

République algérienne démocratique et populaire  
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique  
Université Saad Dahleb Blida 1



Faculté des sciences  
Département de physique

Mémoire de fin d'étude  
Pour l'obtention du diplôme de Master en Physique

Option : Physique des rayonnements

Thème :

*La contribution de la correction de couches des cibles  
 $^{27}_{13}\text{Al}$ ,  $^{63}_{29}\text{Cu}$ ,  $^{197}_{79}\text{Au}$  dans le calcul du pouvoir d'arrêt des  
particules chargées  $^1\text{H}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^7\text{Li}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$  pour des vitesses*

$$V \geq V_0 Z_1^{2/3}.$$

Présenté par :

Foul sihem

Soutenu le 16/11/2020, devant le jury composé de :

Mr. A. Mouzali	Maître de conférences-B	U.S.D.B 1	Président
Mr. M. Chekirine	Maître de conférences-B	U.S.D.B 1	Encadreur
Mr. A. Guesmia	Maître de conférences-B	U.S.D.B 1	Examineur

Blida 1-2019/2020-

## **Remerciements**

*Je remercie tout d'abord «Allah» de m'avoir donné santé, courage, et volonté d'entamer et de finir ce mémoire.*

*Ce travail a été réalisé au laboratoire de physique théorique et de l'interaction Rayonnement-Matière à l'université de Blida 1.*

*Je tiens à exprimer ma sincère reconnaissance et ma gratitude au directeur de mémoire en l'occurrence monsieur Chekirine Mamoun, maître de conférences-B, pour la qualité de son encadrement et sa bienveillance, ses compétences professionnelles, ses expériences fructueuses, la perfection sur laquelle il insiste dans son travail, ainsi que son soutien, le contenu de ses conseils et sa disponibilité durant ma préparation de ce mémoire. Qu'il trouve ici mes sincères remerciements.*

*Monsieur Mouzali Aziz, maître de conférences-B, je vous remercie de m'avoir donné l'honneur d'accepter la présidence de ce jury. Veuillez trouver ici le témoignage de ma gratitude et mon profond respect.*

*Je tiens également à remercier de vive voix monsieur Guesmia Abdelkader, maître de conférences-B, d'avoir accepté d'évaluer ce travail, et qu'il trouve l'expression de ma reconnaissance.*

*Enfin, j'adresse mes remerciements à tous les professeurs qui ont contribué à ma formation pour l'obtention du diplôme de master.*

## ***Dédicaces***

*Ce projet de fin d'étude est dédié.....*

*A mes très chers parents Rachid et Fella, aucune dédicace ne saurait être suffisante pour exprimer mes profonds respects et amours et ma sincère reconnaissance.*

*Je vous remercie pour tout l'amour, le soutien, l'encouragement et les sacrifices que vous me portez depuis mon enfance, que ce travail soit la réalisation de vos vœux.*

*Vos prières et vos bénédictions m'ont été d'une grande faveur pour mener à bien mon parcours d'étude.*

*Puisse Dieu le tout puissant, vous préserve, et vous accorde, santé, longue vie, et bonheur.*

*A mes chers et adorables frères et sœur : Amir, Fatima, et Mohamed, en témoignage de mon affection, tendresse, reconnaissance et amour que je porte pour vous, je vous dédie ce travail avec tous mes vœux de bonheur, de santé, et de succès, que Dieu, le très haut vous protège et vous bénisse.*

*A mes chers petits neveux et nièces : Islem, Tasnim, Rayene, Amira. Que dieu vous protège, vous garde, et vous aide à réussir tout au long de vos chemins de vie.*

*A toutes mes amies.....*

# TABLE DES MATIÈRES

<b>Introduction générale.....</b>	<b>1</b>
<b>Chapitre I. Ralentissement des particules chargées dans la matière.....</b>	<b>3</b>
I.1. Introduction.....	3
I.2. Les principaux paramètres qui caractérisent le ralentissement des particules chargées.....	3
I.3. Théories du pouvoir d'arrêt.....	4
3.1. Introduction.....	4
3.2. Pouvoir d'arrêt électronique.....	5
a. Le régime de basses vitesses $\left( v \ll Z_1^{2/3} v_0 \right)$ .....	6
b. Le régime des vitesses intermédiaires $\left( v \approx Z_1^{2/3} v_0 \right)$ .....	6
c. Le régime des vitesses élevées $\left( v \gg Z_1^{2/3} v_0 \right)$ .....	7
3.3. L'approche classique de Bohr du pouvoir d'arrêt.....	7
3.4. L'approche quantique de Bethe.....	11
3.5. Calcul du pouvoir d'arrêt par la théorie de Bethe-Bloch .....	12
3.6. Correction de l'effet densité $\delta/2$ .....	13
3.7. Correction des couches atomiques $C/Z_2$ .....	13
3.8. Correction de Barkas $Z_1 L_1$ .....	14
3.9. Correction de Bloch $Z_1^2 L_2$ .....	14
3.10. Pouvoir d'arrêt des composés (relation de Bragg).....	15
<b>Chapitre II. Correction de couches et charge effective.....</b>	<b>16</b>
II.1. Introduction.....	16
II.2. Corrections des couches atomiques.....	16
2.1. Corrections des couches atomiques K et L.....	16
2.2. Corrections des couches atomiques M, N et O-P.....	20
II.3. La charge effective .....	22
3.1. Généralités.....	22

3.2. Définition de la charge effective.....	24
3.3. Expression de la charge effective.....	25
3.4. Expression du pouvoir d'arrêt $S(E,Z_1)$ indépendamment de la correction des couches.....	26
<b>Chapitre III. Présentation et discussion des résultats obtenus des corrections de couches des cibles <math>^{27}_{13}\text{Al}</math>, <math>^{63}_{29}\text{Cu}</math>, <math>^{197}_{79}\text{Au}</math> et du pouvoir d'arrêt des ions incidents <math>^1\text{H}</math>, <math>^4\text{He}</math>, <math>^7\text{Li}</math>, <math>^{12}\text{C}</math>, <math>^{16}\text{O}</math>.....</b>	<b>28</b>
III.1. Introduction.....	28
III.2. Présentation et discussion des résultats obtenus des corrections de couches des cibles $^{27}_{13}\text{Al}$ , $^{63}_{29}\text{Cu}$ , $^{197}_{79}\text{Au}$ et du pouvoir d'arrêt des ions incidents $^1\text{H}$ , $^4\text{He}$ , $^7\text{Li}$ , $^{12}\text{C}$ , $^{16}\text{O}$ .....	28
III.3. La correction des couches atomiques des cibles $^{27}_{13}\text{Al}$ , $^{63}_{29}\text{Cu}$ , $^{197}_{79}\text{Au}$ .....	28
3.1. La correction des couches atomiques de la cible $^{27}_{13}\text{Al}$ .....	29
3.2. La correction des couches atomiques de la cible $^{63}_{29}\text{Cu}$ .....	30
3.3. La correction des couches atomiques de la cible $^{197}_{79}\text{Au}$ .....	30
III.4. La charge effective et le pouvoir d'arrêt des ions incidents $^1\text{H}$ , $^4\text{He}$ , $^7\text{Li}$ , $^{12}\text{C}$ , $^{16}\text{O}$ dans les cibles $^{27}_{13}\text{Al}$ , $^{63}_{29}\text{Cu}$ , $^{197}_{79}\text{Au}$ .....	33
4.1. La charge effective et le pouvoir d'arrêt des ions incidents $^1\text{H}$ , $^4\text{He}$ , $^7\text{Li}$ , $^{12}\text{C}$ , $^{16}\text{O}$ dans la cible $^{27}_{13}\text{Al}$ .....	33
4.2. La charge effective et le pouvoir d'arrêt des ions incidents $^1\text{H}$ , $^4\text{He}$ , $^7\text{Li}$ , $^{12}\text{C}$ , $^{16}\text{O}$ dans la cible $^{63}_{29}\text{Cu}$ .....	38
4.3. La charge effective et le pouvoir d'arrêt des ions incidents $^1\text{H}$ , $^4\text{He}$ , $^7\text{Li}$ , $^{12}\text{C}$ , $^{16}\text{O}$ dans la cible $^{197}_{79}\text{Au}$ .....	42
III.5. La contribution de la correction des couches dans le calcul du pouvoir d'arrêt des ions incidents $^1\text{H}$ , $^4\text{He}$ , $^7\text{Li}$ , $^{12}\text{C}$ , $^{16}\text{O}$ dans les cibles $^{27}_{13}\text{Al}$ , $^{63}_{29}\text{Cu}$ , $^{197}_{79}\text{Au}$ .....	46
III.6. Calcul du pouvoir d'arrêt des ions indépendamment des corrections de couches.....	48
<b>Conclusion générale.....</b>	<b>51</b>
<b>Références.....</b>	<b>53</b>

## **La liste des abréviations**

SRIM : Stopping and Range of Ions in Matter

CasP : Convolution approximation for swift Particles

ICRU : International Commission on Radiation Units

ASTAR : Alpha Stopping and Range

PSTAR : Proton Stopping and Range

MSTAR : More stopping and Range

## ملخص

تعتمد صيغة Bethe-Bloch المعدلة على عدة مصطلحات تصحيحية ، وأهمها بلا شك تصحيح الطبقات خاصة لطاقات قليلة من  $\text{MeV/u}$  والتي يمكن أن تتجاوز مساهمتها 10٪ من قوة التوقف. تؤثر حالة شحن الأيونات أيضًا على هذا الأخير ; خاصة الأيونات الثقيلة بسرعات متوسطة  $V \geq V_0 Z_1^{2/3} \geq 2Z_1 V_0$  . في العمل الحالي، قمنا بحساب تصحيحات الطبقة للأهداف  $^{27}_{13}\text{Al}, ^{63}_{29}\text{Cu}, ^{197}_{79}\text{Au}$  ، الشحنة الفعالة وقوة إيقاف أيونات  $^1\text{H}, ^4\text{He}, ^7\text{Li}, ^{12}\text{C}, ^{16}\text{O}$  في نطاقات تتراوح من 1 إلى  $100 \text{ MeV/u}$ . قمنا أيضًا بتقييم مساهمة تصحيحات الطبقة واختبرنا صحة علاقة قوة الإيقاف مستقلة عن تصحيح الطبقات. قيم قوة الإيقاف لـ  $^1\text{H}, ^4\text{He}, ^7\text{Li}, ^{12}\text{C}, ^{16}\text{O}$  أيونات في الأهداف  $^{27}_{13}\text{Al}, ^{63}_{29}\text{Cu}, ^{197}_{79}\text{Au}$  تمت مقارنتها مع تلك الناتجة عن برامج الحساب 2013-SRIM ، PSTAR ، ASTAR و MSTAR. في هذه الدراسة وجدنا أن مساهمة تصحيحات الطبقة يمكن أن تصل إلى 13٪ من قوة الإيقاف خاصة للأهداف المتوسطة والثقيلة خاصة عندطاقات قليلة من  $\text{MeV/u}$ . أخيرًا ، طبقنا علاقة قوة الإيقاف مستقلة عن تصحيح الطبقات لتحديد قوة الإيقاف لأيونات  $^4\text{He}, ^{16}\text{O}$  في الأهداف  $^{27}_{13}\text{Al}, ^{197}_{79}\text{Au}$  . تمت مقارنة النتائج التي تم الحصول عليها مع تلك الواردة في برامج الحساب 2013-SRIM و ASTAR و MSTAR.

## Abstract

The modified Bethe-Bloch formula depends on several corrective terms; the most important of these is undoubtedly the shell correction especially for energies of a few MeV/ u and whose contribution can exceed 10% of the stopping power. The charge state of the incident ions also influences in this latter, particularly heavy ions at intermediate speeds  $2Z_1V_0 \geq V \geq V_0Z_1^{2/3}$ . In the present work, we calculated the shell corrections of the targets  $^{27}_{13}\text{Al}$ ,  $^{63}_{29}\text{Cu}$ ,  $^{197}_{79}\text{Au}$ , the effective charge and the stopping power of the  $^1\text{H}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^7\text{Li}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$  ions at energies ranging from 1 to 100 MeV/ u. We also evaluated the shell corrections and tested the validity of the equation of stopping power independent of Shell corrections. The stopping power values of the  $^1\text{H}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^7\text{Li}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$  ions in the targets  $^{27}_{13}\text{Al}$ ,  $^{63}_{29}\text{Cu}$ ,  $^{197}_{79}\text{Au}$  were compared to those generated by the SRIM- 2013, PSTAR, ASTAR and MSTAR calculation codes. In this study, we found that the contribution of the shell corrections could reach 13% of stopping power especially for medium and heavy targets especially at energies of a few MeV/ u. Finally, we applied the expression of stopping power independent of Shell corrections for the determination of the stopping power of  $^4\text{He}$ ,  $^{16}\text{O}$  ions in the targets  $^{27}_{13}\text{Al}$ ,  $^{197}_{79}\text{Au}$ . The results obtained were compared with those given by the codes SRIM-2013, ASTAR and MSTAR.

## Résumé

La formule de Bethe-Bloch modifiée dépend de plusieurs termes correctifs, le plus important de ces derniers est sans doute la correction de couches surtout pour des énergies de quelques MeV/u et dont la contribution peut dépasser les 10% du pouvoir d'arrêt. L'état de charge des ions incidents influe aussi sur ce dernier particulièrement les ions lourds aux vitesses intermédiaires  $2Z_1V_0 \geq V \geq V_0Z_1^{2/3}$ . Dans le présent travail, nous avons calculé les corrections de couches des cibles  $^{27}_{13}\text{Al}$ ,  $^{63}_{29}\text{Cu}$ ,  $^{197}_{79}\text{Au}$ , la charge effective et le pouvoir d'arrêt des ions  $^1\text{H}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^7\text{Li}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$  aux énergies comprises de 1 à 100 MeV/u. Nous avons aussi évalué la contribution des corrections des couches et testé la validité de la relation du pouvoir d'arrêt indépendamment de la correction de couches. Les valeurs du pouvoir d'arrêt des ions  $^1\text{H}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^7\text{Li}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$  dans les cibles  $^{27}_{13}\text{Al}$ ,  $^{63}_{29}\text{Cu}$ ,  $^{197}_{79}\text{Au}$  ont été comparées à celles générées par les codes de calcul SRIM- 2013, PSTAR, ASTAR et MSTAR. Dans cette étude, nous avons trouvé que la contribution des corrections de couches pouvait atteindre les 13% du pouvoir d'arrêt surtout pour les cibles moyennes et lourdes particulièrement aux énergies de quelques MeV/u. Enfin, nous avons appliqué l'expression du pouvoir d'arrêt indépendamment de la correction de couches pour la détermination du pouvoir d'arrêt des ions  $^4\text{He}$ ,  $^{16}\text{O}$  dans les cibles  $^{27}_{13}\text{Al}$ ,  $^{197}_{79}\text{Au}$ . Les résultats obtenus ont été comparés avec ceux donnés par les codes SRIM- 2013, ASTAR et MSTAR.

## *Introduction générale*

## Introduction générale

Le ralentissement des particules chargées énergétiques dans la matière s'accompagne d'une dissipation de leur énergie essentiellement par chocs coulombiens avec les électrons du milieu ralentisseur. A cause du caractère statistique de ces chocs, la perte d'énergie du faisceau incident est distribuée autour d'une valeur moyenne  $\langle \Delta E \rangle$ . Pour une perte d'énergie relative  $(\Delta E/E)$  de l'ordre de 5 à 20 %, cette distribution est généralement Gaussienne [1]. Elle permet d'évaluer la perte d'énergie par unité de parcours ou pouvoir d'arrêt du milieu.

Les mesures des pouvoirs d'arrêts sont d'un grand intérêt d'un point de vue fondamental car elles sont indispensables pour la compréhension des phénomènes liés à l'interaction des particules chargées avec la matière. Elles fournissent d'importantes informations concernant les propriétés physiques des matériaux traversés en vue de leur application dans les différents domaines tels que : la physique médicale (la radiothérapie), la physique nucléaire, la radioprotection, l'implantation ionique.

Plusieurs approches théoriques ont été développées pour prédire les pouvoirs d'arrêts des ions légers et lourds dans la matière. Les travaux les plus connus, nous les devons à Bohr [2,3], Bethe [4], Bloch [5], Lindhard [6,7] et récemment Sigmund-Schinner [8] ainsi que Grande-Schiwietz [9-11]. Le grand nombre de tabulations semi-empiriques et données expérimentales disponibles permet d'évaluer le pouvoir d'arrêt avec une précision acceptable et de tester la validité des différentes théories correspondantes. Les valeurs du pouvoir d'arrêt calculées à travers les modèles théoriques et semi-empiriques sont générées par les codes PASS [12], CasP [13], SRIM-2013 [14], PSTAR, ASTAR et MSTAR [15].

Dans le présent travail, nous utilisons la formule de Bethe-Bloch modifiée pour le calcul du pouvoir d'arrêt des ions incidents  $^1H, ^4He, ^7Li, ^{12}C, ^{16}O$  dans les cibles  $^{27}_{13}Al, ^{63}_{29}Cu, ^{197}_{79}Au$  aux énergies  $1 MeV/u \leq E \leq 100 MeV/u$ . Cette formule dépend de plusieurs termes correctifs, le plus important de ces termes est sans doute la correction de couches surtout pour des énergies de quelques MeV/u et dont la contribution peut atteindre les 10% du pouvoir d'arrêt [16]. L'état de charge des ions incidents influence aussi sur ce dernier particulièrement les ions lourds aux vitesses intermédiaires  $2Z_1V_0 \geq V \geq V_0Z_1^{2/3}$ . Dans le but de retrouver les valeurs des corrections de couches atomiques des cibles  $^{27}_{13}Al, ^{63}_{29}Cu$  et  $^{197}_{79}Au$ , nous adoptons l'expression de Ziegler [17], l'approche théorique de Walske-Bichsel [18-21] et la formule de Bethe-Bloch. En ce qui concerne la charge effective des ions

incidents, nous utilisons dans nos calculs les relations données dans les références [22,23]. La contribution de ces deux termes va améliorer la précision du pouvoir d'arrêt et permettra une meilleure comparaison avec les codes cités ci-dessus.

Le premier chapitre, nous le consacrons au ralentissement des particules chargées dans la matière, par un rappel sur les théories classique de Bohr et quantique de Bethe. Nous présentons l'extension du modèle de Bethe communément appelée "théorie de Bethe-Bloch modifiée", en introduisant les différentes corrections apportées à ce dernier.

Au second chapitre, on définit les deux termes les plus importants qui interviennent dans le calcul du pouvoir d'arrêt à savoir, la correction de couches atomiques ( $K, L, M, \dots$ ) de la cible et la charge effective de l'ion incident. Nous donnons leurs expressions et celle de Bethe-Bloch légèrement modifiée (indépendante de la correction de couches).

Enfin, le dernier chapitre est dédié à la présentation et à la discussion des résultats obtenus des corrections de couches des cibles  ${}_{13}^{27}\text{Al}$ ,  ${}_{29}^{63}\text{Cu}$ ,  ${}_{79}^{197}\text{Au}$  et du pouvoir d'arrêt des ions  ${}^1\text{H}$ ,  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ . Nous comparons les valeurs trouvées de ce dernier avec celles données par les codes de calcul PSTAR, ASTAR, MSTAR et SRIM-2013.

## **Chapitre I**

### ***Ralentissement des particules chargées dans la matière***

## **I.1 Introduction**

Niels Bohr fut le premier à élaborer une théorie classique du pouvoir d'arrêt des particules chargées dans la matière en introduisant la structure atomique et en considérant la collision comme un transfert d'énergie entre le projectile et les électrons du milieu ralentisseur.

Par la suite, Hans Bethe [4] a élaboré les équations fondamentales du ralentissement des ions énergétiques dans la matière en utilisant un traitement quantique basé sur l'approximation de Born au premier ordre (PWBA) [24]. Cette approche quantique est à la base du calcul du pouvoir d'arrêt pour les particules chargées. Enfin, Bloch [5] a développé une autre formulation du pouvoir d'arrêt, reliant le calcul quantique de Bethe au traitement classique de Bohr.

Dans ce chapitre, nous proposons de faire un rappel sur les théories de Bohr [2,3], Bethe [4] et Bethe-Bloch [6], s'appliquant au domaine d'énergie couvert par cette étude. Nous introduisons notamment les notions du pouvoir d'arrêt électronique d'un ion traversant un matériau.

## **I.2 Les principaux paramètres qui caractérisent le ralentissement des particules chargées**

Les grandeurs pertinentes de l'interaction ion- matière permettant de caractériser le phénomène du ralentissement de particules chargées d'énergie  $E$  dans un matériau d'épaisseur  $X$ , sont :

- Le pouvoir d'arrêt  $(-dE/dX)$ , qui dépend notamment des sections efficaces de collisions élastiques et inélastiques.
- La fluctuation de la perte d'énergie  $(\delta E)$  (stragglings en énergie).
- Le potentiel d'ionisation et d'excitation moyen  $I$ , qui caractérise le milieu traversé.
- Le parcours projeté  $(R_p)$  de l'ion dans la matière traversée, qui dépend de la vitesse de l'ion.

### **I.3. Théories du pouvoir d'arrêt**

#### **I.3.1. Introduction**

Une particule se déplaçant dans un milieu va perdre son énergie par une combinaison de chocs élastiques et inélastiques avec les noyaux et électrons du milieu. En première approximation, le pouvoir d'arrêt des ions est la somme des pertes d'énergies nucléaire et électronique, lors de collisions élastiques et inélastiques, considérées comme indépendantes.

Le pouvoir d'arrêt  $(-dE/dX)$ , est défini comme étant la quantité d'énergie déposée par unité de longueur par l'ion projectile traversant une cible, C'est une grandeur physique fondamentale qui caractérise le ralentissement des particules chargées énergétiques dans la matière.

Le pouvoir d'arrêt des particules chargées énergétiques dans la matière a été étudié dès le début du siècle et divers modèles théoriques ont été proposés par plusieurs auteurs : Bohr [2,3], Bethe [4], Bloch [5], Lindhard [6,7], Sigmund-Schinner [8] et Grande-Schiwietz [9-11]. Actuellement, le grand nombre de tabulations semi-empiriques et données expérimentales disponibles permet d'évaluer le pouvoir d'arrêt avec une précision acceptable et de tester la validité des différentes théories correspondantes. Les valeurs du pouvoir d'arrêt calculées à travers les références [8] et [9-11] sont générées respectivement par les programmes PASS [12] (les valeurs calculées par le code PASS sont données dans ICRU-73) et CasP [13]. Ziegler, Helmut Paul et Berger ont développés respectivement des approches semi-empiriques qui sont présentées sous forme de codes de calculs à savoir SRIM [14], MSTAR [15].

Lorsqu'une particule chargée énergétique pénètre dans un matériau, elle interagit avec les atomes du milieu ralentisseur, et est ralentie selon deux mécanismes :

a) Le cas d'une collision « inélastique », l'interaction se fait par le biais de la force coulombienne entre la particule incidente chargée et les électrons atomiques de la cible. Ce mode d'interaction, implique des excitations et des ionisations des atomes cibles, engendre une perte d'énergie de l'ion projectile, appelée "perte d'énergie électronique".

b) Le cas des collisions « élastiques », qui se traduisent par des transferts d'énergies coulombiennes du projectile vers les noyaux atomiques du matériau cible. Ce type d'interaction donne lieu à ce que l'on appelle communément "pertes d'énergies nucléaires".

L'importance relative de ces deux mécanismes d'interaction dépend de la vitesse du projectile et de son état de charge, ainsi que des propriétés de la cible de matière traversée (nature, nombre atomique, densité). A basse énergie la perte d'énergie nucléaire est prépondérante ; en

revanche aux énergies plus élevées la perte d'énergie est essentiellement de nature électronique.

Aux énergies utilisées dans ce travail ( $E \geq 1 \text{ MeV/u}$ ), seul le pouvoir d'arrêt électronique est prépondérant.

### **I.3.2 Pouvoir d'arrêt électronique**

Le ralentissement des particules chargées énergétiques se traduit par une perte d'énergie due à des collisions avec les électrons atomiques du milieu. L'énergie transférée aux électrons est faible par rapport à l'énergie cinétique de la particule incidente. L'excitation et l'ionisation des électrons atomiques sont responsables de la perte d'énergie électronique.

L'ion incident passe par divers états de charge ; lors de son parcours dans le matériau l'ion est partiellement ionisé (perte de ses électrons), une fois que son énergie diminue il capture des électrons. Ces différents états de l'ion ont lieu au cours de son ralentissement dans le matériau, cela dépend de l'énergie de l'ion.

Deux théories rendent compte des mécanismes de perte d'énergie, valables respectivement pour les hautes et basses vitesses. La frontière entre ces deux régimes est régie par le rapport de la vitesse du projectile  $V$  à la vitesse de Bohr  $V_0$  moyenne des électrons des atomes-cibles. Adoptons comme référence, la vitesse relative du projectile  $V_r$  d'un électron atomique.

$$V_r = \frac{V}{V_0} Z_1^{-\frac{2}{3}} \quad (V_0 = \frac{e^2}{\hbar} = \frac{c}{137} \text{ Correspondant à des particules d'énergies de } 25 \text{ keV/u,}$$

$c$  étant la vitesse de la lumière et  $Z_1$  est le numéro atomique de l'ion incident), nous pouvons distinguer trois principales régions de vitesses différents (figure. I-1) [25].

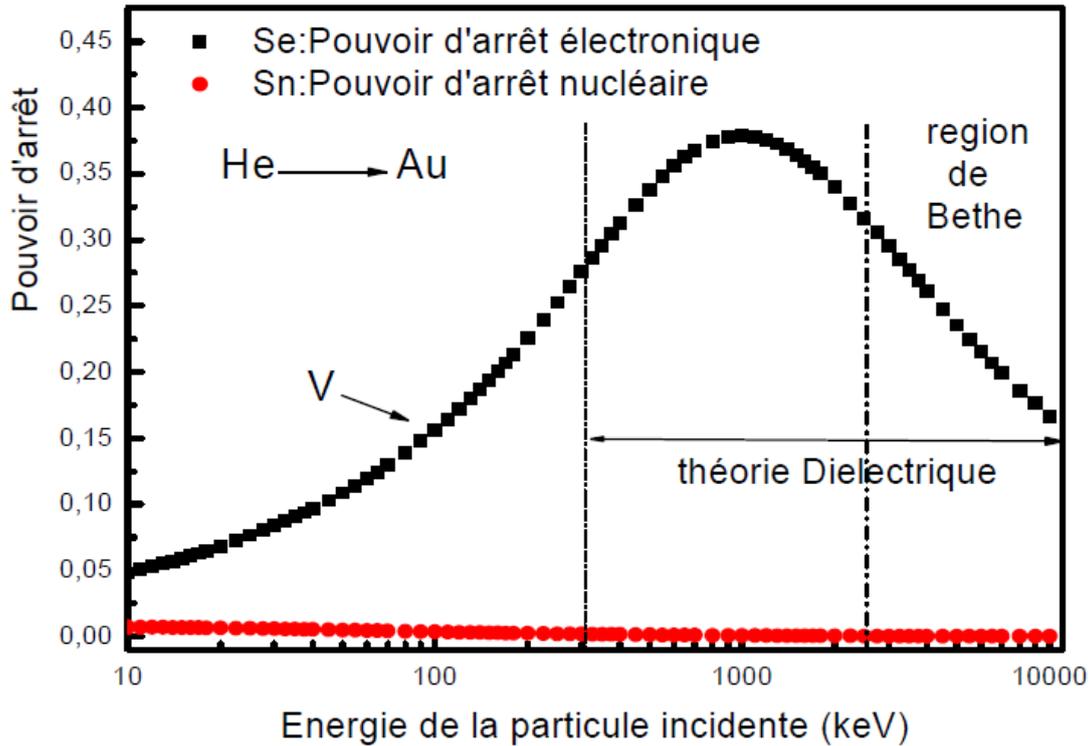


Figure. I-1 : Variation du pouvoir d'arrêt en fonction de l'énergie du projectile [25].

a) Le régime de basses vitesses  $\left( V \ll V_0 Z_1^{\frac{2}{3}} \right)$  :

A mesure que la vitesse  $V$  diminue, l'état de charge de la particule incidente se réduit, les nuages électroniques des deux partenaires (projectile-cible) se recouvrent, et un réarrangement des niveaux d'énergie électroniques a lieu au cours de l'interaction. Seuls les électrons faiblement liés de la cible contribuent à la perte d'énergie de l'ion. Dans ce cas, le pouvoir d'arrêt électronique est proportionnel à la vitesse  $V$ , et le ralentissement est décrit par la théorie de Lindhard-Sharff [6] et de Firsov [26].

b) Le régime des vitesses intermédiaires  $\left( V \approx V_0 Z_1^{\frac{2}{3}} \right)$  :

Dans cette gamme d'énergie, les sections efficaces d'interaction des différents processus atomiques sont proche de leurs valeurs maximales et le pouvoir d'arrêt électronique atteint son maximum; il n'existe aucune formulation simple et précise pour prédire le pouvoir d'arrêt. Ce régime est généralement décrit par la théorie diélectrique de Lindhard [6]. Le domaine de validité de la formule de Bethe-Bloch modifiée peut aussi être étendu en introduisant une charge effective (on remplace la charge de l'ion par une charge effective) aux vitesses  $V \geq V_0 Z_1^{\frac{2}{3}}$ .

c) **Le régime des vitesses élevées**  $(V \gg V_0 Z_1^{\frac{2}{3}})$  :

Où l'ion projectile est totalement ionisé et peut être assimilé, avec une bonne précision, à une charge ponctuelle  $Z_1 e$ . Cette région d'énergie, qui est dominée par les processus d'excitation et d'ionisation des électrons cibles, est relativement assez bien décrite par la théorie quantique de Bethe.

Deux théories ont été présentées pour évaluer la perte d'énergie électronique d'une particule en collision avec une cible : L'approche classique de Bohr [2,3] qui dépend du paramètre d'impact et l'approche quantique de Bethe [4] qui dépend du transfert de l'impulsion de la particule aux électrons de la cible.

Les ions que nous utilisons dans cette étude sont des ions rapides ( $^1_1\text{H}$ ,  $^4_2\text{He}$ ,  $^7_3\text{Li}$ ,  $^{12}_6\text{C}$ ,  $^{16}_8\text{O}$ ) qui traversent des cibles  $^{27}_{13}\text{Al}$ ,  $^{63}_{29}\text{Cu}$ ,  $^{197}_{79}\text{Au}$ ; le ralentissement de l'ion projectile par interaction avec les électrons de la cible correspond à un pouvoir d'arrêt électronique. Nous allons décrire la théorie de Bohr (basée sur le concept du paramètre d'impact  $P$ ) et les différentes corrections apportées à la formule de Bethe (Bethe-Bloch modifiée).

**I.3.3. L'approche classique de Bohr du pouvoir d'arrêt**

L'application de la mécanique classique ou de la mécanique quantique pour décrire l'interaction avec les électrons du milieu ralentisseur dépend du paramètre  $\eta$ , introduit en 1948 par Bohr. Selon ce dernier, les notions de trajectoire classique et du paramètre d'impact cessent d'être valides dès que le diamètre classique de collision est petit ou du même ordre de grandeur que la longueur d'onde de Broglie associée à la particule fictive, formée par le système électron cible-ion projectile. Dans le cas de la collision ion-électron où les expressions du diamètre classique de collision  $b$  (distance minimale d'approche), et de la longueur d'onde de la particule fictive  $\lambda$ , sont donnés par :

$$\mathbf{b} = \frac{2Z_1 e^2 (M_1 + m)}{M_1 m v^2}, \quad \lambda = \frac{h}{m v} \quad (\text{I-1})$$

Avec :  $m$  la masse de l'électron.

Le paramètre  $\eta$ , appelé communément "paramètre de Bohr", est défini comme étant le rapport de ces deux longueurs caractéristiques. Il est donné, dans le cas où la masse de l'électron est négligeable devant celle de l'ion projectile ( $M_1$ ), par la relation:

$$\eta = \frac{b}{\lambda} = 2Z_1 \frac{e^2}{\hbar V} = 2Z_1 \frac{V_0}{V} = 2Z_1 \frac{e^2 c}{\hbar c V} = 2Z_1 \frac{\alpha}{\beta} \quad (\text{I-2})$$

Où :  $\alpha = 1/137$  et  $\beta = v/c$  sont respectivement la constante de structure fine et la vitesse relative de l'ion projectile ( $c$  est la vitesse de la lumière).

Selon la valeur de ce paramètre  $\eta$ , deux approches de base ont été proposées pour déterminer la perte d'énergie des particules chargées dans la matière :

- 1) Pour les valeurs de  $\eta$  très grandes devant l'unité ( $\eta \gg 1$ ), une description classique due à N.Bohr est utilisée. Cette approche est basée sur le concept du paramètre d'impact.
- 2) Pour les valeurs de  $\eta$  petites devant l'unité ( $\eta \ll 1$ ), une description quantique due à H.Bethe est adoptée. Cette approche est basée sur l'approximation de Born au premier ordre.

Soit un faisceau de particules chargées d'énergie  $E$  traversant une cible d'épaisseur  $\Delta X$  supposée au repos dans le système du laboratoire (expérience de transmission, Fig. I.2).

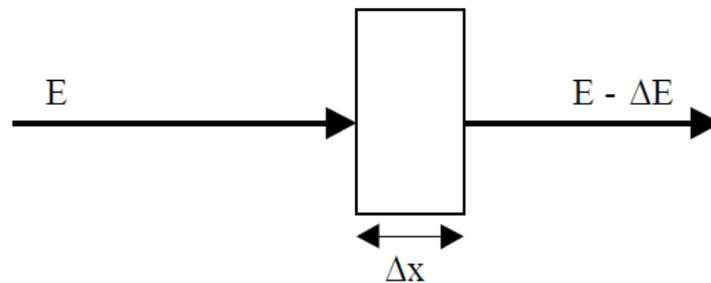


Fig. I.2: Définition de la perte d'énergie.

Au cours du ralentissement, plusieurs types de collisions peuvent avoir lieu induisant des pertes d'énergie comprises dans les intervalles d'énergie respectifs:  $(T_1, T_1 + dT_1)$ ,  $(T_2, T_2 + dT_2)$  ... ..  $(T_i, T_i + dT_i)$ .

Pour des transferts d'énergie  $T_i$  discrets, l'énergie moyenne globale perdue dans la cible s'obtient par la sommation de tous les transferts induits au cours des différents chocs, soit:

$$\langle \Delta E \rangle = \sum_i p_i T_i \quad (\text{I-3})$$

Dans cette dernière relation  $p_i$  représente la probabilité de transfert d'une énergie comprise entre  $T_i$  et  $T_i + dT_i$ .

Dans le cas des transferts d'énergie dans des états continus, cette expression devient :

$$\langle \Delta E \rangle = \int T dp$$

Où :  $dp$  représente la probabilité de transférer une énergie entre  $T$  et  $T+dT$ .

Si une cible d'épaisseur  $\Delta x$  contient une densité  $N$  atomes cibles par unité de volume, la probabilité  $dp$  s'écrira :

$$dp = N \Delta x \cdot d\sigma \quad (I-4)$$

$$\langle \Delta E \rangle = \int T dp = N \Delta x \int T d\sigma \quad (I-5)$$

On définit la perte d'énergie par unité de longueur :

$$\frac{dE}{dX} = \lim_{\Delta X \rightarrow 0} \frac{\Delta E}{\Delta X}$$

D'où: 
$$\frac{dE}{dX} = N \int T d\sigma \quad (I-6)$$

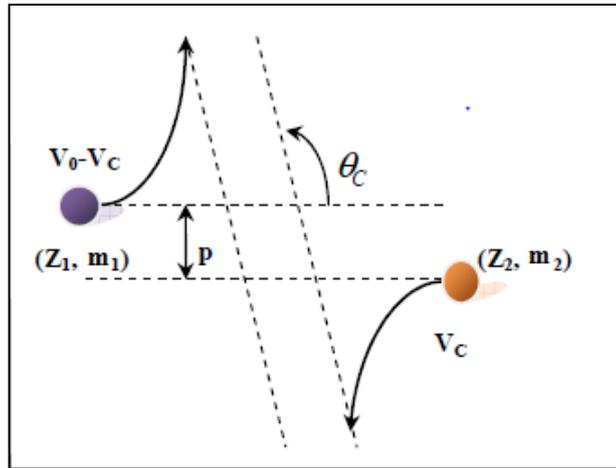


Figure. I.2 : Diffusion d'une particule  $(m_1, Z_1)$  par une cible  $(m_2, Z_2)$  dans le système du centre de masse [27].

La relation entre l'angle de diffusion, le paramètre d'impact  $P$  et la distance minimale d'approche  $b$  dans une interaction coulombienne entre les deux particules s'écrit:

$$\tan \frac{\theta_c}{2} = \frac{b}{2P} \quad (I-7)$$

Où :  $b = \frac{2Z_1 Z_2 e^2}{\mu v^2}$  et  $\mu = \frac{m_1 m_2}{(m_1 + m_2)}$  est la masse réduite.

La section efficace différentielle de diffusion coulombienne [28], est donnée par :

$$d\sigma = \frac{d\sigma(T)}{dT} dT = 2\pi p dp = \pi \frac{b^2 T^{max}}{4T^2} dT \quad (I-8)$$

Avec :

$$T = \frac{4m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} E_1 \sin^2 \left( \frac{\theta_c}{2} \right) = T^{max} \sin^2 \left( \frac{\theta_c}{2} \right) \quad (I-9)$$

T est l'énergie cinétique transférée à la cible.

La perte d'énergie par unité de longueur peut être déduite de la relation (I-6).

$$\frac{dE}{dX} = N \int_{T^{min}}^{T^{max}} T d\sigma = 2\pi N \frac{Z_2^2 Z_1^2 e^4}{m_2 V^2} \int_{T^{min}}^{T^{max}} \frac{dT}{T} \quad (I-10)$$

$T^{min}$  et  $T^{max}$  sont respectivement, les énergies minimale et maximale transférées à l'atome cible,  $T^{max}$  représente l'énergie maximale transférée lors d'un choc frontal ( $\theta_c = 180^\circ$ ).

Dans le cas d'une diffusion sur un électron cible ( $m_2 = m_e$ ,  $Z_2 = -1$ )  $m_1 \gg m_e$  :  $T_{max} = 2m_e V^2$ , ( $m_e$  étant la masse de l'électron et  $V$  la vitesse du projectile). L'expression (I-10) s'écrit en fonction du paramètre d'impact  $P$  :

$$-\left( \frac{dE}{dX} \right) = 2\pi \frac{NZ_2^2 Z_1^2 e^4}{m_e V^2} \int_0^{p_{max}} \frac{2p dp}{p^2 + \left( \frac{b}{V} \right)^2} \quad (I-11)$$

Avec:  $p_{max} = \frac{V}{\langle \omega \rangle}$  et  $Z_2 = -1$ .

Le pouvoir d'arrêt donné par Bohr est :

$$-\left( \frac{dE}{dX} \right) = 4\pi \frac{NZ_2 Z_1^2 e^4}{m_e V^2} \text{Ln} \left( \frac{m_e V^3}{Z_1 e^2 \langle \omega \rangle} \right) \quad (I-12)$$

Où :  $\langle \omega \rangle$  représente la pulsation moyenne des électrons atomiques sur leurs orbites et  $N$  est remplacé par  $NZ_2$ .

Cette approche est similaire de celle de la théorie des oscillateurs harmoniques de Bohr qui décrit les électrons atomiques par des oscillateurs harmoniques liés à leur noyau. Dans cette deuxième approche, il se rend compte que les effets de liaisons électroniques sont essentiels pour un traitement correct de la perte d'énergie. Il suggère l'existence d'un paramètre d'impact intermédiaire  $P_0$  et réalise un calcul plus rigoureux en considérant séparément les collisions proches ( $P < P_0$ ) des collisions lointaines ( $P > P_0$ ).

Bohr obtient ainsi le pouvoir d'arrêt total  $\left(\frac{dE}{dX}\right)$  en additionnant les deux contributions  $\left(\frac{dE}{dX}\right)_{cp}$  (collisions proches) et  $\left(\frac{dE}{dX}\right)_{cl}$  (collisions lointaines). Son résultat est donné par l'expression suivante:

$$\left(\frac{dE}{dX}\right) = \left(\frac{dE}{dX}\right)_{cp} + \left(\frac{dE}{dX}\right)_{cl} = \frac{4\pi NZ_1^2 Z_2 e^4}{mv^2} \ln\left(\frac{Cmv^3}{Z_1 e^2 \omega}\right) \quad (I-13)$$

$$\left(\frac{dE}{dX}\right) = 4\pi \cdot N \frac{Z_1^2 Z_2 e^4}{m_e v^2} \text{Ln} \left( \frac{1.1229 m_e V^3}{Z_1 e^2 \langle \omega \rangle} \right) \quad (I-14)$$

Avec :  $C=2 \cdot e^{-\gamma} = 1.1229$  et  $\gamma = 0.5772$  est la constante d'Euler.

Cette relation malgré que dans sa démarche est plus rigoureuse, mais elle est très voisine de l'équation (I-12).

### I.3.4. L'approche quantique de Bethe

Une quinzaine d'années après Bohr, Bethe [4] a élaboré une théorie quantique du pouvoir d'arrêt pour des particules rapides, basée sur l'approximation de Born au premier ordre (PWBA) [24]. Selon cette approche, la perte d'énergie électronique est prédominante pour des vitesses de l'ion incident supérieures à la vitesse de Bohr ( $V \gg Z_1 V_0$ ) et l'interaction peut être considérée comme une perturbation.

Selon Bethe, la perte d'énergie par unité de longueur peut être écrite sous la forme suivante :

$$\frac{dE}{dX} = 4\pi \frac{Z_1^2 e^4}{m_e v^2} NZ_2 \text{Ln} \left( \frac{2m_e V^2}{\langle I \rangle} \right) = \frac{4\pi e^4 Z_1^2}{m_e v^2} NB \quad (I-15)$$

Où:  $B$  est le nombre d'arrêt, il est égal à :  $B = Z_2 \text{Ln} \left( \frac{2m_e V^2}{\langle I \rangle} \right)$ ,  $I$  est le potentiel d'ionisation et d'excitation moyen de l'atome cible et est donné par :

$$\ln \langle I \rangle = \sum f_n \ln(E_n) \quad (I-16)$$

Où:  $E_n$  est l'énergie d'excitation et d'ionisation de l'atome dans le domaine d'énergie ( $T, T+dT$ ) et  $f_n$  la force d'oscillateur dipolaire normalisée  $\sum_{n=1}^{\infty} f_n = 1$ , est donnée par la relation suivante:

$$f_n = \frac{2m_e E_n}{\hbar^2 Z_2} \left| \sum_j \langle n | x_j | 0 \rangle \right|^2 \quad (I-17)$$

$\mathbf{x}_j$  la projection de  $\mathbf{r}_j$  (est la position de  $j^{\text{ième}}$  électron de la cible) sur la direction définie par  $\mathbf{q} = \mathbf{p}' - \mathbf{p} = \hbar\mathbf{K}$  (où:  $\mathbf{q}$  est le moment transféré tandis que  $\mathbf{p}$  et  $\mathbf{p}'$  sont respectivement les quantités de mouvement de la particule incidente avant et après l'interaction et  $\mathbf{K}$  représente le vecteur d'onde associé au transfert du moment).

Le vecteur  $\langle \mathbf{n} |$  désigne l'ensemble des états d'excitation ou d'ionisation de l'atome dans le domaine d'énergie  $(T, T+dT)$  ;

Le vecteur  $|0\rangle$  caractérise l'état atomique initial d'énergie.

Les divers travaux s'accordent sur le fait que le potentiel d'excitation et d'ionisation moyen  $\langle I \rangle$  est proportionnel à  $Z_2$ . Pour les cibles de numéro atomique  $Z_2 \geq 10$ , une formule approximative et plus pratique a été proposée par Bloch [29], elle a pour expression :

$$I(Z_2) = I_0 \cdot Z_2 \approx 10 \cdot Z_2 \text{ (eV)} \quad (\text{I-18})$$

### **I.3.5. Calcul du pouvoir d'arrêt par la théorie de Bethe-Bloch :**

Le domaine de validité de la théorie de Bethe a été étendu de part et d'autre du régime de Born par l'incorporation d'un certain nombre de termes correctifs à l'expression (I-15) de Bethe. Fano a publié plusieurs extensions de l'approche de Bethe, où il a donné la version relativiste de celle-ci [30]. Plusieurs autres corrections ont été proposées en vue d'améliorer les approximations théoriques de Fano. Ceci est, effectué en rajoutant des termes d'ordres supérieurs en  $Z_1$  au développement en perturbation dans l'approximation de Born. L'incorporation de l'ensemble des termes correctifs [5,31,32,33] à la simple formule de Bethe donne lieu à l'expression de Bethe-Bloch modifiée. Celle-ci peut s'écrire, en fonction de la vitesse relative  $\beta$  de l'ion projectile, par [16]:

$$S(\beta) = \frac{dE}{\rho dX} = \frac{K}{\beta^2} Z_1^2 Z_2 L(\beta) \quad (\text{I-19})$$

Où:  $S(\beta)$  est exprimé en  $\text{MeV.cm}^2/\text{g}$  et  $K$  est une constante pour une cible donnée :  $K \approx$

$$\frac{4\pi}{m_0 c^2} \left( \frac{e^2}{\hbar c} \right)^2 (\hbar c)^2 \frac{\mathcal{N}}{M_2}$$

$$\text{Avec: } m_0 c^2 \approx 0.511 \text{ MeV, } \hbar c \approx 197 \text{ MeV.fm, } \mathcal{N} = 6.022 \cdot 10^{23} \frac{\text{atomes}}{\text{mole}}.$$

$$K = \frac{0.307}{M_2} (M_2 \text{ est la masse de l'atome cible) quand } S(E) \text{ est exprimé en } \text{MeV.cm}^2/\text{g}.$$

$L(\beta)$  est le nombre d'arrêt qui est donné par l'expression suivante [16]:

$$L(\beta) = L_0(\beta) + Z_1 L_1(\beta) + Z_1^2 L_2(\beta) \quad (\text{I-20})$$

Dans la relation (I-20) ci-dessus, les termes  $L_0(\beta)$ ,  $Z_1 L_1(\beta)$  et  $Z_1^2 L_2(\beta)$  représentent respectivement, le nombre d'arrêt principal, la correction de l'effet Barkas et la correction de Bloch. Le terme  $L_0$  contient les termes correctifs, au nombre d'arrêt de Bethe, obtenu dans la formulation de Fano (correction relativiste). Il est donné par l'expression :

$$L_0(\beta) = \left\{ \text{Ln} \left( \frac{2m_e v^2}{\langle I \rangle} \right) - \text{Ln}(1 - \beta^2) - \beta^2 - \frac{C}{Z_2} - \frac{\delta}{2} \right\} \quad (\text{I-21})$$

Où :  $C/Z_2$ ,  $(\delta / 2)$  représentent respectivement, le terme de correction des couches atomiques, et le terme de correction de l'effet de densité.

### **Correction de l'effet de densité $\delta/2$ :**

La correction de l'effet de densité appelé aussi "effet de polarisation"  $\delta/2$  a été introduite par Fermi [34], n'est importante que pour  $\beta > 0.88$ , est une conséquence de la polarisation du milieu ralentisseur induite par le champ électrique de l'ion incident. Elle n'est significative que pour des énergies des particules incidentes excédant l'énergie au repos de ces mêmes particules et donc bien au-delà des énergies utilisées dans le présent travail.

### **Correction des couches atomiques $C/Z_2$ :**

Cette correction a une importance lorsque les électrons des couches internes (cibles lourdes) ont des vitesses de précession supérieures à celle de l'ion incident ( $V_e \gg V_{ion}$ ), ceci va se traduire par une diminution du pouvoir d'arrêt. Le terme de corrections de couches, peut contribuer plus de 10% du pouvoir d'arrêt total.

Les traitements effectués par Bichsel [32] et Ziegler (s'inspirant de la théorie de Lindhard-Winther [35]) sont basés respectivement sur les fonctions d'ondes hydrogénoïdes et sur l'approximation de la densité locale.

### Correction de Barkas $Z_1 L_1$ :

La correction de Barkas  $Z_1 L_1$ , traduit la différence de parcours des particules de charges opposées dans un même matériau ralentisseur. Cet effet a été clairement mis en évidence, en 1956 [31]. Il est connu sous le nom "d'effet Barkas" et provient de la polarisation du milieu ralentisseur induite par le champ de l'ion projectile. Le terme de correction Barkas concerne donc les corrections à apporter à l'hypothèse de Bethe-Bloch selon laquelle, les électrons des atomes cibles sont distribués de façon statique et uniforme.

### Correction de Bloch $Z_1^2 L_2$ :

La différence entre la description classique de Bohr et la description quantique de Bethe a été évaluée par F. Bloch en 1933 [5]. L'expression du pouvoir d'arrêt obtenu par Bloch dans le cas des vitesses non relativistes. Celle-ci est donnée par :

$$S(\beta) = \frac{0.307}{\beta^2} Z_1^2 \frac{Z_2}{M_2} \times \left[ \text{Ln} \left( \frac{2m_e v^2}{\langle I \rangle} \right) + \psi(1) - \text{Re}\psi \left( 1 + \frac{i\alpha Z_1}{\beta} \right) \right] \quad (\text{I-22})$$

Avec :  $\psi(1) - \text{Re}\psi \left( 1 + \frac{i\alpha Z_1}{\beta} \right) = Z_1^2 L_2(\beta)$  le terme de Bloch où  $\psi$  est la fonction digamma et  $\text{Re}$  est sa partie réelle.

L'expression (I-22) de Bloch reproduit asymptotiquement les lois de Bethe et de Bohr dans leurs domaines de validités respectifs. Bloch réalise ainsi une interpolation entre l'approche quantique de Bethe et l'approche classique de Bohr.

La formule finale du pouvoir d'arrêt de Bethe-Bloch modifiée est alors donnée par :

$$S(E) = \kappa \frac{Z_1^2 Z_2}{\beta^2} \left\{ \text{Ln} \left( \frac{2m_e v^2}{\langle I \rangle} \right) - \text{Ln}(1 - \beta^2) - \beta^2 - \frac{c}{Z_2} - \frac{\delta}{2} + Z_1 L_1 + Z_1^2 L_2 \right\} \quad (\text{I-23})$$

Diverses évaluations ont été proposées pour l'estimation du terme de Bloch, dont la paramétrisation développée par Bichsel [36] rend bien compte d'une large gamme de données du pouvoir d'arrêt à vitesses élevées. Le terme de correction de Bloch  $L_2$ , est alors donné par l'expression suivante:

$$Z_1^2 L_2 = -y^2 [1.202 - y^2 (1.042 - 0.855y^2 + 0.343y^4)] \quad (1-24)$$

Avec:  $y = Z_1 \alpha / \beta$ , dans le régime dit des hautes vitesses correspondant à  $y < 1$ . Pour des très grandes vitesses  $y \rightarrow 0$ , le terme de Bloch  $Z_1^2 L_2$  tend vers  $-1.2y^2$ .

### I.3.6. Pouvoir d'arrêt des composés (relation de Bragg)

L'approximation standard généralement utilisée pour déterminer le pouvoir d'arrêt de la matière composée est basée sur la loi d'additivité de Bragg et Kleeman [37]. Selon cette règle, le pouvoir d'arrêt  $S_B$  d'un matériau composé est simplement obtenu par la combinaison linéaire des pouvoirs d'arrêts de ses constituants atomiques. Cette approximation suppose que les effets liés à l'état de phase et / ou aux liaisons chimiques de ces constituants élémentaires n'influent pas sur le processus du ralentissement. En d'autres termes, ces effets, n'affectent pas les pouvoirs d'arrêts de chacun des éléments constituants le composé. En se basant sur cette règle d'additivité de Bragg-Kleeman, le pouvoir d'arrêt  $S_B$ , d'un matériau composé peut s'écrire sous la forme :

$$S_B(\beta) = \sum_j \omega_j S_j(\beta) \quad (\text{I-25})$$

Où :  $\omega_j$  et  $S_j$  représentent respectivement, la fraction de masse du  $j^{\text{ième}}$  atome constituant et le pouvoir d'arrêt de celui-ci.

Il est à noter que le terme de Bloch ( $Z_1^2 L_2$ ) ne contient pas de paramètres dépendants du matériau cible. En revanche, les autres termes, tels le terme de Barkas et celui des corrections des couches atomiques, dépendent de la nature de la cible et nécessitent donc des procédures, bien appropriées. Le potentiel d'ionisation moyen est souvent le paramètre considéré pour tester la validité de la relation d'additivité de Bragg. Son expression  $I_B$  est donnée par :

$$\text{Ln}(I_B) = \frac{\sum_j \omega_j \frac{Z_j}{M_j} \text{Ln}(I_j)}{(Z_2/M_2)_B} \quad (\text{I-26})$$

Où :  $Z_j$ ,  $M_j$  et  $I_j$  représentent respectivement, le numéro atomique, la masse atomique et le potentiel d'ionisation moyen du  $j^{\text{ième}}$  constituant atomique du matériau composé.

La quantité  $(Z_2/M_2)_B$  est donnée par la sommation pondérée suivante :

$$(Z_2/M_2)_B = \sum_j \omega_j \frac{Z_j}{M_j} \quad (\text{I-27})$$

Le terme de corrections des couches atomiques peut être donné par :

$$(C/Z_2)_B = \frac{\sum_j \omega_j \frac{C_j}{M_j}}{(Z_2/M_2)_B} \quad (\text{I-28})$$

Où :  $C_j$  est la correction totale des couches atomiques du  $j^{\text{ième}}$  constituant atomique.

## **Chapitre II**

### ***Correction de couches et charge effective***

## II.1. Introduction

L'introduction de la correction de couches  $C/Z_2$  et de la charge effective  $Z_1^*$  dans la formule de Bethe-Bloch modifiée (Eq. I-23), sont d'une grande importance dans le calcul du pouvoir d'arrêt électronique particulièrement dans le domaine des vitesses  $V \geq V_0 Z_1^{2/3}$  (voir fig. II-1-a et II-1-b). En effet, les contributions des différentes couches ( $K, L, M, N, O, P$ ) de la cible et de l'état de la charge de l'ion incident principalement pour les noyaux lourds améliorent d'une manière remarquable la précision du pouvoir d'arrêt. Nous pouvons constater l'importance de ces deux grandeurs dans le chapitre-III- pour les ions  $^1H, ^4He, ^7Li, ^{12}C, ^{16}O$  dans les cibles  $^{27}_{13}Al, ^{63}_{29}Cu, ^{197}_{79}Au$ .

## II.2. Corrections des couches atomiques

### II.2.1. Corrections des couches atomiques $K$ et $L$

Le terme de corrections des couches atomiques  $C/Z_2$ , est introduit dans l'expression du pouvoir d'arrêt de Bethe pour remédier à la défection de l'hypothèse de Bethe selon laquelle la vitesse du projectile est nettement supérieure à celles des électrons cibles ( $V \gg V_e$ ). En effet, cette hypothèse peut ne pas être vérifiée pour le cas de projectiles à faibles vitesses incidentes. Cette défection est d'autant plus marquante que le matériau cible est lourd. Le terme de corrections de couches, qui peut contribuer jusqu'à plus de 10% du pouvoir d'arrêt total, est généralement évalué en tenant compte des détails de chacune des orbites électroniques de l'atome cible. Parmi les différentes approximations permettant l'évaluation de ce terme, deux principales approches sont généralement utilisées :

- i) Celle basée sur l'utilisation des fonctions d'ondes hydrogénoïdes.
- ii) Celle basée sur l'utilisation de l'approximation de densité électronique locale.

Des évaluations théoriques des corrections des couches atomiques ( $K, L, M, \dots$ ) ont été publiées par Walske [18,19] et Bichsel [20,21].

En utilisant les fonctions d'ondes hydrogénoïdes, Walske a trouvé les valeurs de  $C_K$  et  $C_L$  en utilisant l'expression de  $B_i$  défini comme suit :

Rappel de la formule de Bethe :

$$\frac{dE}{dX} = \frac{4\pi e^4 Z_1^2}{m_e V^2} NB$$

Où:  $B$  est le nombre d'arrêt. (Eq. I-15).

Pour les couches,  $i \equiv K, L, M, \dots$ , on peut écrire que :

$$B_{total} = \sum_i B_i(\theta_i, \eta_i) = Z_2 \text{Ln} \left( \frac{2m_e V^2}{(I)} \right) - \sum_i C_i(\theta_i, \eta_i) \quad (\text{II-1})$$

Avec :

$$C_{totale} = \sum_i C_i(\theta_i, \eta_i)$$

Le nombre d'arrêt  $B_i$  de la couche atomique  $i$  est défini comme suit [38] :

$$B_i(\theta_i, \eta_i) = \int_{W_{min}=\theta_i/n_i^2}^{\infty} W dW I(\eta_i, W) \quad (\text{II-2})$$

La fonction d'excitation  $I(\eta_i, W)$  est donnée en termes du facteur de forme  $F_{W_i}(Q)$  par :

$$I(\eta_i, W) = \int_{W^2/4\eta_i}^{\infty} \frac{dQ}{Q^2} |F_{W_i}(Q)|^2 \quad (\text{II-3})$$

Où :  $W$  est l'énergie transférée à l'électron de la couche  $i$  en unité  $((Z_2^*)_i)^2 \cdot R_H$ .

On définit les variables suivantes :

Généralement la vitesse de la particule est exprimée en fonction de la variable  $\eta_i$ :

- $\eta_i = \beta^2 / (\alpha \cdot (Z_2^*)_i)^2$ ,  $i \equiv K, L$ ,  $(Z_2^*)_i$  est la charge effective des atomes cible pour les électrons de couche  $i$ ,  $\alpha = 1/137$ ,  $\beta = V/c$ ,  $(Z_2^*)_K = Z_2 - 0.3$ ,  $(Z_2^*)_L = Z_2 - 4.15$ .
- $\theta_i$  est le rapport du potentiel d'ionisation observé de la couche  $i$  (la différence d'énergie entre l'état fondamental et l'état le plus bas inoccupé) sur  $((Z_2^*)_i)^2 \cdot R_H / (n_i)^2$  ( $R_H$  et  $n_i$  sont respectivement, le potentiel d'ionisation de l'atome d'hydrogène

qui est égal à 13.6 eV, et le nombre quantique principal. La figure. II.1 représente la variation de  $\theta_K, \theta_L$  en fonction de  $Z_2$  [19].

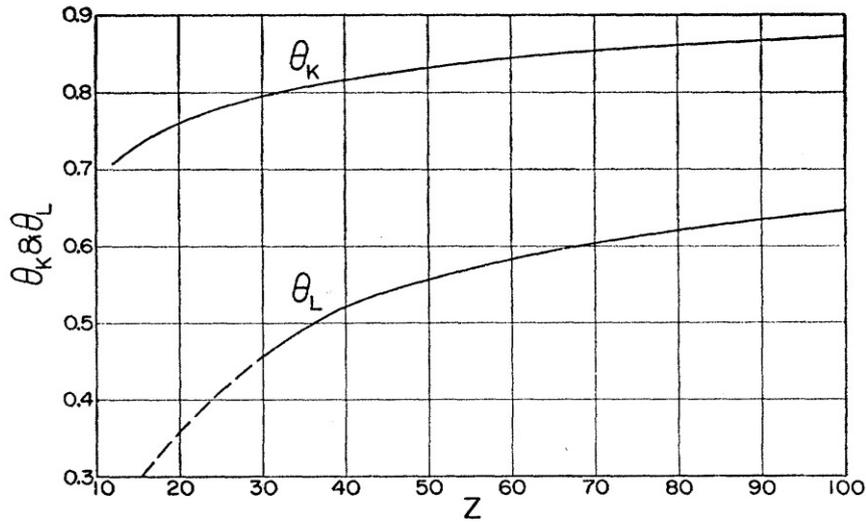


Figure. II.1 : la variation de  $\theta_K, \theta_L$  en fonction de  $Z_2$  [19].

Sur les figures. II.2 et II.3, sont reportées respectivement, les variations de  $B_K$  (Eq. II.2) et  $C_K$  en fonction de  $\eta_K$  et  $1/\eta_K$  pour  $\theta_K = 0.7, 0.8, 0.9$ .

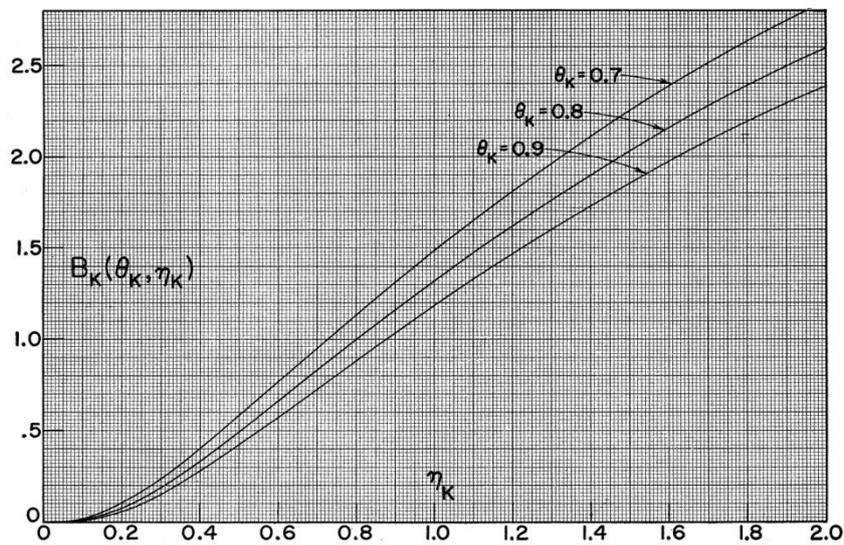


Figure. II.2 : Variation du nombre d'arrêt  $B_K$  en fonction de  $\eta_K$  [18].

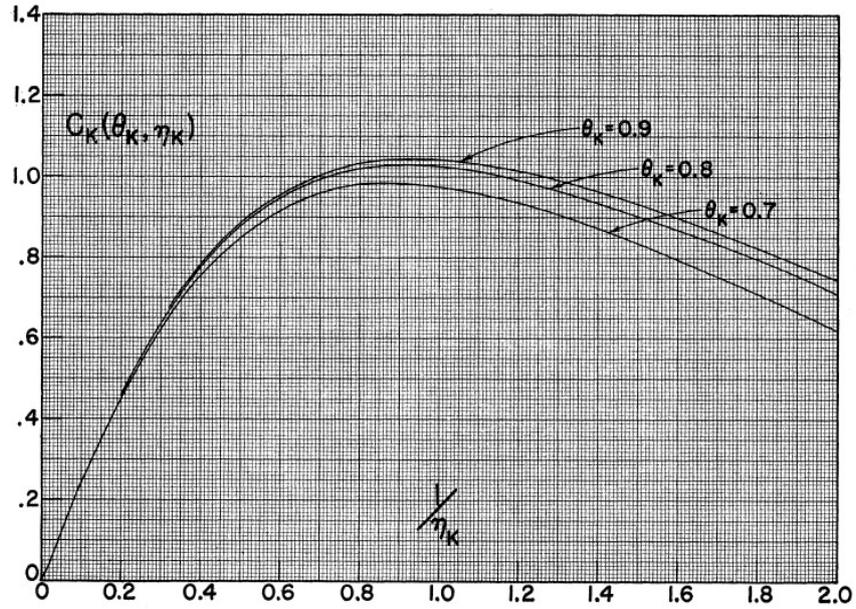


Figure. II.3 : Variation de la correction de couche  $C_K$  en fonction de  $1/\eta_K$  [18].

- Couche  $K$  ( $n=1$ ) : pour  $\eta_K$  grand, le comportement asymptotique de  $B_K(\theta_K, \eta_K)$  est donné par :

$$B_K(\theta_K, \eta_K) = S_K(\theta_K) \cdot \ln(\eta_K) + T_K(\theta_K) - C_K(\theta_K, \eta_K) \quad (\text{II-4})$$

La correction  $C_K(\theta_K, \eta_K)$  peut-être développé en puissance de  $1/\eta_K$  :

$$C_K(\theta_K, \eta_K) = U(\theta_K) \cdot (\eta_K)^{-1} + V(\theta_K) \cdot (\eta_K)^{-2} + \dots \quad (\text{II-5})$$

- Couche  $L$  ( $n=2$ ) : pour  $\eta_L$  grand, le comportement asymptotique de  $B_L(\theta_L, \eta_L)$  est obtenu par:

Le même développement est utilisé pour le calcul de  $B_L(\theta_L, \eta_L)$

$$B_L(\theta_L, \eta_L) = S_L(\theta_L) \cdot \ln(\eta_L) + T_L(\theta_L) - C_L(\theta_L, \eta_L) \quad (\text{II-6})$$

La correction  $C_L(\theta_L, \eta_L)$  peut-être développé en puissance de  $1/\eta_L$  :

$$C_L(\theta_L, \eta_L) = U(\theta_L) \cdot (\eta_L)^{-1} + V(\theta_L) \cdot (\eta_L)^{-2} + 4.00 \cdot (\eta_L)^{-3} + 4.43 \cdot (\eta_L)^{-4} \quad (\text{II-7})$$

- Pour ces deux couches ( $K$  et  $L$ ) :

$$B_{total} = B_K(\theta_K, \eta_K) + B_L(\theta_L, \eta_L)$$

$$C_{totale} = C_K(\theta_K, \eta_K) + C_L(\theta_L, \eta_L)$$

$$Z_2 = S_K(\theta_K) + S_L(\theta_L)$$

Pour un  $\theta_i$  donné :  $S_i(\theta_i)$ ,  $T_i(\theta_i)$ ,  $U_i(\theta_i)$  et  $V_i(\theta_i)$  sont des constantes.

### II.2.2. Corrections des couches atomiques $M$ , $N$ et $O-P$

Pour évaluer la contribution des corrections des couches externes des éléments de numéros atomiques  $Z_2 > 10$  (couches  $M$ ,  $N$ ,  $O-P$ ), H. Bichsel [20,21] (dans la référence [21], on cite les travaux de Bichsel) adopte une procédure d'échelle semi empirique en supposant que ces dernières dépendent de la vitesse du projectile de façon similaire que celle de la couche  $L$ . Il obtient alors la correction totale  $C$  en sommant les contributions des différentes couches atomiques :

$$C_{totale} = C_K(\theta_K, \eta_K) + C_L(\theta_L, \eta_L) + V_M \cdot C_L(\theta_L, H_M \cdot \eta_L) + V_N \cdot C_L(\theta_L, H_N \cdot \eta_L) + .. \text{ (II-8)}$$

Où :  $C_M = V_M \cdot C_L(\theta_L, H_M \cdot \eta_L)$ ,  $C_N = V_N \cdot C_L(\theta_L, H_N \cdot \eta_L)$ ,  $C_{O-P} = V_{O-P} \cdot C_L(\theta_L, H_{O-P} \cdot \eta_L)$

$V_i$  et  $H_i$  ( $i \equiv M, N$  et  $O-P$ ) sont les facteurs adoptés dans le rapport ICRU-37 [21],  $V_M, V_N$  et  $V_{O-P}$  sont égaux au 1/8 du nombre d'électrons se trouvant respectivement dans les couches  $M$ ,  $N$  et  $O-P$  tandis que  $H_M, H_N$  et  $H_{O-P}$  sont des paramètres ajustables expérimentalement. Leurs valeurs sont données dans le tableau II.1 [21] pour les cibles  $^{12}_6C$ ,  $^{27}_{13}Al$ ,  $^{63}_{29}Cu$ ,  $^{107}_{47}Ag$ ,  $^{197}_{79}Au$ .

Paramètre	C	Al	Cu	Ag	Au
$I/eV$	78	166	322	470	790
$V_L$	0.5	1	1	1	1
$H_L$	1	1	1	1	1
$V_M$		0.375	2.25	2.25	2.25
$H_M$		12	6.175	4	3.998
$V_N$				2.375	4
$H_N$				21.4	15.956
$V_{O-P}$					2.375
$H_{O-P}$					150

Tableau II.1 : Les valeurs des différents paramètres intervenants dans le calcul de la

correction des couches des cibles  $^{12}_6C$ ,  $^{27}_{13}Al$ ,  $^{63}_{29}Cu$ ,  $^{107}_{47}Ag$ ,  $^{197}_{79}Au$ .

Les figures ci-dessous, prises des rapports de Janni [39] et ICRU-37 [21], montrent des exemples de corrections des couches atomiques ( $K, L, M, N, O, P$ ) de la cible d' $^{197}\text{Au}$  (Janni) et totale  $C/Z_2$  (ICRU-37), cette dernière est calculée par la méthode semi empirique de Bichsel pour quelques éléments simples ( $^{12}_6\text{C}$ ,  $^{27}_{13}\text{Al}$ ,  $^{63}_{29}\text{Cu}$ ,  $^{107}_{47}\text{Ag}$ ,  $^{197}_{79}\text{Au}$  et  $^{238}_{92}\text{U}$ ).

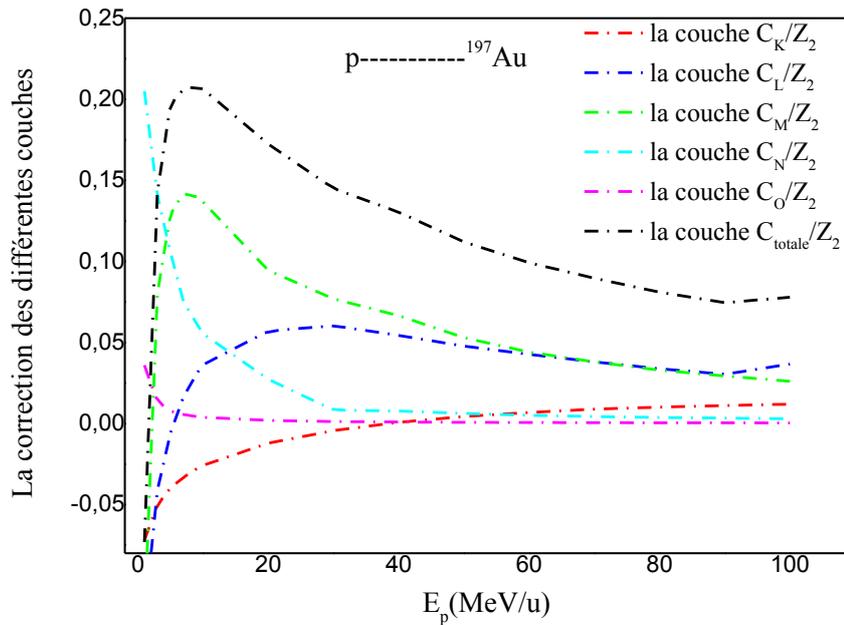


Figure. II.4 : La correction des différentes couches de la cible d'or en fonction de l'énergie des protons, les valeurs sont prises du rapport de Janni [39].

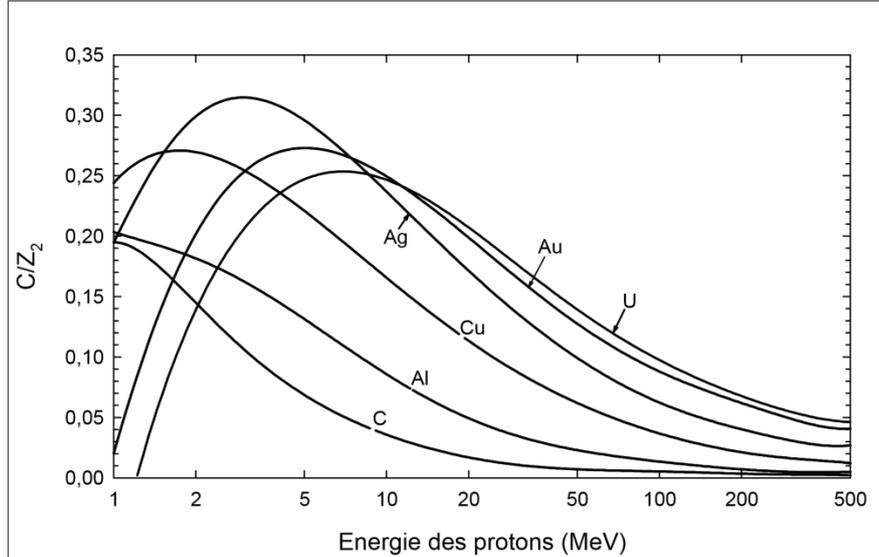


Figure. II.5 : Correction des couches atomiques  $C/Z_2$ , pour les éléments  $^{12}_6C$ ,  $^{27}_{13}Al$ ,  $^{63}_{29}Cu$ ,  $^{107}_{47}Ag$ ,  $^{197}_{79}Au$  et  $^{238}_{92}U$ , en fonction de l'énergie des protons, prise du rapport ICRU-37 [21]. Elles sont obtenues par la procédure d'échelle semi empirique de Bichsel.

### II.3. La charge effective

#### II.3.1. Généralités

Au cours de leur passage dans la matière, les particules chargées subissent des interactions avec les constituants du milieu ralentisseur, l'état de charge des particules chargées peut être modifié par capture et pertes d'électrons. Leur ralentissement va donc dépendre énormément des phénomènes de capture et de perte d'électrons du milieu par l'ion incident. En fin de parcours, lorsque l'énergie devient faible, l'ion n'étant plus ionisant, perd son énergie par interactions élastiques avec les atomes du milieu. Le faisceau d'ions présente au sein du milieu ralentisseur une distribution caractérisée par la charge moyenne. Bohr identifie la charge effective  $Z_1^*$  portée par le projectile à la charge moyenne  $\bar{q}$ :

$$Z_1^* = \bar{q} \quad \text{Où:} \quad Z_1^* = [\sum_i F_i q_i^2]^{1/2} \quad (\text{II-9})$$

$F_i$  représente la fraction de charge dans l'état  $q_i$ .

En se basant sur le modèle de Thomas-Fermi, Bohr [40] a obtenu l'expression suivante sur la charge effective :

$$Z_1^* = Z_1^{1/3} V/V_0, \quad V < V_0 Z_1^{2/3} \quad (\text{II-10})$$

Pour les projectiles partiellement ionisés, la formule de Bethe-Bloch peut être utilisée si l'on remplace  $Z_1$  par  $Z_1^*$  (charge effective).

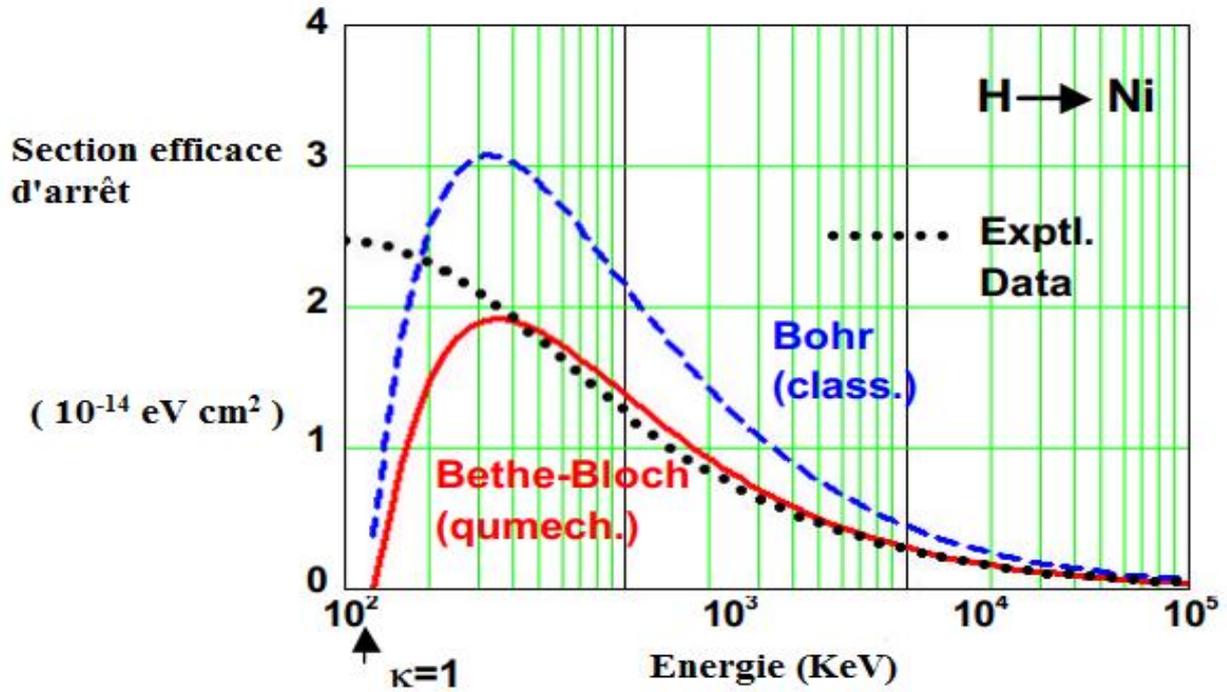


Figure. II.6-a : Pouvoirs d'arrêts des protons dans la cible du  $^{58}\text{Ni}$  et comparaison des modèles de Bohr et de Bethe avec les données de SRIM-2000 [41].

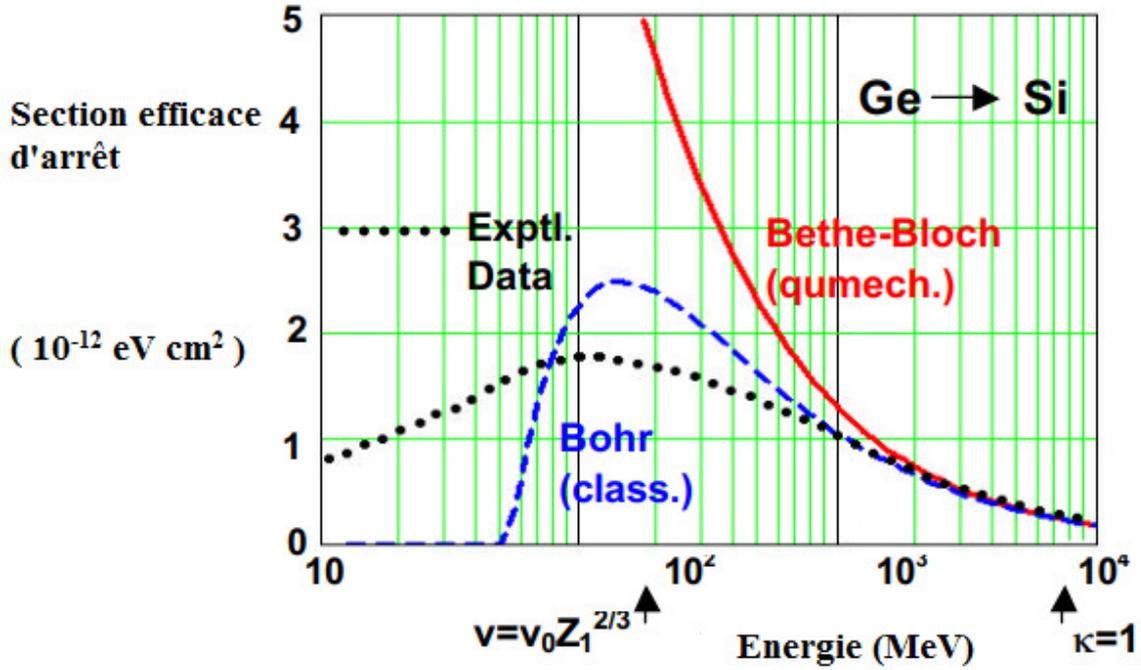


Figure. II.6-b: Pouvoirs d'arrêt des ions  $^{74}\text{Ge}$  dans la cible  $^{28}\text{Si}$  et comparaison des modèles de Bohr et de Bethe avec les données de SRIM-2000 [41].

D'après la figure. II.6-a, on remarque que la formule de Bethe avec  $Z_1 = Z_1^*$ , s'applique bien aux protons pour  $E_p > 0.4 \text{ MeV}$  alors que pour l'ion  $^{74}\text{Ge}$  (figure. II.6-b), elle n'est valable qu'à partir de  $E_{\text{Ge}} > 3000 \text{ MeV}$ . Pour des vitesses  $V_0 Z_1^{2/3} \leq V \leq 2Z_1 V_0$ , la formule de Bethe-Bloch modifiée (Eq. I-23) peut être appliquée à condition de remplacer  $Z_1$  par  $Z_1^*$  ( $Z_1^* < Z_1$ ).

### II.3.2. Définition de la charge effective :

La description du pouvoir d'arrêt électronique  $S$  en terme de charge effective a été proposée par Northcliffe [42] afin d'ajuster les prédictions théoriques aux mesures expérimentales. Dans le cadre de ce concept, le rapport des pouvoirs d'arrêt électroniques obéit à une loi d'échelle en  $Z^2$ .

$$\frac{S(Z_1, Z_2, V)}{Z_1^2 S(Z_p, Z_2, V)} = \gamma^2 \quad (\text{II-11})$$

Où:  $S(Z_1, Z_2, V)$  et  $S(Z_p, Z_2, V)$  sont respectivement les pouvoirs d'arrêt de l'ion lourd et de l'ion de référence (proton). Cette référence  $S(Z_p, Z_2, V)$  est prise pour des protons de même vitesse en mouvement dans le même milieu ralentisseur. Le rapport de la charge effective sur le numéro atomique  $Z_1$  de l'ion:

$$\gamma = \frac{Z_1^*}{Z_1} \quad (\text{II-12})$$

$\gamma$  est appelé paramètre de la charge effective, il nous renseigne directement sur l'importance des corrections du pouvoir d'arrêt. Aux énergies élevées  $\gamma = 1$ .

### Expression de la charge effective :

La forme générale des diverses expressions semi-empiriques proposées pour la description de la charge effective des ions lourds est de type :

$$\gamma = 1 - A_0 \cdot \exp\left(-A_1 \cdot \frac{V}{V_0 Z_1^3}\right) \quad (\text{II-13})$$

Où:  $A_0, A_1$  sont des paramètres ajustables expérimentalement.

Pour certains auteurs, la relation ((II-13) est donnée indépendamment de  $Z_2$ , par contre pour d'autres et afin de tenir compte de la dépendance du numéro atomique de la cible surtout pour les noyaux lourds, ils proposent une formule de la charge effective qui varie en fonction de la vitesse  $V$ ,  $Z_1$  et  $Z_2$  et dont les expressions sont données dans le tableau. II.2 ci-dessous :

Auteurs	Expressions
Thèse de doctorat Chekirine [21]	$\gamma = 1 - 0.81317 \cdot \exp(-0.8095 \cdot V/V_0 Z_1^3)$ $A_0 = 0.81317 \quad \text{et} \quad A_1 = 0.8095$
Antony et al	$\gamma = 1 - A_0 \cdot \exp(-A_1 \cdot V/V_0 Z_1^3), \text{ où:}$ $A_0 = 1.16 - 1.91 \cdot 10^{-3} Z_2 + 1.26 \cdot 10^{-5} \cdot Z_2^2$ $A_1 = 1.18 - 7.50 \cdot 10^{-3} Z_2 + 4.53 \cdot 10^{-5} \cdot Z_2^2$

Tableau. II.2: Quelques expressions proposées pour le calcul de la charge effective.

Récemment un travail de mémoire de Master 2 [23] a permis d'apporter de légères modifications à la relation d'Anthony principalement pour les cibles d'aluminium et d'or que nous avons utilisé dans nos calculs du pouvoir d'arrêt (voir chapitre III) des ions lourds  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$  dans  $l'_{13}^{27}\text{Al}$ , et  $l'_{79}^{197}\text{Au}$ . Ces modifications sont les suivantes :

- Pour la cible d'or :

$$A_0 = 0,33315 - 1,91 \cdot 10^{-3} Z_2 + 1,26 \cdot 10^{-5} \cdot Z_2^2$$

$$A_1 = 0,92314 - 7,50 \cdot 10^{-3} Z_2 + 4,53 \cdot 10^{-5} \cdot Z_2^2$$

- Pour la cible d'aluminium :

$$A_0 = 1,4003806 - 1,91 \cdot 10^{-3} Z_2 + 1,26 \cdot 10^{-5} \cdot Z_2^2$$

$$A_1 = 1,193583 - 7,50 \cdot 10^{-3} Z_2 + 4,53 \cdot 10^{-5} \cdot Z_2^2$$

#### II.4.Expression du pouvoir d'arrêt $S(E, Z_1)$ indépendamment de la correction de couches

Dans ce qui suit, on va établir l'expression générale du pouvoir d'arrêt de Bethe en fonction de  $S(E_p)$ ,  $L_1(p)$ ,  $L_2(p)$  et  $L_2(Z_1)$ , pour les ions ( $^4\text{He}$ ,  $^7\text{Li}$ , ...,  $^{16}\text{O}$ , ...) en utilisant la formule de Bethe-Bloch modifiée.

- Pour les protons de numéro atomique  $Z_1 = Z_p = 1$  :

$$S(E_p) = \kappa \frac{Z_2}{\beta^2} \{L_0 + L_1(p) + L_2(p)\} \quad d'où : \quad L_0 = \frac{Sp\beta^2}{KZ_2} - L_1(p) - L_2(p)$$

On rappelle que :

$$L_0(\beta) = \left\{ \text{Ln} \left( \frac{2m_e V^2}{\langle I \rangle} \right) - \text{Ln}(1 - \beta^2) - \beta^2 - \frac{C}{Z_2} - \frac{\delta}{2} \right\}$$

- Pour les particules  $\alpha$  ( $Z_1 = Z_\alpha$ ):

$$S_\alpha = \frac{K Z_\alpha^2 Z_2}{\beta^2} [L_0 + Z_\alpha L_1(\alpha) + Z_\alpha^2 L_2(\alpha)] \quad (\text{II-14})$$

A des vitesses égales et dans la même cible  $L_0(p) = L_0(\alpha)$  et  $L_1(p) = L_1(\alpha)$ , ( $L_0$  et  $L_1$  ne dépendent que de la vitesse de la particule incidente et du milieu ralentisseur  $Z_2$ ), on remplace sur (II-14), on trouve :

$$S_\alpha = Z_\alpha^2 S_p + \frac{K Z_\alpha^2 Z_2}{\beta^2} [(Z_\alpha - 1)L_1(p) + (Z_\alpha^2 L_2(\alpha) - L_2(p))] \quad (\text{II-15})$$

- Pour les ions du  ${}^7\text{Li}$  ( $Z_1 = Z_{\text{Li}}$ ):

$$S_{\text{Li}} = \frac{K Z_{\text{Li}}^2 Z_2}{\beta^2} [L_0 + Z_{\text{Li}} L_1(\text{Li}) + Z_{\text{Li}}^2 L_2(\text{Li})] \quad (\text{II-16})$$

A des vitesses égales et dans la même cible  $L_0(p) = L_0(\text{Li})$  et  $L_1(p) = L_1(\text{Li})$ , on montre que:

$$S_{\text{Li}} = Z_{\text{Li}}^2 S_p + \frac{K Z_{\text{Li}}^2 Z_2}{\beta^2} [(Z_{\text{Li}} - 1)L_1(p) + (Z_{\text{Li}}^2 L_2(\text{Li}) - L_2(p))] \quad (\text{II-17})$$

L'expression générale du pouvoir d'arrêt indépendamment de  $L_0$  donc de  $C/Z_2$  s'écrit :

$$S(E, Z_1) = Z_1^2 S_p(E) + \left(\frac{K Z_1^2 Z_2}{\beta^2}\right) [(Z_1 - 1)L_1(p) + (Z_1^2 L_2(Z_1) - L_2(p))] \quad (\text{II-18})$$

## **Chapitre III**

***Présentation et discussion des résultats  
obtenus***

### **III.1. Introduction**

Ce chapitre est dédié aux principaux résultats obtenus de la correction de couches atomiques des cibles  $^{27}_{13}\text{Al}$ ,  $^{63}_{29}\text{Cu}$ ,  $^{197}_{79}\text{Au}$  et du pouvoir d'arrêt des ions  $^1\text{H}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^7\text{Li}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$  aux énergies  $E$  comprises entre 1 à 100 MeV/u ( $V \geq V_0 Z_1^{2/3}$ , région de Bethe). Il sera, notamment, question de les discuter en les confrontant aux données disponibles dans la littérature.

Les différentes formules utilisées pour le calcul de la correction de couches atomiques des différentes cibles et du pouvoir d'arrêt  $S(E)$  ainsi que la charge effective  $Z_1^*$  de ces ions, sont mentionnées dans les chapitres I, II et III. Dans ce chapitre, nous présenterons les résultats obtenus de ces derniers et on les commentera.

Enfin, les valeurs de  $S(E)$  obtenues de ces ions dans les cibles l'aluminium, le cuivre et l'or seront analysées, dans le cadre de la théorie de Bethe-Bloch modifiée, en vue de les comparer avec celles données par les codes de calcul PSTAR, ASTAR, MSTAR et SRIM-2013.

### **III.2. Présentation et discussion des résultats obtenus des corrections de couches des cibles $^{27}_{13}\text{Al}$ , $^{63}_{29}\text{Cu}$ , $^{197}_{79}\text{Au}$ et du pouvoir d'arrêt des ions incidents $^1\text{H}$ , $^4\text{He}$ , $^7\text{Li}$ , $^{12}\text{C}$ , $^{16}\text{O}$**

Dans ce qui suit, nous allons d'abord présenter puis discuter les résultats obtenus des corrections de couches des cibles  $^{27}_{13}\text{Al}$ ,  $^{63}_{29}\text{Cu}$ ,  $^{197}_{79}\text{Au}$  en précisant les différentes démarches adoptées pour chaque cible (voir les paragraphes III.3.1, III.3.2 et III.3.3). La deuxième partie de ce travail concerne le calcul de la charge effective et le pouvoir d'arrêt des ions  $^1\text{H}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^7\text{Li}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$  dans les trois cibles aux énergies  $1 \text{ MeV/u} \leq E \leq 100 \text{ MeV/u}$ .

### **III.3. La correction des couches atomiques des cibles $^{27}_{13}\text{Al}$ , $^{63}_{29}\text{Cu}$ , $^{197}_{79}\text{Au}$**

La première partie de ce travail est consacré à retrouver les corrections des couches atomiques des cibles  $^{27}_{13}\text{Al}$ ,  $^{63}_{29}\text{Cu}$ ,  $^{197}_{79}\text{Au}$  afin de les utiliser dans le calcul du pouvoir d'arrêt donné par la formule de Bethe-Bloch. Pour ces trois cibles, nous prenons les expressions données respectivement par Ziegler (Eq. III-1) [17], Walske-Bichsel [18-21] et les résultats de  $S_p(E)$  (proton) de Bichsel [43].

**III.3.1. La correction des couches atomiques de la cible  $^{27}_{13}\text{Al}$**

Pour la détermination de la correction des couches ( $C/Z_2$ ) de la cible d' $^{27}_{13}\text{Al}$ , nous adoptons la relation donnée dans la référence [17].

$$C/Z_2 = \sum_{i=0}^4 a_i (\text{Ln}E)^i = a_0 + a_1 \text{Ln}(E) + a_2 \text{Ln}(E)^2 + a_3 \text{Ln}(E)^3 + a_4 \text{Ln}(E)^4 \quad (\text{III-1})$$

Avec :  $a_0 = -6.061$ ,  $a_1 = 2.46$ ,  $a_2 = -0.3535$ ,  $a_3 = 0.02173$ ,  $a_4 = -0.0004871$ .

Les  $a_i$  sont des coefficients et E est l'énergie exprimée en KeV/u.

Les résultats obtenus à travers cette expression sont indiqués dans le tableau. III.1.

$E$ (MeV/u)	$C/Z_2$ calculée (eqt. III-1)	$C/Z_2$ Janni [39]	$C/Z_2$ Bichsel [21]
1	0.1175	0.1078	0.2037
3	0.1254	0.1273	0.1660
5	0.1102	0.1107	0.1300
7	0.0970	0.0930	0.1148
9	0.0862	0.0797	0.0962
10	0.0816	0.0743	0.0851
20	0.0518	0.0443	0.0500
30	0.0364	0.0231	0.0351
40	0.0270	0.0202	0.0300
50	0.0208	0.0173	0.0231
60	0.0164	0.0081	0.0200
70	0.0132	0.0116	0.0185
80	0.0109	0.0106	0.0166
90	0.0090	0.0094	0.0148
100	0.0076	0.0084	0.0138

Tableau. III.1 : Les valeurs de la correction de couche de la cible d' $^{27}_{13}\text{Al}$  calculées et données par différents auteurs.

Nous remarquons qu'un accord acceptable est trouvé entre nos valeurs et celles de Janni surtout pour les six premières énergies où la différence est inférieure à 10%, ce qui n'est pas le cas avec celles données par Bichsel sauf aux énergies  $10 \frac{\text{MeV}}{u} \leq E \leq 50 \frac{\text{MeV}}{u}$  (l'écart est inférieur à 10%). Ce dernier a utilisé une approche théorique dans son traitement des corrections de couches, alors que Ziegler a obtenu sa relation à partir des résultats expérimentaux du pouvoir d'arrêt.

### **III.3.2. La correction des couches atomiques de la cible ${}^{63}_{29}\text{Cu}$**

Afin de retrouver les valeurs de la correction des couches  $C/Z_2$  de la cible  ${}^{63}_{29}\text{Cu}$ , nous avons utilisé l'approche de Walske et le développement de Bichsel pour le calcul des  $C_K, C_L, C_M$  et  $C_{totale}$  (voir Eqt. II-5, II-7 et II-8) aux énergies  $E \geq 12 \text{ MeV/u}$ .

$E \text{ (MeV/u)}$	$C/Z_2$ calculée	$C/Z_2$ (Bichsel)	$C/Z_2$ (Janni)
12	0.1509	0.1555	/
15	0.1329	0.1400	0.1136
20	0.1126	0.1126	0.0956
30	0.0872	0.0925	0.0738
40	0.0746	0.0759	0.0601
50	0.0602	0.0600	0.0510
60	0.0526	0.0537	0.0431
70	0.0463	0.0500	0.0379
80	0.0421	0.0444	0.0335
90	0.0381	0.0388	0.0300
100	0.0345	0.0333	0.0273

Tableau. III.2 : Les valeurs de la correction des couches de la cible de  ${}^{63}_{29}\text{Cu}$  calculées et données par différents auteurs.

A partir du tableau. III.2, nous constatons qu'un remarquable accord existe entre les valeurs obtenues à travers les expressions citées ci-dessus et celles trouvées par Bichsel (l'écart est inférieur à 5.75% dans toute la gamme d'énergie sauf pour  $E = 70 \text{ MeV/u}$ ), alors que celles données par Janni sont plus petites comparées aux autres.

### **III.3.3. La correction des couches atomiques de la cible ${}^{197}_{79}\text{Au}$**

Nous avons calculé la correction des couches  $C/Z_2$  de la cible d' ${}^{197}_{79}\text{Au}$  à travers les valeurs du pouvoir d'arrêt des protons dans l'or données par Bichsel [43]. L'expression de  $C/Z_2$  est prise de la formule de Bethe-Bloch (Eq. I-23) qui s'écrit:

$$\frac{c}{Z_2} = -S(E) \frac{\beta^2}{\kappa Z_1^2 Z_2} + \text{Ln} \left( \frac{2m_e V^2}{(I)} \right) - \text{Ln}(1 - \beta^2) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} + Z_1 L_1 + Z_1^2 L_2 \quad (\text{III-2})$$

$E$ (MeV/u)	$C/Z_2$ (Janni)	$C/Z_2$ calculée (Eq. III-2)
1	0.0731	0.0092
3	0.1426	0.2491
5	0.1971	0.2796
7	0.2061	0.2777
9	0.2083	0.2682
10	0.2062	0.2640
20	0.1724	0.2091
30	0.1450	0.1770
40	0.1303	0.1498
50	0.1120	0.1317
60	0.0991	0.1188
70	0.0896	0.1084
80	0.0810	0.1010
90	0.0745	0.0942
100	0.0779	0.0887

Tableau. III.3 : Les valeurs de la correction de couche de la cible d' $^{197}_{79}\text{Au}$  calculée et données par Janni.

A partir du tableau. III.3, on remarque que les valeurs de  $C/Z_2$  obtenues par le biais de la relation (III-2) sont supérieures à celles de Janni. Ces corrections des couches (Eq. III-2) sont plus précises car elles sont déterminées à partir du pouvoir d'arrêt des protons dans une cible  $^{197}_{79}\text{Au}$  [43] dont l'écart maximum est de 0,1% par rapport au code PSTAR aux énergies  $1 \text{ MeV/u} \leq E \leq 100 \text{ MeV/u}$ . Les valeurs de  $C/Z_2$  trouvées, nous ont permis de calculer le pouvoir d'arrêt des ions  $^4\text{He}$ ,  $^7\text{Li}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ .

Sur les figures. III.1, III.2, on représente respectivement les variations des corrections des différentes couches ( $C_i/Z_2$ ,  $i \equiv K, L, M, N, O$ ) de la cible d' $^{197}_{79}\text{Au}$  [39] et totale ( $C/Z_2$ , Eqts. II-5, II-7, II-8, III-1 et III-2) des cibles  $^{27}_{13}\text{Al}$ ,  $^{63}_{29}\text{Cu}$ ,  $^{197}_{79}\text{Au}$  en fonction de l'énergie des protons.

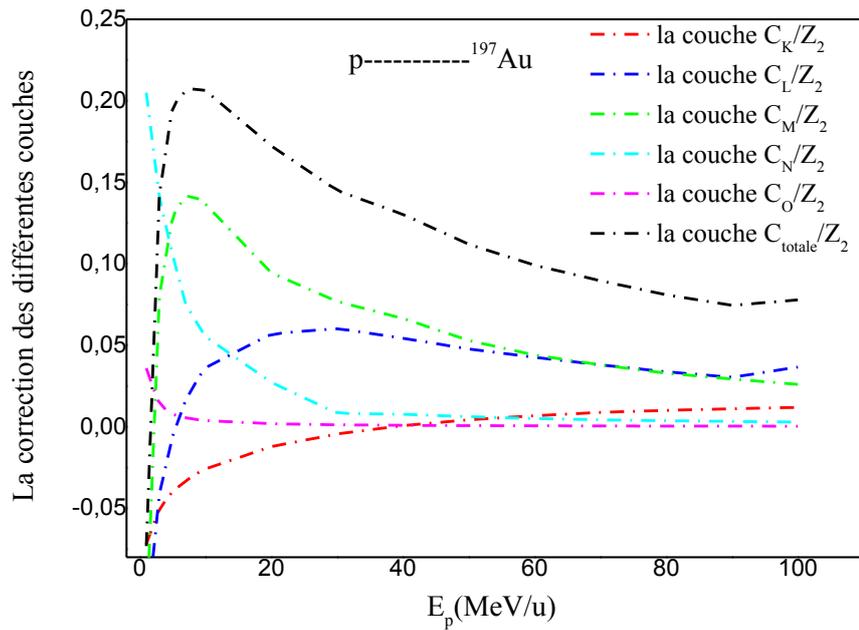


Figure. III. 1 : La variation de la correction des différentes couches de la cible d'  $^{197}\text{Au}$  en fonction de l'énergie des protons.

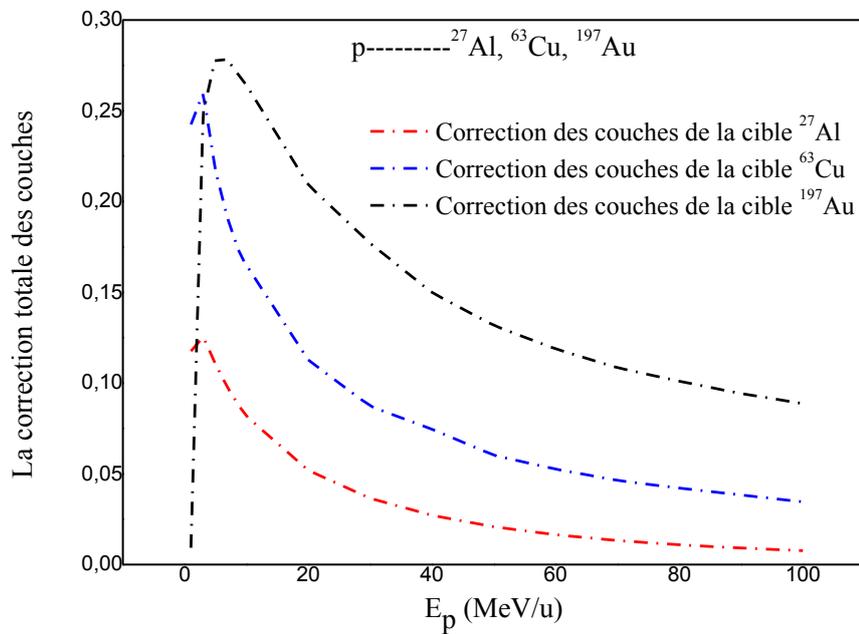


Figure. III. 2 : La variation de la correction totale des couches de la cible d'  $^{197}\text{Au}$  en fonction de l'énergie des protons.

### **III.4.La charge effective et le pouvoir d'arrêt des ions incidents $^1H, ^4He, ^7Li, ^{12}C, ^{16}O$**

La correction de  $Z_1$  par la charge effective  $Z_1^*$  dans la formule de Bethe-Bloch des ions  $^7Li, ^{12}C, ^{16}O$  aux vitesses  $2Z_1V_0 \geq V \geq V_0Z_1^{2/3}$  est d'une grande importance dans le calcul du pouvoir d'arrêt  $S(E)$ , ce qui n'est pas le cas des ions  $^1H, ^4He$  pour des énergies  $E \geq 1$  MeV/u ( $Z_1 = Z_1^*$ ). Pour la détermination des valeurs de  $S(E)$  des ions  $^7Li, ^{12}C, ^{16}O$  dans les cibles d' $^{27}_{13}Al, ^{63}_{29}Cu, ^{197}_{79}Au$ , nous avons choisi les relations de  $Z_1^*$  [22,23] citées au tableau. II.2, car elles donnent de meilleurs résultats que ceux de Northcliffé et Barkas. Nous avons tenu compte des modifications apportées aux paramètres  $A_0$  et  $A_I$  dans l'expression d'Antony pour l'aluminium et l'or. En ce qui concerne le potentiel d'ionisation qui intervient dans la formule de Bethe-Bloch, nous avons pris les valeurs recommandées dans le rapport ICRU-49 [21] et qui sont indiquées dans le tableau III. 4.

Elément	Potentiel d'ionisation I (eV)
$^{27}Al$	166
$^{29}Cu$	322
$^{197}Au$	790

Tableau. III. 4 : Potentiel d'ionisation des éléments  $^{27}_{13}Al, ^{63}_{29}Cu, ^{197}_{79}Au$  donnés dans le rapport ICRU-37.

#### **III.4.1.La charge effective et le pouvoir d'arrêt des ions incidents $^1H, ^4He, ^7Li, ^{12}C, ^{16}O$ dans la cible d' $^{27}_{13}Al$**

Nous avons calculé le pouvoir d'arrêt (formule de Bethe-Bloch) des ions  $^1H, ^4He, ^7Li, ^{12}C, ^{16}O$  dans la cible d' $^{27}_{13}Al$  aux énergies  $E$  comprises entre 1 à 100 MeV/u en utilisant les relations de la charge effective  $Z_1^*$  se trouvant dans le tableau. II.2, uniquement aux ions  $^7Li, ^{12}C, ^{16}O$  ( $Z_1^* = Z_H = 1, Z_1^* = Z_{He} = 2$ ). Les résultats obtenus sont jugés acceptables comparés à ceux donnés par les codes de calcul SRIM-2013, PSTAR, ASTAR et MSTAR. On peut les voir sur les tableaux. III.5-III.9 ainsi que les figures. III.3, III.4. Les écarts sur le pouvoir d'arrêt sont trouvés inférieurs ou égaux à 4.72% (alpha à  $E = 1$  MeV/u) et 5,71% ( $^{12}C$  à  $E = 3$  MeV/u) respectivement par rapport à SRIM, PSTAR, ASTAR ( $^1H, ^4He$ ) et SRIM,

MSTAR ( ${}^7\text{Li}, {}^{12}\text{C}, {}^{16}\text{O}$ ) (voir tableaux III.6 et III.8). On peut affirmer que  $Er(S(E)) \leq 5,71\%$  pour tous les ions dans la gamme d'énergie  $3 \text{ MeV/u} \leq E \leq 100 \text{ MeV/u}$ .

On définit l'écart relatif ( $Er$ ) sur  $S(E)$  comme suit :

$$Er(S(E)) = \left[ \frac{S(E)_{\text{calculé}}}{S(E)_{\text{référence}}} - 1 \right] \quad (\text{III-3})$$

$$S(E)_{\text{référence}} \equiv S(E)_{\text{SRIM}}, S(E)_{\text{PSTAR}}, S(E)_{\text{ASTAR}}, S(E)_{\text{MSTAR}}.$$

*S(E) est donné en MeV.cm<sup>2</sup>/g.*

<b>E (MeV/u)</b>	<b>S(E) Calculé</b>	<b>S(E) SRIM</b>	<b>S(E) PSTAR</b>	<b>Er% S(E) /SRIM</b>	<b>Er%S(E) /PSTAR</b>
1	176,8674	175,0256	172	1,05	2,83
3	83,2733	83,4087	82,50	0,16	0,94
5	57,2257	57,4711	56,95	0,43	0,48
7	44,3956	44,6431	44,30	0,55	0,21
9	36,6207	36,8485	36,60	0,62	0,05
10	33,7595	33,9768	33,76	0,64	0,001
20	19,6354	19,7691	19,69	0,67	0,28
30	14,2650	14,3663	14,31	0,70	0,31
40	11,3798	11,4548	11,42	0,65	0,35
50	9,5628	9,6229	9,594	0,62	0,32
60	8,3073	8,3573	8,334	0,60	0,32
70	7,3852	7,4279	7,408	0,57	0,31
80	6,6777	6,7156	6,698	0,56	0,30
90	6,1171	6,1503	6,135	0,54	0,29
100	5,6614	5,6911	5,678	0,52	0,29

Tableau. III.5 : Les valeurs du pouvoir d'arrêt des protons calculées et données par différents auteurs dans la cible d' ${}_{13}^{27}\text{Al}$  avec leurs écarts par rapport à SRIM et PSTAR.

$E(\text{MeV/u})$	$S(E)$ Calculé	$S(E)$ SRIM	$S(E)$ ASTAR	$Er\% S(E) / \text{SRIM}$	$Er\% S(E) / \text{ASTAR}$
1	721,0757	688,5382	699,10	4,72	3,14
3	336,7767	335,6064	331,80	0,35	1,50
5	230,8843	230,6314	227,20	0,11	1,62
7	178,8907	179,0974	176,72	0,11	1,23
9	147,4390	147,6778	146,10	0,16	0,45
10	135,8757	135,9708	134,50	0,07	1,02
20	78,8884	78,9979	78,35	0,14	0,69
30	57,2661	57,3263	57,26	0,10	0,01
40	45,6614	45,7002	45,61	0,08	0,11
50	38,3582	38,3865	38,17	0,07	0,49
60	33,3144	33,3940	33,22	0,24	0,28
70	29,6107	29,6421	29,72	0,11	0,37
80	26,7702	26,7907	26,76	0,07	0,04
90	24,5196	24,5396	24,46	0,08	0,24
100	22,6907	22,6888	22,60	0,01	0,40

Tableau. III.6 : Les valeurs du pouvoir d'arrêt des particules alpha calculées et données par différents auteurs dans la cible de  $^{27}_{13}\text{Al}$  avec leurs écarts par rapport à SRIM et ASTAR.

$E(\text{MeV/u})$	$S(E)$ Calculé	$S(E)$ SRIM	$S(E)$ MSTAR	$Er\% S(E) / \text{SRIM}$	$Er\% S(E) / \text{MSTAR}$
1	1551,7775	1513,217	1526,828	2,55	1,63
3	756,6053	762,2664	746,1725	0,74	1,40
5	521,4424	522,6968	513,7020	0,24	1,51
7	404,4119	405,72	399,1934	0,32	1,31
9	333,3366	334,4757	329,6614	0,34	1,11
10	307,1753	307,8599	304,0305	0,22	1,03
20	178,1816	178,6857	177,1765	0,28	0,57
30	129,2677	129,8593	128,7569	0,45	0,40
40	103,0327	103,3457	102,7306	0,30	0,29
50	86,5298	86,6873	86,3353	0,18	0,22
60	75,1361	75,4416	75,0020	0,40	0,18
70	66,7721	66,9574	66,6778	0,28	0,14
80	60,3587	60,4943	60,2899	0,22	0,11
90	55,278	57,3928	55,2307	3,68	0,08
100	51,15	51,2098	51,1172	0,12	0,06

Tableau. III.7 : Les valeurs du pouvoir d'arrêt de l'ion  $^7\text{Li}$  calculées et données par différents auteurs dans la cible de  $^{27}_{13}\text{Al}$  avec leurs écarts par rapport à SRIM et MSTAR.

$E(\text{MeV/u})$	$S(E)_{\text{Calculé}}$	$S(E)_{\text{SRIM}}$	$S(E)_{\text{MSTAR}}$	$Er\% S(E) / \text{SRIM}$	$Er\% S(E) / \text{MSTAR}$
1	4455,5501	4330,616	4454,773	2,88	0,02
3	2727,657	2892,782	2764,967	5,71	1,35
5	1997,3185	2094,137	2008,224	4,62	0,54
7	1587,4511	1634,8438	1584,312	2,9	0,2
9	1323,8909	1337,6747	1314,821	1,03	0,69
10	1224,3326	1227,6142	1213,921	0,27	0,86
20	717,5459	703,53	708,6859	1,99	1,25
30	520,8755	510,2289	515,0272	2,09	1,13
40	415,0158	406,2764	410,9223	2,15	1
50	348,3899	340,0441	345,3412	2,45	0,88
60	302,3969	295,4221	300	2,36	0,8
70	268,6435	262,4061	266,7112	2,38	0,72
80	242,7697	236,8939	241,1596	2,48	0,67
90	222,2786	216,5843	220,9228	2,63	0,61
100	205,6338	200,0766	204,469	2,78	0,57

Tableau. III.8 : Les valeurs du pouvoir d'arrêt de l'ion  $^{12}\text{C}$  calculées et données par différents auteurs dans la cible de  $^{27}_{13}\text{Al}$  avec leurs écarts par rapport à SRIM et MSTAR.

$E(\text{MeV/u})$	$S(E)_{\text{Calculé}}$	$S(E)_{\text{SRIM}}$	$S(E)_{\text{MSTAR}}$	$Er\% S(E) / \text{SRIM}$	$Er\% S(E) / \text{MSTAR}$
2	5410,7967	5522,436	5365,982	2,02	0,83
3	4496,4979	4670,117	4483,902	3,72	0,28
5	3393,6268	3521,99	3389,483	3,64	0,12
7	2742,5858	2811,478	2733,926	2,45	0,32
9	2310,4066	2342,182	2297,114	1,36	0,58
10	2144,2938	2164,077	2129,321	0,91	0,70
20	1274,9010	1290,5789	1258,271	1,21	1,32
30	928,1639	924,1018	915,4431	0,44	1,39
40	740,0779	732,4098	730,5062	1,05	1,31
50	621,3704	614,253	613,9361	1,16	1,21
60	539,332	534,0144	533,3467	0,99	1,12
70	479,0966	473,6864	474,1531	1,14	1,04
80	432,9137	427,865	428,7281	1,18	0,98
90	396,3358	391,6482	392,7517	1,2	0,91
100	366,6238	361,9346	363,5004	1,29	0,86

Tableau. III.9 : Les valeurs du pouvoir d'arrêt de l'ion  $^{16}\text{O}$  calculées et données par différents auteurs dans la cible de  $^{27}_{13}\text{Al}$  avec leurs écarts par rapport à SRIM et MSTAR.

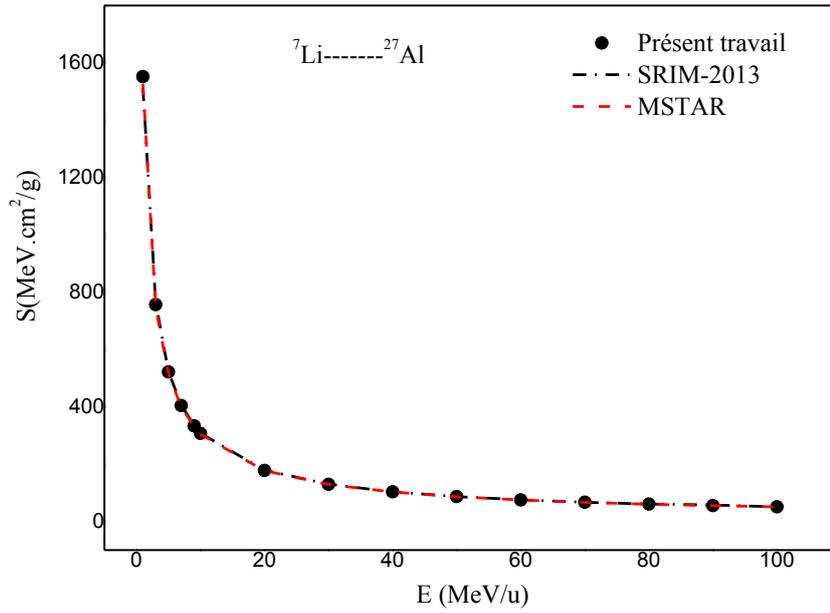


Figure. III. 3 : Pouvoir d'arrêt de l'ion  ${}^7\text{Li}$  dans la cible d' ${}^{27}_{13}\text{Al}$  en fonction de l'énergie incidente.

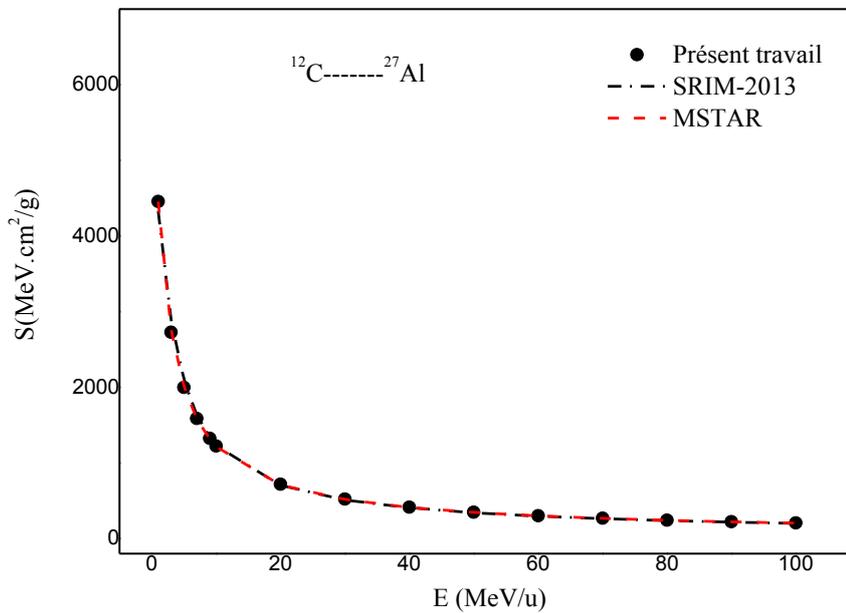


Figure. III. 4 : Pouvoir d'arrêt de l'ion  ${}^{12}\text{C}$  dans la cible d' ${}^{27}_{13}\text{Al}$  en fonction de l'énergie incidente.

**III.4.2. La charge effective et le pouvoir d'arrêt des ions incidents  $^1H$ ,  $^4He$ ,  $^7Li$ ,  $^{12}C$ ,  $^{16}O$  dans la cible de  $^{63}_{29}Cu$**

Sur les tableaux III.10-III.14 sont indiqués les résultats du pouvoir d'arrêt  $S(E)$  obtenues des ions  $^1H$ ,  $^4He$ ,  $^7Li$ ,  $^{12}C$ ,  $^{16}O$ , nous avons aussi présenté à travers les figures. III.5 et III.6, les valeurs de  $S(E)$  des ions  $^7Li$ ,  $^{16}O$  dans la cible de  $^{63}_{29}Cu$ . En ce qui concerne la charge effective de ces particules, nous avons suivi la même démarche citée au paragraphe III.4.1. Nous remarquons que nos valeurs s'accordent assez bien avec celles données par les codes SRIM, PSTAR, ASTAR et MSTAR particulièrement aux énergies  $E \geq 3 \text{ MeV/u}$ . C'est ainsi que les différences maximales sont trouvées égales à 2,98% (alpha à  $E = 1 \text{ MeV/u}$ ) et 4,77% ( $^{12}C$  à  $E = 10 \text{ MeV/u}$ ) respectivement par rapport à SRIM, PSTAR, ASTAR (protons, alpha) et SRIM, MSTAR ( $^7Li$ ,  $^{12}C$ ,  $^{16}O$ ) (voir tableaux. III.11 et III.13). On peut dire que  $Er(S(E)) \leq 4,77\%$  pour tous les ions dans la gamme d'énergie  $3 \text{ MeV/u} \leq E \leq 100 \text{ MeV/u}$ .

$E(\text{MeV/u})$	$S(E)$ Calculé	$S(E)$ SRIM	$S(E)$ PSTAR	$Er\% S(E) / \text{SRIM}$	$Er\% S(E) / \text{PSTAR}$
1	115,6389	118,9976	118,400	2,82	2,33
3	61,9462	62,0186	61,990	0,12	0,07
5	44,4900	44,1949	44,180	0,67	0,70
7	35,2580	34,9686	34,980	0,83	0,79
9	29,4025	29,2149	29,240	0,64	0,55
10	27,2920	27,0636	27,090	0,84	0,74
20	16,3198	16,1774	16,200	0,88	0,74
30	12,0010	11,8951	11,910	0,89	0,76
40	9,6387	9,5620	9,577	0,80	0,64
50	8,1464	8,0762	8,090	0,87	0,70
60	7,1034	7,0428	7,055	0,86	0,69
70	6,3342	6,2794	6,291	0,87	0,69
80	5,7410	5,6911	5,702	0,88	0,68
90	5,2698	5,2239	5,234	0,88	0,68
100	4,8863	4,8417	4,852	0,92	0,71

Tableau. III.10 : Les valeurs du pouvoir d'arrêt des protons calculées et données par différents auteurs dans la cible de  $^{63}_{29}Cu$  avec leurs écarts par rapport à SRIM et PSTAR.

$E(\text{MeV/u})$	$S(E)_{\text{Calculé}}$	$S(E)_{\text{SRIM}}$	$S(E)_{\text{ASTAR}}$	$Er\% S(E) / \text{SRIM}$	$Er\% S(E) / \text{ASTAR}$
1	469,3586	476,2270	483,8	1,44	2,98
3	250,8673	249,9667	249,57	0,36	0,51
5	179,7352	177,7068	177,4	1,14	1,31
7	142,2330	140,4794	140,08	1,25	1,54
9	118,4979	117,2636	117,64	1,05	0,73
10	109,9489	108,4579	108,2	1,37	1,62
20	65,6073	64,6813	64,54	1,43	1,65
30	48,1997	47,5217	47,69	1,43	1,07
40	38,6905	38,1768	38,27	1,34	1,10
50	32,6875	32,2337	32,2	1,41	1,51
60	28,4948	28,1516	28,18	1,22	1,12
70	25,4034	25,0701	25,06	1,33	1,35
80	23,0205	22,7189	22,78	1,33	1,04
90	21,1280	20,8480	20,93	1,34	0,94
100	19,5881	19,30731	19,32	1,45	1,39

Tableau. III.11 : Les valeurs du pouvoir d'arrêt des particules alpha calculées et données par différents auteurs dans la cible de  ${}^{63}_{29}\text{Cu}$  avec leurs écarts par rapport à SRIM et ASTAR.

$E(\text{MeV/u})$	$S(E)_{\text{Calculé}}$	$S(E)_{\text{SRIM}}$	$S(E)_{\text{MSTAR}}$	$Er\% S(E) / \text{SRIM}$	$Er\% S(E) / \text{MSTAR}$
1	989,3880	1034,9738	1056,553	4,40	6,36
3	561,4650	567,5794	566,6333	1,08	0,91
5	405,5695	402,9428	401,0082	0,65	1,14
7	321,5542	318,4806	316,4668	0,96	1,61
9	268,0096	265,6446	264,0838	0,89	1,49
10	248,6757	245,7317	244,579	1,2	1,67
20	148,2590	146,3710	145,941	1,29	1,59
30	108,847	107,6493	107,2891	1,11	1,45
40	87,3338	86,3381	86,2251	1,15	1,28
50	73,7600	72,8211	72,8333	1,29	1,27
60	64,2838	63,6064	63,5167	1,06	1,21
70	57,2988	56,6329	56,6387	1,17	1,16
80	51,9161	51,3003	51,3377	1,2	1,13
90	47,6420	47,0783	47,1254	1,2	1,1
100	44,1649	43,5866	43,6911	1,33	1,08

Tableau. III.12 : Les valeurs du pouvoir d'arrêt de l'ion  ${}^7\text{Li}$  calculées et données par différents auteurs dans la cible de  ${}^{63}_{29}\text{Cu}$  avec leurs écarts par rapport à SRIM et MSTAR.

$E(\text{MeV/u})$	$S(E)_{\text{Calculé}}$	$S(E)_{\text{SRIM}}$	$S(E)_{\text{MSTAR}}$	$Er\% S(E) / \text{SRIM}$	$Er\% S(E) / \text{MSTAR}$
1	2787,3286	3097,716	3082,667	10,02	9,58
3	2023,5904	2098,457	2099,678	3,57	3,62
5	1555,0959	1549,9353	1567,669	0,33	0,80
7	1263,7719	1230,6967	1255,995	2,69	0,62
9	1065,8128	1024,5584	1053,271	4,03	1,19
10	992,4299	947,2088	976,5455	4,77	1,63
20	597,7174	573,275	583,7478	4,26	2,39
30	439,0186	423,2913	429,1561	3,71	2,3
40	352,0846	339,4477	344,9002	3,72	2,08
50	297,2047	285,6208	291,3334	4,05	2,01
60	258,9021	249,2025	254,0668	3,89	1,90
70	230,6789	221,9891	226,5549	3,91	1,82
80	208,9385	200,879	205,3507	4,01	1,75
90	191,6818	184,071	188,5018	4,13	1,69
100	177,6469	170,3645	174,7643	4,27	1,65

Tableau. III.13 : Les valeurs du pouvoir d'arrêt de l'ion  $^{12}\text{C}$  calculées et données par différents auteurs dans la cible de  $^{63}_{29}\text{Cu}$  avec leurs écarts par rapport à SRIM et MSTAR.

$E(\text{MeV/u})$	$S(E)_{\text{Calculé}}$	$S(E)_{\text{SRIM}}$	$S(E)_{\text{MSTAR}}$	$Er\% S(E) / \text{SRIM}$	$Er\% S(E) / \text{MSTAR}$
2	3802,7254	3960,628	3973,705	3,99	4,30
3	3322,2652	3388,562	3405,015	1,96	2,43
5	2638,2557	2606,645	2645,913	1,21	0,29
7	2182,0753	2118,226	2167,363	3,01	0,68
9	1859,7257	1793,9832	1840,162	3,66	1,06
10	1738,0980	1669,896	1712,944	4,08	1,47
20	1062,4226	1051,4845	1036,443	1,04	2,51
30	782,6439	766,7372	762,8101	2,07	2,60
40	628,1228	611,9605	613,1372	2,64	2,44
50	530,2904	516,0131	517,9228	2,77	2,39
60	461,9312	450,2808	451,6737	2,59	2,27
70	411,5364	400,7573	402,7642	2,69	2,18
80	372,7097	362,8394	365,0679	2,72	2,09
90	341,8887	332,8252	335,1142	2,72	2,02
100	316,8218	308,1138	310,6921	2,83	1,97

Tableau. III.14 : Les valeurs du pouvoir d'arrêt de l'ion  $^{16}\text{O}$  calculées et données par différents auteurs dans la cible de  $^{63}_{29}\text{Cu}$  avec leurs écarts par rapport à SRIM et MSTAR.

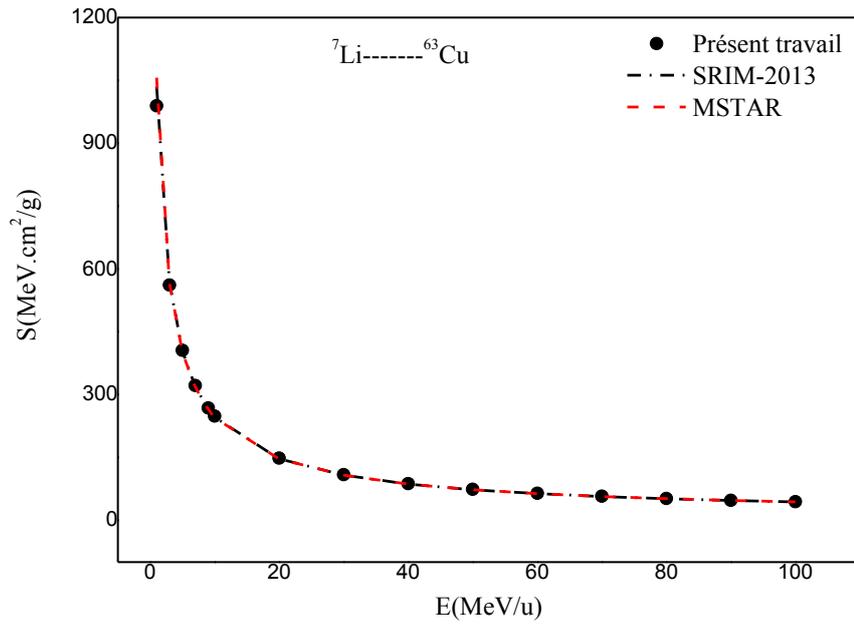


Figure. III. 5 : Pouvoir d'arrêt de l'ion  ${}^7\text{Li}$  dans la cible de  ${}^{63}\text{Cu}$  en fonction de l'énergie incidente.

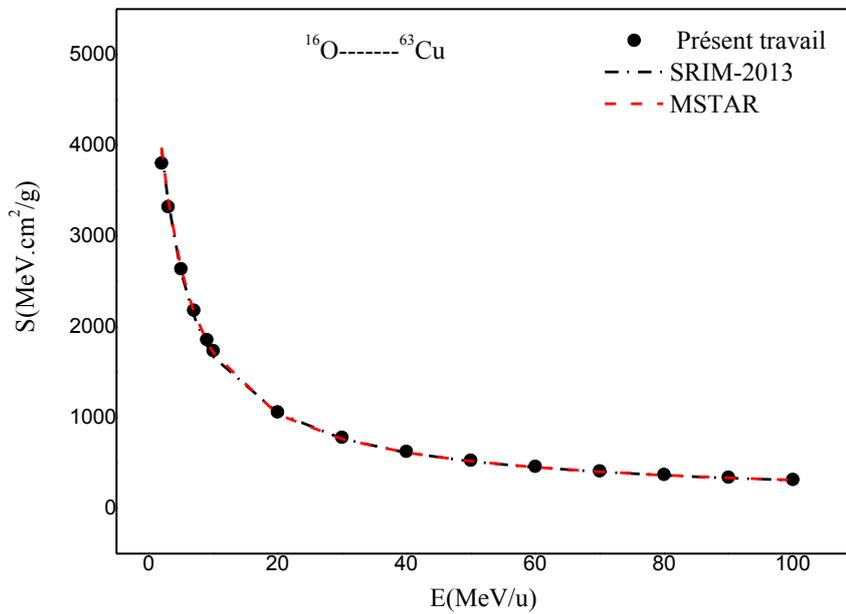


Figure. III.6 : Pouvoir d'arrêt de l'ion  ${}^{16}\text{O}$  dans la cible de  ${}^{63}\text{Cu}$  en fonction de l'énergie incidente.

**III.4.3. La charge effective et le pouvoir d'arrêt des ions incidents  $^1H$ ,  $^4He$ ,  $^7Li$ ,  $^{12}C$ ,  $^{16}O$  dans la cible d' $^{197}_{79}Au$**

Nous avons déterminé les valeurs du pouvoir d'arrêt des ions  $^1H$ ,  $^4He$ ,  $^7Li$ ,  $^{12}C$ ,  $^{16}O$  dans la cible d' $^{197}_{79}Au$  aux énergies  $1 MeV/u \leq E \leq 100 MeV/u$ . Nous avons adopté les expressions de la charge effective définie dans les références [22,23] (même démarche suivie qu'au paragraphe III.4.1). D'après les tableaux. III.15-III.19 et les figures. III.7, III.8, on constate qu'un accord remarquable existe entre nos valeurs et celles générées par les codes SRIM, PSTAR et ASTAR pour les protons et les particules alpha (l'écart maximum est de 1,16% à  $E = 1 MeV/u$ , voir tableau. III.15). Pour les trois autres ions, les résultats trouvés sont jugés assez bon comparés à ceux donnés par SRIM et MSTAR, surtout aux énergies  $E \geq 3 MeV/u$ , les différences obtenues sont inférieures à 4,50% ( $E = 3 MeV/u$ , tableau. III.18). L'écart relatif  $Er(S(E)) \leq 4,49\%$  pour tous les ions dans la gamme d'énergie  $3 MeV/u \leq E \leq 100 MeV/u$ .

$E(MeV/u)$	$S(E)_{Calculé}$	$S(E)_{SRIM}$	$S(E)_{PSTAR}$	$Er\% S(E) /SRIM$	$Er\% S(E) /PSTAR$
1	62,8749	62,7604	62,97	0,18	0,15
3	36,7844	37,2149	36,94	1,16	0,42
5	27,5260	27,7762	27,66	0,90	0,48
7	22,4503	22,6222	22,56	0,76	0,49
9	19,1574	19,2899	19,25	0,69	0,48
10	17,8902	18,0190	17,99	0,71	0,55
20	11,2330	11,3049	11,29	0,64	0,50
30	8,4474	8,5055	8,499	0,68	0,61
40	6,8904	6,9337	6,926	0,62	0,51
50	5,8779	5,9142	5,906	0,61	0,48
60	5,1628	5,1949	5,187	0,62	0,46
70	4,6299	4,6586	4,651	0,62	0,45
80	4,2152	4,2415	4,234	0,62	0,44
90	3,8842	3,9083	3,901	0,62	0,43
100	3,6128	3,6352	3,628	0,62	0,42

Tableau. III.15 : Les valeurs du pouvoir d'arrêt des protons calculées et données par différents auteurs dans la cible de  $^{197}_{79}Au$  avec leurs écarts par rapport à SRIM et PSTAR.

$E(\text{MeV}/u)$	$S(E)_{\text{Calculé}}$	$S(E)_{\text{SRIM}}$	$S(E)_{\text{ASTAR}}$	$Er\% S(E) / \text{SRIM}$	$Er\% S(E) / \text{ASTAR}$
1	258,9346	261,4724	258,70	0,97	0,09
3	149,4200	150,8096	150,77	0,92	0,89
5	111,2871	112,1710	111,40	0,79	0,10
7	90,5524	91,1632	91,27	0,67	0,79
9	77,1608	77,6228	77,33	0,59	0,22
10	72,0192	72,4191	72,11	0,55	0,12
20	45,1038	45,2613	45,13	0,35	0,06
30	33,8860	34,0149	34,09	0,38	0,59
40	27,6254	27,7115	27,66	0,31	0,12
50	23,5581	23,6194	23,55	0,26	0,03
60	20,6875	20,7780	20,54	0,44	0,72
70	18,5487	18,6170	18,55	0,37	0,01
80	16,8854	16,9462	16,93	0,36	0,26
90	15,5575	15,6056	15,57	0,31	0,08
100	14,4693	14,5051	14,45	0,25	0,13

Tableau. III.16 : Les valeurs du pouvoir d'arrêt des particules alpha calculé et données par différents auteurs dans la cible de  $^{197}_{79}\text{Au}$  avec leurs écarts par rapport à SRIM et ASTAR.

$E(\text{MeV}/u)$	$S(E)_{\text{Calculé}}$	$S(E)_{\text{SRIM}}$	$S(E)_{\text{MSTAR}}$	$Er\% S(E) / \text{SRIM}$	$Er\% S(E) / \text{MSTAR}$
1	535,9178	579,1266	564,8338	7,46	5,12
3	331,3871	342,6513	337,8604	3,29	1,91
5	249,8509	254,7626	251,8318	1,93	0,79
7	204,0393	207,1217	204,8871	1,49	0,41
9	174,0820	176,1979	174,6081	1,20	0,30
10	162,5260	164,2893	163,0454	1,07	0,32
20	101,7753	102,5486	102,0563	0,75	0,27
30	76,4210	77,124	76,7308	0,91	0,40
40	62,2791	62,7063	62,4851	0,68	0,33
50	53,0963	53,4016	53,2571	0,57	0,30
60	46,618	46,9683	46,7556	0,74	0,29
70	41,7925	42,0559	41,9121	0,63	0,28
80	38,0408	38,2741	38,1535	0,61	0,29
90	35,0463	35,2527	35,1500	0,58	0,29
100	32,5924	32,7516	32,6895	0,49	0,3

Tableau. III.17 : Les valeurs du pouvoir d'arrêt de l'ion  $^7\text{Li}$  calculées et données par différents auteurs dans la cible de  $^{197}_{79}\text{Au}$  avec leurs écarts par rapport à SRIM et MSTAR.

$E(\text{MeV/u})$	$S(E)_{\text{Calculé}}$	$S(E)_{\text{SRIM}}$	$S(E)_{\text{MSTAR}}$	$Er\% S(E) / \text{SRIM}$	$Er\% S(E) / \text{MSTAR}$
1	1530,2054	1672,393	1647,995	8,50	7,15
3	1195,7808	1226,9672	1251,953	2,54	4,49
5	955,6445	952,8275	984,4905	0,29	2,93
7	869,6988	863,1369	890,015	0,76	2,28
9	798,7301	790,9704	813,1569	0,98	1,77
10	689,0734	681,4787	696,4066	1,11	1,05
20	645,5150	638,5457	651,0014	1,09	0,84
30	408,3405	402,5888	408,2136	1,43	0,03
40	306,8766	302,432	306,9232	1,47	0,01
50	250,0554	246,3023	249,9405	1,52	0,04
60	213,1323	209,2839	213,0283	1,84	0,05
70	187,0831	183,8713	187,0226	1,75	0,03
80	167,6831	164,6621	167,6484	1,83	0,02
90	152,6032	149,7551	152,6141	1,90	0,007
100	140,5692	137,7496	140,6002	2,05	0,02

Tableau. III.18 : Les valeurs du pouvoir d'arrêt de l'ion  $^{12}\text{C}$  calculées et données par différents auteurs dans la cible de  $^{197}_{79}\text{Au}$  avec leurs écarts par rapport à SRIM et MSTAR.

$E(\text{MeV/u})$	$S(E)_{\text{Calculé}}$	$S(E)_{\text{SRIM}}$	$S(E)_{\text{MSTAR}}$	$Er\% S(E) / \text{SRIM}$	$Er\% S(E) / \text{MSTAR}$
2	2151,0627	2230,394	2262,497	3,56	4,92
3	1946,815	1980,707	2030,272	1,71	4,11
5	1609,8824	1602,108	1661,624	0,48	3,11
7	1480,5773	1470,9484	1521,362	0,65	2,68
9	1370,6837	1360,8309	1403,195	0,72	2,32
10	1195,7580	1192,6691	1216,687	0,26	1,72
20	1124,5997	1125,6109	1141,912	0,09	1,52
30	722,9715	738,8337	724,7825	2,15	0,25
40	545,2519	547,5335	545,5453	0,42	0,05
50	444,7739	444,081	444,3252	0,16	0,10
60	379,2473	378,0484	378,7145	0,32	0,14
70	332,9462	332,3262	332,4841	0,19	0,14
80	298,4375	297,4099	298,0415	0,34	0,13
90	271,6028	270,5975	271,314	0,37	0,11
100	250,1838	249,0878	249,9558	0,44	0,09
100	232,6326	231,3798	232,4587	0,54	0,07

Tableau. III.19 : Les valeurs du pouvoir d'arrêt de l'ion  $^{16}\text{O}$  calculées et données par différents auteurs dans la cible de  $^{197}_{79}\text{Au}$  avec leurs écarts par rapport à SRIM et MSTAR.

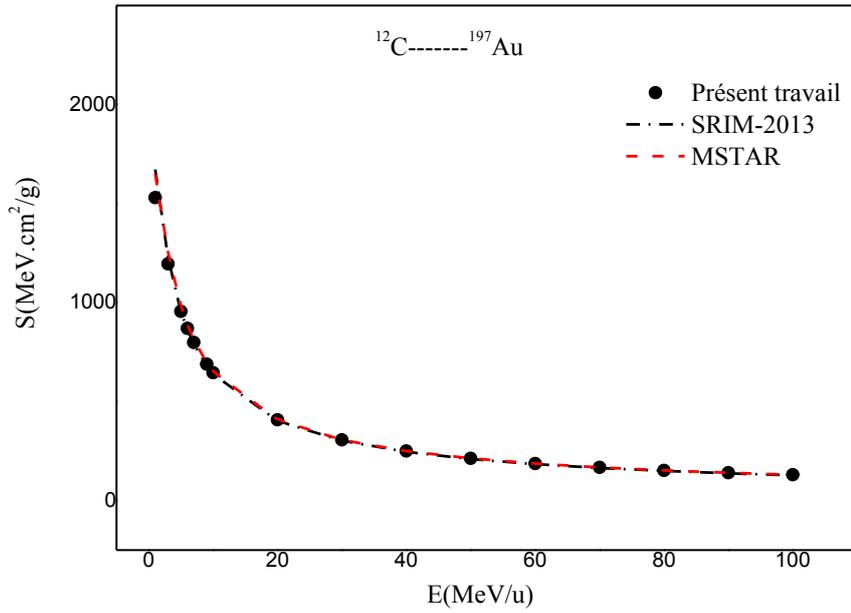


Figure. III.7 : Pouvoir d'arrêt de l'ion  $^{12}\text{C}$  dans la cible d' $^{197}\text{Au}$  en fonction de l'énergie incidente.

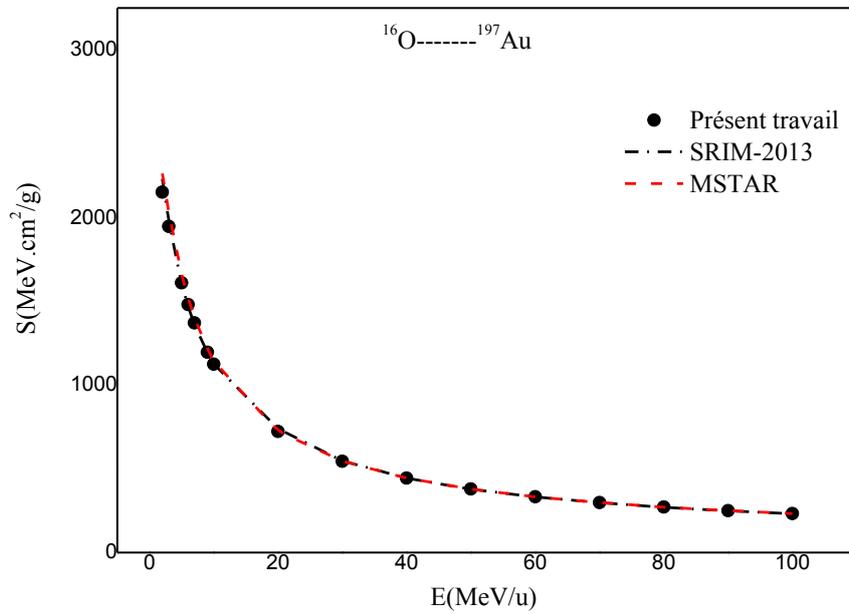


Figure. III.8 : Pouvoir d'arrêt de l'ion  $^{16}\text{O}$  dans la cible d' $^{197}\text{Au}$  en fonction de l'énergie incidente.

**III.5. La contribution de la correction des couches dans le calcul du pouvoir d'arrêt des ions incidents  $^1H, ^4He, ^7Li, ^{12}C, ^{16}O$  dans les cibles  $^{27}_{13}Al, ^{63}_{29}Cu, ^{197}_{79}Au$**

Afin d'évaluer la contribution des corrections de couches  $C/Z_2$ , nous avons calculé le pouvoir d'arrêt en utilisant la formule de Bethe-Bloch avec et sans  $C/Z_2$  des ions  $^1H, ^4He, ^7Li, ^{12}C, ^{16}O$  dans les cibles  $^{27}_{13}Al, ^{63}_{29}Cu, ^{197}_{79}Au$  aux énergies  $2MeV/u \leq E \leq 100 MeV/u$ . L'écart sur  $S(E)$  est donné par l'expression suivante :

$$Er(S(E)) = \left[ \frac{S(E)_{sans}}{S(E)_{avec}} - 1 \right] = \frac{(C/Z_2)}{\left\{ \ln\left(\frac{2meV^2}{(I)}\right) - \ln(1-\beta^2) - \beta^2 - \frac{C}{Z_2} - \frac{\delta}{2} + Z_1 L_1 + Z_1^2 L_2 \right\}} \quad (III-4)$$

A partir de cette dernière expression, on constate que pour la même cible  $Z_2$  et énergie ( $E$ ), l'écart sur  $S(E)$  est pratiquement constant à l'ensemble des ions. On remarque aussi qu'en changeant de cible  $Z_2$  du plus petit ( $^{27}_{13}Al$ ) au plus grand ( $^{197}_{79}Au$ ) et en gardant  $E$  inchangée, les valeurs de  $C/Z_2$  deviennent plus importantes et par la même celles de  $Er(S(E))$ . Dans les deux cas et d'après l'équation (III-4), on peut dire que lorsque  $E$  croît,  $Er(S(E))$  décroît. Les résultats obtenus sur la figure. III.9 et les tableaux. III.20 et III.21 sont conformes avec la relation (III-4). Les maximums des écarts de  $S(E)$  sont trouvés égaux à 4,07% ( $E=2MeV/u$ ), 11,16% ( $E=2MeV/u$ ) et 13,07% ( $E=3MeV/u$ ) respectivement aux cibles  $^{27}_{13}Al, ^{63}_{29}Cu, ^{197}_{79}Au$ . Ces résultats montrent que l'apport des corrections de couches peut influencer sur la détermination de  $S(E)$  s'il n'est pas pris en considération. Pour conclure, on peut dire que la contribution de  $C/Z_2$  est d'une grande importance dans le calcul du pouvoir d'arrêt et améliore sa précision particulièrement pour les cibles moyennes et lourdes surtout aux énergies de quelques MeV/u.

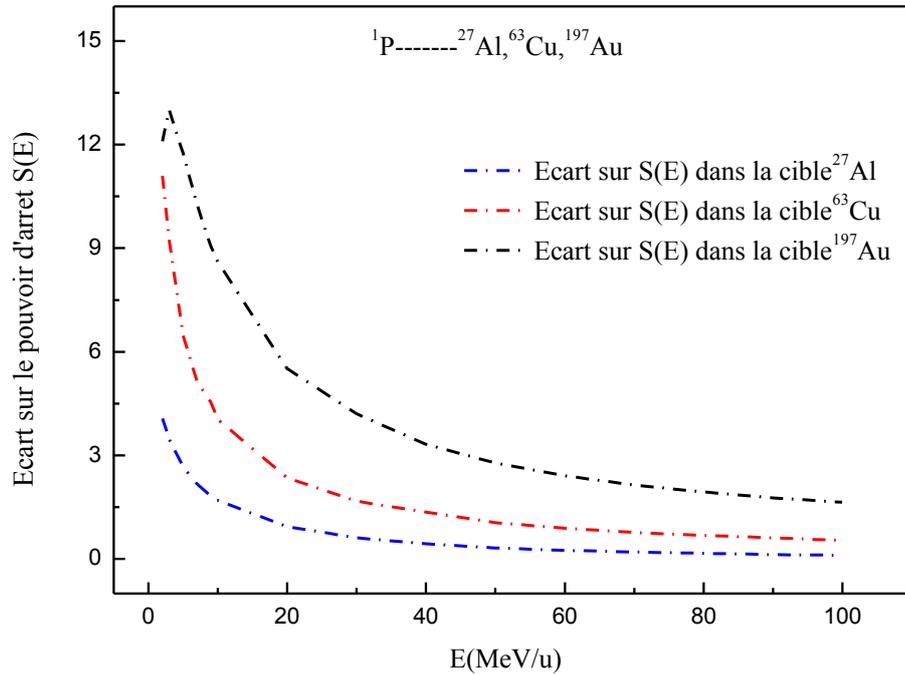


Figure. III.9 : L'écart sur le pouvoir d'arrêt (avec et sans correction de couches) des protons dans les cibles  $^{27}_{13}\text{Al}$ ,  $^{63}_{29}\text{Cu}$ ,  $^{197}_{79}\text{Au}$  en fonction de l'énergie.

$E$ (MeV/u)	$Er\% S(E)$ $^4\text{He} \text{---} ^{27}\text{Al}$	$Er\% S(E)$ $^7\text{Li} \text{---} ^{27}\text{Al}$	$Er\% S(E)$ $^4\text{He} \text{---} ^{63}\text{Cu}$	$Er\% S(E)$ $^7\text{Li} \text{---} ^{63}\text{Cu}$	$Er\% S(E)$ $^4\text{He} \text{---} ^{197}\text{Au}$	$Er\% S(E)$ $^7\text{Li} \text{---} ^{197}\text{Au}$
2	4,01	3,99	10,94	10,89	11,86	11,79
3	3,44	3,42	9,15	9,09	12,81	12,72
5	2,65	2,64	6,40	6,36	11,62	11,55
7	2,16	2,15	5,09	5,05	10,16	10,11
9	1,82	1,81	4,51	4,49	8,99	8,95
10	1,68	1,67	4,01	3,99	8,54	8,50
20	0,93	0,93	2,33	2,32	5,49	5,45
30	0,61	0,61	1,67	1,66	4,19	4,18
40	0,43	0,43	1,35	1,35	3,31	3,30
50	0,32	0,32	1,05	1,05	2,77	2,77
60	0,25	0,25	0,89	0,89	2,41	2,40
70	0,20	0,19	0,76	0,76	2,13	2,13
80	0,16	0,16	0,68	0,68	1,94	1,94
90	0,13	0,13	0,61	0,61	1,77	1,77
100	0,11	0,11	0,54	0,54	1,64	1,63

Tableau. III.20 : L'écart sur le pouvoir d'arrêt (avec et sans correction de couches) des ions

$^4\text{He}, ^7\text{Li}$  dans les cibles  $^{27}_{13}\text{Al}$ ,  $^{63}_{29}\text{Cu}$ ,  $^{197}_{79}\text{Au}$  en fonction de l'énergie.

$E$ (MeV/u)	$Er\% S(E)$ $^{12}C$ --- $^{27}Al$	$Er\% S(E)$ $^{16}O$ --- $^{27}Al$	$Er\% S(E)$ $^{12}C$ --- $^{63}Cu$	$Er\% S(E)$ $^{16}O$ --- $^{63}Cu$	$Er\% S(E)$ $^{12}C$ --- $^{197}Au$	$Er\% S(E)$ $^{16}O$ --- $^{197}Au$
2	4	4,02	11,01	11,16	12,04	12,31
3	3,41	3,42	9,11	9,19	12,86	13,07
5	2,62	2,62	6,33	6,34	11,56	11,68
7	2,13	2,13	5,01	5,01	10,09	10,16
9	1,79	1,79	4,44	4,44	8,92	8,95
10	1,66	1,66	3,95	3,95	8,47	8,5
20	0,92	0,92	2,30	2,29	5,45	5,45
30	0,61	0,6	1,65	1,64	4,16	4,16
40	0,43	0,43	1,34	1,33	3,29	3,29
50	0,32	0,32	1,04	1,03	2,76	2,75
60	0,25	0,25	0,90	0,88	2,40	2,39
70	0,19	0,19	0,76	0,75	2,12	2,12
80	0,16	0,16	0,67	0,67	1,93	1,93
90	0,13	0,13	0,60	0,60	1,76	1,76
100	0,11	0,11	0,54	0,53	1,63	1,63

Tableau. III.21 : L'écart sur le pouvoir d'arrêt (avec et sans correction de couches) des ions

$^{12}C, ^{16}O$  dans les cibles  $^{27}_{13}Al, ^{63}_{29}Cu, ^{197}_{79}Au$  en fonction de l'énergie.

### III.6. Calcul du pouvoir d'arrêt des ions $^4He, ^{16}O$ dans les cibles $^{27}_{13}Al$ et $^{197}_{79}Au$ indépendamment des corrections de couches

Afin de valider l'expression (II-18, voir chapitre II), nous avons déterminé et comparé le pouvoir d'arrêt trouvé par cette dernière et celui donné par la formule de Bethe-Bloch (Eq. I-23) des ions  $^4He, ^{16}O$  respectivement dans les cibles  $^{27}_{13}Al$  et  $^{197}_{79}Au$ . A partir du tableau. III.22, nous remarquons que les mêmes valeurs de  $S(E)$  sont obtenues par les deux relations. La connaissance précise du pouvoir d'arrêt des protons  $S_p(E)$  (expérimentalement c'est possible) ainsi que les termes de corrections de Barkas  $L_1(p)$  et de Bloch  $L_2(p), L_2(Z_1)$  des protons et de l'ion de numéro atomique  $Z_1$ , permet le calcul du  $S(E, Z_1)$  de tous les ions. Nous avons appliqué cette dernière pour la détermination du pouvoir d'arrêt des ions  $^4He, ^{16}O$  respectivement dans les cibles  $^{27}_{13}Al$  et  $^{197}_{79}Au$  en utilisant les valeurs de  $S_p(E)$  générées par les codes SRIM et PSTAR. Les résultats donnés dans les tableaux. III.23 et III.24 (les écarts maximums trouvés sont égaux à 1,53% et 3,70% respectivement à SRIM et MSTAR aux énergies  $E \geq 3\text{Mev/u}$ ) montrent qu'on peut utiliser cette relation dans le calcul du pouvoir d'arrêt sans avoir le recours aux corrections de couches  $C/Z_2$  à condition que les valeurs de  $S_p(E)$  sont déterminées avec précision.

Rappel des expressions (I-23 et II-18) :

$$S(E) = \kappa \frac{Z_1^2 Z_2}{\beta^2} \left\{ \text{Ln} \left( \frac{2m_e V^2}{(I)} \right) - \text{Ln}(1 - \beta^2) - \beta^2 - \frac{c}{Z_2} - \frac{\delta}{2} + Z_1 L_1 + Z_1^2 L_2 \right\} \quad (\text{I-23})$$

$$S(E, Z_1) = Z_1^2 S_p(E) + \left( \frac{\kappa Z_1^2 Z_2}{\beta^2} \right) [(Z_1 - 1)L_1(p) + (Z_1^2 L_2(Z_1) - L_2(p))] \quad (\text{II-18})$$

$E$ (MeV/u)	$S(E)$ ( $^4\text{He}$ --- $^{27}\text{Al}$ ) Expression (I-23)	$S(E)$ ( $^4\text{He}$ --- $^{27}\text{Al}$ ) Expression (II-18)	$S(E)$ ( $^{16}\text{O}$ --- $^{197}\text{Au}$ ) Expression (I-23)	$S(E)$ ( $^{16}\text{O}$ --- $^{197}\text{Au}$ ) Expression (II-18)
2	449,9793	449,9793	2151,0627	2151,0627
3	336,7767	336,7767	1946,8150	1946,8150
5	230,8843	230,8843	1609,8824	1609,8824
7	178,8907	178,8907	1370,6837	1370,6837
9	147,4389	147,4389	1195,7580	1195,7580
10	135,8757	135,8757	1124,5997	1124,5997
20	78,8884	78,8884	722,9715	722,9715
30	57,2661	57,2661	545,2519	545,2519
40	45,6614	45,6614	444,7739	444,7739
50	38,3583	38,3583	379,2473	379,2473
60	33,3144	33,3144	332,9462	332,9462
70	29,6107	29,6107	298,4375	298,4375
80	26,7702	26,7702	271,6028	271,6028
90	24,5196	24,5196	250,1838	250,1838
100	22,6907	22,6907	232,6326	232,6326

Tableau. III.22: Pouvoir d'arrêt des ions  $^4\text{He}$ ,  $^{16}\text{O}$  respectivement dans les cibles  $^{27}\text{Al}$  et  $^{197}\text{Au}$  en utilisant les expressions (I-23 et II-18).

$E$ (MeV/u)	$S(E)$ Calculé/SRIM Expression (II-18)	$S(E)$ Calculé/ASTAR Expression (II-18)	$S(E)_{\text{SRIM}}$	$S(E)_{\text{ASTAR}}$	Er% $S(E)/\text{SRIM}$	Er% $S(E)/\text{ASTAR}$
2	449,4757	443,9987	448,6947	440,1	0,17	0,88
3	337,3182	333,6835	335,6064	331,80	0,51	0,57
5	231,8658	229,7813	230,6314	227,20	0,53	1,14
7	179,8809	178,5084	179,0974	176,72	0,44	1,01
9	148,3500	147,3561	147,6778	146,10	0,45	0,86
10	136,7449	135,8775	135,9708	134,50	0,57	1,02
20	79,4229	79,1067	78,9979	78,35	0,54	0,96
30	57,6711	57,4459	57,3263	57,26	0,60	0,32
40	45,9617	45,8223	45,7002	45,61	0,57	0,46
50	38,5989	38,4830	38,3865	38,17	0,55	0,82
60	33,5143	33,4209	33,39398	33,22	0,36	0,60
70	29,7816	29,7019	29,6421	29,72	0,47	0,06
80	26,9215	26,8511	26,7907	26,76	0,49	0,34
90	24,6524	24,5911	24,5396	24,46	0,46	0,53
100	22,8093	22,7569	22,6888	22,60	0,53	0,69

Tableau. III.23: Pouvoir d'arrêt de l'ion  $^4\text{He}$  dans la cible d' $^{27}\text{Al}$  calculé à partir des valeurs de  $S_p$  données par les codes SRIM et PSTAR en utilisant l'expression (II-18).

$E$ (MeV/u)	$S(E)$ Calculé/SRIM Expression (II-18)	$S(E)$ Calculé/MSTAR Expression (II-18)	$S(E)_{SRIM}$	$S(E)_{MSTAR}$	$Er\%$ $S(E)/SRIM$	$Er\%$ $S(E)/MSTAR$
2	2182,7230	2158,9001	2230,394	2262,497	2,14	4,58
3	1969,7153	1955,0937	1980,707	2030,272	0,55	3,70
5	1624,4411	1617,6772	1602,108	1661,624	1,39	2,64
7	1381,0873	1377,3220	1360,831	1403,195	1,49	1,84
9	1203,9357	1201,4735	1192,669	1216,687	0,94	1,25
10	1132,6089	1130,8049	1125,611	1141,912	0,62	0,97
20	727,5478	726,5960	738,834	724,782	1,53	0,25
30	548,9590	548,5451	547,533	545,545	0,26	0,55
40	447,5435	447,0510	444,081	444,325	0,78	0,61
50	381,5726	381,0468	378,048	378,714	0,93	0,62
60	334,9967	334,4919	332,326	332,484	0,80	0,60
70	300,2793	299,7900	297,410	298,041	0,96	0,59
80	273,2800	272,8025	270,597	271,314	0,99	0,55
90	251,7278	251,2595	249,088	249,956	1,06	0,52
100	234,0661	233,60549	231,380	232,459	1,16	0,49

Tableau. III.24: Pouvoir d'arrêt de l'ion  $^{16}O$  dans la cible d' $^{197}_{79}Au$  calculé à partir des valeurs de  $S_p$  données par les codes SRIM et PSTAR en utilisant l'expression (II-18).

## *Conclusion générale*

## Conclusion générale

Dans le cadre de ce travail, nous avons calculé les corrections de couches des cibles  $^{27}_{13}\text{Al}$ ,  $^{63}_{29}\text{Cu}$ ,  $^{197}_{79}\text{Au}$ , la charge effective et le pouvoir d'arrêt des ions  $^1\text{H}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^7\text{Li}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$  aux énergies  $1 \text{ MeV/u} \leq E \leq 100 \text{ MeV/u}$ . Nous avons aussi évalué la contribution de  $C/Z_2$  et testé la validité de la relation (II-18).

Nous avons adopté l'expression semi empirique de Ziegler, l'approche théorique de Walske-Bichsel et la formule de Bethe-Bloch pour le calcul de  $C/Z_2$  des cibles  $^{27}_{13}\text{Al}$ ,  $^{63}_{29}\text{Cu}$ ,  $^{197}_{79}\text{Au}$ . Les résultats trouvés sont jugés acceptables par rapport à ceux donnés par Bichsel particulièrement pour la cible de cuivre dont les écarts obtenus sont inférieurs à 5,50%.

Afin de déterminer le pouvoir d'arrêt des ions cités ci-dessus, nous avons utilisé les relations de la charge effective  $Z_1^*$  données dans le tableau II.2 et les corrections de couches obtenues des trois cibles. Un bon accord a été trouvé entre les valeurs de  $S(E)$  des ions  $^1\text{H}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^7\text{Li}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$  dans les cibles  $^{27}_{13}\text{Al}$ ,  $^{63}_{29}\text{Cu}$ ,  $^{197}_{79}\text{Au}$  et celles générées par les codes de calcul SRIM-2013, PSTAR, ASTAR et MSTAR principalement les protons et les particules alpha. Les écarts maximums sur  $S(E)$  ( $Er(S(E))$ ) des ions  $^1\text{H}$ ,  $^4\text{He}$  ont été trouvés égaux à 1,62%, 1,65%, 1,16% par rapport aux codes SRIM-2013, PSTAR et ASTAR respectivement pour les trois cibles aux énergies  $E \geq 3 \text{ MeV/u}$ . Par contre, les différences sur  $S(E)$  des ions  $^7\text{Li}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$  ont été obtenues inférieures ou égales à 5,71%, 4,77% et 4,49% par rapport aux codes SRIM et MSTAR dans la même gamme d'énergie. On peut dire que  $Er(S(E)) \leq 5,71\%$  pour les cinq ions dans les trois cibles aux énergies  $3 \frac{\text{MeV}}{\text{u}} \leq E \leq 100 \frac{\text{MeV}}{\text{u}}$ .

Afin d'évaluer la contribution des corrections de couches sur le pouvoir d'arrêt, nous avons calculé  $S(E)$  avec et sans  $C/Z_2$ . Les maximums des écarts de  $S(E)$  ont été trouvés égaux à 4,07% ( $E=2 \text{ MeV/u}$ ), 11,16% ( $E=2 \text{ MeV/u}$ ) et 13,07% ( $E=3 \text{ MeV/u}$ ) respectivement par rapport aux cibles  $^{27}_{13}\text{Al}$ ,  $^{63}_{29}\text{Cu}$ ,  $^{197}_{79}\text{Au}$ . L'apport des corrections de couches peut influencer sur la détermination de  $S(E)$  s'il n'est pas pris en considération. La contribution de  $C/Z_2$  est d'une grande importance dans le calcul du pouvoir d'arrêt, elle améliore sa précision particulièrement pour les cibles moyennes et lourdes surtout aux énergies de quelques MeV/u.

Enfin, après avoir testé la validité de l'expression (II-18), nous l'avons appliqué pour la détermination du pouvoir d'arrêt des ions  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{16}\text{O}$  respectivement dans les cibles  ${}^{27}_{13}\text{Al}$  et  ${}^{197}_{79}\text{Au}$  en utilisant les valeurs de  $S_p(E)$  générées par les codes SRIM et PSTAR. Les résultats obtenus par la relation (II-18) sont jugés assez bon comparés aux codes SRIM, ASTAR et MSTAR (les écarts maximums trouvés sont de 1,53% et 3,70% par rapport aux codes SRIM et MSTAR respectivement aux énergies  $E \geq 3\text{MeV/u}$  pour les deux cibles, voir tableaux. III.23 et III.24). Ces résultats montrent qu'on peut utiliser cette relation dans le calcul du pouvoir d'arrêt sans avoir le recours aux corrections de couches  $C/Z_2$  à condition que les valeurs de  $S_p(E)$  sont déterminées avec précision.

## Références

- [1]: Thèse de doctorat présentée par Ster Mammeri, 2010.
- [2]: N. Bohr, Philos. Mag. 25, 10 (1913).
- [3]: N. Bohr, K. Dan. Vidensk.Selsk. Mat. Fys.Medd.18, (8) (1948) 1.
- [4] : H. A. Bethe, Ann. Physik 5 (1930) 325.
- [5]: F. Bloch, Ann. Phys. 16, 285 (1933).
- [6]: J. Lindhard, Mat. Fys.Medd. Dan. Vid. Selesk, 28N° 8 (1954).
- [7]: J. Lindhard, M. Scharff and Schiott, Mat. Fys.Medd. Dan. Vid. Selesk, **33** N° 14(1963).
- [8]: P. Sigmund, A. Schinner, Nucl. Instr. and Meth.B 195, 64 (2002).
- [9]: [P.L. Grande and G. Schiwietz](#), "Impact-Parameter Dependence of the Electronic Energy Loss of Fast Ions", Phys.Rev. **A58**, 3796 (1998).
- [10]: [G. Schiwietz and P.L. Grande](#), "A Unitary Convolution Approximation for the Impact-Parameter Dependent Electronic Energy Loss", Nucl. Instr. and Meth.**B153**, 1 (1999).
- [11]: [G.M de Azevedo, P.L. Grande, and G. Schiwietz](#), "Impact-Parameter Dependent Energy Loss of Screened Ions", Nucl. Instr. and Meth. B164-165, 203-211 (2000).
- [12]: P. Sigmund, Communication privée.
- [13]: Grande, P.L. and Schiwietz, G., program CasP, version 4.1 (2008), downloaded from <http://www.hmi.de/people/schiwietz/casp.html>.
- [14]: J. F. Ziegler, M. D. Ziegler J.P. Biersack, SRIM-2013 – the Stopping and Range of Ions in Matter, Version 2013.00, code, available from <http://www.srim.org>.
- [15]: Paul, H. and Schinner, A., program MSTAR, version 3.12 (2004), <http://www.exphys.jku.at/stopping/>).
- [16]: J. F. Ziegler, Journal of Applied Physics 85, 3 (1999).
- [17]:H.H. Andersen, J.F. Ziegler, "Hydrogen Stopping Powers and Ranges in All Elements". in: The Stopping and Ranges of Ions in Matter, edited by J.F. Ziegler, Pergamon press, New York, vol. 3, (1977).
- [18]: M.C. Walske, Phys. Rev. 88, 1283 (1952).
- [19]:M.C. Walske, Phys. Rev. 101, 940 (1956).
- [20]:H. Bichsel, University of California Report No. USC-136-120 (1967).
- [21]:ICRU report 37, Stopping Powers and Ranges for Electrons and Positrons,International Commission on Radiation Units and Measurements, (1984).

- [22]: M. Chekirine, Thèse de doctorat, Université Batna1-Batna, 2017.
- [23]: H. Driouche et M. Tefahi, Mémoire de master, Université Blida1-Blida, 2018.
- [24]: M. Born, Z. Phys., 38 (1926) 803.
- [25]: A. Dib, Thèse de magister, USTHB-Alger, 2006.
- [26]: O.B. Firsov, Zh. Eksp. Teor. Fis. 36, 1517-1523 (1959) [English Translation: Sov. Phys. JETP 9, 1076-1080 (1959)].
- [27]: S. Mammeri, Thèse de doctorat, USTHB-Alger, 2010.
- [28]: E. Rutherford, E. Phil. Mag. 21, 669, (1911).
- [29]: F. Bloch, Z. Phys. 81 363 (1933).
- [30]: U. Fano, *Studies in Penetration of Charged Particles in Matters*, Nuclear Science Report No. 39 (U. S. National Academy of Sciences, Washington DC, 1964), pp. 1-338.
- [31]: W.H. Barkas, W. Birnbaum and F. M. Smith, Phys. Rev. 101, 778 (1956).
- [32]: H. Bichsel, Phys. Rev. A 28, 1147 (1983).
- [33]: R.M. Sternheimer, S.M. Seltzer, and M.J. Berger, Phys. Rev. B26, 6067 (1982).
- [34]: E. Fermi, Phys. Rev. 57, 485 (1940).
- [35]: J. Lindhard and A. Winther, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk, 34N° 4 (1964).
- [36]: H. Bichsel, Phys. Rev. A 41 N° 7 (1990) 3642.
- [37]: W. H. Bragg and R. Kleeman, Philos. Mag. 10 (1905) 318.
- [38]: G.S. Khandelwal, Nucl. Phys. A 116, 97 (1968).
- [39]: J.F. Janni, At. Data Nucl. Data Tables 27, 147 (1982).
- [40]: N. Bohr, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk, 24, No. 19 (1948).
- [41]: J.F. Ziegler, The Stopping and Ranges of Ions in Matter ("SRIM-2000"), Computer software package. Can be downloaded via internet <http://www.SRIM.org>.
- [42]: L.C. Northcliffe, Ann. Rev. Nucl. Sci. 13 (1963) 67.
- [43]: H. Bichsel, Phys. Rev. A 46, 5761 (1992).