

Ministère de l'enseignement Supérieure et de Recherche Scientifique



Université Abbes Laghrou Khenchela
Faculté des Sciences et de Technologie
Département des Sciences de la Matière



جامعة عباس لغرور خنشلة
كلية العلوم والتكنولوجيا
قسم علوم المادة

N° de série :.....

Mémoire présenté *Pour l'obtention du diplôme de Master
Académique (L.M.D)*

Filière : physique

Spécialité : physique des matériaux

Modélisation 3D des pixels d'un détecteur de particules
en silicium

Présenté et soutenu par :

Dirigé par :

- ❖ Ben Othmane Djemaa Mr :DjamaiDjemouai
- ❖ Bouaziz Badra

Membres de jury:

- ❖ Dr. BOUDJEMAA Kheireddine : Président
- ❖ Mr. Khmissi Saadeddine : Examineur

Présenté le : 17Septembre 2020

Dédicace

Grâce à Allah Je veux dédier mon travail :

*À celle qui m'a tout donné, à celle qui m'a tout appris, à celle à qui je dois tout mon respect et ma gratitude, à La source de mes ambitions illimitées à celle qui s'est sacrifiée pour mon bonheur et ma réussite, à ma chère mère : **Keziz Souad***

*À qui était mon école depuis mon enfance la source de ma force, mon cher père : **Ben Othmane Sebti***

*À mon deuxième père : **Mr. Ben Othmane Mouhamed***

*À mon enseignant : **Dr. KHEMISSI SAADEDDINE***

À tous mes frères et sœurs.

Ben Othmane Djemaa

Je dédie ce mémoire :

*A mon père **Bouaziz Abdelkader** tu as toujours été pour moi un exemple du père respectueux, honnête, aucune dédicace ne saurait exprimer l'amour l'estime et le respect que j'ai toujours eu pour toi.*

*A ma mère **Reghis zahoua** je te remercie très fort pour tout et pour
votre soutien*

A me grand parent ; ma grand-mère, mes frères et mes amies.

Bouaziz Badra

Remerciement

Nous remercions Allah, qui nous a bénis de la grâce de la raison et de la religion et nous a donné la force et la détermination pour surmonter tous les obstacles et difficultés que nous avons rencontrés au cours de nos années d'étude, et il remercie beaucoup d'avoir éclairé notre chemin et notre succès pour atteindre ce niveau. Louange à Allah, qui nous a qualifiés pour achever ce travail savant, qui était le résultat de notre travail et notre sincère effort.

Nous remercions sincèrement, apprécions et respectons le superviseur, Mr DJEMOUAI DJAMAI qui a supervisé le mémoire est qu'il était un exceptionnellement vigilant. Il nous a donné son temps et ses efforts. Nous le remercions pour le sujet qu'il a proposé et sur toutes les précieuses informations qu' 'il été fournies et qui ont contribué à enrichir le sujet de notre étude dans ses différents aspects, il travaillé pour communiquer les informations et clarifier toutes les problèmes nous avons été confrontés , Qui nous a apporté un soutien psychologique et scientifique en restant en contact avec nous tout la période de ce travail .

Nous remercions le **Dr. BOUDJEMAA Kheireddine**, professeur, Département d'électronique, pour l'honneur qu'il nous a accordé en acceptant la présidence du jury de thèse. Nous adressons nos sincères remerciements au **Dr : KhamissiSaadeddine**, professeur au Département des sciences et des matériaux, pour sa présence parmi les membres du jury, pour sa lecture attentive de ce mémoire et son intérêt pour celui-ci. Nous somme très reconnaissant aux membres du jury qui ont bien l'honneur d'examiner ce modeste travail.

Merci aux parents pour leur soutien matériel et moral tout au long de notre parcours scolaire, Ceux qui ont semant la volonté et la détermination dans nos âmes et ont nos encourageant à compléter ce mémoire.

Merci à tous ceux qui ont contribué à l'achèvement de ce travail.

Résumé

Le complexe d'accélérateurs du grand collisionneur de hadrons (en anglais *Large Hadron Collider - LHC*) fera l'objet de mises à niveau successives jusqu'à 2025 pour passer à la phase de haute luminosité (HL-LHC).

Pour relever les défis expérimentaux de l'augmentation de la luminosité instantanée jusqu'à un facteur 7 par rapport à la valeur $10^{34} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ de conception de LHC, l'expérience ATLAS subira un remplacement complet du trajectomètre interne (en anglais *Inner Tracker - ITk*) du système de suivi pour maintenir et améliorer les performances du détecteur actuel. En effet, ces améliorations correspondent à une augmentation d'environ de 140 à ~ 200 évènements par croisement de paquets comparé aux 50 collisions au LHC; à cette fin, une technologie tout silicium a été choisie.

Pour des raisons d'optimisation de coût de production pour des grandes surfaces en silicium et d'augmentation d'efficacité de collecte de charges, les capteurs de pixels planaires n-on-p à bords très minces sont des candidats prometteurs pour équiper des parties du nouveau système de pixels du HL-LHC.

Dans ce travail, les performances des capteurs planaires n-on-p à bords actifs ont fait l'objet d'études avant d'irradiation. Les performances visées dans cette étude sont la tension de claquage, le courant de fuite ainsi, une représentation précise de la structure a été obtenue en termes de profil de dopage des constituants du détecteur. Les paramètres physiques, tels que la distribution de la densité des trous et du champ électrique dans la profondeur du capteur de $100 \mu\text{m}$ d'épaisseur ont été étudiés à l'aide des outils TCAD du logiciel SILVACO.

الملخص

سيخضع مسرع مصادم الجزيئات الكبير (LHC) لتحديث متتالي حتى عام 2025 للانتقال إلى مرحلة الاشعاع العالية (HL)-LHC-لزيادة شدة الاشعاع اللحظي بما يصل إلى معمال 7 من القيمة الحالية ل LHC البالغة $10^{34} \text{ cm.s}^{-1}$. وفي هذا الاطار ستخضع تجربة ATLAS لاستبدال كامل لجهاز تتبع الجزيئات الداخلي (بالانجليزية InnerTrackerI-ITk) للحفاظ على ادائه الحالي وتحسينه. في الواقع ، تتوافق هذه التحسينات مع زيادة بنحو 140 إلى ~ 200 حدث لكل حزمة عبور مقارنة ب 50 تصادم في LHC ؛ تحقيقا لهذه الغاية ، تم اختيار استعمال تكنولوجيا السيليكون بالكامل. ولأسباب تتعلق بتحسين تكلفة الإنتاج لأسطح السيليكون الكبيرة وزيادة كفاءة جمع الشحنات ، تعد مستشعرات البكسل المستوية n-on-p ذات الحواف الرفيعة جدا مرشحة و واعدة لتجهيز أجزاء نظام البكسل الجديدة ل LHC (HL-). الهدف من هذا العمل هو دراسة أداء المستشعرات المستوية n-on-p ذات الحواف النشطة قبل تعرضها للاشعاع . الهدف من هذا العمل هو جهد الانهيار ، تيار التسرب ، وبالتالي تم محاكاة و تمثيل كاشف الاشعاع (capture) بشكل دقيق , بحيث تمت دراسة العوامل الفيزيائية المهمة، مثل توزيع كثافة الثقب والالكترونات (les électrons et les trous) والحقل الكهربائي في عمق المستشعر بسمك 100 ميكرومترو ذلك باستخدام برنامج SILVACO - TCAD.

List des abréviations

SM:	Standard Model
LHC:	Large Hadron Collider
CERN:	European Organization for Nuclear Research
LEP :	Largest electron-positron accelerator
ATLAS:	A Toroidal LHC ApparatuS
CMS:	Compact Muon Solenoid
ALICE:	A Large Ion Collider Experiment
LHCb:	LHC beauty
MOEDAL:	Monopole and Exotics Detector At the LHC
LHCf:	Large Hadron Collider forward
TOTEM:	TOTAL Elastic and diffractive cross section Measurement
FASER:	Forward Search Expérimenta
ID:	Inner Detector
SCT:	Semiconductor Tracker
TRT:	Transition Radiation Tracker
HL-LHC :	High Luminosity LHC
R D :	Recherche et développement
SUSY:	supersymmetry
WIMP:	Weakly interacting massive particles
LS:	Long Shutdown
LINAC:	Linear Accelerator
ITK:	Inner tracker

GR:	Guard ring
SC :	semi-conducteur
E_G :	Energie bandes gap
SILVACO:	Silicon Valley corporation
ATLAS:	A Toroidal LHC ApparatuS
TCAD :	Technologie de conception assistée par ordinateur
SRH :	Shockley-Read-Hall
ZCH :	Zone de Charge d'Espace
V_c :	Tension de claquage (v).
W :	largeur de charge d'espace.
∇ :	Gradient.
N_A :	Densité de dopants accepteurs ionisés dans un matériau P (cm^{-3}).
N_D :	Densité de dopants donneurs ionisés dans un matériau N (cm^{-3}).
G_n :	Taux de génération des électrons.
G_p :	Taux de génération des trous.
J_n :	Densité du courant des électrons.
J_p :	Densité du courant des trous.
P :	Dopage de type accepteur (densité des trous).
N:	Dopage de type donneur (densité des électrons) .
n_i :	Densité de porteurs libres intrinsèques (cm^{-3})
q :	Charge électrique élémentaire (1.6×10^{-19})
D_n :	Coefficient de diffusion des électrons
D_p :	Coefficient de diffusion des trous
ϵ_0 :	Permittivité absolue de vide ($8.85 \times 10^{-12} \text{ F. m}^{-1}$)
ϵ_r :	Permittivité relative du matériau (F. m^{-1})
μ :	Mobilité des porteurs
μ_n :	Mobilité des électrons ($\text{cm}^2 \cdot \text{v}^{-1} \cdot \text{S}^{-1}$)

μ_p :	Mobilité des trous ($\text{cm}^2 \cdot \text{v}^{-1} \cdot \text{S}^{-1}$)
T :	Température(k)
BC :	Bande de la conduction
BV :	Bande de la vacance
V :	La tension (v)
V_{bi} :	La tension "building"(v)
V_C :	Tension du claquage (V)
W :	Largeur de charge d'espace
N_{eff} :	Concentration effective dans la région la moins dopée
I_{fuite} :	Courant de fuite.
W_{max} :	La longueur de la zone de déplétion maximale.
C(v) :	La capacité
A :	La surface de la diode
τ_n :	La durée de vie des électrons
N_b :	Le nombre de particules par bouquet
n_b :	Le nombre de paquets par poutre
f_{rev} :	La fréquence de révolution,
γ_r :	Le facteur gamma relativiste
ϵ_n :	L'émittance du faisceau transversal normalisé
β^* :	La fonction bêta au point de collision
F:	Le facteur de réduction de luminosité géométrique dû à l'angle de croisement au Point d'interaction.
E :	L'énergie des particules.
θ_L :	Les angles typiques de lorenz varient de quelques à 20
P_z :	La quantité de mouvement longitudinale.
B :	Le composant du champ magnétique perpendiculaire au champ électrique
w_{max} :	La longueur de la zone de déplétion maximale

- E_{tr} : La différence entre le niveau d'énergie du piège et le niveau intrinsèque de Fermi,
 T_L : La température du réseau

List des figures

Figure 1- 1: classification des particules élémentaires dans le modèle standard[9].	5
Figure 1- 3: Schéma du tunnel du LHC avec ses quatre expérience ATLAS, ALLICE, CMS et LHCb[12].	6
Figure 1- 4: Complexe des accélérateurs du ERN[13].	7
Figure 1- 5: Vue schématique du détecteur ATLAS et de ses sous-systèmes.[20]	10
Figure 1- 6: Vue schématique du détecteur de traces[23].	12
Figure 1- 7: Les principaux composants du détecteur interne : détecteur de pixels ,semiconducteur Tracker (SCT) et Transition Radiation Tracker (TRT)[24].	14
Figure 1- 8: Chronologie du programme LHC de référence et de ses phases d'amélioration[26]	15
Figure 1- 9: Nouveau tracker interne ATLAS (ITK) pour HL-LHC[28]	17
Figure 1- 10: Disposition ATLAS Inner tracker (ITK), les lignes rouges sont des strips et les lignes sont des pixels [30].	18
Figure 1- 11: New reach in pseudo rapidity of ITK [29].	19
Figure 1- 12: Schéma d'un détecteur microstrip a une seule cote [31].	20
Figure 1- 13: schématique d'un détecteur à pixels hybrides[32]	23
Figure 1- 14: Section transversale d'un des premiers détecteurs pixels monolithiques	24
Figure 2- 1: Schéma d'une maille d'un réseau cristallin d'atomes de silicium. La distance 'a' est la constante de réseau qui est pour le silicium 5.431 Å[40].	29
Figure 2- 2: bands d'énergie dans : le semi-conducteur, les isolant et les conducteurs[44].	31
Figure 2- 3 : Exemple pour deux semiconducteurs différents de gap direct (cas du GaAs) et du Gap indirect (cas du silicium)[46].	32
Figure 2- 4: Dopage d'un monocristal de silicium par un atome de l'arsenic (As) On constitue un dopage accepteur de type N. [47]	34
Figure 2- 5: Dopage d'un monocristal de silicium par un atome gallium (Ga). On constitue un dopage donneur de type P[47].	35
Figure 2- 6: La formation de La jonction PN [49].	35
Figure 2- 7: Représentation schématiquement d'une jonction pn d'épaisseur d, déplété e sur une longueur W suite a la diffusion de porteurs majoritaires. a) La jonction pn. b) La distribution de charge. c) Le champ électrique. d) Le potentiel électrique[38].	36
Figure 2- 8 : Diagramme schématique des niveaux énergétiques ainsi que de la zone de déplétion pour une jonction p-n (a) à l'équilibre et (b) polarisé en inverse.	40
Figure 2- 9 : Caractéristique I-V d'une diode à jonction sous différentes polarisations	41
Figure 2- 10 : La caractéristique I-V pour une diode en polarisation inverse. La figure insérée montre I-V avant Vfd.[40].	43
Figure 2- 11: principe détermination de la tension Cfd de dépeletion totale.[40]	44
Figure 2- 12 : Changement de la tension de déplétion et la concentration efficace absolue après l'irradiation d'après la référence[38].	45
Figure 2-13: Fonctionnement d'un détecteur au silicium.....	46
Figure 3- 1 : Interface utilisateur graphique BeckBuild (GUL)[54].	49

Figure 3- 2 : Schéma synoptique des modules utilisés dans la simulation par TCAD-SILVACO[52].	50
Figure 3- 3 : Les entrées et sorties ATLAS[58].	53
Figure 3- 4 :Affichage de la fenêtre de base de DevEdit.[53].	56
Figure 3- 5 :Fenêtre de base TonyPlot[56].	57
Figure 3- 6 : a) piégeage et retrait d'un électron, b) recombinaison d'un électron et d'un trou, c) piégeage et retrait d'un trou, d) tunnelage assisté par piège d'un électron[60].	58
Figure 4- 1 : Coupe schématique du capteur de pixels de bord actif plan n ⁺ -sur-p avec un anneau de garde et un rail de polarisation[6].	65
Figure 4- 2 : Coin zoomé du masque d'une matrice de pixels[6].	66
Figure 4- 3 :Représentation 3D et une coupe 2D de la concentration de dopage nette dans le capteur de pixel de bord actif plan n-sur-p en fonction de la profondeur de la jonction. Les couches d'oxyde ne sont pas démontrées dans la représentation 3D. Échelle en log (concentration / cm ³)	67
Figure 4- 4 : structure 2D pour un dopage de substrat : 10 ¹² , 10 ¹³ , 10 ¹⁵ et 10 ¹⁶ /cm ²	68
Figure 4- 5 : caractéristiques courant-tension (log(I)-v) pour différentes valeurs du dopage de substrat.	69
Figure 4- 6 : structure 2D pour une p-spray :10 ¹⁵ ,3.10 ¹⁵ ,10 ¹⁶ ,10 ¹⁷ .	70
Figure 4- 7 : caractéristiques courant-tension (log(I)-v) pour différentes valeurs du p-spray.	71
Figure 4- 8 :caractéristiques courant-tension (log(I)-v)pour différentes valeurs du dopage du charge d'oxyde .	72
Figure 4- 9 :structure 2D représente la distribution des électrons(a,b) et des trous (c,d) sous une tension de polarisation de -150V et -200V.	73
Figure 4- 10 :structure 2D représente la distribution du potentiel sous une tension de polarisation 20v,100v,150v et200v.	74
Figure 4- 11 : structures 3D et 2D représente la distribution de champ électrique sous une tension de polarisation -20V,-100V,-150V et-200V.	75

List des tableaux

- Tableau1- 1:** Paramètres du LHC à haute luminosité avec les valeurs nominales du LHC et celles prévues pour le HL-LHC. Les deux configurations sont représentées pour un temps d'espacement des paquets de 25 ns[26]. _____ 17
- Tableau3- 1 :** Groupes de commandes Atlas avec les instructions principales dans chaque groupe[48]. _____ 54
- Tableau3- 2:** Paramètres du modèle de mobilité de dépendance de champ parallèle[57]. _____ 60
- Tableau 4- 1:**Résumé des caractéristiques géométriques de la conception du capteur [6] _____ 66

Table des matières

<i>Dédicace</i>	I
<i>Remerciement</i>	II
<i>Résumé</i>	III
<i>المخلص</i>	IV
<i>List des abréviations</i>	V
<i>List des figures</i>	VIII
<i>List des tableaux</i>	X
<i>Table des matières</i>	XI
<i>Introduction générale</i>	1
<i>Chapitre 1 Le LHC et détecteurs des particules</i>	3
1.1 Introduction	3
1.2 grand accélérateur de hadrons LHC	5
1.2.1 luminosité.....	7
1.2.2 Expériences installées auprès du LHC.....	8
1.3 Expérience ATLAS	9
1.3.1 Système de coordonnées	10
1.3.2 détecteur de trace.....	12
1.3.2.1 détecteur de pixels en silicium	12
1.3.2.2 Détecteur à pistes	13
1.3.2.3 Détecteur de rayonnement de transition	13
1.4 Chemin vers le HL-LHC	15
1.5 Calendrier de mise à niveaux	15
1.6 détecteur de pixel ITK pour le HL-LHC	17
1.7 Détecteur des particules de pixels en physique des particules	19
1.7.1 Pixels et détecteurs de pixels.....	19
1.7.1.1 détecteur micro-strip	20
1.7.1.2 Détecteur pixels hybrides.....	23
1.7.1.3 Détecteur monolithique.....	24
1.7.2 captures planaire	25
1.7.3 captures 3D	26
1.8 Conclusion	27

<i>Chapitre 2 Détecteurs de rayonnement à semi-conducteur</i>	28
2.1 Introduction	28
2.2 Silicium pour les détecteurs	28
2.2.1 silicium	28
2.2.2 Structure cristalline du silicium	28
2.2.3 Silicium monocristallin	29
2.2.4 avantages du silicium pour la détection de particules	29
2.3 Qu'est -ce qu'un semi-conducteur	30
2.3.1 Définition	30
2.3.2 Notion des bandes d'énergie	30
2.3.4 Gap direct et gap indirect	31
2.4 Semi-conducteur intrinsèque et extrinsèque	32
2.4.1 Semi-conducteur intrinsèque	32
2.4.2 Semi-conducteur extrinsèque	32
2.5 types d'impuretés	33
2.5.1 Semi-conducteur de type n	33
2.5.2 Semi-conducteur de type p	34
2.6 jonction PN	35
2.6.1 Formation de la jonction	35
2.6.2 La jonction p-n en équilibre	36
2.6.3 La jonction PN sous tension externe	39
2.6.3.1 Etude d'une jonction PN polarisé en inverse	40
2.6.3.1.1 caractéristique I-V	41
2.6.3.1.2: Tension de déplétion totale	42
2.6.3.1.3 La concentration effective de dopage	43
2.6.3.1.4 Caractéristique capacité –tension (C-V) d'une jonction P-N polarisé en inverse	43
2.7 Détecteur au silicium irradiés	45
2.7.1 Concentration effective de dopage N_{eff}	45
2.9 Conclusion	47
<i>Chapitre 3 Les outils TCAD</i>	48
3.1 Introduction	48
3.2 Logiciel SILVACO	48
3.2.1 DECKBUILD	49
3.2.2 ATHENA	50

3.2.3	ATLAS	51
3.2.3.1	Modules d'ATLAS	51
3.2.3.2	Les entrées et les sorties ATLAS.....	53
3.2.3.3	L'ordre des commandes d'ATLAS	54
3.2.4	DEVEDIT.....	56
3.2.5	TonyPlot.....	57
3.3	Modèle utilisé	57
3.3.1	Shockley Read Hall Recombination (SRH).....	57
3.3.2	Band-gap Narrowing	59
3.3.3	Modèle Dépendant de la mobilité en fonction de la concentration (conmob).....	60
3.3.4	Modèle Dépendant de la mobilité en fonction de la champ électrique parallèle (fldmob)	60
3.4	Equations implémentées dans le simulateur ATLAS	61
3.4.1	Equation de poisson.....	61
3.4.2	L'équation de continuité.....	61
3.5	Conclusion	63
	<i>Chapitre 4 Résultats et simulations TCAD</i>	64
4.1	Introduction	64
4.2	Simulation TCAD	66
4.3	Etude de l'influence des paramètres technologiques et géométriques sur les caractéristiques électriques de la structure n-on-p	68
4.3.1	L'influence du dopage de substrat	68
4.3.2	L'influence de la concentration du dopage dep-spray	70
4.3.3	L'influence des paramètres du charge d'oxide	72
4.3.4	L'influence de la polarisation inverse sur la distribution des électrons et des trous...73	
4.3.5	L'influence de la polarisation sur la distribution du champ électrique	75
4.4	Conclusion	77
	<i>Conclusion générale</i>	78
	<i>Références bibliographiques</i>	79

Introduction générale

Le grand collisionneur de hadrons (en anglais : *Large Hadron Collider-LHC*) de l'Organisation européenne pour la recherche nucléaire (CERN) est le plus grand accélérateur de particules au monde[1]. Lors de la première exécution réussie du LHC de 2010 à 2013, la dernière particule restante du modèle standard de physique des particules, le boson de Higgs, a été découverte[2],[3].

Au cours des prochaines années, le LHC sera mis à niveau et amélioré et la phase «haute luminosité» commencera en 2023. La luminosité instantanée sera multipliée par un facteur sept par rapport à la luminosité de conception du LHC ($10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$). Cette amélioration est un défi pour les capteurs au silicium pixélisés qui sont des détecteurs de trace les plus précis pour le suivi des particules chargées dans les expériences de la physique des hautes énergies. Situés au plus près du point d'interaction, les capteurs en silicium sont tenus de fonctionner dans un environnement de rayonnement hostile[4].

L'objectif principal de ce travail est d'étudier une nouvelle structure de détecteur, implémentée sur un substrat de type p (n-on-p) avec un bord actif et d'analyser ses caractéristiques électriques[5]. La recherche de solutions pour réduire significativement la taille de la région inactive des capteurs planaires n-on-p, à partir de simulations détaillées TCAD. Les pixels du trajectographe actuel d'ATLAS comportent des régions inactives en bord de capteur variant entre 200 et 1100 μm . Dans ce mémoire, nous avons travaillé sur des structures de 100 μm d'épaisseur fabriquées par ADVACAM-VTT [6]. Dans ces capteurs la région inactive sur le bord est seulement 100 μm .

Le simulateur Atlas, un des outils de simulation du logiciel SilvacoTM[7] est utilisé pour étudier les performances électriques du capteur. La tension de claquage, le courant de fuite, les distributions des porteurs de charge (trous, électrons) et la distribution du champ électrique avant irradiation sont présentés.

Ce mémoire se compose de quatre chapitres.

Le premier chapitre présente un bref aperçu du CERN, ses recherches et ses

découvertes.

Dans le deuxième chapitre, des propriétés de base des détecteurs de particules à base de silicium sont décrites.

Le troisième chapitre est consacré à la description du logiciel Silvaco TCAD et les méthodes de simulation.

Le quatrième chapitre est consacré à l'ingénierie des capteurs à bords actifs ainsi que les résultats de cette étude à partir de la simulation des détecteurs avant irradiation.

Enfin, nous terminons par une conclusion résumant les résultats de ce mémoire.

Chapitre 1

Le LHC et détecteurs des particules

1.1: Introduction

Un grand nombre des théories se proposent de remédier aux difficultés du Modèle Standard, et prédisent pour la plupart l'existence de nouvelles particules jamais observées à ce jour ce sont les théories dites de Nouvelle Physique. Théorie actuelle décrivant les particules et les interactions fondamentales, le modèle standard de la physique des particules Elle a été développée pendant la deuxième moitié du XXe siècle, est une théorie qui concerne la classification de toutes les particules subatomiques connues il présentée dans la première partie du ce chapitre, et dans la deuxième partie nous présentée le grand collisionnons d'hadrons LHC est l'accélérateur de particules le plus grand au monde. Il a démarré le 10 septembre 2008 et reste le dernier ajout au complexe d'accélérateurs du CERN. Il est permis du découvrir des nouvelles particules comme le boson du Higgs. Après le LHC nous présenté les expérience ATLAS, CMS, ALICE, LHCb, MOEDAL et FASER. Dans troisième partie nous présente le LH-LHC Les chercheurs ont travaillé pour développer le grand collisionnons d'hadrons Afin d'obtenir de meilleurs résultats lorsque les particules collisions. Le projet HL-LHC (grand collisionneur de hadrons à haute luminosité) vise à accroître les performances du LHC afin d'augmenter le potentiel de découvertes après 2027. L'objectif est d'augmenter la luminosité d'un facteur 10 au-delà de la valeur de conception du LHC.

1.1.1:modèle standard en physique des particules

Le modèle standard utilisé en physique des particules permet de classier ces dernières tout autant que l'interaction au auxquelles elles sont sensibles ou non .ces interaction sont elles-mêmes décrites en termes de particules qui transmettent l'interaction, les bosons médiateurs. Les particules fondamentales qui subissent les quarks et les leptons les quarks se répartissent en trois génération, chaque génération étant formée d'une paire de quarks. lapremière génération(u;d) est constituée des quarks stables u(up) et d (down) les deux autres

génération sont Les quarks s (strange) et c (charm) pour la seconde génération Les quarks t (top) et b (bottom) pour la troisième génération. Les quarks des secondes et troisièmes générations sont plus massifs et surtout instables (par exemple la durée de vie moyenne de quark t est de l'ordre de 10^{-24} s). Ainsi seuls les quarks de la première génération sont capables de former la matière stable qui nous entoure. Les assemblages des quarks u et d sont des particules composites appelées hadrons constituant la matière hadronique Les hadrons à leur tour se subdivisent en : Baryons (lourd), constitué de trois quarks et Mésons (qui est au milieu) constitué d'un quark et d'un antiquark.

Leptons se regroupent par paire en trois générations : La première est constituée de l'électron "classique" e^- de masse $0.511 \text{ MeV}/c^2$ stable et du neutrino électronique ν_e ; La seconde est constituée d'un "électron lourd" appelé muon (μ), de masse $105.6 \text{ MeV}/c^2$ et instable (durée de vie moyenne de l'ordre de $2 \mu\text{s}$) et de son neutrino associé, le neutrino muonique ν_μ . Le muon provient dans la plupart des cas de la désintégration d'un pion ($\pi^- \rightarrow \mu^- + \nu_\mu$). À forte énergie, le muon est particulièrement pénétrant. Les leptons de troisième génération sont constitués d'un "électron" encore plus lourd, le tau (τ), de masse $1.777 \text{ MeV}/c^2$ et encore plus instables de durée de vie $2.8 \times 10^{-13} \text{ s}$. De façon générale les neutrinos sont des particules neutres qui ne sont sensibles qu'à l'interaction faible, appelée ainsi parce qu'elle est faiblement probable. Cette faiblesse n'est pas usurpée, puisque la plupart des neutrinos traversent la terre sans interagir. Les interactions fondamentales sont au nombre de quatre : L'interaction gravitationnelle, négligeable en physique des particules ; L'interaction électromagnétique entre hadrons et leptons chargés ; L'interaction forte de couleur, entre quarks ; L'interaction faible entre quarks et leptons chargés et neutres.

L'interaction entre nucléons responsable de la cohésion des noyaux, appelée interaction nucléaire forte, n'est pas une interaction fondamentale au sens strict du terme. L'interaction forte fondamentale est l'interaction entre quarks, encore appelée interaction de couleur objet de la chromodynamique quantique ou QCD (Quantum Chromo Dynamics)

Ces interactions sont elles-mêmes décrites en termes de particules qui transmettent l'interaction : les bosons médiateurs. En effet, ces interactions se propagent par l'intermédiaire de champs d'interaction qui eux-mêmes se décrivent dans une approche quantique par des particules fondamentales stables ou instables : Bosons médiateurs de l'interaction gravitationnelle : les gravitons (stables), Bosons médiateurs de l'interaction électromagnétique : les photons (stables), Bosons médiateurs de l'interaction de couleur : les gluons (stables),

Bosons médiateurs de l'interaction faible : les bosons intermédiaires W^+, W^- et Z^0 (instables). [8]. La classification des particules élémentaires dans le modèle standard représenté dans Figure 1-1.














Fermions			Bosons		
Quarks	Masse $\approx 2,3 \text{ MeV}/c^2$ Charge $2/3$ Spin $1/2$  up	Masse $\approx 1275 \text{ MeV}/c^2$ Charge $2/3$ Spin $1/2$  charm	Masse $\approx 173210 \text{ MeV}/c^2$ Charge $2/3$ Spin $1/2$  top	Masse 0 Charge 0 Spin 1  gluon	Masse $\approx 126000 \text{ MeV}/c^2$ Charge 0 Spin 0  boson Higgs
	Masse $\approx 4,8 \text{ MeV}/c^2$ Charge $-1/3$ Spin $1/2$  down	Masse $\approx 95 \text{ MeV}/c^2$ Charge $-1/3$ Spin $1/2$  strange	Masse $\approx 4180 \text{ MeV}/c^2$ Charge $-1/3$ Spin $1/2$  bottom	Masse 0 Charge 0 Spin 1  photon	Masse $?$ Charge $?$ Spin $?$  graviton
	Masse $0,511 \text{ MeV}/c^2$ Charge -1 Spin $1/2$  électron	Masse $105 \text{ MeV}/c^2$ Charge -1 Spin $1/2$  muon	Masse $\approx 1777 \text{ MeV}/c^2$ Charge -1 Spin $1/2$  tauon	Masse $91200 \text{ MeV}/c^2$ Charge 0 Spin 1  boson Z	Bosons de Jauge
Masse $< 0,0000022 \text{ MeV}/c^2$ Charge 0 Spin $1/2$  neutrino élect.	Masse $< 0,17 \text{ MeV}/c^2$ Charge 0 Spin $1/2$  neutrino muon.	Masse $< 15,5 \text{ MeV}/c^2$ Charge 0 Spin $1/2$  neutrino tauique	Masse $80400 \text{ MeV}/c^2$ Charge ± 1 Spin 1  boson W		
1ère	2ème	3ème	← générations		

Figure 1-1: classification des particules élémentaires dans le modèle standard [9].

1.2 : grand accélérateur de hadrons LHC

LHC est le plus grand et le plus puissant accélérateur de particule de monde, situé dans Geneva, Switzerland, il est basé au laboratoire international de recherche sur les particules CERN (organisation européenne pour la recherche nucléaire) [10]. Le LHC est installé dans un tunnel circulaire d'une longueur d'environ 27km, ce tunnel est celui précédemment utilisé par le large électron positron LEP (LHC est fut officiellement approuvé en décembre 1994 pour succéder au LEP) [11]. Il peut fonctionner en trois modes collision : proton/proton, proton /ion et ion /ion [10]. Le LHC est une partie d'un ensemble d'accélération et ses expériences ne sont qu'un sous-ensemble de celles opérant dans les installations de CERN [11]. Ou deux faisceaux de protons dans des directions opposées entrent en collision en quatre points différents de l'anneau, correspondants aux quatre détecteurs. Les protons entrant dans le LHC sont produits par des atomes d'hydrogène ionisants. Le LHC utilise des protons pour les deux faisceaux afin d'atteindre la valeur de conception de la luminosité instantanée de $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, Il est fonctionné jusqu'à une énergie de 7Tev dans le centre de masse (ensemble des donnés 2011) et une énergie de 8Tev dans le centre de masse (ensemble des donnés 2012) et il est prévu

d'atteindre graduellement les 14 TeV entre 2021-2023. Les faisceaux de protons sont courbés par 1232 aimants dipôles supraconducteurs fournissant un champ allant jusqu'à 8 T, tandis que les aimants multipolaires focalisent les faisceaux. Deux tuyaux de faisceau séparés à ultra-vide sont contenus dans les aimants, dans lesquels les faisceaux se déplacent dans des directions opposées. Pour maintenir la supraconductivité des aimants, ils doivent être refroidis jusqu'à 1,9 K, en utilisant de l'hélium liquide. Le LHC fonctionne avec succès depuis 2010, ou leurs expériences ont permis de découvrir avec succès le boson de Higgs en 2012 [11]. Le LHC et ses quatre expériences principales, sont illustrés dans la Figure 1-2.

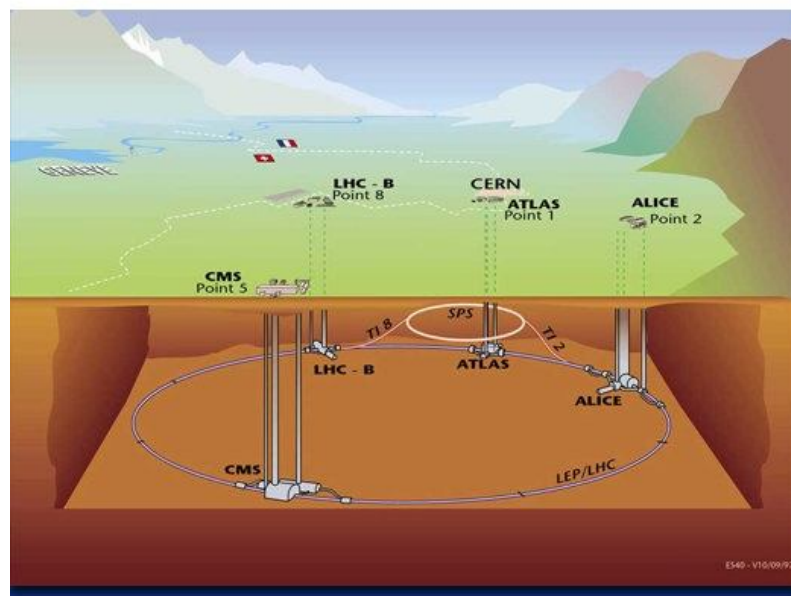


Figure 1-2: Schéma du tunnel du LHC avec ses quatre expériences ATLAS, ALICE, CMS et LHC-B [12].

LHC est le dernier maillon du complexe d'accélérateurs du CERN. Il a démarré le 10 septembre 2008. Les protons entrant dans le LHC sont produits par des atomes d'hydrogène ionisés. Ensuite, ils sont accélérés à 50 MeV dans le linac. Ils sont ensuite injectés dans le booster de synchrotron à protons (PS Booster), où leurs énergies sont augmentées à 1,4 GeV, vient ensuite le PS, où les protons atteignent 26 GeV, avant d'être injectés dans le synchrotron de super protons (SPS). Les protons atteignent une énergie de 450 GeV dans le SPS, qui est l'énergie d'injection du LHC. Les protons sont finalement injectés dans le LHC dans des directions opposées et accélérés encore. Les protons des grappes spatiales qui ont été séparées par 50 ns lors de la prise de données 8 TeV et de 25 ns pour la prise de données de 13 TeV des

trains de grappes se formes entre aux ce que l'on appelle un intervalle d'abandon permettant au mécanisme de vidage de faisceau d'agir si nécessaire[11].

L'accélération est réalisée à l'aide d'une cavité RF, dont la fréquence de pulsation est de 400 MHz. Les faisceaux de protons sont courbés par 1232 aimants dipôles supraconducteurs fournissant un champ allant jusqu'à 8T, tandis que les aimants multipolaires focalisent les faisceaux. Deux tuyaux de faisceau séparés à ultra-vide sont contenus dans les aimants, dans lesquels les faisceaux se déplacent dans des directions opposées. Pour maintenir la supraconductivité des aimants, ils doivent être refroidis jusqu'à 1,9 k, en utilisant de l'hélium liquide [11].

Complexe des accélérateurs du CERN est illustrés dans la *Figure 1- 3*.

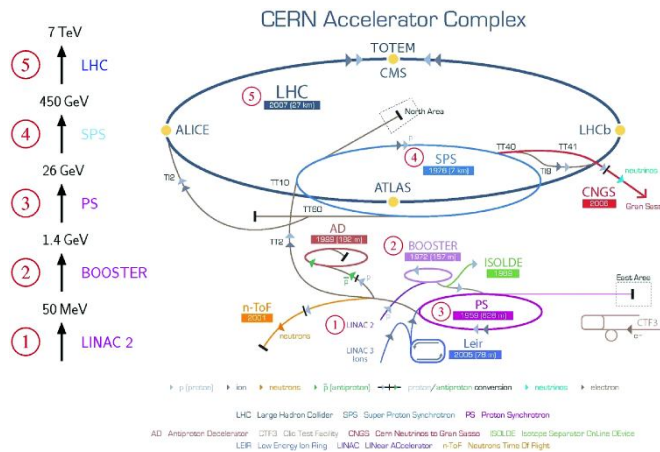


Figure 1- 3: Complexe des accélérateurs du CERN[13].

1.2.1 : luminosité

Une considération importante pour toute expérience de collisionneur est le nombre d'événements qui seront produits pour un processus donné , ce nombre est donné par la section efficace de production du processus multipliée par la luminosité intégrée (L) :

$$N_{event} = \sigma_{event} \cdot L = \sigma_{event} \cdot \int \mathcal{L} dt \tag{1- 1}$$

La luminosité instantanée \mathcal{L} du collisionneur pp est donnée par :

$$\mathcal{L} = \frac{N_b^2 n_b f_r \gamma_r}{4\pi \epsilon_n \beta^*} F \tag{1- 2}$$

Où :

N_b : est le nombre de particules par bouquet

n_b : est le nombre de paquets par poutre

f_{rev} : est la fréquence de révolution,

γ_r : est le facteur gamma relativiste

ϵ_n : est l'émittance du faisceau transversal normalisé

β^* : est la fonction bêta au point de collision et F est le facteur de réduction de luminosité géométrique dû à l'angle de croisement au point d'interaction.

Le produit de ϵ_n et β^* donne essentiellement l'aire de la tache de faisceau au point d'interaction.

Pour maximiser le nombre d'événements produits pour un processus donné dans un temps donné, il est clairement important d'avoir la plus grande luminosité instantanée possible[14].

1.2.2 :Expériences installées auprès du LHC

Quatre grandes expériences sont placées aux points d'interaction du LHC ou les faisceaux peuvent être mis en collision[10]:

ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) et CMS (compact Muon Solénoïde) sont des détecteurs polyvalents dotés de vastes systèmes de suivi à base de semi-conducteur. De calorimètres à grande couverture et de détecteurs de muons efficaces, ils ont été optimisés pour la découverte et la mesure de boson de Higgs et la recherche d'une nouvelle physique mais pour suivent également un programme fiable de mesures de modèle standard et de physique des ions lourds.

ALICE (A Large Ion Collider Experiment) se concentre sur l'étude des collisions d'ions lourds, en s'appuyant sur une grande chambre de projection temporelle (TPC : Time Projection Chamber) très performante en plus d'autres sous détecteurs, car les produits de désintégration des hadrons B sont souvent attendus dans la région du futur.

LHCb (LHC beauty) une expérience conçue pour l'étude de précision de la physique des saveurs et de la violation de CP, est conçue un spectromètre à sens unique

LHCb et ALICE nécessitent moins de collisions par temps, obtenues en délocalisant ou en séparant les faisceaux avant la collision[11].

A cote des quatre grandes expériences, plusieurs plus petites sont situées à proximité du point d'interaction [10].

MOEDAL (Monopole and Exotics Detector At the LHC) est conçu pour rechercher et d'autres particules hautement ionisantes stables ou métastables au LHC[15].

LHCf (Large Hadron Colliderforward) qui étudie les modèles d'interaction des hadrons utilisés dans les analyses des rayons cosmiques[10] .

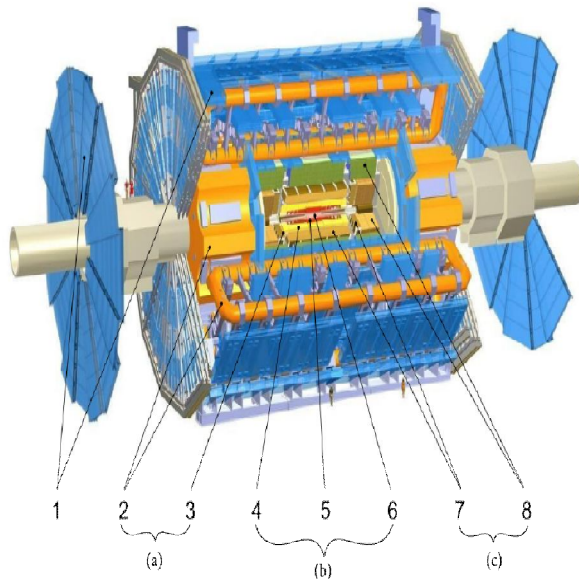
TOTEM (TOTAl cross section, Elasticscattering and diffraction dissociation Measurement at the LHC) est de mesurer d'échange incobre, comprenant diffusion diffractive élastique, simple et double ainsi que production exclusive de hadrons au CERN[16].

FASER (ForwardSearch Expérimenta) est conçu à la fois pour rechercher de nouvelles lumières et des particules élémentaires faiblement couplées, et pour étudier les interactions des neutrinos de haute énergie[17] .

1.3 Expérience ATLAS

L'expérience (ou le détecteur) ATLAS est située au point 1 de l'anneau du LHC, c'est une collaboration internationale qui compose de plus de 2900 physiciens de 172 instituts et universités différents à travers le monde .le détecteur ATLAS est une expérience à usage général qui a été conçue pour bien fonctionner dans l'environnement hadronique à haute intensité et à haute énergie du Grand Collisionneur de hadrons LHC[18] . ATLAS est un détecteur polyvalent conçu pour couvrir le plus large éventail possible de physique eu LHC de la recherche du bosonde Higgs à la supersymétrie (SUSY) et aux dimensions supplémentaires, la principale caractéristique de détecteur ATLAS est son énorme système magnétique en forme d'anneau. Il se compose de huit bobines magnétique supraconducteur de 25m de long disposé pour former un cylindre autour du tube de faisceau passant par le centre de détecteur. ATLAS est le plus grand détecteur de collisionneur de volume jamais construit il est de 46m de long, 25m de haut et 25m de large et pèse environ 7000 Tonnes[19].

ATLAS est généralement divise en trois sous- système principaux : le détecteur de traces (détecteur intérieur), les colorimètres et les détecteurs de muon[18]. Une Vue schématique du détecteur ATLAS et de ses sous-systèmes représente dans la *Figure 1-4*.



1-les détecteurs de muon

(a) système magnétique :

2-Aimants toroïdaux

3-Aimants solénoïde

(b) Le détecteur de traces :

4-Détecteur à rayonnement de transition
(TRT)

5-détecteur à pistes (SCT)

6-le détecteur pixels

(c) Les calorimètres :

7-calorimètre à argon liquide

8-calorimètre à carreau

Figure 1-4: Vue schématique du détecteur ATLAS et de ses sous-systèmes. [20]

1.3.1 Système de coordonnées

Le point d'interaction nominal où les faisceaux de protons doivent entrer en collision définit l'origine du système de coordonnées utilisé dans l'atlas. L'axe des x pointe vers le centre du LHC. L'axe z est défini parallèle au faisceau circulant dans le sens inverse des aiguilles d'une montre et l'axe y pour être orthogonal aux deux de sorte qu'un système de coordonnées y défini est formé l'angle azimutal le plan x y par rapport à l'axe x et l'angle plan x z par rapport à l'axe z sont utilisés pour désigner les coordonnées sinus n'est pas Lorentz invariant la pseudo rapidité est souvent considérée à la place elle est définie :

$$\eta = -\ln \left(\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right) \quad 1-3$$

La rapidité y est ensuite donnée par :

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + P_z}{E - P_z} \quad 1-4$$

E : étant l'énergie des particules.

P_z : étant quantité de mouvement longitudinale.

Dans la limite des particules sans masse ue rapidité est égale à la pseudo-rapidité

La distance :

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} \quad 1-5$$

Est souvent utilisé pour quantifier la distance entre deux objets au moment traversé

Est défini comme :

$$P_T = \sqrt{P_x^2 + P_y^2} \quad 1-6$$

L'énergie transversale est donnée de façon analogue, car les partons entrants n'ont pas de moment inverse la somme vectorielle des moments opposés de tous les objets produits dans la collision doit être nulle en raison de la conservation du moment ceci n'est pas accompli expérimentalement si des particules invisibles ou non détectées sont produites dans la collision et la somme vectorielle négative de l'objet P est définie comme une impulsion transversale de P mis son amplitude est donnée :

$$E_T^{miss} = \sqrt{P_{x,miss}^2 + P_{y,miss}^2} \quad 1-7$$

Et est appelé énergie transversale manquante la soi-disant masse transversale m_T potonique w- boson se désintègre l'expression :

$$m_T = \sqrt{2P_T^l E_T^{miss} (1 - \cos \Delta\phi(l, E_T^{miss}))} \quad 1-8$$

Vise à reconstruire la masse d'une particule parent commune de neutrino et lepton Puisque

E ne peut être défini que dans le plan transversal, la messe transversale obtenue est une borne inférieure de la vraie masse parentale[11].

1.3.2 :détecteur de trace

Le détecteur de traces ID (Inner Detector) enregistre des informations sur les trajectoires des particules[11]. Est le système le plus proche de point d'interaction, mesure la quantité de mouvement des particules chargées et mesure les sommets primaires et secondaires à l'aide de pistes chargées, cela se fait en immergeant le détecteur de traces dans un champ magnétique 2T fourni par solénoïde supraconducteur qui enveloppent le détecteur de traces, courbant ainsi le chemin des particules chargées lorsqu'elles traversent le détecteur. Les pistes sont reconstruites à l'aide des coups dans les multiples couches du détecteur de traces étant situé de plus près du point d'interaction, le détecteur de traces soumis à une plus grande quantité de rayonnement. Il doit également avoir une électronique très rapide pour gérer l'échelle de temps extrêmement courte entre les collisions. Ce sont les deux problèmes les plus difficiles face au détecteur de traces et le choix des matériaux et des machines est choisi spécifiquement pour gérer ces problèmes[21]. Le détecteur de traces a une longueur de 6.2m et un diamètre de 2.1m, il se compose du détecteur à pixels, des détecteur à pistes (SCT) et détecteur à rayonnement de transition (TRT) repris dans la Figure 1-6[22]. Une Vue schématique du détecteur de traces représenté dans la Figure 1-5.

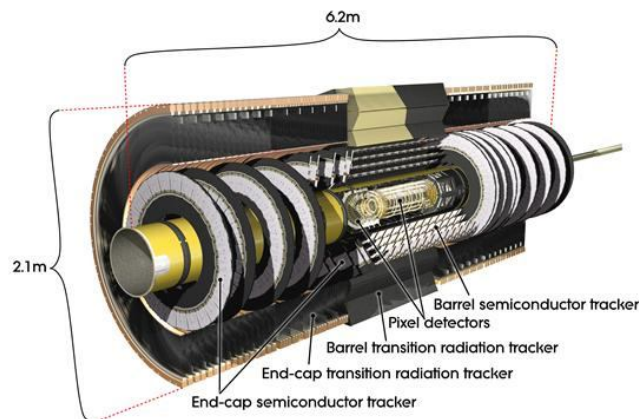


Figure 1-5: Vue schématique du détecteur de traces[23].

1.3.2.1 : détecteur de pixels en silicium

Se compose de trois couches de baril et de trois disques d'extrémité à l'intérieur d'une enveloppe cylindrique de 48,4 cm de diamètre et d'environ 6,2 m de long offrant une couverture de pseudo rapidité de $|\eta| < 2,5$. Il est instrumenté avec 1.744 modules, dont chacun a une taille de $19 \times 63 \text{ mm}^2$ et se compose de 47.232 pixels de silicium avec une taille minimale

de $50 \times 400 \mu\text{m}^2$, correspondant à 46.080 canaux de lecture au total. Lorsqu'une particule chargée traverse le silicium, les processus d'ionisation créent des paires électron-trou qui sont collectées avec un champ électrique appliqué à l'extérieur et converties en un signal de lecture. La précision du détecteur de pixels est de $10 \mu\text{m}$ dans le plan $R-\phi$ et de $115 \mu\text{m}$ dans les directions Z et R dans le barillet et les capuchons d'extrémité respectivement. La couche la plus interne du détecteur de pixels, appelée couche B, est importante pour la reconstruction des sommets secondaires qui peuvent résulter de la désintégration de particules à longue durée de vie telles que les hadrons B, qui peuvent se produire à proximité immédiate. Du sommet d'interaction primaire. En étant proche du point d'interaction, le détecteur de pixels et en particulier la couche B soumise à d'importantes doses de rayonnement. Pour réduire le bruit électronique lié aux dommages causés par les rayonnements et à d'autres sources, les détecteurs refroidissent à des températures comprises entre -5 et -10°C [22].

1.3.2.2 : Détecteur à pistes

Le SCT (The Semi-Conductor Tracker) se compose de quatre couches de barillet et de neuf disques d'extrémité à l'intérieur de volumes cylindriques d'un rayon de $54,9$ et $61,0$ cm respectivement. Au total, le SCT est équipé de 4,088 modules, ce qui donne environ 6,3 millions de canaux de lecture. Chaque module se compose de deux paires de Capteurs micro ruban en silicium unilatéral collés dos à dos avec un décalage d'angle de 40 mrad pour fournir des mesures dans les deux coordonnées de l'avion. Les capteurs à micro ruban eux-mêmes sont constitués d'une bande de silicium de 70 à $90 \mu\text{m}$ de large. Le canon et les capuchons d'extrémité étranglent respectivement les voies à moins de $2,5$ traversent au moins quatre modules SCT, ce qui donne quatre mesures de point spatial avec deux coups par module. Tout comme le détecteur de pixels, le SCT est de limiter les effets des dommages dus aux rayonnements[22].

1.3.2.3 : Détecteur de rayonnement de transition

Le TRT est construit à partir d'environ 315. 000 tubes de paille gazeuse entrelacés avec un matériau de rayonnement de transition ; dans la section du fut des pailles de 1.44m de longueur sont alignés parallèlement à la ligne de faisceau en 73 couches entre des rayons de 56 .et 106.6 cm ; les pailles de 37 cm de long sont situées en direction radiale entre 64.4cm et 1.00 m originaires de 160plans jusqu'à une distance de 2.7 m du point d'interaction , ce qui

entraîne une couverture complète de pseudo rapidité $|\eta| < 2.0$. Les pistes composent environ 36 hits lors du passage à travers la section du canon des tubes de paille de TRT.

Les tubes de paille du TRT ont un diamètre de 4mm. ils sont remplis d'un mélange de gaz (70 %Xe, 27%CO₂, 3%O₂), et un fil plaque ou tungstène situé au centre, si une particule chargée passe à travers le TRT, elle ionise le gaz à l'intérieur des tubes de paille ; un champ électrique entre les tubes de paille chargés négativement et le fil central induit une ionisation localisée les charges d'ionisation sont collectées au niveau du fil central et transformées en un signal proportionnel à l'énergie de la particule d'origine. À partir des temps de dérive, la position d'origine de la particule à l'intérieur de la paille peut être déduite. La précision d'un seul fil d'un tube de paille est d'environ 130 μ m et le temps maximum de collecte des électrons est de 48 ns. En outre, les couches tubulaires du TRT contiennent des feuilles et des fibres avec différents indices de réfraction qui induisent des photons de rayonnement de transition s'ils sont traversés par une particule de charge. L'énergie des photons de rayonnement de transition est proportionnelle à l'énergie de la particule émettrice divisée par sa masse. La réponse devrait donc être significativement plus élevée pour les électrons que pour les particules hadroniques. Les photons de rayonnement de transition sont absorbés par le gaz xénon donnant lieu à une cascade d'ionisation, pour faire la distinction entre le rayonnement de transition et le minimum - des signaux d'ionisation à seuils bas et hauts sont utilisés dans l'électronique frontale TRT. le pouvoir de discrimination du TRT entre pion et électrons ; contrairement au détecteur de pixels et au SCT, le TRT fonctionne à température ambiante[22].

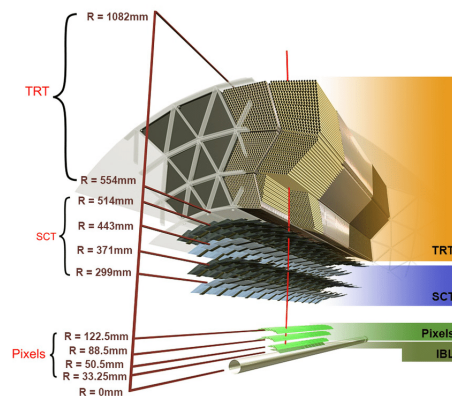


Figure 1-6: Les principaux composants du détecteur interne : détecteur de pixels, semiconducteur Tracker (SCT) et Transition Radiation Tracker (TRT)[24].

1.4 : Chemin vers le HL-LHC

Le LHC est l'un des plus grands instruments scientifiques jamais construits il explore la nouvelle frontière énergétique depuis 2010. Le LHC au besoin d'une mise à niveau majeure dans l'année 2020 pour augmenter sa luminosité (taux de collisions) par un facteur de cinq au-delà de sa valeur nominale et la luminosité intégrée par un facteur de dix. en tant que machine hautement complexe et optimisée, une telle mise à niveau du LHC doit être soigneusement étudiée et nécessite environ dix ans pour mettre en œuvre la nouvelle configuration de la machine, tels que la coupe des aimants supraconducteurs 11-12 des cavités supraconductrices très compactes pour la rotation du faisceau avec un contrôle de phase Ultraprécis, une nouvelle technologie pour la collimation de faisceau et des liaisons supraconductrices haute puissance de 300mètres de long avec une dissipation d'énergie négligeable. Le HL-LHC fédère les efforts et R&D (Recherche et développement) d'une grande communauté à Europe aux Etats-Unis et au Japon, ce qui facilitera la mise en œuvre de la phase de construction en tant que projet mondial[25].

1.5 : Calendrier de mise à niveaux

Le chemin vers le LH-LHC peut être divisé en trois étapes de l'année 2011 à 2025 nommé Run-I (2011-2013) Run-II (2015-2018) Run-III (2021-2023) et Run-IV (à partir de 2026). Les périodes de fonctionnement sont entrecoupées de longs arrêts pour le maintien des accélérateurs et des détecteurs dans les périodes de 2013 -2014 pour LS1, 2019- 2020 Pour LS2 et 2024 -2026 pour LS3. Le calendrier de mise à niveau est illustré dans la Figure 1-7.

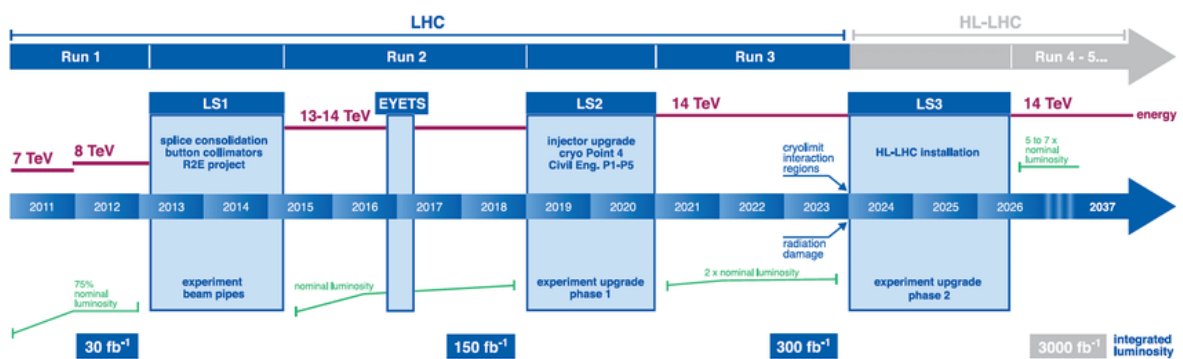


Figure 1-7: Chronologie du programme LHC de référence et de ses phases d'amélioration[26]

Dans Run-II , il est exploité avec un faisceau traversant toutes 25ns dans Run-III l'énergie actuelle du centre de masse de 13TeV est passée à son énergie nominale de 14TeV au moment de la rédaction le LHC est dans de deux arrête long (LS2) , le LS2 est prévu en 2019 pour remplacer le pré- accélérateur LINAC2 actuel par le LINAC4 amélioré dans le complexe du LHC , le LINAC4 est capable d'accélérer les protons jusqu'à 160Mev au lieu des 50Mev précédemment possibles dans le LINC 2 mis à niveau vers sa configuration HL-LHC avec la limite de luminosité maximale jusqu' à $7.10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Dans LS3 , le LHC sera mis à niveau vers sa configuration du HL-LHC avec la limite de luminosité maximale jusqu'à $7.10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Ce qui entrainera une augmentation de la luminosité une mise à niveau des composants de l'accélérateur sera nécessaire, l'un d'eux est le remplacement des aimants quadrupoles dans les régions de section, utilisés pour conserver le faisceau soit sur le coté des détecteurs ATLAS Ou CMS, ils exploitent des technologies innovantes fournissant des champs au – delà de 10T le temps opérationnel après le LS3 est la phase HL-LHC et est appelé Run-IV. Les paramètres du LHC actuel sont affichés dans le **Tableau1- 1** à côté des paramètres respectifs de la phase HL-LHC[26].

Nom et symbole	[Unité]	LHC	HL-LHC
		Pour 25ns	Pour 25ns
Énergie du faisceau \sqrt{s}	[TeV]	14	14
Nombre de grappes nb		2808	2808
Particules par bouquet Nb	[10^{11}]	1.15	2.2
Fréquence de révolution f_{rev}	[KHz]	11.245	11.245
Emittance normalisée ϵ_n	[μm]	3.75	2.5
Fonction de bêta à l'IP β^*	[m]	0.55	0.15
Angle de croisement θ_c	[μrad]	285	590
Longueur de grappe RMS σ_z		7.55	7.55
Taille du faisceau RMS à l'IP σ^*	[cm]	16.7	13.6
	[μm]	1	5
Facteur nivelé L	$10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	1.0	7.18

Pic de luminosité L	$10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	19	200
Pile - vers le haut $\langle \mu \rangle$	[events]		

Tableau1- 1: Paramètres du LHC à haute luminosité avec les valeurs nominales du LHC et celles prévues pour le HL-LHC. Les deux configurations sont représentées pour un temps d'espacement des paquets de 25 ns[26].

1.6: détecteur de pixel ITK pour le HL-LHC

L'ITK est une mise à niveau complète du détecteur interne ATLAS actuel dans le cadre de la mise à niveau de la phase 2 ce sera un détecteur « tout silicium » qui se compose de nouveaux détecteurs de pixels, et de strips, en raison des dommages causés par les radiations, le détecteur interne (ID) ne peut pas survivre avec la future luminosité intégrée de 3000 fb^{-1} , elle doit donc être remplacée, il y a le TRT (transition radiation tracker) dans le détecteur intérieur (ID) actuel, il ne peut pas fonctionner sous la multiplicité HL-LHC donc doit être supprimé, la Figure 1-8 montre la structure de l'ITK[27].

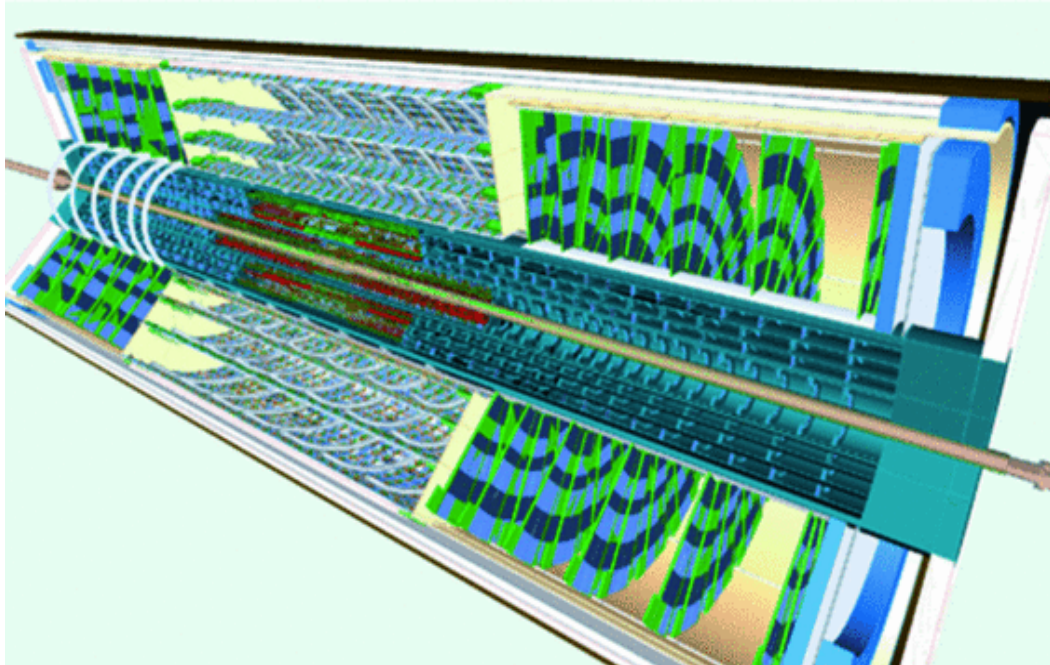


Figure 1-8: Nouveau tracker interne ATLAS (ITK) pour HL-LHC[28]

ITK est également un détecteur de silicium complet mais sans TRT, qui est immergé dans un champ solénoïdal 2T comme le détecteur interne actuel ITK contiendra deux composants

principaux Détecteur de pixels : il ressemble beaucoup au détecteur de pixels actuel, il se compose de 5 couches parallèles de pixels $L_0 = 39\text{mm}$ $L_1 = 99\text{mm}$ $L_2 = 160\text{mm}$ $L_3 = 220\text{mm}$ $L_4 = 275\text{mm}$, avec 4 anneaux d'extrémité de chaque côté au lieu de disque dans le détecteur interne actuel.

Strips : illustré à lail se compose de 4 couche parallèle entourant le détecteur de pixels avec des rayons de 400mm à 1000mm. Disques d'extrémité sur chaque côté avec une longueur normale disposée de 1400mm à 3000mm[29]

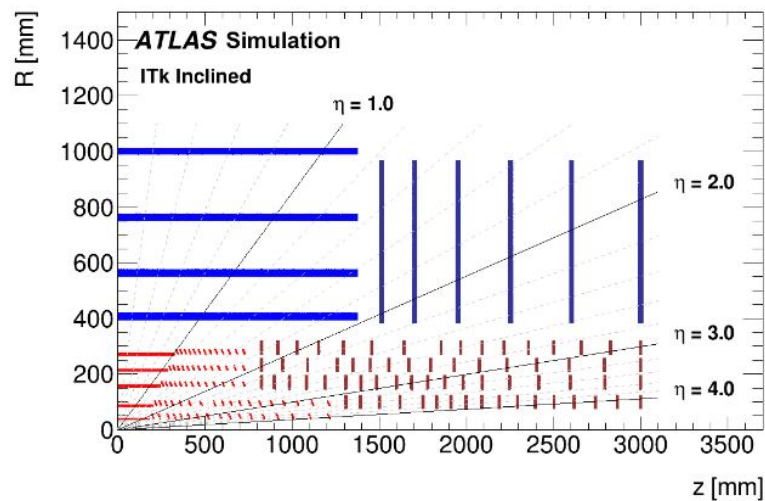


Figure 1-9: Disposition ATLAS Inner tracker (ITK), les lignes rouges sont des strips et les lignes sont des pixels[30].

Le système de micro-strip de silicium (strip) couvre la pseudo rapidité jusqu'à $\eta = 2.5$, mais ITK couvrira jusqu'à $\eta = 4$ ou $\eta = 2.5-4$ est appelé le région avant, c'est la nouvelle région couverte par ITK comme le montre la Figure 1- 10 cette amélioration de la couverture crée de nombreux avantage, elle améliorera l'identification des b-jet et l'identification des

jets de pile une meilleure identification du sommet de diffusion dure au-delà de l'augmentation de la gamme de construction des leptons à partir de la formule de la pseudo rapidité peut être calculé, comme $\theta = 2.1^\circ$, en général ITK peut couvrir de 2.1° à 177.9° [29]. Le détecteur de pixels actuel sera remplacé à l'aide de modules avec des technologies de capteurs améliorées : les capteurs 3D et les capteurs planaires. Les capteurs 3D sont la ligne de base dans la couche la plus interne et les capteurs planaires dans les quatre couches externes [29].

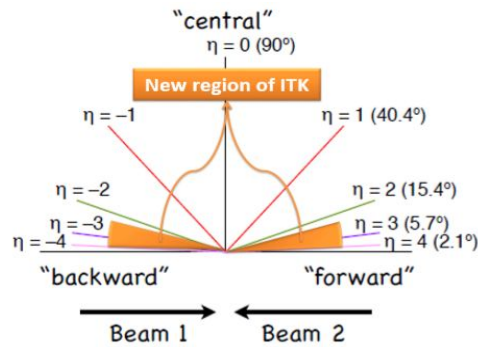


Figure 1-10: New reach in pseudo-rapidity of ITK [29].

Concepts de capteur : Les capteurs sont constitués d'un matériau de type n ou type p en physique des hautes énergies, soit les technologies $n^+ - en -n$ ou $n^+ - en - p$ sont utilisées pour les capteurs pixel, cela est dû au fait que les implants n^+ agissent comme électrons, générés en masse en mode de polarisation inverse, les électrons ont une mobilité que les électrons soient piégés après l'irradiation. La technologie $n^+ - en -n$ est actuellement utilisée dans le détecteur de pixels ATLAS, tandis que la technologie $n^+ - en -p$ devant être mise en œuvre dans le futur détecteur [26].

1.7: Détecteur des particules de pixels en physique des particules

1.7.1 : Pixels et détecteurs de pixels

Le traitement d'image pour décrire le plus petit élément discernable dans un processus ou un appareil donner est introduit la notion de pixel (pixel : courte pour élément d'image).

Un détecteur pixels est donc un dispositif capable de détecter une image, et la taille du pixel correspond à la granularité de l'image.

On concéder comme un exemple typique de détecteurs pixels (les appareils photo numérique omniprésents). Dans ce cas, les photons de différentes énergies sont intégrés dans les éléments de détection (pixel) pendant une courte période d'exposition et génèrent une distribution d'imagerie qui est l'image.

Dans ce travaille nous intracé à les détecteurs ou l'image est générée dans un SC et est traitée électroniquement et ou les données sont en parallèle[31] .

1.7.1.1 : détecteur micro-strip

Le détecteur micro-strip représenté dans la

Figure 1-11, est un cas particulière de détecteurs de semi-conducteurs dans lesquels une électrode est segmentée en fines bandes parallèles. L'implantation des ions et les technique photo lithographique sont utilisée pour doper sélectivement les surfaces de la plaquette semi-conductrice d'épaisseur typiquement de 300 μ m et pour déposer les modèles de métallisation nécessaires pour extraire les signaux, ce type de technique, mise au point par kemmer, est dérivée du traitement standard utilisé en microélectronique et profite donc des grands investissements et des normes de haute qualité de l'industrie du circuit intégré[31].

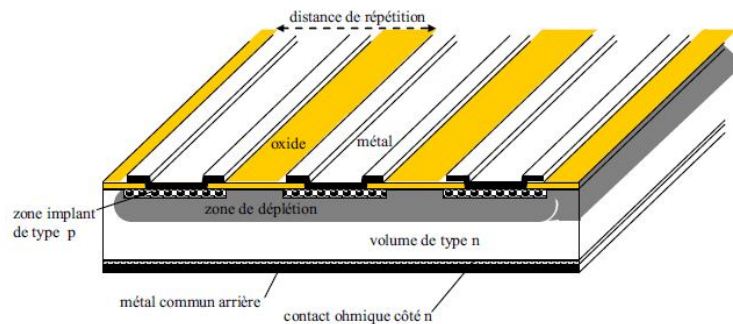


Figure 1-11: Schéma d'un détecteur microstrip à une seule cote [31].

Il est possible de modeler le contact arrière avec de mince segment incliné par rapport aux bandes implantée sur la face avant. Si la jonction PN est uniquement sur la face avant, il faut faire attention pour éviter que les bandes sur la face arrière ne soient court-circuités par une couche d'accumulation de charge. Ce processus plus complexe permet de produire des détecteurs micro-strip à face double et ensuite de mesurer, avec le même substrat, deux coordonnées [31].

Pour décrire le fonctionnement d'un détecteur de micro-strip en Silicium de 300 μ m d'épaisseur avec un plaquette dopé N (c-à-dire dopé avec l'ajout d'impureté pentavalente comme le phosphore) et les band parallèles dopé P (c-à-dire dopé avec l'ajout d'impureté trivalent). Le dopage doit être suffisamment grand pour dépasser la densité intrinsèque des porteur à la température ambiante $\approx 10^{10}$ cm⁻³ et il va déterminer l'abondance des électrons libres dans la zone N, ainsi que des trous libres dans la zone P.

La résistance du silicium dopé ne dépend que de la densité dopant N et de mobilité majoritaire du transporteur selon :

$$\rho = \frac{1}{e N \mu} \quad 1-9$$

e : la charge élémentaire.

À l'interface entre la zone dopée Net la zone dopée P, les porteurs majoritaires de chaque région vont diffuser et recombinaison avec les charges de signe opposées ce ci génère un champ électrique grâce à la charge en excès des atomes fixes du réseau qui contrebalancent la diffusion et qui d'équilibre caractérise par l'absence de charges qui peuvent se déplacer librement s'appelle zone de déplétion possédé une certaine épaisseur W qui dépend de la concentration dopant N du matériaux et de la tension V à travers la jonction selon :

$$W = \sqrt{2 \varepsilon_0 \varepsilon_{si} \left(\frac{v}{eN} \right)} = \sqrt{2 \varepsilon_0 \varepsilon_{si} (V \mu_p)} \quad 1-10$$

L'augmentation de la tension de polarisation inverse V augment l'épaisseur de la zone de déplétion et réduit la capacité et les deux effets augmentent le rapport signal sur bruit semi-conducteur. Les détecteurs ayant une zone de déplétion généralisée a toute l'épaisseur de la couche de silicium est donne le meilleur semi convecteur.

Si les diodes du détecteur sont polarisées en inverse c.-à-d. l'application d'une tension positive coté dopée N et la zone dopée P contacté à la terre à travers son amplification de lecteurs, très faible courant est circulé les porteur majoritaires (les électrons du côté N) subissent une barrière à cause de la tension appliquée à l'extérieur.

Les porteur minoritaire (les trous) sont constamment retirés de la zone de déplétion par le champ dans la jonction, donc ils génèrent un très faible courant connu sous le nome courant d'obscurité, comme le porteur sont génères thermiquement, ce courant dépende de la température connue sous le nom du courant de fond thermique

Les particules traversant le détecteur de silicium, ou les photons absorbés dans celui-ci génèrent des porteurs chargés (en moyenne 1 paire d'électrons –trous (e/h) par 3.6ev d'énergie déposée) si ces porteurs sont générés dans la zone de déplétion, ils conduisent à un signal actuel beaucoup plus grand que le courant de fond thermique et qui est donc détectable.

La zone déplétion constitue donc le volume actif du détecteur au contraire, dans la zone non déplétées il ya un champ électrique trop bas pour per cevoir des charges en peu de temps et trop de porteurs majoritaires qui facilitent la recombinaison de charge.

Pour comprendre cament ce courant est généré et comment il peut être détecté, le particule perd de l'énergie à travers de nombreuses collision avec les électrons du cristal et génère 80 paires e/h par micromètre de par cours dans un cylindre de quelques micromètre de largeur autour de trajectoire cette charge dérivent sous l'action du champ électrique externe à une vitesse qui dépend du champ électrique mais sature à des valeurs $\approx 10^{+3} \text{ cm/s}$ pour le champ de pers de 104 v/cm , les charge sont donc collectées en moins de 10ns et produisent un courant de $0.5\mu A$.

Pendant la dérive, les charge ne suivent pas exactement les lignes de champ électrique, mais diffusent à la suite du mouvement thermique aléatoire dans le treillis de cristal la réoartition de la charge en raison de cet effet è-peut être décrite comme une distribution gaussienne avec déviation standard

$$\sigma = \sqrt{2Dt} \quad \text{1- 11}$$

Qui se traduit par une propagation de quelques micromètres à l'électrode de collecte, en supposant une constante typique de diffusion électronique de $35\text{cm}^2/\text{s}$ et un temps de transit des porteurs de 10ns. La constante de diffusion est plus élevée pour les électrons que pour les trous, car elle s'évolue avec la mobilité.

Les champs magnétiques intenses (B) allant jusqu'à 4T sont doivent utilises dans les expériences de physique des particules pour permettre de l'amante des particules chargées par la déviation de leurs trajectoires dues à la force de Lorentz.

Le champ magnétique agit sur toutes les particules chargées et donc aussi sur les électrons et les trous qui dérivent à l'intérieur du silicium, qui s'écartent des lignes de champ électriques par l'angle Lorentz

$$\text{Tan } \theta_L = \mu_H B_v \approx \mu B_v \quad \text{1- 12}$$

Où :

B : est le composant du champ magnétique perpendiculaire au champ électrique

μ_H : est la mobilité des trous

μ : est la mobilité des porteurs

θ_L : Les angles typiques de Lorenz varient de quelques à 20[31].

1.7.1.2 Détecteur pixels hybrides

représenté dans la Figure 1-12. Les détecteurs à pixels hybrides ont vu le jour pour la première fois en 1994 dans l'expérience Delphi du LEP au CERN, le pixel est dit hybride car chaque segment de silicium est relié à son électronique de lecture. La couche capteur peut être réalisée avec quatre types de structures différentes en fonction du dopage des électrodes et du substrat. Les électrodes de collection peuvent être obtenues par un dopage de type N⁺ ou P⁺ dans un substrat de type N ou P. La manière la plus simple et la moins onéreuse est de placer des implants (pixels) dopés P⁺ sur un substrat de type N. Le principe de fonctionnement est appliqué un champ électrique sur semi-conducteur, et les particules à détecter sont ionisées. L'avantage de ce type de détecteur est qu'il résiste bien aux radiations.

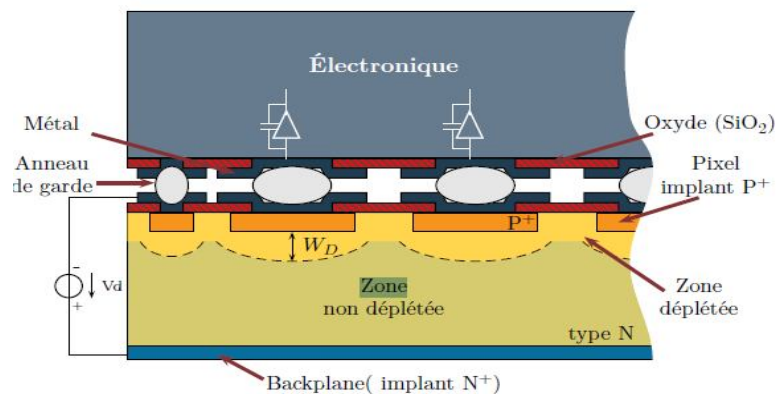


Figure 1-12: schématique d'un détecteur à pixels hybrides[32]

Mais celles-ci ne sont pas sans effets négatifs. L'application d'une tension aux bornes de détecteur augmente la zone de déplétion qui croît à partir des pixels; l'augmentation du courant de fuite lors des irradiations [31].

1.7.1.3 : Détecteur monolithique

Représenté dans la Figure 1-13 Les lectures des circuits du détecteur Fabriqué en silicium est un matériau de base, une idée monolithique à la place Les appareils hybrides sont très attractifs. Il offre une possibilité d'entrée très faible Les capacités puis les nombres de bruit sont très faibles, évitant en même temps Un processus d'hybridation complexe et coûteux. Plusieurs tentatives ont été La tendance des années 80. Cependant, des développements ont été limité aux petits prototypes. Aucun véritable détecteur de particules ou de rayonnement n'a émergé. Aujourd'hui, la situation concernant les appareils monolithiques reste inchangée. Plusieurs développements semblent prometteurs mais doivent encore prouver des caractéristiques essentielles nécessaire pour la détection de particules à haute énergie, notamment le rayonnement tolérance, certains de ces nouveaux concepts sont présentés. La frontière entre des pixels vraiment monolithiques, où le capteur et l'amplification et les circuits de lecture sont une entité et les dispositifs semi-monolithiques, où une certaine hybridation est toujours nécessaire, n'est pas bien défini. Les pixels hybrides utilisent l'électronique circuits dans chaque cellule de pixel avec des centaines de transistors. Dans les appareils monolithiques le nombre maximum mis en œuvre à ce jour est de 15 transistors, permettant seulement une implémentation logique simple. Un traitement supplémentaire du signal est reporté au cadre extérieur d'une matrice de pixels.

Le premier développement réussi d'un prototype de détecteur de pixels monolithique utilisé comme télescope à faisceau de particules a été fabriqué dès 1992. Comme une réalisation historique. L'appareil est basé sur une haute pureté, diode PIN en vrac de type p à haute résistivité dont la jonction est créée par une couche de diffusion de type n. En haut, un réseau de contacts ohmiques avec le substrat sert d'électrodes de collecte. La jonction de diode est formée à l'arrière [31].

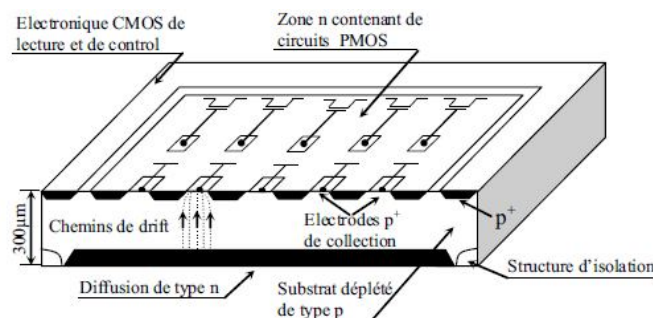


Figure 1-13: Section transversale d'un des premiers détecteurs pixels monolithiques
Développe[31].

1.7.2 : captures planaire

La technologie des capteurs planaires n^+ -en-p est la technologie choisie pour être implémentée dans les modules instrumentant les processus simplifié avec un traitement simple face , il présente une option rentable avec les capteurs planaires n^+ - en $-n$ traités recto-verso en cours de mise en œuvre dans les détecteur de pixels ATLAS , la structure GR est implémentée avec les implants n^+ pixels sur la face avant du capteur Bien que ce côté soit interconnecté à l'autre , le potentiel de base des lecteurs lus est transféré aux pixels . Le GR étant situé sur le capteur et étant sur un potentiel différent de la terre, des étincelles peuvent se produire entre la puce de lecture et le bord du capteur. Cela se produit sur tout dans le cas ou des tensions de polarisation élevées sont appliquées après l'irradiation sans mesures protection. Différent à la technologie des capteurs n^+ -en-n, le module a besoin d'une couche d'isolation supplémentaire entre le capteur les solutions explorées possibles sont un dépôt de Benzocyclobutène (BCB) sur le capteur ou la puce de lecture avant l'interconnexion ou le revêtement de pyralène, effectué au niveau du module, pour assurent Un fonctionnement à des tensions de polarisation élevées[26].

Bords fins et actifs : Les capteurs planaires minces n^+ -en-p peuvent être traités avec une extension de l'implantation arrière au bord du capteur. Les implantations latérales peuvent être réalisées grâce à des tranchées, gravées au périmètre du capteur. Avec ce processus, la région appauvrie s'élargit et crée des côtés verticaux activés. Les autres champs doivent répéter les

bords avec des capteurs standard sans être activés pour aider à augmenter le nombre de RG nécessaires et par la suite pour augmenter la zone active. Ceci est important, étant donné le fait, que dans l'ITk, des capteurs avec des limites inférieures à 200 μm sont nécessaires, en particulier dans la région la plus intérieure proche du point d'interaction, pour permettre des formes minimalement inactives aux périphéries du module pour la haute résistance de la trace.

Grille de polarisation : Pour l'assurance de la qualité du capteur avant l'interconnexion à la puce de lecture, une structure de polarisation est mise en place sur le capteur avant. Il permet de mettre à la terre tous les implants de pixels du capteur par une mise en œuvre supplémentaire de structures perforées (structures p-t). Il a été mesuré que les structures en p entraînent une diminution de la charge collectée dans la zone, où elles sont mises en œuvre, en particulier après l'irradiation, Comme la perte d'efficacité résultante a un effet encore plus

grand sur les petites tailles de pixels, en raison du fait qu'une plus grande fraction de la cellule de pixels est occupée par eux, une grille de polarisation alternative, créée avec cette couche temporaire, est étudiée pour les futures productions de capteurs. La couche temporaire est utilisée pour court-circuiter tous les pixels afin de mesurer les courants de fuite avant l'interconnexion et supprimés avant de poursuivre le traitement et l'interconnexion à la puce de lecture. Dans cette thèse, l'accent est mis sur le développement et la performance de grilles de biais avec différentes implémentations de structures en p-t.

Taille de cellule de pixel plus petite avec RD53A : Pour garantir la compatibilité du capteur avec la puce RD53A avec une grille de $50 \times 50 \mu\text{m}^2$, ainsi que pour maintenir la performance des détecteurs de pixels à haute densité de particules, la taille de cellule de pixel des capteurs est conçue pour être $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ ou $25 \times 100 \mu\text{m}^2$. La taille réduite des cellules photoélectriques améliorera encore la résolution de la meilleure position dans l'ITk[26].

1.7.3 :captures 3D

Parallèlement aux modules de pixels planaires n⁺-in-p, des modules 3D sont prévus pour instrumenter le futur détecteur de pixels ATLAS. En raison de la tension de fonctionnement plus élevée et de la dissipation de puissance plus élevée qui en résulte pour les modules de pixels planaires dans un environnement à rayonnement élevé d'environ 10^{16} neq cm⁻², la technologie du capteur 3D est choisie comme base de référence pour la couche la plus interne, L0. La zone relativement petite à couvrir dans la couche la plus interne ne peut être que marginalement affectée par le rendement inférieur et les coûts de production élevés des capteurs 3D. De même que pour les modules de pixels planaires, la taille des cellules de pixels est affectée à $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ ou $25 \times 100 \mu\text{m}^2$, ce qui améliore encore leur dureté de rayonnement. Ceci est expliqué par le fait que, selon la même mesure, l'espacement entre les électrodes, actuellement $67 \mu\text{m}$, les capteurs 3D compatibles FE-I4 diminueront jusqu'à $28 \mu\text{m}$, selon la taille de pixel choisie. Dans les deux cas, cela entraînera une réduction du piégeage. Pour minimiser davantage le coût, les dispositifs CMOS représentent une option pour couvrir le cinquième étage du détecteur leur coût estimé 4 fois plus faible. Cette technologie est basée sur l'approche, ce capteur de pixels et la puce de lecture sont intégrés dans une seule unité contrairement aux modules de pixels hybrides, où une procédure d'interconnexion coûteuse et laborieuse est nécessaire. Étant donné qu'en termes de taux et de tolérance aux rayonnements, les modules à pixels hybrides sont inégaux, la technologie du CMOS n'adopte que pour la L4, une zone à faible occupation et faible niveau de rayonnement dans l'ITk[29].

1.8 : Conclusion

Dans ce chapitre explique le modèle standard dans la physique des particules et l'importance de LHC pour production des nouvelles particules. Au cours de la prochaine décennie, le grand collisionneur de hadrons (LHC) du CERN devrait être mis à niveau vers le LHC dit à haute luminosité (HL-LHC), D'ici là, la collaboration ATLAS sera équipé d'un nouveau détecteur de pixels. Le LHC et les détecteurs installés auprès de lui vont être soumis à de perpétuelles mises à jour, leur programme s'étalant à l'heure actuelle jusqu'en 2035, permettant de sonder des énergies et des luminosités jusqu'alors jamais atteintes. Malgré ces perspectives, d'autres accélérateurs et détecteurs se développent pour l'ère post-LHC. Par exemple, l'ILC (International Linear Collider) se propose de réaliser des collisions électrons positrons à haute énergie, permettant d'étudier des phénomènes (tels que la production de boson de Higgs) .

Chapitre 2

DéTECTEURS DE RAYONNEMENT À SEMI-CONDUCTEUR

2.1 : Introduction

Les semi-conducteurs sont largement utilisés en électronique pour réaliser des composants tels que les diodes, les cellules solaires, les circuits intégrés, lasers à semi-conducteur ainsi que les détecteurs de particule ...etc.

Dans ce chapitre, nous allons rappeler les aspects théoriques essentiels à la compréhension des différentes propriétés des semi-conducteurs et en particulier le silicium car ce matériau entrant dans la réalisation de plus grande partie des composants.

2.2: Silicium pour les détecteurs

2.2.1: silicium

Est l'élément chimique de numéro atomique 14, de symbole 'Si', situé dans la quatrième colonne de la classification périodique des éléments de Mendeleïev, le silicium fut découvert en 1824 en Suède, il est l'élément le plus abondant de la terre après le carbone, Le silicium se trouve sous forme de silice (le sable, SiO_2) et de silicates (en particulier l'aluminosilicate)[33].

2.2.2 : Structure cristalline du silicium

La matière condensée peut prendre deux états solides différents, suivant les conditions dans lesquelles elle s'est formée : un état dit amorphe dans lequel la disposition des atomes est aléatoire, et un autre dit cristallisé, caractérisé par une répétition périodique d'une configuration géométrique élémentaire dans chacune des trois dimensions de l'espace[34]. Le cristal de silicium est solide, avec une masse volumique de $2,328 \text{ g/cm}^3$. Son réseau cristallin présente une structure similaire à celle du diamant (C). La cohérence du cristal de silicium est

assurée par des liaisons covalentes joignant chaque atome à ses quatre voisins les plus proches. De tels liens proviennent du fait que deux atomes partagent deux électrons de valence. La structure cristalline du diamant est basée sur deux réseaux cubiques à faces centrées (fcc) interpénétrés. La maille cubique d'un cristal de silicium est représenté dans la Figure 2- 1.

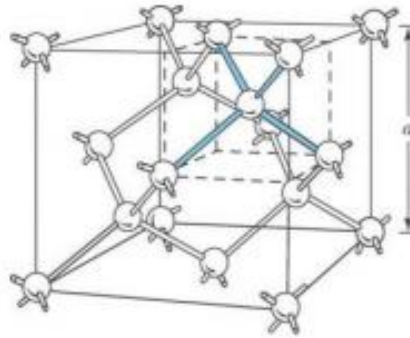


Figure 2- 1: Schéma d'une maille d'un réseau cristallin d'atomes de silicium. La distance 'a' est la constante de réseau qui est pour le silicium 5.431 Å [35].

Tous les atomes sont identiques et forment des liaisons covalentes avec leurs quatre voisins les plus proches et appartenant à l'autre sous-réseau. Les quatre voisins qui entourent chaque atome se positionnent au sommet d'un tétraèdre régulier de manière à s'éloigner le plus possible les uns des autres. Le paramètre de maille (c'est-à-dire la longueur d'une arête de la maille cubique) est de 5,43 Å, alors que la distance interatomique (distance entre plus proches voisins) est de 2,35 Å [35].

2.2.3 : Silicium monocristallin

Les détecteurs au silicium sont fabriqués à partir de silicium monocristallin de haute résistivité et de grande pureté. Le silicium monocristallin peut être obtenu à partir de différents procédés dont le but de transformer le silicium polycristallin en monocristallin [36].

2.2.4 : avantages du silicium pour la détection de particules

Le semi-conducteur le plus utilisé pour la détection de particules est le silicium grâce à leur propriété spécifique et leur avantage. Le principal avantage du silicium est la valeur de son gap d'énergie 1.12 eV. Celui-ci est assez petit pour la production d'un grand

nombre de porteurs de charge lorsqu'une particule ionisante traverse le détecteur. Le courant de fuite à température ambiante dû à la génération thermique de paires électron – trou est suffisamment faible que pour être négligeable par rapport au signal laissé par une particule traversant le détecteur.

Dans le cas du silicium, 3.6eV sont nécessaires en moyenne à la production d'une paire de porteurs de charge. Inversement dans le cas du germanium le petit gap d'énergie de 0.06 eV oblige un refroidissement du SC à des températures cryogéniques (77K) puisqu'à température ambiante, le nombre de porteur intrinsèque est élevé et dégrade la qualité du rapport signal sur bruit.

La haute densité du silicium permet une perte élevée d'énergie par unité de longueur lors du passage d'une particule ionisante et il est donc possible de construire des détecteurs très fins mais fournissant néanmoins un signal assez fort pour être mesuré[36].

2.3: Qu'est-ce qu'un semi-conducteur

2.3.1 : Définition

Les matériaux solides peuvent être classés en trois groupes selon leurs conductivités électriques : les isolants, les semi-conducteurs et les conducteurs. En fait, il y a les semi-conducteurs. Cette classe de matériaux possède une conductivité et une résistivité entre les isolants et les conducteurs, sa résistivité ρ varie entre 10^{+3} cm^2 à 10^{+4} cm^2 les semi-conducteurs varient sur plusieurs ordres de grandeur sous l'effet de la température ; l'éclairement et la présence d'impuretés (dopage). Les porteurs de charges responsables de la conductivité électrique sont les électrons libres et les trous mobiles[37].

2.3.2 : Notion des bandes d'énergie

Un cristal est fait des atomes, eux-mêmes constitués d'un noyau et d'électrons, les états quantiques des électrons dans les atomes sont relativement bien connus, En particulier, les énergies propres sont distribuées selon un spectre discret de niveau d'énergie décrit avec exactitude par la mécanique quantique, l'électron peut prendre des valeurs d'énergies qu'on les nomme bandes permises séparées par d'autres bandes appelées bandes d'énergie interdites[37]. Les bandes inférieures (faible énergie) complètement remplies (plaines) est appelée bande de valence. Les bandes supérieures (de haute énergie) non remplies (vides)

correspondant à des électrons participants à la conduction électrique, sont appelées bandes de conduction. Dans les semi-conducteur l'écart énergétique entre la bande de conduction (BC) et la bande de valence (BV) est appelé largeur de bande interdite qui noté par E_g (énergie bandes gap) dans cette bande il aucun porteur de charge. E_g est un paramètre très important car il utilisant pour déterminer les propriétés électrique et optiques des semi -conducteur et évaluant ainsi leur domaine d'application[38]. La Figure 2- 2 représente les bands d'énergie dans : le semi-conducteur, les isolant et les conducteurs.

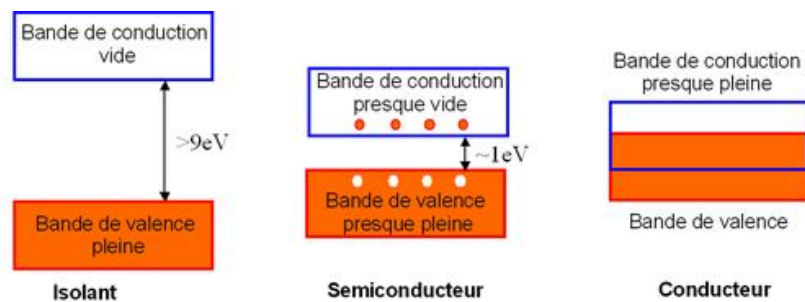


Figure 2- 2: bands d'énergie dans : le semi-conducteur, les isolant et les conducteurs[39].

2.3.4 : Gap direct et gap indirect

A partir de la représentation de la fonction de dispersion énergétique du semi-conducteur $E=f(K)$ (la variation de l'énergie en fonction du vecteur d'onde K). Ce diagramme $E(K)$ qui définit les extrema des bandes de conduction(BC)et de bands de valence (BV) permet de distingué deux group : semi-conducteur gap indirect (Si, Ga...) lorsque le minimum de la BC et le maximum de la BV sont situés en des points différents de l'espace des K et le semi-conducteur a gap direct (Ga-As, InP...)Lorsque le maximum de la bande de la valence et le minimum de BC situent à valeur voisine du vecteur d'ondes K [40]. Exemple pour deux semiconducteurs différents de gap direct (cas du GaAs) et du Gap indirect (cas du silicium) est représenté dans la Figure2-3.

Exemple : Si : $E_g=1.12$ gap indirecte. Ga-As : $E_g=1.42$ gap directe.

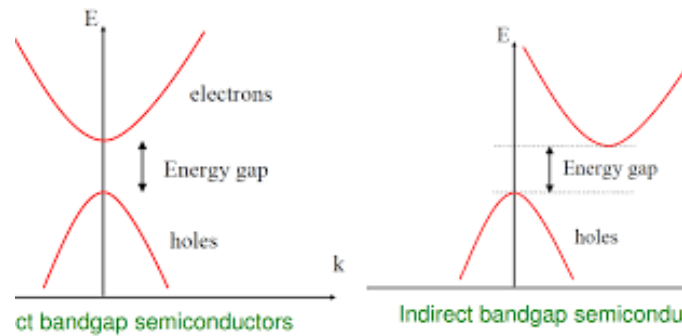


Figure 2- 3 : Exemple pour deux semiconducteurs différents de gap direct (cas du GaAs) et du Gap indirect (cas du silicium)[41].

La nature de gap joue un rôle fondamental dans l'interaction d'un semi-conducteur avec un rayonnement électromagnétique[40] .

2.4: Semi-conducteur intrinsèque et extrinsèque

2.4.1 : Semi-conducteur intrinsèque

Un semiconducteur intrinsèque est un semiconducteur pur .c'est-à-dire sans défaut ni chimique ni structural ,qui serait susceptible de modifier les densités de porteur de charge A d'autre façon est un semiconducteur pur ne comporte aucune impureté influence sur la concentration des porteurs libre et son comportement électrique ne dépend que da la structure du matériau .Par définition les semi-conducteur intrinsèque est tel que électron dans la bande de conduction provient de la bande de valence ou un trou lui correspond cette situation conduit a une conduction de neutralité électrique pour le semi-conducteur intrinsèque écrite pour les nombres volumiques de porteurs de charge :

$$n = p = n_i^2 \quad 2- 1$$

Où : n_i est la densité de porteurs intrinsèque [37].

2.4.2 : Semi-conducteur extrinsèque

Afin de modifier les propriétés des semi-conducteurs intrinsèques, une petite quantité du même autre matériau y est ajouté. Le processus d'ajout d'un autre matériau au cristal des semi-conducteurs intrinsèques pour améliorer sa conductivité est appelé dopage. L'impureté ajoutée

est appelée dopant. Semi-conducteur dopé ce matériau est appelé semi-conducteur extrinsèque.

Le dopage augmente la conductivité des semi-conducteurs intrinsèques de base, c'est pourquoi les semi-conducteurs extrinsèques sont utilisés dans la pratique pour la fabrication de divers dispositifs électroniques tels que des diodes, des transistors, etc.

Selon le type d'impuretés, les deux types de semi-conducteurs extrinsèques sont :type n et type p[42] .

2.5 : types d'impuretés

Le matériau d'impureté ayant cinq électrons de valence est appelé atome pentavalent. Lorsque cela est ajouté à un semi-conducteur intrinsèque, il est appelé dopage du donneur car chaque atome d'impureté donne un électron libre à un matériau intrinsèque. Une telle impureté est appelée impureté du donneur. Les exemples d'une telle impureté sont l'arsenic, le bismuth, le phosphore, etc. Cela crée un semi-conducteur extrinsèque avec un grand nombre d'électrons libres, appelé semi-conducteur de type n.

Un autre type d'impureté utilisé est l'atome trivalent qui n'a que trois électrons de valence. Une telle impureté est appelée impureté accepteuse. Lorsqu'il est ajouté à un semi-conducteur intrinsèque, il crée plus de trous et est prêt à accepter un électron, d'où le dopage appelé dopage accepteur. Les exemples d'une telle impureté sont le gallium, l'indium et le bore. Le semi-conducteur extrinsèque résultant avec un grand nombre de trous est appelé semi-conducteur de type p[42] .

2.5.1 : Semi-conducteur de type n

Lorsqu'une petite quantité d'impureté pentavalente est ajoutée à un semi-conducteur pur, elle est appelée semi-conducteur de type n. L'impureté pentavalente a cinq électrons de valence. Ces éléments sont tels que l'arsenic, le bismuth, le phosphore et la fourmi. Une telle impureté est appelée impureté du donneur.

Considérez la formation d'un matériau de type n en ajoutant de l'arsenic (As) dans du silicium (Si). L'atome d'arsenic a cinq électrons de valence. Un atome d'arsenic s'insère dans le cristal de silicium de telle manière que ses quatre électrons de valence forment des liaisons

covalentes avec quatre atomes de silicium adjacents. Le cinquième électron n'a aucune chance de former une liaison covalente. Cet électron se rechange entre dans la bande de conduction en tant qu'électron libre. Une telle formation de matériau de type n est représentée sur la *Figure 2-4*. Cela signifie que chaque atome d'arsenic ajouté à l'atome de silicium donne un électron libre. Le nombre de ces électrons libres peut être contrôlé par la quantité d'impureté ajoutée au silicium. Étant donné que les électrons libres ont des charges négatives, le matériau est connu sous le nom de matériau de type n et une impureté donne un électron libre, donc appelé impureté donneuse [42].

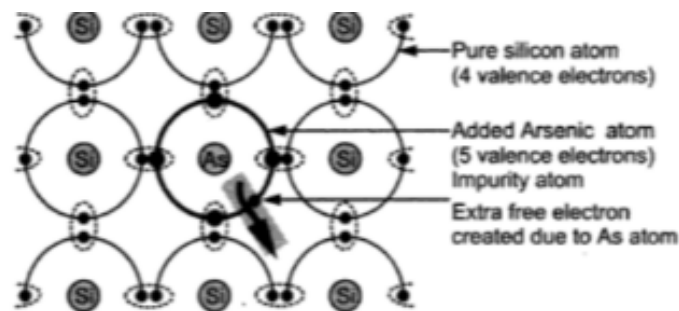


Figure 2- 4: Dopage d'un monocristal de silicium par un atome de l'arsenic (As) On constitue un dopage accepteur de type N.[42]

2.5.2 :Semi-conducteur de type p

Lorsqu'une petite quantité d'impureté trivalente est ajoutée à un semi-conducteur pur, elle est appelée semi-conducteur de type p. L'impureté trivalente a trois électrons de valence. Ces éléments sont tels que le gallium, le bore ou l'indium. Une telle impureté est appelée impureté accepteuse.

Considérez la formation d'un matériau de type p en ajoutant du gallium (Ga) dans du silicium (Si). L'atome de gallium a trois électrons de valence. L'atome de gallium s'insère donc dans le cristal de silicium de telle manière que ses trois électrons de valence forment des liaisons covalentes avec les trois atomes de silicium adjacents. Étant à court d'un électron, la quatrième liaison covalente dans la valence la coquille est incomplète. Le poste vacant qui en résulte est appelé un trou. Une telle formation de matériau de type p est représentée sur la

. Cela signifie que chaque atome de gallium ajouté à l'atome de silicium donne un trou.

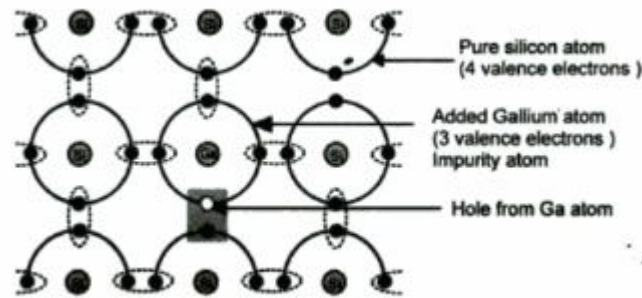


Figure 2- 5: Dopage d'un monocristal de silicium par un atome gallium (Ga). On constitue un dopage donneur de type P[42].

2.6: jonction PN

2.6.1 : Formation de la jonction

Une jonction PN est constituée par la juxtaposition de deux régions de types différents d'un même monocristal de semiconducteur. La différence des densités de donneurs et d'accepteurs, $(N_d - N_a)$, passe d'une valeur négative dans la région de type p à une valeur positive dans la région de type n. La loi de variation de cette grandeur dépend essentiellement de la technique de fabrication[40]. La zone frontière de passage de la région de type N à la région de type P s'appelle la jonction métallurgique[43]. La formation de La jonction PN est représentée dans la Figure 2-6.

La jonctions PN sont des « blocs de construction » élémentaires de dispositifs électronique à semi-conducteurs tel que : des diodes, des transistors, des cellules solaires, des LED...et est la base de fonctionnement des détecteurs de particules au silicium auxquels a trait cette mémoire[35].

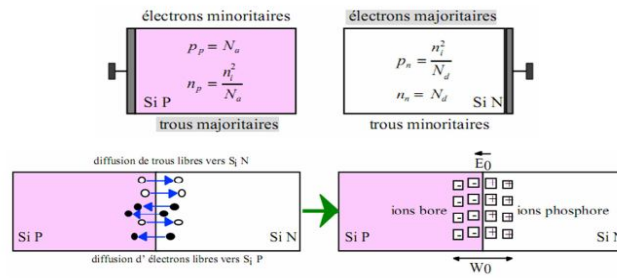


Figure 2- 6: La formation de La jonction PN[44].

2.6.2 : La jonction p-n en équilibre

Quand la concentration de dopant change abruptement d'un excédent d'accepteurs N_A du côté p en excédent de donneurs N_D sur le côté n, une jonction dite abrupte, est obtenue (Figure 2- 7). Du fait que des concentrations des porteurs libres très différents sont présentes, un phénomène de diffusion se produit. Les électrons en excès du côté n migrent vers le côté p alors que les trous se déplacent en sens opposé. Ce transfert laisse la région gauche avec une charge négative nette et la droite avec une charge positive nette, ce qui entraîne la formation d'une charge d'espace (Figure 2- 7.a).

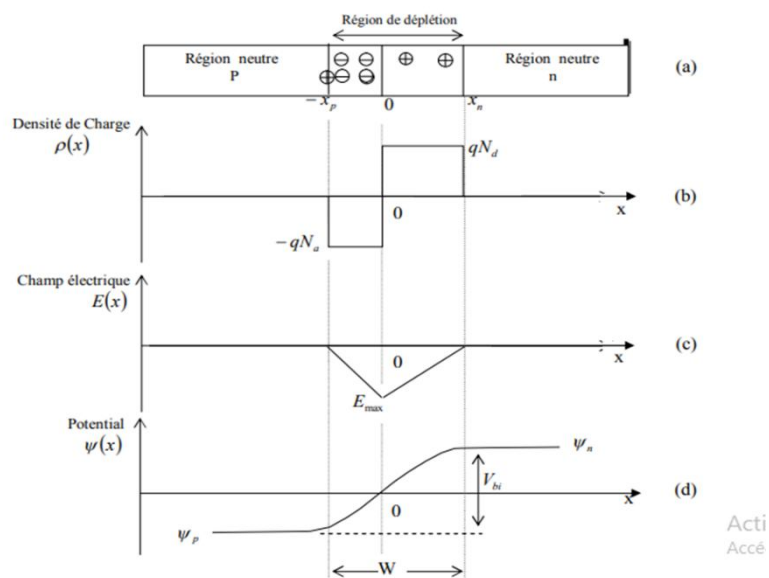


Figure 2- 7: Représentation schématiquement d'une jonction pn d'épaisseur d , déplété e sur une longueur W suite a la diffusion de porteurs majoritaires. a) La jonction pn. b) La distribution de charge. c) Le champ électrique. d) Le potentiel électrique[33].

On devrait noter que dans la région de charge d'espace (en anglais SCR1) il n'y a presque aucun porteur libre; pour cette raison ce s'appelle la région de déplétion. Le transfert initial des porteurs à travers la jonction génère un champ électrique qui oppose à la diffusion des porteurs de charge libres. Les propriétés électriques de la jonction peuvent être calculées à partir de l'équation de Poisson pour une dimension:

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon\epsilon_0} \quad 2-2$$

Où Ψ est le potentiel, $\epsilon\epsilon_0$ est la constante diélectrique du silicium et ρ est la charge totale. Dans le cas d'un dopage uniforme, la charge ρ est présentée dans la (Figure 2- 7.b) Pour $x_p < x < 0$ l'équation de Poisson s'écrit

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} = -\frac{e N_A}{\epsilon\epsilon_0} \quad 2-3$$

En intégrant deux fois avec les conditions $E=0$ et $\Psi = \Psi_p$ en $x=x_p$ on obtient:

$$\frac{d\Psi}{dx} = -\frac{e N_A}{\epsilon\epsilon_0} (x - x_p) \quad 2-4$$

$$\Psi = -\frac{e N_A}{2\epsilon\epsilon_0} (x - x_p)^2 + \Psi_p \quad 2-5$$

Pour $0 < x < x_n$ l'équation de Poisson s'écrit

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} = -\frac{e N_D}{\epsilon\epsilon_0} \quad 2-6$$

En intégrant deux fois avec les conditions $E=0$ et $\Psi = \Psi_n$ on obtient

$$\frac{d\Psi}{dx} = -\frac{e N_D}{\epsilon\epsilon_0} (x - x_n) \quad 2-7$$

$$\Psi = -\frac{e N_D}{2\epsilon\epsilon_0} (x - x_n)^2 + \Psi_n \quad 2-8$$

Le champ électrique est dirigé suivant x et donné par $E = -\frac{d\Psi}{dx}$, soit:

$$\text{Pour } x_p < x < 0 E = -\frac{e N_A}{\epsilon \epsilon_0} (x - x_p) \quad 2-9$$

$$\text{Pour } 0 < x < x_n E = -\frac{e N_D}{\epsilon \epsilon_0} (x - x_n) \quad 2-10$$

Les variations du champ électrique et du potentiel sont représentées sur les Figure 2-7. cet **d**). On obtient l'expression de la largeur de la zone de charge d'espace (W) en écrivant la continuité du potentiel en $x = 0$:

$$\frac{e N_A}{2 \epsilon \epsilon_0} x_p^2 + \Psi_p = -\frac{e N_D}{2 \epsilon \epsilon_0} x_n^2 + \Psi_n \quad 2-11$$

$$\text{Soit : } V_{bi} = \Psi_n - \Psi_p = \frac{e}{2 \epsilon \epsilon_0} (N_D x_n^2 + N_A x_p^2) \quad 2-12$$

Où V_{bi} est la tension correspondant à la différence de potentielle entre les régions n et p s'appelle la tension de diffusion ou interne (bi : barrière interne).

En utilisant l'équation de neutralité :

$$N_A x_p = N_D x_n \quad 2-13$$

$$\text{Avec : } W_p = |x_p| = -x_p \text{ et } W_n = |x_n| = -x_n$$

L'expression soit :

$$V_{bi} = \Psi_n - \Psi_p = \frac{e}{2 \epsilon \epsilon_0} (N_D x_n^2 + N_A x_p^2) \quad 2-14$$

s'écrit sous l'une ou l'autre des formes suivantes :

$$V_{bi} = \frac{e N_D}{2 \epsilon \epsilon_0} W_n^2 \left(1 + \frac{N_D}{N_A}\right) = \frac{e N_A}{2 \epsilon \epsilon_0} W_p^2 \left(1 + \frac{N_A}{N_D}\right) \quad 2-15$$

Ce qui donne pour $W = W_n + W_p$ (en utilisant les équations soit :

$$V_{bi} = \Psi_n - \Psi_p = \frac{e}{2\epsilon\epsilon_0} (N_D X_n^2 + N_A X_p^2) \quad 2-16$$

Et:

$$V_{bi} = \frac{eN_D}{2\epsilon\epsilon_0} W_n^2 \left(1 + \frac{N_D}{N_A}\right) = \frac{eN_A}{2\epsilon\epsilon_0} W_p^2 \left(1 + \frac{N_A}{N_D}\right) \quad 2-17$$

$$W = W_n + W_p = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{e} \left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D}\right) V_{bi}} \quad 2-18$$

Dans le cas d'une jonction P=n abrupte, un côté est généralement plus dopé que l'autre et la neutralité globale de charge qui implique que la région de déplétion de l'épaisseur W prolonge beaucoup plus loin dans le côté moins dopé du dispositif.

La tension de diffusion V_{bi} peut être obtenue à partir de l'équation

$$W = W_n + W_p = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{e} \left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D}\right) V_{bi}} \quad 2-19$$

Si le côté P est plus dopé

$$V_{bi} = \frac{eN_D W^2}{2\epsilon\epsilon_0} \quad 2-20$$

Si le côté N est plus dopé

$$V_{bi} = \frac{eN_A W^2}{2\epsilon\epsilon_0} \quad 2-21$$

En réalité, le semi-conducteur n'est pas purement de type n et p. la densité de dopage est couramment remplacée par une densité effective, si le semi-conducteur est de type n[33] :

$$N_{eff} = N_D - N_A \quad 2-22$$

2.6.3 : La jonction PN sous tension externe

En appelé jonction PN polarisé tout jonction PN soumis à une tension continue externe entre ses deux bornes, si la tension extérieure est appliquée de sorte que le côté P est plus positif que la côté N, on est dans la situation de la polarisation directe. A l'inverse, si la tension appliquée rend le côté N plus positif que la côté N. Nous retrouvons dans le cas d'une polarisation inverse de la jonction PN[45].

2.6.3.1 : Etude d'une jonction PN polarisé en inverse

La jonction p-n est polarisée en inverse lorsqu'on applique une différence de potentiel externe V du même signe que V_{bi} (Il existe, entre les régions p et n, une barrière de potentiel énergétique pour les charges mobiles que l'on appelle tension de diffusion V_{bi} habitée par des ions de polarités opposées.). On renforce ainsi le champ électrique interne, et on empêche le passage des porteurs majoritaires. On accentue, donc, la séparation des charges dans la zone de déplétion. Par contre, les porteurs minoritaires trous (électrons) de la zone n (zone p) peuvent traverser la jonction. Au niveau de la zone de déplétion, les électrons vont être "arrachés" aux sites donneurs plus lointains du côté n, laissant des charges positives fixes, augmentant ainsi la

largeur de la zone de déplétion (voir Figure 2- 8) et le potentiel interne devient plus important à travers la jonction. La largeur de la zone de déplétion s'écrit donc :

$$W(V) = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{qN_{eff}} (V_{bi} + V_i)} \quad 2- 23$$

Avec : $N_{eff} = |N_a - N_d|$ est la concentration effective dans la région la moins dopée.

En polarisation inverse le processus dominant est la génération alors que la recombinaison est négligeable .c-à-dire le courant total contribue par le courant de génération résultant. La densité des porteurs minoritaires est faible pour ça le courant de diffusion est diminué et le courant de dérive est favorisé. En ce qui concerne les détecteurs de particules. On voudrait avoir l'épaisseur entière de la jonction désertée des porteurs libres pour une collection maximale de charge [35].

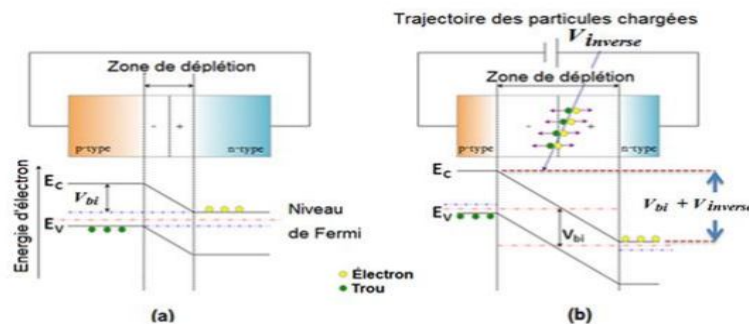


Figure 2- 8 : Diagramme schématique des niveaux énergétiques ainsi que de la zone de déplétion pour une jonction p-n (a) à l'équilibre et (b) polarisé en inverse.[35]

2.6.3.1.1: caractéristique I-V

La caractéristique (I-V) courant –tension qui lie la tension appliquée à la jonction au courant L'allure de la caractéristique courant tension (I-V) est déterminée par le transport des porteurs[46]. De charge à travers la zone de déplétion. L'allure de la caractéristique courant tension (I-V) est déterminée par le transport des porteurs de charge à travers la zone de déplétion[35]. La caractéristique (I-V) d'une diode présentée dans la Figure 2-9.

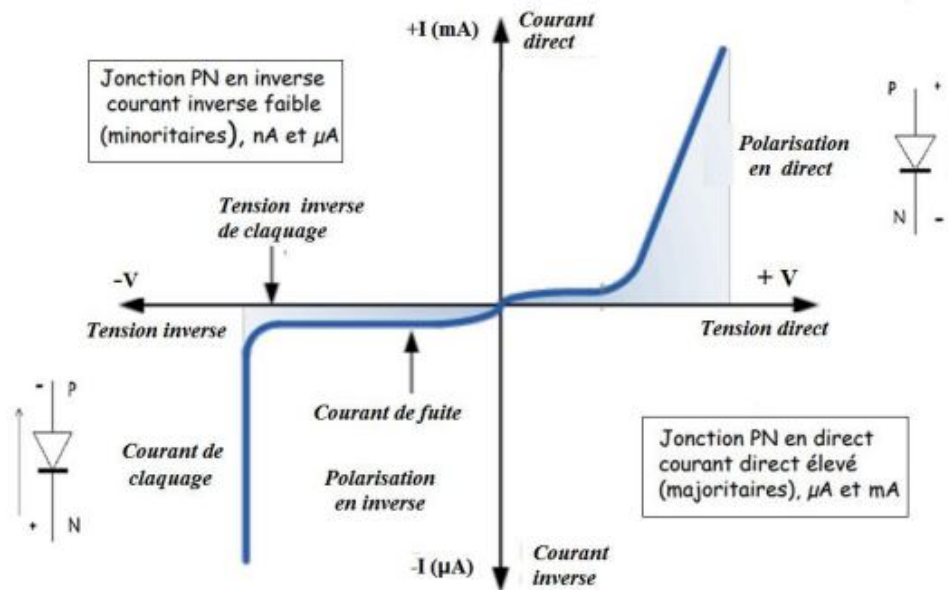


Figure 2- 9 : Caractéristique I-V d'une diode à jonction sous différentes polarisations[35]

Dans les détecteurs de particules on est intéressé à la partie de polarisation en inverse.

Lorsque la jonction P-N polarise en inverse, un courant de minoritaires est possible à travers la jonction c'est le courant de fuite[46].

Si la tension de polarisation dévient très élevées, le champ électrique au niveau de la jonction atteindra la valeur critique qui va déclencher l'effet d'avalanche. L'effet d'avalanche est un phénomène multiplicateur du courant électrique à l'intérieur de matériaux[43].

Le courant de fuite dépendant à la température par la relation :

$$I_{fuite} = T^2 \exp\left(-\frac{E_g}{2K_B T}\right) \quad 2- 24$$

Pour le détecteur, seule la polarisation en tension inverse est judicieuse, ce qui entraîne une augmentation de de volume actif[35].

2.6.3.1.2: Tension de déplétion totale

La tension de déplétion est la tension nécessaire pour dépeupler toute la diode des porteurs libres. À cette tension les détecteurs doivent fonctionner pour prolonger entièrement le champ électrique dans toute la profondeur de la diode[33].

À partir de l'équation 2-23 la zone de déplétion augmente avec la tension de polarisation inverse, jusqu'à ce que les porteurs libres soient enlevés du volume entier de la structure[35].

La tension de déplétion est donnée V_{dep} par :

$$V_{dep} = \frac{qN_{eff}}{2\epsilon\epsilon_0} W^2 - V_{bi} \quad 2- 25$$

$W = W_{max}$ Correspond à la tension de déplétion totale V_{fd} (en anglais full depletion voltage) qui est tension nécessaire pour dépeupler totalement le volume d'une jonction (du côté le moins dopé). Est donné par la relation :

$$V_{dep} = \frac{qN_{eff}}{2\epsilon\epsilon_0} (W_{max})^2 - V_{bi} \quad 2- 26$$

Avec :

w_{max} : la longueur de la zone de déplétion maximale La caractéristique I-V pour une diode en polarisation inverse montrant l'emplacement de la tension de claquage ainsi que la tension de déplétion totale est illustrée dans la Figure 2-10.

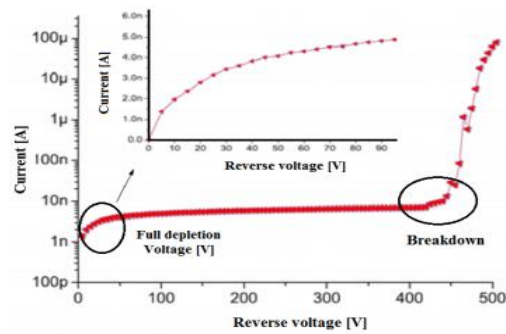


Figure 2- 10: La caractéristique I-V pour une diode en polarisation inverse. La figure insérée montre I-V avant V_{fd} . [35].

2.6.3.1.3: La concentration effective de dopage

La concentration effective de dopage est notée par " N_{eff} ", il est observé expérimentalement que cette concentration diminue puis augmente avec l'accroissement de la fluence de l'irradiation [33].

La concentration effective de dopage N_{eff} est liée à la tension de déplétion par la relation :

$$|N_{eff}| = \frac{2\epsilon\epsilon_0}{qW^2} (V_{dep} + V_{bi}) \quad 2- 27$$

2.6.3.1.4: Caractéristique capacité –tension (C-V) d'une jonction P-N polarisé en inverse

Lors du tracer la caractéristique capacité – tension (C-V), on peut extraire la tension de déplétion totale V_{fd} [35]. La capacité de la jonction polarisée en inverse est considérée comme un condensateur plan. Il est donné par :

$$C(V) = \frac{dQ}{dV} = \frac{dQ}{dW} \frac{dW}{dV} \quad 2- 28$$

Où : dW : l'élargissement de la région d'épuisement provoquée par l'augmentation de la tension de barrière

dQ : est la variation de charge correspondante aux deux côtés de la jonction . La charge est donnée par :

$$Q = eN_{eff}AW \quad 2- 29$$

.Après avoir différencié les équations 2-23 Et 2-24 on obtient[33].

$$C(V) = A\sqrt{\frac{e\epsilon\epsilon_0N_{eff}}{2}}\sqrt{\frac{1}{V}} = \epsilon\epsilon_0\frac{A}{W} \quad 2- 30$$

En insérant (II-6) dans (II-13) et en traçant $\frac{1}{C^2}$ en fonction de la tension de polarisation selon la formule :

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2V}{qA^2\epsilon\epsilon_0|N_{eff}|} \quad 2- 31$$

A partir de cette équation, nous pouvons extraire le dopage effectif N_{eff} à partir de la pente de la caractéristique et la tension de déplétion totale V_{fd} comme indiqué sur la Figure 2.11

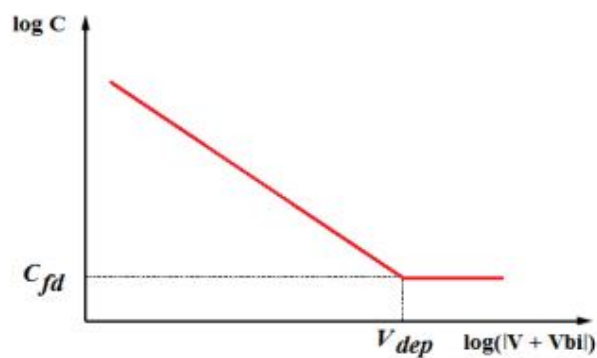


Figure 2- 11: principe détermination de la tension C_{fd} de dépeletion totale.[35]

V_{fd} Est déterminée en évaluant la tension pour la quelle une droite à la partie linéaire de la courbe intercepte une seconde droite tangente au plateau[35].

2.7: Détecteur au silicium irradiés

2.7.1 : Concentration effective de dopage N_{eff}

La concentration effective de dopage N_{eff} est un paramètre affecté par l'irradiation. Il est observé expérimentalement que cette concentration diminue puis augmente avec l'accroissement de la fluence de l'irradiation. La concentration effective de dopage qui déterminé à partir de la tension de déplétion est montrée dans la Figure 2.12 .Il est observé expérimentalement que pour une structure initialement de type n se convertie à de type p (inversion de type) par l'effet d'irradiation.[33].

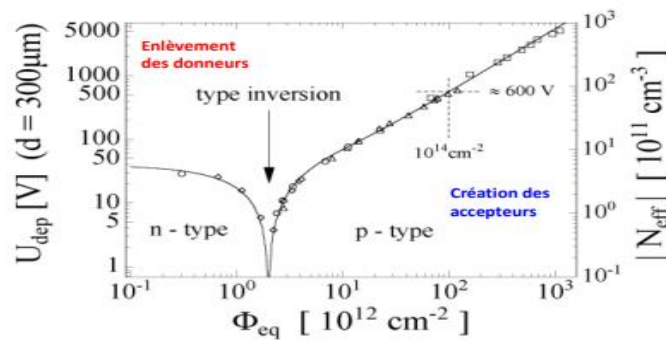


Figure 2- 12 : Changement de la tension de déplétion et la concentration efficace absolue après l'irradiation d'après la référence[33].

À basse fluence, la densité N_{eff} et la tension de déplétion V_{dep} , décroissent jusqu'à une valeur minimale. À $\Phi \approx 10^{12}$ où il commence à croître avec l'effet de radiation, la valeur minimale est le point d'inversion d'un type vers un autre. Ainsi, dans le cas d'un semi-conducteur initialement de type n, la dépendance de la densité effective avec la fluence peut être modélisé par la formule empirique suivante

$$N_{eff}(\Phi) = N_D \exp(-C_D \Phi) - N_A + \beta \Phi \quad 2- 32$$

N_A : La concentration des accepteurs superficiels.

N_D : La concentration des donneurs superficiels.

C_D : Le taux de l'élimination des donneurs.

β : Le taux d'introduction des défauts

\emptyset : La fluence

Par analogie, si le semi-conducteur de type p est converti à de type n par l'irradiation, une formule similaire à (2.24) peut être écrite pour la densité effective.[33]

2.8 : Fonctionnement d'un détecteur au silicium:

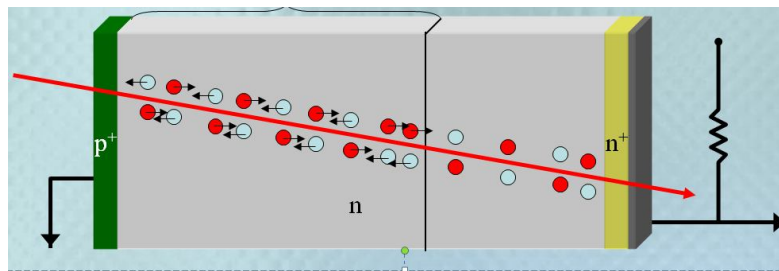


Figure 2-13 Fonctionnement d'un détecteur au silicium

- Au passage d'une particule ionisante, des paires électron-trou sont libérées
- Le nombre de paires est directement proportionnel à l'énergie déposée
- Sous l'influence du champ électrique, les électrons et les trous se déplacent vers les électrodes
 - Seules les charges initialement libérées dans la zone sensible se déplacent
 - En absence du champ électrique, les paires se recombinent
- Le courant généré par leur déplacement est recueilli
- La charge collectée est l'intégrale de ce courant
- En conditions optimales, la tension appliquée sur le détecteur est suffisante pour que la zone de sensibilité corresponde à l'épaisseur du détecteur

2.9 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons rappelé quelques notions de base sur semi-conducteurs extrinsèque et intrinsèque et la jonction PN polarisé en inverse, Quelques équations qui nous servent dans notre sujet comme le courant de fuite Tension de déplétion totale. Dans notre travail, nous avons utilisé du silicium monocristallin, qui est la base de fabrication des détecteurs.

Chapitre 3

Les outils TCAD

3.1 : Introduction

La simulation des dispositifs à semi-conducteurs sont réalisés par l'utilisation de 'TCAD', est un outil très important pour comprendre le lien entre la physique des semi-conducteurs et leur comportement électrique. Les principaux simulateurs technologiques existants sur le marché sont SILVACO et SYNOPSIS.

La simulation présentée dans notre travail a été réalisée à l'aide du SILVACO™. Dans ce chapitre nous présenterons le logiciel SILVACO, ses outils importants tels que : ATLAS, ATHENA, DECKBUILD, DevEdit et tonyplot. On représente aussi les modèles utilisés dans cette simulation : Shockley Read Hall Recombination (SRH), Band-Gap Narrowing, Modèle Dépendant de la mobilité en fonction de la concentration (conmob) Dépendant de la mobilité en fonction du champ électrique parallèle (fldmob). Le simulateur de dispositifs est basé sur des équations très importantes pour ça nous représente l'équation de Poisson et de continuité.

3.2 : Logiciel SILVACO

SILVACO (Silicon Valley Corporation) est un logiciel de simulation électrique et de processus technologique des dispositifs électroniques à semi-conducteur qui permet de concevoir et prévoir les performances des dispositifs à semi-conducteur. Il a été fondé en 1984 par Dr. Ivan PESIC, il est composé de plusieurs outils (tels que ATLAS, ATHENA, DECKBUILD...) qui s'unissent pour obtenir une simulation complète. Ces outils démarrent par comprendre la physique de base des semi-conducteurs, isolants et conducteurs. L'environnement virtuel de la simulation de la technologie de fabrication permet aux simulateurs ATHENA et ATLAS de préparer, exécuter, optimiser, et analyser des expériences sur les semi-conducteurs pour réaliser des dispositifs optimaux. L'avantage majeur de ce type de simulateurs est qu'il donne la possibilité de visualiser des phénomènes physiques difficilement accessibles et donc observables. Les modules de TCAD-SILVACO peuvent être

utilisés pour : La simulation des étapes de fabrication technologique tels que, ATHENA, et pour La simulation électrique des dispositifs tels que, les Diodes, les MOSFET, les transistors bipolaires..., réalisée par le module ATLAS [47].

3.2.1 : DECKBUILD

DECKBUILD est un environnement d'exécution graphique interactif pour développer des decks d'entrée de simulation de processus et de périphérique. Il se compose d'une fenêtre pour la création et la modification de la plate-forme d'entrée, d'une fenêtre pour la sortie et le contrôle du simulateur, et d'un ensemble de fenêtres contextuelles pour chaque simulateur qui fournissent une prise en charge complète du langage et de l'exécution qui représente dans la **Figure 3- 1** .DeckBuild contient également de nombreuses autres fonctionnalités pratiques :

- Une palette d'outils intégrée permet un tracé interactif de la structure actuelle.
- Contrôle interactif complet du simulateur, y compris une fonction d'historique qui vous permet de sauvegarder dans le jeu et de réessayer.
- La possibilité de définir un nombre arbitraire de points d'arrêt où le simulateur est arrêté automatiquement.
- Une indication dans la platine d'entrée de la ligne en cours d'exécution[48].

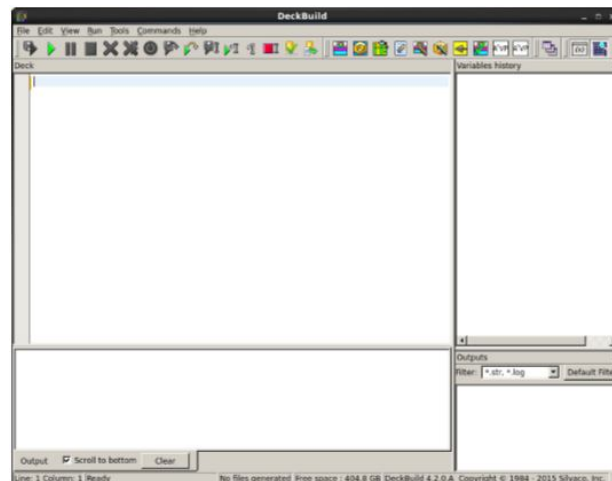


Figure 3- 1: Interface utilisateur graphique BeckBuild (GUL)[49].

3.2.2 : ATHENA

ATHENA est un outil de simulation de processus 2D pour les technologies du silicium et des matériaux avancés, des structures 2D arbitraires composées de différents matériaux semi-conducteurs avec des profils d'impuretés différentes, diffusées, implantées ou incorporées dans des couches déposées peuvent être incorporées, ATHENA combine la modélisation de processus à haute température telle que la diffusion d'impuretés et oxydation, simulation de topographie et simulation de lithographie dans un seul cadre facile à utiliser, ATHENA se compose de quatre outils principaux et de plusieurs outils secondaires. Les principaux outils d'ATHENA sont :

SSUPREM 4 : Pour simuler les processus d'implantation, de diffusion, d'oxydation et de siliciuration ioniques du silicium.

Flach : Pour simuler l'implantation, l'activation et la diffusion de technologies avancées de matériaux.

Elite : pour la simulation de topographie 2D.

Optolith : Pour la simulation lithographique.

ATHENA fournit des modules optionnels supplémentaires pour la modélisation des siliciures, la modélisation Monte carlo de la gravure et du dépôt par implantation ionique, il offre donc une capacité de simulation rapide et précise de toutes les étapes de fabrication critiques utilisées en CMOS, bipolaire, SiGe, SOI, III-V, technologies optoélectroniques et électriques[47].

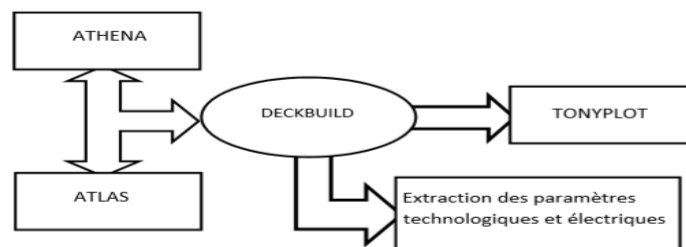


Figure 3- 2: Schéma synoptique des modules utilisés dans la simulation par TCAD-SILVACO[47].

3.2.3 : ATLAS

Le logiciel de simulation ATLAS est un simulateur de modélisation bidimensionnelle et tridimensionnel (3D) de composants capables de prédire les caractéristiques électriques de la plupart des composants semi-conducteurs en régime continu, transitoire ou fréquentiel. En plus du comportement électrique "externe », il fournit des informations sur la distribution interne de variables telles que les lignes de courant, le champ électrique ou le potentiel. Ceci est réalisé en résolvant numériquement l'équation de Poisson et les équations de continuité des électrons et des trous (à deux dimensions) en un nombre fini de points formant le maillage de la structure défini par l'utilisateur ou par le programme. Ce simulateur est composé de deux parties :

- une partie traitement numérique (méthode d'intégration, de discrétisation...),
- une partie formée des modèles physiques des composants semi-conducteurs les plus courants : modèles de recombinaison (Shockley Read Hall), d'ionisation par impact (Pearson et Monte Carlo), ainsi que les modèles de mobilité, et les statistiques de Fermi Dirac et Boltzmann [50].

Lorsque la mise à l'échelle vers des dimensions de plus en plus petites continue, la simulation 3D devient obligatoire[51].

3.2.3.1 : Modules d'ATLAS

Le logiciel ATLAS comprend plusieurs modules qui permettent de simuler différents dispositifs à base de semi-conducteur. Ces modules permettent de se mettre dans des conditions optimales en utilisant des modèles physiques adéquats pour chaque cas étudié. Une description des différents modules montre les différentes possibilités qu'offre ATLAS :

Blaze : est simulateur de dispositifs 2D ou 3D pour les matériaux III-V, II-VI et de dispositifs avec hétérojonctions. Ce module permet de définir les conditions de mise en contact de deux matériaux différents. Blaze est applicable à une large gamme des dispositifs tels HBT (HeterojonctionBipolar Transistor), HEMT (High Electron Mobility Transistor), LED (Light Emitting Diode), cellules photovoltaïques à hétérojonctions et diodes à hétérojonction.

TFT : permet de simuler les matériaux désordonnés. « TFT » nous permet de définir une distribution des états de défauts dans la bande interdite du semi-conducteur. Ce module permet un bon traitement des propriétés électriques des matériaux désordonnés comme le silicium polycristallin ou le silicium amorphe.

Luminous : calcule les profils d'intensités optiques dans les dispositifs à base de semiconducteur et les convertit en taux de photo génération. Cela permet de simuler les caractéristiques courant-tension $I(V)$ et connaître les performances des cellules photovoltaïques.

S-Pisces est programme de simulation des dispositifs 2D ou 3D. Il modélise les caractéristiques électriques des dispositifs à base de silicium en incluant des technologies MOS (Metal Oxide Semiconductor), SOI (Silicon On Insulator), EEPROM (Electrically Erasable Programmable Read Only Memory) et des dispositifs de puissance. S-Pisces calcule les distributions internes des paramètres physiques et prévoit le comportement électrique des dispositifs à l'état d'équilibre, transitoire ou dans les conditions de courant alternatif de petit signal.

Mixedmode : emploie des algorithmes numériques avancés qui sont efficaces et robustes pour des simulations en courant continu, en régime transitoire ou en régime alternatif et de l'analyse de réseau de petits signaux. « MixedMode » est typiquement employé pour simuler des circuits qui contiennent des dispositifs à base de semiconducteur. La logique de programmation pour spécifier les circuits est de type spice.

Noise : permet de simuler le bruit produit par les dispositifs. Le bruit électronique a comme conséquence une dégradation inévitable des performances d'un circuit. Il est important de comprendre les propriétés du bruit pour réduire au minimum son effet.

Laser : effectue une simulation couplée électrique et optique des lasers à base de semiconducteurs.

VCSEL : « Vertical Cavity Surface Emitting Lasers » effectue la simulation électrique, thermique et optique des lasers d'émission surfacique de cavité verticale en utilisant des méthodes numériques robustes, et fiables avec des mailles non uniformes.

LED : fournit des possibilités générales pour la simulation des dispositifs de diode électroluminescente.

OTFT/OLED : « OTFT » simule les caractéristiques des dispositifs réalisés en matériaux organiques (caractéristiques électriques et optiques en courant continu ou transitoire de ceux-ci). « OLED » simule des densités d'excitation singlet et triplet.

Thermal :résout l'équation de la chaleur à l'équilibre thermodynamique pour trouver la distribution de la température à l'équilibre en structures 3D planaires et non planaires[52].

3.2.3.2 : Les entrées et les sorties ATLAS

La *Figure 3- 3* présente les types d'informations qui entrent et sortent d'ATLAS. La plupart des simulations sur ATLAS utilisent deux entrées : un fichier texte qui contient des commandes pour ATLAS à exécuter et un fichier de structure qui définit la structure qui sera simulée. ATLAS produit trois types de sortie. La sortie d'exécution (Runtime output) fournit un guide pour le progrès des simulations en cours d'exécution, et c'est là que les messages d'erreur et les messages d'avertissement apparaissent. Les fichiers Log (Log-files) stockent toutes les tensions et courants terminaux de l'analyse de dispositif, et les fichiers de solution (Solution files) stockent les données deux et tridimensionnelles relatives à la valeur des variables de solution à l'intérieur du dispositif pour un seul point de polarisation[48].

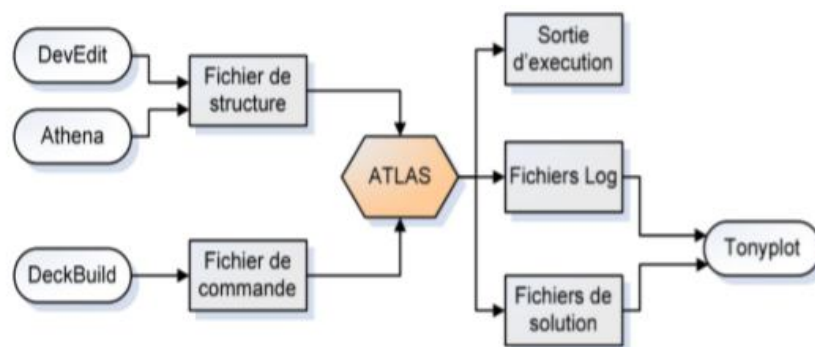


Figure 3- 3 : Les entrées et sorties ATLAS[53].

3.2.3.3 : L'ordre des commandes d'ATLAS

L'ordre des commandes dans le fichier d'entrée est très important. Le respect de cet enchainement est indispensable pour permettre à ATLAS de prendre en compte correctement tous les modèles spécifiés. Il y a cinq groupes de commandes présentés dans le **Tableau3- 1** ci-dessous:

Groupe	Commandes
Description de la structure	MESH REGION ELECTRODE DOPING
Matériaux et modèles	CONTACT MATERIAL INTERFACE DEFECTS BEAM MODELS
Sélection de la méthode numérique	METHOD
Obtenir la solution	LOG LOAD SOLVE SAVE
Analyse des résultats	EXTRACT TONYPLOT

Tableau3- 1 : Groupes de commandes Atlas avec les instructions principales dans chaque groupe[48].

MESH : définit un maillage à la structure simulée ou permet de faire appel à un maillage défini précédemment.

REGION : définit chaque région de la structure. Cette commande permet non seulement de définir spatialement une région donnée mais aussi d'indiquer le matériau se trouvant dans cette région donnée.

ELECTRODE : permet de définir la position d'une électrode et éventuellement le matériau qui la forme.

DOPING : permet de définir un type, une concentration et un profil de dopage pour une région donnée de la structure.

CONTACT : spécifie le type de contact. Par défaut le contact est ohmique. Un contact Schottky peut être défini aussi en spécifiant le travail de sortie du métal et en introduisant des modèles de recombinaison de surface adéquates.

MATERIAL : permet de définir des paramètres propres associés à chaque matériau tels que la bande interdite, la permittivité, la mobilité des porteurs. Dans ATLAS, les paramètres par défauts de plusieurs matériaux sont déjà implémentés.

INTERFACE : permet de définir les paramètres associés à l'interface de deux régions. Ces paramètres sont appliqués à l'interface

DEFECTS : active le modèle de défauts dans la bande interdite.

BEAM : indique un signal d'entrée optique sous forme d'un faisceau de lumière monochromatique ou polychromatique. Le faisceau ainsi défini est activé avec la commande SOLVE. BEAM est utilisé pour calculer des courants sous lumière ou des réponses spectrales.

MODELS : spécifie les modèles physiques utilisés et la température globale de la structure.

METHOD : permet de choisir les méthodes numériques à employer pour résoudre les équations et aussi de choisir les paramètres liés à ces algorithmes.

LOG : permet d'enregistrer toutes les caractéristiques électriques calculées par ATLAS dans un fichier de type « .log ». Suivant le régime (continu, alternatif ou transitoire), toutes les données générées par la commande SOLVE sont enregistrées dans ce fichier.

LOAD : charge des solutions antérieures qui vont ainsi servir comme valeur initiale pour trouver la solution d'autres points de polarisation.

SOLVE : permet d'ordonner à ATLAS de trouver une solution pour un ou plusieurs points de polarisation.

SAVE : enregistre la structure et les grandeurs internes du dispositif pour tout point dans un fichier de sortie de type « .str ». Les informations sauveées correspondent à un état donné de la structure.

EXTRACT : permet d'extraire des valeurs numériques à partir des fichiers « .log »

TONYPLOT : permet de faire appel à l'outil de visualisation du même nom. Cet outil permet de représenter les fichiers « .str » et « .log »[52].

3.2.4 : DEVEDIT

DEVEDIT est un éditeur de structure d'appareil. Il peut être utilisé pour générer un nouveau maillage sur une structure existante et peut être utilisé pour créer ou modifier un périphérique. Ces appareils peuvent ensuite être utilisés par des simulateurs 2D et 3D. la fenêtre de base de DevEdit représente dans la **Figure 3- 4**. DEVEDIT peut être utilisé comme



simulateur sous DECKBUILD ou via une interface utilisateur graphique (GUI) [48].

Figure 3- 4: Affichage de la fenêtre de base de DevEdit.[48].

3.2.5 : TonyPlot

TonyPlot est l'outil de visualisation. Il offre des capacités complètes pour visualiser et analyser la sortie du simulateur. Les données peuvent être tracées comme souhaité par l'utilisateur, soit

dans des graphiques à une ou deux dimensions. La fonction de superpositions permet de comparer les multiples exécutions de simulation. TonyPlot inclut des fonctionnalités d'animation qui permettent de visualiser une séquence de tracés d'une manière montrant les solutions en fonction de certains paramètres[51] . La fenêtre de base TonyPlot est représenté *dans la Figure 3- 5.*



Figure 3- 5:Fenêtre de base TonyPlot[54].

3.3: Modèle utilisé

3.3.1 : Shockley Read Hall Recombination (SRH)

L'un des processus physiques les plus importants entraînant la génération et la recombinaison de portages est la capture et l'émission de supports par des ratés d'énergie localisés, généralement appelés Traps, situés dans la bande interdite d'énergie. Les pièges se produisent généralement en raison de la présence de défauts ou d'impuretés lattes atomes qui introduisent des niveaux d'énergie près du centre de la bande interdite d'énergie. Dans ce processus, ces états localisés agissent comme des tremplins pour un électron de la bande de conduction à la bande de cantonnière. Un modèle qui formule ce processus de manière adéquate est la théorie Shockley -Read- Hall où le taux de recombinaison R_{SRH} devient.

$$R_{SH} = \frac{pn - n_{ie}^2}{\tau_p \left[n + n_{ie} \exp\left(\frac{E_{tr}}{KT_L}\right) \right] + \tau_n \left[p + n_{ie} \exp\left(-\frac{E_{tr}}{KT_L}\right) \right]} \quad 3-1$$

Ici E_{tr} est la différence entre le niveau d'énergie du piège et le niveau intrinsèque de Fermi, T_L est la température du réseau, et τ_n et τ_p sont les durées de vie des électrons et des trous, respectivement. de concentration d'impuretés [55]

Il est également possible pour des électrons dans des champs électriques puissants de passer d'une bande de valence à une bande de conduction à travers un ou plusieurs états pièges. Cela modifie l'équation SRH comme indiqué dans l'équation 3-1, où Γ_n et Γ_p sont des termes d'amélioration des effets de champ d'électrons et de trous. L'inclusion d'un modèle de tunneling assisté par piège pour les matériaux présentant des défauts peut avoir des effets significatifs sur la simulation de leurs caractéristiques électriques. Les différentes transitions des porteurs des bandes d'énergie aux pièges internes sont illustrées à la Figure 3-6[56].

$$R_{SH} = \frac{pn - n_{ie}^2}{\tau_p / (1 - \Gamma_p) \left[n + n_{ie} \exp\left(\frac{E - E_i}{KT_L}\right) \right] + \tau_n (1 - \Gamma_n) \left[p + n_{ie} \exp\left(-\frac{E - E_i}{KT_L}\right) \right]} \quad 3-2$$

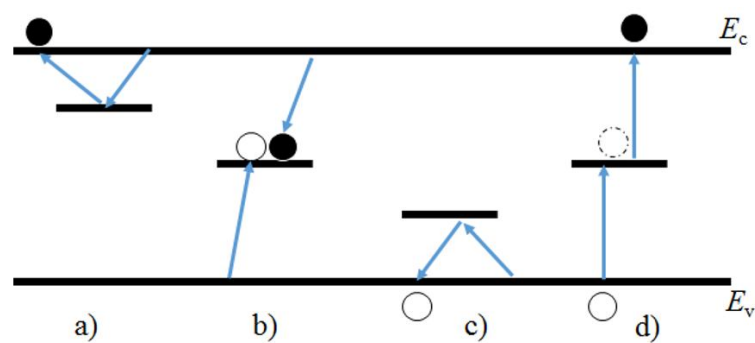


Figure 3- 6 : a) piégeage et retrait d'un électron, b) recombinaison d'un électron et d'un trou, c) piégeage et retrait d'un trou, d) tunnelage assisté par piège d'un électron[56].

La durée de vie $\tau_{n(p),SRH}$ des électrons (ou trous) associée à la recombinaison SRH décroît lorsque la concentration de dopants croît. Dans ATLAS, la dépendance de la durée de vie $\tau_{n(p),SRH}$ avec la concentration de dopants est implémentée avec l'expression rappelée ci-dessous :

$$\tau_{n(p),SRH} = \frac{\tau_{n(p)0,SRH}}{1 + \frac{N}{N_{SRH}}} \quad 3-3$$

Où N est la concentration locale de dopants (N_A ou N_D) ; $\tau_{n0,SRH}$ est la durée de vie initiale des électrons ; $\tau_{p0,SRH}$ est la durée initiale de vie des trous ; N_{SRH} est une constante déterminant la concentration à partir de laquelle la durée de vie commence à se dégrader. Sa valeur par défaut est 5.10^{16}cm^{-3} [52].

3.3.2 : Band-gap Narrowing

Il est observé expérimentalement qu'un rétrécissement de la bande interdite se produit lorsque la concentration en impuretés est particulièrement élevée. Cet effet est appelé effet de rétrécissement de la bande interdite (bandgap narrowing) qui est attribué à l'émergence de la bande d'impuretés formée par les états d'impureté qui se chevauchent. Dans les dispositifs contenant des couches ou des régions adjacentes avec différentes concentrations de dopage, le décalage induit par le dopage du minimum de la bande de conduction et du maximum de la bande de valence peut grandement influencer le comportement du dispositif. En effet, les décalages dans les bords des bandes représentent une barrière potentielle qui influence le transport des porteurs à travers les jonctions. Le modèle Slotboom est probablement le modèle le plus populaire utilisé pour modéliser BGN en silicium, Il a montré que le produit pn dans le silicium dépend de la concentration de dopage, et qu'il y a une réduction de la bande interdite pour des concentrations de dopage supérieures à 10^{18}cm^{-3} . La concentration intrinsèque modifiée n'est pas calculée dans ATLAS en fonction de la concentration intrinsèque ni définie dans l'équation :

$$n_{ie}^2 = n_i^2 \exp\left(\frac{\Delta E_g}{kT}\right) \quad 3-4$$

et la variation de la bande interdite ΔE_g comme indiqué dans l'équation:

Erreur ! Source du renvoi introuvable.

Ici, ΔE_g est ajusté comme indiqué dans 3-5.

$E_{BGN} = 9.10^{-3} \text{ V}$, $N_{BGN} = 10^{17} \text{cm}^{-3}$ et $C_{BGN} = 0,5$ [56]

3.3.3 :Modèle Dépendant de la mobilité en fonction de la concentration (conmob)

CONMOB spécifie qu'un modèle de mobilité dépendant de la concentration doit être utilisé pour le silicium (Si) et l'arséniure de gallium (GaAs). Ce modèle est une table de dopage contre mobilité valable pour 300K seulement[7].

3.3.4 :Modèle Dépendant de la mobilité en fonction de la champ électrique parallèle (fldmob)

La mobilité des porteurs de charge dans le silicium est influencée par l'ampleur du champ électrique parallèle dans lequel il dérive. Dans un champ électrique élevé, la perte d'énergie du porteur libre par diffusion inélastique dans le réseau cristallin s'équilibrera avec l'énergie obtenue de l'accélération dans le champ électrique. Cela conduit à la saturation de la vitesse du porteur. Cet effet peut être exprimé en termes de variation de la mobilité (μ) en fonction de la magnitude du champ électrique parallèle. Les équations:montrent l'expression typique utilisée pour modéliser la dépendance du champ parallèle de la mobilité dans le silicium.[57]

$$\mu(E) = \mu_0 \left(1 + \frac{\gamma}{\left(\frac{\mu_0 E}{v_{sat}}\right)^\beta}\right)^{-\beta} \quad 3- 4$$

$$v_{sat} = \frac{\alpha}{1 + \theta e^{\frac{T_L T_{nominal}}{\gamma}}} \quad 3- 5$$

T_L est la température du réseau et beta, $T_{nominal}$, θ sont étalonnés expérimentalement

Paramètres. Les valeurs typiques utilisées pour ce modèle sont présentées dans le Tableau 3-2.

Paramètre	Electrons	Trous
μ_0 (cm ² /V s at 300K)	1400	450
B	2.0	1.0
α (cm/s)	2.4×10^{-7}	2.4×10^{-7}
θ	0.8	0.8
$T_{nominal}$ (K)	600	600

Tableau3- 2:Paramètres du modèle de mobilité de dépendance de champ parallèle[57].

3.4 : Equations implémentées dans le simulateur ATLAS

Le simulateur de dispositifs est basé sur la résolution simultanée de l'équation de Poisson et de l'équation de continuité.

3.4.1 : Equation de poisson

L'équation de Poisson montre une relation entre le potentiel et la densité des porteurs [47].

$$\varepsilon \Delta V = -q(p - n + N_D^+ - N_A^-) \quad 3-6$$

Où :

ε est le constant diélectrique, V le potentiel, ΔV le Laplacien du potentiel, q est la charge élémentaire d'électrons,

N_D^+ et N_A^- sont les concentrations des dopants donneurs et accepteurs ionisées, n et p sont les densités des porteurs.

3.4.2 : L'équation de continuité

L'évolution temporelle des densités de porteurs obéit aux équations de continuité pour les électrons et les trous :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - U_n + \frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{J}_n \quad 3-7$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_p - U_p + \frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{J}_p \quad 3-8$$

Où G et U sont respectivement les taux de génération et de recombinaison des porteurs, J_n et J_p sont les densités de courant des électrons et des trous respectivement. Les dérivations basées sur la théorie de transport de Boltzmann ont prouvé que la densité des courants dans les équations de continuité peut être définie par le modèle d'entraînement diffusion. Les densités de courants sont exprimées en deux termes. Le premier correspond à l'entraînement des charges par le champ électrique, le second correspond à la diffusion des porteurs [50].

$$\vec{J}_n = qn\mu_n\vec{E} + qD_n\overrightarrow{\text{grad } n} \quad 3- 9$$

$$\vec{J}_p = qp\mu_p\vec{E} + qD_p\overrightarrow{\text{grad } p} \quad 3- 10$$

$$\vec{E} = -\overrightarrow{\text{grad } V} \quad 3- 11$$

Avec :

J_n : Densité du courant des électrons.

J_p : Densité du courant des trous.

μ_n : Mobilité des électrons ($\text{cm}^2 \cdot \text{v}^{-1} \cdot \text{S}^{-1}$)

μ_p : Mobilité des trous ($\text{cm}^2 \cdot \text{v}^{-1} \cdot \text{S}^{-1}$)

P : Dopage de type accepteur (densité des trous).

n : Dopage de type donneur (densité des électrons) .

q : charge électrique élémentaire (1.6×10^{-19})

Où D_n , et D_p sont les coefficients de diffusion.

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté le principe de fonctionnement du logiciel TCAD-SILVACO que nous allons utiliser principalement pour modéliser et optimiser le détecteur au silicium n-in-p. De façon très succincte, nous pouvons dire que ce simulateur de dispositifs est basé sur la résolution simultanée de l'équation de Poisson et de l'équation de continuité. Il calcule à chaque instant et en tout point de l'espace en une suite d'éléments finis, la concentration des électrons et des trous et la valeur du potentiel électrostatique. TCAD SILVACO, nous permettons d'expérimenter l'effet modification d'un paramètre technologique sur une structure.

Chapitre 4

Résultats et simulations TCAD

4.1 : Introduction

Dans ce chapitre nous allons exposer les principaux résultats obtenus par la simulation de notre structure par le logiciel SILVACO pour étudier l'effet des paramètres technologique et géométriques sur la caractéristique I-V de la structure. Ces paramètres technologie sont: le dopage de substrat, la charge d'oxyde et la concentration de dopage de la couche isolante (p-spray) . Les grandeurs électriques auxquelles nous sommes intéressées sont : la tension de claquage et le courant de fuite.

Nous avons étudié aussi l'effet de polarisation sur la distribution des trous et des électrons, le champ de potentiel électrique.

Une coupe schématique du dispositif simulé est présentée à la *Figure 4- 1*.

Pour ce travail un substrat de silicium de type P de zone flottante <100> à résistivité élevée. La technologie de bord actif est utilisée, qui est un processus à une seule face, comportant une tranchée dopée, s'étendant sur toute l'épaisseur de la plaquette et entourant complètement le capteur. Pour des raisons mécaniques, une plaquette de support est nécessaire est utilisé dans une configuration n⁺-en-p avec une épaisseur totale de 100 µm. Dans cette technologie le côté p peut être réalisé comme une seule implantation p⁺ non segmentée qui ne nécessite aucun masque. Par conséquent, il est appelé processus unilatéral. Moins de masques se traduit par une réduction des coûts, ce qui fait de cette technologie un candidat prometteur pour la plupart des couches de pixels en ITk . Un inconvénient de cette technologie est la haute tension côté pixel, très proche de la puce de lecture. Par conséquent, une passivation supplémentaire est ajoutée, car les charges électriques pourraient endommager l'électronique de lecture. Un p-spray est mis en œuvre pour isoler les électrodes n⁺ adjacentes. Les épaisseurs de la couche métallique supérieure AlSi est 0.6µm et de la couche de passivation SiO₂ est 600 nm. Le capteur est implémenté sur une matrice rectangulaire de 5 x 5 mm² composée de 2304 canaux. Les pixels sont organisés en 23 colonnes et 96 lignes, avec une distance horizontale de 10 µm et une séparation verticale de 12 µm. La dimension des pixels a été réduite à 25 × 250 µm. La distance entre le bord et le

premier pixel est fixée à $100\ \mu\text{m}$, la largeur de l'anneau de garde est de $16\ \mu\text{m}$. L'arête de coupe du capteur est conductrice en raison des dommages induits par la procédure de coupe mécanique. Si la région de déplétion s'étend jusqu'à ce bord de coupe, le champ électrique élevé provoque une augmentation brutale du courant de fuite qui conduit à au claquage de la jonction. Par conséquent, les bords des capteurs doivent être protégés par des structures dédiées appelées anneaux de garde, et un rail de polarisation de $37\ \mu\text{m}$ de largeur est également inclus. Un résumé des caractéristiques géométriques de la conception du capteur est présenté dans le **Tableau 4- 1**.

Dans les simulations suivantes, la métallisation de l'anneau de garde (GR) est laissée flottante tandis que l'électrode de pixel est connectée au rail de polarisation (BR). A ces contacts, les conditions aux limite de Dirichlet sont appliquées au potentiel électrostatique. Le long des limites restantes, des conditions aux limites homogènes de Neumann (réfléchissantes) ont été imposées. Les détails de cette structure sont présentés dans **Figure 4- 1**. Cette géométrie spécifique a été produite par Advacam Ltd[6].

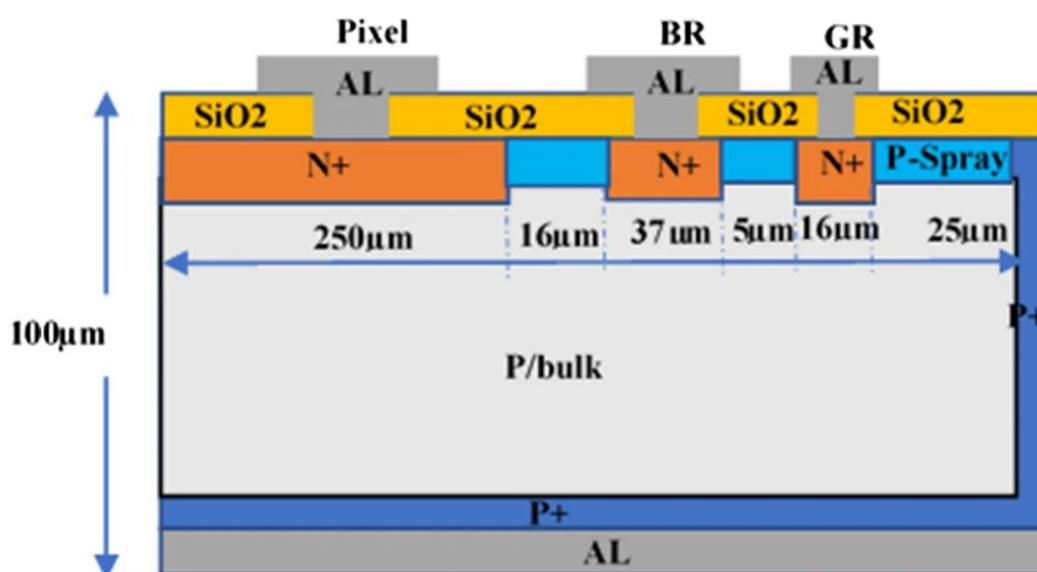


Figure 4- 1: Coupe schématique du capteur de pixels de bord actif plan n^+ -sur-p avec un anneau de garde et un rail de polarisation[6].

Largeur du rail de polarisation	37 μm
Distance rail de polarisation – anneau de garde	5 μm
Distance du dernier pixel par rapport au rail de polarisation	16 μm
Distance entre l'anneau de garde et bord du capteur	25 μm
Région inactive totale	100 μm
Largeur de l'anneau de garde	16 μm
% de la région inactive	8%

Tableau 4- 1:Résumé des caractéristiques géométriques de la conception du capteur [6]

4.2:Simulation TCAD

Les modélisations sont effectuées en utilisant le simulateur de dispositifs SILVACOTM, capable avec un langage de script simple de simuler les caractéristique électriques thermiques et optiques des dispositifs à semi-conducteurs.[6]

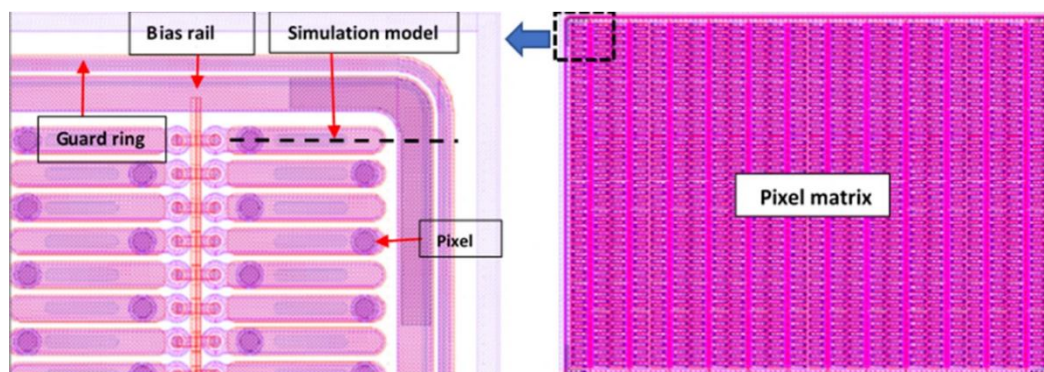


Figure 4- 2 : Coin zoomé du masque d'une matrice de pixels[6].

La simulation est basée sur le couplage des équations, de continuité et de diffusion. Le système est résolu en utilisant un ensemble de modèles physiques pour obtenir différentes caractéristiques électriques du dispositif semi-conducteur. Nous avons utilisé les statistiques de Fermi – Dirac (FERMI), le modèle Shockley – Read – Hall dépendant de la concentration (relation de Scharfetter, CONSRH), le modèle de réduction de bande interdite (BGN), le modèle de dépendance au champ électrique parallèle (FLDMOB), le modèle de mobilité de

Lombardi (CVT), le modèle de recombinaison AUGER et le modèle de bande à bande Kan (BTBT).[6]

Pour la structure simulée, on considère un substrat de silicium de type p à résistivité élevée avec une concentration uniforme de 10^{12} cm⁻³. Un schéma 3D de la structure simulée avec une coupe verticale de la structure est montré sur la Figure 4- 3.

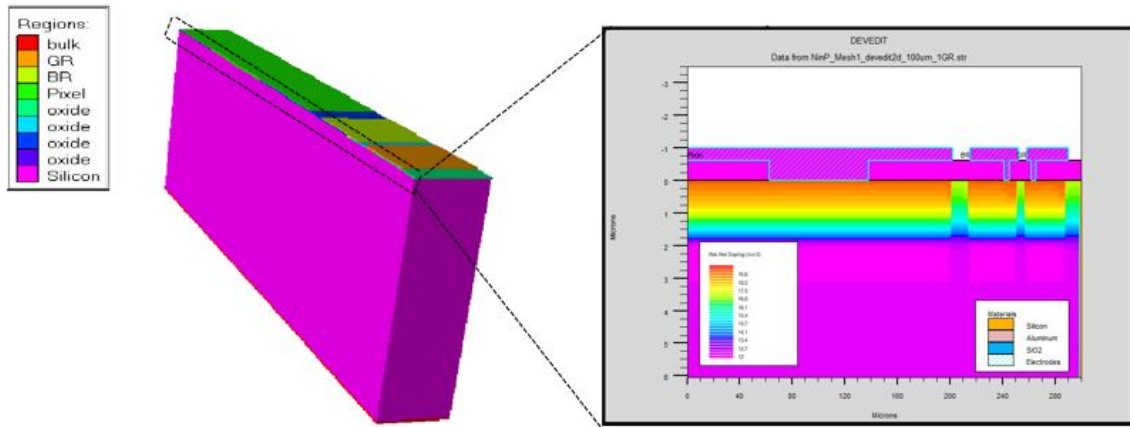


Figure 4- 3 : Représentation 3D et une coupe 2D de la concentration de dopage nette dans le capteur de pixel de bord actif plan n-sur-p en fonction de la profondeur de la jonction. Les couches d'oxyde ne sont pas démontrées dans la représentation 3D. Échelle en log (concentration / cm³)

4.3 :Etude de l'influence des paramètres technologiques et géométriques sur les caractéristiques électriques de la structure n-on-p

4.3.1 :L'influence du dopage de substrat

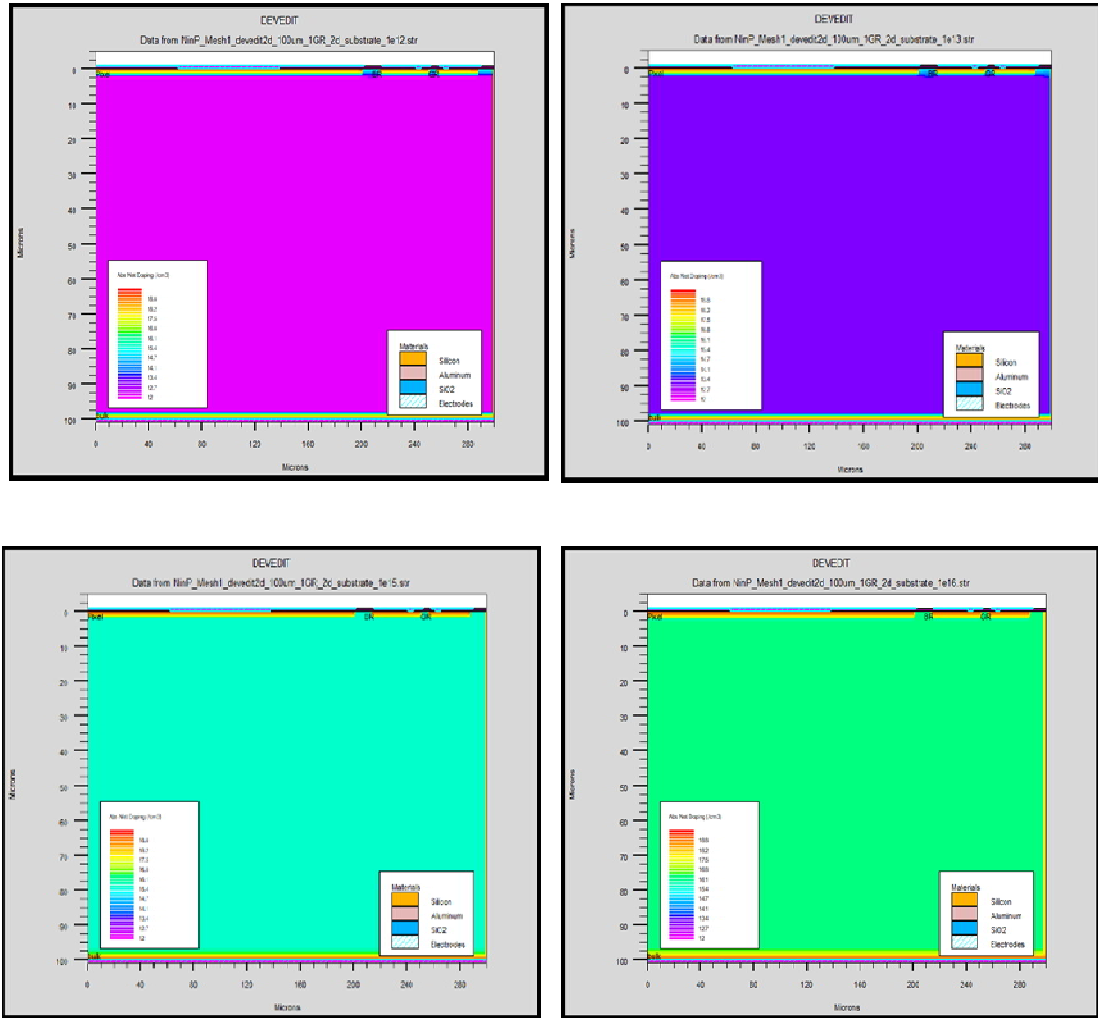


Figure 4- 4: structure 2D pour un dopage de substrat: 10^{12} , 10^{13} , 10^{15} et $10^{16} / \text{cm}^2$

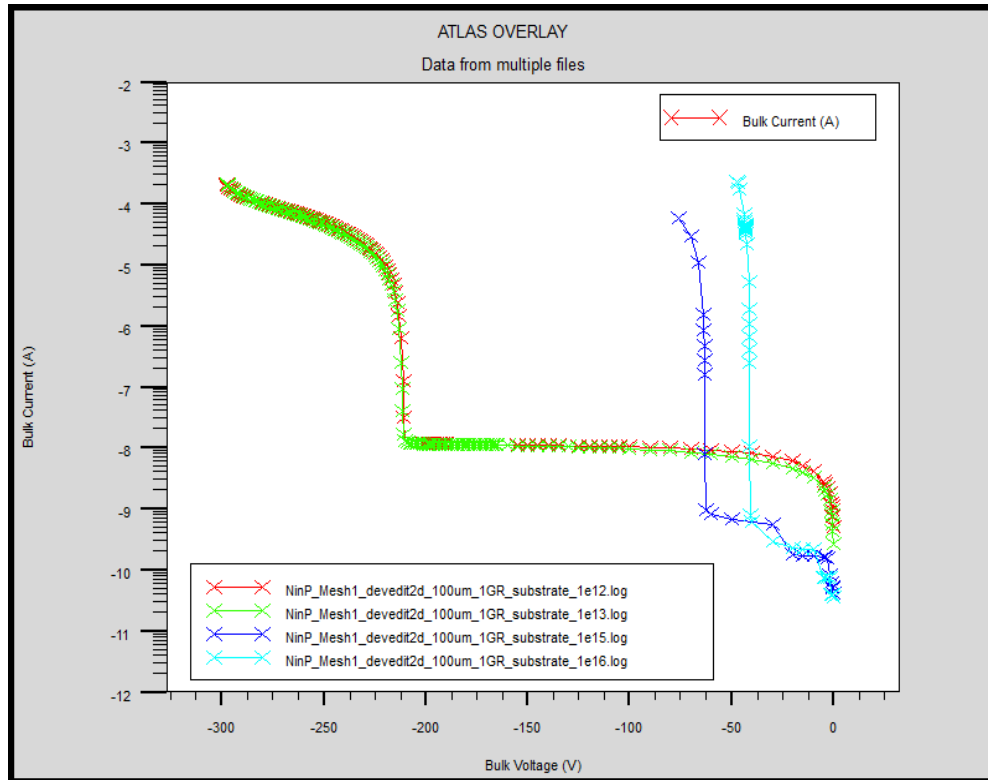


Figure 4- 5: caractéristiques courant-tension ($\log(I)$ - v) pour différentes valeurs du dopage de substrat.

La Figure 4- 5représente les courbes de variation du courant de fuite en fonction de la tension inverse (I-V) pour différent valeurs de dopage du substrat (10^{12} , 10^{13} , 10^{15} et 10^{16} cm⁻³). La charge à l'interface oxyde-semiconducteur est $2 \cdot 10^{11}$ ainsi que la concentration des implants de la couche isolante entre les implant n+ (P-spray) est 10^{15} /cm². Dans notre travaille nous avons simulé les courbes de la caractéristique (I-V) pour chaque valeur du dopage de substrat pour expliquer précisément la variation de la tension de claquage avec la variation de dopage.

Pour un substrat de haute résistivité (légèrement dopé : 10^{12} cm⁻³ et 10^{13} cm⁻³) la tension de claquage est presque -210 V mais lorsque la valeur du dopage du substrat augmente à des valeurs importantes par exemple à 10^{15} cm⁻³ et 10^{16} cm⁻³ (basse résistivité du substrat) La valeur de la tension du claquage chute considérablement à -62.1V pour 10^{15} /cm² et -39.1V pour 10^{16} /cm².

Lorsque le dopage du substrat varie de 10^{12} cm⁻³ à 10^{13} cm⁻³ le courant de fuit varie très peu et sa valeur proche de 10nA. Lorsque le dopage du substrat varié de 10^{15} cm⁻³ à 10^{16} cm⁻³ ce courant diminue à 1nA donc une variation significative est enregistrée.

Finalement, grâce à cette simulation on trouve que lorsque le dopage de substrat augment la tension de claquage diminué.

4.3.2 :L'influence de la concentration du dopage dep-spray

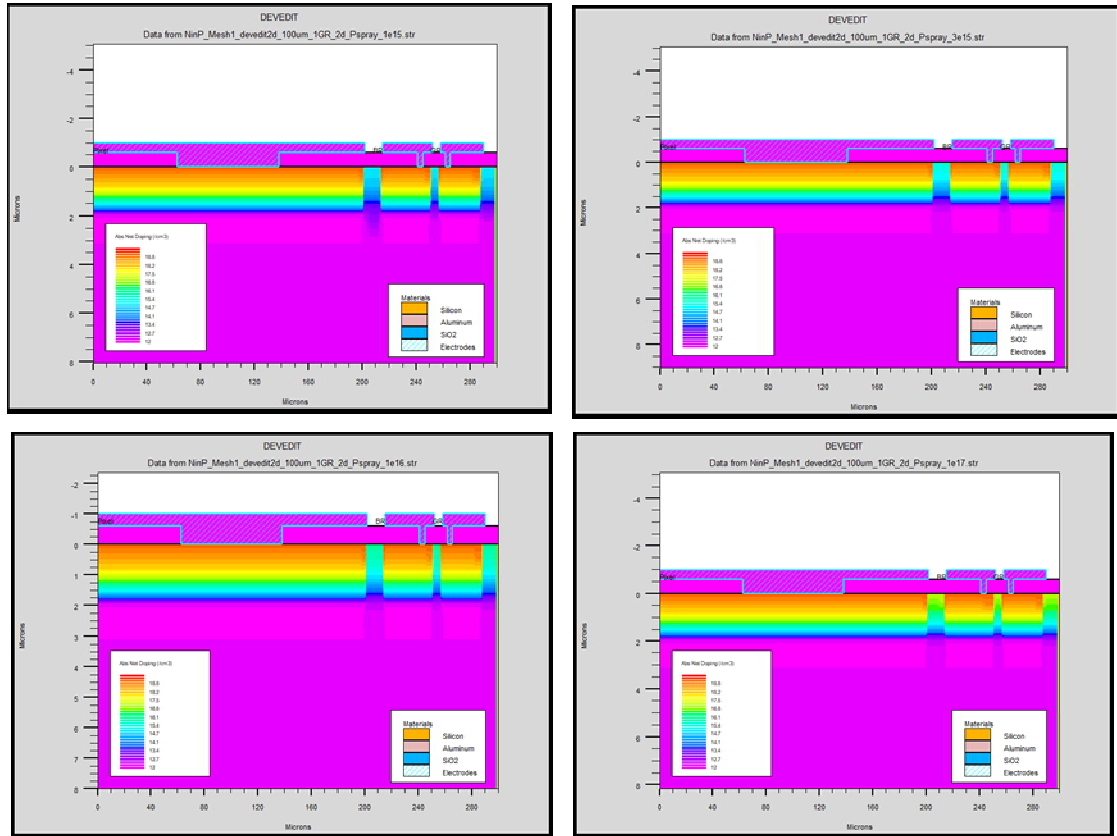


Figure 4- 6: structure 2D pour une p-spray : 10^{15} , 3.10^{15} , 10^{16} , 10^{17} .

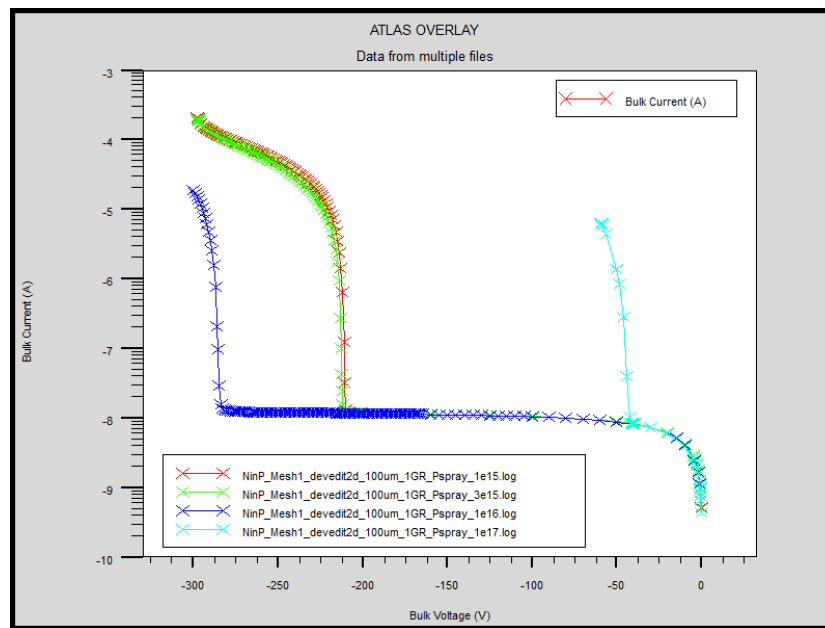


Figure 4- 7: caractéristiques courant-tension ($\log(I)$ - v) pour différentes valeurs du p-spray.

La Figure 4-7 représente la caractéristique courant –tension ($\log(I)$ - V) pour différentes valeurs de P-spray (10^{15} , $3 \cdot 10^{15}$, 10^{16} et 10^{17}), la charge d’oxyde est égale à $2 \cdot 10^{11}$, dopage de substrat est 10^{12} ./cm². Lorsque la valeur de la concentration de P-spray est proche de 10^{15} , la tension de claquage est presque 210V. Si on augmente cette valeur à 10^{16} la tension de claquage augmente aussi à -290V. Mais lorsque on augmente la valeur du dopage de P-spray à 10^{17} la tension de claquage diminue rapidement à - 50V. Le courant de fuite raster stable pour les différentes valeurs de la concentration de P-spray .

Grâce à cette comparaison on trouve que la tension de claquage augmente avec l’augmentation de la valeur de la concentration du p-spray jusqu’à une valeur de référence ($\sim 10^{16}$./cm²) après cette valeur la tension de claquage chute rapidement à des tensions très faibles.

4.3.3 :L'influence des paramètres du charge d'oxyde

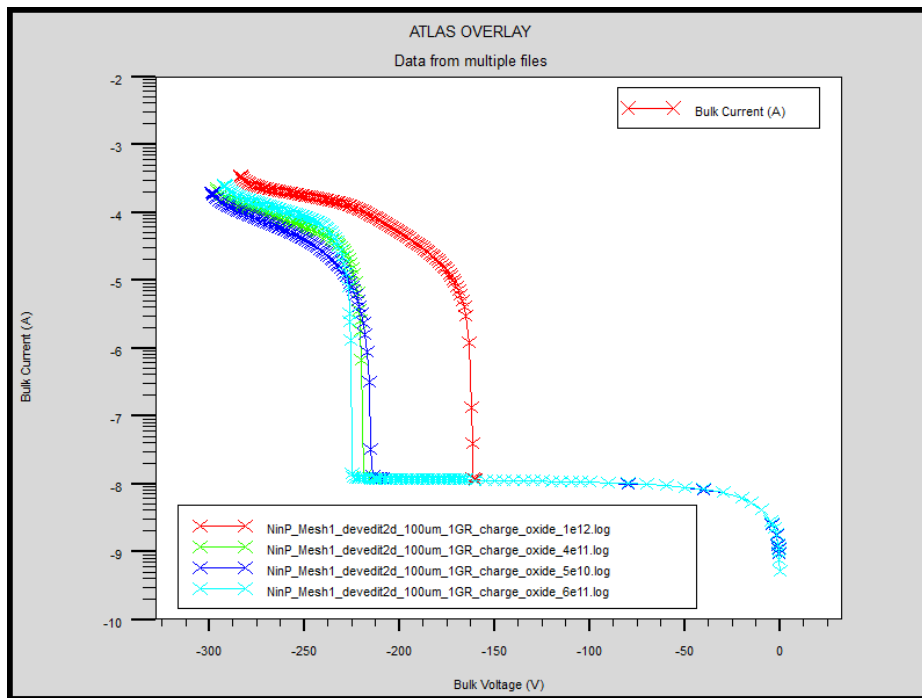
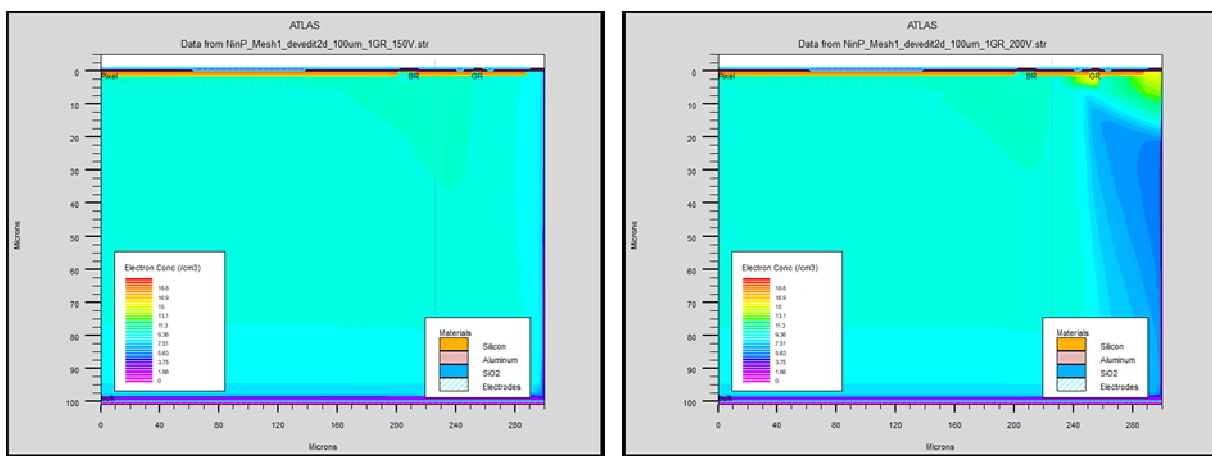


Figure 4- 8:caractéristiques courant-tension ($\log(I)$ - v)pour différentes valeurs du dopage du charge d'oxyde .

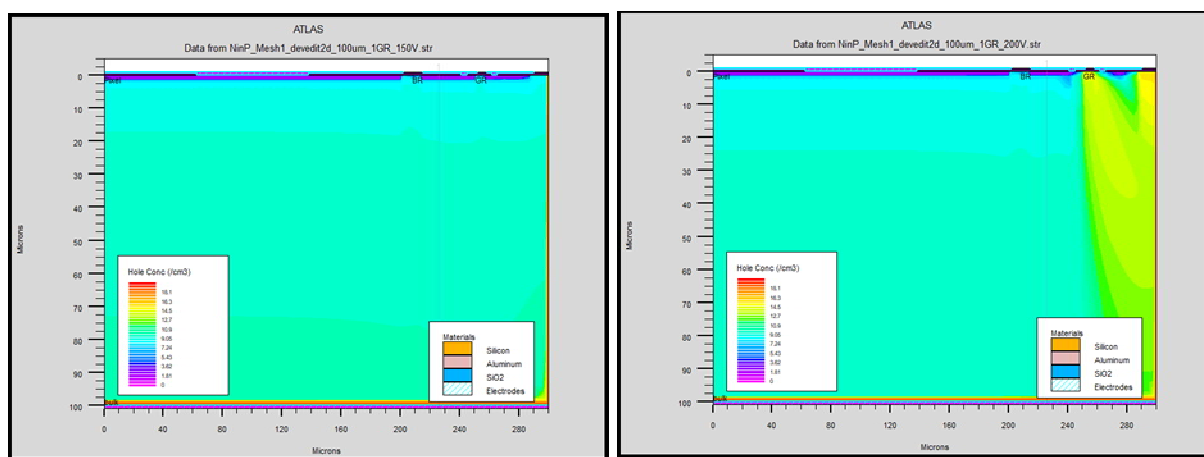
La Figure 4-8 représente les courbes de variation de courant en fonction de la tension inverse (I-V) pour différentes valeurs de charge d'oxyde (10^{12} , $4 \cdot 10^{12}$, $5 \cdot 10^{10}$ et $6 \cdot 10^{11}$), le dopage de, P-spray est de 10^{15} , dopage de substrat est 10^{12} , nous avons simulé les caractéristiques (I-V) pour chaque valeur de charge d'oxyde. Nous avons constaté que la tension de claquage augmente jusqu'à -218V avec l'augmentation de la concentration des charges dans l'oxyde (pour $\sim 6 \cdot 10^{11}/\text{cm}^2$) après cette valeur la tension de claquage recule à -161V . le courant de fuite reste constant et sa valeur est proche de -7.84A .

4.3.4 :L'influence de la polarisation inverse sur la distribution des électrons et des trous.



(a)

(b)



(c)

(d)

Figure 4- 9:structure 2D représente la distribution des électrons(a,b) et des trous (c,d) sous une tension de polarisation de -150V et -200V.

Dans la Figure 4- 9une structure 2D représente la distribution des électrons(a,b) et des trous (c,d) sous une tension de polarisation inverse de -150 V et -200 V cette structure à un dopage de substrat de 10^{12} ,une charge d'oxyde de $2. 10^{11}$ et une concentration de P-spray est 10^{15} .Nous avons constaté que il y a un équilibre entre la concentration des électrons et des trous, si la tension de polarisation est -150V($\sim 10^9/cm^2$) . Mais quand la tension de polarisation inverse augment à -200 V la concentration des électrons diminué est la

concentration des trous augmente rapidement aux voisinage du bord (à l'interface entre p⁺etp). On explique cette variation par le phénomène d'avalanche qui commence au niveau du bord du capteur car la tension de polarisation augmente jusqu'à des valeur proches à la tension du claquage du capteur.

4.3.5:L'influence des polarisations sur la distribution des potentiels

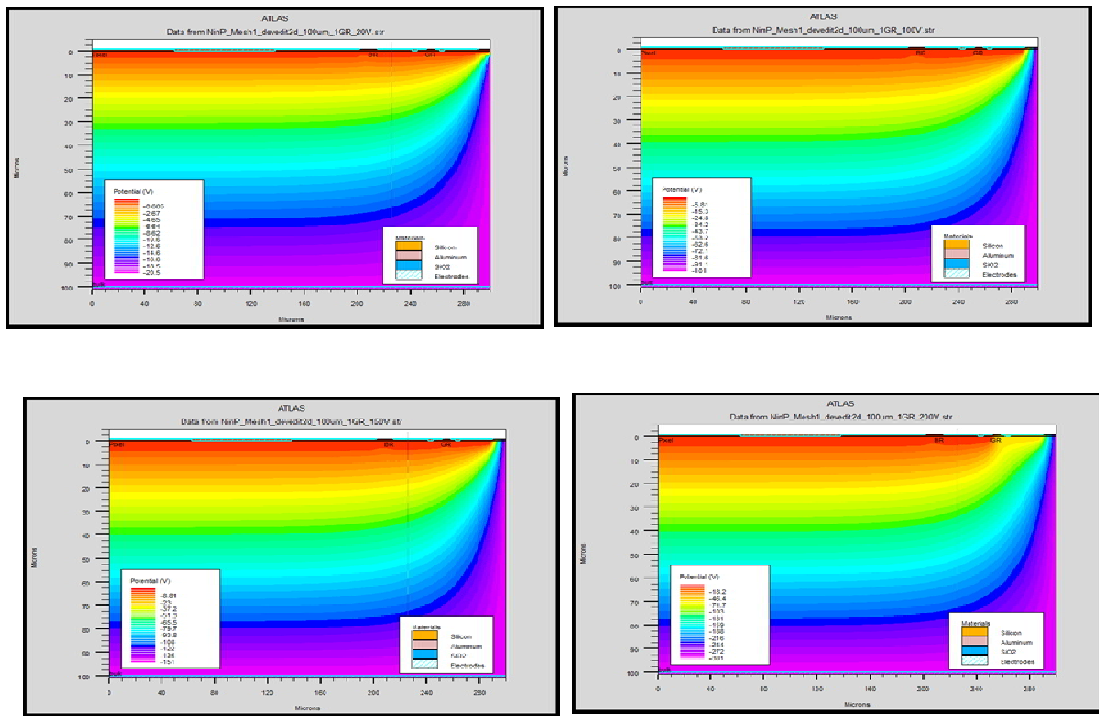


Figure 4- 10:structure 2D représente la distribution du potentiel sous une tension de polarisation 20v,100v,150v et200v.

Dans la

Figure 4- 10 une structure 2D représente la distribution de potentiel sous une tension de polarisation de -150V et- 200V, cette structure à un dopage de substrat de $10^{12}/\text{cm}^2$,la charged'oxydede $2. 10^{11}$ et la concentration du P-spray est 10^{15} . Nous avons remarqué que le pixel se trouve dans un potentiel zéro V et l'arrière et le bord du capteur sont plongent dans un potentiel élevé.

4.3.5 :L'influence de la polarisation sur la distribution du champ électrique

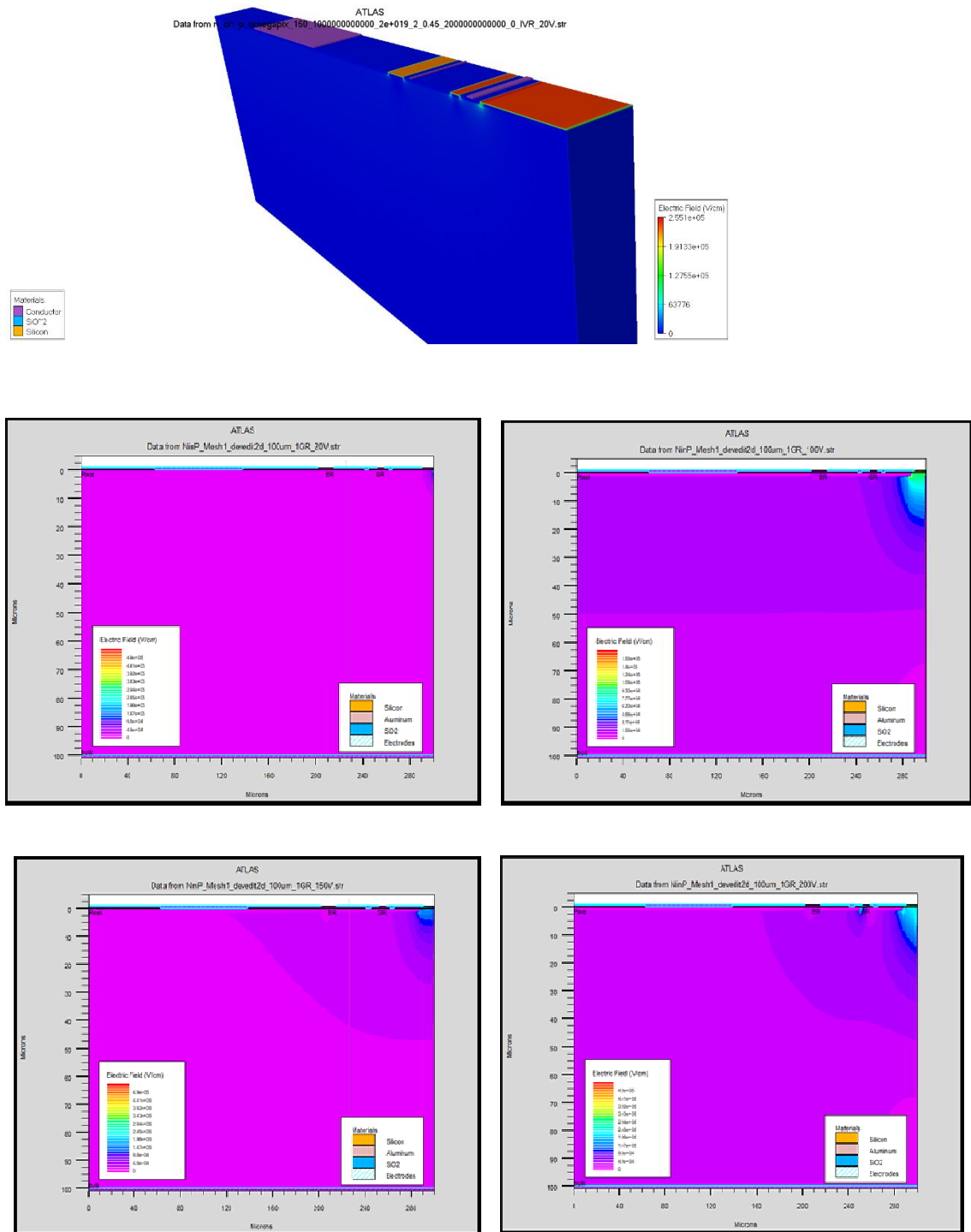


Figure 4- 11: structures 3D et 2D représente la distribution de champ électrique sous une tension de polarisation -20V,-100V,-150V et-200V.

Dans la Figure 4- 11une structure 3D représente la distribution de champ électrique sous une tension de polarisation de -20V et des représentations 2D pour des tensions de polarisation de -150V et -200V.Cette figure montre que le pixel et le noud de garde sont trouvé dans un potentiel nul à tous les valeur de polarisation.

Le bord actif et le contact arrière sont trouvés dans un potentiel maximum égale au potentiel appliqué.

Le champ électrique est commencé maximum dans le coin entre le bord actif et le côté arrière puis, plus c'est proche au pixel il diminué jusqu'à une valeur nulle.

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté la structure 3D et 2D de n-on-p on détaille. Nous avons présenté les simulations par le logiciel SILVACO-ATLAS de différentes caractéristiques du capteur comme $i(v)$, la distribution des porteurs de charges, la distribution du potentiel et du champ électrique.

Conclusion générale

Dans ce travail nous avons d'abord présenté Le grand collisionneur de hadrons (*LHC*) de l'Organisation européenne pour la recherche nucléaire (CERN) et l'expérience Atlas. Nous avons ensuite présenté le défi pour les capteurs au silicium pixélisés pour le suivi des particules chargées dans les futures expériences de la physique des hautes énergies. Nous avons présenté le principe de fonctionnement des capteurs de particules au silicium et les bases théoriques nécessaires pour cette étude. Afin de simuler la structure et les caractéristiques électriques avant irradiation nous avons utilisé le logiciel SILVACO. Après avoir présenté ce simulateur, la structure a été construite en tenant compte des différents paramètres géométriques et physiques trouvées dans la littérature. La tension de claquage est un paramètre extrêmement sensible au niveau de dopage dans le p-spray ainsi pour le dopage du substrat et au nombre de charges piégées à l'interface oxyde-semi conducteur. Deux niveaux de dopages ont été étudiés pour le substrat : haute résistivité valant de 10^{12} à $10^{13}/\text{cm}^2$ et en basse résistivité valant de 10^{16} à $10^{17}/\text{cm}^2$. Le fort niveau de dopage du substrat diminue rapidement la tension de claquage. La tension de claquage du capteur, dépend également du type de dopage du p-spray. Cette tension augmente avec la concentration du dopage du p-spray jusqu'à $\sim -290\text{V}$ pour une concentration de $10^{16}/\text{cm}^2$. Pour un dopage de $10^{17}/\text{cm}^2$ la tension de claquage va reculer à $\sim -50\text{V}$. Les charges à l'interface oxyde-semi conducteur ont permis de montrer des évolutions de la tension de claquage variant de -213V pour une charge d'oxyde de $5 \cdot 10^{10}/\text{cm}^2$ à -224V pour une charge de $6 \cdot 10^{11}/\text{cm}^2$. Cette tension va reculer à -161V lorsque la concentration des charges à l'interface augmente à $10^{12}/\text{cm}^2$. La méthode de simulation proposée permettra de prévoir l'évolution des différents paramètres de la structure suite à une polarisation inverse variable ainsi de réaliser des économies en temps et en coût sur les tests relatifs à la variation des paramètres physiques et technologiques des capteurs. Une extension de cette simulation aux captures sous irradiation (protons ou neutrons) est envisagée et fera l'objet d'un travail futur.

Références bibliographiques

- [1] L. Evans et P. Bryant, « LHC Machine », *J. Inst.*, vol. 3, n° 08, p. S08001–S08001, août 2008, doi: 10.1088/1748-0221/3/08/S08001.
- [2] S. Chatrchyan *et al.*, « Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC », *Physics Letters B*, vol. 716, n° 1, p. 30–61, sept. 2012, doi: 10.1016/j.physletb.2012.08.021.
- [3] G. Aad *et al.*, « Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC », *Physics Letters B*, vol. 716, n° 1, p. 1–29, sept. 2012, doi: 10.1016/j.physletb.2012.08.020.
- [4] E. Curraset *et al.*, « Radiation hardness and precision timing study of Silicon detectors for the CMS High Granularity Calorimeter (HGC) », *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A*, mai 02, 2016. <https://cds.cern.ch/record/2212843> (consulté le août 18, 2020).
- [5] D. Djamai, E. L. Gkougkousis, M. Chahdi, A. Lounis, et S. Oussalah, « Numerical Simulations of Radiation Damage Effects in Active-Edge Silicon Pixel Sensors for High-Energy Physics Experiments », in *International Semiconductor Conference*, Sinaia, Romania, oct. 2018, p. 227–230, doi: 10.1109/SMICND.2018.8539752.
- [6] D. Djamaï *et al.*, « Performance of n-on-p planar pixel sensors with active edges at high-luminosity environment », *Eur. Phys. J. Plus*, vol. 135, n° 1, p. 101, janv. 2020, doi: 10.1140/epjp/s13360-020-00149-6.
- [7] P. H. Drive et S. Clara, « DEVICE SIMULATION SOFTWARE », p. 1254.
- [8] G. Lopez et A. Vivier, *Calculs de doses générées par les rayonnements ionisants : principes et utilitaires*. EDP Sciences, 2012.
- [9] <http://vetopsy.fr/modele-standard-particules/modele-standard-particules.php> (consulté le juill. 23, 2020).
- [10] B. Lemmer, *Spin Correlations in tt Events from pp Collisions: Measured at $\sqrt{s} = 7$ TeV in the Lepton+Jets Final State with the ATLAS Detector*. Springer, 2015.
- [11] J. Gramling, *Search for Dark Matter with the ATLAS Detector: Probing Final States of Missing Energy and an Energetic Jet or Top Quarks*. Springer, 2018.
- [12] https://www.researchgate.net/figure/Le-tunnel-du-LHC-et-les-diverses-experiences-associees-photo-CERN_fig2_273456731 (consulté le juill. 24, 2020).
- [13] <https://cds.cern.ch/record/2684277> (consulté le juill. 24, 2020).
- [14] J. McFayden, *Third generation SUSY and $t \bar{t} + Z$ production: Searches using the ATLAS detector at the CERN Large Hadron Collider*. Springer, 2014.
- [15] M. King, « Simulation of the MoEDAL experiment », *Nuclear and Particle Physics Proceedings*, vol. 273–275, p. 2560–2562, avr. 2016, doi: 10.1016/j.nuclphysbps.2015.09.459.

- [16] T. Csörgő, « Recent Results from the CERN LHC Experiment TOTEM -- Implications for Odderon Exchange », *EPJ Web Conf.*, vol. 206, p. 06004, 2019, doi: 10.1051/epjconf/201920606004.
- [17] H. Abreu *et al.*, « Detecting and studying high-energy collider neutrinos with FASER at the LHC: FASER Collaboration », *Eur. Phys. J. C*, vol. 80, n° 1, p. 61, janv. 2020, doi: 10.1140/epjc/s10052-020-7631-5.
- [18] C. Doglioni, *Measurement of the Inclusive Jet Cross Section with the ATLAS Detector at the Large Hadron Collider*. Springer Science & Business Media, 2012.
- [19] <https://cds.cern.ch/record/2255762/files/CERN-Brochure-2017-002-Eng.pdf>
- [20] <https://fineartamerica.com/featured/1-atlas-detector-cernscience-photo-library.html> (consulté le juill. 24, 2020).
- [21] E. Ouellette, *Search for the Higgs Boson in the Vector Boson Fusion Channel at the ATLAS Detector*. Springer, 2015.
- [22] M. Backes, *Measurement of the Inclusive Electron Cross-Section from Heavy-Flavour Decays and Search for Compressed Supersymmetric Scenarios with the ATLAS Experiment*. Springer, 2014.
- [23] <https://collaborationatlasfrance.web.cern.ch/content/tracker> (consulté le juill. 24, 2020).
- [24] https://www.researchgate.net/figure/The-inner-detector-of-ATLAS-with-the-pixel-detector-the-silicon-tracker-SCT-and-the_fig3_254469228 (consulté le juill. 24, 2020).
- [25] O. Brüning et L. Rossi, *The High Luminosity Large Hadron Collider: The New Machine for Illuminating the Mysteries of Universe*. World Scientific Publishing Company, 2015.
- [26] Natascha Savic« Development of pixel Detectors for the Inner Tracker Upgrade of the ATLAS Experiment», these doctoratUniversitéLudwingMaximilians de monish : Allemargns le 20 December 2017 .
- [27] Z.-A. Liu, *Proceedings of International Conference on Technology and Instrumentation in Particle Physics 2017: Volume 2*. Springer, 2018.
- [28] <http://www.ep.ph.bham.ac.uk/general/SiliconLab/research.html> (consulté le juill. 24, 2020).
- [29] Tasnimabdallah« reformace study of Inner Tracker (ITK) in ATLAS at the larger hadron Collider (LHC) at CERN»,thésedoctoratuniversité An-najah National , Nablus , Palestine , 2018.
- [30]https://www.researchgate.net/figure/A-schematic-layout-of-the-ITk-Inclined-Duals-layout-for-the-HL-LHC-phase-of-ATLAS-2_fig1_327550425 (consulté le juill. 24, 2020).
- [31] L. Rossi, P. Fischer, T. Rohe, et N. Wermes, *Pixel Detectors: From Fundamentals to Applications*. Springer Science & Business Media, 2006.
- [32] https://www.researchgate.net/figure/Vue-schematique-dun-detecteur-a-pixels-hybrides-73_fig31_47514597 (consulté le juill. 24, 2020).

- [33] K. B. Naceur, « Etude comparative de la dureté (hardness) des détecteurs p+ n- n+ et n+ p- p+ au Silicium », Thèse doctorat .Université Mohamed Kheider de Biskra , 2006.
- [34] M. Nadine et N. Jean-Claude, *Cristallographie géométrique* □: *Cours, exercices et problèmes corrigés*. Lavoisier, 2014.
- [35] Mohammed MEKHELDI «étude des détecteurs au silicium à pixelsomisés à des rayonnements ionisants dans le cadre du projet ATLAS» Université MOHAMED SEDDIK BEN YAHIA –JIJEL 2019 .
- [36] R. Hull, *Properties of Crystalline Silicon*. IET, 1999.
- [37] F. Lévy, *Physique et technologie des semiconducteurs*. PPUR presses polytechniques, 1995.
- [38] S. M. Sze et K. K. Ng, *Physics of Semiconductor Devices*. John Wiley & Sons, 2006.
- [39] http://www.optiqueingenieur.org/fr/cours/OPI_fr_M05_C02/co/Contenu_02.html (consulté le juill. 24, 2020).
- [40] H. Mathieu et H. Fanet, *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques - 6ème édition: Cours et exercices corrigés*. Dunod, 2009.
- [41] H. Tulsani, « Differentiate between direct and indirect band gap semiconductors. », *Electronic Devices*, janv. 17, 2017. <http://edetec106.blogspot.com/2017/01/> (consulté le juill. 24, 2020).
- [42] U. A. B. A.P. Godse, *Semiconductor Devices & Circuits*. Technical Publications, 2008.
- [43] J.-D. Chatelain, *Dispositifs à semiconducteur*. PPUR Presses polytechniques, 1986.
- [44] https://exercicespdf.com/Telecharger_PDF_Cours_Exercices_Gratuit_6.php?Cours_Exercices_PDF=33992&PDF=identifier_une_jonction_p_n_sous_condition_d (consulté le juill. 24, 2020).
- [45] A. S. Sedra et K. C. Smith, *Circuits microélectroniques*. De Boeck Supérieur, 2016.
- [46] J.-P. Colinge et C. A. Colinge, *Physics of Semiconductor Devices*. Springer Science & Business Media, 2007.
- [47] Bourahla Nassima « Etude et modélisation des effets de canal court dans le transistor N-MOSFET » MEMOIRE de Magister Université Abdel Hamid Ibn Badis de Mostaganem , 2014 .
- [48] SILVACO User's manual ,Silvaco International inc , Device.Simulation <https://dynamic.silvaco.com/dynamicweb/jsp/downloads/DownloadManualsAction.do?req=silen-manuals&nm=deckbuild> (consulté le août 31, 2020).
- [49] Deckbuild User's manual ,Silvaco International inc , http://www.eng.buffalo.edu/~wie/silvaco/atlas_user_manual.pdf

- [50] KAGHOUCHE Bessem « ETUDE Par TCAD-SILVACO d'une structure MOS pour le Realisation de capteurs ISFET :parametres technologique et electrique»Mémoire de magister Université Mentouri-constantine. 2010.
- [51] V. Barzdėnas et R. Navickas, *Microtechnologies*. Vilnius, Lithuania: Vilnius Gediminas Technical University, 2012.
- [52] Djicknoum Diouf « cellules photovoltaïque silicium à hétérojonctions et à structure inter digitée en face arrière»these de doctorat , Ecole Doctorale« Sciences et Technologie de l'informatique de télécommunications et des système» , 2010.
- [53] Shradha, « SILVACO: A Two Dimensional TCAD Tool », *Exploring Electronics*, mars 09, 2012. <http://interactshradha.blogspot.com/2012/03/silvaco-two-dimensional-tcad-tool.html> (consulté le juill. 24, 2020).
- [54] Tonyplot User's manual , Silvaco International inc , Device. <https://dynamic.silvaco.com/dynamicweb/jsp/downloads/DownloadManualsAction.do?req=silen-manuals&name=Tonyplot%20Users>.
- [55] J. Piprek, *Optoelectronic Devices: Advanced Simulation and Analysis*. Springer Science & Business Media, 2006.
- [56] Asiel Neftali « Influence of the p –type layer on the performance and sto-bity of then film silicon solar cell».thesis doctorat .Université sheffield 2017.
- [57] M .Benoit « Etude des détecteurs planaires pixels durcis au radiations pour la mise à jour du détecteur de vertex d'ATLAS»thèse doctorat , Université paris Sud-Paris XI , 2011.