

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 :

*Ralentissement des ions ^4He , ^7Li , ^{16}O et ^{28}Si dans les cibles
 ^2_1A , ^6_2C , ^1_4A et ^1_7A pour des vitesses $V \geq V_0 Z_1^{2/3}$.*

Présenté par :

Chaoua Youcef

Salah Chaimaa

Soutenu le 30/06/2024, devant le jury composé de :

M. SAIDANI Samira	MCB	U.S.D.Blida 1	Président
M. CHERROUD Othmane	MCA	U.D.Médéa	Examineur
M. CHEKIRINE Mamoun	MCB	U.S.D.Blida 1	Directeur de Mémoire
Mme. FOUL Sihem	Doctorante	U.S.D.Blida 1	Co-Directrice de Mémoire

Blida 1-2023/2024-

Remerciements :

On dit « Alhamd lillah », Ce par les grâces de « Allah » que ce travail a pu voir le jour.

Nous avons réalisé ce travail au laboratoire de Physique Théorique et de l'Interaction Rayonnement-Matière à l'université de Blida 1.

Nous tenons tout d'abord à exprimer notre profonde gratitude à notre directeur de mémoire, M. Chekirine Mamoun, maître de conférences catégorie B, pour son encadrement, sa patience et sa confiance tout au long de ce travail de recherche. Ses précieux conseils, son expertise et son soutien inébranlable ont été d'une aide inestimable et ont grandement contribué à l'aboutissement de ce projet.

Merci également aux membres du jury de notre soutenance de mémoire : Mme. Saidani Samira, maître de conférences catégorie B, présidente du jury et Mr. Cherroud Othman, maître de conférences catégorie A, en tant qu'examineur et Mme. Foul Siham, doctorante, Co. encadreur de mémoire, pour avoir accepté de faire partie du jury. Leurs remarques et suggestions ont été précieuses et nous ont permis d'en améliorer la qualité.

Nos remerciements vont également à l'ensemble des professeurs du département de physique de l'Université de Blida 1, pour leur enseignement de qualité et les connaissances qu'ils nous ont transmises durant nos années d'études.

Sans oublier nos familles respectives, pour leur soutien indéfectible et pour avoir toujours cru en nous. Leurs encouragements et leurs prières ont été notre refuge et notre motivation durant tout notre parcours académique.

Dédicaces :

Je dédie les fruits de ce travail à :

Mon père que Dieu ait pitié de son âme.

Ma chère mère, que Dieu la protège.

*Tous mes frères Amar, que Dieu ait pitié de son âme, Ahmed, Djamal, Lais,
Sofian, Salim, Nabil et ma bien aimée sœur Djamila.*

Tous mes Neveux sans exception et leurs mamans.

Ma chère femme avec amour.

Ma fille Loudjain, l'âme de mon âme.

Toute ma grande famille.

Tous mes amis.

Merci pour tout l'amour et le soutien que vous m'avez donnés.

Chaoua Youcef

Dédicaces :

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

A mes chers parents bien-aimés Ali et Aicha pour exprimer l'étendue de mon respect, mon amour et ma sincère appréciation pour eux.

Je vous remercie pour vos soins et soutien que vous m'avez donné depuis ma naissance, pour tous vos sacrifices, amours, tendresses et prières tout au long de mes études.

A mes chères sœurs Ikram, Achouak, Aya, Imen et Kaouter pour leurs encouragements permanents, et leurs soutiens moraux, ainsi qu'à mon époux Billel qui m'a soutenu dans mon chemin universitaire, A mes enfants AbdelRahman et Rim, ainsi qu'à toute ma famille et à tous mes amis

Salah Chaimaa

TABLE DES MATIÈRES

Introduction générale :	2
1 Chapitre I : Ralentissement des particules chargées dans la matière.	4
1.1 Introduction :	5
1.2 Les principaux paramètres qui caractérisent le ralentissement des particules chargées :	5
1.3 Théorie du pouvoir d'arrêt :	6
1.3.1 Introduction :	6
1.3.2 Pouvoir d'arrêt électronique :	7
1.3.3 L'approche classique de Bohr du pouvoir d'arrêt :	9
1.3.4 L'approche quantique de Bethe :	14
1.3.5 Calcul du pouvoir d'arrêt par la théorie de Bethe-Bloch :	15
1.3.6 Pouvoir d'arrêt des composés (relation de Bragg) :	18
2 Chapitre II : Correction de couches et charge effective :	20
2.1 Introduction :	21
2.2 Corrections des couches atomiques :	21
2.2.1 Corrections des couches atomiques <i>K</i> et <i>L</i> :	21
2.2.2 Corrections des couches atomiques <i>M</i> , <i>N</i> et <i>O-P</i> :	25
2.3 La charge effective :	27
2.3.1 Généralités :	27
2.3.2 Définition de la charge effective :	29
2.4 Expression du pouvoir d'arrêt $S(E, Z_1)$ indépendamment de la correction de couches :	31
3 Chapitre III : Présentation et discussion des résultats obtenus	33
3.1 Introduction :	34
3.2 Présentation des résultats obtenus des valeurs du pouvoir d'arrêt expérimentales des protons dans les cibles ${}^2_1\text{A}$, ${}^6_2\text{C}$, ${}^1_4\text{A}$ et ${}^1_7\text{A}$:	35
3.3 Comparaison des valeurs du pouvoir d'arrêt de ${}^4_2\text{H}$ dans la cible d' ${}^2_1\text{A}$ calculées par la formule de Bethe-Bloch Modifiée et l'expression (II.23):	40
3.4 Présentation et discussions des résultats du pouvoir d'arrêt des ions légers ${}^4\text{He}$ et ${}^7\text{Li}$ dans les cibles ${}^2_1\text{A}$, ${}^6_2\text{C}$, ${}^1_4\text{A}$ et ${}^1_7\text{A}$ calculées par l'expression (II.23):	41
3.5 La charge effective et le pouvoir d'arrêt des ions incidents ${}^{16}\text{O}$, ${}^{28}\text{Si}$ dans les cibles ${}^2_1\text{A}$, ${}^6_2\text{C}$, ${}^1_4\text{A}$ et ${}^1_7\text{A}$:	54
4 Conclusion générale	68

4.1	Conclusion générale :	69
5	Annexe :	71
6	Références	73

La liste des tableaux :

Tableau .II. 1: Les valeurs des différents paramètres intervenants dans le calcul de la correction des couches des cibles ${}^2_1 A$, ${}^6_2 C$, ${}^1_4 A$ et ${}^1_7 A$	25
Tableau .II. 2 :Quelques expressions proposées pour le calcul de la charge effective.	30
Tableau .III. 1: Les valeurs du pouvoir d'arrêt expérimentales des protons dans la cible d' ${}^2_1 A$ comparées à celles obtenues via SRIM-2013.	36
Tableau .III. 2: Les valeurs du pouvoir d'arrêt expérimentales des protons dans la cible de ${}^6_2 C$ comparées à celles obtenues via SRIM-2013.	37
Tableau .III. 3: Les valeurs du pouvoir d'arrêt expérimentales des protons dans la cible d' ${}^1_4 A$ comparées à celles obtenues via SRIM-2013.	38
Tableau .III. 4: Les valeurs du pouvoir d'arrêt expérimentales des protons dans la cible d' ${}^1_7 A$ comparées à celles obtenues via SRIM-2013.	39
Tableau .III. 5: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de 4He dans la cible d' ${}^2_1 A$ calculées par la formule de Bethe-Bloch Modifiée et l'expression (II.23).	40
Tableau .III. 6: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de 4He dans la cible d' ${}^2_1 A$ calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et ASTAR	42
Tableau .III. 7 Les valeurs du pouvoir d'arrêt de 4He dans la cible de ${}^6_2 C$ calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et ASTAR	43
Tableau .III. 8: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de 4He dans la cible d' ${}^1_4 A$ calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et ASTAR	44
Tableau .III. 9: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de 4He dans la cible d' ${}^1_7 A$ calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et ASTAR	45
Tableau .III. 10: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de 7Li dans la cible d' ${}^2_1 A$ calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR.....	46
Tableau .III. 11: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de 7Li dans la cible de ${}^6_2 C$ calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR.....	47
Tableau .III. 12: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de 7Li dans la cible d' ${}^1_4 A$ calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR.....	48
Tableau .III. 13: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de 7Li dans la cible d' 79197A calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR.....	49
Tableau .III. 14: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ${}^{16}O$ dans la cible d' ${}^2_1 A$ calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR.....	56

Tableau .III. 15: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ^{16}O dans la cible de $^{6}_{2}\text{C}$ calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR.....	57
Tableau .III. 16: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ^{16}O dans la cible d' $^{1}_{4}\text{A}$ calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR.....	58
Tableau .III. 17: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ^{16}O dans la cible d' $^{1}_{7}\text{A}$ calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR.....	59
Tableau .III. 18: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ^{28}Si dans la cible d' ^{1327}A calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR.....	60
Tableau .III. 19: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ^{28}Si dans la cible de $^{6}_{2}\text{C}$ calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR.....	61
Tableau .III. 20: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ^{28}Si dans la cible d' $^{1}_{4}\text{Ag}$ calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR.....	62
Tableau .III. 21: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ^{28}Si dans la cible d' $^{1}_{7}\text{Au}$ calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR.....	63

Liste des Figures :

Figure .I. 1 : Variation du pouvoir d'arrêt en fonction de l'énergie du projectile [16]	8
Figure .I. 2: Perte d'énergie d'un faisceau de particules charges.....	10
Figure .I. 3: Diffusion dans le centre de masse [18].....	11
Figure .II. 1: Variation de κ, L en fonction de Z_2 [30].....	23
Figure .II. 2 Variation du nombre d'arrêt B en fonction de η [29].....	23
Figure .II. 3 : Variation de la correction de couche C en fonction de $1/\eta$ [29].....	24
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 [34].	26
Figure .II. 5 Correction des couches atomiques C/Z_2 , pour les éléments ${}^1_6C, {}^2_1Al, {}^6_2Cu, {}^1_4Ag, {}^1_7Au$ et 2_9U , en fonction de l'énergie des protons, prise du rapport ICRU-37 [32]. Elles sont obtenues par la procédure d'échelle semi empirique de Bichsel.....	27
Figure .II. 6: Pouvoirs d'arrêts des protons dans la cible du ${}^{58}Ni$ et comparaison des modèles de Bohr et de Bethe avec les données de SRIM-2000 [36].....	28
Figure .II. 7 Pouvoirs d'arrêts des ions ${}^{74}Ge$ dans la cible ${}^{28}Si$ et comparaison des modèles de Bohr et de Bethe avec les données de SRIM-2000 [36].	28
Figure .III. 1: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de 4He dans la cible d' 2_1A calculées par la formule de Bethe-Bloch Modifiée et l'expression (II.23).....	41
Figure .III. 2: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de 4He dans la cible d' 2_1A calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et ASTAR	50
Figure .III. 3: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de 4He dans la cible de 6_2Cu calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et ASTAR	50
Figure .III. 4: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de 4He dans la cible d' 1_4A calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et ASTAR	51
Figure .III. 5: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de 4He dans la cible d' 1_7A calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et ASTAR	51
Figure .III. 6: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de 7Li dans la cible d' 2_1Al calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR.....	52

Figure .III. 7: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ${}^7\text{Li}$ dans la cible de ${}^6_2\text{Cu}$ calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR.....	52
Figure .III. 8: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ${}^7\text{Li}$ dans la cible d' ${}^1_4\text{Ag}$ calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR.....	53
Figure .III. 9: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ${}^7\text{Li}$ dans la cible d' ${}^1_7\text{Au}$ calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR.....	53
Figure .III. 10 Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ${}^{16}\text{O}$ dans la cible d' ${}^1_7\text{Au}$ calculées par différentes expressions de charge effective, comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR	54
Figure .III. 11: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ${}^{16}\text{O}$ dans la cible d' ${}^2_1\text{Al}$ calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR.....	64
Figure .III. 12 Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ${}^{16}\text{O}$ dans la cible de ${}^6_2\text{Cu}$ calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR.....	64
Figure .III. 13: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ${}^{16}\text{O}$ dans la cible d' ${}^1_4\text{Ag}$ calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR.....	65
Figure .III. 14: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ${}^{16}\text{O}$ dans la cible d' ${}^79197\text{A}$ calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR.....	65
Figure .III. 15: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ${}^{28}\text{Si}$ dans la cible d' ${}^2_1\text{Al}$ calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR.....	66
Figure .III. 16: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ${}^{28}\text{Si}$ dans la cible de ${}^6_2\text{Cu}$ calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR.....	66
Figure .III. 17: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ${}^{28}\text{Si}$ dans la cible d' ${}^1_4\text{Ag}$ calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR.....	67
Figure .III. 18: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ${}^{28}\text{Si}$ dans la cible d' ${}^1_7\text{Au}$ calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR.....	67

La liste des abréviations

SRIM : Stopping and Range of Ions in Matter

ICRU : International Commission on Radiation Units.

ASTAR : Alpha Stopping and Range.

PSTAR : Proton Stopping and Range.

MSTAR : More stopping and Range.

IAEA : International Atomic Energy Agency.

إن تحديد الإيقاف لأيون في وسط معين له أهمية كبيرة في عدة مجالات مثل: البحث العلمي والطاقة

النووية والصناعة والصحة. الـ المستخدم لحساب قدرة الإيقاف هـ Bethe-Bloch

هذه الأخير التأين (I) تصحيح الطبقة (C/Z1).

الأيون هاما الإيقاف خاصة بالنسبة للأيونات الثقيلة عند السرعات

(I) التأين هذا العمل، استخدمنا $.2Z_1V_0 \geq V \geq V_0Z_1^{2/3}$.

لأيونات الخفيفة ${}^7\text{Li}$ ${}^4\text{He}$ لحساب قدرة الإيقاف دون (C/Z1)

للأيونات الثقيلة ${}^{16}\text{O}$ ${}^{14}\text{Si}$ في الأهداف ${}_{13}^{27}\text{Al}$, ${}_{7}^{17}\text{A}$ ${}_{4}^{14}\text{A}$ ${}_{2}^{9}\text{C}$

هذه الـ .1MeV/n

MSTAR ASTAR SRIM-2013، ومع البيانات التجريبية المتاحة. أظهرت النتائج التي تم

الحصول عليها تطابقاً عالياً جداً بين القيم المحسوبة وـ MSTAR ASTAR SRIM-2013

والبيانات التجريبية، مع حد أقصى للانحراف أقل من 7.5% لجميع القيم المحسوبة.

Abstract

The determination of the stopping power of an ion in a slowing medium is of great importance for several fields such as: scientific research, nuclear energy, industry and medicine. The expression used to calculate the stopping power is the Bethe-Bloch modified expression, the latter depends on several terms, such as the ionization potential (I) and the layer correction term (C/Z1). The charge state of the incident ion plays an important role in the calculation of stopping power especially for heavy ions at intermediate speeds $2Z_1V_0 \geq V \geq V_0Z_1^{2/3}$. As part of this work we used our expression independent of ionization potential (I) and layer correction (C/Z1) to calculate the stopping power of light ions ^4He and ^7Li without effective charge, and of the heavy ions ^{16}O and ^{24}Si with effective charge in the targets Z_1A , 6_2C , $^{14}_4A$ and $^{17}_7A$, for energies higher than 1MeV/n. To validate our expression, we compared our calculation results with the calculation codes SRIM-2013, ASTAR, MSTAR and with the available experimental data. The results obtained showed a very high correspondence between the calculated values and that of the SRIM-2013, ASTAR, MSTAR codes and the experimental data, with a maximum deviation of less than 7.5% for all the calculated values.

Résumé

La détermination du pouvoir d'arrêt d'un ion dans un milieu ralentisseur est d'une grande importance pour plusieurs domaines tels que : la recherche scientifique, l'énergie nucléaire, l'industrie et la médecine. L'expression utilisée pour calculer le pouvoir d'arrêt est celle de Bethe-Bloch modifiée, cette dernière dépend de plusieurs termes, comme le potentiel d'ionisation (I) et le terme de correction des couches (C/Z_1). L'état de charge de l'ion incident joue un rôle important dans le calcul de pouvoir d'arrêt surtout pour les ions lourds à des vitesses intermédiaires $2Z_1V_0 \geq V \geq V_0Z_1^{2/3}$. Dans le cadre de ce travail nous avons utilisé notre expression indépendante de du potentiel d'ionisation (I) et de la correction des couches (C/Z_1) pour calculer le pouvoir d'arrêt sans charge effective pour les ions légers ${}^4\text{He}$ et ${}^7\text{Li}$, et avec charge effective pour les ions lourds ${}^{16}\text{O}$ et ${}^{28}\text{Si}$ dans les cibles ${}^2_1\text{A}$, ${}^6_2\text{C}$, ${}^{14}_4\text{A}$ et ${}^{17}_7\text{A}$, pour des énergies supérieures 1MeV/n. Pour valider notre expression nous avons comparés nos résultats de calculs avec les codes de calculs SRIM-2013, ASTAR, MSTAR et avec les données expérimentales disponibles. Les résultats obtenus ont montré une très grande correspondance entre les valeurs calculées et celle des codes SRIM-2013, ASTAR, MSTAR et les données expérimentales, avec un écart maximal inférieur à 7,5% pour toutes les valeurs calculées.

Introduction générale

Introduction générale :

Les mesures du pouvoir d'arrêt 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'arrêt des ions légers et lourds dans la matière. Les travaux les plus connus, nous les devons à Bohr [1,2], Bethe [3], Bloch [4], Lindhard [5,6], Sigmund-Schinner [7] et Grande-Schiwietz [8-9]. 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 [10], CasP [11], SRIM-2013 [12], PSTAR-ASTAR [13] et MSTAR [14].

Dans le présent travail, nous proposons une expression pour le calcul du pouvoir d'arrêt des ions ${}^4\text{He}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{28}\text{Si}$ dans les cibles ${}^2_1\text{A}$, ${}^6_2\text{C}$, ${}^1_4\text{A}$ et ${}^1_7\text{A}$, aux énergies comprises de 1 à 20MeV/n. Cette dernière est déduite de la formule de Bethe-Bloch modifiée, elle ne contient pas les corrections de couche et le potentiel d'ionisation en revanche elle dépend principalement des valeurs expérimentales précises du pouvoir d'arrêt des protons $S(p)$ dans ces cibles.

Afin de tester la validité de cette expression, on propose dans ce mémoire de comparer les valeurs calculées par cette dernière avec celles obtenues par les codes de calculs SRIM-2013, ASTAR, MSTAR et les données expérimentales disponibles.

Introduction générale

Dans le premier chapitre de ce travail, on présente les approches théoriques du pouvoir d'arrêt. On décrira les deux approches, celle classique de Bohr basée sur le paramètre d'impact (p) et celle de Bethe qui a utilisé la mécanique quantique pour retrouver la formule du pouvoir d'arrêt.

Le deuxième chapitre, on le consacre à l'étude de la correction des couches atomiques (K, L, M, ...) de la cible, la charge effective des ions incidents dans ces milieux, et à la fin de ce chapitre, nous développons l'expression que nous proposons qui est déduite de la formule de Bethe-Bloch modifiée.

Enfin dans le troisième chapitre, nous présentons les résultats du pouvoir d'arrêt calculé par notre expression pour les ions ${}^4\text{He}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^{16}\text{O}$ et ${}^{28}\text{Si}$, dans les cibles ${}^2_1\text{A}$, ${}^6_2\text{C}$, ${}^{14}_4\text{A}$ et ${}^{17}_7\text{A}$, aux énergies comprises de 1 à 14 MeV/n. Les résultats obtenus sont comparés avec ceux générés par les codes de calcul SRIM-2013, ASTAR, MSTAR et aux données expérimentales

1 Chapitre I :Ralentissement des particules chargées dans la matière.

1.1 Introduction :

En 1913, *Niels Bohr* [1,2] a publié son travail sur le ralentissement des particules chargées dans la matière, c'était le premier modèle théorique classique qui donne la formule de pouvoir d'arrêt et qui prend en considération la structure atomique de la matière, et qui décrit la perte d'énergie comme un transfert d'énergie par collision entre les particules chargées incidentes et les électrons du milieu ralentisseur via l'interaction coulombienne.

En 1930, *Hans Bethe* [3] a présenté le modèle théorique quantique de ralentissement des particules chargées, ce modèle est basé sur l'approximation au premier ordre de Born (PWBA) [7], la formule quantique de Bethe et la base de calcul du pouvoir d'arrêt des particules chargées.

En 1933, *Bloch* [4] a pu développer une formule qui regroupe l'interprétation classique de Bohr et l'interprétation quantique de Bethe.

1.2 Les principaux paramètres qui caractérisent le ralentissement des particules chargées :

Le ralentissement d'une particule chargée d'énergie (E) qui traverse une matière d'épaisseur (X) est caractérisée par quatre paramètres importants :

1. Le pouvoir d'arrêt : $-\frac{d}{d}$.
2. La fluctuation de la perte d'énergie (δ) (straggling en énergie).
3. Le potentiel d'ionisation et d'excitation moyen (I)
4. Le parcours projeté (R_p) de l'ion dans la matière traversée.

1.3 Théorie du pouvoir d'arrêt :

1.3.1 Introduction :

Le pouvoir d'arrêt $\left(-\frac{d}{dx}\right)$, 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.

La perte d'énergie d'une particule chargée énergétique lorsqu'elle passe à travers un milieu ralentisseur se fait par deux mécanismes :

- *Collisions inélastiques* : la particule chargée va céder une quantité de son énergie pour exciter et/ou ioniser les électrons de la matière ; on parle ici de perte d'énergie *électronique*.
- *Collisions élastiques* : la particule chargée perdra une quantité de son énergie par collision avec les noyaux du milieu par interaction coulombienne ; on parle ici de perte d'énergie **nucléaire**.

La perte d'énergie totale de la particule chargée énergétique est la somme de ces deux mécanismes (électronique et nucléaire), la perte d'énergie ΔE de la particule incidente est très petite par rapport à son énergie initiale E ($\Delta E/E \ll 1$) ; donc la particule va faire un très grand nombre de chocs avant d'être arrêtée.

Ces pertes d'énergie sont de nature statistique, elles sont distribuées autour d'une valeur moyenne $\langle \Delta E \rangle$, pour des pertes d'énergie relative $\Delta E/E$ de l'ordre de 5% à 20% ; cette distribution est généralement gaussienne [15].

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.

Quant aux énergies utilisées dans ce travail ($E \approx 1 \text{ MeV/n}$), seul le pouvoir d'arrêt électronique est prépondérant.

1.3.2 Pouvoir d'arrêt électronique :

Les phénomènes de ralentissement d'une particule chargée énergétique sont très compliqués et dépendent de la vitesse (v) de l'ion incident et de son état de charge Z_1 .

L'ion incident est complètement ionisé à grande vitesse mais à des vitesses intermédiaires. Son état de charge change par capture et perte d'électrons avec le milieu ralentisseur. À basse vitesses, l'ion capturera des électrons pour être complètement neutre avant d'être arrêté.

On a donc trois régions distinctes pour le pouvoir d'arrêt selon la vitesse (énergie) du projectile. Chaque région est décrite par une théorie de perte d'énergie (Figure I.1) [16]. Pour différencier ces régions, on adoptera le rapport entre la vitesse (v) de l'ion incident et la vitesse moyenne des électrons dans le modèle statistique de Thomas-Fermi ($v_0 Z_1^{\frac{2}{3}}$) avec (v_0) la vitesse de Bohr moyenne. ($v_0 = \frac{e^2}{\hbar} = \frac{c}{137}$) correspondant à des particules d'énergies de 25 keV/u ; c étant la vitesse de la lumière et Z_1 le numéro atomique de l'ion incident.

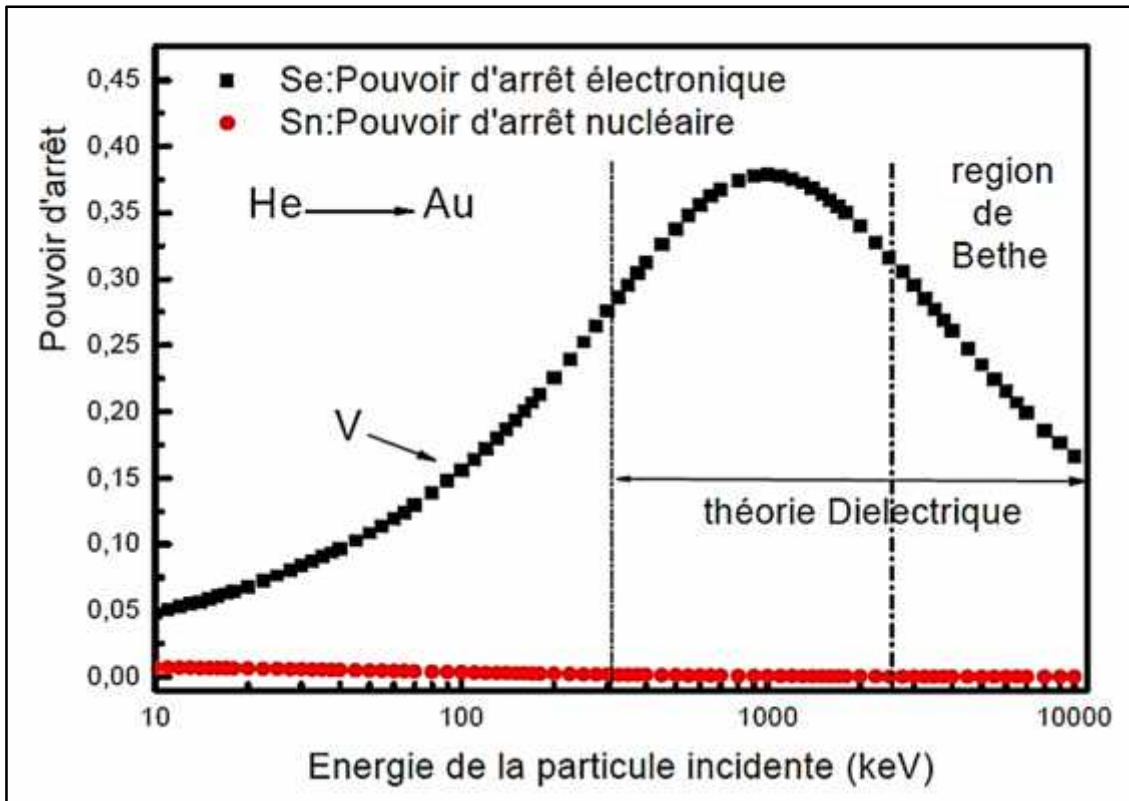


Figure .I. 1 : Variation du pouvoir d'arrêt en fonction de l'énergie du projectile [16]

Le régime de basses vitesses $\left(V \ll V_0 Z_1^{1/3} \right)$:

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'énergies 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 [5] et de Firsov [17].

a) **Le régime des vitesses intermédiaires** $\left(V \approx V_0 Z_1^{1/3} \right)$:

Dans cette gamme d'énergie, les sections efficaces d'interaction des différents processus atomiques sont proches 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 [5]. 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 $V \geq V_0 Z_1^{\frac{2}{3}}$.

b) **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 [1,2] qui dépend du paramètre d'impact et l'approche quantique de Bethe [3] 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 (${}^4_2\text{He}$, ${}^7_3\text{Li}$, ${}^8_2\text{O}$ et ${}^2_1\text{S}$) qui traversent les cibles ${}^Z_1\text{A}$, ${}^6_2\text{C}$, ${}^4_4\text{A}$, ${}^1_7\text{A}$; 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).

1.3.3 L'approche classique de Bohr du pouvoir d'arrêt :

Deux approches pour calculer le pouvoir d'arrêt, celle de Bohr classique basée sur le paramètre d'impact (p), et celle de Bethe quantique basée sur l'approximation de Borne au premier ordre, pour savoir quand on utilise l'une ou l'autre ; Bohr a introduit le paramètre η (paramètre de Bohr).

$$\eta = \frac{b}{\lambda} = 2Z_1 \frac{v_0}{v} = 2Z_1 \frac{a}{\beta} \quad \text{I.1}$$

$$\text{avec } \begin{cases} b = \frac{ZZ_1Z_2e^2}{\mu v^2} \text{ Distance minimale d'approche} \\ \lambda = \frac{\hbar}{\mu} \text{ Longueur d'onde de (ion - électron)} \end{cases}$$

$$\mu = \frac{M_1 m}{M_1 + m} \text{ la masse réduite, pour } M_1 \gg m \rightarrow \mu = m$$

$$\alpha = \frac{1}{137} \text{ constante de la structure fine et } \beta = \frac{v}{c} \text{ vitesse de projectile.}$$

Selon la valeur de η on a :

1. $\eta \gg 1$: on choisit l'approche de Bohr classique.
2. $\eta \ll 1$: on choisit l'approche de Bethe quantique.

Soit un faisceau de particules chargées (Z_1, m_1, E) traversant une cible (Z_2, m_2) d'épaisseur ΔX supposé au repos dans le système du laboratoire (Figure I.2) .

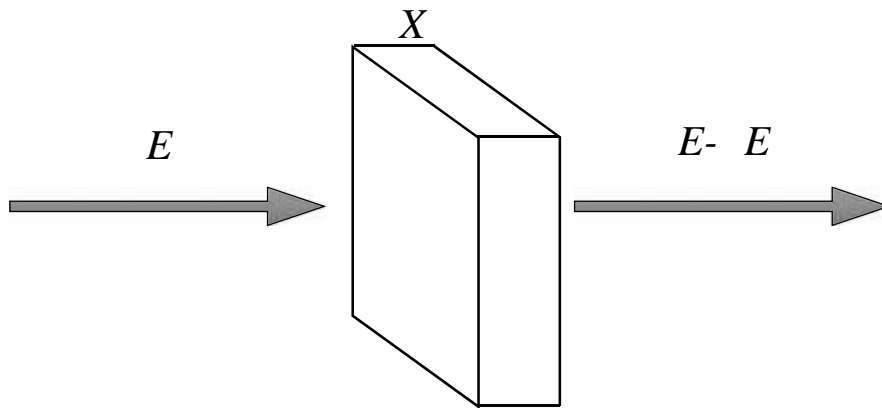


Figure .I. 2: Perte d'énergie d'un faisceau de particules chargées

Au passage du projectile à travers une épaisseur x de la cible il va perdre une quantité d'énergie T_i pour chaque type i d'interaction, avec $T_i \ll E$, la quantité d'énergie transférée à la fin de la distance est :

$$\Delta E = \sum_i n_i T_i \quad \text{I.2}$$

n_i : Le nombre des collisions de type i à travers la distance x .

La valeur globale moyenne de l'énergie perdue par le projectile dans son passage à travers la cible est :

$$\langle \Delta E \rangle = \sum_i \langle n_i \rangle T_i \quad \text{I.3}$$

$$\langle n_i \rangle = N \Delta x \sigma_i \quad \text{I.4}$$

N : La densité des atomes de la cible.

σ_i : La section efficace de la collision de type i .

En remplaçant I.4 dans I.3 :

$$\langle \Delta E \rangle = N \Delta x \sum_i \sigma_i T_i \quad \text{I.5}$$

La perte d'énergie par unité de longueur :

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{\Delta x} = N \sum_i \sigma_i T_i = N \quad \text{I.6}$$

Avec $S = \sum_i \sigma_i T_i$ représentant la section efficace de pouvoir d'arrêt.

Pour un spectre continu de perte d'énergie, le pouvoir d'arrêt devient :

$$\frac{d}{d} = N \int T d = N \quad \text{I.7}$$

d : La section efficace différentielle de pouvoir d'arrêt.

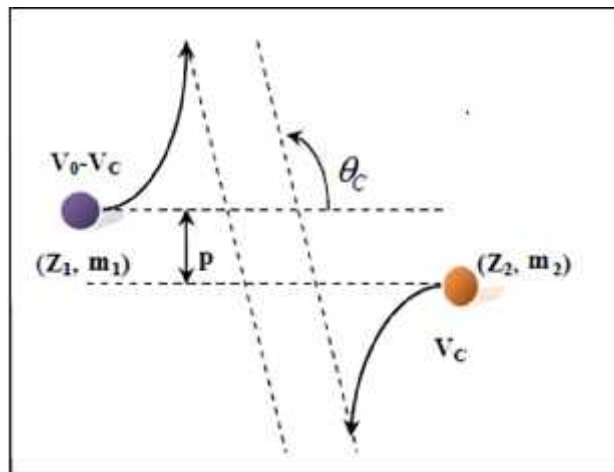


Figure I. 3: diffusion dans le centre de masse [18]

Si une particule (Z_1, m_1, E) est diffusée par une cible (Z_2, m_2) dans le centre de masse, la relation entre l'angle de diffusion θ_c , le paramètre d'impact p et la distance minimale d'approche b est : (Figure I.3)

$$\tan \theta_c = \frac{b}{2p} \quad \text{I.8}$$

On a aussi l'énergie transférée T en fonction de l'énergie initiale E et l'angle θ_c :

$$T = T_m \quad \text{Si} \quad \frac{2\theta_c}{2} \quad \text{I.9}$$

$$T_m = \frac{4m_1m_2}{(m_1+m_2)^2} E = \frac{4\mu^2}{m_1m_2} E \quad \text{I.10}$$

μ : La masse réduite pour $m_1 \gg m_2 \rightarrow \mu = m_2$

$$T_m = 2m_2v^2 \quad \text{I.11}$$

La section efficace différentielle de diffusion coulombienne est donnée par :

$$d\sigma = \frac{d\sigma}{d} d = 2\pi \frac{d(\pi p^2)}{d} d \quad \text{I.12}$$

De I.8 et I.9 on trouve : $T = T_m \frac{1}{1+(\frac{2p}{E})^2} \rightarrow p^2 = \left(\frac{E}{2}\right)^2 \left(\frac{T_m}{T} - 1\right)$ I.13

Remplaçant I.13 dans I.12 et par dérivation, on trouve :

$$d\sigma = -\pi \left(\frac{E}{2}\right)^2 \frac{T_m}{T^2} d \quad \text{I.14}$$

En remplaçant I.14 dans I.7 , on trouve la perte d'énergie par unité de parcours :

$$\frac{d}{d} = \pi \left(\frac{E}{2}\right)^2 T_m \int_{T_m}^{T_m} \frac{d}{T} \quad \text{I.15}$$

$$\frac{d}{d} = 2\pi \frac{Z_1^2 Z_2^2 e^4}{m_2 v^2} \int_{T_m}^{T_m} \frac{d}{T} \quad \text{I.16}$$

T_m et T_m : l'énergie minimale et l'énergie maximale transférées à l'atome cible, T_m représente l'énergie maximale transférée lors d'un choc frontal ($\theta_c = 180^\circ$).

Dans le cas d'une diffusion sur un électron cible ($m_2 = m_e, Z_2 = -1$),

$$\text{On a } m_1 \gg m_e \quad d \quad T_m = 2m_e v^2$$

L'expression (I.16) s'écrit en fonction du paramètre d'impact p :

$$-\left(\frac{d}{d}\right) = 2\pi \frac{NZ_1^2 Z_2^2 e^4}{m_e v^2} \int_C^{p_m} \frac{2p}{p^2 + \left(\frac{E}{2}\right)^2} \quad \text{I.17}$$

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

Le pouvoir d'arrêt donné par Bohr est :

$$-\left(\frac{d}{d}\right) = 4\pi \frac{NZ_1^2 Z_2^2 e^4}{m_e V^2} L \left(\frac{m_e V^3}{Z_1 e^2 \langle \omega \rangle} \right) \quad \text{I.18}$$

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

Cette approche est similaire à 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 $\left(\frac{d}{d}\right)$ en additionnant les deux contributions $\left(\frac{d}{d}\right)_c$ (collisions proches) et $\left(\frac{d}{d}\right)_l$ (collisions lointaines). Son résultat est donné par l'expression suivante :

$$\left(\frac{d}{d}\right) = \left(\frac{d}{d}\right)_c + \left(\frac{d}{d}\right)_l = \frac{4\pi}{m} \frac{Z_1^2 Z_2 e^4}{V^2} l_1 \left(\frac{C V^3}{Z_1 e^2 \langle \omega \rangle} \right) \quad \text{I.19}$$

$$\left(\frac{d}{d}\right) = 4\pi N \frac{Z_1^2 Z_2 e^4}{m_e V^2} L \left(\frac{1.1 m_e V^3}{Z_1 e^2 \langle \omega \rangle} \right) \quad \text{I.20}$$

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

Cette relation malgré que dans sa démarche est plus rigoureuse, reste très très voisine de l'équation (I.18).

1.3.4 L'approche quantique de Bethe :

En 1930, Bethe[1] a élaboré une théorie quantique du pouvoir d'arrêt pour des particules rapides, basée sur l'approximation de Born au premier ordre (PWBA) [19]. Selon cette approche, la perte d'énergie électronique est prédominante pour des vitesses de l'ion incident supérieure 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 :

$$\frac{d}{d} = 4\pi \frac{Z_1^2 v^4}{m_e v^2} N Z_2 L \left(\frac{2m_e v^2}{\langle I \rangle} \right) = \frac{4\pi v^4 Z_1^2}{m_e v^2} N \quad \text{I.21}$$

$$B = Z_2 L \left(\frac{2m_e v^2}{\langle I \rangle} \right): \text{Le nombre d'arrêt.}$$

I : Le potentiel d'ionisation et d'excitation moyen de l'atome.

$$I \langle I \rangle = \sum f_n I (E_n) \quad \text{I.22}$$

E_n : L'énergie d'excitation et d'ionisation de l'atome dans le domaine d'énergie

$$(T, T + dT)$$

f_n : La force d'oscillateur dipolaire normalisée

$$f_n = \frac{2m_e E_n}{\hbar^2 Z_2} \left| \sum_j n \langle x_j | 0 \rangle \right|^2 \quad \text{I.23}$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} f_n = 1 \quad \text{I.24}$$

\mathbf{x}_j la projection de \mathbf{r}_j (est la position de j^{ie} 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 $\langle n |$ 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 I est proportionnel à Z_2 . Pour les cibles de numéro atomique $Z_2 \leq 10$, une formule approximative et plus pratique a été proposée par Bloch [6], elle a pour expression :

$$I(Z_2) = I_0 \cdot Z_2 \quad 10 \cdot Z_2 (eV) \quad \text{I.25}$$

1.3.5 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.21 de Bethe. Fano a publié plusieurs extensions de l'approche de Bethe, où il a donné la version relativiste de celle-ci [20].

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 [4,21,22,23] 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 β de l'ion projectile, par [24]:

$$S(\beta) = \frac{d}{\rho} = \frac{K}{\beta^2} Z_1^2 Z_2 L(\beta) \quad [\text{MeV.cm}^2/\text{g}] \quad \text{I.26}$$

K : Une constante pour une cible donnée : $K = \frac{4}{m_0 c^2} \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right)^2 (\hbar c)^2 \frac{N}{M_2}$

$$m_0 c^2 = 0.511 \text{ MeV}$$

$$\hbar c = 197 \text{ MeV.fm}$$

$$N = 6.022 \cdot 10^{23} \text{ a/mole}$$

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

$L(S1)$: Le nombre d'arrêt [24]:

$$L(\beta) = L_0(\beta) + Z_1 L_1(\beta) + Z_1^2 L_2(\beta) \quad I.26$$

$L_0(\beta)$: Le nombre d'arrêt principal.

$Z_1 L_1(\beta)$: La correction de l'effet Barkas.

$Z_1^2 L_2(\beta)$: 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 :

$$L_0(\beta) = \left\{ L \left(\frac{Z m_e v^2}{I} \right) - L (1 - \beta^2) - \beta^2 - \frac{C}{Z_2} - \frac{\delta}{2} \right\} \quad I.27$$

C/Z_2 : Le terme de correction des couches atomiques.

$(\delta / 2)$: 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 [25], 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 ($V_e > V_{ion}$), 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 [22] et Ziegler (s'inspirant de la théorie de Lindhard-Winther [26]) sont basés respectivement sur les fonctions d'ondes hydrogénoïdes et sur l'approximation de la densité locale.

Correction de Barkas Z_1L_1

Le terme Z_1L_1 représente la correction due à l'effet Barkas qui rend compte de la différence observée entre les parcours de particules présentant des charges opposées (proton et antiproton). Cet effet est dû au champ induit par l'ion incident sur des électrons de la cible et provoque la polarisation du milieu ralentisseur.

Aux vitesses élevées ($E > 10 \text{ MeV/n}$), l'effet Barkas est insignifiant, et à faibles vitesses ($E < 1 \text{ MeV/u}$), l'ion incident commence à capturer des électrons et devient partiellement neutre, ceci n'induit aucun effet de polarisation de la cible. Pour des vitesses intermédiaires ($1 \text{ MeV/n} < E < 10 \text{ MeV/n}$), l'effet Barkas n'est plus négligeable.

Une évaluation empirique de ce terme a été proposée par Ziegler [24] :

$$L_1 = \frac{L_{lc} L_{hi}}{L_{lc} + L_{hi}} \quad \text{I.28}$$

$$L_{lc} = 0.001E \quad \text{I.29}$$

$$L_{hi} = (1.5/E^{0.4}) + 45000/Z_2E^{1.6} \quad \text{I.30}$$

E : L'énergie de l'ion incident [keV/u].

Correction de Bloch $Z_1^2L_2$:

La différence entre la description classique de Bohr et la description quantique de Bethe a été évaluée par F. Bloch en 1933[4]. L'expression du pouvoir d'arrêt obtenu par Bloch dans le cas des vitesses non relativistes, celle-ci est donnée par :

$$S(\beta) = \frac{0.3}{\beta^2} Z_1^2 \frac{Z_2}{M_2} \times \left[L \left(\frac{2m_e V^2}{I} \right) + \psi(1) - R \left(1 + \frac{I Z_1}{\beta} \right) \right] \quad \text{I.31}$$

$$Z_1^2 L_2(\beta) = \psi(1) - R \left(1 + \frac{I Z_1}{\beta} \right) \quad \text{Le terme de Bloch.}$$

ψ : La fonction digamma et R est sa partie réelle.

L'expression I.31 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 :

$$S(E) = \kappa \frac{Z_1^2 Z_2}{\beta^2} \left\{ L \left(\frac{2m_e V^2}{I} \right) - L(1 - \beta^2) - \beta^2 - \frac{C}{Z_2} - \frac{\delta}{2} + Z_1 L_1 + Z_1^2 L_2 \right\} \quad \text{I.32}$$

Diverses évaluations ont été proposées pour l'estimation du terme de Bloch, dont la paramétrisation développée par Bichsel [27] 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 :

$$Z_1^2 L_2 = -y^2 [1.202 - y^2 (1.042 - 0.855y^2 + 0.343y^4)] \quad \text{I.33}$$

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 $-1.2y^2$.

1.3.6 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 [28]. Selon cette règle, le pouvoir d'arrêt S_E 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 constituant 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 :

$$S_B(\beta) = \sum_j \omega_j S_j(\beta) \quad \text{I.34}$$

ω_j : La fraction de masse du $j^{\text{ième}}$ atome constituant

S_j : 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, tel 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 L_B est donnée par :

$$L_B(I_B) = \frac{\sum_j \omega_j \frac{Z_1^2 L_j(I_j)}{M_j}}{(Z_2/M_2)_B} \quad \text{I.35}$$

Z_j : le numéro atomique

M_j : la masse atomique

I_j potentiel d'ionisation moyen du $j^{\text{ième}}$ constituant atomique

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

$$(Z_2/M_2)_B = \sum_j \omega_j \frac{Z_j}{M_j} \quad \text{I.36}$$

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

$$(C/Z_2)_B = \frac{\sum_j \omega_j \frac{C_j}{M_j}}{(Z_2/M_2)_B} \quad \text{I.37}$$

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

2 Chapitre II : Correction de couches et charge effective :

2.1 Introduction :

Dans ce chapitre nous parlerons de terme de la correction des couches (C/Z_2), et de la charge effective (Z_1), et leur importance dans le calcul de pouvoir d'arrêt, L'introduction de ces deux grandeurs augmentera la précision de pouvoir d'arrêt surtout pour des vitesses supérieures a $V_0 Z_1^{2/3}$.

Le calcul de la correction des couches est un processus long et compliqué comme on va le voir dans ce chapitre ce que montre le privilège d'utilise notre formule indépendante de correction de couches (C/Z_2)et de potentiel d'ionisation (I).

2.2 Corrections des couches atomiques :

2.2.1 Corrections des couches atomiques K et L :

Le terme de correction de couches (C/Z_2) a été introduit dans la formule de Bethe (Eq I.21) pour corriger l'hypothèse que la vitesse du projectile est très grande par rapport aux vitesses des électrons des atomes de la cible ($v \gg v_e$). En effet, quand la vitesse de projectile diminue, on a besoin de prendre en compte la contribution des électrons de différentes couches (K, L, M, ...) dans le pouvoir d'arrêt.

Parmi les différentes approximations permettant l'évaluation de ce terme, deux principales approches sont généralement utilisées :

1. Celle basée sur l'utilisation des Fonctions d'Ondes Hydrogénoïdes.
2. 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[29, 30] et Bichsel [31,32].

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 :

$$\frac{d}{d} = \frac{4\pi e^4 Z_1^2}{m_e v^2} N \quad \text{II.1}$$

B : Le nombre d'arrêt. (Eq. I-15).

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

$$B_{C_i} = {}_i B_i(\theta_i, \eta_i) = Z_2 L \left(\frac{2m_e v^2}{I} \right) - {}_i C_i(\theta_i, \eta_i) \quad \text{II.2}$$

$$\text{Avec :} \quad C_{C_i} = {}_i C_i(\theta_i, \eta_i) \quad \text{II.3}$$

Le nombre d'arrêt B_i de la couche atomique i est défini comme suit [26] :

$$({}_i \theta_i, \eta_i) = \frac{\infty}{W_{m_i} = E_i/n_i^2} W \quad I(\eta_i, W) \quad \text{II.4}$$

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

$$I(\eta_i, W) = \frac{\infty}{W^2/4\eta_i} \frac{d}{Q^2} |F_{W_i}(Q)|^2 \quad \text{II.5}$$

W : 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 η_i :

- $\eta_i = \beta^2 / (\alpha \cdot Z_{2_i})^2$, $i = K, L$, Z_{2_i} est la charge effective des atomes cible pour les électrons de couche i , $\alpha = 1/137$, $\beta = v/c$, $(Z_2)_K = Z_2 - 0.3$, $(Z_2)_L = Z_2 - 4.15$.
- i : 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 θ_K , θ_L en fonction de Z_2 [30].

Sur les figures. II.2 et II.3, sont reportées respectivement, les variations de $B_K(E \text{ .II.4})$ et C_K en fonction de η_{K1} et $1/\eta_{K1}$ pour $\theta_K = 0.7, 0.8, 0.9$.

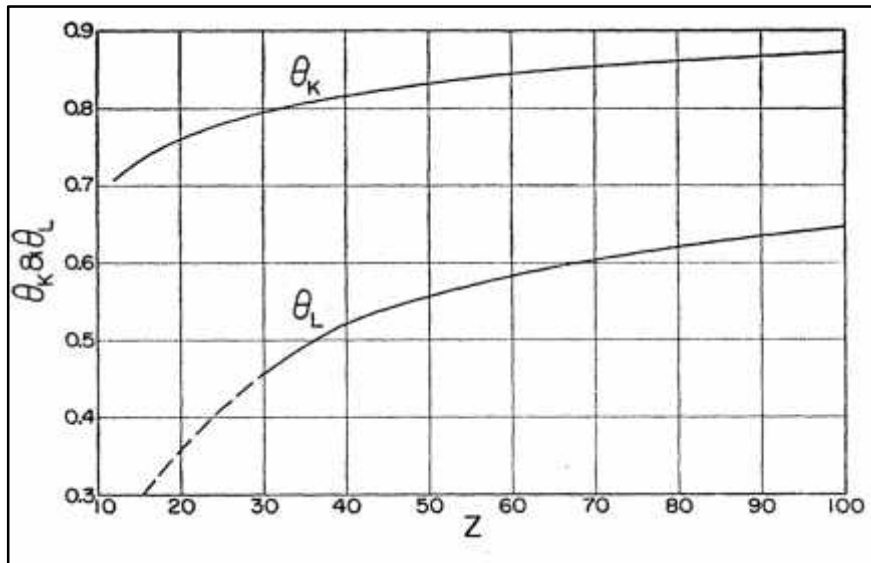


Figure .II. 1: la variation de θ_K, θ_L en fonction de Z_2 [30].

Sur les figures. II.2 et II.3, sont reportées respectivement, les variations de $B_K(E \text{ .II.4})$ et C_K en fonction de η_{K1} et $1/\eta_{K1}$ pour $\theta_K = 0.7, 0.8, 0.9$.

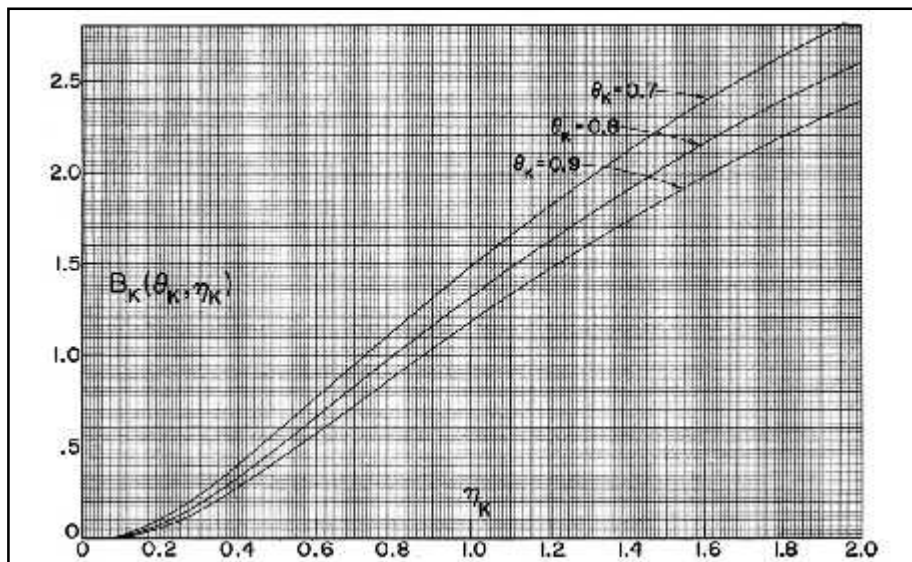


Figure .II. 2 Variation du nombre d'arrêt B_K en fonction de η_{K1} [29].

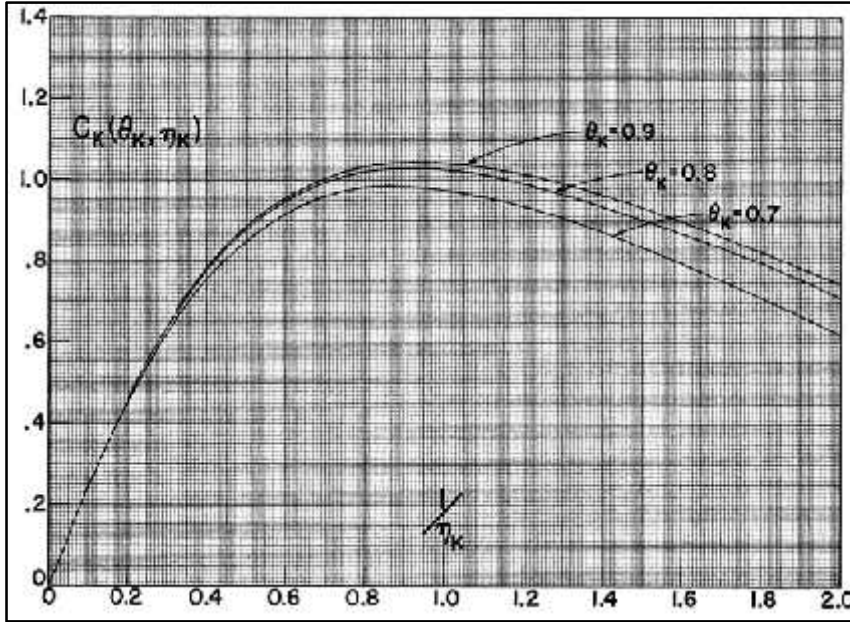


Figure .II. 3 : Variation de la correction de couche C_K en fonction de $1/\eta_K$ [29].

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

$$B_K(\theta_K, \eta_K) = S_K(\theta_K) \cdot L(\eta_K) + T_K(\theta_K) - C_K(\theta_K, \eta_K) \quad \text{II.6}$$

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

$$C_K(\theta_K, \eta_K) = U(\theta_K) \cdot (\eta_K)^{-1} + V(\theta_K) \cdot (\eta_K)^{-2} + \dots \quad \text{II.7}$$

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

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

$$B_L(\theta_L, \eta_L) = S_L(\theta_L) \cdot L(\eta_L) + T_L(\theta_L) - C_L(\theta_L, \eta_L) \quad \text{II.8}$$

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

$$C_L(\theta_L, \eta_L) = U(\theta_L) \cdot (\eta_L)^{-1} + V(\theta_L) \cdot (\eta_L)^{-2} + 4.00 \cdot (\eta_L)^{-3} + 4.43 \cdot (\eta_L)^{-4} \quad \text{II.9}$$

- Pour ces deux couches (K et L) :

$$B_i = B_K(\theta_K, \eta_K) + B_L(\theta_L, \eta_L)$$

$$C_i = C_K(\theta_K, \eta_K) + C_L(\theta_L, \eta_L)$$

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

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

2.2.2 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 [31,32] (dans la référence [32], 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 :

$$C_D = C_K(\theta_K, \eta_K) + C_L(\theta_L, \eta_L) + V_M \cdot C_L(\theta_L, H_M \cdot \eta_L) + V_N \cdot C_L(\theta_L, H_N \cdot \eta_L) + \dots \text{ II.10}$$

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 ($i = M, N$ et $O-P$) sont les facteurs adoptés dans le rapport ICRU-37 [32], 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 [32] pour les cibles $^2_1 A$, $^6_2 C$, $^{14}_4 A$, $^{17}_7 A$.

Paramètre	Al	Cu	Ag	Au
I/eV	166	322	470	790
V_L	1	1	1	1
H_L	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 $^2_1 A$, $^6_2 C$, $^{14}_4 A$, $^{17}_7 A$

Les figures ci-dessous, prises des rapports de Janni [34] et ICRU-37 [32], montrent des exemples de corrections des couches atomiques (K, L, M, N, O, P) de la cible d' $^{197}_{79}\text{Au}$ (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}, ^{16}_8\text{O}, ^{20}_{10}\text{Ca}, ^{24}_{12}\text{Mg}, ^{28}_{14}\text{Si}, ^{32}_{16}\text{S}, ^{36}_{18}\text{Ar}, ^{40}_{20}\text{Ca}, ^{44}_{22}\text{Ti}, ^{48}_{24}\text{Cr}, ^{52}_{26}\text{Fe}, ^{56}_{28}\text{Ni}, ^{60}_{30}\text{Zn}, ^{64}_{32}\text{Ge}, ^{68}_{34}\text{Se}, ^{72}_{36}\text{Kr}, ^{76}_{38}\text{Sr}, ^{80}_{40}\text{Zr}, ^{84}_{42}\text{Mo}, ^{88}_{44}\text{Ru}, ^{92}_{46}\text{Pd}, ^{96}_{48}\text{Cd}, ^{100}_{50}\text{Sn}, ^{104}_{52}\text{Te}, ^{108}_{54}\text{Xe}, ^{112}_{56}\text{Ba}, ^{116}_{58}\text{La}, ^{120}_{60}\text{Nd}, ^{124}_{62}\text{Sm}, ^{128}_{64}\text{Gd}, ^{132}_{66}\text{Dy}, ^{136}_{68}\text{Er}, ^{140}_{70}\text{Yb}, ^{144}_{72}\text{Lu}, ^{148}_{74}\text{Tm}, ^{152}_{76}\text{Ho}, ^{156}_{78}\text{Er}, ^{160}_{80}\text{Yb}, ^{164}_{82}\text{Lu}, ^{168}_{84}\text{Tm}, ^{172}_{86}\text{Ho}, ^{176}_{88}\text{Er}, ^{180}_{90}\text{Yb}, ^{184}_{92}\text{Lu}, ^{188}_{94}\text{Tm}, ^{192}_{96}\text{Ho}, ^{196}_{98}\text{Er}, ^{200}_{100}\text{Yb}, ^{204}_{102}\text{Lu}, ^{208}_{104}\text{Tm}, ^{212}_{106}\text{Ho}, ^{216}_{108}\text{Er}, ^{220}_{110}\text{Yb}, ^{224}_{112}\text{Lu}, ^{228}_{114}\text{Tm}, ^{232}_{116}\text{Ho}, ^{236}_{118}\text{Er}, ^{240}_{120}\text{Yb}, ^{244}_{122}\text{Lu}, ^{248}_{124}\text{Tm}, ^{252}_{126}\text{Ho}, ^{256}_{128}\text{Er}, ^{260}_{130}\text{Yb}, ^{264}_{132}\text{Lu}, ^{268}_{134}\text{Tm}, ^{272}_{136}\text{Ho}, ^{276}_{138}\text{Er}, ^{280}_{140}\text{Yb}, ^{284}_{142}\text{Lu}, ^{288}_{144}\text{Tm}, ^{292}_{146}\text{Ho}, ^{296}_{148}\text{Er}, ^{300}_{150}\text{Yb}, ^{304}_{152}\text{Lu}, ^{308}_{154}\text{Tm}, ^{312}_{156}\text{Ho}, ^{316}_{158}\text{Er}, ^{320}_{160}\text{Yb}, ^{324}_{162}\text{Lu}, ^{328}_{164}\text{Tm}, ^{332}_{166}\text{Ho}, ^{336}_{168}\text{Er}, ^{340}_{170}\text{Yb}, ^{344}_{172}\text{Lu}, ^{348}_{174}\text{Tm}, ^{352}_{176}\text{Ho}, ^{356}_{178}\text{Er}, ^{360}_{180}\text{Yb}, ^{364}_{182}\text{Lu}, ^{368}_{184}\text{Tm}, ^{372}_{186}\text{Ho}, ^{376}_{188}\text{Er}, ^{380}_{190}\text{Yb}, ^{384}_{192}\text{Lu}, ^{388}_{194}\text{Tm}, ^{392}_{196}\text{Ho}, ^{396}_{198}\text{Er}, ^{400}_{200}\text{Yb}, ^{404}_{202}\text{Lu}, ^{408}_{204}\text{Tm}, ^{412}_{206}\text{Ho}, ^{416}_{208}\text{Er}, ^{420}_{210}\text{Yb}, ^{424}_{212}\text{Lu}, ^{428}_{214}\text{Tm}, ^{432}_{216}\text{Ho}, ^{436}_{218}\text{Er}, ^{440}_{220}\text{Yb}, ^{444}_{222}\text{Lu}, ^{448}_{224}\text{Tm}, ^{452}_{226}\text{Ho}, ^{456}_{228}\text{Er}, ^{460}_{230}\text{Yb}, ^{464}_{232}\text{Lu}, ^{468}_{234}\text{Tm}, ^{472}_{236}\text{Ho}, ^{476}_{238}\text{Er}, ^{480}_{240}\text{Yb}, ^{484}_{242}\text{Lu}, ^{488}_{244}\text{Tm}, ^{492}_{246}\text{Ho}, ^{496}_{248}\text{Er}, ^{500}_{250}\text{Yb}, ^{504}_{252}\text{Lu}, ^{508}_{254}\text{Tm}, ^{512}_{256}\text{Ho}, ^{516}_{258}\text{Er}, ^{520}_{260}\text{Yb}, ^{524}_{262}\text{Lu}, ^{528}_{264}\text{Tm}, ^{532}_{266}\text{Ho}, ^{536}_{268}\text{Er}, ^{540}_{270}\text{Yb}, ^{544}_{272}\text{Lu}, ^{548}_{274}\text{Tm}, ^{552}_{276}\text{Ho}, ^{556}_{278}\text{Er}, ^{560}_{280}\text{Yb}, ^{564}_{282}\text{Lu}, ^{568}_{284}\text{Tm}, ^{572}_{286}\text{Ho}, ^{576}_{288}\text{Er}, ^{580}_{290}\text{Yb}, ^{584}_{292}\text{Lu}, ^{588}_{294}\text{Tm}, ^{592}_{296}\text{Ho}, ^{596}_{298}\text{Er}, ^{600}_{300}\text{Yb}, ^{604}_{302}\text{Lu}, ^{608}_{304}\text{Tm}, ^{612}_{306}\text{Ho}, ^{616}_{308}\text{Er}, ^{620}_{310}\text{Yb}, ^{624}_{312}\text{Lu}, ^{628}_{314}\text{Tm}, ^{632}_{316}\text{Ho}, ^{636}_{318}\text{Er}, ^{640}_{320}\text{Yb}, ^{644}_{322}\text{Lu}, ^{648}_{324}\text{Tm}, ^{652}_{326}\text{Ho}, ^{656}_{328}\text{Er}, ^{660}_{330}\text{Yb}, ^{664}_{332}\text{Lu}, ^{668}_{334}\text{Tm}, ^{672}_{336}\text{Ho}, ^{676}_{338}\text{Er}, ^{680}_{340}\text{Yb}, ^{684}_{342}\text{Lu}, ^{688}_{344}\text{Tm}, ^{692}_{346}\text{Ho}, ^{696}_{348}\text{Er}, ^{700}_{350}\text{Yb}, ^{704}_{352}\text{Lu}, ^{708}_{354}\text{Tm}, ^{712}_{356}\text{Ho}, ^{716}_{358}\text{Er}, ^{720}_{360}\text{Yb}, ^{724}_{362}\text{Lu}, ^{728}_{364}\text{Tm}, ^{732}_{366}\text{Ho}, ^{736}_{368}\text{Er}, ^{740}_{370}\text{Yb}, ^{744}_{372}\text{Lu}, ^{748}_{374}\text{Tm}, ^{752}_{376}\text{Ho}, ^{756}_{378}\text{Er}, ^{760}_{380}\text{Yb}, ^{764}_{382}\text{Lu}, ^{768}_{384}\text{Tm}, ^{772}_{386}\text{Ho}, ^{776}_{388}\text{Er}, ^{780}_{390}\text{Yb}, ^{784}_{392}\text{Lu}, ^{788}_{394}\text{Tm}, ^{792}_{396}\text{Ho}, ^{796}_{398}\text{Er}, ^{800}_{400}\text{Yb}, ^{804}_{402}\text{Lu}, ^{808}_{404}\text{Tm}, ^{812}_{406}\text{Ho}, ^{816}_{408}\text{Er}, ^{820}_{410}\text{Yb}, ^{824}_{412}\text{Lu}, ^{828}_{414}\text{Tm}, ^{832}_{416}\text{Ho}, ^{836}_{418}\text{Er}, ^{840}_{420}\text{Yb}, ^{844}_{422}\text{Lu}, ^{848}_{424}\text{Tm}, ^{852}_{426}\text{Ho}, ^{856}_{428}\text{Er}, ^{860}_{430}\text{Yb}, ^{864}_{432}\text{Lu}, ^{868}_{434}\text{Tm}, ^{872}_{436}\text{Ho}, ^{876}_{438}\text{Er}, ^{880}_{440}\text{Yb}, ^{884}_{442}\text{Lu}, ^{888}_{444}\text{Tm}, ^{892}_{446}\text{Ho}, ^{896}_{448}\text{Er}, ^{900}_{450}\text{Yb}, ^{904}_{452}\text{Lu}, ^{908}_{454}\text{Tm}, ^{912}_{456}\text{Ho}, ^{916}_{458}\text{Er}, ^{920}_{460}\text{Yb}, ^{924}_{462}\text{Lu}, ^{928}_{464}\text{Tm}, ^{932}_{466}\text{Ho}, ^{936}_{468}\text{Er}, ^{940}_{470}\text{Yb}, ^{944}_{472}\text{Lu}, ^{948}_{474}\text{Tm}, ^{952}_{476}\text{Ho}, ^{956}_{478}\text{Er}, ^{960}_{480}\text{Yb}, ^{964}_{482}\text{Lu}, ^{968}_{484}\text{Tm}, ^{972}_{486}\text{Ho}, ^{976}_{488}\text{Er}, ^{980}_{490}\text{Yb}, ^{984}_{492}\text{Lu}, ^{988}_{494}\text{Tm}, ^{992}_{496}\text{Ho}, ^{996}_{498}\text{Er}, ^{1000}_{500}\text{Yb}$).

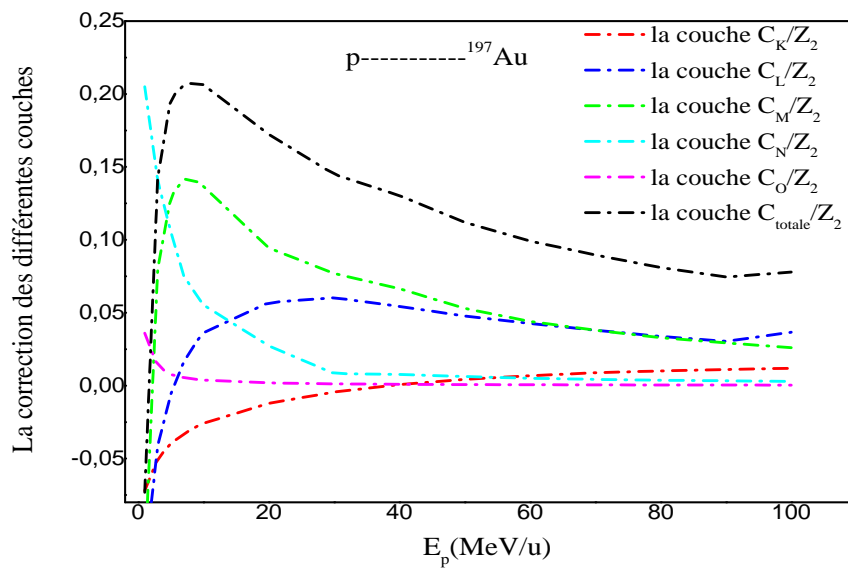


Figure .II. 4: La correction des différentes couches de la cible d'or en fonction de l'énergie des protons, les valeurs sont prises du rapport de Janni [34].

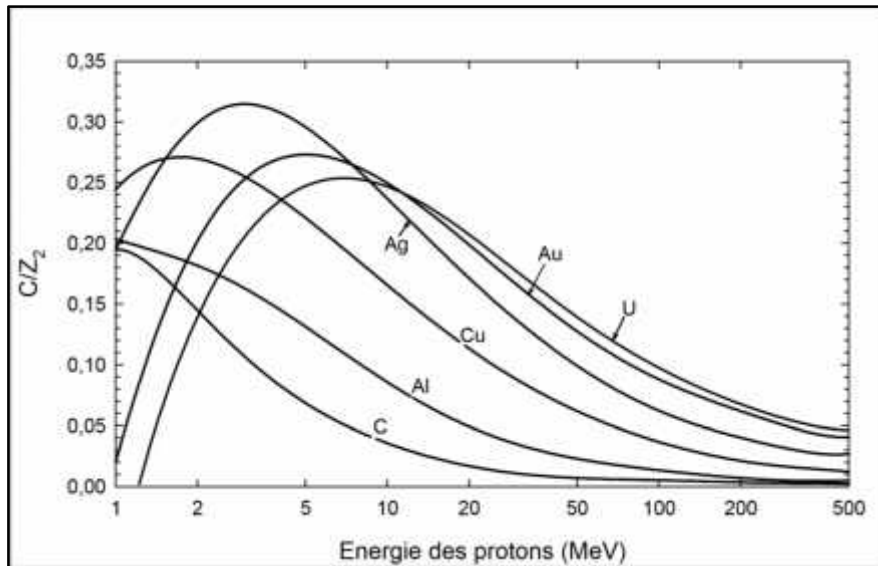


Figure .II. 5 Correction des couches atomiques C/Z_2 , pour les éléments 1_6C , 2_1A , 6_2C , 1_4A , 1_7A et 2_9U , en fonction de l'énergie des protons, prise du rapport ICRU-37 [32]. Elles sont obtenues par la procédure d'échelle semi empirique de Bichsel

2.3 La charge effective :

2.3.1 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} :

$$Z_1 = \bar{q} \quad \text{II.11}$$

$$Z_1 = [\sum_i F_i q_i^2]^{1/2} \quad \text{II.12}$$

F_i : La fraction de charge dans l'état q_i .

En se basant sur le modèle de Thomas-Fermi, Bohr [35] a obtenu l'expression suivante sur la charge effective :

$$Z_1 = Z_1^{\frac{1}{2}} V / V_0, \quad V < V_0 Z_1^{\frac{1}{2}} \quad \text{II.13}$$

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

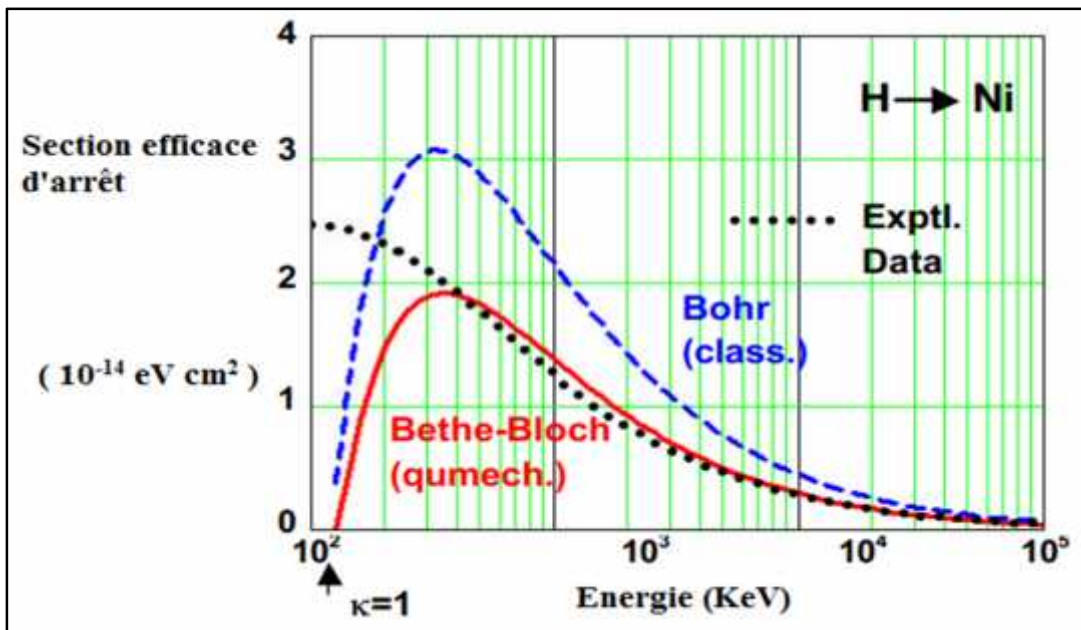


Figure .II. 6: Pouvoirs d'arrêts des protons dans la cible du ^{58}Ni et comparaison des modèles de Bohr et de Bethe avec les données de SRIM-2000 [36].

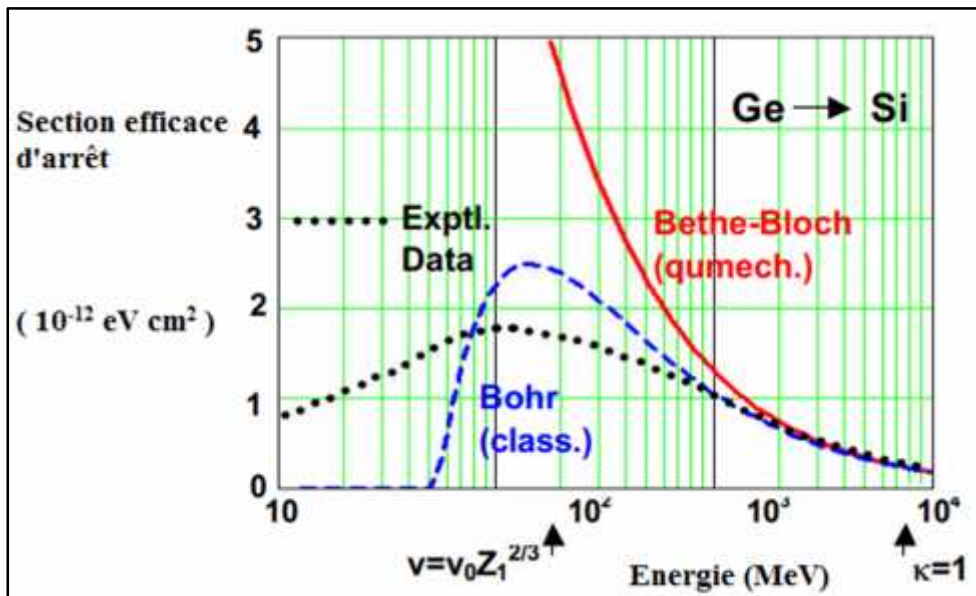


Figure .II. 7 Pouvoirs d'arrêts des ions ^{74}Ge dans la cible ^{28}Si et comparaison des modèles de Bohr et de Bethe avec les données de SRIM-2000 [36].

D'après la figure. II.6, on remarque que la formule de Bethe avec $Z_1 = Z_1$, s'applique bien aux protons pour $E_p > 0.4 M$ alors que pour l'ion ^{74}Ge (figure. II.7), elle n'est valable qu'à partir de $E_G > 3000 M$. Pour des vitesses $V_G Z_1^{2/3} > V > 2Z_1 V_G$, la formule de Bethe-Bloch modifiée (Eq. I-23) peut être appliquée à condition de remplacer Z_1 par Z_1 ($Z_1 < Z_1$).

2.3.2 Définition de la charge effective :

La description du pouvoir d'arrêt électronique S en termes de charge effective a été proposée par Northcliffe [37] 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 .

$$\frac{S(Z_1, Z_2, V)}{Z_1^2 S(Z_p, Z_2, V)} = \gamma^2 \quad \text{II.14}$$

$S(Z_1, Z_2, V)$: Les pouvoirs d'arrêt de l'ion lourd.

$S(Z_p, Z_2, V)$: Les pouvoirs d'arrêt 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:

$$\gamma = \frac{Z_1}{Z_1} \quad \text{II.15}$$

γ : 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 :

$$\gamma = 1 - A_0 \cdot e \left(-A_1 \cdot \frac{v}{v_0 Z_1^{1/2}} \right) \quad \text{II.16}$$

A_0, A_1 : Des paramètres ajustables expérimentalement.

Pour certains auteurs, la relation II.16 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 [38]	$= 1 - 0.81317 \cdot \exp(-0.8095 \cdot V/V_0 Z_1^{1/2})$ $A_0 = 0.81317 \quad \text{et} \quad A_1 = 0.8095$
Antony et al	$= 1 - A_0 \cdot \exp(-A_1 \cdot V/V_0 Z_1^{1/2}), \text{ où:}$ $A_0 = 1.16 - 1.91 \cdot 10^{-3} Z_2 + 1.26 \cdot 10^{-5} \cdot Z_2^2$ $A_1 = 1.18 - 7.50 \cdot 10^{-3} Z_2 + 4.53 \cdot 10^{-5} \cdot Z_2^2$
Ourabah [39]	$= 1 - A_0 \cdot \exp(-A_1 \cdot V/V_0 Z_1^{1/2}), \text{ où:}$ $A_0 = 1.22 \quad \text{et} \quad A_1 = 1.16$
G. Schiwietz et P.LGrande[40]	$Z_1 = Z_1 \frac{12x + x^4}{0,07/x + 6 + 0,3x^{0,5} + 10,37x + x^4}$ $x = \left(\frac{v}{v_0} Z_1^{-0,5} Z_2^{-0,0} Z_1^{v/v_0} / 1,68 \right)^{1+1,8Z_1}$

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

Récemment un travail de mémoire de Master 2 [41] 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}C , ^{16}O dans $l_{\text{Al}}^Z A$, e $l_{\text{Au}}^Z A$. 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 :

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

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

2.4 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 (^4He , ^7Li , ^{16}O , ^{28}Si) en utilisant la formule de Bethe-Bloch modifiée.

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

$$S(E_p) = \kappa \frac{Z_2}{\beta^2} \{L_0 + L_1(p) + L_2(p)\} \quad \text{d'où} \quad L_0 = \frac{S \beta^2}{\kappa Z_2} - L_1(p) - L_2(p) \quad \text{II.18}$$

On rappelle que :

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

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

$$S_\alpha = \frac{K Z_\alpha^2 Z_2}{\beta^2} [L_0 + Z_\alpha L_1(\alpha) + Z_\alpha^2 L_2(\alpha)] \quad \text{II.19}$$

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.19, on trouve :

$$S_\alpha = Z_\alpha^2 S + \frac{K Z_\alpha^2 Z_2}{\beta^2} [(Z_\alpha - 1)L_1(p) + (Z_\alpha^2 L_2(\alpha) - L_2(p))] \quad \text{II.20}$$

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

$$S_L = \frac{K Z_L^2 Z_2}{\beta^2} [L_0 + Z_L L_1(L) + Z_L^2 L_2(L)] \quad \text{II.21}$$

A des vitesses égales et dans la même cible $L_0(p) = L_0(L)$ et $L_1(p) = L_1(L)$, on montre que:

$$S_L = Z_L^2 S + \frac{K Z_L^2 Z_2}{\beta^2} [(Z_L - 1)L_1(p) + (Z_L^2 L_2(L) - L_2(p))] \quad \text{II.22}$$

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

$$S(E, Z_1) = Z_1^2 S_p(E) + \left(\frac{K Z_1^2 Z_2}{\beta^2}\right) [(Z_1 - 1)L_1(p) + (Z_1^2 L_2(Z_1) - L_2(p))] \quad \text{II.23}$$

3 Chapitre III : Présentation et discussion des résultats obtenus

3.1 Introduction :

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats des calculs du pouvoir d'arrêt $S(E)$ des ions ${}^4\text{He}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^{16}\text{O}$ et ${}^{14}\text{Si}$ dans les cibles ${}^1_1\text{Al}$, ${}^6_2\text{C}$, ${}^1_4\text{Al}$ et ${}^1_7\text{Al}$ pour des énergies comprises entre 1 à 20 MeV/n, en utilisant l'expression du pouvoir d'arrêt indépendamment de la correction de couche et du potentiel d'ionisation (II.23).

L'expression (II.23) dépend principalement des valeurs expérimentales du pouvoir d'arrêt des protons données avec une bonne précision par l'agence internationale d'énergie atomique (IAEA) créée par Helmut Paul et continuellement mise à jour par Claudia Montanari et Dimitriou [42].

Les valeurs de $S(E)$ obtenues de ces ions dans les cibles d'aluminium, de cuivre, d'argent et d'or seront analysées, en vue de les comparer avec celles données expérimentalement et générées par les codes de calcul ASTAR, MSTAR et SRIM-2013.

Ce travail est structuré en trois parties principales, dans un premier temps nous avons établi une comparaison entre la formule du pouvoir d'arrêt de Bethe-Bloch Modifiée et l'expression (II.23) pour ${}^4\text{He}$ à travers l'aluminium dans la gamme d'énergie $1 \text{ MeV/n} \leq E \leq 20 \text{ MeV/n}$, ensuite nous avons calculées les pouvoir d'arrêt des ions légers ${}^4\text{He}$, ${}^7\text{Li}$ dans les cibles ${}^1_1\text{Al}$, ${}^6_2\text{C}$, ${}^1_4\text{Al}$ et ${}^1_7\text{Al}$ pour les énergies E comprises entre 1-20 MeV/n. En dernier lieu, nous avons calculé les pouvoirs d'arrêt des ions lourdes ${}^{16}\text{O}$ et ${}^{14}\text{Si}$ dans les cibles ${}^1_1\text{Al}$, ${}^6_2\text{C}$, ${}^1_4\text{Al}$ et ${}^1_7\text{Al}$ dans la gamme d'énergie [1-20] MeV/n, après avoir choisit l'expression de la charge effective qui produit des résultats conformes à ceux donnés expérimentalement et compilés par les codes de calcul ASTAR, MSTAR et SRIM-2013.

3.2 Présentation des résultats obtenus des valeurs du pouvoir d'arrêt expérimentales des protons dans les cibles ${}^2_1 A$, ${}^6_2 C$, ${}^1_4 A$ et ${}^1_7 A$:

Les valeurs expérimentales du pouvoir d'arrêt des protons dans les cibles ${}^2_1 A$, ${}^6_2 C$, ${}^1_4 A$ et ${}^1_7 A$ dans la gamme d'énergie comprise entre 1 à 20 MeV/n sont données dans les tableaux (III.1- III.4), où l'incertitude maximale est égale à 4% et les écarts par rapport à SRIM-2013 sont inférieurs à 3,5%.

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

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

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

Chapitre III : Présentation et discussion des résultats obtenus

E (MeV/n)	$S_p(E)_e$ (Mev.cm²/g)	Incertitude (%)	$S_p(E)_S$ (Mev.cm²/g)	E_{S_p/S_S} (%)
1	172,07	0,5	175,03	1,69
1,1	159,87	2,5	165,52	3,41
1,2	153,57	0,5	155,91	1,50
1,3	144,67	2,5	147,90	2,18
1,4	138,97	0,5	140,89	1,36
1,5	132,57	2,5	134,69	1,57
2,25	101,90	0,3	102,16	0,26
2,5	94,63	0,4	94,92	0,30
3	83,17	0,3	83,41	0,28
3,5	74,50	0,3	74,65	0,21
4	67,75	0,3	67,75	0,00
4,5	62,20	0,3	62,13	0,10
5	57,58	0,3	57,47	0,19
5,5	53,67	0,3	53,53	0,27
6	50,30	0,3	50,16	0,29
6,5	46,82	0,3	47,21	0,83
7	43,61	0,3	44,64	2,31
7,5	42,51	0,3	42,49	0,05
8	40,46	0,3	40,33	0,33
8,5	38,63	0,3	38,59	0,11
9	36,96	0,3	36,85	0,31
10	34,07	0,3	33,98	0,29
11	31,66	0,3	31,57	0,28
12	29,57	0,3	29,50	0,24
13	27,81	0,4	27,72	0,33
14	26,26	0,4	26,16	0,36
15	24,89	0,4	24,79	0,38
16	23,66	0,4	23,56	0,44
17	22,58	0,4	22,47	0,47
18	21,59	0,4	21,48	0,50
19	20,48	1	20,63	0,75
20	19,67	1	19,77	0,53

Tableau .III. 1: Les valeurs du pouvoir d'arrêt expérimentales des protons dans la cible d' $^{21}_1\text{A}$ comparées à celles obtenues via SRIM-2013.

E (MeV/n)	$S_p(E)_e$ (Mev.cm²/g)	Incertitude (%)	$S_p(E)_s$ (Mev.cm²/g)	E_{S_p/S_s} (%)
1	119,41	2,5	119,00	0,35
1,1	112,48	2,5	113,19	0,63
1,2	107,28	2,5	107,38	0,10
1,3	102,88	2,5	102,58	0,29
1,4	98,78	0,5	98,36	0,42
1,5	95,18	2,5	94,54	0,68
1,6	90,44	2,5	91,08	0,70
1,8	84,39	0,5	84,99	0,70
2	79,27	0,5	79,80	0,67
2,25	75,15	0,4	74,29	1,16
2,5	70,26	0,4	69,61	0,93
3	62,42	0,4	62,02	0,64
3,5	56,42	0,4	56,12	0,52
4	51,64	0,4	51,39	0,48
4,5	47,70	0,4	47,48	0,47
5	44,39	0,4	44,19	0,44
5,5	41,57	0,4	41,39	0,43
6	39,13	0,4	38,97	0,41
6,5	36,70	0,4	36,84	0,37
7	35,10	0,4	34,97	0,38
8	31,90	0,4	31,80	0,33
9	29,31	0,4	29,21	0,34
10	27,14	0,4	27,06	0,30
11	25,32	0,4	25,24	0,32
12	23,75	0,4	23,68	0,31
13	22,39	0,4	22,32	0,33
14	21,20	0,4	21,13	0,31
15	20,14	0,4	20,07	0,33
16	19,20	0,4	19,13	0,35
17	18,35	0,4	18,28	0,37
18	17,58	0,4	17,51	0,39

Tableau .III. 2: Les valeurs du pouvoir d'arrêt expérimentales des protons dans la cible de $^{12}_6\text{C}$ comparées à celles obtenues via SRIM-2013.

E (MeV/n)	$S_p(E)_e$ (Mev.cm²/g)	Incertitude (%)	$S_p(E)_s$ (Mev.cm²/g)	E_{S_p/S_s} (%)
1	93,15	0,3	93,03	0,13
1,1	87,90	4	88,75	0,97
1,2	84,15	0,3	84,50	0,42
1,3	80,80	4	80,88	0,11
1,4	77,80	4	77,70	0,12
1,5	74,60	2,5	74,83	0,31
1,6	72,70	4	72,22	0,66
1,7	70,50	4	69,83	0,95
1,8	67,12	0,3	67,64	0,77
2	63,64	3	63,75	0,16
2,5	56,18	0,3	56,05	0,23
3	50,25	3	50,29	0,09
3,5	45,94	0,3	45,80	0,31
4	42,28	0,3	42,17	0,27
4,5	39,25	0,4	39,14	0,27
5	36,70	0,4	36,60	0,27
5,5	34,52	0,4	34,41	0,32
6	32,38	3	32,50	0,36
7	29,47	0,4	29,35	0,42
8	26,73	0,3	26,81	0,32
9	24,69	0,3	24,74	0,22
10	22,94	0,3	23,01	0,31
11	21,48	0,3	21,53	0,24
12	20,24	0,3	20,25	0,05
13	19,09	0,3	19,14	0,26
14	18,13	0,3	18,16	0,16
15	17,28	0,3	17,28	0,01
16	16,49	0,3	16,50	0,05
17	15,78	0,3	15,80	0,11
18	15,16	0,3	15,16	0,02
20	13,97	0,3	14,04	0,47

Tableau .III. 3: Les valeurs du pouvoir d'arrêt expérimentales des protons dans la cible d'¹⁴A comparées à celles obtenues via SRIM-2013.

E (MeV/n)	$S_p(E)_e$ (Mev.cm²/g)	Incertitude (%)	$S_p(E)_s$ (Mev.cm²/g)	E_{S_p/S_s} (%)
1	62,79	0,5	62,76	0,05
1,1	59,60	2,5	60,57	1,59
1,2	58,25	0,5	58,47	0,38
1,3	55,40	2,5	56,53	2,00
1,4	54,51	0,5	54,72	0,38
1,5	52,10	2,5	53,02	1,74
1,6	51,31	0,5	51,44	0,25
1,8	48,50	0,5	48,60	0,20
2	46,10	0,5	46,11	0,03
2,5	40,90	0,4	41,07	0,41
3	37,15	0,5	37,21	0,17
3,5	34,09	0,3	34,16	0,21
4	31,62	0,3	31,65	0,09
4,5	29,55	0,4	29,56	0,02
5	27,79	0,3	27,78	0,05
5,5	26,25	0,3	26,24	0,06
6	24,90	0,4	24,88	0,07
6,5	23,72	0,3	23,68	0,16
7	22,66	0,4	22,62	0,17
8	20,84	0,4	20,80	0,19
9	19,33	0,4	19,29	0,21
10	18,06	0,3	18,02	0,23
11	16,96	0,4	16,93	0,19
12	16,01	0,4	15,99	0,14
13	15,18	0,4	15,16	0,15
14	14,44	0,4	14,42	0,16
15	13,79	0,4	13,77	0,17
16	13,20	0,4	13,18	0,18
17	12,67	0,4	12,64	0,27
18	12,18	0,4	12,16	0,21
20	11,25	0,3	11,30	0,48

Tableau .III. 4: Les valeurs du pouvoir d'arrêt expérimentales des protons dans la cible d'¹⁷A comparées à celles obtenues via SRIM-2013.

3.3 Comparaison des valeurs du pouvoir d'arrêt de ${}^4_2\text{He}$ dans la cible d' ${}^{27}_{13}\text{Al}$ calculées par la formule de Bethe-Bloch Modifiée et l'expression (II.23):

Dans le cadre de vérifier la validité de l'expression du pouvoir d'arrêt $S(E)$ indépendamment de la correction de couche et du potentiel d'ionisation, nous avons établi une comparaison entre la formule de Bethe-Bloch Modifiée et l'expression (II.23), dans le calcul du pouvoir d'arrêt de ${}^4\text{He}$ à travers la cible d'aluminium pour la gamme d'énergie comprise entre 1 et 20 MeV/n. les résultats obtenus sont présentés dans le tableau III.5. et la figure III.1.

Nous remarquons qu'un très bon accord existe entre nos valeurs calculées par la présente expression (II.23) et celles de Bethe-Bloch Modifiée, dont l'écart maximum est de 3,1%.

E MeV/n	$S(E, Z_1)_B$ (MeV.cm ² /g)	$S(E, Z_1)_C$ (MeV.cm ² /g)	$E \frac{s_B - s_C}{s_C}$ (%)
1	723,64	701,82	3,11
1,5	540,01	538,76	0,23
2,25	409,53	412,82	0,80
3	338,30	336,38	0,57
5	231,99	232,30	0,14
7	179,77	175,76	2,28
9	148,17	148,81	0,43
10	136,55	137,14	0,43
12	118,37	118,97	0,50
15	99,54	100,05	0,51
18	86,21	86,75	0,61
20	79,29	79,01	0,36

Tableau .III. 5: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ${}^4\text{He}$ dans la cible d' ${}^{27}_{13}\text{Al}$ calculées par la formule de Bethe-Bloch Modifiée et l'expression (II.23).

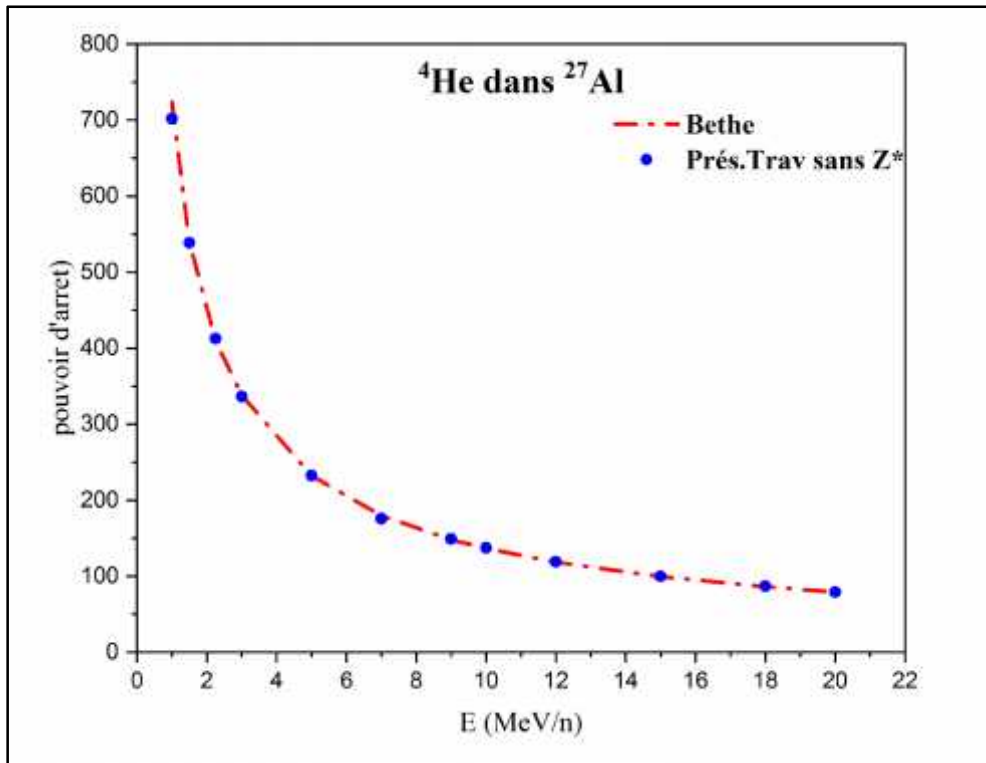


Figure .III. 1; Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ${}^4\text{He}$ dans la cible d' ${}^{27}\text{Al}$ calculées par la formule de Bethe-Bloch Modifiée et l'expression (II.23).

3.4 Présentation et discussions des résultats du pouvoir d'arrêt des ions légers ${}^4\text{He}$ et ${}^7\text{Li}$ dans les cibles ${}^{27}\text{Al}$, ${}^{63}\text{Cu}$, ${}^{107}\text{Ag}$, ${}^{197}\text{Au}$ calculées par l'expression (II.23):

Après avoir validé l'expression (II.23), nous avons appliqué cette formule pour le calcul du pouvoir d'arrêt des ions légers ${}^4\text{He}$ et ${}^7\text{Li}$ dans les cibles ${}^{27}\text{Al}$, ${}^{63}\text{Cu}$, ${}^{107}\text{Ag}$, ${}^{197}\text{Au}$ pour des énergies E de 1 à 20 MeV/n. Les résultats obtenus sont présentés dans les tableaux (III.6-III.13) et les figures (III.2-III.9). Nous constatons un très bon accord entre les valeurs calculées et celles données par les codes de calcul SRIM-2013, ASTAR et MSTAR. Les écarts maximums sont 4,9%, 2,3% et 4% respectivement par rapport aux codes de calculs SRIM-2013, ASTAR et MSTAR. L'accord entre nos résultats et ceux donnés expérimentalement est jugé acceptable dont les écarts sont inférieurs à 11,5%.

Chapitre III : Présentation et discussion des résultats obtenus

E (MeV/n)	$S(E, Z_1)_E$ (MeV.cm ² /g)	$S(E, Z_1)_S$ (MeV.cm ² /g)	$E_{\Delta E} / \Delta E$ (%)	$S(E, Z_1)_A$ (MeV.cm ² /g)	$E_{\Delta E} / \Delta E$ (%)	$S(E, Z_1)_E$ (MeV.cm ² /g)	$E_{\Delta E} / \Delta E$ (%)
1	701,82	688,64	1,9	699,10	0,4	677,38	3,6
1,1	651,66	651,90	0,04	657,80	0,9		
1,2	625,30	619,16	1,0	621,70	0,6	629,17	0,6
1,3	588,72	589,73	0,2	589,80	0,2	588,55	0,0
1,4	565,08	563,20	0,3	561,50	0,6	555,07	1,8
1,5	538,76	539,28	0,1	536,10	0,5	518,02	4,0
2,25	412,82	414,27	0,3	405,30	1,9		
2,5	383,12	382,34	0,2	376,20	1,8	368,49	4,0
3	336,38	335,61	0,2	330,20	1,9		
3,5	301,05	300,08	0,3	295,40	1,9	291,04	3,4
4	273,60	272,16	0,5	267,90	2,1	260,02	5,2
4,5	251,05	249,44	0,6	245,70	2,2	243,05	3,3
5	232,30	230,63	0,7	227,20	2,2	221,90	4,7
5,5	216,45	215,02	0,7	211,70	2,2	209,82	3,2
6	202,79	201,51	0,6	198,30	2,3		
6,5	188,72	189,60	0,5	186,70	1,1		
7	175,76	179,10	1,9	176,60	0,5	178,33	1,4
7,5	171,26	169,69	0,9	167,60	2,2		
8	162,96	161,69	0,8	159,50	2,2		
8,5	155,56	154,28	0,8	152,30	2,1		
9	148,81	147,68	0,8	145,80	2,1		
10	137,14	135,97	0,9	134,50	2,0		
11	127,37	126,46	0,7	124,90	2,0		
12	118,97	118,26	0,6	116,80	1,9		
13	111,86	111,06	0,7	109,80	1,9	111,48	0,3
14	105,57	104,65	0,9	103,60	1,9		
15	100,05	99,10	1,0	98,17	1,9		
16	95,12	94,27	0,9	93,34	1,9		
17	90,73	89,88	0,9	89,01	1,9		
18	86,75	86,02	0,8	85,11	1,9		
19	82,27	82,51	0,3	81,57	0,9		
20	79,01	79,00	0,01	78,35	0,8		

Tableau .III. 6: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ⁴He dans la cible d'^ZA calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et ASTAR

Chapitre III : Présentation et discussion des résultats obtenus

E (MeV/n)	$S(E, Z_1)_C$ (MeV.cm ² /g)	$S(E, Z_1)_S$ (MeV.cm ² /g)	$E_{\Delta E} / \Delta E$ (%)	$S(E, Z_1)_A$ (MeV.cm ² /g)	$E_{\Delta E} / \Delta E$ (%)	$S(E, Z_1)_E$ (MeV.cm ² /g)	$E_{\Delta E} / \Delta E$ (%)
1	484,24	476,23	1,7	483,80	0,1	467,21	3,6
1,1	456,38	454,19	0,5	461,50	1,1		
1,2	435,38	434,17	0,3	441,00	1,3	439,73	1,0
1,3	417,55	415,84	0,4	422,00	1,1	416,98	0,1
1,4	400,90	399,02	0,5	404,50	0,9	396,13	1,2
1,5	386,26	383,60	0,7	388,30	0,5	378,13	2,1
1,6	367,06	369,79	0,7	373,30	1,7		
1,8	342,41	345,26	0,8	348,00	1,6		
2	321,53	323,64	0,7	326,00	1,4	322,69	0,4
2,25	304,62	301,41	1,1	302,20	0,8		
2,5	284,65	280,80	1,4	282,50	0,8	273,29	4,2
3	252,70	249,97	1,1	250,80	0,8	238,77	5,8
3,5	228,26	226,05	1,0	226,30	0,9	220,86	3,3
4	208,80	206,83	1,0	206,80	1,0	199,19	4,8
4,5	192,77	191,02	0,9	190,80	1,0	187,20	3,0
5	179,31	177,71	0,9	177,40	1,1	177,08	1,3
5,5	167,86	166,50	0,8	166,00	1,1		
6	157,95	156,79	0,7	156,20	1,1		
6,5	148,10	148,08	0,01	147,60	0,3		
7	141,60	140,48	0,8	140,00	1,1	139,32	1,6
8	128,62	127,67	0,7	127,20	1,1		
9	118,13	117,26	0,7	116,80	1,1		
10	109,35	108,46	0,8	108,20	1,1		
11	101,98	101,25	0,7	100,90	1,1		
12	95,64	95,01	0,7	94,60	1,1		
13	90,14	89,51	0,7	89,15	1,1	89,65	0,5
14	85,29	84,64	0,8	84,37	1,1		
15	81,01	80,33	0,8	80,13	1,1		
16	77,21	76,58	0,8	76,35	1,1		
17	73,78	73,19	0,8	72,95	1,1		
18	70,67	70,16	0,7	69,88	1,1		

Tableau .III. 7 Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ^4He dans la cible de $^{12}_6\text{C}$ calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et ASTAR

Chapitre III : Présentation et discussion des résultats obtenus

E (MeV/n)	$S(E, Z_1)_E$ (MeV.cm ² /g)	$S(E, Z_1)_S$ (MeV.cm ² /g)	$E_{\Delta E} / \Delta E$ (%)	$S(E, Z_1)_A$ (MeV.cm ² /g)	$E_{\Delta E} / \Delta E$ (%)	$S(E, Z_1)_E$ (MeV.cm ² /g)	$E_{\Delta E} / \Delta E$ (%)
1	377,03	386,46	2,4	376,30	0,2	381,98	1,3
1,1	356,28	367,43	3,0	357,80	0,4		
1,2	341,37	350,31	2,6	341,40	0,0	344,01	0,8
1,3	327,96	334,79	2,0	327,00	0,3	325,92	0,6
1,4	315,88	320,57	1,5	314,10	0,6	314,98	0,3
1,5	302,98	307,75	1,6	302,30	0,2	301,75	0,4
1,6	295,25	296,24	0,3	291,50	1,3	293,99	0,4
1,7	286,32	285,63	0,2	281,70	1,6	278,97	2,6
1,8	272,66	276,02	1,2	272,70	0,02		
2	258,48	258,20	0,1	256,70	0,7	258,99	0,2
2,5	227,99	226,57	0,6	225,30	1,2	225,99	0,9
3	203,77	203,14	0,3	202,00	0,9	201,99	0,9
3,5	186,15	184,82	0,7	183,80	1,3	180,60	3,1
4	171,21	170,01	0,7	169,20	1,2	164,64	4,0
4,5	158,84	157,70	0,7	157,00	1,2	155,26	2,3
5	148,44	147,39	0,7	146,80	1,1	147,16	0,9
5,5	139,56	138,58	0,7	138,00	1,1		
6	130,86	130,88	0,01	130,30	0,4		
7	119,00	117,97	0,9	117,60	1,2	117,96	0,9
8	107,88	107,76	0,1	107,50	0,4		
9	99,59	99,38	0,2	99,13	0,5		
10	92,49	92,30	0,2	92,14	0,4		
11	86,57	86,45	0,1	86,18	0,5		
12	81,55	81,31	0,3	81,07	0,6		
13	76,89	76,80	0,1	76,60	0,4	77,10	0,3
14	73,00	72,80	0,3	72,64	0,5		
15	69,57	69,22	0,5	69,13	0,6		
16	66,37	66,11	0,4	65,98	0,6		
17	63,50	63,28	0,3	63,15	0,6		
18	60,99	60,77	0,4	60,58	0,7		
20	56,19	56,18	0,02	56,09	0,2		

Tableau .III. 8: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ^4He dans la cible d' ^1_4A calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et ASTAR

Chapitre III : Présentation et discussion des résultats obtenus

E (MeV/n)	$S(E, Z_1)_E$ (MeV.cm ² /g)	$S(E, Z_1)_S$ (MeV.cm ² /g)	$E_{\Delta E} / \Delta E$ (%)	$S(E, Z_1)_A$ (MeV.cm ² /g)	$E_{\Delta E} / \Delta E$ (%)	$S(E, Z_1)_E$ (MeV.cm ² /g)	$E_{\Delta E} / \Delta E$ (%)
1	254,10	261,47	2,8	258,70	1,8		
1,1	241,79	250,45	3,5	247,80	2,4		
1,2	236,65	240,53	1,6	238,10	0,6	258,05	8,3
1,3	225,36	231,52	2,7	229,40	1,8		
1,4	221,84	223,31	0,7	221,40	0,2	223,18	0,6
1,5	212,19	215,70	1,6	214,20	0,9	221,01	4,0
1,6	208,98	208,99	0,01	207,60	0,7	209,86	0,4
1,8	197,58	197,07	0,3	195,80	0,9	198,17	0,3
2	187,79	186,45	0,7	185,60	1,2	180,21	4,2
2,5	166,50	166,53	0,0	165,10	0,9	154,70	7,6
3	151,09	150,81	0,2	149,50	1,1	145,78	3,6
3,5	138,52	138,20	0,2	137,20	1,0	136,25	1,7
4	128,37	127,99	0,3	127,10	1,0	128,12	0,2
4,5	119,88	119,38	0,4	118,60	1,1		
5	112,66	112,17	0,4	111,40	1,1		
5,5	106,35	105,97	0,4	105,20	1,1		
6	100,83	100,46	0,4	99,74	1,1		
6,5	96,00	95,55	0,5	94,92	1,1		
7	91,67	91,16	0,6	90,63	1,1	91,18	0,5
8	84,24	82,87	1,7	83,29	1,1		
9	78,09	77,62	0,6	77,23	1,1		
10	72,92	72,42	0,7	72,11	1,1		
11	68,44	68,08	0,5	67,73	1,1		
12	64,58	64,26	0,5	63,93	1,0		
13	61,21	60,89	0,5	60,60	1,0		
14	58,21	57,88	0,6	57,64	1,0		
15	55,57	55,20	0,7	55,01	1,0		
16	53,18	52,84	0,7	52,64	1,0		
17	51,03	50,69	0,7	50,50	1,1		
18	49,05	48,77	0,6	48,55	1,0		
20	45,29	45,26	0,1	45,13	0,3		

Tableau .III. 9: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ^4He dans la cible d' ^{17}A calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et ASTAR

Chapitre III : Présentation et discussion des résultats obtenus

E (MeV/n)	$S(E, Z_1)_E$ (MeV.cm ² /g)	$S(E, Z_1)_S$ (MeV.cm ² /g)	$E_{\Delta E} / \Delta E$ (%)	$S(E, Z_1)_M$ (MeV.cm ² /g)	$E_{\Delta E} / \Delta E$ (%)	$S(E, Z_1)_E$ (MeV.cm ² /g)	$E_{\Delta E} / \Delta E$ (%)
1	1587,84	1513,22	4,9	1526,83	4,0		
1,1	1474,72	1445,12	2,0	1447,91	1,9		
1,2	1415,14	1382,04	2,4	1376,34	2,8	1379,64	2,6
1,3	1332,55	1322,97	0,7	1311,89	1,6		
1,4	1279,09	1268,91	0,8	1253,22	2,1	1258,55	1,6
1,5	1219,62	1218,86	0,1	1199,78	1,7	1157,27	5,4
2,25	934,71	938,90	0,4	914,62	2,2	935,60	0,1
2,5	867,50	867,15	0,04	849,59	2,1	880,56	1,5
3	761,66	762,27	0,1	746,17	2,1	750,52	1,5
3,5	681,61	681,01	0,1	667,56	2,1	685,24	0,5
4	619,39	617,36	0,3	605,61	2,3		
4,5	568,29	565,93	0,4	555,40	2,3		
5	525,78	522,70	0,6	513,70	2,4		
5,5	489,85	486,87	0,6	478,51	2,4		
6	458,88	456,65	0,5	448,34	2,4		
6,5	427,03	429,14	0,5	422,16	1,2		
7	397,69	405,72	2,0	399,19	0,4		
7,5	387,41	385,01	0,6	378,85	2,3		
8	368,60	366,20	0,7	360,69	2,2		
8,5	351,83	349,28	0,7	344,40	2,2		
9	336,53	334,48	0,6	329,66	2,1		
10	310,09	307,86	0,7	304,03	2,0		
11	287,95	286,65	0,5	282,48	1,9		
12	268,92	267,74	0,4	264,09	1,8		
13	252,82	251,03	0,7	248,18	1,9		
14	238,59	237,02	0,7	234,26	1,8		
15	226,07	224,51	0,7	221,99	1,8		
16	214,92	213,30	0,8	211,07	1,8		
17	204,98	203,20	0,9	201,29	1,8		
18	195,96	194,39	0,8	192,46	1,8		
19	185,85	186,19	0,2	184,47	0,7		
20	178,46	178,69	0,1	177,18	0,7		

Tableau .III. 10: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ${}^7\text{Li}$ dans la cible d' ${}^2_1\text{A}$ calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR

Chapitre III : Présentation et discussion des résultats obtenus

E (MeV/n)	$S(E, Z_1)_E$ (MeV.cm ² /g)	$S(E, Z_1)_S$ (MeV.cm ² /g)	$E_{\Delta E} / \Delta E$ (%)	$S(E, Z_1)_M$ (MeV.cm ² /g)	$E_{\Delta E} / \Delta E$ (%)	$S(E, Z_1)_E$ (MeV.cm ² /g)	$E_{\Delta E} / \Delta E$ (%)
1	1083,91	1034,97	4,7	1056,55	2,6	1028,20	5,4
1,1	1023,64	994,70	2,9	1015,71	0,8	996,94	2,7
1,2	978,14	956,63	2,2	976,30	0,2	946,81	3,3
1,3	939,31	920,48	2,0	938,62	0,1	942,35	0,3
1,4	902,83	887,23	1,8	902,81	0,0	869,86	3,8
1,5	870,60	856,29	1,7	868,92	0,2	859,05	1,3
1,6	827,96	826,95	0,1	837,28	1,1	824,86	0,4
1,8	773,25	774,39	0,1	782,70	1,2	772,83	0,1
2	726,69	727,84	0,2	734,50	1,1	725,21	0,2
2,25	688,90	680,79	1,2	681,91	1,0	683,45	0,8
2,5	644,06	636,44	1,2	637,98	1,0	646,89	0,4
3	572,11	567,58	0,8	566,63	1,0	585,55	2,3
3,5	516,92	513,03	0,8	511,38	1,1		
4	472,90	469,30	0,8	467,44	1,2		
4,5	436,61	433,47	0,7	431,27	1,2		
5	406,11	402,94	0,8	401,01	1,3		
5,5	380,14	377,32	0,7	375,25	1,3		
6	357,66	355,51	0,6	353,01	1,3		
6,5	335,36	335,59	0,1	333,59	0,5		
7	320,58	318,48	0,7	316,47	1,3		
8	291,15	289,26	0,7	287,56	1,2		
9	267,35	265,64	0,6	264,08	1,2		
10	247,42	245,73	0,7	244,58	1,2		
11	230,72	229,62	0,5	228,07	1,2		
12	216,32	215,21	0,5	213,89	1,1		
13	203,86	202,50	0,7	201,58	1,1		
14	192,86	191,70	0,6	190,77	1,1		
15	183,16	182,09	0,6	181,19	1,1		
16	174,56	173,39	0,7	172,64	1,1		
17	166,79	165,58	0,7	164,96	1,1		
18	159,74	158,68	0,7	158,02	1,1		

Tableau .III. 11: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ${}^7\text{Li}$ dans la cible de ${}^{12}\text{C}$ calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR

Chapitre III : Présentation et discussion des résultats obtenus

E (MeV/n)	$S(E, Z_1)_E$ (MeV.cm ² /g)	$S(E, Z_1)_S$ (MeV.cm ² /g)	$E_{\Delta E} / \Delta E$ (%)	$S(E, Z_1)_M$ (MeV.cm ² /g)	$E_{\Delta E} / \Delta E$ (%)	$S(E, Z_1)_E$ (MeV.cm ² /g)	$E_{\Delta E} / \Delta E$ (%)
1	838,63	844,22	0,7	823,05	1,9		
1,1	795,10	806,46	1,4	787,71	0,9		
1,2	763,86	771,60	1,0	755,83	1,1	765,00	0,1
1,3	735,41	739,46	0,5	727,02	1,2		
1,4	709,55	710,92	0,2	700,74	1,3	706,40	0,4
1,5	681,52	684,88	0,5	676,44	0,8		
1,6	664,90	660,65	0,6	653,83	1,7	657,00	1,2
1,7	645,40	638,52	1,1	632,82	2,0		
1,8	615,13	618,40	0,5	613,35	0,3	617,00	0,3
2	583,88	581,86	0,3	578,42	0,9	582,70	0,2
2,5	515,97	513,38	0,5	508,66	1,4	526,30	2,0
3	461,57	461,22	0,1	456,34	1,1	460,10	0,3
3,5	421,85	419,58	0,5	415,40	1,6		
4	388,05	385,95	0,5	382,34	1,5	438,20	11,4
4,5	360,05	358,13	0,5	354,98	1,4		
5	336,47	334,41	0,6	331,82	1,4		
5,5	316,30	314,39	0,6	311,93	1,4		
6	296,59	297,18	0,2	294,63	0,7		
7	269,63	267,75	0,7	265,92	1,4		
8	244,38	244,44	0,02	242,96	0,6		
9	225,56	225,32	0,1	224,13	0,6		
10	209,43	209,21	0,1	208,33	0,5		
11	195,98	196,10	0,1	194,90	0,6		
12	184,57	184,30	0,1	183,31	0,7		
13	174,01	173,89	0,1	173,19	0,5		
14	165,18	164,98	0,1	164,26	0,6		
15	157,37	156,98	0,3	156,32	0,7		
16	150,12	149,77	0,2	149,21	0,6		
17	143,61	143,27	0,2	142,80	0,6		
18	137,93	137,47	0,3	136,99	0,7		
20	127,04	127,16	0,1	126,84	0,2		

Tableau .III. 12: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ${}^7\text{Li}$ dans la cible d' ${}^1_4\text{A}$ calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR

Chapitre III : Présentation et discussion des résultats obtenus

E (MeV/n)	$S(E, Z_1)_E$ (MeV.cm ² /g)	$S(E, Z_1)_S$ (MeV.cm ² /g)	$E_{\Delta E} / \Delta E$ (%)	$S(E, Z_1)_M$ (MeV.cm ² /g)	$E_{\Delta E} / \Delta E$ (%)	$S(E, Z_1)_E$ (MeV.cm ² /g)	$E_{\Delta E} / \Delta E$ (%)
1	560,19	579,13	3,3	564,83	0,8	580,30	3,47
1,1	535,92	559,08	4,1	545,27	1,7		
1,2	526,88	539,94	2,4	527,03	0,01	560,00	5,92
1,3	503,36	521,71	3,5	510,02	1,3	538,00	6,44
1,4	496,87	504,88	1,6	494,15	0,6		
1,5	476,25	489,15	2,6	479,32	0,6	493,00	3,40
1,6	469,89	474,23	0,9	465,48	0,9	473,15	0,69
1,8	445,44	447,39	0,4	440,37	1,2	448,61	0,71
2	424,15	423,45	0,2	418,20	1,4	427,29	0,73
2,5	377,11	377,69	0,2	372,28	1,3	371,18	1,60
3	342,63	342,65	0,01	337,86	1,4	346,39	1,09
3,5	314,31	314,22	0,03	310,00	1,4		
4	291,36	290,90	0,2	287,19	1,5	270,62	7,66
4,5	272,10	271,48	0,2	268,10	1,5		
5	255,71	254,76	0,4	251,83	1,5		
5,5	241,37	240,55	0,3	237,77	1,5		
6	228,81	228,24	0,2	225,47	1,5		
6,5	217,82	216,93	0,4	214,59	1,5		
7	207,96	207,12	0,4	204,89	1,5		
8	191,05	190,11	0,5	188,29	1,5		
9	177,04	176,20	0,5	174,61	1,4		
10	165,27	164,29	0,6	163,05	1,4		
11	155,09	154,58	0,3	153,14	1,3		
12	146,31	145,78	0,4	144,55	1,2		
13	138,64	137,97	0,5	137,02	1,2		
14	131,81	131,27	0,4	130,34	1,1		
15	125,82	125,26	0,4	124,39	1,1		
16	120,38	119,76	0,5	119,03	1,1		
17	115,50	114,86	0,6	114,19	1,1		
18	110,99	110,45	0,5	109,78	1,1		
20	102,46	102,55	0,1	102,06	0,4		

Tableau .III. 13: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ${}^7\text{Li}$ dans la cible d' ${}^{17}\text{A}$ calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR

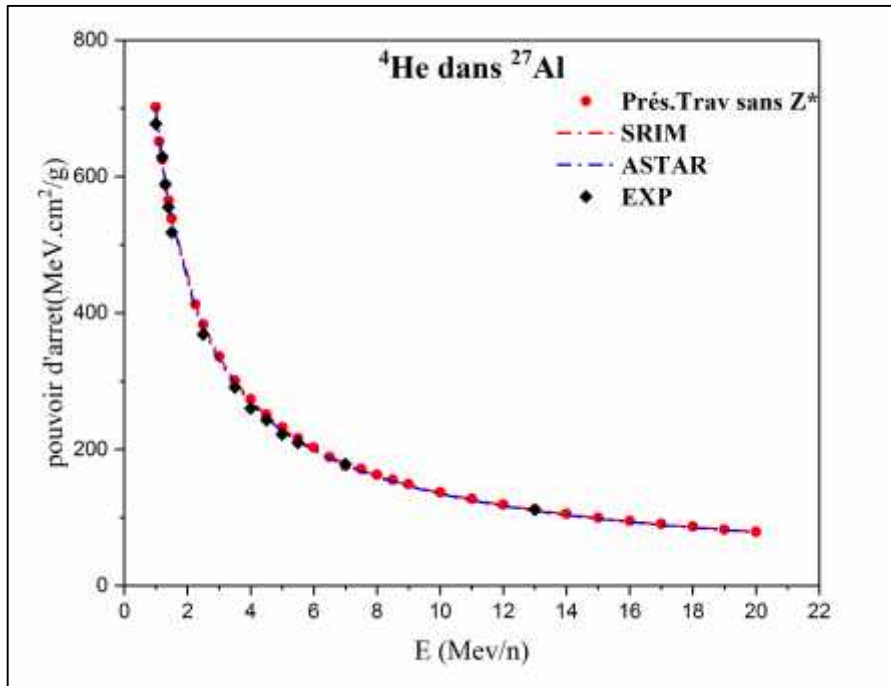


Figure .III. 2: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ^4He dans la cible d' $^{27}_{13}\text{Al}$ calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et ASTAR

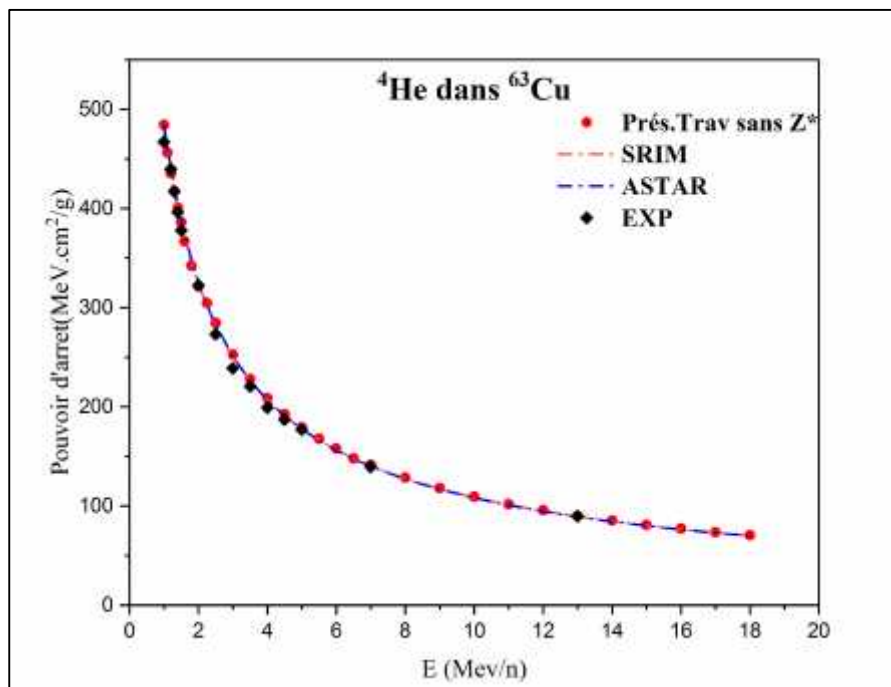


Figure .III. 3: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ^4He dans la cible de $^{63}_{29}\text{Cu}$ calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et ASTAR

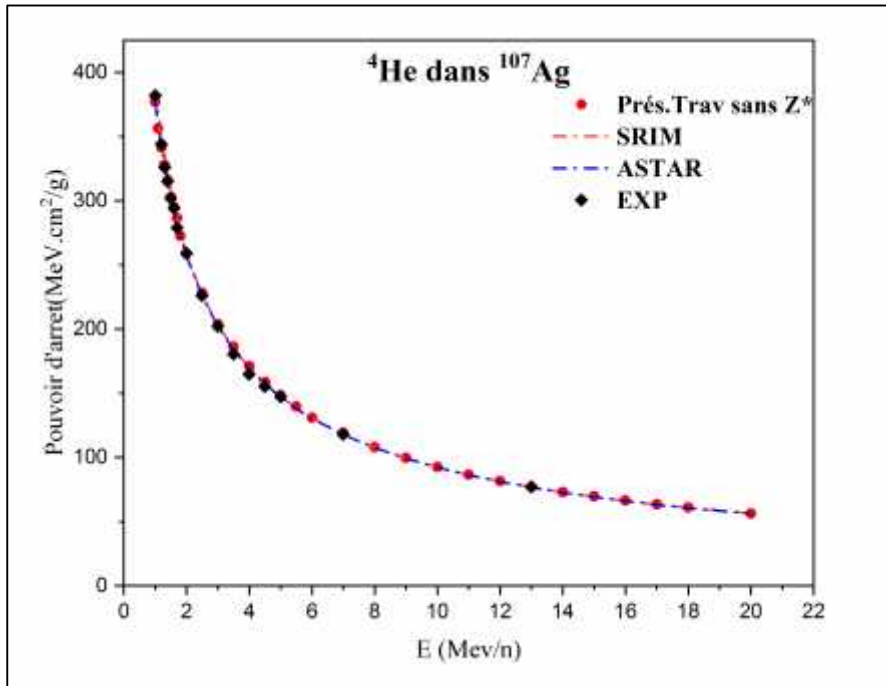


Figure .III. 4: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ^4He dans la cible d' ^{107}Ag calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et ASTAR

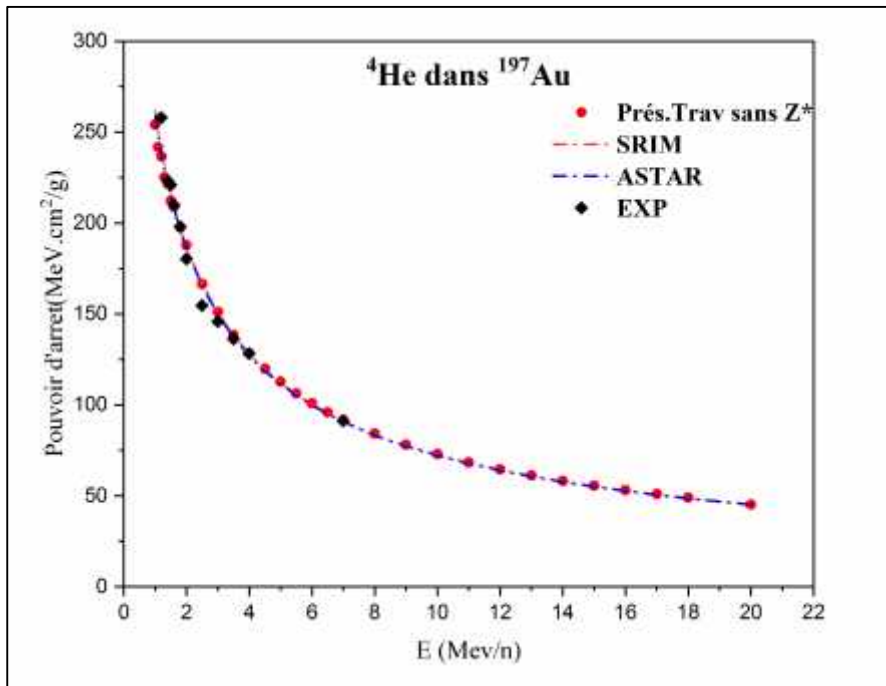


Figure .III. 5: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ^4He dans la cible d' ^{197}Au calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et ASTAR

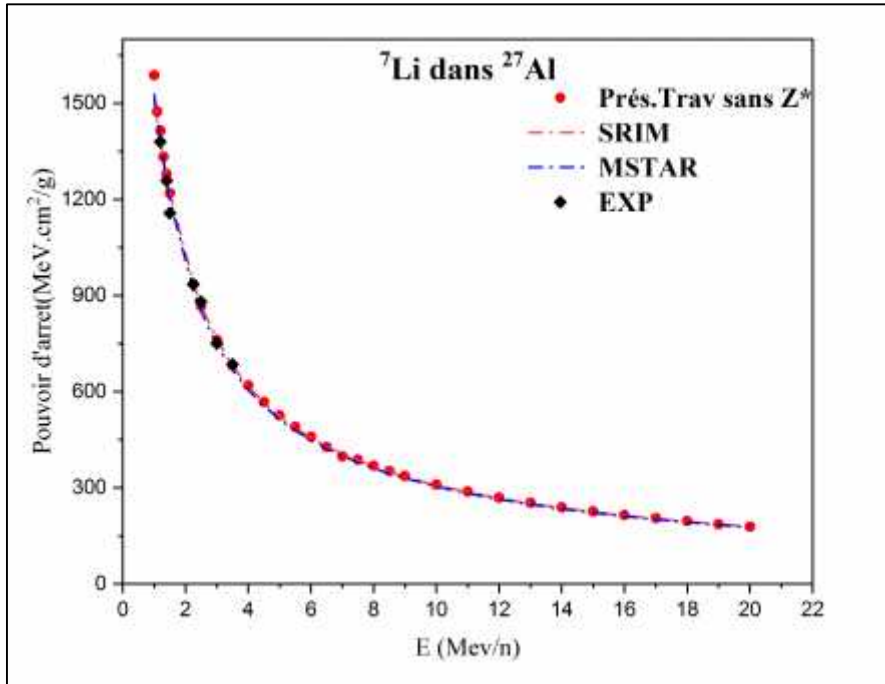


Figure .III. 6: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ${}^7\text{Li}$ dans la cible de ${}^{27}_{11}\text{Al}$ calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR

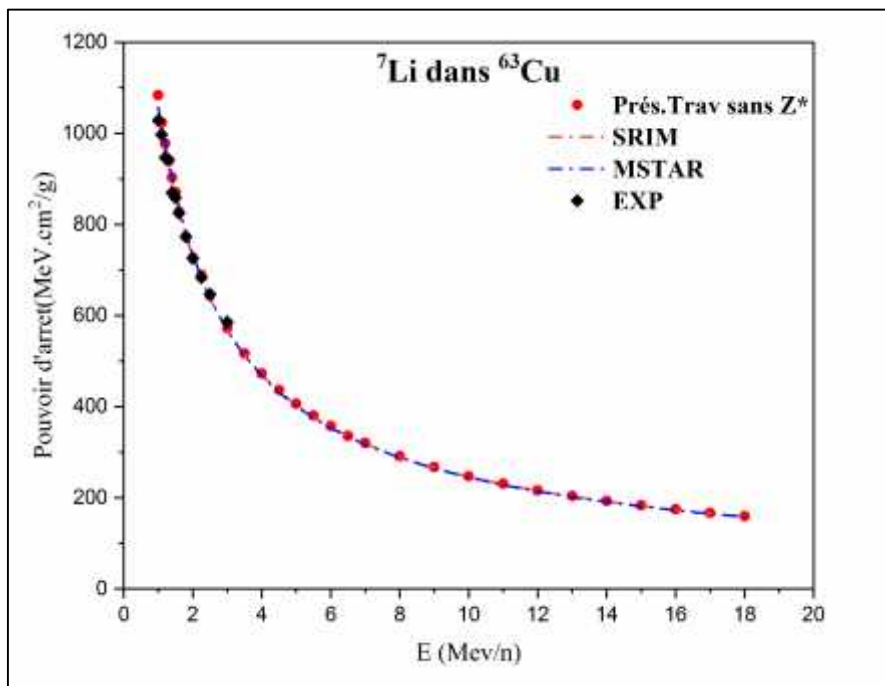


Figure .III. 7: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ${}^7\text{Li}$ dans la cible de ${}^{63}_{29}\text{Cu}$ calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR

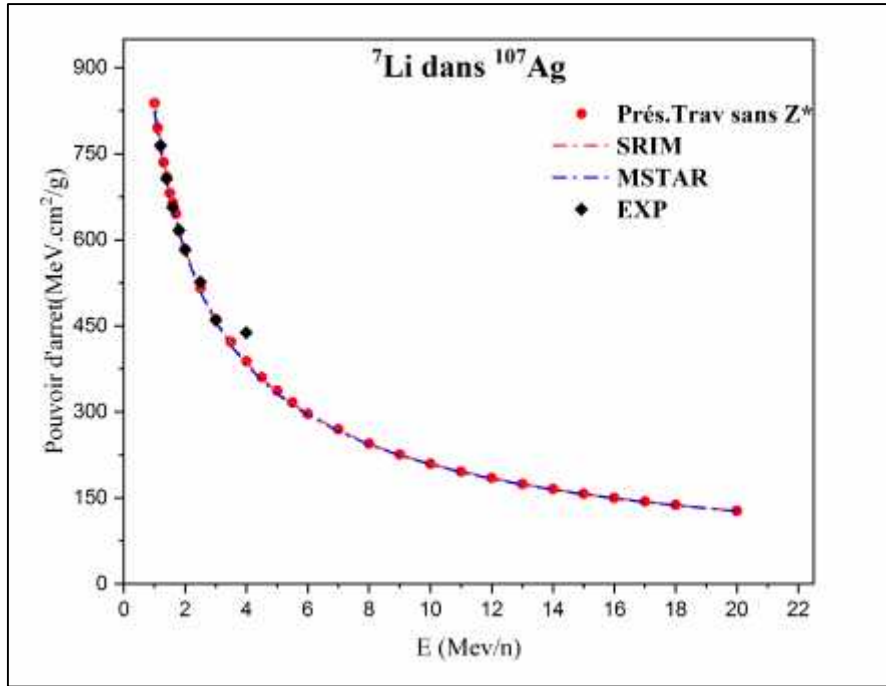


Figure .III. 8: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ${}^7\text{Li}$ dans la cible d' ${}^{107}_{47}\text{Ag}$ calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR

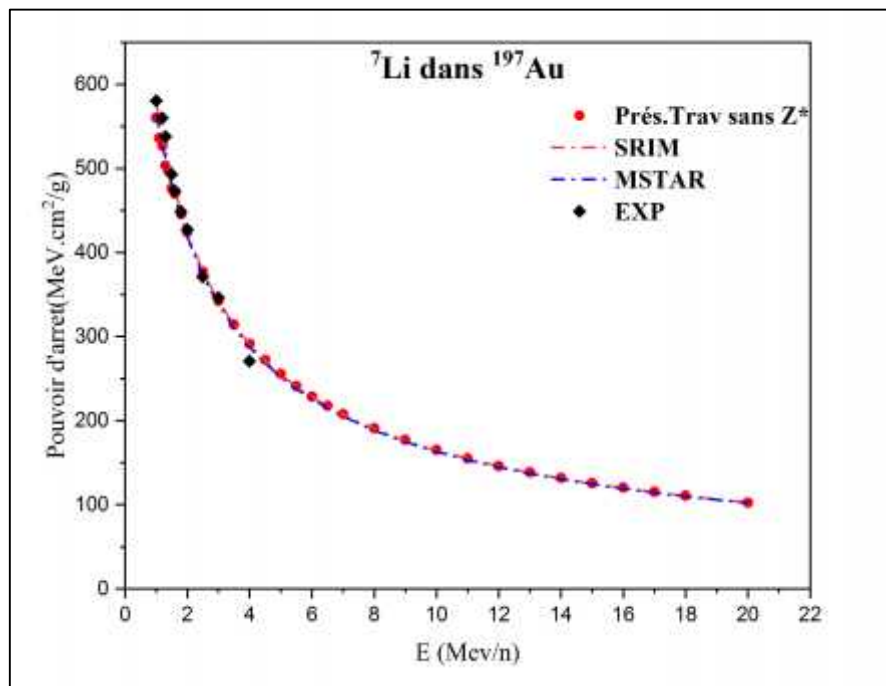


Figure .III. 9: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ${}^7\text{Li}$ dans la cible d' ${}^{197}_{79}\text{Au}$ calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR

3.5 La charge effective et le pouvoir d'arrêt des ions incidents ^{16}O , ^{28}Si dans les cibles ^2_1A , ^6_2C , $^{14}_4\text{A}$, $^{17}_7\text{A}$:

Dans ce que suit, nous avons présenté le pouvoir d'arrêt des ions lourds $^{16}_8\text{O}$ dans les cibles ^2_1A , ^6_2C , $^{14}_4\text{A}$, $^{17}_7\text{A}$ pour des énergies $1\text{Mev/n} < E < 20\text{Mev/n}$. Ce pouvoir d'arrêt a été calculé en utilisant l'expression (II.23) et en remplaçant la charge du projectile Z_1 par la charge effective Z_1 .

Dans le tableau II.2, nous avons mentionné quelques expressions de la charge effective Z_1 . Le pouvoir d'arrêt de $^{16}_8\text{O}$ dans la cible d' $^{17}_7\text{A}$ a été calculé en utilisant les quatre expressions de la charge effective. D'après la figure .III.10. on peut constater que l'expression [31] reproduit des résultats qui sont d'un très bon accord par rapport à ceux donnés expérimentalement et générés par les codes de calcul SRIM-2013 et MSTAR.

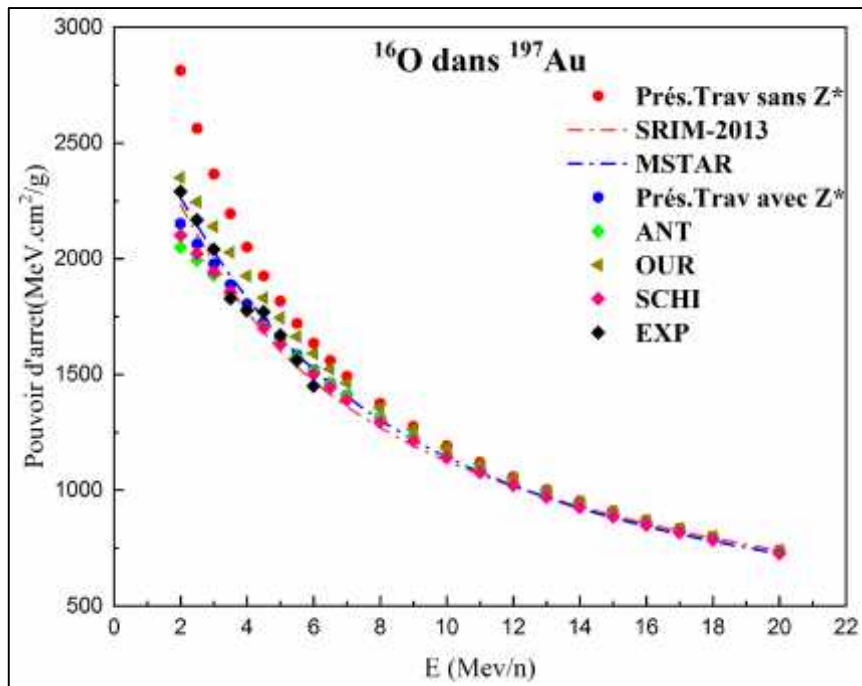


Figure .III. 10 Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ^{16}O dans la cible d' $^{17}_7\text{A}$ calculées par différentes expressions de charge effective, comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR

Chapitre III : Présentation et discussion des résultats obtenus

Les résultats du pouvoir d'arrêt calculés par l'expression (II.23) des ions lourds ^{16}O , ^{28}Si dans les cibles ^2_1A , ^6_2C , $^{14}_4\text{A}$ et $^{17}_7\text{A}$ pour des énergies comprises entre 1 à 20 MeV/n sont donnés dans les tableaux (III.15-III.22) et les figures (III.11-III.20). On constate qu'un accord remarquable existe entre nos valeurs et celles données expérimentalement et générées par les codes de calculs SRIM-2013 et MSTAR. Les écarts relatifs sont inférieurs à 6,9%, 7,4% respectivement par rapport à SRIM-2013 et MSTAR.

Chapitre III : Présentation et discussion des résultats obtenus

E (MeV/n)	$S(E, Z_1)_E$ (MeV.cm ² /g)	$S(E, Z_1)_S$ (MeV.cm ² /g)	$E_{\Delta E} / \Delta E$ (%)	$S(E, Z_1)_M$ (MeV.cm ² /g)	$E_{\Delta E} / \Delta E$ (%)	$S(E, Z_1)_E$ (MeV.cm ² /g)	$E_{\Delta E} / \Delta E$ (%)
1	6714,32	6412,05	4,7	6706,72	0,1	6600,00	1,7
1,1	6443,62	6318,42	2,0	6542,98	1,5		
1,2	6371,32	6224,89	2,4	6385,39	0,2	6470,00	1,5
1,3	6163,71	6133,43	0,5	6236,90	1,2	6320,00	2,5
1,4	6064,63	6042,04	0,4	6094,72	0,5		
1,5	5914,23	5952,69	0,6	5959,21	0,8	6050,00	2,2
2,25	5117,31	5300,01	3,4	5113,48	0,1	5330,00	4,0
2,5	4883,58	5057,65	3,4	4884,21	0,01	5070,00	3,7
3	4482,23	4670,12	4,0	4483,90	0,04		
3,5	4147,96	4326,72	4,1	4146,50	0,04	4390,00	5,5
4	3868,95	4025,42	3,9	3857,93	0,3	3900,00	0,8
4,5	3624,21	3762,18	3,7	3608,26	0,4	3640,00	0,4
5	3409,86	3521,99	3,2	3389,48	0,6		
5,5	3220,88	3315,83	2,9	3196,62	0,8		
6	3052,00	3129,69	2,5	3025,22	0,9	2990,00	2,1
6,5	2867,78	2962,58	3,2	2871,88	0,1		
7	2692,85	2811,48	4,2	2733,93	1,5		
7,5	2640,96	2674,39	1,3	2609,06	1,2		
8	2527,77	2553,31	1,0	2495,51	1,3	2370,00	6,7
8,5	2425,17	2443,24	0,7	2391,98	1,4		
9	2330,14	2342,18	0,5	2297,11	1,4	2110,00	10,4
10	2162,80	2164,08	0,1	2129,32	1,6	2540,00	14,9
11	2019,76	2016,99	0,1	1985,73	1,7		
12	1894,72	1891,92	0,1	1861,47	1,8		
13	1787,55	1782,85	0,3	1752,84	2,0		
14	1691,66	1683,80	0,5	1657,10	2,1		
15	1606,57	1601,75	0,3	1572,12	2,2		
16	1530,19	1525,71	0,3	1496,09	2,3		
17	1461,62	1457,67	0,3	1427,70	2,4		
18	1399,05	1397,64	0,1	1365,84	2,4		
19	1328,39	1341,61	1,0	1309,61	1,4		
20	1276,68	1290,58	1,1	1258,27	1,5		

Tableau .III. 14: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ^{16}O dans la cible d' ^2_1A calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR.

Chapitre III : Présentation et discussion des résultats obtenus

E (MeV/n)	$S(E, Z_1)_C$ (MeV.cm ² /g)	$S(E, Z_1)_S$ (MeV.cm ² /g)	E_{Δ_C} / Δ_C (%)	$S(E, Z_1)_M$ (MeV.cm ² /g)	E_{Δ_M} / Δ_M (%)	$S(E, Z_1)_E$ (MeV.cm ² /g)	E_{Δ_E} / Δ_E (%)
2	3782,49	3960,63	4,7	3973,71	3,8		
2,25	3719,47	3809,28	2,4	3812,42	2,0		
2,5	3584,19	3649,00	1,8	3667,67	1,9		
3	3339,57	3388,56	1,5	3405,02	1,6		
3,5	3127,49	3156,24	0,9	3176,40	1,3		
4	2941,54	2950,00	0,3	2977,77	1,1		
4,5	2776,01	2769,80	0,2	2801,82	0,8		
5	2628,16	2606,65	0,8	2645,91	0,6		
5,5	2495,89	2464,51	1,3	2506,79	0,4		
6	2376,61	2337,40	1,6	2381,95	0,2		
6,5	2250,97	2222,31	1,3	2269,38	0,8		
7	2169,95	2118,23	2,4	2167,36	0,1		
8	1997,33	1940,09	2,9	1989,53	0,4		
9	1852,41	1793,98	3,2	1840,16	0,6		
10	1727,32	1669,90	3,3	1712,94	0,8		
11	1620,13	1566,82	3,3	1603,20	1,0		
12	1525,99	1479,76	3,0	1507,66	1,2		
13	1443,24	1402,71	2,8	1423,74	1,3		
14	1369,37	1333,67	2,6	1349,41	1,4		
15	1303,51	1275,63	2,1	1283,15	1,5		
16	1244,60	1221,59	1,8	1223,69	1,7		
17	1191,04	1173,56	1,5	1170,04	1,7		
18	1142,17	1130,53	1,0	1121,38	1,8		

Tableau .III. 15: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ^{16}O dans la cible de ^{12}C calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR.

Remarque : pour les valeurs expérimentales de ^{16}O dans la cible de ^{12}C on n'a pas trouvé des valeurs dans notre gamme d'énergie.

Chapitre III : Présentation et discussion des résultats obtenus

E (MeV/n)	$S(E, Z_1)_C$ (MeV.cm ² /g)	$S(E, Z_1)_S$ (MeV.cm ² /g)	E_{Δ_C} / Δ_S (%)	$S(E, Z_1)_M$ (MeV.cm ² /g)	E_{Δ_C} / Δ_M (%)	$S(E, Z_1)_E$ (MeV.cm ² /g)	E_{Δ_C} / Δ_E (%)
2	3006,67	3203,08	6,5	3129,33	3,1	3345,00	10,1
2,5	2850,78	2964,55	4,0	2924,25	2,1	2940,00	3,0
3	2681,25	2760,19	2,9	2742,22	1,9	2859,00	6,2
3,5	2544,08	2578,92	1,4	2580,20	1,2	2665,00	4,5
4	2408,64	2418,71	0,4	2435,62	1,0	2496,00	3,5
4,5	2286,15	2279,55	0,3	2306,20	0,8	2347,00	2,6
5	2175,76	2153,41	1,0	2189,40	0,6	2214,00	1,7
5,5	2076,07	2044,30	1,5	2083,79	0,3	2096,00	1,0
6	1970,86	1946,21	1,3	1988,05	0,8	1990,00	1,0
7	1825,94	1777,05	2,7	1821,19	0,2		
8	1677,89	1639,94	2,3	1680,98	0,2		
9	1564,44	1526,85	2,4	1561,74	0,2		
10	1463,85	1429,77	2,3	1459,09	0,3		
11	1377,95	1348,71	2,1	1370,04	0,6		
12	1303,67	1278,66	1,9	1292,10	0,9		
13	1233,60	1217,61	1,3	1223,23	0,8		
14	1174,42	1160,57	1,2	1161,91	1,0		
15	1121,52	1112,54	0,8	1107,00	1,3		
16	1071,87	1067,51	0,4	1057,58	1,3		
17	1026,99	1026,48	0,05	1012,84	1,4		
18	987,54	989,56	0,2	972,14	1,5		
20	911,37	922,02	1,2	900,82	1,2		

Tableau .III. 16: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ^{16}O dans la cible d' ^{14}A calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR.

Chapitre III : Présentation et discussion des résultats obtenus

E (MeV/n)	$S(E, Z_1)_C$ (MeV.cm ² /g)	$S(E, Z_1)_S$ (MeV.cm ² /g)	E_{Δ_C} / Δ_C (%)	$S(E, Z_1)_M$ (MeV.cm ² /g)	E_{Δ_M} / Δ_M (%)	$S(E, Z_1)_E$ (MeV.cm ² /g)	E_{Δ_E} / Δ_E (%)
2	2152,16	2230,39	3,6	2262,50	3,9	2701,00	20,3
2,5	2063,74	2103,99	2,0	2143,34	3,1	2168,00	4,8
3	1978,22	1980,71	0,1	2030,27	2,2	2040,00	3,0
3,5	1887,98	1868,50	1,0	1925,53	1,7	1829,00	3,2
4	1803,97	1769,34	1,9	1829,46	1,2	1776,00	1,6
4,5	1725,31	1682,21	2,5	1741,74	0,9	1770,00	2,5
5	1652,54	1602,11	3,1	1661,62	0,5	1670,00	1,0
5,5	1584,23	1533,02	3,2	1588,39	0,2	1560,00	1,6
6	1521,07	1470,95	3,3	1521,36	0,0	1450,00	4,9
6,5	1463,54	1412,89	3,5	1459,84	0,2		
7	1409,87	1360,83	3,5	1403,20	0,4		
8	1313,60	1269,74	3,3	1302,73	0,8		
9	1229,99	1192,67	3,0	1216,69	1,0		
10	1157,25	1125,61	2,7	1141,91	1,3		
11	1092,53	1067,56	2,3	1076,53	1,4		
12	1035,50	1016,52	1,8	1018,92	1,6		
13	984,85	970,29	1,5	967,75	1,7		
14	939,10	927,36	1,3	922,00	1,8		
15	898,47	890,03	0,9	880,89	1,9		
16	861,27	854,71	0,8	843,70	2,0		
17	827,60	822,28	0,6	809,90	2,1		
18	796,30	792,77	0,4	779,06	2,1		
20	736,50	738,83	0,3	724,78	1,6		

Tableau .III. 17: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ^{16}O dans la cible d' ^{17}A calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR.

Chapitre III : Présentation et discussion des résultats obtenus

E (MeV/n)	$S(E, Z_1)_E$ (MeV.cm ² /g)	$S(E, Z_1)_S$ (MeV.cm ² /g)	$E_{\Delta E} / \Delta E$ (%)	$S(E, Z_1)_M$ (MeV.cm ² /g)	$E_{\Delta E} / \Delta E$ (%)	$S(E, Z_1)_E$ (MeV.cm ² /g)	$E_{\Delta E} / \Delta E$ (%)
2,25	12693,32	12401,76	2,4	11817,88	7,4	12146,18	4,5
2,5	12067,68	11940,74	1,1	11427,93	5,6	10838,63	11,3
3	11141,13	11209,17	0,6	10723,64	3,9	10311,21	8,0
3,5	10439,41	10538,02	0,9	10108,02	3,3		
4	9872,43	9943,14	0,7	9565,31	3,2		
4,5	9372,48	9407,44	0,4	9083,24	3,2		
5	8928,53	8922,87	0,1	8650,35	3,2		
5,5	8530,21	8492,40	0,4	8260,34	3,3		
6	8167,04	8101,00	0,8	7906,64	3,3		
6,5	7745,97	7747,66	0,02	7584,17	2,1		
7	7335,36	7426,37	1,2	7288,86	0,6		
7,5	7251,84	7136,11	1,6	7017,03	3,3		
8	6990,85	6858,88	1,9	6765,90	3,3		
8,5	6751,23	6616,68	2,0	6533,55	3,3		
9	6525,89	6381,50	2,3	6317,64	3,3		
10	6122,25	5973,18	2,5	5928,30	3,3		
11	5769,88	5617,93	2,7	5587,12	3,3		
12	5455,55	5306,71	2,8	5285,51	3,2		
13	5182,32	5030,52	3,0	5016,73	3,3		
14	4933,76	4784,36	3,1	4775,70	3,3		
15	4710,24	4570,22	3,1	4558,38	3,3		
16	4507,12	4364,10	3,3	4361,16	3,3		
17	4322,85	4188,99	3,2	4181,45	3,4		
18	4152,90	4018,89	3,3	4017,01	3,4		
19	3956,11	3870,80	2,2	3865,99	2,3		
20	3813,21	3730,72	2,2	3726,63	2,3		

Tableau .III. 18: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ^{28}Si dans la cible d' ^{27}Al calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR

Chapitre III : Présentation et discussion des résultats obtenus

E (MeV/n)	$S(E, Z_1)_C$ (MeV.cm ² /g)	$S(E, Z_1)_S$ (MeV.cm ² /g)	E_{Δ_C} / Δ_S (%)	$S(E, Z_1)_M$ (MeV.cm ² /g)	E_{Δ_C} / Δ_M (%)	$S(E, Z_1)_E$ (MeV.cm ² /g)	E_{Δ_C} / Δ_E (%)
2	9537,50	9175,79	3,9	9060,44	5,3	9332,91	2,2
2,25	9185,80	8912,76	3,1	8810,97	4,3		
2,5	8793,13	8617,92	2,0	8581,52	2,5	8462,61	3,9
3	8228,96	8133,63	1,2	8143,39	1,1	8088,22	1,7
3,5	7806,73	7688,68	1,5	7743,18	0,8		
4	7451,44	7287,96	2,2	7383,05	0,9		
4,5	7133,55	6929,38	2,9	7053,16	1,1		
5	6843,91	6603,91	3,6	6752,68	1,4		
5,5	6578,58	6313,52	4,2	6477,76	1,6		
6	6333,25	6050,19	4,7	6225,41	1,7		
6,5	6057,80	5811,91	4,2	5993,05	1,1		
7	5893,15	5594,66	5,3	5778,36	2,0		
8	5510,07	5210,26	5,8	5394,06	2,2		
9	5177,80	4886,94	6,0	5060,91	2,3		
10	4882,04	4608,68	5,9	4769,05	2,4		
11	4622,70	4365,46	5,9	4510,82	2,5		
12	4389,76	4151,28	5,7	4280,90	2,5		
13	4181,19	3961,13	5,6	4074,82	2,6		
14	3991,72	3789,99	5,3	3888,96	2,6		
15	3820,33	3639,87	5,0	3720,51	2,7		
16	3665,11	3495,77	4,8	3567,10	2,7		
17	3522,20	3370,68	4,5	3426,81	2,8		
18	3390,34	3249,59	4,3	3298,02	2,8		

Tableau .III. 19: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ^{28}Si dans la cible de $^{12}_6\text{C}$ calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR

Chapitre III : Présentation et discussion des résultats obtenus

E (MeV/n)	$S(E, Z_1)_C$ (MeV.cm ² /g)	$S(E, Z_1)_S$ (MeV.cm ² /g)	E_{Δ_C} / Δ_S (%)	$S(E, Z_1)_M$ (MeV.cm ² /g)	E_{Δ_C} / Δ_M (%)	$S(E, Z_1)_E$ (MeV.cm ² /g)	E_{Δ_C} / Δ_E (%)
2	7623,35	7422,22	2,7	7135,17	6,8	7088,00	7,6
2,5	6970,82	7001,64	0,4	6842,08	1,9	6529,00	6,8
3	6570,73	6625,55	0,8	6558,25	0,2	6367,00	3,2
3,5	6316,09	6282,74	0,5	6289,82	0,4		
4	6071,57	5975,13	1,6	6038,87	0,5		
4,5	5849,50	5701,63	2,6	5805,51	0,8		
5	5644,72	5455,23	3,5	5587,60	1,0		
5,5	5454,44	5236,90	4,2	5384,71	1,3		
6	5236,77	5037,62	4,0	5195,91	0,8		
7	4948,48	4696,17	5,4	4855,42	1,9		
8	4621,09	4405,82	4,9	4557,50	1,4		
9	4367,31	4159,54	5,0	4295,18	1,7		
10	4133,35	3946,32	4,7	4062,28	1,7		
11	3928,83	3757,14	4,6	3854,79	1,9		
12	3748,25	3588,98	4,4	3668,83	2,2		
13	3572,51	3436,85	3,9	3500,97	2,0		
14	3422,63	3297,73	3,8	3348,58	2,2		
15	3286,55	3173,63	3,6	3209,78	2,4		
16	3156,36	3054,54	3,3	3082,89	2,4		
17	3037,24	2948,46	3,0	2966,43	2,4		
18	2931,71	2845,39	3,0	2859,12	2,5		
20	2665,26	2723,13	2,2	2667,97	2,1		

Tableau .III. 20: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ^{28}Si dans la cible $d^{14}\text{A}$ calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR

Chapitre III : Présentation et discussion des résultats obtenus

E (MeV/n)	$S(E, Z_1)_C$ (MeV.cm ² /g)	$S(E, Z_1)_S$ (MeV.cm ² /g)	E_{Δ_C} / Δ_C (%)	$S(E, Z_1)_M$ (MeV.cm ² /g)	E_{Δ_M} / Δ_M (%)	$S(E, Z_1)_E$ (MeV.cm ² /g)	E_{Δ_E} / Δ_E (%)
2	5522,13	5169,20	6,8	5158,72	7,0	4943,18	11,7
2,5	5028,97	4969,98	1,2	5014,92	0,3	4705,06	6,9
3	4813,60	4755,14	1,2	4855,57	0,9	4745,28	1,4
3,5	4652,25	4553,52	2,2	4693,92	0,9		
4	4516,43	4371,03	3,3	4535,65	0,4		
4,5	4388,20	4208,65	4,3	4384,57	0,1		
5	4265,21	4060,34	5,0	4240,66	0,6		
5,5	4143,66	3928,08	5,5	4104,54	1,0		
6	4026,47	3807,86	5,7	3976,20	1,3		
6,5	3916,35	3697,67	5,9	3855,20	1,6		
7	3809,77	3596,51	5,9	3741,03	1,8		
8	3610,10	3412,24	5,8	3531,99	2,2		
9	3428,12	3251,02	5,4	3346,19	2,4		
10	3263,73	3105,84	5,1	3179,23	2,7		
11	3112,29	2974,70	4,6	3028,96	2,8		
12	2975,35	2852,57	4,3	2893,15	2,8		
13	2850,97	2740,47	4,0	2769,75	2,9		
14	2736,19	2635,38	3,8	2657,18	3,0		
15	2632,72	2539,30	3,7	2554,16	3,1		
16	2536,32	2445,23	3,7	2459,43	3,1		
17	2447,92	2362,16	3,6	2372,06	3,2		
18	2364,57	2280,11	3,7	2291,26	3,2		
20	2201,50	2135,01	3,1	2146,59	2,6		

Tableau .III. 21: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ²⁸Si dans la cible d¹⁷A ' calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR

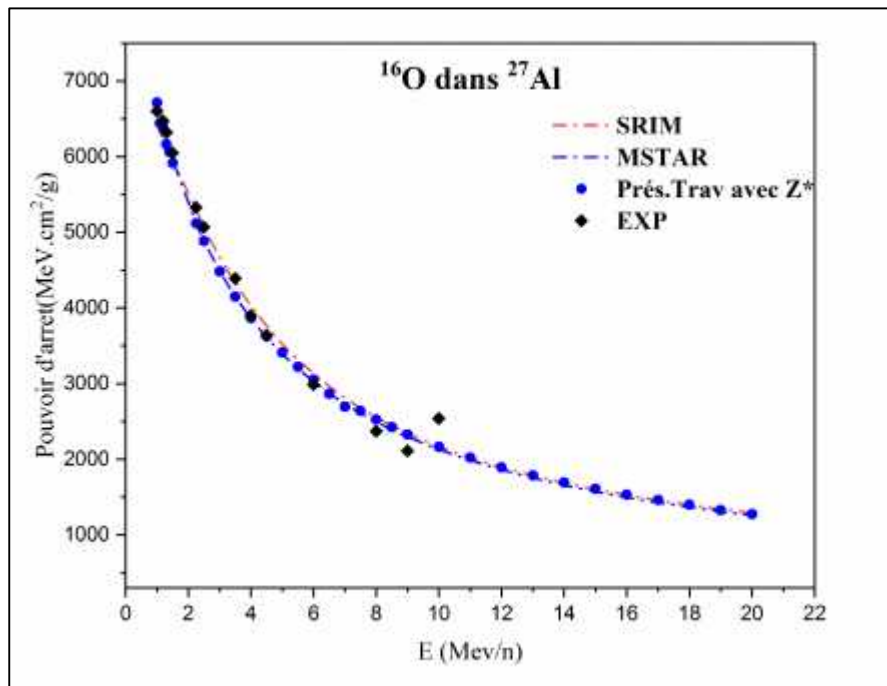


Figure .III. 11: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ^{16}O dans la cible d' ^{27}Al calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR

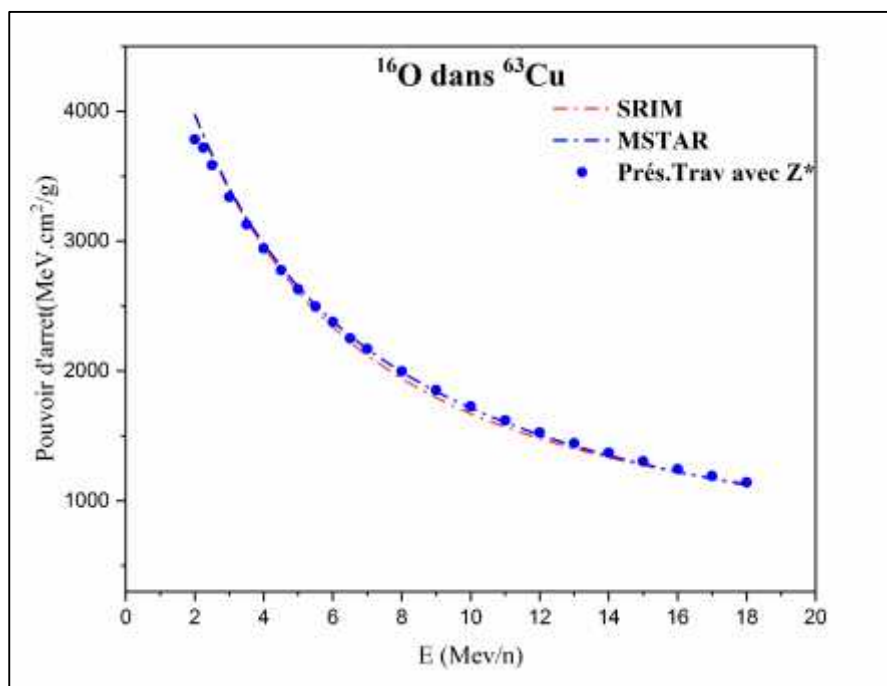


Figure .III. 12 Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ^{16}O dans la cible de ^{63}Cu calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR.

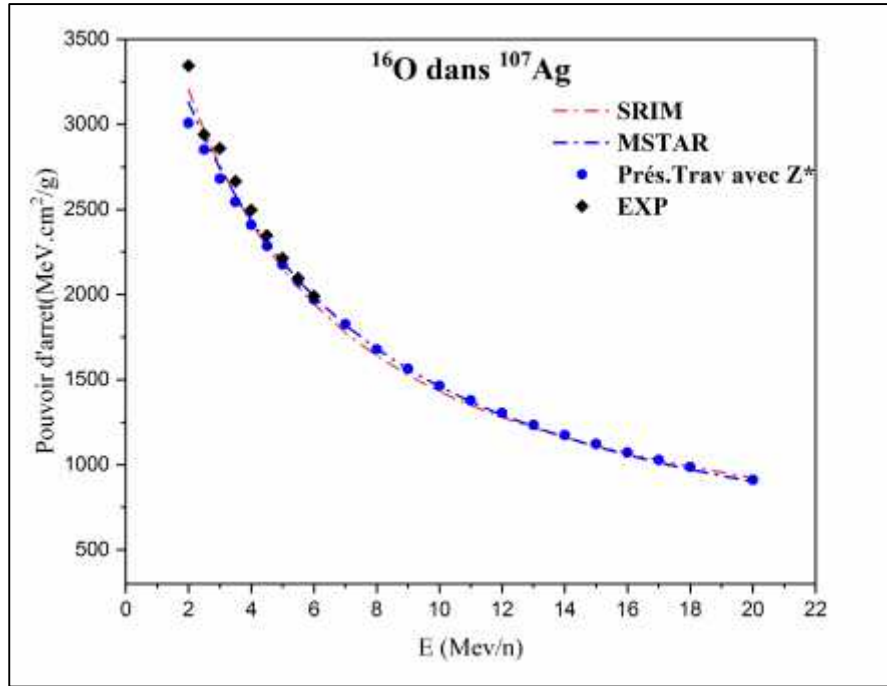


Figure .III. 13: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ^{16}O dans la cible d' $^{107}_{47}\text{Ag}$ calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR

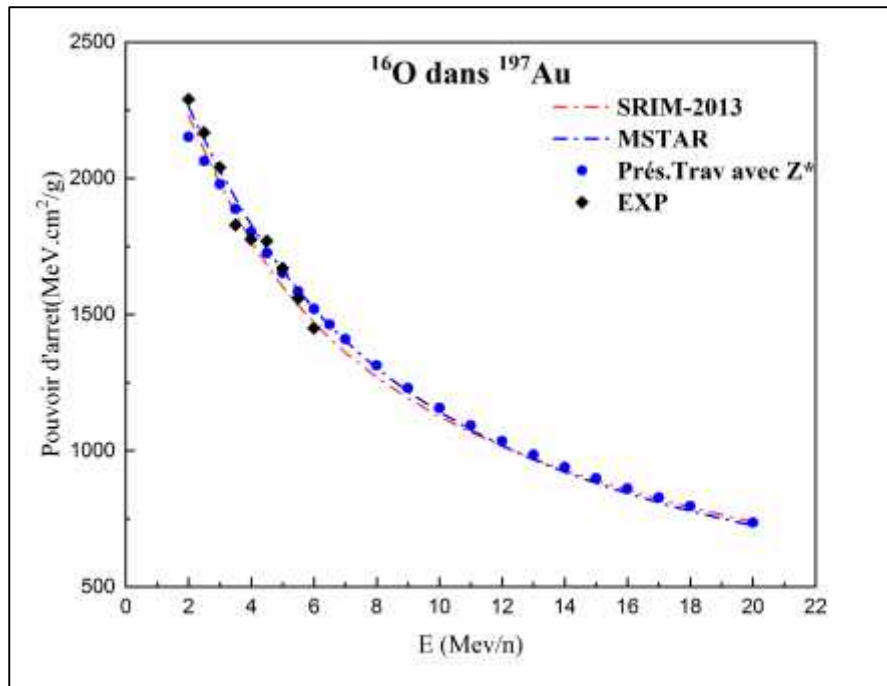


Figure .III. 14: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ^{16}O dans la cible d' $^{197}_{79}\text{Au}$ calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR

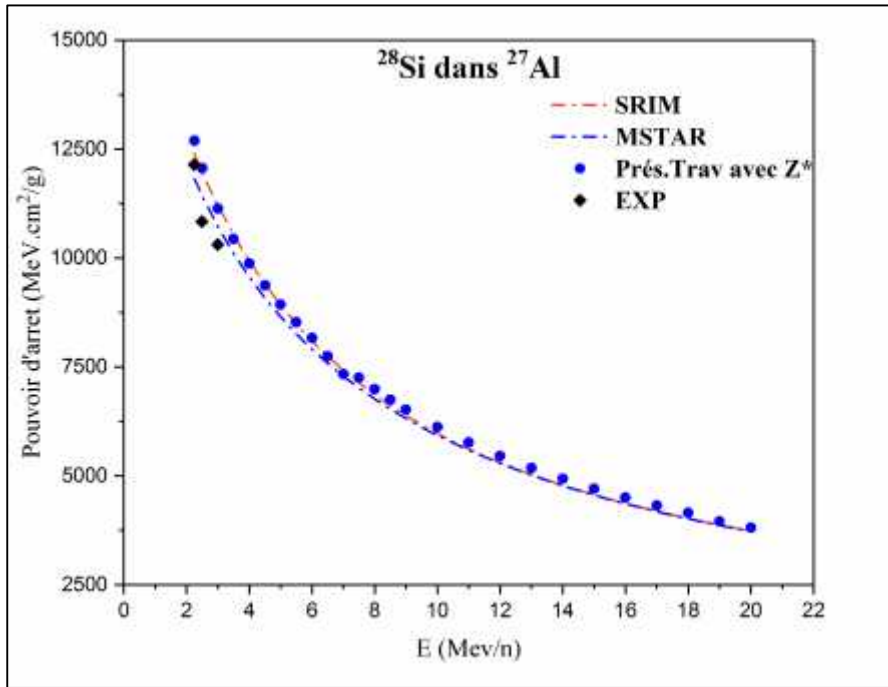


Figure .III. 15: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ^{28}Si dans la cible de ^{27}Al calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR

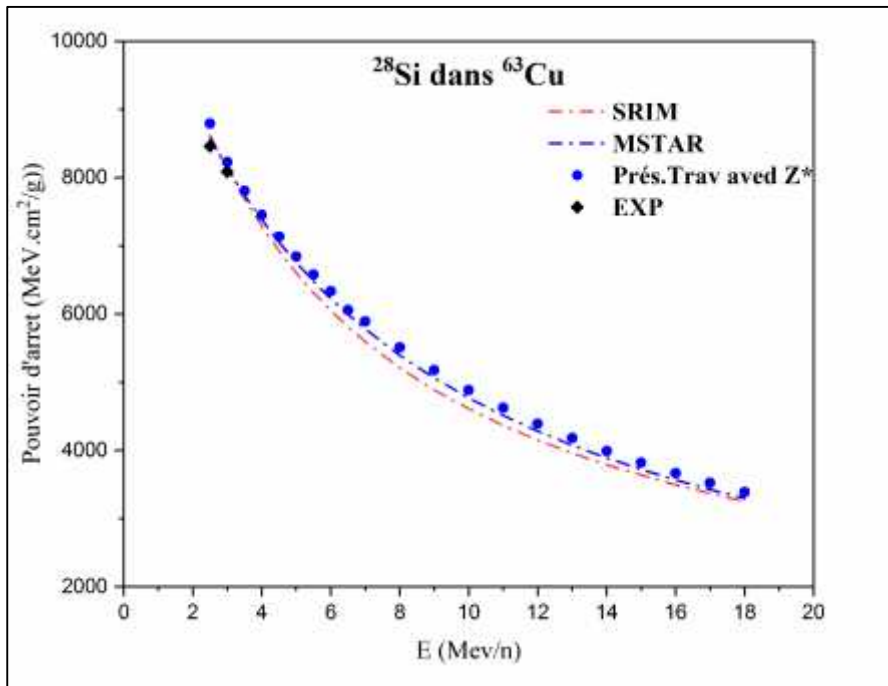


Figure .III. 16: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ^{28}Si dans la cible de ^{63}Cu calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR

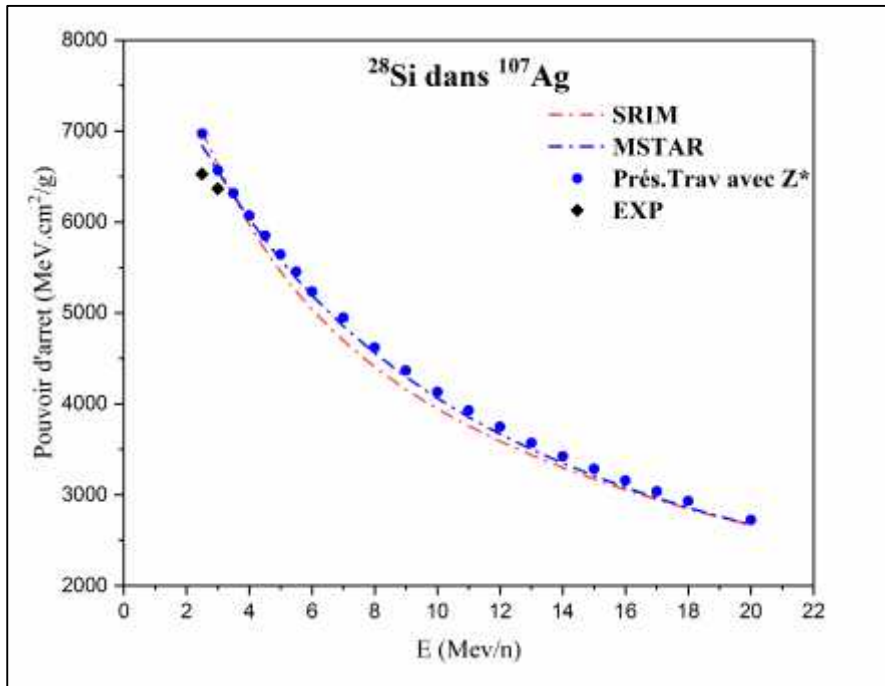


Figure .III. 17: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ^{28}Si dans la cible d' $^{107}_{47}\text{A}$ calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR

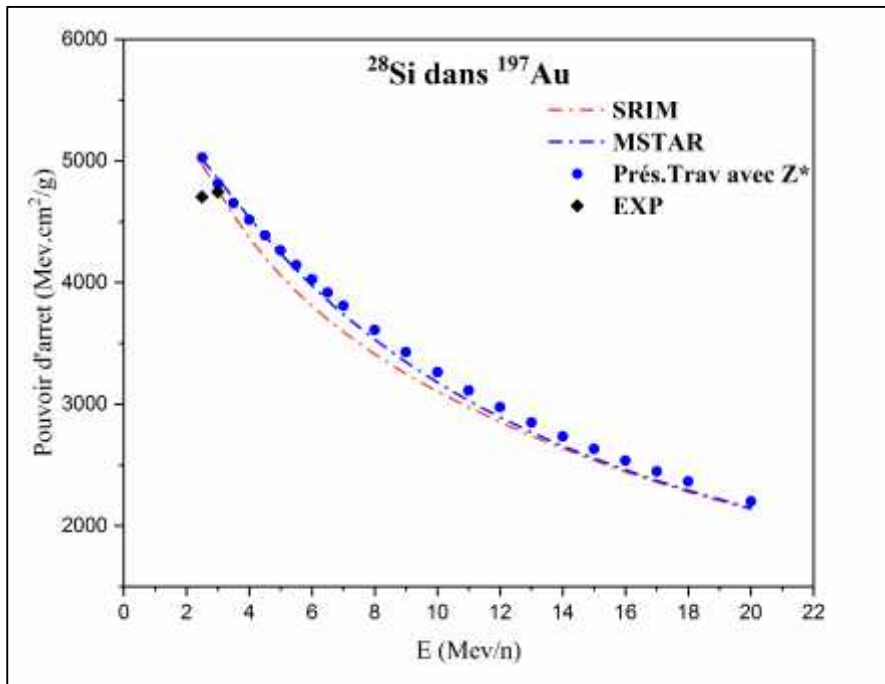


Figure .III. 18: Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ^{28}Si dans la cible d' $^{197}_{79}\text{A}$ calculées par l'expression (II.23), comparées aux valeurs expérimentales, SRIM-2013 et MSTAR

4 Conclusion générale

4.1 Conclusion générale :

Dans le cadre de ce travail, nous avons calculé le pouvoir d'arrêt des ions ${}^4_2\text{H}$, ${}^7_3\text{L}$, ${}^{18}_8\text{O}$ et ${}^32_{16}\text{S}$ dans les cibles ${}^2_1\text{A}$, ${}^6_2\text{C}$, ${}^{14}_6\text{A}$ et ${}^{17}_7\text{A}$ pour des énergies comprises entre 1MeV et 20MeV , et cela à travers l'utilisation de notre expression indépendante de L_0 (Eq II.23). L'utilisation de cette expression nous a permis de calculer le pouvoir d'arrêt sans avoir besoin de calculer le potentiel d'ionisation (I) ou le terme de correction des couches C/Z_1 mais d'un autre côté, on a besoin de savoir les valeurs expérimentales du pouvoir d'arrêt de proton dans les mêmes cibles et à la même vitesse (énergie).

Dans le but de valider les valeurs calculées par notre formule indépendante de L_0 , nous avons comparé ces valeurs avec celles données par les codes de calcul SRIM-2013, ASTAR et MSTAR et aussi avec les valeurs expérimentales fournies par l'IAEA.

Cette comparaison a montré, que l'écart maximal entre le pouvoir d'arrêt $S(E, Z_1)_C$ pour les ions légers ${}^4_2\text{H}$ et ${}^7_3\text{L}$ avec les codes SRIM, ASTAR et MSTAR, est inférieur à 6,5% pour toutes les valeurs calculées, et que l'écart maximal avec les valeurs expérimentales est inférieur à 20,3%.

Pour les ions lourds ${}^{18}_8\text{O}$ et ${}^{32}_{16}\text{S}$ l'écart maximal entre le pouvoir d'arrêt $S(E, Z_1)_C$ avec la charge effective Z_1 et les codes SRIM et MSTAR est inférieur à 7,4% pour toutes les valeurs calculées, et inférieur à 11,7% avec les valeurs expérimentales.

Alors l'écart maximal entre toutes les valeurs calculées et les codes SRIM-2013, ASTAR et MSTAR et les valeurs expérimentales ne dépasse pas 7,5% sauf pour quelques valeurs expérimentales. Cela est peut-être dû à l'incertitude sur ces valeurs. Cela est peut-être dû aux incertitudes sur ces valeurs. Ces résultats confirment l'exactitude de notre expression qui peut être utilisée dans le calcul du pouvoir d'arrêt des particules chargées (Eq II.23).

Conclusion générale

A la fin comme conclusion de notre travail, on peut dire que l'expression (II.23) qui est indépendante du potentiel d'ionisation (I) et du terme de correction des couches C/Z_1 peut-être utilisée pour calculer le pouvoir d'arrêt pour des ions légers et lourds à des vitesses supérieures à $V_0 Z_1^{2/3}$.

5 Annexe :

Le logiciel SRIM :

Dans ce qui suit, nous allons donner un aperçu des expressions utilisées dans le code SRIM, pour le calcul du pouvoir d'arrêt des particules chargées.

Le modèle semi-empirique ZBL, développé par Ziegler et al [13] à travers le code TRIM pour le calcul du pouvoir d'arrêt, consiste en la compilation des données expérimentales obtenues du pouvoir d'arrêt électronique des particules chargées (protons, alpha) dans des cibles solides aux différents domaines d'énergies.

Voici les expressions utilisées par Ziegler pour le calcul du pouvoir d'arrêt dans le code SRIM.

-Pouvoir d'arrêt électronique des protons :

$$S_p = \begin{cases} \alpha_1 \bar{E} & (0 \text{ E } 10 \text{ K}) \\ \frac{S_L S_H}{(S_L + S_H)} & (10\text{K} \text{ E } 999 \text{ K}) \\ \frac{\alpha_6}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{\alpha_7 \beta^2}{1 - \beta^2} \right) - \beta^2 - C \right] & (1000\text{K} \text{ E}) \end{cases}$$

Avec :

$$S_L = \alpha_2 E^{0.4} , \quad \text{l'énergie } E \text{ est en KeV}$$

$$S_H = \frac{\alpha_3}{E} \ln \left(1 + \frac{\alpha_4}{E} + \alpha_5 E \right)$$

$$C = \sum_{i=1}^5 \alpha_{7+i} [I_1(E)]^{i-1}$$

Les coefficients a_i sont ajustés expérimentalement à partir des données expérimentales récentes.

-Pouvoir d'arrêt électronique des particules α :

$$S_{\alpha} = \begin{cases} \alpha_1 E^{1.5} & (E \quad 1 K) \\ \frac{S_L S_H}{(S_L + S_H)} & (1K \quad E \quad 10^4 K) \\ 4S_p & (E \quad 4 \times 10^4 K) \end{cases}$$

$$S_L = \alpha_1 E^{1.5}$$

$$S_H = \frac{1.5 \alpha_2}{E} \ln \left(1 + \frac{1.5 \alpha_3}{E} + \alpha_4 \frac{E}{1.5} \right)$$

Le programme TRIM, dans sa version SRIM-2013 [36], intègre la totalité des pouvoirs d'arrêt mesurés des particules chargées dans les matériaux pour la gamme d'énergie de 10 eV à 10 GeV/u, jusqu'à 2013.

Les coefficients α_i sont donnés dans ICRU Report 49.

- ICRU report 49, Stopping Powers and Ranges for Protons and Alpha Particles, International Commission on Radiation Units and Measurements, (1993).

6 Références

- [1]: N. Bohr, Philos. Mag. 25, 10 (1913).
- [2]: N. Bohr, K. Dan. Vidensk.Selsk. Mat. Fys.Medd.18, (8) (1948) 1.
- [3] : H. A. Bethe, Ann. Physik 5 (1930) 325.
- [4]: F. Bloch, Ann. Phys. 16, 285 (1933).
- [5]: J. Lindhard, Mat. Fys.Medd. Dan. Vid. Selesk, 28N° 8 (1954).
- [6]: J. Lindhard, M. Scharff and Schiott, Mat. Fys.Medd. Dan. Vid. Selesk, **33** N° 14(1963).
- [7]: P. Sigmund, A. Schinner, Nucl. Instr. and Meth.B 195, 64 (2002).
- [8]: [P.L. Grande and G. Schiwietz](#), "*Impact-Parameter Dependence of the Electronic Energy Loss of Fast Ions*", Phys.Rev. **A58**, 3796 (1998).
- [9]: [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).
- [10]: [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).
- [11]: P. Sigmund, Communication privée.
- [12]: Grande, P.L. and Schiwietz, G., program CasP, version 4.1 (2008), downloaded from <http://www.hmi.de/people/schiwietz/casp.html>.
- [13]: 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>.
- [14]: Paul, H. and Schinner, A., program MSTAR, version 3.12 (2004), <http://www.exphys.jku.at/stopping/>.
- [15]: Thèse de doctorat présentée par Ster Mammeri, 2010.
- [16]: A. Dib, Thèse de magister, USTHB-Alger, 2006.
- [17]: O.B. Firsov, Zh. Eksp.Teor. Fis. 36, 1517-1523 (1959) [English Translation: Sov. Phys. JETP 9, 1076-1080 (1959)].
- [18]: S. Mammeri, Thèse de doctorat, USTHB-Alger, 2010.
- [19]: M. Born, Z. Phys., 38 (1926) 803
- [20]: U. Fano, *Studies in Penetration of Charged Particles in Matters*, Nuclear Science,(1964).
- [21]:W.H. Barkas, W. Birnbaum and F. M. Smith, Phys. Rev. 101, 778 (1956).
- [22]:H. Bichsel, Phys. Rev. A 28, 1147 (1983).
- [23]: R.M. Sternheimer, S.M. Seltzer, and M.J. Berger, Phys. Rev. B26, 6067 (1982).

Références

- [24]: J. F. Ziegler, Journal of Applied Physics 85, 3 (1999).
- [25]: E. Fermi, Phys. Rev. 57, 485 (1940).
- [26]: J. Lindhard and A. Winther, Mat. Fys.Medd. Dan. Vid. Selesk, 34N° 4 (1964).
- [27]: H. Bichsel, Phys.Rev. A 41 N° 7 (1990) 3642.
- [28]: W. H. Bragg. and R. Kleeman, Philos. Mag. 10 (1905) 318.
- [29]: M.C. Walske, Phys. Rev. 88, 1283 (1952).
- [30]: M.C. Walske, Phys. Rev. 101, 940 (1956).
- [31]: H. Bichsel, University of California Report No. USC-136-120 (1967).
- [32]: ICRU report 37, *Stopping Powers and Ranges for Electrons and Positrons*, International Commission on Radiation Units and Measurements, (1984).
- [33]: G.S. Khandelwal, Nucl. Phys.A 116, 97 (1968).
- [34]: J.F. Janni, At. Data Nucl. Data Tables 27, 147 (1982).
- [35]: N. Bohr, Mat. Fys.Medd. Dan. Vid. Selsk²⁴, No. 19 (1948).
- [36]: 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>.
- [37]: L.C. Northcliffe, Ann. Rev. Nucl. Sci. 13 (1963) 67.
- [38]: M. Chekirine, Thèse de doctorat, "*Etude expérimentale du pouvoir d'arrêt des ions légers et lourds dans les polymères*" Université Batna1-Batna, 2017.
- [39]: "*Effective charge parameter for 7Li, 12C and 16O ions in aluminum, silver, gold, polypropylene and makrofol foils*" S. Ourabah, M. Chekirine, R. Khelifi, and B. Bouzid, in press on "Radiatio Physics and chemistry".
- [40]: [G. Schiwietz and P.L. Grande](#), "*Improved charge-state formulas*", Nucl. Instr. and Meth, in Phys, Res .**B175-177**,(2001) 125-131.
- [41]: H. Driouche et M. Tefahi, Mémoire de master, Université Blida1-Blida, 2018.
- [42]: International Atomic Energy agency. Nuclear Data Services. <https://www-nds.iaea.org/stopping-legacy/>