



# THÈSE

En vue de l'obtention du

## DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par **l'Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace**  
Spécialité : Génie électrique

---

Présentée et soutenue par **Pierre ARNOLDA**  
le 4 novembre 2011

**La création de défauts de déplacements atomiques dans le silicium  
et son impact sur les composants électroniques à applications spatiales**

---

### JURY

M. Pierre Magnan, président  
M. Jacques Bourgoïn, rapporteur  
M. Jean-Jacques Boy, rapporteur  
M. Mehdi Djafari Rouhani  
M. Laurent Dusseau, rapporteur  
M. Christophe Inguibert, directeur de thèse

---

École doctorale : **Génie électrique, électronique et télécommunications**

Unité de recherche : **Équipe d'accueil ISAE-ONERA OLIMPES**

Directeur de thèse : **M. Christophe Inguibert**

## Résumé

L'environnement spatial est constitué de particules énergétiques comme les protons ou les électrons qui produisent dans le matériau des déplacements atomiques responsables de la dégradation des propriétés électriques des composants embarqués.

Habituellement, pour prédire les dégradations subit d'un composant en fin de mission, et dire si il vérifie les spécifications en vigueur, on utilise la « dose équivalente de dommage» qui est déduite du pouvoir d'arrêt nucléaire (NIEL : Non Ionizing Energy Loss). Dans certains cas, ces méthodes de prédictions qui dépendent de la précision sur les NIEL, montrent leurs limites, notamment pour les électrons.

Nous proposons dans ce travail, un nouveau modèle de NIEL qui intègre aux hypothèses de calculs classiques de nouveaux phénomènes physiques. Ce modèle a été validé par comparaison à des dégradations mesurées sur des composants irradiés (concentration de défauts, courants parasites).

Mot clés : Radiation solaire, dégradation des défauts de déplacements, spectroscopie transitoire de niveaux profonds, NIEL, courant de fuite, physique des semi-conducteurs.

## Abstract

The energetic particles of the space environment such as protons or electrons produce atomic displacements that are responsible for the degradation of electronic embedded components.

Usually, to predict the end of life degradation of irradiated components, the Displacement Damage Dose (DDD) is used. DDD is deducted from the Non Ionizing Energy Loss (NIEL). Thus, the limitations of these methods depend on the accuracy of NIEL values. It is demonstrated in the case of electrons.

We propose in this work, a new model which adds to standard NIEL hypothesis new physical phenomena. This model has been validated by comparison with degradation measurements made on irradiated components (defect density, dark currents).

Keys words: solar radiation, Atomic displacement degradation, Deep level transient spectroscopy, NIEL, leakage current, semiconductor-physics

<b>INTRODUCTION.....</b>	<b>7</b>
<b>Contexte de l'étude.....</b>	<b>11</b>
<b>Premier chapitre "Du dépôt d'énergie de la particule à l'atome déplacé" .....</b>	<b>14</b>
<b>I. Les interactions nucléaires (NIEL, dose de déplacement DDD).....</b>	<b>15</b>
I.1. Les différents mécanismes d'interaction de la particule avec les noyaux.....	15
I.2. Description schématique du processus de cascade .....	16
I.3. Conclusion .....	18
<b>II. La simulation numérique du nombre d'atomes déplacés .....</b>	<b>19</b>
II.1. La méthode BCA .....	19
II.2. La dynamique moléculaire (DM) .....	24
<b>III. L'amélioration du calcul de NIEL .....</b>	<b>26</b>
III.1. Le modèle de DM .....	26
III.2. La guérison des paires de Frenkel .....	28
III.3. La simulation de la trace d'un PKA et application de nos modèles de DM et de guérison des paires de Frenkel.....	29
III.4. Les nouveaux NIEL dits « effectifs » .....	31
III.5. Profil de densité de défauts le long de la trace d'un PKA.....	33
<b>IV. La validation des courbes de NIEL effectif. ....</b>	<b>35</b>
IV.1. Comparaison avec les taux d'introduction de défauts.....	35
IV.2. La dégradation de la longueur de diffusion des porteurs minoritaires.....	39
IV.3. L'augmentation du courant de fuite .....	43
<b>V. Conclusion de la première partie .....</b>	<b>44</b>
<b>Seconde partie .....</b>	<b>46</b>
<b>"De l'atome déplacé vers le défaut cristallin dans le silicium irradié" .....</b>	<b>46</b>
<b>I. Les connaissances générales sur les défauts du silicium .....</b>	<b>46</b>
I.1. Les défauts liés aux lacunes.....	47
I.2. Les défauts liés aux interstitiels.....	49
<b>II. L'utilisation de la méthode DLTS pour notre étude .....</b>	<b>50</b>
II.1. Le Principe de la DLTS.....	50
II.2. Le banc de test DTLS de l'ONERA .....	52
II.3. L'obtention du spectre DLTS et l'extraction des caractéristiques des défauts par la méthode de Lang54	
<b>III. Les irradiations de composants électroniques effectués pour l'étude des défauts associés. ....</b>	<b>56</b>
III.1. Les diodes silicium dopé n.....	57
III.2. La diode silicium dopé p.....	60
III.3. Les moyens et les conditions d'irradiation. ....	60
<b>IV. Les résultats des mesures DLTS .....</b>	<b>62</b>
IV.1. Les paramètres utilisés pour les mesures DLTS .....	62
IV.2. Les électrons de 350 et 500keV .....	64
IV.3. Les Protons.....	69
IV.4. Neutrons .....	77
IV.5. Ions de Krypton de 1400MeV.....	80

<b>V.</b>	<b>Interprétation et discussion générale des résultats DLTS .....</b>	<b>81</b>
V.1.	Le lien entre la DDD et le NIEL de la particule avec la création globale de défaut .....	81
V.2.	Lien entre les processus d'interaction et la nature des défauts générés.....	83
<b>VI.</b>	<b>Conclusion de la deuxième partie .....</b>	<b>88</b>
<b>Troisième partie: "Du défaut cristallin à la création de courants parasites dans des diodes »</b>		<b>89</b>
.....		
<b>I.</b>	<b>Le fonctionnement d'une diode et la théorie SRH.....</b>	<b>89</b>
I.1.	La diode non polarisée, à l'équilibre thermodynamique .....	89
I.2.	La diode polarisée en direct .....	91
I.3.	La diode polarisée en inverse : .....	93
I.4.	La détermination expérimentales des courants de génération et de recombinaison à partir de la caractéristique I(V) .....	95
<b>II.</b>	<b>L'impact des défauts sur les courants.....</b>	<b>100</b>
II.1.	Les défauts, centres de génération et de recombinaison .....	100
II.2.	Les courants associés à chaque type de défaut .....	101
II.3.	La relation d'équivalence entre les défauts .....	105
<b>III.</b>	<b>Evaluation de la dégradation post irradiation des courants .....</b>	<b>105</b>
III.1.	La dégradation du courant d'obscurité global à -4V .....	106
III.2.	La dégradation du courant de recombinaison .....	107
III.3.	La dégradation du courant de la génération.....	110
<b>IV.</b>	<b>Conclusion de la troisième partie .....</b>	<b>112</b>
<b>Conclusion: vers la prédiction de la dégradation lors d'une mission spatiale.....</b>		<b>114</b>
<b>Perspectives.....</b>		<b>118</b>
<b>Références .....</b>		<b>119</b>
<b>Annexe 1 : Les taux d'introduction de défaut issus de l'état de l'art.....</b>		<b>126</b>

# Glossaire

## Français

CIMI	Conception d'imageurs matriciels intégrés
CNES	Centre Nationale d'étude spatiale
DESP	Département de l'environnement spatial
DM	Dynamique moléculaire
GEO	Orbite geostationnaire
IPN	Institut physique nucléaire
KP	Kinchin-Pease
MeV	Méga-electron volt ( $1 \text{ Gy} = 100 \text{ Rad} = 1 \text{ Joule.Kg}^{-1} = 6.24 \times 10^{12} \text{ MeV.Kg}^{-1}$ )
ONERA	Office national d'études aérospatiales
SRH	Shockley-Read-Hall
UCL	Université catholique de Louvain
ZCE	Zone de charge espace
ZQN	Zone quasi-neutre

## Anglais

BCA	Binary collision approximation
DA	Displaced atom
DDD	Displacement damage dose
DLTS	Deep-Level Transient spectroscopy
FP	Frenkel pair
IMA	Initial moving atom
IR	Introduction rate
LET	Linear energy transfert
NEMO	NIEL evaluation model of ONERA
NIEL	Non-ionizing Energy loss
NRL	Naval research laboratory
PKA	Primary knock out atom
SEE	Single event effects
SKA	Secondary knock out atom
SRIM/TRIM	Stopping and range of ion in matter
TID	Total ionizing dose

# Avant-propos

Je voudrais tout d'abord remercier Christophe Inguibert et Thierry Nuns pour avoir toujours superviser mes travaux avec enthousiasme et dans la bonne humeur.

Ensuite mes remerciements s'adressent particulièrement à Lise Lorenzato, doctorante aussi, qui a partagé le bureau 210 du DESP avec moi pendant ces trois ans.

Je remercie également Laurent Artola, Julien Roupie et les autres doctorants du DESP.

Pour l'aspect technique et expérimental, je remercie Sabine, Romain, Bernard, Claude et Stéphane. Pour l'aspect physique, je remercie Jean- Pierre David et Sophie Duzellier.

Je voudrais remercier Christiane Duprat de l'AIME pour ses conseils et avoir réparer mes diodes endommagées ainsi que Cedric Virmontois et Ibrahima Djité, doctorant du CIMI avec qui j'ai pu travailler.

Et enfin, je dédicace ces travaux à ma maman et à ma famille qui m'a toujours soutenue dans mes projets.

# INTRODUCTION

L'environnement spatial radiatif est constitué de particules énergétiques comme des protons de plusieurs dizaines de MeV ou des électrons de quelques MeV, qui dégradent les matériaux au cours de leur ralentissement. Ces particules, peuvent ioniser les matériaux en déplaçant les électrons et produire des défauts cristallins en déplaçant les noyaux des atomes. Les principales causes de dégradation sont liées aux effets d'ionisation (dose ionisante), mais certains systèmes, comme les composants optoélectroniques, très exposés, sont sensibles aux effets de déplacements atomiques.

Si on s'intéresse à ces effets de déplacements, on constate en règle générale, que la dégradation des caractéristiques de fonctionnement des composants électroniques est proportionnelle à la fluence du rayonnement incident générateur de défauts.

Par exemple, l'augmentation du courant de fuite d'une diode après irradiation est un paramètre très étudié. Ce paramètre est étroitement lié à la densité de défauts présents dans la bande interdite et par conséquent à la quantité d'atomes déplacés par la particule. Habituellement, pour prédire les caractéristiques d'un composant en fin de mission, et dire si il vérifie les spécifications en vigueur, on utilise la « dose équivalente de dommage », qui est supposée être "proportionnelle" au nombre de déplacements atomiques générés. Cette dose non ionisante est déduite directement du pouvoir d'arrêt nucléaire (NIEL : Non Ionizing Energy Loss). Certains auteurs préfèrent directement utiliser le NIEL des particules incidentes. Il apparaît en effet, que les dégradations sont bien souvent proportionnelles au NIEL.

Toutefois, certains composants s'éloignent de la réponse standard. Dans certains cas particuliers, la dégradation n'est pas linéaire avec la dose de dommage (NIEL). Cela a été mis en évidence pour des composants optoélectroniques siliciums irradiés aux électrons, mais également pour des composants AsGa irradiés aux protons de hautes énergies (>10 MeV), pour lesquels se produisent des interactions nucléaires inélastiques. Ces exemples posent la question de la proportionnalité entre l'énergie déposée par unité de masse du matériau (dose non ionisante, NIEL) et la quantité de défauts responsables de la dégradation. Cette proportionnalité, entre l'énergie déposée, le nombre d'atomes déplacés et le nombre de défauts résultants, fait l'hypothèse de lois linéaires à chaque étape du processus de dégradation. Toutefois, il est démontré que des mouvements collectifs d'atomes, par essence, non linéaires, participent à ces processus d'endommagement. Les particules lourdes (ions lourds protons), peuvent produire des poches amorphes où la densité d'énergie déposée peut être très élevée, et où le nombre de déplacements suit des lois non linéaires en fonction de la dose de dommage. Les modèles classiques basés sur l'hypothèse des collisions binaires, ne permettent pas de simuler ces mouvements collectifs, et par conséquent d'évaluer la bonne quantité de déplacements. Ceci pourrait expliquer les

dégradations non linéaires de certains paramètres électriques observés sur des composants irradiés avec des protons ainsi qu'avec des électrons.

Il est aujourd'hui démontré que la création de ces poches de désordre joue un rôle prépondérant lors de la création de défauts. Ces phénomènes ont été mis en évidence expérimentalement mais aussi récemment, par le biais de simulations de dynamique moléculaire (DM). Il a été démontré, par exemple, l'importance capitale que peut avoir la densité de dépôt d'énergie sur le nombre de défauts générés. Il est donc indispensable de prendre en compte ces phénomènes non linéaires dans un modèle de calcul de NIEL.

De plus il faut tenir compte des phénomènes de réarrangements qui suivent la cascade de déplacements atomiques. Cette phase n'induisant pas non plus nécessairement une réponse linéaire. Après que les déplacements atomiques se soient stabilisés, les lacunes et les interstitiels résultants, diffusent dans le matériau et se complexent pour former des défauts cristallins stables. On constate notamment que cette phase de réarrangement est très dépendante de la nature du matériau ainsi que du rayonnement incident

D'autre part les dégradations sont bien souvent paramétrées sans distinction de la nature du défaut responsable de la dégradation. Ceci doit être pris en considération lorsque l'on analyse les lois de comportement des composants soumis aux radiations. Chaque défaut en fonction de ces caractéristiques produira une réponse électrique différente qu'il est nécessaire de prendre en compte lors des prédictions de dégradation. Le dommage résultant, observé macroscopiquement, est donc la somme des contributions associées à chaque défaut.

En résumé, l'endommagement des composants électroniques embarqués induits par les défauts de déplacements que produisent les particules de l'environnement spatial peut être décrit selon quatre étapes (Figure 1): (1) La particule perd son énergie au cours du ralentissement dans le matériau, ce qui (2) provoque le déplacement d'un certain nombre d'atomes de leurs sites cristallins. On a ainsi création de désordre. La réorganisation de la structure atomique conduit à la création de défauts stables (3) qui dégradent les propriétés (4) du semi-conducteur.

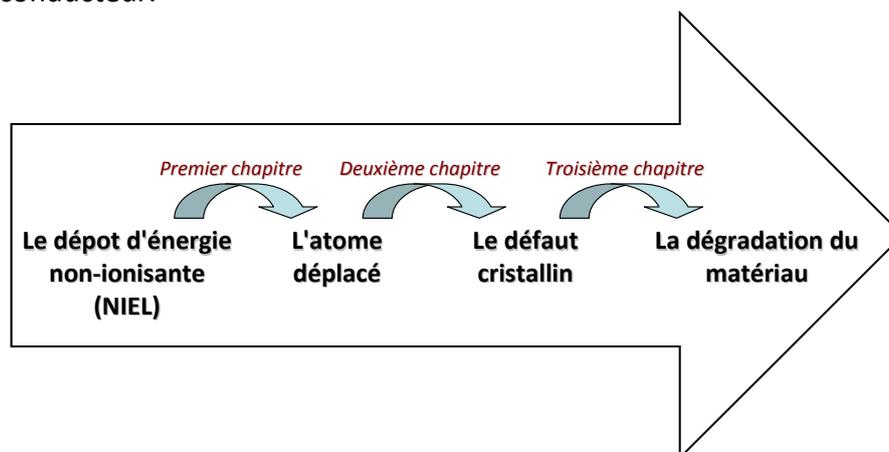


Figure 1. Les différentes étapes du processus de dégradation par création de défauts de déplacement.

Nous nous sommes donc intéressé à ces quatre étapes qui conduisent à la dégradation du matériau. La thèse est organisée autour de trois chapitres qui décrivent respectivement les

processus conduisant aux atomes déplacés, aux défauts cristallins et à la dégradation du composant :

- Les déplacements atomiques : Le NIEL qui caractérise l'énergie déposée par la particule reflète-t-il réellement le nombre d'atomes déplacés? Le bien fondé d'une seule énergie seuil de déplacement est discuté. Nous avons introduit dans la méthode classique de calcul de NIEL des effets non linéaires en intégrant de récents résultats de dynamique moléculaire, qui montrent que les mouvements collectifs d'atomes influent sur le nombre de déplacements générés.
- Les défauts cristallins : Les réarrangements des atomes déplacés conduisent à la production de différents types de défaut. Le détail des différents complexes associés aux lacunes ou aux interstitiels est montré dans le cadre d'une étude bibliographique. Expérimentalement la technique DLTS (Deep Level Transient Spectroscopy) est utilisée pour l'analyse qualitative et quantitative des défauts produits dans des composants siliciums irradiés. La proportionnalité entre les taux d'introduction de défauts mesurés expérimentalement et les NIEL est analysée.
- La dégradation électrique de composants électroniques simples : La dégradation du courant de fuite de diodes silicium est analysée en prenant en compte la nature des différents défauts générés par l'irradiation. Les caractéristiques des défauts mesurées grâce à la DLTS dans la partie précédente sont utilisées pour analyser l'impact relatif de chaque défaut sur la dégradation du composant.

Dans le premier chapitre, nous proposons une nouvelle approche de calcul du NIEL. L'incorporation de résultats de dynamique moléculaire a permis la prise en compte des mouvements collectifs qui se produisent à basse énergie. Avec la méthode de calcul développée, l'interaction de la particule avec la matière ainsi que le réarrangement des paires de Frenkel, sont traitées au niveau nanométrique de la sous-cascade. Ce nouveau modèle a été validé par comparaison avec des données expérimentales mesurées après irradiation comme la concentration de défauts générés ou la dégradation des propriétés électriques.

Après s'être intéressé aux déplacements atomiques, nous tenterons de cerner de manière plus précise la nature des défauts qui en découlent. Dans un deuxième chapitre, un état des lieux des connaissances actuelles sur les défauts cristallins du silicium sera dressé. Dans cette partie La technique DLTS de caractérisation des défauts, que nous avons utilisée sera présentée. Elle nous a permis de déterminer les défauts de différente nature qui se sont créés en fonction du type d'irradiation. Plusieurs diodes ont été irradiées avec différentes particules incidentes (protons, électrons, neutrons, ions lourds) sur les gammes d'énergies du spatial (électron = 0.2 à 2MeV, protons = 5 à 150MeV). Le lien entre le dépôt d'énergie non-ionisant de la particule (NIEL) et La quantité de défauts générés est étudié. Des comparaisons seront faites entre les différentes conditions d'irradiation (type de particules, énergies, dose déposée et type de composant).

L'analyse réalisée sur nos véhicules de test, présentée au deuxième chapitre, a permis de tirer les caractéristiques des défauts générés (section efficace, énergie d'activation). Dans le

troisième chapitre, ces informations ont pu être utilisées pour modéliser la dégradation du courant de fuite dans une diode. En nous appuyant sur les équations de Shockley-Read-Hall (théorie SRH), nous avons comparé l'aptitude des défauts générés à produire des courants dits de recombinaison et/ou de génération. Une méthode d'équivalence liant la concentration des défauts et leur capacité à produire des courants de fuite a été imaginée. D'un point de vue expérimental, pour chaque diode irradiée, les courants de génération et de recombinaison ont été extraits du courant de fuite total et mis en parallèle avec la création de défaut.

# Contexte de l'étude

Les défauts présents dans les semi-conducteurs altèrent leurs propriétés électriques. Ces défauts peuvent être intrinsèques ou extrinsèques produits lors du processus de fabrication (implantation ionique) ou lors de leur fonctionnement dans un milieu radiatif agressif. Par exemple, dans le domaine nucléaire, les détecteurs semi-conducteurs sont soumis sur accélérateurs ou près des réacteurs à des contraintes radiatives très fortes. Les composants embarqués sur les satellites sont soumis quand à eux aux rayonnements de l'espace. La contrainte radiative est moins forte que dans le domaine nucléaire, mais doit cependant être prise en compte lors de l'élaboration des projets. Cet environnement agressif affecte le fonctionnement ainsi que la durée de vie des composants embarqués. C'est dans ce cadre que se positionne notre étude.

Les matériaux des composants électroniques embarqués dans les satellites sont soumis à un environnement agressif. Ils sont traversés par un flux continu de particules provenant des ceintures de radiation de la terre, du soleil ainsi que dans une moindre mesure, des autres étoiles et du reste de l'univers.

Lors d'une mission orbitale, le satellite se situe dans la magnétosphère terrestre. Celle-ci peut être vue comme une cavité naturelle dans l'espace interstellaire, au sein de laquelle la Terre est relativement bien protégée des influences extérieures (Figure 2). La magnétosphère est compressée du côté du soleil : elle s'étend de 6.5 à 15 rayons terrestres RT (1 Rayon Terrestre RT=6380 km), et s'étire du côté opposé sur plusieurs centaines de RT.

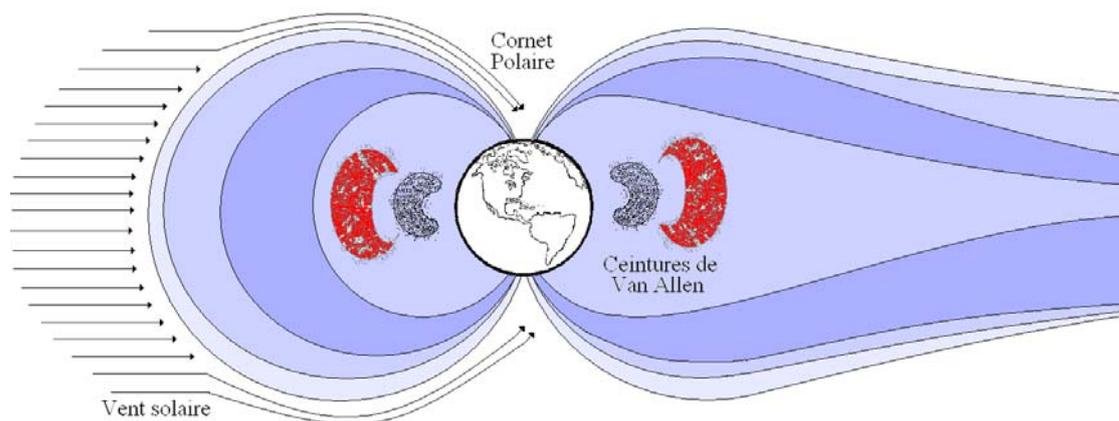


Figure 2. Projection en 2D de l'interaction entre vent solaire et le champ magnétique terrestre

Une partie des particules cosmiques est donc piégée par le champ magnétique terrestre. Les particules (protons, électrons) se répartissent dans deux régions en forme d'anneaux autour de la Terre (Figure 2). Ces zones où sont concentrés des électrons et des protons de forte énergie, ont été découvertes par le premier satellite américain, Explorer 1, lancé le 31

janvier 1958, et portent le nom du responsable du projet James Van Allen. On distingue deux ceintures. L'une dite interne, se trouve à environ 0,8 rayon terrestre au-dessus de l'équateur. La ceinture externe est principalement concentrée entre 2 et 3 rayons terrestres au-dessus de l'équateur, mais une région plus large, s'étendant de la ceinture interne jusqu'à dix rayons terrestres, contient des électrons et des protons moins énergétiques, provenant essentiellement du vent solaire. Comme le champ magnétique terrestre est décalé par rapport à l'axe de rotation de la planète, la ceinture interne se rapproche de la surface terrestre dans une zone située dans le sud de l'océan Atlantique. Au large de la côte brésilienne les flux de protons sont plus intenses. Cette anomalie dite de l'Atlantique sud, augmente le risque pour le fonctionnement des satellites.

Sur la Figure 3, les flux des particules et leur énergie sont présentées en fonction des sources de rayonnement. Hors de la magnétosphère, des particules chargées sont également présentes, provenant essentiellement des éruptions solaires.

Flux des particules ( $/(cm^2.s)$ )

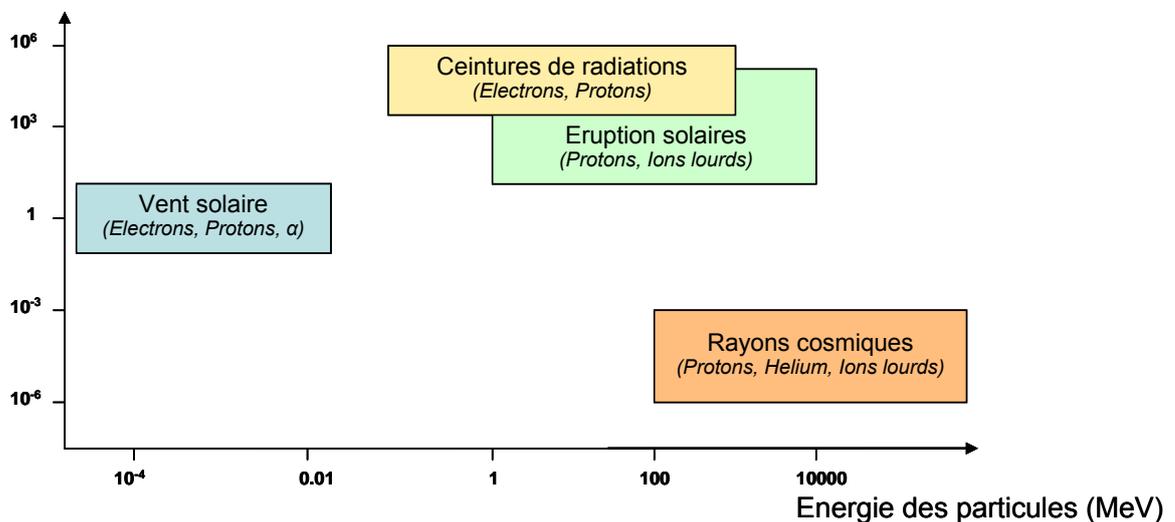


Figure 3. Principaux flux de particules rencontrés en environnement spatial.

Ces particules peuvent avoir un impact non négligeable sur les composants embarqués lorsque le satellite sort des ceintures de radiations, notamment dans le cas des orbites basses polaires, mais également pour les missions géostationnaires, moins protégées par la magnétosphère. Les éruptions solaires produisent principalement des protons, accompagnés d'ions lourds. Des fluences de l'ordre de  $10^{10}$  protons/cm<sup>2</sup> peuvent être atteintes lors d'éruptions solaires, avec des énergies de quelques centaines de MeV.

Les particules issues du vent solaire, sont principalement des électrons, et des protons de faible énergie (< quelques keV). Ces particules sont stoppées dans les premières épaisseurs de blindage du satellite. Le rayonnement cosmique est quant à lui caractérisé par de faible flux et des énergies plus importantes (>100 MeV).

Selon l'orbite du satellite, la nature ainsi que les spectres en énergie de ces particules changent. Dans le cas de notre étude, nous nous intéresserons aux dégradations générées par les électrons de quelques centaines de keV à quelques MeV et par les protons de quelques MeV à quelques centaines de MeV.

Ces particules vont pénétrer le satellite et le dégrader. Au cours de leur ralentissement, les rayonnements incidents vont transférer tout ou partie de leur énergie aux atomes des matériaux cibles et ainsi générer un désordre synonyme de dégradation. Les particules incidentes vont interagir principalement avec les électrons du milieu mais aussi avec les noyaux des atomes. Ce dernier type d'interaction produit ce que l'on appelle des déplacements atomiques. Les défauts qui en résultent modifient les propriétés optiques et électriques des matériaux dégradés. La densité de défauts ponctuels générés au cours d'une mission peut atteindre des niveaux élevés de l'ordre de grandeur des niveaux de dopage des semi-conducteurs, et peut provoquer de très fortes dégradations. Le travail proposé vise à améliorer la compréhension des dégradations provoquées par les déplacements atomiques dans les composants électroniques. Les défauts générés et les courants de fuite, mesurés sur des diodes irradiés, sont analysés. Le lien avec les modèles numériques simulant l'interaction particule matière a été également étudiée.

# Premier chapitre "Du dépôt d'énergie de la particule à l'atome déplacé"

Une particule qui traverse un matériau interagit avec les électrons et les noyaux des atomes. L'énergie qu'elle cède dans ces collisions provoque son ralentissement qui peut aller jusqu'à son implantation. Différents processus vont prendre place en fonction du type, et de l'énergie de la particule incidente. Le fonctionnement du composant électronique sera ainsi affecté, soit de façon transitoire, soit de façon permanente. On parle pour ce dernier de processus de dose cumulée.

- Les particules incidentes chargées qui pénètrent dans la matière, perdent la majeure partie de leur énergie par interaction avec les électrons du milieu. Le freinage de la particule est donc principalement provoqué par ces électrons, que l'on peut considérer comme un milieu continu. Si l'énergie transférée à l'électron cible par la particule incidente est suffisante, l'électron peut quitter le noyau auquel il est lié. Ce type d'interaction conduit à l'ionisation du milieu, par création de paires électron/trou. La perte d'énergie de la particule associée s'appelle le pouvoir d'arrêt ionisant. On peut l'exprimer en  $\text{MeV} \cdot \mu\text{m}^{-1}$  mais également en  $\text{MeV/g} \cdot \text{cm}^2$  si l'on normalise le pouvoir d'arrêt par rapport à la densité du matériau cible.

L'ionisation peut se traduire par différents effets. Dans un isolant les charges piégées s'accumulent. On parle de dose ionisante totale (TID). Elle est provoquée par toutes les particules chargées de l'environnement spatial ainsi que par les photons X ou gamma. Les composants sont très sensibles à la dose ionisante qui peut fortement altérer leur fonctionnement et perturber la mission. Cette dose s'exprime généralement en Gray ( $1\text{Gy} = 100\text{rad} = 1\text{ J/kg}$ ).

Pour les particules lourdes, comme les protons ou les ions lourds, l'ionisation est localisée le long de la trajectoire de la particule (trace). Ces charges peuvent être collectées dans les zones où règne un champ électrique et produire des transitoires qui vont perturber le fonctionnement du composant. Ce fort niveau d'ionisation peut provoquer consécutivement au passage d'une particule unique dans les zones sensibles du composant, des défaillances temporaires ou définitives. On parle d'événements singuliers (SEE).

- Les particules incidentes vont également interagir avec les noyaux des atomes, ce qui génère des défauts dans le cristal. Ces défauts, dont les effets s'accumulent, vont modifier les propriétés électriques des composants. On parle de dose de dommage (DDD : Displacement Damage Dose). C'est à ce type d'interaction, qu'est consacré ce travail de thèse.

# I. Les interactions nucléaires (NIEL, dose de déplacement DDD)

## I.1. Les différents mécanismes d'interaction de la particule avec les noyaux.

Une particule qui pénètre dans un matériau va entrer en collision avec les noyaux des atomes. Bien que la plus large partie de son énergie soit perdue par ionisation, une partie non négligeable de l'énergie sera perdue par des événements non ionisants sous forme de déplacements atomiques. Le résultat d'un déplacement atomique est la formation d'une lacune et d'un interstitiel. Une lacune est l'absence d'atome sur un noeud du réseau. L'atome percuté migre vers une position intermédiaire et est appelé interstitiel. La combinaison d'une lacune et d'un interstitiel adjacent forme une paire de Frenkel. Trois types d'interactions peuvent se produire et provoquer des déplacements atomiques.

- La diffusion coulombienne:

Elle se produit quand la particule incidente chargée réagit avec la charge positive du noyau. La particule est déviée par la force coulombienne qui s'exerce entre les deux charges. Les noyaux de reculs produiront une cascade de chocs et produiront un ensemble de déplacements atomiques.

- La diffusion élastique nucléaire:

La particule a suffisamment d'énergie pour franchir la barrière de potentiel coulombienne et ainsi entrer en collision de manière élastique avec le noyau. Ce type d'interaction se produit pour les particules lourdes, assez énergétiques. Elle peut être prise en compte pour les protons de plus de dix MeV. Mais en règle générale on peut la négliger car elle ne vient qu'en correction de l'interaction coulombienne.

- L'interaction inélastique nucléaire:

Les particules lourdes de fortes énergies, comme les protons de plusieurs dizaines de MeV ou les ions lourds de plusieurs centaines de MeV, pourront provoquer des réactions nucléaires. La particule incidente absorbée par le noyau cible déstabilise ce dernier qui éclatera, sous l'action des forces nucléaires, en plusieurs fragments. Les noyaux de recul ainsi formés vont provoquer à leur tour d'autres interactions nucléaires et générer une cascade de déplacements atomiques.

## Type d'interaction

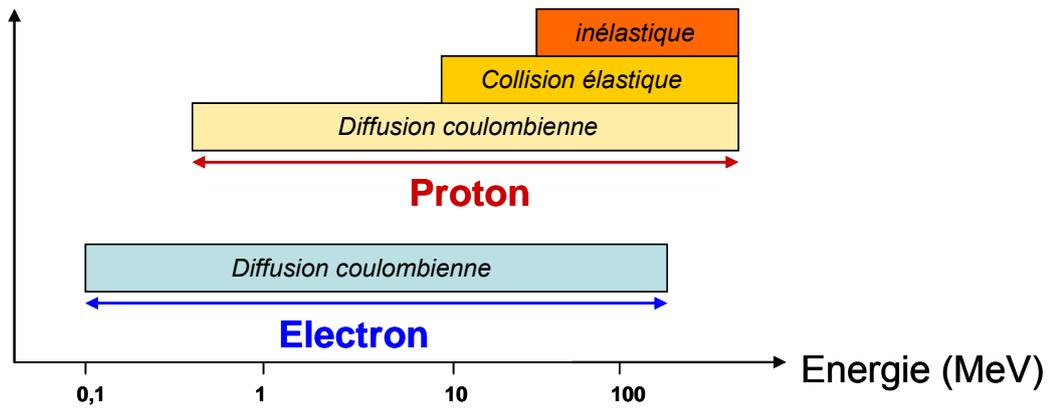


Figure 4. Dans le domaine d'énergie auquel nous nous intéressons pour la production de défauts, sont spécifiés les différents processus qui participeront au phénomène. Pour les électrons nous avons la diffusion coulombienne seule. Pour les protons la diffusion coulombienne, la diffusion nucléaire et les réactions nucléaires sont à prendre en compte.

En fonction de sa nature, et de son énergie, le mécanisme principal d'interaction responsable de la création de déplacements atomiques peut varier. La Figure 4, montre les gammes d'énergie où les différents processus de création de défauts doivent être pris en compte. Par exemple, dans le cas des électrons sur la gamme d'énergie qui nous concerne (< 100MeV) seule l'interaction coulombienne produira des déplacements atomiques. Pour les protons, à forte énergie les réactions nucléaires élastiques et inélastiques ne sont plus négligeables par rapport aux interactions coulombiennes.

## 1.2. Description schématique du processus de cascade

Le processus physique global, qui permet la création de défauts stables depuis le passage de la particule, peut être décomposé en trois étapes décrites dans la suite et schématisées sur la Figure 5 :

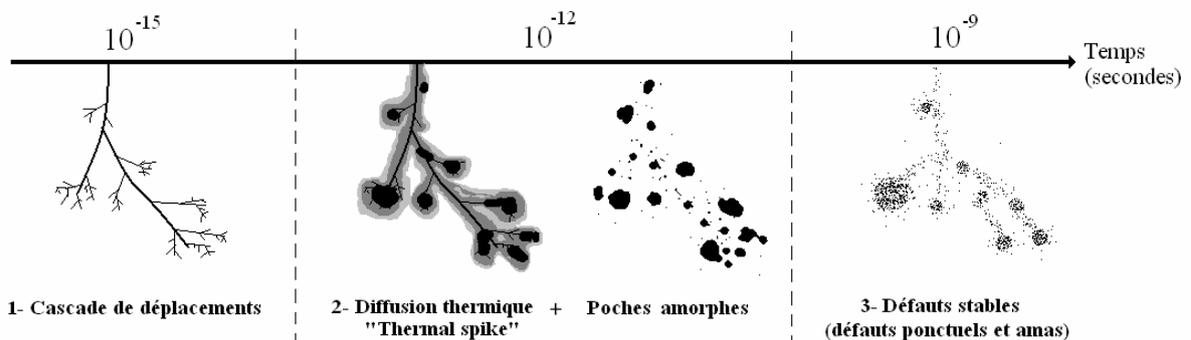


Figure 5. Description schématisée de la formation des défauts stables pour une particule qui s'implante.

## 1- La cascade de déplacements (cascade d'interactions primaires)

Les atomes déplacés directement par la particule incidente sont communément désigné par l'acronyme PKA qui signifie en anglais « Primary Knock on Atoms ». Si leur énergie de recul est assez importante, ces PKAs peuvent à leur tour provoquer des collisions avec d'autres noyaux. On a ainsi création d'une cascade d'interactions, qui se traduit par la formation d'un ensemble d'atomes déplacés dans des zones cristallines plus ou moins désordonnées.

La quantité d'énergie transmise par la particule incidente au matériau qui conduit à la production de déplacements atomiques est appelée le pouvoir d'arrêt non ionisant (NIEL : Non Ionizing Energy Loss). Il est communément admis qu'un atome ayant subi une interaction, est déplacé définitivement si il reçoit une quantité d'énergie supérieure à un seuil ( $T_d$ ). L'estimation classique de la quantité de déplacements atomiques est donc étroitement liée à cette énergie seuil de déplacement  $T_d$ .

Si les PKAs produits par les particules incidentes ont de faibles énergies, les cascades de chocs ne peuvent se développer et seuls quelques défauts isolés sont créés. Typiquement, pour des protons incidents de moins de 1 MeV ou des électrons de quelques MeV, il n'apparaît que quelques paires de Frenkel isolées. Pour des particules plus lourdes ou plus énergétiques, le désordre dans le réseau atomique peut être plus important. Des amas d'atomes déplacés peuvent être produits.

Pour la génération de défauts on ne comptabilise que les interactions ayant produits un transfert d'énergie supérieur au seuil. Il se produit toutefois un très grand nombre d'interaction en dessous de ce seuil. Elles sont négligées dans la conception classique de la cascade. Nous verrons que leur prise en compte peut modifier grandement l'estimation de la quantité de déplacements atomiques.

## 2- Le pic thermique « thermal spike » (formation de poches amorphes)

Consécutivement à la cascade initiale et sur une échelle de temps très courte du même ordre que celle de la cascade de déplacements ( $10^{-15}$  secondes), le passage de la particule se manifeste par une augmentation locale de la température autour de la trace. On parle généralement de pic de chaleur « thermal spike » pour définir cette phase où l'énergie accumulée est dissipée par vibrations des atomes [Cro09]. Au cours de cette phase, le PKA peut céder son énergie à la totalité des atomes d'un petit élément de volume. Localement la densité d'énergie déposée peut être très importante. La température de fusion du matériau peut être atteinte, ce qui entraîne la création de poches amorphes. Rapidement, entre  $10^{-15}$  et  $10^{-12}$  secondes, ces dernières vont recristalliser.

Dans le silicium, ces poches amorphes ont été décrites par Santos et al. [San06], [San07] et Hobbler & al [Hob03][Ott03]. Aux vues de leurs conclusions, la compétition entre la dissipation d'énergie autour de la cascade (amorphisation du matériau) et à la recristallisation du matériau pilote, dans ces poches amorphes, le processus de création de déplacements atomiques.

Expérimentalement ces poches amorphes semblent avoir été observées, après de fortes irradiations [Don06]. L'accumulation de défauts dans ces zones par un phénomène de coalescence, semble les faire croître jusqu'à des tailles observables en microscopie électronique [Ott07], [Foi07].

### 3- La création de défauts stables

Dans les instants qui suivent la dissipation de l'énergie décrite par le "pic thermique" et la création de poches amorphes ( $t = 10^{-13}$ - $10^{-12}$  secondes), le réseau atomique se réarrange pour minimiser son énergie potentielle et ainsi atténuer le désordre cristallin généré par la particule incidente. Les lacunes et les interstitiels produits à l'issue des deux phases précédentes vont par effet thermique diffuser dans le réseau atomique jusqu'à rencontrer une autre entité qui la stabilise. Ces entités sont les lacunes, les interstitiels, les dopants, les impuretés comme le carbone ou l'oxygène introduit lors des procédés de fabrication. On a par exemple, formation de complexes tels que le centre A, qui est une lacune-oxygène, le centre E qui est une bilacune. D'autres complexes peuvent se former. Nous présenterons un inventaire plus complet dans la deuxième partie du manuscrit.

Les défauts qui se formeront au final dépendront de la topologie du désordre créé à l'issue de la phase de cascade et des processus de guérison. Dans les amas de paire de Frenkel, le taux de guérison sera plus important du à la forte densité des atomes déplacés. Au final on peut trouver des zones de plus fortes densités de défauts stables. On parle d'amas de défauts (cluster). Ce terme d'amas apparaît dans la littérature à différentes époques et peut décrire des objets de nature différente. Il faut différencier notamment les clusters décrits par G. de Lafond [Laf69], des poches amorphes relevées en dynamique moléculaire par Santos et al. [San06], [Nor98], [Foi07]. Les amas décrits en dynamique moléculaire représente des poches de forts désordre avant réarrangement durant la phase du thermal spike, alors que G. de Lafond parle d'amas de défauts stables après relaxation du réseau cristallin.

Un des premiers à avoir décrit les amas de défauts est Gervais de Lafond [Laf69]. Il utilisait la longueur de parcours de l'ion de recul pour définir la taille de l'amas (cluster). La dénomination de cluster était attribuée à la zone de désordre d'une taille supérieure à 30 Å et possédant une densité de défauts supérieure à 10% du dopage du semi-conducteur, produite par une cascade de déplacement. Dans le silicium, un PKA de 800 eV aura un parcours proche de 30 Å. Par conséquent selon cette définition, seul les PKAs d'énergie supérieure à 800eV seront capables de créer des clusters dans le silicium. D'autres auteurs ont tenté d'estimer l'énergie seuil de formation d'un cluster expérimentalement [Wod81] ou par méthode de Monté Carlo [Dal94]. En général, les auteurs admettent que seuls les PKAs de plus de 1 keV sont capables de produire des amas. Certains auteurs ont tenté, par simulation en dynamique moléculaire de définir ces seuils. Nordlund [Nor98] propose une énergie de PKA comprise entre 400 eV et 1 keV. A 400 eV, ces clusters sont composés d'une dizaine de défauts stables. La suite du document est centrée sur la notion de poches amorphes telles que décrites par Santos et al. [San06, San07] dans leurs simulations DM.

### I.3. Conclusion

Pour résumer, la formation de défauts stables est la conséquence d'une succession de trois étapes. La particule provoque d'abord le déplacement des atomes en cascade. Dans le même temps, l'énergie transférée au réseau se dissipe. On a création de poches amorphes qui recristallisent et conduisent aux défauts stables après la dernière phase de relaxation. Dans la suite nous allons présenter les méthodes utilisées pour l'estimation de la quantité d'atomes déplacés avec les approximations qui leurs sont associées. Traditionnellement l'évaluation de la quantité de déplacements produits par une irradiation est faite dans le

cadre de l'approximation des collisions binaires. C'est l'approximation la plus simple sur laquelle repose tous les outils basés sur la méthode de Monte Carlo (TRIM, MARLOWE, GEANT4). L'inconvénient est que cette approximation est très simplifiée et qu'elle néglige tout phénomène de synergies entre atomes déplacés. De fait, les deux dernières phases du Thermal spike et de la relaxation sont négligées. Le nombre d'atome final est déduit uniquement de la cascade de déplacement initiale (étape 1). Récemment des simulations en dynamiques moléculaires ont montré toute l'importance des deux dernières phases sur la précision du calcul d'estimation de la quantité de défauts [San06], [San 07], [Nor98]. Santos et al [San06] ont notamment montré que les phénomènes non linéaires qui prennent place durant la phase du thermal spike peuvent avoir une importance capitale sur le nombre de défauts final générés. Nous présentons dans la partie suivante les deux méthodes de calcul ainsi qu'un calcul hybride qui introduit dans l'approximation BCA une phase de réarrangement déduite de la dynamique moléculaire. Ceci permet de corriger l'estimation de la quantité de déplacements. Nous montrons comment la prise en compte des effets collectifs dans l'approximation BCA améliore la prédiction. Nous terminerons cette partie par une validation des nouveaux modèles de calcul de NIEL par comparaison à l'expérience.

## II. La simulation numérique du nombre d'atomes déplacés

Les deux principales méthodes, utilisées pour prédire les interactions entre une particule incidente et un réseau atomique sont :

- L'approximation des collisions binaires (BCA pour "Binary Collision Approximation") utilisée dans les codes de Monte-Carlo (TRIM, MARLOWE, GEANT4).
- La dynamique moléculaire DM qui décrit les phénomènes physiques de transfert d'énergie par la particule pour un système entier. L'équation de Schrödinger est résolue pour l'ensemble des atomes du système.

### II.1. La méthode BCA

#### ➤ Description

La méthode BCA fait l'hypothèse d'une succession de collisions indépendantes entre la particule incidente et les atomes cibles. Dans le cadre de son application dans un code de Monte Carlo, l'intégrale classique de diffusion est résolue par intégration numérique pour chaque collision. Le paramètre d'impact (utilisé dans l'intégrale de diffusion) est déterminé par distribution stochastique.

Un déplacement est créé quand un atome cible reçoit une quantité d'énergie supérieure à une valeur seuil appelée énergie seuil de déplacement ( $T_d$ ). Lorsque toute l'énergie de la particule incidente s'est dissipée dans le réseau atomique, on obtient le nombre final de d'atomes déplacés. L'approximation BCA traite donc le dommage en termes de paires de Frenkel (FPs) créées.

Le transfert d'énergie entre la particule et la cible s'effectue selon une approche classique. Les mouvements collectifs sont négligés, ce qui ne reflète pas la réalité. Les atomes étant, liés entre eux, le déplacement de l'un influe sur le potentiel d'interaction de ses proches voisins. La méthode BCA traite donc des collisions uniquement de façon binaire. Les phénomènes thermodynamiques tels que le pic de chaleur (Thermal Spike), les changements de phases et la production de défauts complexes ne sont pas pris en compte.

Dans le cadre de l'hypothèse BCA on peut calculer la quantité de déplacements  $n(E)$  produits par un PKA d'énergie totale  $E$ . Comme l'ont montré Kinchin & Pease [Kin55] ce nombre est proportionnel à l'énergie du PKA. Il faut pour cela résoudre l'équation différentielle satisfaite par  $n(E)$ , le nombre total d'atomes déplacés au cours de la cascade d'interaction initiée par un PKA d'énergie totale  $E$ . Ici  $E$  représente l'énergie en excès par rapport à l'énergie de recul ( $E=T_r-T_d$ ). La quantité  $n(E)$  inclue les déplacements produits par le PKA ainsi que tous les autres ions de recul secondaires générés au cours de la cascade. Sa valeur minimale est donc égale à 1. Tenant compte de ces hypothèses, on sait qu'après un premier choc, le PKA a une égale probabilité de se trouver dans l'intervalle  $[0, E]$  à  $dE$  près. Cette probabilité est :  $dE/E$ . Dans le cas où l'énergie transférée au noyau de recul secondaire est  $E'+T_d$ , l'énergie résiduelle du PKA est  $E''=E-(E'+T_d)$ . Le nombre total de déplacement  $n(E)$  produit par un PKA d'énergie  $E$  est égal à la somme des déplacements produits par le noyau de recul secondaire  $n(E')$  et des déplacements produits par le PKA  $n(E''=E-(E'+T_d))$ . En intégrant sur toutes les énergies possibles que l'on peut transférer à un noyau de recul lors d'une interaction, le nombre de déplacements moyen devient :

$$n(E) = \int_0^E n(E') \frac{dE'}{E} + \int_0^{E-T_d} n(E'') \frac{d(E'')}{E} \quad \text{Équation 1}$$

En multipliant par  $E$  et en différentiant par rapport à  $E$  on obtient l'équation différentielle suivante :

$$\frac{dn}{dE}(E) = \frac{n(E-T_d)}{E} \quad \text{Équation 2}$$

Comme nous l'avons expliqué :

$$n(E) = 1 \quad \text{pour} \quad 0 \leq E \leq T_d \quad \text{Équation 3}$$

En introduisant ce terme dans l'équation différentielle nous trouvons la solution suivante :

$$n(E) = 1 + \ln\left(\frac{E}{T_d}\right) \quad \text{pour} \quad T_d \leq E \leq 2T_d \quad \text{Équation 4}$$

En intégrant l'équation différentielle pas à pas, nous obtenons pour le nombre de déplacements la fonction suivante pour  $E \geq 5T_d$  :

$$n(E) = 0.561 \left(1 + \frac{E}{T_d}\right) \quad \text{pour} \quad E \geq 5T_d \quad \text{Équation 5}$$

Cette équation devient pour l'énergie de recul  $T_r$  :

$$n(T_r) = 0.561 \frac{T_r}{T_d} \quad \text{pour } T_r \geq 4T_d \quad \text{Équation 6}$$

Des calculs analogues conduisent à un nombre de déplacements voisin de  $\frac{1}{2}$  fois le ratio  $T_r/T_d$  (0.561 pour Seitz [Sei56]), ce qui permet d'évaluer le nombre moyen de déplacements générés par une irradiation. Cependant ces modèles, très simplifiés, ne représentent qu'approximativement la réalité physique. A haute énergie la fonction linéaire, qui relie le nombre de déplacements à  $T_r$  ( $\frac{1}{2} T_r/T_d$ ), est incorrecte car la part d'ionisation augmente au détriment des chocs balistiques et de la création de défauts.

On peut démontrer que la quantité de déplacements générés par une particule incidente d'énergie n'est pas proportionnelle à  $E$  mais à l'énergie cédée par la particule incidente aux atomes de la cible par interaction nucléaire ( $E_v$ ) [Lin66]. Le modèle le plus répandue est le modèle modifié de Kinchin Pease utilisé dans le code SRIM [Sig69], [Nor74], [Zie85]:

$$n = \frac{kE_v}{2T_d} \quad \text{Équation 7}$$

Avec  $n$ , nombre de défauts générés par la particule,  $T_d$  est l'énergie seuil de déplacement (21eV dans le silicium).  $k$  est pris égal à 0,8 .  $E_v$  est l'énergie transférée aux noyaux du matériau cible. Elle correspond à l'énergie du PKA, qui part en collision nucléaire. Cette énergie  $E_v$  est déterminée grâce à la fonction de partition de Lindhard. Nous avons utilisé dans nos calculs la version corrigée de cette fonction donnée par Robinson [Rob72].

### ➤ Energie seuil de déplacement

Le calcul BCA suppose qu'un déplacement atomique ne peut se produire que si l'énergie transférée au noyau cible est supérieure à un seuil  $T_d$ . Ce paramètre que l'on appelle l'énergie seuil de déplacement n'est pas clairement défini car il est très difficile à mesurer. En fait c'est l'énergie que l'on doit fournir à un atome du réseau cristallin pour produire un "défaut stable". Tout le problème réside dans la nature de ce "défaut stable". En effet on ne comptabilise un défaut stable qu'après que tous les processus de réarrangement et de relaxation du réseau se soient produits, de manière à ce qu'il existe un désordre rémanent dans le réseau capable de produire un effet. L'énergie seuil de déplacement est donc un paramètre du calcul qui prend en compte la physique de la collision mais également les processus de "guérison" post irradiation. Traditionnellement la valeur de  $T_d$  est déduite expérimentalement de mesures de dégradations que l'on suppose être proportionnelle à la quantité de défauts générés. Sa mesure est donc très indirecte. Bien entendu les processus de réarrangement vont dépendre de la température, du degré de pureté du matériau, de la diversité des impuretés ou du dopage etc...

Comme dans le silicium, les défauts sont mobiles sous l'effet de la température ou d'un champ électrique, viendront se rajouter des incertitudes sur la détermination de la valeur de ce paramètre [Mil94].

Ce qui est évident c'est que  $T_d$  est liée à l'énergie de liaison des atomes dans le réseau cristallin, mais la encore la relation n'est pas évidente à démontrer. D'un point de vue numérique, certains auteurs [Eck91] prétendent que  $T_d$  doit être égal à l'énergie de formation d'une lacune alors que dans les codes MARLOWE [Rob74] et TRIM [Zie85] sa valeur est prise égale à zéro. D'autres auteurs comme Corbett et Bourgoin [Cor65] ont mis en évidence l'existence d'une relation entre  $T_d$  et l'inverse du paramètre de maille cristalline.

En conclusion, l'énergie seuil de déplacement apparaît comme un paramètre macroscopique qui intègre tous les processus physiques décrits précédemment (I.2). Ce seul paramètre peut difficilement rendre compte de processus complexes mettant en jeu des effets de synergie entre plusieurs atomes. Dans le cadre des hypothèses BCA, la valeur de 21eV, déterminé empiriquement est généralement utilisée pour le silicium.

- L'énergie non ionisante des ions de recul (PKA): La fonction de partition de Lindhard

La fonction de partition de Lindhard donne pour un PKA d'énergie  $T_r$ , la quantité d'énergie qu'il aura cédé par interaction nucléaire ( $E_v$ ). Le calcul de cette fonction intègre la contribution de tous les secondaires produits. Il faut également prendre en compte la part d'énergie qui est cédée par ionisation. Lindhard [Lin66] montre que le principe de conservation de l'énergie conduit à l'équation intégrale différentielle suivante [Lin66] :

$$S_e \cdot \frac{dE_v}{dE}(T_r) = \int d\sigma_n(T_r, T_n) \cdot \{E_v(T_r - T_n - T_d) + E_v(T_n) - E_v(T_r)\} \quad \text{Équation 8}$$

où  $E_v(T_r)$  est la fonction de Lindhard pour un PKA d'énergie  $T_r$ ,  $S_e$  est le pouvoir d'arrêt électronique du PKA dans le matériaux cible,  $d\sigma_n(T_r, T_n)$  est la section efficace d'interaction coulombienne PKA/noyaux avec  $T_n$  qui est l'énergie transférée aux noyaux de recul secondaires.

Ce calcul est basé sur les hypothèses suivantes :

- La séparation des interactions nucléaires et électroniques,
- Le transfert d'énergie aux électrons est petit par rapport à l'énergie  $E$  de la particule incidente
- Les électrons secondaires ne produisent pas de déplacement.

Robinson [Rob72] propose pour la solution à cette équation la formule analytique suivante:

$$E_v(T_r) = \frac{1}{1 + F_T(3.4008 \cdot \varepsilon^{1/6} + 0.40244 \cdot \varepsilon^{3/4} + \varepsilon)} \quad \text{Équation 9}$$

-  $T_r$  est l'énergie de recul du noyau.  $F_t = T_r/E_T$  tel que

$$F_T = \frac{0.0793 \cdot Z_R^{3/2} \cdot Z_T^{1/2} \cdot (A_R + A_T)^{3/2}}{(Z_R^{2/3} + Z_T^{2/3})^{3/4} \cdot A_R^{3/2} \cdot A_T^{1/2}} \quad \text{Équation 10}$$

$$E_T = 30.724 \cdot Z_R \cdot Z_T \cdot \sqrt{Z_R^{2/3} + Z_T^{2/3}} \cdot \frac{A_R + A_T}{A_T} \quad \text{Équation 11}$$

Comme on peut le voir sur la figure suivante la part d'ionisation augmentant avec l'énergie du PKA. Les fonctions s'infléchissent quand l'énergie de la particule augmente.

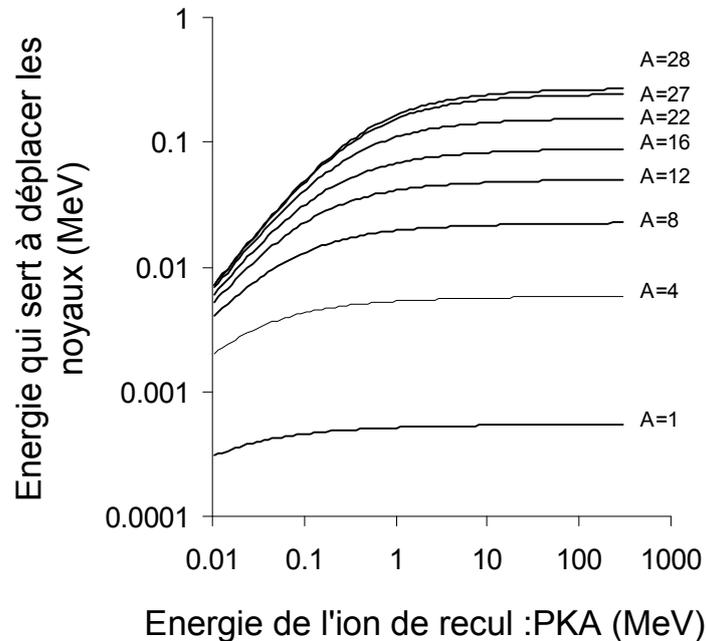


Fig. 6. Fonctions de partition de Lindhard qui donnent la part de l'énergie du projectile qui produit des déplacements pour plusieurs matériaux cible: de l'hydrogène (numéro atomique A=1) au silicium (A=28).

➤ Le calcul de l'énergie non ionisante d'une particule (NIEL)

Par définition le NIEL est la quantité d'énergie cédée par interactions nucléaires qui donne des déplacements atomiques. Si l'on suppose qu'au dessus de  $T_d$  toutes les interactions vont produire des déplacements alors le NIEL peut s'exprimer de la façon suivante :

$$NIEL = \left( \frac{dE}{dx} \right)_{\text{déplacement}} = \eta \cdot \int_{T_d}^{T_{r,\max}} \frac{d\sigma}{dT_r}(T_r) \cdot E_v(T_r) \cdot dT_r \quad \text{Équation 12}$$

Où  $E_v(T_r)$  est la fonction de partition de Lindhard et  $\eta$  la densité atomique de la cible,  $T_d$  est l'énergie seuil de déplacement. L'hypothèse d'un seuil de déplacement  $T_d$  sur laquelle est basée l'approximation BCA, conduit à la relation de proportionnalité entre l'énergie déposée et le nombre de déplacements atomiques (équation 7). Le nombre de déplacements atomiques créés sur tout le parcours d'une particule se déduit donc de la formule précédente de la façon suivante :

$$N = \frac{k}{2 \cdot T_d} \eta \cdot \int_{T_d}^{T_{r\max}} \frac{d\sigma}{dT_r}(T_r) \cdot E_v(T_r) \cdot dT_r \quad \text{Équation 13}$$

$k$  et  $T_d$  garde la même définition que précédemment dans l'équation 7.

*Comme on vient de le voir, l'hypothèse BCA conduit à la linéarité entre l'énergie déposée et le nombre de déplacements produits. Ces résultats très simples sont contredits par des simulations en dynamique moléculaire qui montrent notamment que des déplacements peuvent se produire même à des énergies inférieures au seuil théorique de l'approximation BCA. C'est ce que nous présentons dans la suite.*

## II.2. La dynamique moléculaire (DM)

Contrairement à l'approximation BCA où le matériau est simplement défini par la nature et la densité des atomes qui le composent, les simulations en dynamique moléculaire s'appuient sur une définition précise du réseau cristallin. La position, les liaisons entre chaque atome sont parfaitement définies. Le principe de la simulation repose sur la résolution numérique des équations de la dynamique pour le système entier. Après irradiation toute perturbation stable du réseau par rapport à la structure de départ est accessible. Ce qui permet de connaître la nature et la quantité de chaque type de défauts.

Cette méthode de simulation, plus précise que l'approximation des collisions binaires (BCA), permet de prendre en compte les phénomènes de réarrangement. De nombreuses équipes réalisent de telles simulations et certaines de leurs conclusions peuvent être comparées aux résultats d'un simple calcul dans l'approximation BCA [San06]. Il est clairement établi que lors du ralentissement d'une particule lourde incidente, des processus particuliers, qui ne sont pas pris en compte dans l'approximation BCA se produisent [Win70], [Tho78], [San06], [San 07], [Nor98].

Santos et al. [San07] ont étudié, par simulation en dynamique moléculaire, les interactions à faible transfert d'énergie dans le silicium, en dessous du seuil traditionnel de création de défaut  $T_d$  (21eV), et ce jusqu'à 1eV. La partie gauche de la Figure 7 schématise leur démarche. Ils simulent un réseau cristallin de silicium. A l'intérieur de ce dernier, ils donnent aux atomes d'une sphère une certaine quantité d'énergie cinétique et une direction aléatoire. Ces atomes ayant reçus une certaine énergie cinétique sont appelés « Initial Moving Atoms ». Nous les désignerons par l'acronyme IMA. Puis, il laisse le système évoluer pour in fine, dénombrer le nombre d'atomes déplacés. Ces atomes sont désignés par l'acronyme DA (Displaced Atoms). Trois exemples de ces simulations sont montrés sur la Figure 7. En faisant varier la densité d'énergie (1 eV/atome, 2 eV/atome et 5 eV/atome) dans des poches amorphes de différentes tailles (5000 atomes, 2500 atomes et 1000 atomes), on constate qu'il n'y a pas de relation linéaire entre le nombre final de défauts et le nombre d'atomes déplacés initialement (IMA). En fonction des conditions initiales, le nombre de DA est soit plus important, soit plus petit que le nombre d'IMA (partie gauche de la Figure 7). Sur la partie de droite de la Figure 7 est regroupé l'ensemble des résultats obtenus sur une plus large gamme de densités et de tailles de poche. La courbe rouge correspond aux cas où le nombre de DA est égal au nombre d'IMA.

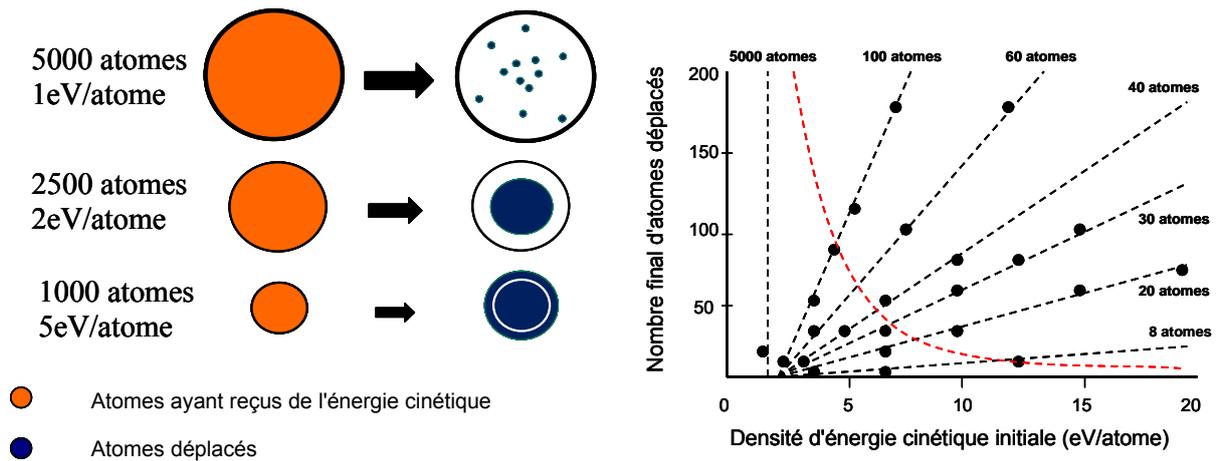


Figure 7. A gauche, Le principe des simulations de dynamiques moléculaires réalisées par Santos et al. [San06, San07] est schématisé. On voit les configurations atomiques finales (disques bleus) de trois simulations DM avec différentes conditions initiales. Ils ont fait varier la taille des zones de désordre, c'est-à-dire (le nombre d'atome de la poche (disques orange) ainsi que la densité d'énergie par atome: 5000 atomes (1eV/atome), 2500 (2eV/atome), 1000 (5eV/atome). A droite, les résultats obtenus avec ces simulations sont regroupés [San07]. Le nombre final d'atomes déplacés est tracé en fonction de la densité d'énergie déposée (points noirs). La courbe rouge correspond aux cas où le nombre de DA est égal au nombre d'IMA.

On note que pour un nombre d'IMA donné, le nombre de DA est linéaire avec la densité d'énergie déposée initiale. Il n'y a pas de déplacements pour des énergies inférieures à 1 eV/atome. Au dessus de 1eV/atome déposé, on atteint la température de fusion du silicium, ce qui semble nécessaire à la production de défaut [San07bis], [Ott03] :

Sur les 1eV, 0.3eV sont utilisés pour arriver à la fusion, les 0.7eV restant pour le changement de phase du cristal au liquide.

Comme ce processus de fusion est nécessaire à la création de défauts et qu'il n'est pas instantané, l'amorphisation d'une région nécessite que l'énergie soit maintenue suffisamment longtemps dans la poche de désordre. Entre-temps le processus de fusion peut s'être terminé avant que l'énergie ne se soit dissipée vers les atomes voisins. On assiste donc à une compétition entre ces processus de fusion et de diffusion :

Soit, le processus de fusion ne peut pas s'établir, la diffusion étant trop rapide, et le nombre d'atome déplacé se réduit aux atomes du cœur de la poche amorphe (IMA > DA). Soit la diffusion est plus lente, la température se maintient au cœur de la cascade, le processus de fusion peut entrer en jeu pour créer une zone de désordre s'étendant aux plus proches voisins (DA > IMA). Cette limite est représentée par la courbe rouge sur la Figure 7 de droite. Le matériau se recristallise dans la configuration de plus basse énergie qui comporte une certaine quantité de défauts stables. Pendant la phase amorphe, le mouvement collectif entre les atomes voisins a donc rendu possible le déplacement d'atomes à des énergies inférieures au seuil traditionnel  $T_d$  (21eV) de l'approximation BCA. Par exemple, si un groupe de 8 atomes voisins, ayant reçu chacun 12 eV, est produit, 8 atomes seront au final déplacés (Figure 7, droite).

Ces résultats sont en contradiction avec les hypothèses BCA qui interdisent tout déplacements, si un minimum de 21 eV n'a pas été transféré à un atome de silicium. D'autres auteurs ont réalisés des simulations DM analogues, que l'on peut mettre en perspective avec les travaux de Santos et al. [San06, San07]. Par exemple, Hobbler [Hob03]

estime à 2,5 eV par atome, la limite pour avoir  $DA > IMA$ . Santos [San06] conclut quand à lui que cette limite dépend de la taille de la poche amorphe (courbe rouge de la Figure 7 de droite).

Beck [Bec07] quand à lui, estime, à l'instar de Santos et al., que la formation de poches amorphes est contrôlée par la relaxation et la recristallisation d'une région locale fondue. Il montre également que l'échelle de temps de ces phénomènes est du même ordre de grandeur que celle de la propagation des phonons et de la relaxation structurale, c'est à dire la picoseconde.

*En résumé, plusieurs choses sont à retenir de ces simulations. Des déplacements d'atomes se produisent même à des énergies inférieures au seuil BCA  $T_d$ . Sous certaines conditions, le mouvement collectif des atomes, et pas seulement les processus balistiques, peuvent générer des déplacements. L'énergie transférée en dessous de  $T_d$ , n'est pas entièrement perdue en phonons. Des groupes d'atomes ayant accumulés de faibles énergies, peuvent participer à la production de défauts. Nous nous proposons dans la suite d'intégrer les résultats de ces simulations dans un calcul de NIEL. Ce calcul hybride (BCA/DM) couplant les simulations BCA avec un modèle DM nous conduiront à définir ce que l'on appellera le NIEL "effectif".*

### III. L'amélioration du calcul de NIEL

Dans l'hypothèse BCA il y a proportionnalité entre le nombre de déplacements et l'énergie cédée au matériau. La dynamique moléculaire montre que la relation entre ces deux grandeurs n'est pas linéaire. Dans certains cas l'estimation du nombre de déplacements peut être très différent d'une approximation à l'autre. Quel impact peut avoir l'introduction de ces nouveaux phénomènes sur le calcul de NIEL ? Cela pourrait-il contribuer à expliquer certains écarts de linéarité dans les lois de dégradation dans les composants ? C'est à ces questions que nous allons tenter de répondre dans cette partie.

Nous présentons l'intégration d'un modèle issu de la DM dans un calcul classique de NIEL [Ing10]. La guérison des paires de Frenkel a été également prise en compte par un modèle de recombinaison. De nouvelles courbes de NIEL ont été obtenues et validées par comparaison à l'expérience.

#### III.1. Le modèle de DM

Si l'on reprend les travaux de Santos et al. [San06, San07] présentés précédemment, on constate que le nombre final d'atomes déplacés dépend de la densité d'énergie déposée dans les poches amorphes. Pour améliorer le calcul de NIEL nous devons introduire cette loi dépendante de la densité dans le calcul classique. Nous avons tiré une formule analytique du travail de Santos [San06, San07], qui donne pour une densité d'énergie déposée ainsi que le nombre d'IMA, le nombre de défauts final (DA). L'équation 14 donne ainsi le nombre final d'atomes déplacés en fonction de la densité locale d'énergie déposée et du nombre initial ayant reçu une énergie cinétique dans la cascade (IMA). On peut voir sur la Figure 8 que les droites (traits pleins), déduites de l'équation 14, corrént parfaitement les données de

Santos (points noirs). Nous appellerons cette fonction notre « modèle de dynamique moléculaire » :

$$N_{MD}(N_{KP}, E_v) = \left( a \cdot \frac{E_v}{N_{KP}} + b \right)^u \quad \text{Équation 14}$$

$$\begin{cases} a = 0.0706 \cdot N_{KP}(Q)^{1.3292} \\ b = -\frac{N_{KP}(Q)}{2} \end{cases} \quad u = \frac{1.25}{\left[ 1 + e^{\left( \frac{E_v - 1}{10^6} \right)} \right]} + \frac{0.09216}{\left[ 1 + e^{\left( \frac{E_v - 4000}{1500} \right)} \right]}$$

$N_{DM}$  représente le nombre final d'atomes déplacés. Ici  $N_{KP}$  sera le nombre d'atomes déplacés initialement (IMA) car nous les calculerons de manière classique à l'aide du modèle de Kinchin Pease (BCA). Le modèle dépend aussi de l'énergie  $E_u$  donnée aux  $N_{KP}$  atomes. Comme on peut le voir sur la formule  $a$ ,  $b$  et  $u$  dépendent également directement de la densité d'énergie déposée  $E_u/N_{KP}$ .

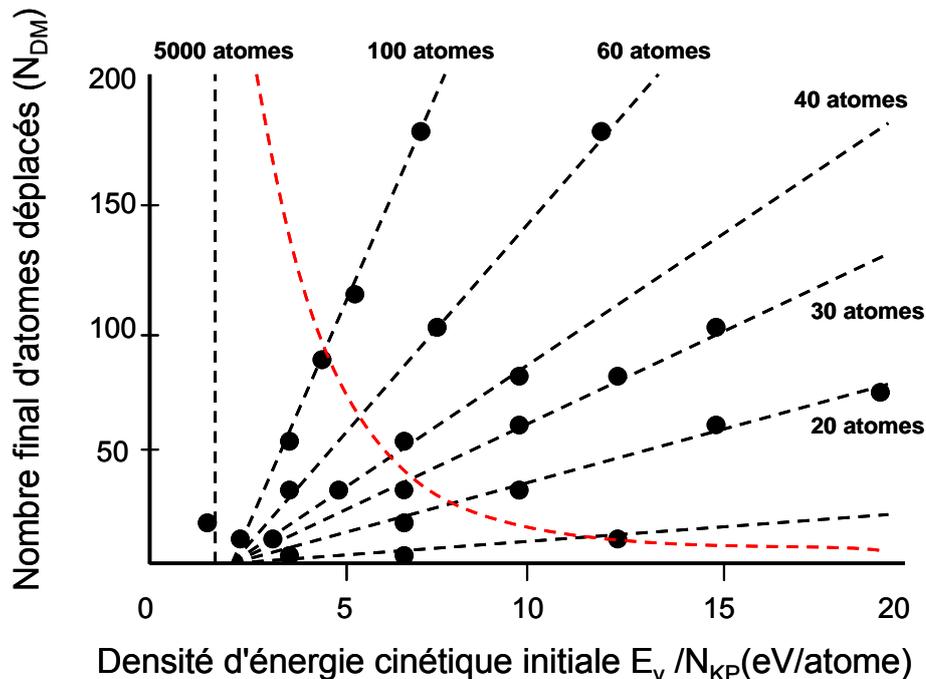


Figure 8. Nombre final d'atomes déplacés  $N_{DM}$  en fonction de la densité d'énergie  $E_v/N_{KP}$  et en fonction de la taille du groupe d'atomes initialement déplacés (IMA).

En faisant l'hypothèse que la phase de pic thermique est consécutive à la cascade de collision, on peut appliquer le modèle à une cascade de chocs produite par un PKA. Dans ce cas là  $N_{KP}$  pourra être évalué à l'aide du modèle de Kinchin-Pease, en utilisant une énergie seuil très faible, que l'on peut faire descendre jusqu'à 1eV. On ne parle plus ici d'énergie seuil de déplacement mais d'énergie seuil d'interaction. Cela permet de prendre en compte tous les transferts d'énergie capables, de produire des déplacements.

## III.2. La guérison des paires de Frenkel

Nous venons de voir que la dynamique moléculaire permettait de simuler le nombre d'atomes déplacés consécutivement aux phases de la cascade d'interaction et du pic thermique.

A l'issue de ces deux premières phases, nous obtenons une quantité d'atomes déplacés qui est donc différente de celle prédite par le modèle classique de Kinchin-Pease. En effet, au travers de l'énergie seuil de déplacement, le modèle de Kinchin Pease prend en compte implicitement les effets de réarrangement, puisque il ne comptabilise que les défauts stables après guérison. Dans la méthode de calcul développée, l'utilisation du modèle de DM seul, ne donnerait accès qu'au nombre de déplacements avant tous les processus de guérison.

Pour pouvoir comparer les deux approches (BCA et DM), nous devons donc calculer le nombre final de déplacements qui suit la phase de réarrangement, Pour cela, un modèle de recombinaison des paires de Frenkel a été intégré au calcul.

Hernandez-Mangas propose un modèle qui mets en jeu directement la densité de défauts [Her02]. Ce modèle pour de faibles densités de défauts donne un taux de recombinaison des paires I – V, proportionnel à la densité (Equation 15). Ce taux de recombinaison est maximal (100%) lorsque la densité d'amorphisation est atteinte (~10% de la densité atomique [Her02]):

$$si \quad n_{initial} < n_{amorphe} \quad n_{final} = n_{initial} f_{surv} \left(1 - \frac{n_{initial}}{n_{amorphe}}\right)$$

Équation 15

$$si \quad n_{initial} > n_{amorphe} \quad n_{final} = 0$$

Avec  $f_{surv}$  = fraction des défauts ponctuels qui survivent. Ce paramètre peut être ajusté en fonction du projectile et de la nature du matériau cible.  $n_{amorphe}$  = densité locale de défauts pour avoir amorphisation.

Hernandez [Her02] montre que ce modèle peut s'appliquer à la fois à l'intérieur de la cascade ainsi que pour simuler la recombinaison de paires de Frenkel provenant de différentes cascades. Par conséquent, même si ce modèle est très simplifié il permet de simuler correctement au premier ordre les phénomènes de réarrangements. Le principe du calcul est très similaire au modèle utilisé par Robinson [Rob74] basé sur un critère de distance.

Il faut cependant noter que la forme de la cascade joue un rôle sur le taux de guérison. Lopez [Lop07] montre que le processus de recristallisation s'effectue par réarrangement du réseau cristallin, à l'interface entre la zone amorphe et le cristal. Plus la surface extérieure de la poche amorphe est importante (à volume constant), plus le réarrangement cristallin est rapide. A nombre d'atomes déplacés constant, il est évident que la guérison des paires de Frenkel sera plus importante, si on a formation de plusieurs petites poches amorphes plutôt qu'une seule poche plus importante.

Le calcul de la quantité de défaut se fera en trois phases. :

- la simulation de la cascade initiale dans le cadre de l'approximation BCA
- L'application du modèle DM
- L'application du modèle de recombinaison

### III.3. La simulation de la trace d'un PKA et application de nos modèles de DM et de guérison des paires de Frenkel.

Nous venons de présenter le modèle de DM, obtenus en ajustant les données de Santos [San06] à l'aide d'une formule analytique. Nous y avons ajouté le modèle de guérison de paires de Frenkel donné par Hernandez [Her02]. Dans cette partie, nous allons présenter la manière dont nous avons intégré ces deux modèles à l'approche classique de Kinchin Pease pour déterminer le nombre de défauts final produit par un PKA. La Figure 9 illustre notre démarche.

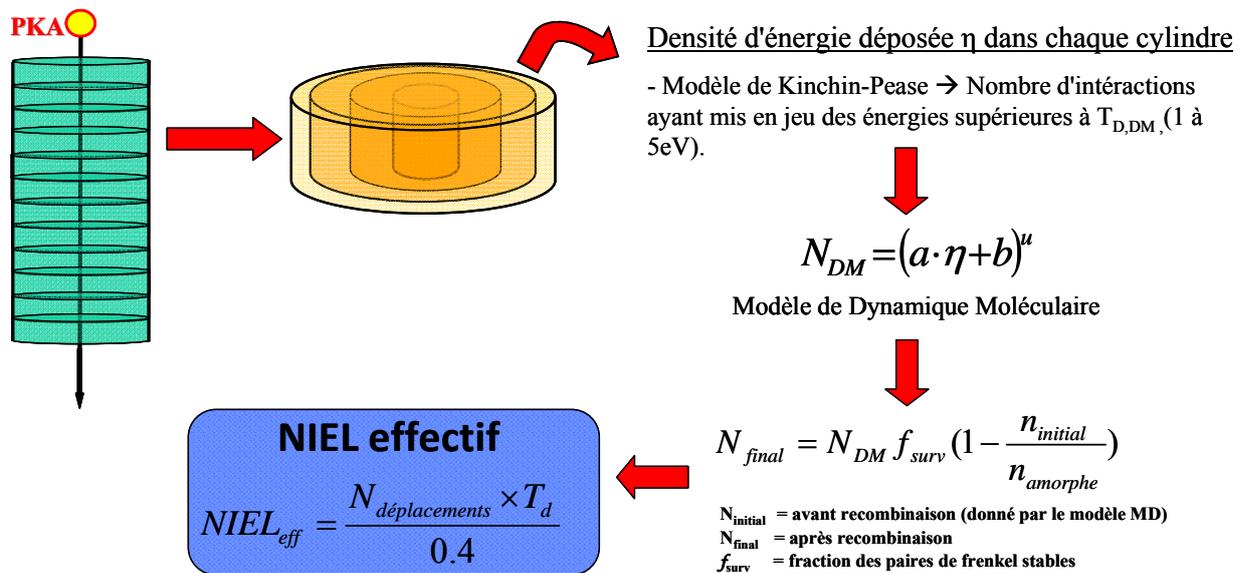


Figure 9. Illustration de la démarche pour modéliser la quantité de défauts générés par un PKA. La trajectoire du PKA est découpée en section le long de, la trajectoire de l'ion de recul. A l'intérieur de chaque section, on détermine la densité d'énergie déposée par interaction nucléaire (coulombienne). Nous appliquons ensuite les modèles de DM et de recombinaison pour évaluer le nombre final d'atomes déplacés.

La trajectoire d'un PKA a été simulée numériquement. A chaque pas de son ralentissement nous avons calculé la distribution énergétique des noyaux secondaires éjectés par interaction Coulombienne. Pour ce faire, nous avons utilisé les sections efficaces d'interaction ZBL [Zie85]. A l'aide de ces sections efficaces nous avons déterminé Le nombre

d'interaction produisant des transferts d'énergie supérieurs à 1eV Dans chaque tranche nous avons ainsi pu calculer la densité d'énergie déposée en collisions nucléaires et le nombre  $N_{KP}$  d'IMA :

- Le nombre  $N_{KP}$  est déduit à l'aide de l'hypothèse des collisions binaires (BCA) en tenant compte des tous les transferts d'énergie à partir de 1eV ( $T_d = 1$  eV au lieu des 21eV habituels dans le silicium).
- En suivant le même principe, l'énergie déposée en interaction nucléaire  $E_U$  est donnée par la fonction de partition de Robinson. Le ratio  $E_U/N_{KP}$  correspond donc à la densité d'énergie déposée le long de la trace en interactions nucléaires.

D'un point de vue numérique, on a veillé à regrouper les tranches voisines séparée d'une distance inférieure à 2 distances inter atomiques ( $\sim 10$  Å). En effet, nous avons considéré que les sous cascades initiées par des ions secondaires dans ces tranches adjacentes faisaient partie de la même poche amorphe où l'on a appliqué le modèle de DM. Cependant, il est à noter que cette précaution n'a pas un impact énorme sur le résultat final puisque le modèle DM est linéaire en fonction de la densité.

On applique ensuite successivement notre modèle de DM (Equation 14) et le modèle de guérison (Equation 15) pour obtenir le nombre de paires de Frenkel générées. Le nombre final de déplacements générés par un PKA est la somme des déplacements produits dans chaque tranche. Les résultats obtenus sont montrés sur la Figure 10.

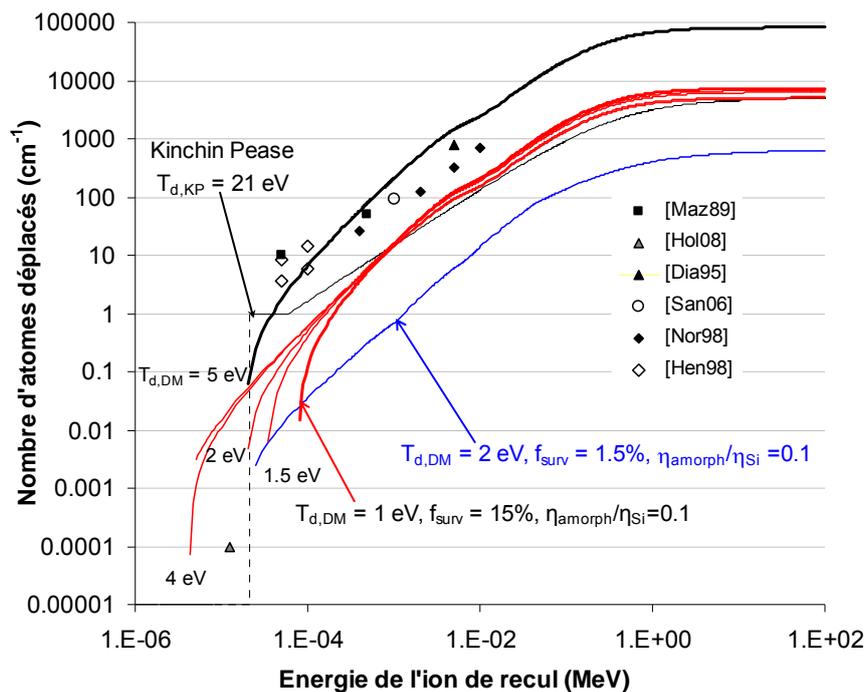


Figure 10. Variation du nombre d'atomes déplacés en fonction de l'énergie de l'ion silicium de recul (PKA), avant guérison (courbe noires,  $T_{d,DM} = 1$  eV) et après guérison (courbes rouges:  $f_{surv} = 15\%$ ,  $T_{d,DM} = 1$  eV, 1.5eV, 2eV, 4eV, 5eV)(courbe bleu:  $f_{surv} = 1.5\%$ ). La courbe en pointillés noir correspond au nombre d'atomes déplacés déduit du modèle de Kinchin-Pease ( $T_d = 21$  eV).

Sur la Figure 10, le nombre d'atomes déplacés par unité de longueur est tracé en fonction de l'énergie de l'ion de recul (PKA). Nous avons distingué le nombre de déplacements obtenu à l'issue des phases de la cascade et du thermal spike (courbe noire) et le nombre final de déplacements après recombinaison (courbes rouges).

Avant application du modèle de recombinaison, notre approche simplifiée est en assez bon accord avec des simulations complètes en dynamique moléculaire [Maz89],[Hol08], [Dia95] [San06], [Nor98], [Hen98].

Après application du modèle de recombinaison notre modèle est en assez bon accord avec le modèle de Kinchin Pease (courbe en pointillée) lorsque l'on prend un taux de recombinaison de 15 %. Ce taux est en accord avec ce qu'il est couramment admis dans le silicium. L'accord avec le modèle classique de Kinchin Pease et particulièrement bon à haute énergie. On note toutefois un écart notable pour les PKAs de basse énergie. Ce modèle nous laisse la possibilité de prendre en compte les noyaux de reculs pour différentes énergies minimales (paramètre  $T_{d,DM}$ ). Les résultats restent consistants lorsque l'on fait varier cette énergie minimale de 1eV à 5eV. Lorsque l'énergie  $T_{d,DM}$  diminue le seuil apparent de création de défaut augmente. Il passe de 10 eV à 100 eV lorsque  $T_{d,DM}$  passe de 5 eV à 1,5 eV. Lorsque l'on diminue  $T_{d,DM}$ , on augmente le nombre d'interaction produisant des noyaux de recul de faible énergie. La densité d'énergie diminue et donc le nombre final de déplacements à tendance à décroître.

En ce qui concerne le modèle de recombinaison, nous avons rajouté un résultat de simulation correspondant à un taux de recombinaison de 1,5 %. On constate que le modèle de recombinaison n'affecte pas la forme générale de la courbe mais modifie simplement son niveau de manière homothétique.

Le calcul que nous venons de décrire est restreint au cas du silicium, seul matériau pour lequel nous avons un modèle de dynamique moléculaire. D'autres simulations en dynamique moléculaires seront nécessaires pour transposer l'approche dans d'autres matériaux.

### III.4. Les nouveaux NIEL dits « effectifs »

Notre calcul précédent nous a permis d'évaluer la quantité de déplacements produits par un PKA. Si l'on se replace dans le cadre de l'approximation des collisions binaires où l'on a proportionnalité entre le nombre de défauts et l'énergie déposée (NIEL), on peut lorsque l'on connaît le nombre de défauts, évaluer un NIEL équivalent. C'est un NIEL dit "effectif" qui représente ce que serait le NIEL dans le cadre des hypothèses BCA, lorsque l'on considère la quantité de défaut déterminée par le nouveau modèle. Ce NIEL représente la quantité de défauts évaluée en tenant compte des poches amorphes. Par contre il ne correspond pas à l'énergie réellement déposée dans le matériau. La différence entre les deux NIEL représente la quantité d'énergie perdue par phonons.

Si l'on note  $N_{DM+Recombinaison}(T_r)$  le nombre de déplacements produits par un PKA d'énergie  $T_r$ . Le nombre de déplacements moyen  $N(E)$  produits par une particule incidente (électron, proton, ou ion) sera la moyenne de la quantité de déplacements produits par chaque PKA d'énergie  $T_r$ . Le calcul prend la forme de l'intégrale de  $N_{DM+Recombinaison}(T_r)$  pondéré par la section efficace d'interaction différentielle  $d\sigma/dT_r$  (Equation 16).

$$N(E) = \eta \cdot \int_{T_d}^{T_{rmax}} \frac{d\sigma}{dT_r}(T_r) \cdot N_{DM+Recombinaison}(T_r) \cdot dT_r \quad \text{Equation 16}$$

En se replaçant dans le cadre de l'approximation BCA classique et en supposant que tous les déplacements ont été produits par des transferts d'énergie supérieurs à  $T_{d,KP} = 21$  eV on peut écrire que :

$$NIEL_{eff} = \eta \cdot \frac{0.4}{T_{d,KP}} \int_{T_{d,KP}}^{T_{r,max}} \frac{d\sigma}{dT_r}(T_r) \cdot N_{DM+recombinaison}(T_r) \cdot dT_r = \text{Équation 17}$$

Sur la Figure 11, les NIEL effectifs (rouge), pour des énergies allant de 10 keV à 300 MeV sont comparés avec le calcul classique (noir). Pour les protons qui produisent des PKAs d'assez forte énergie notre modèle est assez proche du calcul classique. En effet le nombre de déplacements produits par les PKAs de forte énergie est très similaire dans les deux approches. Par contre, les électrons produisent des PKAs de faible énergie pour lesquels le nombre de déplacements estimé par le nouveau modèle est plus faible que dans l'approche classique. Le NIEL effectif des électrons est donc atténué par rapport au calcul classique de Kinchin Pease. Plus l'énergie de l'électron est faible, plus le NIEL effectif des électrons sous-estime le nombre de défauts par rapport au NIEL classique. Près du seuil de création de défaut (200keV pour les électrons dans le silicium) on peut avoir plus de deux décades d'écart entre les nouveaux et les anciens NIEL. Sur la Figure 11, différentes valeurs du paramètre  $T_{d,DM}$  ont été testées. On constate, comme on s'y attendait, que le seuil de déplacement augmente lorsque  $T_{d,DM}$  diminue. En effet lorsque  $T_{d,DM}$  diminue la densité d'énergie déposée diminue et entraîne aussi la diminution du nombre de déplacements produits. Dans le cas des électrons, pour avoir un seuil apparent de création de défauts analogue au seuil observé dans l'approche classique (énergie des électrons  $\approx 200$  keV) nous devons choisir une valeur de  $T_{d,DM}$  voisine de 2 eV (Figure 11).  $T_{d,DM} = 1.617$  eV est la valeur choisie que nous utiliserons par la suite et qui est le résultat d'une optimisation par confrontation à des mesures expérimentales qui seront présentés dans les paragraphes V.

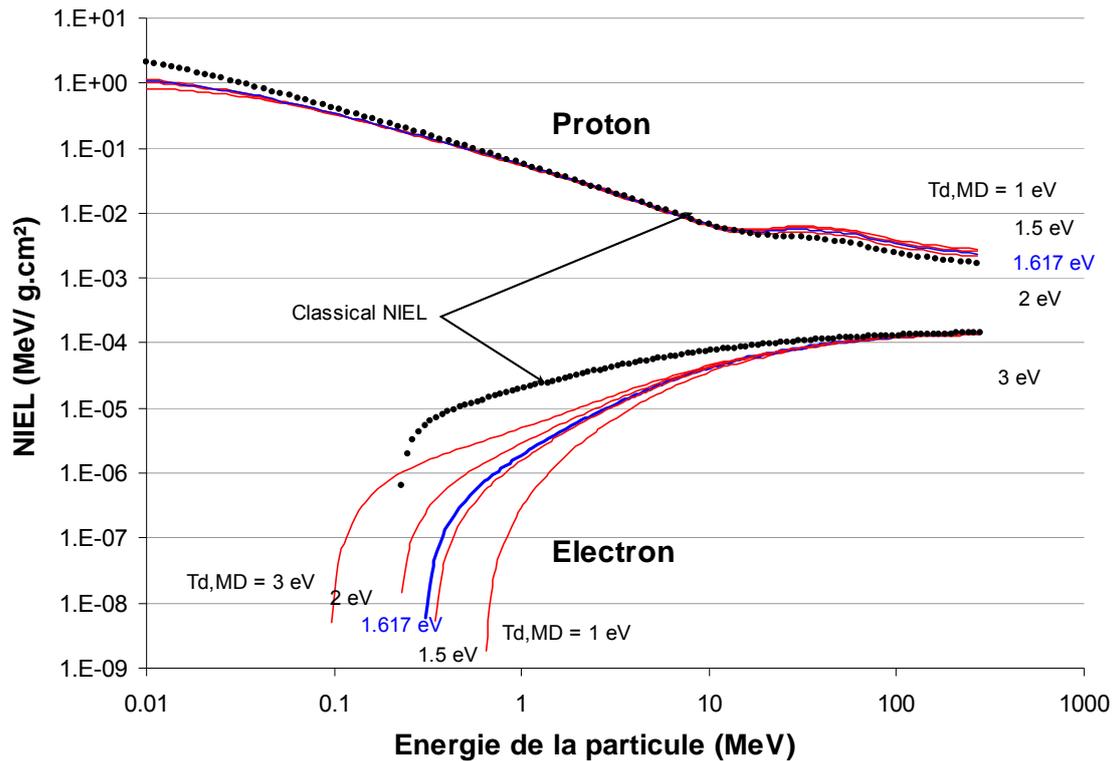


Figure 11. Comparaison du NIEL classique avec le NIEL effectif, pour les électrons, et les protons d'énergie allant de 10 keV à 300 MeV. Notre calcul est fait pour  $f_{surv} = 15\%$ . Différentes énergies seuils d'interaction ont été testées de 1eV à 5 eV.

### III.5. Profil de densité de défauts le long de la trace d'un

#### PKA.

Il est intéressant d'analyser la répartition spatiale des défauts produits le long de la trace d'un PKA. Au cours du ralentissement de l'ion, son énergie diminuant l'énergie perdue en interactions non ionisantes croît au profit de l'énergie cédée par ionisation. Le ralentissement se fait tout d'abord en produisant de l'ionisation. Quelques déplacements sont produits le long de la trajectoire. En fin de parcours, généralement après une interaction plus intense que les autres avec un noyau cible, une cascade de déplacements se produit. Il y a formation de bourgeons terminaux ayant de plus fortes densités de déplacements atomiques. Cette structure est simplement la traduction de l'augmentation des sections efficaces d'interaction Coulombienne avec la diminution de l'énergie du PKA. On voit clairement cet effet sur des simulations de dynamique moléculaires. Par exemple, la Figure 12 montre le résultat de simulation DM d'une trace laissée par un PKA de silicium de 10 keV [Foi06]. On voit clairement sur les deux représentations a et b de la même trace, que consécutivement à une interaction plus énergétique, se forme une zone plus étendue possédant une plus grande densité de déplacements. A gauche (Figure 12, a), les sphères claires et sombres représentent respectivement les lacunes et les interstitiels générés. A droite (Figure 12, b), les différentes couleurs correspondent aux atomes qui ne sont pas forcement déplacés mais qui jouent un rôle dans le désordre cristallin. On constate, qu'un grand nombre d'atomes rentre en jeu dans le processus de cascade.

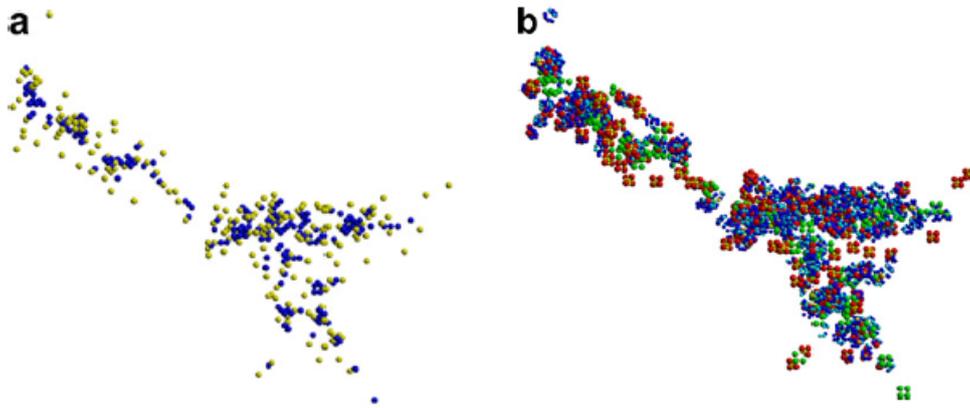
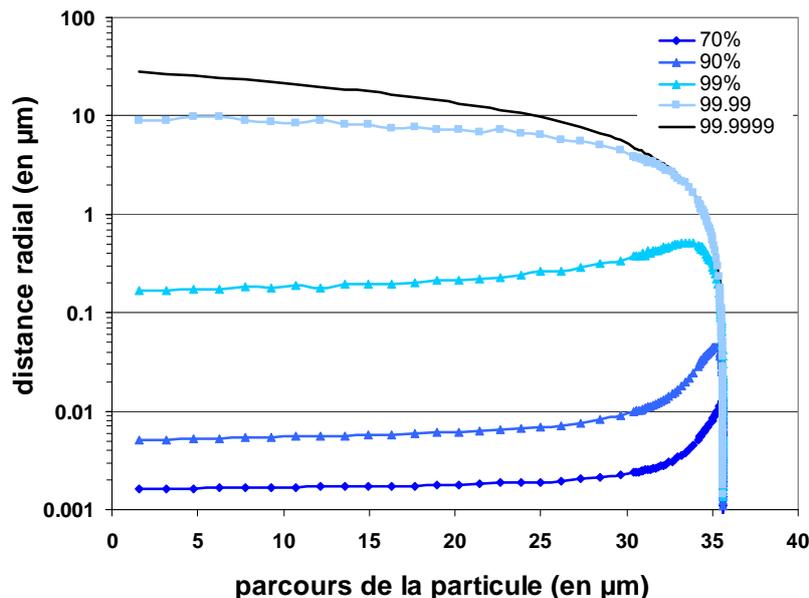


Figure 12. Deux représentations, déduites de la même simulation de DM, de la cascade de déplacement générée par un ion de recul de silicium de 10keV [Foi06]. A gauche, les sphères claires et sombres représentent respectivement les lacunes et les interstitiels dans une cellule Wigner-Seitz. A droite, les différentes couleurs correspondent aux atomes qui ne sont pas forcement déplacés mais qui participe à la création de désordre dans l'arrangement cristallin.

Notre modèle même très simplifié et ne représentant qu'une valeur moyenne et ne pouvant donc pas représenter la multitude des cas qui peuvent se présenter permet toutefois d'accéder au profil de densité de déplacements le long de la trace d'un PKA. La Figure 13 est une représentation du profil de densité moyenne de la trace obtenue avec notre nouvelle approche. On voit que cette modélisation, même très simplifiée permet de reproduire l'augmentation de la quantité de défauts qui se produit en fin de parcours. La forme générale de la trace (Figure 13) est comparable à la trace de la Figure 12 [Foi06]. En fin de parcours pu PKA, la densité de déplacements augmente fortement. Les courbes de la Figure 13 (droite) montrent que 90% des atomes déplacés se concentrent autour du centre de la trace dans un rayon inférieur à 10 nm. Les fortes densités de déplacements en fin de parcours de la particule atteignent des niveaux critiques supérieurs au dopage du matériau ( $> 10^{14}$  atomes déplacés par cm, Figure 13).



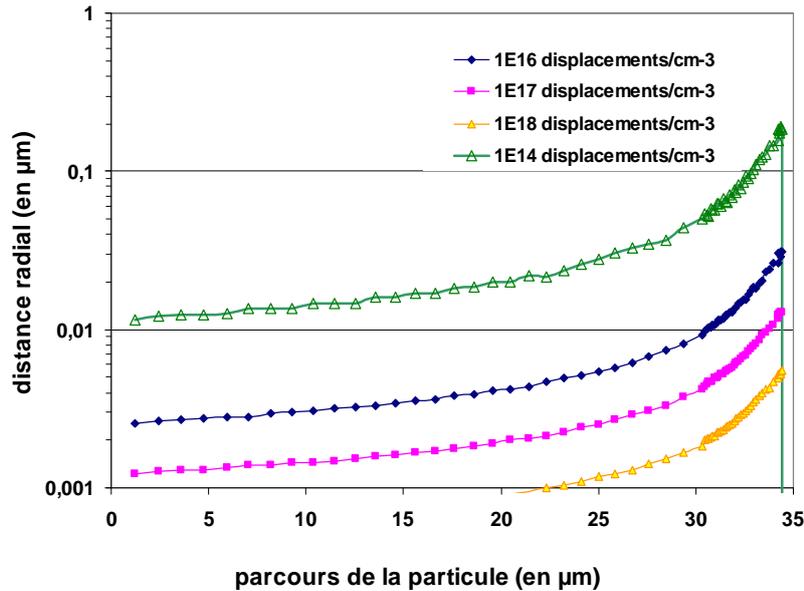


Figure 13. En haut, le pourcentage de déplacements obtenu, formés radialement le long du parcours d'un ion silicium de 100MeV dans du silicium et de la distance radial autour de la trace. En bas, la densité de déplacements formés radialement le long du parcours de la même particule et de la distance radiale autour de sa trace.

Prenons alors un échantillon de  $1 \text{ cm}^2$  (typiquement les composants que l'on a caractérisé et décrit par la suite) qui serait irradié, de façon homogène, par  $10^{+10}$  ions silicium par  $\text{cm}^2$ . Les traces des ions seront alors séparées d'une distance moyenne égale à  $0.1 \text{ }\mu\text{m}$ . Cela signifie qu'à partir de fluences de l'ordre de  $10^{+10}$  ions/ $\text{cm}^2$ , on peut commencer à déceler des phénomènes de couplages entre les traces.

Ces effets d'accumulation pourraient expliquer certains effets de dégradation, non linéaires, observés à haute fluence et/ou à haut flux d'irradiation.

## IV. La validation des courbes de NIEL effectif.

Dans le but de valider l'approche proposée, les NIEL effectifs ont été comparés à des données expérimentales. Les NIEL effectifs des protons étant très voisin des NIEL classiques, nous nous sommes focalisés sur les électrons qui présentent des différences notables.

Les courbes de NIEL représentent des taux d'introduction de défauts théoriques qui peuvent être corrélées à des mesures de dégradations mais aussi directement à des mesures de taux d'introduction de défauts. Ce travail accompli, par le passé, a souvent montré les limites des calculs de NIEL classique, [Kry79], [Bou03], [Sro03], [Mes04].

On sait également que pour des diodes irradiées aux électrons, les lois de dégradation du courant de fuite [Sro00] ou encore de la longueur de diffusion [Sum93] présentent des non linéarités par rapport au NIEL. Ces écarts de linéarité peuvent ils être corrigés en utilisant les NIEL "effectifs" ? C'est ce que nous avons étudié [Arn11] et que nous présentons dans cette partie.

### IV.1. Comparaison avec les taux d'introduction de défauts

Les taux d'introduction de défauts (IR pour "Introduction Rate") représentent la quantité de défauts cristallins générés par centimètre de parcours de la particule incidente. Expérimentalement, ils se déduisent à partir de la densité de déplacements (défauts.cm<sup>-3</sup>) en divisant par la fluence d'irradiation (particules.cm<sup>-2</sup>).

Les taux d'introductions des défauts peuvent être directement comparés au NIEL ainsi qu'au NIEL effectifs. Exprimés traditionnellement en MeV/g.cm<sup>2</sup>, le NIEL peut aussi s'exprimer comme un taux d'introduction de défauts en nombre de déplacements générés par centimètre de parcours de la particule. C'est un taux d'introduction de défauts théorique:

$$IR(cm^{-1}) = \frac{NIEL(MeV \cdot g^{-1} \cdot cm^2) \times \eta(g \cdot cm^{-3})}{2 \cdot T_d(MeV)} \quad \text{Équation 18}$$

Il existe diverses techniques pour caractériser et ainsi obtenir les concentrations de défauts générés après une irradiation. Que ce soit par spectroscopie liés à la variation de capacité (DLTS), mais aussi par des mesures électriques (effet Hall, I(V)), de nombreuses données sont disponibles dans la littérature.

La méthode DLTS est la technique la plus utilisée pour caractériser les défauts dans les semi-conducteurs. On retrouve ainsi, dans la bibliographie de nombreuses données obtenues par DLTS. Nous avons utilisé cette technique pour caractériser des diodes (silicium) irradiées. Le principe de cette technique ainsi que les résultats seront montrés dans la deuxième partie du manuscrit. Mais les taux d'introduction de défauts globaux, déduits de nos mesures DLTS sur diodes irradiées, seront utilisés ici pour étayer cette comparaison avec le NIEL effectifs

➤ Electrons: Les taux d'introduction de défauts de la littérature

De nombreuses données bibliographiques concernant les électrons incidents d'énergie allant de 0,2 MeV à 900 MeV sont présentées sur la Figure 14. Comme on peut le constater sur cette figure, la dispersion des données est très importante. Les taux d'introductions de défauts dépendent de données technologiques comme le type et le niveau de dopage ou encore de la résistivité. De même, les méthodes de croissance peuvent jouer un rôle sur les défauts qui pourront être produits ensuite par l'irradiation.

Pour pouvoir comparer ces résultats de mesures aux taux d'introduction théoriques nous avons été amené à travailler en valeur relative pour limiter la dispersion des données.

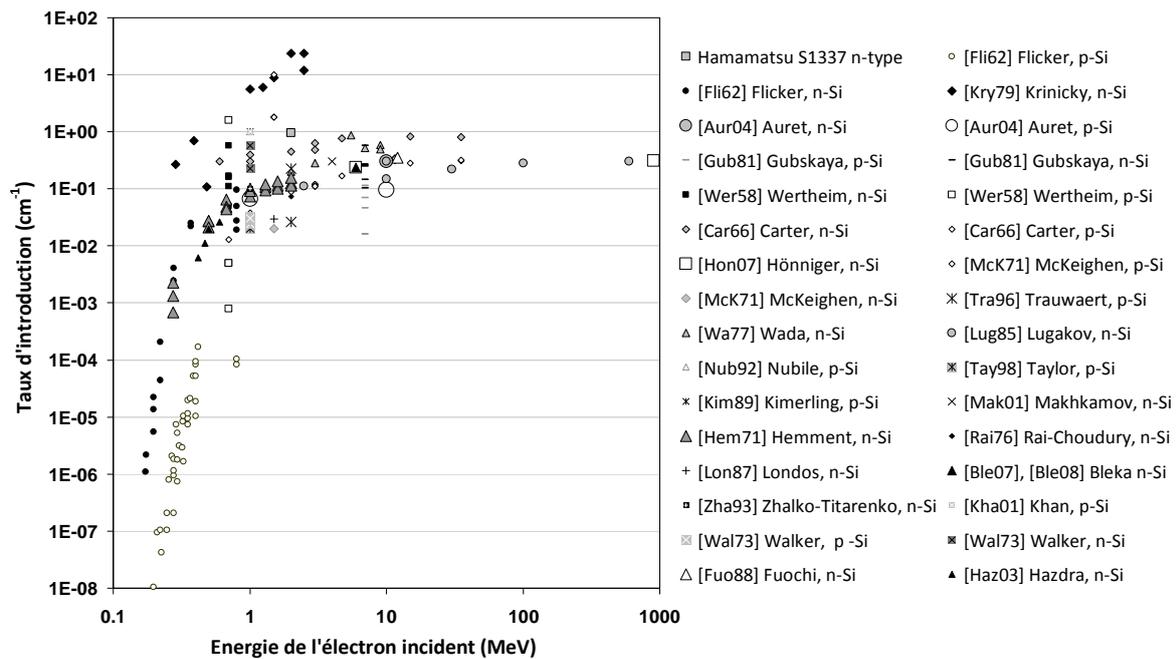


Figure 14. Variation du taux de création des défauts en fonction de l'énergie de l'électron [Wer58, Car66, Fli66, Hem71, McK71, Wal73, Wad77, Rai76, Kry79, Gub81, Lug85, Lon87, Fuo88, Kim89, Nub92, Zha93, Tra96, Tay98, Mak01, Kha01, Haz03, Aur04, Ble07, Hönn07].

➤ Les données normalisées à 1MeV

Nous avons choisi de normaliser les données de la Figure 14 par rapport à la valeur à 1 MeV. Ainsi nous pourrions comparer en fonction de l'énergie, l'allure des taux d'introductions expérimentaux et des NIEL théoriques (Figure 15). Ce choix a été guidé par le fait que dans les méthodes d'équivalence de flux, les électrons de 1 MeV sont le point de référence. D'autre part, le point à 1 MeV est au milieu de la gamme d'énergie considérée, la grande majorité des mesures se situant entre 200 keV et quelques MeV.

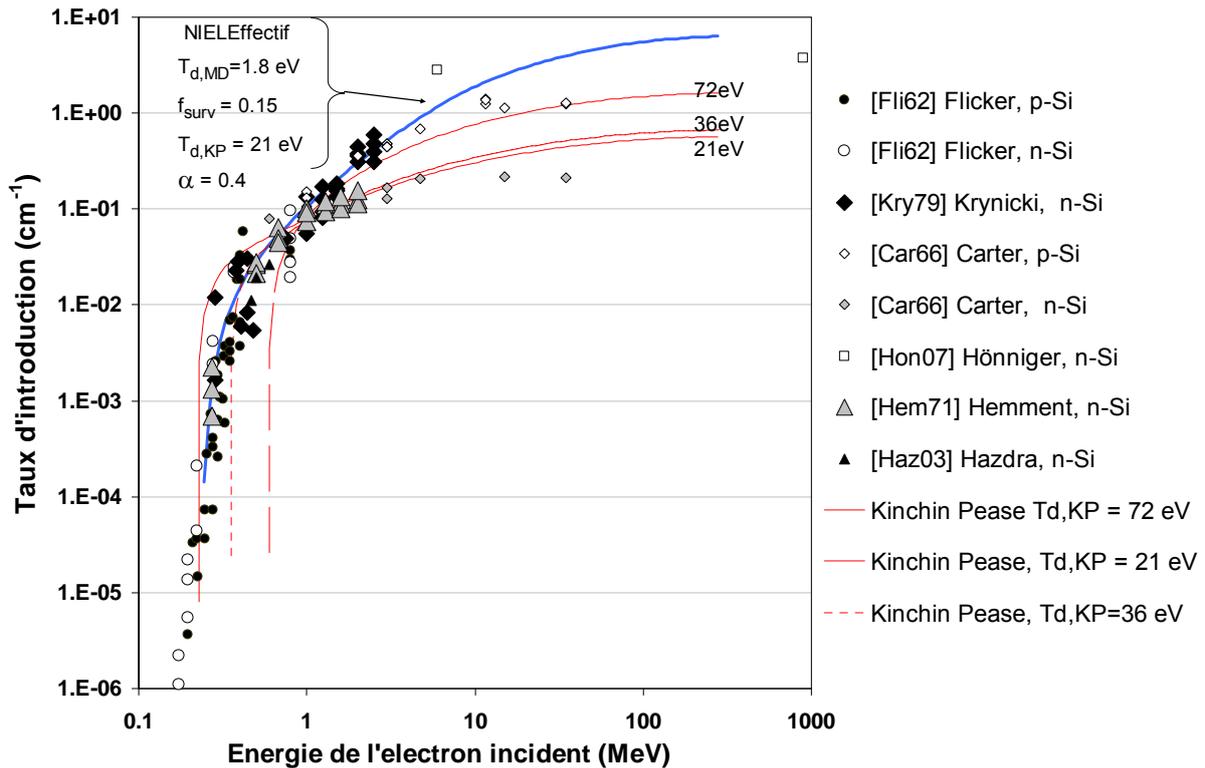


Figure 15. Variation du taux de création des défauts en fonction de l'énergie de l'électron. Les taux de création de défauts sont normalisés par rapport au NIEL effectif des électrons de 1 MeV.

Parmi toutes les données que nous avons collectées, nous nous sommes intéressé à celles réalisées sur des gammes d'énergies autour de 1 MeV. Nous avons normalisé ces données, en prenant arbitrairement comme point de référence un IR à 1 MeV, de 0,1 défauts par cm. Le taux d'introduction théorique déduit du NIEL effectif, à l'aide de l'équation 19 correspond à la courbe bleue de la Figure 15. Les paramètres utilisés dans notre modèle sont :

- L'énergie minimale des interactions à prendre en compte de 1,8 eV
- Un taux de survie des paires de 15 %
- L'énergie seuil de déplacement  $T_{d,KP} = 21\text{eV}$  (silicium)
- Le coefficient du modèle de Kinchin-Pease,  $\kappa = 0.8$

Les taux d'introduction déduits du modèle classique de Kinchin-Pease correspondent aux trois courbes rouges. Plusieurs énergies seuils de déplacement ont été testées pour coller au mieux aux données expérimentales ( $T_{d,KP} = 21\text{eV}$ ,  $36\text{eV}$  et  $72\text{eV}$ ). Les valeurs de 36 eV et 72 eV étaient les valeurs utilisées par Krynicky [Kry79]. Les conclusions de l'époque restent les mêmes sur une sélection plus large de mesures expérimentales. Il est difficile pour les électrons, avec le seul paramètre énergie seuil de déplacement, de reproduire fidèlement la variation des IRs en fonction de l'énergie. L'utilisation de différentes énergies seuils n'a pas permis de prédire avec le modèle de Kinchin-Pease, simultanément le seuil et la saturation des données expérimentales.

Notre modèle semble quand à lui mieux décrire les variations observées expérimentalement en fonction de l'énergie des électrons. Entre 0.2 et 2MeV, la variation des taux d'introduction de défauts (IR) est plus graduelle que celle prédite par l'ancien modèle. La prise en compte des phénomènes collectifs semble mieux expliquer la génération de défauts pour les électrons de basse énergie. A haute énergie le modèle est toutefois moins satisfaisant, l'écart avec les données expérimentales reste assez important. Mais le manque de données à haute énergie ne nous permet pas de tirer de conclusion définitive.

## IV.2. La dégradation de la longueur de diffusion des porteurs minoritaires.

Les défauts de déplacements produits par irradiation réduisent la durée de vie des porteurs minoritaires, ce qui se traduit sur les transistors par une diminution de leur gain. Summers et al. [Sum87], [Sum93] montrent que, sur une large plage de dose de dommage, l'inverse du gain croit linéairement avec la fluence du rayonnement incident. On peut en tirer un coefficient de dommage lié à la longueur de diffusion, variant linéairement en fonction du NIEL des particules incidentes. Sur des diodes en silicium, Summers et al. [Sum87], [Sum93] ont observé que la dégradation de ce facteur de dommage par rapport au NIEL pouvait dans certains cas s'écarter de la linéarité. Comme on peut le voir sur la Figure 16, ils ont observé que la dégradation produite par les électrons dans le matériau de type n s'aligne avec la dégradation induite par les protons. Par contre, pour le matériau dopé p, le comportement devient quadratique en dessous de  $10^{-4}$  MeV.cm<sup>2</sup>.mg<sup>-1</sup> (Figure 17).

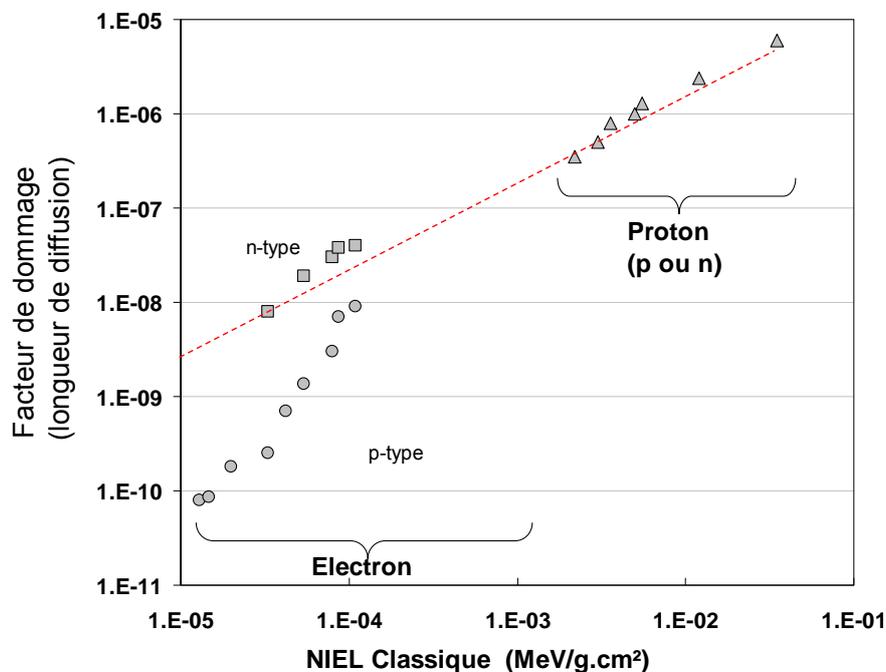


Figure 16 : Variation du facteur de dommage lié à la longueur de diffusion en fonction du NIEL. Les données sont extraites de la référence suivante [Sum93].

Dans la suite nous allons utiliser les valeurs de NIEL "effectif" pour paramétrer les dégradations. Cela permettra de voir si l'on peut corriger la variation quadratique observée pour les électrons. Comme on peut le voir sur la Figure 16, les données de Summers, présentent une dépendance au dopage du matériau. Les calculs de NIEL classique ou "effectif" ne prennent pas en compte ces effets et ne pourront donc pas expliquer cet écart. Par contre on pourra dans un deuxième temps prendre en compte ce phénomène en utilisant les données expérimentales de la Figure 14 qui elles dépendent du dopage. Parmi ces données, en séparant les taux d'introduction obtenus dans du silicium de type p de ceux obtenus dans du silicium de type n, nous déduisons les NIEL effectifs de chaque type de silicium (n/p).

➤ Corrélation sans prendre en compte le dopage

Sur la Figure 17, Les données de Summers [Sum93] ont été reprises et tracées en fonction du NIEL "effectif. Les données tracées avec NIEL classique et le NIEL "effectif "sont respectivement en gris et en noir. Avec le NIEL "effectif", la réponse quadratique, observée dans le silicium de type p disparaît. Les données électrons sont maintenant alignées avec les données protons, qui restent assez peu modifiées, les NIEL et NIEL effectifs des protons étant très similaires. Pour du silicium de type n, les données restent grossièrement linéaire mais sont maintenant décalées par rapport aux protons.

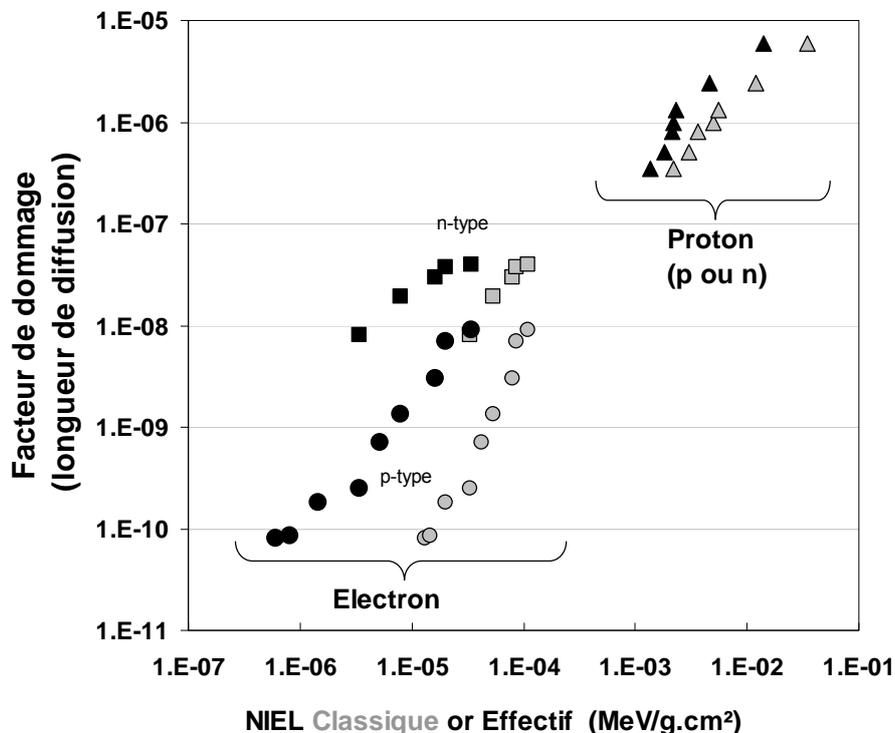


Figure 17. Variation du facteur de dommage avec le NIEL classique (en gris) et le NIEL effectif (en noir).

➤ Corrélation en tenant compte du dopage

Nous avons ensuite tenté de corriger l'écart lié au dopage. Nous avons pris en compte le dopage au niveau du NIEL grâce aux données expérimentales de la Figure 14. Les données relevées dans la bibliographie comprennent évidemment autant de mesures dans du silicium de type n que dans du silicium de type p. Sur la Figure 14 on note la tendance suivante. Les IR dans le silicium de type n sont en règle générale plus grand que les IR dans le silicium de type p. Cependant à cause de la dispersion des données on peu difficilement extraire une tendance. Pour réduire cette dispersion, nous avons sélectionné les données relatives aux composants ayant des résistivités comprises entre 2 et 15 ohm.cm. La Figure 18 montre cette sélection. Les symboles blancs correspondent au matériau dopé p. Les symboles noirs et gris correspondent au silicium de type n. La tendance qui se dessinait sur la Figure 14 est plus évidente sur cette figure, où l'on voit clairement le décalage entre les matériaux n et p. On voit clairement que le nombre de défauts créés est plus important dans du silicium dopé n que pour du silicium dopé p. Il y a 10 fois moins de défauts créés dans un silicium dopé p. De la même manière que précédemment, nous pouvons à l'aide de l'équation 19 déduire des IR de la Figure 18, des NIEL "effectifs" dépendant du dopage pour les électrons. Nous avons utilisé le modèle de NIEL effectif pour ajuster les données expérimentales. Les paramètres d'ajustement sont spécifiés sur la figure. Ils sont assez proches des valeurs standard. Il faut toutefois noter le coefficient de survie 10 fois plus faible que la valeur nominale pour les protons et les électrons dans le silicium de type p ( $f_{surv} = 0.015$ ). Nous appellerons ces NIEL: "NIEL effectifs expérimentaux"

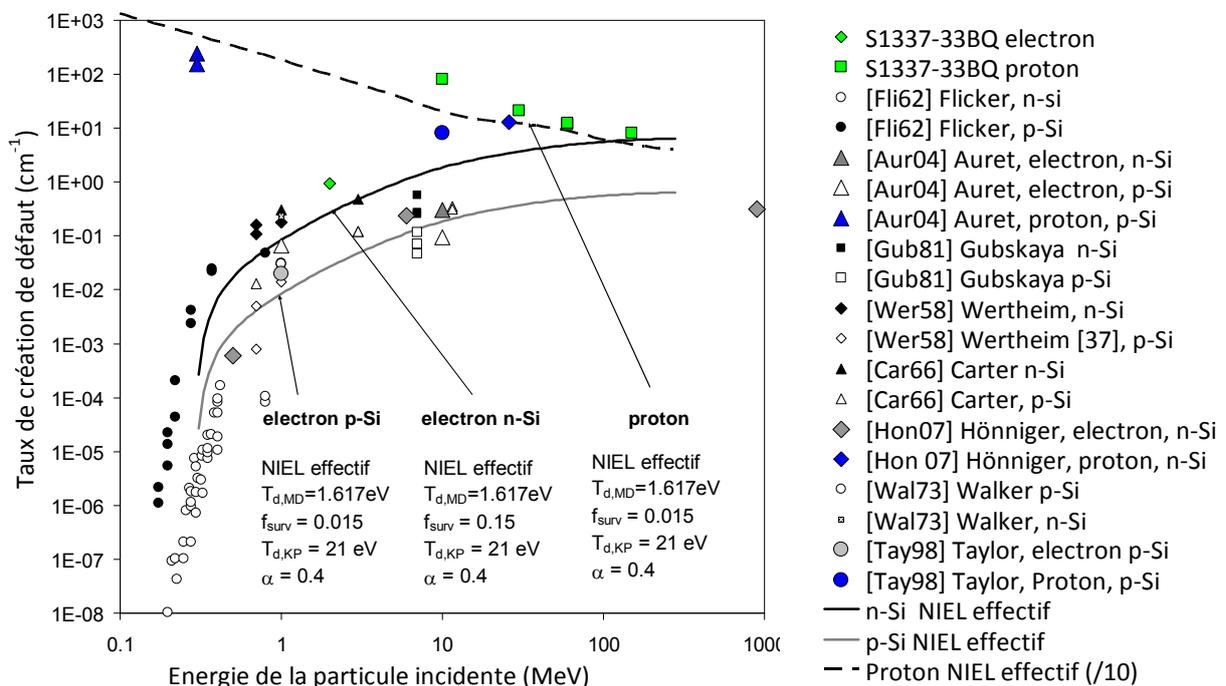


Figure 18. Variation du taux de création des défauts en fonction de l'énergie des particules incidentes. Les symboles verts correspondent à nos mesures sur des diodes commerciales de chez Hamamatsu (S1337-BQ33). Les symboles bleus sont les données bibliographiques pour des irradiations aux protons. Les données expérimentales ont été ajustées à l'aide du modèle de NIEL effectif. Les paramètres utilisés sont donnés sur la figure.

L'écart observé entre les matériaux n et p est interprété par Beck [Bec07] à l'aide de simulation en dynamique moléculaire. Il explique cet écart par une différence de stabilité entre les paires de Frenkel générées dans les deux matériaux. Il montre que les taux de guérison de ces dernières ne sont pas identiques dans les deux types de matériau. Les atomes de recul produisent des paires lacune-interstitiel (FP) isolées, qui tendent rapidement vers leur état d'équilibre thermodynamique. Ces paires peuvent donc se recombiner ou se dissocier. Un coût énergétique est associé aux deux phénomènes. La probabilité d'occurrence des deux phénomènes dépend de la position du niveau de Fermi, c'est à dire du type dopage [Beck07].

En paramétrant à nouveau la dégradation en fonction des trois courbes de NIEL effectifs expérimentaux de la Figure 18, la prédiction de la dégradation est grandement améliorée. Les données tracées avec l'ancien NIEL et les NIEL "effectifs expérimentaux" sont présentés sur la Figure 19 respectivement en gris et en noir. La réponse quadratique, observée sur les composants dopés p irradiés aux électrons, disparaît totalement. Les composants dopés n conservent un comportement linéaire. Mais surtout, on constate maintenant, que toutes les mesures en électrons et en protons s'alignent. Quelque soit le dopage et le type de particule, la dégradation est proportionnelle au NIEL "effectif expérimentaux".

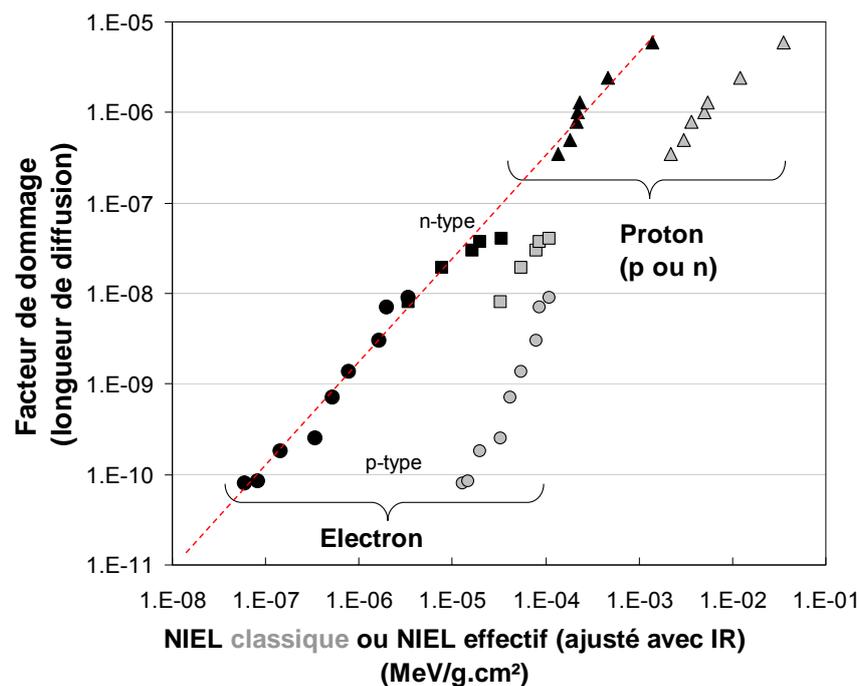


Figure 19. Variation du facteur de dommage avec les NIEL classique et "expérimentaux".

La prise en compte des effets collectifs ainsi que du dopage améliore grandement la prédiction des dégradations (longueur de diffusion). Cependant, les défauts introduits par irradiation dans du silicium de type n et p seront de nature différentes (section efficace, énergie d'activation). Ils auront un impact différent sur les propriétés électriques du matériau. Ces différences qui ne sont pas prise en compte dans le calcul de NIEL peuvent aussi contribuer à expliquer certaines déviations par rapport aux lois de NIEL. Cette analyse fera l'objet du troisième chapitre de ce manuscrit.

### IV.3. L'augmentation du courant de fuite

On peut montrer dans le cadre de la théorie de Shokley Read [Sze81], [Sro00] que l'augmentation du courant de fuite suite à une irradiation est proportionnelle à la fluence des particules incidentes. On peut écrire que la densité de courant induit par les radiations par unité de volume est proportionnelle à la fluence :

$$\frac{\Delta I}{V_{ZCE}} = \alpha \phi \quad \text{Équation 19}$$

Avec  $\Delta I$  qui est la variation du courant de fuite,  $V_{ZCE}$  le volume de la zone de déplétion et  $\Phi$  la fluence. Srour et al. [Sro00] ont montré que la dégradation de ce courant de fuite après irradiation était proportionnelle au NIEL et ce quel que soit le type de composant. Ils définissent un facteur de dommage universel  $K_{dark} = 1,9 \cdot 10^5$  porteurs.cm<sup>-3</sup>.s<sup>-1</sup> par MeV.g<sup>-1</sup>, qui correspond à la densité de porteurs générés dans la zone dépeuplée (porteurs.cm<sup>-3</sup>.s<sup>-1</sup>) par unité d'énergie déposée (Dose de dommage en MeV.g<sup>-1</sup>) :

$$K_{dark} = \frac{1}{q \times NIEL} \times \alpha = \frac{1}{q \times NIEL} \times \frac{\Delta I}{Vol \times \phi} \quad \text{Équation 20}$$

Sur la Figure 20, est représenté le taux de génération thermique de porteurs par unité de fluence en fonction du NIEL. Les données sont issues des travaux de Srour [Sro00]. Le coefficient de dommage universel  $K_{dark}$  correspond à la pente de la droite. Nous avons repris ces mêmes données que nous avons tracées non pas en fonction du NIEL classique (points noirs), mais en fonction du NIEL "effectif" (points rouges).

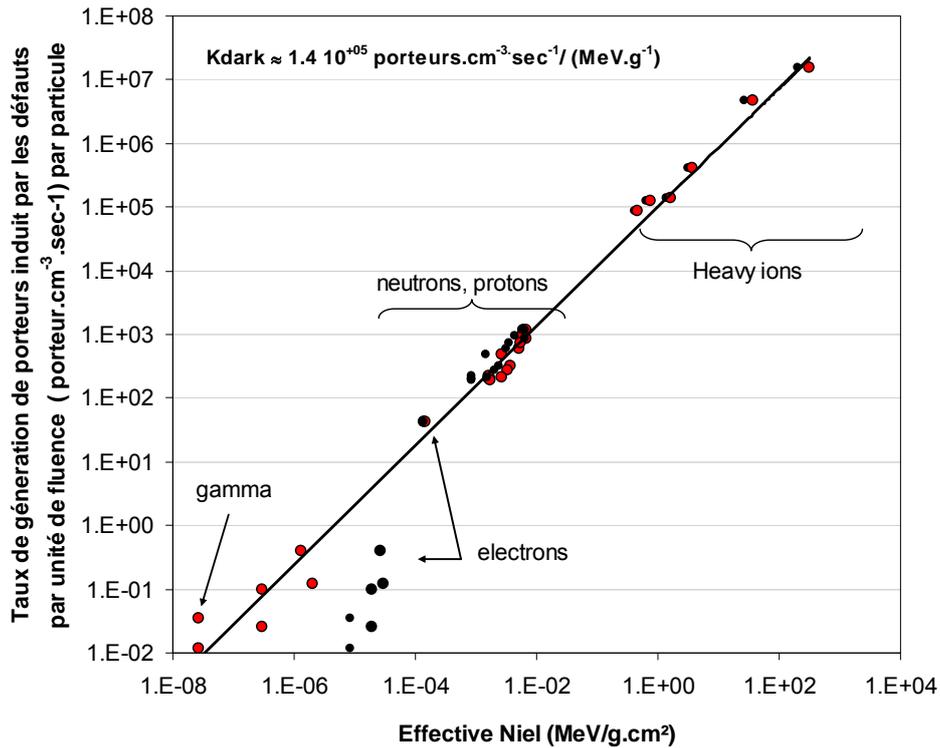


Figure 20. Taux de génération thermique des porteurs par unité de fluence en fonction du NIEL et du NIEL "effectif"

Avec les anciennes valeurs de NIEL, on observe pour les particules lourdes une dépendance linéaire du coefficient de dommage, mais une variation quadratique pour les électrons et les rayons gammas. Avec le NIEL "effectif", le taux de génération devient linéaire quelle que soit l'énergie et la nature des particules incidentes. Le meilleur ajustement des données expérimentales est obtenu pour une énergie minimale  $T_{d,DM}$  de 1,617 eV. Le taux de survie des paires reste de 15 %, l'énergie seuil de déplacement classique est  $T_{d,KP} = 21\text{eV}$  (silicium). Cette validation supplémentaire du modèle de NIEL "effectif" renforce la théorie du coefficient universel de dommage de Sroor [Sro00]. Avec le NIEL effectif, la valeur du coefficient de dommage universel passe de  $K_{dark} = 1,9 \cdot 10^5$  [Sro00] à  $K_{dark} = 10^5$  porteurs. $\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$  par  $\text{MeV} \cdot \text{g}^{-1}$ .

## V. Conclusion de la première partie

Nous venons de présenter une nouvelle approche de calcul du NIEL qui intègre la phase du thermal spike ainsi que la phase de recombinaison. Seul le cas du silicium est traité puisque c'est le seul matériau pour lequel nous avons des données de dynamique moléculaire. Le modèle classique de Kinchin-Pease est utilisé mais à l'échelle des sous-cascades, pour définir, non plus le nombre de déplacements mais le nombre d'interactions que produit la particule avec les noyaux du réseau atomique. Ce modèle est alors injecté à un modèle basé sur des résultats de dynamique moléculaire. Les NIEL "effectifs", déduits de cette nouvelle

approche, ont été corrélés à des mesures de dégradation. Les résultats semblent valider l'approche développée.

On note toutefois sur le coefficient de dommage universel de Srour (Figure 20), malgré sa validité qui semble prouvé sur un large gamme de NIEL, une certaine dispersion. On peut avoir un facteur trois sur des mesures de dégradation équivalentes. En fait, l'approche globale en NIEL ne fait aucune distinction entre les défauts de natures différentes qui peuvent être produits. Il est donc nécessaire d'étudier l'impact de la nature des défauts sur les dégradations. C'est l'objet des deux parties suivantes. Une analyse à la fois qualitative et quantitative des défauts a donc été réalisée avec la technique DLTS (chapitre 2). Les caractéristiques des défauts sont mises en parallèle avec les dégradations électriques du composant (chapitre 3).

## Seconde partie

# "De l'atome déplacé vers le défaut cristallin dans le silicium irradié"

Si l'on veut comprendre la dégradation électrique d'un composant provoquée par une irradiation, la connaissance de la quantité de déplacements n'est pas suffisante. Les lacunes (V) et les interstitiels (I) créés par déplacements atomiques, vont, lorsqu'ils ne se recombinent pas entre eux, migrer et former des défauts stables en se complexant entre eux, avec les impuretés ou avec les dopants du matériau. Ces défauts vont participer au transport des charges dans le composant. Le travail accompli depuis plusieurs décennies, pour identifier les défauts présents dans le silicium ont permis de révéler dans la bande interdite du silicium, l'existence d'une vingtaine de niveaux d'énergie associés aux défauts créés par une irradiation [Bou01], [Col01], [Mol99], [Wat97], [Kry79], [Wad77].

Certains de ces défauts, comme V-Dopant (centre E),  $VO_i$  (centre A, lacune/ oxygène interstitiel),  $C_iO_i$  (carbone interstitiel/oxygène interstitiel) et la bilacune  $V_2$ , sont clairement identifiés, cependant leur analyse et leur identification restent parfois complexe. Par exemple, le défaut peut se manifester dans la bande interdite par l'introduction de plusieurs niveaux d'énergie. Ces niveaux étant associés à l'état de charge dans lequel se trouve le défaut.

Pour étudier les défauts créés par une irradiation, deux types de composants ont été utilisés. Des diodes silicium de type n ont été irradiées sous différentes conditions (type de particule, énergie, dose). Une diode de type p, déjà irradiée, nous a été fournie pour compléter notre étude. Elles ont été caractérisées par méthode DLTS.

Pour commencer ce deuxième chapitre, un état de l'art des connaissances acquises sur les défauts cristallins du silicium introduits par irradiation sera dressé. L'accent est porté sur les défauts observés sur nos spectres DLTS. Par la suite, après avoir rappelé le principe de la DLTS, les résultats issus de nos mesures seront discutés, et comparés en fonction des différentes conditions d'irradiations.

### **I. Les connaissances générales sur les défauts du silicium**

Les lacunes et les interstitiels, qui ne se recombinent pas entre eux, vont migrer séparément et se complexer avec les entités présentes dans le matériau pour former des défauts

crystallins. Il se forme ainsi des défauts liés à la fois aux lacunes et aux interstitiels. On parle de défauts lacunaires ou de défauts interstitiels.

## I.1. Les défauts liés aux lacunes

### ➤ La lacune simple

Dès 60 K, la lacune commence à migrer et à se complexer avec les dopants ou les impuretés qu'elle rencontre, ce qui la rend difficilement observable. A température de fonctionnement du composant, toutes les lacunes ont réussi à se complexer.

L'unique technique, qui permet son observation, est la résonance paramagnétique électronique (EPR). Pour ce faire, le matériau doit être irradié à température cryogénique, avec par exemple des électrons de plus de 1MeV [Wat00]. Les électrons de 1MeV produisent en grande majorité de faibles transferts d'énergie par diffusion coulombienne. L'irradiation produit principalement des déplacements isolés de façon homogène. La faible masse des électrons au regard de celle des noyaux rend difficile leur capacité à produire des défauts étendus, qui eux favorisent la formation de défauts mettant en jeu plusieurs lacunes [Mol99].

La température cryogénique permet de figer les défauts générés avant les processus de guérison des paires de Frenkel et de formation de complexes, ce qui permet ainsi d'observer les lacunes simples [Wat00], [Mak09].

L'éjection d'un noyau de sa position dans le cristal laisse une lacune avec quatre liaisons pendantes. La diffusion de la lacune et son aptitude à se complexer avec les différentes entités introduites pendant la fabrication du composant ou générés par l'irradiation, vont être fortement influencées par son état de charge. L'atome de silicium manquant, fournissait quatre électrons aux quatre liaisons avec les atomes voisins. Nous avons donc un manque de quatre électrons et la présence de quatre niveaux d'énergie dans la bande interdite correspondant à chaque transition d'états de charge possibles.

A température ambiante, les lacunes simples se sont toutes complexées, c'est pourquoi, on observe uniquement les complexes liés à ces lacunes. Les plus communs, sont décrits par la suite.

### ➤ Lacune–oxygène: $VO_i$ (le centre A)

L'oxygène est une impureté positionnée dans un site interstitiel du cristal, que l'on retrouve dans toutes les diodes silicium. Selon le procédé de fabrication de la diode, l'oxygène est introduit avec des concentrations variant de  $10^{10}$  à  $10^{18}$  oxygène/cm<sup>-3</sup>. La lacune se complexe facilement avec cette impureté pour former le complexe lacune- oxygène  $VO_i$ .

En DLTS, le défaut  $VO_i$ , appelé centre A, se manifeste par un pic entre 85 et 90K. Il introduit un niveau accepteur à 0,17eV sous la bande de conduction et commence à guérir au alentour de 573K (300°C).

La formation de complexes d'ordre supérieur, tels que  $V_nO$  et  $VO_n$  est possible. Leur formation est contrôlée par la concentration initiale en oxygène et la fluence d'irradiation. Nous ne les avons pas observés en DLTS, après irradiation de nos véhicules de test.

➤ Lacune-dopant:

Le taux d'introduction de ce défaut est évidemment lié à la concentration du dopant présent dans le silicium. Prenons comme exemple, un bloc de silicium de type n, dopé au phosphore. Le complexe lacune-phosphore VP, introduit un niveau accepteur d'énergie à  $E_c-0.45\text{eV}$  dans la bande interdite. Ce défaut VP est appelé centre E. Cette complexion de la lacune avec le phosphore annihile son rôle de dopant. On parle alors de "remplacement de donneur". Si la formation de ces complexes devient trop importante, après par exemple une forte irradiation, on peut observer un retour du silicium à ses propriétés intrinsèques, voir même, une inversion du type de dopage.

Dans du silicium dopé p, (dopant = bore), on a création du complexe lacune-bore VB. Ce défaut introduit un niveau à  $E_v+0.36\text{eV}$ . Il commence à guérir à une température de 260K. Il n'est donc pas observé si le composant est analysé à la température ambiante après irradiation.

➤ Complexes lacunaires : la bilacune simple  $V_2$  et les agrégats de lacunes

Le complexe lacunaire le plus simple, est la bilacune  $V_2$  [Cor67], [Wat65], [Bou01]. Dans le réseau atomique du silicium, l'axe lacune-lacune est orienté selon, les quatre axes cristallographiques  $\langle 111 \rangle$ . La bilacune peut avoir trois états de charge qui sont généralement observés avec la DLTS.

Dans un silicium de type n, les complexes,  $V_2^{=/-}$  et  $V_2^{0/-}$  introduisent respectivement un niveau à  $E_c-0.24\text{V}$  et  $E_c-0.42\text{eV}$  sous la bande de conduction. En DLTS, ils se manifestent respectivement par l'apparition d'un pic entre 130 et 150K pour  $V_2^{=/-}$  et entre 215 et 240K pour  $V_2^{0/-}$ . Dans un silicium de type p,  $V_2^{+/0}$  introduit un niveau à  $E_v+0.2\text{eV}$  par rapport à la bande de valence.

La formation de complexes lacunaires de plus hauts niveaux ( $V_2$ ,  $V_3$ ,  $V_4...$ ) est possible [Pet06]. Des études en dynamique moléculaire [Cal05] ont montrées que plus la densité locale de lacunes est élevée et plus elles auront tendance à se combiner pour former des complexes lacunaires de plus haut niveau. En DLTS, la présence de ces complexes d'ordre supérieur est indirectement observée par :

- l'apparition d'un large pic correspondant aux bilacunes  $V_2^{0/-}$ . Il correspondrait à la superposition du signal de plusieurs défauts, associés aux amas de défauts [Mol99],[Fle07]. Par exemple, le défaut  $V_3$  introduirait un niveau ayant des caractéristiques très proches de  $V_2^{0/-}$  [Pet06] ( $E_c-0.46\text{V}$ , et même section efficace de capture).
- La différence d'intensité entre le pic associé à  $V_2^{=/-}$  et  $V_2^{0/-}$ . La bilacune localisée dans un amas de défaut est majoritairement dans l'état simple charge [Mol99]. La différence des concentrations, déduite de mesure DLTS après irradiation, entre  $V_2^{=/-}$  et  $V_2^{0/-}$ , augmente lorsque la formation d'amas de défaut est plus importante.

## I.2. Les défauts liés aux interstitiels

### ➤ L'interstitiel de silicium: $Si_i$

"L'interstitiel" de silicium est donc le deuxième défaut "simple" créé par une irradiation. Comme pour la lacune, les techniques standard comme l'EPR ou la spectroscopie transitoire des niveaux profonds ne peuvent que difficilement mettre en évidence sa signature directe. Il en a été déduit que l'interstitiel pouvait facilement migrer dans le réseau atomique pour se complexer, même à température cryogénique. Seuls les défauts associés à la formation de complexes entre les interstitiels et les impuretés vont pouvoir être détectés.

Par un mécanisme de remplacement mis en évidence par Watkins [Wat00] [Kim89], l'interstitiel de silicium  $I$  retrouve une position normale dans le réseau atomique, en remplaçant une impureté (carbone, oxygène) ou un atome dopant (phosphore, bore) situé en position substitutionnelle  $X_s$ . Ces derniers se retrouvent sur un site interstitiel  $X_i$  ce qui leur permet de plus facilement migrer dans le réseau atomique et se complexer, avec d'autres entités (impureté, dopant). C'est donc, ces complexes comme par exemple le carbone-oxygène, carbone-carbone ou dopant-oxygène, qui sont observés et qui témoignent de la formation d'interstitiel de silicium.

### ➤ Le carbone interstitiel: $I + C_s \rightarrow Si + C_i$

Le carbone est un contaminant commun, introduit pendant la fabrication du composant. Le carbone, comme le silicium, est un élément du groupe IV. Étant plus petit que le silicium, il peut occuper des sites substitutionnels  $C_s$  ou des sites interstitiels  $C_i$ . En position interstitielle, il devient mobile par diffusion thermique à partir de 150K, jusqu'à sa rencontre avec une autre entité (atomes d'oxygène, de carbone substitutionnels) qui le stabilise dans le réseau cristallin.

$C_iO_i$  est le seul défaut associé aux interstitiels observé par nos mesures DLTS. On l'identifie en injectant des minoritaires lors de la phase de remplissage. Il se manifeste par l'apparition d'un pic à  $T = 180K$ , avec une énergie d'activation qui correspond à un niveau à  $E_v + 0.36eV$  dans la bande interdite du silicium. Il s'agit donc d'un piège à trous. Il est stable jusqu'à 623K (350°C).

Le carbone peut également rencontrer un autre carbone. On a formation de  $C_iC_s$ . Il introduit un niveau ayant des caractéristiques proches de  $VO_i$ , c'est pourquoi les signaux correspondant à  $VO_i$  et  $C_iC_s$  se superposent. La majorité du signal peut cependant être attribué à  $VO_i$  [Hön07].

### ➤ Les complexes avec les atomes dopants

De la même manière que le carbone, les atomes dopants en position substitutionnelle, peuvent être remplacés par les interstitiels créés par l'irradiation. Par exemple, dans du silicium de type p, on a formation du complexe bore oxygène  $BO$ , introduisant un piège à  $E_v + 0,2eV$ .

## II. L'utilisation de la méthode DLTS pour notre étude

Dans le silicium, largement utilisé dans l'électronique embarquée et auquel nous nous intéressons, les défauts créés par irradiation ont été largement étudiés et sont maintenant très bien identifiés. Une des techniques expérimentales qui permet de les identifier et de les dénombrer, est la spectroscopie des transitoires de capacité (DLTS). Nous avons utilisé cette technique pour caractériser des diodes irradiées. Avant de présenter les résultats obtenus, nous allons faire un rappel du principe de fonctionnement de ce moyen.

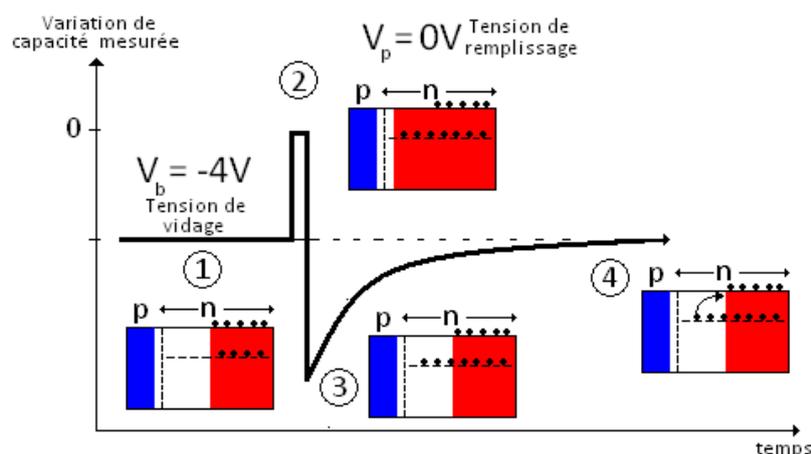
### II.1. Le Principe de la DLTS

La spectroscopie des transitoires de capacité de niveaux profonds (DLTS) repose sur le principe d'échange de porteurs de charge entre les bandes de valence et de conduction et un niveau d'énergie introduit dans la bande interdite du semi-conducteur. On parle de niveaux profonds car ce sont les défauts, qui introduisent des niveaux à plus de 0.1eV des bandes de conduction et de valence, qui sont analysés.

Les défauts cristallins formés par une irradiation, se traduisent par l'apparition de niveaux d'énergie dans la bande interdite. Selon les conditions de polarisation du composant, ces derniers vont pouvoir se remplir ou se vider de porteurs de charges. C'est la capacité du composant qui est liée à ces phénomènes de remplissage et de vidage et que l'on mesure.

Le principe général d'une séquence de mesure DLTS pour une diode type n est schématisé dans la Figure 21.

#### (A) Injection de majoritaires



## (B) Injection de minoritaires

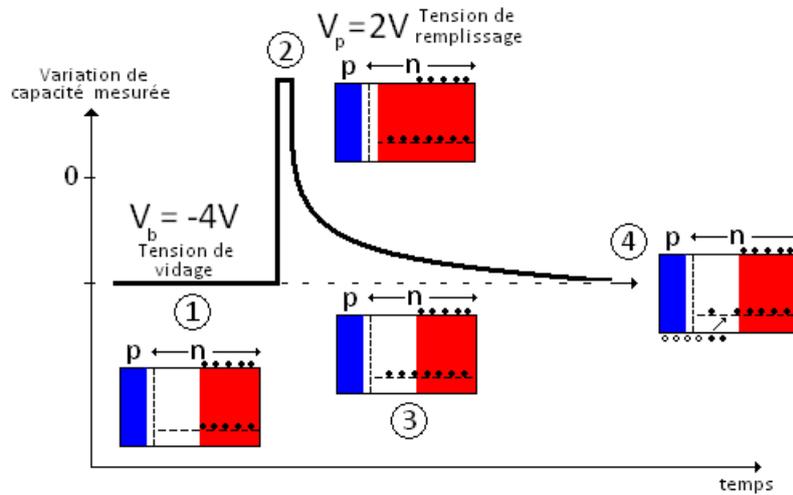


Figure 21. Les différentes phases d'une mesure DLTS dans une jonction p+n où la zone de charge d'espace s'étend dans le substrat n. Le transitoire de capacité mesuré est présenté: (A), suite à une injection de porteurs majoritaires. (B), suite à une injection de porteurs majoritaires et minoritaires.

Selon la nature des défauts que l'on veut analyser dans le semi-conducteur, on adaptera le signal de la tension à appliquer pour remplir les pièges. La Figure 21 (A) montre le cas d'une jonction p+n où la zone de charge d'espace s'étend principalement du côté n. l'injection de porteurs majoritaires est réalisée en restant en polarisation inverse au cours du pulse de tension. Dans la zone de type n, on observera les pièges à porteurs majoritaires (électrons) qui introduisent des niveaux d'énergie dans la partie supérieure de la bande interdite (silicium de type n). Pour un matériau de type p, le principe est analogue. Les porteurs majoritaires seront des trous et ils créeront des pièges dans la partie inférieure de la bande interdite. La Figure 21 (B) montre, l'injection de porteurs majoritaires et minoritaires à l'aide d'un pulse de tension directe. Dans ce cas, on observera à la fois les signatures des pièges à porteurs majoritaires et minoritaires.

La séquence de mesure, qui est réalisée de façon cyclique durant la remontée en température de 88K à 293K, peut être décomposée de la manière suivante (Figure 21):

(1) On applique une tension inverse  $V_b$  à la jonction p+n. La zone de charge d'espace s'étend au maximum dans le substrat. Les défauts présents dans ce volume dépeuplé (ZCE) se vident de leurs charges. C'est dans le volume de la zone de charge espace que les défauts vont pouvoir être analysés.

(2) Selon les défauts que l'on veut observer, on a deux possibilités de polarisation:

→ (A) : on applique un pulse de tension ( $V_p$  pour pulse) telle que la diode reste sous polarisation inverse. Seuls des porteurs majoritaires sont injectés: des électrons dans le cas d'une jonction p+n des trous pour une jonction n+p. Ce pulse de tension provoque la réduction de la zone de charge espace. Les défauts pièges à majoritaires, qui se trouvaient dans ce volume, se remplissent à nouveau de porteurs majoritaires.

→ (B) : Le pulse de tension amène la diode en polarisation directe ( $V_p > 0$ ), on injecte alors des électrons et des trous (majoritaires et minoritaires selon le type de dopage). On analyse donc à la fois les pièges à porteurs majoritaires et à porteurs minoritaires. Cependant, l'extraction des paramètres comme la concentration devient plus complexe si un piège à majoritaire réémet ses charges à la même température qu'un piège à minoritaires. Le transitoire observé est alors une combinaison des deux émissions de charges.

(3) On retire le pulse de tension. Le composant retourne à son niveau de polarisation inverse initial  $V_b$ . C'est le début du transitoire de capacité. Les pièges se vident progressivement des charges capturées, entraînant le retour de la capacité à son niveau initial.

(4) Le transitoire enregistré est ensuite traité par la méthode développée par Lang [Lan74]. On trace le spectre DLTS et on extrait du signal les caractéristiques des défauts (concentration, énergie du niveau ( $E_c - E_t$ ), la section efficace apparente de capture  $\sigma$ ). Le couple ( $E_t, \sigma$ ) représente la signature du niveau de piège que l'on détermine par DLTS.

## II.2. Le banc de test DTLS de l'ONERA

### ➤ La description du banc DLTS

Le banc du DESP est monté à partir d'éléments indépendants. Son fonctionnement est centré sur un capacimètre Boonton 7200 (Figure 22). La polarisation des échantillons, via le capacimètre, est assurée par un générateur de fonctions Tektronix AFG3102. Les mesures de transitoire de capacité sont obtenues grâce à un oscilloscope Tektronix TDS3034. La régulation de température se fait par un appareil dédié Pyrocontrôle STATOP 4860. L'ensemble des appareils est piloté par un programme développé en interne sur Labview. Il repose sur la méthode d'analyse donnée par Lang pour le traitement des données et la caractérisation des défauts [Lan74].

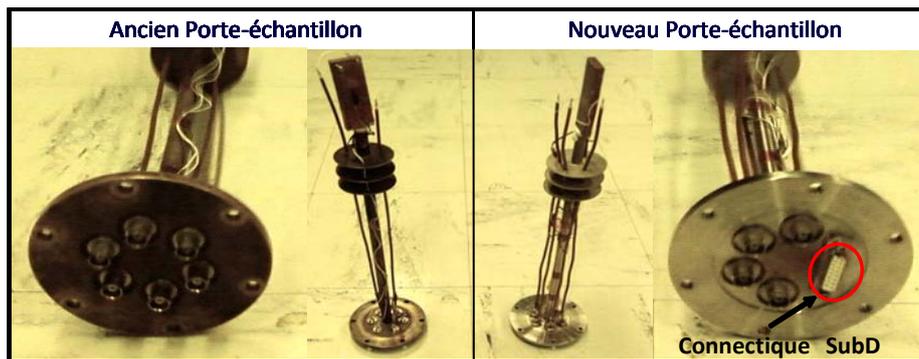
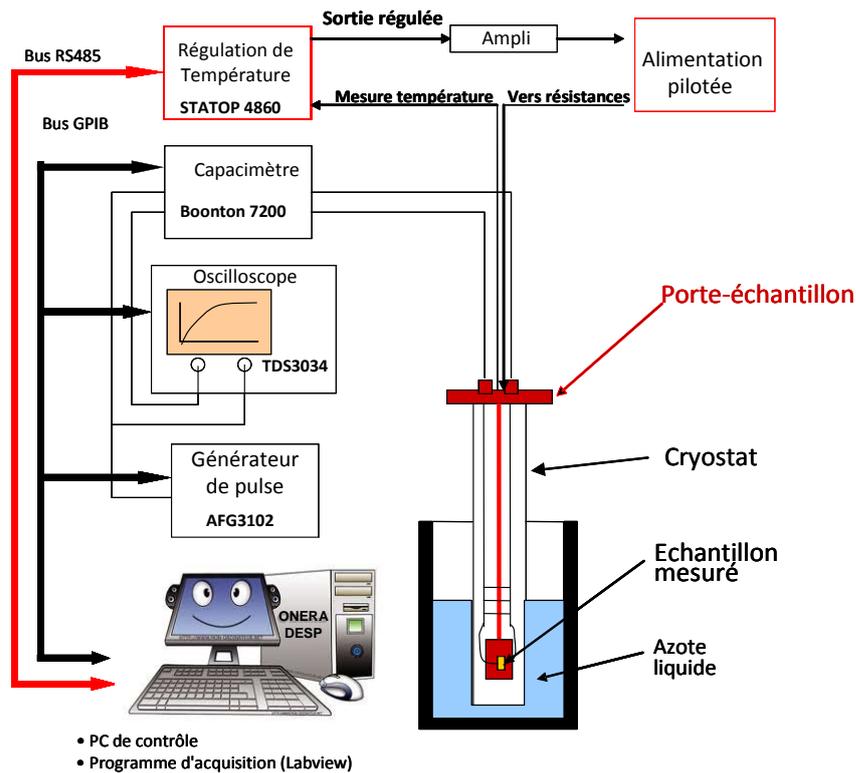


Figure 22. En haut, Schéma du Banc DLTS de l'ONERA. Les parties en rouge correspondent aux éléments améliorés pendant la thèse. En bas, photos du porte échantillon qui a été amélioré avec l'ajout d'une nouvelle connectique SubD. Elle permet notamment la mise en place de deux échantillons, le contrôle de la température et l'alimentation des résistances chauffantes.

### ➤ Les améliorations réalisées sur le banc DLTS

La maîtrise de la température est primordiale pour l'analyse des spectres, notamment pour une bonne extraction des énergies d'activation et des sections efficaces de capture des défauts.

En 2008, en début de ces travaux de thèse, la rampe de température allant de l'azote liquide à l'ambiante était réalisée en laissant juste le système se réchauffer naturellement. Le problème est qu'aucun moyen ne permettait de contrôler cette montée, si bien qu'au-delà des 150K, cette dernière se faisait trop rapidement pour mesurer précisément la température de l'échantillon.

Pour pallier ce problème d'inertie thermique, un nouveau porte-échantillon a été fabriqué pour permettre l'incorporation d'une connectique SubD (Figure 22) et donc la mise en place de nouveaux éléments (en rouge sur la Figure 22):

- Des résistances chauffantes ont été rajoutées, ce qui a permis de stabiliser la température de l'échantillon avant acquisition du transitoire de capacité par l'ordinateur. Le flux d'azote est maintenu constant, le régulateur Statop 4860 contrôle la puissance délivrée aux résistances.
- Deux composants peuvent maintenant être mis en place dans le cryostat avant de faire le vide, ce qui représente un gain de temps dans la réalisation des mesures.

### II.3. L'obtention du spectre DLTS et l'extraction des caractéristiques des défauts par la méthode de Lang

#### ➤ Le tracé du spectre DLTS

La méthode utilisée par le programme Labview de l'ONERA, pour traiter le transitoire de capacité que l'on mesure, est celle développée par Lang [Lang74]. Elle consiste à analyser la variation de capacité  $\Delta C$  entre deux temps  $t_1$  et  $t_2$ , en fonction de la température (Equation 1). Cette variation de capacité  $\Delta C$  passe par des maximums aux températures caractéristiques des défauts. Dans notre cas, les diodes sont analysées depuis la température de l'azote liquide jusqu'à la température ambiante.

$$\Delta C = C(t_2) - C(t_1) \quad \text{Equation 21}$$

Sur la Figure 23, on montre comment le spectre DLTS est déduit de la variation de capacité  $\Delta C$ . A température d'émission du défaut, la variation de capacité  $\Delta C = C(t_2) - C(t_1)$  passe par un maximum. Sur la Figure 23 (droite), Le spectre DLTS est reconstitué en traçant pour un couple  $(t_1, t_2)$ , la différence de capacité  $\Delta C$  en fonction de la température.

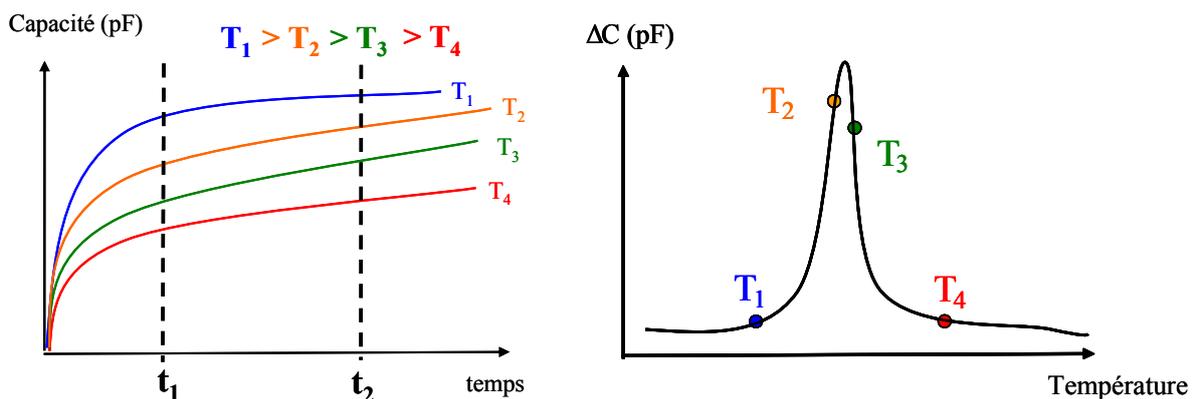


Figure 23. Analyse du transitoire de capacité par méthode de Lang. A gauche, la variation de température modifie le transitoire de capacité. Entre  $t_1$  et  $t_2$ , la variation de la capacité est mesurée. Sur la figure de droite, le spectre est obtenu en traçant cette variation de capacité en fonction de la température.

Chaque pic observé sur le spectre peut correspondre à un ou plusieurs niveaux de piège, si ils ont des caractéristiques semblables. La concentration, l'énergie du niveau introduit

(encore appelée énergie d'activation) et la section efficace de capture des porteurs correspondant à chaque pic peuvent être déduits par cette méthode DLTS.

➤ La concentration et le taux d'introduction du défaut

La concentration des défauts générés par l'irradiation se déduit de l'amplitude de la variation de capacité par la relation suivante :

$$N_t = 2N_D \frac{|\Delta C|}{C} \quad \text{Équation 22}$$

Avec  $N_t$  représentant la concentration des défauts,  $N_D$  la concentration du dopant,  $\Delta C$  la variation de capacité du transitoire de capacité ( $t_2$  pris grand par rapport à  $t_1$ ).  $C$  la capacité à l'équilibre après le vidage complet des défauts et avant leur remplissage.

Nous avons vu au premier chapitre que le taux d'introduction de défaut, qui s'exprime en  $\text{cm}^{-1}$  correspond au nombre de défauts générés par centimètre parcouru par la particule. Il se déduit en divisant la concentration (défauts. $\text{cm}^{-3}$ ) par la fluence d'irradiation (particules. $\text{cm}^{-2}$ ).

Dans le cadre de l'approximation BCA, ce taux d'introduction peut être directement comparé au NIEL de la particule (équation 18). La concentration du défaut doit-elle être comparée à la dose non ionisante reçue par le matériau cible (Dose = NIEL x fluence).

➤ L'énergie d'activation  $E_a$  et la section efficace de capture des porteurs  $\sigma$

L'analyse du transitoire permet de déterminer la signature énergétique du piège. L'énergie d'activation et la section efficace de capture sont déduits de l'expression du taux d'émission d'électrons  $e_n$  qui physiquement correspond à l'aptitude des défauts à se vider des porteurs de charges après le pulse de tension lorsque le composant est à nouveau polarisé en inverse, (phase 3, Figure 21). Ce taux est lié à l'énergie d'activation du défaut  $E_a$ , et à la section efficace de capture de porteurs  $\sigma$ , par la relation suivante [Lan74] :

$$e_n(T) = AT^2 \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) \quad \text{avec} \quad A = \frac{4\sqrt{6}\sigma k^2 \pi^{3/2} m^*}{h^3} \quad \text{Équation 23}$$

Où  $T$  : température absolue,  $E_a$  : énergie d'activation du piège,  $\sigma$  : section de capture des électrons,  $k$  : constante de Boltzmann,  $m^*$  : masse effective de l'électron,  $h$  : constante de Planck.

Pour déterminer les valeurs de  $E_a$  et  $\sigma$ , on se sert de la dépendance en température du taux d'émission  $e_n$  (équation 3). Ce taux  $e_n$  devient maximal aux températures caractéristiques des défauts. A ces maxima (intensité maximale des pics observés), il peut s'exprimer en fonction de la fenêtre temporelle  $\Delta t = t_2 - t_1$  par la relation suivante :

$$e_{n,\max} = \frac{|t_1 - t_2|}{\ln(t_2 - t_1)} \quad \text{Équation 24}$$

Ainsi, si on fait varier la fenêtre  $\Delta t = t_2 - t_1$ , en gardant un rapport constant entre  $t_2$  et  $t_1$ ,  $e_{n,max}$  reste constant. On observe juste un décalage en température des pics. Les températures prises à ces valeurs de  $e_{n,max}$ , quand la fenêtre  $\Delta t$  varie, permet d'obtenir par un tracé d'Arrhenius, la « signature du défaut » (Equation 24). On trace  $\ln(T^2/e_{n,max})$  en fonction de  $1/kT$  (Equation 25):

$$\ln\left(\frac{T^2}{e_{n,max}}\right) = \ln(A) + \frac{E_a}{kT} \quad \text{Equation 25}$$

T correspond à la température des pics pour chaque fenêtre  $\Delta t$ . La pente est égale à l'énergie d'activation du défaut. Son ordonnée à l'origine est égale à  $\ln(A)$  et peut ainsi permettre de retrouver la section de capture du piège. Dans le cas du silicium,  $\ln(A) = \ln \sigma + 49,031$ .

Sur la partie gauche de la Figure 24, on a fait varier la fenêtre temporelle  $t_2 - t_1$ , d'analyse du transitoire, en gardant le même rapport  $t_2/t_1 = 2$ . Le taux d'émission  $e_{n,max}$  reste constant et le pic se décale alors en température. Sur la partie droite de la Figure 24, la droite signature du défaut est représentée (tracé d'Arrhenius avec l'équation 25). Elle donne accès à l'énergie d'activation du défaut et à la section efficace de porteurs de charges piégés par le défaut.

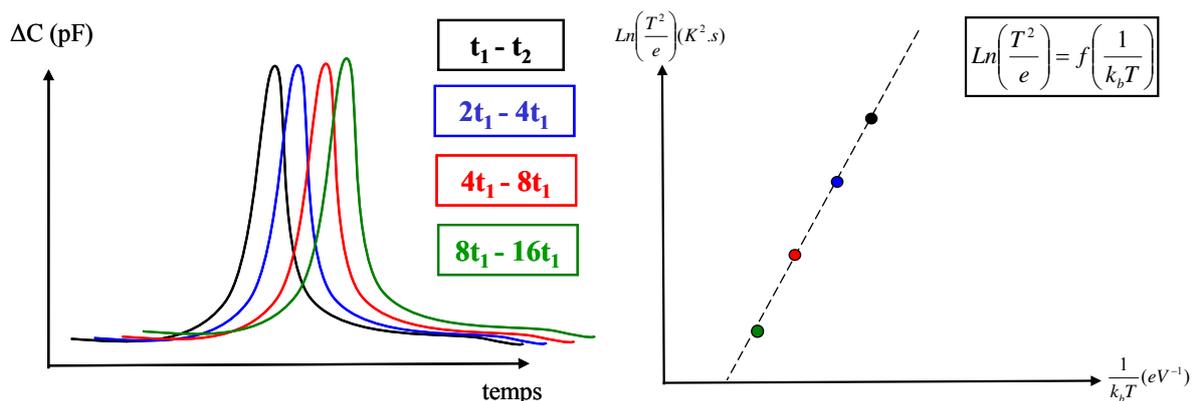


Figure 24. Tracé de la droite d'Arrhenius en faisant varier la fenêtre temporelle  $t_1-t_2$ .

### III. Les irradiations de composants électroniques effectués pour l'étude des défauts associés.

Des diodes silicium de type n et p ont été irradiées dans le but d'étudier les défauts cristallins générés. Nous avons choisi d'une part des composants commerciaux de chez Hamamatsu pour les diodes de type n. Les diodes de type p, que nous avons testées, nous ont été fournies par le CIMI, (laboratoire d'électronique de l'ISAE, Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (Toulouse)).

### III.1. Les diodes silicium dopé n

Nous avons choisi de travailler avec des diodes Hamamatsu des séries S1337 (33BQ et 1010BQ) pour lesquelles nous avons accès à un certain nombre de données technologiques grâce à des analyses effectuées au préalable par le CNES [Ped08] sur le modèle 33BQ. Les mesures SIMS ont montrées que les diodes sont constituées d'une couche  $p^+$  de  $1\mu\text{m}$  d'épaisseur, fortement dopée ( $N_a = 10^{18}$  bores/ $\text{cm}^{-3}$ ) sur un substrat n de  $320\mu\text{m}$  d'épaisseur avec un dopage inférieur à  $10^{13}$  phosphores. $\text{cm}^{-3}$  (Figure 25).

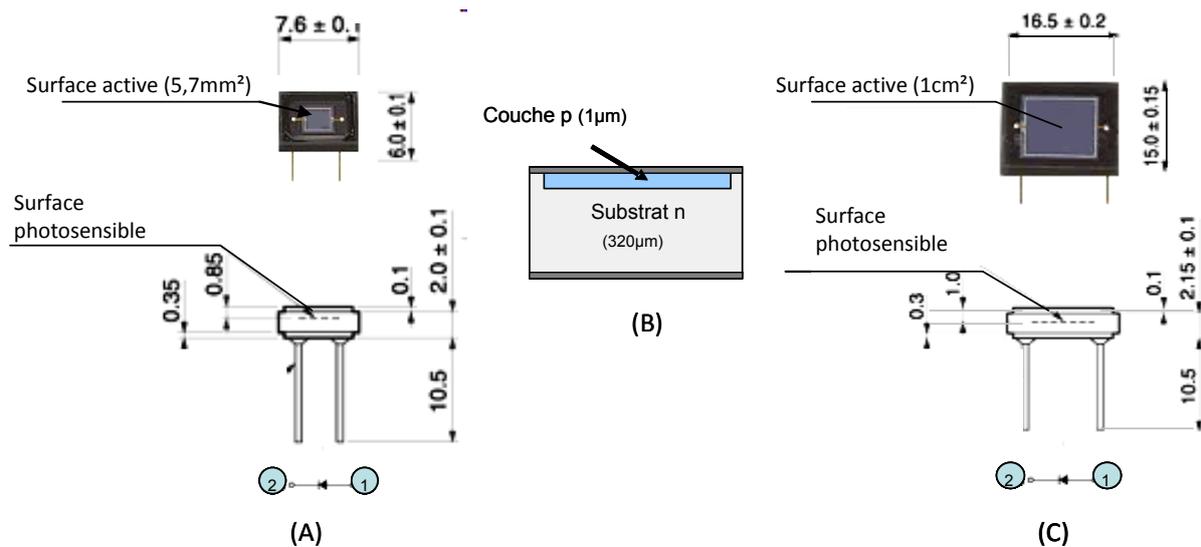


Figure 25 . Schéma des photodiodes type n utilisées, (A) 33BQ, (B) coupe schématisée, (C) 1010BQ. Les cotes sont données en mm. (1) correspond à l'anode, (2) correspond à la cathode.

Les mesures électriques ont permis de confirmer les caractéristiques techniques des diodes. Les deux photodiodes se différencient par leur surface active de  $1 \text{ cm}^2$  pour les références S1337-33BQ (33BQ) et de  $5.7 \text{ mm}^2$  pour les références S1337-1010BQ (1010BQ). Les diodes sont protégées par une fenêtre en verre qui a une épaisseur de  $60 \mu\text{m}$ .

#### ➤ L'influence de l'irradiation sur le niveau de dopage

La mesure de la capacité en fonction de la tension permet de remonter au niveau de dopage dans le substrat et à la tension de diffusion  $V_{bi}$ . De plus, elle nous donne des informations sur le type de jonction, c'est-à-dire si le dopage est de type par "palier" ou est constant dans le substrat. La jonction est de type par "palier" ou linéaire, si  $1/C^2$  ou  $1/C^3$  varie linéairement en fonction de la tension inverse appliquée [Asg93].

A l'aide d'une mesure  $C(V)$ , on peut donc vérifier que la création de défaut dans le matériau n'a pas modifié le dopage initial du silicium. Dans un substrat de type-n (type-p), les niveaux accepteurs (donneurs) produits par irradiation peuvent au delà d'une limite compenser l'excès d'électrons (trous) apporté, par exemple, par les atomes de phosphore (Bore). Cette

limite où l'efficacité du dopage commence à diminuer dépend des caractéristiques du composant et de la nature des particules incidentes.

La capacité dépend du niveau de dopage dans le substrat, de la tension appliquée et de la surface du composant par l'Équation 26 [Szé81].

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2(V_{bi} - V)}{q\epsilon_{Si}N_D S^2} \quad \text{Équation 26}$$

$q = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$ ,  $\epsilon_{Si} = 10^{-12} \text{ F.cm}^{-1}$ ,  $V_{bi} = 0,6\text{V}$ ,  $S$  surface de la diode

Sur la Figure 20, pour une partie des diodes irradiées S1337-33BQ,  $1/C^2$  est tracé en fonction de la tension inverse appliquée. Seules les diodes, le plus fortement irradiées, sont représentées. Les courbes en traits pointillés rouges sont déduites de l'équation 25, en prenant un niveau de dopage de  $5.10^{12}$  et  $10^{13}$  dopant. $\text{cm}^{-3}$ .

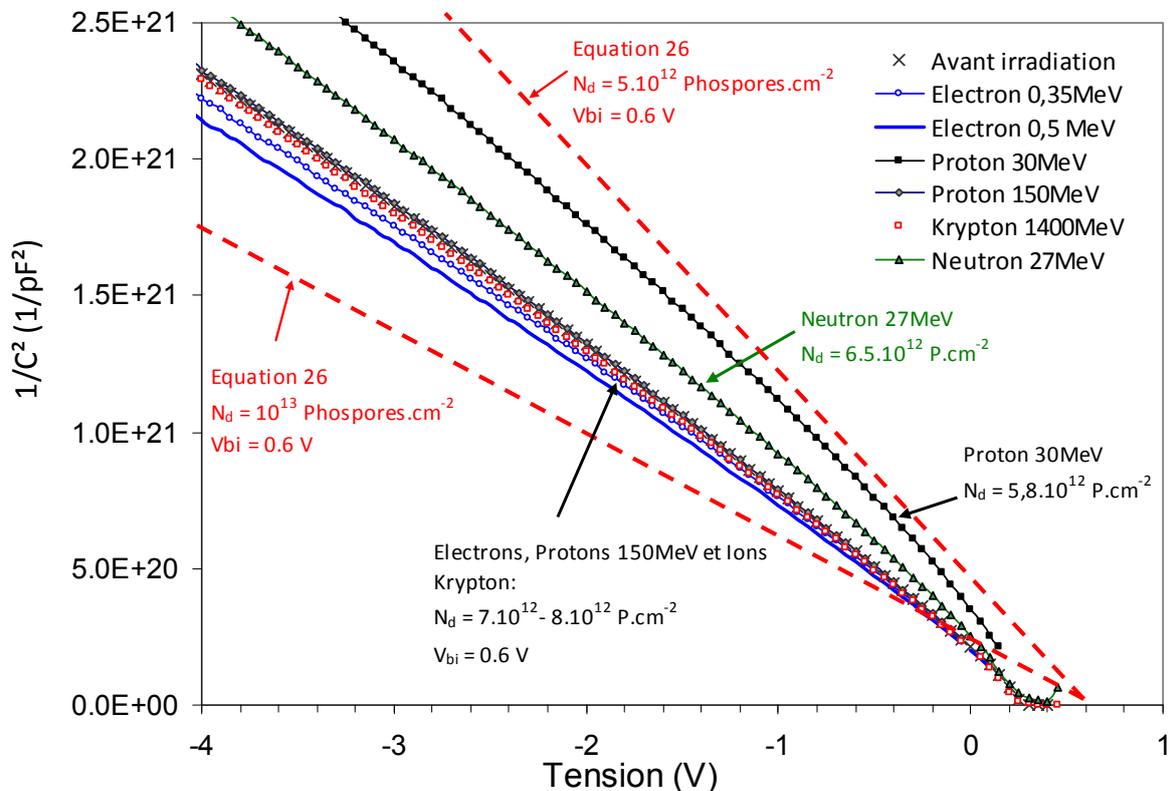


Figure 20.  $1/C^2$  en fonction de la tension inverse appliquée sur les diodes S1337-BQ33 (surface active = 5.7 mm)

Pour les plus fortes irradiations aux protons de 30MeV et aux neutrons de 27MeV, la courbe  $1/C^2$  s'écarte légèrement de la référence non irradiée. Pour le reste des diodes, toutes les courbes se superposent. Nous n'observons donc pas de compensation de dopage due à l'irradiation. Les niveaux de dopage trouvés, se situent entre  $6.10^{12} \text{ cm}^{-3}$  et  $7.10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , ce qui confirme les analyses SIMS du CNES. Par la suite, on a pris une valeur fixe de dopage de  $7.10^{12} \text{ dopant.cm}^{-3}$ . L'intersection de la caractéristique avec l'axe des abscisses donne la tension de diffusion  $V_D = 0.6 \text{ V}$ .

➤ La taille de la zone charge d'espace

L'épaisseur de la zone de charge d'espace (ZCE) est un paramètre important pour la réalisation de mesure DLTS. Il est important de connaître comment évolue son épaisseur en fonction de la tension appliquée, car uniquement les défauts présents dans ce volume de déplétion sont analysés.

Les diodes 33BQ et 1010BQ ayant un dopage asymétrique avec une couche p+ fortement dopé sur un substrat faiblement dopé, la ZCE s'étend principalement dans le substrat le moins dopé. On néglige le coté p, l'épaisseur de la ZCE  $W_{ZCE}$  dépend de la tension appliquée par la relation [Szé81] :

$$W_{ZCE} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_{Si}(V_{bi} - V)}{qN_D}} \quad \text{Équation 27}$$

La taille de la ZCE peut également s'exprimer en fonction de la capacité à l'aide de l'équation 28 [Szé81] :

$$W_{ZCE} = \frac{S \cdot \varepsilon_{Si}}{C} \quad \text{Équation 28}$$

Avec  $W_{ZCE}$  qui représente l'épaisseur de la ZCE,  $S$  la surface de la diode ( $\text{cm}^2$ ),  $\varepsilon_{Si}$  la permittivité du silicium ( $10^{-12} \text{ F.cm}^{-1}$ ), et  $C$  la capacité mesurée (F).

Sur la Figure 21, l'épaisseur  $W_{ZCE}$  de la ZCE est déterminée à la fois, théoriquement à partir de la tension inverse (Equation 27) et expérimentalement à partir des mesures capacité-tension (Equation 28).

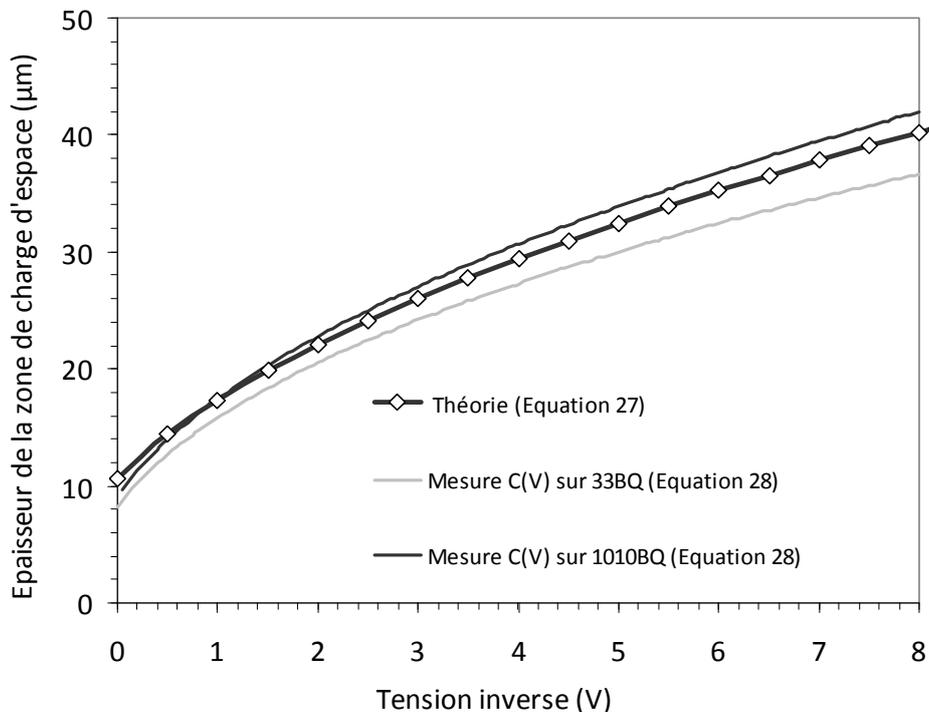


Figure 21. Variation de l'épaisseur de la ZCE en fonction de la tension inverse appliquée

On peut voir le bon accord entre les deux approches et ce pour les deux modèles de diode (33BQ et 1010BQ).

A 0V, la zone dépeuplée est déjà de 10 $\mu$ m. A -8V, cette ZCE s'étend au delà de 40 $\mu$ m dans le substrat n. Les dimensions de la ZCE restent modestes en comparaison de la taille du substrat (320 $\mu$ m).

### III.2. La diode silicium dopé p

Le composant de type p nous a été fourni par le CIMI laboratoire universitaire d'électronique sur le campus de L'Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (Toulouse).

Ce véhicule de test, qui a été conçu par le CIMI pour étudier l'impact des radiations, est une diode ayant une surface active de 0.64mm<sup>2</sup>. L'émetteur est une couche n<sup>+</sup> fortement dopé (10<sup>18</sup> phosphore.cm<sup>-3</sup>). La base est un silicium de type p, avec un dopage de 10<sup>16</sup> bores.cm<sup>-3</sup>. Sur la Figure 26, l'épaisseur de la zone dépeuplée est tracée en fonction de la tension appliquée. A 0V et -8V, la ZCE a respectivement une épaisseur de 1 $\mu$ m et 3 $\mu$ m.

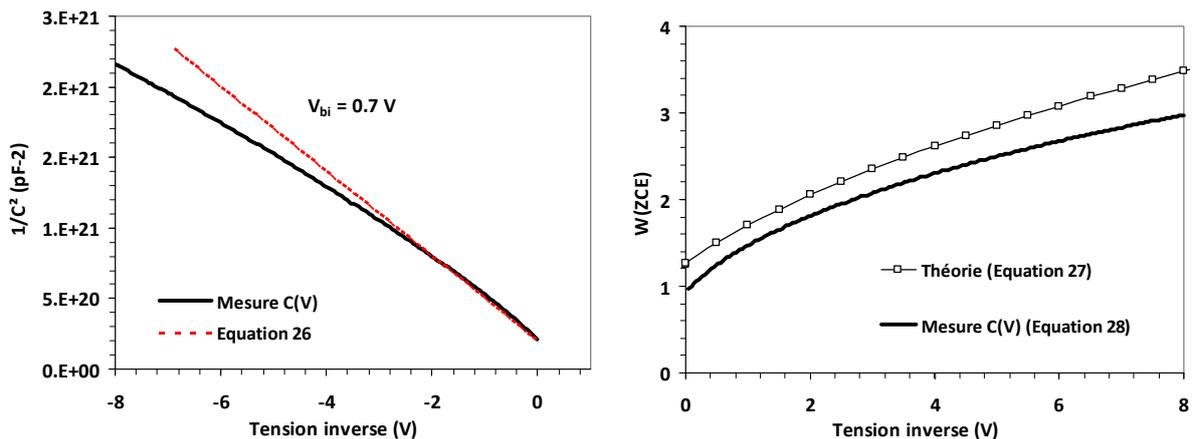


Figure 26. Variation de l'épaisseur de la ZCE en fonction de la tension inverse appliquée pour les diodes p-Si du CIMI.

Cette diode qui nous a été prêtée gracieusement par le CIMI pour faire nos mesures DLTS a été irradiée par leur soin à l'UCL avec des neutrons de 0.8MeV à une dose de 5.10<sup>14</sup> neutrons.cm<sup>-2</sup>.

### III.3. Les moyens et les conditions d'irradiation.

Plusieurs moyens d'irradiation ont été utilisés permettant de tester un large éventail de particules sur différentes gammes d'énergie. Les irradiations avec des protons et des ions silicium de moins de 20 MeV, ont été effectuées sur l'accélérateur Van de Graaf de l'institut de physique nucléaire (IPN) d'Orsay. Les irradiations aux protons de 30 MeV et 63 MeV, ainsi que les irradiations aux neutrons de 0,8 MeV et 27 MeV ont été réalisées sur le cyclotron de l'université catholique de Louvain (UCL). La campagne de mesure réalisée sur l'accélérateur

de KVI a permis les irradiations avec des protons de forte énergie (100 MeV et 150 MeV) et au GANIL avec des ions Krypton (1400 MeV).

Toutes les irradiations aux électrons ont été réalisées sur les accélérateurs Van de Graaf du DESP/ONERA. Les irradiations aux électrons de 500 keV ont été réalisées dans l'enceinte « Semiramis ». Les irradiations aux électrons de 350KeV ont été réalisées sur l'accélérateur « Sirène ».

Le tableau présente les caractéristiques des deux moyens d'irradiation de l'ONERA-DESP.

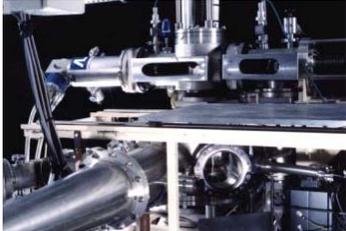
Sirène	Semiramis: Système d'Essais et de Mesure In-situ de Revêtements pour l'Appréciation des Modifications sous Irradiations Simulées
	
<p><u>Caractéristiques :</u></p> <ul style="list-style-type: none"> <li>• Pression ~ 10-6 hPa</li> <li>• Faisceau d'électrons distribués en énergie dans la gamme 10-400 keV intensité de 0 à 2 nA/cm2 simulant un orage géomagnétique réputé dur</li> <li>• Surface utile d'irradiation sur <math>\varnothing = 200</math> mm</li> <li>• Température variable (-190/+150°C)</li> </ul> <p><u>Instrumentation:</u></p> <ul style="list-style-type: none"> <li>• Sondes de courant (échantillonnage 1ns, bande passante 300 Mhz),</li> <li>• Sondes de potentiel (<math>\pm 20</math> kV),</li> <li>• Système photographique...</li> </ul>	<p><u>Possibilités:</u></p> <ul style="list-style-type: none"> <li>• Simulation d'expositions de longue durée avec mesures in-situ du facteur de réflexion optique spectrale (250 à 2 500 nanomètres) et solaire</li> <li>• Faisceaux de protons, d'électrons et d'ultraviolets : <ul style="list-style-type: none"> <li>o domaine d'énergie des électrons : 400 keV à 2 MeV</li> <li>o domaine d'énergie des protons : 45 keV à 350 keV</li> <li>o Ultraviolets d'intensité 0,5 à 7 constantes solaires</li> </ul> </li> <li>• Pression inférieure à <math>10^{-4}</math> Pa (Cryopompage)</li> <li>• Domaine de températures : - 50°C à + 80°C</li> <li>• Zone irradiée : carré de 120 mm de côté avec 2 options: <ul style="list-style-type: none"> <li>o Porte échantillons standard comportant 25 positions 20x20mm<sup>2</sup> (mesures in-situ)</li> <li>o Support équipé de 12 porte échantillons individuels</li> </ul> </li> </ul>

Figure 27. Caractéristique des accélérateurs de l'ONERA-DESP utilisés pour irradier les diodes 33B et 1010BQ. A gauche, Sirène. A droite, Sémiramis. Photo extraite de l'ONERA : <http://www.onera.fr/toulouse/>

Pour chaque type de particule, et à chaque énergie, des diodes ont été irradiées à plusieurs niveaux de fluence. Ces dernières ont été ajustées pour chaque particule, d'une part pour limiter les effets de dose ionisante (LET) et d'autre part pour ajuster la dose non-ionisante (NIEL) à un niveau de dégradation dans les limites de détection de la méthode DLTS. Les doses de déplacement appliquées (NIEL x  $\Phi$ ) varient ainsi de  $10^7$  à  $10^{10}$  MeV/g. Les conditions d'irradiation sont regroupées dans le Tableau 1.

Condition d'irradiation			
Type de particules	Energie (MeV)	Fluence (Particule/cm <sup>2</sup> )	Site d'irradiation
Electron	0,35	$4 \cdot 10^{14}$	DESP
	0,5	$10^{12}, 5 \cdot 10^{12}, 10^{13}$	DESP
Proton	10	$10^{11}, 5 \cdot 10^{11}, 10^{12}$	IPN
	30	$10^{11}, 5 \cdot 10^{11}, 10^{12}$	UCL
	63	$10^{11}, 5 \cdot 10^{11}, 10^{12}$	UCL
	100	$10^{11}, 5 \cdot 10^{11}, 10^{12}$	KVI
	150	$10^{11}, 5 \cdot 10^{11}, 10^{12}$	KVI
Neutron (type n)	27	$10^{11}, 5 \cdot 10^{11}, 10^{12}$	UCL
Neutron (type p)	0,8	$5 \cdot 10^{14}$	UCL
Krypton	1400	$10^7$	GANIL

Tableau 1. Conditions d'irradiation des composants électroniques utilisés. En blanc, les irradiations des photodiodes Hamamatsu S1337, en gris, l'irradiation de la diode type p fourni par le CIMI.

## IV. Les résultats des mesures DLTS

Le silicium est le matériau semi-conducteur le plus étudié, et pour lequel une grande majorité des défauts sont connus et identifiés, notamment avec la technique DLTS.

Les spectres que l'on a obtenus sur les photodiodes Hamamatsu sont comparables à ceux de la littérature. Voici les principales références avec lesquelles nous avons comparé nos résultats [Mol99], [Bou01], [Kuh01], [Hön07], [Fle07]. Après injection de porteurs majoritaires, on retrouve généralement deux pics associés à deux états de charge de la bilacune (double charge-135K, simple charge-225K), et le pic associé au complexe lacune-oxygène (90K). Les études menées en DLTS avec injection de minoritaires sont moins nombreuses. Nous observons sur nos mesures le pic à 180K, caractéristique du complexe carbone-oxygène [Mol99]. Pour comparer les caractéristiques des défauts obtenus, nous nous sommes principalement référés aux thèses menées à l'université de Hambourg [Hön07], [Kuh01], [Mol99].

### IV.1. Les paramètres utilisés pour les mesures DLTS

On présentera les spectres en traçant la variation relative de la capacité  $\Delta C/C$  en fonction de la température.  $\Delta C/C$ , étant proportionnel à la concentration des défauts, cette représentation permet d'obtenir directement par simple multiplication du signal par  $2N_d$  ou  $2N_d / \phi$  ( $\phi$  fluence), la concentration ou le taux d'introduction des défauts. La fenêtre temporelle est choisie entre 96ms et 2ms, de façon à ce que l'intégralité du transitoire soit prise en compte pour le calcul des concentrations des défauts.

Chaque spectre est présenté avec dans sa partie positive, les pièges à porteurs majoritaires et dans sa partie négative, les pièges à porteurs minoritaires. Dans les deux cas, la température scannée va de 79K (azote liquide) à 293K (température ambiante). Les valeurs de tension et les temps de pulse utilisés sont les suivants :

- Pour l'analyse des pièges à majoritaires, la tension inverse de vidage des pièges est de -4V. Le temps de vidage des pièges est fixé à 200ms. Le pulse de tension amène la diode à 0V. Le temps de pulse est de 20ms, ce qui laisse le temps de remplir tous les

défauts présents dans la ZCE. La variation de capacité relative mesurée entre  $t_2$  et  $t_1$  est positive. Elle correspond à la partie supérieure (positive) du spectre.

- Pour l'analyse des pièges à minoritaires, la diode est polarisée -4V. L'épaisseur de ZCE analysée est la même que pour l'injection de majoritaire. Le pulse de tension polarise la diode en direct, à +1V. Les temps de remplissage et de vidage des pièges sont les mêmes que ceux choisis pour l'injection de porteurs majoritaires (20 et 200ms). La variation de capacité relative mesurée entre  $t_2$  et  $t_1$  est négative. Elle est représentée sur la partie inférieure (négative) du spectre.

Il faut signaler que pour tous les spectres présentés, nous nous sommes assurés que la méthode de Lang était bien applicable. Il suffit pour cela de vérifier que le spectre se décale uniquement en température, sans modification de l'intensité des pics lorsque l'on fait varier la fenêtre temporelle  $t_1-t_2$  en gardant un rapport constant entre  $t_1$  et  $t_2$ . Cela signifie que l'émission des défauts est constante. Un seul défaut influe sur le signal. L'extraction des paramètres des défauts, comme son énergie ou sa section efficace de capture des porteurs, est possible. Sur la Figure 28, on montre les spectres obtenus avec une diode irradiée aux ions krypton à une faible fluence lorsque on varie la fenêtre temporelle  $t_1-t_2$ . On observe juste un décalage en température des spectres. L'intensité des pics est conservée. La méthode de Lang est applicable pour l'extraction des paramètres des défauts. On observe un comportement similaire pour l'ensemble de diodes présentées dans cette étude.

De plus, la dose de déplacement appliquée sur cette diode est l'une des plus faibles parmi les irradiations réalisées ; on observe des variations de capacité de l'ordre de la dizaine de femtofarad. Notre banc de mesure est ainsi capable de mesurer pour des les diodes Hamamatsu des concentrations de défauts supérieur à  $10^9$  défauts.cm<sup>-1</sup>.

De plus, on a pu vérifier la robustesse de la mesure en faisant varier les conditions de polarisation (de -2V à -10V). on retrouve pour chaque mesure les mêmes caractéristiques de défauts (concentration, énergie d'activation, section efficace).

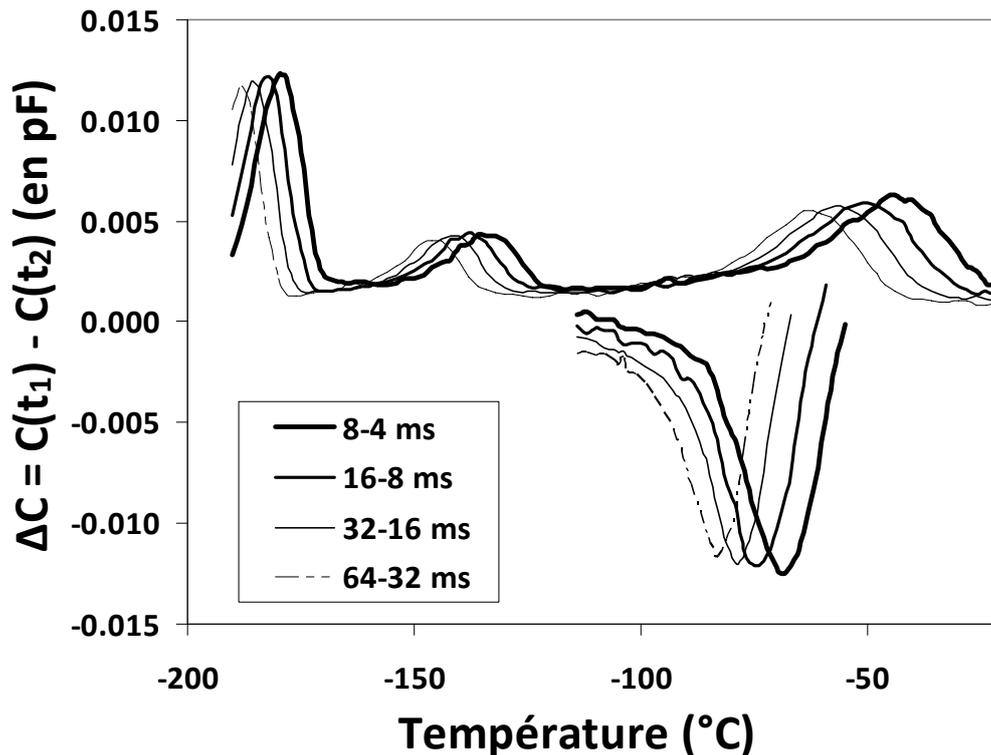


Figure 28. Décalage typique des spectres DLTS, observé pour une irradiation aux ions krypton de 1400 MeV lorsque l'on fait varier la fenêtre temporelle d'analyse du transitoire tel que  $t_n = 2t_{(n-1)}$  avec  $t_{(1)} = 4ms$ . (A) après injection de majoritaire, (B) après injection de minoritaires. Dans les deux cas, l'intensité des pics reste constante.

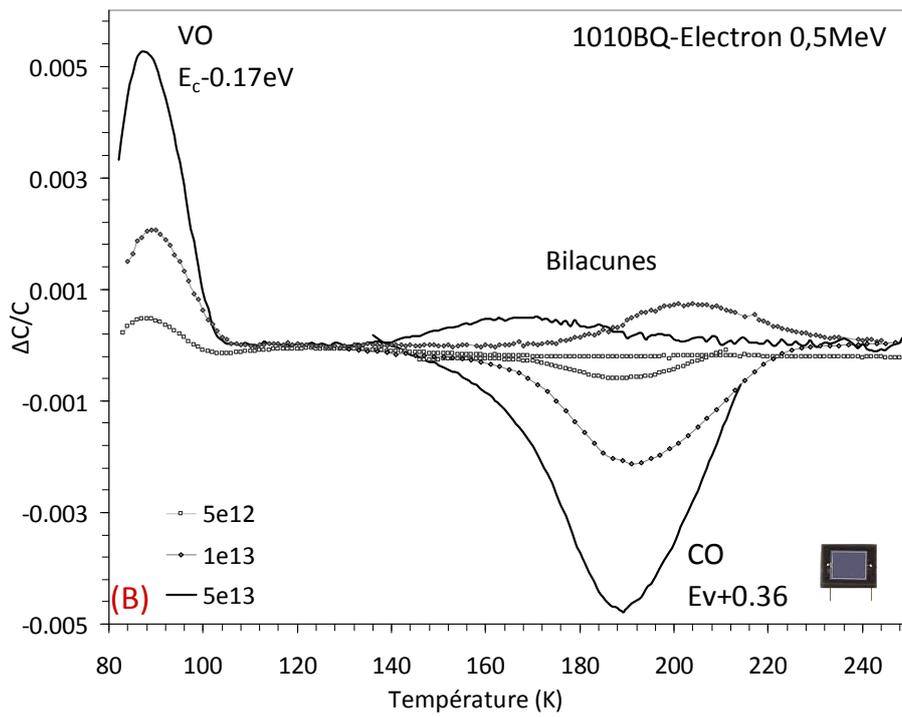
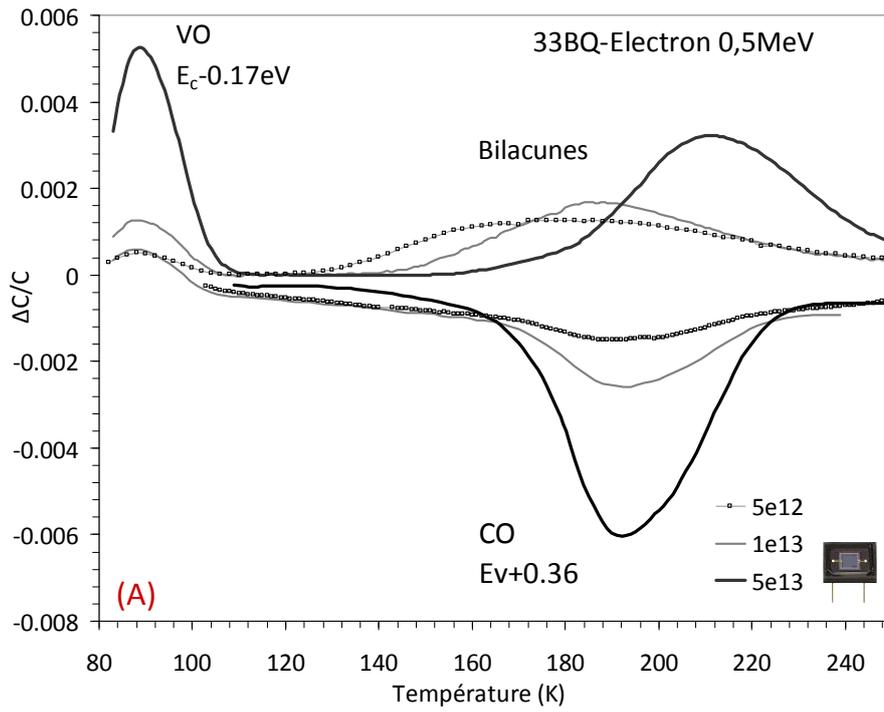
Pour chaque diode, on discutera de la variation de la concentration de défaut et du taux d'introduction en fonction de la dose de déplacement. Les NIEL effectifs utilisés sont les NIEL expérimentaux, corrélés avec de précédentes mesures de concentrations. Les énergies d'activation et les sections efficaces de capture de défaut ont été déterminées.

## IV.2. Les électrons de 350 et 500keV

Les irradiations aux électrons ont été réalisées au DESP. Pour des énergies de 350KeV, elles ont été effectuées avec l'accélérateur à électron Van de Graaf "sirène". Les irradiations aux électrons de 500KeV se sont déroulées dans l'enceinte Sémiramis. Les spectres obtenus sont regroupés dans les Figure 29 (A), (B) et (C).

On retrouve les défauts présents habituellement pour les électrons, [Mol99], [Kun01], [Hön07] :

- Le pic de la lacune/oxygène VO, qui piège les électrons, autour de 90K,
- le pic du complexe carbone-oxygène CO, qui piège les trous autour de 190K,
- un pic très élargi avec des intensités variables, piège à électrons entre 140K et 230K. On attribue ce pic aux bilacunes.



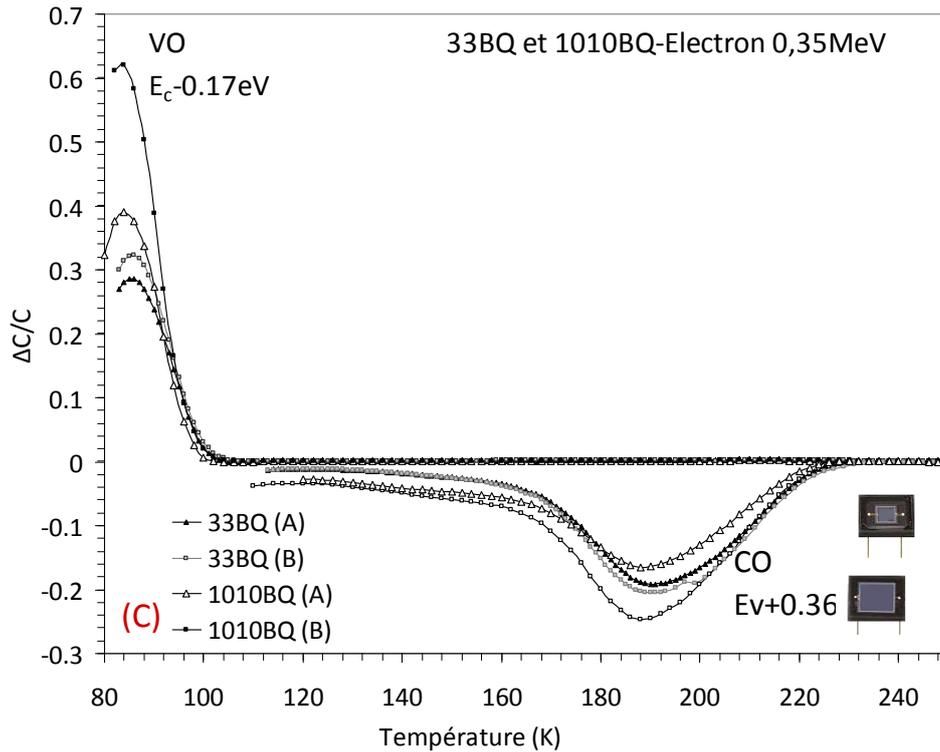


Figure 29. Spectres DLTS de diodes 33BQ et 1010BQ après irradiation avec des électrons de 350keV et 500KeV. La fenêtre temporelle est de 2-96ms. (A) 33BQ aux électrons de 500KeV, (B) 1010BQ aux électrons de 500KeV, (C) 33BQ et 1010BQ aux électrons de 350KeV à une fluence de  $4 \cdot 10^{14}$  electrons.cm<sup>-2</sup>.

Il faut noter que les résultats sont comparables pour les composants 33BQ et 1010BQ. Pour les électrons de 500keV, on observe bien une augmentation de l'intensité des pics avec la fluence d'irradiation (Figure 29 (A) et (B)). Cependant, il faut noter que comparativement aux pics de VO et CO, l'intensité du pic de la bilacune diminue avec la fluence d'irradiation. Pour les irradiations aux électrons de 350keV, la fluence d'irradiation est de 10 à 100fois plus importante que pour les électrons de 500keV. Sur la Figure 29 (C), on voit bien que les variations mesurées de capacité  $\Delta C/C$  sont plus importantes pour les électrons de 350keV que pour les électrons de 500keV. A cause de la forte intensité des pics VO et CO, le pic des bilacune n'est pas visible sur la Figure 29.

Sur la Figure 30, l'ensemble des résultats est repris, et le signal est zoomé entre 110K et 250K.

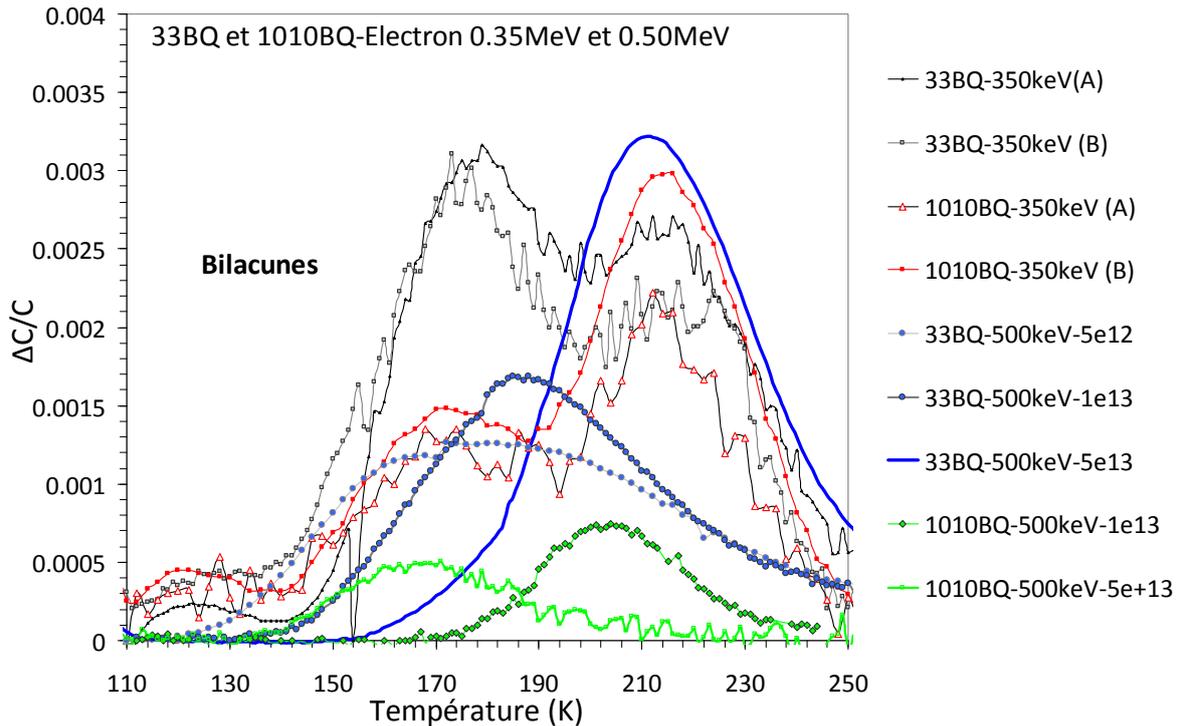


Figure 30. Zoom sur le pic de la bilacune simple charge, entre 100K et 250K pour l'ensemble des résultats après injection de porteurs majoritaires

Malgré les différences de fluence entre les deux énergies, l'intensité du pic que l'on attribue à la bilacune est comparable. On remarque que le signal global est du à la superposition de deux pics. Pour les électrons de 350keV, on distingue clairement un pic centré sur 180 K et un autre sur 215 K. Pour les électrons de 500 keV, la faible fluence appliquée donne des résultats moins probants. Nous n'avons pas d'explications pour expliquer ce phénomène. Le pic attribué à la bilacune peut être la superposition de plusieurs contributions. Par exemple, Moll [Mol99] et Fleming [Fle02] montre que ce pic correspond à la superposition d'un pic à 170K et 210K. Ce qui s'apparente à nos résultats. On note que le signal de la bilacune double charge à  $T = 130K$  est trop faible pour être analysé.

On retrouve dans la littérature, un comportement analogue dans des composants silicium irradiés avec des électrons [Hön07], [Au04], [Haz02], [Mol99]:

- VO et CO sont produits majoritairement avec des taux d'introduction du même ordre de grandeur.
- Des bilacunes ayant des taux de création variable par rapport à VO et CO, selon les conditions d'irradiation et le composant. Généralement  $V_2$  est faible si la fluence d'irradiation est suffisante.

Sur la Figure 31 (A) et (B), la concentration et le taux d'introduction de défauts global (VO + CO +  $V_2$ ) est tracé en fonction de la dose de déplacements ( $MeV.g^{-1}$ ). Les carrés et les ronds correspondent respectivement aux électrons de 350 et 500keV. Les symboles bleus (trait en pointillés et triangles) correspondent aux valeurs théoriques, déduites du NIEL effectif des particules, dans le cadre de l'approximation BCA (Equation 18).

Sur la Figure 31 (A), pour les irradiations à 500keV réalisées sur la 33BQ, nous avons discriminé les contributions des différents types de défauts. Les symboles noirs correspondent à la somme de tous les défauts. Les symboles rouges montrent le détail pour chaque type de défaut.

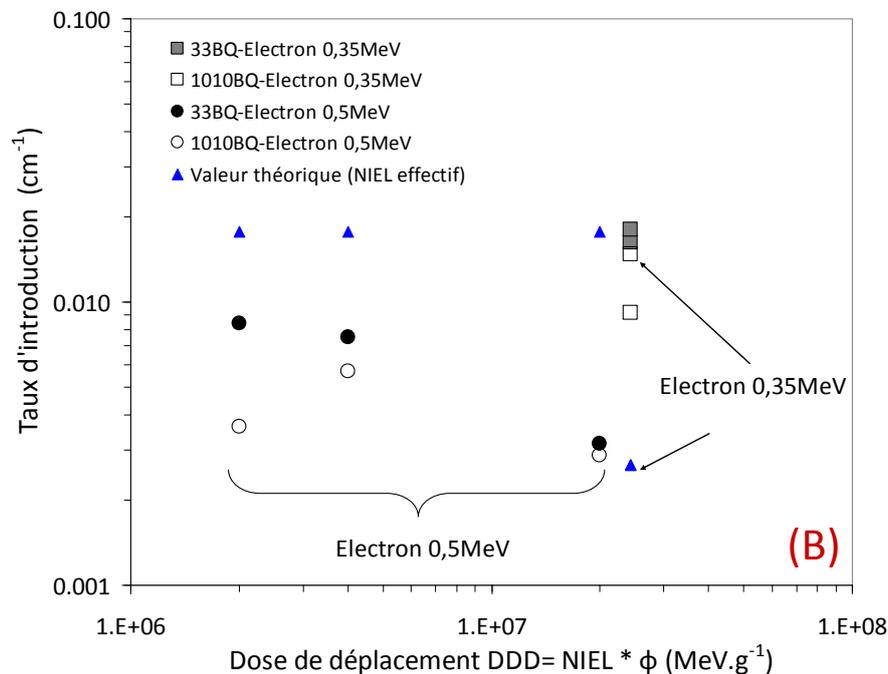
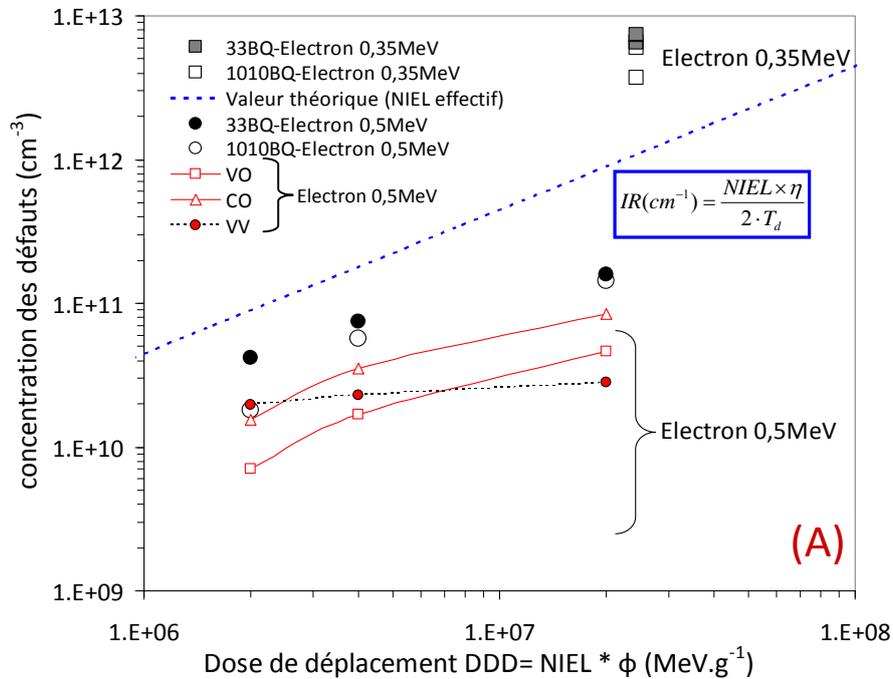


Figure 31. (A) Concentration ( $cm^{-3}$ ) et (B) taux d'introduction de défaut ( $cm^{-1}$ ) en fonction de la dose de déplacement ( $MeV.g^{-1}$ ) après irradiation aux électrons de 350 keV et 500keV. Pour les diode 33BQ irradiées aux électrons de 500keV (A), on discrimine les contributions de chaque type de défauts. Le NIEL utilisé pour le calcul de dose est le NIEL effectif expérimental de la (partie 1), avec  $T_{d, DM} = 1.6eV$ , un  $f_{surv} = 15\%$ .

La quantité mesurée de défaut après irradiation aux électrons de 500keV est plus faible que ne le prévoit la théorie alors que pour les électrons de 350keV, on a produit plus de défauts que ne le prévoit le NIEL (Figure (A) et (B)).

Nous n'avons pas réalisé plusieurs fluences pour les électrons de 350keV, ce qui ne nous permet pas d'interpréter rigoureusement l'écart observé. Il semble que l'on ait une incertitude sur la fluence réellement déposée. D'autre part on se rapproche du seuil de création de défaut, zone autour de laquelle les modèles de calcul sont moins précis.

On peut noter que pour les électrons de 500keV, la production de défauts ( $VO + CO + V_2$ ) en fonction de la dose de déplacement suit les valeurs théoriques déduites du NIEL effectif. Contrairement à VO et CO qui augmente de façon similaire à la théorie, la concentration de bilacune présente une dynamique moins importante.

### IV.3. Les Protons

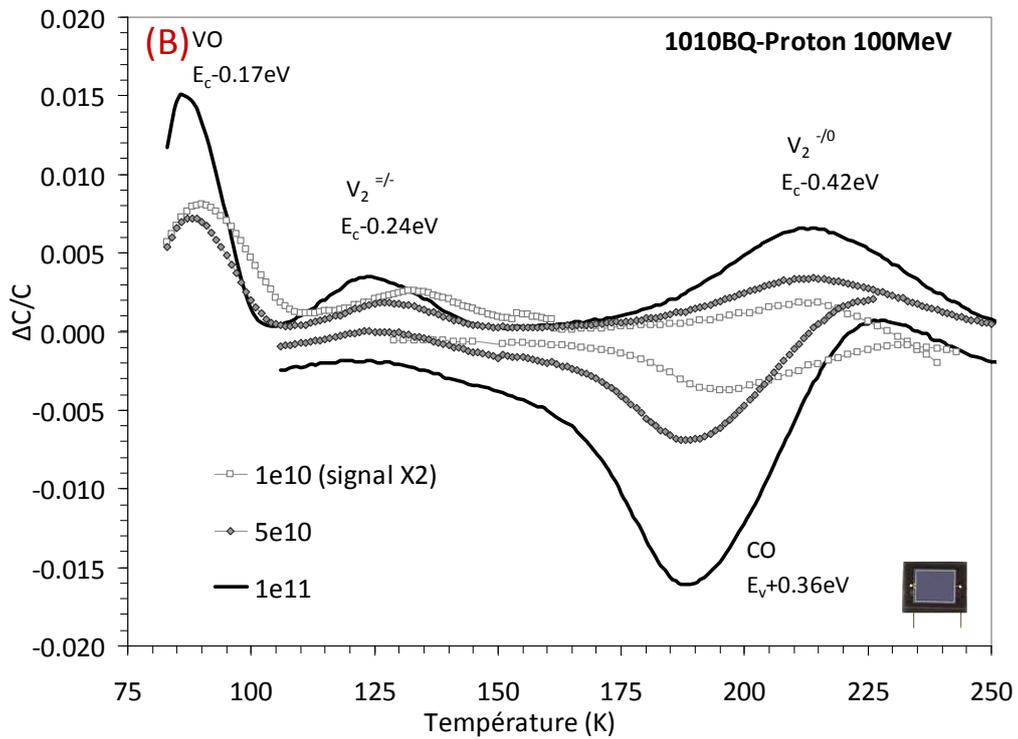
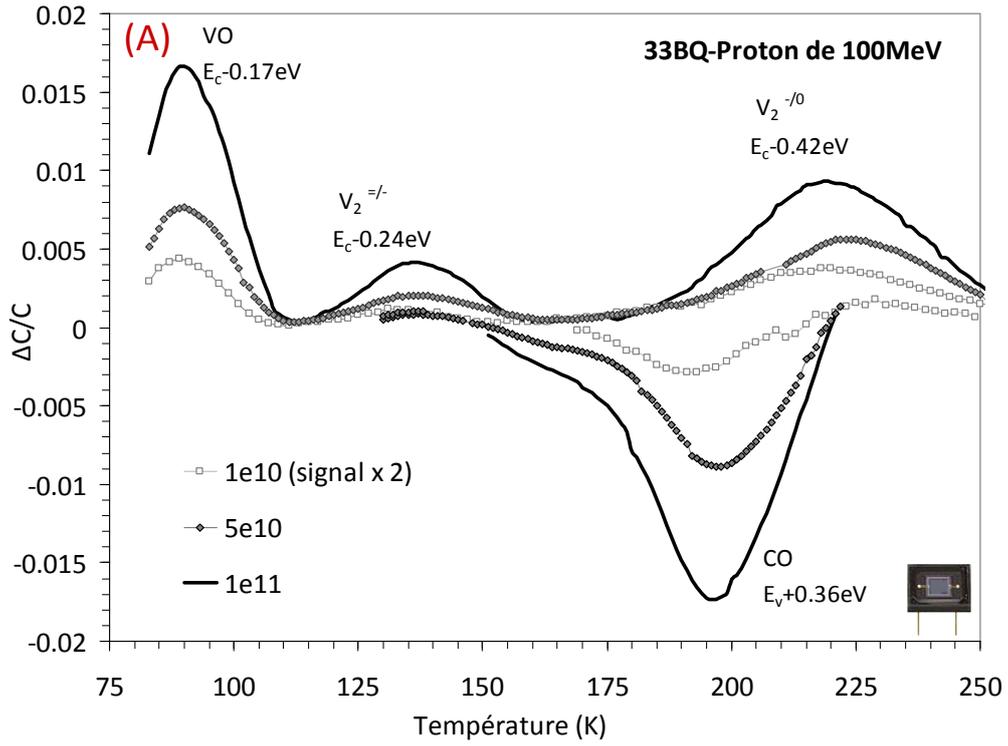
Avec les électrons, les particules les plus dégradantes pour les composants soumis à un environnement spatial sont les protons. Les énergies et les doses appliquées sur les composants ont été choisies en tenant compte :

- Du parcours de ces particules dans la matière: les protons ayant des énergies inférieures à 10MeV ( $\sim 700\mu\text{m}$ ) s'implantent dans le matériau.
- Des courbes de NIEL : Les fluences ont été calculées pour que la quantité de défauts ne dépasse pas le niveau de dopage des diodes. De plus, à haute énergie, on a vu que la variation de NIEL est faible. Pour notre étude, irradier avec des protons plus énergétiques que 150MeV n'aurait pas présenté d'intérêt puisque le NIEL varie peu et que la probabilité de former des PKA de très forte énergie ( $>150\text{MeV}$ ) devient négligeable.

➤ Les Protons de 100 et 150MeV (faible dose de déplacement  $\sim 10^7 < \text{DDD} < 10^8 \text{ MeV.g}^{-1}$ )

Les diodes 33BQ et 1010BQ ont été irradiées avec des protons de 100 MeV et de 150MeV à KVI à des fluences allant de  $10^{10}$  à  $10^{11}$  protons/cm<sup>2</sup>, ce qui correspond à des doses de dommage comprises entre  $10^7$  et  $10^8 \text{ MeV.g}^{-1}$ . Les spectres obtenus sont montrés sur les Figure 32 (A), (B) et (C) (Voir légende).

Les spectres sont conformes à ceux de la littérature [Mol99], [Fle09]. On mesure, les pics correspondant aux lacune/oxygène (VO), aux deux états de charge de la bilacune ( $V_2^{(-/0)}$  et  $V_2^{(=/-)}$ ) et à CO. On retrouve les mêmes défauts que ceux produits avec les électrons (VO, CO et  $V_2$ ) mais dans des proportions différentes.



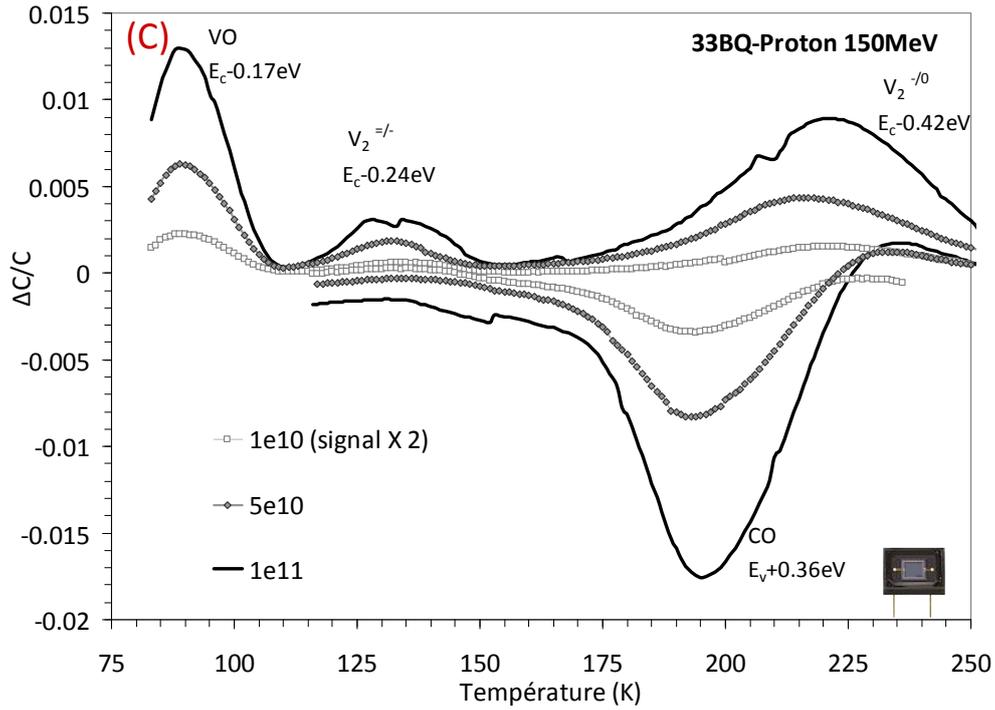


Figure 32. Spectres DLTS des diodes 33BQ et 1010BQ irradiées avec des protons de 100MeV et 150MeV à trois fluences d'irradiation de  $10^{10}$  à  $10^{11}$   $p^+.cm^{-2}$ . (A) Protons de 100MeV, 33BQ. (B) Proton 100MeV, 1010BQ, (C) Proton 150MeV, 33BQ.

Sur la Figure 33, les concentrations (A) et les IR des défauts (B) sont tracés en fonction de la dose de déplacement. Les symboles noirs correspondent à la contribution de tous les défauts. Uniquement pour les diodes 33BQ, les symboles rouges montrent le détail pour chaque type de défaut. Les symboles et courbes bleus correspondent aux valeurs théoriques déduites du NIEL effectif expérimentale de la première partie ( $f_{surv} = 1,5\%$ ) (Equation 18).

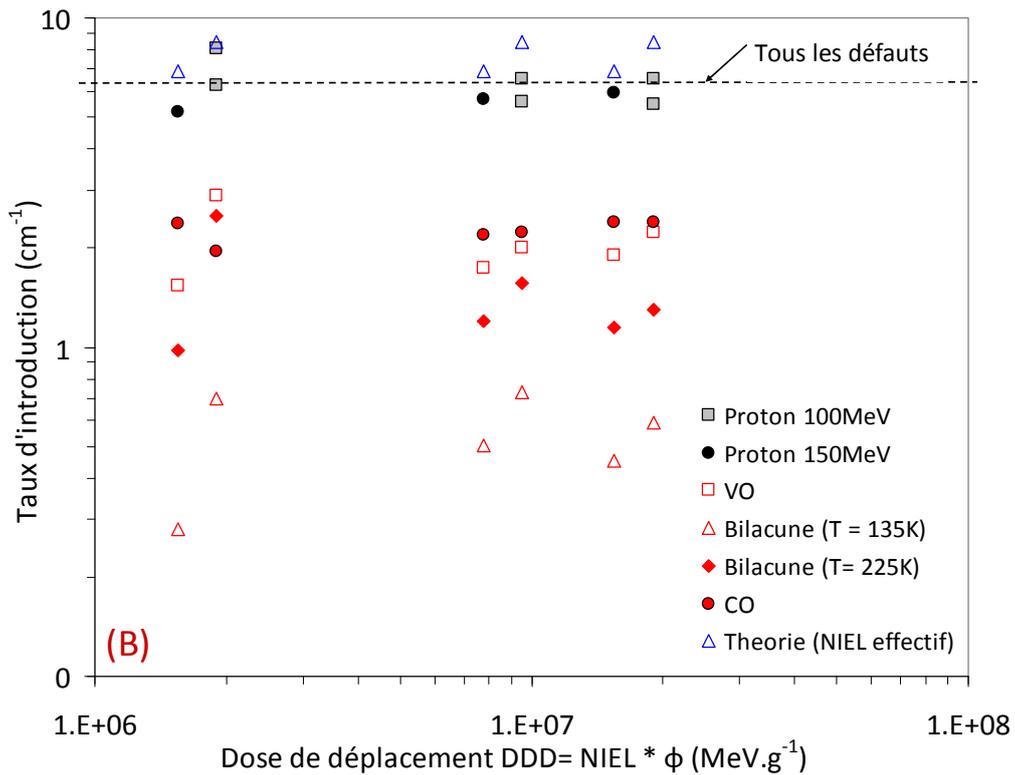
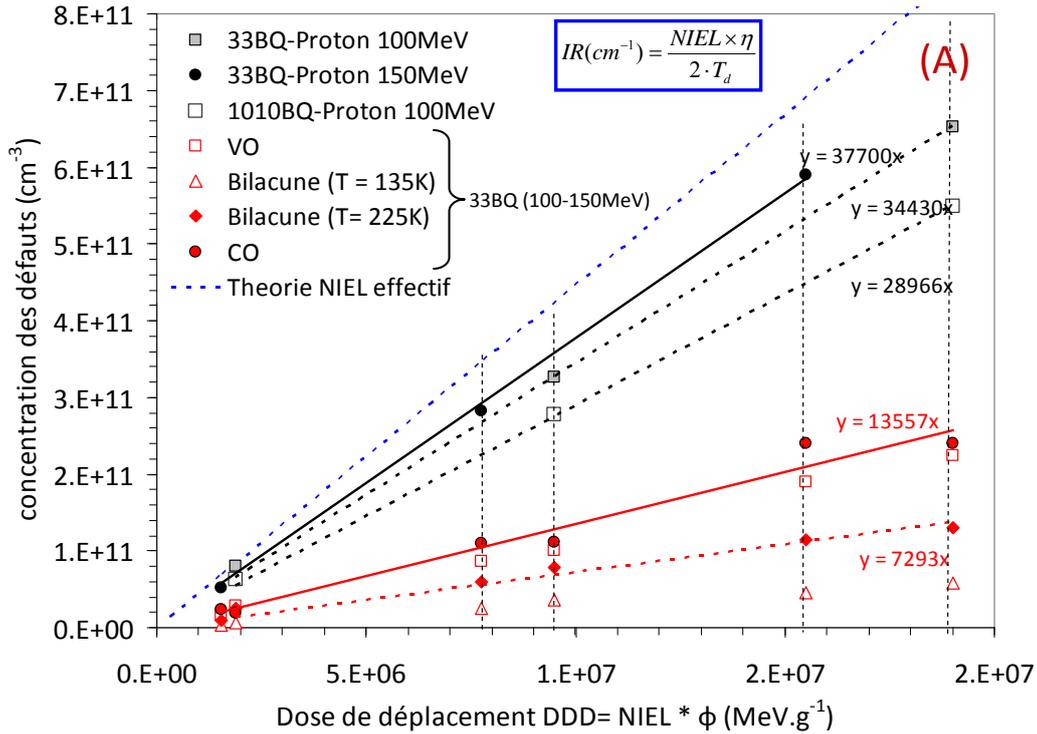


Figure 33. Variation de la concentration (A) et du taux d'introduction de défaut (B) ( $\text{cm}^{-1}$ ) en fonction de la dose de déplacement ( $\text{MeV.g}^{-1}$ ). Le NIEL utilisé pour le calcul de dose est le NIEL effectif expérimental de la (partie 1), avec  $T_{d, DM} = 1.6\text{eV}$ , un  $f_{surv} = 1,5\%$ .

On voit clairement, sur la Figure 33 (A), que la création globale de défauts mais aussi celle des différents types de défaut, est linéaire avec les doses de déplacement appliquées. Cela se traduit, sur la Figure 33 (B) par des taux d'introduction constants sur toute la gamme de

fluence balayée. Les défauts produits en plus grande proportion sont les Lacune/oxygène VO et les carbone/oxygène CO.

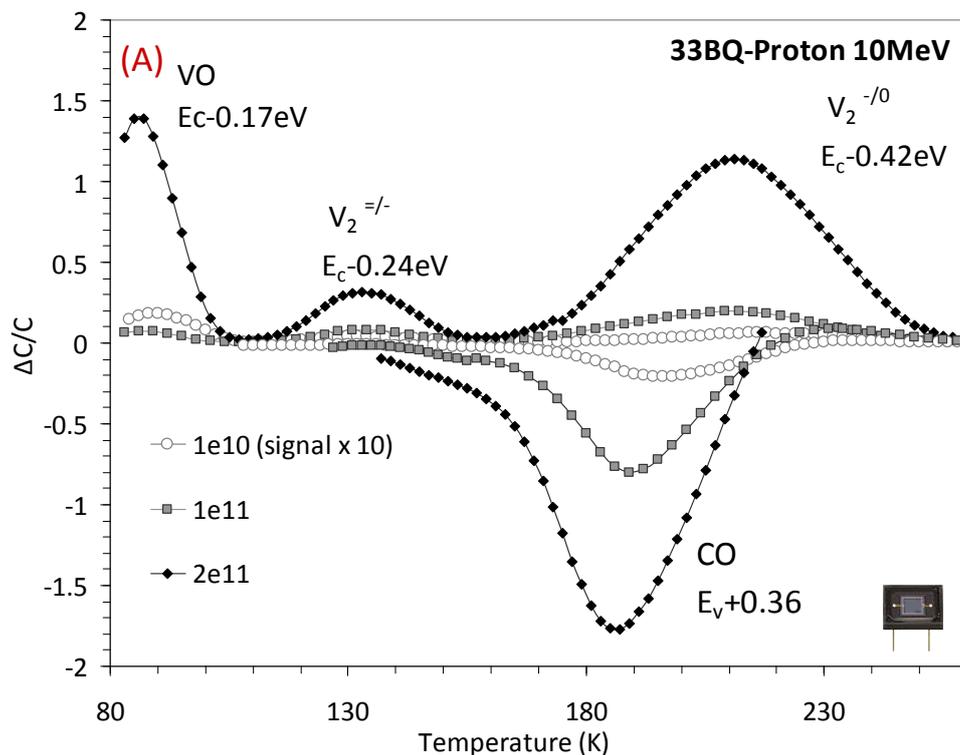
On voit clairement que le calcul théorique déduit des NIELs effectifs expérimentaux se situe légèrement au dessus de nos valeurs. Ce résultat est en accord avec les résultats bibliographiques que nous avons présenté en première partie (§ IV.2, Figure 18). Pour les protons, le NIEL tend à surestimer la création de défaut par rapport aux mesures. Cette différence peut être attribué à une limite du calcul de NIEL classique qui ne prend pas en compte la recombinaison des paires de Frenkel. En utilisant le modèle de NIEL effectif ( $f_{\text{surv}} = 1.5\%$ ) on peut retrouver les taux d'introduction observés expérimentalement.

Il faut également noter que tous comme les électrons, nous retrouvons les même résultats pour les deux composants.

- Les protons de 10, 30 et 63MeV (forte dose de déplacement  $\sim 10^8 < \text{DDD} < 10^9 \text{ MeV.g}^{-1}$ )

Les irradiations aux protons de 10 MeV, ont été effectuées sur l'accélérateur Van de Graaf de l'institut de physique nucléaire (IPN) d'Orsay. Les irradiations aux protons de 30MeV et 63MeV ont été réalisées sur le cyclotron de l'université catholique de Louvain (UCL).

Les spectres réalisés sur les diodes irradiées par des protons de 10 MeV, 30 MeV et 63 MeV sont regroupés respectivement sur les Figure 34 (A), (B) et (C).



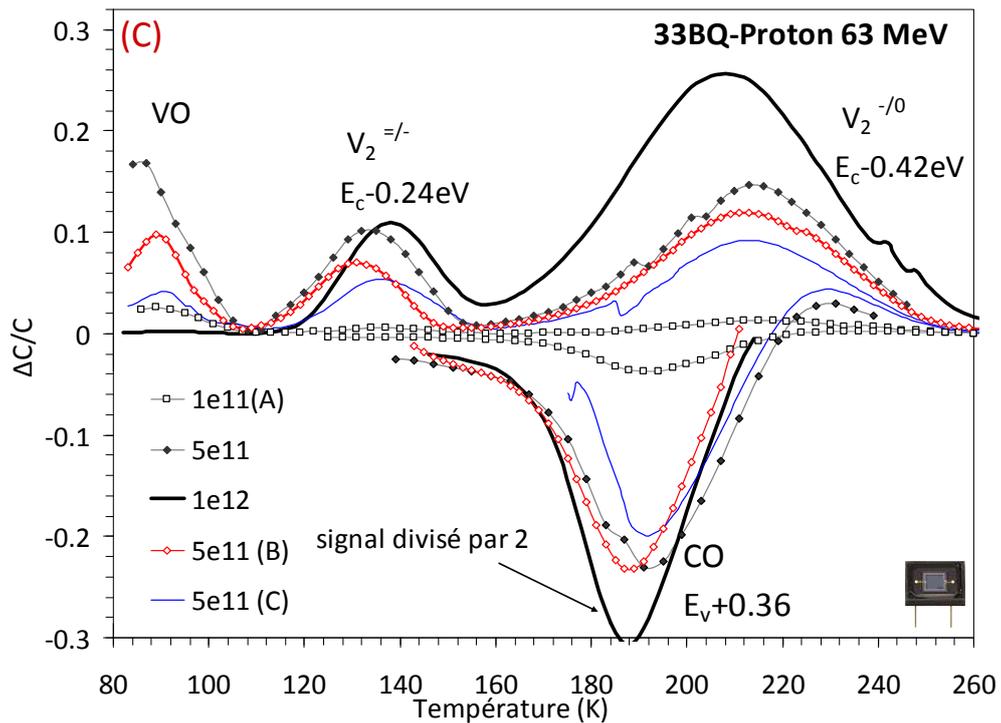
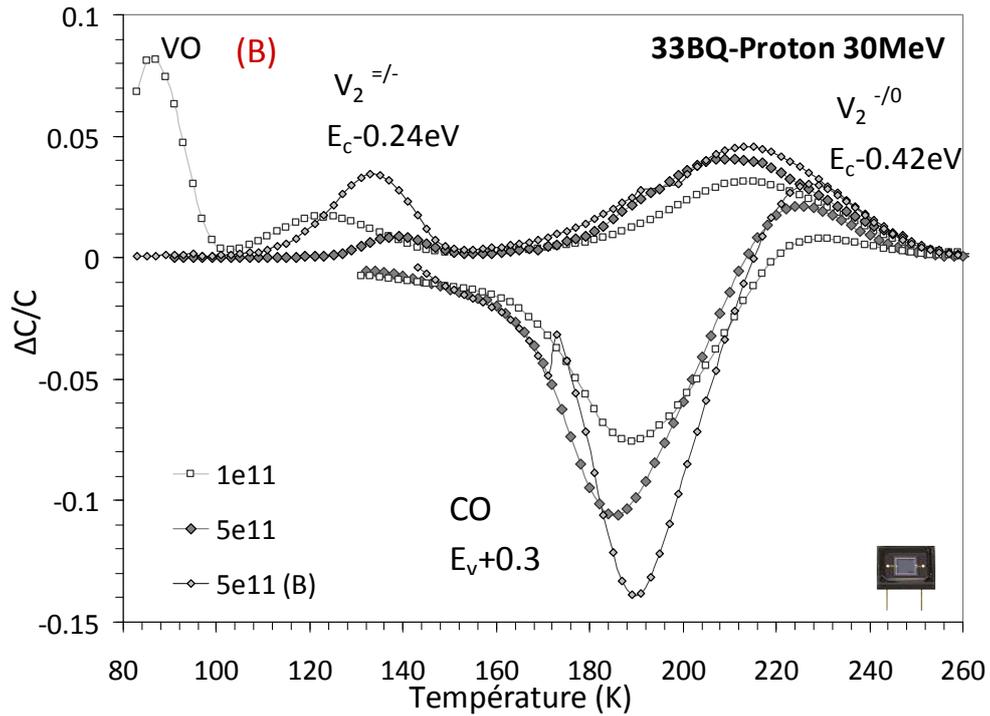


Figure 34. Spectres DLTS des diodes 33BQ irradiées avec des protons de 10 MeV (A), de 30 MeV(B) et 63 MeV (C) à plusieurs fluences d'irradiation allant de  $10^{+10}$  particules. $\text{cm}^{-2}$  à  $10^{+12}$  particules. $\text{cm}^{-2}$ .

Contrairement aux protons de 100 MeV et 150MeV, l'allure des spectres après irradiation à ces énergies, révèle un effet de la fluence sur la formation des défauts. Au delà de  $10^{11}$  protons. $\text{cm}^{-2}$ , le pic de la bilacune  $V_2^{0/-}$  entre 200 et 250 K est plus intense. La formation de VO par rapport aux autres défauts devient plus faible voire inexistante.

Sur la Figure 35, les concentrations de défauts sont tracées en fonction de la dose de déplacement respectivement pour les protons de 10MeV (A), 30MeV (B) et 63MeV (C). La Figure 35 (D) présente les taux d'introduction de défauts (VO +V<sub>2</sub> +CO) tracé en fonction de la dose de dommage. Les symboles et les courbes bleues correspondent aux valeurs théoriques déduites du NIEL grâce à l'Equation 18.

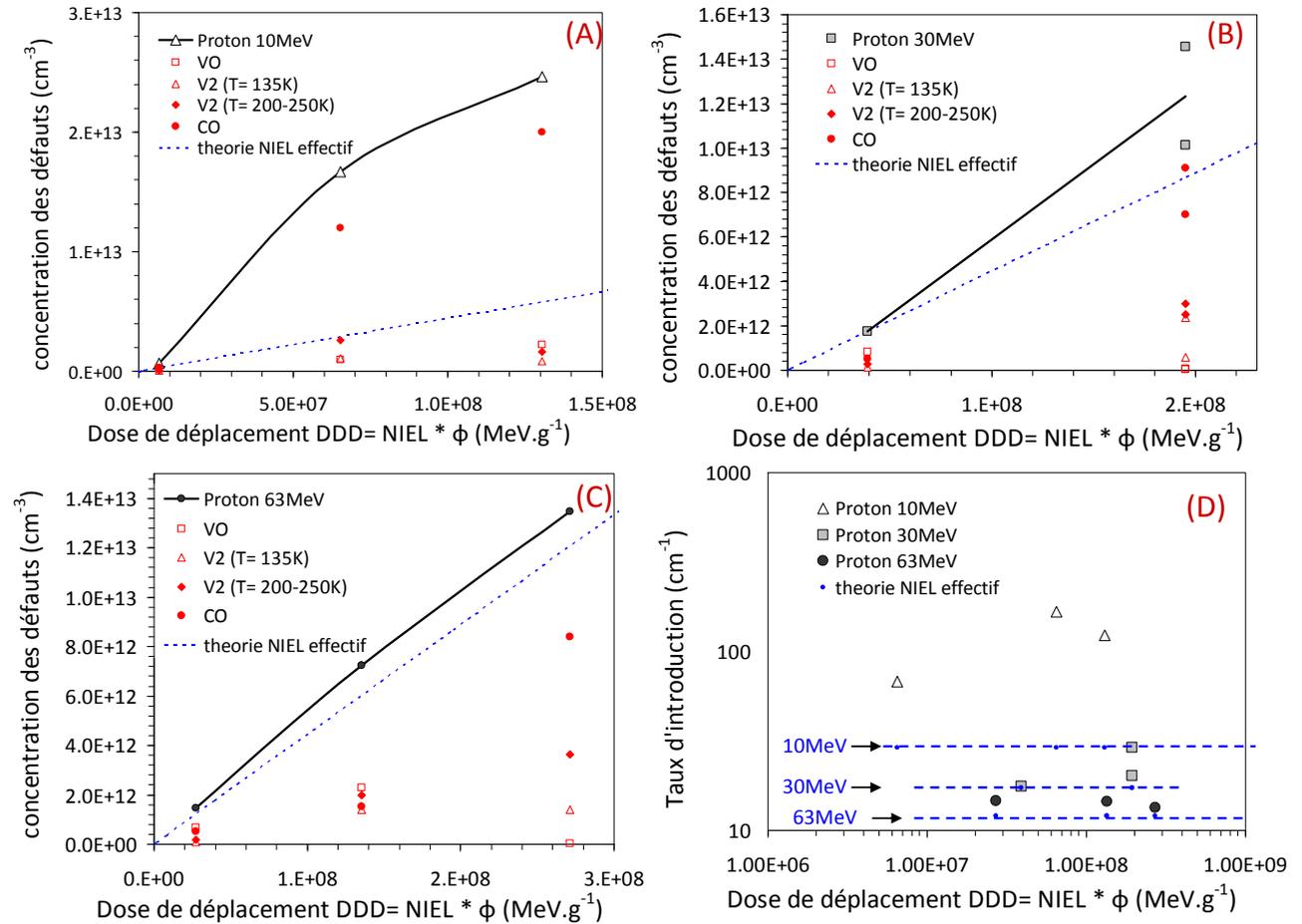


Figure 35. (A) Variation de la concentration (cm<sup>-3</sup>) et (B) du taux d'introduction de défaut (cm<sup>-1</sup>) en fonction de la dose de déplacement (MeV.g<sup>-1</sup>). Le NIEL utilisé pour le calcul de dose est le NIEL effectif expérimental de la (partie 1), avec  $T_{d, DM} = 1.6\text{eV}$ , un  $f_{surv} = 1,5\%$ .

Comme pour les protons de 100MeV et 150MeV, les taux d'introductions théoriques surestime les valeurs expérimentales d'un facteur 10. L'ajustement du coefficient de survie de  $f_{surv} = 1,5\%$  du modèle de NIEL "effectif" nous permet de retrouver les valeurs expérimentales.

Ici aussi les défauts produits en plus grande quantité sont les carbone/oxygène. Par contre il faut noter que pour ces trois énergies, les résultats sont plus fluctuants d'une dose de dommage à l'autre.

La proportion de défauts créés, varie en fonction de la dose de déplacement (Figure 35 (A), (B) et (C)). On remarque notamment pour les protons de 63 MeV (Figure B) que la quantité de lacune oxygène a tendance à diminuer aux fortes doses. Ces fluctuations peuvent être attribuées à un effet d'accumulation en fonction de la dose de dommage. D'autre part ces irradiations réalisées sur un moyen d'irradiations différent du moyen utilisé pour les irradiations à 100 MeV et 150 MeV semblent être entachées d'une certaine incertitude.

➤ Protons : concentration des défauts en fonction de la dose de dommage

Sur la Figure 36, la concentration globale des défauts est tracée en fonction de la dose de déplacement pour toutes les énergies de proton utilisées. Des données obtenues également par analyse DLTS extraites des références [Hon03] [Ere02] ont été ajoutées à nos mesures.

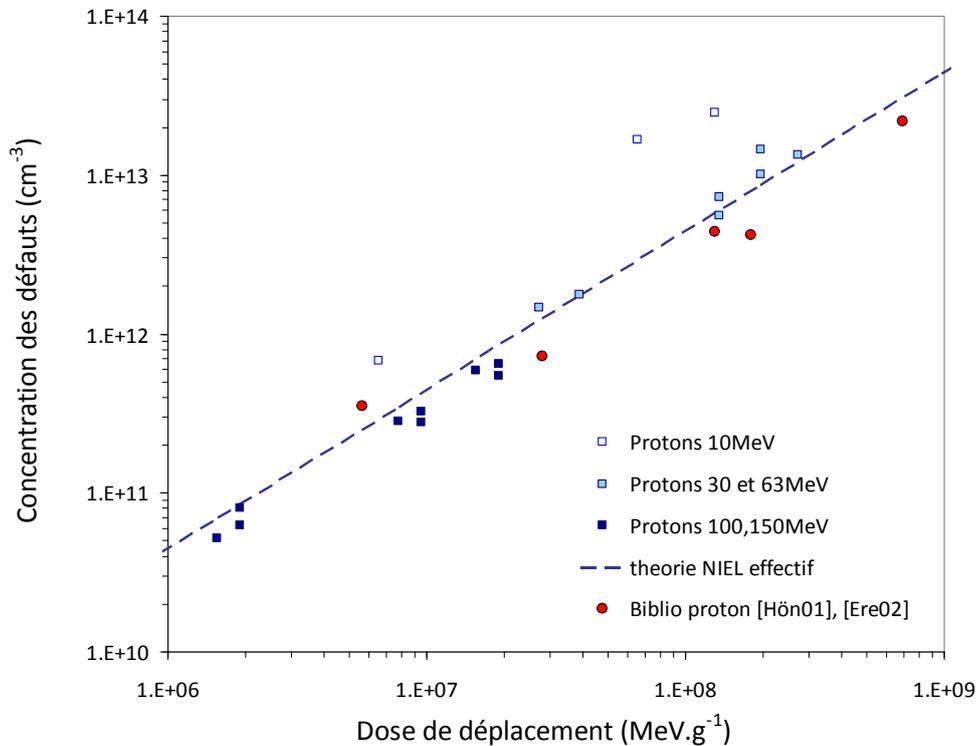


Figure 36. Variation de la concentration globale des défauts (cm<sup>-3</sup>) en fonction de la dose de déplacement (MeV.g<sup>-1</sup>) pour toutes les irradiations aux protons.

Malgré les incertitudes et les effets liés aux fluences, la création de défaut semble être linéaire en fonction de la dose de dommage (Figure 36). Les données expérimentales que l'on a rassemblées sur la Figure 36, malgré une certaine dispersion liée aux incertitudes de mesures s'alignent relativement bien. On retrouve une plus forte création de défauts pour les protons de 10MeV.

Dans l'hypothèse des collisions binaires la concentration de défaut est proportionnelle à la dose de dommage. Ceci est vérifié sur la figure précédente. Cependant par rapport au calcul classique de NIEL on note un décalage assez important. L'expérience montre une création de défaut, en moyenne une décade plus faible que ne le prévoit le calcul classique de NIEL. Le modèle de NIEL effectif en introduisant un coefficient de survie des paires de Frenkel permet de prendre en considération les réarrangements. En prenant un coefficient de survie  $f_{\text{surv}} = 0.015$  le calcul théorique est parfaitement corrélé aux données expérimentales comme on peut le voir sur la Figure 36.

## IV.4. Neutrons

### ➤ Neutrons 800keV (diode type p fourni par le CIMI)

Le laboratoire CIMI de l'ISAE nous a fourni pour test une diode de type p préalablement irradiée avec des neutrons de 0.8 MeV. Le spectre DLTS post irradiation est présenté sur la Figure 37.

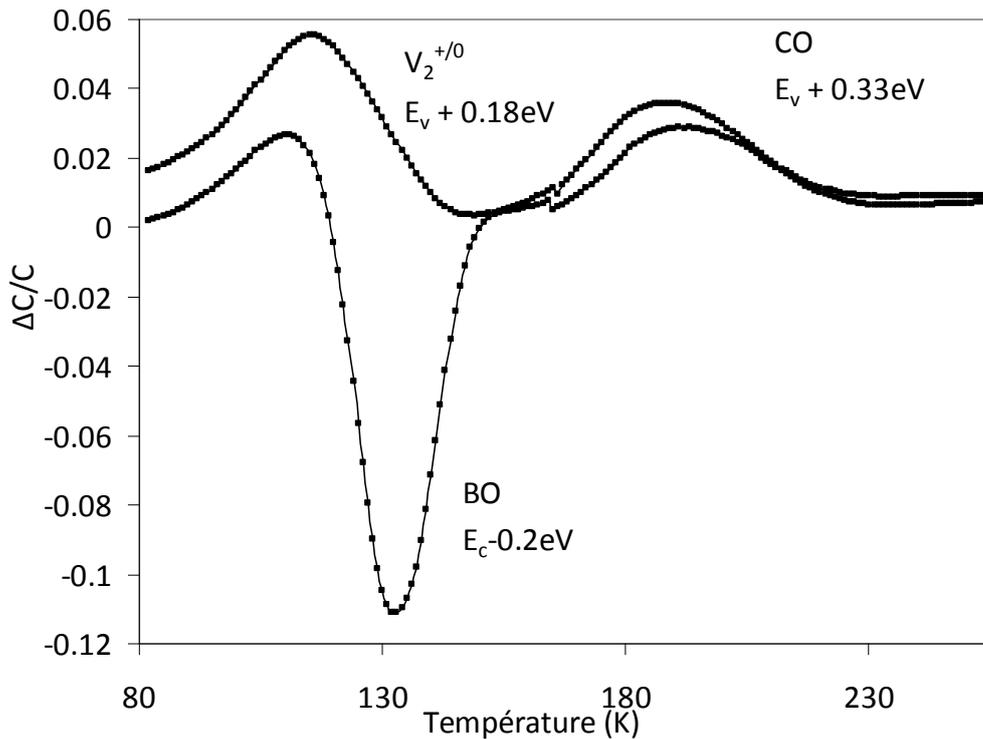


Figure 37. Spectre DLTS de la diode CIMI irradiée avec des neutrons de 0,8MeV. La fluence d'irradiation est de  $5.10^{14}$  neutrons/cm<sup>2</sup>.

Après injection de majoritaires, on observe deux pics associés à des pièges à trous. Le pic à 115K est attribué à des bilacunes  $V_2^{+/0}$  celui à 190K est attribué au complexe CO. Après injection de minoritaires (électrons), le défaut BO est visible à 130K.

Le taux d'introduction de  $V_2^{+/0}$ , BO et CO, sont respectivement de 2 défauts.cm<sup>-1</sup>, 4 défauts.cm<sup>-1</sup> et 1,6 défauts.cm<sup>-1</sup>. Le taux d'introduction global est donc proche de 7,6 défauts.cm<sup>-1</sup>. Comme dans le cas des protons le NIEL surestime les taux d'introductions. Pour les neutrons de 0.8 MeV il est de l'ordre de 50 défauts.cm<sup>-1</sup>, soit 7 fois plus grand que les mesures.

### ➤ Neutrons 27MeV (Diode type n, S1337BQ)

Les diodes type n S1337BQ ont été irradiées avec des neutrons de 27 MeV, à l'UCL avec trois niveaux de fluence ( $10^{+11}$ ,  $5.10^{+11}$ ,  $10^{+12}$  neutrons/cm<sup>2</sup>). Les spectres DLTS après irradiation sont présentés sur la Figure 38 pour les composants 33BQ (A) et 1010BQ (B).

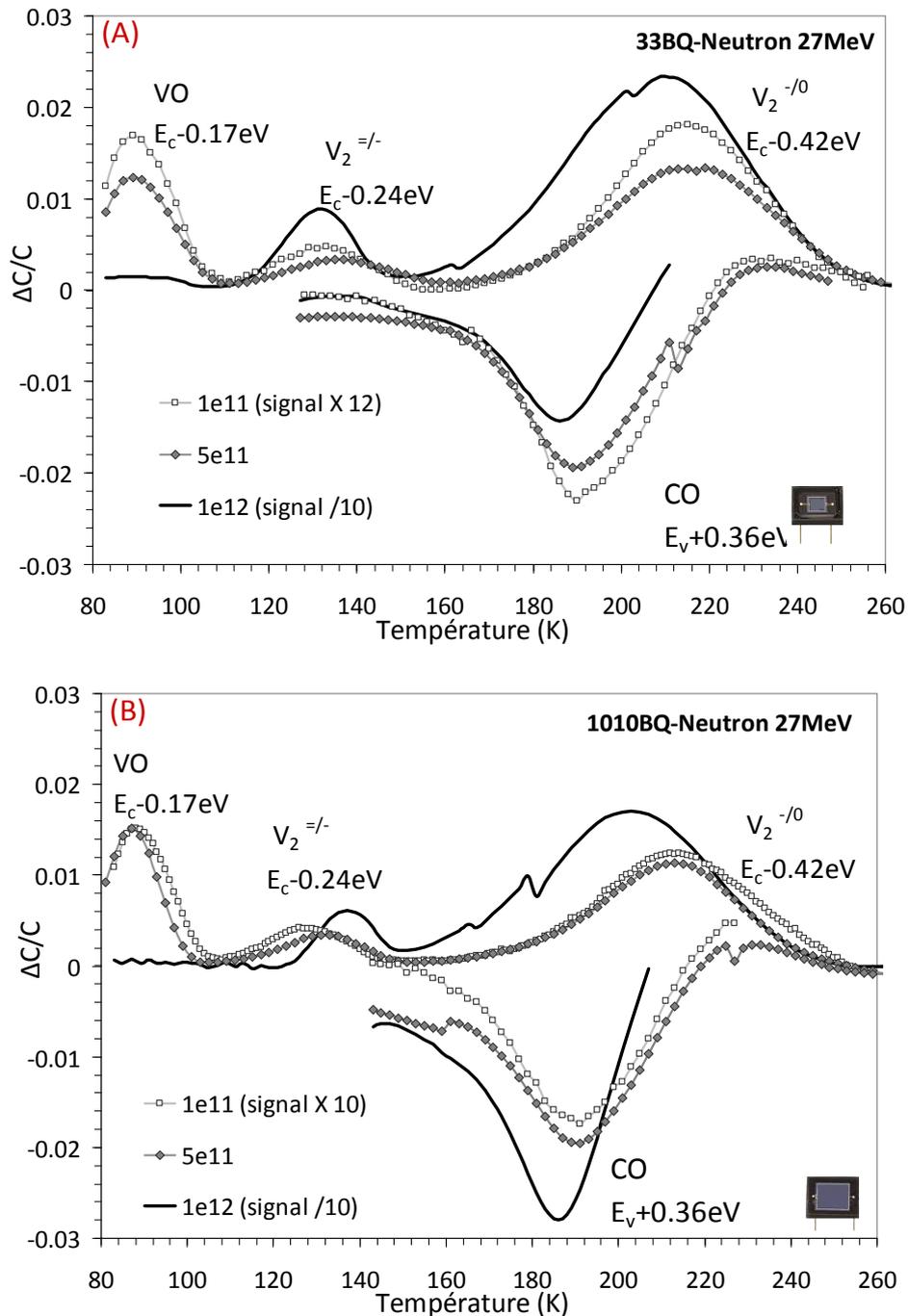


Figure 38. Spectre DLTS des diodes irradiées avec les neutrons de 27 MeV. Diode 22:  $\phi = 10^{11} \text{ n/cm}^2$ , Diode 23:  $\phi = 5 \cdot 10^{11} \text{ n/cm}^2$ , Diode 24:  $\phi = 10^{12} \text{ n/cm}^2$ . (A) les spectres obtenus sur les diodes S1337-BQ33, (B), les spectres obtenus sur les diodes S1337-BQ1010

L'allure des spectres rappelle ceux obtenus pour les protons de 30 et 63MeV. Au delà de  $5 \cdot 10^{11} \text{ neutrons.cm}^{-2}$ , la production de la bilacune augmente au détriment de VO. Sur la Figure 39, les concentrations (A) et les taux d'introduction de défauts (B) sont tracés en fonction de la dose de déplacement. Sur la Figure 39 (A), les symboles noirs correspondent aux concentrations totales de défauts. Les symboles rouges montrent le détail pour chaque type de défaut. Ici, contrairement aux protons pour lesquels nous avons une plus grande proportion de CO, est produit une majorité de bilacunes. La production de

CO reste toutefois assez importante. La production de défauts avec les neutrons est moins importante que pour les protons. On mesure des taux d'introduction de défauts de quelques défauts/cm alors que pour les protons qui produisent une grande quantité d'interaction coulombienne on peut mesurer des taux d'introduction de défauts de plusieurs dizaines à plusieurs centaines de défauts par cm. A droite sur la Figure 39 (B), sont représentés les taux d'introduction de défauts en fonction de la dose de dommage. On peut noter sur cette figure que la production de défauts semble croître lorsque la dose de dommage augmente.

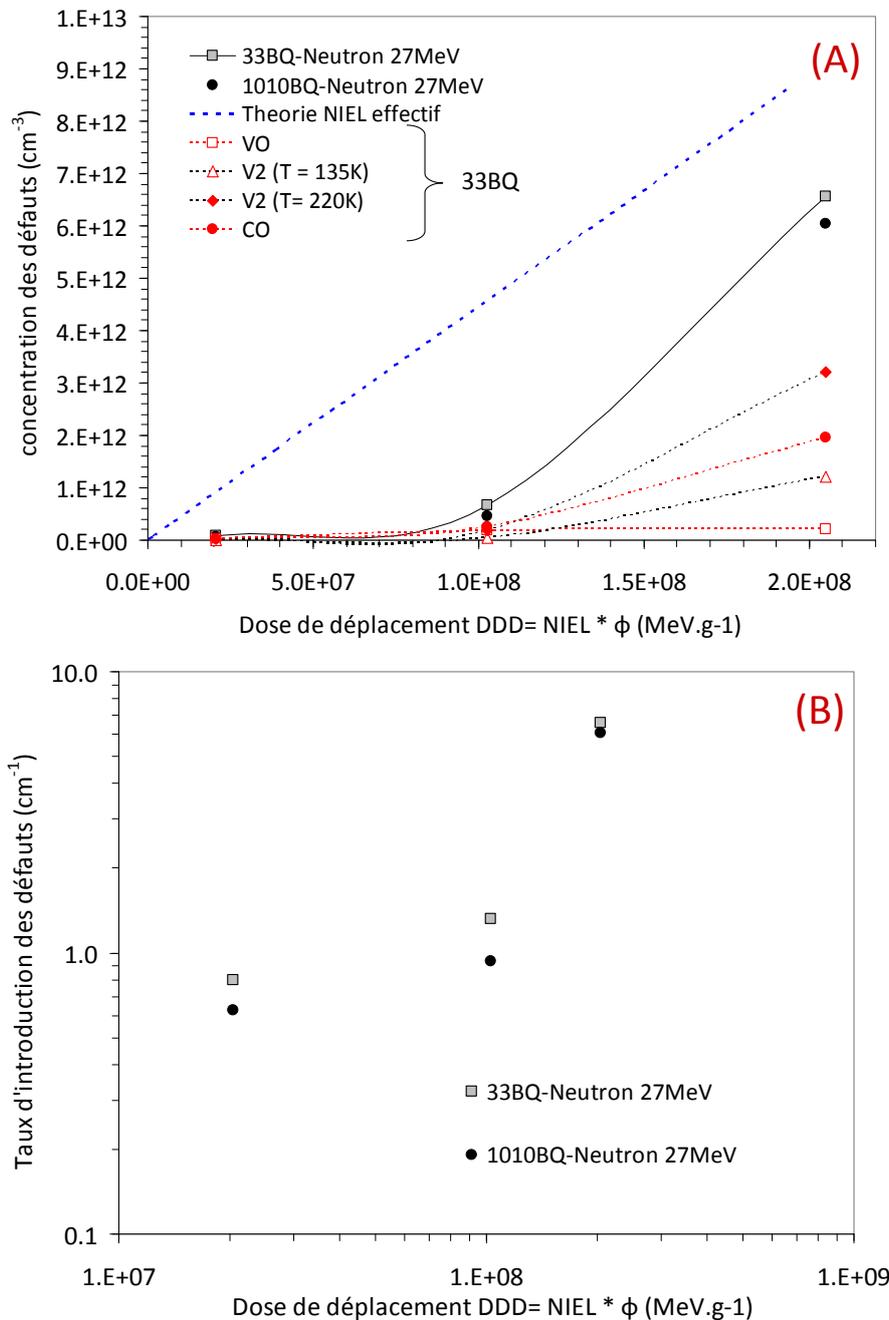


Figure 39. Variation de la concentration (A) et du taux d'introduction de défaut (B) (cm<sup>-1</sup>) en fonction de la dose de déplacement (MeV.g<sup>-1</sup>).

Nous pouvons faire la même observation que pour les protons de 10 MeV, 30 MeV et 63 MeV. Les proportions de chaque type de défauts ne sont pas constantes avec la dose de déplacement. Au-delà de  $10^9$  MeV.g<sup>-1</sup>, la création de défaut s'accélère.

#### IV.5. Ions de Krypton de 1400MeV

L'irradiation aux ions Krypton de 1400 MeV (17 MeV/uma) a été réalisée au GANIL avec une fluence de  $10^{17}$  ions.cm<sup>-2</sup>. On constate que l'allure du spectre DLTS (Figure 40) est semblable à celles des spectres obtenus avec les protons de 100 MeV et 150 MeV. Les quatre pics observés habituellement pour les protons de forte énergie (VO, V<sub>2</sub><sup>=/-</sup>, V<sub>2</sub><sup>-/0</sup>, CO) sont présents (Figure 40). Il faut noter qu'à cause de la faible fluence appliquée, le signal DLTS ( $\Delta C/C$ ) est très faible, de l'ordre de la dizaine de femtofarad.

On trouve pour VO, V<sub>2</sub><sup>=/-</sup>, V<sub>2</sub><sup>-/0</sup> et CO, des taux d'introduction respectif de 3500, 1400, 2000 et 3000 défauts.cm<sup>-1</sup>. Le taux d'introduction global est donc proche de  $10^4$  défauts.cm<sup>-1</sup> ce qui est en relativement bon accord avec le calcul de NIEL effectif qui donne une valeur de  $2.10^4$  défauts.cm<sup>-1</sup>.

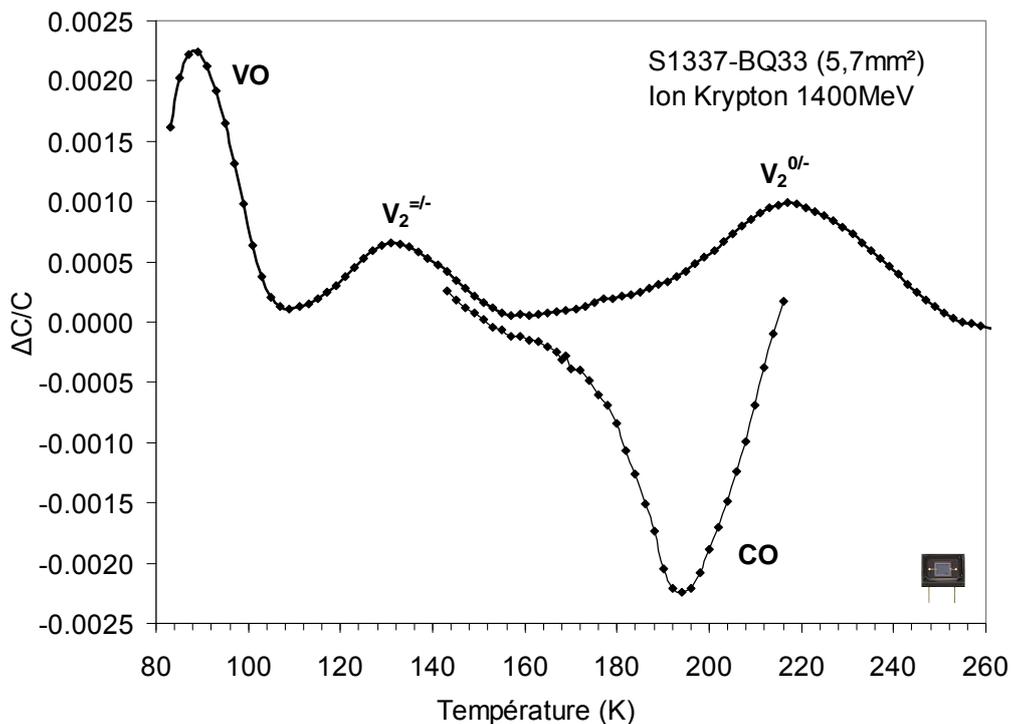


Figure 40. (A) Spectre DLTS de la diode 26 irradiée avec des ions Krypton de 1400MeV (17 MeV/u.m.a). La fluence d'irradiation est de  $10^{17}$  ions/cm<sup>2</sup>. (A): La fenêtre temporelle est de 2-96ms.

## V. Interprétation et discussion générale des résultats

### DLTS

#### V.1. Le lien entre la DDD et le NIEL de la particule avec la création globale de défaut

Nous avons vu que le NIEL représente pour une particule incidente donnée, l'énergie déposée par unité de longueur. Cette énergie est responsable de la production de déplacements atomiques. Le NIEL permet donc de déduire la dose de déplacement, reçue par le composant tout le long de la mission spatiale.

Dans le cadre de l'approximation des collisions binaires, le NIEL ( $\text{MeV.cm}^2.\text{g}^{-1}$ ) est considéré proportionnel au taux d'introduction de défauts, c'est à dire au nombre de défauts générés par unité de longueur ( $\text{défauts.cm}^{-1}$ ). La dose de déplacement ( $\text{MeV.g}^{-1}$ ) est proportionnelle à la concentration de défauts dans le volume ( $\text{défauts.cm}^{-3}$ ). La définition du NIEL effectif que nous avons posée dans la première partie de ce document vérifie également les hypothèses BCA. Il est lui-même, censé être proportionnel à la quantité de défauts générés. La validation du modèle de NIEL effectif passe par une comparaison directe avec les mesures de taux d'introduction de défauts. Ici nous reprenons les taux d'introduction et les densités de défauts mesurés précédemment pour les ions, les électrons, les protons et les neutrons et les corrélons au modèle de NIEL "effectif".

Sur la Figure 41, les taux d'introduction globaux et les concentrations globales des défauts sont tracés respectivement en fonction du NIEL "effectif" et de la dose de déplacement "effective". A titre de comparaison avec nos mesures, les données mesurés en DLTS, extraites des références suivantes, [Hön03], [Ere02], [Kun01], [Mol99], [Ben97], [Sve93], [Asg93], [sve91], [Gub81], [Wad77], ont été ajoutés sur la Figure 41. La courbe en pointillés représente le taux d'introduction théorique déduit du NIEL "effectif" et de l'équation 18.

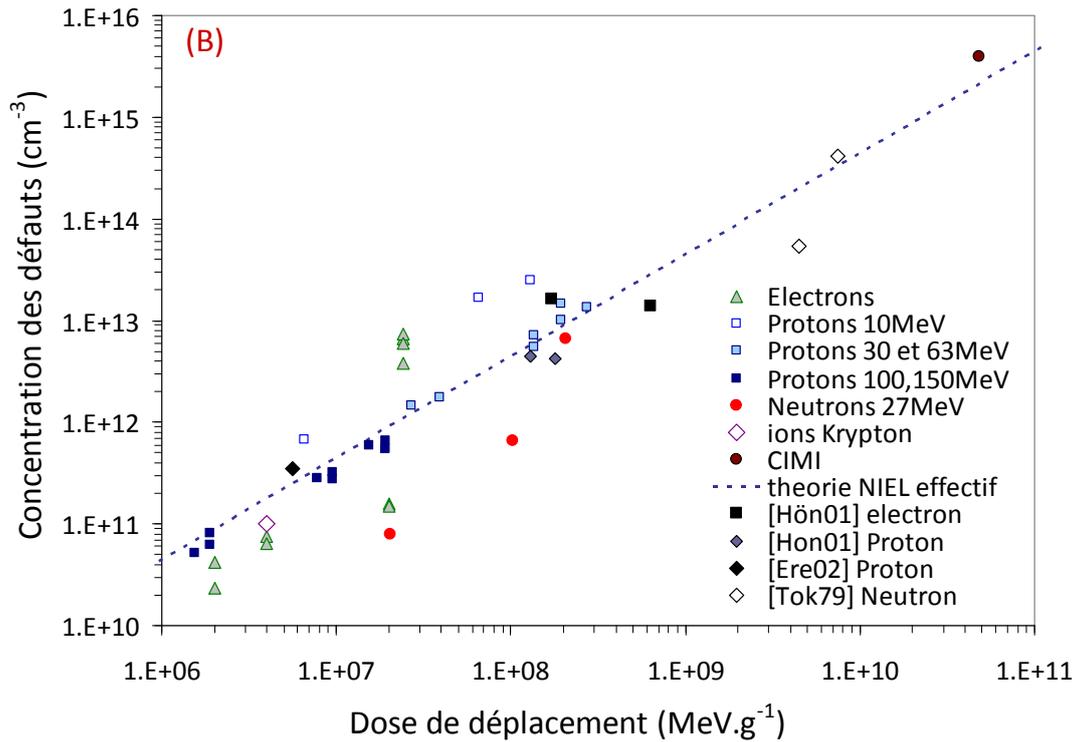
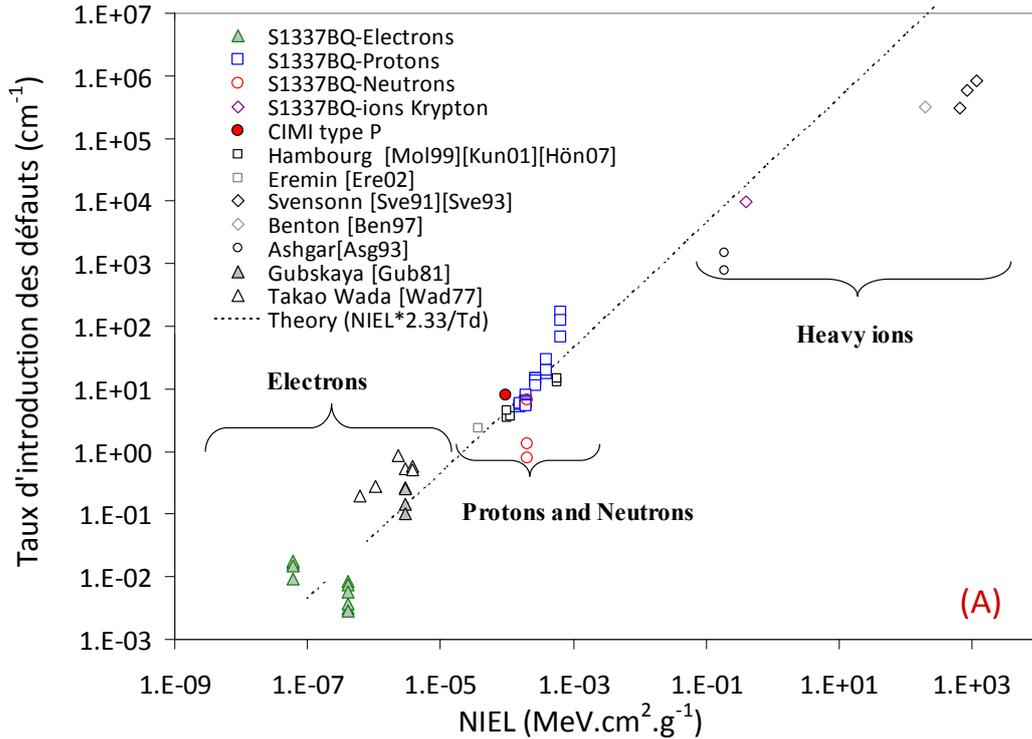


Figure 41. Taux d'introduction des défauts en fonction du NIEL (A) et concentration de défaut en fonction de la dose de déplacement (B). Les symboles de couleur correspondent à nos mesures, les symboles noirs à ceux tirés des références [Mol99], [Kun01], [Hön03], [Ere02], [sve91], [Sve93], [Ben97], [Asg93], [Gub81], [Wad77]. La droite en pointillés correspond aux IR des défauts déduit à partir du NIEL effectif des particules.

La corrélation est assez bonne lorsque l'on prend en compte le taux de recombinaison des paires de Frenkel dans le modèle de NIEL "effectif". Toutefois, on constate que plus le NIEL des particules augmente, plus les IR semblent s'écarter de la théorie (droite en pointillés). Le

calcul de NIEL surestime donc la création de défauts pour les particules lourdes, qui produisent plus de zones à forte densité de défauts (amas). On peut supposer que cet écart reflète un plus fort taux de recombinaison dans ces zones denses en atomes déplacés.

## V.2. Lien entre les processus d'interaction et la nature des défauts générés

### ➤ L'influence de la topologie des atomes déplacés sur la formation de défauts

Nous avons vu qu'en fonction de la nature des particules incidentes la proportion de différents types de défauts pouvait varier. Les mécanismes d'interaction avec la matière évoluent en fonction de la nature et de l'énergie de la particule incidente. Par exemple, les électrons produisent essentiellement de faibles transferts d'énergie par diffusion coulombienne. Au dessus de 10 MeV, les protons peuvent produire des collisions nucléaires (élastique ou inélastique). En fonction de ces mécanismes d'interaction, la structure des zones de désordre change.

On peut avoir formation de déplacements atomiques dits « isolés », ou au contraire création de zones avec des fortes densités d'atomes déplacés. Ces dernières sont le résultat de l'évolution des poches amorphes créées lors du passage de la particule. Ces différences de topologie induisent des différences dans la quantité finale de défauts stables produits.

Les atomes dopant tout comme les impuretés (oxygène, carbone ...) sont en général, si le profil de dopage est constant dans le volume, répartis de façon homogène. Les lacunes et les interstitiels ayant une grande capacité à migrer, ils vont interagir avec ces impuretés et former des défauts isolés du type VO, CO [Mol99], [Kun07]. La formation préférentielle de déplacements atomiques isolés conduira donc plutôt à la formation de défauts comme CO et VO. C'est le cas des particules légères comme les électrons, qui produisent essentiellement de faibles transferts d'énergie et par conséquent majoritairement des VO et CO (Figure 42). En contrepartie les électrons produisent assez peu de bilacunes.

Les particules "lourdes", comme par exemple les protons et les neutrons, produisent des zones très désordonnées, localisées en fin de parcours des PKA. Dans ces régions, les fortes concentrations de lacunes et d'interstitiels vont favoriser la formation de complexes de plus haut niveau ( $V_n, I_n$ ). Les irradiations aux particules lourdes produiront en proportion plus de bilacunes que les électrons. Par contre, les interstitiels migrant plus rapidement que les lacunes [Pri98] ils ne resteront pas confinés dans les amas et iront par substitution remplacer les atomes de carbone présents dans le matériau pour former des CO (Figure 42).

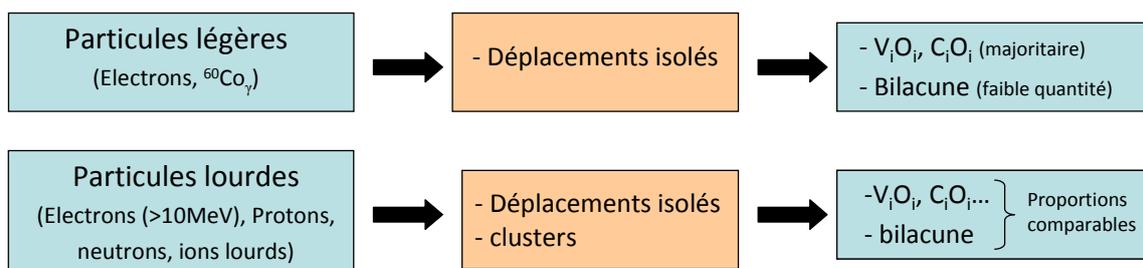
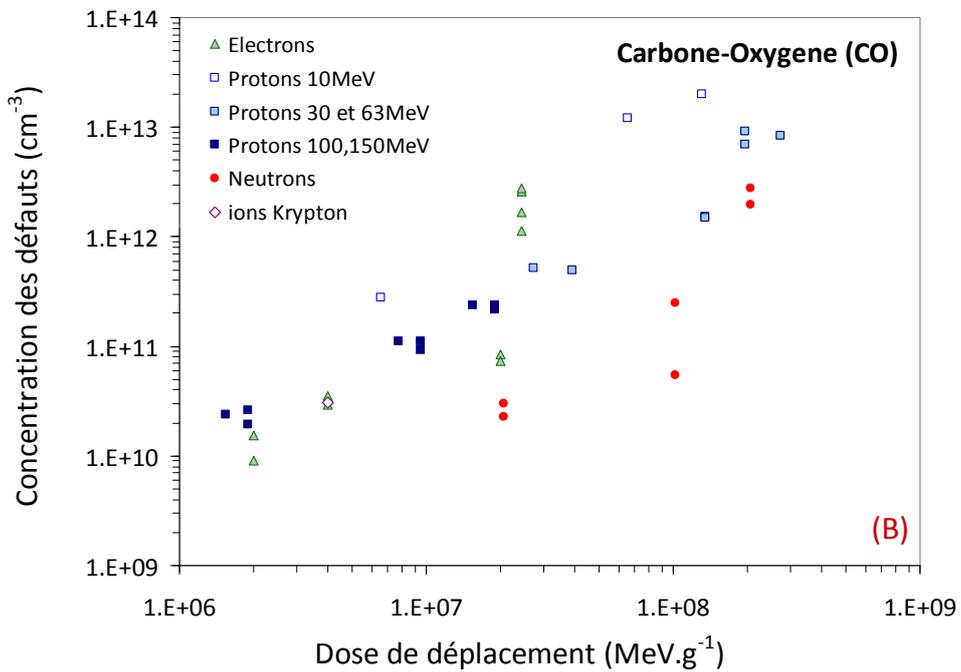
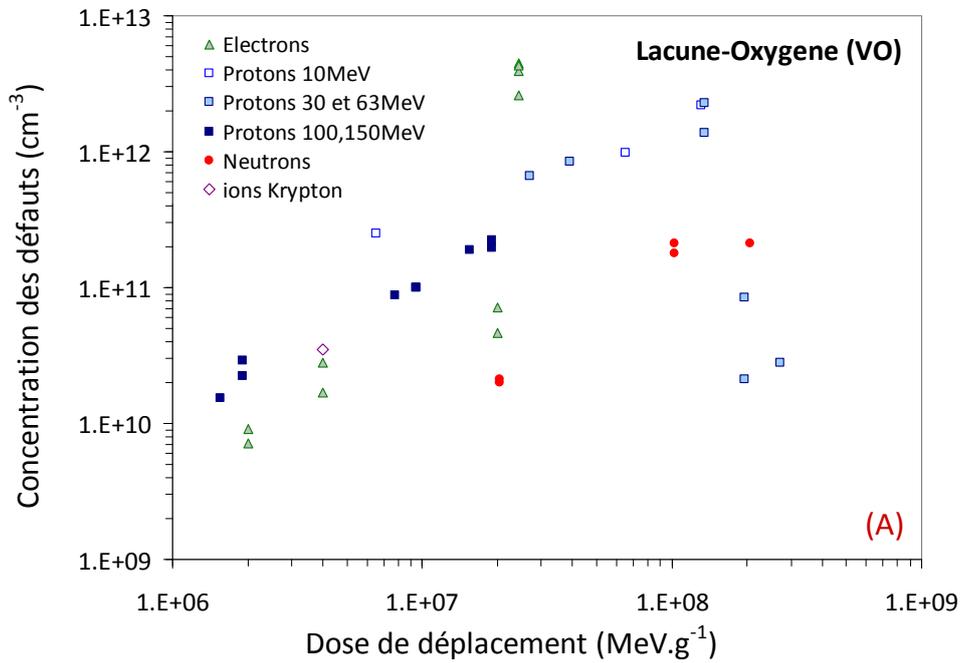


Figure 42. Influence du dépôt d'énergie et de la topologie des atomes déplacés sur la production de défauts cristallins

Sur les Figure 43 (A) et (B) et (C), les concentrations de VO (A), celles de CO (B) et celles de  $V_2^{0/-}$  (C) sont tracées en fonction de la dose de déplacement.



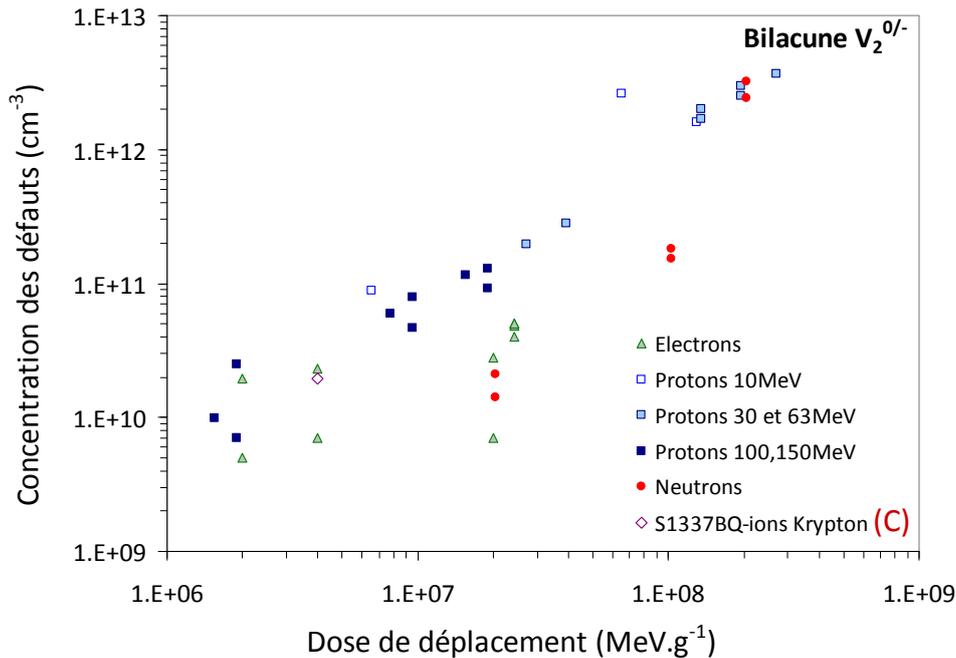


Figure 43. Concentration des défauts en fonction de la dose de déplacement ( $\text{MeV.g}^{-1}$ ). (A), VO, (B) CO et (C), la bilacune.

Sur la Figure (A), (B), (C), on voit clairement que pour les irradiations aux protons, la création de chaque type de défaut semble linéaire avec la dose de déplacement. Un bémol peut être mis pour les plus fortes irradiations aux protons de 30 et 63MeV, où VO semble produit en moindre proportion.

Pour les neutrons, la quantité de défauts générés est plus faible que les autres particules. Les neutrons étant par nature neutre ne réagissent pas comme les autres particules chargées.

Pour les électrons, on voit que moins de bilacunes ont en moyenne été formés par rapport aux protons.

#### ➤ Différence neutron / particule chargée

Il a été montré qu'une irradiation aux neutrons, avait des conséquences différentes pour le matériau par rapport à une irradiation avec des particules chargées comme les protons ou les ions lourds (krytons) [Mol99], [Fle01]. Ces différences s'expliquent par les mécanismes d'interaction mis en jeu. Les neutrons interagissent avec le réseau de silicium uniquement par collisions nucléaires, contrairement aux particules chargées qui produiront une grande quantité d'interactions coulombiennes avec de faibles transferts d'énergie. Cela se traduit par une plus faible création de défaut mais une plus grande formation d'amas après une irradiation aux neutrons.

En faisant le ratio des sections efficaces d'interactions et en utilisant la définition des amas de défauts donnée par G. de Lafond [Laf69],[Ing05] on peut déterminer la proportion de déplacements produits isolément par rapport aux déplacements confinés dans les amas. Nous avons repris la nomenclature de G. de Lafond, pour la définition d'un amas. Dans le silicium, un amas est défini comme une zone de désordre produite par un PKA de plus de 800 eV. On met ainsi en évidence le contraste entre les particules chargées et les neutrons qui produiront uniquement des amas de défauts (Figure 44).

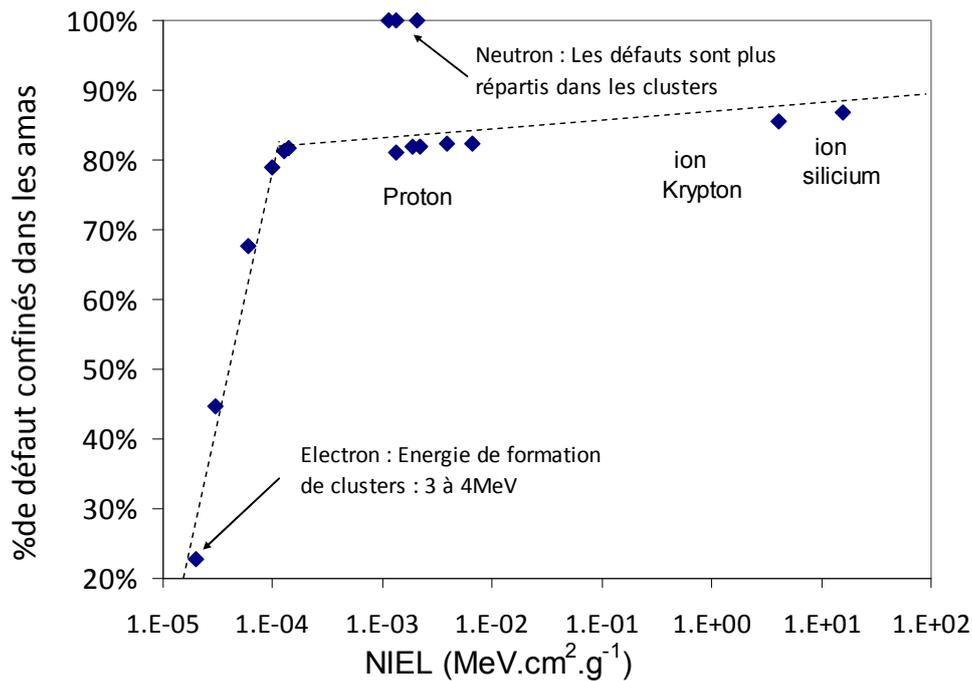


Figure 44. Etude avec le logiciel NEMO [Ing05] de la répartition des atomes déplacés en clusters en fonction du NIEL pour les types de particules utilisées dans cette étude.

Sur la Figure 45 (A), les spectres obtenus après irradiation des diodes 33BQ, avec des neutrons de 27 MeV sont comparés à ceux obtenus après irradiation avec des protons de 63 MeV, 100 MeV, 150 MeV et avec les ions Krypton de 1400 MeV. Sur la Figure 45 (B), les spectres ont été normalisés dans le but de faire coïncider les pics des VO. Les coefficients de normalisation sont donnés sur la légende. De cette manière, on voit nettement que les défauts ne sont pas créés dans les mêmes proportions selon l'irradiation effectuée.

Contrairement aux neutrons, les protons peuvent interagir par diffusion coulombienne. Les neutrons ne déplacent les atomes que par collision nucléaire (élastiques ou inélastiques). La probabilité d'occurrence de ses dernières est largement plus faible que les interactions coulombiennes. Le nombre de défauts produits après une irradiation aux neutrons est près d'une vingtaine de fois plus faible (signal des neutrons multiplié par 18 sur le spectre de la Figure 45). Sur la Figure 45, les spectres correspondant aux électrons de 500keV, aux protons de 150MeV et aux neutrons de 27MeV sont montrés en couleur. A ces énergies et à ces fluences ont atteint une dose de déplacement identique pour les trois particules de  $2.10^7$  MeV.g<sup>-1</sup>. Le même résultat est obtenu avec les diodes 1010BQ.

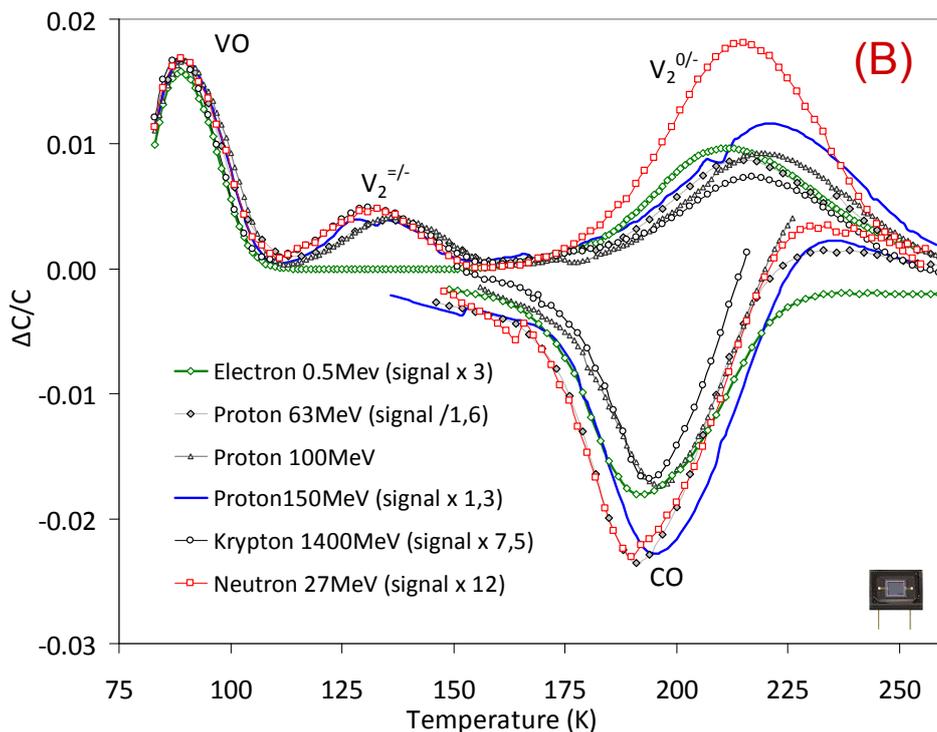
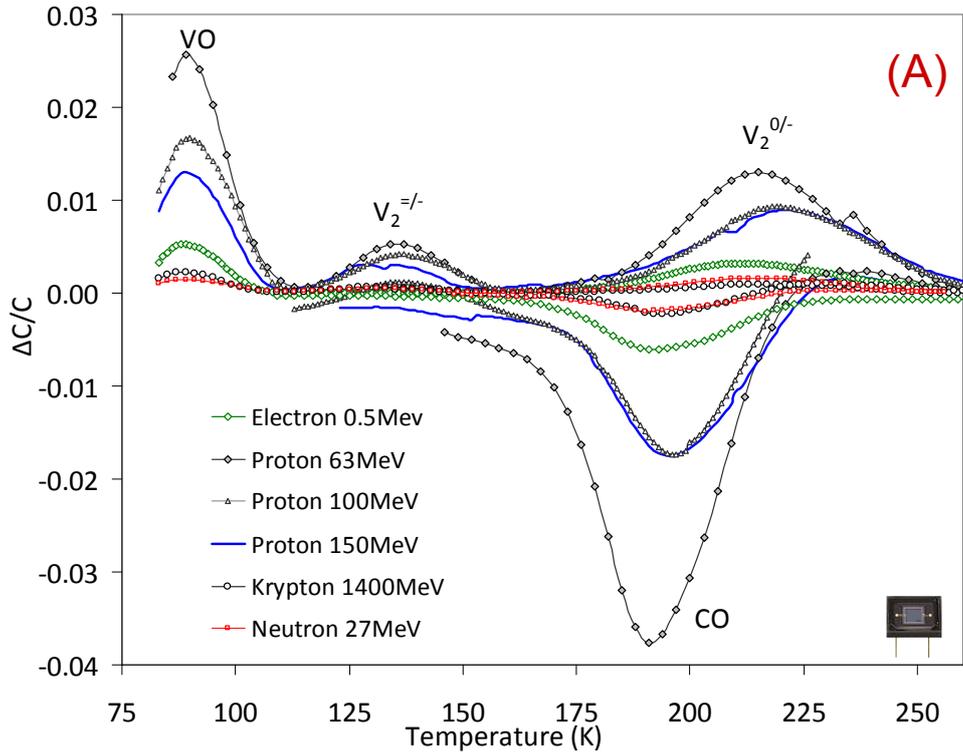


Figure 45. Comparaison des spectres des protons de 63 MeV, 100 MeV et 150 MeV, des neutrons de 27 MeV et aux ions Krypton de 1400 MeV. (A): les spectres directement obtenus. (B): le signal est ajusté pour que les pics VO se superposent. Les facteurs de corrélation sont donnés sur la légende. Les spectres

On voit sur la Figure 45 qu'une irradiation aux neutrons, produit en comparaison plus de bilacunes  $V_2^{-/0}$  par rapport aux lacune-oxygène VO. Pour les électrons de 500keV à cette fluence, on a produit en proportion autant de  $V_2$  que les protons.

## VI. Conclusion de la deuxième partie

Les mesures DLTS, permettent d'identifier les différents types de défauts qui se forment consécutivement aux différentes irradiations. En fonction de la nature et de l'énergie du rayonnement incident les zones endommagées présentent des topologies différentes, ce qui conduit à la production de différents types de défauts en différentes proportions.

On a vu que les particules légères comme les électrons, qui génèrent en majorité des noyaux de reculs (PKA) de faible énergie, vont essentiellement produire des déplacements isolés. La formation de VO et CO en sera favorisée.

Les particules lourdes comme les protons ou les ions lourds, produiront au contraire des amas (ou clusters) d'atomes déplacés. Dans ce cas, c'est la formation de complexes lacunaires (bilacune) qui sera favorisée.

Si l'on prend en compte les phénomènes de réarrangement dans le calcul des NIEL (NIEL effectif) on arrive à reproduire correctement les taux d'introduction de défauts mesurés expérimentalement. Cependant les résultats présentent une certaine dispersion. Il faut également garder à l'esprit que chaque défaut à une signature différente ( $\sigma$ ,  $E_a$ ) et aura donc un effet sur la dégradation électrique différent. Le tableau suivant récapitule les paramètres des défauts extraits de nos mesures DLTS.

Nature du défaut	Température (K)	Énergie d'activation (eV)	Section efficace de capture de porteurs ( $\text{cm}^{-2}$ )
<b>Majoritaire</b>		$E_c - E_a$	$\sigma_n$ (électrons)
VO	90	0.15-0.17	$5.10^{14}$ - $5.10^{15}$
$V_2 (=/-)$	135	0.23-0.25	$5.10^{13}$ - $5.10^{15}$
$V_2 (-/0)$	225	0.42-0.45	$5.10^{13}$ - $5.10^{15}$
<b>Minoritaire</b>		$E_v + E_a$	$\sigma_p$ (trous)
CO	180	0.36-0.38	$5.10^{14}$ - $5.10^{15}$

Tableau 2. Récapitulatif des paramètres des défauts extraits des mesures DLTS (Température des pics, énergies d'activation, section efficace apparente de capture)

Dans la troisième partie de cette étude, l'effet électrique est pris en compte dans la dégradation à l'aide d'un modèle très simple. Les concentrations ainsi que les énergies d'activation de chaque type de défauts déduits des mesures DLTS, sont utilisées pour analyser l'impact de chaque type de défauts sur la production de courant parasite dans des diodes.

# Troisième partie: "Du défaut cristallin à la création de courants parasites dans des diodes »

L'électronique embarquée sur les systèmes satellites se dégrade au cours du temps sous l'action des radiations de l'environnement spatial. Les déplacements atomiques produits par les électrons, les protons ou les ions lourds vont produire des défauts qui vont altérer les caractéristiques physiques du semi-conducteur et modifier les propriétés électriques des composants. Le NIEL qui permet de quantifier les défauts produits par irradiation est utilisé pour prédire les dégradations subies en fin de mission [Sro00].

Cependant le NIEL ne prend pas en compte l'effet électrique qui sera produit par le défaut. Cet effet dépend des caractéristiques de chaque piège (énergie d'activation, section efficace). Dans cette dernière partie en se basant sur la théorie SRH [Sze81], [Sch82], [Sim03] nous avons évalué l'impact de chaque type de défaut sur le courant de fuite produit dans des diodes irradiées.

Avant de présenter la démarche que nous avons suivie, nous décrivons le principe général de fonctionnement d'une diode et nous rappellerons les principales équations de la théorie SRH, que nous avons utilisées. On considérera le fonctionnement en polarisation directe et inverse et on identifiera la contribution des courants de recombinaison et de génération.

Dans un deuxième temps, les résultats des mesures DLTS seront utilisés dans le cadre de la théorie SRH pour évaluer l'aptitude de chaque type de défaut à agir en tant que centre de recombinaison ou de génération. Cela permettra de définir une équivalence entre les défauts en termes de dégradation et de corrélérer cette dernière avec les concentrations de défauts.

## I. Le fonctionnement d'une diode et la théorie SRH

### I.1. La diode non polarisée, à l'équilibre thermodynamique

#### ➤ Le principe physique

Une jonction pn est constituée de deux blocs de silicium dopés p et n. Dans le bloc p des atomes accepteurs sont ajoutés au semi-conducteur alors que dans le bloc n, sont ajoutés des donneurs. La jonction est à l'équilibre thermodynamique, lorsque la tension appliquée entre les régions p et n, est nulle et que la jonction est dans l'obscurité.

Lorsque l'on assemble les deux régions, la différence de concentration entre les porteurs des régions n et p va provoquer la circulation d'un courant de diffusion tendant à égaliser la

concentration en porteurs d'une région à l'autre. Les trous de la région p vont diffuser vers la région n laissant derrière eux des atomes ionisés, qui constituent autant de charges négatives fixes. Il en est de même pour les électrons de la région n qui diffusent vers la région p laissant derrière eux des charges positives. Il apparaît au niveau de la jonction une zone contenant des charges fixes positives et négatives. Ces charges créent un champ électrique  $E$  qui s'oppose à la diffusion des porteurs de façon à ce qu'un équilibre électrique s'établisse (Figure 46).

On peut distinguer trois zones aux propriétés distinctes (Figure 46):

- une zone quasi-neutre de type p (ZQN), que l'on peut négliger dans notre cas.
- une zone de charge espace (ZCE) :
- une zone quasi-neutre de type n (ZQN)

L'équilibre thermodynamique de la diode s'établit en fonction de différents processus :

- la diffusion de porteurs majoritaires vers les zones où ils sont minoritaires sous l'effet d'un gradient de concentration,
- la recombinaison des porteurs minoritaires en excès,
- la création de part et d'autre de la jonction d'une zone de charge espace ZCE dépeuplée en porteurs et globalement neutre,
- la dérive des porteurs sous l'effet du champ électrostatique de n vers p. On appelle la différence de potentiel nécessaire pour permettre la diffusion des porteurs majoritaires, la tension de diffusion  $V_{bi}$ .

La forme générale de la densité de charges dans le composant, dépend essentiellement du profil de dopage de la jonction. Dans le cas de nos diodes, avec un dopage très dissymétriques (Diode S1337 :  $N_A = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_D = 7.10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ), la jonction est abrupte. La zone de charge d'espace s'étend essentiellement du côté le plus faiblement dopé (n). Les mesures C-V permettent de déterminer l'épaisseur de cette zone dépeuplée. (Voir partie description des véhicules de test au deuxième chapitre).

Dans ces conditions et du fait qu'elle ait une faible épaisseur, la couche p est négligée. Nous supposons ici que la majorité du courant est dû à la circulation de charge dans la zone n.

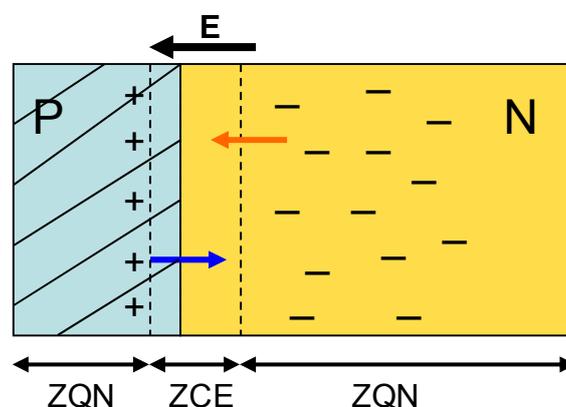


Figure 46. Représentation d'une diode à l'équilibre thermodynamique

## I.2. La diode polarisée en direct

### ➤ Le principe physique

Lorsque la diode est polarisée en direct, le potentiel de la zone p est positif. Les trous majoritaires du côté p sont repoussés vers la jonction. Il en va de même avec les électrons majoritaires du côté n repoussés par la cathode (Figure 47). La barrière de potentiel est abaissée et les porteurs majoritaires diffusent à travers la zone de charge d'espace. Les porteurs qui traversent la jonction se recombinent. On peut définir une épaisseur de part et d'autre de la jonction où se produit cette recombinaison. Si on augmente la différence de potentiel entre les deux bornes, la barrière de potentiel de diffusion diminue, le courant qui circule augmente aussi. Le courant qui s'établit est dû à la diffusion de porteurs majoritaires.

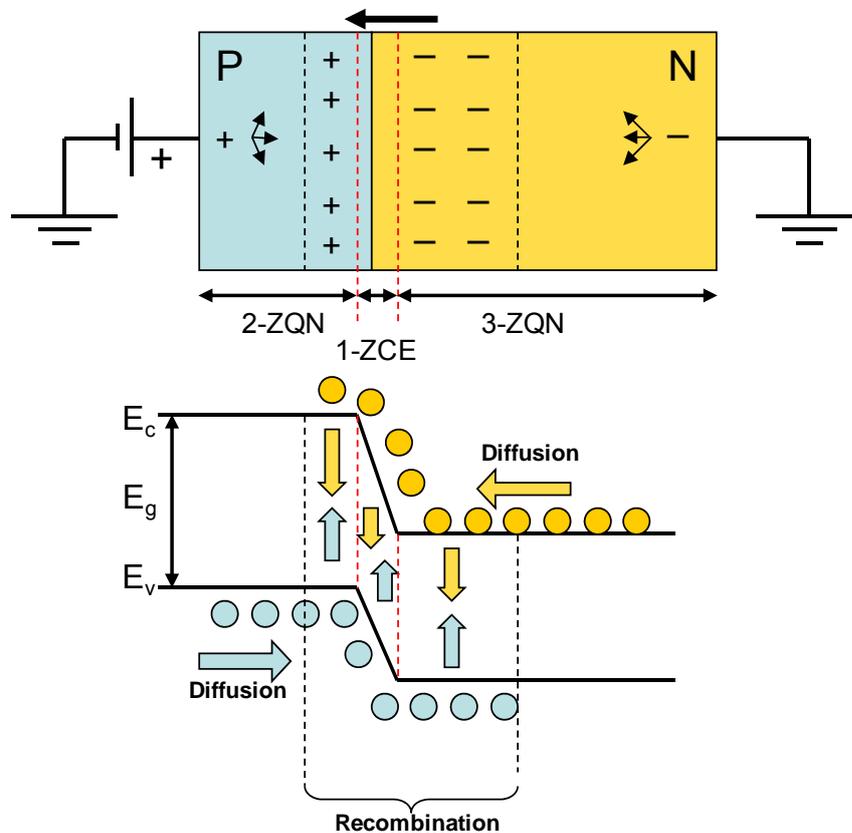


Figure 47. Schéma de fonctionnement d'une diode sous polarisation directe.

On distingue sur la Figure 47 :

- Zone 1: La ZCE où diffusent les électrons et les trous injectés par la source. L'injection de ces porteurs favorise la recombinaison au niveau des défauts et empêche la génération. A l'intérieur de cette zone, les défauts vont agir comme des centres de recombinaison ce qui augmente le phénomène.

- Zone 2 et 3: Les zones ZQN où les porteurs qui traversent la jonction et qui deviennent minoritaires, se recombinaient avec les majoritaires déjà présents. Le gradient de porteurs générés par cette annihilation donne lieu à un courant de recombinaison. Les défauts cristallins présents dans les ZQN agissent comme des centres de recombinaison. Au regard des épaisseurs des couches, les courants générés dans la zone (2) sont négligeables par rapport à ceux créés dans la zone (3).

Pour de faibles tensions, la barrière de diffusion est trop élevée. Les porteurs n'ont pas assez d'énergie pour la franchir et la recombinaison des porteurs dans la ZCE domine.

Pour de fortes tensions, les porteurs arrivent à traverser la jonction. La ZCE est fortement réduite. Le courant est majoritairement dû à la diffusion des porteurs minoritaires et à la recombinaison dans la ZQN.

### ➤ La théorie SRH:

Le courant d'une diode polarisée en direct peut être modélisé comme la somme des courants dans la ZCE et dans la ZQN. On peut donc dire que sous polarisation directe, les défauts agissent comme des centres de recombinaison à la fois dans la ZCE et dans la ZQN.

Pour pouvoir calculer les courants induits par les mécanismes que nous venons de décrire, la théorie SRH repose sur l'hypothèse de continuité, de quasi équilibre et l'hypothèse de faible injection:

*-L'hypothèse de continuité: On suppose que les profils de dopage sont constant dans le matériau.*

*-L'hypothèse de quasi-équilibre: On suppose que le champ électrique est constant dans la ZCE. A une polarisation donnée, on suppose les mécanismes de circulation de charge comme constant dans le volume.*

*-L'hypothèse de faible injection: Dans les zones de recombinaison 2 et 3, la densité de porteurs minoritaires est faible par rapport à celle des majoritaires: le niveau de Fermi reste fixé par le dopage.*

On peut écrire que le courant total est la somme des courants produits dans la zone de charge d'espace ZCE et la zone quasi neutre ZQN [Sze81], [Sim03].

$$I_D = I_{ZQN} + I_{ZCE} = \frac{qSn_i^2}{N_D} \sqrt{\frac{D_{\min}}{\tau_{rec}}} \exp\left(\frac{qV_D}{kT}\right) + \frac{qSn_i}{2\tau_{rec}} \exp\left(\frac{qV_D}{2kT}\right) \text{Équation 29}$$

Dans les deux cas, ces courants sont dépendants de la durée de vie avant recombinaison  $\tau_{rec}$  au niveau des pièges. Cette durée de vie est limitée par la diffusion des porteurs minoritaires. On admet qu'elle est égale à la durée de vie des porteurs minoritaires  $\tau_{\min}$ .

$q$  est la charge élémentaire,  $S$  la surface du composant,  $n_i$  la densité de porteurs intrinsèques,  $N_D$  le niveau de dopage du substrat,  $D_{\min}$  le coefficient de diffusion des

minoritaires ( $\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ ),  $V_D$  la tension directe appliquée,  $k$  la constante de Boltzmann et  $T$  la température.

Les densités de courant de recombinaison dans les ZQN et dans la ZCE sont dépendantes de la tension de polarisation  $V_D$ . On remarque que pour  $I_{ZQN}$  l'exponentielle est en  $qV/kT$  alors que pour  $I_{ZCE}$  elle est en  $qV/2kT$ . On peut donc écrire que le courant en direct varie selon la formule suivante.

$$I_D = I_{D,(V=0)} \exp\left(\frac{qV_D}{mkT}\right) \quad \text{Équation 30}$$

On aura  $m$  qui tendra vers 1 si la recombinaison dans la ZQN domine et tendra vers 2 si la recombinaison dans la ZCE domine. Le coefficient  $m$ , dans le cas d'une diode réelle, est compris entre 1 et 2.

### I.3. La diode polarisée en inverse :

#### ➤ Principe physique

Sous polarisation inverse, le potentiel de la zone  $n$ , supérieur à celui de la zone  $p$ , vient s'ajouter à la polarisation d'équilibre ce qui se traduit par une extension de la zone de charge d'espace. Le courant de la diode diminue fortement. Cependant il ne s'annule pas à cause de la présence des porteurs minoritaires qui atteignent la ZCE et traversent la jonction sous l'effet du champ électrique qui y règne. Un courant de porteurs minoritaire s'établit à travers la jonction. De plus les défauts présents dans la ZCE vont agir comme des centres de génération de porteurs qui contribueront à l'accroissement du courant.

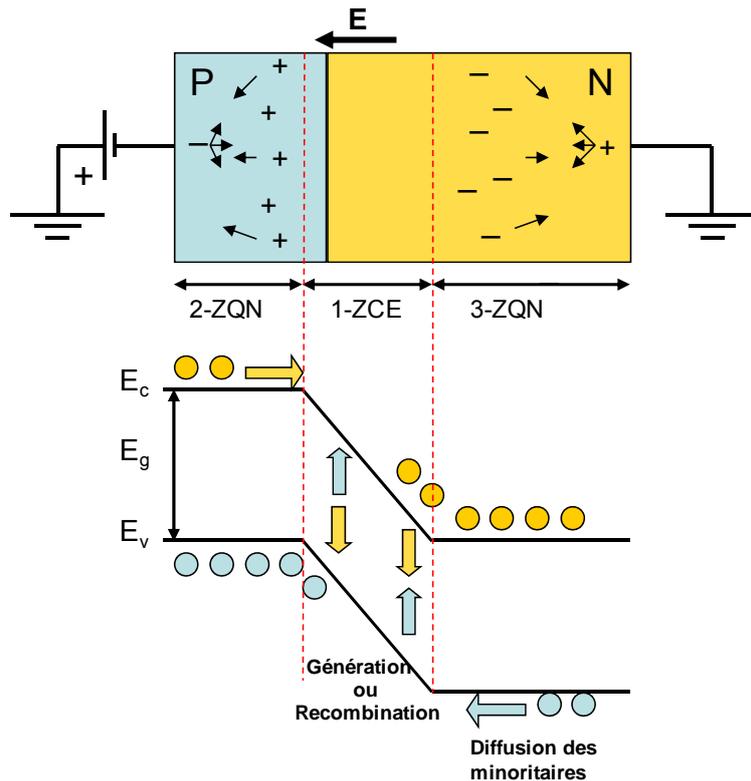


Figure 48. Schéma de fonctionnement d'une diode sous polarisation inverse.

En conséquence, on a (Figure 48) :

- La ZCE augmente avec la DDP entre les deux zones p et n. L'absence de porteurs dans cette zone favorise la génération de porteurs. Les défauts agissent comme des centres de génération.
- Dans la ZQN, les porteurs minoritaires diffusent et se recombinent. Dans les ZQN, les défauts agissent comme des centres de recombinaison.

### ➤ La théorie SRH

Les mêmes hypothèses que sous polarisation directe sont utilisées, à savoir les hypothèses de continuité, de quasi-équilibre et de faible injection. On distingue deux courants générés:

- La recombinaison dans les ZQN: la diffusion des porteurs minoritaires

En polarisation inverse, seuls les porteurs minoritaires diffusent dans le matériau. Les défauts vont agir comme des « centres de recombinaison ». Cette disparition de porteurs crée un gradient de charge à l'origine du courant. Ce courant est indépendant de la polarisation appliquée. On a la relation suivante [Sze81]:

$$I_{rec} = \frac{qSn_i^2}{N_D} \sqrt{\frac{D_{min}}{\tau_{rec}}} \quad \text{Équation 31}$$

Ce courant est lié à la durée de vie avant recombinaison des porteurs minoritaires (trous dans du substrat n). Lorsque cette durée de vie diminue, le courant de diffusion augmente. Cette expression du courant de recombinaison en inverse est équivalente avec celle du courant de recombinaison en direct.

- La génération de porteurs dans la ZCE :

Dans la ZCE, l'absence de charges entraîne l'émission spontanée d'un électron et d'un trou. Les défauts présents dans la ZCE agissent comme des centres de génération. Ces charges ainsi libérées sont conduites par le champ électrique vers les frontières de la ZCE, où ils se recombinent avec les porteurs injectés par la source extérieure. On a la relation suivante [Sze81] :

$$I_{gen} = \frac{qSn_i W_{ZCE}}{\tau_{gen}} \quad \text{Équation 32}$$

Le courant de génération  $I_{gen}$  est proportionnel au volume de la zone de charge espace  $S \times W_{ZCE}$ .  $S$  est la surface de la ZCE. L'épaisseur de la zone de charge espace  $W_{ZCE}$  est dépendante de la tension appliquée. Le courant de génération  $I_{gen}$  augmente donc avec la polarisation. Il est inversement proportionnel et à la durée de vie des porteurs  $\tau_{gen}$ . La durée de vie des porteurs, décrit le temps de présence des porteurs après qu'il soit généré. Plus la durée de vie  $\tau_{gen}$  est courte plus les niveaux introduits dans la bande interdite émettent des porteurs. On a une augmentation de la circulation de charge, le courant de génération augmente.

Le courant d'obscurité d'une diode pn, polarisée en inverse est la somme des deux contributions :

$$I_I = I_{rec} + I_{gen} = \frac{qSn_i^2}{N_D} \sqrt{\frac{D_{min}}{\tau_{rec}}} + \frac{qSn_i W_{ZCE}}{\tau_{gen}} \quad \text{Équation 33}$$

#### I.4. La détermination expérimentales des courants de génération et de recombinaison à partir de la caractéristique I(V)

On a vu que selon le mode de fonctionnement de la diode, c'est-à-dire lorsque le composant est soumis à une tension inverse ou directe, les courants pouvaient être produits par recombinaison ou génération de porteurs. Dans le cas des diodes que nous avons irradiées, nous avons mesuré ces deux contributions. Dans cette partie nous décrivons la manière dont nous avons procédé et les résultats obtenus.

➤ Sous polarisation directe

La caractéristique  $I(V)$  sous polarisation directe permet de séparer les courants de recombinaison générés dans la ZCE et dans la ZQN. La Figure 49 représente l'allure classique de la caractéristique  $I(V)$  d'une diode tracée en échelle logarithmique.

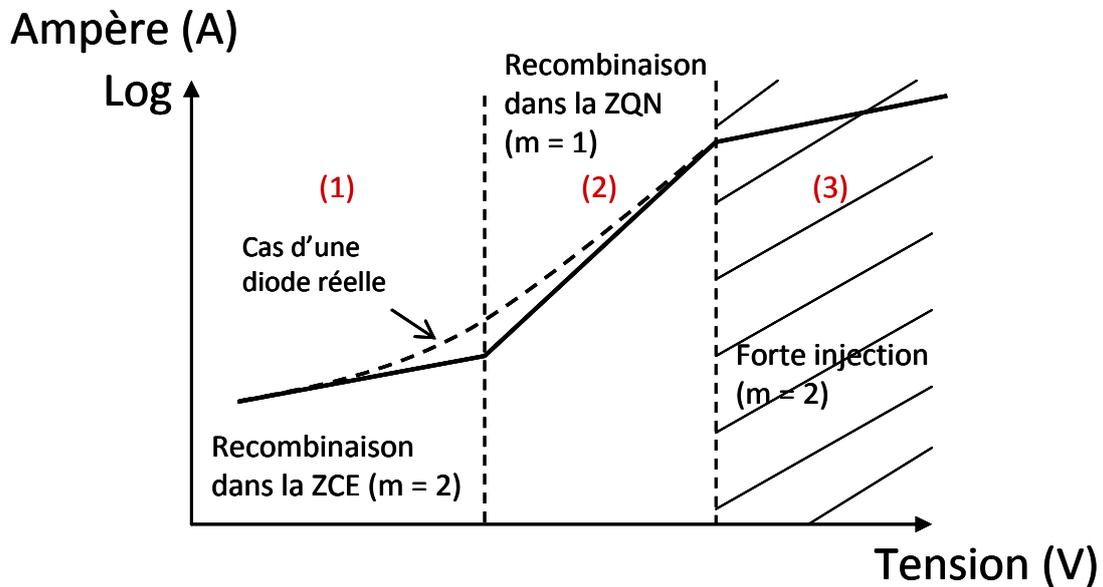


Figure 49. Allure classique de la caractéristique  $I(V)$  avec une polarisation directe. Les segments en traits pleins correspondent à une diode idéale, la courbe en pointillés au cas d'une diode réelle.

On distingue trois domaines. Dans les zones (1) et (2), le courant est la somme des courants de recombinaison de la ZCE et de la ZQN. Dans la zone (3), on est en régime de forte injection qui ne nous intéresse pas.

Les caractéristiques  $I(V)$  mesurées après irradiation des diodes aux électrons de 0,35 MeV et 0,5 MeV, aux protons de 30 MeV et 150 MeV ainsi qu'aux neutrons de 27 MeV sont regroupées sur la Figure 50. Les courbes en pointillés bleu et rouge sont déduites de l'équation 30, en prenant le facteur d'idéalité  $m = 1$  ou  $m = 2$ .

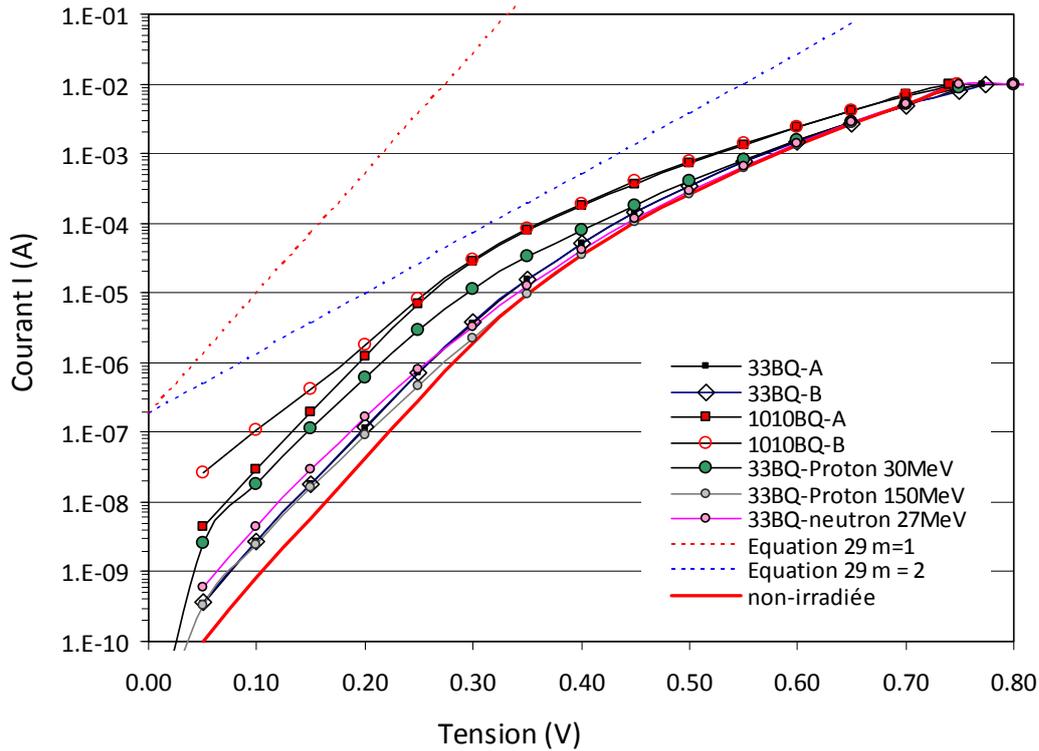


Figure 50. Caractéristique  $I(V)$  de diodes irradiées. Les courbes en rouge et bleu sont tracées à l'aide de l'Equation 30 avec  $m = 1$  (bleu) et  $m = 2$  (rouge).

Pour la majorité des diodes que nous avons étudiées nous avons trouvé un coefficient  $m$ , proche de 1. Pour les électrons, on trouve un coefficient  $m = 1,2$ . Pour les polarisations que nous avons utilisées on constate que, l'épaisseur de la ZCE reste faible, et que le courant de recombinaison dans la ZCE est négligeable. A plus forte polarisation ( $V_f > 0.4$  V), on note une dépendance en  $m = 2$ . On atteint le régime de forte injection qui ne nous intéresse pas pour cette étude.

Lorsque la polarisation est voisine de zéro le courant de recombinaison dans la ZQN domine. On peut déterminer ainsi sa valeur :

$$I_{F,(V=0)} = \frac{qS n_i^2}{N_D} \sqrt{\frac{D_{\min}}{\tau_{\text{Rec}}}} \quad \text{Équation 34}$$

Pour chaque diode irradiée, on a ainsi déterminé l'augmentation du courant de recombinaison dans la ZQN avant et après irradiation.

#### ➤ Sous polarisation inverse

En combinant, les caractéristiques  $I(V)$  et  $C(V)$  mesurées sous polarisation inverse, il est également possible de séparer la contribution des courants de génération dans la ZCE et de recombinaison dans la ZQN. La Figure 51 décrit la démarche.

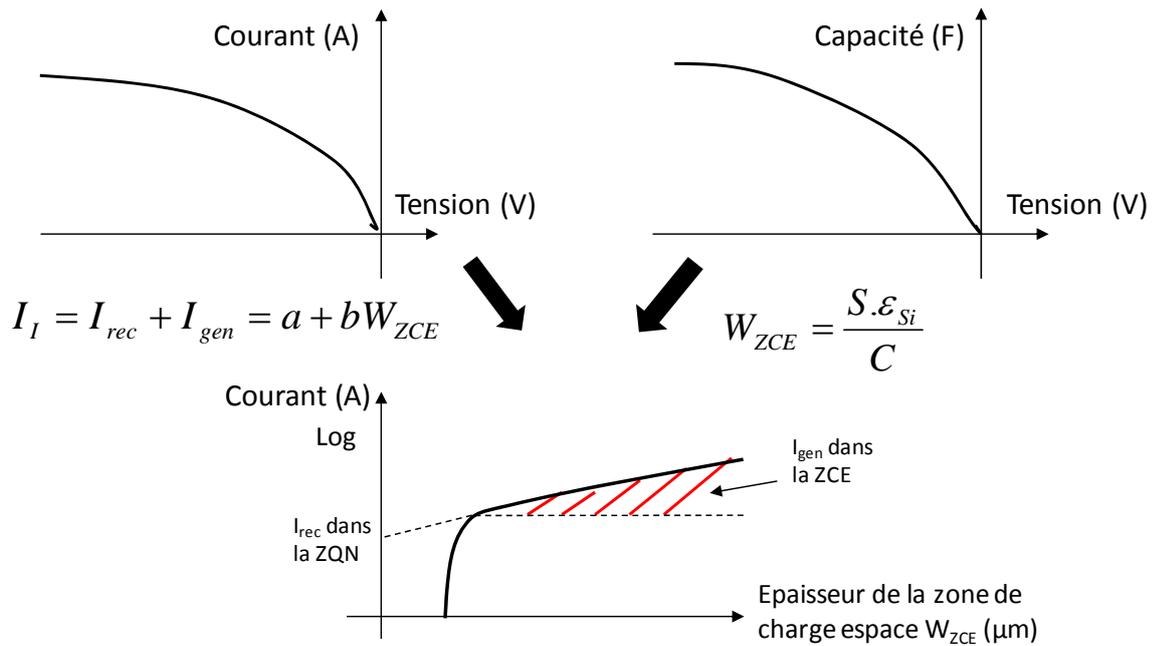


Figure 51. Méthode d'extraction des composantes du courant d'obscurité

L'équation 33 montre que le courant inverse est une fonction affine de l'épaisseur de la zone de charge espace ( $W_{ZCE}$ ) :

$$I_I = I_{rec} + I_{gen} = a + bW_{ZCE} \text{ Équation 35}$$

Le courant dépend de façon linéaire de l'épaisseur de la zone de charge espace  $W_{ZCE}$ . La mesure  $C(V)$ , nous donne cette épaisseur de la zone de charge espace en fonction de la tension appliquée (voir deuxième partie, Equation 28). Si on trace le courant en fonction de cette épaisseur de charge espace  $W_{ZCE}$ , on obtient une droite. L'ordonnée à l'origine donne le courant de recombinaison dans la ZQN supposé constant en fonction de la polarisation. Le courant de génération peut être extrait de la pente de cette droite en soustrayant du courant total, le courant de recombinaison dans la ZQN.

Nous avons représenté sur la Figure 52, pour un certain nombre de nos diodes irradiées et non irradiées, la densité de courant (le courant par unité de surface du composant) en fonction de l'épaisseur de charge espace  $W_{ZCE}$ .

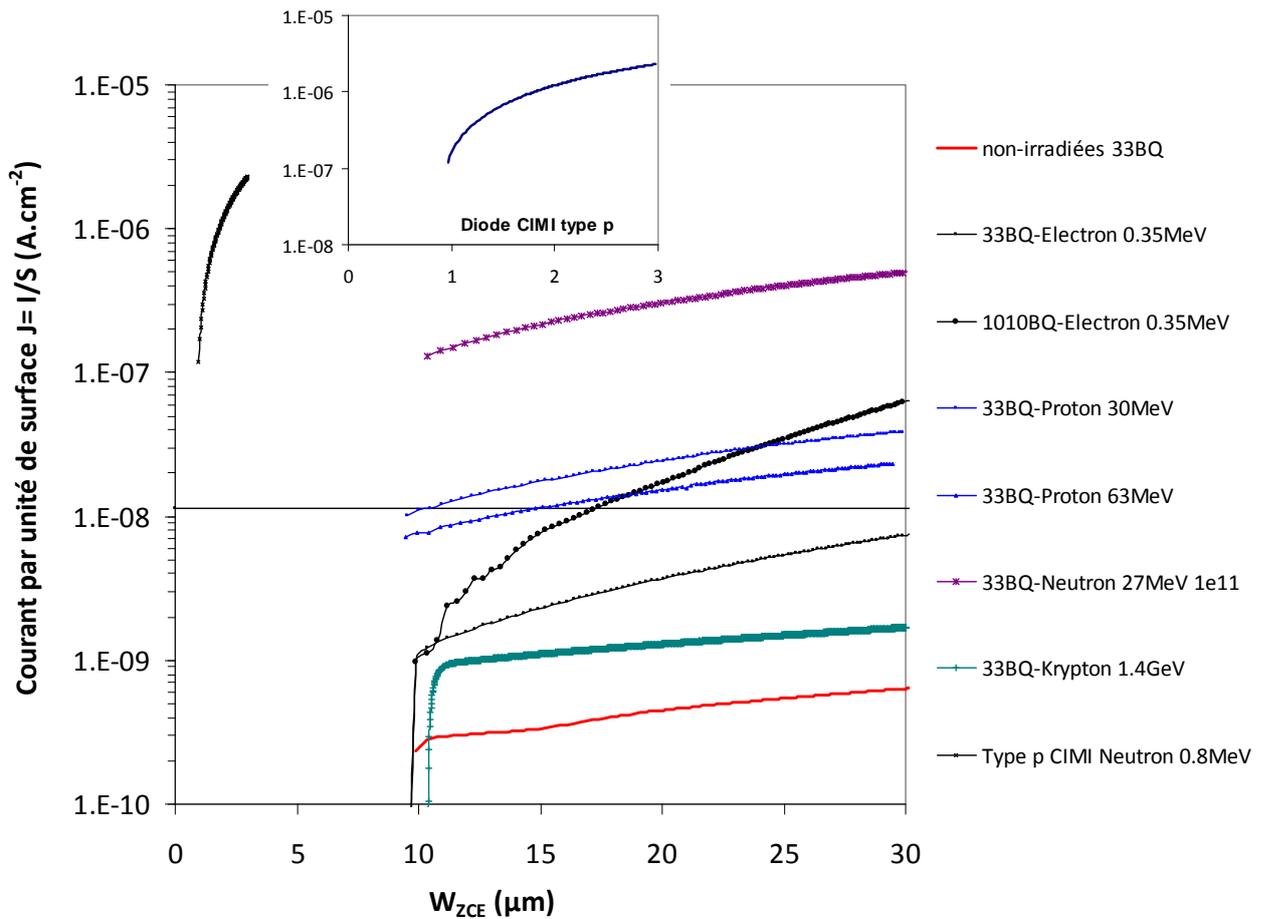


Figure 52. Densité de courant ( $A.cm^{-1}$ ) en fonction de l'épaisseur de la zone de charge espace ( $W_{ZCE}$ ).

On voit clairement que le bombardement de particules augmente à la fois le courant de recombinaison (ordonnée à l'origine) et la génération (pente).

Pour l'ensemble de nos diodes irradiées, nous avons déterminé ces deux composantes. Sur la Figure 53, pour les diodes irradiées, le pourcentage de génération sur le courant à une polarisation inverse de  $-4 V$  est tracé en fonction de la dose de déplacement.

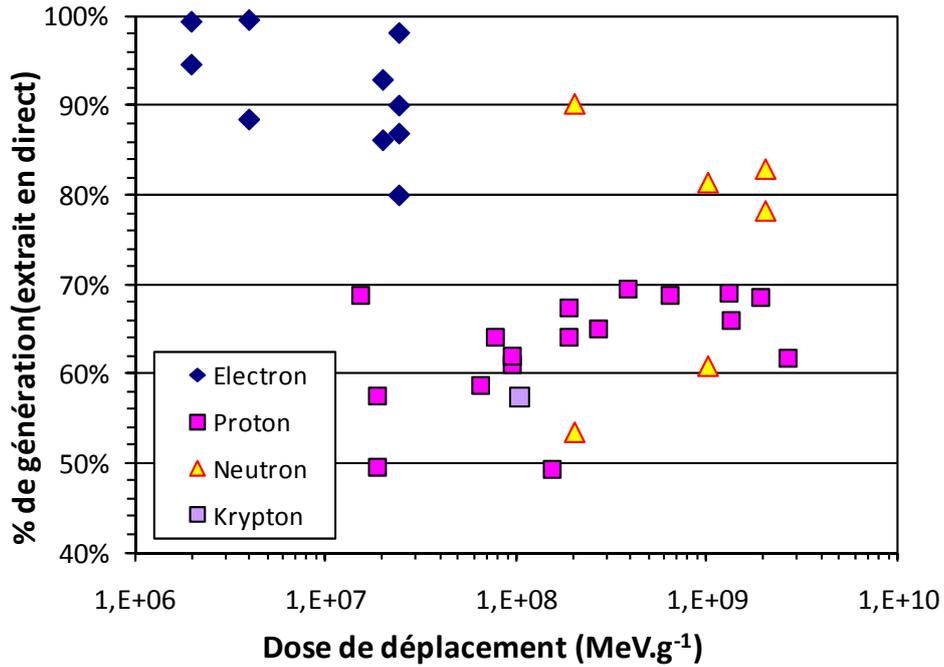


Figure 53. Pourcentage de génération sur le courant d'obscurité sous polarisation en inverse de -4V.

On remarque clairement que les électrons se comportent différemment des particules lourdes. Après une irradiation aux électrons, le courant d'obscurité à -4V est largement dominé par le courant de génération (>85 %). Par contre, pour les particules lourdes, le pourcentage de génération oscille entre 50 et 80%. Donc en polarisation inverse à -4V, il faudra prendre en compte le courant de génération dans la ZCE mais aussi le courant de recombinaison dans la ZQN, pour déterminer de la dégradation globale. Par contre, en polarisation directe le courant est principalement dû à de la recombinaison dans la ZQN.

## II. L'impact des défauts sur les courants

### II.1. Les défauts, centres de génération et de recombinaison

Les défauts présents dans le semi-conducteur sont des pièges à porteurs de charge qui apparaîtront comme des centres de recombinaison ou de génération. Ils jouent directement sur la durée de vie des porteurs. D'après les équations SRH montrées précédemment, les courants de génération et de recombinaison ( $I_{gen}$ ,  $I_{rec}$ ) sont liés à la durée de vie des porteurs ( $\tau_{gen}$ ,  $\tau_{rec}$ ). Ces durées de vie dépendent des caractéristiques des défauts auxquelles elles sont associées. Nous avons repris pour ces durées de vie, les expressions données par Schröder [Sch67] et Simoen [Sim02] :

$$\tau_{rec} = \frac{1}{N_{défaut} \sigma_{min} v_{th,min}} = \frac{1}{N_T C_{min}} \quad \text{Équation 36}$$

$$\tau_{gen} = 2\tau_{rec} \sqrt{\frac{\sigma_{maj}}{\sigma_{min}}} \cosh \left[ \frac{E_T - E_i}{kT} + 0.5 \ln \left( \frac{\sigma_{maj}}{\sigma_{min}} \right) \right] \quad \text{Équation 37}$$

Pour un défaut d'un type donné,  $N_T$  représente la concentration de ce type de défaut,  $\sigma_{min}$  et  $\sigma_{maj}$  représentent quand à elles les sections efficaces de capture de porteur minoritaires et majoritaires.  $v_{th,min}$  est la vitesse thermique des porteurs minoritaires. La différence  $E_t - E_i$  correspond à l'écart entre l'énergie du défaut et le milieu de gap du silicium  $E_i = E_g/2 = 0.56\text{eV}$ .

On remarque que la durée de vie avant recombinaison est indépendante de la position du niveau introduit par le défaut dans la bande interdite du silicium. Cette durée de vie dépend juste de la section efficace de capture des porteurs minoritaires.

La durée de vie de génération  $\tau_{gen}$  s'exprime en fonction de la durée de vie avant recombinaison  $\tau_{rec}$ . Le niveau d'énergie du défaut est, cette fois-ci, pris en compte selon une loi en cosinus hyperbolique.

Pour le courant de génération les défauts les plus efficaces, ceux qui jouent un rôle prépondérant, sont situés en milieu de gap. Dans le silicium, les défauts les plus proches du milieu de gap sont les bilacunes  $V_2^{=/-}$  placées à  $E_c-0.42\text{eV}$  et les carbonés/oxygènes CO qui introduisent un niveau à  $E_v+0.36\text{eV}$ .

## II.2. Les courants associés à chaque type de défaut

Chaque défaut en fonction de ces caractéristiques va apporter une contribution différente au courant total généré [Neu08]. En remplaçant les durées de vie  $\tau_{rec}$  et  $\tau_{gen}$  (Equations 36 et 37), par leur expression dans les Equations 31 et 32, on obtient les courants de recombinaison et de génération associés à chaque type de défaut (Equations 38 et 39) :

$$I_{rec} (A) = \frac{q S n_i^2}{N_{dopage}} \sqrt{D_{min} (\sigma_{min} v_{th,min} * N_t)} \quad \text{Équation 38}$$

$$I_{gen} (A) = \frac{q S n_i W \times \sigma_{min} v_{th,min} N_t}{2 \sqrt{\frac{\sigma_{maj}}{\sigma_{min}} \cosh \left[ \frac{E_T - E_i}{kT} + 0.5 \ln \left( \frac{\sigma_{maj}}{\sigma_{min}} \right) \right]}} \quad \text{Équation 39}$$

Nous avons pris pour les caractéristiques intrinsèques du silicium les valeurs couramment admises dans la littérature et données dans le Szé [Sze81]:  $n_i = 10^{10}$  porteurs. $\text{cm}^{-3}$ ,  $D_e = 12$  ou  $D_h = 36 \text{ cm}^2.\text{s}^{-1}$ ,  $v_{th} = 10^7 \text{ cm}.\text{s}^{-1}$ ,  $E_i = E_g/2$ .

$N_T$  et  $E_T$  sont les paramètres des défauts que nous avons extraits de nos mesures DLTS. Les concentrations et les énergies d'activation déduites de nos mesures ont directement été utilisées comme paramètres d'entrée des équations 38 et 39.

Les équations 38 et 39 nécessite de connaître à la fois les sections efficaces de capture des porteurs minoritaires  $\sigma_{min}$  et des porteurs majoritaires  $\sigma_{maj}$ . Or la DLTS ne donne accès qu'à

une section efficace de capture apparente. Nous avons donc du déterminer des valeurs pour les sections efficaces complémentaires de minoritaires et de majoritaires. Cette détermination est difficile car les sections de capture des défauts sont très dépendantes de la technologie. De plus, dans le cas de la DLTS les sections efficaces sont déterminées uniquement à la température d'émission du piège et non à la température de fonctionnement du composant. Nous avons choisi d'utiliser, à l'instar de Simoen [Sim00] et Bleichner [Ble96], les valeurs de sections efficaces données par Hallen & al [Hal79]. Ces sections efficaces présentent l'avantage d'être disponibles pour les porteurs minoritaires et majoritaires et ceci en fonction de la température.

Sur la Figure 54, les sections efficaces de capture des électrons et des trous par les défauts sont données en fonction de la température. Les courbes correspondent aux  $\sigma_{\text{electron}}$  (traits pleins) et  $\sigma_{\text{trous}}$  (traits pointillés) données par Hallen [Hal96]. Les symboles qui correspondent aux  $\sigma_{\text{electrons}}$  (carrés) et  $\sigma_{\text{trous}}$  (losanges) sont ceux des diodes Hamamatsu et ceux extrait par Möll [Mol99].

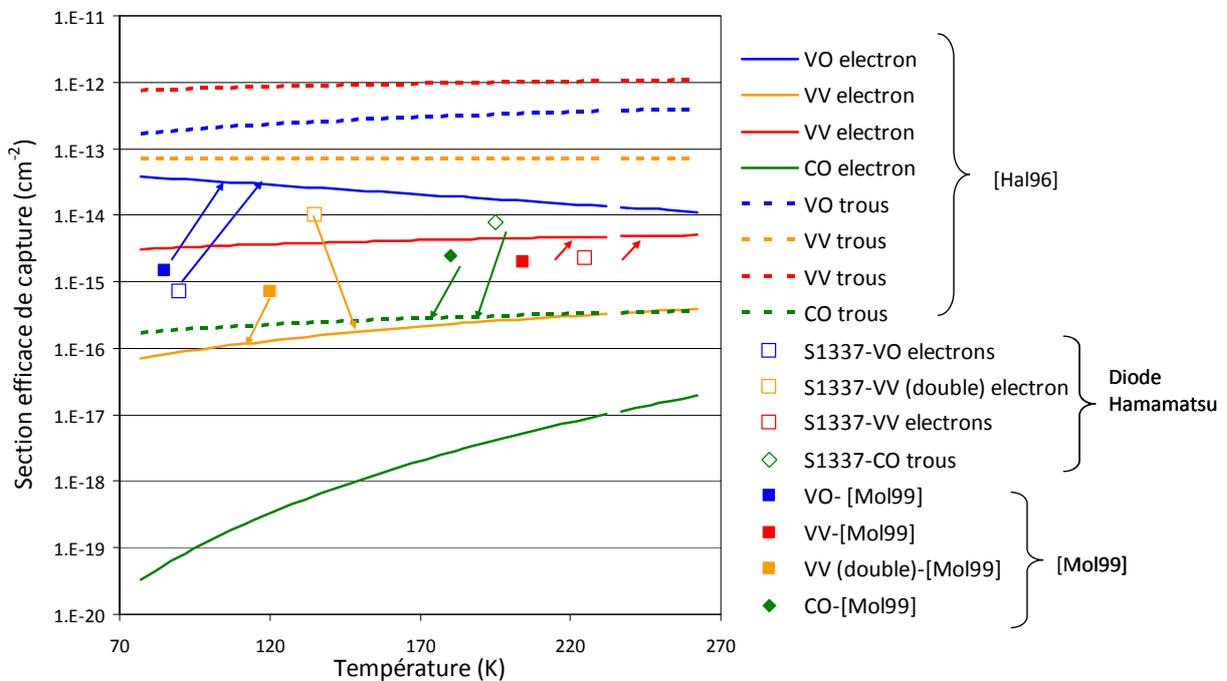


Figure 54. Section efficace de capture des électrons et des trous par les défauts en fonction de la température. Les courbes correspondent aux  $\sigma_{\text{electron}}$  (traits pleins) et  $\sigma_{\text{trous}}$  (traits pointillés) données par Hallen [Hal96]. Les symboles qui correspondent aux  $\sigma_{\text{electrons}}$  (carrés) et  $\sigma_{\text{trous}}$  (losanges) sont ceux des diodes Hamamatsu et ceux extrait par Möll [Mol99].

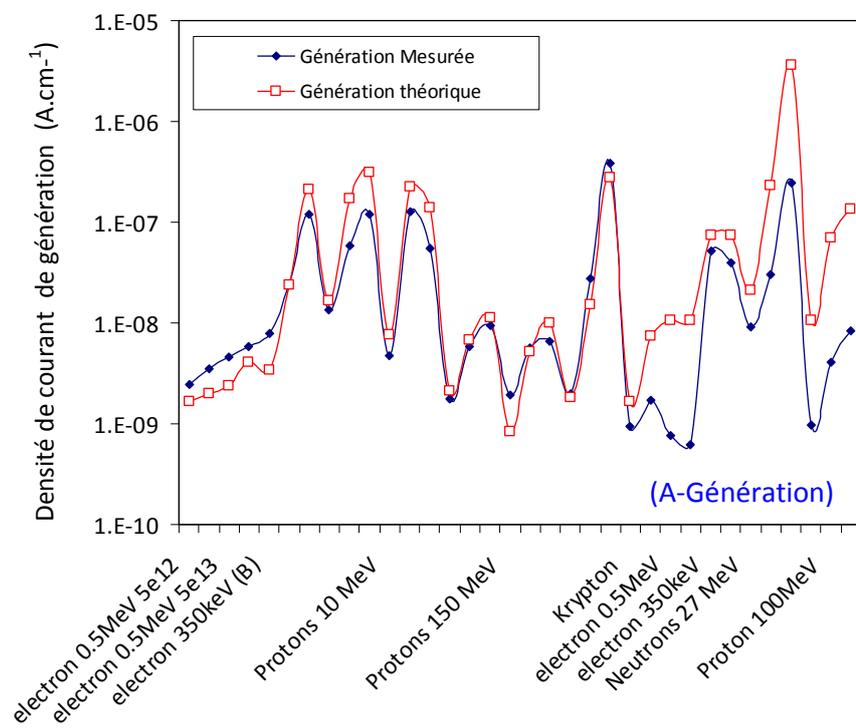
On voit sur la Figure 54, que nos sections efficaces sont en assez bon accord avec les mesures de Moll [Mol99] à part pour les bilacunes. Ces mesures sont toutefois assez éloignées des valeurs données par Hallen [Hal96]. A l'instar de Simoen [Sim02] dont nous nous sommes inspiré pour ces calculs nous avons fait le choix d'utiliser les sections efficaces de Hallen [Hal96] (Tableau 3).

[Hal96]	$\sigma_{\text{min}}$ (Trous) (cm <sup>-2</sup> )	$\sigma_{\text{maj}}$ (Electrons) (cm <sup>-2</sup> )
VO	$4.10^{-13}$	$9.10^{-15}$

$V_2^{=/-}$	$7.10^{-14}$	$4.10^{-16}$
$V_2^{-/0}$	$3.10^{-13}$	$4.10^{-17}$
CO	$3.10^{-16}$	$1.10^{-17}$

Tableau 3. Sections efficaces de capture des électrons et des trous par les défauts à 293K utilisées dans notre approche [Hal96].

Les équations 38 et 39 utilisée avec les sections efficaces de Hallen [Hal96] et combinées avec les concentrations de défauts extraits en DLTS, nous donnent les courants de recombinaison et de génération théorique. Nous les comparons dans les figures suivantes que aux valeurs réellement mesurées. Sur la Figure 55, les densités de courants déduites des mesures expérimentales après irradiation de nos diodes sont comparées avec les courants théoriques déterminés avec les équations 38 et 39 :



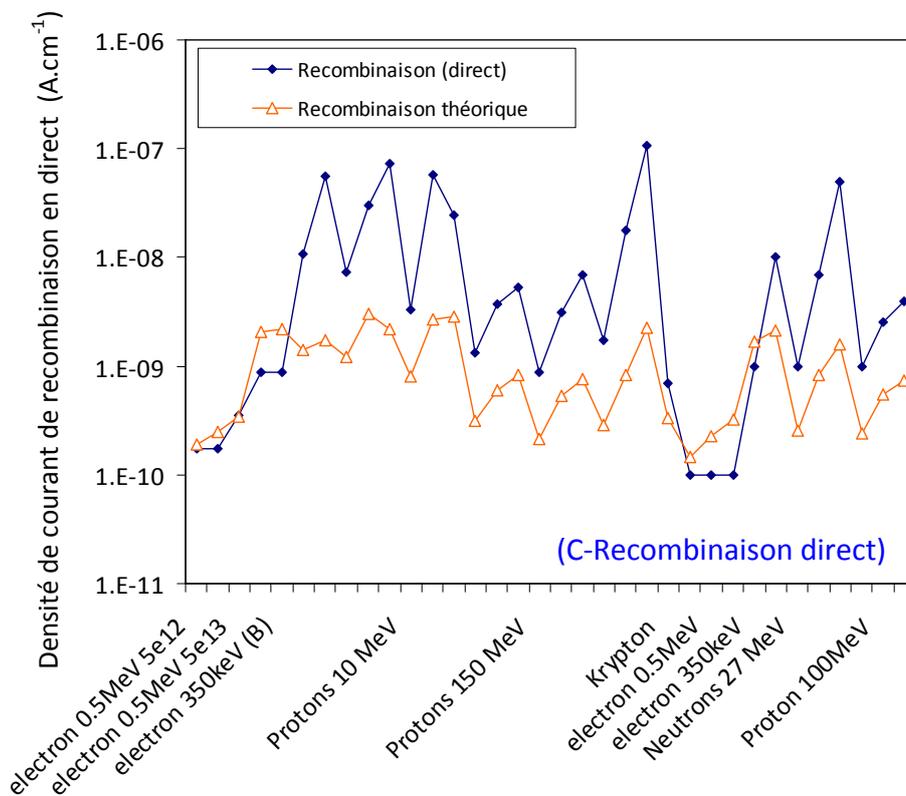
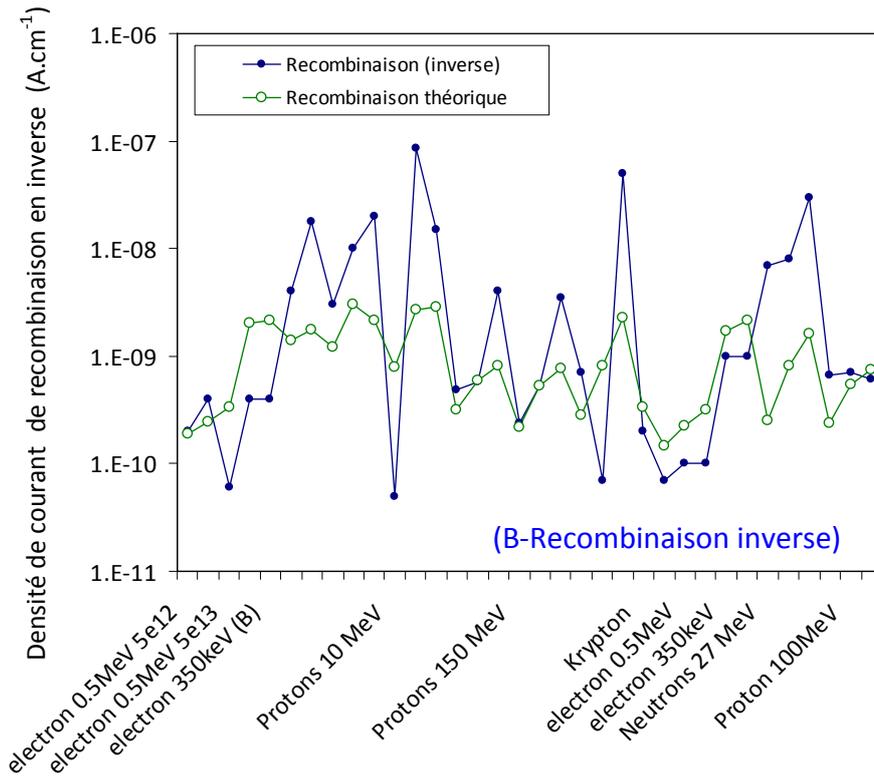


Figure 55. Comparaison de la densité de courants déduites des mesures expérimentales après irradiation de nos diodes, avec les courants théoriques déterminés avec les équations 38 et 39, avec les sections efficaces de Hallen et avec les concentrations extraites des mesures DLTS.

On constate que la corrélation est très bonne pour les courants de générations. Par contre les courants de recombinaisons sont beaucoup moins bien reproduits par le modèle très simple que l'on a utilisé. On peut donc espérer améliorer les prédictions de dégradations pour les courants de générations. Par contre pour les courants de recombinaison l'amélioration sera beaucoup moins évidente. On note des écarts entre calcul théorique et mesure de plus d'un ordre de grandeur pour certaines irradiations.

### II.3. La relation d'équivalence entre les défauts

Pour nos composants Hamamatsu S1337 (n-Si), nous avons calculé les coefficients d'équivalence entre les différents types de défauts. Ces équivalences sont calculées pour le silicium de type n uniquement. Nous n'avons qu'un seul composant de type p. D'autre part, Hallen [Hal79] ne donne les sections efficaces que pour le silicium de type n, et il n'existe pas dans la littérature de données équivalentes qui auraient pu nous permettre de réaliser le même genre de calcul dans le silicium de type p. Nous avons choisi arbitrairement les bilacunes simple charge ( $V_2^{0/-}$ ) comme le défaut de référence par rapport auquel Les coefficients d'équivalences ont été calculés. C'est le défaut qui possède pour le courant de génération le plus grand pouvoir de dégradation. Les valeurs des coefficients ont été calculées pour le courant de génération dans la ZCE et le courant de recombinaison dans la ZQN. Ces coefficients seront utilisés pour calculer les dégradations sur les courants de la diode autan en polarisation directe qu'inverse. En polarisation directe comme nous l'avons vu nous négligerons le courant de recombinaison dans la ZCE. Dans nos condition de polarisation inverse (-4V) la contribution la plus importante est celle du courant de génération.

On a maintenant à disposition des coefficients d'équivalence entre les différents défauts du silicium de type n :

- Pour le courant de génération, la bilacune simple charge est le défaut qui a le plus grand pouvoir de dégradation. On trouve que:

$$V_2^{0/-}_{gen} = 50000 VO = 400000V_2^{=/-} = 1900000CO$$

- Pour le courant de recombinaison, la bilacune simple et VO ont un pouvoir de dégradation similaire. En conservant la bilacune simple charge comme le défaut de référence, on trouve que :

$$V_2^{0/-}_{rec} = 0.8VO = 2V_2^{=/-} = 30CO$$

## III. Evaluation de la dégradation post irradiation des courants

Dans le cas de nos diodes Hamamatsu S1337 33BQ et 1010 BQ nous pouvons, à l'aide des coefficients d'équivalence déterminés précédemment, faire une estimation de la



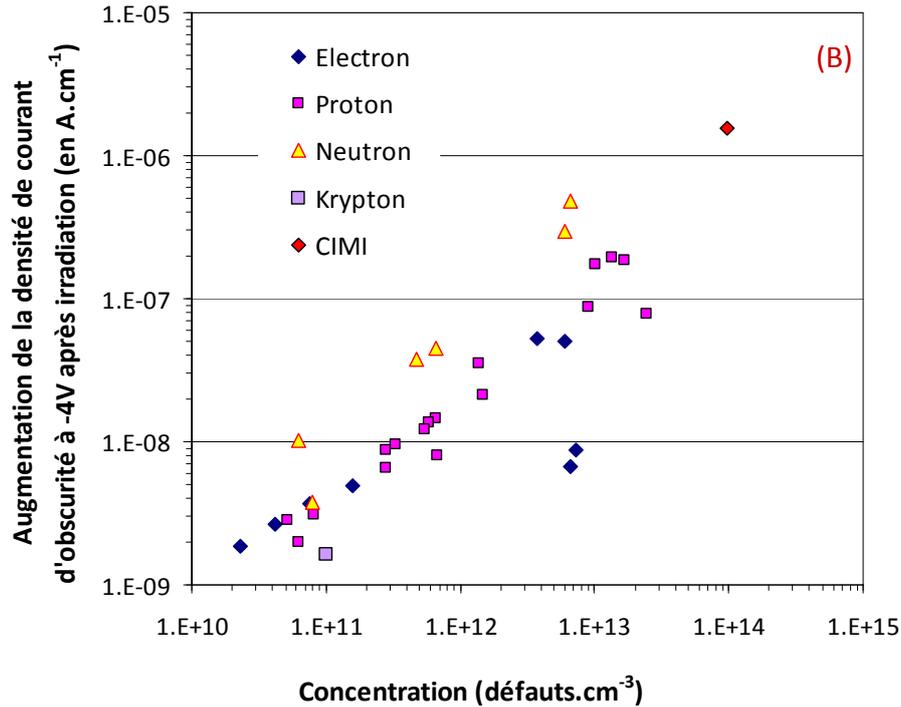


Figure 56. Variation de l'augmentation du courant d'obscurité globale à -4V après irradiation, en fonction de la dose de déplacement des irradiations effectuées (A) et en fonction de la concentration globale de défauts mesurée en DLTS (B).

Même si la dispersion des données reste assez importante, une tendance se dégage de ces résultats. Si l'on considère le cas B où la dégradation est paramétrée en fonction de la concentration de défauts mesurée, nous constatons que les données protons (carrés roses) sont assez bien alignées. Les données neutrons le sont aussi, même si à concentration de défauts équivalente la dégradation avec les neutrons est plus forte que pour les protons. Cela est peut être dû au rôle que joue chaque type de défaut et qui ici n'est pas pris en compte. Nous vérifierons ce point ultérieurement.

Si on trace cette même dégradation en fonction de la dose de dommage, elle vient s'aligner grossièrement avec celle des protons alors que le calcul en principe ne prend pas en compte la nature des défauts. On s'attendrait plutôt à retrouver le même décalage. Ceci pose évidemment des questions de la validité du calcul du NIEL.

Pour les électrons, la dispersion des résultats est plus importante. Mais comme nous l'avons vu précédemment une assez grande incertitude existe sur les fluences mesurées.

### III.2. La dégradation du courant de recombinaison

#### ➤ En fonction de la dose de déplacement

Sur les Figure 57, l'augmentation des densités de courant de recombinaison est tracée en fonction de la dose de déplacement pour l'ensemble des diodes irradiées. La Figure 57 (A) correspond à la recombinaison dans les ZQN, déduite de la caractéristique en inverse. La Figure 57 (B) correspond à la recombinaison dans les ZQN déduite de la caractéristique en direct.

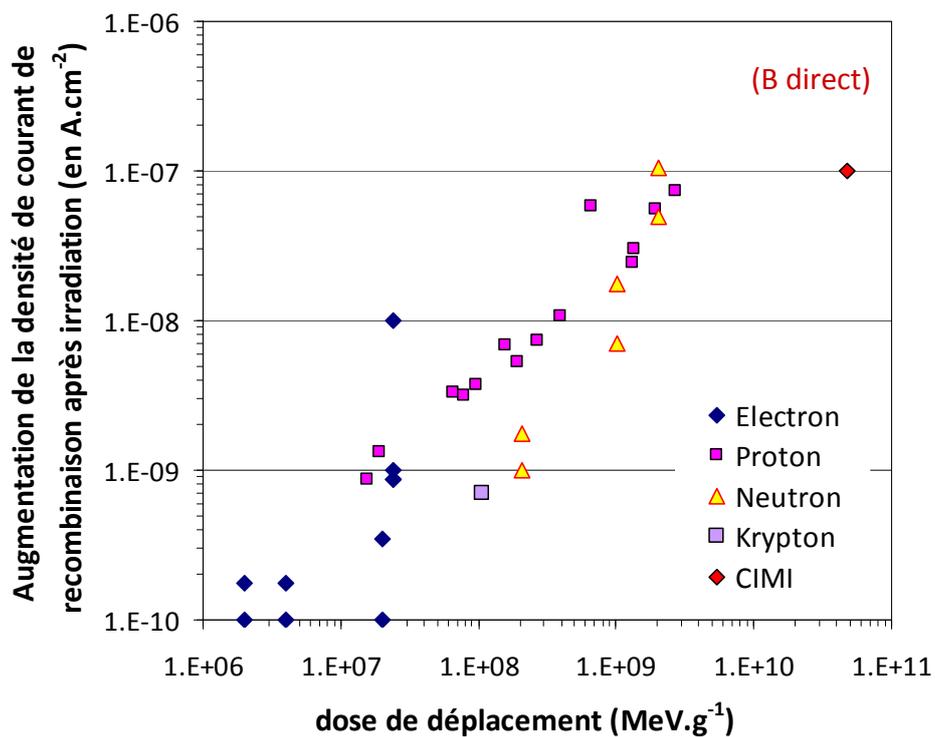
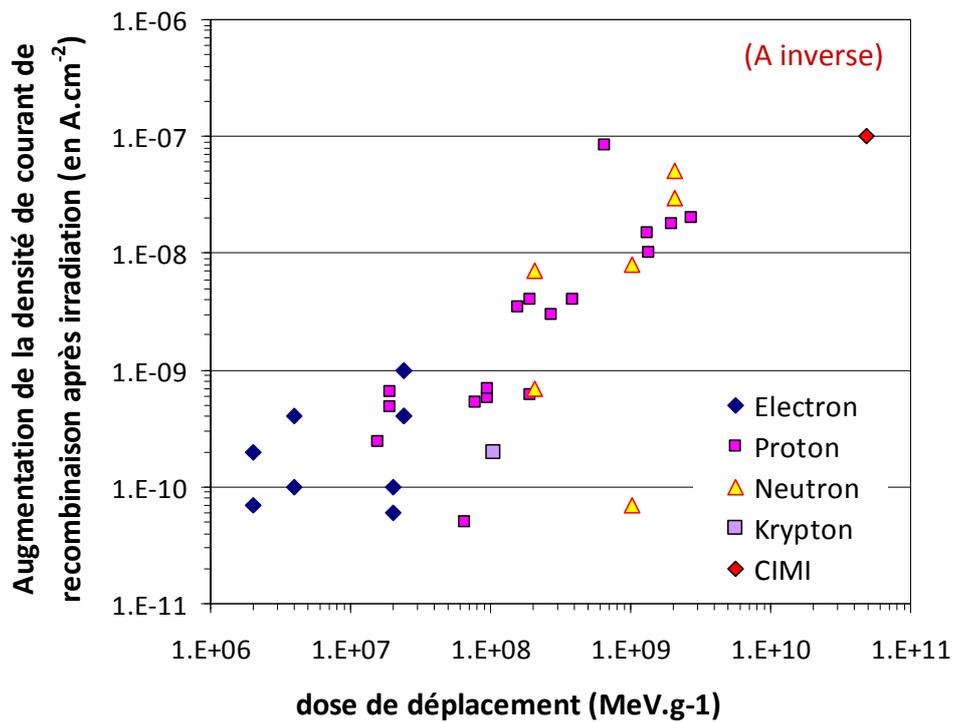


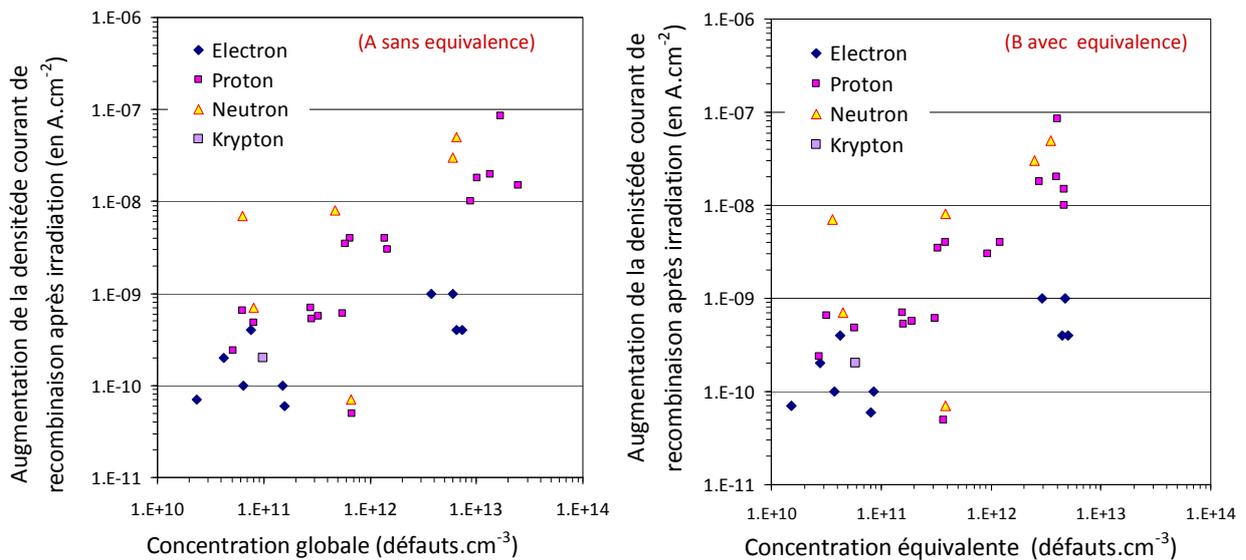
Figure 57. Variation de l'augmentation du courant de recombinaison après irradiation en fonction de la dose de déplacement. (A) pour la polarisation en direct, (B) pour la polarisation en inverse.

Dans les deux cas, on trouve une proportionnalité entre la dégradation mesurée et la dose de dommage. Cependant la dispersion des données est relativement importante, surtout en inverse. En polarisation directe la dispersion semble moins importante.

➤ En fonction de la concentration de défauts (globale et équivalente)

Sur la Figure 59, la dégradation du courant de recombinaison déduit du courant inverse (A et B) et déduit du courant direct (C et D) est tracée en fonction de la concentration de défaut globale et en fonction de la concentration équivalente en  $V_2$  pondérée par les coefficients déterminés précédemment.

### Courant de recombinaison inverse



### Courant de recombinaison direct

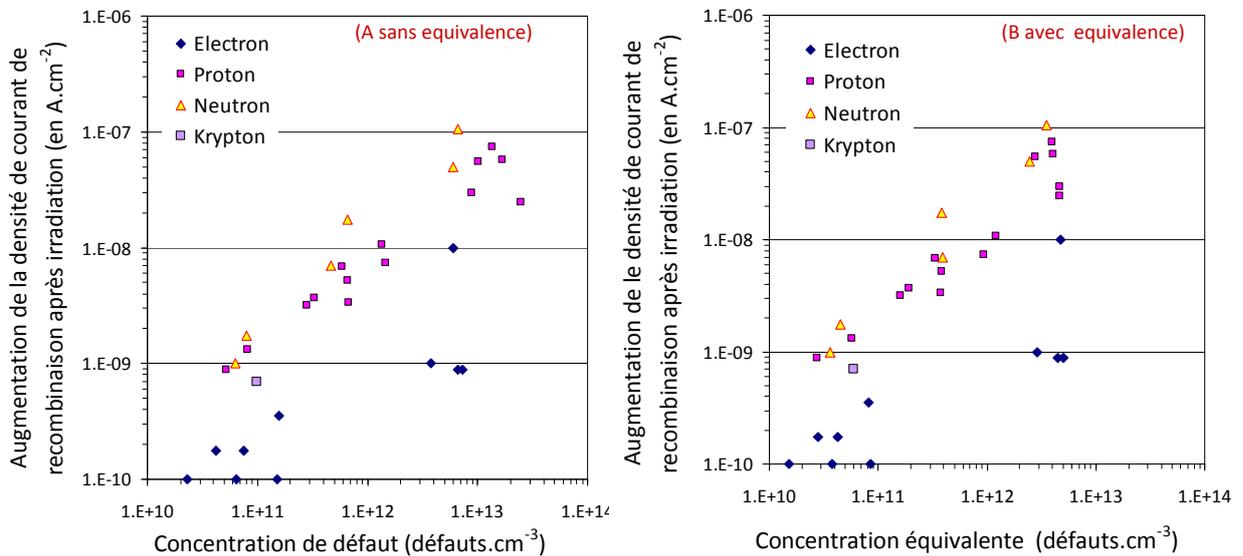


Figure 58. Variation de l'augmentation du courant de recombinaison extrait du courant inverse et du courant direct après irradiation, (A et C) en fonction de la concentration globale de défauts mesurée en DLTS et (B et D) en fonction de la concentration équivalente en  $V_2$ .

Dans ce cas ci nous ne notons pas d'amélioration nette du résultat. La dispersion des données est toujours aussi importante. Ce résultat était prévisible au regard des écarts entre les courants calculés et réellement mesurés. Cela se traduit également par des coefficients d'équivalence qui ne présente pas un grande dynamique. Il ne varie que de 0.9 à 2.45. Cela ne modifiera que légèrement la concentration équivalente de défaut qui restera voisine de la concentration globale.

On note toutefois que les électrons, pour une même concentration de défaut, dégradent moins le courant de recombinaison que les particules lourdes. On peut faire l'hypothèse que les mécanismes d'interaction de la particule joue un rôle. On a vu que les neutrons produisaient une plus grande quantité d'amas de défauts (100%) que les protons (85%) et les électrons (négligeable à 350 keV et 500 keV). Pour une même quantité de défaut, c'est-à-dire pour un même NIEL, le courant de recombinaison semble être plus important si les défauts sont répartis dans des amas.

### III.3. La dégradation du courant de la génération.

➤ En fonction de la dose et du NIEL

Sur les Figure 59, & Figure 60, l'augmentation du courant de génération extrait en polarisation inverse est tracée en fonction de la dose de dommage ainsi qu'en fonction du NIEL.

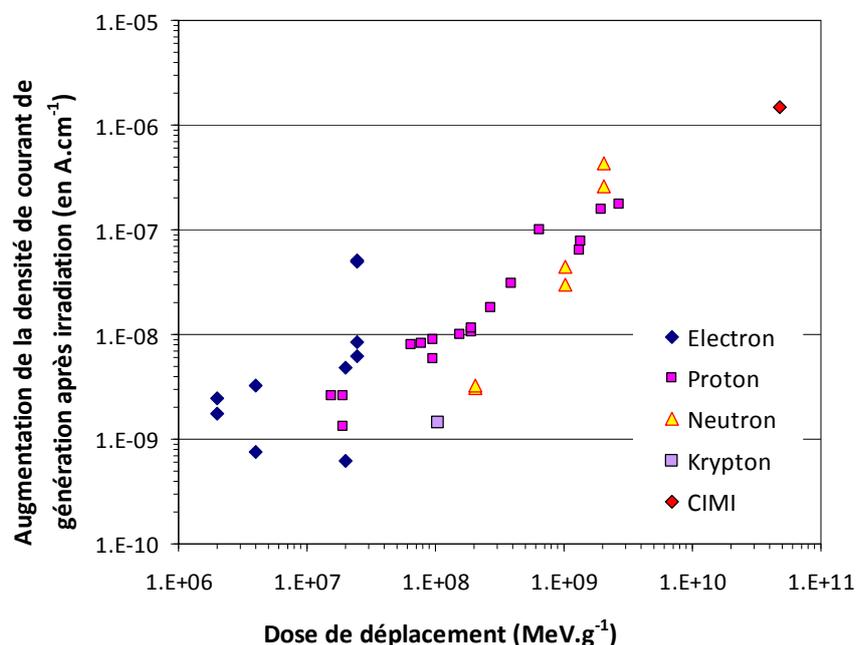


Figure 59. Variation de l'augmentation du courant de génération après irradiation en fonction de la dose de déplacement des irradiations effectuées. Le courant de génération correspond à la différence entre le courant total et celui de recombinaison déduit du courant inverse.

On note que la dispersion des données est moins importante que pour les courants de recombinaison. On retrouve en polarisation inverse la linéarité entre la dose effective de

dommage et l'augmentation du courant de génération comme il a été montré par Srour [Sro00] et confirmé dans la première partie.

On peut montrer également comme Srour [Sro00] que l'augmentation du courant de génération est proportionnelle au NIEL (Figure 59). C'est accroissement est défini comme le facteur de dommage universel ( $K_{\text{dark}}$ ). A partir de nos données expérimentales, en traçant les taux de génération thermique des porteurs en fonction du NIEL on retrouve un comportement qui se rapproche de la linéarité (Figure 60). L'utilisation du NIEL effectif permet notamment de réaligner les données électrons comme il a été montré dans la première partie.

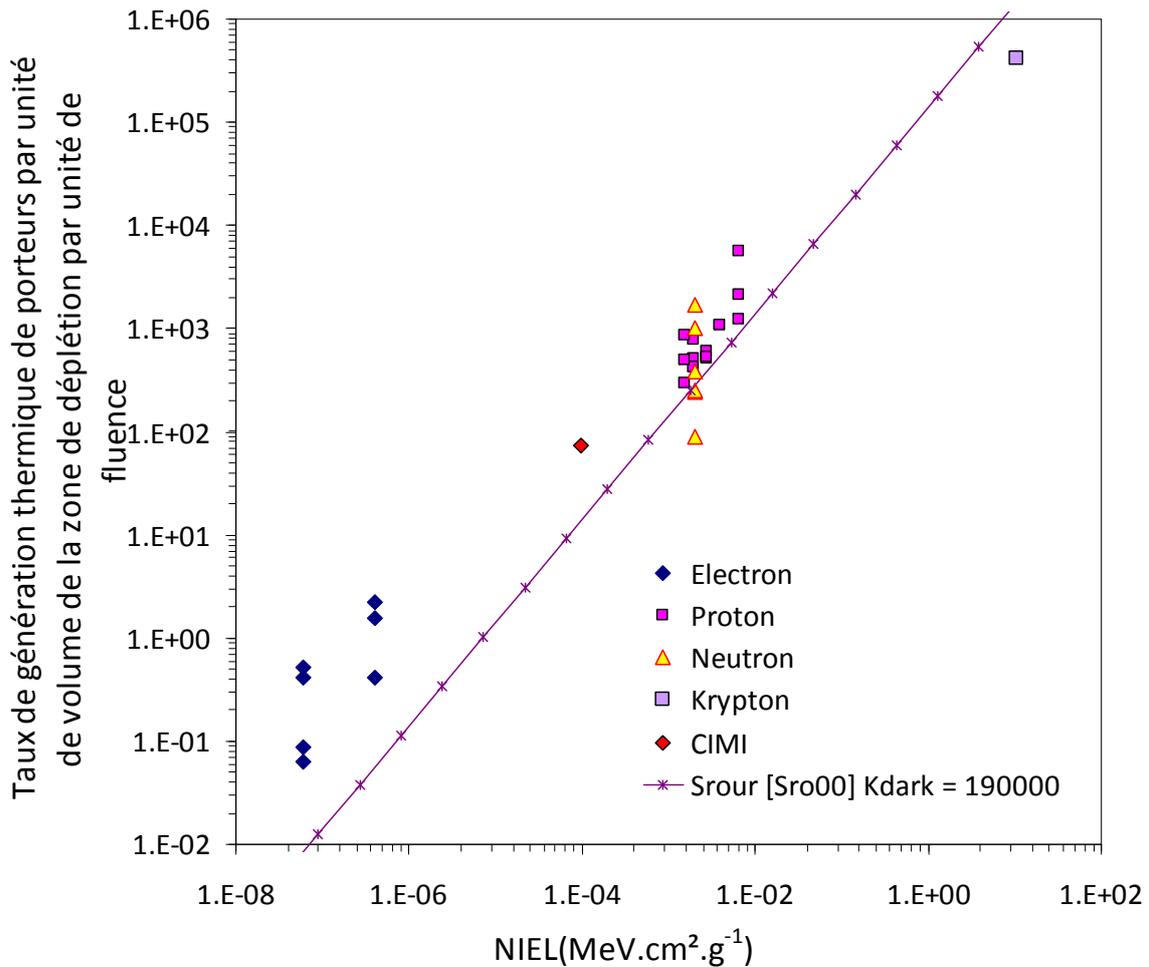


Figure 60. Variation du taux de génération thermique en fonction du NIEL des particules (tension mesurée à -4V).

Srour [Sro00] a démontré l'existence de ce facteur de dommage universel en supposant que le processus de génération domine la création de courant lorsque une diode est polarisée à -2V. Dans notre cas, nous avons montré sur nos diodes polarisés à -4V que la recombinaison n'est pas négligeable. Par exemple, à -4V, la dégradation provoquée par les irradiations aux électrons est du à plus de 80% à de la génération. Par contre pour les particules plus lourdes, le pourcentage de génération oscille en fonction de la dose entre 50% et 80% du courant total.

➤ En fonction de la concentration de défaut (globale et équivalente)

En utilisant les coefficients d'équivalence entre les défauts que l'on a déterminé à l'aide des équations SRH, on a exprimé la concentration totale de défauts mesurée en une concentration équivalente de bilacune ( $V_2^{0/-}$ ). Cette nouvelle concentration de défaut prend donc maintenant en compte la nature des défauts et la dégradation des courants.

Sur la Figure 61, la dégradation du courant de génération est tracée en fonction de la concentration globale (A) et en fonction de la concentration effective déduite des coefficients SRH entre défauts (B).

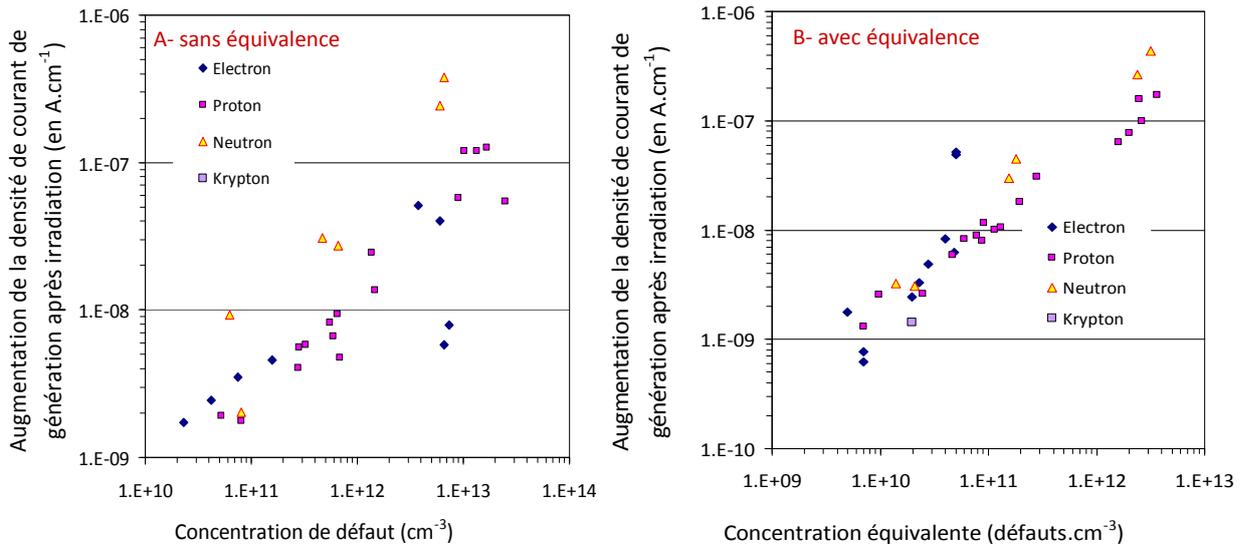


Figure 61. Courant de fuite génération, à -4V en fonction de la concentration de défaut globale (A) et en fonction de la concentration équivalente en  $V_2$ .

Dans ce cas la méthode d'équivalence permet de diminuer nettement la dispersion des données. C'est notamment vrai pour les neutrons qui viennent se mélanger aux autres données alors qu'ils étaient décalés précédemment.

## IV. Conclusion de la troisième partie

La prise en compte de densité équivalente de défauts estimée à l'aide des équations SRH permet d'améliorer les prédictions lorsque les courants de générations en polarisation inverse dominant. Par contre les courants de recombinaisons sont moins sensibles. En effet le courant de recombinaison ne dépend que des sections efficaces de captures alors que les courants de générations dépendent également de l'énergie d'activation des pièges.

Si on prend en compte la nature du défaut, on voit que la bilacune est principalement responsable de l'augmentation du courant de génération. Pour le courant de recombinaison, chaque type de défaut a une importance et ils doivent être tous pris en compte. Cependant la démarche pour les courants de recombinaison semble être moins pertinente.

Dans le but de prédire le dommage lors de mission spatiale, on peut retenir de cette étude qu'expérimentalement, il est possible d'extraire les courants de recombinaison et de

génération. Ces courants ont été comparés à la dose de déplacement et des lois de dégradations ont été obtenues. On trouve des facteurs de dommage respectivement pour la recombinaison et la génération de  $3.10^{-17}$  et  $5.10^{-17}$  A .cm<sup>-2</sup> par MeV.g<sup>-1</sup>. Ces facteurs de dommage permettent donc de prédire les courants en fonction de la dose.

# Conclusion: vers la prédiction de la dégradation lors d'une mission spatiale

Notre objectif au cours de cette étude était d'apporter une contribution à la compréhension des mécanismes de dégradations liées à la production de défauts dans les composants électroniques. Notre domaine d'application est l'environnement spatial où baignent les satellites et leurs systèmes électroniques. Les rayonnements énergétiques de l'environnement spatial produisent une grande quantité de défauts qui vont dégrader les caractéristiques des composants et altérer leur fonctionnalité. Notre étude, s'est portée sur le silicium, le matériau le plus utilisé et le seul pour lequel nous avons des données de dynamique moléculaire nous permettant de produire un modèle de NIEL "effectif".

L'énergie cédée par la particule aux noyaux du réseau cristallin se traduit par le déplacement d'un certain nombre d'atomes. Le réarrangement consécutif du réseau conduit à la production de défauts, pièges à porteur. Ces derniers modifient les caractéristiques électriques du semi-conducteur en introduisant des niveaux dans la bande interdite. Il est capital d'évaluer correctement la quantité de pièges générés pour prédire correctement la dégradation finale.

Comme nous l'avons vu, les dégradations liées aux déplacements atomiques sont en règle générale proportionnelles au pouvoir d'arrêt non ionisant (NIEL). C'est le cas de l'augmentation du courant de fuite des diodes après irradiation que nous avons étudié.

Toutefois, on note dans la littérature des écarts par rapport aux réponses attendues. Dans certains cas particuliers, la dégradation n'est pas linéaire avec la dose de dommage (NIEL).

Ces écarts peuvent être attribués en partie aux incertitudes liées au NIEL lui-même, dont le calcul repose sur des hypothèses très simples. Ces hypothèses de collisions binaires et indépendantes (BCA) négligent tous les processus complexes de formation de défauts, où des phases d'amorphisation et de recristallisation peuvent se succéder. De plus le NIEL qui est l'énergie déposée en interaction nucléaires produisant des défauts est supposé être proportionnel à la quantité de défauts générés. Cependant, son calcul ignore les processus de recombinaison qui peuvent être très différents en fonction de la nature des défauts produits et donc du rayonnement incidents. Les mesures DLTS montrent notamment que les particules lourdes produisent plus de bilacune. Par contre les électrons ont tendance à produire plus de VO et CO. Les particules lourdes (ions lourds protons), peuvent produire plus de poches amorphes, où la densité d'énergie déposée peut être très élevée, et où le nombre de déplacements suit des lois non linéaires en fonction de la dose de dommage. Les modèles classiques basés sur l'hypothèse des collisions binaires, ne permet pas de simuler ces mouvements collectifs, et par conséquent d'évaluer la bonne quantité de déplacements.

Une nouvelle approche du calcul des atomes déplacés par une particule a été proposée. En intégrant des résultats de dynamique moléculaire au modèle classique, nous obtenons un nombre simulé d'atomes qui se rapproche plus de la réalité physique en prenant maintenant

en compte des mouvements collectifs et les phénomènes de guérison des paires de Frenkel. De cette méthode de calcul, de nouvelles courbes de NIEL (NIEL "effectif") ont été déduites. Ces courbes ont été validées par comparaison avec des mesures expérimentales (taux d'introduction de défauts, courants d'obscurité).

Pour la partie expérimentale de l'étude, des diodes silicium ont été irradiées par des électrons, des protons, des neutrons et des ions lourds. La méthode DLTS a été utilisée pour caractériser les défauts cristallins induits par les radiations. Cette analyse a permis de montrer que les irradiations produisaient des défauts de différentes natures selon le composant étudiés. Suivant les conditions d'irradiation, ces défauts sont introduits en proportion variable.

Dans le cadre de la prédiction des dégradations on montre qu'en première approximation le NIEL, si il est évalué correctement notamment pour les électrons donne des résultats satisfaisants. La production de défauts est proportionnelle au NIEL, même si l'on peut observer une dispersion assez grande des données expérimentales. Il faut pour améliorer les prédictions, prendre en compte la nature de chaque défauts, qui en fonction de leur position dans la bande interdite et de leurs caractéristiques (section efficace, énergie d'activation) joueront un rôle plus ou moins important dans la dégradation électrique. Nous avons dans la troisième partie, à l'aide d'un modèle très simple tiré des équations SRH, tenté d'évaluer l'impact de chaque type de défaut sur la dégradation des courants d'une diode. Chaque type de défaut agit comme centre de génération et de recombinaison de porteurs avec des impacts relatifs différent sur le courant. On montre notamment que le courant de génération dépend de la formation de lacunes dans le matériau.

En ce qui concerne la dégradation du courant de recombinaison, tous les défauts jouent un rôle plus ou moins comparable. Ce sont les sections efficaces de capture des défauts qui détermine leur impact sur la dégradation. D'autre part, les différentes énergies d'activations des pièges affectent assez fortement l'augmentation du courant de fuite.

Notre objectif final reste de prédire avec une meilleure précision la dégradation d'un composant embarqué en fin de mission. La dose de dommage est le produit du NIEL par la fluence de particules incidente, sa précision repose donc étroitement sur la validité des NIEL employés pour ce calcul. Le principal apport dans le calcul du NIEL, de l'introduction de la phase du "thermal spike" avec la fusion et la recristallisation du silicium concerne les électrons incidents qui voient leur NIEL fortement atténués à basse énergie entre 200 keV et 1MeV. L'atténuation du NIEL des électrons se répercute directement sur la dose de dommage comme on peut le voir sur la Figure 62.

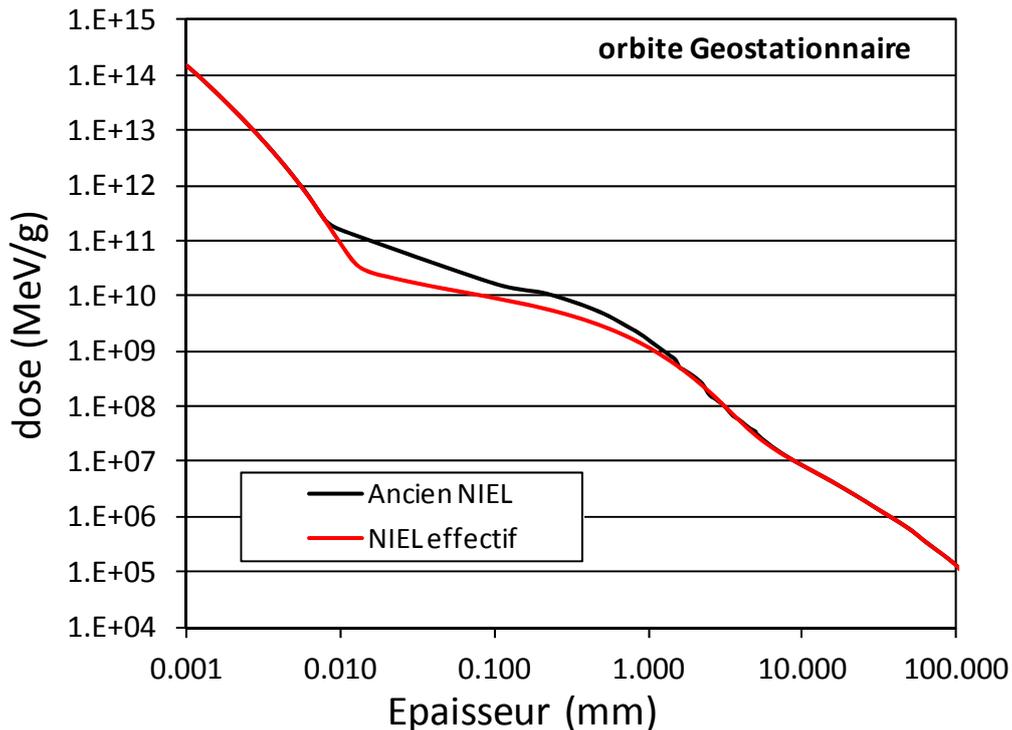


Figure 62. Dose non ionisante ( $\text{MeV.g}^{-1}$ ) pour une mission GEO en fonction de l'épaisseur du blindage d'aluminium (mm). Les courbes rouge et noire correspondent à la dose de déplacement déposée par les électrons. La courbe noire est calculée à l'aide du NIEL classique, la courbe rouge est déduite du NIEL "effectif". Les courbes bleues correspondent à la dose de déplacement des protons. La courbe bleu foncée est calculée à l'aide du NIEL classique, la courbe bleu clair, en traits pointillés, est déduite du NIEL "effectif".

L'exemple étudié concerne l'orbite GEO (35780km d'altitude, durée de la mission 11ans, de septembre 1986 à 1997) pour laquelle les flux d'électrons sont assez élevés car nous sommes au cœur des ceintures de radiation. On constate que la dose de dommage induite par les électrons est réduite d'une décade sur une large gamme d'épaisseur s'étendant jusqu'à quelques millimètres d'aluminium. Les spectres de particules ont été calculés à l'aide du logiciel OMERE [Tra11] en suivant les modèles AE8 pour les électrons et AP8 pour les protons. Entre 100  $\mu\text{m}$  et 2 mm, sur cette orbite présentant de fort flux d'électrons, la dose totale de dommage, qui est dominé dans cette gamme d'épaisseur par les électrons est donc fortement atténuée. Cette conclusion concernera toutes les missions soumises à de forts flux d'électrons comme par exemple les missions Joviennes.

Sur la Figure 63, l'augmentation de la densité de courant est tracée en fonction de l'épaisseur d'un blindage aluminium du composant. La courbe noire correspond à la prédiction que l'on peut faire en utilisant les valeurs de NIEL traditionnelles [Sum93] et le facteur de dommage de Srour [Sro00]. La courbe rouge montre l'apport du NIEL effectif. Elle est donc obtenue à l'aide du NIEL effectif et en utilisant le facteur de dommage donné par Srour.

On constate un écart notable qui est dû à la différence sur les calculs de dose ainsi qu'à l'approximation que constitue l'utilisation du facteur de dommage universel de Srour [Sro00]. Ces résultats s'appliquent en théorie pour n'importe quel composant.

Des facteurs de dommage spécifiques aux diodes Hamamatsu, ont été obtenus avec l'étude menée en deuxième partie. A partir des doses missions, on peut donc réussir à prédire de manière plus précise, l'augmentation des courants parasites pour ces diodes Hamamatsu. Sur la Figure 63, les courbes bleue et verte correspondent à la prédiction réalisée à l'aide des NIEL "effectifs" et des mesures I(V) réalisée sur nos composants. En bleu, on a utilisé le facteur de dommage du courant de génération à -4V ( $5.10^{-17}$  A .cm<sup>-2</sup> par MeV.g<sup>-1</sup>). En vert, on a utilisé le facteur de dommage de recombinaison ( $3.10^{-17}$  A .cm<sup>-2</sup> par MeV.g<sup>-1</sup>).

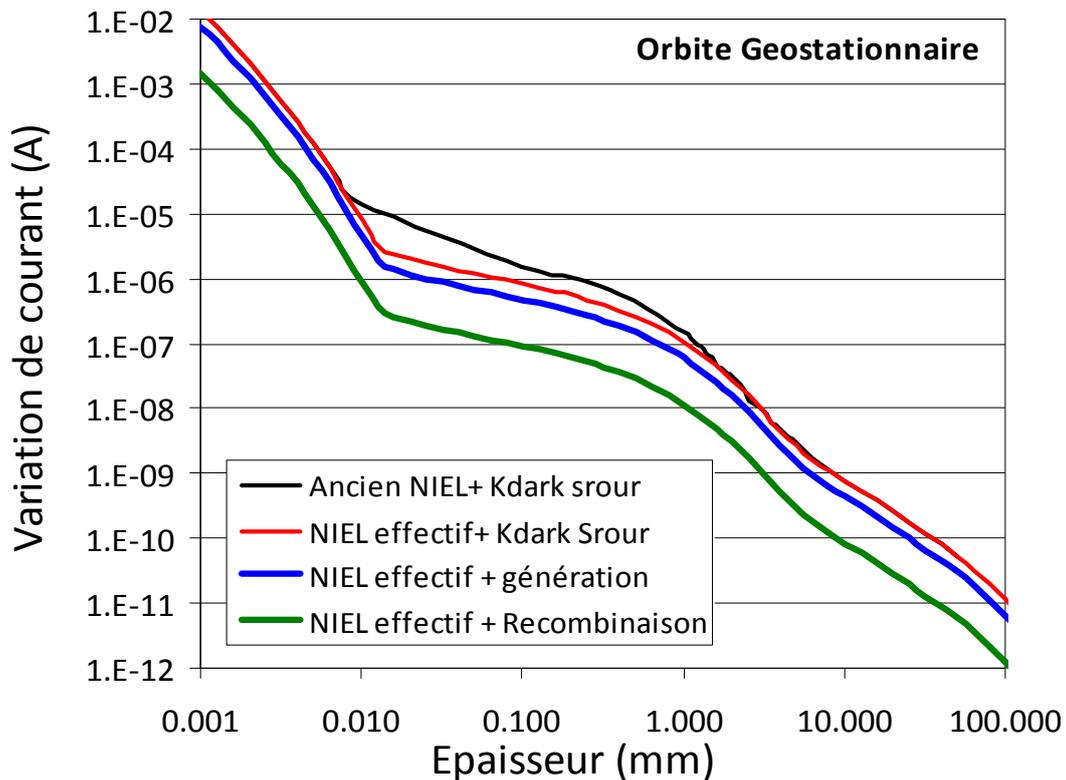


Figure 63. Estimation de l'augmentation de la densité de courant pour les diodes Hamamatsu S1337, pour une mission de type GEO. Le calcul est réalisé en fonction de l'épaisseur du blindage d'aluminium (mm). La courbe noire est déduite des NIELs Standard et du facteur de dommage de Srour  $K_{dark} = 1,9.10^5$  porteurs.cm<sup>-3</sup>. La courbe rouge est déduite des NIELs "effectifs" et facteur de dommage de Srour. Les courbes verte et bleue sont obtenues à l'aide du NIEL effectif et des facteurs de dommage déduit des mesures électriques. On a pour la recombinaison et la génération, un facteur de dommage de  $3.10^{-17}$  et  $5.10^{-17}$  A .cm<sup>-2</sup> par MeV.g<sup>-1</sup>.

Selon la tension d'utilisation du composant (entre 0 et -4V), on aura une augmentation de la densité de courant comprise entre la courbe bleue et la verte. On surestime nettement la dégradation avec les anciennes méthodes de prédiction.

Une prédiction plus précise des dégradations peut servir à diminuer les marges et ainsi réduire les coûts des missions liées à la contrainte radiation. Ceci est particulièrement intéressant dans les méthodes de prédictions de dégradation des cellules solaires. La méthode NRL notamment pour laquelle on doit appliquer un facteur correctif au NIEL pour assurer une bonne prédiction.

# Perspectives

Ce travail peut être résumé en deux principales conclusions. D'une part il est clair que le calcul des NIEL, sur lequel repose l'estimation de certaines dégradations en fin de mission, peut être amélioré de manière significative, notamment pour les électrons. D'autre part la prise en compte de la nature des défauts est aussi un critère qu'il est important d'intégrer à la prédiction des dégradations. Jusqu'à présent, notre travail a concerné simplement le silicium pour lequel nous avons pu produire un nouveau modèle de fonction de partition, grâce à des résultats de simulation en dynamique moléculaire tirés de la littérature. Le silicium est le semi-conducteur le plus étudié pour lequel les défauts sont assez bien identifiés. Ceci nous a permis de valider nos calculs de NIEL en les confrontant à nos propres mesures DLTS ainsi qu'à des résultats bibliographiques.

La transposition de la méthode à d'autres semi-conducteurs est non seulement envisageable mais surtout souhaitable. En effet, l'étude des dégradations liés aux dommages de déplacements concerne essentiellement les composants optoélectroniques et notamment les cellules solaires comme les tri-jonctions, qui sont constituées de semi-conducteurs III-V comme l'AsGa, GaP, GaInP etc... Ces méthodes comme celle proposé par le NRL (Naval Research Laboratory) souffre notamment de l'imprécision des NIELs, qu'il faut corriger en leur appliquant un facteur de puissance (1.7). Un objectif intéressant peu consister à comprendre la raison de la nécessité de ce facteur correctif. Cependant plusieurs difficultés se présentent si l'on souhaite étudier ces matériaux. Les semi-conducteurs III-V, qui font l'objet de moins d'études que le silicium, sont bien moins connus que ce dernier. Ce sont des composés binaires pour lesquels on ne peut pas parler simplement comme dans le silicium de lacunes et d'interstitiels, mais dans lesquels sont présents aussi des antisites (de gallium et d'arsenic pour l'AsGa). Peu d'équipes ont travaillé sur ce genre de matériaux en dynamique moléculaire et les données les concernant sont très parcellaires. L'étude du "thermal spike", comme elle a été réalisée par Santos et al [San06] est rendue difficile en terme d'analyse des défauts produits, mais également parce les potentiels inter-atomiques sont moins bien connus pour ce genre de matériaux que pour le silicium. Par exemple, aucun potentiel ne permet de traiter de manière vraiment satisfaisante la phase de fusion/recristallisation et de donner en même temps une bonne estimation des défauts ponctuels générés. En conclusion, l'étude de ces semi-conducteurs est un thème d'actualité qui ouvre des perspectives de recherche qu'il sera intéressant d'investiguer dans les années à venir.

# Références

- [Asg93] M. Asghar "Deep level transient spectroscopy of radiation induced defects and their complex in silicon" Thèses du laboratoire de physique du semiconducteur, université d'Islamabad Pakistan, 1993.
- [Ahm01] M.Ahmed, S.J. Watts, J. Matheson, A.Holmes-Siedle "Deep-level transient spectroscopy studies of silicon detectors after 24 GeV proton irradiation and 1MeV neutrons irradiation". Nuclear Instrument and Methods in Physics Research, A 457, 588-594, Dec. 2007
- [Arn08] P. Arnolda, C. Inguibert "Analyse des défauts produits par les radiations de l'espace dans des composants semi-conducteurs", Rapport de stage ONERA, Juin 2008
- [Arn10] P. Arnolda, C. Inguibert, T. Nuns, C. Boatella-Polo, " NIEL scaling : comparison with measured defect introduction rate in silicon, " RADECS conference, Längenfeld 2010.
- [Aur04] F.D. Auret , P. N.K. Deenapanray, "Deep Level Transient spectroscopy of defects in high-Energy light particle irradiated Si" Critical Reviews in solid state and materials sciences 29; p.1-44, 2004.
- [Asg93] M. Asghar "Deep level transient spectroscopy of radiation induced defects and their complex in silicon" Thèses du laboratoire de physique du semiconducteur, université d'Islamabad Pakistan, 1993
- [Bal83] B.J Baliga and A.O. Evwaraye "Correlation lifetime with recombination centers in electron irradiated P-Type silicon" J. Electrochem. Soc: solid state science and technology. September 1983
- [Bar95] A.L Barry, A.J Houdayer , " The energy dependence of lifetime damage constant in GaAs LED for 1-500 MeV protons", IEEE trans Nuclear, Vol 42 N°6, Dec. 1995
- [Bec06] M. J. Beck, L. Tsetseris, M. Caussanel, R.D. Schrimpf, D.M. Fleetwood, S.T. Pantelides, "Atomic scale mechanisms for low NIEL dopant type dependent damage in Si" Nuclear Science, IEEE Transactions on Volume 53, Issue 6, Page(s) 3621–3628, Dec. 2006
- [Bec07] M. J. Beck, L. Tsetseris, S.T. Pantelides, "Stability and dynamics of Frenkel Pairs in Si" Physical Review Letters PRL 99, 23 Nov. 2007
- [Bec07bis] M. J. Beck, R.Hatcher, R.D. Schrimpf, D.M. Fleetwood, S.T. Pantelides, "Quantum Mechanical description of displacement damage formation" Nuclear Science, IEEE Transactions on Volume 54, N°6, P1906-1912, Dec. 2007
- [Ben97] J.L Benton, S. Libertino, P.Kringhoj, D.J. Eaglesham and J.M Poate "Evolution from point to extended defect in ion implanted silicon" J. Appl. Phys., Vol 82, July 1997
- [Blei96] H. Bleichner, P. Jonson, N. Keskitalo, E. Nordlander "Temperature and injection dependence of the Shockley-Read-Hall lifetime" J. Appl. Phys 79, 15 June 1996
- [Ble07] J.H. Bleka, E.V Monakhov and B.G. Svensonn "Room-Temperature annealing of vacancy-type defect in high-purity n-type Si" Physical review, vol. B 76, August 2007.
- [Ble08] J.H Bleka, I. Pintillie, E.V Monakhov, B.S. Avset and B.G. Svensonn, "Rapid annealing of the vacancy-oxygen center and the divacancy center by diffusing hydrogen in silicon" Physical review, vol. B 77, Februry 2008.
- [Bou03] F. Boucard, "Modélisation de la diffusion des dopants dans le silicium pour la réalisation de jonctions fines" Thèse de l'Université Louis Pasteur, Strasbourg. 2003
- [Bou76] J.C. Bourgoin, P. Ludeau, B. Massarani "Threshold energy determination in thick semiconductor sample" Revue de physique appliquée, 1976.
- [Bou01] J.C Bourgoin, N. de Angelis "Radiation induced defects in solar cell materials" Solar Energy Materials & Solar Cells, N° 66,p 467-477. 2001

- [Cal05] D. Caliste, "Simulations multi-échelles de la diffusion des défauts dans les semi-conducteurs Si et SiGe" Thèse de l'Université Joseph Fourier de Grenoble soutenue le 7 décembre 2005
- [Cat97] M.J. Caturla, T. Diaz de la Rubia "Dose rate effects during damage accumulation in silicon" Fall Meeting of the Materials Research Society Boston, Massachusetts, UCRL-JC- 126223 December 1996
- [Car66] J. R. Carter and R. G. Downing, "Effects of low energy protons and high energy electrons on silicon, " NASA report, NASA CR-404, march 1966.
- [Cof96] F. Priolo, S. Libertino "Depth profiles of vacancy and interstitial type defects in MeV implanted Si"
- [Col01] A. Colder, "Contribution à la compréhension des effets d'irradiation dans les semi-conducteurs silicium, germanium et arséniure de gallium", Thèse de l'Université de Caen, soutenue le 29 juin 2001.
- [Cor65] J.W. Corbett G.D Watkins and "Production of Divacancies and Vacancies by Electron Irradiation of Silicon" Physical Review letters Volume 138 number 2, 19 Avril 1965.
- [Cor75] J. W. Corbett and J. C. Bourgoin, in Point defects in solids edited by J. H. Crawford and L. M. Slifkin (Plenum Press, New York, 1975), p. 137, 1975.
- [Dal88] C. J. Dale "High energy electron induced displacement damage in silicon" IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 35, No. 6, December 1988.
- [Dia95] T. Diaz de la Rubia, " Structural transformations and defect production in ion implanted silicon : A Molecular dynamics simulation study, " Physical review letters vol. 74, N° 13, 27 March 1995
- [Don06] S.E Donnelly, R.C Birtcher, V.M Vishnyakov, P.D Edmonson, G.Carter "Anomalous annealing behavior of isolated amorphous zones in silicon" Nuclear Science and Method in physics research, B 242, P 595-597, 2006
- [Ere99] V. Eremin, A. Ivanov, E. Verbitskaya, Z. Li, S.U. Pandey "Analysis of divacancy related traps induced by proton, neutron and gamma radiation resistivity silicon detectors" Nuclear Science and Method in physics research, A 426, P 120-125, 1999
- [Fle07] R.M Fleming "neutron and ion induced defects in silicon in a complex damage environment" Rapport Sandia laboratory, 2007
- [Fli62] H. Flicker, J. Loferski, J. Scott-Monck, "Radiation defect introduction rate in n- and p- type silicon in the vicinity of the radiation damage threshold, " Phys. Rev. Vol. 128, n° 6, 1962.
- [Fon94] J.C. Fontaine, S. Barthe, J.P. Ponpon, J.P. Schunck, P. Siffer "Comparison of generation and recombination lifetimes in high-resistivity silicon". J. Appl. Phys. 76, 1994
- [Fuo88] P.G Fuochi, A. Martelli, G.M. Bisio, E. Di Zitti, M.G. Motto, B. Panserini and M. Zambelli, " Recombination centers and electrical characteristics in silicon power P-I-N Diodes irradiated with High Energy Electrons" Radiation Phys Chem, Vol. 31, No. 6, pp. 80-81, 1988.
- [Fle10] R.M Fleming, C. H. Seager, E. Biejelec, G. Vizkelethy, D. V Lang, J.M Campbell " Defect annealing in neutron and ion damaged silicon: influence of defect clusters and doping"
- [Gub81] V. I. Gubskaya, P. V. Kuchinskii and V. M. Lomako, " Defect formation in heavily doped Si upon irradiation, " Radiation effects, vol. 55, pp. 35-38, 1981.
- [Hal79] A. Hallen, N. Keskitalo "lifetime in proton irradiated silicon" J. Appl. Phys 79
- [Haz02] P. Hazdra, K. Brand, J. Vobeck "Defect distribution in MeV proton irradiated silicon measured by high-voltage current transient spectroscopy" Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B192, 291-300, 2002
- [Haz03] P. Hazdra, H. Dorschner, " Radiation defect distribution in silicon irradiated with 600 keV electrons" Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B201, 513-519, 2003
- [Hen98] H. Hensel, H. Urbassek, "Implantation and damage under low-energy Si self-bombardment" Phys. Rev. B, vol. 57, n°8, 15 february 1998

- [Her02] J.M. Hernandez-Mangas, J. Arias, L. Bailon, M. Jaraiz, and J. Barbolla, "Improved binary collision approximation implant simulator" Journal of applied physics, volume 91, number 215, January 2002.
- [Hem71] P.L.F.Hemment, P.R.C. Stevens Defect introduction rates and defect identification studies in low-energy electron irradiated silicon, [Nuclear Instruments and Methods Vol. 92, Issue 4](#), pp. 471-476, 15 April 1971.
- [Hob03] G. Hobler, G. Otto "Amorphous pocket model for silicon based on molecular dynamics simulation" Nuclear instrument and method in physics research B, 206 pp. 81-84, 2003.
- [Hön07] F. Hönniger "Radiation damage in Silicon, defect analysis and detector properties" Thèse de l'Université de Hambourg, 2007
- [Huh02] M. Huhtinen "Simulation of non-ionising energy loss and defect formation in silicon". Nuclear instrument and method in physics research A, 491 pp. 194-215, 2002.
- [Huh02] M. Huhtinen "Simulation of non-ionising energy loss and defect formation in silicon". Nuclear instruments and methods in physics research A, 491 pp. 194-215, 2002.
- [Ing05] C.Inguibert, R.Gigante " Développement du logiciel NEMO (Niel Evaluation Model of Onera) ", rapport de stage, Août 2005 + « NEMO : a code to compute NIEL of Protons, neutrons, electrons and heavy ions », IEEE Transaction on nuclear science.
- [Ing10] C. Inguibert, ; P. Arnolda, Nuns, T.;Roland , "Effective NIEL" in Silicon : Calculation using molecular dynamic simulation results. Nuclear Science, IEEE Transactions on, Volume: 57 , Issue: 4, 2010 , Page(s): 1915 - 1923
- [Jun03] I. Jun, M.A. Xapsos, S.R. Messenger, E.A. Burke, R.J. Walters, G.P. Summers, and T. Jordan "Non-Ionizing Energy Loss (NIEL) for Heavy Ions" IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 50, N° 6, December 2003.
- [Kha01] A. Khan, M. Yamaguchi, Y Ohshita, N. Dharmarasu, K. Araki, T. Abe, HI Itoh, T.Ohshima, M. Imaizumi, S. Matsuda " Role of the impurities in production rates of radiation-induced defects in silicon materials ans solar cells" Journal oapplied physics, Vol. 90, No. 3, August 2001.
- [Kim89] L.C Kimerling, M.T Asom, J.L Benton, P.J. Drevinsky and C.E Cafer, " Interstitial defect reaction in silicon" Materials Science forum Vol. 38-41, pp. 141-150, 1989.
- [Kit90] M. Kitabatake, P. Fons, J. E. Greene, "Molecular dynamic simulations of low-energy particle bombardment effects during vapor-phase crystal growth : 10 eV Si atoms incident in Si(001) 2x1 surfaces, " J. Vac. Sci. Technol. A, 8 (5), sept/Oct 1990.
- [Kor89] R. Korde, A. Ojha, R. Braash, T. C. English, "The effect of neutron irradiation on silicon photodiodes", IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. NS-36, n°6, pp. 2169-2175, December 1989.
- [Kry79] J. Krynicki, and J. C. Bourgoin, "Energy dependence of defect energy levels in electron irradiated silicon, " Rev. Phys. Appl. Vol. 14, pp. 481-484, march 1979.
- [Kuh01] M. Kuhnke "Microscopic Investigation on various silicon Materials irradiated with different Particles with the DLTS method". Thèse de l'Université de Hambourg, 2001
- [Kub02] S. Kuboyama, H. Shindou, T. Hirao and S.Matsuda "Consistency of bulk damage factor and NIEL for Electrons, Protons, Heavy Ions in Si CCD". IEEE Trans. On Nuclear Science, Vol 49 N° 6 December 2002.
- [Laf69] Gervais de Lafond, "Interaction proton-Silicium et proton-germanium de 1 à 3000 MeV". Thèse université Paul Sabatier, 1969
- [Lan74] D.V Lang "Deep-level transient spectroscopy: A new method to characterize traps in semiconductors", J. Appl. Phys., Vol 45, Issue 7, July 1974
- [Lev] Patrick Lévêque, "Caractérisation des matériaux et composants" cours de micro et nano électronique de l'Université Louis Pasteur. [http://www-iness.c-strasbourg.fr/mne/Ressources/Supports\\_Cours/Caract.pdf](http://www-iness.c-strasbourg.fr/mne/Ressources/Supports_Cours/Caract.pdf)
- [Lin63]Lindhard J., V. Nielsen, M. Scharff and P. V. Thomsen, 1963, Integral equation governing radiation effects, Mat. Fys. Medd. Dan Vid; Selsk., vol. 33, no. N10, pp. 1-42.

- [Lon87] C.A Londos "Divacancy production in low-temperature electron-irradiated silicon" Physical review B, vol. 35, No. 14, 15 May 1987.
- [Lug85] P.F. Lugakov, I.M. Filippov, "radiation defect clusters in electron-irradiated silicon" Radiation effects 1985 vol 90, pp 297-305
- [Lop07] P. Lopez, L. Pelaz, L. A. Marques, and I. Santos "Atomistic analysis of the annealing behaviour" Journal of applied physics 101, 2007.
- [Mak] L.F. Makarenko, S.B. Lastovski, E.Fretwurst, G. Lindström, "use of DLTS method to asses defects production in neutron irradiated detectors". <http://sesam.desy.de/WODEAN/Makarenko.pdf>
- [Mak09] L.F. Makarenko, F.P. Korshunov, L.I. Murin, M.Moll "Primary defect transformation in high-resistivity p-type silicon irradiated with electrons at cryogenic temperature" Physica B, Science direct, Elsevier p4561-4564, 2009.
- [Mak01] Sh Makhkamov, N. A. Tursunov, M. Ashurov, R.P. Saidov and Z.M. Khakimov, "Formation of radiation defects in Silicon structures under low-intensity electron irradiation", Semicond. Sci. Techno, vol. 16, pp.543-547, 2001.
- [McK71] R.E McKeighen and J.S Koehler, "Electron-irradiation in Silicon at liquid-Helium temperature using ac Hopping Conductivity" Physical review B, Vol 4, No. 2 , July 1971.
- [Maz89] A. M. Mazzone " Molecular dynamics simulations of disorder formed in silicon and germanium by low energy ion irradiation, " Phylosophical Magazine letters , vol. 60, No. 4, pp. 131-135, 1989.
- [Maz01] M. Mazzarolo, L. Colombo, G. Lulli, E. Albertazzi "Low-energy recoils in crystalline silicon: quantum simulations" Phys. Rev B, Volume 63 195207.
- [Mes01] S.R. Messenger, R.J. Walters, E.A. Burke, G.P. Summers and M.A. Xapsos "NIEL and Damage Correlations for High-Energy Protons in Gallium Arsenide Devices" IEEE Trans. Nucl. Sci, Vol. 48, N° 6, December 2001.
- [Mes02] S.R. Messenger, E.A. Burke, G.P. Summers, R.J. Walters "Application of Displacement Damage Dose Analysis to Low-Energy Protons on Silicon Devices" IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 49, N° 6, December 2002.
- [Mil94] L.A Miller, D.K. Brice, A.K Prinja, S.T. Picraux "Displacement-threshold energies in Si calculated by molecular dynamics". Physical Review B volume 49, number 24, 15 June 1994.
- [Mes04] S.R. Messenger, E.A. Burke, G.P. Summers, and R.J. Walters, "Limits to the Application of NIEL for Damage Correlation" IEEE Trans. Nucl. Sci, Vol. 51, N° 6, December 2004.
- [Mol99] M. Moll "Radiation damage in silicon Particle detector, microscopic defect and macroscopic properties" Thesis from university of Hamburg 1999.
- [Mur93] Y. Murakami, T. Shingyouji "Separation and analysis of diffusion and generation components of pn junction leakage current in various silicon wafers" J. Appl. Phys 75, April 1994
- [Mur94] Y.Murakami; T. Shingyouji "Separation of analysis of diffusion and generatiojn components of pn junction leakage current in various silicon wafers" J. Appl. Phys 75., Vol 45, April 1994.
- [Neu08] Neuvonen Pekka "Effects of vacancy type defects in silicon based particle detector" Thesis of the University of Lappeenranta, 2008
- [Nic89] C. S. Nichols, C.G. Vandewalle and S.T. Pantelides, "Mechanisms of dopant impurity diffusion in silicon" Phys. Rev. B, vol; 40, pp. 5484-5496, 1989.
- [Nor75] M. J. Norgett M. T. Robinson I. M. Torrens "A proposed method of calculating displacement dose rates" Nuclear Engineering and Design, Volume 33, Issue 1, pp. 50-54, August 1975.
- [Nor98] K. Nordlund, M. Ghaly, R. Averback, M. Caturla, T. Diaz de la Rubia, J. Tarus " Defect production in collision cascade in elemental semiconductors and FCC metal" physical review letters, Volume 57, number 13, 1, April 1998.

- [Nub92] P. Nubile, J.C Bourgoïn, D. Stievenard, D. Deresmes, G. Strobl, " Defects in low-temperature electron-irradiated p-type silicon", J. Appl. Phys, vol. 72, October 1992.
- [Ped08] G. Pedroza, O. Girard "Characterization by Deep-Level Transient Spectroscopy of irradiation related defects in proton irradiated silicon based photodiodes" ISROS 2009 proceeding
- [Pet06] M. Petassecia, F. Moscatelli, D. Passeri et G.U. Pignatell, " Numerical simulation of damage effect in p-type and n-type FZ silicon detectors." IEEE Trans. Nucl. Sci, Vol. 53, N° 5, Octobre 2006.
- [Poy03] A. Poyai, E. Simoen, C. Clays, E. Gaubas, A. Huber, D. Gräf, "Extraction of the carrier generation and recombinaison lifetime from the forward characteristics of advanced diodes". Materials science and engineering, Elsevier. B102 p189-192. 2003
- [Pri98] V. Privitera, S. Coffa, F. Priolo and E. Rimini "Migration and interaction of point defects at room temperature in crystalline silicon". Rivista del Nuovo cimento, Vol 21 N°8, 1998
- [Rob74] M.T Robinson, I.M. Torrens "Computer simulation of atomic-displacement cascades in solids in the binary-collision approximation" Physical Review B, Vol 9 number 12, 15 June 1974
- [Rai76] P. Rai-Choudhury, J. Bartko and J.E Johson "Electron irradiation induced recombination centers in silicon-Minority Carrier lifetime control." IEEE Trans. Nucl. on electron device. Vol. Ed-23, No. 8, August 1976.
- [San06] I. Santos, L. Marques, P. Lourdes, "Modeling of damage generation mechanisms in silicon at energies below the displacement threshold" Physical Review B 74, 174115 (2006).
- [San07] I. Santos, L. Marques, P. Lourdes, P. Lopez, " Molecular dynamics study of damage generation mechanisms in silicon at the low energy regime, " Electron Devices, 2007 Spanish Conference on, pp. 37-40, February 2007.
- [San07bis] I. Santos, L.A. Marqués, L. Pelaz "Molecular dynamics study of amorphous pocket in Si at the low energy regime and its application to improve binary collision models" Nuclear Instrument ans Methods in Physics Research B255 p110-113 (2007)
- [Sar99] S. Saramad, A. Moussavi Zarandi. "The bulk damage effects of clustered defect in irradiated silicon detectors
- [Sch82] D.K. Schroder "The concept of generation and recombination lifetimes in semiconductors" IEEE trans on electronic devices Vol, ED-29 N°8, August 1982.
- [Sig69] P.Sigmund, "Radiation effect and defect in solids", Vol 1 p15, 1969
- [Sim96] E. Simoen, J. Vanhellemont and C. Claeys "Effective generation-recombination parameters in high-energy proton irradiated silicon diodes" American institutes of physics.1996
- [Sim98] E.Simoen, C. Claeys, A.Czerwinski, J. Katcki "Accurate extraction of the diffusion current in silicon p-n junction diodes" Applied Physics letters V72, N°9, March 1998.
- [Sim00] E.Simoen, C Claves, E. Gaubas, H. Ohyama "Impact of the divacancy on the generation-recombination properties of 10 MeV proton irradiated Float-Zone silicon diodes", Nuclear instrumentations and Methods in 2000.
- [Sim02] P.J Simpson, S. Szpala "Proportionality of vacancy concentration to ion implantation fluence" Journal of applied physics, vol. 92, N° 10, 15 novembre 2002.
- [Sim07] E. Simoen, C. Claeys and J. Vanhellemont "Defect analysis in semiconductor materials based on p-n junction diode characteristics" Defect and diffusion forum vols 261-262 ( 2007)
- [Sro03] J.R. Srour, C.J. Marshall and P.W. Marshall, "Review of displacement damage effect in silicon devices" IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 50, N° 3, June 2003.
- [Sro06] J.R. Srour and J.W. Palko "A Framework for Understanding Displacement Damage Mechanisms in Irradiated Silicon Devices", IEEE Trans. Nucl. Sci, Vol. 53, N° 6, December 2006.
- [Sut98] A.K. Sutton "Displacement damage and ionization effect in advanced Silicon-germanium heterojunction bipolar transistors" Thesis of Georgia Institute of Technology, August 2005

- [Sum87] G. P. Summers, E. A. Burke, C. J. Dale, E. A. Wolicki, P. W. Marshall, M. A. Gehlhausen, "Correlation of particle-induced displacement damage in silicon", IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. NS-34, no.6, pp. 1134-1139, December 1987.
- [Sum92] G. P. Summers, "Displacement damage: mechanisms and measurements", IEEE Nuc. Spa. Rad. Eff. Conf. (NSREC), Short Course, July 1992.
- [Sum93] G.P Summers, E.A Burke, P. Shapiro, S.R Messenger and R.J Walters, "Damage correlations in semiconductor exposed to gamma-radiation, electron-radiation and proton-radiation" IEEE Trans. Nucl. Sci, Vol. 40, N° 6, pp 1208-1214, December 1993.
- [Sve91] B.G .Svensson, B. Mohadjeri, A. Hallen , J.H. Svensson and J.W Corbett "Divacancy acceptor levels in ion irradiated silicon" Physical Review B, Volume 43 , Number 3, p. 2292-2998, Jan. 1991.
- [Sve93] B.G .Svensson, C.Jagadish and J.S.Williams "Generation of point defect in Crystalline Silicon by meV Heavy Ions: Dose Rate and Temperature Dependence" Physical Review Letters, Volume 71, number 12, p. 20, sept. 1993.
- [Sze81] S.M Sze. "Physics of semiconductor devices, second edition", John Wiley and sons, New York, 1981
- [Tay98] S.J. Taylor, M. Yamaguchi, T. Yamaguchi, S. Watanabe, K. Ando, S Matsuda, T. Hisamatsu, S.I. Kim " Comparaison of the effects of electron and proton irradiation on n+-p-p+ silicon diodes" Journal of applied physics, Vol. 83 No. 9, May 1998.
- [Tad82] HY Tada, JR Carter, BE Anspaugh, RG Downing, "The solar cell radiation handbook, 3rd edition", JPL Publication, pp. 69-82, 1982.
- [Tho78] D. A. Thompson and R. S. Walker, "Energy spikes in Si Ge due to heavy ion bombardment, " Radiation effects, vol. 36, pp. 91-100, 1978.
- [Tra96] M.A. Trauwaert, J. Vanhellemont , H.E. Maes, A.M. Van Bavel, G. Langouche, A. Stesmans, P. Clauws " Influence of oxygen and carbon on the generation and annihilation of radiation defects in silicon" Materials Science and Engineering, vol. B36, pp. 196-199, 1996.
- [Tra11] <http://www.trad.fr/OMERE>
- [Van95] J. Vanhellemont, E. Simoen and C. Claeys "Extraction of the minority carrier recombination lifetime from forward diode characteristics" Appl. Phys. Lett. 66, February 1995.
- [Wad77] T. Wada, K. Yasuda, S. Ikuta, M. Takeda and H. Masuda " Complex defects introduced into Si by high-energy electron irradiation: production rates of defects in n-Si" Journal of applied physics, Vol 48 No 6, June 1977.
- [Wal73] J.W. Walker and C.T. Sah, "Properties of 1.0-MeV-Electron-irradiated defect centers in Silicon" Physical Review B, Vol. 7, No. 10, May 1973.
- [War04] J.H. Warner, R.J. Walters, S.R. Messenger, G.P. Summers, S.M. Khanna, D. Estan, L. S. Erhardt and A. Houdayer "High-Energy Proton Irradiation Effects in GaAs Devices" IEEE Trans. Nucl. Sci, Vol. 51, N° 5, October 2004.
- [War05] J.H. Warner, S.R. Messenger, R.J. Walters and G.P. Summers "Displacement Damage Correlation of Proton and Silicon Ion Radiation in GaAs" IEEE Trans. Nucl. Sci, Vol. 52, N° 6, December 2005.
- [War07] J.H. Warner, S.R. Messenger, R.J. Walters, G.P. Summers, M.J. Romero and E.A. Burke "Displacement Damage Evolution in GaAs Following Electron, Proton and Silicon Ion Irradiation" IEEE Trans. Nucl. Sci , Vol. 54, N° 6, December 2007.
- [Wat96] S.J Watts, J.Matheson, I.H Hopkins-Bond, A Holmes-Siedle, A. Mohammadzadeh " A new model for generation-recombination in silicon depletion region after neutron irradiation" IEEE Trans. Nucl. Sci , Vol. 43, N° 6, December 1996.
- [Wat97] G.D Watkins "Defect levels in Silicon" in properties of crystalline Silicon, R. Hull, Ed London, UK: Inst. Elec. Eng., pp 641-652, 1997.
- [Wat00] G.D Watkins "Intrinsic defect in Silicon" Material science in semiconductor processing pp 227-235, 2000.
- [Wer58] G. K. Wertheim, "Electron bombardment damage in silicon, " Phys. Rev. Vol. 110, no. 6, june 15, 1958.

[Wint70] K. B. Winterbon, P. Sigmund, J. Sanders, "Spatial distribution of energy deposited by atomic particles in elastic collisions," *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* Vol. 37, no. 14, 1970.

[Wod81] S. Wood, N.J. Doyle, J.A. Spitznagel "Simulation of radiation damage in solids", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. NS-28, No. 6, December 1981.

[Xap94] M. A. Xapsos, G. P. Summers, C. C. Blatchley, C. W. Colerico, E. A. Burke, S. R. Messenger, P. Shapiro, "Co60 gamma ray and electron displacement damage studies of semiconductors", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. NS-41, no.6, pp. 1945-1949, December 1994.

[Yam96] M. Yamaguchi, C. Carlos-Aburto, S.J. Taylor, M Yang, T. Takamoto, E. Ikeda, H. Kurita, M. Ohmori, R.M. Uribe, D. Brinker, and D.A. Scheiman, "Radiation-Resistance of InGaP Solar Cells", *IEEE*, 1996.

[Zha93] I. Zhalko-Titarenko, A.N. Kraichinskii, N.I. Ostashko and S. Rogustski "Formation of defects in silicon as a result of electron irradiation at 10 K to 300 K" *American institute of physics , Semiconductor*, vol. 27, No. 10, pp. 937-942 October 1993.

[Zie85] J. F. Ziegler, J. P. Biersack and U. Littmark, "The stopping and range of ions in solids". Volume 1 *Bergamon Press*, New-York, 1985.

# Annexe 1 : Les taux d'introduction de défaut issus de l'état de l'art

Electron type n												
Premier auteur / Références	Composant		Condition d'irradiation				Taux d'introduction cm-1					
	Resistivité	Niveau de dopage (cm-3)	Energie de la particule	Fluence de l'irradiation	Technique d'analyse	NIEL Effectif	VO	V2=-/	V20/-	CO	Somme	
Auret [Aur04]		5.00E+14	10.0	5.00E+14	DLTS	4.30E-05	0.14	0.036	0.036	0.07	0.30	
Bleka [Ble08]	700	5.00E+12	6.0	5.00E+12	DLTS	2.50E-06	1.70E-01	3.50E-02	3.00E-02		0.24	
	700		6.0			2.50E-06	2.40E-01	4.00E-02	4.00E-02		0.32	
	700		6.0			2.50E-06	7.20E-02	1.60E-02	1.60E-02		0.10	
	700		6.0			2.50E-06	7.60E-02	1.60E-02	1.80E-02		0.11	
	700		6.0			2.50E-06	1.68E-01	3.60E-02	4.00E-02		0.24	
Carter [Car66]	100		0.6	5.00E+13	Hall-effect.	6.75E-08	0.3				0.30	
	100		1	3.00E+13		2.12E-07	0.37				0.40	
	100		2	3.40E+13		6.00E-07	0.37				0.45	
	100		3	3.40E+13		1.07E-06	0.54				0.63	
	100		4.7	3.00E+13		1.82E-06	0.57				0.2	0.77
	100		15	3.00E+13		5.80E-06	0.62				0.2	0.82
	100		35	3.00E+13		9.00E-06	0.62				0.18	0.80
	1		1	1.00E+16		2.12E-07	0.3					0.30
1	3	3.40E+13	1.07E-06	0.37		0.48						
Flicker [Fli62]	2		0.17		Durée de vie des minoritaires	1.00E-11					0.00	
	2		0.17			1.00E-11						0.00
	2		0.20			1.00E-11						0.00
	2		0.20			1.00E-11						0.00
	2		0.20			1.00E-11						0.00
	2		0.22			1.00E-11						0.00
	2		0.22			1.00E-11						0.00
	2		0.28			1.00E-10						0.00
	2		0.28			1.00E-10						0.00
	2		0.37			1.00E-08						0.02
	2		0.37			1.00E-08						0.02
	2		0.80			1.25E-07						0.02
	2		0.80			1.25E-07						0.03
2	0.80	1.25E-07		0.05								
2	0.80	1.25E-07		0.10								
Fuochi [Fuo88]	120		12		DLTS	4.49E-05	0.28	0.035	0.036		0.35	
Gubskaya [Gub81]	10	4.50E+14	7		DLTS	3.00E-06	0.25	0.04	0.035	0.25	0.58	
	3	1.80E+15	7			3.00E-06	0.105	0.025	0.035	0.105	0.27	
	1.5	3.50E+15	7			3.00E-06	0.1	0.015	0.035	0.1	0.25	
	0.6	8.00E+15	7			3.00E-06	0.05	0.01	0.035	0.05	0.15	
	0.3	1.80E+16	7			3.00E-06	0.03	0.009	0.035	0.03	0.10	
Hazdra [Haz03]	100	5.00E+13	0.6	2.00E+13 à 1.00E+15	DLTS	6.70E-08	0.0262		0.00023		0.03	
	100	5.00E+13	0.5			3.75E-08	0.01931		0.00011		0.02	
	100	5.00E+13	0.5			2.92E-08	0.01096		0.000052		0.01	
	100	5.00E+13	0.4			2.00E-08	0.00613		0.000011		0.01	
Hemment [Hem71]	10		0.275			1.00E-10					0.01	
	10		0.5			3.75E-08						0.31
	10		0.675			8.00E-08						0.74
	10		1			2.12E-07						1.15
	10		1.3			3.00E-07						1.27
	10		1.6			4.28E-07						1.31
	10		2			6.00E-07						1.46
	10		0.275			1.00E-10						0.02
	10		0.5			3.75E-08						0.32
	10		0.675			8.00E-08						0.56
	10		1			2.12E-07						0.84
	10		1.3			3.00E-07						1.07
	10		1.6			4.28E-07						1.15
	10		2			6.00E-07						1.31
	10		0.275			1.00E-10						0.03
	10		0.5			3.75E-08						0.24
	10		0.675			8.00E-08						0.51
	10		1			2.12E-07						1.05
	10		1.3			3.00E-07						1.38
	10		1.6			4.28E-07						1.56
10	2	6.00E-07		1.79								

Les cases sont grisées quand les informations ne sont pas données dans les références.



Gubskaya [Gub81]	10	1.20E+15	7		DLTS	3.00E-05	0.08	0.035			0.115
	3	6.00E+15	7			3.00E-05	0.05	0.02			0.07
	1	1.20E+16	7			3.00E-05	0.035	0.0115			0.0465
	0.4	7.00E+16	7			3.00E-05	0.0102	0.006			0.0162
Khan [Kha1]	10		1			2.12E-06	1.60E-03	0.00026			1.86E-03
Kimerling [Kim89]	2		1		DLTS	6.00E-07					0.01
Londos [Lon87]	4		1.5			3.83E-07	0.025	1.15E-03	3.70E-03		0.03
MCKeighen [Mck71]	4		1.5		DLTS	3.83E-07					0.03
	0.4		1.5			3.83E-07					1.80
	0.6		1.5			3.83E-07					1.80
	0.27		1.5			3.83E-07					10.00
Nubile [Nub92]	10		1		DLTS	2.12E-06					0.04
Taylor [Tay98]			1	2.12E-06	DLTS	2.12E-06					0.02
Trauwert [Tra96]	5		2		DLTS	6.00E-07					0.03
	70		2			6.00E-07					0.22
Walker [Wal73]	100	1.1E+14	1		TSCAP	2.12E-06					0.031
	100	1.1E+14	1			2.12E-06					0.0324
	100	1.1E+14	1			2.12E-06					0.0246
	100	1.1E+14	1			2.12E-06					0.025
	30	4.20E+14	1			2.12E-06					0.0247
	30	4.20E+14	1			2.12E-06					0.0295
	30	4.20E+14	1			2.12E-06					0.03
	30	4.20E+14	1			2.12E-06					0.0242
	15	8.80E+14	1			2.12E-06					0.031
	15	8.80E+14	1			2.12E-06					0.029
	15	8.80E+14	1			2.12E-06					0.0303
Wertheim [Wer58]	0.03		0.7	4.20E+18	Hall-effect.	1.00E-06					1.6
	1		0.7	5.10E+17		1.00E-06					0.0008
	5		0.7	...	lifetime mts	1.00E-06					0.005
	12		1	5.00E+16	Hall-effect.	2.10E-06					0.014