

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la
Recherche Scientifique
Université Ibn Khaldoun – Tiaret



Faculté des Sciences de la Matière
Département de Physique

Mémoire

Présenté par :

M^{elle} : LAZAB MERIEM

M^{elle} : ABDELLAOUI AIDA

Pour obtenir le diplôme de

Master

Filière : Physique

Spécialité: Génie des matériaux

Sujet :

**MODELISATION DES DEFAUTS PONCTUELS DANS UNE MATRICE
(BaSnO₃) DE STOCKAGE DES DECHETS RADIOACTIFS PAR LA
THEORIE DU TRANSPORT**

Soutenu le : 7 juin 2015 à 9 :00 H

Devant le jury:

• Mr R. Baghdad	Professeur	President
• Mr A. Benmedjadi	M.C.A	Examineur
• Mr. L. Halis	M.A.A	Encadreur

Remerciements

Notre remerciements vont en premier lieu à **Allah** le tout Puissant pour la volonté, la santé et la patience qu'il nous a données durant toutes ces longues années.

Nous tiens de remercier vivement le Monsieur **L. Hallis** pour avoir accepté de diriger nos travaux de mémoire de master, pour son aide, ses conseils avisés, et la motivation qu'il nous a insufflée tout au long de la réalisation de ce mémoire.

Nous remercions très sincèrement le Professeur **R. Baghdad** pour nous avoir fait l'honneur d'accepter de présider le jury de ce mémoire.

Notre remerciements les plus sincères sont également adressés Monsieur **A. Benmedjadi** maître conférences A, qui nous fait honneur d'être jury pour ce travail.

Nous tiens également à remercier Monsieur **H. Belarbi** pour leur aide précieuse au laboratoire de synthèse et catalyse

Nous remercions aussi **Mr L.Ouahrani** durant la préparation de leur mémoire de master

Nous remercions également tous nos amis et tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ce travail

Dédicace

*Je dédie ce travail à mes parents qui m'ont toujours
soutenue et encouragée dans les périodes les plus
difficiles*

*A mes très chère frères : Aek, Amar, Nour-el-dine-et
Ahmed, et mes très chères sœurs : Khaira, Fatima,
ouahchia*

*A tous les membres de ma grande famille Abdellaoui
et famille chaibi*

A ma collègue : MERIEM

A tous mes aimes : Zohra, LILA AMEL et Elhaja.

Aida Abdellaoui

Dédicace

Je dédie ce mémoire:

*A mes parents qui ont sacrifiés pour moi,
pour tout leur soutien qu'ils m'ont toujours
témoigné et leur dévouement pour que
je réussis dans mes études et ma vie.*

A mes frères et mes sœurs

A mes amis : aïda, zohra et elhadja

A ma grande famille

Meriem Lazab

SOMMAIRE

Introduction	01
--------------------	----

CHAPETRE I

LES MATERIAUX PEROVSKITES

I.1. Introduction	04
I.2. La structure pérovskite.....	04
I.3. Critères de stabilité de la structure pérovskite	06
I.3.1.Le facteur de tolérance t de Goldschmidt	07
I.3.2.L'ionicité de la liaison anion – cation.....	08
I.4. Aspects stoechiométriques de la structure pérovskite	09
I.5.Description de Stannate de baryum BaSnO ₃	09
I.5.1. Définition	09
I.5.2. Structures de Stannate de baryum BaSnO ₃	10
I.5.3. Propriétés de Stannate de baryum	10
I.5.4. Application de Stannate de baryum	11
Références	12

CHAPITRE II

LA THEORIE Du RALENTISSEMENT

II.1.Introduction.....	14
II.2. La théorie du ralentissement des particules chargées dans la matière	14
II.2.1. Interaction Ion-Atome	14
II.2.1.1. les processus élémentaires et régime de vitesse	15
II.2.1.2.Description d'une collision	16
II.2.2.Principaux processus d'interaction.....	18
II.2.2.1.Définition du pouvoir	18
II.2.2.2.Etude des pertes élastiques dans une collision binaire	19
II.2.2.3. Evaluation de l'angle de diffusion	23
II.2.2.4. Expression de la perte d'énergie.....	25
II.2.2.5. Perte d'énergie nucléaire	26

SOMMAIRE

II.2.2.6. Notion de section efficace	27
II.2.2.7. Perte d'énergie électronique	29
II.2.2.8. Comparaison entre les pertes d'énergie nucléaire et électronique	30
II.2.2.9. Dégâts créés par le dépôt d'énergie nucléaire	34
II.2.2.10. Dispersion en énergie du faisceau incident : le « straggling »	35
II.2.2.11. Différents potentiels d'interactions	36
II.2.2.11.a. Autre modèles de potentiels.....	36
II.2.2.12. Fonctions d'écrans.....	38
II.3. Distribution en profondeur des ions implantés.....	38
II.3.1. Les Parcours.....	38
II.3.2. Création de défauts	41
II.3.3. Distribution de Gauss	42
II.3.4. Distribution de Pearson	43
II.3.5. Autre distribution d'implantation.....	44
References	45

CHAPITR III

Codes et Simulations Numériques

III.1. Introduction	46
III.2. Les codes basés sur l'approximation des collisions binaires.....	46
III.2. Pour les cibles amorphes	46
III.2.2.1. le programme TRIM	46
III.2.2. Pour les cibles cristallines	48
III.2.3. Remarques	49
III.3. La méthode de l'équation de transport	49
III.3.1. La théorie du transport	49
III.3.1.1. La solution générale de l'équation de transport	51
III.4. les Méthodes Statistiques	52
III.4.1. Méthode Statistique de Monte-Carlo	53

SOMMAIRE

III.4.1.1. Quelques applications de la méthode de Simulation Monte-Carlo	53
III.4.1.2. Le principe de Monte-Carlo	53
III.5. Simulations réalisées par le logiciel SRIM	55
III.5.1. Présentation du logiciel de simulation numérique SRIM	55
III.5.2. Caractéristiques générales des implantations	59
Références	60

CHAPITRE IV

RESULTATS ET DISCUSSIONS

IV.1. Introduction	62
IV.2. Description générale des résultats de la simulation de l'irradiation des particules alpha dans le BaSnO ₃ et dans le Pb	63
IV.2.a. Quelques vues de la cascade de collision.....	64
IV.2.b. Profils de distribution des parcours d'He.....	65
IV.2.c. Perte d'énergie et création des désordres	65
IV.2.c.1. Ionisation	65
IV.2.c.2. les phonons.....	66
IV.2.c.3. Profil de distribution des atomes.....	67
IV.2.c.4 Bilan des différents événements dans la cascade de collision	67
IV.3. Résultats et discussions du bombardement avec les ions d'hélium.....	68
IV.3.1. Distribution des parcours	68
IV.3.2. Perte d'énergie et création des désordres.....	70
IV.4. Résultats et discussions du bombardement avec les ions de Thorium	73
IV.4.1. Distribution des parcours	74
IV.4.2. Perte d'énergie et création des désordres	76
IV.5. Résumé des résultats et conclusions	80
Références	83
Conclusion.....	85

INTRODUCTION

« La science est une série d'erreurs corrigées »

Introduction

Les déchets nucléaires sont classés en trois grandes catégories: A, B et C.

Ceux de type A sont dits de faible activité. Ils contiennent 5 % de la radioactivité totale et représentent 90 % du volume des déchets radioactifs. Ceux de type B, de moyenne activité, constituent 10 % du volume total et représentent environ 10 % de l'activité totale. Enfin les déchets de type C de forte activité et à vie longue représentent moins de 1 % en volume mais 90% de la radioactivité totale. Ces derniers font actuellement l'objet de recherches approfondies au CEA au CNRS et à l'ANDRA. Aussi appelés déchets ultimes, puisque pour le moment il n'y a pas de solution pour les valoriser, ils contiennent des radioéléments de haute activité dont la période radioactive peut atteindre plusieurs milliers, voire des centaines de milliers d'années.

Il s'agit des actinides mineurs (américium, curium, neptunium) et de certains produits de fission comme l'iode 129, le technétium 99 ou le césium 135.

Ils proviennent essentiellement du retraitement des combustibles usés issus des centrales nucléaires. Ce retraitement tel qu'il se pratique actuellement, permet d'une part d'extraire l'uranium et le plutonium qui sont recyclés et d'autre part de concentrer les déchets C.

Le conditionnement constitue une alternative à la transmutation. Il s'agit d'incorporer les radioéléments dans des matrices adaptées pour résister aux éventuelles actions de l'eau conjuguées aux effets d'irradiation. On recherche des matériaux céramiques présentant des structures cristallines plus résistantes sous l'action de l'eau ou lixiviation que le verre "nucléaire" pendant toute la durée du stockage. Les effets d'irradiation, lors de la décroissance alpha peuvent altérer ses propriétés physiques et chimiques. En particulier, le pouvoir de rétention vis-à-vis des radioéléments peut être fortement réduit. Pour parer à une éventuelle arrivée de l'eau au contact du colis radioactif, celui-ci est entouré de plusieurs barrières ouvragées afin aussi de limiter les risques de migration des radionucléides vers la biosphère.

L'entreposage dans les sites de surface, ou de subsurface pour une durée de quelques centaines d'années, ne peut pas être considéré comme une solution définitive. A la fin de cette période, les colis doivent pouvoir être repris soit pour les stocker définitivement soit pour les recycler si des solutions plus innovantes voient le jour. Ce scénario ne s'oppose pas au stockage en formation géologique profonde si on privilégie les concepts permettant la réversibilité. En effet les générations futures doivent avoir la possibilité de récupérer les déchets et peut être les valoriser.

Notre travail de mémoire s'inscrit dans le cadre du conditionnement spécifique des actinides dans des céramiques. Ces matrices d'accueil doivent être fiables sur des périodes de

Introduction

temps géologiques vis à vis de la lixiviation malgré les effets de l'irradiation interne occasionnée par les actinides. La majeure partie des dégâts créés dans une céramique cristalline dopée avec des actinides est due aux noyaux de recul provenant de la désintégration alpha et conduit généralement à l'amorphisation à cause d'un nombre élevé d'atomes déplacés.

Lors du changement de phase cristal-amorphe, les propriétés physiques et chimiques du solide sont modifiées. Généralement, l'amorphisation s'accompagne d'un gonflement en volume de la matrice qui peut induire des fissures et donc augmenter fortement la surface spécifique d'attaque de celle-ci. Dans certains cas, la vitesse de lixiviation de la matrice est alors augmentée lors de l'amorphisation. Ces deux phénomènes se conjuguent pour augmenter le taux de relâchement des radioéléments dans la biosphère. Il est donc indispensable de sélectionner des matrices hôtes résistant aux dégâts d'irradiation ou qui présentent une durabilité chimique élevée sous auto-irradiation. Pour cela, il faut que la matrice dédiée au stockage des radioéléments possède des mécanismes efficaces de guérison des défauts engendrés par les noyaux de recul.

Notre travail à base de simulation s'inscrit dans le cadre du conditionnement spécifique d'éléments radioactifs dans une matrice de confinement à base de céramique en pérovskites[1], en illustrant les différents dégâts créés dans les matériaux (Stannate de baryum et le plomb) et on veille à l'efficacité de leurs résistance au court du bombardement par les particules d'hélium et de thorium.

Cette étude pourra être réalisée par un programme de simulation appelé (SRIM 2008) [2] qui se base sur la méthode de Monte-Carlo qui sert à traiter le phénomène de l'interaction ion matière dans le domaine de l'approximation des collisions binaires.

Ce travail est réparti sur quatre chapitres :

Chapitre I : Etude des Matériaux pérovskites, leurs structures, leurs variétés, leurs caractéristiques et leurs principales utilisations. On s'intéressera surtout dans ce chapitre à la stannate de baryum (BaSnO_3).

Chapitre II : études de l'interaction ion matière.

Chapitre III : L'étude du programme de simulation utilisé (SRIM 2008) et ses principes.

Chapitre IV : exposition et discussions sur les principaux résultats à travers la simulation sur les matières suivantes (BaSnO_3 et Pb).

On termine ce mémoire par une conclusion et une éventuelle continuation en confrontant ces résultats théoriques par des résultats expérimentaux.

REFERENCES

[1] " amorphisation of pérovskite: the effect of composition and pre-existing cation vacancies".

Smith K.L, Lumpkin G.R, Blakfode M . G, and Vance E.R; MATER .RES.SOC.SYMP. PROC 556 (1999).1185-1191.

- MRS Proceedings / Volume556 / 1999
- DOI: <http://dx.doi.org/10.1557/PROC-556-1185>

[2] The Stopping and Range of Ions in Matter. James F. Ziegler, Jochen P. Biersack, Matthias D. Ziegler (SRIM Co., Chester, Maryland . Version 2008.03 ISBN: 096542071X).

CHAPITRE I

Les Matériaux Pérovskite

"Ignorance est mère de tous les maux."

François Rabelais

I.1. Introduction

Ce chapitre a pour objectif de présenter l'intérêt des matériaux étudiés dans ce travail (les pérovskites) et l'importance de caractériser finement leurs structures, ainsi que les définitions des grandeurs physiques qui caractérisent leurs propriétés. Une brève vue d'ensemble sur les aspects de base de cristallographie de ce type structural sera donnée.

Les pérovskites occupent depuis des années une place privilégiée dans la physicochimie du solide tant par la multitude de leurs applications techniques que pour de l'approche fondamentale. Exemple : l'utilisation comme Matrices potentielles pour le conditionnement des Actinides [1].

Grâce à leur facilité de préparation à l'état céramique leur stabilité thermique et chimique et aux multiples possibilités de substitution cette famille des composés est une source inépuisable de nouveaux matériaux à propriétés spécifiques (magnétiques, électriques,...) [2].

I.2. La structure de pérovskite

A l'origine, le terme « pérovskite » était utilisé pour dénommer un minéral précis, le titanate de calcium CaTiO_3 , appelé pérovskite en l'honneur de Lev. Aleksevich. von Perovski (1792,1856), minéralogiste russe, par Gustav Rose qui l'a découvert en 1839 à partir d'échantillons trouvés dans les montagnes de l'Oural. Le nom pérovskite est couramment employé pour désigner un groupe des matériaux qui ont une structure cristalline apparentée à celle du CaTiO_3 .

La structure pérovskite ABO_3 se présente sous la forme d'un arrangement compact d'ions A et B constituant un réseau cubique centré et les ions O^{2-} sont en forme cubique face centré (la figure I-1).

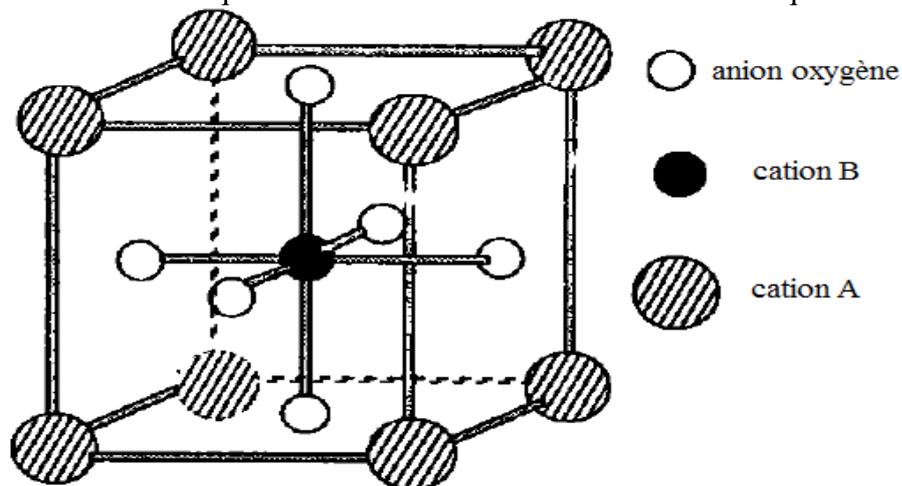


Figure I-1 : Maille élémentaire idéale de la pérovskite simple cubique ABO_3 [3]

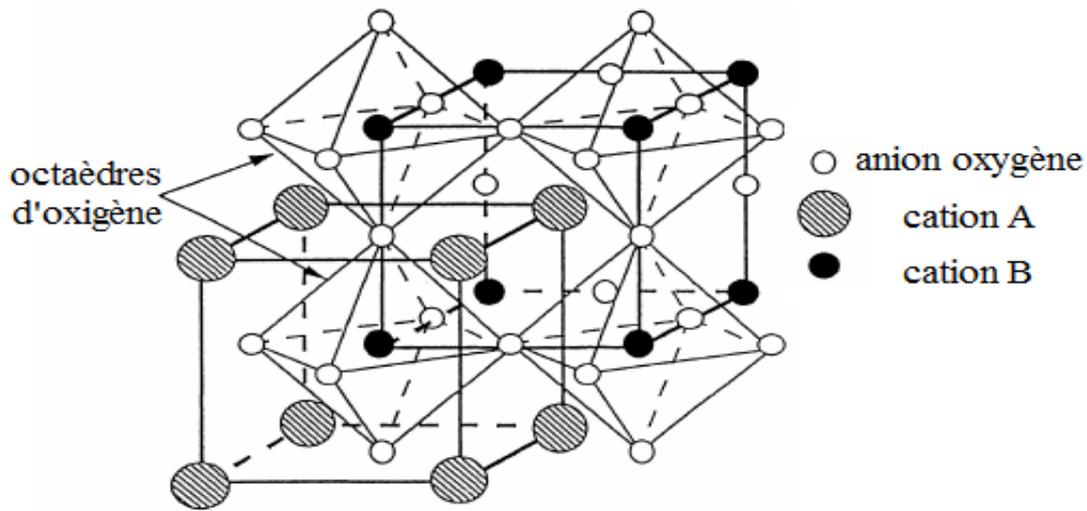


Figure I-2 : Maille de la pérovskite simple: mise en évidence de l'octaèdre d'oxygène [3].

En fonction du choix de l'origine, il y a deux façons de décrire la structure. Si le cation A se trouve à l'origine, dans la position (0,0,0) alors le cation B se trouve au centre du cube, dans la position (1/2,1/2,1/2) et les oxygènes se trouvent au milieu de chaque face de chaque arête, dans la position (0,1/2,1/2), (figure I.3a).

La deuxième façon de décrire cette structure est de déplacer l'origine d'un vecteur (1/2,1/2, 1/2), ce qui amène le cation A dans la position (1/2,1/2, 1/2), le cation B dans la position (0, 0, 0) et les oxygènes au milieu de chaque arête, dans la position (0, 0, 1/2), (la figure I- 3b).

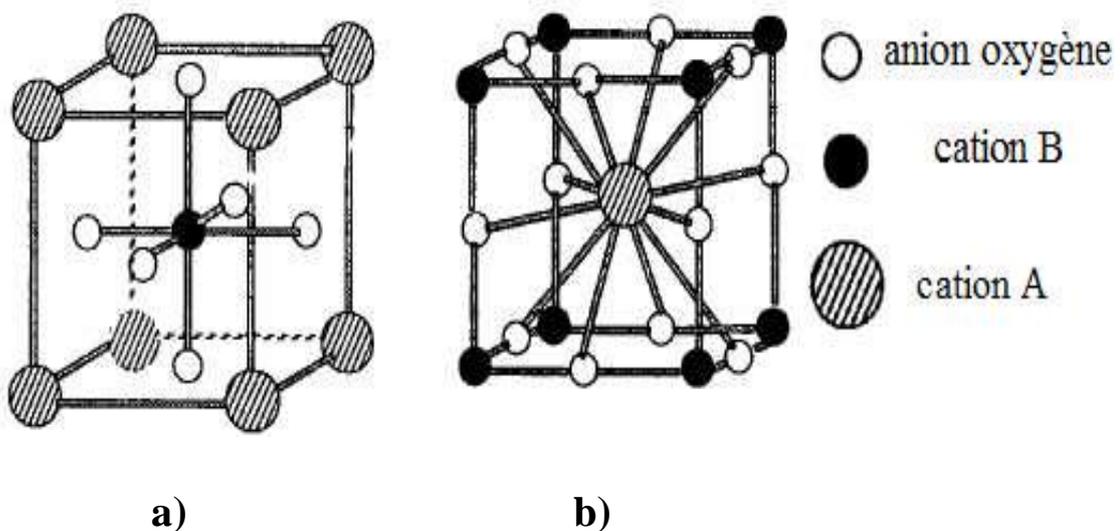


Figure I.3: Arrangements atomiques à l'intérieur de la maille des pérovskites ABO_3
 (a)- origine A ; (b)- origine B

Les cations A ont un grand rayon, une faible valence avec un nombre de coordination 12 (Ba^{+2} , Ca^{+2} , Pb^{+2}), B représentent les cations de rayon plus faible, de charge plus élevée, avec un nombre de coordination 6 (Sn^{+4} , Ti^{+4} ,).

La structure pérovskite cubique est centrosymétrique, de groupe d'espace $Pm\bar{3}m$. Les composés qui appartiennent à cette structure ($SrTiO_3$, $SrZrO_3$, $BaSnO_3$) ne sont pas ferroélectriques. On distingue deux types de structures pérovskites selon les atomes qui occupent les sites A et B :

-Les pérovskites simples, dont les sites A et B sont respectivement occupés par un seul type d'atomes : $CaTiO_3$, $KnbO_3$, $PbTiO_3$...etc. (voir figure -I.2).

-Les pérovskites complexes, dont l'un des deux sites A et B sont occupés par deux types d'atomes : $Sr_2 FeMoO_6$ (SFM), $Na_{0.5} Bi_{0.5} TiO_3$ (NBT), $PbMg_{1/3} Nb_{1/3} O_3$ (PMN), $K_{0.5} Bi_{0.5} TiO_3$ (KBT). Les deux sites A et B pouvant aussi être substitués simultanément : $(Pb_{1-x} La_x)(Zr_y Ti_{1-y})O_3$ (PLZT) (la figure -I.4) [4]

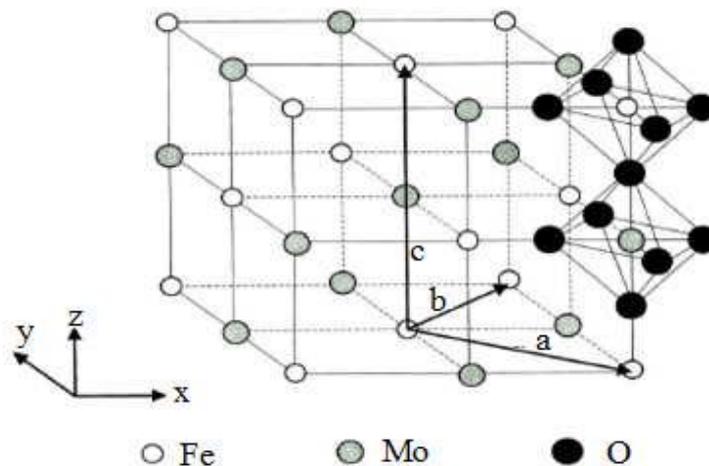


Figure I.4: Maille de la pérovskite double $Sr_2 FeMoO_6$ ($A_2 BB'O_6$). Les cations Sr^{+2} (Situés au centre de chaque cellule) ne sont pas représentés[5]

I.3.Critères de stabilité de la structure pérovskite

Il existe deux paramètres principaux qui rendent compte de la stabilité de la structure pérovskite. Le premier est le facteur de tolérance t défini par Goldschmidt, le second paramètre qui définit un critère de stabilité est l'ionicité de la liaison anion – cation.

I.3.1. Le facteur de tolérance t de Goldschmidt

Le réseau pérovskite est un ensemble très compact qui ne permet pas la formation des compositions interstitielles. En revanche, de nombreuses substitutions sont possibles sur les sites A ou B.

Chaque composition ainsi obtenue peut présenter une structure pérovskite distordue, en fonction de la taille des cations occupant les sites A et B. La taille des cations A et B joue un rôle essentiel pour qu'une maille pérovskite (simple ou double) soit stable et pour l'existence des distorsions. Une analyse géométrique simple permet de prédire les phénomènes évoqués ci-dessus. Considérons la maille pérovskite idéale (cubique) présentée sur (la figure 05). Le cation A se trouve au centre de la maille, en coordination 12 et les cations B sur les sommets. Pour le triangle rectangle isocèle (marqué sur la figure avec des lignes épaisses) la longueur du côté est $r_B + r_O$ et celle de l'hypoténuse $r_A + r_O$

(r - rayon de chaque ion). On peut alors écrire: $2(r_B + r_O)^2 = (r_A + r_O)^2$, soit

$$\sqrt{2}(r_B + r_O) = (r_A + r_O)$$

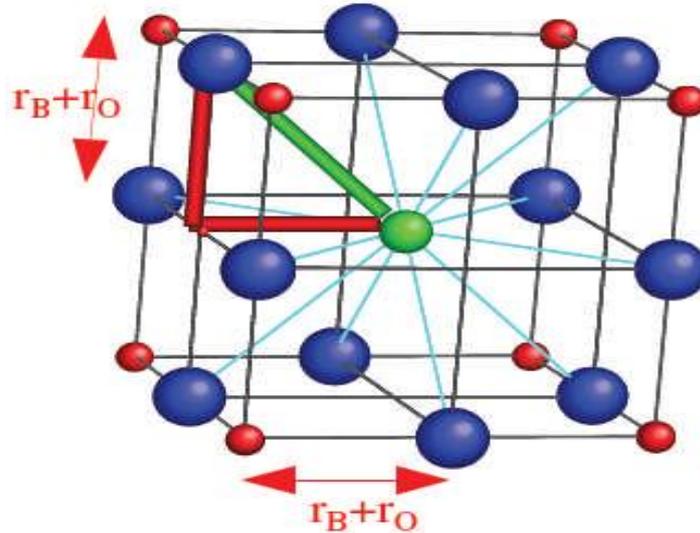


Figure I.5 : Maille de la pérovskite simple ABO_3 cubique.

Le rapport $\frac{(r_A + r_O)}{\sqrt{2}(r_B + r_O)} = 1$ pour la structure cubique. Goldschmit[6] a défini ainsi le facteur de tolérance t (facteur de Goldschmit), comme:

$$t = \frac{(r_A + r_O)}{\sqrt{2}(r_B + r_O)} \quad (I-1)$$

Chaque distorsion de la structure cubique implique un écart de t par rapport à sa valeur idéale.

Cette relation a un caractère très général, étant applicable aux pérovskites simples ou doubles (dans ce dernier cas, on remplace r_B par $\langle r_B \rangle$, qui est la valeur moyenne des rayons cationiques B et B'). En fonction de la valeur du facteur de tolérance on peut distinguer plusieurs situations, schématisées dans (le tableau 1):

t < 0,75 ilménite	Pérovskite 0,75 < t < 1,06			t > 1,06 hexagonal
	0,75 < t < 0,96 Distorsion	0,96 < t < 0,99 distorsion	0,99 < t < 1,06 cubique	

Tableau .I.1 : Evolution des structures cristallines en fonction de la valeur du facteur de tolérance [7]

I.3.2.L'ionicté de la liaison anion – cation

La stabilité de la structure dépend aussi de la polarisabilité des ions du réseau ainsi que de la nature des liaisons (la pérovskite type covalente est moins stable que la pérovskite ionique).

Le caractère ionique d'une composition ABO₃ est quantifié d'après l'échelle de Pauling à partir de la différence de l'électronégativité.[8]

$$\Delta E = \frac{X_{A-O} + X_{B-O}}{2} \quad (I-2)$$

ΔE (eV): la moyenne arithmétique de la différence de l'électronégativité.

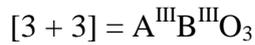
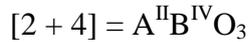
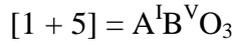
- X_{A-O} : la différence d'électronégativité entre A et O.

- X_{B-O} : la différence d'électronégativité entre B et O.

La structure pérovskite est d'autant plus stable que les liaisons mises en jeu présentent un fort caractère ionique. Ainsi, les pérovskites à base de plomb de type covalent sont moins stables que des pérovskites plutôt ioniques comme BaTiO₃ ou SrTiO₃ [9].

I.4. Aspects stœchiométriques de la structure pérovskite

Pour les systèmes simples d'oxyde ABO_3 , la classification suivante peut être faite, sur la base des valences cationiques :



Seuls ces trois types couvrent une gamme étendue des composés. Cependant, un grand nombre d'autres possibilités se présentent quand nous considérons des structures de cation mixte de type :



D'autre part, beaucoup de stœchiométries possibles autres qu' ABO_3 peuvent être imaginées, une fois que des défauts sont présentés.

I.5. Description de matériau diélectrique étudié ($BaSnO_3$)

I.5.1. Définition :

une source de baryum cristallin hautement insoluble dans l'eau pour des utilisations compatibles avec plus élevées (de base) des milieux de pH. Stannate de Baryum est généralement immédiatement disponibles dans la plupart des volumes. [10]



Figure 1.6 : Une image montre le Brun cristal de tausonite dans une matrice Échelle: Image taille 3 mm .

I.5.2. Structures de Stannate de baryum BaSnO_3 :

Le stannate de baryum (BaSnO_3) appartient au groupe de perovskite de composés. Ces bandes de composés ont une structure semblable en tant que cela du minéral Perovskite (CaTiO_3). De tels composés ont une formule structurale en tant que laquelle on peut généraliser $\text{A}^{2+} \text{B}^{4+} \text{O}_3$ où A est un élément en métal de terre alcaline (groupe IIA) ou un élément en métal de transition dans l'état de l'oxydation +2 et le B est un élément en métal de transition.

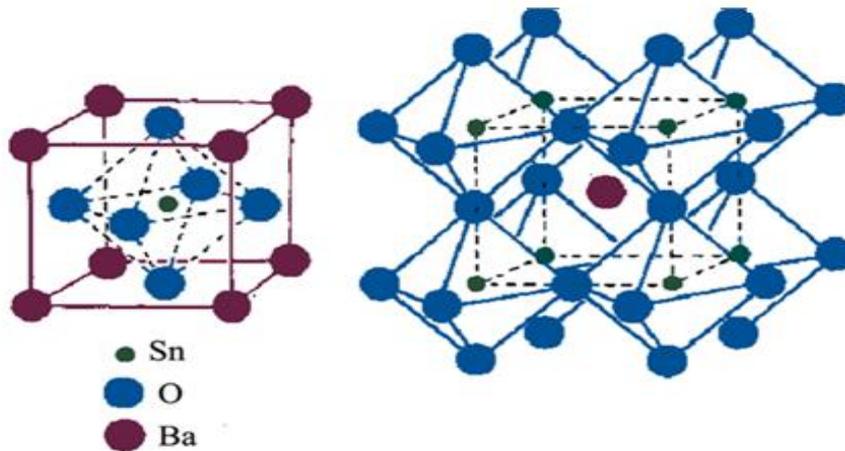


Figure.I.7 : structure de perovskite de BaSnO_3

La structure de BaSnO_3 est montrée dans la fig. I.7. BaSnO_3 a une structure cubique de perovskite. Ici le Ba^{2+} les ions occupent les coins de la cellule d'unité, Sn^{4+} est présent au centre de corps et à l' O^{2-} les ions sont présents aux centres de visage. Ainsi le Ba^{2+} l'ion est coordonné avec 12 O^{2-} des ions et Sn^{4+} avec 6 O^{2-} des ions. Un O^{2-} l'ion d'autre part a un nombre de coordination de 4 avec du Ba^{2+} et de 2 avec Sn^{4+} . L' O^{2-} ion et forme de Ba^{2+} d'ion que un emballage étroit cubique dense avec un quart des vides octaédriques a remplie de Sn^{4+} . Huit octaèdres $[\text{SnO}_6]$ sont liés par des coins pour former un cadre tridimensionnel [11].

I.5.3. Propriétés

BaSnO_3 a la couleur jaune pâle. La température d'agglomération est présumée pour être au-dessus de 1600 C° . Un échantillon aggloméré à 1600 C° est encore poreux [12.13]. On rapporte que le point de fusion de BaSnO_3 est 2060 C° , toute fois il y a quelques désaccords car BaSnO_3 s'avère pour se décomposer en BaO et SnO_2 à 1950 C° [6.8]. BaSnO_3 est paraelectrique et non ferroelectrique [12].

Composé de formule	Masse exacte	Rayon Atomique	Densité	Mol. Poids.	Apparence	Monoisotopique masse
BaSnO ₃	305.792 g/mol	0,4117nm	7,6 g/ cm ³	304,03 g /mol	Poudre ou particules	305.792186 g/mol

Tableau .I.2 : Propriétés des BaSnO₃

I.5.4. Application

- Sondes à semi-conducteurs de gaz [13,14], il y a deux types de sondes de gaz - sondes à semi-conducteurs et sondes catalytiques.
- les condensateurs multicouche et les condensateurs de couche de frontière [11, 12, , 13,14 ,15, 16].

REFERENCES

- [1] C. SABATHIER, "Effets de l'irradiation dans une Pérovskite : utilisation de cette matrice pour le conditionnement des actinides". Thèse de Doctorat. Université PARIS XI ORSAY. Juillet (2003).
- [2] R. Hazen, Pour la Science, 130, 20 (1988).
- [3] IMAD EL HARRAD. Thèse. Contribution a l'étude structurale et spectroscopique de céramiques pérovskites plzt : $(\text{p}1341_3\text{v}2\text{laxelx}/2)(\text{zr}0,95\text{ti}0,05)\text{O}3$ ($x=0,01$ a $0,08$) et pzt n : $\text{pb}0,99[(\text{zr}0,95\text{ti}0,05)\text{O}0,97\text{nb}0,025]\text{O}3$ et de leurs transitions de phases. le 15 avril 1994.
- [4] LIDJICI HAMZA. Thèse .étude élaboration et caractérisation de céramiques piézoélectriques 2011.
- [5] Synthèse et caractérisation de pérovskites doubles magnétorésistives dérivées de $\text{Sr}_2\text{FeMoO}_6$ Ciprian Bogdan JURCA le 20 décembre 2004.
- [6] C. Li, K. C. K. Soh and P. Wu, Formability of ABO_3 perovskites, Journal of Alloys and Compounds 372 (2004) 40-48.
- [7] J. B. Philipp, P. Majewski, L. Alff, A. Erb et R. Gross, Phys. Rev. B, 68, 144431 (2003).
- [8] J. Livage, M. Henry, C. Sanchez (sol -gel chemistry of transition metal oxides., Prog. Solids St. Chem. 18 (1988) 259-341.
- [9] L. Xu, K. Chen, J. Zhu, H. Chen, H. Huang, J. Xu, X. Huang,, (C-core-shell structure and quantum effect of Cdse HgSe/HgSe/ CdSe quantum dot quantum well) Superlattices and Microstructures; 29 (2001)67-72. J. B. Philipp, P. Majewski, L. Alff, A. Erb et R. Gross, Phys. Rev. B, 68, 144431 (2003).
- [10] Wenshung Lu, *Synthesis of nanosized BaSnO₃ powders*, Ph.D Thesis, INM Germany,(2002)
- [11] <http://www.horiba.com/us/en/scientific/products/particle-characterization/applications/colloids/> (Double Layer Diagram taken from this site)
- [12]Wagner, G. and Binder, H., Z. Anorg. Allgem. Chem., 297 (1958) 328 – 346

- [13] J. Cerda, J. Arbiol, R. Diaz, G. Dezanneau, J.R. Morante, *Synthesis of perovskite-type BaSnO₃ particles obtained by a new simple wet chemical route based on a sol–gel process*, Materials Letters 56 (2002); 131–136
- [14] W. Lu, H. Schmidt, *Synthesis of nanosized BaSnO₃ powders from metal isopropoxides*, J Sol-Gel Sci Techn 42 (2007); 55–64
- [15] W. Lu, H. Schmidt, *Lyothermal synthesis of nanocrystalline BaSnO₃ powders*, Ceramics International 34 (2008); 645–649
- [16] W. Lu, H. Schmidt, *Preparation and characterization of BaSnO₃ powders by hydrothermal synthesis from tin oxide hydrate gel*, Journal of Materials Science 42 (2007); 10007-10013

CHAPITRE II

La Théorie de Ralentissement

"Seul l'ignorant se fâche, le sage comprend."

Sagesse hindoue

II.1. Introduction

Le but de ce chapitre est de présenter quelques notions de base concernant les interactions particule-matière. Nous commençons par décrire de manière générale l'interaction entre une particule incidente et la matière cible. Les mécanismes d'interaction sont ensuite détaillés dans le cas des irradiations ioniques. Enfin, nous abordons l'endommagement des matériaux sous irradiation.

Le passage des particules chargées dans la matière fait intervenir différents types d'interaction avec les atomes du milieu traversé. Le principe de base est le suivant. La pénétration violente de particules chargées à travers les couches superficielles d'un matériau au cours du bombardement ionique cause un bouleversement local au niveau des microstructures par des cascades de collisions successives, est peut être réalisé dans le but d'obtenir dans les couches superficielles du matériau, soit une modification structurale pouvant aller jusqu'à l'amorphisation, soit une modification structurale et chimique pouvant aller jusqu'à la synthèse d'un nouveau composé à la surface (traitement de surface). Des atomes dopants sont vaporisés, ionisés, accélérés et projetés sur le matériau à doper dans lequel se produisent de nombreuses collisions avec les atomes-cibles. Les ions subissent alors une perte graduelle d'énergie, jusqu'à ce qu'ils s'arrêtent à une certaine profondeur. La profondeur sur laquelle portent ces modifications dépend d'un certain nombre de paramètres liés au couple faisceau d'ions-matériau. Cependant on peut remarquer que cette profondeur est ajustable et varie de plusieurs ordre de grandeurs suivant l'énergie, les masses du couple projectile-cible, l'incidence du faisceau d'ions, la dose ou le flux d'implantation ionique, la température et l'érosion de la surface par pulvérisation [1,2]. Ces trois derniers paramètres ne seront pas comptés sur notre travail.

II.2. La théorie du ralentissement des particules chargées dans la matière

II.2.1. Interaction Ion-Atome

L'interaction ion atome peut être considérée comme une première étape dans la compréhension de l'interaction ion-matière. Les processus monoélectroniques, tels que l'ionisation, l'excitation et la capture d'un électron intervenant lors d'une collision ion-atome, (figure II-1) sont décrits de façon satisfaisante par un grand nombre de théories.

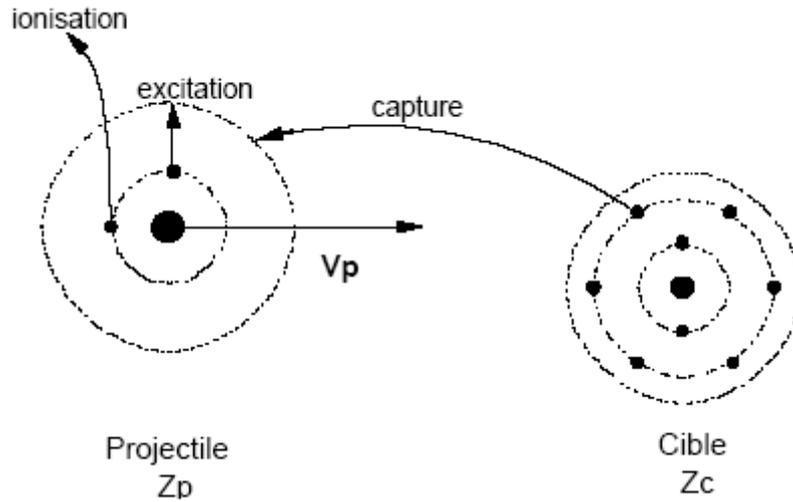


Figure. II-1 : Les processus atomiques monoélectroniques élémentaires.

II.2.1.1. les processus élémentaires et régime de vitesse

Ces divers processus sont caractérisés par des sections efficaces qui, pour un ion projectile et une cible donnée, dépendent de l'énergie de la collision. Trois régimes différents peuvent être distingués selon la valeur du facteur de proportionnalité K dépend du projectile et de la cible considérés, est défini par :

$$K = \frac{Z_c}{Z_p} \times \frac{V_e}{V_p}$$

Où V_e est la vitesse initiale de l'électron actif mis en jeu dans un processus atomique considéré, V_p est la vitesse de projectile, Z_p et Z_c respectivement correspondre au nombre atomique de projectile et de la cible.

- **Le régime dit des basses vitesses** ou régime de forte interaction ($K \gg 1$) est atteint pour des vitesses de collision (V_p) très inférieures à celle de l'électron actif (V_e) entre partenaires de numéros atomiques comparables ou pour une grande asymétrie de collision $Z_c \gg Z_p$. La théorie, adaptée à ce régime, est basée sur l'hypothèse de la formation d'une quasi-molécule transitoire au cours de la collision.
- **Le régime dit des hautes vitesses** ou régime perturbatif ($K \ll 1$) est atteint pour des grandes vitesses de collision ou pour des grandes asymétries de collision du type $Z_p \gg Z_c$.

- **Le régime dit des vitesses intermédiaires** ($K \approx 1$) pour lequel les sections efficaces des différents processus atomiques sont proches de leur valeur maximum et sont toutes du même ordre de grandeur. Les processus multiples faisant intervenir plusieurs de ces processus simples simultanément (Capture-Ionisation, Excitation-Ionisation, Double Excitation,...) ont alors des probabilités non négligeables.

D'une manière générale, l'irradiation de la matière correspond à l'interaction entre une particule incidente, considérée comme le projectile, et les atomes constituant la cible. Cette irradiation peut donner lieu à quatre phénomènes physiquement très différents : le transfert de quantité de mouvement aux atomes-cibles (par des chocs élastiques), excitation et ionisation de la cible (chocs inélastiques), la production de photons, et diverses réactions nucléaires. Ces deux derniers processus se déroulent lors d'implantation à hautes énergies (généralement supérieures au GeV), et ne seront pas étudiés ici.

II.2.1.2. Description d'une collision

Un ion incident crée une cascade de collisions, focalisées ou non, avec phénomène de l'implantation, création de défauts (lacunes, interstitiels) et pulvérisation (atomes, ions, clusters).

Le matériau est considéré comme un arrangement d'atomes au repos. Tant que l'énergie de l'ion incident, et des atomes déplacés par la suite, est supérieure à l'énergie de déplacement E_d (10-25 eV) il y a suite de collisions. Les atomes qui se rencontrent sont beaucoup plus proches l'un de l'autre que des autres atomes dans la cible; on considère alors les cascades de collisions comme une suite de collisions binaires. Si l'énergie transférée devient inférieure à l'énergie de déplacement il y a simplement vibration thermique et émission de phonons [3]. Voir la figure II-2

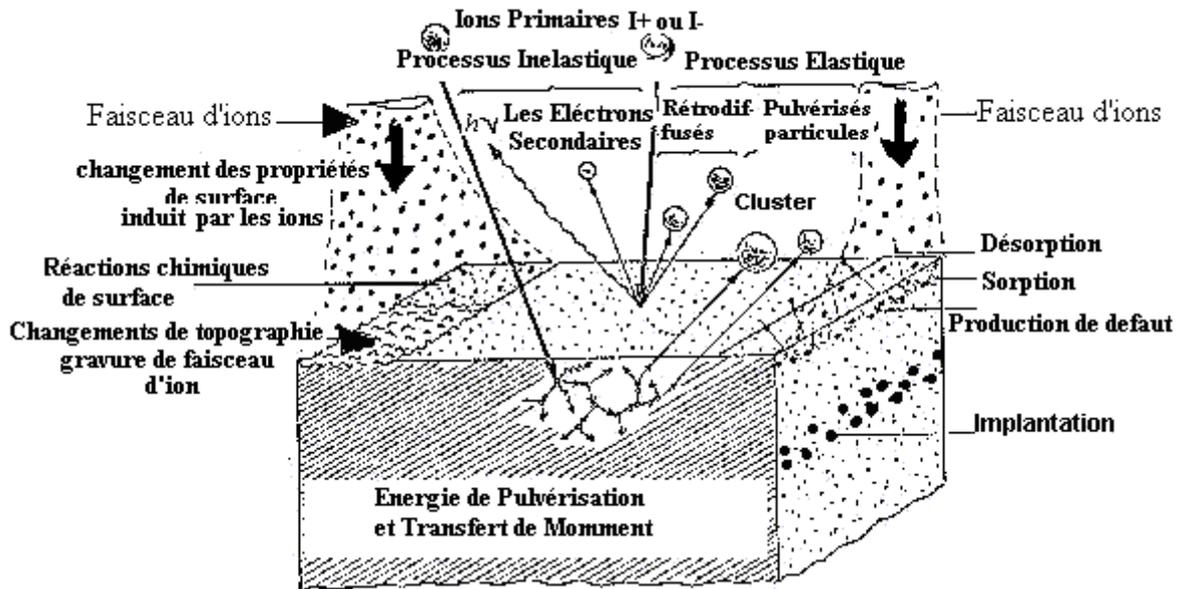


Figure.II-2 : Schéma des différentes interactions ion-solide : élastiques inélastiques.



Figure. II-3 : Représentation schématique d'une cascade de collisions

Le domaine énergétique envisagé dans la plupart des modèles présentés s'étend environ de 50 KeV à 5 MeV. Les hautes énergies sont utilisées pour l'implantation des ions légers (Hélium) qui font intervenir les électrons du cortège électronique (ex : l'excitation-ionisation de la cible par le chocs inélastiques), et les faibles énergies sont réservées aux bombardement des ions lourds (Thorium) pour le chocs élastiques (formation de défauts superficielles). La dose fixée a 10000 ions/cm².

Nous allons donner les principales théories de l'arrêt des ions dans un matériau, en considérant les deux cas bien distincts qui peuvent se présenter : le matériau implanté est amorphe, ou bien de nature cristalline. Ce dernier cas présentant des difficultés supplémentaires de modélisation à cause du caractère anisotrope du phénomène (direction privilégiées axiales ou planaires).

II.2.2.Principaux processus d'interaction

Deux types d'interactions physiques peuvent se produire, chacun d'eux étant prédominant dans un domaine qui dépend des valeurs de l'énergie de l'ion et de sa masse atomique. Ces deux processus de perte énergétique sont : la collision nucléaire et la collision électronique, on peut imaginer quatre types principaux d'interaction :

1- Collisions inélastiques avec les électrons atomiques. C'est le mécanisme prépondérant qui conduit à l'ionisation ou l'excitation du milieu traversé. Elles sont prédominantes pour des ions ayant une énergie supérieure à quelques dizaines de KeV par unité de masse atomique uma .

2- Collisions inélastiques avec un noyau. La particule est déviée par les forces coulombiennes et son ralentissement se manifeste par l'émission d'un rayonnement de freinage (bremsstrahlung). Elle peut aussi céder de l'énergie au noyau et amener celui-ci dans un état excité. C'est l'excitation coulombienne du noyau.

3- Collisions élastiques avec les électrons. Ces interactions ne sont observées que pour des particules de très faible énergie ($<100eV$) [5].

4- Collisions élastiques avec les noyaux. La particule incidente est diffusée sans rayonner ni exciter les noyaux, mais en revanche, les noyaux subissent des déplacements. Ce processus est majoritaire pour des énergies de quelque KeV/ uma .

II.2.2.1. Définition du pouvoir d'arrêt

De fait, les modélisations du ralentissement de l'ion dans le matériau vont étudier séparément ces deux phénomènes, et les additionner ensuite pour déterminer le pouvoir d'arrêt total S . Ce dernier est défini comme étant directement proportionnel à la perte énergétique et de l'ion rapporté à la distance parcourue, soit dE/dx [6].

$$S(E) = \frac{1}{N} \frac{dE}{dx} = S_n + S_e \quad (\text{II-1})$$

$S(E)$ est le pouvoir d'arrêt atomique, ou section efficace de ralentissement. S_n est le pouvoir d'arrêt nucléaire, et S_e le pouvoir d'arrêt électronique. N est la concentration atomique du matériau implanté.

La Figure.II-4 : donne un aperçu de la variation du pouvoir d'arrêt en fonction de la vitesse de l'ion incident. La forme générale de ces courbes est valable quels que soient l'ion et le matériau. Trois régions distinctes apparaissent.

La zone I s'étend jusqu'à $v_0 Z_1$. v_0 est la vitesse de Bohr et vaut e^2/h , soit $2,2 \cdot 10^8$ cm/s ; Z_1 est le numéro atomique de l'ion incident. C'est la seule région dans laquelle l'arrêt

nucléaire joue un rôle important. Cette contribution nucléaire est d'autant plus importante que l'ion est plus lourd. Le pouvoir d'arrêt électronique est sensiblement proportionnel à la vitesse de l'ion, soit la racine carré de l'énergie incidente.

La zone II est dominée par l'arrêt électronique, lequel passe par un maximum pour une vitesse égale à $2 Z_1 v_0$. Au-delà de cette valeur, la probabilité pour que l'ion soit complètement ionisé devient très importante. Les collisions électroniques seront par conséquent moins nombreuses, et nous entrons dans la zone III dite de Bethe Block ou le pouvoir d'arrêt décroît quand l'énergie augmente. Il existe une quatrième zone (non représentée) qui correspond aux énergies relativistes, dans laquelle S_e redevient proportionnel à la vitesse incidente à cause de l'émission de photons par le matériau. Ces effets relativistes ont lieu pour des vitesses ioniques au-delà de 10^7 eV/amu.

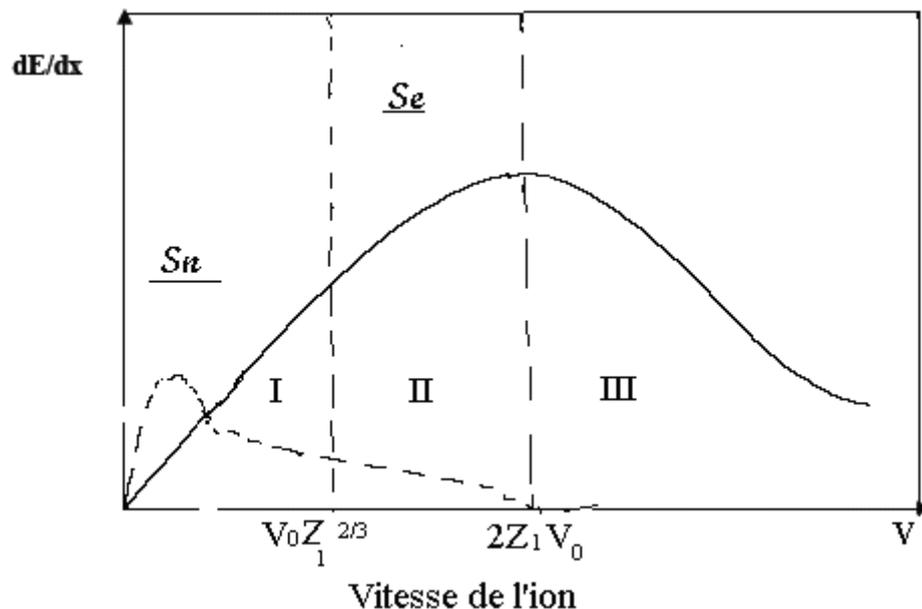


Figure. II-4: Composantes nucléaires et électroniques du pouvoir d'arrêt en fonction de la vitesse de l'ion incident.

I : arrêt nucléaires – **II :** arrêt électroniques – **III :** Zone de Bethe-Block

Nous présentons ici les principaux modèles physiques relatifs aux deux types d'arrêt dans le matériau, ainsi que les différentes familles de courbes choisies par divers auteurs pour décrire la contribution finale des dopants dans le matériau.

II.2.2.2. Etude des pertes élastiques dans une collision binaire

Dans une collision élastique entre deux particules, le mouvement de celles-ci peut être représenté soit en coordonnées du laboratoire, ce qui simplifie la compréhension, soit dans le référentiel du centre de masse, ce qui simplifie souvent les calculs.

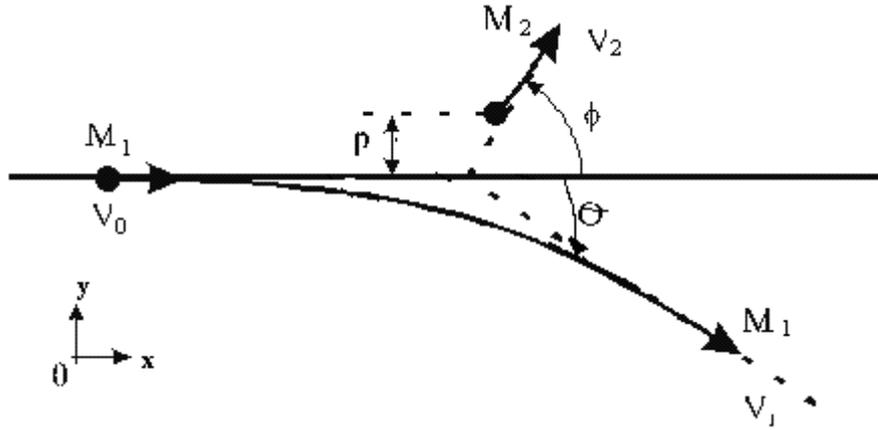


Figure II-5: représentation d'une collision binaire dans les coordonnées du laboratoire dans le plan (x,y). La particule incidente de masse M_1 et de vitesse V_0 vient heurter l'atome de masse M_2 au repos. θ représente l'angle de diffusion et ϕ est l'angle de recul. La vitesse V_1 est la vitesse de l'ion incident après la collision et V_2 la vitesse de l'atome de recul.

Dans le programme TRIM, l'utilisation des coordonnées barycentriques ou du centre de masse (CM) est bien plus avantageuse. En effet, la description d'une collision élastique de deux particules possède des aspects remarquables dans le référentiel barycentrique. Ainsi la somme des quantités de mouvements est nulle avant et après la collision. Ceci permet de déduire de la conservation de l'énergie cinétique que les normes de toutes les quantités de mouvements dans une collision élastique binaire dans le CM, sont égales et d'exprimer les vitesses de l'ion et de l'atome en fonction de la vitesse initiale V_0 de l'ion :

$$V_{ion} = V_0 - V_C = V_0 \cdot \frac{M_T}{M_1} \tag{II-2}$$

$$V_{atome} = V_C = V_0 \cdot \frac{M_T}{M_2} \tag{II-3}$$

où M_T représente la masse réduite définie par : $M_T = \frac{M_1 \cdot M_2}{M_1 + M_2}$

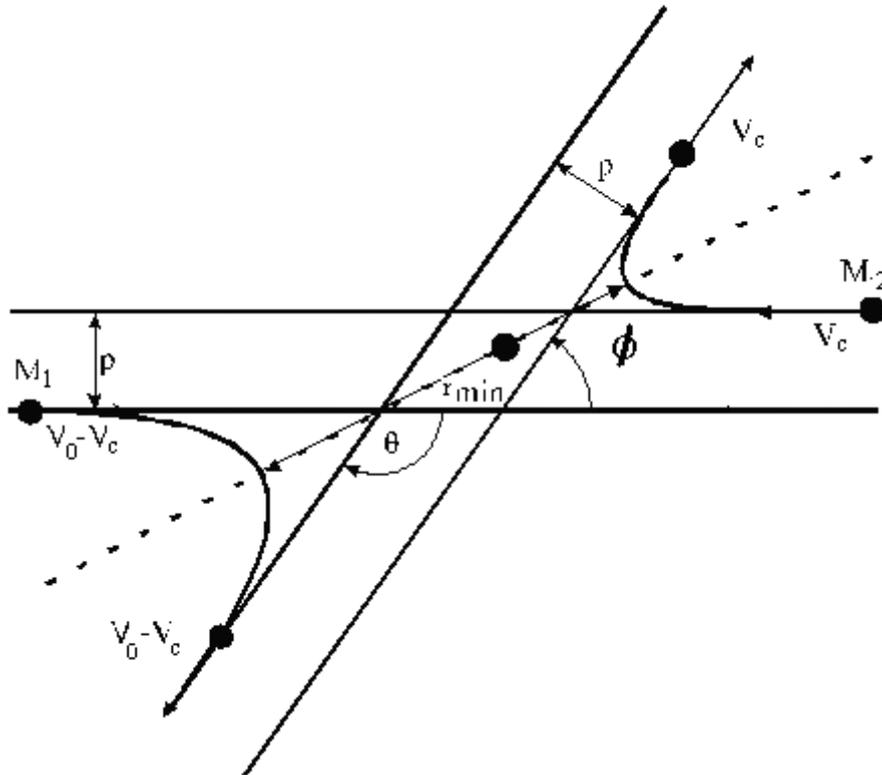


Figure.II-6: représentation d'une collision binaire dans les coordonnées du centre de masse dans le plan. Les deux atomes sont considérés en mouvement. Seul le centre de masse est immobile. Ce référentiel se déplace à la vitesse V_c par rapport au référentiel du laboratoire. $V_0 - V_c$ est la norme de la vitesse de l'ion incident qui reste constante avant et après la collision, V_c est aussi la norme de la vitesse de l'atome cible. ϕ est l'angle de recul et θ l'angle de diffusion.

Un autre avantage de l'utilisation des coordonnées du CM est que les vitesses du système sont indépendantes de l'angle de diffusion entre les deux particules. Le système formé par les deux équations à une solution unique ce qui n'est pas le cas dans le référentiel du laboratoire.

Le diagramme des vitesses de l'ion incident peut être représenté dans les deux référentiels comme le montre la figure.II-6, dans cet exemple, " $\cos\theta$ " est négatif, on peut donc exprimer l'angle ϕ par la formule :

$$\tan \phi = \frac{(V_0 - V_c) \cdot \sin \theta}{V_c + (V_0 - V_c) \cdot \cos \theta} \quad (\text{II-4})$$

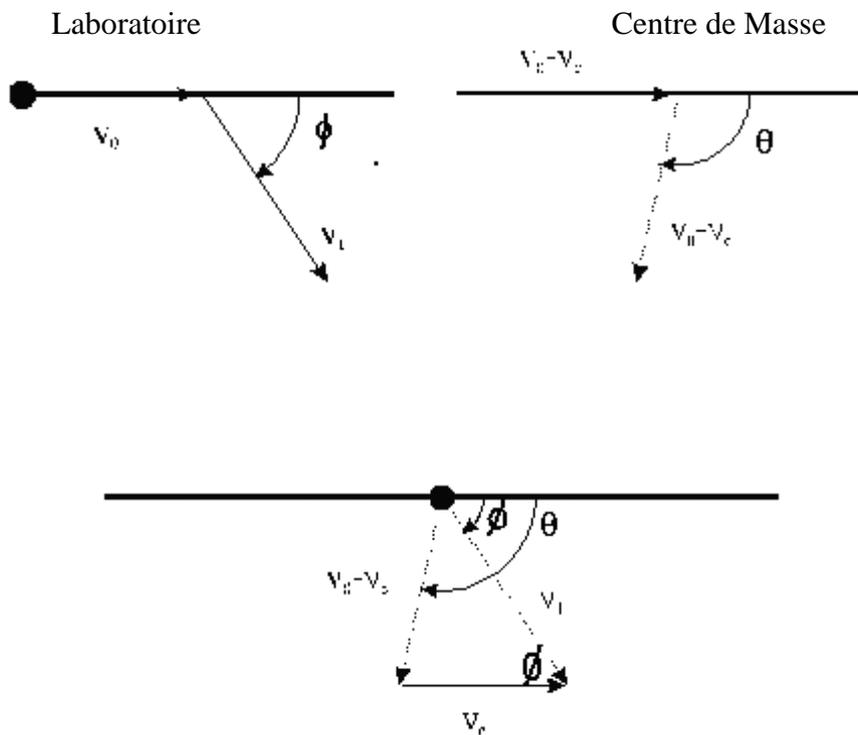
L'énergie transférée T à l'atome cible, qui est égale à la perte d'énergie élastique de l'ion, s'exprime en fonction de l'énergie incidente E_0 par :

$$T = \frac{4.M_1.M_2}{(M_1 + M_2)^2} E_0 \cdot \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (\text{II-5})$$

La détermination de l'angle θ permet de revenir facilement à l'angle de diffusion ϕ et à la perte d'énergie T . L'énergie restante de l'ion est alors calculée simplement par :

$$E_r = E_0 - T - \Delta E_i \quad (\text{II-6})$$

ΔE_i représente la perte d'énergie inélastique. Nous la négligeons par la suite pour minimiser le temps de calcul.



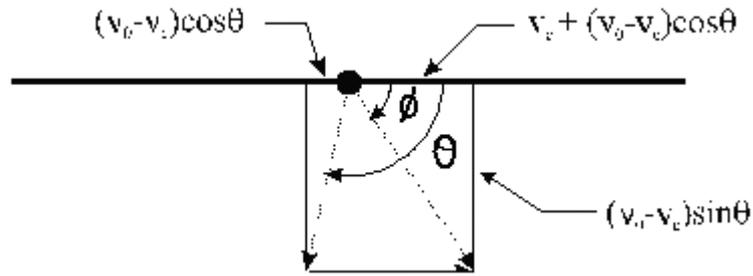


Figure.II-7 : Diagramme des vitesses de l'ion incident qui permet d'exprimer la tangente de l'angle ϕ en fonction de l'angle θ . V_0 représente la norme de la vitesse de l'ion incident dans le référentiel de laboratoire et $V_0 - V_c$ sa norme dans le centre de masse. ϕ représente l'angle de diffusion dans le laboratoire et θ l'angle de diffusion de l'ion incident dans le référentiel CM.

II.2.2.3. Evaluation de l'angle de diffusion θ

L'angle de diffusion dans le CM est calculé par une relation exacte si $\epsilon \geq 10$ ou par une résolution trigonométrique si $\epsilon < 10$.

- * Si $\epsilon \geq 10$: pour un potentiel Coulombien, θ s'exprime en fonction de l'énergie réduite et du paramètre d'impact réduit "P_r" par la relation :

$$\sin^2 \frac{\theta}{2} = \frac{1}{1 + P_r(1 + P_r)(2.\epsilon.P_r)^2} \quad (\text{II-7})$$

où $P_r = \frac{P}{a_u}$ avec "P" le paramètre d'impact de la collision.

- * Si $\epsilon < 10$: la valeur de θ se déduit par l'astuce suivante.

La figure.II-8 : décrit, dans le référentiel barycentrique, la collision entre l'ion incident de masse M_1 et d'énergie cinétique E avec un atome, initialement immobile et de masse M_2 [3]. Le triangle superposé aux deux orbites des particules s'appelle le *triangle de diffusion*. Il est constitué de différentes grandeurs comme p , le paramètre d'impact, R_0 , la distance minimum d'approche, ρ_1 et ρ_2 , les rayons de courbure des trajectoires au minimum d'approche, et δ_1 et δ_2 , deux termes de correction pour fermer le triangle. L'accès à tous ces paramètres rend aisée l'expression de l'angle θ par la relation :

$$\cos \frac{\theta}{2} = \frac{\rho + P + \delta}{\rho + R_0} \quad (\text{II-8})$$

avec $\rho = \rho_1 + \rho_2$ et $\delta = \delta_1 + \delta_2$

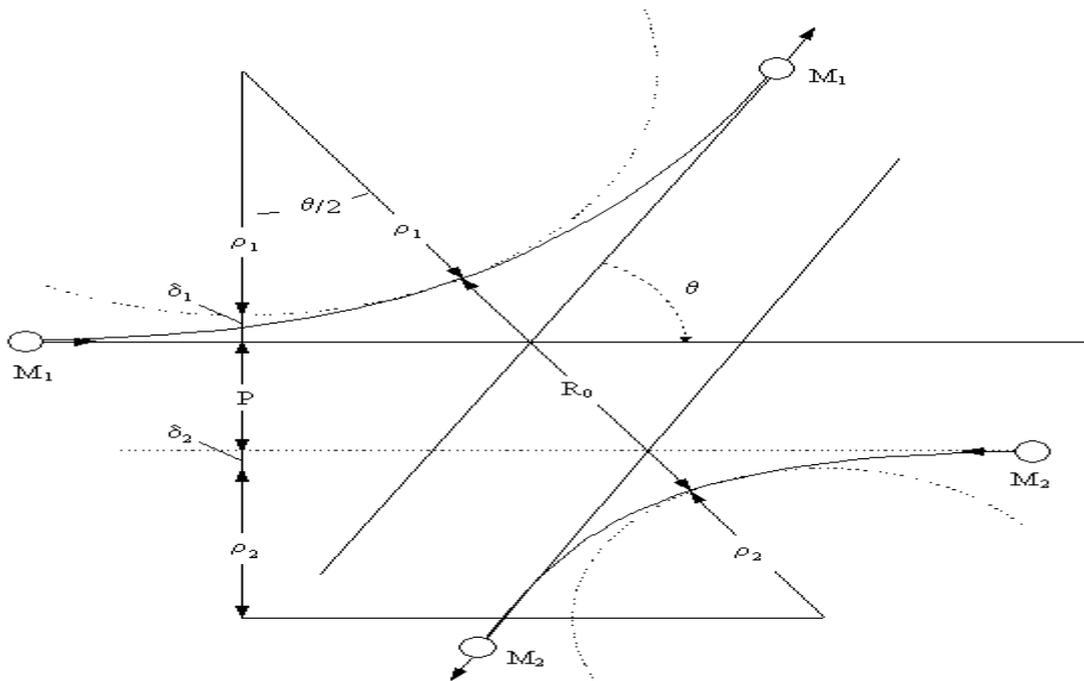


Figure.II-8 : représentation d'une collision entre deux particules dans le CM. θ est l'angle de diffusion, P le paramètre d'impact, ρ_1 et ρ_2 , les rayons de courbure des trajectoires, R_0 , la distance minimum d'approche et δ_1 et δ_2 , deux termes de correction. On peut exprimer le cosinus de $\theta / 2$ en fonction de tous ces paramètres.

Toutes les valeurs citées sont accessibles [3,15]. La valeur de θ peut donc se calculer et l'on peut ainsi revenir au parcours de l'ion éjectée dans la cible, la distribution finale des parcours est calculée à partir de la théorie de transport, d'une façon statistique (méthode Monte-Carlo) ou analytique par la simulation directe des trajectoires des ions implantés. Le problème commun de ces traitements est la description des interactions entre les ions en mouvement et les atomes de la cible comme des collisions binaires (Approximation des collisions binaires). Et enfin l'équation de mouvement classique (ou intégrale de diffusion) (II-1) est remplacée par des formules numériques ou analytiques simplifiées.

$$\theta = \pi - 2 \int_{r_{\min}}^{+\infty} \frac{pdr}{r^2 \left[1 - \frac{V(r)}{E_c} - \left(\frac{P}{r}\right)^2 \right]^{1/2}} \quad (\text{II-9})$$

$$E_c \text{ est l'énergie totale du CM, } E_c = \frac{1}{2} M_c V_0^2$$

$V(r)$ est le potentiel d'interaction et P le paramètre d'impact.

L'équation (II-9) est l'équation principale de mouvement qui donne l'angle final de diffusion dans le CM (centre de masse). C'est l'équation fondamentale du mouvement utilisée dans les différents codes de calculs.

II.2.2.4. Expression de la perte d'énergie

L'expression analytique de la perte d'énergie rend compte du type d'interaction mise en jeu entre la particule incidente et l'atome cible. Il est presque toujours supposé que ces interactions se produisent par collisions binaires, indépendantes et nous négligerons les effets collectifs impliquant plusieurs atomes cibles à la fois. La probabilité dP pour qu'un ion entrant dans un matériau de densité atomique N et une énergie de transfert T , subisse une collision dans un intervalle de parcours Δx est :

$$dP(\sigma) = N.d\sigma(E,T).\Delta x \quad (\text{II-10})$$

Où $d\sigma$ est la probabilité de transfert d'une énergie T par une particule d'énergie E . L'énergie moyenne perdue dans l'intervalle Δx sera:

$$\Delta E = -\int T_{(transmis)} dP = -N\Delta x \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} T d\sigma(E, T) \quad (\text{II-11})$$

avec $T_{\min} = 0$

Si Δx tend vers dx , on définit le pouvoir d'arrêt nucléaire comme étant égal à :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_n = -N \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} T \cdot d\sigma(E, T) \quad (\text{II-12})$$

II.2.2.5. Perte d'énergie nucléaire

Soit une particule incidente de masse M_1 , de charge Z_{1e} et d'énergie cinétique E_1 se dirigeant avec un paramètre d'impact P vers un atome cible au repos de masse M_2 , de charge Z_{2e} . La particule 1 subit une répulsion coulombienne qui la dévie d'un angle θ ($F = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r^2}$ dans le système CGS). D'après la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement, la relation qui lie le paramètre d'impact à l'angle de diffusion est (figure II-9) :

$$P = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2E} \cot\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (\text{II-13})$$

La distance minimale d'approche, d , s'écrit :

$$d = 2b \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (\text{II-14})$$

L'énergie transférée au cours de la collision avec l'atome cible est :

$$T = T_{\max} \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (\text{II-15})$$

où T_{\max} est l'énergie maximale transférée lors d'un choc frontal ($P=0, \theta = 180^\circ$) :

$$T_{\max} = \frac{4M_1 M_2}{(M_1 + M_2)} E \quad (\text{II-16})$$

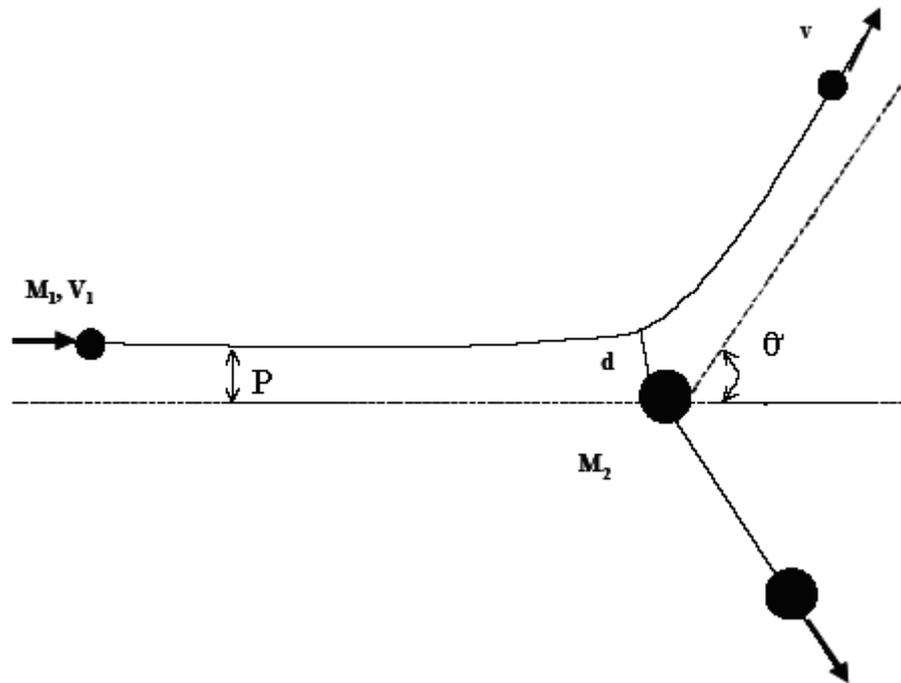


Figure. II-9 : Interaction entre deux corps en fonction du paramètre d'impact.

L'énergie transférée peut être exprimée en fonction du paramètre d'impact P et de la distance minimale d'approche d par la relation :

$$T = \frac{T_{\max}}{1 + \left(\frac{2P}{d}\right)^2} \quad (\text{II-17})$$

II.2.2.6. Notion de section efficace

A ce stade de l'exposé, il faut définir cette quantité, qui joue un rôle très fondamentale dans toutes les interactions de la physique. Pour une interaction donnée, quelque soit sa nature, la section efficace σ est l'aire utile que présente la cible pour cette interaction.

La section efficace différentielle est :

$$d\sigma = 2\pi P dP \quad (\text{II-18})$$

La perte d'énergie par choc nucléaire s'écrit comme l'équation (II-12), et en intégrant entre les valeurs minimale et maximale de l'énergie transférée, nous obtenons la relation suivante :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_n = 2\pi N \frac{(Z_1 Z_2 e^2)^2}{M_2 v^2} \ln\left(\frac{T_{\max}}{T_{\min}}\right) \quad (\text{II-19})$$

Au fur et à mesure que la vitesse de l'ion diminue, la distance minimale d'approche du noyau cible augmente. Nous venons de voir que lorsque la vitesse de l'ion est de l'ordre de celle de ses électrons périphériques, il a tendance à devenir neutre. Dans ces conditions, le potentiel décrivant l'interaction entre la particule projectile et l'atome cible peut être considéré comme un potentiel de Coulomb écranté de type Thomas-Fermi :

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \Phi\left(\frac{r}{a}\right) \quad (\text{II-20})$$

dont la fonction d'écrantage est égale à :

$$\Phi\left(\frac{r}{a}\right) = \frac{a}{2r} \quad (\text{II-21})$$

d'où le potentiel d'interaction :

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2 a}{2r^2} \quad (\text{II-22})$$

La perte d'énergie par choc nucléaire s'écrit donc :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_n = \frac{\pi^2 N Z_1 Z_2 e^2 a M_1}{2(M_1 + M_2)} \quad (\text{II-23})$$

Lindhard et al [5] ont exprimé la perte d'énergie par choc nucléaire en utilisant une énergie réduite ε (sans dimension) :

$$\varepsilon = \frac{M_2}{M_1 + M_2} E \frac{4\pi \varepsilon_0 a}{Z_1 Z_2 e^2} \quad (\text{II-24})$$

Et une longueur réduite ρ :

$$\rho = x N M_2 4\pi a^2 \frac{M_1}{(M_1 + M_2)^2} \quad (\text{II-25})$$

La perte d'énergie avec ces variables devient :

$$\frac{dE}{dx} = aNZ_1Z_2e^2 \frac{M_1}{M_1 + M_2} \frac{d\varepsilon}{d\rho} \quad (\text{II-26})$$

où $\frac{d\varepsilon}{d\rho}$ dépend de la forme du potentiel $V(r)$ utilisé et donc de la forme de la fonction de Fermi. Selon l'approximation de Kalbitzer et Al [9], cette perte d'énergie peut s'écrire:

$$\left(\frac{d\varepsilon}{d\rho} \right)_n = \frac{1,7\varepsilon^{1/2} \log(\varepsilon + e)}{1 + 6,8\varepsilon + 3,4\varepsilon^{3/2}} \quad (\text{II-27})$$

Cette relation reste la même quel que soit le couple projectile-atome cible. C'est une fonction universelle de la perte d'énergie nucléaire.

II.2.2.7. Perte d'énergie électronique

Cette fois, l'interaction a lieu entre la particule incidente et les électrons de l'atome cible. Les approximations précédentes restent valables dans ce cas, à savoir une collision entre charges ponctuelles. L'équation (II-19) est modifiée, la masse M_2 est remplacée par celle de l'électron ainsi que la charge qui devient e au lieu de $Z_2 e$.

La perte d'énergie électronique pour Z_2 électrons devient :

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_e = 2\pi N \frac{Z_2 Z_1^2 e^4}{m_e v^2} \ln \left(\frac{T_{\max}}{T_{\min}} \right) \quad (\text{II-28})$$

L'énergie maximale transférée aux électrons est d'après l'équation (II-16) :

$$T_{\max} \cong 2m_e v^2 \quad (\text{II-29})$$

Car le rapport des masses entre un ion et un électron, M_1/m_e , est $\gg 1$. Pour avoir l'expression complète de la perte d'énergie électronique, il faut évaluer le transfert d'énergie minimale. T_{\min} peut être considérée comme une énergie moyenne d'ionisation I qui tiendrait compte de la possibilité d'ioniser l'atome cible considéré.

Si le projectile est un ion lourd, la charge Z_1 varie le long de son parcours. En effet, lorsque celui-ci est ralenti lors de sa pénétration dans la matière, il tend à devenir neutre par capture électronique. Il faut donc considérer sa charge effective notée Z_1^* dans l'équation (II-19). Cette charge est estimée par la relation de Barkas [7] par :

$$Z_1^* = Z_1 \left[1 - \exp \left(- \frac{130\beta}{Z_1^{2/3}} \right) \right] \quad (\text{II-30})$$

où $\beta = V/V_e$ avec V et V_e respectivement correspond a la vitesse de projectile et la vitesse des électrons de Bohr.

L'équation (II-28) : montre que la perte d'énergie électronique varie en $1/V^2$, soit en $1/E$. Cette perte d'énergie est aussi proportionnelle au carré de la charge effective Z_1^{*2} de l'ion projectile. Enfin, on peut remarquer que, du fait de la faible masse des électrons, les collisions avec les électrons dévient faiblement la trajectoire de l'ion incident et que les transferts d'énergie sont très petits devant l'énergie de la particule incidente.

L'évolution de la charge effective Z_1^* des ions lourds incidents est responsable du maximum de la courbe de perte d'énergie électronique en fonction de la vitesse de l'ion incident (pic de Bragg). Tant que la vitesse V de l'ion incident est supérieur à celle V_e de ses électrons, la perte d'énergie varie en $(\ln E)/E$, alors qu'à des énergies plus faibles elle varie en $\ln E$.

II.2.2.8. Comparaison entre les pertes d'énergie nucléaire et électronique

a). grande vitesse

Le rapport entre les pertes d'énergie nucléaire et électronique (en négligeant les variations logarithmiques puisqu'on considère des vitesses élevées du projectile) s'exprime par :

$$\frac{\left(\frac{dE}{dx} \right)_n}{\left(\frac{dE}{dx} \right)_e} = \frac{Z_2 m_e}{M_2} \approx \frac{1}{3600} \quad (\text{II-31})$$

et par conséquent :

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_e \gg \left(\frac{dE}{dx} \right)_n \quad (\text{II-32})$$

La perte d'énergie nucléaire est négligeable devant la perte d'énergie électronique aux grandes vitesses. Les collisions inélastiques sont majoritaires et la perte d'énergie totale est inversement proportionnel à l'énergie de la particule incidente.

b). Faible vitesse

b.1) perte d'énergie nucléaire

A faible vitesse, la vitesse de l'ion est inférieure à celle de ses électrons. Dans ces conditions, la probabilité qu'a l'ion de se neutraliser est importante et les collisions entre le projectile et les électrons périphériques sont quasi élastiques. Ceci conduit à utiliser un potentiel coulombien écranté de type Thomas-Fermi :

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \varphi_{TF} \left(\frac{r}{a_{12}} \right) \tag{II-33}$$

où $\varphi_{TF} \left(\frac{r}{a_{12}} \right)$ est la fonction de Fermi, a est le rayon d'écrantage de Thomas-Fermi que

L'on exprime sous la forme :

$$a_{12} = 0,8853 \frac{a_0}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}} \tag{II-34}$$

avec $a_0 = 0,53A^0$ (rayon de Bhor) et a_{12} : est le rayon d'écran pris par Lindhard.

Dans cette gamme d'énergie la perte d'énergie nucléaire est dominante, c'est la phase des cascades des collisions.

Ziegler et al [5] introduisent un nouveau potentiel (ZBL) basé sur le modèle de la densité locale utilisant la méthode self consistant de Hartrée-Fock, et une fonction d'écran universelle ainsi que la longueur d'écran (II-34).

$$a_u = 0.8854.a_0.(Z_1^{0,23} + Z_2^{0,23})^{-1} \tag{II-35}$$

Puis, pour simplifier les calculs, les auteurs introduisent l'énergie réduite sans dimension "ε" [5] :

$$\varepsilon = \frac{a_u \cdot M_2}{Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2 \cdot (M_1 + M_2)} E \quad (\text{II-36})$$

E est l'énergie de l'ion incident, M_1 et M_2 sont les masses et Z_1 et Z_2 les numéros atomiques respectivement de l'ion et de l'atome cible, "e" est la charge de l'électron. Cette transformation a pour but de simplifier considérablement les équations de collision.

b.2) Perte d'énergie électronique

A partir de ce potentiel écranté, Lindhard, Scharff et Schiott ont élaboré une théorie (Dite théorie LSS) [5] qui permet de donner une expression analytique de la perte d'énergie électronique :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_e = \frac{8N\pi e^2 a_0 Z_1^{7/6} Z_2 v_1}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{3/2} v_0} \quad (\text{II-37})$$

Cette formule montre que la perte d'énergie varie comme la vitesse du projectile V_1 et donc comme $E^{1/2}$.

En utilisant les coordonnées réduites, on obtient l'expression de la perte d'énergie électronique suivante :

$$\left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_e = K\varepsilon^{1/2} \quad (\text{II-38})$$

où le facteur de proportionnalité K dépend du projectile et de la cible considérés, mais puisque la perte d'énergie électronique passe par une crête à environ 90KeV/amu, ceci limite l'applicabilité de la théorie de LSS aux énergies au-dessous de cette valeur.

D'après la figure.II-10, on remarque que dans le domaine des faibles vitesses, les collisions élastiques entre particule incidente et atome cible sont prédominantes. Le principal mode de ralentissement est la perte d'énergie nucléaire.

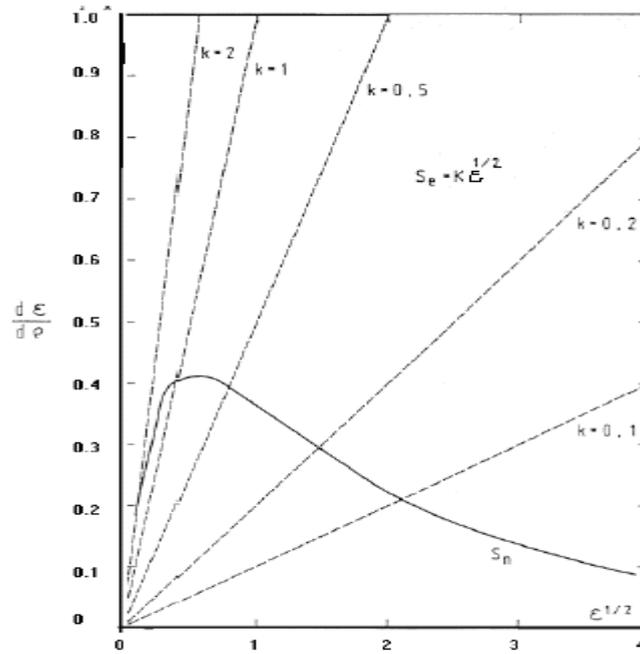


Figure. II-10 : Pouvoir d'arrêt nucléaire (courbe pleine) et pouvoir d'arrêt électronique (en pointillé).

Ces différentes considérations nous amènent à mieux comprendre la nature des dégâts d'irradiation dans les céramiques retenues pour le conditionnement des actinides. En effet, lors de la désintégration alpha, l'interaction de la particule alpha, d'énergie environ de 4 à 6MeV, avec le solide peut être traitée selon le modèle à grande vitesse, qui privilégie les collisions inélastiques, alors que l'interaction du noyau de recul, avec une énergie cinétique de l'ordre de 100keV et une masse voisine de celle de l'uranium, suit le modèle à faible vitesse, où les collisions sont majoritairement élastiques. Dans ce cas, la perte d'énergie totale est assimilable à la perte d'énergie nucléaire.

Ainsi, dans la désintégration alpha, les effets du noyau de recul et la particule alpha peuvent être étudiés séparément, puisqu'ils ne se déroulent pas dans le même domaine d'énergie.

Les déplacements atomiques induits par les collisions élastiques du noyau de recul causent la majorité de dégâts d'irradiation dans un cristal, alors que la particule alpha perd son énergie essentiellement par chocs inélastiques et n'augmente le nombre total moyen de déplacements atomiques que de 10 %.

II.2.2.9. Dégâts créés par le dépôt d'énergie nucléaire

Lorsque les collisions élastiques ont lieu près de la surface du matériau, l'énergie communiquée aux atomes des couches superficielles peut être suffisante pour qu'ils atteignent la surface. Si leur énergie est supérieure à E_s , l'énergie de sublimation d'une cible mono élémentaire, ils vont quitter la surface. On parle alors de pulvérisation. Ce seuil d'énergie de l'ordre de 2eV pour une cible mono élémentaire comme le silicium, par exemple. Cependant, pour les doses d'irradiation utilisées dans ce travail, le phénomène pulvérisation est peu observable.

Lorsque les interactions se produisent à l'intérieur du matériau, des déplacements atomiques ont lieu lorsque l'énergie transférée aux atomes cibles est au moins égale à une énergie seuil de déplacement appelée E_d . Cette énergie seuil qui varie avec la nature des éléments dans une même matrice est la somme de deux termes : le premier est l'énergie nécessaire à la rupture des liaisons de l'atome à déplacer, le second est l'énergie nécessaire pour franchir la barrière de potentiel existant entre son site stable dans le réseau et la position interstitielle ou substitutionnelle dans laquelle il aura été déplacé. Ce dernier terme constitue la majeure partie de l'énergie seuil de déplacement. En moyenne, la valeur de E_d est de l'ordre de quelques dizaines d'eV. Dans le cas des céramiques envisagées pour le stockage des déchets nucléaires, elle est mal connue, et on prendra, pour simuler les cascades, $E_d=25\text{eV}$ pour tous les atomes constituant la matrice.

Un premier atome choqué par l'ion incident ne pourra être déplacé que si l'énergie T_1 qui lui est transférée est supérieure ou égale à E_d . Si T_1 est supérieure à $2E_d$, l'atome choqué, peut à son tour constituer un projectile et déplacer un autre atome auquel il transférera une énergie T_2 . Si cette énergie est supérieure au $2E_d$ le même phénomène peut se poursuivre et une cascade de déplacement se développe tant que des atomes posséderont une énergie supérieure à $2E_d$. (cf. figure.I-11). Le temps de thermalisation d'une cascade est de l'ordre de 10^{-11} secondes [10].

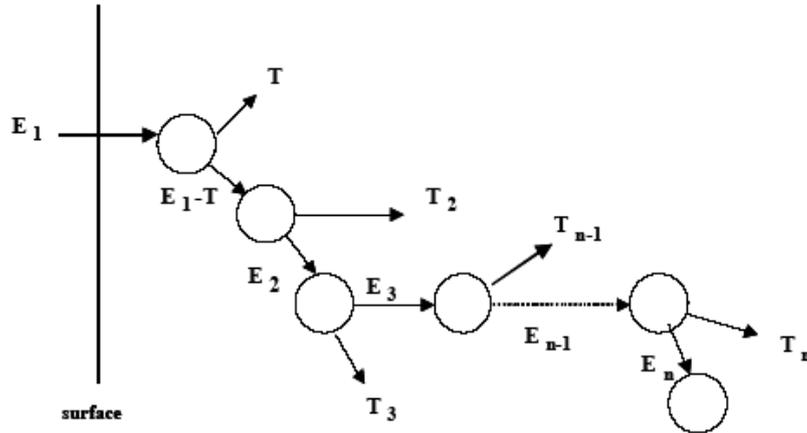


Figure. II-11: Formation d'une cascade de déplacement.

Le projectile crée donc un volume désordonné autour de sa trajectoire et la distribution du nombre de défauts à l'intérieur de ce volume est fonction de la perte d'énergie nucléaire de chaque projectile. Comme cette dernière est aléatoire, la distribution des défauts peut être approximativement assimilée (pour des ions d'énergie de quelque KeV/uma) à une gaussienne.

II.2.2.10. Dispersion en énergie du faisceau incident : le « straggling »

Au cours des collisions élastiques et inélastiques le transfert d'énergie est différent pour chaque particule du faisceau et induit une dispersion en énergie ΔE du faisceau. La loi statistique décrivant la dispersion en énergie, ou « **straggling** », peut être représentée par une gaussienne lorsque la perte d'énergie est faible devant l'énergie initiale de la particule (Inférieure à une valeur comprise entre 10% et 20%).

Soit σ^2 la variance autour d'une perte d'énergie moyenne pour une particule traversant une épaisseur x de matière avec une densité atomique N , on a :

$$\sigma^2 = 4\pi(Z_1 e^2)NZ_2 x \tag{II-39}$$

La dispersion en énergie s'écrit alors :

$$\Delta E = 2.35\sigma \tag{II-40}$$

II.2.2.11. Différents potentiels d'interactions

On considère que le projectile en mouvement passe devant l'atome cible stationnaire, et le transfert d'énergie est complexe à cause de l'interprétation des cortèges électroniques, (effet d'écran), on utilise la physique des collisions de Coulomb (écrantée et quantifiée). Parmi les modèles de potentiels inter atomiques qui ont été largement utilisés dans les calculs du pouvoir d'arrêt :

- L'approximation de Sommerfeld du potentiel de Thomas-Fermi
- L'approximation de Molière
- L'approximation de Lenz-Jensen
- L'approximation de Bohr.
- L'approximation de Z- B- L
- L'approximation de Kr-C
- L'approximation de K-J-B
- Gamma.

Tous ces potentiels sont sous forme d'un terme de Coulomb en $1/r$ multiplié par les fonctions d'écrans de ces approximations.

II.2.2.11.a. Autre modèles de potentiels

Si chaque atome a une distribution de charge $\rho(x)$ (symétrie sphérique), avec au centre de la charge Z_e . Le volume de normalisation $Z = \int \rho dx^3$, quand l'ion incident et l'atome émergent, on suppose qu'il n'y a pas une distorsion spatiale des électrons et chaque nucléide est au centre.

$$V = V_c + V_{en} + V_{ee} + V_k + V_a$$

$$\text{Avec } V_c = V_{nn} + V_{en} + V_{ee}$$

$$\Rightarrow V = V_c + V_k + V_a \quad (\text{II-41})$$

V_{nn} : potentiel électrostatique entre les nucléons.

V_{ee} : potentiel électrostatique entre les deux distributions électroniques.

V_{en} : l'énergie d'interaction entre chaque nucléon et la distribution de charge de l'autre atome.

V_k : l'augmentation de l'énergie cinétique des électrons dans les régions d'interactions entre les deux distributions à cause du principe de Pauli.

V_a : l'augmentation de l'énergie de l'effet d'échanges de ces électrons.

$$V_{nn} = \frac{Z_1 Z_2 \cdot e^2}{r_{12}} \quad (\text{II-42})$$

r_{12} : Distance entre les deux nucléon.

$$V_{en} = -Z_1 e^2 \left[\int_{r_{12}}^{\infty} \left(\frac{4\pi \cdot r^2 \rho_2}{r} \right) dr + \frac{1}{r_{12}} \int_0^{r_{12}} (4\pi r^2 \rho_2) dr \right]$$

$$Q_2(r) \equiv \int_0^{r_0} 4\pi r^2 \rho_2 dr$$

$$\Psi_2(r_0) \equiv \int_{r_0}^{\infty} \frac{4\pi r^2 \rho_2}{r} dr$$

$$V_{en} = -Z_1 e^2 \left[\Psi_2(r_{12}) + \frac{Q_2(r_{12})}{r_{12}} \right] \quad (\text{II-43})$$

$$\delta V_{ee} = e^2 \left[\Psi_2(r_2) + \frac{Q_2(r_2)}{r_2} \right] \rho_1 \delta x^3$$

$$V_{ee} = e^2 \int \left[\Psi_2(r_2) + \frac{Q_2(r_2)}{r_2} \right] \rho_1 dx^3 \quad (\text{II-44})$$

$$V_k(\text{total}) = \left[\frac{3 \hbar^2 \pi^2}{5 \cdot 2m} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{\frac{2}{3}} \right] \int \rho^{\frac{5}{3}} dx^3$$

$\rho = \rho_1 + \rho_2$: la densité d'électrons dans l'élément de volume dx^3 , m : la masse de l'électron.

$$V_k = K_k \int \left[(\rho_1 + \rho_2)^{\frac{5}{3}} - \left(\rho_1^{\frac{5}{3}} + \rho_2^{\frac{5}{3}} \right) \right] dx^3, K_k = 21.88 \text{ eV } \text{Å}^\circ \quad (\text{II-45})$$

$$V_a(\text{total}) = - \left[\frac{3e^2}{4} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{\frac{1}{3}} \right] \int \rho^{\frac{4}{3}} dx^3$$

$$V_a = -K_a \int \left[(\rho_1 + \rho_2)^{\frac{4}{3}} - \left(\rho_1^{\frac{4}{3}} + \rho_2^{\frac{4}{3}} \right) \right] dx^3, K_a = 10.635 \text{ eV } \text{Å}^\circ \quad (\text{II-46})$$

Enfin $V = V_c + V_k + V_a$.

- Potentiel est calculé par Biersack et Haggmark [11] à partir de la fonction d'écran universelle $\Phi_u(x)$. Cette fonction interatomique est faite par une série à trois exponentiels [8].

$$\Phi(x) = \sum_{i=1}^{i=3} a_i \exp(-b_i x) \quad (\text{II-47})$$

avec a_i et b_i des constantes calculées et $\Phi(x=0) = 1$

$\sum_{i=1}^{i=3} a_i = 1$, pour la fonction d'écran universelle et s'écrit :

$$\Phi_u(x) = 0.1818e^{-3.2x} + 0.5099e^{-0.9423x} + 0.2802e^{-0.4029x} + 0.02817e^{-0.2016x} \quad (\text{II-48})$$

Ou la coordonnée radial réduit x est définie comme, $x = r_{12} / a_u$

avec a_u est la longueur d'écran universelle, Equation (II-35).

Donc le potentiel peut être écrit :

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \Phi_u(x) \quad (\text{II-49})$$

II.2.2.12. Fonctions d'écrans

La fonction d'écran est définie comme le rapport entre le potentiel réel sur le potentiel de Coulomb sans effet d'écran.

$$\Phi(r) = \frac{V(r)}{Z_e / r} \quad (\text{II-50})$$

$V(r)$: Potentiel réel au point r .

Il y a trois approches utilisées pour le calcul de la fonction d'écran, et donc du potentiel d'interaction.

II.3. Distribution en profondeur des ions implantés

II.3.1. Les Parcours

Une schématisation du parcours de quelques ions introduits dans un matériau amorphe est donnée sur la Fig.II-12. Tous les ions sont implantés avec la même énergie à travers un masque d'épaisseur déterminée.

Soit R la distance totale parcourue par un ion dans le matériau. Elle est déterminée à partir des pouvoirs d'arrêt nucléaire S_n et électronique S_e . Nous avons en effet la relation suivante :

$$R = \int_0^R dr = \frac{1}{N_0} \int_0^E \frac{dE}{S_n + S_e} \quad (\text{II-51})$$

Chaque ion suit donc une trajectoire bien particulière dans le matériau, dépendante des diverses collisions obtenues avec les atomes cibles. Notons que cette trajectoire possède un

caractère fortement aléatoire, du fait du caractère isotrope du matériau implanté. Les atomes cibles sont ainsi considérés comme étant placés au hasard dans le volume.

La longueur R est difficilement exploitable expérimentalement, et nous préférons utiliser R_p , projection de R sur la direction perpendiculaire à la surface du matériau implanté. R_p sera appelé parcours moyen projeté, car il correspond en fait à la moyenne de tous les parcours projetés particulière. Il peut être déterminé ainsi :

$$R_p = \frac{1}{\phi} \int x.n(x).dx \tag{II-52}$$

ϕ est la dose totale implantée (en ion/cm²). La fonction $n(x)$ représente la distribution en profondeur de tous les ions, est elle peut être caractérisé à l'aide de ces moments de distributions. Un moment analytique d'ordre i est défini comme suit :

$$m_i = \frac{1}{\phi} \int_{-\infty}^{+\infty} (x - R_p)^i n(x).dx \tag{I-41}$$

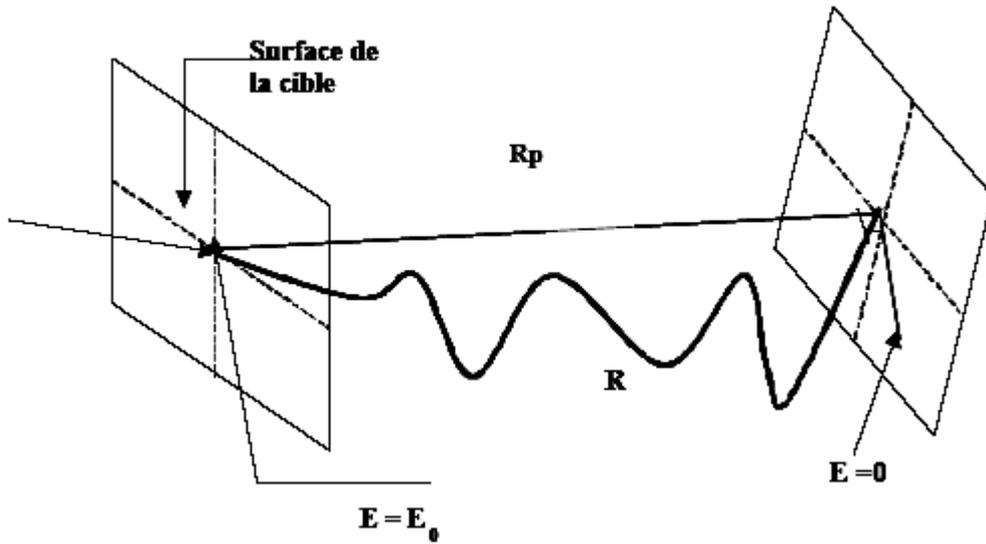


Figure. II-12: parcours projeté R_p et parcours total R d'un ion pénétrant dans la matière

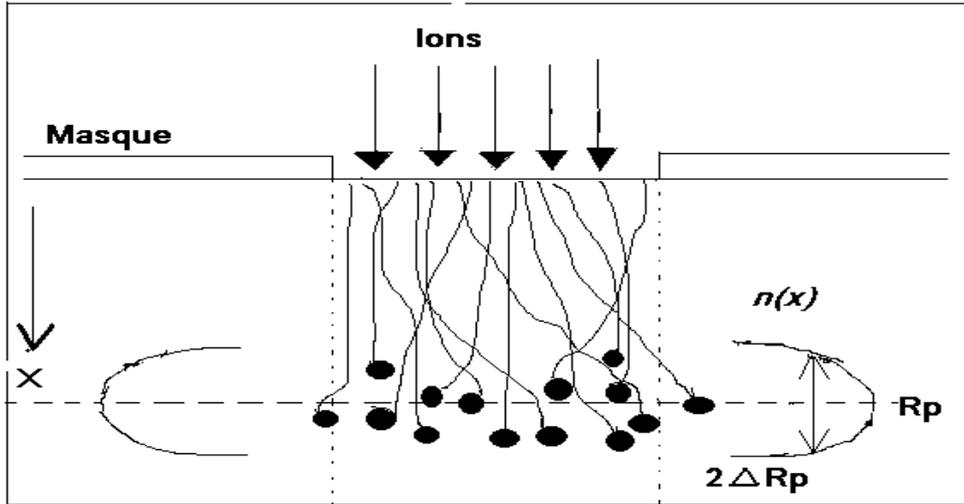


Figure.II-13: Schématisation d'une implantation ionique à travers un masque.

Suivant la méthode utilisée, la fonction de distribution $n(x)$ est une fonction de Gauss ou Pearson ; et elle est toujours caractérisée par ces quatre premiers moments physiques. Ces moments sont définis à partir des moments analytiques de la fonction suivante :

- Le parcours moyen projeté.
$$R_p = \frac{1}{\phi} \int x \cdot n(x) dx \tag{II-53}$$

- La déviation standard qui représente l'écart type du pic.

$$\Delta R_p = \sqrt{\frac{m_2}{\phi}} \tag{II-54}$$

- L'obliquité (ou Skewness), mesure l'asymétrie de la distribution, soit le positionnement du sommet de la courbe par rapport à R_p .

$$\gamma = \frac{m_3}{\Delta R_p^3} \tag{II-55}$$

- Le Kurtosis mesure l'écrasement du pic (ou l'extension de la queue de distribution en volume).

$$\beta = \frac{m_4}{\Delta R_p^4} \tag{II-56}$$

Notons l'existence d'une expression reliant les deux derniers paramètres, et qui peut s'avérer utile dans le cas où l'un des deux n'est pas directement accessible :

$$\beta \approx 2,91 + 1,56 \cdot \gamma^2 + 0,59 \cdot \gamma^4 \tag{II-57}$$

II.3.2. Création de défauts

Le phénomène de création de défauts ponctuels par des chocs nucléaires est caractérisé par l'apparition d'une paire de Frenkel (c'est à dire apparition d'un interstitiel associé à une lacune). Si l'atome déplacé a récupéré assez d'énergie au cours du choc il pourra déplacer lui-même d'autres atomes du solide pour créer des paires de Frenkel.

Ce phénomène de cascade de collision se développe jusqu'à ce que les atomes en mouvement n'aient plus assez d'énergie pour déplacer d'autres atomes.

Kinchin-Pease en 1955 [17] a proposé une relation qui permet d'évaluer le nombre d'atomes déplacés par ion d'énergie E ($N(E)$), pénétrant dans un solide.

$$N(E) = \frac{0.8 \left(\frac{dE}{dX}\right)_n \Phi_0}{2N_a} \quad (\text{II-58})$$

$\left(\frac{dE}{dX}\right)_n$: la perte d'énergie nucléaire, Φ_0 : la dose d'implantation (en nombre/cm²), N : la densité atomique de la cible.

M. T. Robinson [16] donne une approximation analytique à partir de la relation de Kinchin-Pease, qui une estimation simple du nombre des lacunes ou de défauts produit de la façon suivante.

Soit E_N : l'énergie de production de défauts, qui est en fonction de l'énergie transférée T .

$$E_N = \frac{T}{1 + k_d g(\varepsilon_d)} \quad (\text{II-59})$$

ou $g(\varepsilon_d)$: est la contribution de la perte d'énergie électronique ;

$$k_d = 0.1334 Z_2^{2/3} M_2^{-1/2}$$

$$g(\varepsilon_d) = \varepsilon_d + 0.40244 \varepsilon_d^{3/4} + 3.4008 \varepsilon_d^{1/6}$$

avec

$$\varepsilon_d = 0.01014 Z_2^{-7/3} T$$

a partir de E_N le nombre de déplacement est calculé par le modèle de Kinchin-Pease par :

$$N = 1 \quad \text{si} \quad E_d < E_N < 2.5 E_d. \quad (\text{II-60})$$

$$N = \frac{0.8E_N}{2E_d} \text{ si } E_N > 2.5E_d.$$

avec E_d : l'énergie seuil de déplacement

II.3.3. Distribution de Gauss

La première distribution utilisée a été la distribution gaussienne, dont l'expression analytique est la suivante :

$$n(x) = n_0 \exp\left[\frac{-(x - R_p)^2}{2\Delta R_p^2}\right] \quad (\text{II-61})$$

L'intégration de cette expression nous donne la valeur du pic de concentration n_0 :

$$n_0 = \frac{\phi}{\sqrt{2\pi}\Delta R_p} \approx \frac{0.4\phi}{\Delta R_p} \quad (\text{II-62})$$

ϕ est la dose totale implantée (en ion/cm³).

Notons que les valeurs de β et γ sont pour les courbes de Gauss, respectivement égales à 0 et 3. Gibbons et al, ont répertorié les valeurs de R_p et ΔR_p pour une combinaison importante d'ions et de matériaux cible amorphe [10].

Les travaux de Hofker et al sur l'implantation de bore dans le silicium ont montré que les profils de distribution devenaient de plus en plus asymétriques à mesure que l'énergie d'implantation augmentait [11]. En effet, s'il était connu que les deux premiers moments (R_p et ΔR_p) sont proportionnels à l'énergie, il s'est avéré que β et γ l'étaient également.

Gibbon et al, avaient déjà proposé une méthode pour approximer analytiquement des distributions non symétriques [12]. L'estimation du profil se fait avec deux moitiés de gaussiennes se rejoignant en un point R_m , défini comme étant le parcours projeté nodal. Pour des distances projeté $X_p < R_m$, la courbe possédant un écart type ΔR_{p1} , et pour $X_p > R_m$, un second écart type ΔR_{p2} est utilisé. En choisissons le bon R_m , ΔR_{p1} et ΔR_{p2} , les profils expérimentaux peuvent être bien approximé ; à condition toutefois que le troisième moment γ reste inférieur à la déviation standard :

$$n(x) = \frac{2\phi}{(\Delta R_{p1} + \Delta R_{p2})2\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(x - R_m)^2}{2\Delta R_{p1}^2}\right] \quad x \geq R_m \quad (\text{II-63})$$

$$n(x) = \frac{2\phi}{(\Delta R_{p1} + \Delta R_{p2})2\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(x - R_m)^2}{2\Delta R_{p2}^2}\right] \quad 0 \leq x \leq R_m$$

R_m , ΔR_{p1} et ΔR_{p2} peuvent être calculés, par exemple à partir des données sous forme de tableaux des Gibbons [12].

II.3.4. Distribution de Pearson

D'autres types de distributions ont été utilisés pour décrire la localisation des impuretés implantées dans le matériau de façon plus précise. La famille de Pearson, utilisée en statique descriptive, est la plus courante. Cette famille de courbe est donnée par la solution de équation différentielle suivante :

$$\frac{dn(s)}{ds} = \frac{(s - a)n(s)}{b_0 + b_1s + b_2s^2} \quad (\text{II-64})$$

ou $s = x - R_p$

Il existe sept solutions différentes à l'équation de Pearson. Pour déterminer quelle est la plus adaptée, quatre coefficients sont calculés à partir des moments physique [13].

$$a = -\frac{\Delta R_p \gamma (\beta + 3)}{A}$$

$$b_0 = -\frac{\Delta R_p^2 (4\beta - 3\gamma^2)}{A} \quad (\text{II-65})$$

$$b_1 = a$$

$$b_2 = -\frac{(2\beta - 3\gamma^2 - 6)}{A}$$

ou $A = 10\beta - 12\gamma^2 - 18$

Le type de la distribution de Pearson dépend désormais du signe algébrique du déterminant $D = -4b_0b_2 + b_1^2$. Pour les profils résultant d'implantations ioniques, le type généralement utilisé est le type IV de Pearson avec quatre moments [14], pour lequel D est

négatif. Le domaine de définition de ce type est infini, alors que les autres posent un domaine restreint.

Le maximum de la courbe est situé au point $x = (R_p + a)$, et une croissance plus ou moins prononcée vers zéro se produit des deux cotés (en surface et en volume). L'intégration de Eq. (II-64), dans les conditions de la solution particulière du type IV, donne la relation :

$$\ln \left[\frac{n(s)}{n_0} \right] = \frac{1}{2b_2} \ln(b_0 + b_1s + b_2s^2) - \frac{b_1/b_2 + 2b_1}{\sqrt{4b_0b_2 - b_1^2}} \tan^{-1} \left(\frac{2b_2s + b_1}{\sqrt{4b_0b_2 - b_1^2}} \right) \quad (\text{II-66})$$

II.3.5. Autre distribution d'implantation

On a proposé de diverses autres fonctions de distribution pour la description des profils d'implantation. On peut représenter les concentrations $C(x)$ des différents cas en fonction de la profondeur pour différentes énergies en utilisant la fonction de Edgeworth [18] qui résulte d'une expansion de la fonction gaussienne dans des polynômes hermitiens de Chebychev, et utilisé également quatre moments. Le profil d'implantation est donné par :

$$C(x) = \frac{\phi_0}{\sqrt{2\pi\Delta R_p}} \cdot \exp \left[-\frac{(x - R_p)^2}{2\Delta R_p^2} \right] \cdot G(x)$$

$$\text{avec } G(x) = 1 + \frac{\gamma}{6}(Z^3 - 3Z) + \frac{\beta - 3}{24}(Z^4 - 6Z + 3) + \frac{\gamma^2}{72}(Z^6 - 15Z^4 + 45Z^2 - 15) + \dots$$

$$\text{et } Z = \frac{(x - R_p)}{2\Delta R_p^2}$$

Le Kurtosis est calculé selon Gibbon [18] est : $\beta = 3 + \frac{5}{3}\gamma^2$.

Dans ce cas-ci, pour le profil, ce qui suit s'applique :

$$C(x) = \frac{\phi_0}{\sqrt{2\pi\Delta R_p}} \cdot \exp \left[-\frac{(x - R_p)^2}{2\Delta R_p^2} \right] \cdot \left(1 + \frac{\gamma}{6}(Z^3 - 3Z) + \frac{\gamma^2}{72}(Z^6 - 10Z^4 + 15Z^2) \right)$$

REFERENCES

- [1] S.Hiadi Thèse doctorat 3^{ème} Cycle 1897 IPN Université Claude Bernar Lyon I France.
- [2] N.Moncoffre N. Thèse 1986 IPN Université Claude Bernar Lyon I France.
- [3] J.F.Ziegler, J.P.Biersach, U.Littmark, “The Stopping and Range of Ions in Solids”, Vol 1 of the Stopping and Ranges of Ions in Matter, Ed J.F.Ziegler, Pergamon Press, New York (1985).
- [4] Hou M., Eckstein W. et Robinson M. T., Nucl. Instr. Methods B 82 (1993) 234
- [5] Lindhard J., Scharff M. and Shiott H. E., Mat. Phys. Medd., 33 (1963), 14, Range, concepts and heavy ion ranges.
- [6] Balanzat E., Bouffard S., Solid State Phenomena, 31-32 (1993) 7
- [7] Barkas H., Academic Press, New-York, chapter 9, 1 (1963), 371.
- [8] J.P. Biersack and J.F. Ziegler, Nucl. Instr. and Meth. 194, 93 (1982).
- [9] Kalbitzer S., Oetzman H., Grahmann H., Feuerstein A., simple universal fit formula to experimental nuclear stopping power data. Z. Phys., A 278, (1976), 3,223, A
- [10] Favennec P., « L’implantation ionique pour la microélectronique et l’optique », Ed Masson, (1993).
- [11] J.P.Biersack, L.G.Haggmark, Nucl. Inst and Meth, Vol 174, 257 (1980).
- [12] J.F. Gibbons, W.S. Johnson, and S.W. Mylroie, Projected Range Statistics in Semiconductors (Eds.: Dowden, Hutchinson, and Ross), Academic Press, Stroudsburg (1975).
- [13] W.K. Hofker, Philips Res. Repts., Suppl. No.8 (1975)
- [14] J.F. Gibbons and S. Mylroie, Appl. Phys. Lett. 22, 568 (1973)
- [15] M. Bertin, J.P.Faroux et J. Renault, Mécanique Classique de Systemes de Points et Notions de Relativité, Dunod Université, I, (1985).
- [16] M. T. Robinson, « Nuclear Fission Reactors », British Nuclear Energy Society. London, p 364, (1970).
- [17] H. Kinchin, R. S. Pease, Rep. Progr. Phys, 18, 1, (1955).
- [18] J.F. Gibbons, W.S. Jhonson, and S.W. Mylroie, Projected Range Statistics in Semiconductors (Eds.: Dowden, Hutchinson, and Ross), Academic Press, Stroudsburg (1975).

CHPITRE III

Codes et Simulation Numériques

«Le commencement de toutes les sciences, c'est l'étonnement de ce que les choses sont ce qu'elles sont ».

Aristote

III.1. Introduction

C'est dans les années 1960 que commencent à se développer les simulations d'interactions atomiques dans les solides. Dix années plus tard, les simulations sont étendues à l'étude des interactions ion-surface et une complémentarité croissante voit le jour entre expériences de diffusion de surface et simulation. Le perfectionnement des méthodes, l'augmentation rapide de la puissance des ordinateurs et la diminution de leur coût ont rendu la simulation particulièrement attractive, tant comme outil de modélisation théorique que comme aide à l'interprétation de résultats expérimentaux.

Plusieurs logiciels de simulation sont actuellement disponibles. Leurs méthodes de calcul pour déterminer la distribution des impuretés en volume sont différentes. Les codes existants peuvent être séparés en deux méthodes de calcul :

- basés sur l'approximation des collisions binaires
- la méthode de dynamique moléculaire.

III.2. Le code basé sur l'approximation des collisions binaires

La méthode utilisant l'approximation des collisions binaires est plus simple à mettre en œuvre et plus rapide en temps de calcul, ce qui est un facteur de choix important. On distingue deux catégories de codes basés sur cette approximation [1]

III.2.1. Pour les cibles amorphes

Ces codes de type Monte Carlo supposent que le solide est désordonné « amorphe » et que les particules sont soumises uniquement à des collisions binaires. On utilise alors un potentiel d'interaction simplifié de type coulombien écranté. Le choix d'un tel potentiel associé à l'approximation de collision binaire permet de simuler les cascades collisionnelles et la pulvérisation résultante [2].

Les distributions théoriques des parcours, des défauts, des phonons, des ionisations, ... peuvent être calculées par des méthodes statistiques [3, 4,5] (code TRIM et ACAT), ou par des méthodes analytiques [6] (code Marlowe ou BCA), à partir des quatre premiers moments.

III.2.1.1. le programme TRIM

Le programme TRIM a d'abord été conçu pour modéliser le parcours des ions incidents dans une cible amorphe [4]. Il a été ensuite modifié de façon à tenir compte des collisions des atomes de recul, dans l'étude de la pulvérisation [7]. En effet, au terme de plusieurs collisions,

la direction des atomes de recul à une probabilité non nulle d'être orientée vers la surface et les atomes éjectés peuvent ainsi être comptabilisés.

Le principe de fonctionnement de TRIM dans sa version actuelle est le suivant. Un ion est envoyé sur une cible amorphe et son parcours est suivi pas à pas dans le matériau. Les collisions binaires de cet ion, avec un atome choisi aléatoirement dans la cible, puis les collisions de cet atome de recul, sont étudiées. Quand un second ion arrive, il voit la cible telle qu'elle était à l'origine. Cet événement est donc indépendant du précédent. Il n'existe donc pas de notion de mémoire de la cible et même si les atomes éjectés peuvent être comptabilisés, la cible garde toujours les mêmes dimensions (épaisseur et concentration). C'est un premier point important qui sera corrigé dans notre version pour rendre compte des effets de diffusion.

L'ion incident est suivi jusqu'à ce qu'il cède suffisamment d'énergie à la cible pour que son énergie restante soit inférieure à un seuil fixé, de l'ordre de 5 eV, ou bien qu'il traverse la cible. Les orientations cristallines ne sont pas prises en compte : la cible est considérée comme amorphe. Le paramètre qui caractérise le composé est sa densité. Cette méthode s'applique sur un large spectre d'énergie, de 0,1 KeV jusqu'au MeV. Elle permet l'accès au rendement de pulvérisation, à la distribution des ions implantés, au taux de création de lacunes et de phonons. Elle s'applique pour une cible contenant jusqu'à quatre éléments dans trois couches distinctes.

Les avantages des résultats de ce calcul dans la gamme d'énergie de notre domaine de modélisation, sont de plusieurs ordres :

- suivre toutes les distributions de parcours des ions implantés,
- les pertes d'énergies électronique et nucléaire,
- les déplacements atomiques dans la cascade de collision,
- les dégâts créés à travers les couches superficielles de la cible,
- la concentration des ions implantés dans le matériau cible.

Tous ces points sont pris en considération dans notre travail. Ils sont détaillés dans le quatrième chapitre. Le programme TRIM basé sur la théorie suivante : Dans une cible amorphe, le parcours d'un ion s'effectue comme suit. L'ion se déplace sur une trajectoire rectiligne entre deux chocs. Avant un impact, il est nécessaire de connaître son énergie, sa direction, sa position. L'atome cible est choisi de manière aléatoire. Seules sont calculées les pertes énergétiques de l'ion incident ainsi que les angles pris au terme de la collision. La

méthode originale de TRIM est de travailler dans le référentiel de centre des masses et d'utiliser des énergies réduites.

Comme nous l'avons détaillé précédemment, les pertes énergétiques sont de deux sortes, les pertes inélastiques et les pertes élastiques. Ces dernières vont déterminer les différents angles de diffusion et de recul des atomes par des collisions nucléaires avec les noyaux qui produisent des phonons (vibration des atomes) et des déplacements atomiques (création des désordres) [11].

Dans le programme standard TRIM, l'énergie transférée à un atome cible est analysée pour donnée les résultats suivants : l'ionisation induite par les atomes repoussées, le nombre de lacunes et d'interstitiels créés suit à une cascade de collisions, et également le nombre de collisions transférant des énergies inférieures à E_d (énergie de déplacement), et qui produisent des phonons. Le code TRIM couple deux méthode : celle de Kinchin-Pease modifiée pour les calculs locaux, et celle de la cascade de collisions (suivi des atomes individuels reculés jusqu'à ce que leur énergie devienne inférieure à E_d). Cette dernière donne directement la distribution spatiale des défauts [4].

Nous donnons ici de façon très schématique le principe global de raisonnement. Soit Z_1 le numéro atomique de l'ion, et Z_2 celui de l'atome cible. E_1 et E_2 sont les énergies des deux particules après la collision.

Si $E_2 > E_d$, l'atome bousculé a assez d'énergie pour quitter son site : c'est le **déplacement**. Si, en plus, $E_1 > E_d$, l'ion incident quitte également le site. L'atome cible devient à son tour une particule incidente, d'énergie égale à E_2 moins son énergie de liaison cristalline.

En cas de déplacement de l'atome, mais si $E_1 < E_2$, deux cas de figure peuvent se présenter : (1) $Z_1 = Z_2$ l'ion incident reste sur le site, c'est une **collision de remplacement** (équivalente à un 'carreau' au jeu de pétanque) ; (2) $Z_1 \neq Z_2$ l'ion devient **substitutionnel** (et électriquement actif).

Si $E_2 < E_d$, l'atome éjecté n'aura pas assez d'énergie et il retournera alors à son site en créant des **phonons**. Si, de plus, $E_1 < E_2$, l'ion devient un **interstitiel** tout en produisant également des phonons, ce qui chauffe le matériau.

III.2.2. Pour les cibles cristallines

Ces codes ne s'intéressent généralement qu'à la cible, par exemple MARLOWE. Les positions de tous les atomes dans le réseau doivent être connues. Le calcul de la prochaine collision se fait à travers une procédure spéciale. Les principales différences avec les codes

précédents sont la possibilité d'inclure une dépendance temporelle et de simuler les collisions entre deux atomes en mouvement dans la cascade.

III.2.3. Remarques

Ce type de code a l'avantage d'être rapide et une bonne statistique peut-être atteinte rapidement. Un des problèmes provient du fait qu'à basse énergie, l'hypothèse des collisions binaires n'est plus vérifiée. On peut appliquer ces codes pour des énergies supérieures à 1 keV [8]. De tels codes considèrent un potentiel répulsif tandis que l'énergie de liaison est un des paramètres d'entrée du système. D'après Heiland [9], si on fait l'approximation des collisions binaires, on néglige le mouvement thermique des atomes de la cible, les liaisons entre les atomes de la cible, les pertes inélastiques et les effets quantiques. Certains codes tels que MARLOWE prennent en compte les pertes inélastiques et les vibrations thermiques pour des températures élevées, dans certaines de leurs versions [10], qui est basé sur la méthode de dynamique moléculaire.

III.3. La méthode de l'équation de transport

Dans la méthode de l'équation de transport le mécanisme de pénétration de particules chargées dans la matière est vu comme un phénomène de transport. Elle permet de construire directement le profile d'implantation à l'aide des quatre moments de la distribution spatiale.

III.3.1. La théorie du transport

Considérons un faisceau d'ions incident de masse, M_1 de nombre atomique Z_1 et d'énergie E sur un matériau cible de masse M_2 de nombre atomique Z_2 et de densité atomique N , suivant une direction \vec{e} formant un angle θ avec la normale à la surface \vec{n} . Soit la fonction $F(E, \vec{e}, \vec{r})$, qui représente le nombre d'ions d'énergie E s'arrêtant à une distance \vec{r} dans l'élément de volume compris entre r et $r + dr$.

La structure de la cible n'affecte pas la distribution des parcours, la cible est considérée comme infinie ce qui donne des solutions mathématiques négatives, mais dans la réalité les ions rétro-diffusés n'entrent pas dans la distribution, la dose ou la fluence est inférieure à la densité atomique.

Les collisions binaires élastiques avec les atomes cibles sont décrites à l'aide des sections efficaces de diffusion nucléaires, lors du passage d'un état (E, \vec{e}) à un état $(E - T_n, \vec{e}')$ avec T_n est l'énergie transférée aux atomes cible et \vec{e}' la direction après le choc.

Les collisions binaires inélastiques sont décroissantes avec leur section efficace, $d\sigma_e(E, T_e)$ T_e est l'énergie transférée à la structure électronique de la cible.

L'équation de transport est donnée par :

$$-\cos(\theta) \cdot \frac{\partial F(E, \vec{e}, x)}{\partial x} = N \int d\sigma_n [F(E, \vec{e}, x) - F(E - T_n, \vec{e}', x)] + N \int d\sigma_e [F(E, \vec{e}, x) - F(E - T_e, \vec{e}', x)] \quad (\text{III-1})$$

avec $\cos \theta = \vec{e} \cdot \vec{n}$

La résolution de cette équation peut être obtenue par les approximations suivantes :

1) À basse énergie, on néglige les interactions inélastiques, on décrit seulement les collisions

nucléaires par les sections efficaces $d\sigma_n = iE^{-m}T_n^{-1-m}$, $0 \leq m \leq 1$. Cette approche est discutée par plusieurs auteurs [11, 12, 13, 14,15], il est valable à basse énergie et pour les ions lourds.

2) A haute énergie, l'interaction électronique est dominante par rapport aux autres interactions. l'équation de transport devient :

$$-\cos \theta \frac{\partial F}{\partial x} = N \int d\sigma_e [F(E, \vec{e}, x) - F(E - T_e, x)].$$

$$\cos \theta \frac{\partial F}{\partial x} = \sum_{k=1} \frac{\partial^k F}{\partial E^k} \cdot \frac{(-1)^k}{k!} \cdot \int N \cdot d\sigma_e \cdot T_e^k. \quad (\text{III-2})$$

Le dernier terme en intégral est la perte d'énergie électronique, si k=1 on aura la perte d'énergie moyenne par unité de longueur.

$$-\frac{\Delta E}{\Delta x} = N \cdot S_e(E) = N \cdot \int d\sigma_e \cdot T_e \quad (\text{III-3})$$

Et pour k=2 on obtient la dispersion (straggling) moyenne de l'énergie électronique par unité de longueur. $\frac{\langle \Delta E^2 \rangle}{\Delta x} = N U_e(E) = N \int d\sigma_e T_e^2$. Et pour calculer les parcours on néglige généralement les termes pour $k \geq 2$, dans ces cas la solution est :

$$F(E, \vec{e}, x) = \delta(x - \int_0^E \frac{dE'}{N S_e(E')} \cos \theta).$$

Le parcours déterminé à partir de cette équation est le parcours électronique extrapolé car on néglige les collisions nucléaires. A très haute énergie (diffusion de Rutherford pure), le parcours électronique extrapolé donne une très bonne approximation du parcours réel.

L'équation de transport peut être écrite de la façon suivante:

$$-\cos \theta \frac{\partial F}{\partial x} - NS_e(E) \frac{\partial F}{\partial E} + \frac{1}{2} NU_e(E) \frac{\partial^2 F}{\partial E^2} = N \int_0^{\gamma E} d\sigma [F(E, \vec{e}, x) - F(E-T, \vec{e}', x)] \quad (\text{III-4})$$

$$T_m = \gamma E = \frac{4M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} E.$$

III.3.1.1. La solution générale de l'équation de transport

Le problème des parcours est résolu à l'aide de l'équation (4) par plusieurs chercheurs [12, 13, 16,17], en utilisant la séparation des variables de la fonction $F(E, \vec{e}, x)$, la dépendance en profondeur est éliminée en considérant les moments spatiaux sur la fonction $F(E, \vec{e}, x)$.

$$F^n(E, \vec{e}) = \int_{-\infty}^{+\infty} x^n F(E, \vec{e}, x) dx, \quad n = 0, 1, \dots \quad (\text{III-5})$$

L'approximation des collisions élastiques binaires dans une cible isotope donne deux simplifications : la première, F ne possède pas de dépendance azimutale donc \vec{e} est remplacé par $\eta = \cos \theta = \vec{n} \cdot \vec{e}$. La deuxième, la section efficace de diffusion élastique est donnée par

$$d\sigma(E, T, \vec{e}, \vec{e}') = d\sigma(E, T) \cdot \delta(\vec{e} \cdot \vec{e}' - \cos \phi') \cdot \frac{d\vec{e}'}{2\pi} \quad (\text{III-6})$$

ϕ' , est l'angle de diffusion dans le système du laboratoire avec :

$$\cos \phi' = (1 - T/E)^{1/2} + \frac{1}{2} (1 - M_2/M_1) (T/E) (1 - T/E)^{-1/2} \quad (\text{III-7})$$

Développant F^n et $d\sigma$ en polynômes de Legendre $P_l(\eta)$ et $P_l(\cos \phi')$.

$$\frac{n}{2l+1} [l F_{l-1}^{n-1}(E) + (l+1) F_{l+1}^{n-1}(E)] = NS_e(E) \frac{d}{dE} F_l^n(E) + N \int_{T=0}^{\gamma E} d\sigma(E, T) [F_l^n(E) - F_l^n(E-T) P_l(\cos \phi')] \quad (\text{III-8})$$

Avec :

$$F^n(E, \vec{e}) = F^n(E, \eta) = \sum_{l=0}^{\infty} F_l^n(E) P_l(\eta) (2l+1) \quad (\text{III-9})$$

Dans l'intégration de l'équation (8) on suppose que F décroît plus vite que $|x|^{-n}$, et elle est définie comme la densité de probabilité.

Insérant dans les équation (5) et (9) $\theta = 0$ ou $\eta = 1$, on obtient le parcours moyen projeté ou la pénétration R_p :

$$R_p(E) = \int_{-\infty}^{+\infty} xF(E,1,x)dx = 3F_1^1(E) \quad (\text{III-10})$$

La dispersion longitudinale des parcours (longitudinal range-straggling) est obtenue par :

$$\sigma_{//}^2 = \int_{-\infty}^{\infty} (x - R_p)^2 F(E,1,x)dx = F_0^2(E) + 5F_2^2(E) - 9[F_1^1(E)]^2. \quad (\text{III-11})$$

La dispersion transversale des parcours (dans le cas de l'incidence rasante $\theta = 90^\circ$, ou $\eta = 0$) est obtenue par :

$$\sigma_{\perp}^2(E) = \int_{-\infty}^{\infty} x^2 F(E,0,x)dx = F_0^2(E) - \frac{5}{2} F_2^2(E). \quad (\text{III-12})$$

Dans le cas général ces mêmes formules peuvent être écrites de la façon suivante :

$$\bar{x}(E,\eta) = R_p(E)\eta = \int_{-\infty}^{\infty} xF(E,\eta,x)dx \quad (\text{III-13})$$

$$\sigma^2(E,\eta) = \int_{-\infty}^{\infty} (x - \bar{x})^2 F(E,\eta,x)dx = \sigma_{\perp}^2(E) + [\sigma_{//}^2(E) - \sigma_{\perp}^2(E)]\eta^2.$$

Le troisième moment et le quatrième moment de la distribution sont appelés le skewness S_k et le kurtosis K_u et sont définis par.

$$S_k(E,\eta).\sigma^3(E,\eta) = \int_{-\infty}^{\infty} (x - \bar{x})^3 F(E,\eta,x)dx \quad (\text{III-14})$$

$$K_u(E,\eta).\sigma^4(E,\eta) = \int_{-\infty}^{\infty} (x - \bar{x})^4 F(E,\eta,x)dx \quad (\text{III-15})$$

III.4. les Méthodes Statistiques

Se base sur la représentation d'un phénomène par un système équivalent (simulations numériques). Comme exemple : les simulations de Monte-Carlo. Donc ces méthodes de La simulation numérique consistent à reproduire par le calcul le fonctionnement d'un système

préalablement décrit par des modèles. Ces modèles s'expriment au travers des équations mathématiques qui, dans le cas les plus simples, présentent des solutions analytiques. Cependant, ce n'est en général pas le cas et l'on a alors recourt à la résolution numérique effectuée à l'aide d'un ordinateur.

III.4.1. Méthode Statistique de Monte-Carlo

Les méthodes dites de Monte-Carlo se basent sur une modélisation microscopique aboutissant à une simulation en 3 dimensions : on ne parle plus de fonction de distribution mais de probabilité d'occurrence de chaque interaction (appelée aussi événement). Les trajectoires des particules sont simulées individuellement à partir d'une série de nombres aléatoires et de sections efficaces chargées de reproduire le phénomène physique.

La solution est tirée de la moyenne statistique des grandeurs obtenues à partir de la simulation d'un grand nombre de particules primaires (appelées aussi "histoires"). Pour simuler les histoires des particules, il est nécessaire de posséder un modèle de diffusion constitué principalement d'un ensemble de sections efficaces différentielles qui déterminent les distributions de probabilité des variables aléatoires représentant une trajectoire.

Une fois que ces distributions de probabilité sont connues, les histoires peuvent être générées en utilisant des méthodes d'échantillonnage adaptées [18]. Après la simulation d'un grand nombre d'histoires, l'information voulue est tirée de la moyenne statistique des grandeurs obtenues, affectées d'incertitudes statistiques.

III.4.1.1. Quelques applications de la méthode de Simulation Monte-Carlo

Les problèmes traités par les méthodes de Monte Carlo concernent de nombreux domaines numériques. Ces méthodes sont efficaces pour l'estimation numérique des intégrales multidimensionnelles [19] qui ne peuvent pas, en général, être calculées analytiquement, et sont hors de portée des méthodes numériques traditionnelles. La deuxième application est la simulation des processus de diffusion en mécanique statistique et en physique de la matière condensée [20].

La détection et l'émission de particules (neutrons, photons, particules chargées) pendant leur déplacement dans les systèmes hors équilibre sont un autre domaine important d'applications [21, 22, 23, 24]. La modélisation de la croissance cristalline, de l'implantation ionique, des effets d'irradiation et d'autres systèmes hors équilibre repose souvent sur la génération de nombres aléatoires. Par exemple, dans les modèles de diffusion de surface, comme la croissance cristalline, c'est un nombre aléatoire qui détermine la direction de

migration d'une particule.

III.4.1.2. Le principe de Monte-Carlo

Le but de toute méthode de Monte Carlo appliquée au transport des particules repose sur le principe de l'utilisation de nombres aléatoires pour simuler les trajectoires des particules en répondant aux distributions de probabilité des différents paramètres des interactions, à savoir [25]:

- les constituants du milieu et les différents types d'interaction dans celui-ci
- le libre parcours moyen entre 2 interactions
- les transferts ou pertes d'énergie
- les déflexions angulaires

La figure III-1 illustre ce principe.

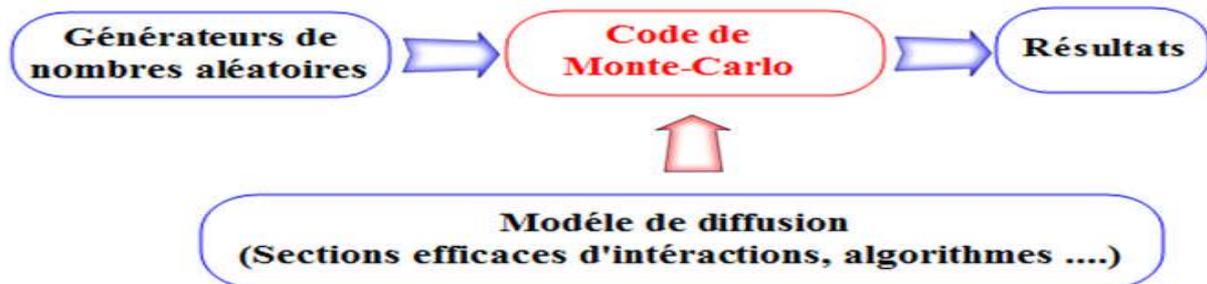


Figure III-1: Schéma de principe des méthodes de Monte-Carlo [1].

Donc la méthode de Monte Carlo, permet de contourner les problèmes de non linéarité et permet d'attribuer un niveau de confiance à une incertitude, l'une des principales caractéristiques est la génération de nombres aléatoires, tout les calculs reposent à la base, sur la génération de nombres suivant une distribution uniforme. Cette méthode consiste donc en des simulations expérimentales des problèmes mathématiques, dans lesquels des nombres aléatoires sont utilisés pour trouver une solution, qui dans certains cas, n'est pas aléatoire. Plusieurs auteurs ont affiné le modèle Kinchin-Pease, en l'adaptant à la simulation du type Monte-Carlo.

Le domaine énergétique courant (quelques centaines de keV au maximum) a principalement été étudié par Hâbler [26], et des calibrations dans le domaine des MeV ont même été récemment présentées [27]. Dans ce dernier cas, un phénomène particulier semble avoir lieu.

Des macrosdéfauts sont formés dans le matériau implanté, le modèle de Kinchin-Pease modifiée, le nombre d'atomes déplacés par collisions nucléaires s'exprime de la Façon suivante [19] :

$$\text{Où} \quad N(E) = \nu \frac{E_n}{2E_d} \quad (\text{III-16})$$

- E_n est l'énergie totale perdue par les chocs nucléaires.

- E_d est l'énergie de seuil de déplacement des atomes du matériau.

- Le paramètre ν est appelé facteur d'endommagement. Il dépend de la section de capture et des potentiels interatomiques. Une valeur typique de 0,8 existe, qui peut néanmoins varier selon les auteurs [28].

III.5. Simulations réalisées par le logiciel SRIM

III.5.1. Présentation du logiciel de simulation numérique SRIM

L'arrêt des ions énergiques dans la matière a été un sujet qui a suscité le grand intérêt théorique et expérimental ; les phénomènes sont habituellement caractérisés par les pouvoirs d'arrêt; Pour ce la plusieurs logiciels de simulation numérique sont utilisés pour calculer les phénomènes cinétiques associés aux pertes d'énergie des ions. L'un d'entre eux, SRIM (The Stopping and Range of Ions in Matter) qui existe depuis 1985, dont la version accessible sous DOS est appelée TRIM (Transport of Ions In Matter), est un ensemble de programmes qui permettent de calculer l'arrêt (TEL⁶ électronique et nucléaire) et l'étendue (le parcours) de pénétration des ions dans la matière (de 10 KeV jusqu'à 2 GeV) (amu : atomic masse unit). Ce famille de programme fonctionne dans l'Approximation des Collisions Binaires (BCA) qui est basé sur le principe de la méthode stochastique dite de "Monte Carlo", dont les variables aléatoires sont la profondeur du premier choc et le paramètre d'impact. A l'aide d'une table de pouvoirs d'arrêt semi-empirique, le programme permet de calculer en fonction de la profondeur, la distribution de l'énergie déposée par ionisation, les déplacements atomiques induits et la position des ions incidents implantés. Ce code a été très utilisé dans le cadre de ce travail afin d'estimer notamment l'épaisseur altérée sous irradiation correspondant au parcours de l'ion incident en fonction de son énergie.

TEL⁶ : Perte d'énergie par unité de longueur (-dE/dx)

Il aussi permet de simuler la trajectoire d'un ion dans un solide ainsi que celle des atomes de recul. Une brève description du principe de fonctionnement de ce programme développé par Ziegler et Biersack [32] est proposée

Ci dessous [22].

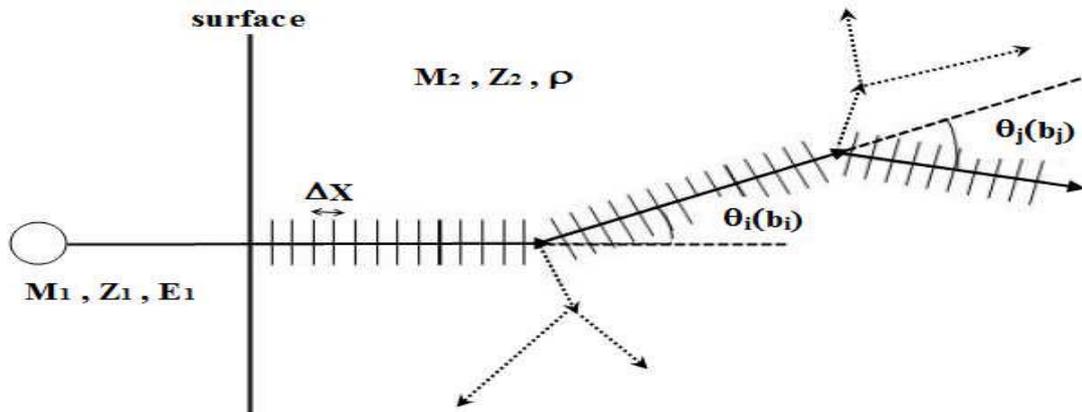


Figure III-2 : Représentation schématique du principe de fonctionnement du programme TRIM [33].

Le projectile est initialement défini par sa masse M_1 , la charge de son noyau Z_1 et son énergie cinétique E_1 , le matériau cible étant quant à lui caractérisé par les atomes le constituant (M_2, Z_2) et sa densité volumique (ρ_2), sans considération de sa structure cristalline (la figure III-2). Le lieu d'une collision entre l'ion projectile et un atome de la cible est défini aléatoirement à partir de la section efficace totale de collision (σ) et de la densité du matériau. Schématiquement, le tirage d'un nombre aléatoire (A) permet de réaliser la probabilité d'une collision sur un pas Δx du parcours projeté, à partir de la connaissance du libre parcours moyen $\lambda = 1/\sigma\rho$ de l'ion dans le solide, tel que $A \leq \Delta x / \lambda$, avec A tiré de façon uniforme entre 0 et 1, implique qu'une collision a lieu sur l'intervalle de parcours Δx .

L'angle de diffusion du projectile et l'énergie transférée lors d'une collision est déterminé par tirage aléatoire d'un paramètre d'impact b , connaissant les sections efficaces différentielles de collisions en angle ($d\sigma/d\theta$) et en énergie transférée ($d\sigma/dT$).

Un atome de recul mis en mouvement lors d'une collision avec l'ion projectile devient à son tour un projectile et la même procédure est répétée, ainsi que pour les atomes de recul d'ordre supérieur impliqués dans une cascade de collision. Les sections efficaces de collision utilisées dans le programme TRIM sont issues du calcul à partir de potentiels d'interactions écrantés de type ZBL {Équations (II-48 et II-49) chapitre II}.

Les différentes situations pouvant être rencontrées après une collision sont les suivantes, avec E_1 l'énergie du projectile (ion ou atome) avant la collision, E_2 l'énergie transférée à un atome lors d'une collision, E_1' l'énergie du projectile après la collision, E_d l'énergie

nécessaire au déplacement d'un atome :

-Si $E_2 < E_d$, l'atome cible n'est pas déplacé, le projectile perd l'énergie E_2

-Si $E_2 > E_d$, l'atome cible est déplacé lors de la collision :

-Si $E_2 = E_d$ et $E_2 < E_d$ l'atome déplacé retourne à sa position initiale.

-Si $E_2 > E_d$ et $E_1 < E_d$, le projectile est arrêté (*interstitiel*), et il y a dissipation d'énergie sous forme de phonons.

Enfin, une énergie E_F est définie telle que tout atome ou ion, dont l'énergie est inférieure à E_F , est considéré comme stoppé. Entre chaque collision, il est tenu compte de la perte d'énergie de l'ion ou de l'atome induite par le pouvoir d'arrêt électronique ($S_e(E)$) tabulé par le programme SRIM et les sections efficaces de collision utilisées sont calculées à partir d'un potentiel d'interaction coulombien écranté par la fonction d'écran « universelle » ZBL {Équations (II-48 et II-49) chapitre II}.

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 pour un ion, elles sont exprimées en eV/Å);

– la distribution des lacunes (atomes déplacés) calculée à partir du modèle de Kinchin-Pease modifié [34].

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

-Le matériau est supposé isotrope

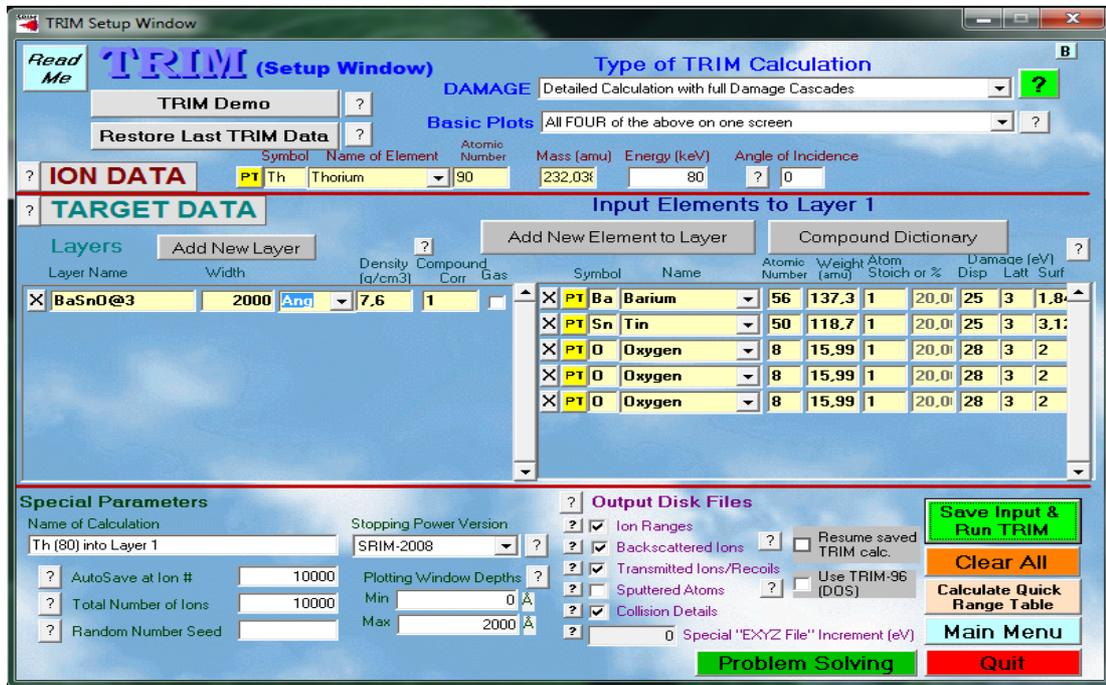
-il ne prend pas en compte tous les effets de recombinaison qui dépendent essentiellement des propriétés de la cible.

– 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.

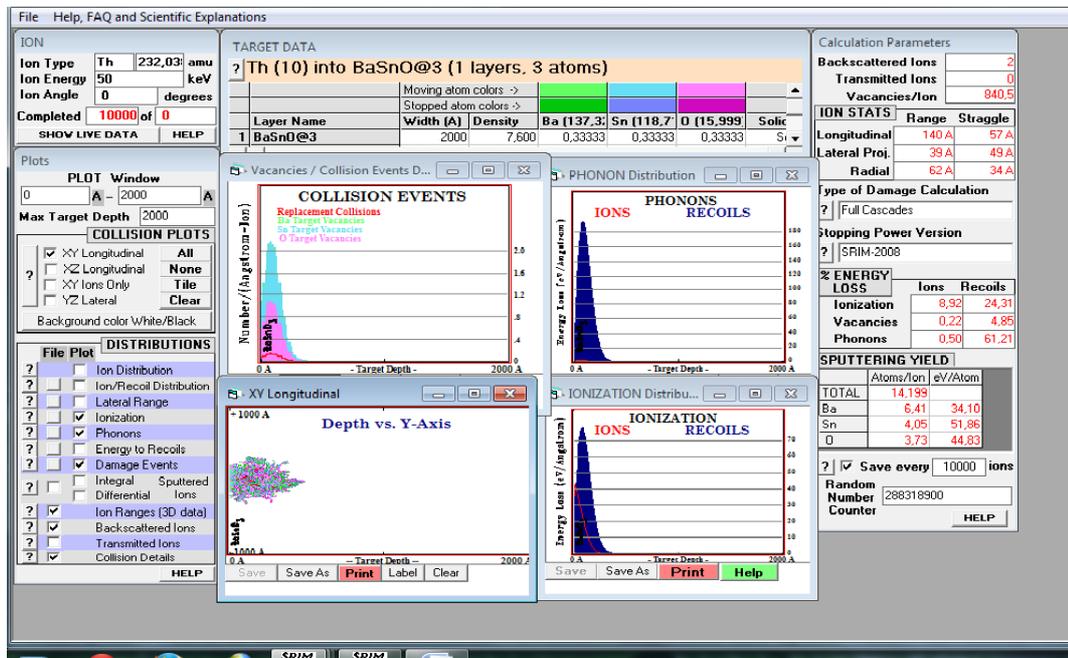
– ce programme est mieux adapté à des cibles massives qu'à des milieux stratifiés: un

nombre limité de couches de composition différentes peuvent être représentées à la fois (jusqu'à 20 couches pour SRIM 2008) [18].

L'interface de programme est présentée sur les deux figures III-3 (a) avant le lancement du calcul, (b) après le lancement du calcul.



(a)



(b)

Figure III-3 : l'interface de SRIM2008 avant le lancement de calcul (a). L'interface de SRIM2008 après le lancement de calcul (b).

III.5.2 .Caractéristiques générales des implantations

L'objectif de cette étude étant de voir les désordres créés dans les matériaux pérovskites la cible. Par l'éradication (Th, He) (projectiles) nous avons choisi les caractéristiques d'implantation suivantes:

- énergie des ions: énergie comprise entre 50 KeV et 5000 KeV.
- La profondeur d'arrêt des ions est fonction de la composition de la cible mais surtout de l'énergie et de la nature des ions incidents.
- nature des ions (projectiles): les projectiles utilisés pour cette étude sont des l'hélium He et le Thorium (Th).

Ainsi, nous allons nous intéresser plus particulièrement à la concentration de défauts de types [lacunes + interstitiels] créés par implantation.

En effet, le logiciel SRIM définit les défauts de la sorte:

- les déplacements, dans lesquels sont comptabilisées les lacunes et les collisions de remplacement;
- les lacunes, dans lesquelles sont comptabilisés les interstitiels et les atomes quittant

Le volume de la cible (i.e. les atomes pulvérisés).

Il est important de noter ici que nous voulons comptabiliser les collisions susceptibles de générer un déplacement créant une lacune ou un interstitiel. Nous ne tiendrons donc pas compte des collisions de remplacement qui sont définies par le logiciel SRIM comme étant les atomes qui, lors d'une collision, viennent combler une lacune (ce sont des atomes qui sont identiques à ceux de la cible et qui proviennent d'un déplacement du à une précédente collision; ils possèdent une énergie inférieure à l'énergie de déplacement (dite énergie finale) ce qui les contraint à s'arrêter).

Par ailleurs, nous ne comptabiliserons pas les interstitiels puisqu'ils sont déjà compris dans le terme "lacunes".

Nous considérerons donc par la suite dans le terme générique "défauts" : les lacunes telles que définies par SRIM, c'est-à-dire les atomes interstitiels et les atomes ayant quitté le volume de la cible (laissant place à une lacune).

De plus, les limitations du logiciel de simulation apparaissent ici plus importantes: il est difficile d'avoir une valeur exacte de la concentration de défauts lorsque la simulation ne garde pas la mémoire des précédents défauts, ni lorsque le matériau cible est supposé cristallin, ni lorsque l'on ne tient pas compte de l'élévation de température et donc de la diffusion sous irradiation.

Pour nos simulations nous avons utilisé le logiciel SRIM (Stopping Range Ions Matter) est un logiciel qui suit le programme standard TRIM.

REFERENCES

- [1] W. Eckstein, Computer simulation of ion-solid interactions (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg and New York, 1991).
- [2] W.L. Morgan, “Dynamical simulation of liquid- and solid-metal self-sputtering”, *J. Appl. Phys.* **65** (3), 1265-1269 (1989).
- [3] J.F.Ziegler, J.P.Biersack, U.Littmark, « The Stopping and Range of Ions in Solids », vol 1 of The Stopping and Ranges of Ions in Matter, Ed J.F.Ziegler, Pergamon Press (1985).
- [4] J. P. Biersack and L. G. Hagmark, *Nucl Inst Meth* 174, 257 1980.
- [5] W. Takeuchi and Y. Yamamura, *Radiat Eff* 71, 51 1983.
- [6] M. T. Robinson, *Phys Rev B* 9, 12, 1974. [3] W.L. Morgan, “Universal resputtering curve”, *Appl. Phys. Lett.* 55 (2), 106-108 (1989).
- [7] J.P. BIRSACK & W. ECKSTEIN, *APPL. PHYS.*, A34, 73, (1984).
- [8] W.L. Morgan, “Universal resputtering curve”, *Appl. Phys. Lett.* 55 (2), 106-108 (1989).
- [9] W. Heiland, “Interaction of low-energy ions, atoms and molecules with surfaces”, dans *Interactions of charged particles with solids and surfaces*, publié par A. Gras-Marti, H.M. Urbassek, N.R. Arista et al. (Plenum Press, New York and London, 1991), Vol. 271, pp.718.
- [10] Robinson M. T., *Phys. Rev. B* 40 (1989) 10717 ; *Nucl. Instr. Methods B* 67 (1992) 376; *Rad. Effects*, sous presses : La version 13a du programme MARLOWE est disponible au Radiation Shielding Information Center, Oak Ridge National Laboratory, P-O- Box 2008, Oak Ridge. Tennessee 37831-6732, U-S-A.
- [11] J.Lindhart. Scharff and H.E.Schiott, *Mat. Fys. Medd. Kgl. Dan. Vid. Selsk.* 33, N°14 (1963).
- [12] H.E. Schiott. *Mat. Fys. Medd. Kgl. Dan. Vid. Selsk.* 35, N°14 (1966).
- [13] H. E. Schiott, *Can. J. Phys.* 46, 449 (1968).
- [14] J. B. Sanders, *Can. J. Phys.* 46,455 (1968).
- [15] J.Biersack, *proc .SPIE. Int. Sco. Eng (USA)*, vol 2775, page 585-93 (1996).
- [16] K. B. Winterbon, P. Sigmund and J. B. Sanders, *Mat. Fys. Medd. Kgl. Dan. Vid. Selsk.* 37, N°14 (1970).
- [17] D. K. Brice, « Ion Implantation Range and Energy Deposition Distributions, vol 1, High Energies », Plenum Press, New York (1975).
- [18] Mazurier J. (1999) Adaptation du code MC PENELOPE pour la métrologie de la dose absorbée : caractérisation des faisceaux de photons X et calcul de facteurs de correction de dosimètres de référence,

Thèse, Université Paul Sabatier.

[19] E. J. Janse van Rensburg and G. M. Torrie, Estimation of multidimensional integrals: is Monte Carlo the best method?, *Journal of Physics A:Mathematical and General*, 26, 943-953 (1993).

[20] A. R. Kansal and S. Torquato, Prediction of trapping rates in mixtures of partially absorbing spheres,

Journal of Chemical Physics, 116, 10589 (2002).

[21] H. Gould and J. Tobochnik, *An Introduction to Computer Simulation Methods*, Part 2, Chaps 10-12, 14, 15, AddisonWesley, Reading, (1988).

[22] D.W. Hermann, *Computer SimulationMethods*, 2nd edn., Chap 4, Springer-Verlag, Berlin, 1990

[23] K. Binder and D.W. Hermann, *Monte Carlo Simulation in Statistical Physics, An Introduction* (Berlin,

Springer-Verlag, 1988).

[24] E. E. Lewis and W. F. Miller, *ComputationalMethods of Neutron Transport*, Chap 7, American Nuclear Society, La Grange Park, IL (1993).

[25] J .Mazurier .M.Terrissol deMonte Carlo. Support de cours duMaster RIMDE TOULOUSE III.2009.

[26] See W. H. Dennis, *Metallurgy of the Ferrous Metals* (1963) and *Foundations of Iron and Steel Metallurgy* (1967).

[27] Harry B. les électrons et la liaison chimiques, Gray Clumbia university.

[28]Day and R. F. Tylecote, *the Industrial Revolution in Metals* (Institute of Materials 1991).

[29]H. Ryssel, G. Prinke, K. Habegger, K. Hoffmann, K. Müller, and R. Henkelmann, Range Parameters of Boron Implanted into Silicon,"*Appl.Phys.A*, vol. 24, pp. 39-43, 1981

CHAPITRE IV

RESULTATS ET DISCUSSION

"Le gain de notre étude, c'est en être devenu meilleur et plus sage."

Montaigne, essais

IV.1. Introduction

Ce Chapitre regroupe tous les résultats de simulation de la double irradiation dans les matériaux pérovskites par des particules alpha et des noyaux de thorium.

Ces calculs sont réalisés à l'aide du code de calcul TRIM dans sa version SRIM 2008. Les faisceaux ioniques sont des noyaux d'hélium très énergétique (MeV) et des noyaux de thorium (KeV), les cibles sont des matériaux pérovskites BaSnO₃ et du plomb Pb, ils sont décrits au *tableau VI-1*:

Les paramètres de calculs sont comme suit:

-Le flux de particules « ou dose de bombardement » est égal à **10000** particules. Les projectiles sont d'une part : l'hélium « **les Particules alpha** » d'énergies variables entre **1 MeV et 5 MeV**, d'autre part: les noyaux de **reculs de Thorium**, d'énergie variable entre **50 KeV et 150 KeV**.

-L'incidence est « **incidence normal** »,

-La cible est : de oxyde (**Perovskite**) de type **BaSnO₃**, et le Plomb **Pb**.

Cibles	Element de cibles	Z ₂	M ₂ amu	R (A°)	Stochastique	Energies (eV)			Densité atomique (g/cm ³)	Largeur (Ang)
						E _d	E _L	E _s		
BaSnO ₃	Ba	56	137,32	2,53	0,2	25	3	1,84	7,6	15. 10 ⁴
	Sn	50	118,71	1,45	0,2	25	3	3,12		
	O	8	15,99	0,48	0,6	28	3	2		
Pb	Pb	82	207,2	1,54	1	25	3	2,03	11,3437	

Tableau VI-1: Detail des propriétés chimiques et physiques des échantillons

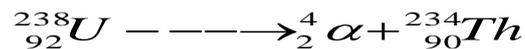
E_d : Energie de déplacement (Displacement Energy)

E_L : Energie de liaison de réseau (Lattice Binding Energy)

E_s : Energie de liaison de la surface (Surface Binding Energy)

IV.2. Description générale des résultats de la simulation de l'irradiation des particules alpha dans le BaSnO₃ et dans le Pb

Dans la nature les actinides se désintègrent en particules alpha très énergétiques (énergie de désintégration comprise entre 4 à 9 MeV et des noyaux de recul entre 50 à 150 KeV), si on prend l'exemple de l'uranium 238, il se désintègre en particules alpha d'énergie de 4,2 MeV et des noyaux de thorium d'énergie de l'ordre de 80KeV, suivant l'interaction nucléaire:



Et si on calcul le nombre de désintégration par seconde d'une quantité de 1 gramme de l'²³⁸U. $T_{1/2} \approx 4,5 \cdot 10^9 \text{ ans} \approx 0,14 \cdot 10^{18} \text{ s}$ $T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \Rightarrow \lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \approx 4,95 \cdot 10^{-18}$

1 gr d'²³⁸U correspond à: $\frac{1 \text{ g} \cdot 6,02 \cdot 10^{23}}{238} \times 4,95 \cdot 10^{-18}$ désintégration par seconde

$\approx 0,125 \cdot 10^5$ dps, c'est-à-dire 12500 dps.

Si par exemple on prendre 1000 ans on a $0,125 \cdot 10^5 \times 10^8 \approx 1,25 \cdot 10^{12}$ pour 1gr et si la quantité d'²³⁸U est plus grande que 1gr et si le temps est plus long, la fluence ou la dose reçue par les perovskites est encore plus grande.

Dans nos calculs (on a fixé la dose de particules incidentes à 10000 ions/cm²), mais on peut facilement normaliser nos résultats à $\phi \approx 10^{17}$ ions d'He/cm² pour les comparer avec ceux de la littérature [1].

Les particules alpha et les noyaux de recul généralement des noyaux radioactifs, sont immobilisés dans les Synroc (ou roches synthétiques) ou par les Perovskites (voir chapitre I).

En général, dans les matériaux monoatomique, et lorsqu'il s'agit d'un self bombardement le calcul est plus simple. Dans notre cas de calcul, les cibles sont des matériaux polyatomique (BaSnO₃), l'approche la plus simple pour traiter cette situation [2] consiste à considérer que pour un couple atome (de la cible) et un incident donné, la présence des atomes voisin n'influence pas à l'interaction, dans ce sens une correction est introduite dans le code de calcul SRIM 2008 à la loi de Bragg par Ziegler et Manoyan pour prendre en compte les effets de liaisons [3].

Nous commençons ce chapitre par une description générale des résultats de simulation avec quelques profils de distribution (les parcours des projectiles, les ionisations, défauts, phonons,.....) qui accompagnent le bombardement ionique, puis nous traitons en premier lieu les effets dus aux bombardements par des particules alpha en profondeur des matériaux et en termine par le bombardement avec les noyaux de thorium avec des énergies dans le domaine

de l'implantation ionique et on va étudier les différents mécanismes liés à ce bombardement. En fin nous vérifions quelques résultats par une approche de calcul plus simple basé sur la théorie de transport de Biersack [4].

IV.2.a. Quelques vues de la cascade de collision

Dans ce paragraphe, nous avons choisis l'énergie de bombardement à 4 MeV sous incidence normale à la surface du matériau, la cible est le BaSnO₃ et le plomb Pb. A travers les résultats qui suivent, nous voulons montrer une image approchée de tout ce qui se passe dans la cascade de collision.

Les figures IV-1 montrent que cette cascade se situe à une profondeur de l'ordre de 15µm, sous forme d'une poire pointue du côté de la surface est plus large vers la profondeur. La première constatation est qu'il y'a une différence dans les dispersions des parcours, dans le cas du Pb elle est plus large que dans le cas du BaSnO₃, nous reviendrons en détail sur ce phénomène dans le paragraphe « résultats et discussions ». µm

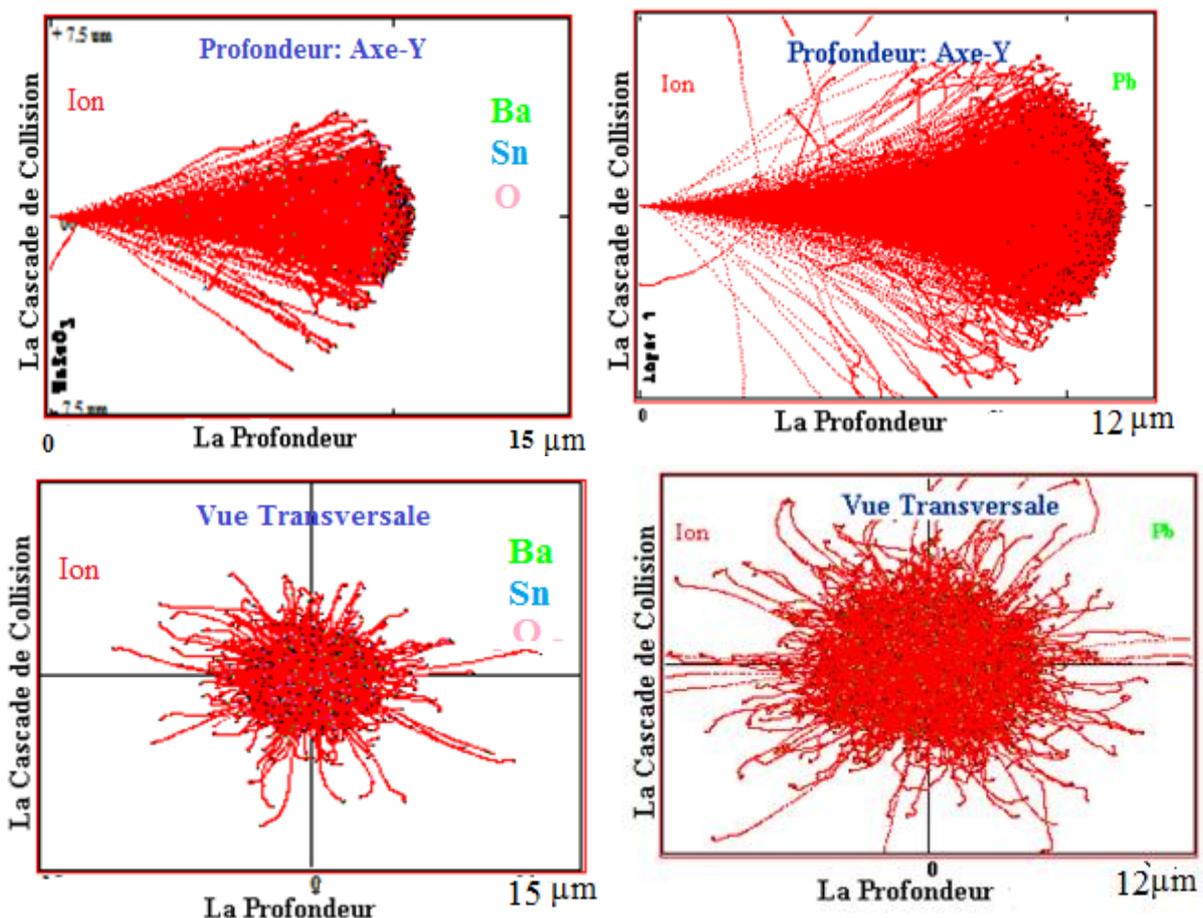


Figure IV-1 : Quelques vues de différents plans qui démontrent La cascade de collision en fonction de la profondeur pour une énergie de 4MeV pour le bombardement d'ion d'hélium dans le BaSnO₃ et le Pb

IV.2.b. Profils de distribution des parcours d'He

Les figures IV-2 représentent les profils de distribution qui ont une forme légèrement différente d'une gaussienne c'est-à-dire des distributions avec deux moments qui sont le parcours moyen projeté ou pénétration R_p , la déviation standard ΔR_p qui représente l'écart type du pic.

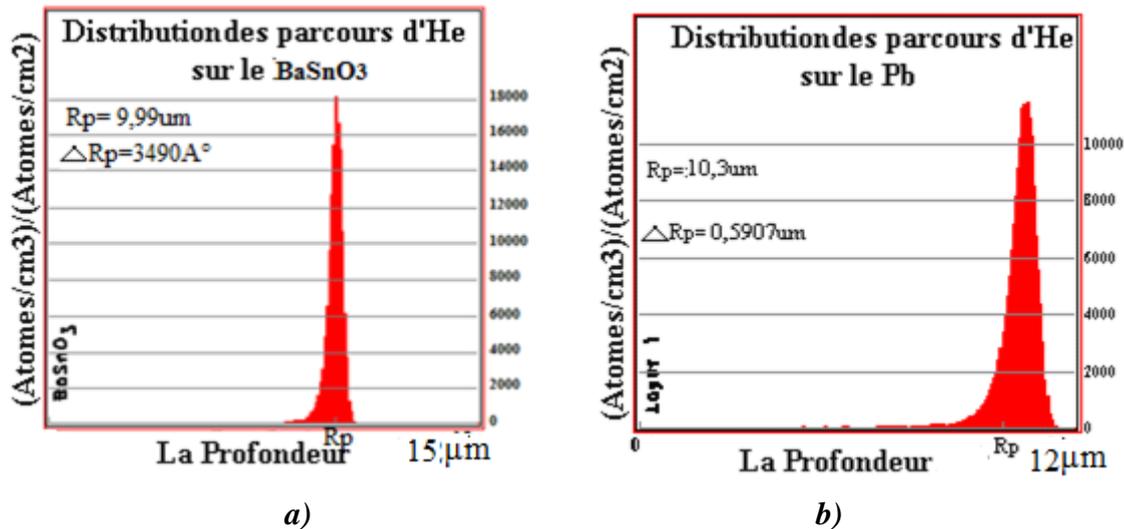


Figure IV-2: Distribution en profondeur des ions d'hélium pour une énergie de 4MeV
 a) dans le BaSnO₃, b) dans le Pb

IV.2.c. Perte d'énergie et création des désordres

Comme nous l'avons cité dans le deuxième chapitre, les ions énergétiques pénétrant dans la matière perdent leurs énergies essentiellement par des chocs inélastiques qui conduisent à l'excitation ou l'ionisation du milieu traversé, et par les chocs élastiques avec les noyaux qui produisent des déplacements atomiques (création des défauts).

IV.2.c.1. Ionisation

Les figures IV-3 montrent que les pertes d'énergie électronique ou les ionisations sont dues essentiellement aux chocs inélastiques des projectiles α avec les atomes cibles. La contribution des atomes de reculs de la cible à l'ionisation est négligeable. On peut calculer l'énergie dissipée sous forme d'ionisation (qui égale à l'énergie incidente x par le taux d'ionisation) voir tableau IV-3 on constate que l'ionisation dans BaSnO₃ est légèrement moins profonde que dans le Pb.

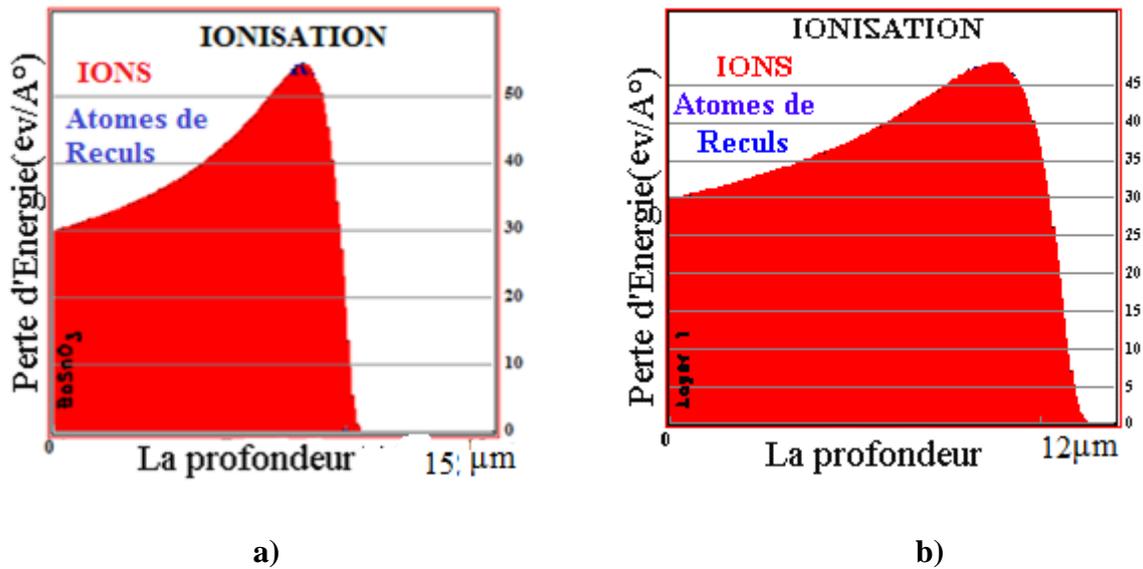


Figure IV-3: Profil de perte d'énergie électronique pour une énergie de 4 MeV (en rouge: ions d'hélium, en bleu : (a : atomes de recul BaSnO₃, b : atomes de recul Pb)).

IV.2.c.2. les phonons

Les atomes de reculs créent beaucoup plus de phonons que les ions alpha est ceci est due aux rapport de masse entre les particules alpha et les atomes Ba, Sn, O et même dans le Pb, cette distribution de phonons est étroite dans BaSnO₃ que dans le Pb. on peut calculer l'énergie dissipée sous forme de phonons voir -Figure IV-4 avec, « énergie dissipée= taux de création de phonons x énergie incidente».

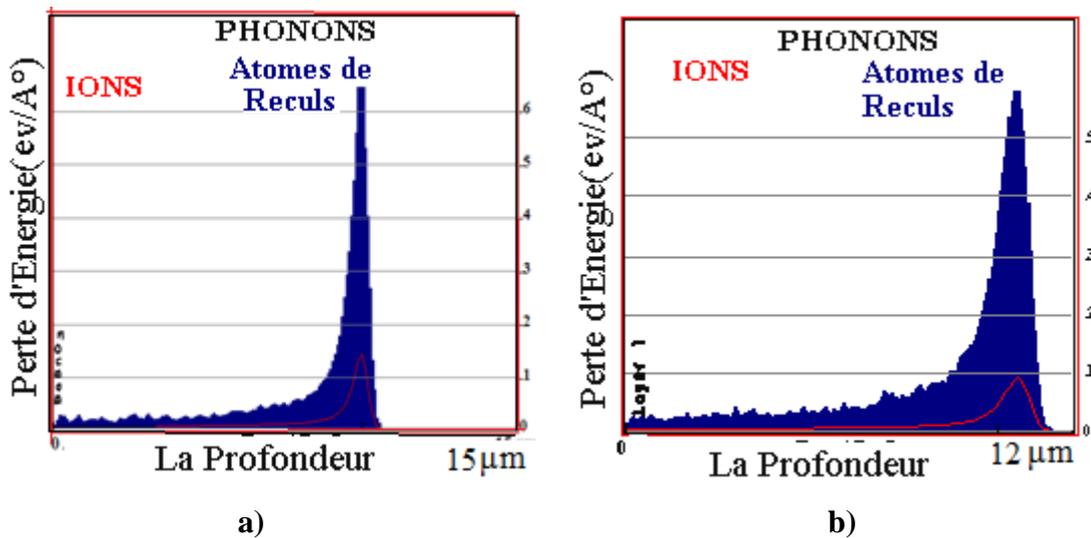


Figure IV- 4: Profil de distribution du phonons pour une énergie de 4 MeV (en rouge: ions d'hélium, en bleu: (a: atomes de recul BaSnO₃, b: atomes de recul Pb))

IV.2.c.3. Profil de distribution des atomes

Dans la cascade de collision tous les atomes sont en mouvement pendant un temps moyen de l'ordre de quelques dizaines de fs, les distributions des atomes au repos nous donne une idée sur les défauts créés suivant l'équation suivante (Déplacement= défauts plus les atomes substitués) [2]. Il faut signaler que ces différents mécanismes se produisent en profondeurs de l'ordre de 15 μm. On remarque qu'on a beaucoup d'atomes de Pb en mouvement dans la cascade de collision que dans le BaSnO₃.

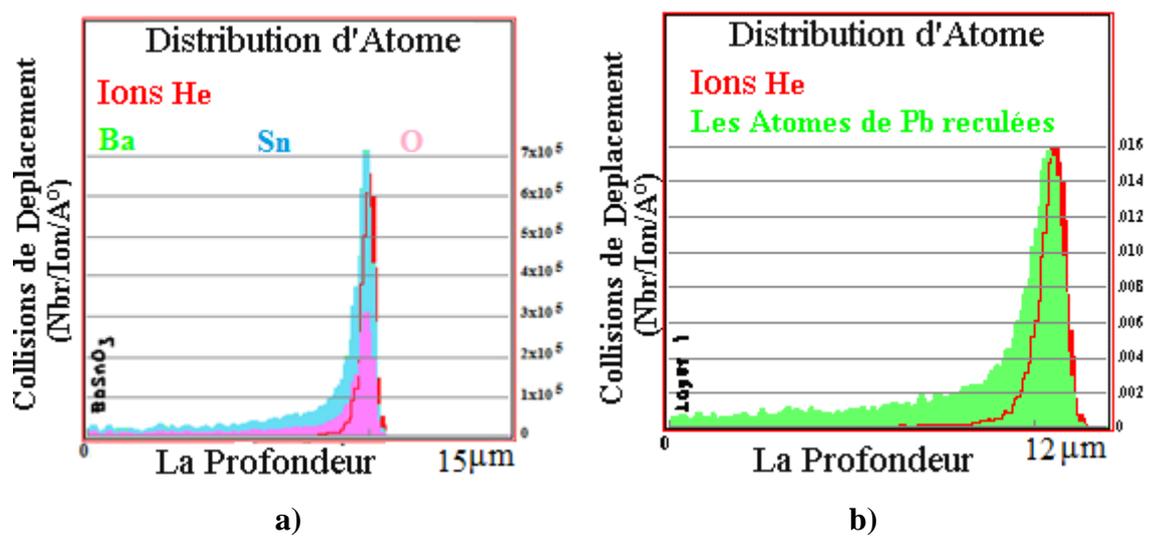


Figure IV-5: Profil de Distribution de recul d'ion en fonction de la profondeur pour une énergie de 4MeV (en rouge: le recul d'ion, a : en vert ; le recul d'atome Ba, en bleu ; le recule d'atome Sn, en violet ; le recul d'atome O, b : en vert ; le recul d'atome Pb).

IV.2.c.4 Bilan des différents événements dans la cascade de collision

Avant de commencer Ce paragraphe on va définir quelques paramètres:

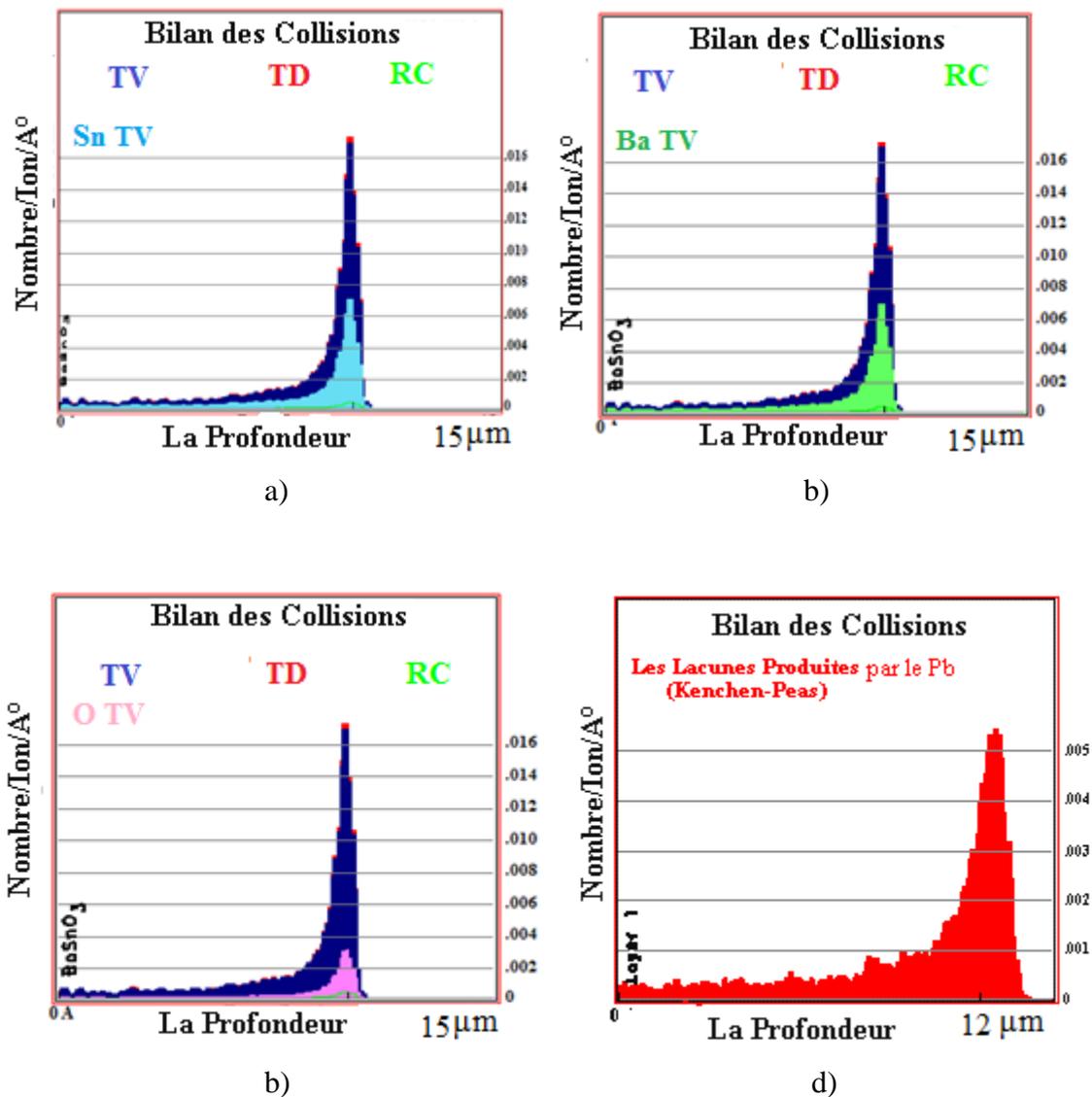
TD: Le nombre de déplacement total des atomes de la cible.

TV: Le nombre total de lacunes créées.

RC: Le nombre de remplacement (c'est les substitutions).

Il faut rappeler qu'on a l'équation suivante [2] : **TD= TV + RC.**

Les figures IV-6 donnent le bilan des différents événements (déplacement total, création de défauts et les remplacements), la différence entre les figures IV-6 a, b, c, et d est que dans chaque on montre les défauts créés par chaque élément de la cible dans la cascade, par exemple la figure IV-6 a, montre les défauts créés par l'oxygène de la cible, etc ...



Figures IV-6: Profil de distribution des événements de dommages en fonction de la profondeur pour une énergie de 4MeV (a: événements de collision par l'atome d'baryum, b: par l'atome d'Oxygène, c: par l'atome de étain, d: par l'atome de Pb).

IV.3. Résultats et discussions du bombardement avec les ions d'hélium:

IV.3.1. Distribution des parcours

Le nombre des particules alpha est de 10000, et l'énergie varie de 1MeV jusqu'à 5MeV. Les pénétrations des particules α variant de 2,08 à 13,4 μm et 2,30 à 13,8 μm respectivement dans le BaSnO₃ d'une densité volumique ρ égale a 7,6 g/cm³ et dans le Pb ($\rho=11,3437\text{g/cm}^3$), voir Tableau IV-2 et figure IV-8

Energie (MeV)	Pénétration (1 ^{er} moment de distribution) R_p (μm)		Déviation standard (2 ^{ème} moment de distribution) ΔR_p (μm)	
	BaSnO ₃	Pb	BaSnO ₃	Pb
1	2,08	2,3	0,2090	0,3498
2	4,20	4,57	0,2530	0,4434
3	6,01	7,27	0,3141	0,5173
4	9,90	10,3	0,3490	0,5907
5	13,4	13,8	0,4656	0,7394

Tableau IV-2: Statistique des deux premiers moments physiques (R_p et ΔR_p) lors de l'implantation ionique dans le Stannate de Baryum et dans le plomb par des ions d'hélium à des énergies variant entre 1MeV jusqu'à 5MeV « SRIM2008 ».

Les pénétrations dans BaSnO₃ sont relativement faibles et croissent avec l'énergie de l'ion incident [5], et sont comparables avec le cas d'une cible de Pb (Voir Figure IV-10,11,12) la seule différence c'est le « Straggling » c'est à dire la dispersion du parcours moyenne ou déviation standard qui est supérieur dans le cas du Pb que le BaSnO₃ voir figure IV-2 et tableau IV-2 et figure IV-7.

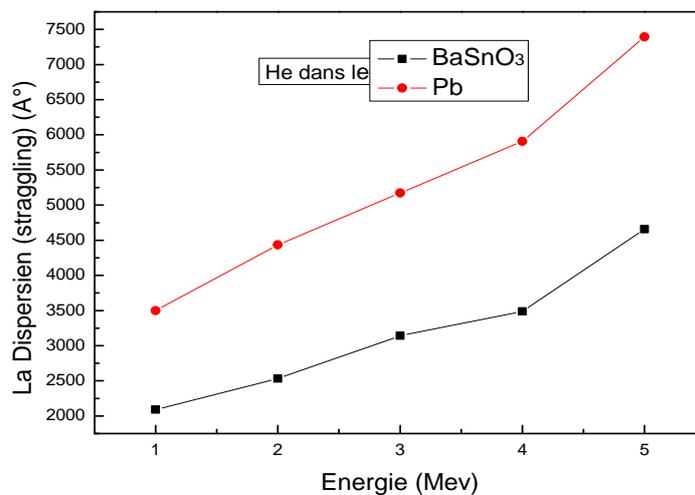


Figure IV-7: La variation de la déviation standard ΔR_p en fonction de l'énergie.

La zone affectée par l'irradiation est au minimum égale à $2R_p$ (si on prend l'approximation d'une distribution gaussienne), ce qui limite la zone superficielle irradiée de $4,16\mu\text{m}$ (1MeV) jusqu'à $26,8\mu\text{m}$ (5MeV).

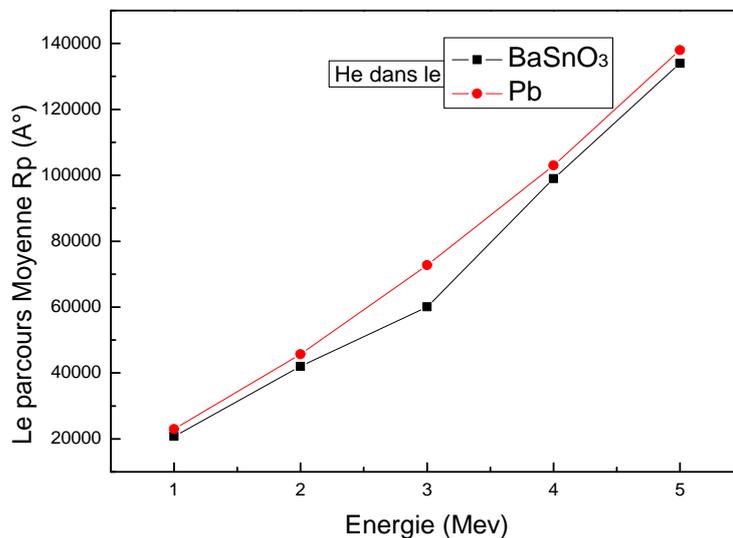


Figure IV-8: Les profils de distribution des penetrations des ions d'Hélium en fonction de l'énergie dans le BaSnO₃, Pb « SRIM2008 ».

Dans le cas des distributions symétrique ou gaussienne, on va que les penetrations dans le Pb est plus élevés que dans le BaSnO₃

IV.3.2. Perte d'énergie et création des désordre

Comme nous l'avons cité au deuxième chapitre, les ions vont perdre de l'énergie durant leurs parcours dans la matière d'abord par des chocs inélastiques qui conduisent à l'excitation ou l'ionisation du milieu traversé, puis par collision nucléaires avec les noyaux qui produisent des phonons (vibration des atomes) et des déplacements atomiques (création des défauts) [6], autrement dit les distributions des ionisations, des phonons et des défauts sont moins profondes que la distribution des parcours [7].

Les figures IV-9 et 10 nous montrent que les énergies d'irradiation des particules alpha (de 1MeV à 5MeV) nous situent dans la zone de perte d'énergie de Bethe- Bloch c'est-à-dire la perte d'énergie totale est presque électronique. La figure IV-10 montre qu'on a la même allure de perte d'énergie pour les trois cibles, en plus la perte d'énergie dans le Pb est moins intense que dans les deux autres cibles.

E (MeV)	L'énergie dissipée (KeV) sous forme :					
	d'ionisation		des défauts		des Phonons	
	BaSnO ₃	Pb	BaSnO ₃	Pb	BaSnO ₃	Pb
1	992.7	991,8	0.4	0,5	6.8	7,7
2	1991.8	1989,8	0.6	0,4	7.6	9,8
3	2988	2988,9	0.6	0,6	8.4	10,8
4	3990.4	3998	0.4	0,4	9.2	12
5	4989.5	4988	0.5	0,5	9.5	12,5

Tableau IV-3 : Le taux des pertes d'énergies sous formes Ionisation, Défauts et Phonons en fonction de l'énergie de particule chargée l'He sur le BaSnO₃.

D'après le tableau IV-3 et les figures IV-9, 10, 11 et 12 on constate que l'énergie sous forme d'ionisation augmente linéairement en fonction de l'énergie incidente des alpha figure IV-9, alors que l'énergie dissipée sous forme des phonons et de défauts est presque négligeable et reste constant, on peut conclure que la perte d'énergie des particules alpha est essentiellement sous forme d'ionisation et d'excitation « plus de 99% sous forme d'ionisation et moins de 1% est sous forme de phonons et de défauts ».

La contribution des atomes cibles (Ba, Sn, O et Pb) dans le processus de perte d'énergie est décrit dans les figures qui suivent. On constate que le taux de perte d'énergie par ionisation relative aux atomes cible est négligeable devant celui relative au ion projectile, en revanche dans le 1% de perte d'énergie nucléaire c'est-à-dire énergie dissipée sous forme de phonons et de défauts la contribution des atomes cible est dominante devant celle des ions alpha figures IV-11 et 12.

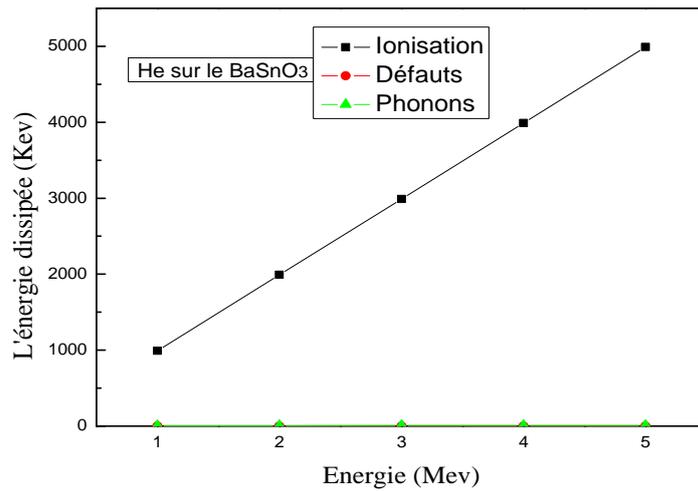


Figure IV-9 : l'énergie transféré aux atomes de cible BaSnO₃ en fonction de l'énergie incident du projectile.

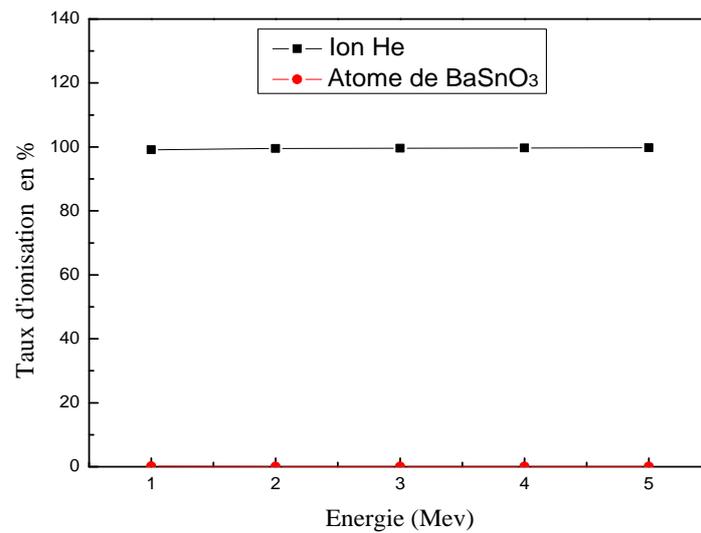


Figure IV-10: Le taux de l'énergie dissipé sous forme ionisation des ions Hélium et les atomes de recules de BaSnO₃ en fonction de l'énergie incident.

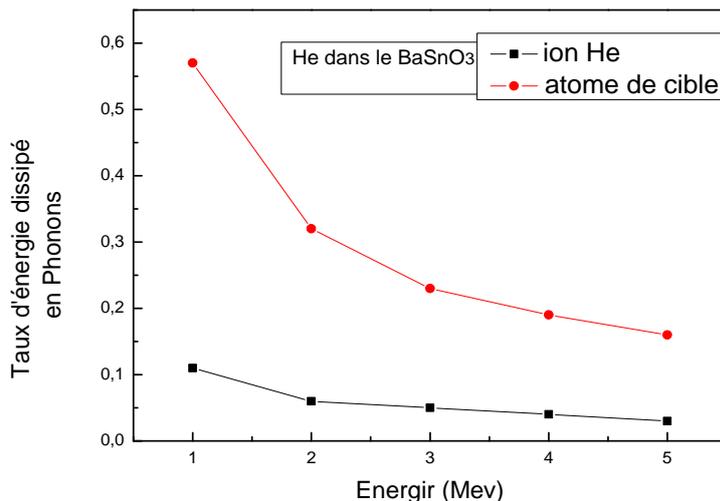


Figure IV-11: Le taux de l'énergie dissipé sous forme phonon des ions Hélium et les atomes de recules de BaSnO₃ en fonction de l'énergie incident

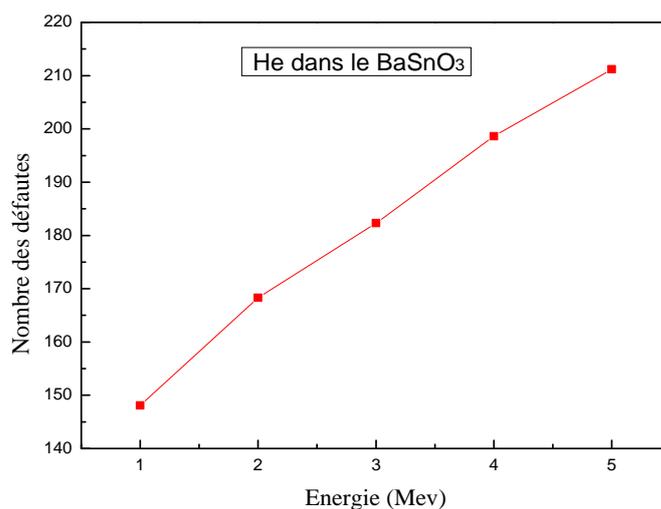


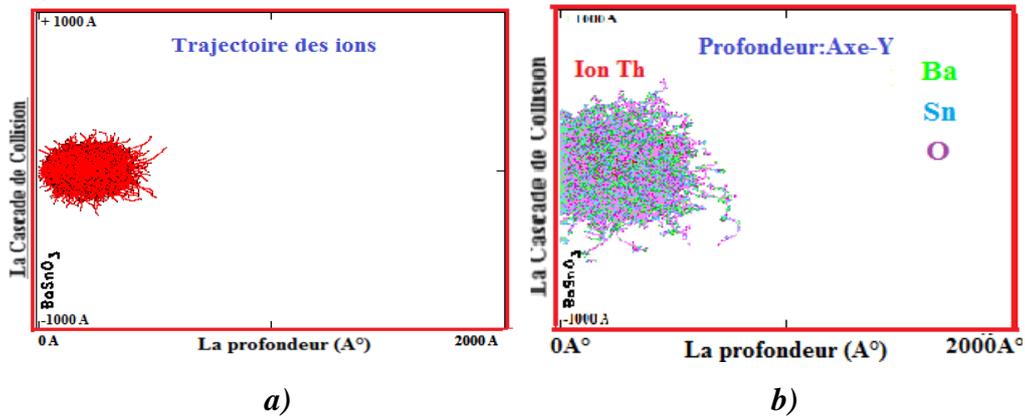
Figure IV-12 : Le nombre des défauts crée par les ions d'He et les atomes de recules en fonction d'énergie dans le BaSnO₃.

IV.4. Résultats et discussions du bombardement avec les ions de Thorium

Cette deuxième partie regroupe tous les résultats concernant l'irradiation par les noyaux de thorium induits par la désintégration de l'uranium 238. Ces noyaux sont émis spontanément par l'uranium, avec une énergie de l'ordre de 80keV et au nombre égal à celui des alphas. Dans notre étude nous avons variés l'énergie du thorium de 50 à 150keV

pour mettre en évidence la variation des différents mécanismes engendrés par la cascade de collision qui est très dense dans la zone superficielle d'épaisseur inférieur à 600 Å tableau IV-4. La direction des noyaux de thorium est opposée aux alphas. Par la suite on va étudier :

- Les distributions des parcours.
- Le bilan des pertes d'énergie.
- Le bilan des déplacements.



Vue transversel: a) trajectoire des ions, b) la cascade des collision

IV.4.1. Distribution des parcours

Les noyaux de thorium sont très lourds par rapport aux particules alpha et même par rapport aux atomes cibles (Ba, Sn, O et Pb), lorsqu'ils pénètrent dans la cible à des énergies variants de 50 à 150keV

E (KeV)	Pénétration R_p (A°)		Déviation ΔR_p (A°)	
	BaSnO ₃	Pb	BaSnO ₃	Pb
50	140	120	57	64
60	156	135	64	71
70	173	148	70	78
80	188	161	75	85
90	202	174	82	92
100	215	186	87	98
110	229	198	93	104
120	243	210	98	110
130	255	221	103	115
140	267	231	110	121
150	280	241	113	125

Tableau IV-4: Statistique des deux premiers moments physiques (R_p , ΔR_p) lors de l'implantation ionique dans le stannate de baryoum et dans le plomb par des ions de Thorium à des énergies variant entre 50KeV jusqu'à 150KeV « SRIM2008 ».

On constate que les pénétrations des ions de thorium se distribuent dans la zone superficielle de l'ordre de $2R_p$, qui varie de 280 \AA à 560 \AA dans le cas de BaSnO_3 et légèrement moins dans le cas du Pb voir figureIV-13 .La dispersion des parcours est légèrement large dans le cas du Pb que celle dans BaSnO_3 , et l'écart entre les deux ΔR_p est de l'ordre de 7 \AA à 50keV et il augmente avec l'énergie ce qui signifie que le thorium se piège dans le BaSnO_3 voir tableau IV-4 et figureIV-14.

soit en position interstitielle ou substitutionnelle dans une zone superficielle moins large et plus profonde que pour le cas du Pb

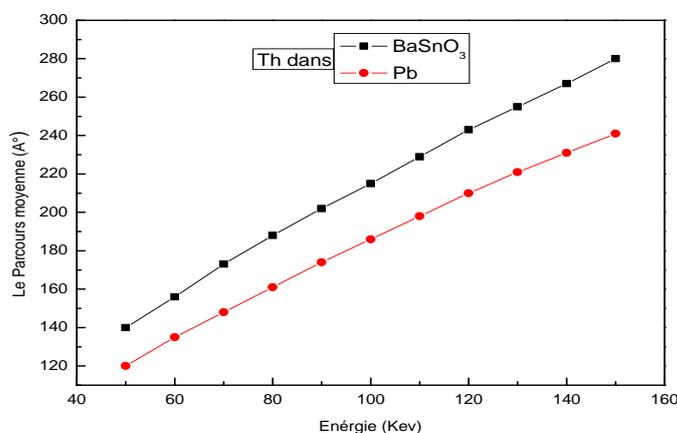


Figure .IV.13 : Les profils de distribution des pénétrations des ions de Thorium dans le BaSnO_3 , Pb « SRIM2008 ».

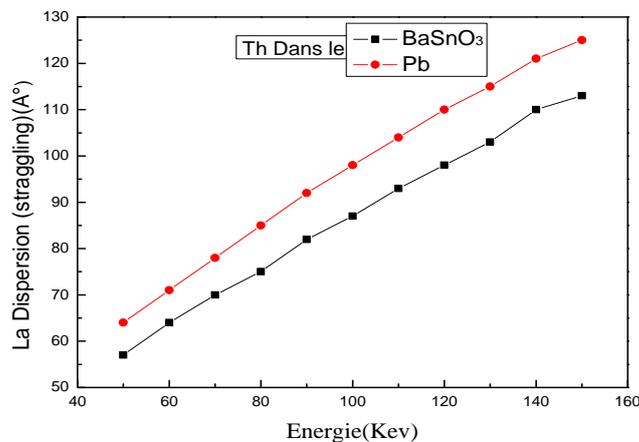


Figure IV 14: La variation de la déviation standard ΔR_p des ions de Thorium en fonction de l'énergie.

IV.4.2. Perte d'énergie et création des désordre

Les énergies d'implantation utilisées dans notre étude (50 à 150keV) nous situe dans le domaine des pertes d'énergies L.S.S (Lindhard, Scharff et Schiott) [8], ou presque la totalité des pertes d'énergie est nucléaire Tableau IV-6 Ce qui donne beaucoup de création de défauts et de phonons, donc beaucoup de déplacement atomique. Si on fait le bilan des pertes d'énergies (tableau IV-5), on constate que l'énergie dissipée sous forme d'ionisation augmente avec l'énergie incidente du thorium, mais elle reste toujours inférieur à l'énergie dissipée par collision nucléaire (sous forme de défauts et de phonons) voir figure IV-15.

Les ions thorium créent beaucoup de désordre dans nos cibles vue le rapport de masse M_{Th}/M_{cible} important, maintenant si on fait le bilan de pertes d'énergies électroniques créées par l'ensemble des ions dans la cascade, la figure IV-16 nous montre que les atomes de reculs (atomes cibles) contribuent beaucoup plus à la perte d'énergie électronique et nucléaire que les ions de thorium.

La figure IV-15 illustre le tableau IV-5, montre d'une part que l'énergie dissipée par collision nucléaire est supérieur celle dissipée par collision électronique, d'autre part dans les collisions nucléaire, l'énergie dissipée sous forme de phonons est supérieur à celle dissipée sous forme de défauts[9].

E (KeV)	L'énergie dissipée (KeV) sous forme :					
	d'ionisation		des Défauts		des Phonons	
	BaSnO ₃	Pb	BaSnO ₃	Pb	BaSnO ₃	Pb
50	16.61	19,27	2.53	2,84	30.85	27,89
60	20.31	23,34	3.00	3,378	36.68	33,282
70	24.05	27,454	3.46	3,913	42.47	38,282
80	27.88	31,424	3.92	4,44	48.18	43,928
90	31.75	35,739	4.38	4,968	53.86	49,203
100	35.63	40,06	4.84	5,5	59.53	54,44
110	39.6	44,308	5.28	6,017	65.10	58,575
120	43.64	48,588	5.72	6,54	70.63	64,884
130	47.65	52,897	6.17	7,046	76.14	70,057
140	51.71	57,246	6.6	7,56	81.67	75,194
150	55.8	61,605	7.05	8,055	87.15	80,325

Tableau IV-5: Le taux des pertes d'énergies sous formes Ionisation, Défauts et Phonons en fonction de l'énergie de particule chargée le Th sur le BaSnO₃.

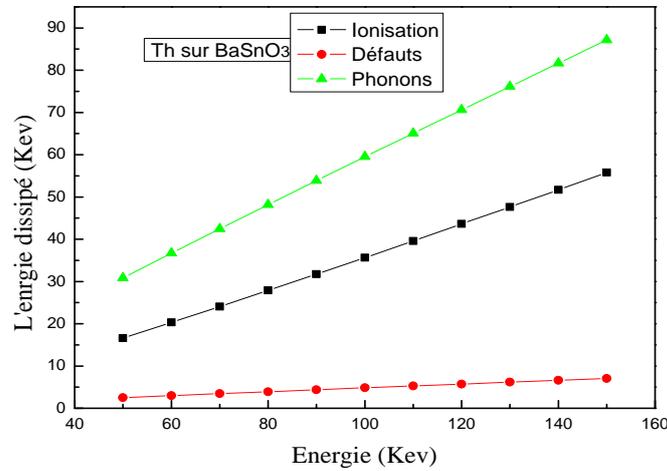


Figure IV-15 : Le taux d'énergie dissipé sous forme ionisation, phonons et défauts des ions Thorium et les atomes de recules de BaSnO₃ en fonction de l'énergie incident.

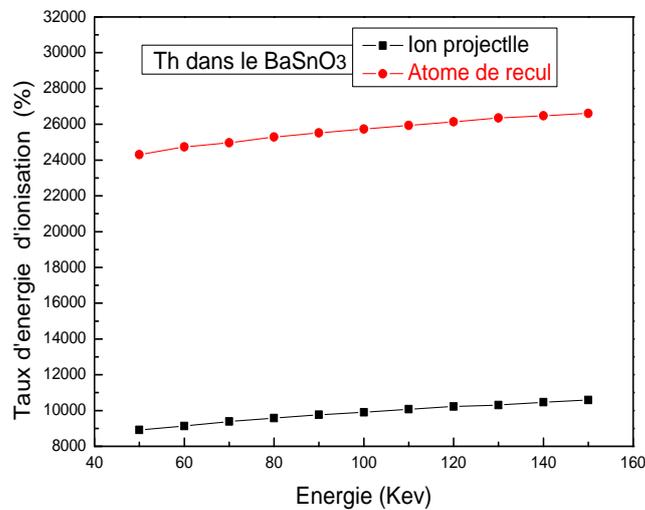


Figure IV-16 : Le taux d'énergie dissipé sous forme ionisation des ions Thorium et les atomes de recules de BaSnO₃ en fonction de l'énergie incident.

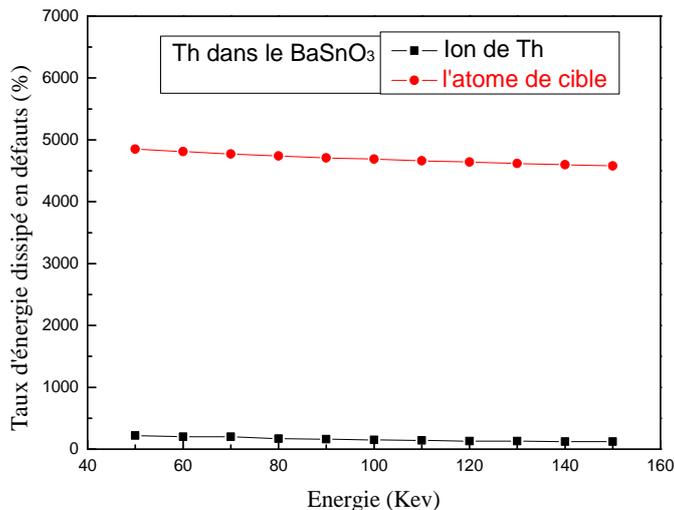


Figure IV-17: Le taux d'énergie dissipé sous forme de défaut des ions Thorium et les atomes de recules de BaSnO₃ en fonction de l'énergie incident.

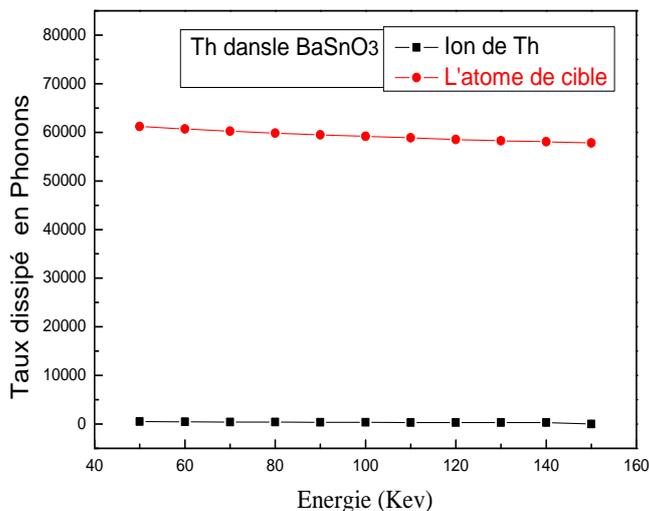


Figure IV-18: Le taux d'énergie dissipé sous forme de Phonons des ions Thorium et les atomes de recules de BaSnO₃ en fonction de l'énergie incident.

Si on fait le bilan des différents phénomènes de perte d'énergie :

Dans la cascade de collision, les atomes cibles créent d'avantages de phonons et de défauts que les ions thorium figureIV-17 et 18 [9, 10, 11].

Le nombre de déplacement et remplacement des atomes Ba et Sn est supérieur que le nombre de déplacement de l'atome oxygène dans la cascade de collision figure IV-19 et 20 (les remplacements signifient le nombre d'atomes qui se substituent dans les sites vacants créés par la cascade de collision) cette différence TD et RC entre les éléments de cible dépend du rayon atomique de chaque atome tableau IV-1

Ces déplacements vont être répartis entre le nombre de défauts créés et les remplacements ($TD=TV+RC$), c'est-à-dire figure IV-19 = figure IV-20 + figure IV-21.

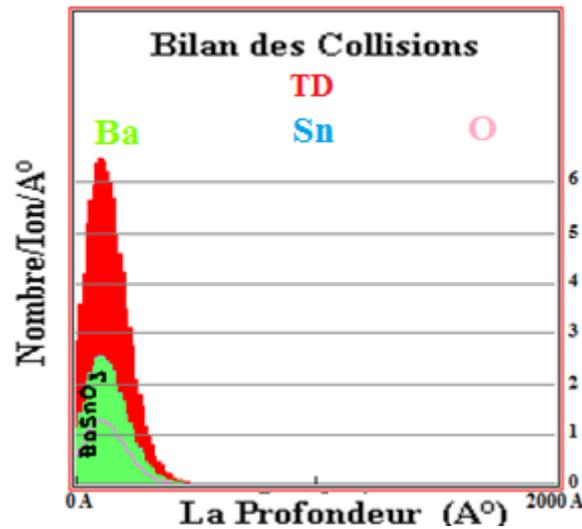


Figure IV-19: le nombre de déplacement des atomes cible $BaSnO_3$ créé par le bombardement des ions Th (80 Kev) en fonction de la profondeur

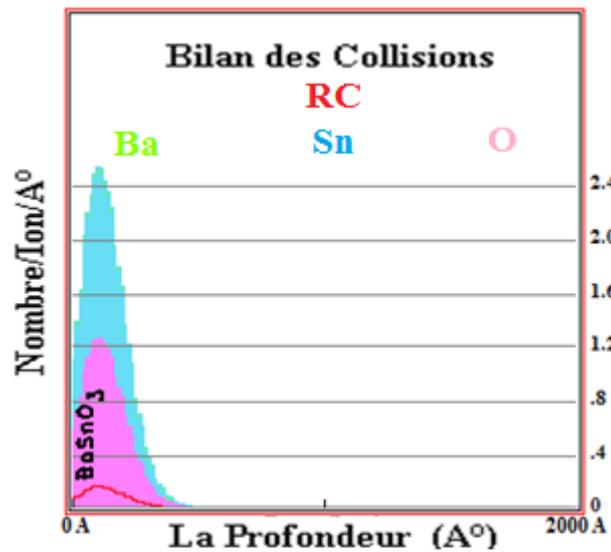


Figure IV-20: le nombre de remplacement (substitution) des atomes cible $BaSnO_3$ créé par le bombardement des ions Th (80 Kev) en fonction de la profondeur

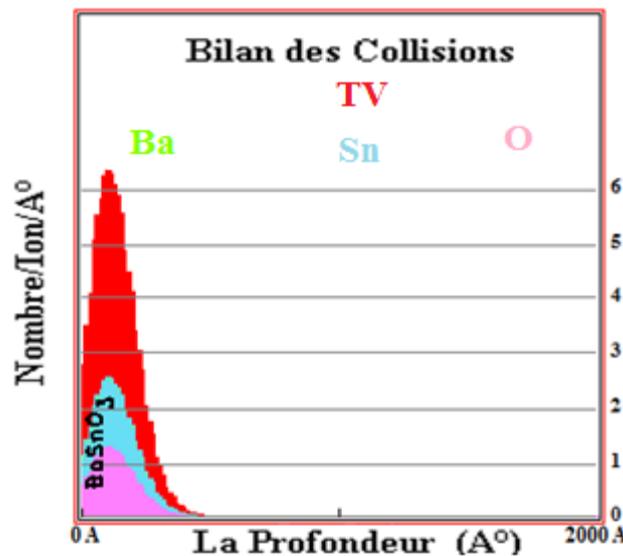


Figure IV-21: le nombre de défauts des atomes cible BaSnO₃ créé par le bombardement des ions Th (80 KeV) en fonction de la profondeur.

IV.5. Résumé des résultats et conclusions

Le tableau IV-6, représente le cas de la désintégration de l'uranium 238 en particules alpha d'énergie de l'ordre 4 MeV et un noyau de thorium d'énergie de 80 KeV, les résultats trouvés confirment bien notre analyse

Ion	Energie (KeV), Angle d'incidence (degré)	Se(E)		Sn(E)				Ionisation Totale (%)	Energie Elastique Totale (%)
		IONISATION		LACUNES		PHONONS			
		Ion %	Cascade %	Ion %	Cascade %	Ion %	Cascade %		
He	4MeV, 0°	99,70	0,06	0,0	0,01	0,04	0,19	99,76	0,24
Th	80KeV, 0°	9.57	25.29	0,17	4.74	0,39	59.84	34.86	65.14

Tableau IV-6 : Distribution des pertes d'énergies électroniques et nucléaires dans le BaSnO₃ bombardée par des ions d'Hélium et de Thorium.

1°)- pour l'ion d'Hélium :

- . 99,76 % de l'énergie de l'énergie incidente (4 MeV) dissipée sous forme d'ionisations et excitations.
- . 0,24 % de l'énergie est dissipée par des déplacements atomiques.

2°)- pour L'ion de Thorium :

- . 34.86% de l'énergie est dissipée sous forme de pertes électroniques.
- . 65.14% de l'énergie est dissipée par les déplacements atomiques

Les noyaux de reculs concernant la désintégration de l'uranium (le thorium) d'énergie de l'ordre de 80 KeV, de masse très grande comparée à la masse des différents constituants des perovskites, et au nombre égal à celui des alpha émis ~ 12500 noyaux de thorium par seconde.

Ces noyaux se distribuent dans la zone superficielle d'épaisseur environ $2R_p \sim 376 \text{ \AA}$, comparé à la zone affectée par les particules alpha qui de l'ordre de 102490 \AA ($10,249 \mu\text{m}$), on constate que plus de 65% de l'énergie de thorium est dissipée par des collisions élastiques, par des déplacements des atomes cibles, en plus ces atomes une fois dans la cascade de collision contribuent beaucoup plus à la création de désordre dans les cibles perovskites figures IV-17 et 18

Les particules alpha accélérées à des énergies de 1 à 5 MeV dans les cibles étudiées (BaSnO_3 , et Pb) sont thermalisées par des chocs successifs et cèdent plus de 99% de leurs énergies par des chocs inélastiques avec les électrons (voir tableau IV-6) sous forme d'ionisations et excitations, et le reste de l'énergie est dissipé en fin de parcours par des chocs élastiques avec les atomes cibles. Le nombre de déplacement de ces atomes cibles par ion incident varie entre 145 et 210, voir figure IV-12.

Nos résultats de calculs confirment bien les études expérimentales réalisées par [12, 13, 14] sur le bombardement avec des ions d'hélium dans les céramiques. Voici les conclusions qu'on peut tirer :

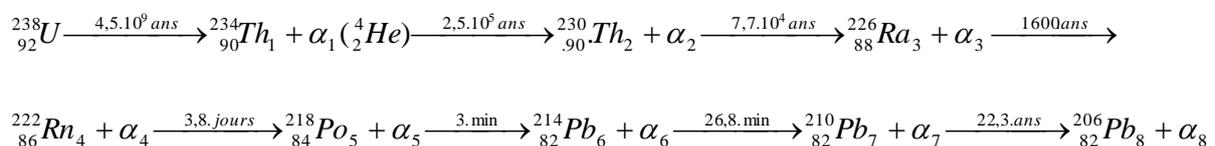
-Les particules alpha se distribuent en profondeur d'une façon asymétrique et s'accumulent en contraignant la matrice perovskite ou même formant des bulles [15], dans ces deux cas, il y'a forte chance pour que l'accumulation d'He après une certaine dose de saturation conduit à la fissuration [1] et même à une amorphisation partielle [16]. Il faut préciser que les auteurs [1, 15, 16] ont réalisé leurs travaux expérimentalement, avec des doses des particules alpha de 10^{16} à 10^{19} ions α/g réalisées au bout d'un temps de quelques heures, alors que dans la nature, les matériaux perovskites sont exposés à des doses de la radioactivité naturelle qui sont dans le cas de l'uranium de 12500 particules alpha et 12500 noyaux de thorium par seconde, et pour arriver à des doses expérimentales pour un gramme d'uranium il faut un temps de plusieurs milliers d'années ou il faut une quantité d'uranium très grande.

-les distributions des alphas dans les matériaux perovskites diffèrent de celles dans le plomb par la dispersion des parcours, c'est-à-dire que la largeur de la zone affectée par l'irradiation dans le cas du Pb est supérieure à celle dans le cas des céramiques utilisées dans nos calculs, donc, ces matériaux céramiques peuvent mieux arrêter les alpha que le plomb tableau IV-2.

-On a deux types d'irradiations :

1) **L'irradiation externe** qui est le but de notre étude « double bombardement des perovskites avec les α et les noyaux de thorium 234 ».

2) **L'irradiation interne** qui est la suite des désintégrations dans la série radioactive de l'uranium c'est-à-dire, le Thorium 234 donne des α et un noyau de thorium 230 et ainsi de suite :



Nous pouvons supposer que les 8 processus de désintégrations ci-dessus énumérés, contribuent de la même manière, ce qui nous donne une image approchée des effets combinés du phénomène global des désintégrations. C'est ainsi que les noyaux de thorium vont à leurs tours donner des α d'énergie de l'ordre de 4,5MeV et des noyaux de thorium 230 d'énergie < 100 KeV et ainsi de suite jusqu'à l'élément stable qui est le plomb 206.

Pour le processus externe, nous distinguons en fait deux zones bien séparées le long de l'épaisseur de la matrice Perovskite :

La première zone qui s'étend de 0 à 376 A° où nous avons une distribution exclusive des noyaux de Th²³⁴ qui sont entièrement piégés.

La deuxième zone qui s'étend de 102490 à 106490A° où s'accumulent les alphas. Par conséquence, l'ensemble des effets combinés donne une première zone affectée par les noyaux lourds « Th234, Th230,Pb206 » de 0 à 3008A°, et une deuxième zone qui s'étend donc de 102490 à 109490A°.

-Et nous concluons en disant que la zone globale affectée par tous le processus de désintégration pendant des milliers d'années est inférieure à 11µm

-La zone intermédiaire entre 3008A° et 102490A°est pratiquement non affectée.

-Les noyaux de thorium sont piégés en positions interstitielles et substitutionnelles. Les actinides ayant un rayon ionique comparable à celui de Ba, peuvent de ce fait occuper leurs positions (Th : 95pm, Ba : ~253pm) .

REFERENCES

- [1] C. Sabathier, Effet de l'irradiation dans une Perovskite : utilisation de cette matrice pour le conditionnement des actinides, Thèse de doctorat, Université Paris XI ORSAY, N° D'ordre : 7246, juillet 2003.
- [2] Ziegler J.F., Biersack J.P., Littmark U., The stopping and Range of Ions in Solids, New York: Pergamon Press, 1985, 321 p.
- [3] J. F. Ziegler, T. M. Manoyan, the Stopping of ions in compounds. Nuclear Instruments & Methods in Physics Research. B, U35, P 215-228 (1988).
- [4] J.P. Biersack, Nucl. Inst. & Methods 182/183, 199 (1981).
- [5] N.Moncoffre, Mat Sc Eng 1987. 90,99.
- [6] F. Z. Benkenfoud, A. Belaidi, S. Hiadsi, A. Zanoun, Nitrogen phosphorus ions implantation in iron based alloys, envoy 20/08/1999. Au Algerian Journal of Advanced Physics AJAM36/2000, December 2000.
- [7] S. Hiadsi, A. Belaidi, F. Z. Benkenfoud, D. Kadri, Nitrogen and Phosphorus Implantation in alloy amorphous ($\text{FeCrC}_{12}\text{P}_8$) Algerian Journal of Advanced Materials. 06/09/99.
- [8] Lindhard J., Scharff M. and Shiott H. E., Range concepts and heavy ion ranges., Mat. Phys. Medd., 33 (1963), 14.
- [9] F. Z. Benkenfoud, S. Hiadsi, A. Zanoun, A. Belaidi. Study of Evolution the Thermal Phase at Low Energy in Stainless Steel. Phy. Chim. New 17 (2004) 85-92.
- [10] S. Hiadsi, L. Halles, A. Mokedem, A. Allali. Les mecanismes lies aux cascades de collisions dans le Fer. SIPE7 CUBechar Oct 2004.
- [11] S. Hiadsi, G. Marest, J. Tousset, P. Guiraldenq, Ngyen Du. Implantation ionique d'azote en surface dans des rubans métalliques amorphe types Fe-CR-P-C en vue d'améliorer leurs résistances à l'usure. 12^{eme} Congrès Mondial des traitements de surface octobre 1988.
- [12] Ouchani S., J.-C. Dran and Chaumont J., Applied Geochemistry, 13 (1997) 707-714, "Exfoliation and diffusion following helium ion implantation in fluoroapatite : implications for radiochronology and radioactive waste disposal."
- [13] Ziegler J. F., Biersack J. P., Stopping and Range of Ions in Matter, SRIM 2003.10.
- [14] Ouchani S., J.-C. Dran and Chaumont J. ; Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B 132 (1997) 447-451, "Evidence of Ionization Annealing Upon Helium Ion Irradiation of

Pre-Damaged Fluoroapatite".

[15] Ouchani S., J.-C. Dran and Chaumont J., *Applied Geochemistry*, 13 (1997) 707-714,

[16] Philippe .Carrez, *Evolution des Silicates Interstellaires et Circumstellaires : le Rôle des Irradiations.*, Thèse de doctorat, USTL France, N° D'ordre : 3155, 27 septembre 2002

CONCLUSION

“ Il ne faut conclure que quand on ne peut pas faire autrement ”

Louis Pasteur

Conclusion

Certains oxydes pérovskites sous forme cristalline, plus particulièrement le Stannate de baryum (BaSnO_3) et le plomb (Pb), sont des matrices potentielles pour le confinement des déchets radioactifs (Thorium, des actinides mineurs.... Etc).

Les résultats numériques indiquent que l'irradiation de (Pb) et (BaSnO_3), avec comme ions lourds de Thorium de quelques centaines de keV (50-150 KeV) et ion léger comme le noyau de l'hélium de quelques MeV (1-5 MeV) crée un désordre structural important dans les matrices cristallines dans une zone superficielle d'épaisseur de 376\AA à des énergies de l'ordre 80 KeV pour les ions de Thorium et de 102490\AA° à des énergies de l'ordre 4 MeV pour les ions d'hélium qui distribuent en profondeur à quelques micromètres d'une façon asymétrique formant ainsi des bulles. Le désordre total (amorphisation) n'est jamais atteint dans le cas de matériau à structure pérovskite (le Stannate de baryum (BaSnO_3) et contrairement au plomb (Pb). Ces résultats montrent également l'influence déterminante de la concentration en produits de fission sur leur relâchement dans les matériaux étudiés, avec une forte augmentation du relâchement quand la concentration excède une valeur seuil, ou en présence de défauts produits par une irradiation avec des ions lourd de thorium (Th) et légère l'hélium (He).

Nous avons mis en évidence que les défauts paires de Frenkel et phonons vibrations du réseau sont prépondérant sous l'effet du bombardement de thorium, les remplacement ou les substitutions sont aussi toxiques dans la matrice de pérovskite Nous avons aussi comparé les mêmes pérovskites confinent mieux les actinides.

Il nous reste à confronter nos résultats aux données expérimentales ainsi que ceux déduits par d'autres codes essentiellement basés sur une approche de type dynamique moléculaire.

Liste des tableaux

Tableau -I-1 : Evolution des structures cristallines en fonction de la valeur du Facteur de tolérance	8
Tableau -I-2 : Propriétés des BaSnO ₃	11
Tableau -VI-1 : Detail des proprietes chimiques et physiques des échantillons	62
Tableau -IV-2 : Statistique des deux premiers moments physiques (R_p et ΔR_p) lors de l'implantation ionique dans BaSnO ₃ et dans Pb par des ions d'hélium	69
Tableau -IV-3 : Le taux des pertes d'énergies sous formes Ionisation, Défauts et Phonons en fonction de l'énergie de particule chargée l'He sur le BaSnO ₃	71
Tableau -IV-4 : Statistique des deux premiers moments physiques (R_p , ΔR_p) lors de l'implantation ionique dans e BaSnO ₃ et dans Pb par des ions de Thorium	74
Tableau -IV-5 : Le taux des pertes d'énergies sous formes Ionisation, Défauts et Phonons en fonction de l'énergie de particule chargée le Th sur le BaSnO ₃	76
Tableau -IV-6 : Distribution des pertes d'énergies électroniques et nucléaires dans le BaSnO ₃ bombardée par des ions d'Hélium et de Thorium	80

Liste des Figures

Figure- I-1 : Maille élémentaire idéale de la pérovskite simple cubique ABO_3	4
Figure -I-2 : Maille de la pérovskite simple: mise en évidence de l'octaèdre d'oxygène.....	5
Figure -I-3 : Arrangements atomiques à l'intérieur de la maille des pérovskites ABO_3	6
Figure -I-4 : Maille de la pérovskite double $Sr_2 FeMoO_6$ ($A_2 BB'O_6$) .Les cations Sr^{+2}	7
Figure -I-5 : Maille de la pérovskite simple ABO_3 cubique	8
Figure- I-6 : Une image montre le Brun cristal de tausonite dans une matrice Échelle: Image taille 3 mm	10
Figure -I-7 :structure de perovskite de $BaSnO_3$	10
Figure -II-1 : Les processus atomiques monoélectroniques élémentaires	15
Figure- I-2 : Schéma des différentes interactions ion-solide : élastiques – inélastiques.....	17
Figure -II-3 : Représentation schématique d'une cascade de collisions	17
Figure -II-4 : Composantes nucléaires et électroniques du pouvoir d'arrêt en fonction de la vitesse de l'ion incident.....	19
Figure -II-5 : représentation d'une collision binaire dans les coordonnées du laboratoire dans le plan (x,y)	20
Figure -II-6 : représentation d'une collision binaire dans les coordonnées du centre de masse dans le plan	21
Figure- II-7 : Diagramme des vitesses de l'ion incident qui permet d'exprimer la tangente de l'angle φ en fonction de l'angle θ	23
Figure -II-8 : représentation d'une collision entre deux particules dans le CM.....	24
Figure -II-9 : Interaction entre deux corps en fonction du paramètre d'impact.....	26
Figure- II-10 : Pouvoir d'arrêt nucléaire (courbe pleine) et pouvoir d'arrêt électronique (en pointillé)	33
Figure -II-11 : Formation d'une cascade de déplacement	35
Figure -II-12 : parcours projeté R_p et parcours total R d'un ion pénétrant dans la matière	39
Figure -II-13 : Schématisation d'une implantation ionique à travers un masque.....	40
Figure -III-1 : Schéma de principe des méthodes de Monte-Carlo	54
Figure- III-2 : Représentation schématique du principe de fonctionnement du programme TRIM	56
Figure- III-3 : l'interface de SRIM2008 avant le lancement de calcul (a). L'interface de SRIM2008 après le lancement de calcul (b).....	58

Liste des Figures

Figure -IV-1 : Quelques vues de différent plans qui démontrent La cascade de collision en fonction de la profondeur pour une énergie de 4MeV pour le bombardement d'ion d'hélium dans le BaSnO ₃ et le Pb	64
Figure -IV-2: Distribution en profondeur des ions d'hélium pour une énergie de 4MeV a) dans le BaSnO ₃ , b) dans le Pb	65
Figure -IV-3: Profil de perte d'énergie électronique pour une énergie de 4 MeV (en rouge: ions d'hélium, en bleu :(a : atomes de recul BaSnO ₃ , b : atomes de recul Pb))	66
Figure -IV- 4: Profil de distribution du phonons pour une énergie de 4 MeV (en rouge: ions d'hélium, en bleu: (a: atomes de recul BaSnO ₃ , b: atomes de recul Pb)).....	66
Figure -IV-5: Profil de Distribution de recul d'ion en fonction de la profondeur pour une énergie de 4MeV	67
Figures- IV-6: Profil de distribution des événements de dommages en fonction de la profondeur pour une énergie de 4MeV	68
Figure IV-7: La variation de la déviation standard ΔR_p en fonction de l'énergie.....	69
Figure -IV-8: Les profils de distribution des penetrations des ions d'Hélium en fonction de l'énergie dans le BaSnO ₃ , Pb « SRIM2008 »	70
Figure- IV-9 : l'énergie transféré aux atomes de cible BaSnO ₃ en fonction de l'énergie incident du projectile	72
Figure -IV-10: Le taux de l'énergie dissipé sous forme ionisation des ions Hélium et les atomes de recules de BaSnO ₃ en fonction de l'énergie incident.....	72
Figure -IV-11: Le taux de l'énergie dissipé sous forme phonon des ions Hélium et les atomes de recules de BaSnO ₃ en fonction de l'énergie incident	73
Figure -IV-12 : Le nombre des défauts crée par les ions d'He et les atomes de recules en fonction d'énergie dans le BaSnO ₃	73
Figure -IV-13 : Les profils de distribution des pénétrations des ions de Thorium dans le BaSnO ₃ , Pb « SRIM2008 »	75
Figure -IV -14: La variation de la déviation standard ΔR_p des ions de Thorium en fonction de l'énergie	75
Figure-IV-15 : Le taux d'énergie dissipé sous forme ionisation, phonons et défauts des ions Thorium et les atomes de recules de BaSnO ₃ en fonction de l'énergie incident	77

Liste des Figures

Figure -IV-16 : Le taux d'énergie dissipé sous forme ionisation des ions Thorium et les atomes de reculés de BaSnO ₃ en fonction de l'énergie incident.....	77
Figure -IV-17: Le taux d'énergie dissipé sous forme de défaut des ions Thorium et les atomes de reculés de BaSnO ₃ en fonction de l'énergie incident.....	78
Figure -IV-18: Le taux d'énergie dissipé sous forme de Phonons des ions Thorium et les atomes de reculés de BaSnO ₃ en fonction de l'énergie incident.....	78
Figure -IV-19: le nombre de déplacement des atomes cible BaSnO ₃ créé par le bombardement des ions Th (80 Kev)en fonction de la profondeur	79
FigureIV-20: le nombre de remplacement (substitution) des atomes cible BaSnO ₃ créé par le bombardement des ions Th (80 Kev)en fonction de la profondeur	79
FigureIV-21: le nombre de défauts des atomes cible BaSnO ₃ créé par le bombardement des ions Th (80 Kev)en fonction de la profondeur	80