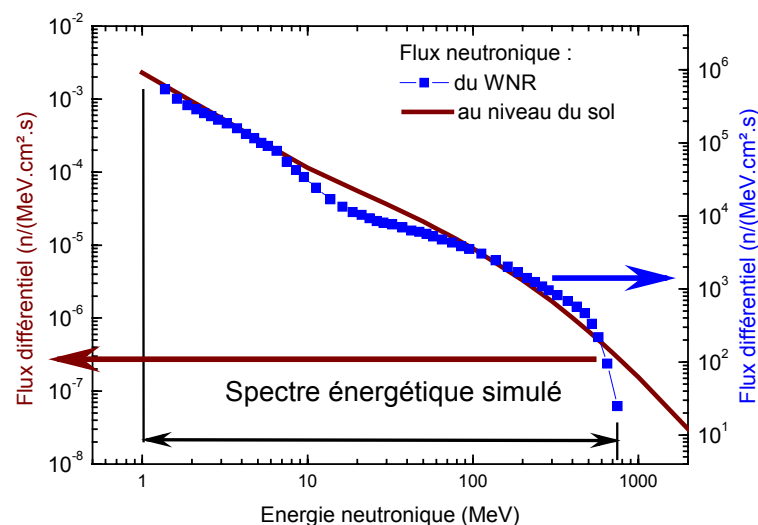


Figure V - 1 : Spectre neutronique de la source du WNR et au sol (NYC).

La Figure V - 2 illustre les valeurs de SER des trois SRAM à leur tension d'alimentation nominale considérant un flux de 14 neutrons/cm².h [JESD - 2001]. Pour les composants A et B, les SER sont du même ordre de grandeur avec respectivement 866±86 et 855±116 FIT/Mbit. Le SER du composant C est légèrement inférieur aux deux autres (-24 %) avec 625±65 FIT/Mbit. Comme le montre la Table V - 1, le composant C utilise des règles de dessin agressives pour ses cellules mémoires. Ainsi, le rapport de dimension entre la surface de drain et la longueur de grille est plus petit pour le composant C que pour les deux autres composants.

Si nous comparons ces données avec celles publiées dans la littérature [Baggio - 2005, Dodd - 2002, Granlund - 2003, Kobayashi - 2004, Ziegler - 2004] (Figure V-2) obtenues également au WNR, nous remarquons que pour des générations et technologies identiques, les composants commerciaux que nous testons sont dans le bon intervalle de grandeur (entre 50 et 5000 FIT/Mbit pour les technologies bulk [Ziegler - 2004]) et légèrement plus sensibles que la moyenne des composants. Les écarts de sensibilité ne sont pas surprenants car les composants proviennent de différents fondeurs et sont donc réalisés suivants des procédés et des règles de dessin qui leurs sont spécifiques. Ces paramètres étant des facteurs clés dans la sensibilité aux SEU, il n'est pas anormal de retrouver une distribution des SER en fonction des fabricants [Dodd - 2002].

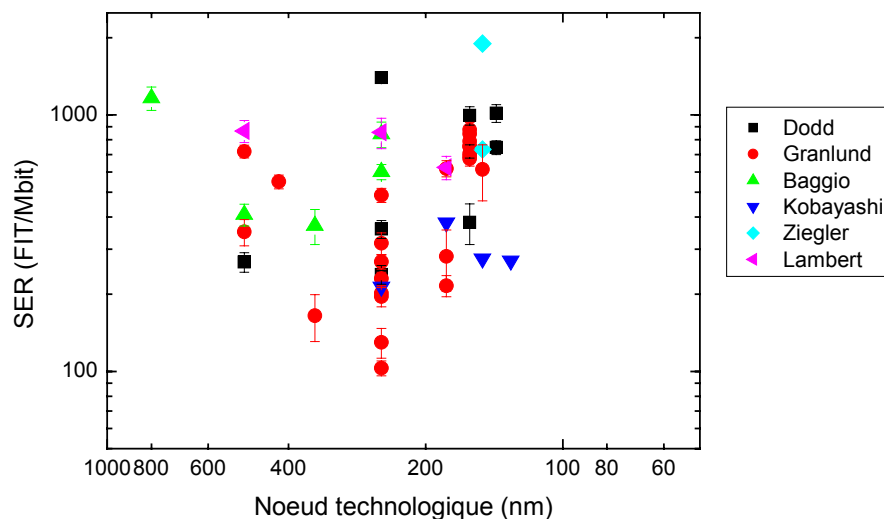


Figure V - 2 : SER des trois composants testés (Lambert) et de la littérature (Dodd, Granlund, Baggio, Kobayashi et Ziegler [Baggio - 2004, Dodd - 2002, Granlund - 2003, Kobayashi - 2004, Ziegler - 2004]) en fonction du noeud technologique.

L'effet de l'intégration sur le SER peut être analysé avec des données précédemment publiées. Même si les données sont souvent exprimées en unité arbitraire [Baumann - 2002, Hazucha - 2003, Kobayashi - 2004], quelques fondeurs donnent leur propre tendance de SER en fonction des noeuds technologiques (Figure V - 3). Pour Baumann, la sensibilité augmente

à chaque intégration du nœud technologique excepté entre 500 nm et 250 nm à cause d'une modification majeure dans le processus de fabrication (suppression du BPSG) [Baumann - 2002]. Hazucha *et al.* [Hazucha - 2003] rapportent une légère décroissance de SER entre les nœuds technologiques 250 nm et 180 nm puis une augmentation de 18 % par génération entre 180 nm et 90 nm. Au contraire, Kobayashi *et al.* montrent une augmentation du SER de 80 % entre les nœuds 250 nm et 180 nm puis une diminution de 30 % entre 180 nm et 130 nm [Kobayashi - 2004]. Tosaka présente une stagnation jusqu'au nœud 65 nm [Tosaka - 2004]. Cannon (IBM) montre une décroissance de ~10% par saut technologique entre 130 et 90 nm [Cannon - 2004]. Mérelle (ST) présente une forte augmentation (x 2) entre 250 et 130 nm puis une augmentation de ~5% au-delà [Mérelle PhD. - 2005].

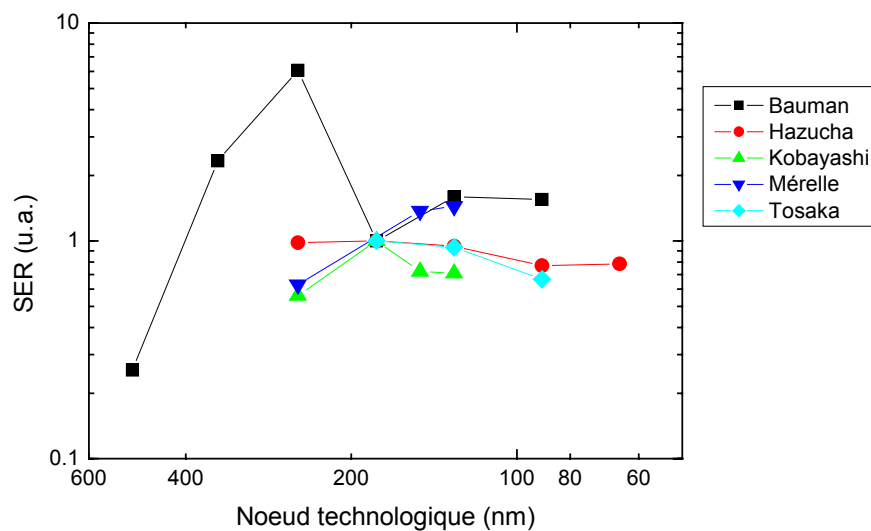


Figure V - 3 : Evolution du SER en unité arbitraire (normalisé par rapport au nœud technologique 180 nm) en fonction des nœuds technologiques provenant de différents fondeurs (Bauman, Hazucha, Kobayashi, Mérelle et Tosaka [Baumann - 2002, Hazucha - 2003, Kobayashi - 2004, Mérelle PhD. - 2005, Tosaka - 2004])

Granlund [Granlund - 2003] rapporte les résultats de SER pour différentes générations de SRAM (entre 500 nm et 150 nm) provenant de différents fondeurs. Ces données montrent une décroissance entre 500 et 250 nm et une augmentation entre 250 et 150 nm. Ainsi, différentes tendances ont été observées. Ces différentes tendances de SER, bien que contradictoires, sont les conséquences du choix de conception fait pour la réalisation des cellules élémentaires et des transistors les composant. Cela montre que le choix des mémoires utilisées est déterminant pour évaluer la sensibilité. Les données obtenues dans cette étude ne montrent pas une tendance générale. Ces données sont représentatives des choix faits dans les composants et vont être utilisées dans les paragraphes suivants pour comparaison avec les simulations.

V.1.2. Simulations MC-DASIE

Pour cette étude, le simulateur MC-DASIE, décrit dans le chapitre IV, a été utilisé. Comme les composants testés sont des composants du commerce, les informations décrivant ces dispositifs sont peu nombreuses. Ainsi, le critère de basculement MC-DASIE nécessitant peu de paramètres (charge déposée dans volume sensible) a été utilisé. Les matériaux de la structure de la SRAM sont modélisés « tout silicium ».

Les paramètres utilisés dans la simulation sont détaillés dans la Table V - 1. Les dimensions du drain du NMOS (dimensions surfaciques du RPP) ont été données par les fondeurs ou déterminées par analyse de la construction. La charge critique (Q_C) et la hauteur du RPP sont en accord avec les nœuds technologiques pour une technologie NMOS standard ($W=2L$) [Gasiot PhD. - 2004, Roche PhD. - 1999]. Le spectre neutronique incident simulé est le spectre du WNR entre 1 et 800 MeV (voir Figure V - 1). Le nombre de SEU minimum pris par volume d'interaction est de 400, ainsi l'incertitude du calcul est inférieure à 5 %. Ces paramètres, décrivant les composants testés, ont la dénomination T (comme testés). La charge critique du composant B est un peu plus faible que celle de $W = 2L$ de la roadmap [ITRS - 2005] (Figure IV-27), ainsi on peut penser que les dimensions de la grille se rapproche de $W = L$.

TABLE V - 1 : PARAMÈTRES DE SIMULATION MC-DASIE / TAUX DE SER SIMULÉS ET EXPERIMENTAUX.

Dénomination des composants	Composant A	Composant B	Composant C
Dénomination pour jeux de paramètres	T 500 nm	T 250 nm	T 180 nm
Nœud technologique (nm)	500	250	180
Tension d'alimentation du coeur (V)	5	2,5	1,8
Dimensions du RPP (μm^3) :	2,4 x 1,8 x1,6	0,5 x 0,7 x 0,8	0,27 x 0,5 x 0,7
Charge critique Q_C (fC)	45	5	2,6
SER simulé T (FIT/Mbit)	839 $\pm$ 42	822 $\pm$ 41	587 $\pm$ 29
SER expérimental (FIT/Mbit)	866 $\pm$ 86	855 $\pm$ 116	625 $\pm$ 65

Les SER simulés et expérimentaux sont très proches (Figure V - 4) : pour les trois dispositifs, les résultats des SER simulés sont dans l'incertitude des résultats expérimentaux. Ces résultats de simulations sont particulièrement bons compte tenu de l'utilisation de paramètres « nominaux » appliqués à des composants réels. De plus, la modélisation des matériaux en un dispositif « tout silicium », alors que celui-ci est composé d'autres types d'atomes, peut induire une erreur. Le fait d'omettre l'atome d'oxygène a pour conséquence

une approximation sur le SER [Gasiot - 2002, Lambert - 2005, Wrobel - 2003]. De plus, l'environnement neutronique incident simulé est isotropique alors que la source neutronique expérimentale du WNR est mono-directionnelle. Les études de Hazucha montrent une différence de 22 % entre une irradiation face avant et face arrière [Hazucha - 2003].

En prenant en compte ces différents aspects, nous pouvons affirmer que le simulateur MC-DASIE est capable de donner des taux de SER réalistes des composants et peut être utilisé comme un outil d'étude des tendances des SER. Ainsi, MC-DASIE permet l'étude des caractéristiques des sensibilités des SRAM.

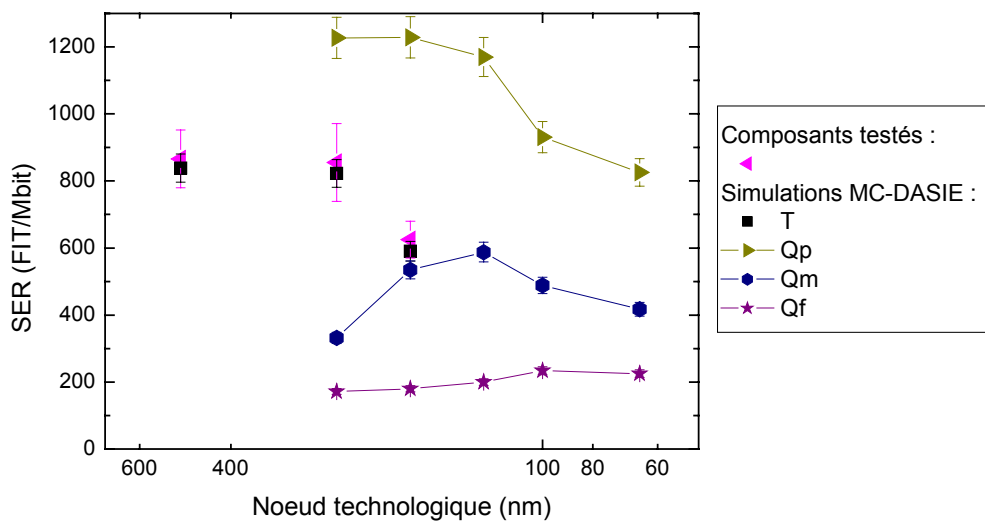


Figure V - 4 : SER en fonction du nœud technologique pour les composants testés. Les valeurs sont simulées (simulations MC-DASIE T, Qp, Qm et Qf) ou expérimentales (composants testés).

V.1.2.1. Extrapolation des paramètres MC-DASIE pour des composants intégrés et calcul des SER associés

Afin de pouvoir étudier l'effet de l'intégration sur le SER par simulation, les paramètres de simulation représentatifs de technologies réelles ou futures doivent être déterminés. La littérature donne des informations sur les règles de dessins des transistors MOS [Campbell - 1996] sur l'évolution de la charge critique [Messenger - 1997] ou les profondeurs du volume sensible (loi extrapolée à partir des technologies 250, 130 et 90 nm) [Gasiot PhD. - 2004]. La Table V - 2 résume les formules de tendances pris pour déterminer les paramètres de simulation.

TABLE V - 2 : LOIS D'EXTRAPOLATION POUR LES PARAMETERS DE SIMULATION MC-DASIE [CAMPBELL - 1996, GASIoT PHD. - 2004, MESSENGER - 1997].

Paramètres	Variables	Facteur d'ajustement
Dimensions des transistors	W_T, L_T	$1/\lambda$
Dimension surfacique de la zone sensible	W, L	$1/\lambda$
Profondeur du RPP (W et L_{RPP} en μm)	L_{RPP}	$0,55 \times \log(W) - 0,49$
Charge critique	Q_c	$1/\lambda^2$

A partir des lois d'extrapolation de la Table V - 2, des paramètres décrivant les composants B et C et des descriptions des nœuds technologiques provenant de la roadmap SIA [ITRS - 2003], des paramètres des SRAM des nœuds technologiques 250, 180, 130, 90 et 65 nm (proche des règles de dessin actuelles) ont été déterminés.

La charge critique est un paramètre clé de la sensibilité des SRAM, cependant à nœud technologique identique celle-ci varie suivant les fondeurs (chapitre IV.2.3.). Ainsi, des valeurs de charge critique suivant différentes philosophies de conception ont été définies :

- une charge critique moyenne (Q_m), pour laquelle, le dessin des structures a été conçu avec un faible souci des phénomènes de SEU. $Q_C = 8fC$ pour une technologie 250 nm a été pris comme référence dans [Gasiot PhD. - 2004].
- une charge critique petite (Q_p), pour laquelle, le dessin des structures a été conçu sans aucun souci des phénomènes de SEU. $Q_C = 4fC$ pour une technologie 250 nm a été pris comme référence. (soit une charge critique deux fois plus petite que pour Q_m)
- une charge critique forte (Q_f), pour laquelle, le dessin des structures a été optimisé afin de rendre le composant moins sensible (rajout de résistances, de capacités, etc...). $Q_C = 16fC$ pour une technologie 250 nm a été pris comme référence de ce design (soit une charge critique deux fois plus élevée que pour Q_m).

Les différentes contraintes du cahier des charges de conception d'un composant (rapidité, consommation, tenue aux radiations, coût de production, etc...) amènent la plupart des composants finaux à un design donnant une charge critique comprise entre Q_p et Q_f .

La Table V - 3 et la Figure V - 5 illustrent les valeurs des paramètres de simulation MC-DASIE calculées avec les postulats précédemment définis.

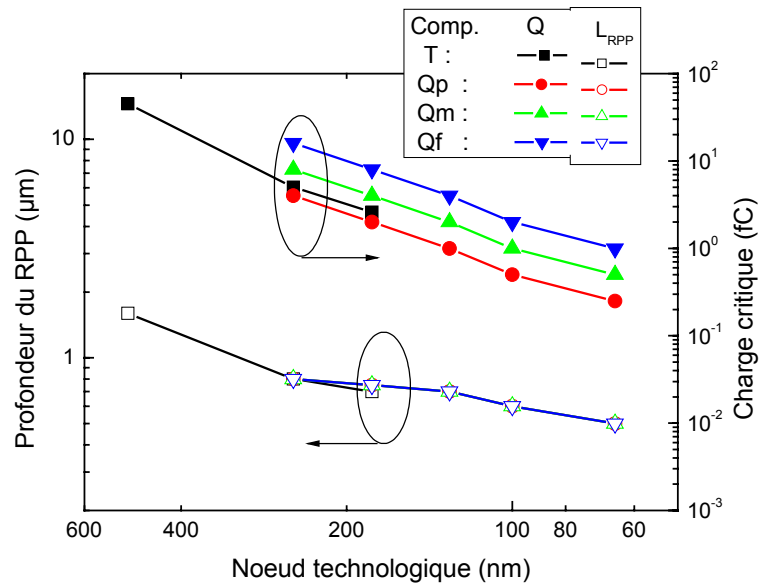


Figure V - 5 : Charge critique et longueur de diffusion pris comme paramètres de simulation MC-DASIE en fonction du nœud technologique pour les composants testés et extrapolés avec un design commercial ou hardness.

TABLE V - 3
PARAMÈTRES DE SIMULATION MC-DASIE POUR DES COMPOSANTS / SER SIMULÉ.

Dénomination	250 nm	180 nm	130 nm	90 nm	65 nm
Nœud technologique (nm)	250	180	130	90	65
Tension d'alimentation du cœur (V)	2,5	1,8	1,2	0,9	0,8
Dimensions du RPP (μm^3) :	0,5 x 0,75 x 0,8	0,36 x 0,54 x 0,75	0,26 x 0,39 x 0,7	0,18 x 0,27 x 0,6	0,13 x 0,195 x 0,5
Q_p (fC)	4	2	1	0,5	0,25
Q_m (fC)	8	4	2	1	0,5
Q_f (fC)	16	8	4	2	1
SER simulé pour Q_p (FIT/Mbit)	1227 $\pm$ 61	1228 $\pm$ 61	1169 $\pm$ 58	930 $\pm$ 46	825 $\pm$ 41
SER simulé pour Q_m (FIT/Mbit)	332 $\pm$ 17	535 $\pm$ 27	587 $\pm$ 29	488 $\pm$ 24	417 $\pm$ 21
SER simulé pour Q_f (FIT/Mbit)	172 $\pm$ 9	180 $\pm$ 9	200 $\pm$ 10	234 $\pm$ 11	225 $\pm$ 11

La Figure V - 4 présente les SER calculés en fonction du nœud technologique. Les technologies Qm sont au moins deux fois moins sensibles que les technologies Qp qui elles-mêmes sont à peu près deux fois moins sensible que les Qf. Différentes tendances sont observées suivant le choix de charge critique. Le SER des composants au dessin Qp n'évolue que légèrement entre 250 et 130 nm puis décroît de $\sim 17\%$ par saut de nœud technologique au-delà de 130 nm. Le SER des composants au design Qm croît d'un rapport de $\sim 1,8$ entre 250 et 130 nm puis décroît de $\sim 20\%$ par saut de nœud technologique au-delà de 130 nm. Le nœud 130 nm semble être un nœud de transition dans les tendances de SER pour les

composants de type Qp et Qm. La sensibilité SER dépend principalement de deux paramètres (Q_c et le volume sensible), qui ont un effet opposé sur la valeur de SER. Entre 130 nm et 250 nm, l'évolution combinée de la charge critique et de la zone sensible semble se compenser, conduisant à une valeur de SER quasi constante pour les technologies de type Qp. Pour les technologies Qm ayant un nœud technologique entre 130 nm et 250 nm, l'évolution de la charge critique (baisse) dirige le SER. Pour les technologies ayant un nœud technologique inférieur à 130 nm, c'est la réduction de la zone sensible qui fait décroître la sensibilité. Le SER des composants de type Qf ne varie que peu : augmentation moyenne de 10% entre 250 et 90 nm et baisse de 4% entre 90 et 65 nm. Le design Qf est le moins affecté par l'intégration.

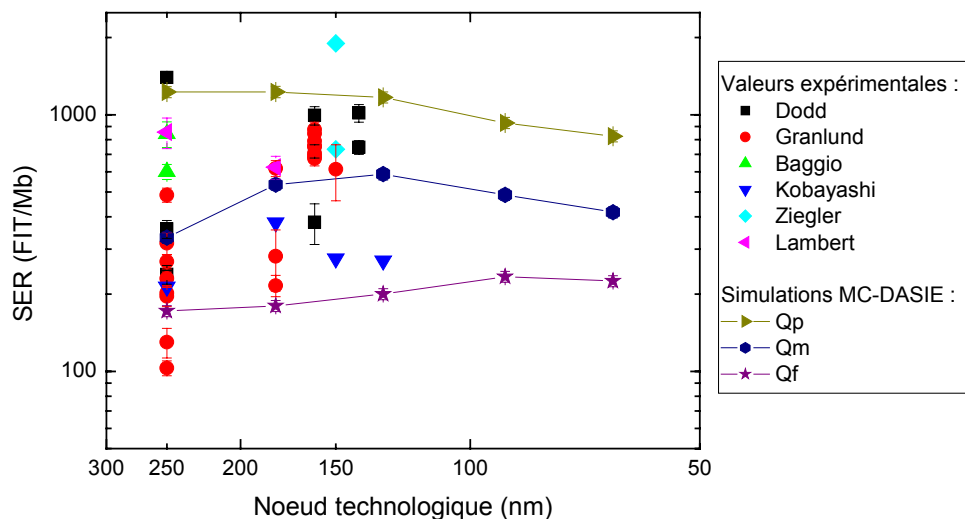


Figure V - 6 : Confrontation des SER calculés avec MC-DASIE (Qp, Qm et Qf) face aux SER expérimentaux de ce travail (Lambert) et de la littérature (Dodd, Granlund, Baggio, Kobayashi et Ziegler [Baggio - 2004, Dodd - 2002, Granlund - 2003, Kobayashi - 2004, Ziegler - 2004]) en fonction du nœud technologique.

La Figure V - 6 illustre la confrontation des SER calculés avec MC-DASIE (Qp, Qm et Qf) face aux SER expérimentaux. Les simulations Qp et Qf bornent les valeurs SER de la littérature en dessous du nœud 250 nm. La valeur de SER à ~2000 FIT/Mbit à 150 nm de Ziegler est une valeur atypique au milieu des autres données expérimentales. En effet, la plupart des mémoires sont sensibles aux neutrons qu'entre 1 et 800 MeV, alors que cette mémoire de Ziegler l'est également sensible aux neutrons thermiques (basses énergies) [Ziegler - 2004]. Ainsi, cette donnée expérimentale de SER (~2000 FIT/Mbit) ne correspond pas au domaine énergétique considéré dans cette étude (1-800 MeV). Les simulations Qm donnent des valeurs intermédiaires.

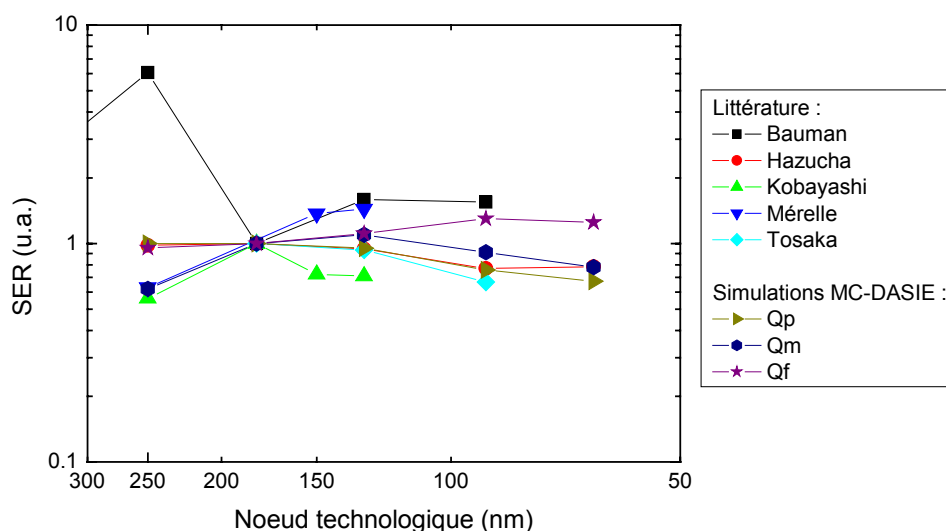


Figure V - 7 : Confrontation simulations MC-DASIE et valeurs de fondeurs des tendances des SER en fonction des noeuds technologique. Les simulations (Q_p , Q_m et Q_f) proviennent de MC-DASIE. Les valeurs de fondeurs proviennent de la littérature [Baumann - 2002, Hazucha - 2003, Kobayashi - 2004, Mérelle PhD. - 2005, Tosaka - 2004]).

La Figure V - 7 illustre la confrontation simulations MC-DASIE aux valeurs de fondeurs pour les tendances des SER en fonction de l'intégration. Nous pouvons remarquer quelques similitudes de tendances entre les simulations et la littérature. Cependant, comme les valeurs sont normalisées, il est impossible de certifier une association entre les simulations et les différentes tendances des fondeurs.

Les simulations représentent les différentes tendances, mais les simplifications faites dans le modèle peuvent entraîner des erreurs, comme :

- l'application du partage des charges ou « charge sharing ». Le dépôt de charge de l'ion peut être influencé par les jonctions voisines de la zone sensible. La présence des autres transistors à proximité immédiate semble donc contribuer à la robustesse de la mémoire. La prise en compte du « charge sharing » dans le calcul entraîne une diminution l'efficacité des phénomènes de collecte (au maximum à 25 % pour une 130 nm) [Mérelle PhD. - 2005]. Cet effet tend à diminuer la sensibilité des mémoires par rapport à la simulation.

- la définition des matériaux. La modélisation des couches de passivations en Si induit moins d'ions secondaires que les SiO_2 [Gasiot - 2002, Lambert - 2004, Wrobel - 2003]. Cet effet est étudié dans le paragraphe V-3.

- l'hypothèse faite sur la zone sensible. La surface du PMOS bloqué peut être considérée comme une zone sensible de second ordre [Castellani - 2003, Dodd - 2001]. Une zone sensible plus grande amène à une augmentation du SER.

- l'effet du bipolaire parasite. Chaque transistor NMOS possède une structure bipolaire parasite qui peut amplifier les charges déposées [Dodd - 1995, Ferlet - 2004] et ainsi favoriser le phénomène de SEU.

- la modélisation d'une cellule unique. Un événement nucléaire peut créer des ions secondaires pouvant induire plus d'un SEU à la fois [Maiz - 2003].

Le premier point diminue le SER réel alors que les effets de ces quatre derniers points peuvent l'amplifier.

V.1.3. Analyse des résultats de simulation

Les simulations MC-DASIE permettent de calculer un SER mais également de caractériser la sensibilité d'une mémoire en fonction de paramètres comme: (i) le volume d'interaction nécessaire au calcul, (ii) la distribution des ions secondaires induisant des SEU et (iii) les parties du spectre neutronique incident.

V.1.3.1. Le volume d'interaction

Les simulations MC-DASIE sont capables de donner les contributions de chaque volume d'interaction au SER total.

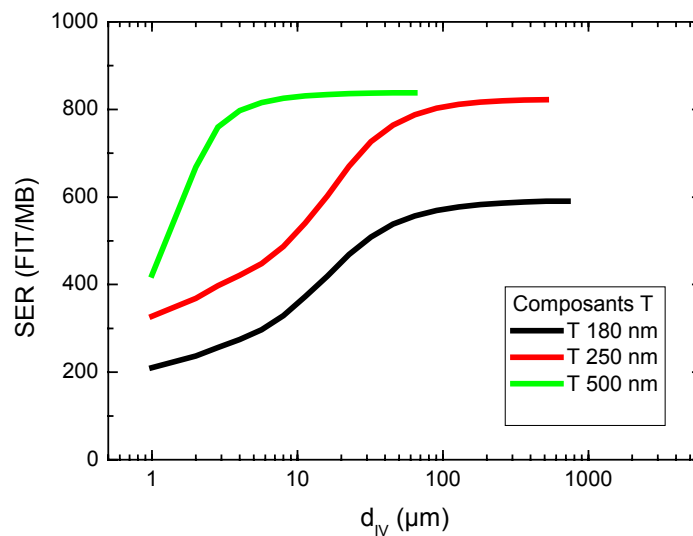


Figure V - 8 : SER en fonction du rayon du volume d'interaction pour les différents composants T.

La Figure V - 8 présente les courbes de SER en fonction du rayon du volume d'interaction pour les composants T. Ces courbes ont toutes les mêmes formes : le SER augmente rapidement vers une asymptote. La plupart des ions secondaires induisant des SEU sont créés dans les premières dizaines de μm entourant le volume sensible. Le calcul du SER total sans négliger des particules aux longs parcours (les ions légers) nécessite parfois de prendre en compte de grand volume autour de la zone sensible.

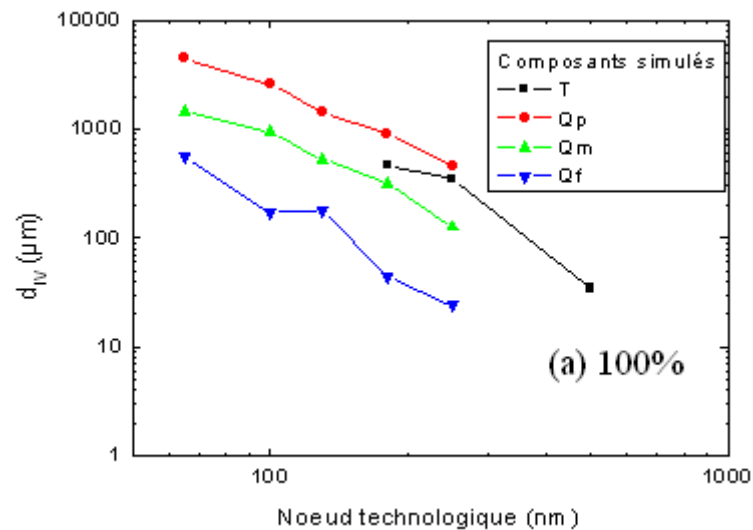


Figure V - 9 : Rayon du volume d'interaction en fonction du nœud technologique pour les différents composants simulés pour avoir 100% du SER total.

Comme l'illustre la Figure V - 9, les volumes d'interaction nécessaire à la simulation augmentent fortement (exponentiellement) avec l'intégration. Les composants Qp nécessitent des volumes d'interaction pratiquement deux fois plus grands que les composants Qm qui nécessitent eux-même des volumes d'interactions deux fois plus grands que les composants Qf. Malgré des SER proches des composants Qm, les composants T requièrent des volumes d'interaction proche de ceux des composants Qp. Pour les composants intégrés (surtout Qp et Qm), les rayons d'interaction sont grands devant les dimensions des composants. Ainsi, tous les atomes cibles du composant peuvent induire un ion secondaire susceptible de créer un SEU dans quasiment toutes les cellules élémentaires de la mémoire. Actuellement, le SER est calculé pour une cellule élémentaire placée au milieu du composant (les matériaux limitant le volume d'interaction ne sont bordés qu'en hauteur). Ce taux est considéré égal pour toutes les cellules élémentaires de la mémoire. On pourrait penser qu'il y ait pour les composants très intégrés et sensibles (Qp) un effet de bord est à prendre en compte en ce qui concerne les extensions latérales du volume d'interaction. Cependant, les conséquences de cet effet « interactions du bord de matériaux du composant » sont limitées. Car si nous divisons le rayon d'interaction par 9 pour les Qp et par 4-5 pour les composants T, Qm et Qf, nous retrouvons des rayons d'interaction proche de l'épaisseur du composant et le calcul avec ce volume d'interaction sous-estime le SER de seulement 5% (Figure V - 9 et Figure V - 10).

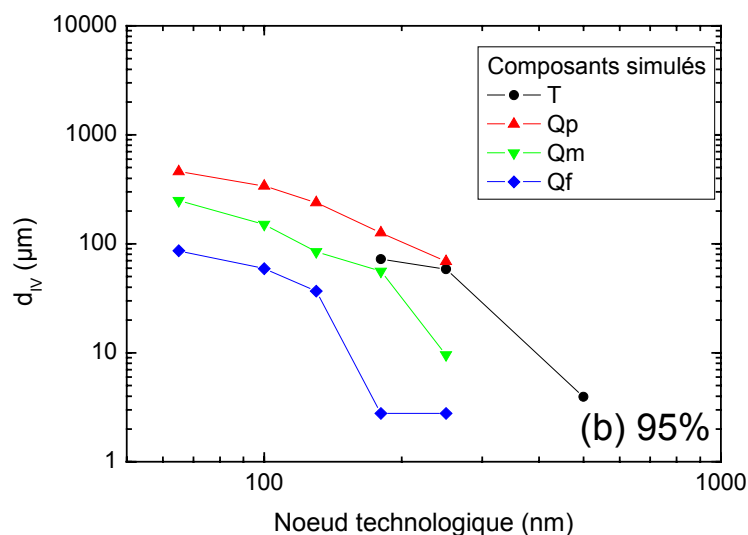


Figure V - 10 : Rayon du volume d'interaction en fonction du nœud technologique pour les différents composants simulés pour avoir 95% du SER total.

V.1.3.2. Types d'ions secondaires

Comme expliqué précédemment, les simulations MC-DASIE permettent de déterminer les contributions relatives au SER total de différentes espèces d'ions secondaires.

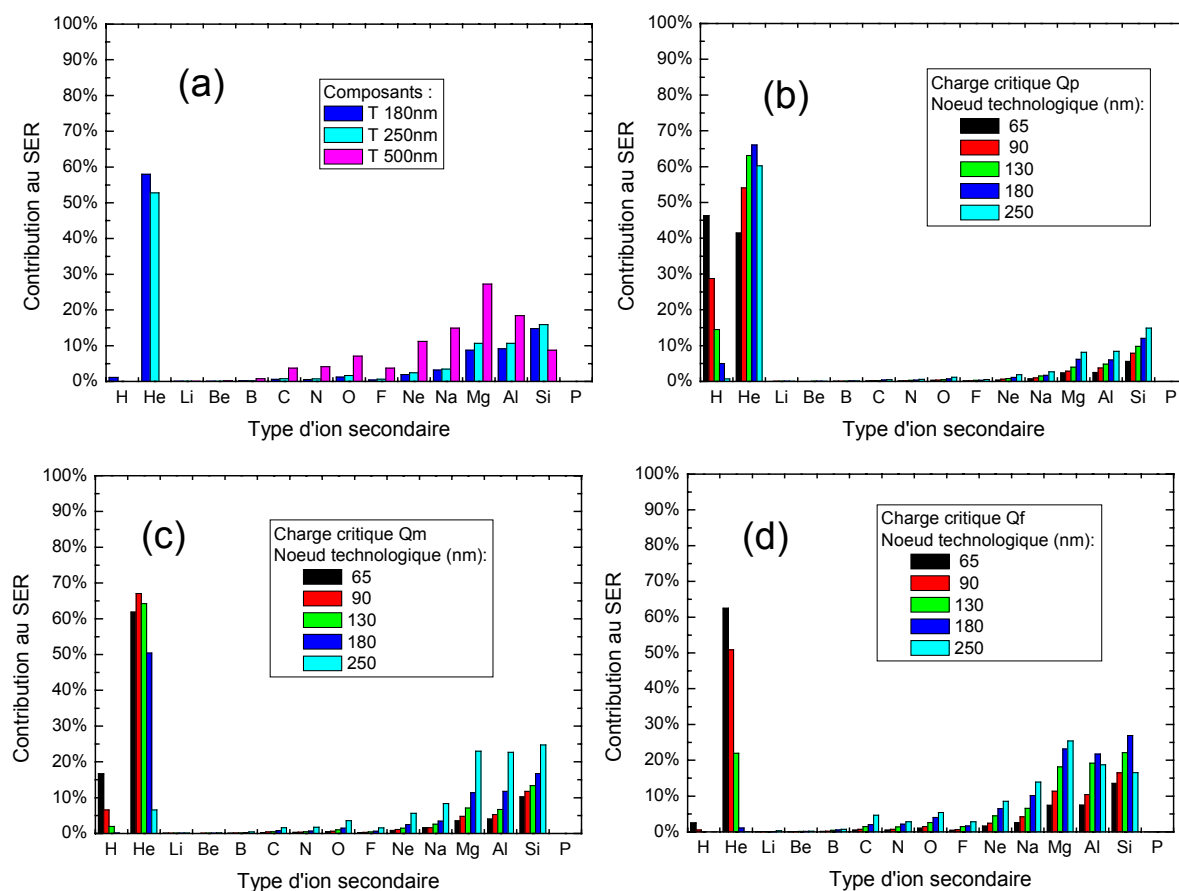


Figure V - 11 : Contribution au SER en fonction des différentes espèces d'ions secondaires pour les composants simulés T (a), Qp (b), Qm (c) et Qf (d).

La Figure V - 11 illustre les différentes contributions des ions secondaires pour tous les composants simulés. Plusieurs familles de composants se distinguent suivant leur prépondérance de sensibilité aux ions secondaires :

- les sensibles aux ions lourds : T 500 nm, Qf 250, 180 et 130 nm et Qm 250 nm. Les ions secondaires (Na, Mg, Al et Si) induisent plus de 80 % des SEU. Cette particularité est directement reliée à un rayon d'interaction inférieur à 50 μm .

- les sensibles aux H (contribution de H au SER supérieure à 5%) : Qp 180, 130, 90, 65 nm et Qm 90 et 65 nm. Ces composants simulés posent des interrogations concernant leurs fonctionnements réels. En effet, une sensibilité aux protons secondaires (ionisation indirecte) pose la problématique d'une sensibilité aux protons incidents primaires (ionisation directe). Si tel est le cas, la sensibilité augmenterait de façon considérable. Les rayons d'interactions de ces composants sont grands (paragraphe V.1.3.1).

- les sensibles aux He (contribution de H au SER inférieure à 5% et de He supérieure à 40%) : Qf 90 et 65 nm, Qm 180 et 130nm, Qp 250 nm et T 250 et 180 nm. Ces composants nécessitent un grand volume d'interaction pour des simulations correctes.

L'intégration induit une augmentation de l'influence des ions secondaires légers pour tous les types de dessin technologique (effet de la charge critique). Nous pouvons nous interroger sur la possible sensibilité à l'ionisation directe aux protons pour des composants sensibles aux protons secondaires. L'augmentation de la charge critique permet de palier l'influence des protons sur la sensibilité jusqu'au nœud 65 nm.

V.1.3.3. Energies des neutrons

Le code MC-DASIE est capable de nous donner les différentes contributions des intervalles énergétiques des neutrons incidents. Ce paragraphe étudie cet aspect.

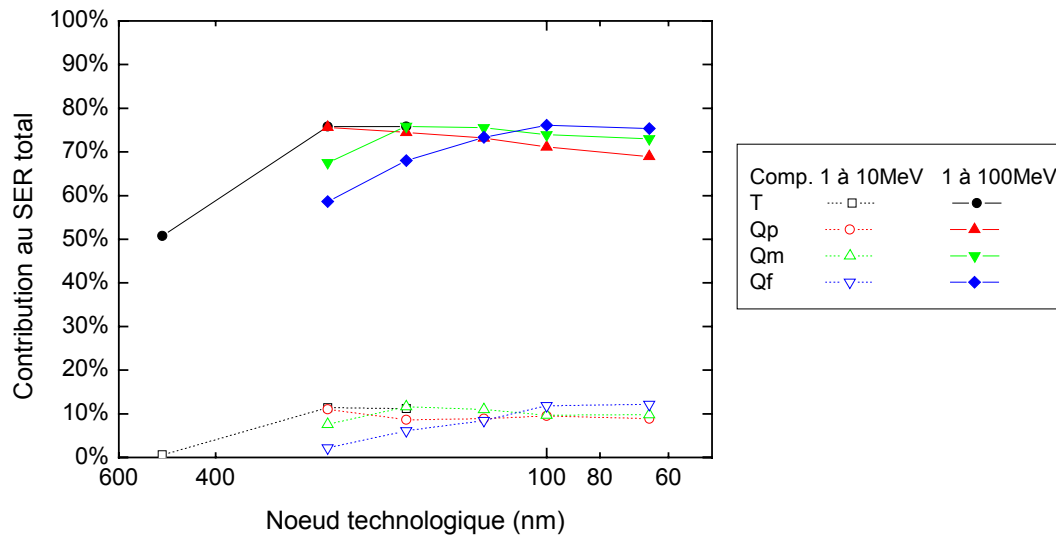


Figure V - 12 : Contribution au SER des intervalles énergétiques 1 à 10 MeV et 1 à 100 MeV pour les différents composants simulés.

La Figure V - 12 illustre les différents comportements des sensibilités des technologies simulées en fonction des intervalles énergétiques des neutrons incidents. Trois types de comportements se distinguent suivant leurs sensibilités aux neutrons d'énergies comprises entre 1 et 10 MeV.

Un premier type de composant correspond aux T 500 nm et Qf 250 nm. Les neutrons entre 1 et 10 MeV n'induisent pas de SEU (moins de 1 %) et les neutrons entre 10 et 100 MeV d'une part et entre 100 et 1000 MeV d'autre part, induisent chacun ~50 % des SEU.

Le deuxième type de technologie englobe tous les composants simulés ayant un nœud technologique inférieur à 130 nm, Qm 180 nm, Qp 180 nm, T 250 nm et T 180 nm. Pour ces composants, les neutrons entre 1 et 10 MeV induisent ~10 % des SEU, entre 10 et 100 MeV 60-65 % et entre 100 et 1000 MeV 25-30 %.

Le troisième type de technologie regroupe une sensibilité intermédiaire, i.e. les composants Qf 180 nm et Qf 250 nm, où, les neutrons entre 1 et 10 MeV induisent ~7 % des SEU, entre 10 et 100 MeV ~50 % et entre 100 et 1000 MeV ~43 %. Ce sont des technologies intermédiaires entre les deux premiers types.

Pour les technologies ayant un nœud inférieur à 130 nm, les basses énergies du spectre neutronique ne sont pas négligeables même si leurs influences sur le taux de SER est du second ordre (~10 %).

V.1.4. Conclusion

Cette étude montre que les SER peuvent être calculés de manière réaliste avec un nombre limité de paramètres. Avec une méthodologie simple, cet outil est très utile pour étudier les technologies actuelles, analyser les données expérimentales et comprendre l'influence de différents paramètres comme les contributions des ions secondaires, le volume d'interaction et l'énergie des neutrons. Ainsi, l'intégration a pour conséquence une augmentation des volumes d'interaction. Les contributions des ions secondaires légers augmentent au fil des sauts technologiques. Cette tendance pose le problème de la sensibilité des composants aux protons issus directement de l'environnement terrestre. L'augmentation de la charge critique par choix technologique permet pour l'instant (jusqu'au nœud 65 m) de palier ce problème. L'intégration a pour conséquence une augmentation de l'influence des faibles énergies neutroniques : au-delà de 130 nm, l'intervalle 1-10 MeV induit ~10% des SEU.

V.2. Analyse de sections efficaces SEU quasi-monoénergétiques neutronique et monoénergétiques protoniques

V.2.1. Problématique

La procédure expérimentale de mesure de la sensibilité aux SEU en environnement terrestre des technologies microélectroniques est décrite dans la norme de test JEDEC JESD89 [JESD - 2001]. Les tests accélérés avec des sources radiatives sont très largement utilisés dans le cadre de cette problématique de fiabilité. La première méthode utilise la source neutronique (spallation) disponible au WNR à Los Alamos (USA). Cette installation produit un faisceau neutronique avec un spectre énergétique qui reproduit la distribution énergétique neutronique terrestre (i.e. entre 1 et 800 MeV). La seconde méthode, suggérée par la norme de test JEDEC, est basée sur des tests avec des particules monoénergétiques aux quatre énergies nominales : 14, 50, 100 et 150 MeV.

Cette seconde procédure est moins précise que la première (différence de ~30 % [Baggio - 2004, Dodd - 2002, Granlund - 2004]) mais elle est largement plus utilisée à cause du nombre d'installations pouvant offrir ces faisceaux. Pour les énergies à partir de 50 MeV, l'utilisation de faisceaux protoniques à la place de faisceaux neutroniques est possible si l'on considère que les sections efficaces nucléaires et SEU sont similaires entre ces deux particules [Normand - 1998]. Les installations pouvant proposer des sources protoniques flexibles avec des grands flux sont plus répandues que celles offrant des faisceaux neutroniques. Néanmoins, l'utilisation de faisceaux de protons peut induire deux types de perturbations pendant le test de SEU. La première est le masquage de la puce par le boîtier, spécialement pour les faibles énergies protoniques. Une épaisseur totale de boîtier supérieure à 3 mm devant la surface de la puce peut induire une atténuation significative. Pour cette raison, les encapsulations de type "flip-chip" ne peuvent être testées avec des faisceaux de protons. Le second problème rencontré avec les faisceaux de protons est l'effet de dose ionisante totale ou TID (Total Ionising Dose). La sensibilité aux SEU des SRAM à certains niveaux de doses a été mise en évidence il y a une vingtaine d'années [Campbell - 1984]. De récentes études ont également montré la dépendance de la sensibilité aux SEU avec la dose totale sur des dispositifs SRAM de nouvelle génération [Schwank - 2004]. Cet effet peut apparaître après quelques krad, ce qui est représentatif de la dose déposée par un faisceau de protons après quelques séries de tests SEU.

Afin d'éviter ce type d'interférence pendant la mesure de SEU, les faisceaux de neutrons peuvent être utilisés pour des caractérisations monoénergétiques même si le flux est de deux à trois ordres de grandeur plus bas qu'un flux de protons équivalent. Toutefois, pour des énergies supérieures à 14 MeV, les neutrons monoénergétiques sont typiquement produits par des réactions de protons sur des cibles de ^7Li ($^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ réaction). Cette réaction fournit un faisceau quasi-monoénergétique, c'est-à-dire des neutrons dans un pic (~40 % des neutrons) à l'énergie nominale et une queue d'énergie basse (~60 % des neutrons), qui peut causer une erreur dans l'estimation de la section efficace SEU. Ainsi, il est nécessaire de corriger la contribution de la queue de basse énergie pour une bonne estimation de la section efficace SEU à certaines énergies.

Quelques études portant sur les mesures SEU avec des faisceaux quasi-monoénergétiques ont suggéré une méthode d'extraction de la contribution du pic énergétique nominal dans la section efficace SEU [Johansson - 1998, Yamamoto - 2004]. Ces études ont été menées sur deux installations différentes mais les spectres énergétiques des faisceaux sont très proches.

Notre travail présente des tests radiatifs réalisés au Theodor Svedberg Laboratory (TSL, Suède). Des irradiations neutroniques et protoniques ont été réalisées afin de caractériser la section efficace SEU de composants SRAM. Des irradiations supplémentaires avec des neutrons monoénergétiques ont été réalisées au CEA de Valduc (France). Différentes méthodes de calcul de la contribution de la queue de basse énergie sur la section efficace SEU ont été utilisées. La première est basée sur une méthode itérative précédemment décrite dans [Johansson - 1998]. La seconde méthode est basée sur des simulations Monte Carlo réalisées avec MC-DASIE (Chapitre IV) [Lambert - 2004, Lambert - 2005]. L'influence de la queue de basse énergie est étudiée en fonction du pseudo-pic énergétique neutronique par comparaison avec les résultats de simulation.

V.2.2. Expérimentations

V.2.2.1. Dispositif expérimental

Quatre SRAM Bulk commerciales provenant de différents fondeurs ont été testées. Le composant 6T 500 nm est de nœud technologique 500 nm, le composant 4T 450 nm de nœud technologique 450 nm, le composant 6T 250 nm de nœud technologique 250 nm et le composant 6T 180 nm de nœud technologique 180 nm. Les composants 6T 500 nm, 6T 250 nm et 6T 180 nm sont constitués de cellule élémentaire de six transistors. Le composant 4T 450 nm est dessiné avec des cellules élémentaires de quatre transistors (Chapitre III.2.1).

Tous les tests ont été réalisés à la tension d'alimentation nominale (5 V pour les composants 6T 500 nm, 4T 450 nm et 6T 250 nm, 2,5 V pour le composant 6T 180 nm), en utilisant des motifs logiques en damiers. Pour chaque ensemble d'expérimentation, la dose totale n'excède pas quelques dizaines de krad (~ 30 krad(SiO_2) pour le composant 6T 500 nm et ~ 15 krad(SiO_2) pour les autres composants). Nous avons vérifié que le taux de SEU était le même entre le premier et le dernier run d'irradiation. Ainsi, nous sommes sûrs que la dose cumulée reçue par les composants pendant les différents runs d'irradiation n'a pas modifié la section efficace SEU [Schwank - 2004]. Le même composant a été utilisé pour les mesures protoniques et neutroniques permettant ainsi une comparaison directe des sections efficaces SEU à chacune des énergies.

Les caractérisations SEU complémentaires ont été réalisées avec un flux neutronique monoénergétique de 14 MeV au CEA de Valduc (France) [Baggio - 2004]. Les mêmes précautions expérimentales, le même testeur et les mêmes composants ont été utilisés sur ces deux campagnes de caractéristiques expérimentales.

V.2.2.2. Spectre neutronique

Le spectre énergétique du faisceau neutronique, produit par une réaction ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ est constitué d'un pic à l'énergie nominale et d'une queue à plus basse énergie. La Figure V - 13 représente les spectres énergétiques neutroniques normalisés pour des énergies protoniques incidentes de 23, 44, 95 et 175 MeV. Ces données, provenant du laboratoire du TSL, sont calculées avec le code GNASH et des données semi-empiriques [Granlund - 2005, Prokofiev - 2005, Prokofiev - 2001].

Le niveau maximum de la queue est à peu près un ordre de grandeur en dessous de la valeur à l'énergie nominale. Néanmoins, pour 1 neutron dans le pic, il y a 1,5 neutrons dans la queue. Ainsi, la fluence de la queue ne peut pas être négligée devant celle du pic et peut contribuer de manière significative à la mesure de la section efficace SEU.

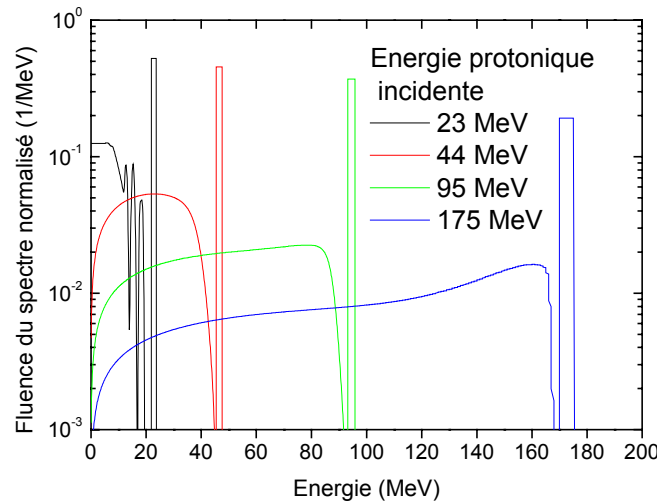


Figure V - 13 : Fluence du spectre neutronique normalisée en fonction de l'énergie neutronique pour quatre énergies protoniques incidentes sur une cible de ^7Li .

V.2.3. Résultats expérimentaux

Vu la forme du spectre énergétique neutronique, deux méthodes simples de calcul de la section efficace sont utilisées :

$$\sigma_{np} = \frac{\# d'erreurs}{\# neutrons / cm^2 \text{ dans le pic}} \quad (\text{Equ. V-1})$$

$$\sigma_{nt} = \frac{\# d'erreurs}{\# neutrons / cm^2 \text{ dans le pic + queue}} \quad (\text{Equ. V-2})$$

où: σ_{np} est la section efficace due aux neutrons dans le pic en ignorant la contribution au SEU des neutrons de la queue.

σ_{nt} est la section efficace où le spectre neutronique total détermine la section efficace (section efficace totale).

L'efficacité des neutrons dans la queue dépend à la fois de l'énergie de la particule et de la sensibilité intrinsèque aux SEU du composant testé. Récemment, Yamamoto *et al* ont montré que le seuil de sensibilité (énergie seuil des SEU) des composants actuels a une influence sur la contribution de la queue [Yamamoto - 2004]. Les deux sections efficaces SEU (σ_{np} et σ_{nt}) sont les valeurs maximales et minimales sans aucune hypothèse de la réelle contribution de queue du spectre.

La Figure V - 14 représente la section efficace SEU expérimentale en fonction de l'énergie de la particule incidente. σ_p est la section efficace protonique. σ_{np} et σ_{nt} sont les sections efficaces neutroniques en utilisant les deux méthodes décrites ci-dessus.

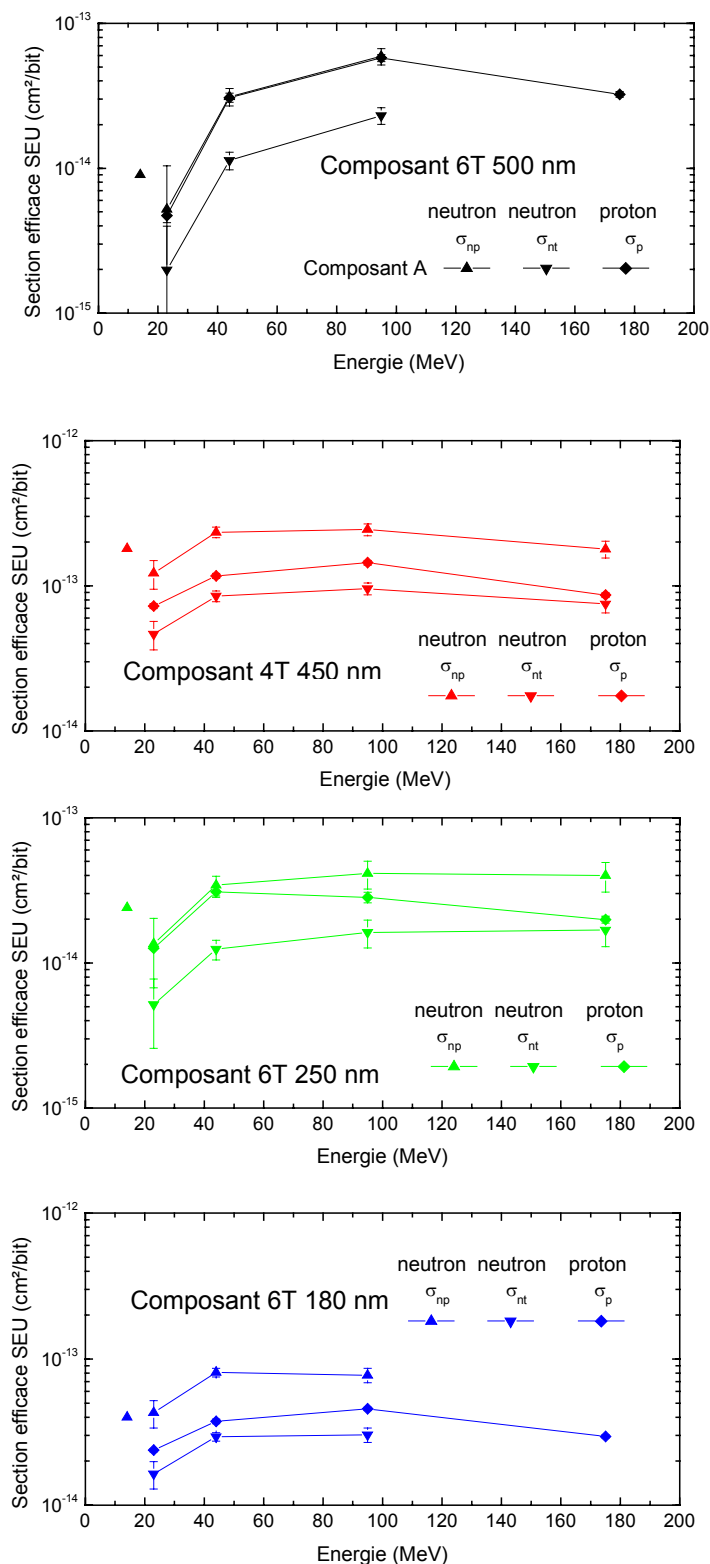


Figure V - 14 : Section efficace expérimentale SEU en fonction de l'énergie de la particule incidente pour les quatre composants testés [JESD - 2001].

Pour le composant 6T 500 nm, les sections efficaces neutroniques et protoniques varient entre quelques 10^{-15} et $\sim 5 \times 10^{-14}$ cm²/bit. La section efficace protonique augmente avec l'énergie jusqu'à 95 MeV puis ensuite décroît légèrement jusqu'à 175 MeV. Cette

dépendance énergétique a été également observée par des auteurs utilisant le même type d'expérimentation [Dyer - 2004, Johansson - 1998, Yamamoto - 2004]. Ces sections efficaces sont légèrement inférieures à celles mesurées par Dyer pour un nœud technologique identique [Dyer - 2004]. La section efficace protonique est très proche de la section efficace neutronique σ_{np} .

Pour le composant 4T 500 nm, les sections efficaces neutroniques et protoniques sont de l'ordre de 10^{-13} cm²/bit. La section efficace augmente jusqu'à 44 MeV (x 1,6 entre 23 et 44 MeV) et reste à peu près constante au-delà de cette énergie. $\sigma_n(14\text{MeV})$ est légèrement supérieure à $\sigma_{np}(23\text{MeV})$ et aux valeurs de σ_p . Ce composant est plus sensible que les autres à cause de son architecture 4T alors que les autres composants sont des 6T.

Pour le composant 6T 250 nm, les sections efficaces neutroniques et protoniques sont de l'ordre de 10^{-14} cm²/bit et du même ordre de grandeur que pour d'autres SRAM bulk commerciales [Dyer - 2004, Koga - 2004]. La section efficace protonique croît d'un rapport 2,5 entre 23 et 44 MeV puis décroît légèrement entre 44 et 175 MeV (-36 %). A 23 et 44 MeV, la section efficace protonique est proche de σ_{np} . Au contraire, à 175 MeV, la section efficace protonique est proche de σ_{nt} . A 14 MeV, σ_n est légèrement supérieure à $\sigma_{np}(23\text{MeV})$ et du même ordre de grandeur que les valeurs σ_p .

Pour le composant 6T 180 nm, les sections efficaces neutroniques et protoniques varient entre $\sim 1,5$ et 8×10^{-14} cm²/bit. La section efficace protonique augmente jusqu'à 95 MeV (x 2 entre 23 et 95 MeV) puis décroît légèrement jusqu'à 175 MeV (x 0,6 entre 95 et 175 MeV). A 23 MeV, σ_{np} est presque égale à σ_n à 14 MeV. Ces résultats sont du même ordre de grandeur que d'autres composants moins intégrés [Schwank - 2004].

Pour tous les composants, les sections efficaces protoniques sont comprises entre les deux types de sections efficaces neutroniques σ_{np} et σ_{nt} .

V.2.4. Analyse des données

V.2.4.1. Principes de la correction

Pendant une irradiation neutronique, les neutrons d'énergie nominale (i.e. du pseudo pic) ne sont pas les seuls pouvant induire des SEU. Les particules d'énergies plus basses (i.e. de la queue) peuvent également contribuer à la création de SEU. Ainsi, les sections efficaces SEU calculées avec des données expérimentales non corrigées (σ_{nt}) correspondent à la sensibilité du composant soumis au spectre neutronique complet (pic + queue).

Les sections efficaces monoénergétiques sont nécessaires afin de calculer avec une bonne précision le Soft Error Rate (SER) comme le mentionne la norme JEDEC. Une correction est nécessaire afin d'extraire les sections efficaces monoénergétiques des données expérimentales. Des méthodes analytiques et de simulation peuvent être utilisées. Celles-ci sont présentées dans les paragraphes suivants.

Tout d'abord, il faut définir le facteur de correction de la queue (tail correction factor : C_{tail}) afin de convertir la section efficace quasi monoénergétique (σ_{np}) en section efficace monoénergétique (σ_n) comme l'ont introduit Johansson *et al* dans [Johansson - 1998] :

$$\sigma_n = C_{tail} \cdot \sigma_{np} \quad (\text{Equ. V-3})$$

Le facteur C_{tail} est également un ratio entre les nombres d'erreurs :

$$C_{tail} = \frac{\# \text{ d'erreurs dû aux neutrons du pic énergétique}}{\# \text{ d'erreurs dû aux neutrons de tout le spectre énergétique}} \quad (\text{Equ. V-4})$$

Ainsi, le facteur C_{tail} est compris entre ~ 0.3 (tous les neutrons du spectre induisent de manière équilibrable des erreurs) et 1 (toutes les erreurs sont dûes aux neutrons du pic).

V.2.4.2. Méthode analytique

Cette méthode, précédemment utilisée par Johansson [Johansson - 1998], Granlund [Granlund - 2004] et Yamamoto [Yamamoto - 2004], est une reconstruction de la courbe de section efficace par une technique itérative. Plusieurs hypothèses sont faites : en dessous d'une certaine énergie seuil (E_{th}) la section efficace est considérée nulle ($\sigma_n(E_{th})=0$) et la courbe la représentant est linéaire par parties. Ainsi le squelette de la courbe de section efficace est ajusté avec les données expérimentales. A chaque point expérimental (E_i), la convolution de la section efficace avec le spectre neutronique doit donner la section efficace expérimentale (Equ. V-5) :

$$\sigma_{np}(E_i) = \int_0^{E_i} \sigma_n(E) \left(\frac{dN_n(E)}{dE} \right) dE \quad (\text{Equ. V-5})$$

La section efficace à 14 MeV ($\sigma_n(14 \text{ MeV})$), mesurée avec une bonne précision, est utilisée comme premier point de la courbe squelette de la section efficace. L'énergie seuil est évaluée pour chacun des composants en utilisant le simulateur MC-DASIE. L'énergie seuil (E_{th}) est de 10 MeV pour le composant 6T 500 nm et de 5 MeV pour les autres composants. A 23 MeV, le petit nombre d'erreurs observé (dû au faible flux incident) pendant les tests sur chacun des composants a induit une incertitude assez grande sur les différentes valeurs de section efficace. Par conséquent, nous n'avons pas utilisé la valeur expérimentale à 23 MeV afin de calculer les autres facteurs correctifs. Le premier calcul est fait à 44 MeV afin de donner

$\sigma_n(44 \text{ MeV})$. Dans un second temps, cette valeur est utilisée pour retrouver $\sigma_n(95 \text{ MeV})$. Finalement, les sections efficaces précédemment calculées sont utilisées afin de déterminer $\sigma_n(175 \text{ MeV})$.

Cette méthode nécessite un minimum de 4-5 valeurs de sections efficaces données à différentes énergies afin de calculer avec une bonne précision les sections efficaces monoénergétiques. Les facteurs correctifs déduits de cette méthode analytique (C_{TAILA}) sont calculés avec (Equ. V-3). Les résultats obtenus en utilisant cette méthode sont présentés dans la Table V - 5.

V.2.4.3. Méthode de simulation

Cette méthode est basée sur des simulations de sections efficaces SEU. Une fois que les paramètres sont validés avec les valeurs expérimentales (monoénergétiques) protoniques, les simulations sont faites pour un spectre neutronique présenté en Figure V-13 et les facteurs C_{tail} sont déduits des sorties des simulations.

MC-DASIE a été utilisé. Le critère de SEU choisi est la charge déposée dans un volume sensible. Le composant est modélisé comme une structure « tout silicium ». L'ajustement des paramètres d'entrées pour la simulation a été fait en s'appuyant sur les valeurs expérimentales protoniques. La Table V - 4 regroupe ces paramètres.

TABLE V - 4 : PARAMETRES DE SIMULATIONS				
COMPOSANT	6T 500NM	4T 450NM	6T 250NM	6T 180NM
VOLUME SENSIBLE (μm^3)	4	0,63	0,28	0,1225
CHARGE CRITIQUE (fC)	70	5	8	2,6

La valeur moyenne des différences entre l'expérimentation et la simulation est de $\sim 12 \%$. La valeur de la charge critique du composant 4T 450 nm est faible par rapport à celles des autres composants 6T compte tenu de son nœud technologique. Un dessin technologique de cellule élémentaire avec quatre transistors (inverseur construit avec un transistor NMOS et une résistance) induit une plus faible charge critique que ceux à six transistors (inverseur construit avec un transistor NMOS et un PMOS).

Ainsi, ces paramètres de simulation, validés avec des données protons, ont été utilisés afin de calculer les sections efficaces neutroniques. Les facteurs de corrections (C_{TAILMCD}) sont déduits des données de sortie de ces simulations MC-DASIE et de (Equ. V-4).

V.2.4.4. Valeurs des facteurs correctifs C_{tail}

Johansson *et al* ont donné dans [Johansson - 1998] leurs valeurs C_{tail} (C_{tailJ}) pour tous leurs composants. A 22 MeV, le facteur correctif C_{tail} est de $0,86 \pm 0,09$, à 45 MeV de $0,52 \pm 0,05$ à 96 MeV de $0,54 \pm 0,05$ et de 160 MeV à $0,37 \pm 0,08$.

La Table V - 5 présente les valeurs C_{tail} obtenues pour chaque composant et chaque pic d'énergie avec la méthode analytique (C_{tailA}) et par simulations MC-DASIE ($C_{tailMCD}$). Quelques valeurs de C_{tailA} ne sont pas dans le bon ordre de grandeur, i.e. entre une correction du spectre entier ($C_{tail} = \sim 0,33$) et pas de correction ($C_{tail} = 1$). Par conséquent pour cette étude, la méthode analytique ne peut pas être utilisée pour corriger les sections efficaces neutroniques à ces énergies. L'hypothèse de la méthode analytique est correcte si la variation linéaire entre chaque section efficace est un bon ajustement à la courbe de la section efficace. A 23 MeV, l'incertitude expérimentale est trop grande (nombre d'erreurs observées faible) afin de calculer avec une bonne précision le premier facteur correctif. La correction analytique nécessite des valeurs précises pour les basses énergies (spectre bien défini et une bonne statistique dans le nombre de SEU) afin de pouvoir l'utiliser en toute confiance. Ce n'est pas le cas pour notre étude.

TABLE V - 5 : VALEURS DE C_{TAIL} POUR LES COMPOSANTS A, B, C ET D

ENERGIE DU PIC (MEV)	COMPOSANT 6T 500 NM		COMPOSANT 4T 450 NM		COMPOSANT 6T 250 NM		COMPOSANT 6T 180 NM	
	C_{tailA}	$C_{tailMCD}$	C_{tailA}	$C_{tailMCD}$	C_{tailA}	$C_{tailMCD}$	C_{tailA}	$C_{tailMCD}$
23	$2,03 \pm 1,01$	0,89	$1,40 \pm 0,93$	0,64	$0,87 \pm 0,19$	0,61	$1,13 \pm 0,27$	0,64
44	$0,46 \pm 0,07$	0,65	$0,20 \pm 0,03$	0,51	$0,35 \pm 0,02$	0,39	$0,17 \pm 0,01$	0,39
95	$0,53 \pm 0,07$	0,56	$0,50 \pm 0,11$	0,43	$0,40 \pm 0,05$	0,41	$0,47 \pm 0,04$	0,39
175	/	0,43	$0,42 \pm 0,10$	0,42	/	0,36	$0,32 \pm 0,04$	0,36

Avec la méthode de simulation MC-DASIE, la section efficace est calculée avec des paramètres physiques et électriques ainsi qu'une description de la production nucléaire de la réaction des neutrons avec les atomes du composant (n-Si). Grâce à MC-DASIE, on peut voir que la partie basse énergie de la section efficace est dominée par la production des ions secondaires. Même si une vérification expérimentale est nécessaire, nous pouvons aisément concevoir que pour cette étude et en dessous de 50 MeV, les valeurs de C_{tail} données par les simulations ($C_{tailMCD}$) sont plus proches de la vérité que celles données par la méthode analytique (C_{tailA}).

Pour 95 et 175 MeV et pour chaque composant, les valeurs de C_{tailMCD} et de C_{tailA} sont proches (quasiement dans l'incertitude de la valeur excepté pour le composant 4T 450 nm à 95 MeV où la différence est de $\sim 18\%$). Ainsi, nous pouvons considérer que pour les données expérimentales à 95 et 175 MeV, les deux méthodes sont bonnes et précises.

Pour chaque composant, les valeurs de C_{tailMCD} décroissent avec l'augmentation de la valeur du pic énergétique, lié à l'augmentation de l'influence de la queue neutronique avec l'énergie.

Les valeurs de C_{TAILMCD} du composant A sont égales aux valeurs C_{TAILJ} . Ainsi, nous pouvons supposer que les composants de Johansson *et al* et le composant 6T 500 nm ont la même forme de section efficace et probablement des nœuds technologiques proches. Avec leurs faibles charges critiques, les composants 4T 450 nm, 6T 250 nm et 6T 180 nm sont sensibles pour des neutrons de faibles énergies. Ainsi pour ces composants, une bonne correction est nécessaire à chacune des énergies. Les composants 6T 250 nm et 6T 180 nm ont nécessité une correction totale ($\sim 0,40$) pour 95 et 175 MeV et une correction moyenne ($\sim 0,60$) pour 23 MeV. A 23 MeV, le composant 6T 250 nm requière une correction moyenne ($\sim 0,50$) et le composant D une correction totale. En résumé, nous pouvons dire que l'intégration et l'augmentation de l'énergie du pic induit une augmentation de la correction.

V.2.5. Comparaison entre les sections efficaces SEU neutroniques et protoniques

La Figure V - 15 est la représentation des sections efficaces expérimentales protoniques et des sections efficaces neutroniques corrigées avec la méthode de simulation pour chacun des composants. Globalement, pour les quatre énergies et les quatre composants, les sections efficaces protoniques sont égales ou supérieures aux neutroniques (entre 0 et 80 %). Pour le composant 6T 500 nm à 23 MeV, la section efficace protonique est très légèrement au-dessus de celle neutronique (+3 %). Cette différence augmente avec l'énergie (à 95 MeV +80 %). Pour le composant 4T 450 nm, à 23 MeV, les deux sections efficaces sont égales alors qu'à plus haute énergie, la section efficace protonique est supérieure à la neutronique ($\sim 38\%$). Pour le composant 6T 250 nm, à 23 MeV, la section efficace protonique est légèrement au-dessus de la neutronique (+20 %). Cette différence augmente avec la diminution de l'énergie (à 44-95 MeV +65 %). Pour le composant 4T 250 nm, à 23 et 44 MeV les deux sections efficaces peuvent être considérées égales, alors qu'à 95 MeV, la section efficace protonique est au-dessus la neutronique (+43 %).

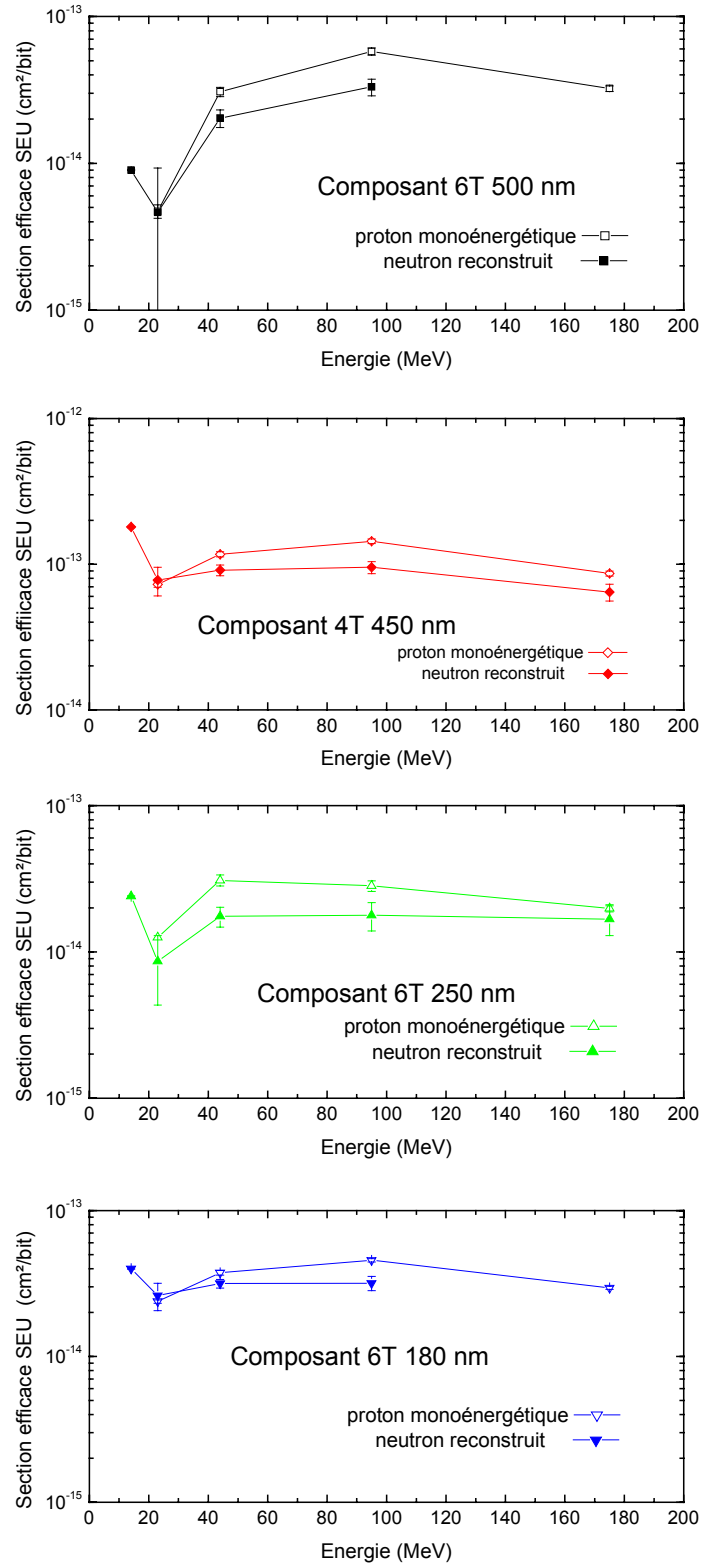


Figure V - 15 : Sections efficaces SEU en fonction de l'énergie. Les données protoniques sont expérimentales. Les données neutroniques sont expérimentales et corrigées avec les valeurs $C_{TAILMCD}$ [JESD - 2001].

La norme de test JEDEC suggère que pour les énergies au-dessus de 50 MeV, les protons peuvent être utilisés à la place des neutrons [JESD - 2001]. Ainsi, le fait que pour des énergies au-dessus de 45 MeV, les sections efficaces neutroniques SEU soient légèrement en-dessous

des sections efficaces protoniques SEU, peut sembler étrange. Néanmoins, les données d'interaction nucléaire montrent que pour les énergies au-dessus de 10 MeV, la section efficace de production des ions secondaires, qui déposent plus de 10 fC (même ordre de grandeur que la charge critique de nos composants) issus de l'interaction p-Si est de 10 à 30 % au-dessus de celle n-Si (Figure V - 16).

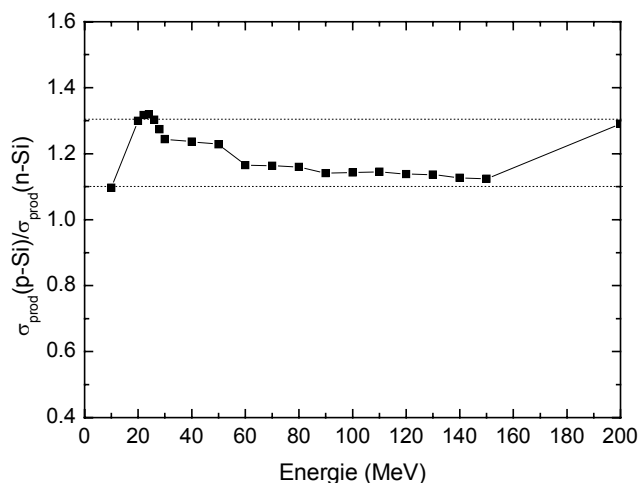


Figure V - 16 : Ratio entre les sections efficaces de production des ions secondaires qui déposent plus de 10fC dans du silicium des interactions p-²⁸Si et n-²⁸Si (provenant des bases de données de MC-DASIE).

Ainsi, la production des ions secondaires peut expliquer une partie de la différence (10-30 %) entre les sections efficaces SEU neutroniques et protoniques même si d'autres sources peuvent aussi contribuer à cette différence. Certains de ces composants ont déjà été testés sur une autre installation protonique (TRIUMF) et les deux sections efficaces expérimentales protoniques sont identiques aux incertitudes de mesures près. Ainsi, les données protoniques ont été validées. C'est la première fois que ces composants sont testés avec des neutrons à ces énergies. Donc, la comparaison avec d'autres caractérisations ne peut être faite. Nous pourrions penser que les différences entre neutron et proton pourraient provenir de problèmes sur les dispositifs de tests induisant des erreurs sur la mesure de la section efficace. Néanmoins, les tests neutroniques et protoniques ont été faits dans la même salle avec le même testeur de SEU et les mêmes composants. Ainsi, les perturbations liées au dispositif expérimental sont équivalentes entre les tests neutroniques et protoniques. La technique de mesure du flux envoyé lors d'une irradiation neutronique et une protonique est différente. Cette différence de technique peut éventuellement induire une erreur. Ces derniers points ne peuvent être confirmés à l'heure actuelle. Néanmoins, Dyer *et al* [Dyer - 2004] ont également observé des tendances similaires sur certains de leurs composants.

Les paragraphes suivants présentent les conséquences de l'utilisation des sections efficaces protoniques ou neutroniques pour des énergies supérieure ou égales à 50 MeV pour calculer

les SER. Nous utilisons une adaptation (14, 44, 95 et 175 MeV à la place de 14, 50, 100 et 150 MeV) de l'intégration numérique du spectre neutronique de NYC spécifié dans la norme JEDEC [JESD - 2001] afin de calculer les SER avec nos sections efficaces monoénergétiques :

$$SER = 3,96\sigma(14MeV) + 3,72\sigma(44MeV) + 1,83\sigma(95MeV) + 3,93\sigma(175MeV) \quad (\text{Equ. V-6})$$

La Table V - 6 présente les résultats de SER en utilisant cette formule avec des données neutroniques corrigées avec $C_{tailMCD}$ (SER_n) ou des données protoniques et la section efficace à 14 MeV (SER_p).

TABLE V - 6 : VALEURS DE SER (FIT/MBIT) CALCULEES AVEC LES SECTIONS EFFICACES PROTONNIQUES ET NEUTRONIQUES CORRIGÉES OU PROVENANT D'UNE CARACTERISATION WNR

COMPOSANT	SER_n (FIT/Mb)	SER_p (FIT/Mb)	DIFFERENCE $SER_p - SER_n$	SER_{WNR} (FIT/Mb)
6T 500 nm *	316 ± 37	400 ± 21	23 %	409 ± 40
4T 450 nm	1659 ± 92	1816 ± 50	9 %	/
6T 250 nm	267 ± 35	354 ± 20	27 %	/
6T 180 nm*	477 ± 31	517 ± 12	8 %	624 ± 62

* la valeur à 95 MeV est utilisée comme valeur de section efficace de saturation lorsque la valeur à 175 MeV n'est pas disponible.

Pour tous les composants testés, les SER_n sont toujours inférieurs aux SER_p . Les différences vont de 8 % à 23 %. Nous pouvons noter que cette différence est dans le même ordre de grandeur que les différences entre SER monoénergétiques et SER_{WNR} obtenus à Los Alamos ($< \sim 30\%$) [Baggio - 2004, Dodd - 2002, Granlund - 2004]. Les SER_{WNR} des composants A et D mesurés au WNR sont égaux à 409 ± 40 et 624 ± 62 FIT/Mb, respectivement [Baggio - 2004]. Par conséquent, le SER_p semble être en meilleur accord avec le SER_{WNR} (2 % et 18 % pour les composants A et D, respectivement) qu'avec le SER_n (différence de $\sim 26\%$).

V.2.6. Résumé

Cette partie a présenté une étude comparative des sections efficaces SEU induites par des neutrons et des protons entre 23 et 180 MeV. Basée sur des expériences faites sur l'installation du TSL, la problématique de la contribution de la queue neutronique à basse énergie est exposée. Une méthode analytique et une basée sur la simulation, dans le but de corriger la section efficace neutronique, ont été exposées et validées.

Les valeurs de facteurs correctifs pour les sections efficaces neutroniques (C_{tail}) sont exposées et discutées. Pour les hautes énergies (>100 MeV), une correction totale est indispensable ($C_{tail} = 0,36-0,42$). Pour les énergies intermédiaires (45-100 MeV), une correction moyenne est utile ($C_{tail} = 0,4-0,67$). Pour les basses énergies (<25 MeV), une correction est nécessaire pour les composants de technologie actuelle ($C_{tail} = \sim 0,6$). A ces basses énergies, les composants de technologies moins intégrées ne nécessitent pas de correction.

Les sections efficaces neutroniques corrigées ont été comparées aux protoniques. Globalement sur nos quatre composants, les sections efficaces SEU protoniques et neutroniques sont du même ordre de grandeur. A 23 MeV, les sections efficaces protoniques et neutroniques sont proches même si les données neutroniques ont été déterminées avec une plus faible précision. Pour les énergies plus élevées, les sections efficaces protoniques sont plus grandes que celles neutroniques (entre 20 et 80 %). La production d'ions secondaires provenant des interactions n-Si et p-Si peut expliquer une partie de cette différence (10-30 %) mais les données expérimentales neutroniques semblent néanmoins sous-estimées.

A partir de ces résultats, nous pouvons conclure que l'utilisation de données neutroniques (SER_n) à la place de protoniques (SER_p) pour les énergies supérieures à 14 MeV dans le calcul des SER induit une sous estimation de ~ 20 % dans le résultat. Pour les énergies au-dessus de 50 MeV, le nombre d'installations capables d'offrir des faisceaux protoniques est plus élevé que celui des faisceaux neutroniques. Les flux de protons sont plus élevés que ceux de neutrons, ainsi les sections efficaces expérimentales sont plus précises avec des tests protoniques. Une fois que les perturbations possibles liées à l'utilisation de protons (i.e. masquage par le boîtier et effets de la dose totale ionisante) sont connues et fixées, l'utilisation de neutrons à 14 MeV et de protons à 50, 100 et 150 MeV afin de déterminer les SER, semble être une meilleure solution plus simple et plus précise que l'utilisation de neutrons aux mêmes énergies.

V.3. Caractérisations mono-énergétiques « n-Si + n-O » apport de la prise en compte de deux matériaux.

V.3.1. Introduction

De récentes études à 14 MeV [Gasiot - 2002] ou entre 1 MeV et 150 MeV [Wrobel - 2003] ont montré que la modélisation de l'interaction nucléaire doit considérer à la fois les réactions neutron-silicium (n-Si) et neutron-oxygène (n-O) afin de calculer correctement les ions secondaires produits dans le substrat en silicium et les couches de passivation en SiO₂. Cette partie de notre travail présente une discussion de l'impact de l'interaction neutron-oxygène sur le calcul de la sensibilité aux SEU induits par des neutrons d'énergies de quelques MeV à 500 MeV pour des SRAM Bulk et SOI. Dans une première partie, des mesures expérimentales de sections efficaces mono-énergétiques SEU sont présentées. Dans une seconde partie, les résultats des simulations sont comparés avec les données expérimentales pour chacune des énergies considérées. Les contributions des interactions n-Si et n-O sont extraites des simulations afin de quantifier leurs impacts sur les mécanismes de SEU. Les volumes d'interactions et les contributions de chaque type d'ions secondaires sont détaillés pour les énergies simulées. Nous avons focalisé cette étude sur des SRAM de technologie Bulk et SOI de générations comparables (nœuds technologiques compris entre 180 et 250 nm).

V.3.2. Expérimentations

Deux SRAM en technologie bulk et deux en technologie Silicon-On-Insulator (SOI) ont été testées. Les SRAM bulk sont de technologie commerciale et proviennent de différents fondeurs. Les nœuds technologiques sont respectivement 0,25 µm et 0,18 µm. Les SRAM SOI ont été fabriquées dans une technologie commerciale complètement désertée (Fully Depleted : FD) pour un nœud technologique de 0,2 µm. Le premier composant a été dessinée avec une prise (with a body-tie : SOI avec BT) et l'autre sans prise (SOI sans BT) (cf. III.2.2.2.). Hirose *et al.* ont précédemment étudié la sensibilité de ces composants SOI aux ions lourds à l'aide d'expérimentations [Hirose - 2002] et des simulations composant 3-D [Hirose - 2004]. Les sections efficaces SEU de ces deux composants SOI ont été déjà mesurées sur l'installation neutronique du WNR à Los Alamos National Laboratory [Baggio - 2004]. Les cellules élémentaires de ces composants sont dessinées avec six transistors.

La Figure V - 17 est la représentation des sections efficaces expérimentales en fonction des énergies neutroniques et protoniques. Comme dans l'étude de Baggio [Baggio - 2004], deux installations avec deux faisceaux différents ont été utilisées. Les mesures neutroniques à 14 MeV ont été réalisées au CEA de Valduc (France) avec l'installation SAMES. Les caractérisations de sections efficaces protoniques à 50, 100, 200, 350 et 500 MeV ont été réalisées à TRIUMF Proton Irradiation Facility (PIF) [Blackmore - 2000]. Quelques mesures protoniques supplémentaires ont été faites à l'installation The Svedberg Laboratory (TSL) à Uppsala [Prokofiev - 2004, Reistad - 1993] pour des énergies comprises entre 20 et 180 MeV. Tous les tests ont été faits à la tension d'alimentation nominale (5 V pour la SRAM bulk 0,25 μm , 2,5 V pour la SRAM bulk 0,18 μm et 1,8 V pour les composants SOI). Pour chaque test, la dose totale reçue par le composant n'excède pas quelques krad(Si) et les taux d'erreurs sont les mêmes entre la première et la dernière caractérisation. Ainsi, nous sommes sûrs que la dose cumulée reçue par les composants n'a pas influencé la mesure du taux d'aléas logiques [Schwank - 2004]. Considérant que les effets des protons et des neutrons sont identiques pour les énergies au-dessus de 50 MeV, nous avons utilisé un faisceau de protons à la place des neutrons tel que suggéré dans la norme de test JEDEC [JESD - 2001].

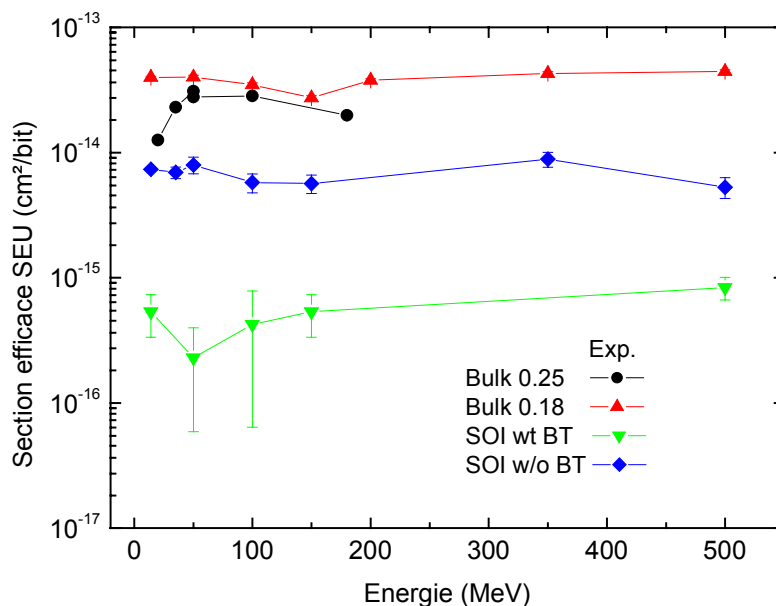


Figure V - 17 : Sections efficaces expérimentales neutroniques et protoniques des SEU entre 14 et 500 MeV. Les données de sections efficaces SEU sont des valeurs moyennées entre l'irradiation face avant et arrière.

Aux mêmes énergies, les valeurs de sections efficaces SEU des deux SRAM Bulk sont au moins deux fois plus grandes que celles du SOI sans BT. De plus, les valeurs de sections efficaces SEU du SOI avec BT sont à peu près dix fois plus petites que celles du SOI sans BT. En effet, l'ajout d'une prise dans l'architecture induit une réduction de l'amplification bipolaire parasite. Les valeurs de sections efficaces SEU des deux SRAM Bulk sont du même

ordre de grandeur. Considérant toutes les différences dans les règles de dessin et les procédés de fabrication pour un même nœud technologique, nous ne pouvons voir une tendance de sensibilité entre ces deux nœuds technologiques de bulk. Néanmoins, les valeurs des sections efficaces mesurées sont en accord avec les données publiées par Dyer [Dyer - 2004] et Koga [Koga - 2004] sur d'autres SRAM de génération similaire.

Comme la sensibilité de la mémoire SOI avec BT est très faible, seulement quelques erreurs sont générées pendant un test de durée nominale. Ceci mène à une incertitude plus grande sur la valeur de la section efficace mesurée comme le montre la figure précédente.

Avec ces données de SEU, les valeurs de SER peuvent être calculées en utilisant la formule donnée dans la norme de test JESD89 [JESD - 2001]. Ainsi, les SER des composants Bulk 0,18 μm et 0,25 μm sont égaux à 497 ± 15 FIT/Mb et 304 ± 7 FIT/Mb respectivement. Pour le composant Bulk 0,25 μm , la valeur de la section efficace à 14 MeV a été extrapolée à partir des données à 35 et 50 MeV. Pour les composants SOI avec BT et sans BT, les SER sont égaux à 6 ± 3 FIT/Mb et 88 ± 14 FIT/Mb, respectivement. Ces résultats SER de technologie SOI sont en accord avec ceux mesurés au WNR avec le spectre neutronique entier (13 ± 9 FIT/Mb et 85 ± 38 FIT/Mb) [Baggio - 2004].

V.3.3. Simulations MC-DASIE

V.3.3.1. Comparaison avec les données expérimentales

Le simulateur MC-DASIE a été utilisé afin d'explorer les sensibilités SEU des quatre composants. La Table V - 7 et la Table V - 8 présentent les paramètres de simulation de MC-DASIE pour chacun des composants. Ces paramètres sont représentatifs des composants spécifiques utilisés dans cette étude. Les paramètres des technologies Bulk proviennent de [Gasiot PhD. - 2004], où les Q_{dc} ont été calculés avec des simulations circuits. Les paramètres des composants SOI ont été déduits des données technologiques et des tests ions lourds publiées par Hirose *et al.* [Hirose - 2004]. Les charges critiques déposées Q_{dc} pour les composants SOI sont calculées avec les LET seuils et les épaisseurs du film de silicium. $T_{Passivation}$ est égal à 10 μm , ce qui représente cinq couches de métallisation.

Les conséquences de variations sur les paramètres de simulation ont été testées, afin d'évaluer le degré de confiance des calculs. Ainsi, une variation de 10% sur les paramètres de simulation (dimensions du volume sensible et charge critique) induits une variation de $\sim 10\%$ sur le taux de SEU calculé. Pour les composants Bulk et le SOI avec BT, ce sont les jeux de paramètres provenant de la littérature qui donnent les meilleurs résultats de simulation. Pour

le composant SOI sans BT, la charge critique déposée (Q_{dc}) du composant testé semble être différente de celle de la littérature, certainement due à une variation de l'amplification bipolaire parasite (voir les paragraphes suivants). Les résultats ayant le meilleur accord avec les données expérimentales sont obtenus avec les jeux de paramètres (cf. chapitre IV) ci-dessous (Table V - 7 et Table V - 8).

TABLE V - 7 : PARAMÈTRES DE SIMULATION MC-DASIE POUR LES TECHNOLOGIES BULK TESTÉES		
Composant	Bulk 0,25	Bulk 0,18
Longueur de la grille (nm)	250	180
V_{Sens} (μm^3)	0,5 x 0,7 x 0,8	0,35 x 0,5 x 0,7
Q_{dc} (fC)	8	2,6

TABLE V - 8 : PARAMETRES DE SIMULATION MC-DASIE POUR LES TECHNOLOGIES SOI TESTÉES		
Composant	SOI avec BT	SOI sans BT
Longueur de la grille (nm)	200	200
V_{Sens} (μm^3)	0,2 x 0,6 x 0,05	0,2 x 0,6 x 0,05
Q_{dc} (fC)	4,5	1,0
V_{SOI} (μm^3)	1,4 x 0,6 x 0,05	1,4 x 0,6 x 0,05
T_{BOX} (nm)	100	100
T_{STI} (nm)	300	300

La Figure V - 18 représente les courbes des sections efficaces SEU expérimentales et simulées pour les quatre composants SRAM décrits à différentes énergies. Pour les deux mémoires bulk SRAM et la mémoire FD-SOI avec BT, nous obtenons un bon accord entre les sections efficaces simulées et expérimentales. Le maximum de différence entre la simulation et l'expérimentation pour la section efficace de saturation du modèle de Weibull est en dessous de 6 %.

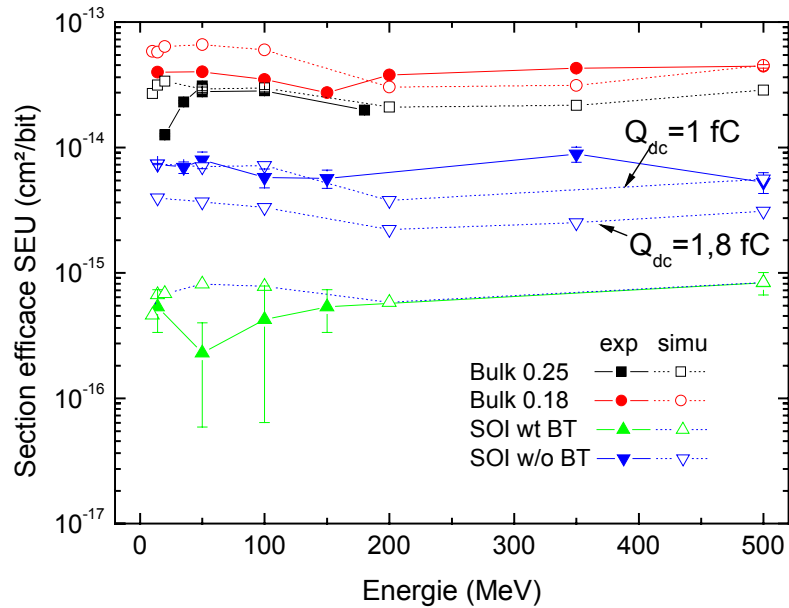


Figure V - 18 : Section efficace expérimentale et simulée SEU (n-Si & n-O) en fonction de l'énergie.

Les petites différences peuvent être expliquées par l'utilisation de nos jeux de paramètres de simulation et par le modèle RPP qui ne peuvent pas décrire précisément l'influence des procédés de fabrication sur les mécanismes de collection de charge.

Pour les sections efficaces du composant FD SOI sans BT, les sections efficaces simulées sont à peu près deux fois inférieures aux données expérimentales lorsqu'on utilise une charge critique de 1,8 fC qui correspond au LET seuil mesuré par Hirose [Hirose - 2004]. L'origine de cette différence doit venir des paramètres de simulation, i.e. le volume sensible (RPP model) ou la charge critique déposée. Pour les composants SOI, la définition du modèle RPP ne peut être responsable de cette différence car ce modèle est une représentation fine du volume sensible. Le volume sensible dans le SOI est généralement limité à la région de substrat interne, région entre les oxydes enterrés et de grille, les isolations latérales, et les jonctions de source et de drain fortement dopées. De plus, le modèle RPP est validé par la bonne corrélation entre la simulation et l'expérimentation des composants FD SOI avec BT.

Néanmoins, la détermination de la valeur de la charge critique déposée est plus discutable. La charge critique déposée a été calculée avec des LET seuil expérimentaux mesurés avec des ions lourds [Hirose - 2004]. Les LET seuils de composant à substrat interne flottant sont fortement dépendants de l'amplification bipolaire parasite. Ainsi, il est possible que l'incertitude de mesure élevée à ces niveaux de sensibilité très bas soit transmise à la détermination de la charge critique déposée.

Par ailleurs, les composants SRAM utilisés dans les expérimentations aux ions lourds de Hirose et ceux de nos expérimentations neutroniques et protoniques proviennent de différents

lots de fabrication. Il est usuel que les procédés de fabrication évoluent entre les lots. Des variations de SER induits par les particules alpha du simple au triple ont été démontrées entre différents lots [Heijmen - 2005]. Ainsi l'amplification bipolaire parasite a pu être modifiée au fil des évolutions des procédés de fabrication, modifiant également la charge critique déposée (Q_{dc}). Nous pouvons supposer qu'il en est de même sur certains lots de technologies en développement comme c'est le cas pour le composant SOI sans BT. De cette manière, nous pensons qu'une charge déposée critique (Q_{dc}) de 1,8 fC décrit le composant de Hirose et que 1 fC correspond à notre composant testé.

V.3.3.2. Comparaison entre les simulations avec les interactions n-Si et n-O et seulement l'interaction n-Si.

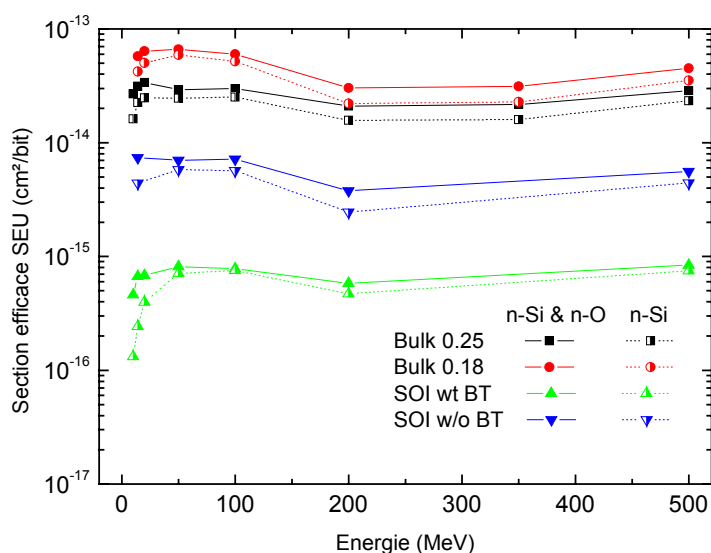


Figure V - 19 : Section efficace SEU simulée en fonction de l'énergie avec à la fois les interactions n-O et n-Si ou uniquement l'interaction n-Si.

Il est évident que l'affinement dans la modélisation des types d'interactions possibles dans le composant va dans le sens d'un calcul de section efficace plus proche de la réalité physique. Ce paragraphe illustre et quantifie les conséquences de l'ajout de l'interaction n-O dans la modélisation des interactions. La Figure V - 19 est la représentation des courbes de sections efficaces SEU simulées en fonction de l'énergie pour un cas avec à la fois les interactions n-O et n-Si prises en compte et dans l'autre cas seulement l'interaction n-Si pour les quatre composants étudiés. Dans le premier cas (n-Si & n-O), le modèle des interactions dans le matériau SiO_2 gère les interactions n-Si et n-O. Dans le second cas (n-Si), le modèle considère le matériau de SiO_2 comme du silicium (cf. IV.2). Les courbes de sections efficaces simulées n-Si sont toujours en dessous de celles simulées avec n-Si & n-O, comme cela a déjà été montré par simulation entre 1 et 150 MeV par Wrobel [Wrobel - 2003]. Les ratios entre les simulations n-Si & n-O et n-Si sont égaux à $1,30 \pm 0,10$ pour le Bulk 0,25 $1,25 \pm 0,13$ pour

le Bulk $0,18 \text{ } 1,45 \pm 0,25$ pour le SOI sans BT et $1,9 \pm 0,85$ pour SOI avec BT. En résumé, les ratios pour les bulk sont à peu près stables : $1,25 \pm 0,15$ alors que les ratios pour le SOI varient beaucoup (entre 1,05 et 2,65). Ces résultats montrent que des simulations de section efficace SEU réalistes peuvent être faites avec seulement la prise en compte de l'interaction n-Si pour les composants bulk (avec une légère sous-estimation) et que pour l'étude des composants SOI, les deux interactions n-Si et n-O sont nécessaires.

V.3.3.3. Influence des paramètres technologiques sur les volumes d'interaction

Avec ces simulations, nous sommes capables d'extraire le volume d'interaction nécessaire au calcul de la section efficace totale. Comme le montre la figure IV-44, la distance du volume d'interaction (d_{IV}) indique la moitié de l'arête du cube centré sur le volume sensible et qui inclut toutes les localisations des interactions pouvant induire des SEU.

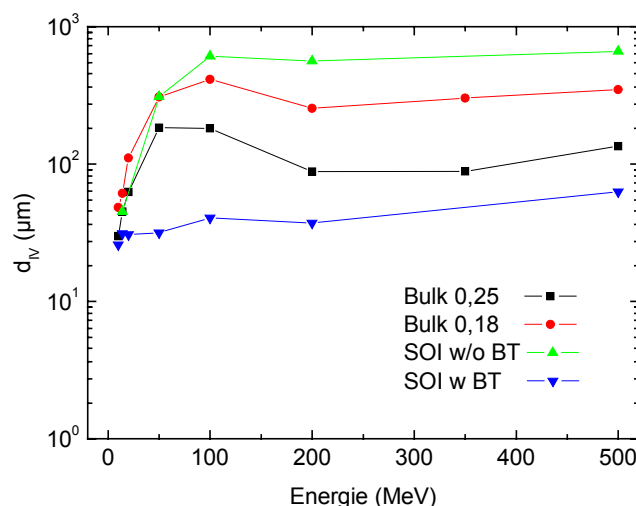


Figure V - 20 : Distance du volume d'interaction (d_{IV}) en fonction de l'énergie neutronique. Le volume d'interaction est un cube. d_{IV} est la distance entre le centre du cube et le centre de l'une des faces.

La Figure V - 20 est une représentation des courbes de la distance du volume d'interaction (d_{IV}) en fonction de l'énergie neutronique pour les différents composants simulés (cf. IV.2.5.). Les SOI avec BT nécessitent un petit volume d'interaction avec un d_{IV} égal à $\sim 80 \mu\text{m}$ à 500 MeV et $\sim 40 \mu\text{m}$ à 20 MeV. A l'opposé, les SOI sans BT requièrent un grand volume d'interaction afin de prendre en compte toutes les interactions capables d'induire un SEU. Ce fait est typique des technologies très sensibles aux particules alpha. Les particules alpha avec leurs parcours élevés, peuvent induire un SEU même si l'interaction se produit loin d'une surface sensible. Pour ce composant, la distance d_{IV} ($\sim 750 \mu\text{m}$) est à peu près constante entre 100 MeV et 500 MeV. Les technologies bulk demandent un d_{IV} moyen de $\sim 400 \mu\text{m}$ pour le composant $0,18 \mu\text{m}$ et $\sim 200 \mu\text{m}$ pour le composant $0,25 \mu\text{m}$. Dans tous les cas, la distance d_{IV}

est plus grande que les distances entre les cellules, ce qui indique que des erreurs multiples ou Multiple Bit Upsets (MBU) peuvent se produire.

V.2.3.4. Analyse des ratio entre les interactions n-Si et n-O

A partir les simulations MC-DASIE, les contributions des différentes interactions neutroniques à la section efficace totale peuvent être déterminées en fonction des technologies.

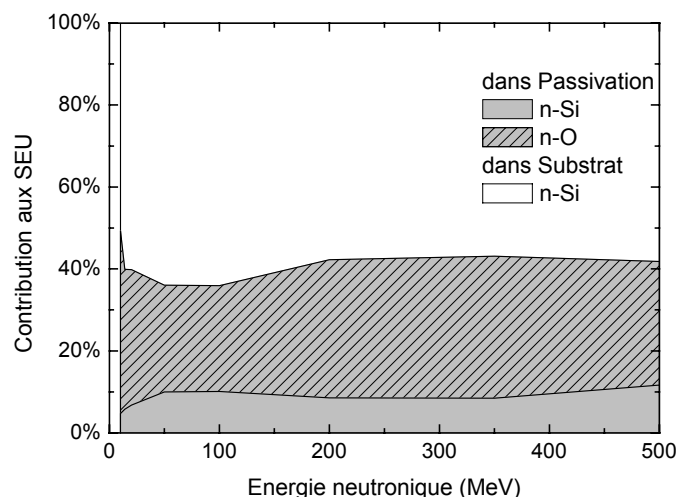


Figure V - 21 : Répartition des types d'interaction, qui induisent des SEU pour le composant bulk 0,25 µm en fonction de l'énergie neutronique.

La Figure V - 21 présente les contributions relatives du composant bulk 0,25 µm pour les interactions n-Si du substrat, et les interactions n-Si et n-O de la passivation en fonction de l'énergie neutronique. Globalement, chaque contribution est identique pour les deux technologies bulk. La couche de passivation est responsable de ~40 % des SEU et les interactions n-O de ~30 %.

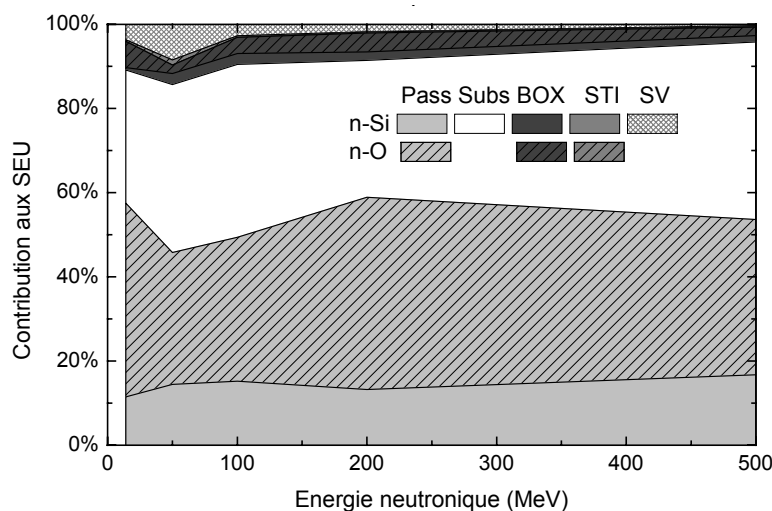


Figure V - 22 : Répartition des types d'interaction, qui induisent des SEU pour le composant SOI 0.2 µm sans BT en fonction de l'énergie neutronique.

Pour la mémoire SOI sans BT, les contributions relatives (voir figure V-22) sont approximativement les mêmes pour toutes les énergies neutroniques : la couche de passivation est responsable de $\sim 50\%$ des SEU et les interactions n-O de $\sim 42\%$. La contribution tranchées d'isolation (STI) est négligeable. La somme des autres contributions (BOX et SV) est négligeable avec moins de 10% de contribution.

Pour les composants SOI avec BT, les différentes contributions relatives (Figure V - 23) évoluent avec l'énergie neutronique. La contribution du BOX est de $\sim 20\%$ en dessous de 100 MeV et $\sim 10\%$ pour des énergies supérieures. La contribution du SV est de $\sim 10\%$ en dessous de 50 MeV et de $\sim 1\%$ à 500 MeV . La contribution des STI est négligeable pour toutes les énergies. La couche de passivation est responsable de $\sim 50\%$ des SEU et les interactions n-O de $\sim 43\%$ pour toutes les énergies neutroniques.

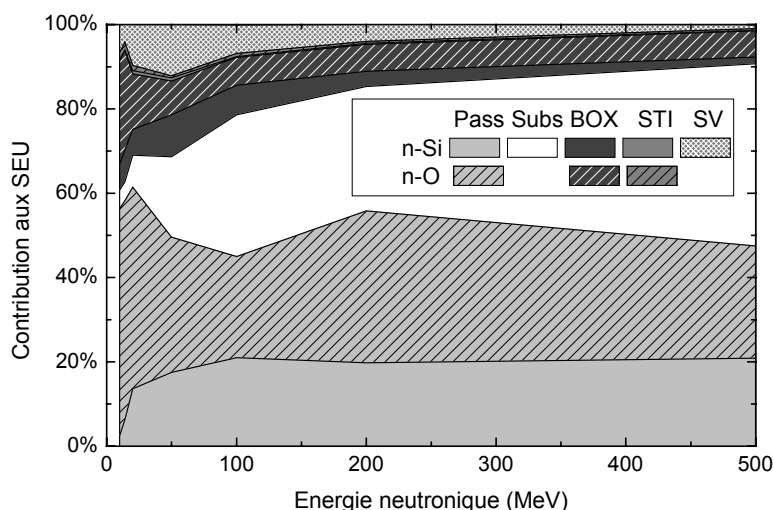


Figure V - 23 : Répartition de types d'interaction, qui induisent des SEU, pour des composants SOI $0,2\text{ }\mu\text{m}$ avec BT en fonction de l'énergie neutronique.

Les différences de contribution des interactions entre les deux composants SOI sont liées aux volumes d'interaction. Si le d_{IV} est grand, la contribution des zones près du volume sensible est négligeable. Si le volume d'interaction est petit, la contribution des zones proches est dominante.

En résumé, pour une irradiation neutronique isotropique, la couche de passivation est responsable de $\sim 40\%$ des SEU pour les technologies bulk, et $\sim 50\%$ pour les technologies SOI. Les interactions n-O sont responsables de $\sim 30\%$ des SEU pour les technologies bulk, et $\sim 42\%$ pour les technologies SOI.

V.2.3.5. Analyse des distributions des ions secondaires

En utilisant MC-DASIE, nous sommes capables de déterminer les contributions relatives à la section efficace SEU provenant des différentes espèces d'ions secondaires et même leurs

origines. Deux énergies différentes sont étudiées dans le domaine énergétique exploré : 14 MeV, représentative des mécanismes d'interaction se déroulant à basse énergie et 500 MeV où les réactions de spallation sont dominantes.

➤ Energie neutronique incidente de 14 MeV

A 14 MeV (voir Figure V - 24), la section efficace SEU de la bulk 0,18 μm est conduite par les particules α (>76 % des SEU). Les ions lourds provenant des réactions (n,n), (n,n'), (n,p) et (n, α) ont une influence limitée. Les mécanismes gouvernant la section efficace de la bulk 0,25 μm sont légèrement différents. Les particules α et les Si de recul guident la section efficace (~30 % chacun) et les autres ions lourds (C, O, Mg et Al) représentent une petite contribution de ~10 % chacun.

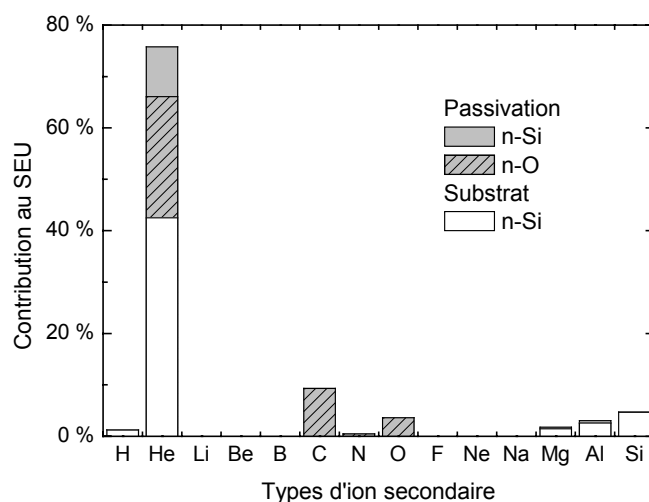


Figure V - 24 : Répartition des ions secondaires, qui induisent des SEU, dans un composant bulk 0,18 μm avec $E_n = 14 \text{ MeV}$.

Pour les neutrons de 14 MeV, la section efficace du SOI sans BT est dominé par les SEU induits par les particules α (>45 %). Les ions lourds des réactions (n,n), (n,n') (n,p) et (n, α) ont une influence au second ordre (15 % pour n-O et 10 % pour n-Si). A l'opposé, comme le montre la Figure V - 25, pour la même énergie, la section efficace du SOI avec BT est guidée par les ions lourds des réactions (n,n), (n,n') et (n, α) provenant des interactions n-O (~70 %). Les ions lourds des interactions n-Si ont une influence au second ordre (~20 %). La différence entre les composants SOI peut s'expliquer par les différents niveaux Q_{dc} et l'effet qui en découle pour l'efficacité des particules alpha à induire des SEU.

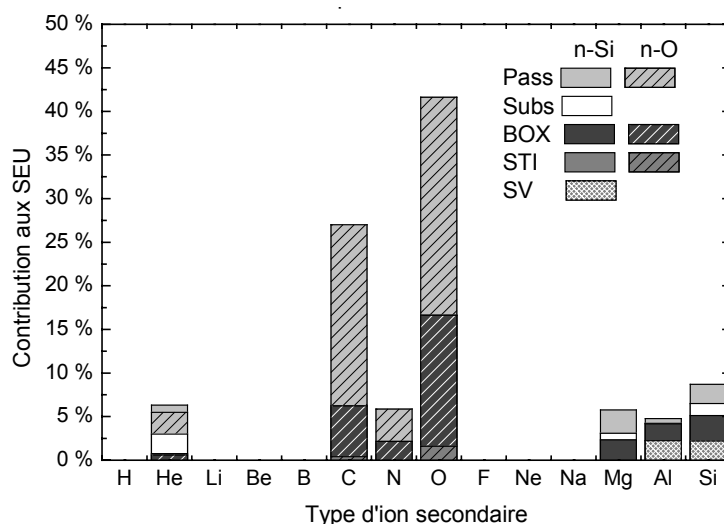


Figure V - 25 : Répartition des ions secondaires, qui induisent des SEU dans SOI 0,2 µm avec BT avec $E_n = 14$ MeV.

A 14 MeV, le SER est principalement mené par les réactions (n,n) et (n, α). Ainsi, l'ajout de l'interaction n-O dans la modélisation est nécessaire afin de prendre en compte les ions secondaires C et O, qui contribuent de manière non négligeable au taux de SEU dans les composants SOI.

➤ Energie neutronique incidente de 500 MeV

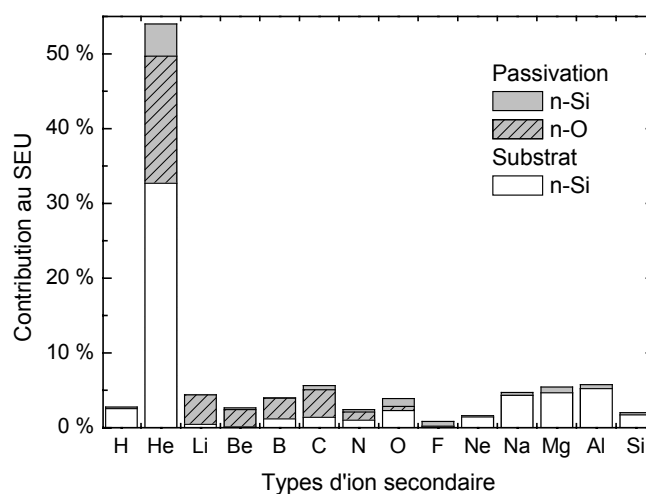


Figure V - 26 : Répartition des ions secondaires, qui induisent des SEU, dans le composant bulk 0,18 µm avec $E_n = 500$ MeV.

Comme observé à 14 MeV, la section efficace de la bulk 0,18 µm est guidée à 500 MeV par les particules α (>54 %). Chaque ion du Li au Si (Figure V - 26) a une influence limitée (~5 % chacun). Cependant, la contribution des particules α au SEU décroît entre 14 et 500 MeV à cause de l'augmentation de l'efficacité des autres ions secondaires (provenant des réactions de spallation) à induire des SEU.

La section efficace de la bulk 0,25 μm ne montre pas de contribution dominante d'un type d'ion particulier. Les particules, qui contribuent à la création de SEU, sont B, N, O, Na, Mg, et Al (entre $\sim 5\%$ et $\sim 10\%$). Les particules α et C donnent pour chacune $\sim 15\%$ de SEU.

A 500 MeV, la section efficace du SOI sans BT est principalement menée par les particules α ($>33\%$). Les ions C ont une influence au second ordre ($\sim 14\%$: 9 % de l'interaction n-O et 5 % de l'interaction n-Si). Les autres produits ont à peu près les mêmes influences dans la création de SEU ($<5\%$).

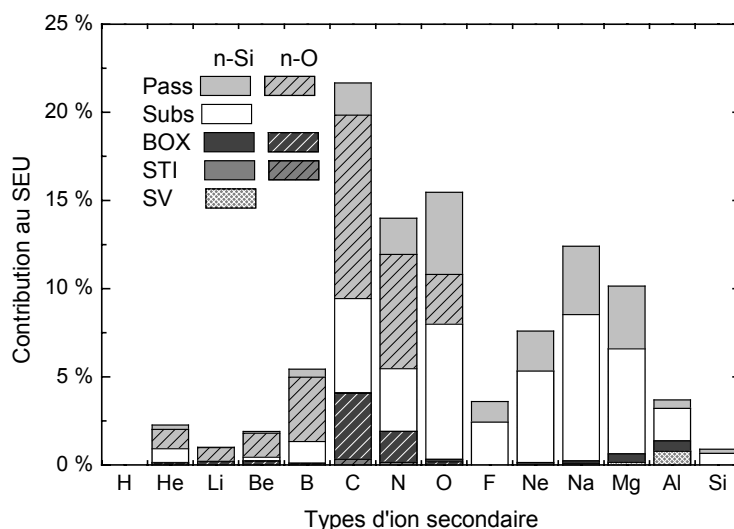


Figure V - 27 : Répartition des ions secondaires qui induisent des SEU dans le composant SOI 0,2 μm avec BT à $E_n = 500\text{ MeV}$.

Comme le montre la Figure V - 27, la section efficace du composant SOI avec BT est dirigée par les ions lourds des réactions inélastiques. Les particules C, N et O ont une influence de premier ordre ($>14\%$ chacune). Ceci doit être relié au fait que ces particules peuvent provenir à la fois des interactions n-O et n-Si.

Excepté pour les ions légers ($Z \leq 2$), les répartitions des deux composants SOI sont très proches à cause de leurs petits volumes sensibles.

Contrairement aux données obtenues à 14 MeV, les SER à 500 MeV ne sont pas principalement guidés par des réactions spécifiques : toute la population des ions secondaires possibles est représentée. Néanmoins, l'introduction de l'interaction n-O induit un pic dans la contribution des ions secondaires C, N et O. Ce fait est plus évident pour les technologies bulk que pour les technologies SOI.

V.3.4. Discussion-Conclusion

Comme le montre nos travaux, les sections efficaces SEU induits par des neutrons peuvent être calculées de manière réaliste avec des bases de données nucléaires des interactions (n-Si et n-O) et un jeu limité de paramètres technologiques. Le calcul de sections efficaces a été

validé avec des données expérimentales pour des technologies bulk et SOI entre 14 et 500 MeV. Cet intervalle énergétique décrit l'environnement atmosphérique neutronique [JESD - 2001]. MC-DASIE peut facilement calculer des sections efficaces de neutrons monoénergétiques (comme dans ce chapitre) ou directement un taux d'aléas logique (SER) en considérant le flux et la distribution énergétique du spectre neutronique.

Nos simulations montrent que les sections efficaces calculées avec seulement l'interaction n-Si (avec 10 à 30 % de sous-estimation pour des composants de technologie 180 et 250 nm) sont réalistes pour les composants bulk et que pour les investigations des composants SOI, l'interaction n-O est requise.

Pour une meilleure analyse des mécanismes gouvernant la génération des ions secondaires, cette étude s'est focalisée sur des simulations à différentes énergies du spectre. De ces calculs à une énergie spécifique, nous pouvons déduire les contributions de chaque type d'interaction :

- la couche de passivation est responsable de ~40 % des SEUs pour les technologies bulk, et ~50 % pour les technologies SOI.
- l'interaction n-O est responsable de ~30 % des SEU pour les technologies bulk, et ~42 % pour les technologies SOI.

Ces ratios sont à peu près constants entre ~100 MeV et 500 MeV. Pour les énergies inférieures, le LET moyen des ions secondaires provenant de l'interaction n-O est plus grand que celui issu de l'interaction n-Si. Ainsi pour ces énergies, les interactions n-O contribuent plus au phénomène de SEU que l'interaction n-Si [Wrobel - 2003]. Cet effet est amplifié pour les technologies ayant un seuil de sensibilité en énergie bas et par le fait que le flux de neutrons augmente de façon exponentielle dans la partie basse du spectre atmosphérique. Ainsi, comme les charges critiques décroissent avec l'intégration, nous pouvons supposer que la contribution des atomes cibles d'oxygène augmentera pour les technologies futures.

L'ajout de l'interaction n-O dans le modèle de l'interaction nucléaire est essentiel pour les contributions relatives au SEU de chaque type d'ions secondaires. Cet effet est amplifié pour les basses énergies où les interactions (n,n) et (n, α) sont prédominantes. Les types d'ions secondaires sont différents si nous considérons la réaction n-O ou n-Si.

V.3.5. Evaluation de la contribution d'autres matériaux

De récentes études [Schwank - 2005] ont mis en évidence que des mémoires ayant un seuil de verouillage ou Single Event Latch-up (SEL) supérieur à $20 \text{ MeV}/(\text{mg}/\text{cm}^2)$ peuvent quand même être sujettes à des latchup sous irradiation protonique à forte énergie. Les ions secondaires des interactions avec des protons incidents, qui induisent des SEL (i.e. avec $\text{LET} > 20 \text{ MeV}/(\text{mg}/\text{cm}^2)$) ne peuvent provenir de réactions avec des atomes de Si ou de O (dont les maximums sont inférieurs à $\sim 15 \text{ MeV}/(\text{mg}/\text{cm}^2)$). Nous suggérons que ces ions avec fort LET ne peuvent provenir que des interactions avec des matériaux à fort Z comme ceux présents dans les couches de métallisation au-dessus des régions sensibles.

Une description nucléaire idéale doit prendre en compte tous les atomes composant la mémoire. Néanmoins, nous pensons que l'ajout d'autres atomes cibles comme le Cu, Ti ou W, dans la modélisation doit avoir une influence limitée sur le SER. Les niveaux de LET nécessaires pour induire des SEU sont plus bas que ceux des phénomènes de latchup. Même si ces atomes, plus lourds que le Si, produisent des ions secondaires avec des forts LET, la distribution des ions secondaires qui peuvent induire des SEU n'est modifiée que légèrement.

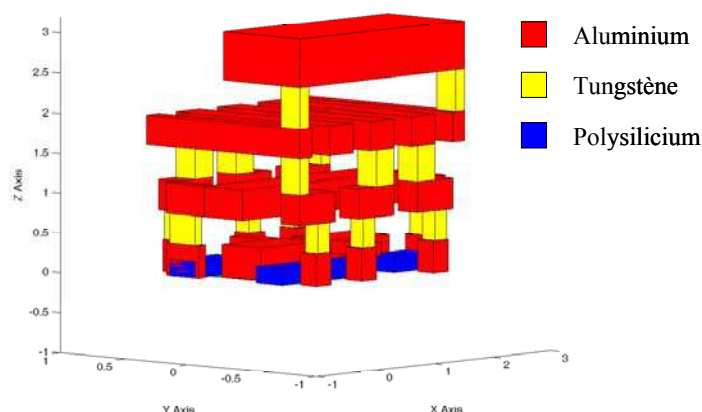


Figure V - 28 : Représentation volumique de la modélisation des matériaux constituant les couches de métallisation et des plots d'une cellule élémentaire pour le composant "Bulk 0,18µm".

Une étude prospective a été lancée sur le composant « Bulk 0,18 » afin de valider de manière quantitative ces aspects. La modélisation d'une cellule mémoire élémentaire a été affinée avec la prise en compte des couches de métallisation et les plots. Les dimensions et le placement de ces différents matériaux ont été déterminés pour une cellule élémentaire type à partir de données d'analyses technologiques du composant réel (Figure V - 28). Les lignes de métallisation sont constituées d'aluminium et les contacts entre ceux-ci de tungstène et. Les

bases de données de l'interaction proton-tungstène, proton-cuivre et proton-oxygène pour une énergie incidente de 200 MeV ont été réalisées afin de compléter les descriptions des réactions nucléaires. Comme l'aluminium et le silicium sont des atomes proches dans la classification périodique des éléments, l'interaction proton-aluminium est considérée identique à celle proton-silicium. La cellule élémentaire est dupliquée indéfiniment dans le volume d'interaction par symétrie horizontale et verticale afin de suivre l'orientation et la disposition des matériaux du composant réel. Par simplification, le déplacement et le dépôt des ions sont considérés identiques dans les métallisations, les contacts entre les métallisations et la passivation.

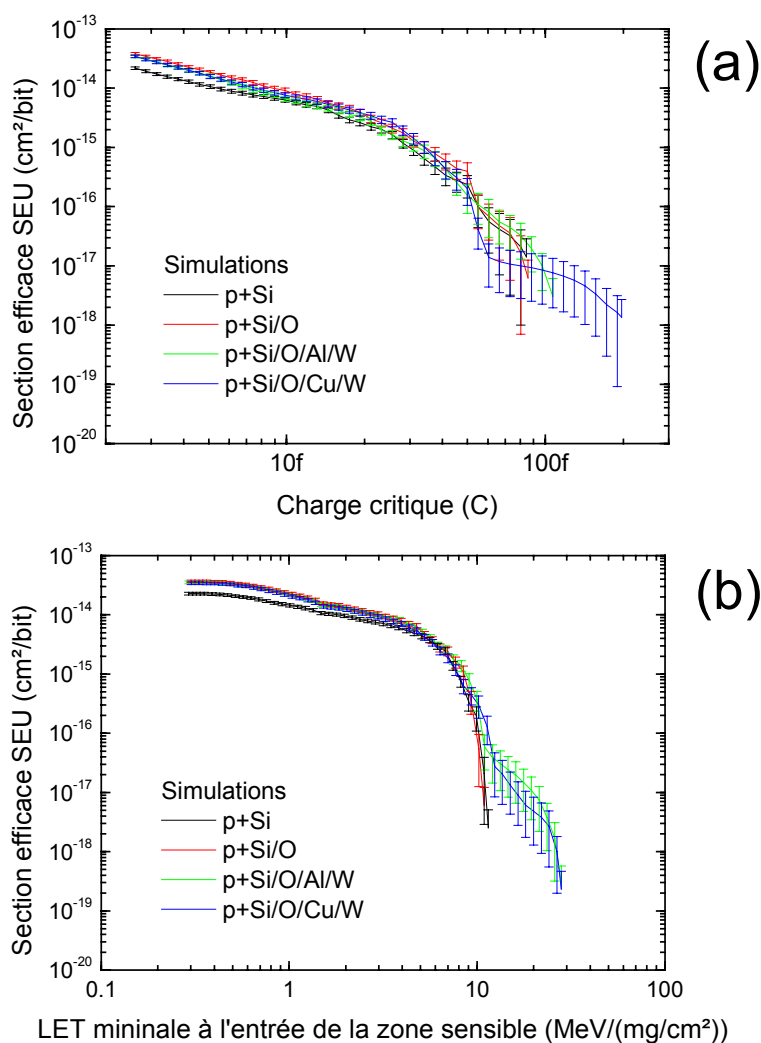


Figure V - 29 : Section efficace SEU du composant « Bulk 0,18 » en fonction :

(a) de la charge critique

(b) du LET (à l'entrée de la zone sensible) minimal des ions secondaires induisant un SEU ($Q_{dep} > 2,6fC$) pour des protons incidents à 200 MeV provenant des simulations :

tout silicium (p-Si),

silicium + oxygène (p+Si & p+O)

silicium + oxygène + plots en tungstène + couches de métallisation en aluminium (p+Si & p+O & p+Al & p+W) ou silicium + oxygène + plots en tungstène + couches de métallisation en cuivre (p+Si & p+O & p+Cu & p+W).

Les parties (a) et (b) de la Figure V - 29 représentent les résultats de sensibilité simulée du composant « Bulk 0,18 μm » pour une irradiation protonique à 200 MeV. Les simulations ont été réalisées pour quatre différentes descriptions des matériaux cibles plus ou moins fines :

- p-Si : simulation tout silicium,
- p-Si/O : simulation silicium avec prise en compte de la passivation,
- p+Si/O/Al/W : simulation silicium avec prise en compte de la passivation, des couches de métallisation en aluminium (cas du composant réel) et des plots d'interconnexion en tungstène.
- p+Si/O/Cu/W : simulation silicium avec prise en compte de la passivation, des couches de métallisation en cuivre (cas de composants récents) et des plots d'interconnexion en tungstène.

La figure (a) illustre les sections efficaces en fonction de la charge critique pour les différentes simulations. Pour la charge critique du composant réel (2,6 fC), les sensibilités calculées par simulations p-Si/O, p-Si/O/Al/W et p-Si/O/Cu/W ($3,6\pm 0,2 \times 10^{-14}$, $3,2\pm 0,2 \times 10^{-14}$ et $3,4\pm 0,2 \times 10^{-14}$ cm^2/bit) sont identiques et majorent la sensibilité calculée par simulation p-Si ($2,3\pm 0,2 \times 10^{-14}$ cm^2/bit). Cette tendance est observée pour des charges critiques comprises entre 2,6 et 50 fC. Pour une charge critique supérieure à 90 fC, seuls les ions secondaires provenant des interactions proton-tungstène ou proton-cuivre sont susceptibles d'induire des aléas logiques. Ainsi, pour les simulations avec des charges critiques inférieures à 50 fC (i.e. les composants actuels standards), l'ajout de l'oxygène dans la modélisation des interactions apporte une meilleure précision (~30% pour le bulk et indispensable pour le SOI) dans le calcul de la sensibilité et celui de la métallisation est limité. L'ajout de la métallisation dans la modélisation n'influe que pour de fortes charges critiques (supérieures à 50 fC). La figure (b) illustre la répartition des ions secondaires induisant un aléa logique en fonction de leur LET à l'entrée de la zone sensible. Seules les simulations p+Si/O/Al/W et p+Si/O/Cu/W font apparaître des ions secondaires ayant des LET supérieurs à 15 MeV/(mg/cm²) et donc susceptibles d'induire les phénomènes de verrouillage décrits par Schwank [Schwank - 2005]. En conclusion, la modélisation des interactions protons avec les métallisations et les plots est importante lorsque l'on traite de fortes charges critiques. Ce sera le cas dans l'étude des phénomènes de verrouillage mais également pour les aléas logiques dans les mémoires durcies où la charge critique a été augmentée par design [Warren - 2005]. Cependant, dans les

deux cas, la section efficace se situe plusieurs ordres de grandeur en dessous de la sensibilité classique. La mémoire ne sera donc pas immune, mais très peu sensible ce qui représente tout de même une grande différence pour un concepteur de système. Dans le cas d'un mémoire commerciale classique, ce phénomène peut être négligé pour la problématique des aléas logiques.

V.4. Conclusion

La première étude a été focalisée sur l'analyse de la sensibilité des mémoires bulk aux neutrons atmosphériques (entre 1 MeV et 1 GeV) et une validation du code. Les taux de SER de mémoires calculés par MC-DASIE ont été validés par expérimentation. Une étude prospective des technologies avancées suivant la roadmap des fondeurs a été menée. Avec une méthodologie simple, MC-DASIE est un outil très utile pour étudier les technologies actuelles, analyser les données expérimentales et comprendre l'influence de différents paramètres comme les contributions des ions secondaires, le volume d'interaction et l'énergie des neutrons. Ainsi, l'intégration a pour conséquence une augmentation des volumes d'interaction. Les contributions des ions secondaires légers augmentent au fil des sauts technologiques. Cette tendance pose le problème de la sensibilité aux protons par ionisation directe. Cette tendance pose le problème de la futur possible sensibilité à l'ionisation aux protons primaires des composants. Une augmentation de la charge du noeud permet pour l'instant (jusqu'au noeud 65 m) de palier à ce problème. L'intégration a également pour conséquence une augmentation de la contribution des faibles énergies neutroniques : au-delà de 130 nm, l'intervalle 1-10 MeV induit ~10% des SEU.

Une deuxième étude a été axée sur la justification de l'utilisation des données de sections efficaces expérimentales protoniques monoénergétiques pour la détermination du taux d'aléas logiques en environnement terrestre. L'utilisation de données protoniques monoénergétiques pour l'intégration du spectre neutronique est communément admise car les sections efficaces neutroniques et protoniques sont considérées égales au-delà de 50 MeV [JESD - 2001]. Des mémoires SRAM ont été caractérisées expérimentalement aux neutrons et aux protons entre 20 et 180 MeV sur l'installation du TSL. La particularité de la caractérisation neutronique est la forme énergétique du spectre incident pseudo-monoénergétique (un pic et une queue à basse énergie) due à la réaction utilisée pour leur obtention ($p+Li$). Ainsi, une correction est nécessaire afin de déterminer la valeur de la section efficace monoénergétique à partir des données expérimentales. Une méthode analytique et une seconde basée sur la simulation MC-DASIE ont été exposées et discutées afin de corriger la section efficace neutronique. Ces sections efficaces neutroniques corrigées ont été comparées aux données protoniques. Les sections efficaces SEU protoniques et neutroniques expérimentales monoénergétiques de nos quatre composants sont du même ordre de grandeur. A 23 MeV, les sections efficaces

protoniques et neutroniques sont proches malgré la faible précision des données neutroniques. Pour les énergies plus élevées, les sections efficaces protoniques sont entre 20 et 80 % plus grandes que celles neutroniques. Ainsi, l'utilisation de données protoniques à la place de données neutroniques pour les énergies supérieures à 14 MeV dans le calcul des SER induit une différence de ~20 %. Ces résultats comparés aux valeurs de SER mesurées directement avec un spectre atmosphérique (au WNR à Los Alamos) montrent toutefois que l'utilisation des protons permet d'obtenir un meilleur accord entre les deux méthodes de caractérisation. Une fois les perturbations possibles liées à l'utilisation de protons (i.e. masquage du boîtier et effet de la dose totale ionisante) prises en compte, l'utilisation des protons d'énergie supérieure à 50 MeV semble être une meilleure solution technique, comportant moins d'incertitudes et plus facile à réaliser que celle des neutrons aux mêmes énergies.

Le troisième axe d'étude fut la description des matériaux constituant le dispositif étudié. Usuellement, les matériaux du composant sont modélisés comme du silicium alors que celui-ci est constitué d'autres matériaux (oxyde de silicium, tungstène, etc...) et donc d'autres atomes (O, W, etc...). Dans le code MC-DASIE, la description a été affinée avec un deuxième matériau : l'oxyde de silicium (deuxième composant volumique derrière le silicium). Le calcul de sections efficaces a été validé avec des données expérimentales pour des technologies bulk et SOI entre 14 et 500 MeV. Les simulations montrent que les sections efficaces calculées avec un seul type de matériau (avec 10 à 30 % de sous-estimation) sont réalistes pour les composants bulk et que pour les investigations des composants SOI, les deux matériaux sont requis. Ainsi, la couche de passivation est responsable de ~40 % des SEUs pour les technologies bulk, et ~50 % pour les technologies SOI. L'interaction n-O est responsable de ~30 % des SEU pour les technologies bulk, et ~42 % pour les technologies SOI.

De récents travaux [Schwank - 2005] ont mis en évidence la forte influence de la métallisation (tungstène) lors des phénomènes de verrouillage (latchup) sur des mémoires soumises à des protons de fortes énergies. Dans l'optique de la démarche logique de l'amélioration de la description des matériaux, une étude prenant en compte les couches de métallisation a été réalisée. Les résultats de simulations montrent que l'apport des couches de métallisation n'a qu'une infime influence sur le taux de SEU pour des charges critiques faibles. Dans le cas des mémoires commerciales classiques, le seuil énergétique des aléas logiques étant inférieur à celui des phénomènes de verrouillage, la contribution des ions secondaires issus des réactions sur les métallisations ne modifie pas la section efficace induite

par les réactions p-O et p-Si. Cependant dans les cas d'études des aléas logiques de mémoires durcies (forte charge critique) ou des phénomènes de verrouillage, les ions secondaires issus des réactions sur les métallisations contribuent de façon importante à la section efficace. Ainsi, pour les composants classiques, la modélisation de la métallisation peut être négligée pour la problématique des aléas logiques, ce qui n'est pas le cas pour les composants durcis.

L'outil d'évaluation a été validé sur de nombreux points en prenant en compte un critère de basculement du premier ordre basé sur la charge critique dans un volume sensible et devra par la suite faire l'objet de nouvelles validations pour la prise en compte des critères dynamiques.

Références

- [Baggio - 2004] J. Baggio, V. Ferlet-Cavrois, H. Duarte and O. Flament, "Analysis of Proton/Neutron SEU Sensitivity of Commercial SRAMs - Application to the Terrestrial Environment Test Method," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 51, no. 6, pp. 3420-3426, 2004.
- [Baggio - 2004] J. Baggio, D. Lambert, V. Ferlet-Cavrois, C. D'Hose, K. Hirose, H. Saito, J. M. Palau, F. Saigne, B. Sagnes, N. Buard and T. Carriere, "Neutron-induced SEU in bulk and SOI SRAMS in terrestrial environment", IEEE International Reliability Physics Symposium, Phoenix, Arizona, USA, 2004.
- [Baggio - 2005] J. Baggio, V. Ferlet-Cavrois, P. Paillet, D. Lambert, F. Wrobel, K. Hirose, H. Saito and E. W. Blackmore, "Neutron-Induced Single Event Upsets in Advanced Commercial Fully Depleted SOI SRAMs," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 52, no. 6, pp. 2319-2325, 2005.
- [Baumann - 2002] R. Baumann, "The Impact of Technology Scaling on Soft Error Rate Performance and Limits to the Efficacy of Error Correction", Electron Devices Meeting, 2002. IEDM '02. Digest. International, 2002.
- [Blackmore - 2000] E. W. Blackmore, "Operation of the TRIUMF (20-500 MeV) proton irradiation facility," *Radiation Effects Data Workshop*, vol., no., pp. 1-5, 2000.
- [Campbell - 1984] A. B. Campbell and W. J. Stapor, "The total dose dependence of the single event upset of IDT Static RAMs," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 31, no. 6, pp. 1175-1177, 1984.
- [Campbell - 1996] S. A. Campbell, *The Science and Engineering of Microelectronic Fabrication*, vol., ed. Oxford University Press, Inc., 1996.
- [Cannon - 2004] E. H. Cannon, D. D. Reinhardt, M. S. Gordon and P. S. Makowenskyj, "SRAM SER in 90, 130 and 180 nm bulk and SOI technologies", 2004.
- [Castellani - 2003] K. Castellani-Coulie, B. Sagnes, F. Saigne, J. M. Palau, M. C. Calvet, P. E. Dodd and F. W. Sexton, "Comparison of NMOS and PMOS transistor sensitivity to SEU in SRAMs by device simulation," *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, vol. 50, no. 6, pp. 2239-2244, 2003.
- [Dodd - 1995] P. E. Dodd and F. W. Sexton, "Critical charge concepts for CMOS SRAMs," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 42, no. 6, pp. 1764, 1995.
- [Dodd - 2001] P. E. Dodd, A. R. Shaneyfelt, K. M. Horn, D. S. Walsh, G. L. Hash, T. A. Hill, B. L. Draper, J. R. Schwank, F. W. Sexton and P. S. Winokur, "SEU-sensitive volumes in bulk and SOI SRAMs from first-principles calculations and experiments," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 48, no. 6, pp. 1893-1903, 2001.
- [Dodd - 2002] P. E. Dodd, M. R. Shaneyfelt, J. R. Schwank and G. L. Hash, "Neutron-Induced Soft Errors, Latchup, and Comparison of SER Test Methods for SRAM Technologies", Electron Devices Meeting, 2002. IEDM '02. Digest. International, 2002.
- [Dyer - 2004] C. S. Dyer, S. N. Clucas, C. Sanderson, A. D. Frydland and R. T. Green, "An experimental study of single-event effects induced in commercial SRAMs by neutrons and protons from thermal energies to 500 MeV," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 51, no. 5, pp. 2817, 2004.
- [Ferlet - 2004] V. Ferlet-Cavrois, A. Torres, P. Paillet, J. Baggio, G. Vizkelethy, J. R. Schwank and A. R. Shaneyfelt, "Charge Enhancement Effects in NMOS Bulk Transistors Induced by Heavy Ion Irradiation," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 51, no. 6, pp. 3255-3262, 2004.
- [Gasiot - 2002] G. Gasiot, V. Ferlet-Cavrois, J. Baggio, P. Roche, P. Flatresse, A. Guyot, P. Morel, O. Bersillon and J. du Port de Pontcharra, "SEU sensitivity of bulk and SOI technologies to 14-MeV neutrons," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 49, no. 6, pp. 3032-3037, 2002.

- [Gasiot PhD. - 2004] G. Gasiot, "Etude de la sensibilité de technologies CMOS/Bulk et CMOS/SOI Partiellement Désertée très largement sub-microniques dans l'environnement radiatif terrestre", PhD., Université de Bordeaux I, 2004.
- [Granlund - 2003] T. Granlund, B. Granbom and N. Olsson, "Soft Error Rate Increase for New Generations of SRAMs," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 50, no. 6, pp. 2065-2068, 2003.
- [Granlund - 2004] T. Granlund, B. Granbom and N. Olsson, "A comparative study between two neutron facilities regarding SEU," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 51, no. 5, pp. 2922, 2004.
- [Granlund - 2005] T. Granlund and N. Olsson, "A Comparative Study between Proton and Neutron Induced SEUs in SRAMs", IEEE Radiation and Its Effects on Components and Systems, Cap d'Agde, France, 2005.
- [Hazucha - 2003] P. Hazucha, T. Karnik, J. Maiz, S. Walstra, B. Bloechel, J. Tschanz, G. Dermer, S. Hareland, P. Armstrong and S. Borkar, "Neutron Soft Error Rate Measurements in a 90-nm CMOS Process and Scaling Trends in SRAM from 0.25- μ m to 90-nm Generation", Electron Devices Meeting, 2003. IEDM '03 Technical Digest. IEEE International, 2003.
- [Heijmen - 2005] T. Heijmen and B. Kruseman, "Impact of process variations on the alpha-particle-induced SER of embedded SRAMs", International Conference on Memory Technology and Design, Giens, France, 2005.
- [Hirose - 2002] K. Hirose, H. Saito, Y. Kuroda, S. Ishii, Y. Fukuoka and D. Takahashi, "SEU resistance in advanced SOI-SRAMs fabricated by commercial technology using a rad-hard circuit design," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 49, no. 6, pp. 2965-2968, 2002.
- [Hirose - 2004] K. Hirose, H. Saito, S. Fukuda, Y. Kuroda, S. Ishii, D. Takahashi and K. Yamamoto, "Analysis of body-tie effects on SEU resistance of advanced FD-SOI SRAMs through mixed-mode 3-D Simulations," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 51, no. 6, pp. 3349, 2004.
- [JESD - 2001] JESD, "JEDEC Standard JESD89, Measurement and Reporting of Alpha Particles and Terrestrial Cosmic Ray-Induced Soft Errors in Semiconductor Devices," www.jedec.org, Aug. 2001.
- [Johansson - 1998] K. Johansson, P. Dyreklev, B. Granbom, N. Olsson, J. Blomgren and P.-U. Renberg, "Energy-resolved neutron SEU measurements from 22 to 160 MeV," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 45, no. 6, pp. 2519-2526, 1998.
- [Kobayashi - 2004] H. Kobayashi, H. Usuki, K. Shiraishi, H. Tsuchiya, N. Kawamoto, G. Merchant and J. Kase, "Comparison between neutron-induced system-SER and accelerated-SER in SRAMs", Reliability Physics Symposium Proceedings, 2004. 42nd Annual. 2004 IEEE International, 2004.
- [Koga - 2004] R. Koga, J. George, G. Swift, C. Yui, L. Edmonds, C. Carmichael, T. Langley, P. Murray, K. Lanes and M. Napier, "Comparison of Xilinx Virtex-II FPGA SEE sensitivities to protons and heavy ions," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 51, no. 5, pp. 2825, 2004.
- [Lambert - 2004] D. Lambert, J. Baggio, V. Ferlet-Cavrois, O. Flament, F. Saigne, B. Sagnes, N. Buard and T. Carrière, "Neutron-induced SEU in bulk SRAMs in terrestrial environment: Simulations and experiments," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 51, no. 6, pp. 3435, 2004.
- [Lambert - 2005] D. Lambert, J. Baggio, G. Hubert, V. Ferlet-Cavrois, O. Flament, F. Saigné, F. Wrobel, H. Duarte, J. Boch, B. Sagnes, N. Buard and T. Carrière, "Neutron-induced SEU in SRAMs: Simulations with n-Si and n-O interactions," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 52, no. 6, pp. 2332 - 2339, 2005.
- [Maiz - 2003] J. Maiz, S. Hareland, K. Zhang and P. Armstrong, "Characterization of Multi-bit Soft Error events in advanced SRAMs", IEEE International Electron Devices Meeting, 2003. IEDM '03 Technical Digest., 2003.
- [Mérille PhD. - 2005] T. Mérille, "Conception et validation d'un simulateur Monte-Carlo d'aléas logiques induits par l'environnement radiatif terrestre sur les technologies très largement submicroniques", Thèse de doctorat, Université de Montpellier II, 2005.
- [Messenger - 1997] G. C. Messenger and M. S. Ash, *Single Event Phenomena*, vol., ed. Chapman & Hall, 1997.

- [Normand - 1998] E. Normand, "Extensions of the burst generation rate method for wider application to proton/neutron-induced single event effects," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 45, no. 6, pp. 2904-2914, 1998.
- [Prokofiev - 2001] A. Prokofiev, M. Chadwick, S. Mashnik, N. Olsson and L. Waters, "Development and Validation of the 7Li(p,n) Nuclear Data Library and Its Application in Monitoring of Intermediate Energy Neutrons", International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, Tsukuba, Japan, 2001.
- [Prokofiev - 2005] A. Prokofiev, Communication personnelle., 2005
- [Prokofiev - 2004] A. V. Prokofiev, L. O. Andersson, T. Bergmark, O. Bystrom, H. Calen, L. Einarsson, C. Ekstrom, J. Fransson, K. Gajewski, N. Haag, T. Hartman, E. Hellbeck, T. Johansen, O. Jonsson, B. Lundstrom, L. Pettersson, D. Reistad, P. U. Renberg, D. Wessman, V. Ziemann, J. Blomgren, S. Pomp, A. Osterlund and U. Tippawan, "A new neutron facility for single-event effect testing", IEEE Radiation Effects Data Workshop Record, Atlanta, GA, USA, 2004.
- [Reistad - 1993] D. Reistad, "Recent developments at the Gustaf Werner cyclotron and CELSIUS", Particle Accelerator Conference, 1993.
- [Roche PhD. - 1999] P. Roche, "Etude de l'alea logique (SEU) induit par une particule ionisante dans des mémoires SRAM développées en technologies CMOS submicroniques", Université de Montpellier II, 1999.
- [Schwank - 2004] J. R. Schwank, P. E. Dodd, A. R. Shaneyfelt, J. A. Felix, G. L. Hash, P. Paillet, V. Ferlet-Cavrois, J. Baggio, P. Tangyunyong and E. W. Blackmore, "Issues for Single-Event Proton Testing of SRAMs," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 51, no. 6, pp. 3692-3700, 2004.
- [Schwank - 2005] J. R. Schwank, M. R. Shaneyfelt, J. Baggio, P. E. Dodd, J. A. Felix, V. Ferlet-Cavrois, P. Paillet, D. Lambert, F. Sexton, G. L. Hash and E. W. Blackmore, "Effects of Particle Energy on Proton and Neutron-Induced Single-Event Latchup," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 52, no. 2, pp. 2622-2629, 2005.
- [ITRS - 2003] The International Technology Roadmap for Semiconductor, "Design," 2003.
- [ITRS - 2005] The International Technology Roadmap for Semiconductor, 2005. <http://public.itrs.net>
- [Tosaka - 2004] Y. Tosaka, H. Ehara, M. Igeta, T. Uemura, H. Oka, N. Matsuoka and K. Hatanaka, "Comprehensive study of soft errors in advanced CMOS circuits with 90/130 nm technology", 2004.
- [Tosaka - 2004] Y. Tosaka, H. Ehara, M. Igeta, T. Uemura, H. Oka, N. Matsuoka and K. Hatanaka, "Comprehensive Study of Soft Errors in Advanced CMOS Circuits", IEEE IEDM, 2004.
- [Warren - 2005] K. M. Warren, R. A. Weller, M. H. Mendenhall, R. A. Reed, D. R. Ball, C. L. Howe, B. D. Olson, M. L. Alles, L. W. Massengill, R. D. Schrimpf, N. F. Haddad, S. E. Doyle, D. McMorrow, J. S. Melinger and W. T. Lotshaw, "The contribution of nuclear reactions to heavy ion single event upset cross-section measurements in a high-density SEU hardened SRAM," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 52, no. 6, pp. 2125, 2005.
- [Wrobel - 2003] F. Wrobel, J. M. Palau, M. C. Calvet and P. Iaconi, "Contribution of SiO₂ in neutron-induced SEU in SRAMs," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 50, no. 6, pp. 2055-2059, 2003.
- [Yamamoto - 2004] S. Yamamoto, K. Kokuryou, Y. Okada, J. Komori, E. Murakami, K. Kubota, N. Matsuoka and Y. Nagai, "Neutron-induced soft error in logic devices using quasi-monoenergetic neutron beam", IEEE Radiation Effects Data Workshop Record, Atlanta, GA, USA, 2004.
- [Ziegler - 2004] J. F. Ziegler and H. Puchner, *SER- History, Trends and Challenges A guide for Designing with Memory ICs*, vol., ed. Cypress, 2004.

Conclusion

Les mémoires SRAM sont sensibles aux aléas logiques (SEU) induits par des particules ionisantes d'origines naturelles. Ces dysfonctionnements, bien que non destructifs, peuvent avoir des conséquences sur la sûreté de fonctionnement des équipements dans les applications nécessitant une grande fiabilité (avion, satellite, lanceur, médical, etc.). L'évaluation de la sensibilité de la technologie d'un composant est donc nécessaire afin de prédire la fiabilité d'un système. En environnement atmosphérique, cette sensibilité est principalement provoquée par les ions secondaires issus des réactions nucléaires entre les neutrons et les atomes du composant. En environnement spatial, les protons de forte énergie induisent les mêmes effets que les neutrons de l'environnement atmosphérique.

Dans ce travail de recherche, un nouveau code de prédiction du taux de SEU a été développé (MC-DASIE) afin de pouvoir quantifier la sensibilité pour un environnement donné et explorer les mécanismes de défaillances en fonction de la technologie. Ce code permet d'étudier différentes technologies de mémoires SRAM (Bulk et SOI) en environnement neutronique et protonique entre 1 MeV et 1 GeV.

Dans un premier temps, l'importance des protons pour l'environnement spatial et des neutrons pour l'environnement atmosphérique a été illustrée pour l'étude des aléas logiques. La similitude de la distribution énergétique (entre 1 MeV et 1 GeV) de ces deux types de particules pour ces deux environnements a été présentée.

Dans un second temps, les effets des interactions neutron/proton avec la matière ont été présentés. Les processus d'ionisation directe et indirecte ont été décrits. Puis, les méthodes de prédiction des interactions nucléaires (codes de calcul de physique) ont été exposées pour arriver à l'élaboration d'une base de données des interactions neutron/proton avec les atomes du composant. Durant ce travail, la description des interactions a été complétée par l'élaboration de la base de données neutron-oxygène. Ainsi, notre étude possède la

particularité de décrire non seulement l'interaction avec les atomes de silicium mais également avec ceux d'oxygène pour un domaine énergétique compris entre 1 MeV et 1 GeV.

Dans un troisième temps, nous avons effectué une description détaillée des technologies des mémoires SRAM étudiées. Les mécanismes de création et collection de charge ont été étudiés en partant de structures simples (dépôt de charges dû au passage d'un ion dans un barreau de silicium) jusqu'à la structure complète des transistors décrits précédemment. Dans ce dernier cas, nous avons donné les paramètres clés gouvernant la création des aléas logiques dans les mémoires SRAM.

Une quatrième partie est consacrée à l'étude des interactions et à l'architecture des codes de prédiction d'aléas logiques. Après un bref aperçu des différentes familles de logiciel de prédiction des aléas logiques, la méthodologie du code MC-DASIE développé dans ce travail de thèse est détaillée. Ce nouveau code permet de calculer la sensibilité des SRAM Bulk et SOI (Silicon On Insulator) pour différentes conditions d'environnement. Une approche Monte Carlo des événements est employée. La nouvelle base de données de l'interaction neutron – atome permet de décrire finement les réactions dans l'oxyde de silicium, ce qui est particulièrement important pour les technologies SOI. L'environnement simulé peut être neutronique ou protonique, mono ou fonction d'une distribution énergétique entre 1 MeV et 1 GeV. Suivant le nombre de paramètres technologiques en possession de l'utilisateur, différents critères peuvent être sélectionnés afin de décrire plus ou moins finement le basculement de la cellule mémoire.

Enfin, dans une cinquième partie, le code MC-DASIE a été utilisé afin d'analyser les phénomènes physiques observés lors des caractérisations expérimentales de sensibilité de SRAM.

Le code a permis tout d'abord d'analyser la sensibilité des mémoires bulk aux neutrons atmosphériques. Les taux de SER calculés à l'aide de MC-DASIE sur plusieurs mémoires SRAM ont été validés par des résultats expérimentaux (WNR à Los Alamos). Dans une seconde étape, le code a permis d'évaluer l'effet de l'intégration en extrapolant les paramètres de charge critique et de volume sensible à des technologies avancées. Ainsi, l'intégration a pour conséquence une augmentation des volumes d'interaction nécessaire à l'obtention d'un taux de SER robuste. Les contributions des ions secondaires légers augmentent au fil des sauts technologiques. Cette tendance pose le problème de la sensibilité à l'ionisation directe

des protons dans ces composants. L'augmentation de la charge du noeud permet pour l'instant (jusqu'au noeud 65 nm) de remédier à ce problème. L'intégration a pour conséquence une augmentation de la contribution des faibles énergies neutroniques : au-delà de 130 nm, l'intervalle 1-10 MeV du spectre neutronique terrestre induit ~10% des SEU.

MC-DASIE a également permis la comparaison des sections efficaces neutroniques et protoniques entre 20 et 180 MeV. Le code a été utilisé afin de déterminer des sections efficaces neutroniques monoénergétiques à partir des données expérimentales. En effet, au-delà de 14 MeV, la caractérisation neutronique nécessite l'emploi d'un faisceau incident utilisant une réaction spécifique ($p+Li$). Le spectre neutronique émis par cette réaction est pseudo-monoénergétique (un pic et une queue à basse énergie). MC-DASIE permet de transformer les données expérimentales pseudo-monoénergétiques en monoénergétiques et de faire ainsi une comparaison directe entre les irradiations neutroniques et protoniques. Des mémoires SRAM ont été caractérisées expérimentalement aux neutrons et aux protons entre 20 et 180 MeV sur l'installation du TSL (Suède). A 23 MeV, les sections efficaces protoniques et neutroniques (corrigées) sont proches malgré la faible précision des données neutroniques. Pour les énergies plus élevées (entre 50 et 180 MeV), les sections efficaces protoniques sont légèrement plus supérieures à celles neutroniques (entre 20 et 80%). Ainsi, l'utilisation communément admise de données protoniques à la place de neutroniques pour les énergies supérieures à 14 MeV dans le calcul des SER induit une sous estimation de ~20 %.

Usuellement, les codes de prédiction de SEU modélisent les composants par des structures « tout silicium » alors que celui-ci est constitué de plusieurs matériaux (oxyde de silicium, tungstène, etc.) et donc d'autres atomes (O, W, etc.). Cette simplification peut entraîner des erreurs. L'oxyde de silicium étant le deuxième composant volumique après le silicium, l'apport de celui-ci dans le calcul de la sensibilité a été évalué. Ainsi, les simulations montrent qu'entre 14 et 500 MeV, les sections efficaces calculées avec seulement le type d'atome cible (Si) sont réalistes (avec 10 à 30 % de sous-estimation) pour les composants bulk et que pour les composants SOI, une description incluant les atomes d'oxygène est requise. Le calcul de sections efficaces a été validé avec des données expérimentales mono-énergétiques. Dans la même démarche d'amélioration de la description des matériaux et suite aux récents travaux mettant en évidence la forte influence de la métallisation (tungstène) lors des phénomènes de verrouillage (latchup), une étude prenant en compte les couches de métallisation a été réalisée. Les simulations montrent que l'apport des couches de métallisation n'a qu'une infime influence sur le taux de SEU pour les charges critiques faibles. Ainsi, la description des

métallisations pour l'étude des aléas logiques n'est nécessaire que pour les composants très durcis et peut être négligée pour la plupart des composants commerciaux.

L'intégration peut relever plusieurs mécanismes comme l'influence des jonctions voisines (charge sharing), l'amplification bipolaire parasite ou la diminution des zones sensibles devant celles du diamètre des traces d'ions, qui devront être pris en compte dans le calcul des charges collectées. Les technologies actuelles et celles d'un futur proche sont peu sensibles à ces trois phénomènes, justifiant la modélisation adoptée dans cette version de MC-DASIE.

Par ailleurs, cette étude focalisée sur les aléas logiques dans les mémoires peut être aisément appliquée à la problématique de la propagation d'erreurs dans les circuits numériques (Single Event Transient). Les phénomènes étudiés pour un transistor d'une cellule élémentaire d'une mémoire SRAM peuvent être transposés pour un transistor dans des circuits numériques comme des chaînes d'inverseurs ou des buffers.

Glossaire

σ : section efficace (unité : cm^2)

σ_{sat} : section efficace à saturation (unité : cm^2)

6T : 6 transistors (dénomination d'un type de cellule élémentaire de SRAM)

4T : 4 transistors (dénomination d'un type de cellule élémentaire de SRAM)

BGR : Burst Generation Rate

Bulk : Substrat massif

CMOS : Complementary Metal Oxide Semiconductor

DRAM : Dynamic Random Access Memory

FD : Fully Depleted

FIT : Failure In Time

Flux de particules : nombre de particules traversant une surface pendant une durée
(unité : $\text{m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ou $\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$)

Fluence de particules : nombre de particules traversant une surface (unité : m^{-2} ou cm^{-2})

IEL : Ionizing Energy Loss

ITRS : International Technology Roadmap for Semiconductor

JESD89 : Norme concernant la mesure de SER induit par les particules alpha et les rayons
cosmiques terrestres (organisme JEDEC)

LET : Linear Energy Transfert (unité : $\text{MeV}/(\text{mg}/\text{cm}^2)$ ou $\text{fC}/\mu\text{m}$)

LET_{th} : LET seuil

MBU : Multi Bit Upset

MOS : Metal Oxide Semiconductor

NIEL : Non Ionizing Energy Loss

Q_{crit} : charge critique (unité : C)

Q_{col} : charge collectée (unité : C)

Q_{dep} : charge déposée (unité : C)

Q_{dc} : charge déposée critique (unité : C)

RPP : Rectangular ParalleliPedic

SAA : Anomalie (du champ magnétique terrestre) de l'Atlantique Sud (South Atlantic Anomaly)

SEE : Single Event Effect

SEL : Single Event Latchup

SER : Soft Error Rate

SET : Single Event Transient

SEU : Single Event Upset

SOI : Silicon On Insulator

SRAM : Static Random Access Memory

V_S : Volume Sensible

Liste des publications issues des travaux de thèse

Revue internationale avec comité de lecture :

- **D. Lambert**, J. Baggio, V. Ferlet-Cavrois, O. Flament, F. Saigne, B. Sagnes, N. Buard and T. Carrière, "Neutron-induced SEU in bulk SRAMs in terrestrial environment: Simulations and experiments", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 51, no. 6, pp. 3435, 2004.
- **D. Lambert**, J. Baggio, G. Hubert, V. Ferlet-Cavrois, O. Flament, F. Saigné, F. Wrobel, H. Duarte, J. Boch, B. Sagnes, N. Buard and T. Carrière, "Neutron-induced SEU in SRAMs: Simulations with n-Si and n-O interactions", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 52, no. 6, pp. 2332 – 2339, 2005.
- **D. Lambert**, J. Baggio, G. Hubert, P. Paillet, S. Girard, V. Ferlet-Cavrois, O. Flament, F. Saigné, J. Boch, B. Sagnes, N. Buard, and T. Carrière, "Analysis of Quasi-monoenergetic neutron SEU cross sections for Terrestrial applications", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 53, 2006.
- J. Baggio, V. Ferlet-Cavrois, P. Paillet, **D. Lambert**, F. Wrobel, K. Hirose, H. Saito et E. W. Blackmore, "Neutron-Induced Single Event Upsets in Advanced Commercial Fully Depleted SOI SRAMs", *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, vol. 52, no. 6, pp. 2319-2325, 2005.
- J. R. Schwank, M. R. Shaneyfelt, J. Baggio, P. E. Dodd, J. A. Felix, V. Ferlet-Cavrois, P. Paillet, **D. Lambert**, F. Sexton, G. L. Hash et E. W. Blackmore, "Effects of Particle Energy on Proton and Neutron-Induced Single-Event Latchup", *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, vol. 52, no. 6, pp. 2622-2629, 2005.

Conférences internationales :

- **D. Lambert**, J. Baggio, V. Ferlet-Cavrois, O. Flament, F. Saigne, B. Sagnes, N. Buard et T. Carrière, "Neutron-induced SEU in bulk SRAMs in terrestrial environment: Simulations and experiments", *présenté à IEEE Nuclear And Space Radiation Effects Conference, Atlanta, GA, USA, 2004.*

- **D. Lambert**, J. Baggio, G. Hubert, V. Ferlet-Cavrois, O. Flament, F. Saigné, F. Wrobel, H. Duarte, J. Boch, B. Sagnes, N. Buard et T. Carrière, "Neutron-induced SEU in SRAMs: Simulations with n-Si and n-O interactions", *présenté à IEEE Nuclear And Space Radiation Effects Conference, Seattle, Washington, USA, 2005*.
- **D. Lambert**, J. Baggio, G. Hubert, P. Paillet, S. Girard, V. Ferlet-Cavrois, O. Flament, F. Saigné, J. Boch, B. Sagnes, N. Buard, et T. Carrière, "Analysis of Quasi-monoenergetic neutron SEU cross sections for Terrestrial applications," *présenté à la conférence IEEE Radiation and Its Effects on Components and Systems, Cap d'Agde, France, 2005. 19-23 Sept*.
- J. Baggio, V. Ferlet-Cavrois, P. Paillet, **D. Lambert**, F. Wrobel, K. Hirose, H. Saito et E. W. Blackmore, "Neutron-Induced Single Event Upsets in Advanced Commercial Fully Depleted SOI SRAMs", *présenté à IEEE Nuclear And Space Radiation Effects Conference, Seattle, WA, USA, 2005*.
- J. R. Schwank, M. R. Shaneyfelt, J. Baggio, P. E. Dodd, J. A. Felix, V. Ferlet-Cavrois, P. Paillet, **D. Lambert**, F. Sexton, G. L. Hash et E. W. Blackmore, "Effects of Particle Energy on Proton and Neutron-Induced Single-Event Latchup", *présenté à IEEE Nuclear And Space Radiation Effects Conference, Seattle, DC, USA, 2005. Cet article a reçu le prix de "Outstanding Conference Paper Award"*.
- J. Baggio, **D. Lambert**, V. Ferlet-Cavrois, C. D'Hose, K. Hirose, H. Saito, J. M. Palau, F. Saigne, B. Sagnes, N. Buard et T. Carriere, "Neutron-induced SEU in bulk and SOI SRAMs in terrestrial environment", *présenté à la conférence IEEE International Reliability Physics Symposium, Phoenix, Arizona, USA, 2004*.
- V. Ferlet-Cavrois, J. Baggio, A. Torres, **D. Lambert**, P. Paillet, K. Hirose et H. Saito, "SOI Technologies In Space And Terrestrial Environments", *présenté au 6th Int. Workshop on Radiation Effects on Semiconductor Devices For Space Application (invited), Tsukuba, Japan, 2004*.
- G. Hubert, N. Buard, C. Weulersse, T. Carrière, M. C. Palau, J. M. Palau, **D. Lambert**, J. Baggio, F. Wrobel, F. Saigné et R. Gaillard, "A review of DASIE code family: contribution to SEU/MBU understanding", *présenté à 11th IEEE International On-Line Testing Symposium, Saint-Raphael, France, 2005*.

Table des illustrations

Figure I - 1 : Abondance relative des ions provenant des rayons cosmiques dans l'espace interplanétaire [Barth - 1997]	9
Figure I - 2 : Représentation des mesures de vitesse du vent solaire provenant de la sonde Ulysse. [IMAGINOVA - 2005]	10
Figure I - 3 : Nombre de taches solaires moyenné sur un mois en fonction du temps. [NASA - 2005]	10
Figure I - 4 : Eruption solaire du 4 janvier 2002. Cette image provient de données de la sonde SOHO. Nous pouvons remarquer l'éjection de masse coronale. Cette éruption est la plus grande des éruptions observées par une sonde. [IMAGINOVA - 2005]	11
Figure I - 5 : La magnétosphère et les ceintures de radiation [ESA - 1993]	12
Figure I - 6 : Carte de rigidité de coupure verticale (en Giga Volts) basée sur les données de Smart et Shea [Smart - 1977]	13
Figure I - 7 : Vue d'artiste des ceintures de radiation	13
Figure I - 8 : Trajectoire d'une particule piégée dans une ceinture de radiation. La particule effectue des allers-retours entre deux points miroirs le long d'une ligne de champ magnétique. A ce mouvement s'ajoute une dérive qui suit à peu près la ligne équatoriale. Les dérives des électrons et des protons sont de sens opposés. [NASA - 2005]	14
Figure I - 9 : Iso flux ($\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$) des ceintures de radiation des électrons et des protons en coordonnées cylindriques par rapport à l'axe du dipôle magnétique terrestre en unité de rayon terrestre d'après les travaux de E. J. Daly [ESA - 1993]	14
Figure I - 10 : Flux ($\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$) de protons en fonction de la latitude et de la longitude à une altitude de 600 km [Holmes-Siedle - 2002]	15
Figure I - 11 : Flux différentiel moyen des protons pour une altitude de 1500 km / 53° et 800 km / 98 [TRAD - 2005]	16
Figure I - 12 : Création des particules secondaires dans l'atmosphère [Ziegler - 1996]	17
Figure I - 13 : Flux des particules pour un environnement atmosphérique en fonction de l'altitude [O'Brien - 1971, O'Brien - 1978]	18
Figure I - 14 : Flux différentiel des neutrons en fonction de l'énergie pour différentes altitudes. Les données du niveau de la mer proviennent de New York City [JESD - 2001], les autres données proviennent d'une latitude de 44 degrés [Hess - 1961]	20
Figure I - 15 : Flux des neutrons ayant une énergie comprise entre 1 et 10 MeV pour une latitude de 43° N en fonction de l'altitude [Normand - 1993]	20
Figure I - 16 : Flux de neutrons dans l'atmosphère ($1 < E < 10$ MeV) en fonction de la latitude pour une altitude 10,7 km [Normand - 1993]	21
Figure I - 17 : Variations de la latitude et du flux de neutrons 1 à 10 MeV lors d'un vol avionique à une altitude de 10.6 km [Hubert - 2004]	21
Figure I - 18 : Flux de neutrons à la date de nov. 2002 pour différentes localisations [Gordon - 2004]	22
Figure I - 19 : Flux de neutrons au-dessus de 10 MeV à 6 différentes localisations en fonction de l'altitude du point de la mesure [Gordon - 2004, JESD - 2001]	22
Figure I - 20 : Flux de neutrons à Houston pour une activité solaire minimale et maximale et à la date de nov. 2002 [Belov - 1999, Clem - 2000, Gordon - 2004]	23
Figure I - 21 : Flux différentiels moyens des protons pour une altitude de 1500 km et des neutrons pour une altitude avionique et au sol	25
Figure II - 1 : Illustrations des processus d'ionisation directe et indirecte	30
Figure II - 2 : LET électronique et nucléaire en fonction de l'énergie de l'ion ^{13}Al dans une cible silicium. D'après SRIM2003 [Ziegler - 2003]	32
Figure II - 3 : Courbe de LET dans le silicium pour les ions Hydrogène à Phosphore. D'après SRIM2003. [Ziegler - 2003]	33
Figure II - 4 : Courbes de Range dans le silicium pour les ions Hydrogène à Phosphore en fonction de leur énergie. D'après les travaux de Ziegler [Ziegler - 2003]	34

Figure II - 5 : Range (μm) en fonction du LET ($\text{MeV}/(\text{mg}/\text{cm}^2)$) dans le silicium pour les ions compris entre H et P [Ziegler - 2003]	35
Figure II - 6 : LET ($\text{MeV}/(\text{mg}/\text{cm}^2)$) et $\text{fC}/\mu\text{m}$ en fonction du parcours des ions Si et He dans le silicium pour différentes énergies initiales.	35
Figure II - 7 : Illustration des objets de la définition de la section efficace nucléaire.	37
Figure II - 8 : Section efficace de production des interactions $\text{n-}^{28}\text{Si}$, $\text{n-}^{16}\text{O}$ et $\text{p-}^{28}\text{Si}$ en fonction de l'énergie de la particule incidente (Données issues des bases de données de cette étude).....	38
Figure II - 9 : Schéma de principe des étapes d'une interaction (référentiel du laboratoire).	39
Figure II - 10 : Représentation schématique des types de collision.....	40
Figure II - 11 : Section efficace de production d'ions secondaires des interactions $\text{n-}^{28}\text{Si}$ (a), $\text{p-}^{28}\text{Si}$ (b) et $\text{n-}^{16}\text{O}$ (c) en fonction de l'énergie de la particule incidente (données issues des bases de données de cette étude). Deux composantes de la section efficace de production (la réaction élastique et inélastique et la réaction non-élastique sans la réaction inélastique) sont également représentées.	41
Figure II - 12 : Codes utilisés pour décrire les interactions $\text{n-}^{28}\text{Si}$, $\text{p-}^{28}\text{Si}$ et $\text{n-}^{16}\text{O}$	44
Figure II - 13 : Sections efficaces totales et élastiques obtenues avec le modèle optique (code ECIS) et comparaison avec les données expérimentales. La composante 'compound elastic' a été calculée avec GNASH et ajoutée à la section efficace 'shape elastic' obtenue par le modèle optique. D'après les travaux de P. Romain dans le cadre de la thèse de F. Wrobel [Wrobel PhD. - 2003].....	45
Figure II - 14 : Spectre d'émission de neutrons pour l'interaction $\text{n-}^{28}\text{Si}$. Les neutrons incidents ont une énergie de 50 MeV. L'énergie du neutron sortant est donnée dans le centre de masse.[Wrobel PhD. - 2003].....	47
Figure II - 15 : Représentation schématique de processus d'interaction neutron-matière traité par HETC.	48
Figure II - 16 : Section efficace d'interaction non-élastique de $\text{n-}^{16}\text{O}$, $\text{n-}^{28}\text{Si}$ et $\text{p-}^{28}\text{Si}$ d'après un modèle de Glauber amélioré [Duarte - 2004].	49
Figure II - 17 : Représentation schématique de la base de données des interactions	51
Figure II - 18 : Section efficace de production des ions secondaires issus des différentes interactions de la base de données pour des nucléons incidents de 14 MeV et 500 MeV.	51
Figure II - 19 : Section efficace de production des ions secondaires induits par la réaction $\text{n-}^{28}\text{Si}$ pour des neutrons incidents de 14 MeV (a) et 1 GeV (b).	52
Figure II - 20 : Section efficace de production des ions secondaires induits par la réaction $\text{n-}^{16}\text{O}$ pour des neutrons incidents de 14 MeV (a) et 1 GeV (b).	52
Figure II - 21 : Section efficace de production des ions secondaires induits par la réaction $\text{p-}^{28}\text{Si}$ pour des protons incidents de 14 MeV (a) et 1 GeV (b).	52
Figure II - 22 : Section efficace de l'ion ^{28}Si en fonction de son énergie émise (de recul) issu de l'interaction n-Si.	53
Figure III - 1 : Architecture d'une SRAM.....	63
Figure III - 2 : Structure d'une cellule élémentaire d'une SRAM en technologie CMOS.....	63
Figure III - 3 : Structure d'une cellule élémentaire d'une SRAM en technologie NMOS.....	63
Figure III - 4 : Structure d'une cellule élémentaire d'une SRAM en technologie CMOS avec résistances de durcissement.....	64
Figure III - 5 : Structure d'une cellule élémentaire d'une SRAM en technologie CMOS avec capacités de durcissement.....	64
Figure III - 6 : Transistor en technologie Bulk.....	66
Figure III - 7 : Figure d'artiste représentative des couches de métallisation et d'interconnexion dans une SRAM. Les échelles ne sont pas respectées.	67
Figure III - 8 : Transistor en technologie SOI	68
Figure III - 9 : Prises et transistor parasites en technologie SOI.....	69
Figure III - 10 : Evolution de la densité des électrons en fonction du temps (axes verticaux et horizontaux gradués en μm)	71
Figure III - 11 : Evolution temporelle de la concentration des électrons pour différentes distances pour un substrat dopé P de $3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et un dépôt de charges ponctuel	72
Figure III - 12 : Evolution temporelle de la concentration des trous pour différentes distances pour un substrat dopé P de $3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et un dépôt de charges ponctuel.....	72
Figure III - 13 : Evolution temporelle du coefficient de diffusion ambipolaire pour un dopage P de $3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ pour un dépôt de charges ponctuel de 10^{20} cm^{-3} et différentes distances.....	72
Figure III - 14 : Evolution temporelle du coefficient de diffusion ambipolaire pour un dopage P de $3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ pour un dépôt de charges ponctuel de 10^{22} cm^{-3} et différentes distances.....	72

Figure III - 15 : Evolution temporelle de la concentration des électrons pour un dopage de 3×10^{17} at.cm ⁻³ Comparaison simulation composant et modèle de l'équation IV-4 ($D_n = 12,5$ cm ² /s, $\tau = 3$ ns et $N_{D0} = 3,3 \times 10^8$ cm ⁻¹)	74
Figure III - 16 : Présentation de la structure simulée : NMOS de technologie 0,18 μ m. Le simulateur composant utilisé est dessiné de ISE de la société Synopsys. Le quadrillage représente la structure de maillage.....	75
Figure III - 17 : Convention de notation de la structure simulée.....	75
Figure III - 18 : Courant de drain lors d'un dépôt de charges en fonction du temps pour différentes distances (r) charge ponctuelle-drain ($r = \lambda/2$) et une charge déposée de 0.1 fC	76
Figure III - 19 : Charge collectée par le drain lors d'un dépôt de charges en fonction du temps pour différentes distances (r) charge ponctuelle-drain ($r = \lambda/2$) et une charge déposée de 0.1 fC	76
Figure III - 20 : Courant de drain lors d'un dépôt de charges en fonction du temps pour différentes localisations autour du drain (i.e. différents) $r = 0,5 \mu$ m.	76
Figure III - 21 : Charge collectée par le drain lors d'un dépôt de charges en fonction du temps pour différentes localisations autour du drain (ie. différents) $r = 0,5 \mu$ m.	76
Figure III - 22 : Courant de drain lors d'un dépôt de charges dans sa zone de charge d'espace pour différentes tensions d'alimentation.	77
Figure III - 23 : Charge collectée par le drain lors d'un dépôt de charges dans sa zone de charge d'espace pour différentes tensions d'alimentation.....	77
Figure III - 24 : Effet du passage d'un ion sans passer par la zone de charge d'espace dans un transistor NMOS bloqué.	78
Figure III - 25 : Effet du passage d'un ion en passant par la zone de charge d'espace dans un transistor NMOS bloqué [Massengill - 1993].	78
Figure III - 26 : Modélisation du dépôt de charges lié au passage d'un ion dans la simulation circuit d'une cellule mémoire de SRAM 6T. Les transistors d'accès ne sont pas représentés car ils n'interviennent que peu lors du phénomène de SEU.	79
Figure III - 27 : Principe du basculement de la cellule suite au passage d'un ion (flèche)	79
Figure III - 28 : Basculement d'une cellule élémentaire induit par le passage d'un ion [Gasiot PhD. - 2004].	80
Figure III - 29 : Transistor le plus sensible dans une cellule SRAM.....	80
Figure III - 30 : Courbe typique de section efficace en fonction du LET.	81
Figure III - 31 : Volume sensible d'un transistor Bulk.....	82
Figure III - 32 : Volume sensible d'un transistor SOI.....	82
Figure III - 33 : Durée de vie des porteurs en fonction de la concentration du dopage. Données étalonnées avec expérimentation. [Torres - 2003]	87
Figure III - 34 : Illustration de la modélisation du dépôt de charges lié au passage d'un ion.	88
Figure IV - 1 : Représentation schématique de la base de données des interactions.....	101
Figure IV - 2 : Modélisation de MC-DASIE pour les technologies bulk. T _{passivation} représente l'épaisseur de passivation, et T _{substrate} l'épaisseur du substrat. Les flèches blanches représentent les parcours des ions. Le substrat est modélisé avec des atomes de Si. La passivation est un oxyde de silicium et peut être modélisée avec à la fois des atomes de Si et de O (SiO ₂) ou seulement les atomes de Si (comme du Silicium).	101
Figure IV - 3 : Modélisation MC-DASIE pour les technologies SOI. V _{SOI} le volume de SOI (body+LDD), T _{Passivation} l'épaisseur de passivation, T _{Substrate} , l'épaisseur de substrat, T _{SOI} la couche de passivation, T _{BOX} l'épaisseur de la BOX et T _{STI} l'épaisseur des STI (autour de V _{SOI}). Les flèches blanches représentent les parcours des ions. Le substrat et le volume de SOI sont modélisés avec des atomes de Si. La passivation, STI et BOX sont en oxyde de silicium et peuvent être modélisés avec à la fois des atomes de Si et de O (SiO ₂) ou seulement les atomes de Si (comme du Silicium).	102
Figure IV - 4 : Illustration des critères de basculement codés sous MC-DASIE.	103
Figure IV - 5 : Modélisation du Volume sensible dans MC-DASIE pour les technologies bulk. Les flèches blanches représentent les parcours des ions, les parties vertes représentent les parties de traces prises en compte pour le critère de SEU.....	104
Figure IV - 6 : Modélisation du Volume sensible dans MC-DASIE pour les technologies SOI. Les flèches blanches représentent les parcours des ions, les parties vertes représentent les parties de traces prises en compte pour le critère de SEU.	104
Figure IV - 7 : Représentation du modèle de diffusion collection (v,D).....	105
Figure IV - 8 : Courbe de diffusion selon un modèle sphérique en fonction du temps	106
Figure IV - 9 : Schéma de principe de la diffusion des porteurs d'un ion le long d'une trace	107
Figure IV - 10 : Schéma de principe de la collection sur la surface du drain	108

Figure IV - 11 : Représentation du modèle de diffusion collection (D, ZCE)	109
Figure IV - 12 : Représentation de la collection dans le modèle de diffusion collection (D, ZCE). La zone bleue représente la zone de diffusion. La zone rougeâtre représente la zone de collection. Les traits rouges représentent la surface de collection de la zone de collection. Les flèches blanches représentent les porteurs diffusés. Le vecteur dS représente la normale à la surface de collection. Le vecteur j représente le vecteur de densité de courant. W représente l'épaisseur de la zone de charge d'espace.	110
Figure IV - 13 : Courant collecté par le drain lors d'un dépôt de charges en fonction du temps pour différentes distances (d) en incidence normale par rapport au drain ($\square\square\square\square$). Les données sont issues de la simulation composant 2D (voir Figure III-18) et des modèles de diffusion collection (D,ZCE) et (v,D).	111
Figure IV - 14 : Illustration du courant parasite et des paramètres I_{max} , t_{lmax} , Q_n et t	113
Figure IV - 15 : Courant type généré lors du passage d'un ion.....	114
Figure IV - 16 : Principe du critère de SEU I_{max}, t_{lmax} (technologie 0,6 μm) [Castellani PhD. - 2002]	115
Figure IV - 17 : Courbes des critères (I_{max}, t_{lmax}) pour différentes technologies standards suivant la roadmap de l'ITRS pour des SRAM où $W = 2L$ (Simulation circuit Eldo).....	115
Figure IV - 18 : Courbes des paramètres Q et I de modélisation des critères (I_{max}, t_{lmax}) pour différentes technologies standards suivant la roadmap de l'ITRS pour des SRAM où $W = 2L$ (Simulation circuit Eldo)	116
Figure IV - 19 : Courbes des critères (I_{max}, t_{lmax}) provenant de simulations composant de la thèse de Mérelle [Mérelle PhD. - 2005] (TM) ou de simulations circuit pour différentes technologies standards suivant la roadmap de l'ITRS pour des SRAM où $W = 2L$ (ITRS) pour différents nœuds technologiques.	116
Figure IV - 20 : Circuit d'une cellule élémentaire et représentation de l'équivalence des paramètres de la charge critique.....	118
Figure IV - 21 : Charge critique en fonction de la durée de l'impulsion pour une technologie Bulk 0,25 μm pour une tension d'alimentation nominale et $W = 2L$ [ITRS - 2005].....	119
Figure IV - 22 : Charge critique en fonction de la durée de l'impulsion pour différentes technologies.....	120
Figure IV - 23 : Courant I_{dp} ajusté aux simulations composants et courant du PMOS passant en fonction du nœud technologique suivant [ITRS - 2005] pour ($W=2L$).	121
Figure IV - 24 : Capacité d'entrée de l'inverseur, charge du nœud ajustée aux simulations composants et capacité d'entrée de l'inverseur multipliée par la tension d'alimentation en fonction du nœud technologique.....	121
Figure IV - 25 : Charge critique d'une technologie Bulk 0,25 μm en fonction de la durée de l'impulsion pour différentes tensions d'alimentation.	122
Figure IV - 26 : Courant I_{dp} ajusté aux simulations composants et courant du PMOS passant pour une technologie bulk 0,25 μm en fonction de la tension d'alimentation.	122
Figure IV - 27 : Charge du nœud ajustée aux simulations composants et capacité d'entrée de l'inverseur multipliée par la tension d'alimentation pour une technologie bulk 0,25 μm en fonction de la tension d'alimentation.	122
Figure IV - 28 : Charge critique d'une technologie Bulk 0,25 μm en fonction de la durée de l'impulsion pour différentes largeurs de grille.	124
Figure IV - 29 : Courant I_{dp} ajusté aux simulations composants et courant du PMOS passant pour une technologie bulk 0,25 μm en fonction du ratio W/L	124
Figure IV - 30 : Charge du nœud ajustée aux simulations composants et capacité d'entrée de l'inverseur multipliée par la tension d'alimentation pour une technologie bulk 0,25 μm en fonction du ratio W/L	124
Figure IV - 31 : Illustration détaillée des critères de basculement codés sous MC-DASIE.	126
Figure IV - 32 : Etapes du calcul Monte-Carlo de $p(\text{SEU/ion secondaire})$	127
Figure IV - 33 : Exemple des différents matériaux constituant d'un volume d'interaction pour une simulation MC-DASIE.	128
Figure IV - 34 : Sections efficaces des différents types d'interaction dans un volume d'interaction conforme à la Figure IV - 33 pour $d = 2\mu m$ et pour des neutrons incidents terrestres.....	129
Figure IV - 35 : Répartitions des sections efficaces précédentes.	129
Figure IV - 36 : Principe du tirage d'une direction de l'ion secondaire et d'une localisation de l'interaction.....	129
Figure IV - 37 : Flux différentiel et fluence différentielle normalisée du spectre neutronique terrestre.	130

Figure IV - 38 : Section efficace de production de l'interaction n-Si en fonction de l'énergie incidente	130
Figure IV - 39 : Produit de la section efficace de production avec la distribution énergétique normalisée du spectre neutronique terrestre en fonction de l'énergie incidente.....	131
Figure IV - 40 : Intégrale du produit de la section efficace de production avec la distribution énergétique normalisée du spectre neutronique terrestre en fonction de l'énergie incidente : $\square_{int}(E)$	131
Figure IV - 41 : Section efficace de production des ions secondaires de l'interaction neutron-atome de silicium ($E_n = 14$ MeV).....	132
Figure IV - 42 : Répartition des sections efficaces de production des ions secondaires de l'interaction neutron-atome de silicium ($E_n = 14$ MeV).	132
Figure IV - 43 : Section efficace de production de l'ion ^{28}Si issu de l'interaction neutron avec un atome de silicium en fonction de l'énergie minimale de recul de l'ion secondaire ($E_n = 14$ MeV).....	132
Figure IV - 44 : Principe de la configuration d'un tirage d'un cas d'ion secondaire dans le modèle MC-DASIE	133
Figure IV - 45 : Illustration des volumes d'interaction dans la modélisation de MC-DASIE. V_{sens} représente le volume sensible. V_{IV} est un volume d'interaction, qui est un cube centré sur V_{sens} . d_{IV} est le rayon du volume interaction et est égale à la moitié de l'arrête du cube V_{IV}	134
Figure IV - 46 : Section efficace SEU des différents volumes d'interaction en fonction de leurs indices pour une SRAM Bulk 0,25 μm et un flux neutronique incident de 500 MeV.	134
Figure IV - 47 : Section efficace SEU en fonction du rayon du volume d'interaction pour une SRAM Bulk 0,25 μm et un flux neutronique incident de 500 MeV.	135
Figure IV - 48 : Illustration de l'angle solide ($\square$) nécessaire pour l'ion secondaire traverse le volume sensible.....	138
Figure IV - 49 : Illustration de la distance minimale de parcours (d_{min}) pour qu'un ion secondaire traverse un volume sensible.	139
Figure IV - 50 : Section efficace de production de l'ion ^{28}Si issu de l'interaction neutron avec un atome de silicium en fonction de l'énergie minimale de recul de l'ion secondaire ($E_n = 14$ MeV). Illustration du tirage d'une énergie de recul ($E_{r\text{ aléatoire}}$) pour un ion ayant au minimum un parcours de 1 μm ($d_{min} = 1\mu\text{m}$).	139
Figure V - 1 : Spectre neutronique de la source du WNR et au sol(NYC).	148
Figure V - 2 : SER des trois composants testés (Lambert) et de la littérature (Dodd, Granlund, Baggio, Kobayashi et Ziegler [Baggio - 2004, Dodd - 2002, Granlund - 2003, Kobayashi - 2004, Ziegler - 2004]) en fonction du nœud technologique.	149
Figure V - 3 : Evolution du SER en unité arbitraire (normalisé par rapport au noeud technologique 180 nm) en fonction des noeuds technologique provenant de différents fondeurs (Bauman, Hazucha, Kobayashi, Mérelle et Tosaka [Baumann - 2002, Hazucha - 2003, Kobayashi - 2004, Mérelle PhD. - 2005, Tosaka - 2004]).....	150
Figure V - 4 : SER en fonction du nœud technologique pour les composants testés. Les valeurs sont simulées (simulations MC-DASIE T, Qp, Qm et Qf) ou expérimentales (composants testés)...	152
Figure V - 5 : Charge critique et longueur de diffusion pris comme paramètres de simulation MC-DASIE en fonction du nœud technologique pour les composants testés et extrapolés avec un design commercial ou hardness.	154
Figure V - 6 : Confrontation des SER calculés avec MC-DASIE (Qp, Qm et Qf) face aux SER expérimentaux de ce travail (Lambert) et de la littérature (Dodd, Granlund, Baggio, Kobayashi et Ziegler [Baggio - 2004, Dodd - 2002, Granlund - 2003, Kobayashi - 2004, Ziegler - 2004]) en fonction du nœud technologique.	155
Figure V - 7 : Confrontation simulations MC-DASIE et valeurs de fondeurs des tendances des SER en fonction des noeuds technologique. Les simulations (Qp, Qm et Qf) proviennent de MC-DASIE. Les valeurs de fondeurs proviennent de la littérature [Baumann - 2002, Hazucha - 2003, Kobayashi - 2004, Mérelle PhD. - 2005, Tosaka - 2004]).	156
Figure V - 8 : SER en fonction du rayon du volume d'interaction pour les différents composants T..	158
Figure V - 9 : Rayon du volume d'interaction en fonction du nœud technologique pour les différents composants simulés pour avoir 100% du SER total.....	159
Figure V - 10 : Rayon du volume d'interaction en fonction du nœud technologique pour les différents composants simulés pour avoir 95% du SER total.....	160
Figure V - 11 : Contribution au SER en fonction des différentes espèces d'ions secondaires pour les composants simulés T (a), Qp (b), Qm (c) et Qf.(d).	160
Figure V - 12 : Contribution au SER des intervalles énergétiques 1 à 10 MeV et 1 à 100 MeV pour les différents composants simulés.	162

Figure V - 13 : Fluence du spectre neutronique normalisée en fonction de l'énergie neutronique pour quatre énergies protoniques incidentes sur une cible de ^7Li .	167
Figure V - 14 : Section efficace expérimentale SEU en fonction de l'énergie de la particule incidente pour les quatre composants testés [JESD - 2001].	168
Figure V - 15 : Sections efficaces SEU en fonction de l'énergie. Les données protoniques sont expérimentales. Les données neutroniques sont expérimentales et corrigées avec les valeurs C_{TALMCD} . [JESD - 2001].	174
Figure V - 16 : Ratio entre les sections efficaces de production des ions secondaires qui déposent plus de 10fC dans du silicium des interactions $p\text{-}^{28}\text{Si}$ et $n\text{-}^{28}\text{Si}$ (provenant des bases de données de MC-DASIE).	175
Figure V - 17 : Sections efficaces expérimentales neutroniques et protoniques des SEU entre 14 et 500 MeV. Les données de sections efficaces SEU sont des valeurs moyennes entre l'irradiation face avant et arrière.	179
Figure V - 18 : Section efficace expérimentale et simulée SEU (n-Si & n-O) en fonction de l'énergie.	182
Figure V - 19 : Section efficace SEU simulée en fonction de l'énergie avec à la fois les interactions n-O et n-Si ou uniquement l'interaction n-Si.	183
Figure V - 20 : Distance du volume d'interaction (d_{IV}) en fonction de l'énergie neutronique. Le volume d'interaction est un cube. d_{IV} est la distance entre le centre du cube et le centre de l'une des faces.	184
Figure V - 21 : Répartition des types d'interaction, qui induisent des SEU pour le composant bulk 0,25 μm en fonction de l'énergie neutronique.	185
Figure V - 22 : Répartition des types d'interaction, qui induisent des SEU pour le composant SOI 0,2 μm sans BT en fonction de l'énergie neutronique.	185
Figure V - 23 : Répartition de types d'interaction, qui induisent des SEU, pour des composants SOI 0,2 μm avec BT en fonction de l'énergie neutronique.	186
Figure V - 24 : Répartition des ions secondaires, qui induisent des SEU, dans un composant bulk 0,18 μm avec $E_n = 14$ MeV.	187
Figure V - 25 : Répartition des ions secondaires, qui induisent des SEU dans SOI 0,2 μm avec BT avec $E_n = 14$ MeV.	188
Figure V - 26 : Répartition des ions secondaires, qui induisent des SEU, dans le composant bulk 0,18 μm avec $E_n = 500$ MeV.	188
Figure V - 27 : Répartition des ions secondaires qui induisent des SEU dans le composant SOI 0,2 μm avec BT à $E_n = 500$ MeV.	189
Figure V - 28 : Représentation volumique de la modélisation des matériaux constituant les couches de métallisation et des plots d'une cellule élémentaire pour le composant "Bulk 0,18 μm ".	191
Figure V - 29 : Section efficace SEU du composant « Bulk 0,18 » en fonction : (a) de la charge critique (b) du LET (à l'entrée de la zone sensible) minimal des ions secondaires induisant un SEU ($Q_{\text{dep}} > 2,6\text{fC}$) pour des protons incidents à 200 MeV provenant des simulations : tout silicium (p-Si), silicium + oxygène (p+Si & p+O) silicium + oxygène + plots en tungstène + couches de métallisation en aluminium (p+Si & p+O & p+Al & p+W) ou silicium + oxygène + plots en tungstène + couches de métallisation en cuivre (p+Si & p+O & p+Cu & p+W).	192

TITRE : ANALYSE PAR SIMULATION MONTE CARLO DE LA SENSIBILITÉ AUX ALÉAS LOGIQUES DES MÉMOIRES SRAM SOUMISES A UN ENVIRONNEMENT PROTONIQUE SPATIAL OU NEUTRONIQUE TERRESTRE.

RESUME : Les systèmes électroniques, évoluant dans les environnements spatial et terrestre, sont soumis à un flux de particules d'origine naturelle pouvant induire des dysfonctionnements. Ces particules ont la faculté de provoquer des aléas logiques (SEU) dans les mémoires SRAM. Bien que non destructifs, les SEU peuvent avoir des conséquences sur la sûreté de fonctionnement des équipements dans les applications nécessitant une grande fiabilité (avion, satellite, lanceur, médical, etc.). L'évaluation de la sensibilité de la technologie d'un composant est donc nécessaire afin de prédire la fiabilité d'un système. En environnement atmosphérique, cette sensibilité aux SEU est principalement causée par les ions secondaires issus des réactions nucléaires entre les neutrons et les atomes du composant. En environnement spatial, les protons de forte énergie induisent les mêmes effets que les neutrons de l'environnement atmosphérique.

Dans ce travail de recherche, un nouveau code de prédiction du taux de SEU a été développé (MC-DASIE) afin de pouvoir quantifier la sensibilité pour un environnement donné et explorer les mécanismes de défaillances en fonction de la technologie. Ce code permet d'étudier différentes technologies de mémoires SRAM (Bulk et SOI) en environnement neutronique et protonique entre 1 MeV et 1 GeV. Ainsi, MC-DASIE a été utilisé avec l'aide d'expérimentations pour étudier l'effet de l'intégration sur la sensibilité des mémoires en environnement terrestre, une comparaison entre les irradiations neutroniques et protoniques et l'influence de la modélisation du composant cible sur le calcul du taux de SEU.

MOTS CLÉS: ENVIRONNEMENT RADIATIF, NEUTRON, PROTON, ALÉAS LOGIQUES, FIABILITÉ, SRAM, SECTION EFFICACE, MODÉLISATION, SILICIUM, OXYGENE, MC-DASIE

TITLE : ANALYSIS BY MONTE CARLO SIMULATIONS OF THE SENSITIVITY TO SINGLE EVENT UPSET OF SRAM MEMORIES UNDER SPATIAL PROTON OR TERRESTRIAL NEUTRON ENVIRONMENT.

ABSTRACT: Electronic systems in space and terrestrial environments are subjected to a flow of particles of natural origin, which can induce dysfunctions. These particles can cause Single Event Upsets (SEU) in SRAM memories. Although non-destructive, the SEU can have consequences on the equipment functioning in applications requiring a great reliability (airplane, satellite, launcher, medical, etc). Thus, an evaluation of the sensitivity of the component technology is necessary to predict the reliability of a system. In atmospheric environment, the SEU sensitivity is mainly caused by the secondary ions resulting from the nuclear reactions between the neutrons and the atoms of the component. In space environment, the protons with strong energies induce the same effects as the atmospheric neutrons.

In our work, a new code of prediction of the rate of SEU has been developed (MC-DASIE) in order to quantify the sensitivity for a given environment and to explore the mechanisms of failures according to technology. This code makes it possible to study various technologies of memories SRAM (Bulk and SOI) in neutron and proton environment between 1 MeV and 1 GeV. Thus, MC-DASIE was used with experiment data to study the effect of integration on the sensitivity of the memories in terrestrial environment, a comparison between the neutron and proton irradiations and the influence of the modeling of the target component on the calculation of the rate of SEU.

KEYWORDS : RADIATIONS ENVIRONMENT, NEUTRON, PROTON, SINGLE EVENT UPSET, RELIABILITY, SRAM, CROSS SECTION, MODELING, SILICON, OXYGEN, MC-DASIE

Laboratoire : CEM2 (Centre d'électronique et de micro-optoélectronique de Montpellier II)