

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



Université Ibn Khaldoun – Tiaret

Faculté des Sciences et de la Technologie et Sciences de la Matière

Mémoire

Présenté par

Selmoun Meriem

Pour obtenir le diplôme de

Master

Spécialité : Technologie et physique des couches minces nanostructures

Sujet :

*Modélisation de la double irradiation d'une
matrice de stockage (LaAlO₃) des déchets
radioactifs*

Soutenue le :14/06/2017

Devant le jury:

Mr H. Belarbi

M.C.A

Président

Mr.A.Adjadje

M.C.A

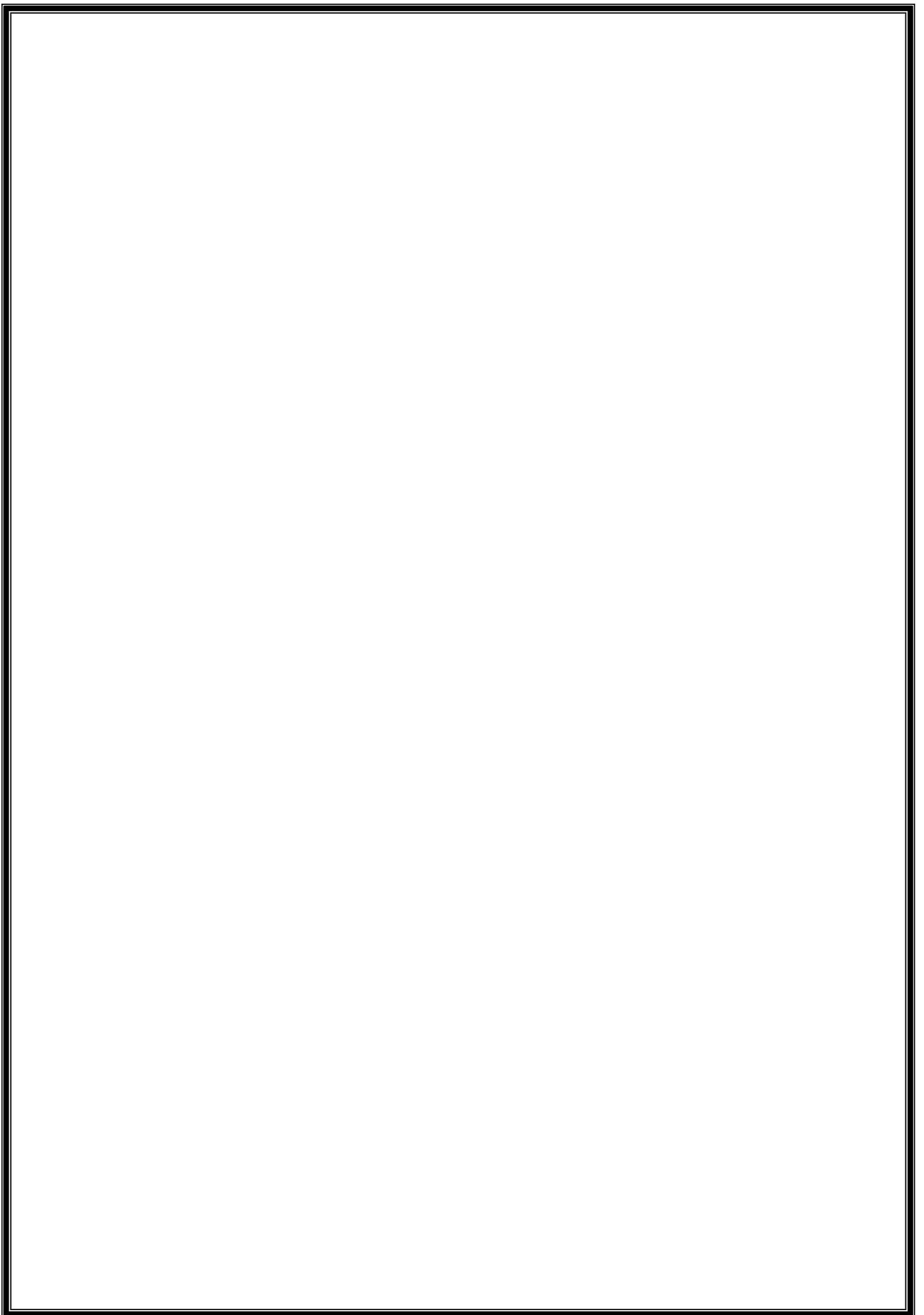
Examineur

Mr . L. Halis

M.A.A

Encadreur

Année université:2016/2017



REMERCIEMENTS

Ce travail a été réalisé au sein de l'équipe : Conception et Modélisation des Matériaux pour l'Optoélectronique du laboratoire de Génie Physique de l'Université Ibn-Khaldoun, Tiaret (Algérie).

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

*Je voudrais également remercier Monsieur **Ladjal HALIS**, qui a toujours su motiver et co-diriger mon travail. Je ne saurais le remercier assez pour les connaissances tant scientifiques que culturelles qu'il m'a apportées.*

*Je voudrais également remercier Monsieur **H. Belarbi**, de m'avoir fait honneur d'être le président de mon jury.*

*Je remercie aussi Monsieur **A.Adjadje**, de m'avoir fait honneur d'être parmi jury pour ce travail.*

Je voudrai que ceux qui ont participé de près ou de loin à la réalisation de ce travail trouvent ici le témoignage de ma reconnaissance.



Louange à Allah le tout puissant, qui m'a donné la volonté, la force, et qui m'a éclairé le bon chemin, que nul ne peut se faire sans son désir.

Je dédie ce travail :

A mes très chers parents qui ont tout sacrifié en ma faveur, c'est eux qui m'ont aidé dans ma vie. Je l'es porterais toujours dans mon cœur.

A ma 2^{ème} mère FRAIHA

A ma grande mère MBARKA

A mes frères : Mohamed, Abd el hak, Ayman, Aissa ;

A ma seour Torkia

A ma grande famille

Liste des tableaux

Liste des tableaux

Chapitre –I-

Tableau-I-1 : configuration électronique des éléments constitutifs des pérovskites cubiques CaTiO₃, SrTiO₃, PbTiO₃ et LaAlO₃9

Tableau-I-2 : Facteur de tolérance et symétrie cristalline a température ambiante de CaTiO₃, SrTiO₃, PbTiO₃ et LaAlO₃9

Chapitre –IV-

Tableau VI-1: Détail des propriétés chimiques et physiques des échantillons...63

Tableau IV-2: Statistique des deux premiers moments physiques (R_p et ΔR_p) lors de l'implantation ionique dans l'aluminate de lanthane et dans le plomb par des ions d'hélium à des énergies variant entre 1MeV jusqu'à 5MeV.....71

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 LaAlO₃.....73

Tableau IV-4: Statistique des deux premiers moments physiques ($R_p, \Delta R_p$) lors de l'implantation ionique dans l'aluminate de lanthane et dans le plomb par des ions de Thorium à des énergies variant entre 50KeV jusqu'à 110KeV.....77

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 LaAlO₃...80

Tableau IV-6 : Distribution des pertes d'énergies électroniques et nucléaires dans le LaAlO₃ bombardée par des ions d'Hélium et de Thorium.....84

Liste des figures

Liste des figures

Chapitre –I-

Figure I-1 : Maille élémentaire idéale de la pérovskite simple cubique ABO_3	5
Figure -I-2 : Maille de la pérovskite simple: mise en évidence de l'octaèdre d'oxygène	5
Figure I-3 : Représentations de la structure pérovskite cubique 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

Chapitre –II-

Figure. II-1 : Les processus atomiques mono électroniques élémentaires.....	15
Figure. II-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.....	20
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. ϕ 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.....	21
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.....	23
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.....	24

Liste des figures

- 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.....26
- Figure. II-9 :** Interaction entre deux corps en fonction du paramètre d'impact.....29
- Figure. II-10 :** Pouvoir d'arrêt nucléaire (courbe pleine) et pouvoir d'arrêt électronique (en pointillé).....36
- Figure. II-11:** Formation d'une cascade de déplacement.....38
- Figure. II-12:** parcours projeté R_p et parcours total R d'un ion pénétrant dans la matière...43
- Figure II-13:** Schématisation d'une implantation ionique à travers un masque.....43

Chapitre –III-

- Figure III-1:** Schéma de principe des méthodes de Monte-Carlo.....58
- Figure III-2 :** l'interface de SRIM2008 avant le lancement de calcul.....60

Chapitre –IV-

- 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 LaAlO_3 et le Pb.....66
- Figure IV-2:** Distribution en profondeur des ions d'hélium pour une énergie de 4MeV.....67
- Figure IV-3:** Profil de perte d'énergie électronique pour une énergie de 4 MeV.....68
- Figure IV- 4:** Profil de distribution des phonons pour une énergie de 4 MeV.....68
- Figure IV-5:** Profil de Distribution de recul d'ion en fonction de la profondeur pour une énergie de 4MeV.....69
- Figures IV-6:** Profil de distribution des événements de dommages en fonction de la profondeur pour une énergie de 4MeV.....70
- Figure IV-7:** La variation de la déviation standard ΔR_p en fonction de l'énergie.....72

Liste des figures

Figure IV-8: Les profils de distribution des pénétrations des ions d'Hélium en fonction de l'énergie dans le LaAlO_3	72
Figure IV-9 : l'énergie transféré aux atomes de cible LaAlO_3 en fonction de l'énergie incident du projectile.....	74
Figure IV-10: Le taux de l'énergie dissipé sous forme ionisation des ions Hélium et les atomes de recules de LaAlO_3 en fonction de l'énergie incident.....	75
Figure IV-11: Le taux de l'énergie dissipé sous forme phonon des ions Hélium et les atomes de recules de LaAlO_3 en fonction de l'énergie incident.....	75
Figure IV-12 : Le nombre des défauts crée par les ions d'He et les atomes de recules en fonction d'énergie dans le LaAlO_3	76
Figure .IV.13 : Les profils de distribution des pénétrations des ions de Thorium dans le LaAlO_3 , Pb.....	78
Figure IV 14: La variation de la déviation standard ΔR_p des ions de Thorium en fonction de l'énergie.....	79
Figure IV-15 : Le taux d'énergie dissipé sous forme ionisation, phonons et défauts des ions Thorium et les atomes de recules de LaAlO_3 en fonction de l'énergie incident.....	80
Figure IV-16 : Le taux d'énergie dissipé sous forme ionisation des ions Thorium et les atomes de recules de LaAlO_3 en fonction de l'énergie incident.....	81
Figure IV-17: Le taux d'énergie dissipé sous forme de défaut des ions Thorium et les atomes de recules de LaAlO_3 en fonction de l'énergie incident.....	81
Figure IV-18: Le taux d'énergie dissipé sous forme de Phonons des ions Thorium et les atomes de recules de LaAlO_3 en fonction de l'énergie incident.....	82
Figure IV-19 : Profil de distribution des événements de dommages en fonction de la profondeur pour une énergie de 80MeV.....	83
Figure IV-20: Profil de Distribution de recul d'ion en fonction de la profondeur pour une énergie de 80MeV.....	84



Sommaire

SOMMAIRE

Introduction générale.....	1
----------------------------	---

CHAPITRE I

LES MATERIAUX PEROVSKITES

I .1.Introduction.....	4
I .2.La structure de pérovskite	4
I.3. Critère de stabilité de la structure pérovskite.....	7
I.3.1.Le facteur de tolérance t de Goldschmidt	7
I.4 Les pérovskites cubiques CaTiO ₃ , SrTiO ₃ , PbTiO ₃ et LaAlO ₃	8
I.4.1 CaTiO ₃	9
I.4.2 SrTiO ₃	10
I.4.3 PbTiO ₃	10
I.4.4 LaAlO ₃	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

SOMMAIRE

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.....	20
II.2.2.3. Evaluation de l'angle de diffusion	24
II.2.2.4. Expression de la perte d'énergie	27
II.2.2.5. Perte d'énergie nucléaire	31
II.2.2.6. Notion de section efficace	29
II.2.2.7. Perte d'énergie électronique	29
II.2.2.8.Comparaison entre les pertes d'énergie nucléaire et électronique	33
II.2.2.9. Dégâts créés par le dépôt d'énergie nucléaire	37
II.2.2.10. Dispersion en énergie du faisceau incident : le « straggling »	38
II.2.2.11. Différents potentiels d'interactions	39
II.2.2.11.a. Autre modèles de potentiels	39
II.2.2.12. Fonctions d'écrans	41
II.3. Distribution en profondeur des ions implantés	42
II.3.1. Les Parcours	42
II.3.2. Création de défauts	44
II.3.3. Distribution de Gauss	45
II.3.4. Distribution de Pearson	47
II.3.5. Autre distribution d'implantation	48

SOMMAIRE

Références	49
------------------	----

CHAPITRE III

Codes et Simulations Numériques

III.1. Introduction	50
III.2. Les code basés sur l'approximation des collisions binaires	50
III.2. Pour les cibles amorphes	50
III.2.2.1. le programme TRIM	51
III.2.2. Pour les cibles cristallines	53
III.2.3. Remarques	53
III.3. La méthode de l'équation de transport	54
III.3.1. La théorie du transport	54
III.3.2. La solution générale de l'équation de transport.....	56
III.4. Méthode Statistique de Monte-Carlo.....	58
III.4.1. Le principe de Monte-Carlo	58
III.5. Simulations réalisées par le logiciel SRIM	59
III.5.1. Présentation du logiciel de simulation numérique SRIM	59
III.5.2. Caractéristiques générales des implantations	60
Références.....	61

SOMMAIRE

Chapitre IV

RESULTATS ET DISCUSSIONS

.1.Introduction	63
IV.2. Description générale des résultats de la simulation de l'irradiation des Particules alpha dans le LaAlO ₃ et CaTiO ₃ et dans le Pb	64
IV.2.a. Quelques vues de la cascade de collision.....	65
IV.2.b. Profils de distribution des parcours d'He.....	67
IV.2.c. Perte d'énergie et création des désordres.....	67
IV.2.c.1. Ionisation.....	67
IV.2.c.2. les phonons.....	68
IV.2.c.3. Profil de distribution des atomes.....	69
IV.2.c.4 Bilan des différents événements dans la cascade de collision	69
IV.3. Résultats et discussions du bombardement avec les ions d'hélium....	71
IV.3.1.Distribution des parcours	73
IV.3.2. Perte d'énergie et création des désordres.....	73
IV.4. Résultats et discussions du bombardement avec les ions de Thorium...76	
IV.4.1.Distribution des parcours	77
IV.4.2. Perte d'énergie et création des désordres.....	79
IV.5. Résumé des résultats et conclusions.....	84
Références.....	88
Conclusion.....	90

SOMMAIRE

Introduction générale

Introduction générale

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 sub surface 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.

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

Introduction générale

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.

Mon 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, [2], en illustrant les différents dégâts créés dans les matériaux (la zirconite de baryum, le titanate de calcium, 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 (SRIM2008) [3] 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 L'aluminate de lanthane (LaAlO_3).

Chapitre II : études de l'interaction ion matière.

Chapitre III : L'étude du programme de simulation utilisé (SRIM2008) et ses principes.

Chapitre IV : exposition et discussions sur les principaux résultats à travers la simulation sur les matières suivantes (CaTiO_3 , LaAlO_3 , Pb).

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

Introduction générale

Référence :

[1] "Altération par l'eau des verres borosilicates Expériences, modélisation et simulations Monte Carlo". Aurelien LEDIEU; Thèse de Doctorat. 04 octobre 2004.

[2] " 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>

[3] 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 Pérovskites

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 Pérovskite (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).

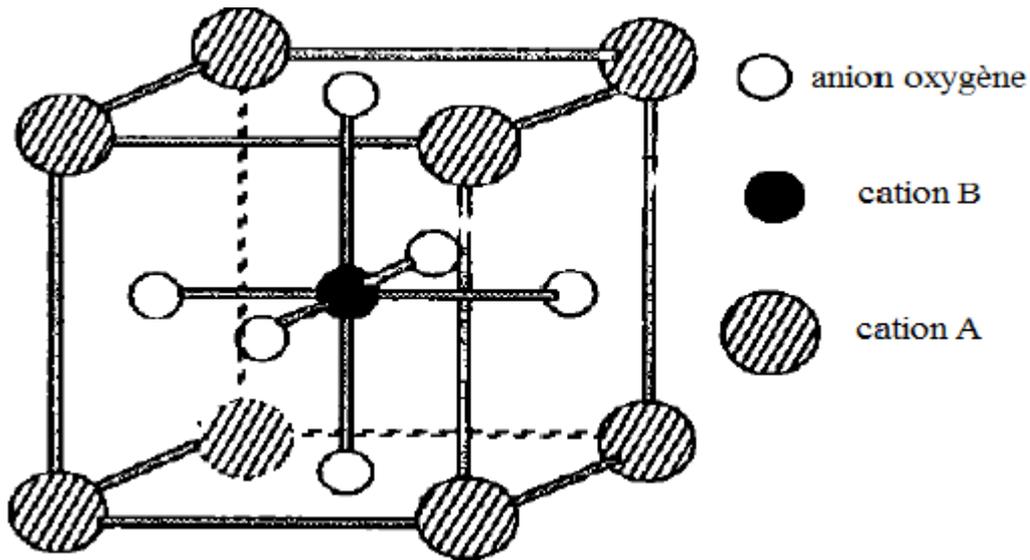


Figure I-1 : Maille élémentaire idéale de la pérovskite simple cubique ABO_3 [3]

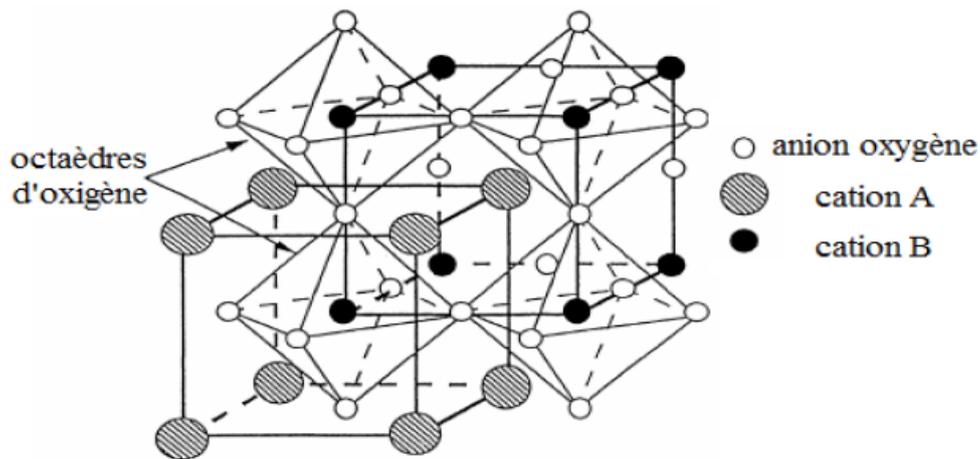


Figure I-2 : Maille de la pérovskite simple: mise en évidence de l'octaèdre d'oxygène [3].

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).

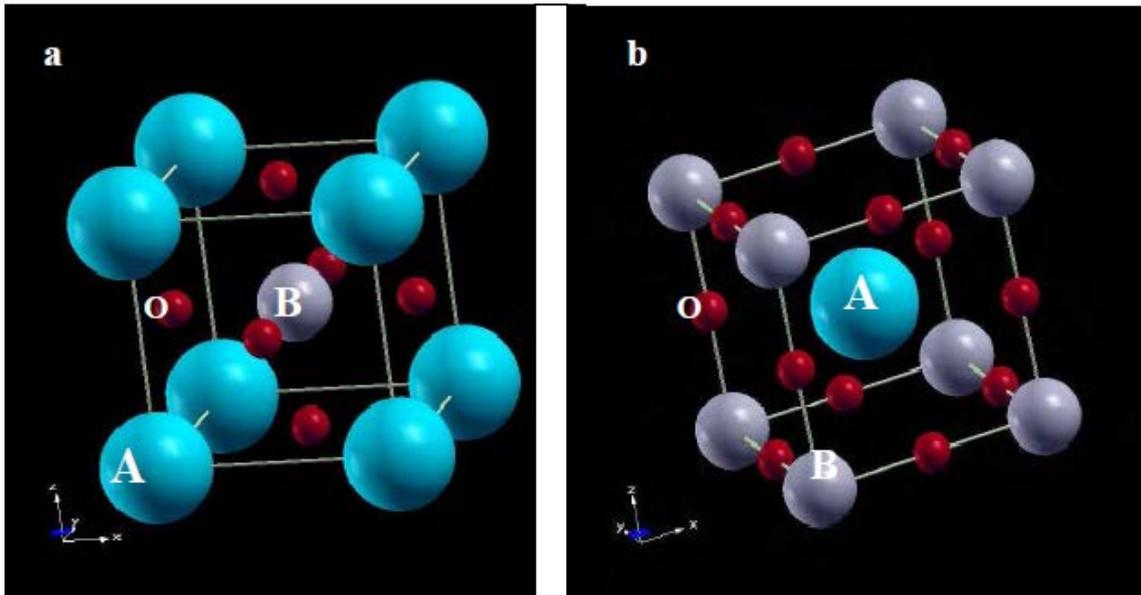


Figure I-3 : Représentations de la structure pérovskite cubique ABO_3

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 :

$(Pb_{1-x} Lax)(Zry Ti_{1-y})O_3$ (PLZT) (la figure -I.4) [4]

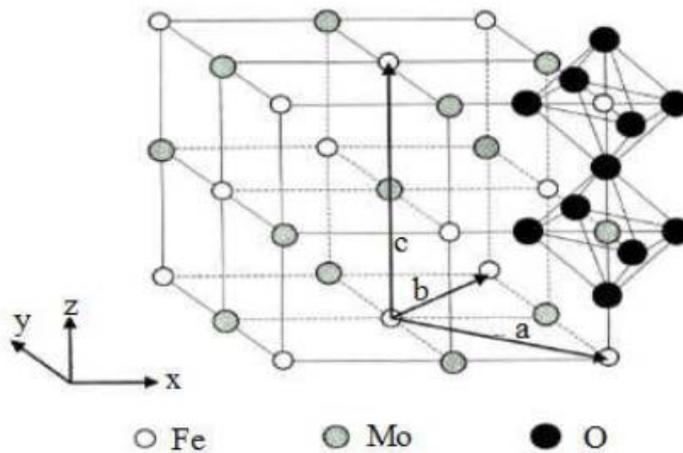


Figure I.4: Maille de la pérovskite double $Sr_2 FeMoO_6 (A_2 BB'O_6)$. Les cations Sr^{+2} (Situés au centre de chaque cellule) ne sont pas représentés[5]

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 coordinence 12 et les cations B sur les sommets. Pour le triangle rectangle isocèle (marqué sur la figure avec de 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:

$$2(r_B + r_O)^2 = (r_A + r_O)^2, \text{ soit}$$

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

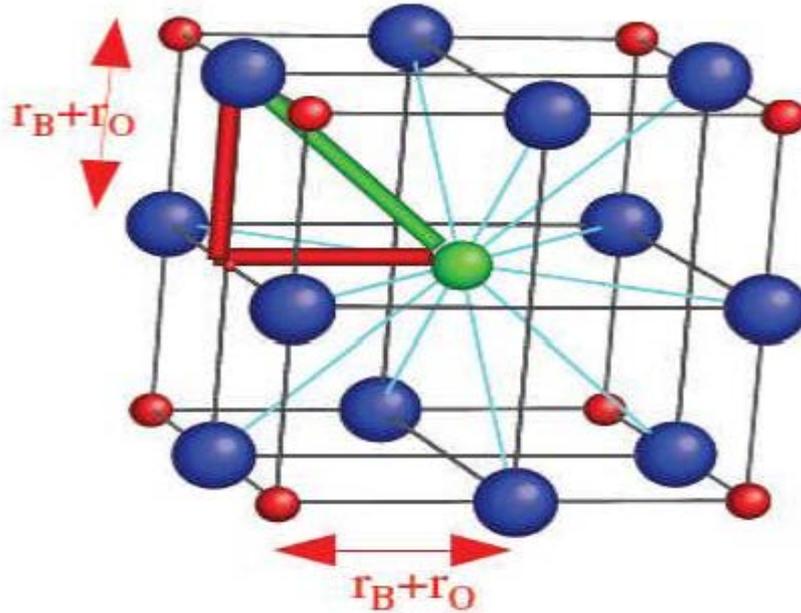


Figure I.5 : Maille de la pérovskite simple ABO_3 cubique.

Le rapport $\frac{(r_A + r_O)}{\sqrt{2}(r_B + r_O)} = 1$, pour la structure cubique. Goldschmidt [6] a défini ainsi le

Facteur de tolérance t (facteurs de Goldschmidt), comme:

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

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

I.4 Les pérovskites cubiques $CaTiO_3$, $SrTiO_3$, $PbTiO_3$ et $LaAlO_3$:

La configuration électronique des éléments constitutifs des pérovskites cubiques $CaTiO_3$, $SrTiO_3$, $PbTiO_3$ et $LaAlO_3$ est illustrée dans le tableau I-2. Elle sera utile pour l'étude de leurs propriétés, notamment les propriétés électroniques. Dans le tableau I-3, nous reportons le facteur de tolérance et la symétrie cristalline à température ambiante de $CaTiO_3$, $SrTiO_3$, $PbTiO_3$ et $LaAlO_3$ [8-9].

Matériau	CaTiO ₃	SrTiO ₃	PbTiO ₃	LaAlO ₃
Configuration électronique	Ca : [Ar] 4s ²	Sr : [Kr] 5s ²	Pb : [Xe] 4f ¹⁴ 5d ¹⁰ 6s ² 6p ²	La : [Xe] 6s ² 5d ¹
	Ti : [Ar] 4s ² 3d ²	Ti : [Ar] 4s ² 3d ²	Ti : [Ar] 4s ² 3d ²	Al : [Ne] 3s ² 3p ¹
	O : [He] 2s ² 2p ⁴	O : [He] 2s ² 2p ⁴	O : [He] 2s ² 2p ⁴	O : [He] 2s ² 2p ⁴

Tableau I-1: Configuration électronique des éléments constitutifs des pérovskites cubiques CaTiO₃, SrTiO₃, PbTiO₃ et LaAlO₃

Matériau	Facteur de tolérance (<i>t</i>)	Système cristallin	Groupe spatial	Réf.
CaTiO ₃	0.966	Orthorhombique	<i>Pbnm</i>	[5]
SrTiO ₃	1.002	Cubique	<i>Pm$\bar{3}m$</i>	[6]
PbTiO ₃	1.019	Tétragonal	<i>P4mm</i>	[7]
LaAlO ₃	1.009	Rhomboédrique	<i>R$\bar{3}c$</i>	[8]

Tableau I-2: Facteur de tolérance et symétrie cristalline à température ambiante de CaTiO₃, SrTiO₃, PbTiO₃ et LaAlO₃

I.4.1 CaTiO₃ :

Dans la structure pérovskite de CaTiO₃, l'ion calcium est entouré de douze ions oxygène. L'ion titane, plus petit, est entouré de six ions oxygène [10]. Les cations Ca et Ti peuvent porter les charges +2 et +4 ou +3+ et +3 respectivement. CaTiO₃ est orthorhombique, de groupe spatial *Pbnm*, au-dessous de 1380 K. Entre 1380 K et 1500 K, il est orthorhombique mais de groupe spatial *Cmcm*. Entre 1500 K et 1580 K, il est tétragone, de groupe spatial *I4/mcm*. Au-dessus de 1580 K, il est devient cubique, de groupe spatial *Pm-3m* [11, 12].

CaTiO₃ est largement utilisé dans les matériaux céramiques pour l'électronique. Il est également une composante clé de *Synroc* (de *Synthétique ROCK*), une forme de roche synthétique employée pour immobiliser les déchets nucléaires [13-15]. Il possède un intérêt considérable pour ses transitions de phase [11, 12]. CaTiO₃ a été intensivement étudié pour sa constante diélectrique à haute température [16] et ses transitions de phase dans des conditions élevées de température et de pression [12, 15-20]. Il présente un grand coefficient électro-

optique et des lasers à diodes peu coûteux en sont fabriqués [21-23]. Il est également utilisé dans la fabrication des sondes de champ [24].

I.4.2 SrTiO₃ :

A température ambiante, SrTiO₃ est cubique, de groupe spatial $Pm\bar{3}m$ et de paramètre de maille 3.905 Å [25-27]. La pérovskite SrTiO₃ subit une transition de phase à 105 K et devient tétragonale ($a = b \neq c$). Le point de fusion de SrTiO₃ est à 2350 K. Dans SrTiO₃ cubique, l'ion Sr est entouré de douze ions oxygène. L'ion Ti, plus petit, est entouré de six ions oxygène (voir fig. I-2). SrTiO₃ est isolant avec un gap de 3.2-3.3 eV environ [28]. Sa permittivité est élevée ($\epsilon \approx 277$). Les surfaces de SrTiO₃ sont plates et sont chimiquement et mécaniquement stables. Du fait de ses propriétés structurales et isolantes, par ailleurs modulables par dopage ou par l'utilisation de multicouches, SrTiO₃ permet de répondre à de nombreuses applications : substrat pour l'épitaxie des supraconducteurs [29] ; électrode pour la photo catalyse de l'eau [30], couche tampon [31], diélectrique de grille, isolant pour mémoires à accès aléatoire dynamique (DRAM) [32]. Pour les applications en microélectronique, SrTiO₃ devrait constituer un matériau séduisant, à condition de conserver ses propriétés lorsqu'il est exploité en couches minces. En particulier, la permittivité élevée mesurée sur des monocristaux pourrait permettre de réduire les épaisseurs équivalentes électriques des oxydes de grille ou augmenter la densité surfacique de stockage des dispositifs DRAM.

I.4.3 PbTiO₃ :

PbTiO₃ est l'un des matériaux pérovskites ferroélectriques ayant des propriétés particulières telles que la température élevée de transition (763 K), un excellent coefficient piézoélectrique et une grande polarisation spontanée [33, 34]. Ces caractéristiques en font un candidat intéressant pour beaucoup d'applications, par exemple : capteurs ultrasoniques, déclencheurs micro et condensateurs multicouches [35, 36].

A basse température, le titanate de plomb PbTiO₃ cristallise dans la structure tétragonale $P4mm$ et passe à la structure cubique $Pm\bar{3}m$ à 763 K. Dans la structure pérovskite de PbTiO₃, l'ion Pb est entouré de douze ions oxygène. L'ion Ti, plus petit, est entouré de six ions oxygène

I.4.4 LaAlO₃ :

L'aluminate de lanthane LaAlO₃ est un matériau *pérovskite III-III* d'intérêt relativement récent. L'essentiel des travaux de la littérature porte sur des couches minces de LaAlO₃ amorphe déposées sur des substrats de silicium. LaAlO₃ possède une combinaison des propriétés d'Al₂O₃ (stabilité thermodynamique) et de La₂O₃ (haute constante diélectrique). Sa permittivité diélectrique est égale à 23,3 - 24,2 [37] et sa bande interdite est d'environ 5,7 eV [38]. LaAlO₃ est réputé pour être stable vis-à-vis de l'atmosphère. LaAlO₃ est potentiellement intéressant pour la réalisation d'oxydes de grille à haute permittivité diélectrique pour les transistors CMOS. LaAlO₃ est utilisé comme substrat pour la croissance de couches minces, notamment pour la croissance de matériaux ferroélectriques. Avec des propriétés légèrement supérieures, ce matériau rentre en concurrence directe avec les oxydes à base de HfO₂. Un des intérêts de ce matériau est de disposer d'une maille cristalline compatible avec celle du substrat de silicium. LaAlO₃ est stable thermodynamiquement avec le silicium [39] et le décalage du bord de la bande de conduction avec Si est d'environ 2 eV. Il présente un faible désaccord de maille, - 0,7 %, avec le silicium lorsque sa maille cristalline tourne de 45° par rapport à celle de Si.

LaAlO₃ est rhomboédrique à température ambiante, de groupe spatial $R\bar{3}c$. Au-dessus de 540-548 °C [9], LaAlO₃ est cubique (groupe spatial $Pm\bar{3}m$). La transformation cubique → rhomboédrique induit des variations des angles de liaison de seulement 1/10ème de degré. La température de fusion de LaAlO₃ est d'environ 2453 K.

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 à l'étude structurale et spectroscopique de céramiques pérovskites plzt : $(\text{Pb}_{1-3x}\text{La}_x\text{Ti}_{1-x/2})\text{Zr}_x\text{Ti}_{0,05}\text{O}_3$ ($x=0,01$ à $0,08$) et pztm : $\text{Pb}_{0,99}(\text{Zr}_{0,95}\text{Ti}_{0,05})_{0,97}\text{Nb}_{0,025}\text{O}_3$ 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 magnéto-résistives 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] R.H. Buttner and E.N. Maslen, Acta Cryst. B **48**, 644 (1992).
- [9] C.J. Howard, B.J. Kennedy, and B.C. Chakoumakos, J. Phys.: Cond. Matter **12**, 349 (2000).
- [10] D.F. Shriver, P.W. Atkins, and C.H. Langford, *Inorganic Chemistry*, 2nd edition, Oxford University Press, 1994.
- [11] B.J. Kennedy, C.J. Howard, and B.C. Chakoumakos, Phys. Rev. B **59**, 4023 (1999).
- [12] B.J. Kennedy, C.J. Howard, and B.C. Chakoumakos, J. Phys.: Cond. Matter **11**, 1479 (1999).
- [14] M.-T. Weller, *Inorganic Materials Chemistry*, Oxford University Press, 1994.
- [15] N.L. Ross and R.J. Angel, American Mineralogist **84**, 277 (1999).
- [16] X. Wu, S. Qin, Z.Y. Wu, Y.H. Dong, J. Liu, and X.D. Li, Acta Phys. Sin. **53**, 1967 (2004).
- [20] S.A.T. Redfern, J. Phys.: Condens. Matter **8**, 8267 (1996).
- [21] A.F. Tasch and L.H. Parker, Proc. I.E.E.E. **77**, 374 (1989).
- [23] R. Bruchans, D. Pitzer, M. Schreiter, and W. Wersing, J. Electroceramic **3**, 151 (1999).

- [24] J. Feinberg, D. Heiman, A.R. Tanguay Jr., and R.W. Hellwarth, *J. Appl. Phys.* **51**, 1296 (1980).
- [25] A. Ohkubo, A. Ohmoto, J. Nishimura, T. Makino, Y. Segawa, and M. Kawasaki, *Appl. Surf. Sci.* **52**, 2488 (2006).
- [27] Y. Deng, Y.L. Du, M.S. Zhang, J.H. Han, and Z. Yin, *Solid State Commun.* **135**, 221 (2005).
- [28] J.W. Liu, G. Chen, Z.H. Li, and Z.G. Zhang, *J. Solid State Chemistry* **179**, 3704 (2006) ; K. van Benthem, C. Elsässer, and R.H. French, *J. Appl. Phys.* **90**, 6156 (2001) ; A. Dejneka, M. Tyunina, J. Narkilahti, J. Levoska, D. Chvostova, L. Jastrabik, and V.A. Trepakov, *Physics of the Solid State* **52**, 2082 (2010).
- [29] C. Aruta, *Phys. Status Solidi A* **183**, 353 (2001).
- [30] N. Erdman, K.R. Poeppelmeier, M. Asta, O. Warshkow, D.E. Ellis, and L.D. Marks, *Nature* **419**, 55 (2002).
- [31] R. Droopard, Z. Yu, J. Ramdani, L. Hilt, J. Curless, C. Overgaard, J.L. Edwards Jr., J. Finder, K. Eisenbeiser, and W. Ooms, *Mater. Sci. Eng. B* **87**, 292 (2001).
- [32] A.B. Kozyrev, T.B. Samoiloa, A.A. Golovkov, E.K. Hollmann, D.A. Kalinikos, V.E. Loginov, A.M. Prudan, O.I. Soldatenkov, D. Galt, C.H. Mueller, T.V. Rivkin, and G.A. Koepf, *J. Appl. Phys.* **84**, 3326 (1998) ; H. Takashima, R. Wang, N. Kasai, A. Shoji, and M. Itoh, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 2883 (2003).
- [33] A.J. Moulson and J.M. Herbert, *Electroceramics*, 2nd ed., Wiley, Chichester, 2003.
- [34] B. Jaffe, W.R. Cook, and H. Jaffe, *Piezoelectric Ceramics*, Academic Press, New York, 1971.
- [35] G.H. Haertling, *J. Am. Ceram. Soc.* **82**, 797 (1999).
- [36] K. Uchino, *Piezoelectrics and Ultrasonic Applications*, Kluwer, Deventer, 1998.
- [37] J. Konopka and I. Wolff, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **40**, 2418 (1992).
- [38] S.G. Lim, S. Kriventsov, T.N. Jackson, J.H. Haeni, D.G. Schlom, A.M. Balbashov, R. Uecker, P. Reiche, J.L. Freeouf, and G. Lucovsky, *J. Appl. Phys.* **91**, 4500 (2002).
- [39] D.O. Klenov, D.G. Schlom, H. Li, and S. Stemmer, *Jpn. J. Appl. Phys.* **44**, L617 (2005)

CHAPITRE II:

La Théorie de Ralentissement

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 I-1) sont décrits de façon satisfaisante par un grand nombre de théories.

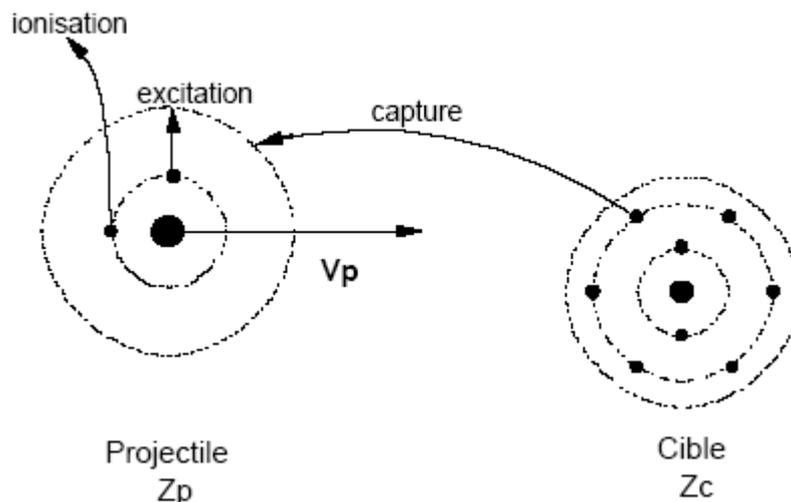


Figure. II-1 : Les processus atomiques mono électroniques élémentaires.

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 correspondent 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

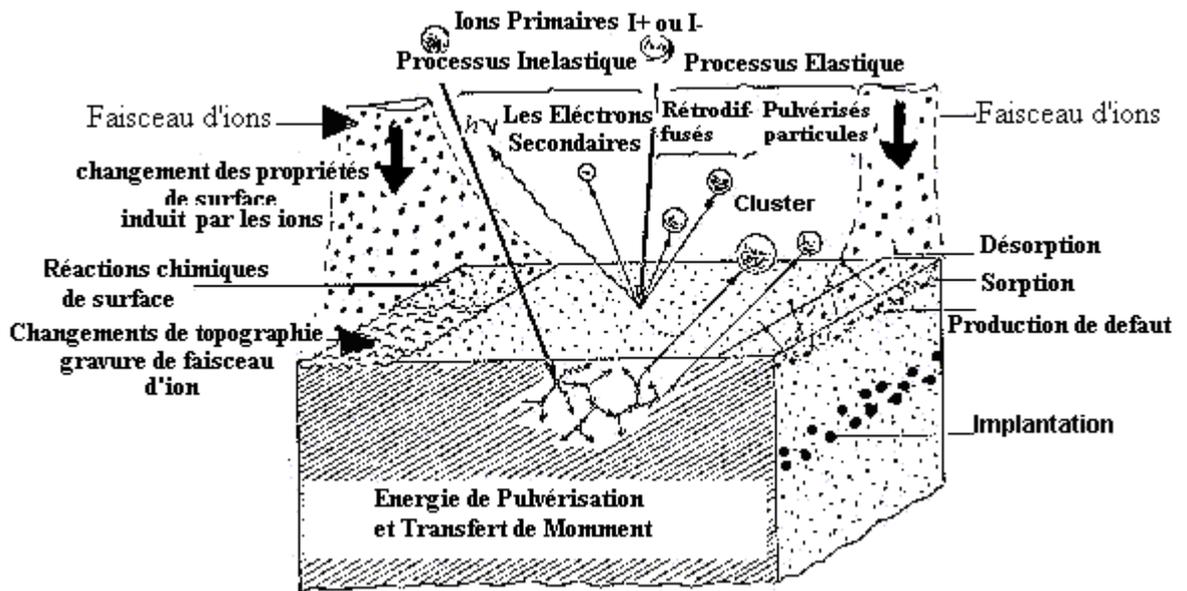


Figure.II-2 : Schéma des différentes interactions ion-solide : élastiques inélastiques.

La durée de vie d'une cascade est de l'ordre de 10^{-14} - 10^{-15} sec pour un ion d'Hélium de 1MeV parcourt une unité de SrTiO_3 (de l'ordre de $2 \mu\text{m}$) et sa dimension est de $0,2 \mu\text{m}$ [4].



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 6 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 carrée 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 où 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.

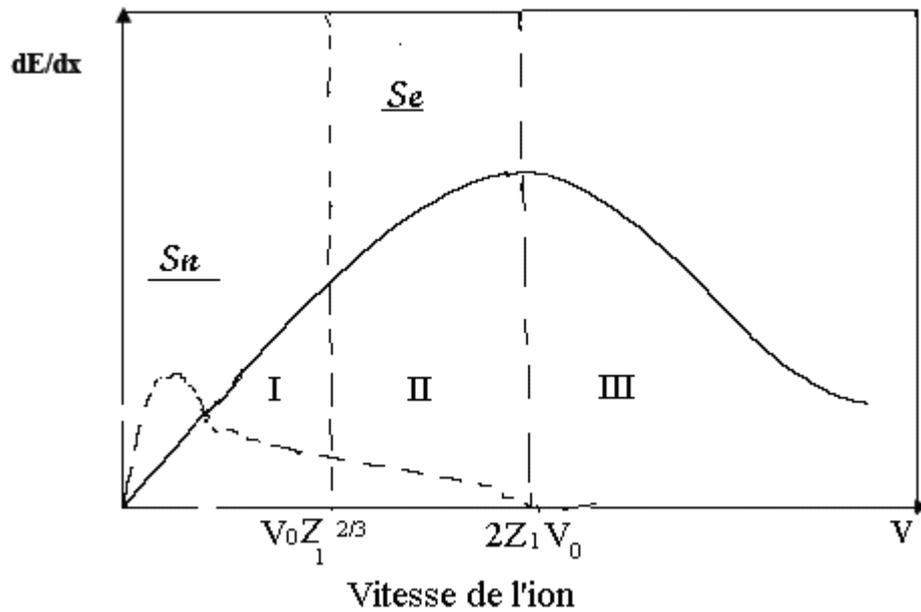


Figure. II-4: Composantes nucléaires et électroniques du pouvoir d'arrêt en fonction de la vitesse de l'ion incident.

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.

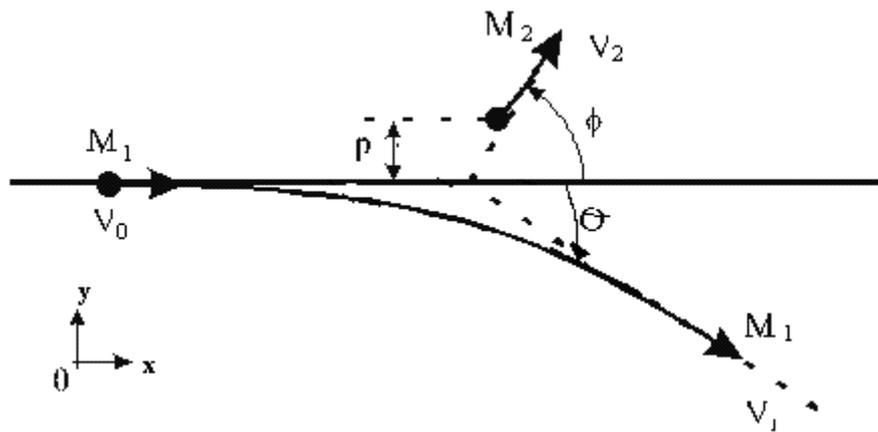


Figure. II-5: représentation d'une collision binaire dans les coordonnées du laboratoire dans le plan (x,y) . La particule incidente de masse M_1 et de vitesse V_0 vient heurter l'atome de masse M_2 au repos. θ représente l'angle de diffusion et ϕ est l'angle de recul. La vitesse V_1 est la vitesse de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

$$V_{ion} = V_0 - V_C = V_0 \cdot \frac{M_T}{M_1} \quad (\text{II-2})$$

$$V_{atome} = V_C = V_0 \cdot \frac{M_T}{M_2} \quad (\text{II-3})$$

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

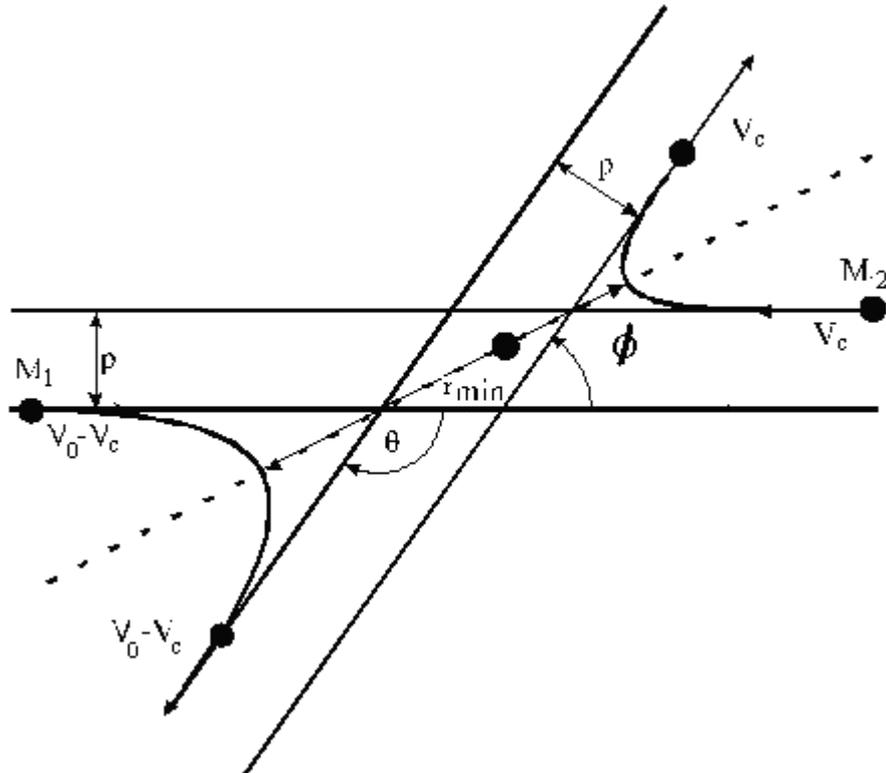


Figure.II-6: représentation d'une collision binaire dans les coordonnées du centre de masse dans le plan. Les deux atomes sont considérés en mouvement. Seul le centre de masse est immobile. Ce référentiel se déplace à la vitesse V_c par rapport au référentiel du laboratoire. $V_0 - V_c$ est la norme 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, "cosθ" est négatif, on peut donc exprimer l'angle φ par la formule :

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

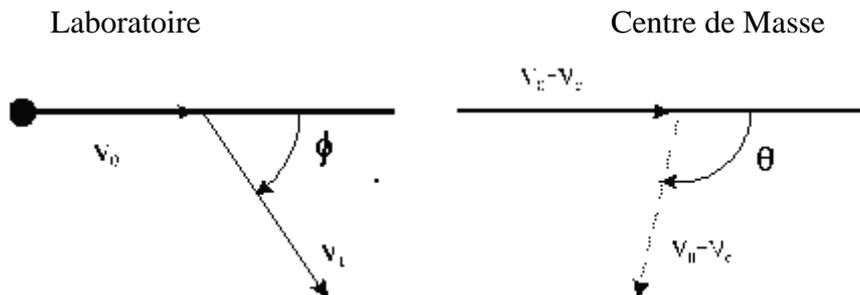
L'énergie transférée T à l'atome cible, qui est égale à la perte d'énergie élastique de l'ion, s'exprime en fonction de l'énergie incidente E₀ par :

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

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.



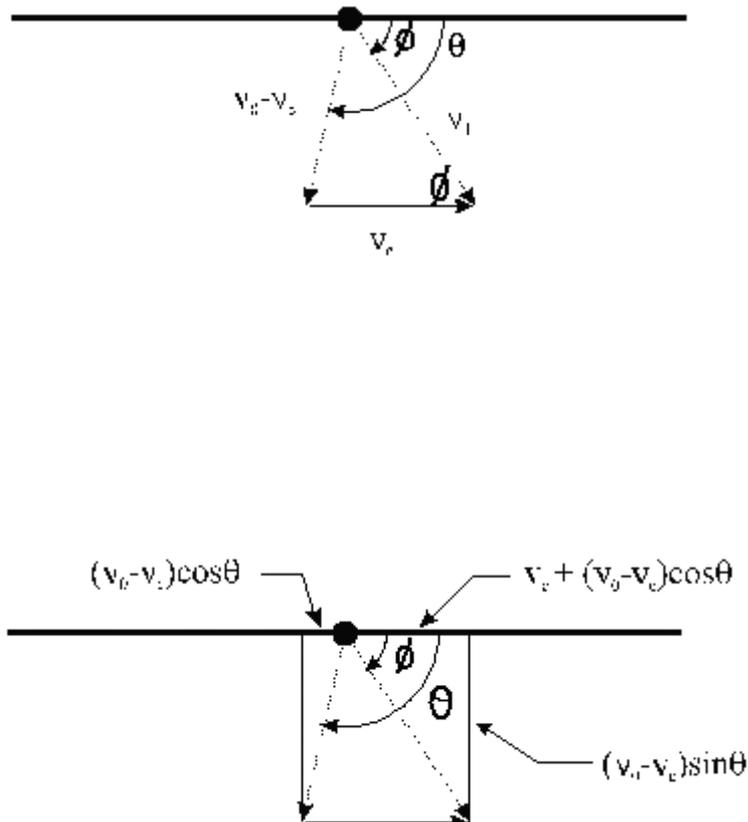


Figure.II-7 : Diagramme des vitesses de l'ion incident qui permet d'exprimer la tangente de l'angle ϕ en fonction de l'angle θ . V_0 représente la norme de la vitesse de l'ion incident dans le référentiel de laboratoire et $V_0 - V_c$ sa norme dans le centre de masse. ϕ représente l'angle de diffusion 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 $\varepsilon \geq 10$: pour un potentiel Coulombien, θ s'exprime en fonction de l'énergie réduite et du paramètre d'impact réduit " P_r " par la relation :

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

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

Si $\varepsilon < 10$: 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 $\delta = \delta_1 + \delta_2$

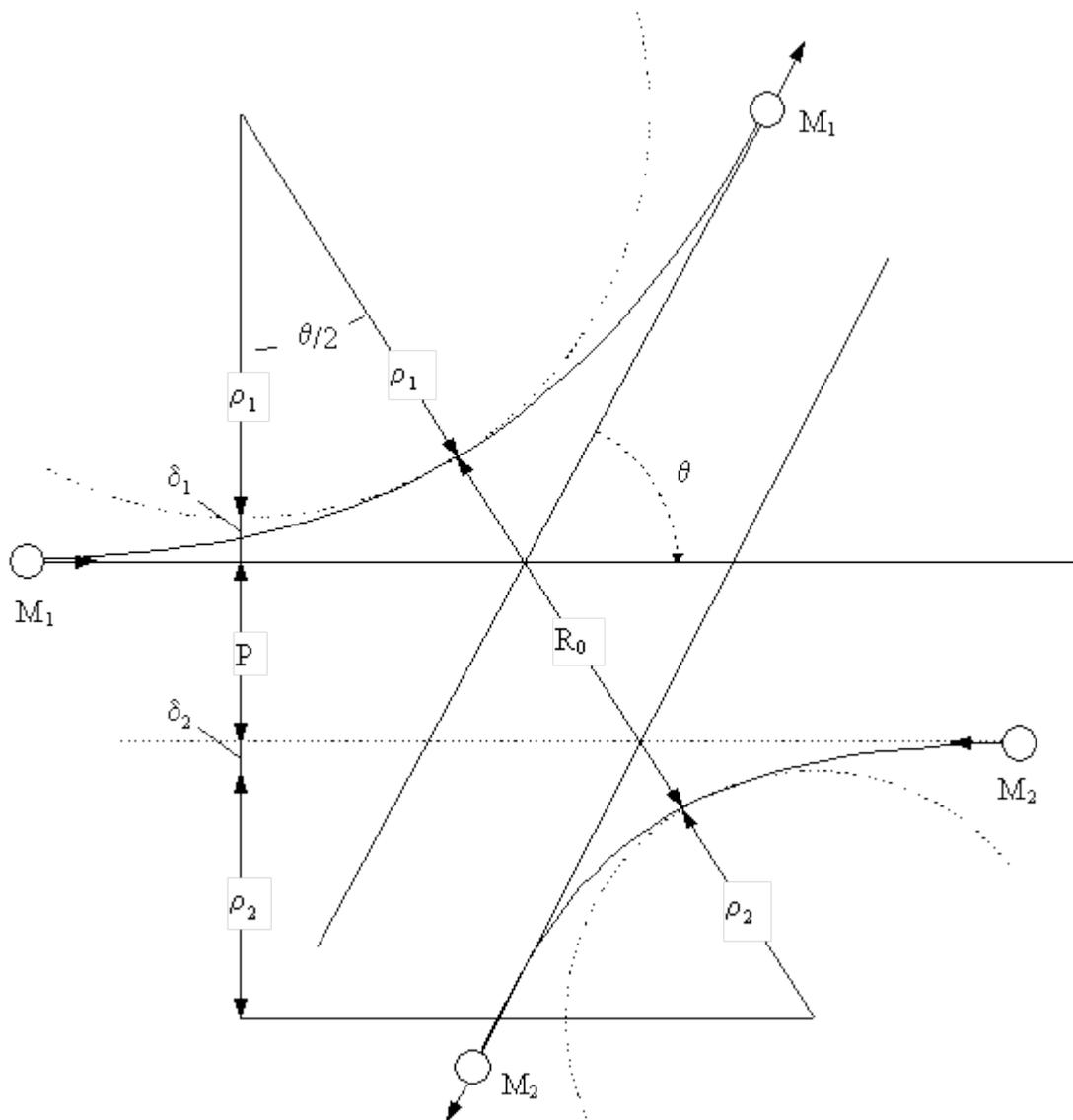


Figure.II-8 : représentation d'une collision entre deux particules dans le CM. \square

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 $\square/2$ 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.

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

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

$V(r)$ 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 :

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

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 :

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

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 :

$$T = T_{\max} \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)$$

(II-15)

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

$$T_{\max} = \frac{4M_1M_2}{(M_1 + M_2)} E \quad (\text{II-16})$$

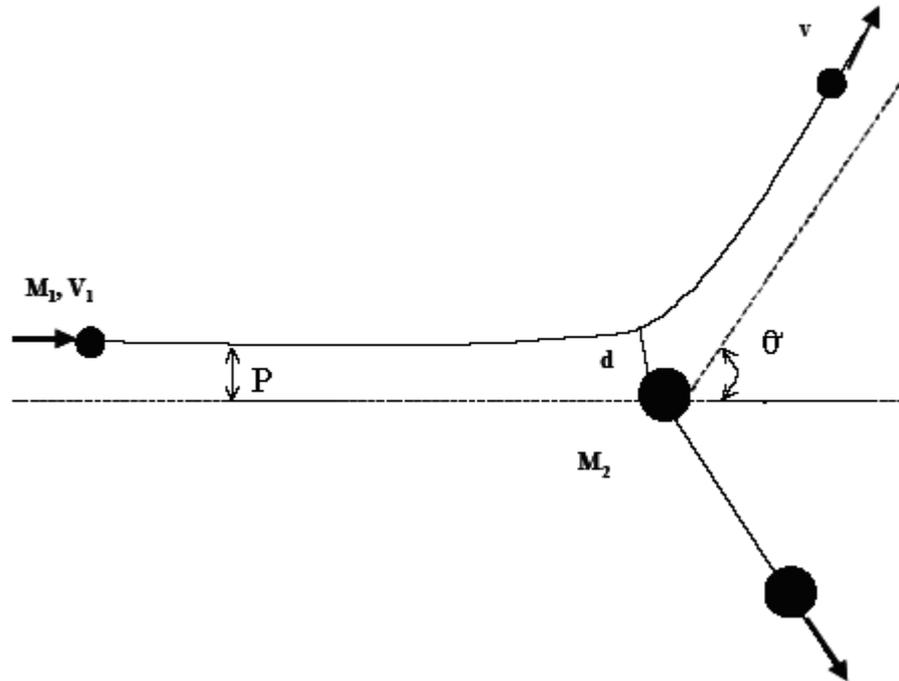


Figure. II-9 : Interaction entre deux corps en fonction du paramètre d'impact.

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 :

$$\rho = xNM_2 4\pi a^2 \frac{M_1}{(M_1 + M_2)^2} \quad (\text{II-25})$$

La perte d'énergie avec ces variables devient :

$$\frac{dE}{dx} = aNZ_1 Z_2 e^2 \frac{M_1}{M_1 + M_2} \frac{d\varepsilon}{d\rho} \quad (\text{II-26})$$

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 :

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

28)

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

$$T_{\max} \cong 2m_e v^2$$

(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 à 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 :

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

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 :

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

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 Hartree-Fock, et une fonction d'écran universelle ainsi que la longueur d'écran (II-34).

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

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.

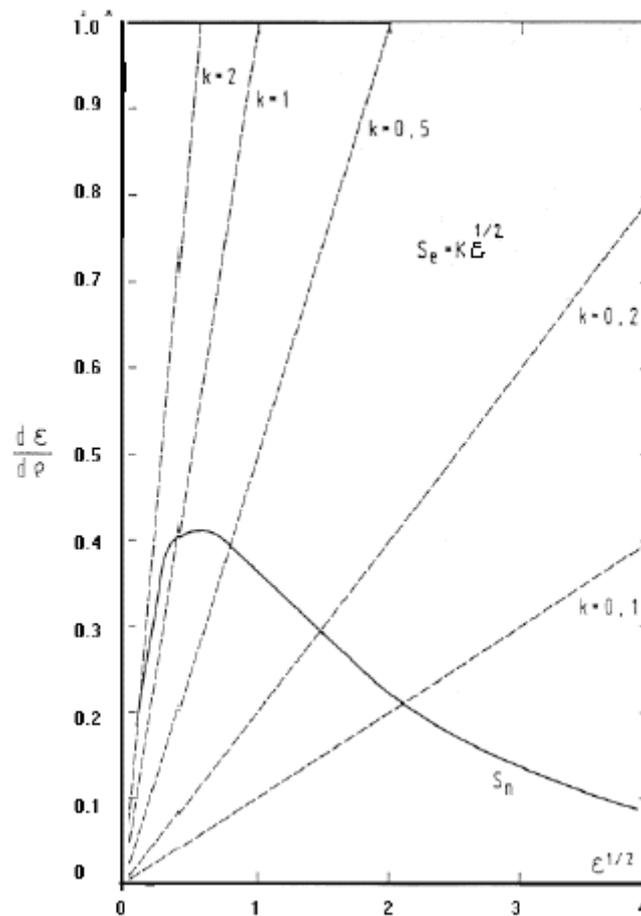


Figure. II-10 : Pouvoir d'arrêt nucléaire (courbe pleine) et pouvoir d'arrêt

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 à $2E_d$ 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].

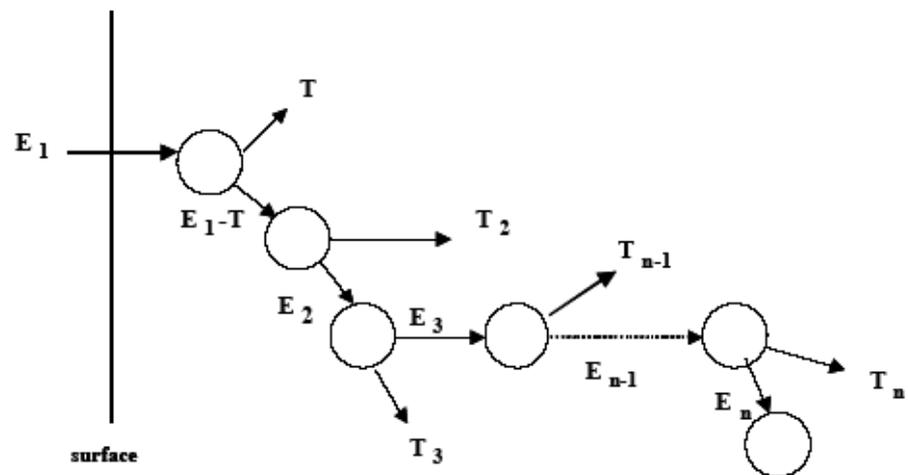


Figure. II-11: Formation d'une cascade de déplacement.

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:

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

La dispersion en énergie s'écrit alors :

$$\Delta E = 2.35\sigma \quad (\text{II-40})$$

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.

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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 :

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

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 :

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

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 :

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

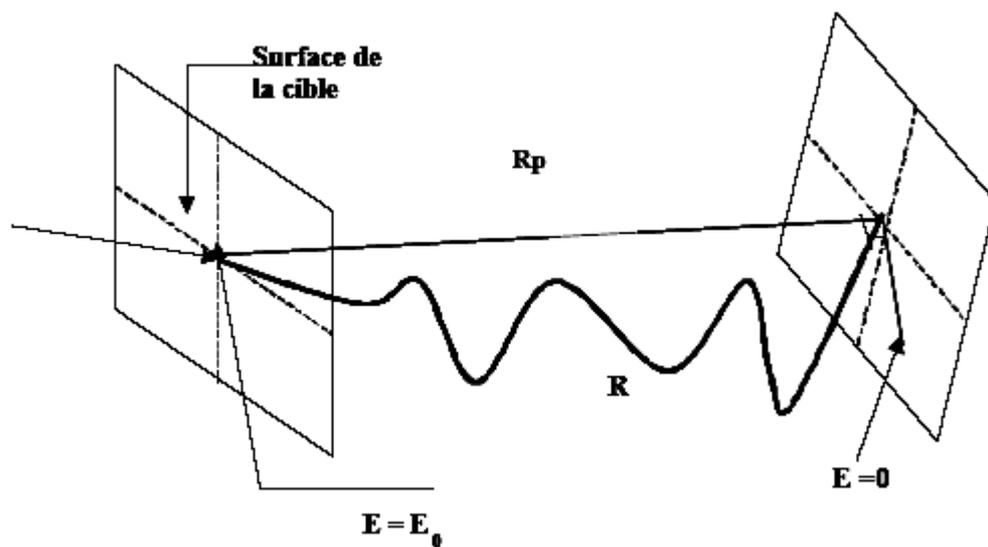


Figure. II-12: parcours projeté R_p et parcours total R d'un ion pénétrant dans la matière

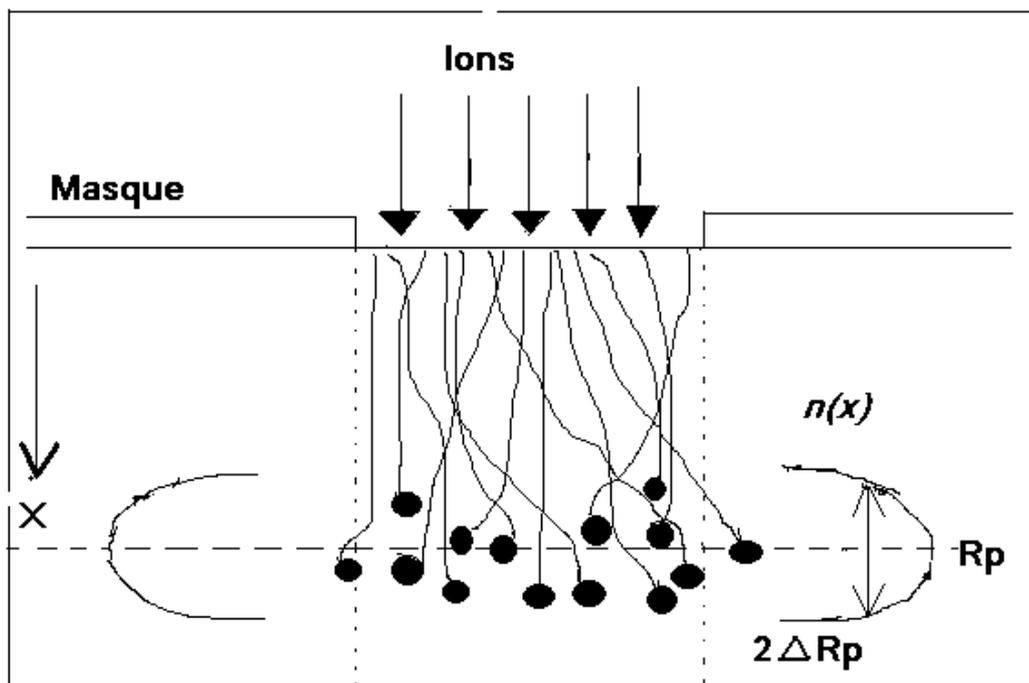


Figure.II-13: Schématisation d'une implantation ionique à travers un masque.

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.
$$R_p = \frac{1}{\phi} \int x.n(x)dx \quad (\text{II-53})$$

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

$$\Delta R_p = \sqrt{\frac{m_2}{\phi}} \quad (\text{II-54})$$

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

$$\gamma = \frac{m_3}{\Delta R_p^3} \quad (\text{II-55})$$

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

$$\beta = \frac{m_4}{\Delta R_p^4} \quad (\text{II-56})$$

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 :

$$\beta \approx 2,91 + 1,56.\gamma^2 + 0,59.\gamma^4 \quad (\text{II-57})$$

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 :

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

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

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 :

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

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

(II-63)

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 :

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

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].

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

$$b_0 = -\frac{\Delta R p^2 (4\beta - 3\gamma^2)}{A} \tag{II-65}$$

$$b_1 = a$$

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

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

Le type de la distribution de Pearson dépend désormais du signe algébrique du déterminant $D = 4 b_0 b_2 - b_1^2$. 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 :

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

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 :

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

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

Chapitre –III–

Codes et Simulation Numériques

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. Les codes basés 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.1.2.1. 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 :

- 1- suivre toutes les distributions de parcours des ions implantés,
- 2- les pertes d'énergies électronique et nucléaire,

- 3- les déplacements atomiques dans la cascade de collision,
- 4- les dégâts créés à travers les couches superficielles de la cible,
- 5- 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 donner les résultats suivants : l'ionisation induite par les atomes repoussés, le nombre de lacunes et d'interstitiels créés suite 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 méthodes : 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 Hélinand [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 profil 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 rétrodiffusés 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 :

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

(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 $d\sigma_n = iE^{-m}T^{-1-m}$, $0 \leq m \leq 1$. 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 :

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

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

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.

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

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:

$$-\cos\theta \frac{\partial F}{\partial x} - N S_e(E) \frac{\partial F}{\partial E} + \frac{1}{2} N U_e(E) \frac{\partial^2 F}{\partial E^2} = N \int_0^E d\sigma [F(E, \vec{e}, x) - F(E - T, \vec{e}', x)] \tag{III4}$$

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

III.3.2. 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 $F(E, \vec{e}, x)$.

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

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 $P_l(\cos \phi')$.

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

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

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 équations (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.

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

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

III.4. 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.[18]

III.4.1. Le principe de Monte-Carlo

Le but de toute méthode de Monte Carlo appliquée au transport des particules repose sur 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 [19]:

- 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

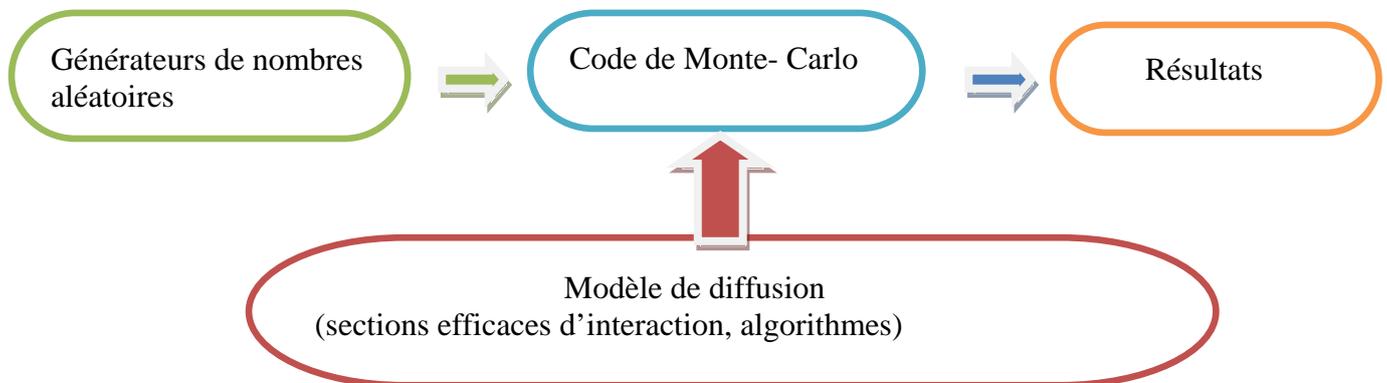


Figure III-1: Schéma de principe des méthodes de Monte-Carlo [1]

Donc la méthode de Monté 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.[20] Des macros défauts sont formés dans le matériau implanté, le modèle de Kinch in-Pease modifie, le nombre d'atomes déplacés par collisions nucléaires s'exprime de la Façon suivante [21] :

- En est l'énergie totale perdue par les chocs nucléaires.
- Ed est l'énergie de seuil de déplacement des atomes du matériau.
- Le paramètre v 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 [21].

Où
$$N(E) = v \cdot E_n / 2Ed \quad \text{(III-16)}$$

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 Mater) qui existe depuis 1985, dont la version accessible sous DOS est appelée TRIM (Transport of Ions In Mater), est un ensemble de programmes qui permettent de calculer l'arrêt (électronique et nucléaire) et l'étendue (le parcours) de pénétration des ions dans la matière (de 10 KeV jusqu'à 2 GeV) (amu : atomic masseunit).

Cette 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.

L'interface de programme est présentée sur un *figure III-2* avant le lancement du calcul.

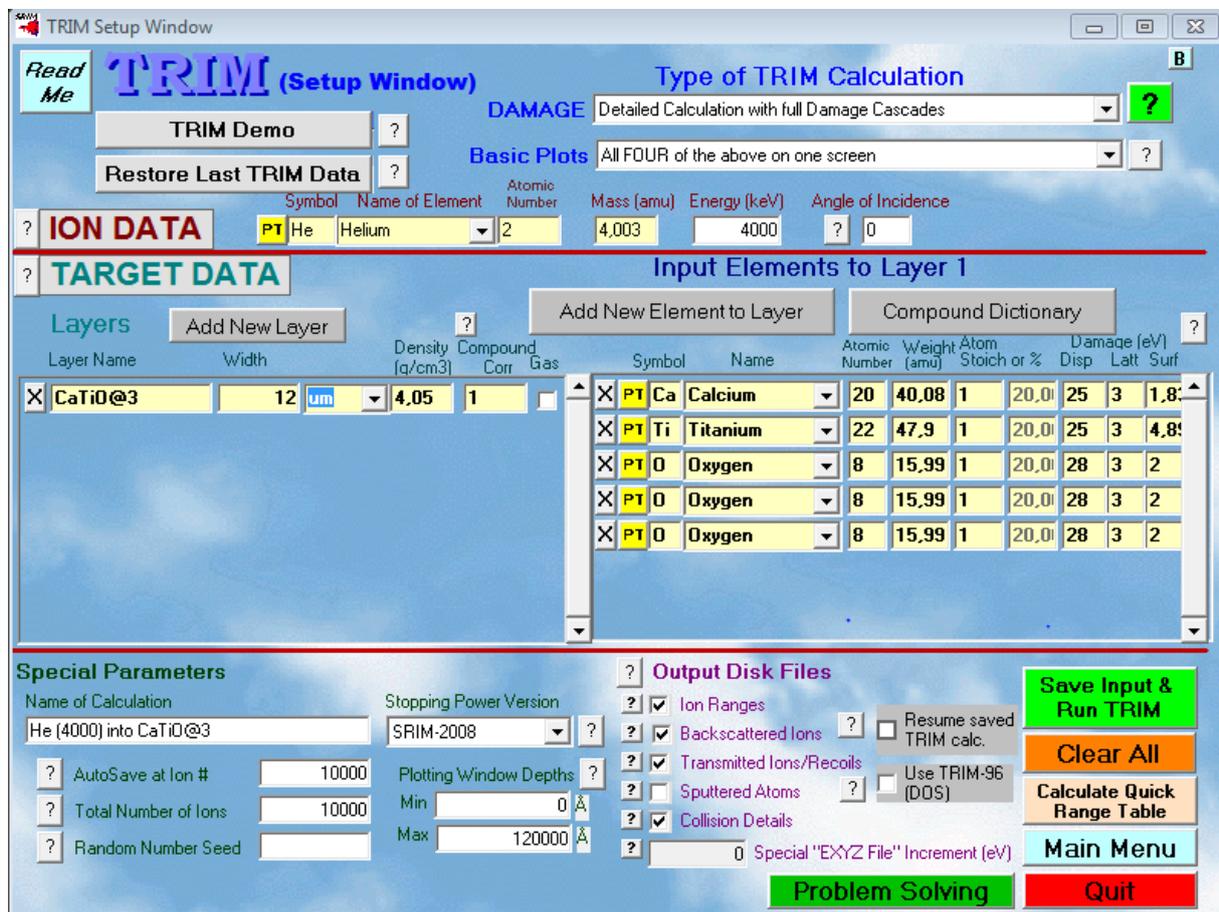


Figure III-2 : l'interface de SRIM2008 avant le lancement de calcul .

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 de He est (4 MeV) et de Th est (80 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). 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. Pechstein, 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 B9, 12, 1974. [3] W.L. Morgan, "Universal resputtering curve", Appl. Phys. Lett. 55 (2), 106-108 (1989).
- [7] J.P. BIERSACK & 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 n (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, 61 Thèse, Université Paul Sabatier.

[19] J. Mazurier .M. Terrissol de Monte Carlo. Support de cours du Master RIMDE TOULOUSE III. 2009.

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

[21] 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).

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

Chapitre –IV–

Resultats et discussion

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 LaAlO_3 et CaTiO_3 et le 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 **110 KeV**.

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

-La cible est : de oxyde (**Pérovskite**) de type **LaAlO_3** , **CaTiO_3** et le Plomb **Pb**.

Cibles	Elément 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		
LaAlO_3	La	57	138.91	1.87	0.2	25	3	1.84	2.63	15.10^4
	Al	13	26.98	1.43	0.2	25	3	3.12		
	O	8	15,99	0,48	0,6	28	3	2		
CaTiO_3	Ca	20	40.8	1.97	0.2	25	3	1.82	4.05	
	Ti	22	47.9	1.47	0.2	25	3	4.89		
Pb	Pb	82	207,2	1,54	1	25	3	2,03	11,3437	

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

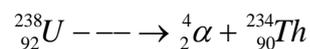
E_d : Energie de déplacement (Displacement Energy)

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 LaAlO_3 et CaTiO_3 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 80 KeV, suivant l'interaction nucléaire :



Et si on calcul le nombre de désintégration par seconde d'une quantité de 1 gramme de l'U 238

$$T_{1/2} \approx 4,5 \cdot 10^9 \text{ ans} \approx 0,14 \cdot 10^{18} \text{ s} \quad , \quad T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \Rightarrow \lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \approx 4,95 \cdot 10^{-18}$$

1 gr d'U238 correspond à : $A_0 = \lambda N_0 = \lambda \frac{m_0}{M} N_A = \frac{1 \text{g} \cdot 6,02 \cdot 10^{23}}{238} \times 4,95 \cdot 10^{-18}$ 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'U238 est plus grande que 1gr et si le temps est plus long, la fluence ou la dose reçue par les pérovskites 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 Pérovskites (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 poly atomique (LaAlO_3), 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 voisins 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.

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 LaAlO_3 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 40 μm , 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 LaAlO_3 , nous reviendrons en détaille sur ce phénomène dans le paragraphe « résultats et discussions »

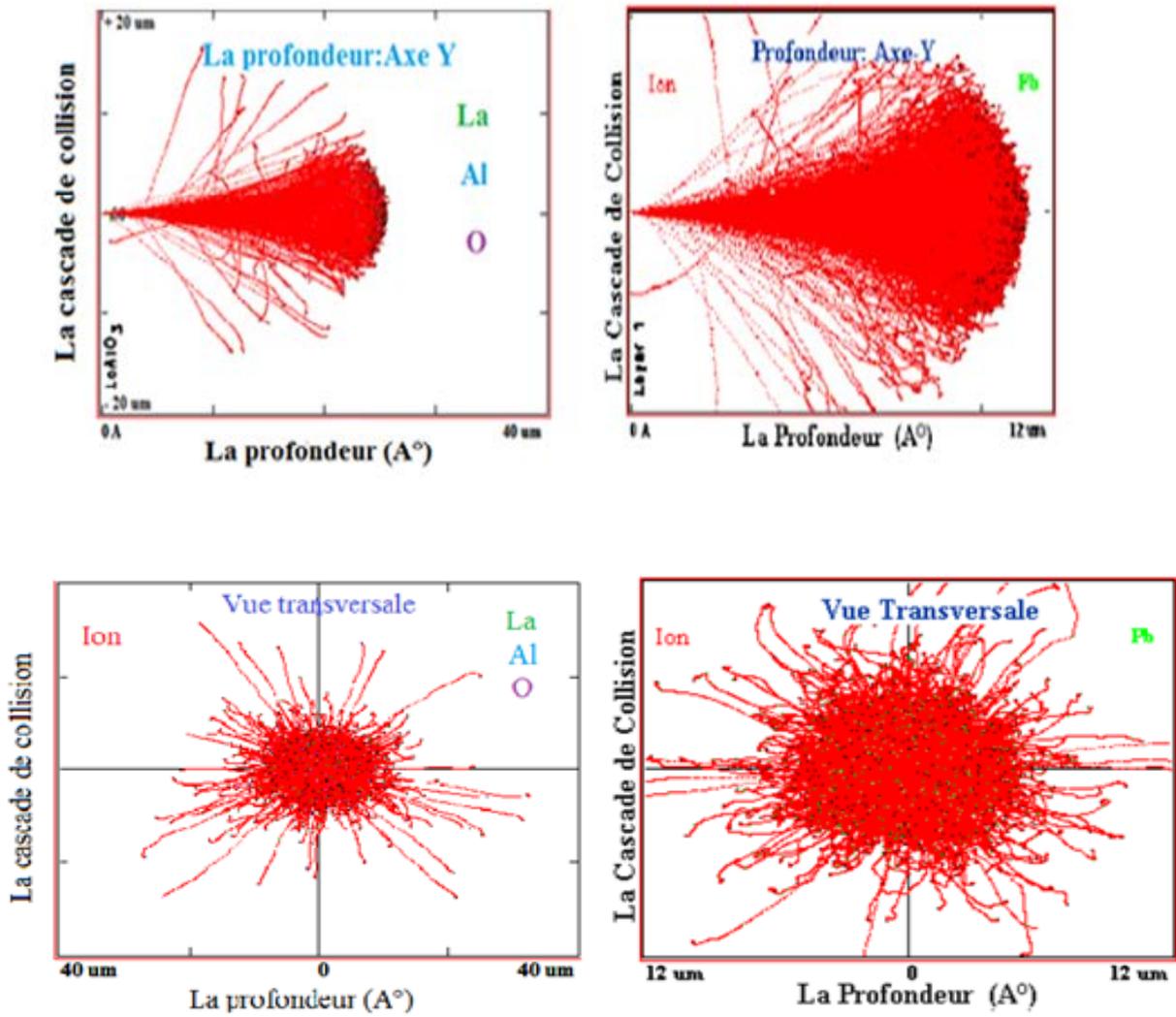


Figure IV-1 : Quelques vues de différents plans qui démontrent La cascade de collision en Fonction de la profondeur pour une énergie de 4MeV pour le bombardement d'ion d'hélium dans LaAlO₃ et le Pb

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.

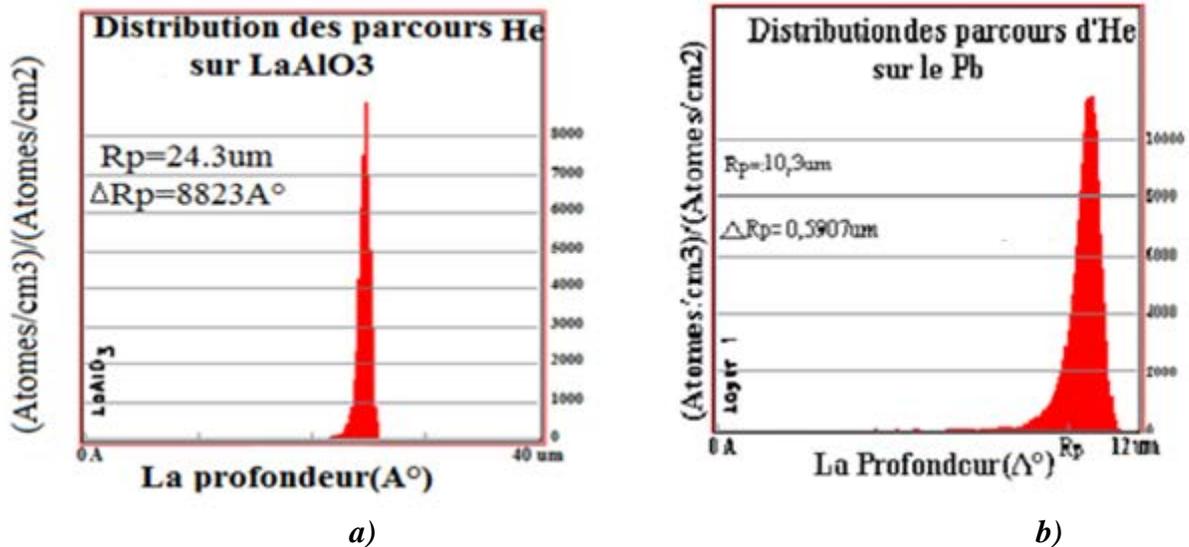


Figure IV-2: Distribution en profondeur des ions d'hélium pour une énergie de 4 MeV
a) dans le LaAlO₃, b) dans le Pb

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) a la fin du trajet de l'ion incident.

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 LaAlO₃ est légèrement moins profonde que dans le Pb.

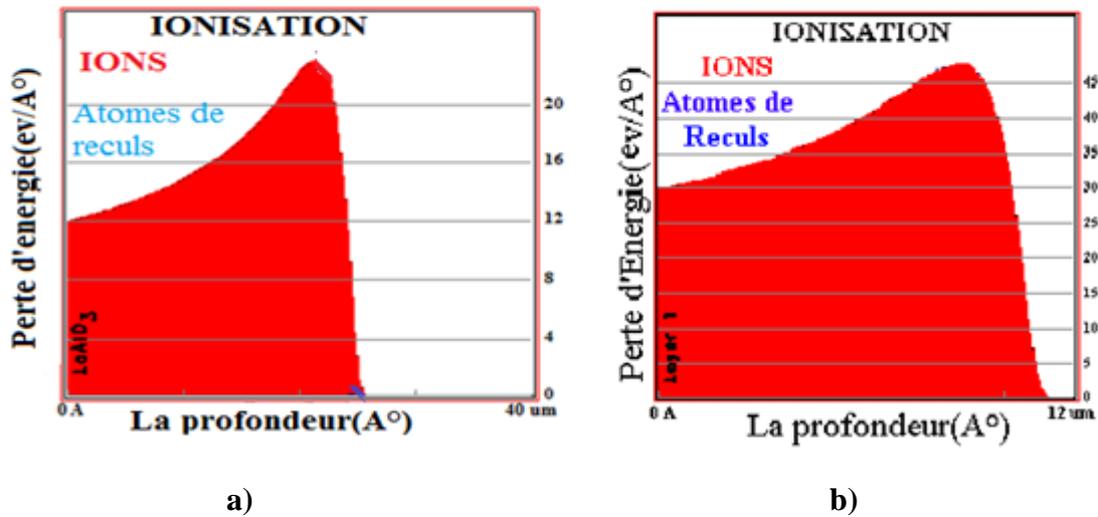


Figure IV-3: Profil de perte d'énergie électronique pour une énergie de 4 MeV (en rouge: ions d'hélium, en bleu : (a : atomes de recul LaAlO₃, b : atomes de recul Pb)

IV.2.c.2. les phonons

Les atomes de reculs créent beaucoup plus de phonons que les ions alpha est ceci est due aux rapports de masse entre les particules alpha et les atomes La, Al, O et même dans le Pb, cette distribution de phonons est étroite dans LaAlO₃ 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 énergies incidente».

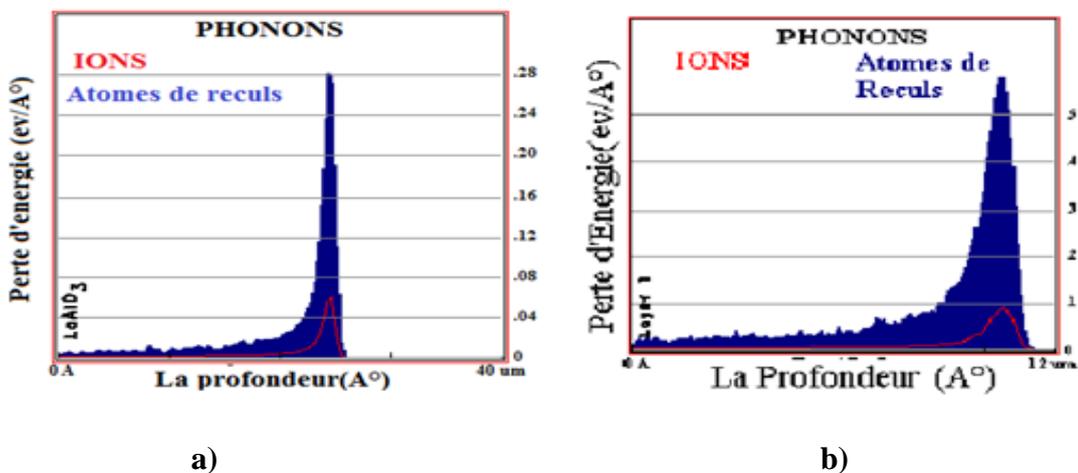


Figure IV- 4: Profil de distribution des phonons pour une énergie de 4 MeV (en rouge: ions d'hélium, en bleu: (a: atomes de recul LaAlO₃, b: atomes de recul Pb))

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 40 μm . On remarque qu'on a beaucoup d'atomes de Pb en mouvement dans la cascade de collision que dans LaAlO_3 .

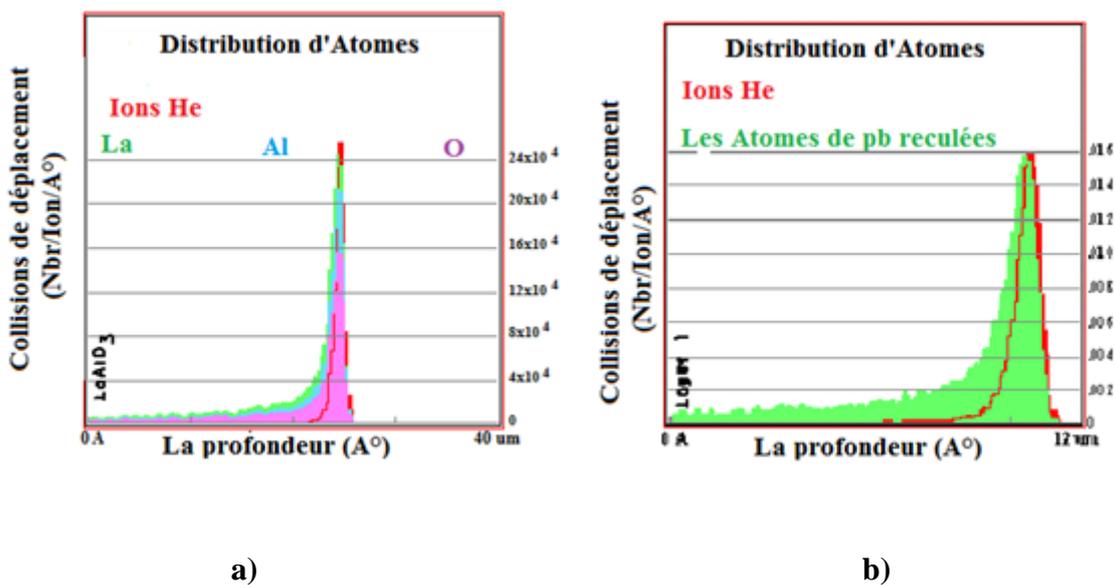


Figure IV-5: Profil de Distribution de recul d'ion en fonction de la profondeur pour une énergie de 4MeV (en rouge: l'ion He, a : en vert ; le recul d'atome La, en bleu ; le recule d'atome Al, en violet ; le recul d'atome O, b : en vert ; le recul d'atome Pb).

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.

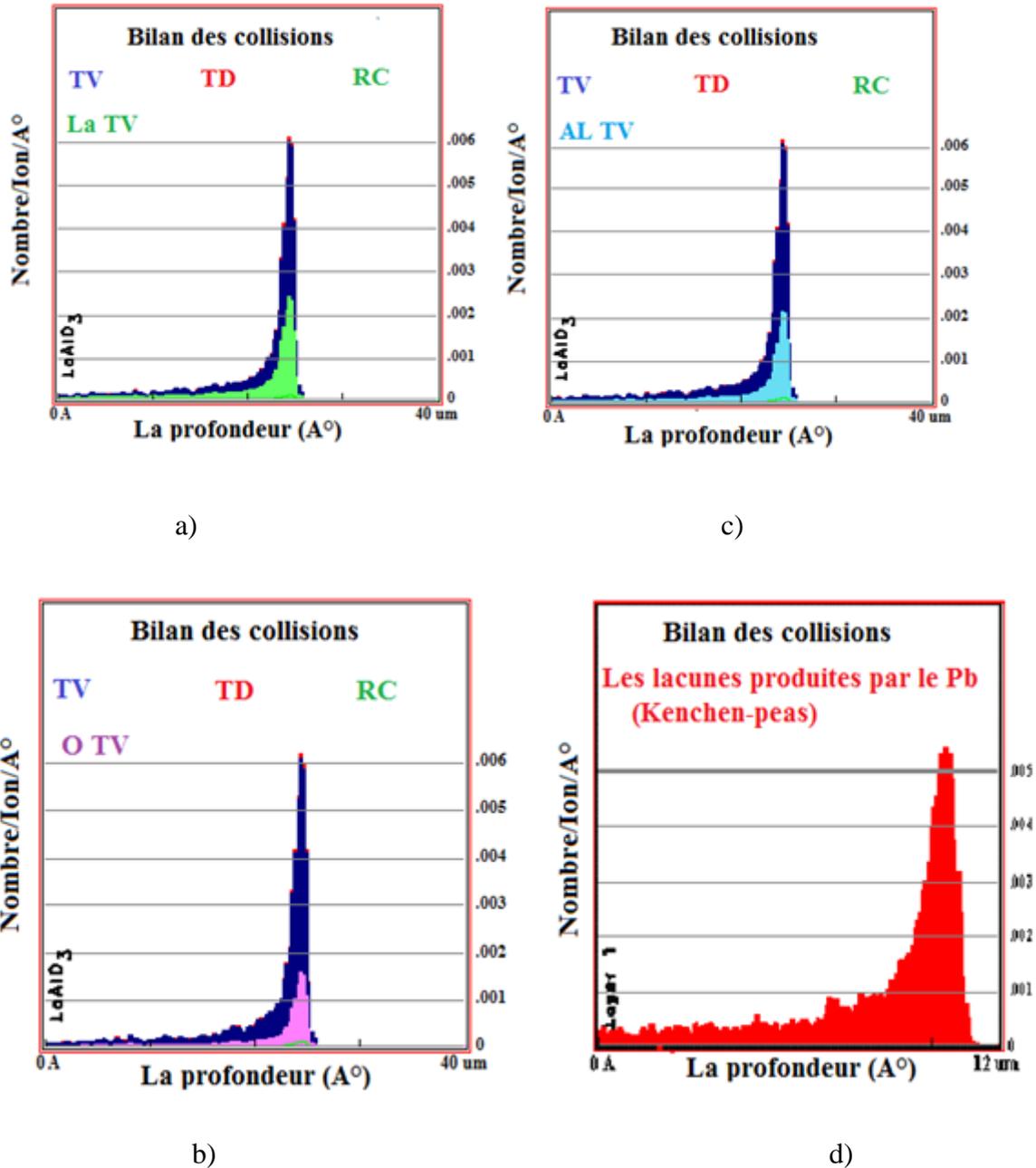
TV: Le nombre total de lacunes créées.

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

Il faut rappeler qu'on a l'équation suivante [2] : $\text{TD} = \text{TV} + \text{RC}$.

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 de lanthane, b: par l'atome d'Oxygène, c : par l'atome d'aluminium, 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 4.96 à 33.3 μm et 2,30 à 13,8 μm respectivement dans le LaAlO₃ d'une densité volumique ρ égale à 2.63 g/cm³ et dans le Pb ($\rho=11,3437\text{g/cm}^3$), voir Tableau IV-2 et figure IV-8

Energie (MeV)	Pénétration (1er moment de distribution) R_p (μm)		Déviation standard (2ème moment de distribution) ΔR_p (μm)	
	LaAlO ₃	Pb	LaAlO ₃	Pb
1	4.96	2.3	0.4236	0.3498
2	10.1	4.57	0.5136	0.4434
3	16.6	7.27	0.6500	0.5173
4	24.3	10.3	0.8823	0.5907
5	33.3	13.8	1.01	0.7394

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

Les pénétrations dans LaAlO₃ sont relativement faibles et croient avec l'énergie de l'ion incident [4], et sont comparables avec le cas d'une cible de Pb (Voir Figure IV-7,8) 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 LaAlO₃ que le Pb voir figure IV-2 et tableau IV-2 et figure IV-7.

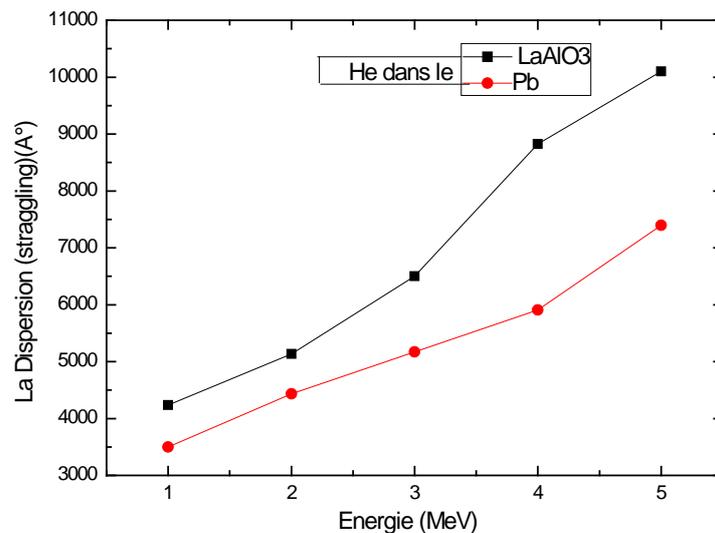


Figure IV-7: La variation de la déviation standard ΔR_P en fonction de l'énergie

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 $9.92\mu\text{m}$ (1MeV) jusqu'à $66.6\mu\text{m}$ (5MeV).

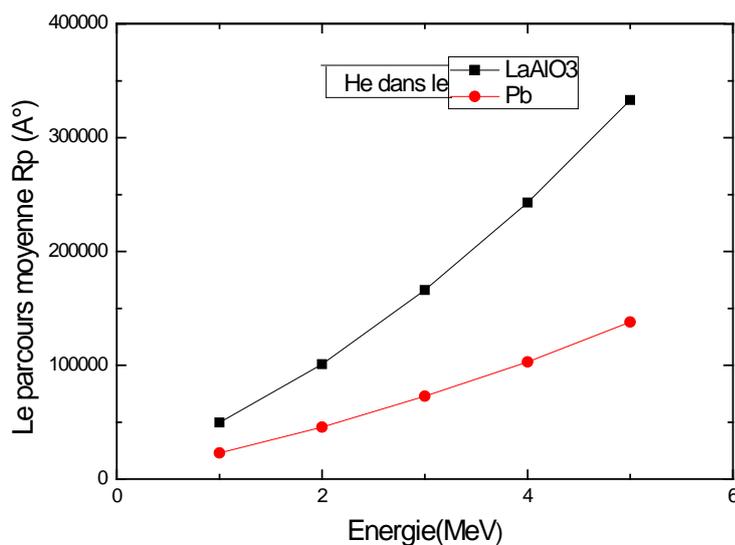


Figure IV-8: Les profils de distribution des pénétrations des ions d'Hélium en fonction de L'énergie dans le LaAlO_3 , Pb « SRIM2008 ».

Dans le cas des distributions symétrique ou gaussienne, on vut que les pénétrations dans le LaAlO_3 est plus élevé que dans le Pb

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

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) [5], autrement dit les distributions des ionisations, des phonons et des défauts sont moins profondes que la distribution des parcours [6].

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	
	LaAlO ₃	Pb	LaAlO ₃	Pb	LaAlO ₃	Pb
1	990	991,8	0.3	0,5	6	7,7
2	1990	1989,8	0.4	0,4	7.2	9,8
3	2990	2988,9	0.3	0,6	7.8	10,8
4	3990	3998	0.4	0,4	8.8	12
5	4990	4988	0.5	0,5	9	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 LaAlO_3 .

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 (La, Al, O et Pb) dans le processus de perte d'énergie est décrite 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.

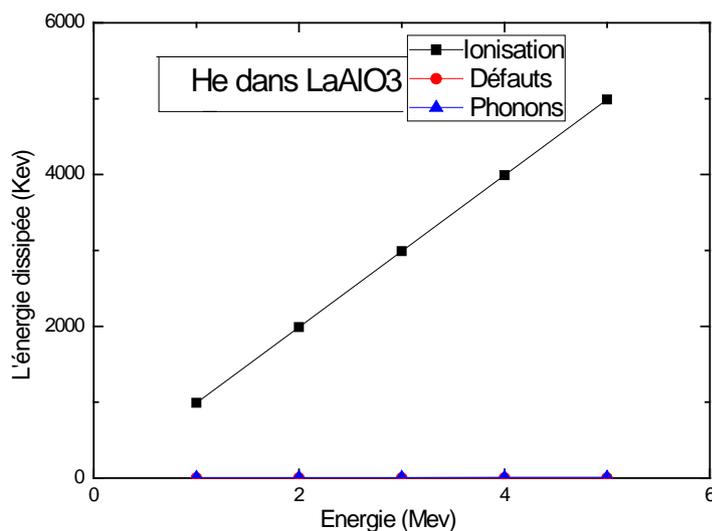


Figure IV-9 : l'énergie transféré aux atomes de cible LaAlO_3 en fonction de l'énergie incident du projectile.

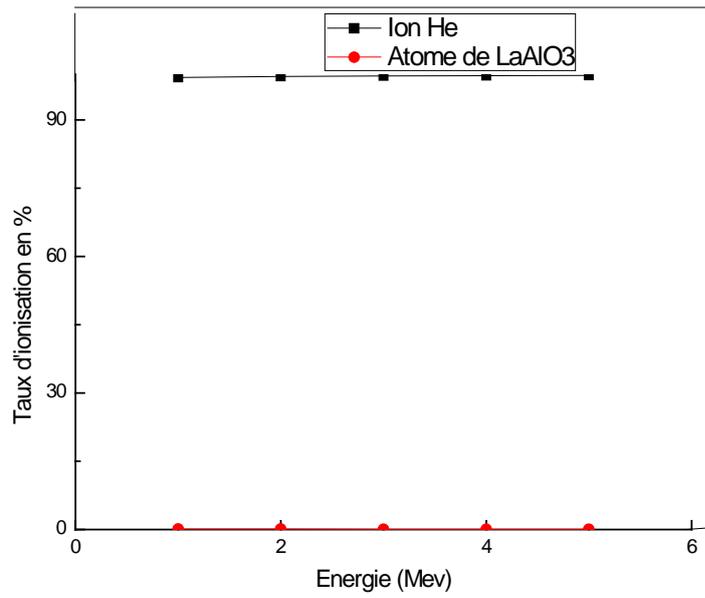


Figure IV-10: Le taux de l'énergie dissipé sous forme ionisation des ions Hélium et les atomes de recules de $LaAlO_3$ en fonction de l'énergie incident.

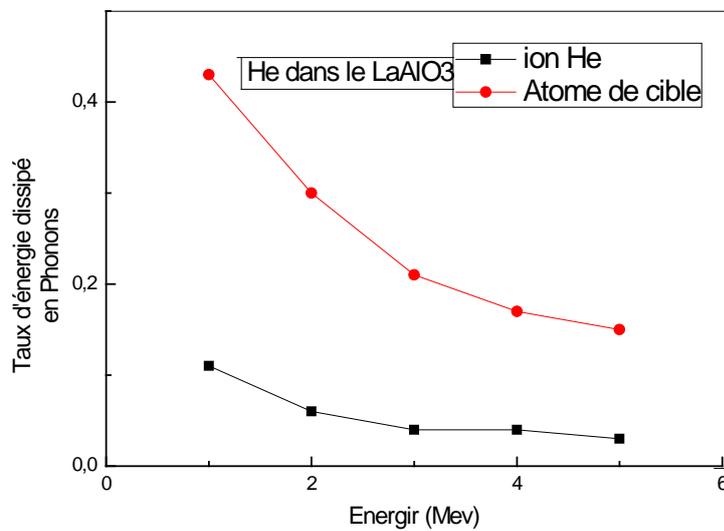


Figure IV-11: Le taux de l'énergie dissipé sous forme phonon des ions Hélium et les atomes de recules de $LaAlO_3$ en fonction de l'énergie incident

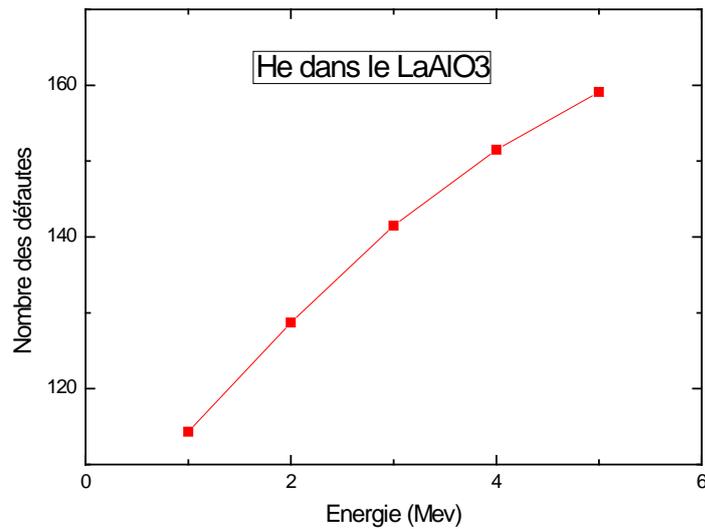
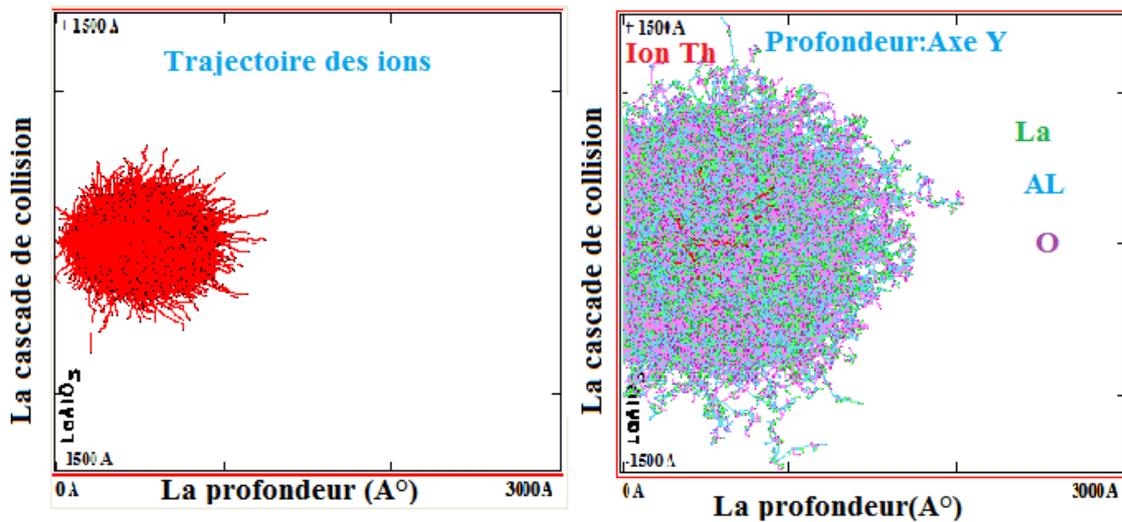


Figure IV-12 : Le nombre des défauts crée par les ions d'He et les atomes de reculés en fonction d'énergie dans le LaAlO₃.

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 80 keV et au nombre égal à celui des alphas. Dans notre étude nous avons variés l'énergie du thorium de 50 à 110keV 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



a)

b)

Vue transversal: a) trajectoire des ions, b) la cascade des collisions

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 (La, Al, O et Pb), lorsqu'ils pénètrent dans la cible à des énergies variantes de 50 à 110keV

Energie (KeV)	Pénétration R_p (A°)		Déviation standard ΔR_p (A°)	
	LaAlO ₃	Pb	LaAlO ₃	Pb
50	372	120	137	64
60	412	135	161	71
70	453	148	164	78
80	492	161	179	85
90	527	174	192	92
100	566	186	206	98
110	603	198	217	104

Tableau IV-4: Statistique des deux premiers moments physiques (R_p , ΔR_p) lors de l'implantation ionique dans l'aluminate de lanthane et dans le plomb par des ions de Thorium à des énergies variant entre 50KeV jusqu'à 110KeV « 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 744 \AA à 1206 \AA dans le cas de LaAlO_3 et légèrement moins dans le cas du Pb voir figure IV-13 .La dispersion des ions est légèrement large dans notre matrice LaAlO_3 que celle dans le Pb , et l'écart entre les deux ΔR_p est de l'ordre de 73 \AA à 50keV et il augmente avec l'énergie ce qui signifie que le thorium se piège dans le LaAlO_3 voir tableau IV-4 et figure IV-14. Soit en position interstitielle ou substitutionnelle dans une zone superficielle moins large et plus profonde que pour le cas du Pb

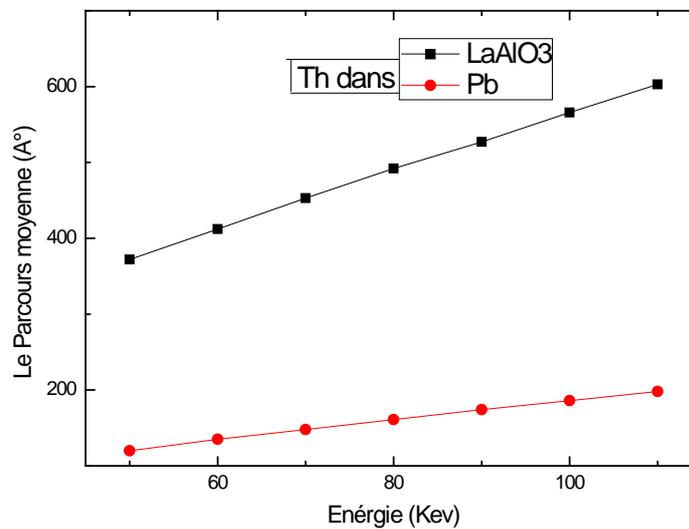


Figure .IV.13 : Les profils de distribution des pénétrations des ions de Thorium dans le LaAlO_3 , Pb « SRIM2008 ».

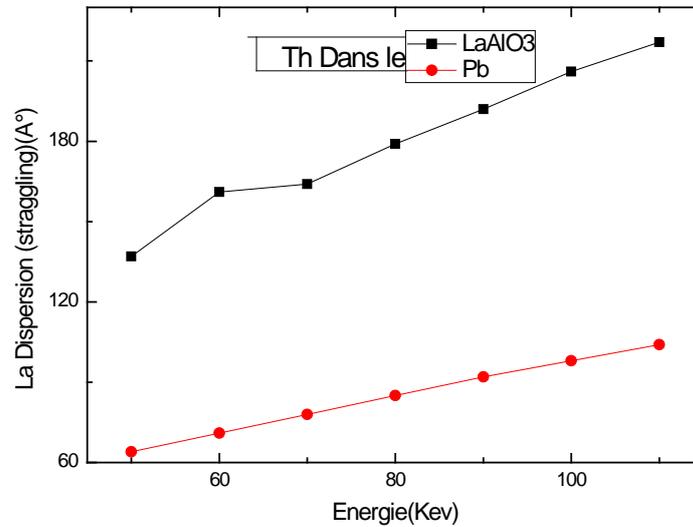


Figure IV 14: La variation de la déviation standard ΔR_P des ions de Thorium en fonction de l'énergie

IV.4.2. Perte d'énergie et création des désordres :

Les énergies d'implantation utilisées dans notre étude (50 à 110keV) nous situent dans le domaine des pertes d'énergies L.S.S (Lindhard, Scharff et Schiott) [7], 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 inférieure 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 vues 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 [8].

E (KeV)	L'énergie dissipée (KeV) sous forme :					
	d'Ionisation		des Défauts		des Phonons	
	LaAlO ₃	Pb	LaAlO ₃	Pb	LaAlO ₃	Pb
50	16.68	19,27	1.98	2.84	31.33	27,89
60	20.50	23,34	2.35	3,378	37.14	33,282
70	24.41	27,454	2.71	3,913	42.86	38,282
80	28.41	31,424	3.06	4,44	48.52	43,928
90	32.43	35,739	3.42	4,968	54.15	49,203
100	36.58	40,06	3.77	5,5	59.67	54,44
110	40.87	44,308	4.10	6,017	65.02	58,575

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 LaAlO₃.

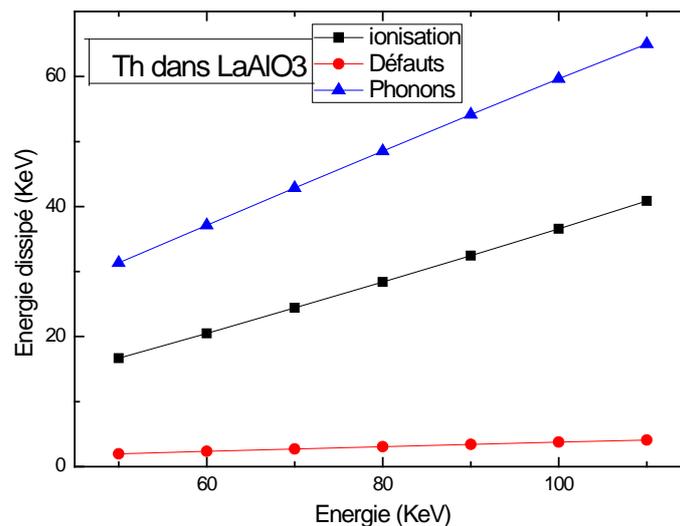


Figure IV-15 : Le taux d'énergie dissipé sous forme ionisation, phonons et défauts des ions Thorium et les atomes de recules de LaAlO₃ en fonction de l'énergie incident.

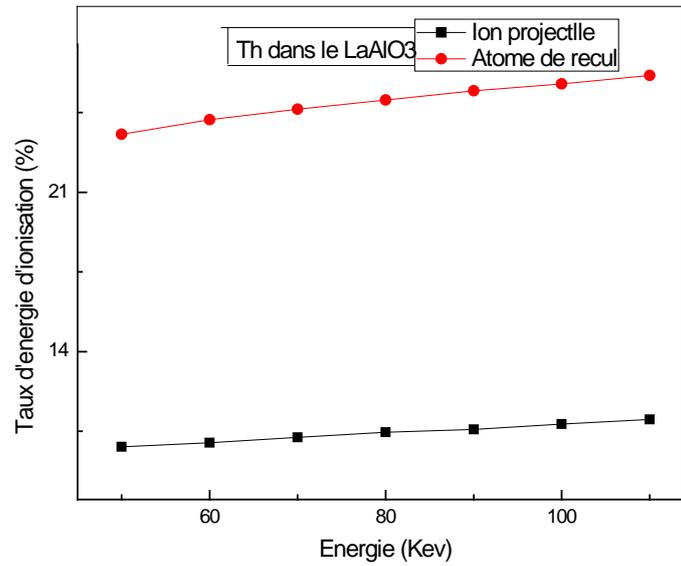


Figure IV-16 : Le taux d'énergie dissipé sous forme ionisation des ions Thorium et les atomes de recules de $LaAlO_3$ en fonction de l'énergie incident.

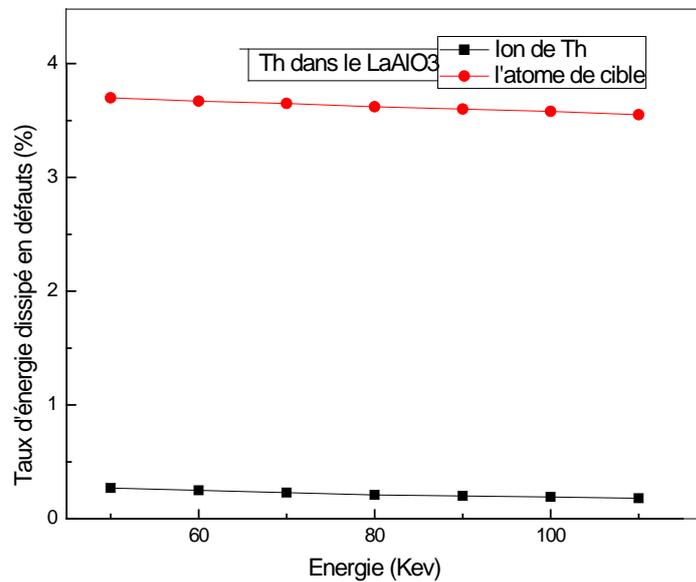


Figure IV-17: Le taux d'énergie dissipé sous forme de défaut des ions Thorium et les atomes de recules de $LaAlO_3$ en fonction de l'énergie incident.

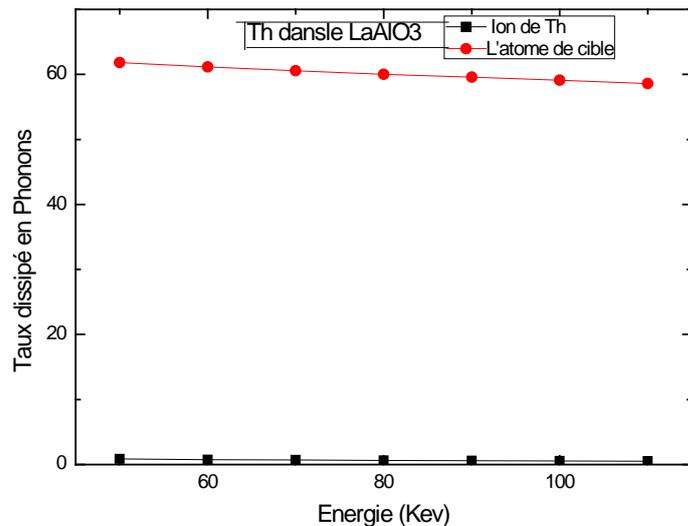


Figure IV-18: Le taux d'énergie dissipé sous forme de Phonons des ions Thorium et les atomes de recules de LaAlO_3 en fonction de l'énergie incident.

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 figure IV-17 et 18 [8, 9, 10].

Le nombre de déplacement et remplacement des atomes La et Al 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 créé et les remplacements ($\text{TD}=\text{TV}+\text{RC}$).

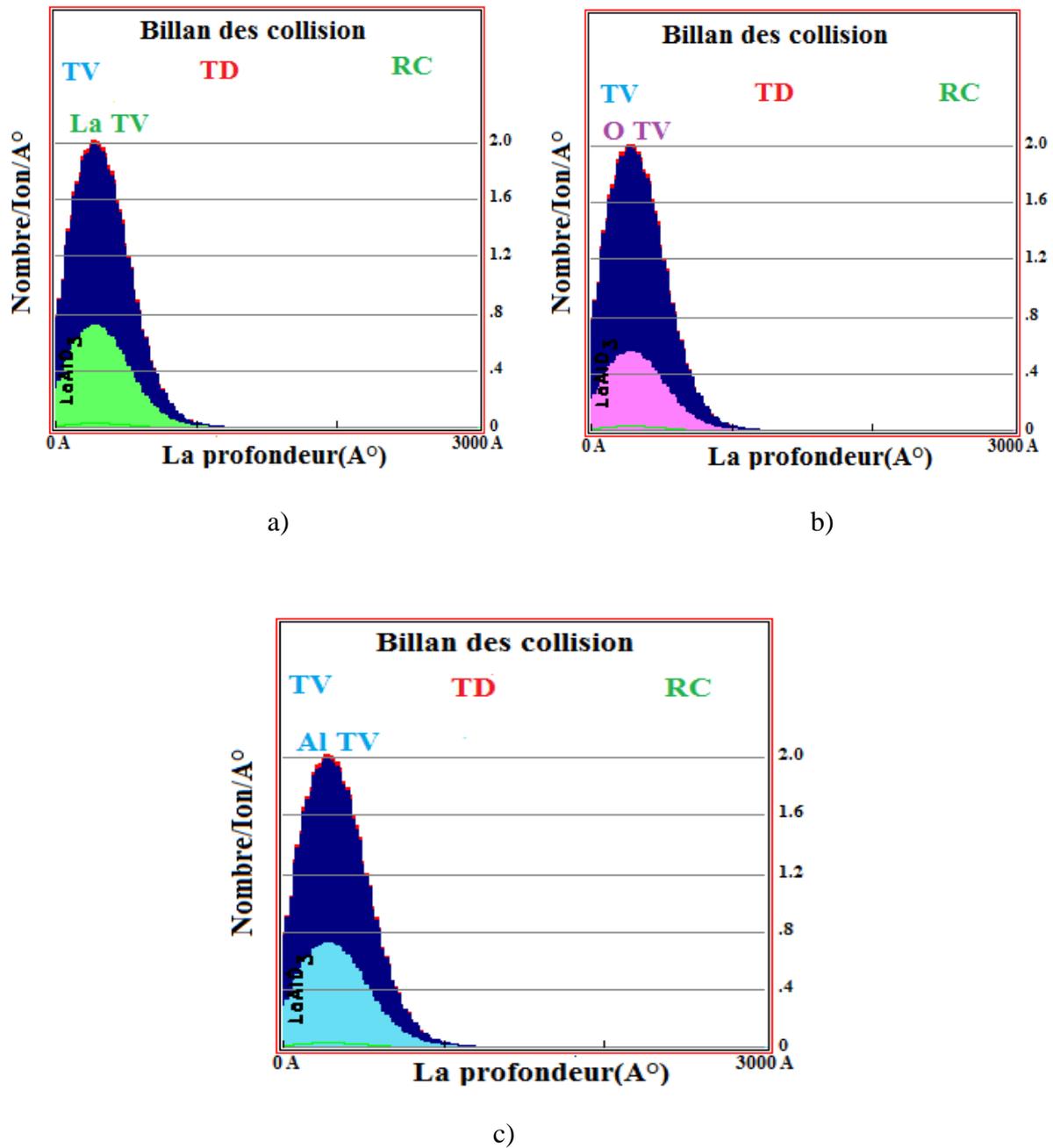


Figure IV-19 : Profil de distribution des événements de dommages en fonction de la profondeur pour une énergie de 80MeV (a: événements de collision par l'atome de lanthane, b: par l'atome d'Oxygène, c: par l'atome d'aluminium)

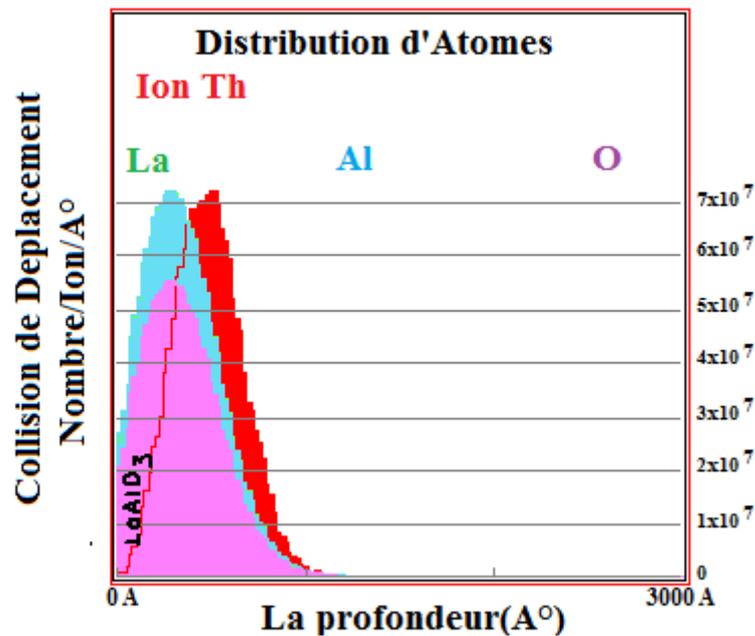


Figure IV-20: Profil de Distribution de recul d'ion en fonction de la profondeur pour une énergie de 80MeV (en rouge: l'ion Th, en vert ; le recul d'atome La, en bleu ; le recul d'atome Al, en violet ; le recul d'atome O.

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°	10.46	25.05	0.21	3.62	0.63	60.02	35.51	64.46

Tableau IV-6 : Distribution des pertes d'énergies électroniques et nucléaires dans le LaAlO₃ 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 :

- . 35.51% de l'énergie est dissipée sous forme de pertes électroniques.
- . 64.46% 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 pérovskites, et au nombre égal à celui des alphas émis ~ 12500 noyaux de thorium par seconde.

Ces noyaux se distribuent dans la zone superficielle d'épaisseur environ $2R_p \sim 984 \text{ \AA}$, comparé à la zone affectée par les particules alpha qui de l'ordre de 234177 \AA ($23.4177 \mu\text{m}$), 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 pérovskites figures IV-17 et 18.

Les particules alpha accélérées à des énergies de 1 à 5 MeV dans les cibles étudiées (LaAlO_3 , et Pb) sont thermalise 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 114 et 159, voir figure IV-12.

Nos résultats de calculs confirment bien les études expérimentales réalisées par [11, 12, 13] 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 pérovskite ou même formant des bulles [14], 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 [15]. Il faut préciser que les auteurs [1, 14,15] ont réalisé leurs travaux expérimentalement, avec des doses des particules alpha de

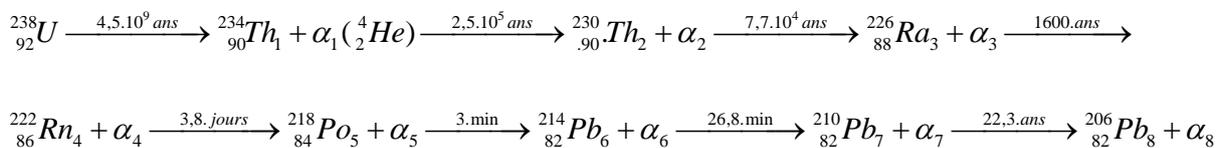
10^{16} à 10^{19} ions α/g réalisées au bout d'un temps de quelques heures, alors que dans la nature, les matériaux pérovskites sont exposés à des doses de la radioactivité naturelle qui sont dans le cas de l'uranium de 12500 particules alpha et 12500 noyaux de thorium par seconde, et pour arriver à 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 pérovskites 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 alphas 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 pérovskites 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 Pérovskite :

La première zone qui s'étend de 0 à 984 A° où nous avons une distribution exclusive des noyaux de Th²³⁴ qui sont entièrement piégés.

La deuxième zone qui s'étend de 234177 à 251823A° 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 7872A°, et une deuxième zone qui s'étend donc de 234177 à 259695A°.

-Et nous concluons en disant que la zone globale affectée par tous le processus de désintégration pendant des milliers d'années est inférieure à 40 μ m.

-La zone intermédiaire entre 7872A° et 234177A°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 La, peuvent de ce fait occuper leurs positions (Th : 95pm, La : ~253pm) .

REFERENCES

- [1] C. Sabathier, Effet de l'irradiation dans une Pérovskite : 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] N.Moncoffre, Mat Sc Eng 1987. 90,99.
- [5] 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.
- [6] S. Hiadsi, A. Belaidi, F. Z. Benkenfoud, D. Kadri, Nitrogen and Phosphorus Implantation in alloy amorphous (FeCrC12P8) Algerian Journal of Advanced Materials. 06/09/99.
- [7] Lindhard J., Scharff M. and Shiott H. E., Range concepts and heavy ion ranges., Mat. Phys. Medd., 33 (1963), 14.
- [8] 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.
- [9] S. Hiadsi, L. Halles, A. Mokedem, A. Allali. Les mecanismes lies aux cascades de collisions dans le Fer. SIPE7 CUBechar Oct 2004.
- [10] 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. 12eme Congrès Mondial des traitements de surface octobre 1988.
- [11] 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."
- [12] Ziegler J. F., Biersack J. P., Stopping and Range of Ions in Matter, SRIM 2003.10.
- [13] 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".
- [14] Ouchani S., J.-C. Dran and Chaumont J., Applied Geochemistry, 13 (1997) 707-714,

[15] 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

Certains oxydes pérovskites sous forme cristalline, plus particulièrement l'aluminate de lanthane (LaAlO_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 (LaAlO_3), avec comme ions lourds de Thorium de quelques centaines de keV (50-110 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 984\AA à des énergies de l'ordre 80 KeV pour les ions de Thorium et de 234177\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 (l'aluminate de lanthane (LaAlO_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 lourds 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 prépondérants sous l'effet du bombardement de thorium, les remplacements ou les substitutions sont aussi toxiques dans la matrice de pérovskite. Nous avons aussi comparé les mêmes pérovskites qui 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.