

Republique Algerienne Democratique et Populaire

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la
Recherche Scientifique

Université Mohamed El Bachir Elibrahimi – Bordj Bou Arreridj

Faculté des Sciences et de la Technologie

Département Sciences de la Matière



معهد محمد البشير الإبراهيمي « برج بوعرييرج »

العلوم والتكنولوجيا

علوم المادة

Mémoire de fin d'études

PRESENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION

DU DIPLOME DE: Master

Filière : Physique

Option : Physique des Matériaux

THÈME

Simulations des profils des ions implantés
sous bombardement ionique dans le GaAs.

Préparé par/ Haddouche Samah.

Soutenu le : 23/06/2024.

Devant le jury :

Président :	Moula Baghdadi	MCB	Université de bba.
Rapporteur :	Akmoum Khemisti.	MCB	Université de bba.
Examineur:	Benchiheub Nadjet	MCA	Université de bba.

Année Universitaire 2023/2024.



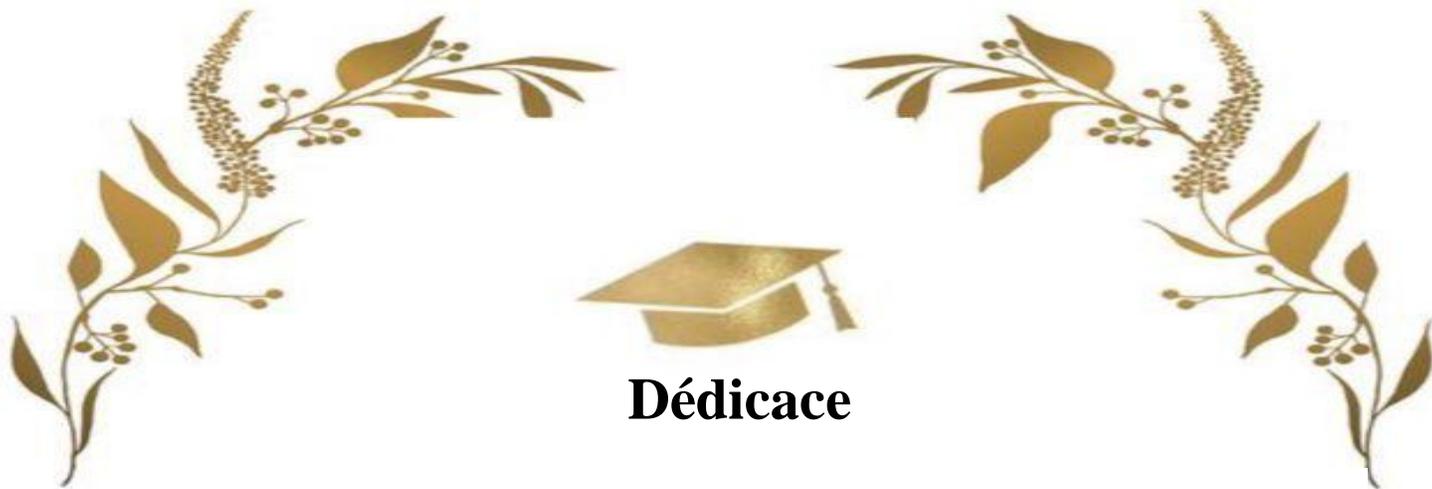
Remerciements

Mes remerciements vont tout premièrement à Dieu le tout puissant de m'avoir donné l'énergie, la patience et le courage nécessaires à l'aboutissement de ce travail.

J'adresse mes respectueux remerciements à l'encadrant Dr : AKMOUM KHEMISTI pour ses conseils et sa disponibilité tout au long de la réalisation de ce travail.

Je remercie vivement les membres de jury qui ont accepté de juger ce modeste travail.

Enfin, Je tiens à remercier vivement tous mes enseignants du département SM qui nous ont aidés à l'accumulation des connaissances nécessaires durant le cursus universitaire.



Dédicace

Je dédie ce modeste travail à :
- mes très chers et merveilleux parents.
- mon mari. Et mes deux filles Zahra et
Djoumana.
- mes agréables frères et sœurs.

Samah



Table des matières

REMERCIEMENTS.....	
DÉDICACE.....	II
.TABLE DES MATIÈRES	ERREUR ! SIGNET NON DEFINI.
LISTE DE FIGURES	VI
LISTE DE TABLEAUX.....	VII

INTRODUCTION GÉNÉRALE

INTRODUCTION GÉNÉRALE.....	1
----------------------------	---

PARTIETHÉORIQUE

CHAPITRE IPHÉNOMÈNE L'INTERACTIONION ION-MATIÈRE.

INTRODUCTION	4
I. Principe de l'interaction ion matière :	5
I.1.Définition	5
I.2 Types d'interaction :	5
I.3 Théories de ralentissement et de l'arrêt des ions dans un matériau :	6
I.3.1 Cible amorphe :	6
II.LES EFFETS DU BOMBARDEMENT SUR LA CIBLE	7
II.1.La perte d'énergie :	8
II.2. La perte d'énergie électronique :	8

Table des matières

II.3. La perte d'énergie nucléaire :	9
III .LES COLLISIONS :	10
III.1. Les collisions élastiques :	10
III.2. Les collisions inélastiques	12
IV. Pouvoir d'arrêt des ions dans la matière :	13
IV.1 Pouvoir d'arrêt électronique :.....	13
IV.2.Pouvoir d'arrêt nucléaire :.....	15
V.DISTRIBUTION DES IONS I MPLANTES	16
V.1.Distribution des ions implantés en profondeur.....	16
V.2 Modèle de distributions théoriques.....	18
V.2.a. Modèle de distributions Gaussienne :	18
VI.2.b. Modèle de distributions demi-Gaussienne :	18
V.2.c. Modèle de distribution à 3 moments :	19
V.2.d. Modèle de distributions Pearson IV :.....	20
VI. Dommage d'interaction dans les solides :	21
VI.1 Mécanisme de génération de défauts :	21
VI.2 Distribution de l'énergie de dommage :	22
VII.QUELQUES PROBLEMES D'IRRADIATION DANS LES SOLIDES :	22
VII.1. L'implantation ionique :.....	23
VII.2 .L'amorphisation du matériau :	23
CONCLUSION :	24
CHAPITRE II:GÉNÉRALITÉS SUR LESSEMI-CONDUCTEURS	
INTRODUCTION	26

Table des matières

I.Définition d'un semi-conducteur :	26
I.1.Définition :.....	26
I.2.les types de semi-conducteurs :	27
I.2.1. semi-conducteurs intrinsèques :.....	27
I.2.2. semi-conducteurs extrinsèques :.....	28
I.2.3.semi-conducteurs dopé :.....	28
II. CLASSIFICATION DES MATERIAUX.....	30
III.PROPRIETES GENERALES DES SEMI-CONDUCTURES	31
III.1.Structure des semi-conducteurs	31
III.2.Sensibilité de la conductivité électrique	32
III.3.Composition chimique :.....	33
III.3.a. Semi-conducteurs simples :.....	33
III.3.b. Semi-conducteurs composés :	33
IV.Structure et application de quelques semi-conducteurs	34
IV.1.L'arséniure de gallium (GaAs) :.....	34
IV.1.1.Structure cristalline :.....	34
IV.2. Le gallium :.....	35
IV.3.Le silicium :.....	35
IV.4.Comparaisons GaAs-Silicium :	35
CONCLUSION.....	37

PARTIEPRATIQUE

CHAPITRE III:RÉSULTATS DESSIMULATIONS

Table des matières

INTRODUCTION	41
I.PRESENTATIONDULOGICIEL DE SIMULATIONNUMERIQUE "SRIM"	41
II. DÉTERMINATION DES POUVOIRS D'ARRET ET DES MOMENTS	
DESDISTRIBUTIONS DES IONS IMPLANTÉS :	44
II.1. Effets de l'énergie et de la masse de l'ion incident :	44
II.1.1. Effets de l'énergie de l'ion incident :	44
II.1.2. Effet de la masse de l'ion incident :	48
III. ÉTUDE DU PROFIL DES IONI NPLEUNTÉ :	49
III.1.COMPARISON DES PROFILE :	51
IV.ETUDE DES PROFILES DES PHONES :	52
IV.1.COMPARAISONDES PROFILS :	54
V .ETUDE DES PROFILE DES ATOME DÉPLACÉS :	55
CONCLUSION GÉNÉRALE	
CONCLUSION GÉNÉRALE	ERREUR ! SIGNET NON DEFINI.
BIBLIOGRAPHIE	30
BIBLIOGRAPHIE	58

ANNEXE

Liste des figures

Liste de figures

	Page
Fig. I.1 :Schéma montrant les différents phénomènes pouvant se produire dans une cible soumise l'implantation ionique	4
Fig. 1-2 : Illustration du parcours d'un ion incident dans la cible. Les déplacements des atomes de la matière sont également schématisés	6
Fig. 1-3 : Variations du pouvoir d'arrêt nucléaire et électronique en fonction de la vitesse de l'ion incident [9], Z_1 : le numéro atomique de l'ion incident, V_0 : la vitesse de Bohr. ($V_0 = e^2 \hbar / m_e = 2.2 \times 10^8 \text{ cm/s}$).	7
Fig. I.4. :Représentation de la perte d'énergie (ΔE) d'un faisceau de particules dans la matière .	8
Fig. I.5 : Schéma d'une collision élastique entre deux particules. La cible de masse m_2 est initialement au repos soit $E_2=0$	11
Fig. I.6 :Phénomène d'excitation et d'ionisation	12
Fig. I.7 : Distribution d'ions dans le silicium implantés à 200 KeV	17
Fig. I.8 :Schéma des régions perturbées le long de la trajectoire de l'ion incident pour des faibles et grandes énergies d'incidence (relatives à la masse de l'ion)	22
Fig. II-1 : représentation plane d'un semi-conducteur intrinsèque	27
Fig. II- 2 :Silicium type N	29
Fig. II- 3 :Silicium type	30
Fig. II.4 :Structure en bandes d'énergie des matériaux ;Isolants, Semi-conducteurs et Métaux	31
Fig.III.1 :Présentation de l'interface du logiciel SRIM.	43
Fig.(III.2) regroupe les pouvoirs d'arrêt électronique des ions (As, Si) dans la cible de GaAs.	45
Fig. III.3 : L'évolution des pouvoirs d'arrêt nucléaire des ions (Si, As) dans une cible de GaAs.	46
Fig. III.4 : La variation des Parcours Projeté des ions (Si, As) en fonction de L'énergie.	46
Fig. III.5 : La variation des déviation longitudinale des ions (Si, As) en fonction de L'énergie.	47
Fig.III.6 : La variation des déviation latérale des ions (Si, As) en fonction de L'énergie.	47
Fig. (III.7) :présente la distribution de ion (As)implanté dan le (GaAs)avec des énergies variant de 100 kev à 150 keV.	48
Fig (III.8) : Present la distribution de(Si) implante dan le (GaAs) avec de énergie de 150Kev.	49
Fig.(III.9) : Comparaison entre la distributions des ions (As100Kev ;As150Kev) cultivés dans GaAs.	49
Fig(III.10) :Comparaison entre la distributions des ions (Si150Kev ;As150Kev) cultivés dans GaAs.	49

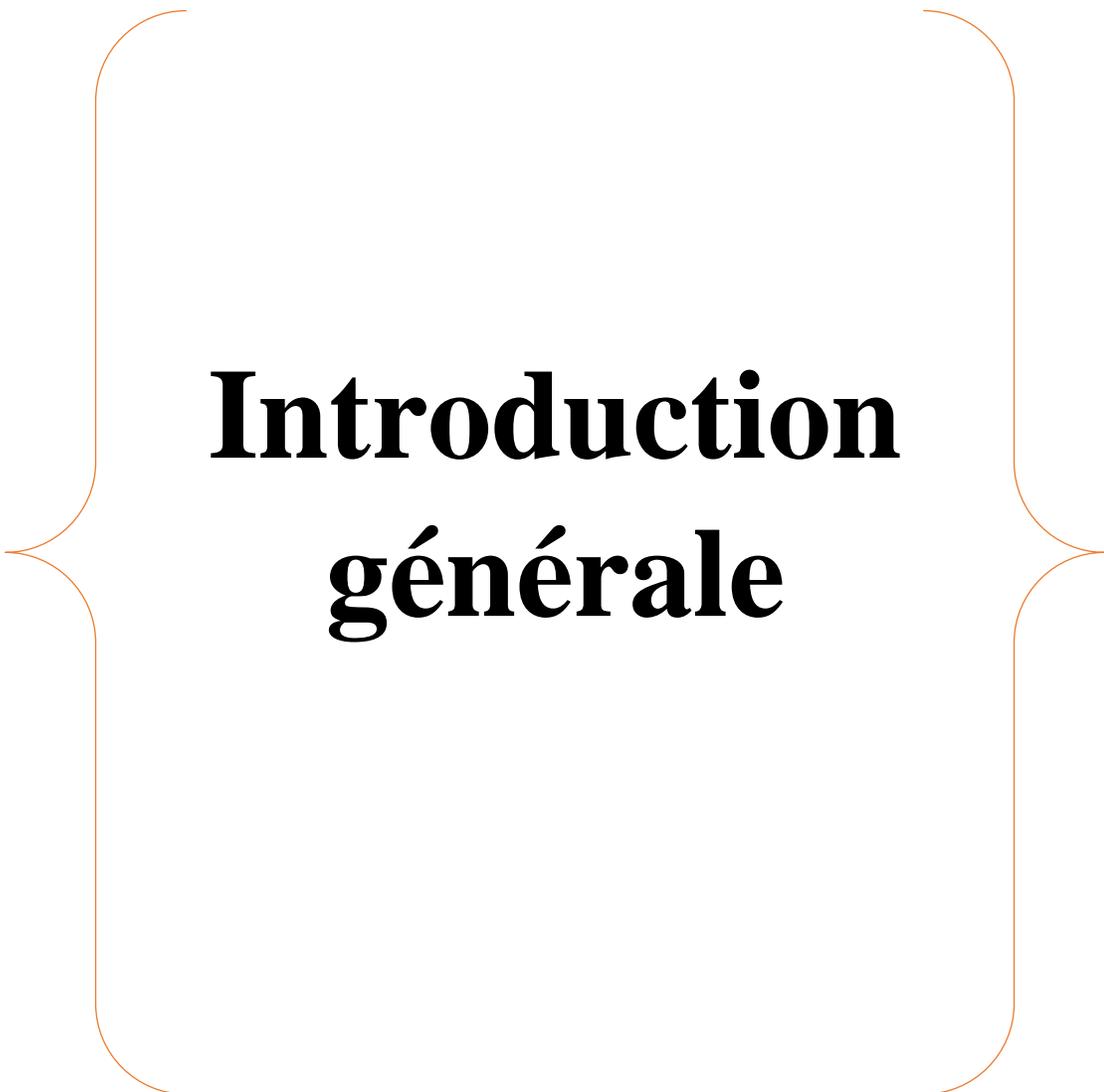
Liste des figures

Fig. (III.11) :Regroupe les résultats des distributions des atomes de reculs de la partie d'énergie nucléaire dissipée sous forme de vibration de réseau (phonons).	50
Fig.(III.12) :La distribution de l'énergie de phonon de atome de reculs de Si 150Kev .	50
Fig(III.13) :Une comparaison entre les résultats des distributions des atomes de recul (As 150Kev,As100Kev).	51
Fig.(III.14) :Une comparaison entre les résultats des distributions des atomes de recul(As ,Si)	51
Fig. (III.15) :Présent la distribution des atome déplacé avec des énergies variant de 100 keV à 150 keV .	51
Fig. (III.16) :présent la distributions des atomes déplacés pour bombardement le GaAs avec Si de énergie 150 Kev.	52
Fig.(III.17) :Une comparaison entre les résultats des distributions des atomes déplacés(As100Kev ;As150Kev).	53
Fig.(III.18) :Une comparaison entre les résultats des distributions des atomes déplacés(As150Kev,Si150Kev).	53

Liste des tableaux

Liste de tableaux

	Page
Tableau III.1 : Regroupe les résultats du système As dans GaAs	44
Tableau III.2 : Regroupe les résultats du système Si dans GaAs.	45
Tableau III.3 : Regroupe les résultats du système Silicium, Arsenic dans le GaAs à 150 keV.	48



Introduction générale

Introduction générale

Introduction générale

L'implantation ionique est une technique principalement utilisée dans l'industrie des semi-conducteurs, Elle représente une méthode pour modifier les propriétés de surface d'une grande variété de matériaux, A l'heure actuelle, Elle a été appliquée dans de nombreux domaines tels que la métallurgie, la céramique et la biologie.

L'implantation ionique implique l'introduction d'atomes ionisés d'un matériau avec une énergie suffisante pour pénétrer un échantillon cible, Elle peut contrôler avec précision la quantité totale d'atomes implantés (dose d'implantation et flux) et la distribution de la concentration des ions implantés, Elle peut également modifier les propriétés chimiques et structurales de la cible (amorphisation partielle ou totale de la cible, nécessitant un recuit thermique pour la recristallisation).

Dans le cadre de ce travail, nous proposons d'étudier la différents distributions, ion implantés, phonons et atomes déplacés, sous bombardement ionique, en fonction de différents paramètres d'implantation.

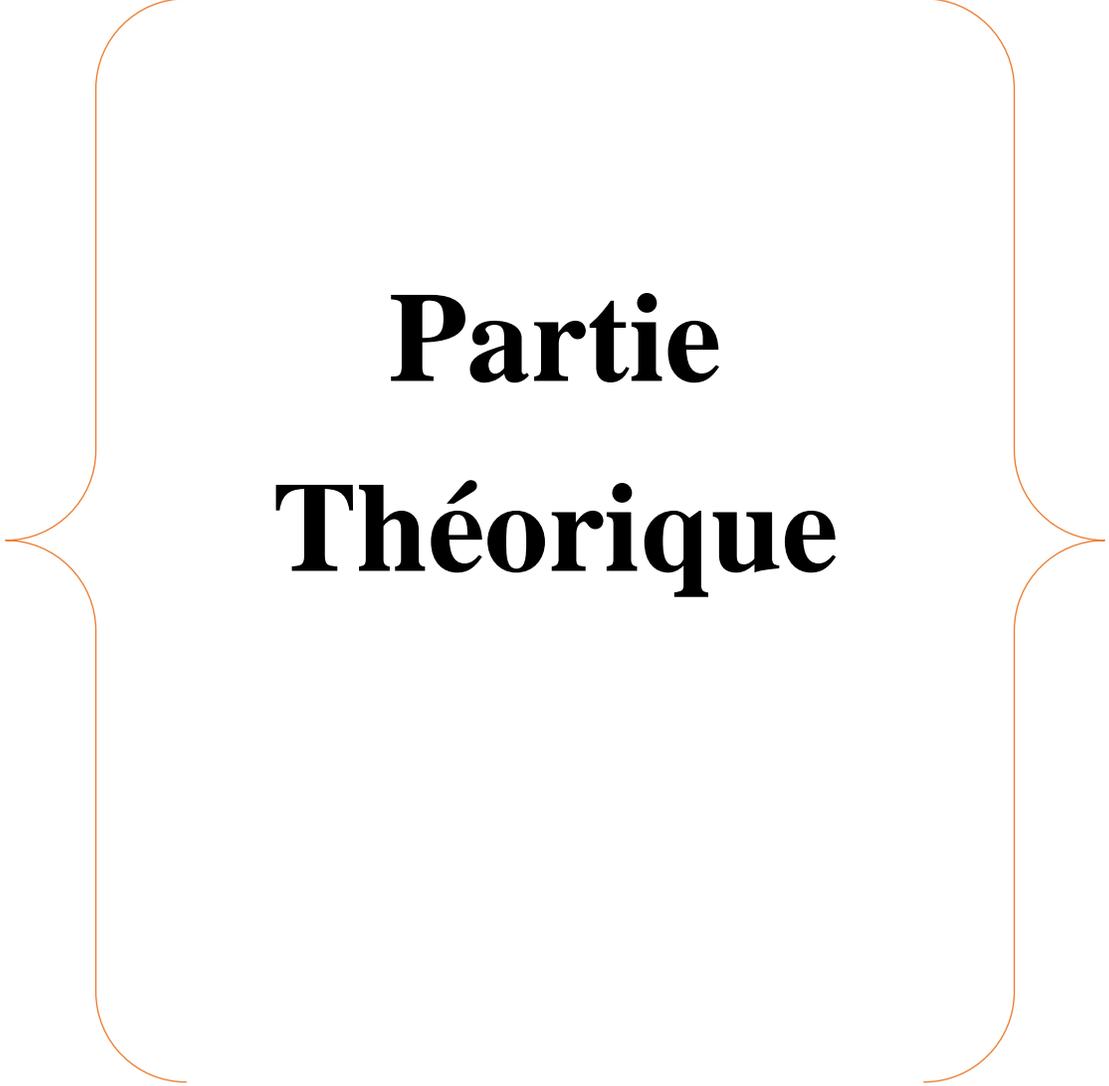
Pour mener à bien notre travail, nous structurons ce mémoire comme suit :

-Le premier chapitre introduit le phénomène d'interaction ion-matière, les effets de bombardement sur la cible, diverses pertes d'énergie causées par diverses collisions, la distribution des ions implantés, et enfin quelques problèmes d'irradiation dans les solides.

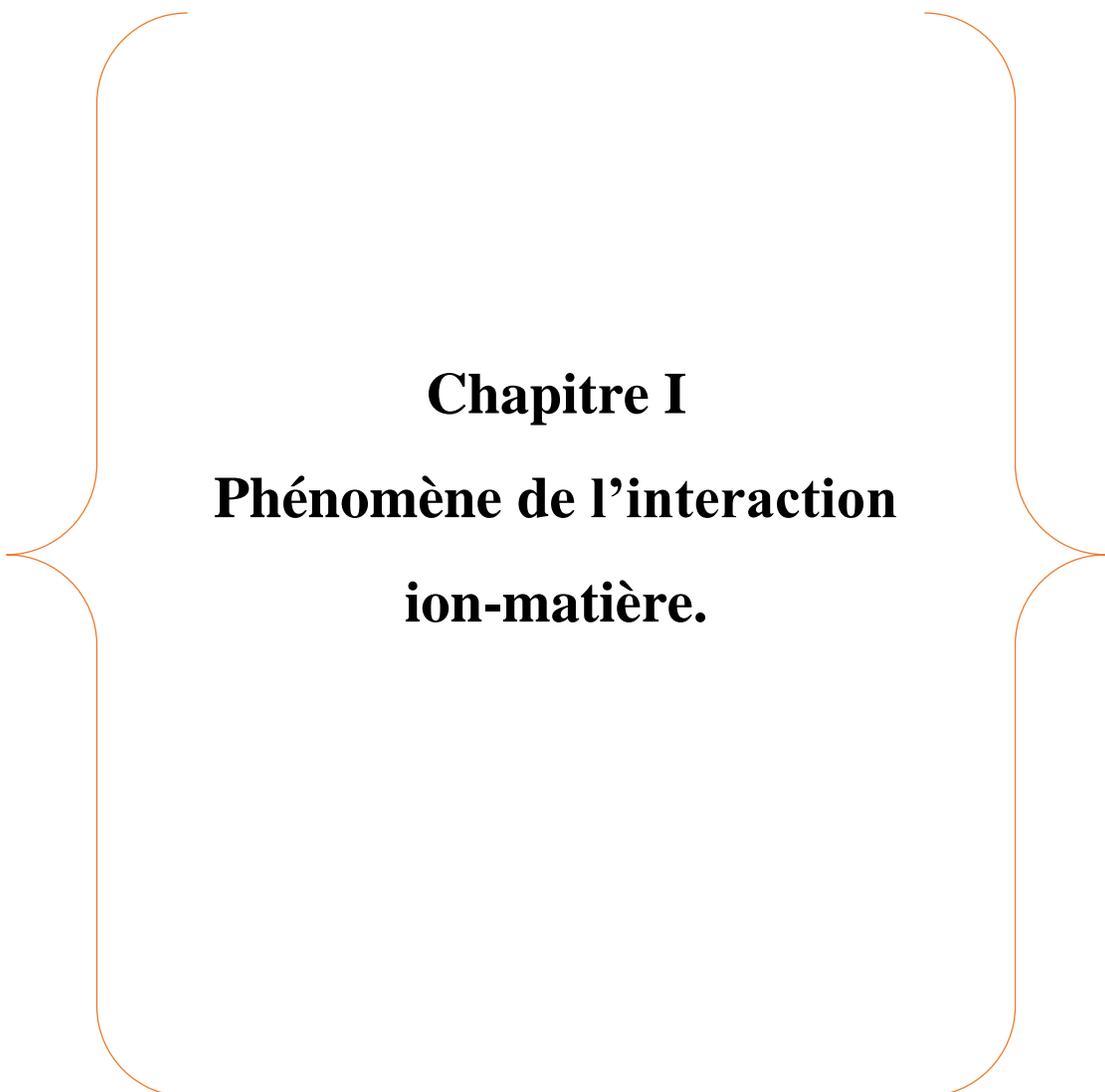
- Le deuxième chapitre est consacré à des généralités sur les semi-conducteurs, un choix de deux semi-conducteurs monoatomiques (Si) et (As), et nous présentons également quelques applications en fin de chapitre.

- Le troisième chapitre de cet article contient les résultats du calcul par le logiciel SRIM.

Nous terminerons ce travail par une conclusion générale



Partie
Théorique



Chapitre I
Phénomène de l'interaction
ion-matière.

INTRODUCTION

Lors de l'implantation ionique dans un solide, quatre phénomènes physiques très différents peuvent avoir lieu par interaction de la particule chargée incidente avec les électrons et les noyaux des atomes cibles. D'après la figure I.1, ces phénomènes peuvent être [1] :

- Des chocs élastiques ayant lieu par transfert de la quantité de mouvement aux atomes cibles ;
- Des chocs inélastiques par excitation-ionisation de la cible ;
- Une production de photon ;
- Apparition de diverses réactions nucléaires.

La probabilité d'apparition de chacun de ces phénomènes dépend des caractéristiques de la particule incidente telles que la masse, la charge et l'énergie, Cependant, on doit signaler que les deux derniers processus se déroulent lors des implantations à très hautes énergies (généralement supérieures au *GeV*) [2].

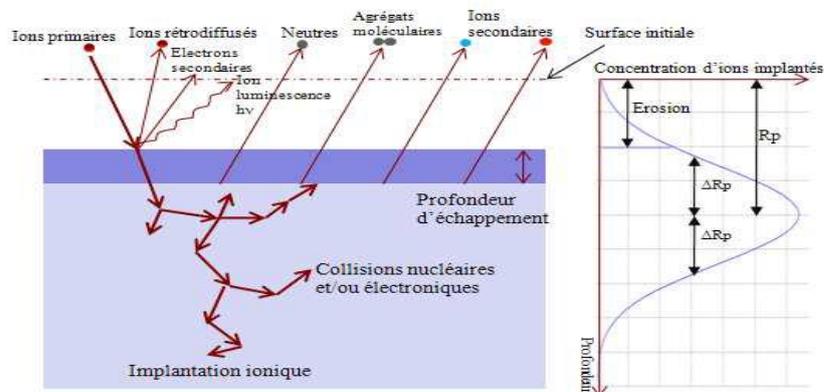


Fig I.1 : Schéma montrant les différents phénomènes pouvant se produire dans une cible soumise à l'implantation ionique [3].

Ainsi les ions incidents pénètrent dans le matériau cible et subissent des interactions avec la matière jusqu'à ce que leur énergie soit épuisée [4].

I.1 Principe de l'interaction ion matière :

Nous rappelons dans cette partie les principaux concepts de l'interaction entre deux particules, on déduira les différentes équations qui permettent de modéliser les paramètres de l'interaction, on présentera ainsi les processus de perte d'énergie, d'une part par excitations électroniques qui est prépondérant dans le domaine de fortes énergies, et d'autre part par chocs nucléaires vers la fin du parcours (faibles énergies).

Lorsqu'un ion de forte énergie pénètre dans un solide, il perd progressivement son énergie au cours d'interactions avec les atomes et les électrons du solide.

On rencontre deux principaux types d'interaction qui sont l'excitation électronique et les chocs nucléaires.

Le processus d'excitation électronique résulte des collisions inélastiques entre l'ion incident et les électrons de la cible, induisant l'excitation et l'ionisation des atomes. Pour exciter un électron de la cible, il faut que l'énergie incidente de l'ion soit supérieure à une énergie seuil dépendant de la largeur de la bande interdite E_f du matériau cible [5] :

$$E_{seuil} = \frac{M_1 E_g}{8m_e} \quad (I.1)$$

Où M_1 et m_e sont respectivement la masse du projectile et de l'électron. En-dessous de ce seuil, l'ion incident interagit avec les noyaux de la cible. Les chocs nucléaires sont les collisions élastiques entre le projectile incident et les noyaux de la cible par lesquelles le projectile peut transmettre directement de l'énergie au noyau. Ces chocs nucléaires conduisent à des déplacements atomiques.

I.2 Types d'interaction :

Dans le premier cas, les ions incidents perdent leur énergie sans que leur direction de propagation soit sensiblement affectée.

Dans le deuxième cas, les ions perdent leur énergie par collision élastique avec les atomes du matériau-cible. La direction des ions est fortement changée et les atomes qui ont subi une collision, peuvent être déplacés de leur position d'équilibre. Ceci se produit si l'énergie transférée, par collisions nucléaires aux atomes du matériau cibles, est supérieure à l'énergie de liaison du solide. Il entraîne un très fort endommagement du réseau, avec

l'apparition de défauts d'implantation tels que des sites vacants (lacunes), des sites interstitiels occupés, des couples « lacune-interstitiel ». Par ailleurs, si le faisceau ionique est suffisamment intense, des atomes superficiels seront éjectés. C'est le phénomène de pulvérisation pour lequel le taux peut être voisin de 1. C'est-à-dire pour chaque ion incident on aura un atome éjecté. De plus, au cours de la pulvérisation du matériau en surface, diverses émissions (atomes, ions, électrons, photons...) peuvent avoir lieu. La figure (1-2) montre l'ensemble de ces phénomènes en surface.

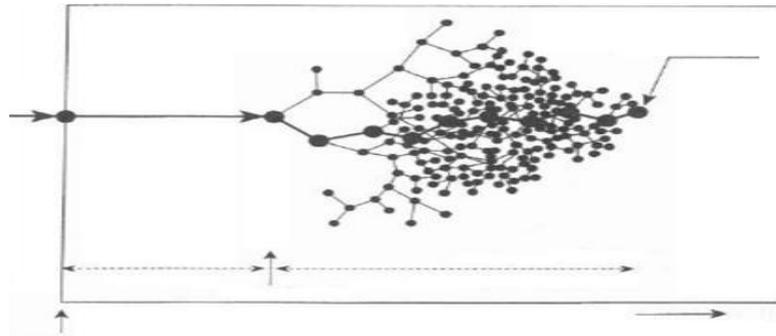


Fig. 1-2 : Illustration du parcours d'un ion incident dans la cible[6].

Les déplacements des atomes de la matière sont également schématisés [6].

I.3 Théories de ralentissement et de l'arrêt des ions dans un matériau :

1/ Cible amorphe :

Lorsque on envoie un faisceau d'ions accélérés sur la surface d'un matériau, on permet d'introduire (implanter) un élément (sous forme d'ion) dans la zone superficielle de ce matériau (avec une concentration et une profondeur contrôlées). D'après la théorie LSS (Lindhard, Scharff et Schiott) [7,8] et en supposant l'absence des effets de la canalisation, la diffusion et des interactions avec les défauts, l'ion implanté cède son énergie aux atomes de l'échantillon cible via deux voix selon le type de collision avec les atomes de la cible :

- Perte d'énergie par collision élastique avec les atomes du matériau-cible dite pouvoir d'arrêt nucléaire $(dE/dx)_n$;
- Perte d'énergie par collision inélastique avec le cortège électronique des atomes de la cible, c'est le pouvoir d'arrêt électronique $(dE/dx)_e$.

Chapitre I: Phénomène l'interaction ion-matière.

Ces deux pertes d'énergies, bien que corrélées [9], sont considérées comme indépendantes avec une bonne approximation [10]. La perte d'énergie totale par unité de longueur peut être écrite comme suit [11]:

$$dEdxtot = dEdxe + dEdxn \quad (1.2)$$

On déduit le pouvoir total $S(E)$ qui a pour expression :

$(E) = 1NdEdxtot = Sn + Se$ Où : Sn : le pouvoir d'arrêt nucléaire Se : le pouvoir d'arrêt électronique N : concentration atomique de la cible La variation du pouvoir total $S(E)$ en fonction de la vitesse de l'ion incident est représentée sur la figure (1-3), elle révèle la présence de quatre zones différentes [12] :

- **Zone I:** pour des énergies qui varient de quelques KeV jusqu'à 25KeV. La contribution nucléaire prédomine et elle est plus importante pour les ions lourds.
- **Zones II:** dominées par l'arrêt électronique (jusqu'à 1 MeV).
- **Zone III:** Elle est dite la zone de Bethe-Block, c'est la zone où le pouvoir d'arrêt décroît

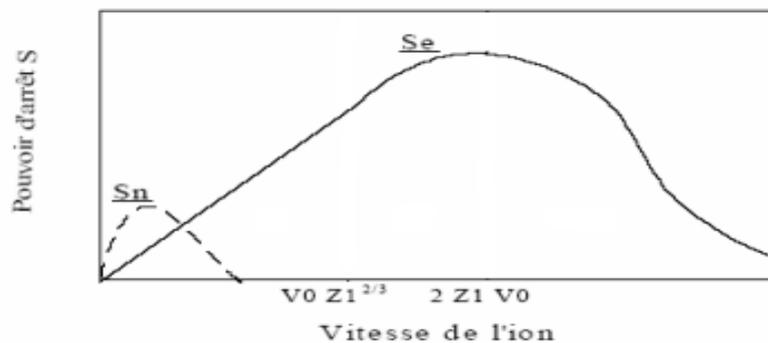


Fig. 1-3: Variations du pouvoir d'arrêt nucléaire et électronique en fonction de la vitesse de l'ion incident [9], Z_1 : le numéro atomique de l'ion incident, V_0 : la vitesse de Bohr. ($V_0 = 2.2 \times 10^8 \text{ cm/s}$).

II. LES EFFETS DU BOMBARDEMENT SUR LA CIBLE

Lorsqu'un solide est bombardé par des ions, il subit des modifications. En plus de l'apparition de dégâts dus à l'implantation de l'ion et aux déplacements des atomes, la composition et la morphologie vont changer [13].

II.1. La perte d'énergie :

Pendant l'interaction ion-solide, l'ion incident transmet son énergie à la cible tout au long de son passage dans le matériau. La quantité d'énergie perdue par l'ion pendant son ralentissement dans le solide constitue alors un paramètre important pour comprendre aussi bien les processus d'endommagement du matériau que les mécanismes d'émission des particules de la surface de la cible. Ce paramètre appelé pouvoir d'arrêt de la cible est défini comme étant l'énergie perdue de l'ion par unité de longueur ($- dE/dx$) [14].

$$P_E = -\frac{dE}{dx} = -\lim_{\Delta x \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta E}{\Delta x} \right) \quad (I.2)$$

Ce concept peut être défini en ramenant (en considérant) l'interaction de la particule avec un constituant élémentaire de la cible comme par exemple ses atomes. On définit dans ce cas la section efficace d'arrêt [15] :

$$S_E = \frac{1}{N} P_E \quad (I.3)$$

Avec N : la concentration atomique du matériau cible.

La perte d'énergie est due aux différents types d'interaction avec le matériau cible.

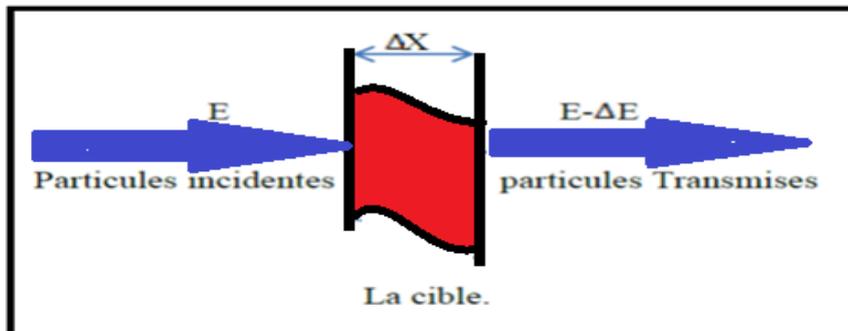


Fig I.4.: Représentation de la perte d'énergie (ΔE) d'un faisceau de particules dans la matière .

II.2. La perte d'énergie électronique :

Les ions pénétrant à grande vitesse dans le matériau cible transfèrent leur énergie aux électrons des atomes du matériau, en existant ou ionisant ses atomes. On a donc des processus inélastiques de transfert d'énergie [16] qui vont définir le pouvoir d'arrêt électronique $(-\frac{dE}{dx})_{ele}$.

Chapitre I: Phénomène l'interaction ion-matière.

A partir de potentiel écrané, LSS (Lindhard, Scharff, Schiott) ont élaboré une théorie qui permet d'aboutir à une expression analytique de la perte d'énergie électronique [17].

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ele} = 8e^2 a_0 \frac{NZ_2 Z_1^{7/6}}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{3/2}} \cdot \frac{v}{v_0} \quad (I.4)$$

Avec :

v : La vitesse de l'électron dans l'atome de Bohr. v_0 : La vitesse du projectile.

a_0 : Le rayon de Bohr.

z_1 : Le numéro atomique du projectile.

z_2 : Le numéro atomique de l'atome cible.

N : La concentration atomique de la cible.

Cette expression montre que la perte d'énergie électronique varie de manière linéaire en fonction de la vitesse du projectile [18].

II.3. La perte d'énergie nucléaire :

Il s'agit des collisions élastiques des ions pénétrant à faible vitesse avec les noyaux des atomes du matériau cible [19] qui va définir le pouvoir d'arrêt nucléaire $(-\frac{dE}{dx})_{nucl}$ [20].

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_n = \frac{\pi^2 NZ_1 Z_2 e^2 a m_1}{2(m_1 + m_2)} \quad (I.5)$$

$$a = \frac{0,8853 a_0}{\sqrt{Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}}} \quad (I.6)$$

Avec :

a_0 : le rayon de Bohr.

z_1 : le numéro atomique du projectile.

z_2 : le numéro atomique de l'atome cible.

m_1 : la masse de l'ion incident.

m_2 : la masse de l'atome.

III .LES COLLISIONS :

Quand un ion chargé rapide pénètre dans un solide, il cède progressivement son énergie au milieu traversé via deux processus d'interaction différents avec les éléments de la cible. Ses processus de pertes d'énergie dépendent essentiellement de la vitesse (V_1) de la particule incidente et de sa nature. Afin de pouvoir relier directement les énergies cinétiques des ions avec leur vitesse, nous exprimerons l'énergie cinétique en $\text{MeV} \cdot A^{-1}$.

L'énergie cinétique est ainsi la même pour des ions ayant la même vitesse [18].

Le ralentissement de l'ion résulte des deux processus suivants [17] :

- Des collisions élastiques sur les atomes de la cible. L'énergie cinétique totale est conservée et la trajectoire de l'ion est modifiée.
- Des collisions inélastiques. Elles font intervenir les électrons de l'ion incident, ainsi que ceux de la cible, et ont pour effet l'ionisation et/ou l'excitation des partenaires de collision.

A grande vitesse, les collisions élastiques ne contribuent pas de façon prépondérante à la perte d'énergie de l'ion, par contre, pour des vitesses faibles, ces collisions ne sont plus négligeables[18].

Si le solide irradié possède une épaisseur suffisante, l'ion est arrêté dans le solide, il s'agit de l'implantation ionique. Dans tous les cas ,le passage de l'ion entraîne la création d'un certain nombre de défauts dans le matériau irradié. Ces défauts sont issus des chocs nucléaires entre l'ion et les atomes cibles. Ils résultent notamment des cascades décollations. Les processus de création des défauts par chocs inélastiques sont plus complexes [18].

III.1. Les collisions élastiques :

La collision élastique est le principal mécanisme de transfert de mouvement au sein de la matière [3]. Une collision dite parfaitement élastique correspond au choc entre deux corps où l'énergie cinétique reste conservée. Ce type de collision n'apparaît en pratique que dans de très rares cas puis qu'elle prend en considération un atome inerte dont la population électronique ne serait pas perturbée. Néanmoins, sa description représente un bon point de départ pour le développement des processus de la pulvérisation par un ion incident de basse

Chapitre I: Phénomène l'interaction ion-matière.

énergie (de l'ordre du keV) dans la mesure où nous verrons par la suite que les interactions inélastiques ne sont pas majoritaires dans les processus de transfert d'énergie.

Dans le cas des collisions élastiques, nous avons une conservation de l'énergie cinétique et de la quantité de mouvement.

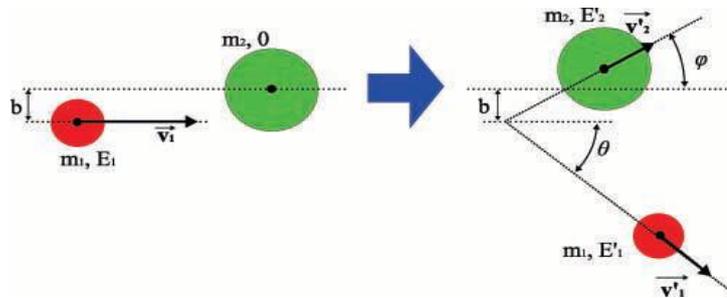


Fig I.5: Schéma d'une collision élastique entre deux particules. La cible de masse m_2 est initialement au repos soit $E_2=0$ [3].

Comme nous pouvons l'observer sur la figure I.5, les directions (θ et φ) et les énergies (E_1' et E_2') des particules après la collision dépendent de leurs masses, de l'énergie cinétique E_1 de la particule incidente et du paramètre d'impact b . Nous pouvons déduire, à partir des équations de conservation, le facteur cinématique K . Celui-ci représente la quantité d'énergie conservée E_1' par la particule incidente après le choc par rapport à son énergie initiale E_1 . Il dépend de la masse des deux particules mises en jeu et du paramètre d'impact b qui influence directement sur les angles de diffusion du projectile θ et de l'atome cible φ .

$$K = \frac{E_1'}{E_1} = \left[\frac{m_1 \cos \theta \pm m_2 \sqrt{1 - \frac{m_1^2}{m_2^2} \sin^2 \theta}}{m_1 + m_2} \right]^2 \quad \text{Avec : (I.7)}$$

K : le facteur cinématique.

m_1 : la masse de l'ion incident.

m_2 : la masse de l'atome cible.

E_1 : l'énergie de l'ion incident.

E_1' : l'énergie du projectile après la collision.

Chapitre I: Phénomène l'interaction ion-matière.

Le principe de conservation de l'énergie permet de déterminer l'énergie transmise à l'atome cible, nous avons ainsi une distribution de l'énergie transférée en fonction de l'angle de diffusion du projectile pour des masses connues. Par conservation de l'énergie cinétique, nous obtenons un transfert d'énergie T à la cible tel que [3] :

$$T = E'_2 - E_2 = E_1 - E'_1 = \frac{4 m_1 m_2 \cos^2 \varphi}{(m_1 + m_2)^2} E_1 \quad (\text{I.8})$$

Avec :

$$\tan(\varphi) = \left(\frac{m_1 + m_2}{m_1 - m_2} \right) \tan(\theta) \quad (\text{I.9})$$

Pour un paramètre d'impact $b = 0$, correspondant à une collision frontale, nous avons $\varphi = 0$ La transmission d'énergie est alors maximum.

III.2. Les collisions inélastiques

Ce processus de ralentissement domine à haute vitesse. Les collisions inélastiques sont des collisions entre l'ion incident et les électrons de la cible, l'énergie cinétique totale du système de particules n'est pas conservée. Ainsi l'énergie interne noyau cible-électrons est modifiée au cours de l'interaction.

Dans le cas d'une collision ion atome, chacun des deux partenaires peut voir sa population électronique modifiée.

- Dans le cas de l'excitation, le transfert d'énergie peut laisser le projectile ou l'atome cible dans un état excité.
- Dans le cas de l'ionisation, un électron est arraché à un atome cible au projectile.

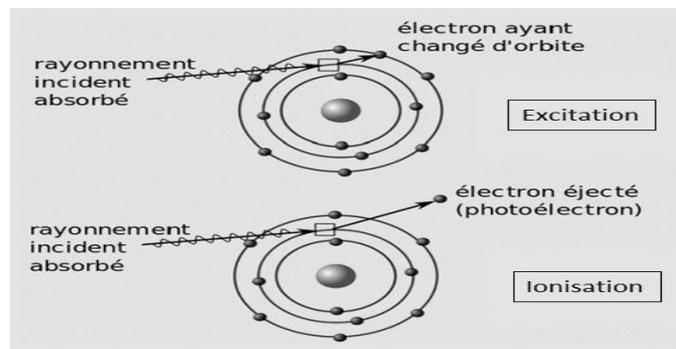


Fig I.6 :Phénomène d'excitation et d'ionisation [21].

IV. Pouvoir d'arrêt des ions dans la matière :

La perte d'énergie par unité de profondeur (longueur) (*i.e*le pouvoir d'arrêt ou section efficace de ralentissement). Il traduit la diminution de l'énergie cinétique pendant la pénétration des ions dans le solide selon la théorie **LSS** (**L**indhard, **S**charff et **S**chiott) [7]. Deux processus décrivent cette perte d'énergie. En fonction du domaine d'énergie utilisé et de la masse atomique de l'ion, l'un des deux processus devient dominant par rapport à l'autre. Le premier processus est la collision nucléaire (**Sn**) traduisant le choc élastique direct des ions avec les atomes du matériau. Quant au deuxième, il est dit collision électronique (**Se**). Il décrit l'interaction inélastique des ions avec le cortège électronique des atomes cibles. La superposition des deux processus donne le pouvoir d'arrêt total qui est proportionnel à la perte énergétique de l'ion rapportée à la distance parcourue (dE/dx). Par conséquent, la perte d'énergie par unité de longueur peut être écrite comme suit :

$$\left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{total}} = \left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{nucléaire}} + \left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{électronique}} \quad (\text{I.10})$$

Le pouvoir d'arrêt d'ion est la somme des pertes d'énergies nucléaire et électronique. Il est exprimé par :

Le pouvoir d'arrêt total $S_t(\mathbf{E})$ a pour expression :

$$S_t(\mathbf{E}) = \frac{1}{N} \left(\frac{dE}{dX}\right) = S_n + S_e \quad (\text{I.11})$$

Où : **E** : l'énergie cinétique de l'ion incident.

Sn : le pouvoir d'arrêt nucléaire.

Se : le pouvoir d'arrêt électronique.

N : la concentration atomique de la cible.

On distingue deux types des pouvoir d'arrêt :

IV.1 Pouvoir d'arrêt électronique :

Lorsque la vitesse moyenne de l'ion incident reste inférieure à la vitesse moyenne des électrons des atomes cible, ce qui correspond à une limite supérieure en énergie de l'ordre de

Chapitre I: Phénomène l'interaction ion-matière.

quelques MeV, Lindhard et Scharff et Firsov ont montré que le pouvoir d'arrêt électronique est proportionnel à la vitesse de l'ion incident.

Le modèle de Firsov : il considère le projectile et l'atome-cible comme une quasi molécule, dans laquelle les états électroniques deviennent des orbitales moléculaires dont l'énergie dépend de la distance entre les noyaux. L'interaction entre les deux corps donne lieu à des échanges électroniques qui produisent un ralentissement de la vitesse de l'ion. Ce phénomène est gouverné par le potentiel interatomique de Thomas-Fermi [8].

Le modèle LSS : il utilise l'approximation de la collision binaire ; c'est-à-dire que les chocs ne sont pas corrélées, étant supposés indépendants les uns des autres. Cette approximation est presque toujours utilisée dans les logiciels de simulation de l'implantation ionique. D'autre part, la proportionnalité entre les pertes d'énergie électronique et la vitesse de l'ion a conduit Lindhard [9] à modéliser l'interaction pour n projectiles de charge $z_1 e$ se déplaçant dans un gaz électronique. Dans le système des paramètres réduits le pouvoir d'arrêt électronique s'écrit :

$$S_e = \left(-\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right) = K\varepsilon^{\frac{1}{2}}. \quad (\text{I.12})$$

K : une constante tabulée théoriquement par Lindhard et Al.

ε et ρ sont les paramètres réduits de la théorie L.S.S.

ε : est appelé énergie réduite, il dépend du système (ion-cible-énergie) et est lié au rayon d'écran de thomas Fermi par la relation suivante :

$$\varepsilon = \frac{\alpha_{TF} M_2}{Z_1 Z_2 e^2 (M_1 + M_2)} E.$$

α_{TF} : Rayon de Thomas-Fermi

(I.13)

$$\alpha_{TF} = \frac{0.8853}{Z_1^{1/2} + Z_2^{1/2}} a_0.$$

$$a_0 = \frac{h^2}{m e^2} = 0.529 \text{ \AA}.$$

Z_1, Z_2 : Numéros atomique de l'ion et de la cible respectivement.

R : le parcours de l'ion incident dans le matériau cible.

$$\rho = 4N\pi\alpha_{TF}^2 \frac{m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} R. \quad (\text{I.14})$$

$$R = \int_0^R dX = \int_{E_{ion,0}}^0 \frac{dE}{\frac{dE}{dX}} = \int_0^{E_{ion,0}} \frac{dE}{-\left(\frac{dE}{dX}\right)_n - \left(\frac{dE}{dX}\right)_e} = \frac{1}{N} \int_0^{E_{ion,0}} \frac{dE}{S_n(E) + S_e(E)} \quad (\text{I.15})$$

IV.2. Pouvoir d'arrêt nucléaire :

Le pouvoir d'arrêt nucléaire est l'interaction des noyaux et de leurs électrons internes avec la particule incidente. Ce pouvoir se déduit du potentiel atome-atome de type Coulombien à haute énergie. À faible énergie, on utilise un potentiel écranté .

Modèle L.S.S (potentiel de Thomas-Fermi)

Pour des énergies d'incidences relativement basses (généralement inférieures à 25 KeV), le pouvoir d'arrêt nucléaire peut être dérivé d'un potentiel coulombien écranté (potentiel de Thomas-Fermi). Il est originalement donné par Lindhard, Scharff et Schiott, il s'écrit [22] :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_n = NS_n(E) = N \int_{T_{min}}^{T_{max}} T \frac{d\sigma(E)}{dT} dT \quad (\text{I.16})$$

Avec : N : Densité atomique volumique. $S_n(E)$: Section efficace d'arrêt nucléaire. T : Energie transférée à l'atome cible.

$d\sigma(E)/dT$: Probabilité pour qu'une particule perde une énergie entre T et $T+dt$ au profit d'un atome cible.

Pour simplifier les calculs, on remplace généralement l'énergie E par une énergie réduite (sans dimension) ϵ qui s'écrit [22] :

$$\epsilon = \frac{M_2}{M_1 + M_1} \frac{a_L}{Z_1 Z_2 e^2} E \quad (\text{I.17})$$

Où M_1 : Masse du projectile, M_2 : Masse de l'atome cible. E : Energie d'incidence du projectile

aL (ou aTF) : Rayon d'écrantage de Lindhard pour l'interaction de Thomas-Fermi . Donc, l'énergie réduite s'écrit [22] :

$$\epsilon = \frac{32.53 M_2 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1/2}}{(M_1 + M_2) Z_1 Z_2} E \text{ (KeV)} \quad (\text{I.18})$$

V.DISTRIBUTION DES IONS IMPLANTES

V.1.Distribution des ions implantés en profondeur

L'étude de la profondeur de distribution des ions est souvent basée sur l'hypothèse d'un solide amorphe. Selon la théorie L.S.S (Lindhard, Scharff et Schiott), l'arrêt des ions présente une distribution gaussienne [23- 24- 25]. Les ions incidents vont perdre leur énergie par chocs successifs avec les atomes de la cible.

Ils définissent statistiquement une profondeur moyenne de pénétration. La statistique qui convient assez bien est une gaussienne. Nous définissons ainsi deux paramètres :

- **Le parcours moyen projeté R_p** :c'est la profondeur où les ions implantés s'arrêtent avec un maximum de concentration avec un écart type ΔR_p (la déviation standard) qui caractérise la répartition statistique des ions en profondeur autour de R .
- **La déviation latérale (l'écart moyen latéral) ΔR_{\perp}** : est le parcours projeté sur le plan perpendiculaire à la direction d'incidence (perpendiculaire à la direction d'implantation), il caractérise la dispersion latérale des ions. C'est un paramètre très important surtout dans le cas de l'utilisation des masques pour la conception (architecture) des composants.

✓ La distribution de pénétration des ions dépend des facteurs suivants :

Le numéro atomique de l'ion incident ;

✓ le numéro atomique de la cible ;

✓ L'énergie cinétique des ions incidents ;

✓ La température de la cible ;

Chapitre I: Phénomène l'interaction ion-matière.

- ✓ Le nombre d'ions incidents reçu par unité de surface de la cible, appelé dose ;
- ✓ L'angle d'incidence du faisceau par rapport aux axes cristallographiques.

La distance parcourue par un ion le long de sa trajectoire est déterminée à partir de l'énergie perdue, par collisions nucléaire et électronique, comme suit :

$$R = \int_0^R dr = \frac{1}{N} \int_0^E \frac{dE}{S_n(E) + S_e(E)} \quad (I.19)$$

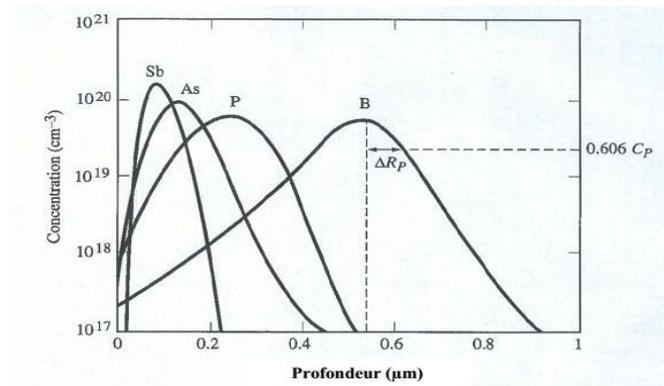


Fig I.7 : Distribution d'ions dans le silicium implantés à 200 KeV [26].

Expérimentalement nous n'avons pas accès à la distance (R) parcourue par l'ion incident. En pratique, le paramètre utilisé est la projection de ce parcours sur la direction perpendiculaire à la surface de la cible. Comme mentionné plus haut, ce paramètre est désigné par le parcours moyen projeté R_p . Il correspond à la moyenne de tous les parcours projetés et s'exprime comme suit :

$$R_p = \frac{1}{\Phi} \int x \cdot n(x) \cdot dx \quad (I.20)$$

Φ : la dose totale implantée (ions/cm²) ; $n(x)$: la distribution en profondeur de tous les ions implantés.

V.2 Modèle de distributions théoriques.

V.2.a. Modèle de distributions Gaussienne :

Considéré comme le plus classique des modèles analytiques, ce modèle est exprimé par la relation suivante :

$$C(x) = \frac{N}{\sqrt{2\pi}\delta R_p} \exp\left(-\frac{(x-R_p)^2}{2\delta R_p^2}\right) \quad (\text{I.21})$$

Où N est le nombre total d'ions implantés par unité de surface, R_p est la profondeur moyenne de pénétration (projected range) et δR_p est un facteur qui caractérise la déviation standard du profil (projected straggle). Pour le calcul et la détermination de ces deux paramètres, qui ne sont en fait que les deux premiers moments de la distribution gaussienne, il suffit simplement de se référer aux formules qui ont été rapportées dans la littérature et qui sont données par plusieurs auteurs [27].

VI.2.b. Modèle de distributions demi-Gaussienne :

Nous venons de voir que la première description des profils de dopage est basée sur la distribution de probabilité Gaussienne centrée autour de la portée projetée R_p avec une déviation standard projetée (l'écart type) δR_p . Généralement, le profil Gaussien de l'équation précédente est insuffisant pour décrire parfaitement les profils réels. Si le profil est légèrement asymétrique, alors un troisième moment devient indispensable pour obtenir une bonne description des profils. Dans ce cas le profil est donné par le joint des deux profils demi-gaussiens avec la portée R_m et les déviations δR_{p1} et δR_{p2}

$$x \leq R_m C(x) = \frac{2N}{\sqrt{2\pi}(\delta R_{p1} + \delta R_{p2})} \exp\left(-\frac{(x-R_m)^2}{2\delta R_{p1}^2}\right) \quad (\text{I.22})$$

$$x \geq R_m C(x) = \frac{2N}{\sqrt{2\pi}(\delta R_{p1} + \delta R_{p2})} \exp\left(-\frac{(x-R_m)^2}{2\delta R_{p2}^2}\right) \quad (\text{I.23})$$

R_m , δR_{p1} et δR_{p2} peuvent être calculés ou donnés par des tables :

$$R_p = R_m + 0,8(\delta R_{p2} - \delta R_{p1}) \quad (\text{I.24})$$

$$\delta R_p^2 = -0,64(\delta R_{p2} - \delta R_{p1})^2 + (\delta R_{p1}^2 - \delta R_{p2} + \delta R_{p2}^2) \quad (\text{I.25})$$

$$\gamma = \delta R_p^{-3}(\delta R_{p2} - \delta R_{p1}) \times (0,218\delta R_{p1}^2 + 0,362\delta R_{p1}\delta R_{p2} + 0,128\delta R_{p2}^2) \quad (\text{I.26})$$

$$\beta = 2,91 + 1,56\gamma^2 + 0,59\gamma^4 \quad (I.27)$$

Ces dernières équations se résolvent itérativement et les valeurs approchées de δR_{p1} et δR_{p2} sont obtenues par une interpolation. Pour la plupart des implantations dans le Silicium et dans beaucoup d'autres semi-conducteurs [28-29]. On en déduit que si on utilise d'avantage des moments d'ordre supérieurs, les résultats sont beaucoup plus meilleurs. Donc, il apparaît nécessaire de travailler avec des distributions ayant des distributions d'ordre supérieur qui deviennent de plus en plus recherchées.

V.2.c. Modèle de distribution à 3 moments :

Il existe plusieurs distribution à 3 moments, le troisième moment tient compte de la dissymétrie de la distribution par rapport à R_p en général la fonction de la distribution $F(X)$ s'écrit sous la forme d'un produit polynôme $P(X)$ par une fonction Gaussienne $G(X)$.

Le polynôme s'écrit sous la forme suivante :

$$P(X) = 1 + \frac{\sqrt{\beta_1}}{6}(X^2 - 3X) + \frac{\beta_2 - 3}{24}(X^4 - 6X^2 + 3) + \frac{\beta_1}{72}(X^6 - 15X^4 + 45X^2 - 15) \quad (I.28)$$

x : est une variable normalisée pour simplifier l'écriture :

$$X = \frac{X' - R_p}{\sigma_p} \quad (I.29)$$

β_1 : Le troisième moment.

β_2 : Un quatrième moment qui d'après Winterbon est lié à β_1 par la relation suivante :

$$\beta_2 = 3 + \frac{5}{3}\beta_1 \quad (I.30)$$

La distribution finalement $F(X)$ s'écrit sous la forme suivante :

$$F(X) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_p} e^{-\frac{x^2}{2}} \left[1 + \frac{\sqrt{\beta_1}}{6}(X^2 - 3X) + \frac{5\beta_1}{72}(X^4 - 6X^2 + 3) + \frac{\beta_1}{72}(X^6 - 15X^4 + 45X^2 - 15 \dots) \right] \quad (I.31)$$

V.2.d. Modèle de distributions Pearson IV :

La correction par la distribution de type Pearson a pour objectif d'améliorer la description du profil de dopage des particules en rendant son allure plus proche avec celui obtenu expérimentalement, cette distribution est définie par les quatre paramètres suivants : la position moyenne (R_p), l'écart type δ_p , l'asymétrie (γ) et l'aplatissement (β) [30]. Afin de calibrer ces paramètres de manière à ce que les distributions Pearson IV aient une allure similaire à celle des profils expérimentaux, commençons par caractériser ces fonctions en fonction de chacun de ces quatre paramètres.

D'une manière générale, une distribution $f(x)$ se caractérise en fonction de ses moments. Le moment d'ordre 1, μ_1 est défini par :

$$\mu_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} x \cdot f(x) \cdot dx \quad (\text{I.32})$$

Où, μ_1 correspond à la position moyenne de la distribution, on le note en général R_p .

Les moments d'ordre supérieurs μ_i ($i=2, 3, \dots$), s'expriment en fonction de R_p de la manière suivante:

$$\mu_i = \int_{-\infty}^{+\infty} (x - R_p)^i \cdot f(x) \cdot dx \quad (\text{I.33})$$

Les distributions de type Pearson sont solutions de l'équation différentielle [31] :

$$\frac{df(x)}{dx} = \frac{(x-a)f(x)}{b_0 + b_1x + b_2x^2} \quad (\text{I.34})$$

Où, les quatre coefficients, b_0 , b_1 et b_2 s'expriment par :

$$\alpha = b_1 = -\frac{\gamma\delta_p(\beta+3)}{A} b_0 = -\frac{\delta_p^2(4\beta+3\gamma^2)}{A} b_2 = -\frac{2\beta-3\gamma^2-6}{A} \quad (\text{I.35})$$

Où, $A = 10\beta - 12\gamma^2 - 18$ et δ_p représente l'écart type de la distribution.

La distribution de Pearson s'exprime en fonction de ses quatre moments :

$$R_p = \mu_1 \sigma_p = \sqrt{\mu_2} \gamma = \frac{\mu_3}{\sigma_p^3} \beta = \frac{\mu_4}{\sigma_p^4} \quad (\text{I.36})$$

Selon la valeur de ces coefficients, nous pouvons distinguer sept types de distributions Pearson, généralement on utilise la distribution Pearson IV, car elle est définie pour tout x tel que $-\infty < x < \infty$, alors que les autres types sont définis sur des domaines restreints [30]. De plus, elle présente un unique maximum à la profondeur $x = R_p + \alpha$, avec α le coefficient défini par l'équation (I.39) et décroît de manière monotone vers 0 de chaque côté de ce maximum, dans ces conditions des distributions Pearson IV, les coefficients d'asymétrie γ et d'aplatissement β doivent satisfaire les conditions énoncées ci-dessous [32]:

$$0 < \gamma^2 < 32 \text{ et } \beta > \frac{39\gamma^2 + 48 + 6(\gamma^2 + 4)^{\frac{3}{2}}}{32 - \gamma^2} \quad (\text{I.37})$$

L'expression de la distribution Pearson IV se présente alors sous la forme :

$$f(x) = K [b_0 + b_1(x - R_p) + b_2(x - R_p)^2]^{-\frac{1}{2b_2}} \exp \left[-\frac{\frac{b_1 + 2\alpha}{b_2}}{\sqrt{4b_0b_2 - b_1^2}} \alpha \tan \left(\frac{2b_2(x - R_p) + b_1}{\sqrt{4b_0b_2 - b_1^2}} \right) \right] \quad (\text{I.38})$$

Avec, K une constante de normalisation dont la valeur est fixée de manière à ce que la relation suivante soit vérifiée :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(x) \cdot dx = 1 \quad (\text{I.39})$$

VI. Dommage d'interaction dans les solides :

VI.1 Mécanisme de génération de défauts :

Lorsque du bombardement d'un solide cristallin des défauts sont générés à l'intérieur du réseau atomique. Contrairement aux matériaux isolants pour lesquels les collisions inélastiques peuvent créer des défauts pour les semi-conducteurs il est admis que seules les collisions élastiques de l'ion incident avec les noyaux du substrat sont à l'origine de la création de défauts.

Lors de sa pénétration dans le matériau cible, le long de sa trajectoire, l'ion incident produit un nombre important de collisions avec les atomes du matériau cible. Si l'énergie transmise est suffisante, des atomes du matériau cible seront déplacés de leurs sites, et à leur

tour, ils pourront par collisions successives produire des délocalisations d'atomes en cascades (**figure I.8**). Ainsi, une région perturbée est produite par génération de défauts structuraux de type lacunes interstitielles (paires de Frenkel).

Cette couche perturbée peut être considérée comme une région très désordonnée localisée autour de la trajectoire de l'ion incident [34].

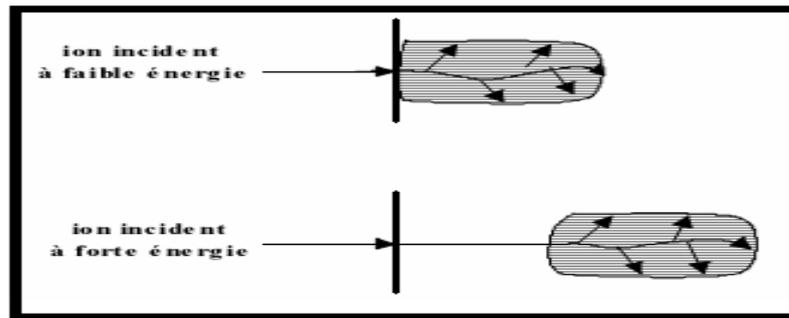


Fig I.8:Schéma des régions perturbées le long de la trajectoire de l'ion incident pour des faibles et grandes énergies d'incidence (relatives à la masse de l'ion) [35].

VI.2 Distribution de l'énergie de dommage :

On utilisant trois méthodes pour calculer les distributions de l'énergie de dommage :

- 1- Les méthodes de Monte-Carlo [36] sont couramment utilisées, citons entre autre le programme **SRIM**.
- 2- Les méthodes indirectes basées sur la résolution d'une équation de transport de type Boltzmann développées par Gibbons et al. Sigmund et Winterbon.

Des tables ont été publiées.

- 3- Les méthodes directes basées sur un traitement statistique, dans la mesure où l'on part de la distribution des parcours projetés et l'aide d'un certains nombres d'approximation on déduit la distribution de l'énergie déposée.

VII. QUELQUES PROBLEMES D'IRRADIATION DANS LES SOLIDES :

On rencontre plusieurs problèmes dans l'implantation des matériaux. Les uns sont liés à la structure du matériau et les autres au phénomène du bombardement. Nous allons citer trois de ces problèmes :

L'amorphisations du matériau, l'érosion de la surface et la canalisation [37].

VII.1. L'implantation ionique :

L'implantation ionique est un procédé inventée à la fin des années 1940 par William Shockley. Cette technique consiste à implanter des ions dans une cible afin de modifier ses propriétés. Initialement développée pour doper les semi-conducteurs, c'est au cours des années 1970 que l'implantation ionique a été détournée de son utilisation initiale pour améliorer les propriétés des métaux et des polymères.

L'implantation ionique consiste à bombarder un matériau avec des ions et à des énergies variables.

Un ion pénétrant dans un solide va perdre son énergie par chocs avec les atomes de la cible avant de s'arrêter dans le matériau [38].

VII.2 .L'amorphisation du matériau :

Un solide amorphe est un solide sans organisation atomique à longue distance. Par opposition avec les solides cristallins, un amorphe n'a pas de périodicité.

Pendant le bombardement ionique le matériau subit une destruction du réseau qui permet au matériau de passer de l'état de cristal à celui d'amorphe.

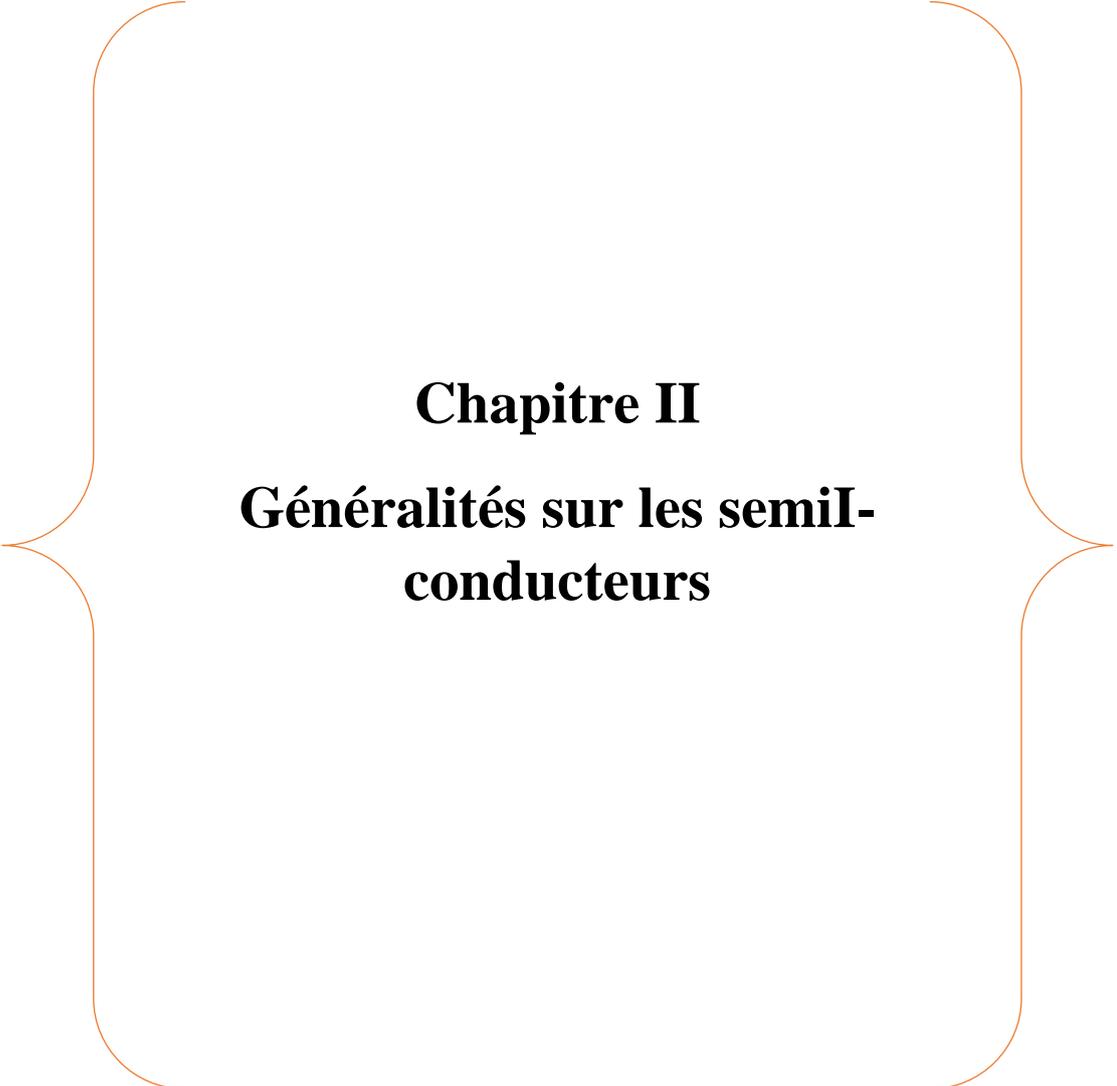
Dans le cas des semi-conducteurs tel que le Si, cette amorphisation permet d'obtenir de meilleurs composants dans le processus de dopage par implantation ionique.

Par contre, pour d'autres semi-conducteurs tel que GaAs il s'est avéré que la formation d'une couche amorphe gêne la guérison du matériaux et ne donne pas un cristal de bonne qualité après recuit [39].

CONCLUSION :

Dans ce chapitre nous avons présenté les notions fondamentales qui caractérisent les phénomènes d'interaction ion- solide, les différentes pertes d'énergie ainsi que les différents distributions des ions implantés lors du processus de bombardement ionique.

Nous avons également étudié les mécanismes de génération des défauts d'irradiation et quelques problèmes liés à l'implantation.



Chapitre II
Généralités sur les semi-
conducteurs

Introduction

La technologie de l'information et de communication est en évolution rapide grâce à l'industrie des semi-conducteurs. Ces derniers désignent les matériaux capables de relayer du courant électrique en ayant des propriétés physiques mi-chemin entre le métal et l'isolant.

Cependant, vers 1833, Mr Faraday a remarqué qu'il existait des matériaux ne pouvant être classés dans aucune de ces deux catégories [40].

A l'état pur, ces matériaux étaient à la fois de mauvais conducteurs et de mauvais isolants, or leurs propriétés électriques, notamment la résistivité, variaient très sensiblement sous l'influence des facteurs extérieurs de l'environnement (température, pression...), de la présence des impuretés, de la lumière, etc... En occupant une place intermédiaire entre les conducteurs et les isolants, ces matériaux ont été appelés semi-conducteurs.

Le semi-conducteur est défini comme étant un matériau qui possède une résistivité électrique qui s'égalise de 10^{-3} à $10^4 \Omega\text{cm}$ (ou plus).

Ce sont des éléments essentiels de l'électronique et de l'informatique modernes puisqu'ils permettent de contrôler à la fois la direction du courant et son intensité [41].

I. Définition d'un semi-conducteur :

I.1. Définition :

Un semi-conducteur est un corps cristallin dont les propriétés de conductivité électrique sont intermédiaires entre celles des isolants et des conducteurs, elles varient sur plusieurs ordres de grandeur, sous l'effet de :

- La température,
- L'éclairement,
- La présence d'impuretés (dopage) [42].

I.2. les types de semi-conducteurs :

I.2.1. Semi-conducteurs intrinsèques :

Si une liaison de valence est brisée (agitation thermique, photon ...) l'électron devient mobile : il laisse un excès de charge positive le « **trou** » (symbolisé par un + dans un carré). Cette lacune va être comblée par un électron voisin libéré par agitation thermique et qui va à son tour laisser un trou : ceux-ci semblent se déplacer dans le réseau. Aux électrons (masse positive, charge négative) correspondent des trous (masse négative, charge positive).

Le déplacement des trous étant un processus à deux étapes, leur mobilité dans le réseau est plus faible que celle des électrons. Trous et électrons constituent les **porteurs libres intrinsèques** dont le nombre est fonction de la température. La neutralité électrique du matériau impose que les trous et les électrons soient en nombres identiques (n_i et p_i) [43].

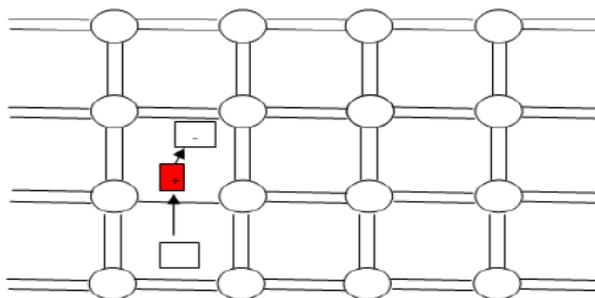


Fig II-1: représentation plane d'un semi-conducteur intrinsèque [43]

La conductivité intrinsèque du matériau est très faible

$$\sigma = q (\mu_n n_i + \mu_p p_i) \quad (\text{II-1})$$

avec $n_i = p_i$

Donc :

$$\sigma = q n_i (\mu_n + \mu_p) \quad (\text{II-2})$$

En prenant l'exemple de Si pur à 300 K, on mesure : $n_i = p_i = 1,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Ce nombre est très faible si on le compare au nombre des atomes.

Toujours pour le silicium pur à 300 K, les mobilités sont : $\mu_n = 12 \cdot 10^6 \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ et

$\mu_p = 5 \cdot 10^6 \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$.

Donc la conductivité intrinsèque elle est très faible [43].

I.2.2. Semi-conducteurs extrinsèques :

Un semi-conducteur extrinsèque est un semi-conducteur pour lequel, à l'équilibre thermodynamique, la concentration en électrons est différente de la concentration en trous. Cette différence est obtenue le plus souvent en introduisant dans le matériau de manière intentionnelle une faible concentration d'impuretés de nature contrôlée. Cet ajout est appelé dopage. Il a une influence considérable sur les propriétés des semi-conducteurs. Les éléments physiques choisis comme dopant présentent une valence différente de celle du semi-conducteur. Ils se positionnent dans son réseau en site substitutionnel, c'est-à-dire en remplacement de certains atomes.

I.2.3. Semi-conducteurs dopé :

Le dopage peut être créé de deux manières : Si le cristal est dopé avec des atomes possédant un électron de valence supplémentaire, cet électron ne sera pas lié à un atome en particulier et pourra se déplacer librement à travers le réseau : type-n Si le cristal est dopé avec des atomes possédant un électron de valence de moins, il y aura donc un trou parmi les électrons de valence. Ce trou peut être rempli par un électron de valence d'un atome voisin, mais cela créera un autre trou. Ce trou peut être vu comme une charge positive mobile type-p[44]

A. Semi-conducteur type N : (dopage N, donneurs)

Si on ajoute des atomes pentavalente (P, As, Sb) à un semi-conducteur ces atomes se substituent aux atomes cristallines et fournissent des électrons libres, et en obtient un semi-conducteur de type N.

L'atome donneur participe avec 4 électrons et le cinquième électron devient libre voir la Figure I-2

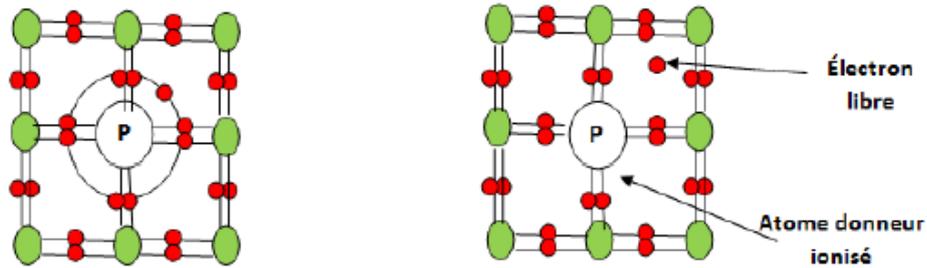


Fig II- 2: Silicium type N [45].

La conductivité du matériau (conductivité **extrinsèque**) devient à cause du taux de dopage, très supérieure à celle du matériau pur. Les atomes pentavalents ou donneurs deviennent des ions positifs après le passage des électrons excédentaires dans la bande de conduction.

La conduction dite de **type N** (négative) est assurée par des électrons. Les électrons sont les porteurs majoritaires et Les trous sont les porteurs minoritaires qui signifie $n \gg p$ [45].

Donc la loi 1-1 devient :

$$\sigma = q ND \mu_n \quad (\text{II-3})$$

Ou

ND : concentration des donneurs.

B. Semi-conducteur type P : (dopage P, Accepteur)

Si on ajoute des atomes trivalente (Bore) à un semi-conducteur ces atomes se substituent aux atomes cristallines et mettent les électrons de valence dans des liaisons, il y'a donc apparition d'un trou et on aura un semi-conducteur de type P.

L'atome accepteur à 3 électrons donc elle va recevoir un quatrième électron. Voir illustration de la Figure 2- 3 [46].

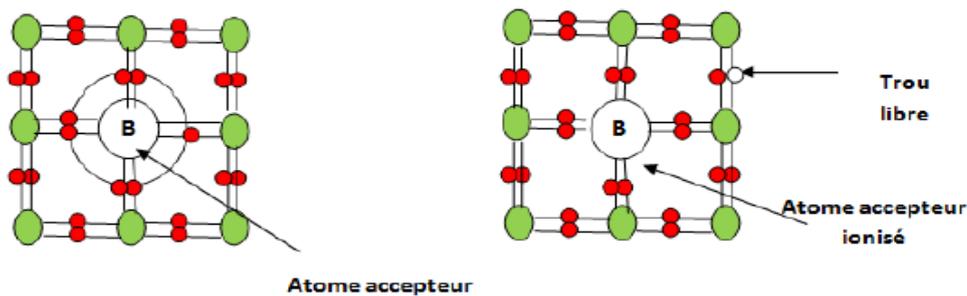


Fig II- 3: Silicium type P [46].

La conduction dite de **type P** (positive) est assurée par des trous. Les trous sont les porteurs majoritaires et les électrons sont les porteurs minoritaires qui signifie $p \gg n$.

Donc la loi 1-1 devient :

$$\sigma = q N_A \mu_p \quad (\text{II-4})$$

Ou

N_A : concentration des donneurs.

II. CLASSIFICATION DES MATERIAUX

Selon les propriétés électriques, les matériaux sont classés en trois catégories, conducteurs, isolants et semi-conducteurs, voir schéma.

I.1. Conducteurs: Les métaux tels que le fer (Fe), le cuivre (Cu), l'or (Au), l'argent (Ag) et l'aluminium (Al) sont des conducteurs de courant électrique. La présence d'électrons libres dans la couche périphérique (densité $n \approx 10^{22}$ à 10^{23} é/cm^3) est l'origine de la conductivité électrique. A température ambiante la résistivité ρ des conducteurs est très faible ($\rho \leq 10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}$).

I.2. Isolants: Les matériaux qui ont une résistivité ρ supérieure à $10^8 \Omega \cdot \text{cm}$ sont des isolants (matériaux non conducteurs de courant électrique). Parmi ces matériaux ; le verre, le mica, la silice (SiO_2) et le carbone (Diamant)... La conductivité des isolants est donc très faible

$$(\sigma = 1/\rho).$$

I.3. Semi-conducteurs: Cette classe de matériaux se situe entre les métaux (conducteurs) et les isolants (non conducteurs). La résistivité ρ des semi-conducteurs varie de

10^{-3} à 10^{+4} .cm. les électrons libres et les trous mobiles sont les porteurs de charges responsables de la conductivité électrique. Un semi-conducteur peut être soit intrinsèque (pur) ou extrinsèque (dopé) par des impuretés.

- Semi-conducteur intrinsèque : la résistivité du silicium pur est de l'ordre de $\rho \approx 10^3 \Omega.cm.$

- Semi-conducteur extrinsèque : la résistivité du silicium dopé par le Bore ou le phosphore est de l'ordre de $10^{-2} \Omega.cm.$

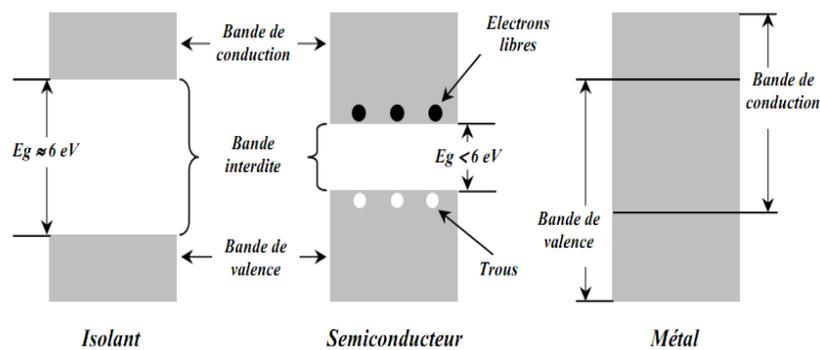


Fig II.4 :Structure en bandes d'énergie des matériaux ;Isolants, Semi-conducteurs et Métaux [47].

III.PROPRIETES GENERALES DES SEMI-CONDUCTURES

III.1.Structure des semi-conducteurs

La matière condensée peut prendre deux différents états solides, l'état amorphe dans lequel l'arrangement des atomes est aléatoire. Les matériaux qui se solidifient dans cet état sont généralement appelés des verres et sont considérés comme des liquides de haute viscosité [48].

Le deuxième état, qui nous intéresse plus particulièrement ici, est l'état cristallisé, là les atomes sont rangés régulièrement (périodiquement) aux nœuds d'un réseau. Le résultat est un ensemble ordonné de noyaux et d'électrons liés entre eux par des forces essentiellement coulombiennes. On associe les électrons des couches internes des atomes avec leur noyau, ce qui représente un ion positif et on traite les électrons périphériques comme des particules quasi-libres dans le champ des ions. On distingue, à partir de ce type de représentation, essentiellement quatre familles de solides cristallisés : les cristaux ioniques, les cristaux covalents, les métaux et les cristaux moléculaires.

Chapitre II: GÉNÉRALITÉS SUR LES SEMI-CONDUCTEURS

Les cristaux covalents sont construits avec des éléments de la colonne IV du tableau périodique (C, Si, Ge, Sn). Ces éléments ont quatre électrons périphériques qu'ils mettent en commun avec quatre voisins pour établir des liaisons covalentes.

Les électrons de valence sont liés mais leur énergie de liaison est beaucoup plus faible que dans les cristaux ioniques. Cette énergie de liaison est importante dans le carbone diamant, ce qui en fait un isolant, elle est nulle dans l'étain, ce qui en fait un conducteur [49].

La théorie des bandes appliquée aux semi-conducteurs amène à considérer une bande de valence entièrement pleine qui est séparée d'une bande de conduction par une bande interdite distante de l'énergie ΔE . Si on apporte une énergie thermique ou lumineuse suffisante à un électron, il peut passer de la bande de valence à la bande de conduction avec une probabilité P proportionnelle :

$$P \propto \exp(-\Delta E / KT) \quad (\text{II.5})$$

ΔE : est l'écart en énergie séparant les deux bandes.

T : la température absolue.

K : est la constante de Boltzmann ; $K = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{JK}^{-1}$.

Pour : $T = 300^\circ \text{K} \rightarrow KT = 0.0025 \text{eV}$.

Diamant: $\Delta E = 7 \text{eV}$; silicium: $\Delta E = 1.12 \text{eV}$; germanium: $\Delta E = 0.7 \text{eV}$.

Dans un semi-conducteur, ΔE est assez faible pour autoriser, à température (T) ambiante, le passage d'un petit nombre d'électrons de la bande de valence vers la bande de conduction [50].

III.2. Sensibilité de la conductivité électrique

Les semi-conducteurs sont des matériaux dont la conductivité est intermédiaire entre celles des isolants et des conducteurs. Dans les semi-conducteurs la conduction est assurée par deux types de porteurs les électrons et les trous.

La conductivité électrique σ des semi-conducteurs croît rapidement avec la température selon l'expression suivante :

$$\delta(T) = q(n\mu_n(T) + p\mu_p(T)) \quad (\text{II.6})$$

En général, la conductivité électrique dépend, en outre, de la température, de la radiation électromagnétique, du champ magnétique et de toute forme d'irradiation et de défauts. Ce sont ces variations de la conductivité électrique, sous l'effet d'influences variées, qui font des semi-conducteurs des matériaux importants pour l'électronique et ses applications.

III.3.Composition chimique :

D'autres critères ont été utilisés dans la classification des matériaux semi-conducteurs à savoir : la structure cristalline, le type de conduction (ionique ou électronique) et la composition chimique.

III.3.a. Semi-conducteurs simples :

Un semi-conducteur intrinsèque simple est constitué d'un seul élément tels que les semi-conducteurs de la colonne IV de la classification périodique par exemple ; le silicium (Si) et de Germanium (Ge).

III.3.b. Semi-conducteurs composés :

Dans cette catégorie, le semi-conducteur est constitué d'au moins deux types d'atomes différents. Les semi-conducteurs binaires de la classe (II-VI) sont constitués d'un élément de la colonne II et d'un autre élément de la colonne VI de la classification périodique. Les semi-conducteurs de la classe (III-V) sont composés d'un élément de la colonne III et d'un autre élément de la colonne V de la classification périodique. De même avec les semi-conducteurs de la classe (IV-VI), voir exemples :

Exemples :

- **Semi-conducteurs binaires de la classe (II-VI) :** Sulfure de zinc (ZnS), Séléniure de zinc (ZnSe), Oxyde de zinc (ZnO)...
- **Semi-conducteurs binaires de la classe (III-V) :** Phosphure de gallium (GaP), Phosphure d'aluminium (AlP)...
- **Semi-conducteurs binaires de la classe (IV-VI) :** Séléniure de plomb (PbSe), Sulfure de germanium (GeS), Séléniure de germanium (GeSe)...

Il existe aussi d'autres types de semi-conducteurs composés de trois atomes différents (ternaires) et même de quatre atomes (quaternaires) [49].

Exemples :

- **Semi-conducteurs ternaires** : Phosphure de gallium-indium (InGaP), Phosphure de gallium-aluminium (AlGaP)...
- **Semi-conducteurs quaternaires** : Phosphure de gallium-indium-aluminium (AlGaInP), Arséniure-phosphure de gallium-indium (InGaAsP)...

IV. Structure et application de quelques semi-conducteurs.

IV.1.L'arséniure de gallium (GaAs) :

L'arséniure de gallium est un composé chimique de formule brute GaAs appartenant à la famille des semi-conducteurs III-V.

C'est un matériau semi-conducteur à gap direct présentant une structure cristalline cubique de type sphalérite (blende).

Il est utilisé notamment pour réaliser des composants micro-ondes, des circuits intégrés monolithiques hyperfréquences, des composants opto-électroniques, des diodes électroluminescentes dans l'infrarouge, des diodes laser, des cellules photovoltaïques et des fenêtres optiques. Le GaAs est dit « III-V » car le gallium et l'arsenic se trouvent respectivement dans le groupe 13 et le groupe 15 du tableau périodique, appelés jadis colonne IIIB et colonne VB, et donc trois et cinq électrons de valence. L'arséniure de gallium est couramment utilisé comme substrat pour la croissance épitaxiale d'autres III-V tels que l'arséniure d'indium-gallium $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ et l'arséniure d'aluminium-gallium $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

IV.1.1.Structure cristalline :

L'arséniure de gallium présente une structure cristalline de type *blende*, l'une des formes cristallines du sulfure de zinc ZnS. Si l'on considère que les atomes de gallium occupent les nœuds d'un réseau cubique à faces centrées (CFC), les atomes d'arsenic occupent quatre des huit sites tétraédriques de cette maille — et réciproquement.

IV.2. Le gallium :

Le gallium est l'élément chimique de numéro atomique 31, de symbole Ga. Il appartient au groupe 13 du tableau périodique ainsi qu'à la famille des métaux pauvres.

Le corps simple gallium est un métal. Son point de fusion bas (29,76 °C) lui permet de fondre dans la main. Des traces en sont trouvées dans la bauxite et les minerais de zinc.

Arsenic :

L'arsenic est le élément chimique de numéro atomique 33, son symbole est comme il est métalloïde qui se produit sous trois formes alla tropes différente :jaune ,noir et gris comme herbicides et insecticides il est également utilisé dans certains alliages.

IV.3.Le silicium :

Le silicium présente à l'état pur des caractéristiques mécaniques élevées qui le font utiliser pour la réalisation de petites pièces destinées à certains micro mécanismes et même à la fabrication de ressorts spiraux destinés à des montres mécaniques haut de gamme.

Applications du gallium :

La consommation de gallium est centrée sur l'industrie des supraconducteurs. Les applications semi-conductrices dominent la demande commerciale de gallium, représentant 98 % du total. Lorsqu'il est allié à l'arsenic pour produire de l'arséniure de gallium (GaAs), il peut convertir l'électricité en lumière. En raison de ces propriétés, il est utilisé dans les LED et s'est avéré produire moins de chaleur que le silicium, ce qui le rend adapté à une utilisation dans les superordinateurs.

IV.4.Comparaisons GaAs-Silicium :

L'arséniure de gallium a quelques propriétés électriques supérieures à celles du silicium :

- il possède une plus grande vitesse de saturation des électrons, et ceux-ci ont une mobilité plus grande, ce qui lui permet de fonctionner à des fréquences supérieures à 250 GHz ;
- les dispositifs à technologie GaAs génèrent moins de bruit en hautes fréquences que ceux à base de silicium ;

Chapitre II: *GÉNÉRALITÉS SUR LESSEMI-CONDUCTEURS*

- ils peuvent de même fonctionner à puissance plus élevée, du fait d'une tension de claquage plus élevée.
- il possède un gap direct, ce qui lui confère des propriétés d'opto-électronique supérieures

Ces propriétés font que l'arséniure de gallium peut être utilisé, notamment dans la fabrication de circuits pour téléphones portables, communications par satellite, technologie micro-onde, ainsi que certains dispositifs à radar. L'arséniure de gallium est aussi utilisé dans la fabrication de diode Gunn.

Un autre atout de l'arséniure de gallium est son gap direct (contrairement au silicium qui a lui un gap indirect) ce qui lui permet d'émettre de la lumière (le silicium émet très peu de lumière, même si de récentes avancées technologiques ont permis de l'utiliser pour faire des LEDs ou des lasers).

Les propriétés de l'arséniure de gallium, en particulier sa vitesse de commutation, l'ont fait paraître comme un matériau idéal, notamment pour des applications en informatique. Dans les années 1980, beaucoup pensaient que le marché de la microélectronique serait dominé à terme par l'arséniure de gallium, remplaçant ainsi le silicium. La première tentative d'évolution est due aux vendeurs de superordinateurs CrayResearch, Convex, et Alliant. Cray développa une machine à base d'arséniure de gallium, le cray-3, mais les efforts financiers de recherche furent insuffisants, et la compagnie fit faillite en 1995.

Le silicium possède trois principaux avantages par rapport à l'arséniure de gallium.

Tout d'abord il est particulièrement abondant (c'est l'élément le plus abondant sur Terre après l'oxygène).

Le second avantage du silicium est l'existence d'un oxyde naturel, le dioxyde de silicium (SiO_2), un excellent isolant. On peut faire croître facilement cet isolant en oxydant le silicium pour former la grille du transistor. Cet avantage est devenu cependant moins flagrant avec les nouvelles technologies où la grille du transistor est remplacée par un autre diélectrique à plus forte constante diélectrique. L'arséniure de gallium ne possède pas d'oxyde naturel aux propriétés équivalentes.

Chapitre II: GÉNÉRALITÉS SUR LESSEMI-CONDUCTEURS

Le troisième avantage est sans doute le plus important. L'absence de transistors à effet de champ canal-P en arséniure de gallium de qualité ne permet pas la mise en œuvre de la technologie CMOS, alors qu'avec le silicium, on peut facilement fabriquer des transistors P et N pour former une porte CMOS.

Ces raisons et son coût plus élevé font que l'arséniure de gallium n'a pas remplacé le silicium dans la plupart des applications.

Le silicium est aussi moins fragile que l'arséniure de gallium : on peut donc faire de plus grandes tranches en silicium qu'en arséniure de gallium (actuellement jusqu'à un diamètre de 300 mm pour le silicium, à comparer à 150 mm pour l'arséniure de gallium).

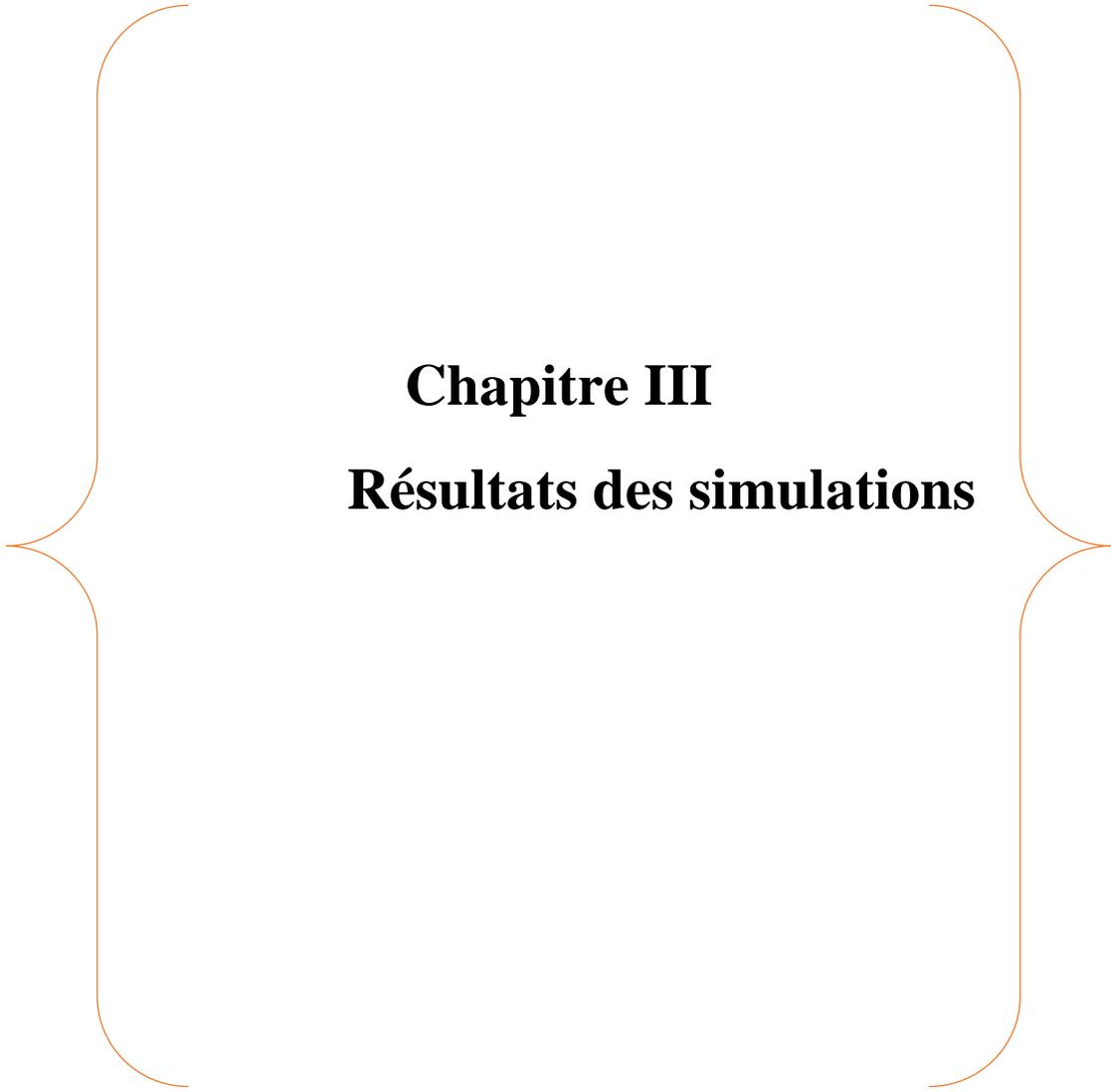
CONCLUSION

Dans ce chapitre consacré aux généralités sur les semi-conducteurs, nous avons donné les principales propriétés structurales et électriques des semi-conducteurs et leur classification tant en fonction de la composition chimique, dopage ou structure de bandes. Dans la dernière partie de ce chapitre nous avons énuméré les propriétés physiques ainsi quelques applications des semi-conducteurs étudiés GaAs et Si.



Partie

Simulations



Chapitre III
Résultats des simulations

INTRODUCTION

Notre choix s'est porté sur un outil de calcul de type Monte-Carlo en libre accès : le logiciel SRIM.

Après présentation du logiciel de calcul (**SRIM, version 2008**) différentes simulations sont effectuées afin de déterminer l'influence des différents paramètres d'implantation sur les profils d'implantation.

I.PRESENTATION DU LOGICIEL DE SIMULATION NUMERIQUE "SRIM"

Plusieurs logiciels de simulation numérique sont utilisés pour le calcul des phénomènes cinétiques associés aux pertes d'énergie des ions. SRIM (The Stopping and Range of Ion in Matter) est un ensemble de programmes qui permettent de calculer l'arrêt et l'étendue de pénétration des ions dans la matière (jusqu'à 2 GeV/amu (=atomic mass unit)). Ce programme utilise les théories de la mécanique quantique pour décrire la collision ion-atome (en supposant qu'un atome en mouvement est un ion, et que tous les atomes de la cible sont des atomes).

Dans ce programme, développé par Ziegler et Biersack, le matériau est supposé isotrope. Les calculs sont effectués selon une simulation de type Monte - Carlo, consistant à suivre individuellement un grand nombre des collisions. Un ion incident a une trajectoire rectiligne avec des pertes d'énergies électroniques, puis change de direction sous l'influence de la collision nucléaire. Lorsque l'énergie de l'ion est inférieure à son énergie de déplacement E_d , il s'arrête et il y a dissipation d'énergie sous forme de phonons.

Ce programme permet de calculer différents paramètres liés à l'implantation d'ions dans une cible entre autres :

- ✓ La distribution spatiale des ions implantés (profondeur moyenne, dispersion, distribution latérale) ;
- ✓ Les distributions des pertes d'énergies électronique et nucléaire en fonction de la profondeur (ce sont les distributions moyennes par un ion). La distribution des lacunes (atomes déplacés) calculée à partir du modèle de Kinchin-Pease exprimées en E_v/A° .

Chapitre III: *RÉSULTATS DES SIMULATIONS*

Cependant, il existe certaines limitations à ce programme dont il faut tenir compte :

- ✓ La cible ne garde aucun « effet mémoire » d'une particule sur l'autre : ainsi ; la distribution de défauts et le déplacement des atomes de recul ne tiennent pas compte des précédents défauts calculés ; ce qui ne permet pas de déterminer un taux de diffusion d'une couche à l'autre ;
- ✓ Le calcul ne tient pas compte d'éventuels effets chimiques qui peuvent devenir importants lorsque l'énergie de l'ion incident est de l'ordre de l'électron volt en fin de parcours ;
- ✓ La simulation ne tient pas compte non plus des effets liés à l'élévation de température due à l'irradiation [50].

Le logiciel utilisé pour ces simulations permet à partir de données initiales telles que :

- Choix sur l'angle d'incidence.
- Choix de l'ion incident.
- Choix de la cible.
- Choix de l'énergie.
- Choix de l'épaisseur [51].

de déterminer les grandeurs physiques souhaitées.

Dans ce travail, nous utiliserons principalement le logiciel SRIM, qui utilise la méthode de cascades de collisions pour suivre les atomes individuels déplacés jusqu'à ce que leur énergie devienne inférieure à E_d . L'énergie E_d est définie comme étant l'énergie minimale qu'il faut transférer à un atome cible pour le déplacer de son site une lacune. Sachant E_1 qu'est l'énergie du projectile (l'ion incident) après la collision et E_2 , l'énergie transférée à un atome cible, SRIM peut rencontrer quatre situations différentes :

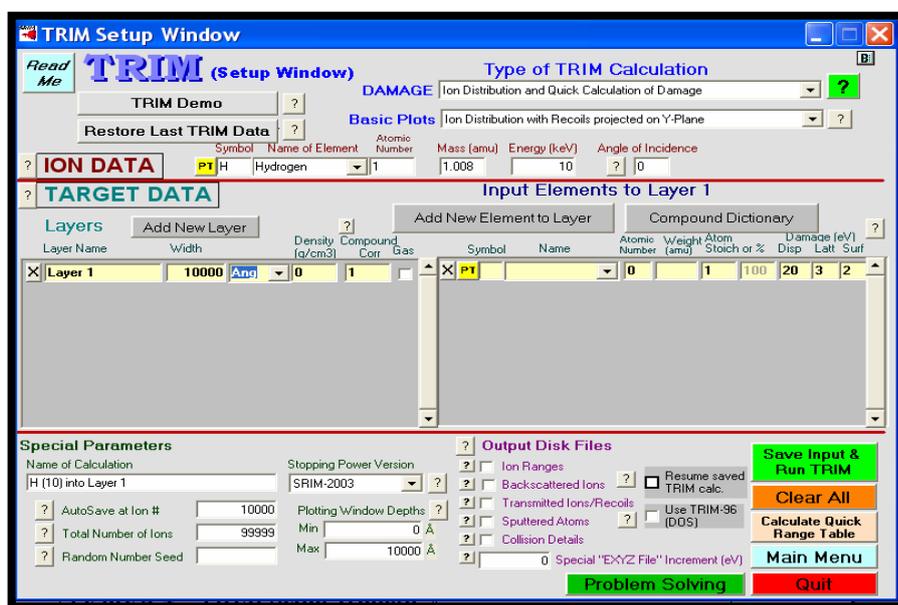
- $E_1 > E_d$ et $E_2 > E_d$: L'ion incident peut déplacer un atome cible de son site qui devient à son tour une particule incidente pouvant subir d'autres atomes cibles et constituer des lacunes ;

Chapitre III: *RÉSULTATS DES SIMULATIONS*

- $E_1 > E_d$ et $E_2 < E_d$: L'énergie de l'atome cible est insuffisante, il reste alors dans son site et son énergie E_2 sera dissipée dans le réseau pour la création des phonons (vibration de réseau). Quant à la particule, elle continue son mouvement ;
- $E_1 < E_d$ et $E_2 > E_d$: L'atome cible est éjecté de son site et devient une particule incidente pour subir d'autres chocs. La particule occupe des sites vides (substitutionnels) et son énergie est dissipée dans le réseau par la création de phonons ;

$E_1 < E_d$ et $E_2 < E_d$: L'atome cible continue à vibrer dans sa position d'équilibre sans quitter son site. L'ion incident peut occuper seulement des sites interstitiels et son énergie dissipée dans le réseau par la création de phonons [52].

Le logiciel SRIM (version 2008) nous offre directement les différents profils d'implantation du système étudié (ion, cible, angle d'incidence, énergie, masse), bien entendu il s'agit d'une valeur moyenne sur un grand nombre de tirs (possibilité de calcul 99999 tirs).



FigIII.1:Présentation de l'interface du logiciel SRIM.

II. DÉTERMINATION DES POUVOIRS D'ARRÊT ET DES MOMENTS DES DISTRIBUTIONS DES IONS IMPLANTÉS :

Dans cette partie nous allons présenter les résultats de simulation des différents pouvoirs d'arrêt(électronique et nucléaire) des systèmes étudiés ainsi que les différents moments des distributions générées par le logiciel SRIM.

Les tables générées par SRIM pour les systèmes(As, Si) dans une cible de GaAs ,avec une énergie donnée.

II.1. Effets de l'énergie et de la masse de l'ion incident :

Pour étudier l'effet de l'énergie et de la masse sur les pouvoirs d'arrêt et les moments de distribution nous avons choisi les ions Arsenic , Silicium dans la cible de GaAs.

II.1.1. Effets de l'énergie de l'ion incident sur les pouvoirs d'arrêt :

Pour étudier l'effet de l'énergie sur les pouvoirs d'arrêt et les moments des distributions des ions(As, Si) sur la cible de GaAs, nous avons fait varier de [50à 200 keV].

L'énergie de l'ion As (keV)	Pouvoir d'arrêt électronique (eV/ Å)	Pouvoir d'arrêt nucléaire (eV/ Å)	Parcours projeté RP (Å)	Déviaton longitudinale ΔR_p (Å)	Déviaton latérale σ (Å)
50	2.576 E-01	2.898	249	132	95
100	3.644 E-01	2.997	445	221	157
150	4.466 E-01	2.947	642	306	214
200	5.634 E-01	2.859	842	388	270

Tableau III.1: Regroupe les résultats du système As dans GaAs.

Chapitre III: *RÉSULTATS DES SIMULATIONS*

L'énergie de l'ion Si (keV)	Pouvoir d'arrêt électronique (eV/ Å)	Pouvoir d'arrêt nucléaire (eV/ Å)	Parcours projeté RP (Å)	Déviaton longitudinale ΔR_p (Å)	Déviaton latérale σ_p (Å)
50	4.300 E-01	7.354 E-01	483	321	235
100	6.125 E-01	6.438 E-01	949	556	415
150	7.350 E-01	5.695 E-01	1424	793	582
200	8.246 E-01	5.119 E-01	1911	952	741

Tableau III.2: Regroupe les résultats du système Si dans GaAs.

La figure(III.2) regroupe les pouvoirs d'arrêt électronique des ions (As, Si) dans la cible de GaAs a différentes énergies variant de 50 a 200 kev.

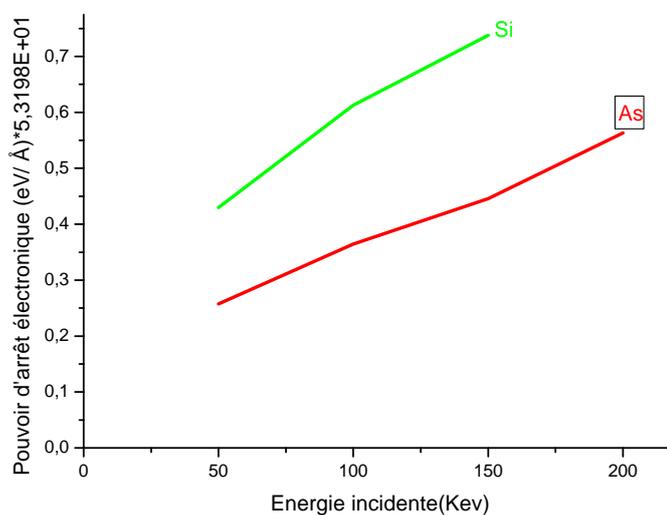


Fig III.2 variations des pouvoirs d'arrêt électronique en fonction de l'énergie (As, Si) dans la cible de GaAs.

Commentaire : On constate une croissance presque linéaire du pouvoir d'arrêt électronique en fonction de l'énergie de l'ion incident pour les deux types d'ion As et Si dans le GaAs sur l'intervalle d'énergie étudié soit de 50 à 200keV.

Ceci confirme l'évolution croissante de ces pouvoirs d'arrêt dans cette intervalle d'énergie étudié dans le chapitre I.(Fig I.3).

La Figure(III.3) donne L'évolution des pouvoirs d'arrêt nucléaire des ions (Si, As) dans une cible de GaAs en fonction de l'énergie dans l'intervalle varia de 50 à 200keV.

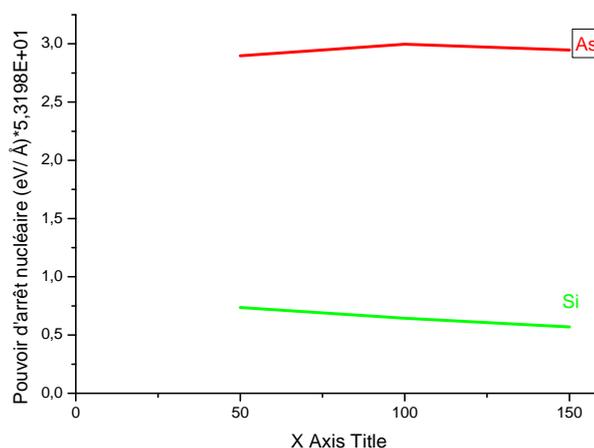


Fig III.3 variations des pouvoirs d'arrêt nucléaire en fonction de l'énergie (As, Si) dans la cible de GaAs.

Commentaire: Nous observons une certaine stabilité de pouvoir d'arrêt nucléaire des deux types d'ion As et Si dans le GaAs pour l'intervalle d'énergie étudié .

Ceci dit que les collisions nucléaires sont presque constantes dans ce domaine d'énergie .

II.1.2.Effets de l'énergie de l'ion incident sur les moments des distributions .

La Figure(III.4) donne la variation des Parcours Projétés des ions (Si, As) en fonction de l'énergie dans une cible de GaAs .

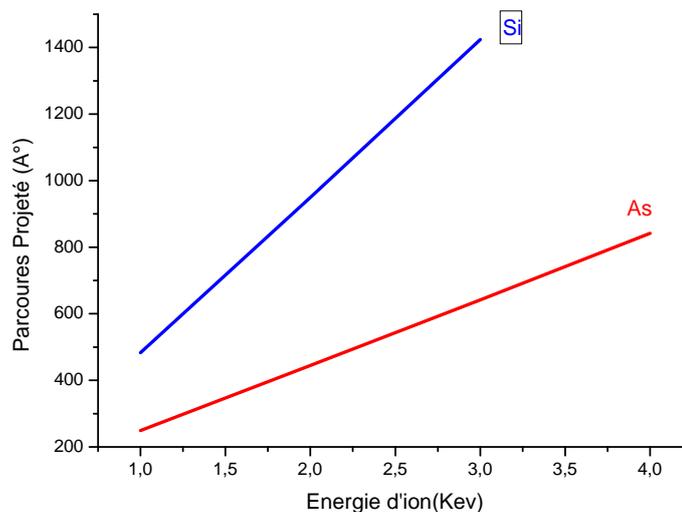


Fig III.4: La variation des Parcours Projété des ions (Si, As) en fonction de L'énergie.

La Figure(III.5) donne la variation des déviation longitudinale des ions (Si, As) en fonction de l'énergie dans une cible de GaAs .

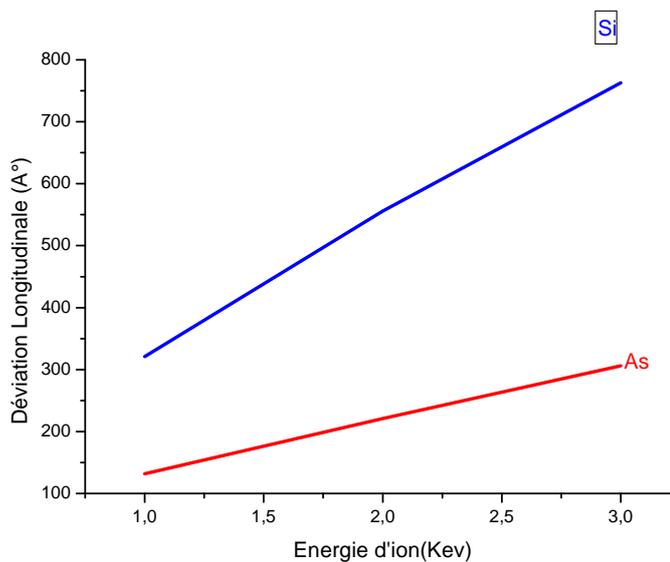


Fig III.5: La variation des déviation longitudinale des ions (Si, As) en fonction de L'énergie.

La Figure(III6) donne la variation des déviation latérale des ions (Si, As) en fonction de l'énergie dans une cible de GaAs .

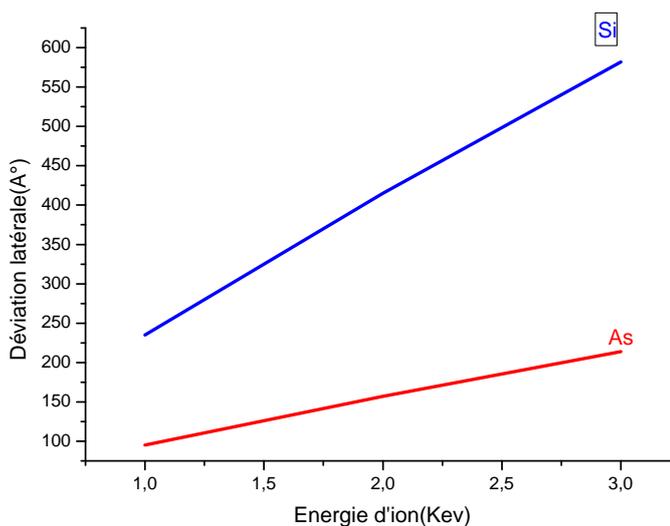


Fig III.6: La variation des déviation latérale des ions (Si, As) en fonction de L'énergie.

Commentaire : Les trois courbes données les variations des moments RP , ΔRp et σp des distributions des ions incidents (As ,Si) don le(GaAs) ,suivent la même tendance.

Nous constatons une croissance presque linéaire pour tout les moments des distribution et pour les différents ions étudié, ces paramètres (RP , ΔRp et σp) notent l'importons de l'énergie dans les phénomènes d'implantation ionique .

II.1.2. Effet de la masse de l'ion incident :

Pour étudier l'effet de la masse sur les pouvoirs d'arrêt et les moments des distributions sur la cible de silicium, nous avons fixé l'énergie incidente à 150 keV et nous avons fait varier le paramètre de masse de l'ion.

Les ions	Pouvoir d'arrêt	Pouvoir d'arrêt	Pouvoir d'arrêt	Parcours projeté R_p	Déviation longitudinale	Déviation latérale σp

Chapitre III: *RÉSULTATS DES SIMULATIONS*

	électronique (eV/ Å)	nucléaire (eV/ Å)	global	(Å)	ΔR_p (Å)	(Å) B
As	4.466 E-01	2.947	3.3936	642	306	241
Si	7.35 E-01	5.695 E-01	1.3045	1424	793	582

Tableau III.6: Regroupe les résultats du système Silicium, Arsenic dans le GaAs à 150 keV.

Commentaire : cette étude a montré que le pouvoir d'arrêt électronique évolue inversement proportionnel à la masse de l'ion incident.

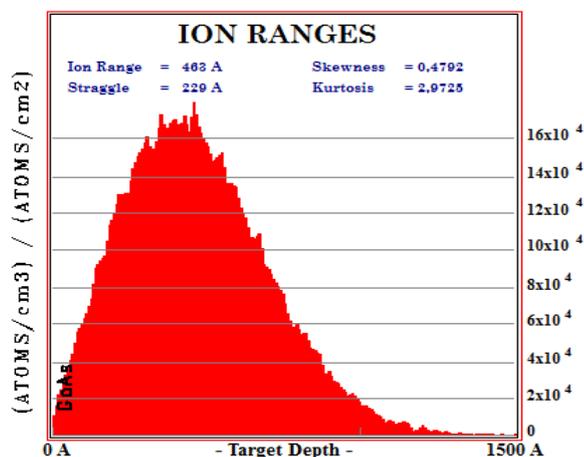
Par contre le pouvoir d'arrêt nucléaire croît avec la masse de l'ion incident .

Les différents moment (RP , ΔR_p et σ_p) démontrent quod la masse du projectile augmente toute ces données sont valables pour l'émergé étudié fixée a 150kev .

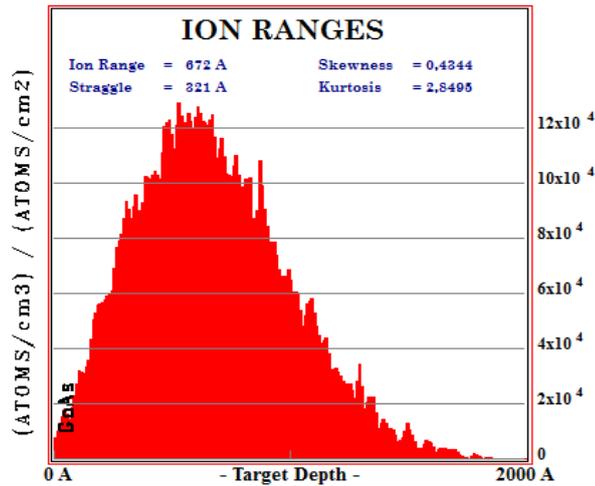
III. Étude du profil des ion implanté :

III.1.Effet de l'énergie .

La figure (III.7) .présente la distribution de ion (As)implanté dan le (GaAs)avec des énergies variant de 100 à 150 kev obtenues par les simulations a l'aide du logiciel SRIM.



a)



b)

Fig III.7: Distribution de ion(As) implanté dans le GaAs pour différentes énergies.

a) 100Kev b) 150Kev

III.2. Effet de la masse.

La figure(III.8). Donne la Distribution de ion(Si) implanté dans le GaAs avec de énergie 150kev dans le GaAs.

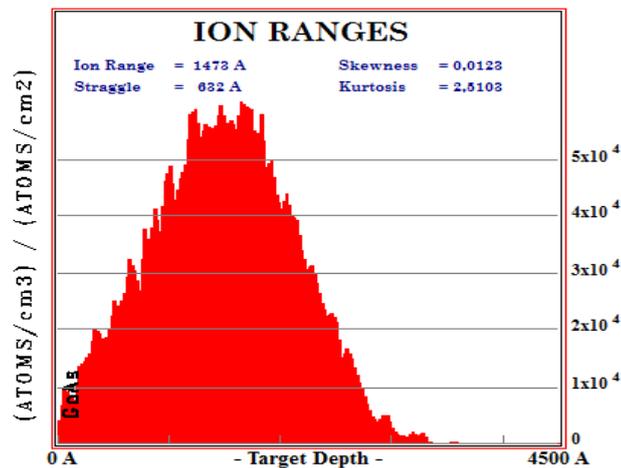
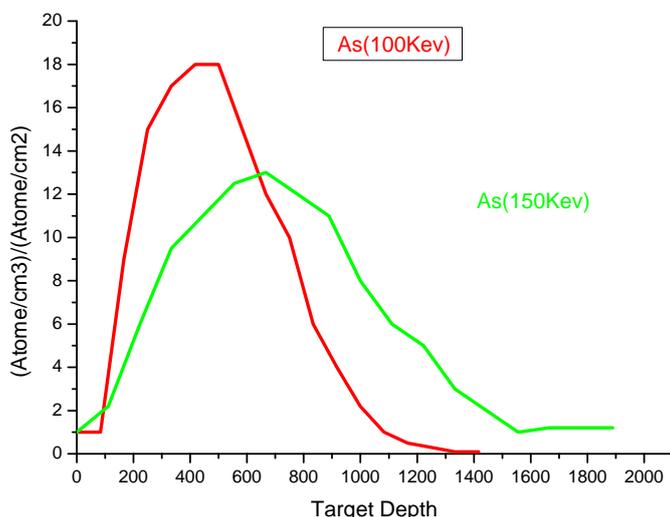


Fig III.8: Distribution de ion(Si) implanté dans le GaAs avec de énergie 150Kev.

III.1.Comparaison des profile :

la figure.(III.9).Donne une comparaison entre la distributions des ions (As100Kev ;As150Kev) implantés dans GaAs.



FigIII.10.profiles des ion(As) implantés dans GaAs a 100et150kev.

Commentaire : La distribution des ion As de 100kev dans le GaAs présenté une courbe légèrement dissymétrique en profondeur et un pic du maxima de la distribution a la position approximativement de 420Å° et s'étale jusqu'a1300Å°.

La distribution des ion As de 150kev dans le GaAs présente un courbe presque symétrique semblable a une gaussienne avec un pic a la profondeur de 670Å° et s'étale jusqu'a 1800Å°.

La Figure(III.10): Donne évolution des profil des ions (As ,Si)dans une cible(GaAs)pour une énergie de 150kev.

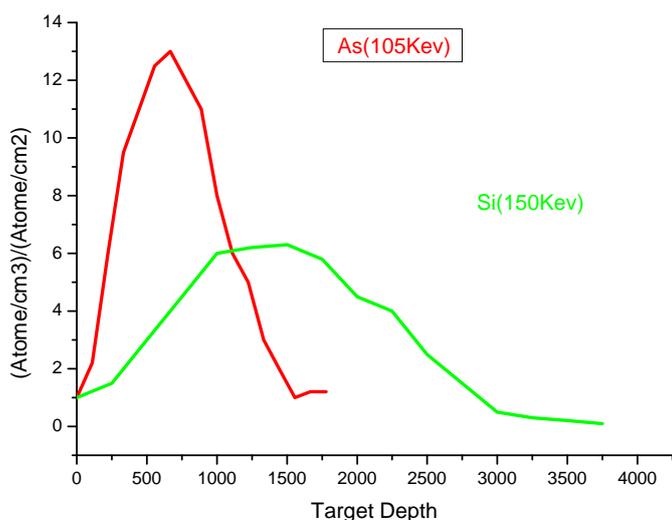


Fig III.10 : évolution des profil des ions (Ar ,Si) dans une cible(GaAs) pour une énergie de 150kev.

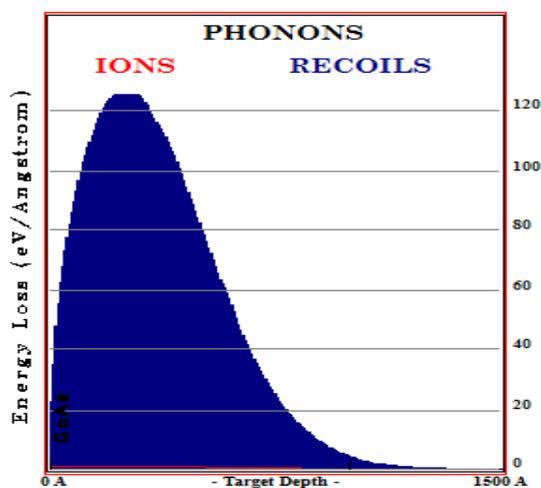
Commentaire : Le maxima du profil du ion As se situ a la profondeur 670A° par contre celui du Si a la mime énergie se trouve a la profondeurs comprise .entre 1300 et 1400 A.

Ceci montre l'importance de la masse de lion dans les phénomènes d'interaction

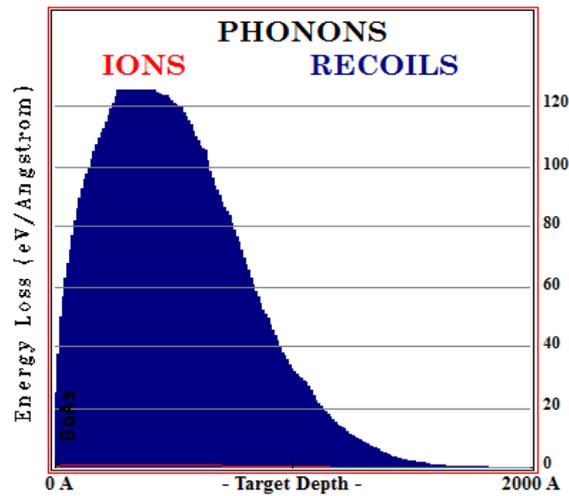
IV. Etude des profil des phonons :

IV.1.Effet de l'énergie .

La figure (III.11) .Regroupe les résultats des distributions des atomes de reculs de la partie d'énergie nucléaire dissipée sous forme de vibration de réseau (phonons).



a)



b)

FigIII.11: La distribution de l'énergie des phonons des atomes de recoils pour le système As→GaAs pour des différentes énergies d'ions incidents :

a)100Kev b)150Kev.

IV.1.Effet de la masse .

La figure (III.12) .Regroupe les résultats des distributions des atomes de recoils de la partie d'énergie nucléaire dissipée sous forme de vibration de réseau (phonons).

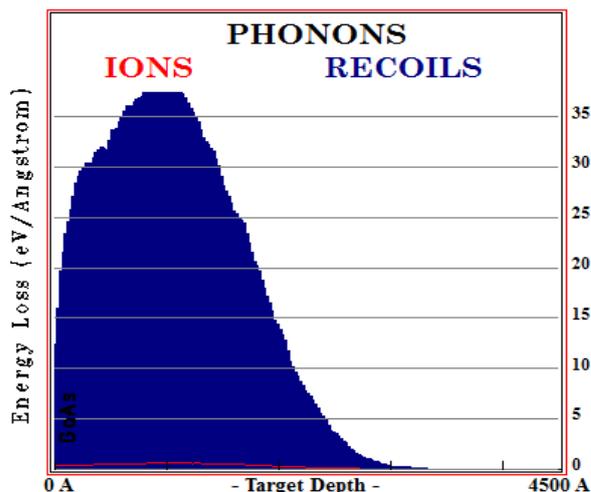


Fig III.12: La distribution de l'énergie de phonon de atome de recoils de (Si)

150Kev .

IV.1.comparaison des profils :

La Figure(III.13).Une comparaison entre les résultats des distributions des atomes de recul(As 150Kev v,As100Kev).

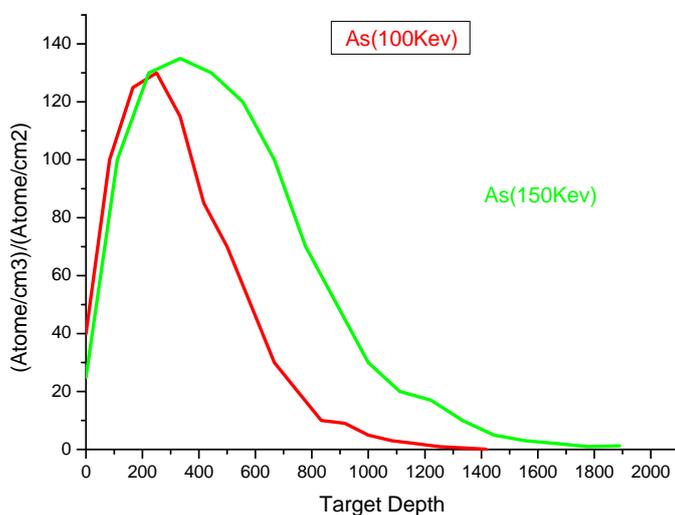


Fig III.13. Représenté les résultats des distributions des atomes de recul(As 150Kev v,As100Kev).

Commentaire :La distribution des ion As de 100kev dans le GaAs présenté une courbe légèrement dissymétrique en profondeur et un pic du maxima de la distribution a la position approximativement de 250A° et s'étale jusqu'a1300A°.

La distribution des ion As de 150kev dans le GaAs présente un courbe presque symétrique semblable a une gaussienne avec un pic a la profondeur de 300A° et s'étale jusqu'a 1800A°.

La Figure(III.14):Une comparaison entre les résultats des distributions des atomes de recul pour une partie de l'énergie nucléaire dissipée sous forme de vibration de réseau (phonons)(As150Kev ;Si150Kev).

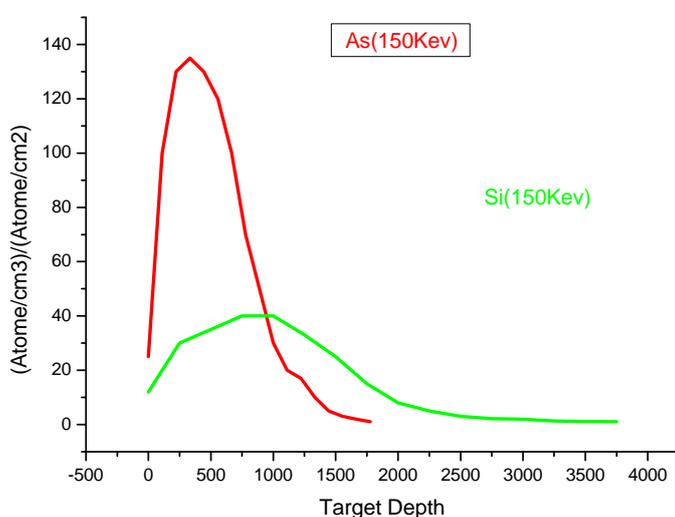


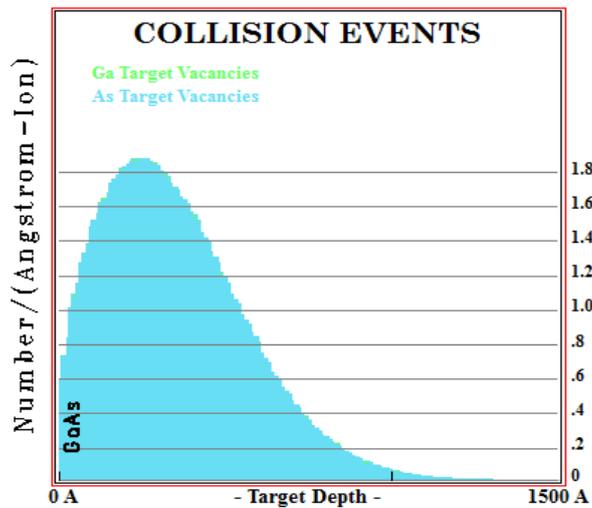
Fig III.14.Représenté les résultats des distributions des atomes de recul(As 150Kev, Si150Kev).

Commentaire :Particulièrement pour le système Si de 150kev dans le GaAs ,un présenté d'un pic outre de la profondeur de 1000A° ,aussi qu'un épaulement vers la surface ce ci est caractéristique d'un système léger.

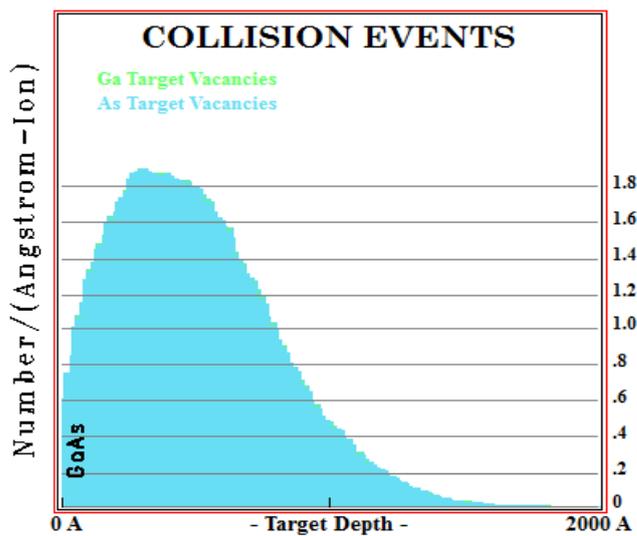
V .Etude des profile des atoms déplacé :

V.1.Effet de l'énergie .

La figure (III.15) : Présent la distribution des atome déplacé avec des énergies variant de 100 keV à 150 keV.



a)



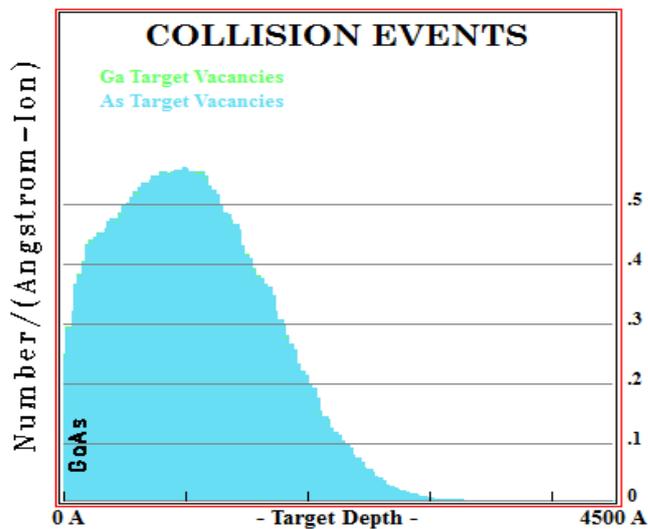
b)

fig III.15 : présent la distribution des atome déplacé avec des différent énergies .

a)100Kev b) 150Kev

V.2.Effet de la masse .

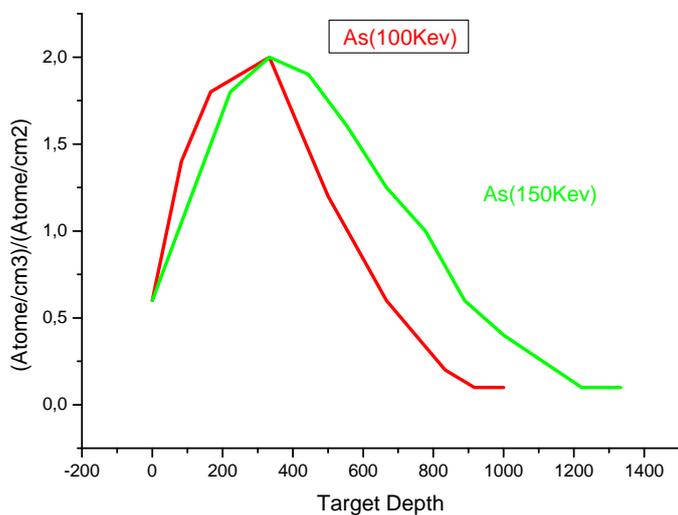
La figure (III.16) :présent la distributions des atomes déplacés pour bombardement le GaAs avec Si de énergie 150 Kev.



fig(III.16) : Présent la distribution des atome déplacé avec des énergies 150 keV.

V.1.comparaison des profils :

La Figure(III.17):Une comparaison entre les résultats des distributions des atomes déplacés (As100Kev ;As150Kev).

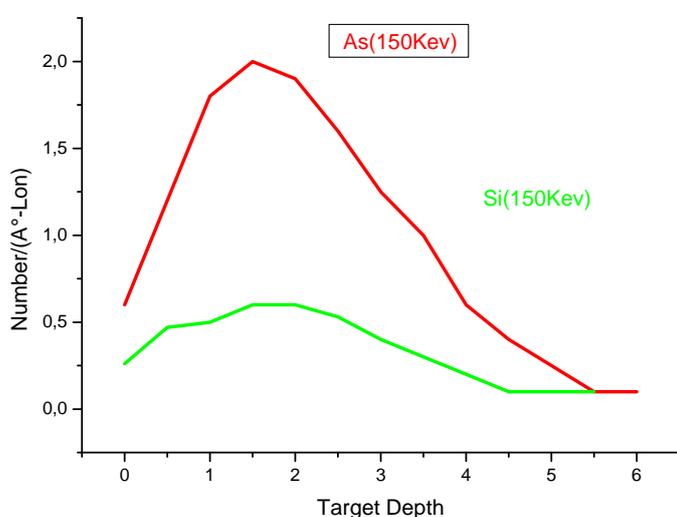


Figure(III.17). Représenté les résultats des distributions des atomes déplacé (As 150Kev ;As100Kev).

Commentaire : La distribution des ion As de 100kev dans le GaAs présenté une courbe légèrement dissymétrique en profondeur et un pic du maxima de la distribution a la position approximativement de 215A° et s'étale jusqu'a1300A°.

La distribution des ion As de 150kev dans le GaAs présente un courbe presque symétrique semblable a une gaussienne avec un pic a la profondeur de 430A° et s'étale jusqu'a 1800A°.

La Figure(III.18).Une comparaison entre les résultats des distributions des atomes déplacés(As150Kev,Si150Kev).



Figure(III.18). Représenté les résultats des distributions des atomes déplacé (As 150Kev ;Si150Kev).

Commentaire : Particulièrement pour le système Si de 150kev dans le GaAs ,un présenté d'un pic outre de la profondeur de 900A° ,aussi qu'un épaulement vars la surface ce ci est caractéristique d'un système léger.

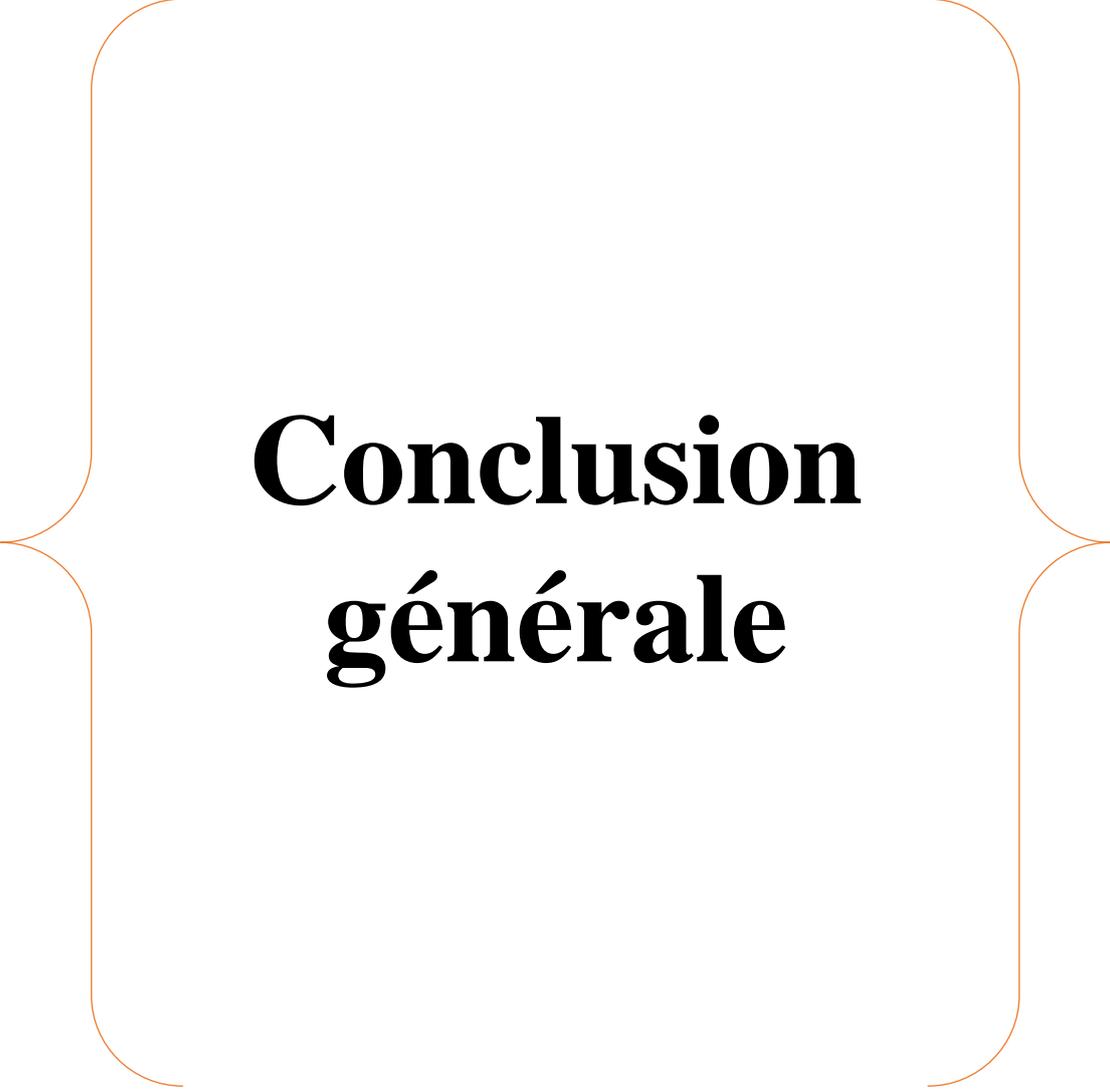
Conclusion :

Dans ce chapitre nous avons étudiés l'influence des paramètres d'implantation (masse , énergie), des ions recèdent sur les pouvoirs d'arrêt électronique et nucléaire sur une cible de GaAs.

Nous avons étudiés les variations des moments des distributions (RP , ΔRp et σp) des systèmes (Si, GaAs) et (As, GaAs), pour différentes énergies.

Chapitre III: *RÉSULTATS DES SIMULATIONS*

La dernière partie des simulations ce fait consacre a l'étude des variation des profiles des ions (As, et Si), dans le GaAs, ainsi que le profile des phénomènes et celui des atomes déplacés.



Conclusion générale

CONCLUSION GENERALE

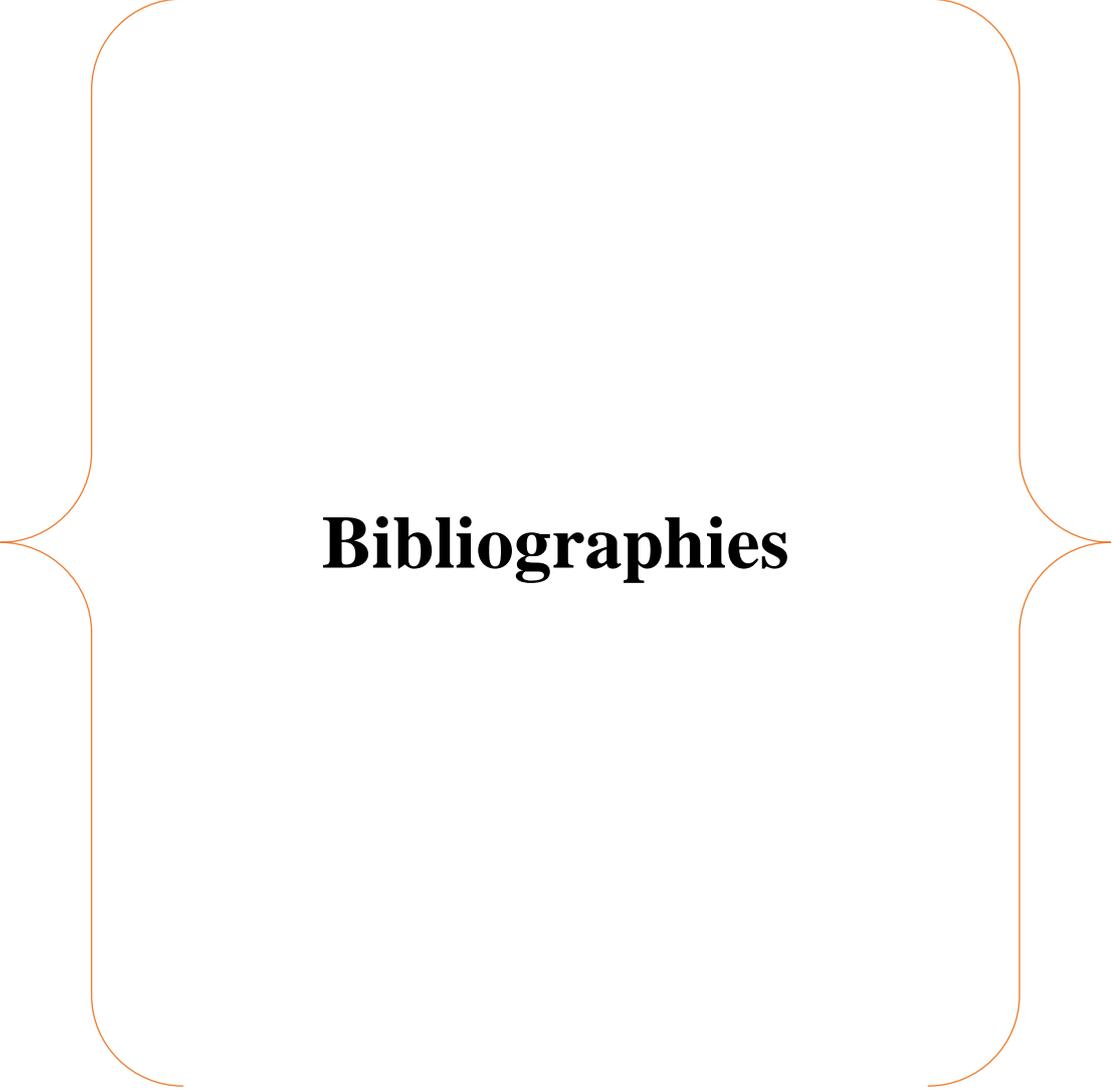
Dans ce travail, nous avons étudié les pertes d'énergie par bombardement ionique dans le GaAs.

Un outil de calcul le logiciel SRIM utilisant la méthode Monté-Carlo a été utilisé pour déterminer tous les paramètres (pouvoirs d'arrêt électronique et nucléaire, les moments des distributions, profils des ions implantés, profils des phonons et ceux des atomes déplacés).

Les distributions des pertes d'énergie de phonons, l'énergie absorbée par la cible et la distribution de la probabilité de présence de chaque ion implanté dans le GaAs sont déterminées, en fonction de divers paramètres de l'implantation ionique pour différents ions (As, Si) sur un intervalle d'énergie de 50 à 200 keV.

Cette étude a révélé la sensibilité des grandeurs étudiées à l'énergie et à la masse de l'ion incident.

Des résultats expérimentaux sont nécessaires pour comparer nos résultats obtenus par SRIM et ainsi mettre en évidence la fiabilité de cet outil de calcul pour toutes les grandeurs déterminées dans le cas d'une cible de GaAs.



Bibliographies

Bibliographie

Bibliographies

- [1] **J. Dudognon**, Thèse de Doctorat, Université d'Orléans, France, 2006.
- [2] **H. Hafidi**, Thèse de Magister, Université Annaba, Algérie, 1997.
- [3] **M. Nastasi, J.W. Mayer, J.K. Hirvonen**, Thèse de Doctorat, Université, Toulouse, France, 1995.
- [4] **A. S. Ferreira**, Thèse de Doctorat, Toulouse, France, 1991.
- [5] I. Repins, M.A. Contreras, B. Egaas, C. DeHart, J. Scharf, C.L. Perkins, B. To and R. Noufi, Prog. Photovolt. 16 (2008) 235-239.
- [6] P. N. Favennec, L'Implantation Ionique pour la Microélectronique et l'Optique, Collection Technique et Scientifique des Télécommunications, ENST, Ed. Masson, (1993).
- [7] Lindhard, Scharff, Schiott, Range Concepts and Heavy Ion Ranges, Mat. Fys. Medd., 33, (1963).
- [8] M. Nastasi, J. W. Mauer, J. K. Huvonen. Ion-Sild Interaction : "Fundamentals and Application", Combridge University Press, (1995).
- [9] P.L. Grande, F.C. Z awilslak, D. Fink, Range parameters study of medium-heavy ions implanted into light substrates, Nuclear Instruments And Methods In Physics Research B, **61**, pp.282-290 (1991).
- [10] J. F. Ziegler, J. P. Biersack and U. Littmark, The Stopping and Range of Ions in solids Pergamon Press, New York, 1985.
- [11] N.V. Richardson, S. Holloway, Dynamics, Elsevier B.V, Volume 3, 1st edition UK, (2008). [23] G. Dearnaley, J. H. Freman, R. S. Nelson and J. Stephen, Ion Implantation, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, (1973)
- [12] G. Dearnaley, J. H. Freman, R. S. Nelson and J. Stephen, Ion Implantation, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, (1973).
- [13] **Christophe Verdeil**, Thèse de doctorat, L'institut National Polytechnique de Lorraine, 2008.
- [14] **Smail Boudjadar**, Thèse doctorat, Université Mentouri de Constantine, Algérie, 2005.
- [15] **G. Carter, W.A. Grant**, The Institute of Physiqcs, p.11, London, England, 1976.
- [16] **Rouha Mustapha**, Thèse de doctorat, Université Ferhat Abbas de Sétif, Algérie, 2014.
- [17] **M. Nastasi, J.W. Mauer, J.K. Huvonen**, Application Université Press Combridge, Grande Bretagne, 1995.

Bibliographie

- [18] **BenmenniNaanaa**, Mémoire de Master, Université Mohamed El Bachir Elibrahimi de Bordj Bou Arreridj, Algérie, 2014.
- [19] **MihaiBogdamLazar**, Thèse de doctorat, L'institut National Des Sciences Appliquées de Lyon, France, 2002.
- [20] **K.B. Wintrebon**, Rad. Effects, 13.215, 1972.
- [21] <http://www.cenbg.in2p3.fr/Les-Interactions-Rayonnements>
- [22] Y. Pauleau, Materials Surface Processing by Directed Energy Techniques, Elsevier Ltd., UK, (2006).
- [23] **Lindhard J., ScharffM**, Physical Review, (1961), Vol.24, n°1, pp.128-130.
- [24] **Lindhard, Scharff, Schiott**, Mat. Fys.Medd.33, 1963.
- [25] **A. Bensaada**, Office des Publications Universitaires, Algérie, 1994.
- [26] [http://extraerg.enserg.fr/fr/form/m8/cours td Annales/montes/mems/Cours/Diffusion implantation LM.pdf](http://extraerg.enserg.fr/fr/form/m8/cours_td Annales/montes/mems/Cours/Diffusion implantation LM.pdf)
- [27] **W. L. Engl**, North-Holland Editions, Chap.2, 1986.
- [28] **H. Ryssel, K. Muller, K. Habberger, R. Hankelmanne, F. Jahel, J. Appl**, Phys., Vol.22, p.35, 1980.
- [29] **J. H. Ryssel, K. Habberger, K. Hoffmann, G. Prinke, R. Dumcke, A. Sacks, IEEE, Trans**, Electron. Devices, Vol. ED 27, p.1485, 1980.
- [30] **M. A. Jaud**, Thèse de Doctorat, Paris Sud XI, Orsay, France, 2006.
- [31] **W. L Brown**, Mat. Res. Soc.51.53 (1985).
- [32] **Abbas Fouzia**, Mémoire de magister, Université Frères Mentouri de Constantine, Algérie, 2009.
- [33] : W.L Brown, Mat. Res. Soc. Proc. 51.53 (1985).
- [34] : Abbas Fouzia, Mémoire de Magister , " Synthèse de Nanocristaux du ComposéSemiconducteurZnTe dans SiO2par Implantation Ionique ", Université Frères MentourideConstantine «Algérie», (2009).
- [35] :J.F.Gibbons, W.S.Myloie " Projected Range Statistics-Semiconductor and Related Materials", Stroudburg (PA), Dowden, Hutchinson and Ross Publisher, p.402, (1975).
- [36] : M.T. Robinson and I.M. Torrens, Phys. Rev. 9, 12,5008 (1974).
- [37] : BenmenniNaanaa, Mémoire de Master, " Les dépôts d'énergies par implantation ioniquedans les semi-conducteurs (Si, Ge, GaAs) ", Université Mohamed ElBachirElibrahimi de BordjBou Arreridj « Algérie », (2014).

Bibliographie

[38] : Mathieu Caveier, " Etude des effets de l'implantation ionique d'azote sur les propriétés du magnésium pur, du cuivre et des alliages ".

[39] E. Mooser, « Introduction à la Physique du solide », 1 Ed. Presses polytechniques et dispositifs, Université de Rennes 1, Juin 2003

[40] **L. Pearce Williams**, Experimental Researches in Electricity, New York, 1965.

[41] **Henry Mathieu et Hervé Fanet**, Physique des semi-conducteurs et des

[42] **Belguissi Abdelhak**, Mémoire de Master, Université Mohamed El Bachir Elibrahimi de Borj Bou Arreridj, Algérie, 2014.

[43] DEPARTEMENT E.E.A: «Physique et technologie des composants de puissance» université de Bordeaux 1, 2003

[44] Hellali Fatiha mémoire de master, université de Bordj Bou Arreridj (2021)

[45] R.Castagné et all: "Circuits intégrés en arséniure de Gallium. Physique, technologie et règles de conception", Masson et CINET ENST Paris, 1989.

[46] Anne Labouret & Michel Villoz: « Energie solaire photovoltaïque », DUNOD, 2^e édition. universitaires romandes (1993).

[47] **Dr. AH. Souici**, Physique des Semi-conducteurs, Université de Béjaia, Algérie, 2013.

[48] **Henry Mathieu et Hervé Fanet**, Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques (6^{ème} édition).

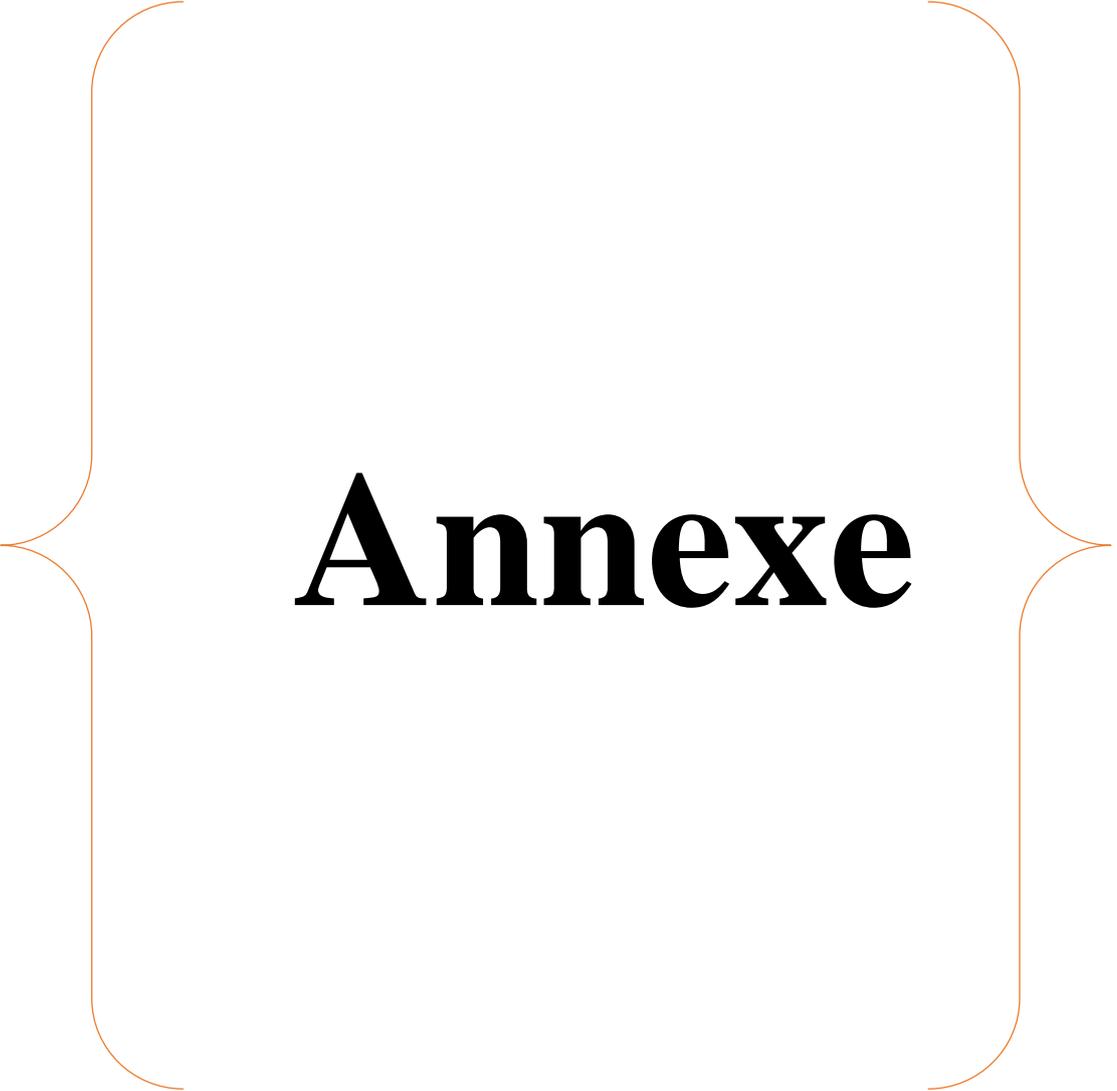
[49] **Belguissi Abdelhak**, Mémoire de Master, Université Mohamed El Bachir Elibrahimi de Borj Bou Arreridj, Algérie, 2014.

[50] **Faik-etienne Hasnaa**, Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse, France, 2005,

[51] **Mokrane Abdelkader**, Mémoire de magister, Université EL-Hadj Lakhdar de Batna, Algérie, 2013.

[52] **Patrick Gailly**, Thèse de doctorat, Université de Liège-Centre Spatial de Liège, Belgique, 2011.

Sites internet : [http:// www.srim.org](http://www.srim.org)



Annexe

Annexe

=====
Calculation using SRIM-2006

SRIM version ---> SRIM-2008.04

Calc. date --->juin 05, 2024
=====

Disk File Name = SRIM Outputs\Arsenic in GaAs

Ion = Arsenic [33] , Mass = 74,92 amu

Target Density = 5,3200E+00 g/cm3 = 4,4298E+22 atoms/cm3

=====
Target Composition =====

Atom	Atom	Atomic	Mass
Name	Numb	Percent	Percent

Ga	31	050,00	048,20
----	----	--------	--------

As	33	050,00	051,80
----	----	--------	--------

=====

Bragg Correction = 0,00%

Stopping Units = MeV / (mg/cm2)

See bottom of Table for other Stopping units

Ion	dE/dx	dE/dx	Projected	Longitudinal	Lateral
Energy	Elec.	Nuclear	Range	Stragglng	Stragglng

10,00keV	1,152E-01	2,111E+00	79 A	48 A	35 A
11,00keV	1,208E-01	2,168E+00	84 A	51 A	37 A
12,00keV	1,262E-01	2,219E+00	88 A	54 A	39 A
13,00keV	1,314E-01	2,266E+00	93 A	56 A	40 A

Annexe

14,00keV	1,363E-01	2,309E+00	98 A	59 A	42 A
15,00keV	1,411E-01	2,349E+00	103 A	61 A	44 A
16,00keV	1,457E-01	2,385E+00	107 A	63 A	46 A
17,00keV	1,502E-01	2,419E+00	112 A	66 A	47 A
18,00keV	1,546E-01	2,451E+00	116 A	68 A	49 A
20,00keV	1,629E-01	2,508E+00	125 A	72 A	52 A
22,50keV	1,728E-01	2,569E+00	136 A	78 A	56 A
25,00keV	1,822E-01	2,622E+00	147 A	83 A	60 A
27,50keV	1,911E-01	2,668E+00	158 A	88 A	64 A
30,00keV	1,996E-01	2,707E+00	168 A	94 A	68 A
32,50keV	2,077E-01	2,742E+00	178 A	99 A	71 A
35,00keV	2,156E-01	2,773E+00	189 A	104 A	75 A
37,50keV	2,231E-01	2,801E+00	199 A	108 A	78 A
40,00keV	2,304E-01	2,825E+00	209 A	113 A	82 A
45,00keV	2,444E-01	2,866E+00	229 A	123 A	88 A
50,00keV	2,576E-01	2,898E+00	249 A	132 A	95 A
55,00keV	2,702E-01	2,924E+00	269 A	141 A	102 A
60,00keV	2,822E-01	2,944E+00	289 A	151 A	108 A
65,00keV	2,938E-01	2,960E+00	308 A	160 A	114 A
70,00keV	3,048E-01	2,973E+00	328 A	169 A	120 A
80,00keV	3,259E-01	2,989E+00	367 A	186 A	133 A
90,00keV	3,457E-01	2,996E+00	406 A	204 A	145 A
100,00keV	3,644E-01	2,997E+00	445 A	221 A	157 A
110,00keV	3,821E-01	2,993E+00	484 A	238 A	168 A
120,00keV	3,991E-01	2,985E+00	524 A	255 A	180 A
130,00keV	4,154E-01	2,974E+00	563 A	272 A	191 A
140,00keV	4,311E-01	2,962E+00	603 A	289 A	203 A
150,00keV	4,466E-01	2,947E+00	642 A	306 A	214 A
160,00keV	4,781E-01	2,931E+00	682 A	323 A	225 A

Annexe

170,00keV	5,041E-01	2,914E+00	722 A	339 A	237 A
180,00keV	5,263E-01	2,896E+00	762 A	356 A	248 A
200,00keV	5,634E-01	2,859E+00	842 A	388 A	270 A

Multiply Stopping by for Stopping Units

-----	-----
5,3198E+01	eV / Angstrom
5,3198E+02	keV / micron
5,3198E+02	MeV / mm
1,0000E+00	keV / (ug/cm2)
1,0000E+00	MeV / (mg/cm2)
1,0000E+03	keV / (mg/cm2)
1,2009E+02	eV / (1E15 atoms/cm2)
1,1921E-01	L.S.S. reduced units

=====
(C) 1984,1989,1992,1998,2008 by J.P. Biersack and J.F. Ziegler

=====
Calculation using SRIM-2006
SRIM version ---> SRIM-2008.04
Calc. date --->juin 05, 2024
=====

Disk File Name = SRIM Outputs\Silicon in Ga-As

Ion = Silicon [14] , Mass = 27,977 amu

Annexe

Target Density = 5,3200E+00 g/cm³ = 4,4298E+22 atoms/cm³

===== Target Composition =====

Atom	Atom	Atomic	Mass
Name	Numb	Percent	Percent
----	----	-----	-----
Ga	31	050,00	048,20
As	33	050,00	051,80

=====

Bragg Correction = 0,00%

Stopping Units = MeV / (mg/cm²)

See bottom of Table for other Stopping units

Ion	dE/dx	dE/dx	Projected	Longitudinal	Lateral
Energy	Elec.	Nuclear	Range	Stragglng	Stragglng
-----	-----	-----	-----	-----	-----
10,00keV	1,923E-01	7,171E-01	120 A	96 A	73 A
11,00keV	2,017E-01	7,260E-01	129 A	103 A	78 A
12,00keV	2,107E-01	7,335E-01	139 A	109 A	82 A
13,00keV	2,193E-01	7,398E-01	148 A	116 A	87 A
14,00keV	2,275E-01	7,451E-01	157 A	122 A	91 A
15,00keV	2,355E-01	7,495E-01	166 A	129 A	96 A
16,00keV	2,433E-01	7,532E-01	176 A	135 A	100 A
17,00keV	2,507E-01	7,563E-01	185 A	141 A	104 A
18,00keV	2,580E-01	7,588E-01	194 A	148 A	109 A
20,00keV	2,720E-01	7,625E-01	212 A	160 A	117 A
22,50keV	2,885E-01	7,651E-01	234 A	174 A	127 A
25,00keV	3,041E-01	7,660E-01	257 A	189 A	138 A
27,50keV	3,189E-01	7,655E-01	279 A	203 A	148 A

Annexe

30,00keV	3,331E-01	7,641E-01	302 A	217 A	158 A
32,50keV	3,467E-01	7,619E-01	324 A	230 A	168 A
35,00keV	3,598E-01	7,591E-01	347 A	244 A	178 A
37,50keV	3,724E-01	7,559E-01	370 A	257 A	188 A
40,00keV	3,846E-01	7,522E-01	392 A	270 A	197 A
45,00keV	4,079E-01	7,442E-01	438 A	296 A	217 A
50,00keV	4,300E-01	7,354E-01	483 A	321 A	235 A
55,00keV	4,510E-01	7,262E-01	529 A	347 A	254 A
60,00keV	4,660E-01	7,167E-01	575 A	371 A	272 A
65,00keV	4,830E-01	7,072E-01	621 A	396 A	291 A
70,00keV	5,019E-01	6,977E-01	668 A	420 A	309 A
80,00keV	5,410E-01	6,791E-01	761 A	467 A	345 A
90,00keV	5,784E-01	6,610E-01	855 A	512 A	381 A
100,00keV	6,125E-01	6,438E-01	949 A	556 A	415 A
110,00keV	6,432E-01	6,273E-01	1043 A	599 A	450 A
120,00keV	6,706E-01	6,117E-01	1137 A	641 A	483 A
130,00keV	6,952E-01	5,969E-01	1232 A	683 A	517 A
140,00keV	7,175E-01	5,828E-01	1328 A	723 A	550 A
150,00keV	7,380E-01	5,695E-01	1424 A	763 A	582 A
160,00keV	7,570E-01	5,568E-01	1520 A	802 A	614 A
170,00keV	7,749E-01	5,447E-01	1617 A	841 A	646 A
180,00keV	7,920E-01	5,333E-01	1715 A	879 A	678 A
200,00keV	8,246E-01	5,119E-01	1911 A	952 A	741 A

Multiply Stopping by for Stopping Units

----- -----
5,3198E+01 eV / Angstrom

5,3198E+02 keV / micron

5,3198E+02 MeV / mm

Annexe

1,0000E+00	keV / (ug/cm2)
1,0000E+00	MeV / (mg/cm2)
1,0000E+03	keV / (mg/cm2)
1,2009E+02	eV / (1E15 atoms/cm2)
4,5270E-01	L.S.S. reduced units

=====
(C) 1984,1989,1992,1998,2008 by J.P. Biersack and J.F. Ziegler

Résumé

Le travail de ce mémoire porte sur l'étude des différentes distributions ,ions implantés ,phonons et atomes déplacés, sous bombardement ionique dans le GaAs.

Le programme SRIM nous permet de déterminer les différentes grandeurs en fonction des divers paramètres (énergie, masse de l'ion et celle de la cible).

Les résultats des simulations sont présentés et discutés en tenant compte des divers phénomènes d'interaction ion-matière (pouvoirs d'arrêt).

Mots clés : SRIM ,GaAs ,implantations ionique.

Abstract

The work of this thesis focuses on the study of the différentes distributions, ions implanted ,phonon and atom displaced under ion bombardment in GaAs.

The SRIM program allows us to determine this erosion rate according to the various parameters (energy, mass of the ion and the target).

The results of the simulations are presented and discussed taking into account the various phenomena of ion-matter interaction (stopping powers).

The keys words: SRIM ,GaAs,ionic implants.

ملخص

عمل هذه المذكرة يركز على دراسة الغرس الايوني والتوزيعات المختلفة للذرات تحت القصف الأيوني في GaAs.

يتيح لنا برنامج SRIM الغرس الايوني والتوزيعات المختلفة للذرات هذا وفقا للمعايير المختلفة (الطاقة، كتلة الأيون وشكل الهدف).

يتم عرض نتائج المحاكاة ومناقشتها حسب مختلف ظواهر التفاعل أيون- مادة (قدرة التوقف).

الكلمات المفتاحية :

الغرس الايوني , SRIM , GaAs