

11/11/2018 A112 L

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 :

Perte d'énergie, charge effective et correction de Barkas des ions ^9Be , ^{11}B , ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O et ^{20}Ne traversant les cibles d'or et mylar dans la région de Bethe.

Présenté par :

Driouech Manel et Teffahi Wafa

Soutenu le 02/12/2018, devant le jury composé de :

Mr. R. Khelifi	Professeur	U.S.D.B 1	Président
Mr. M. Chekirine	Maitre de conférences B	U.S.D.B 1	Rapporteur
Mr. M. Zilabdi	Maitre-Assistant-A	U.S.D.B 1	Examineur
Mlle.S.Ourabah	Maitre-Assistante-A	ESSA	Examinatrice

Blida 1 - 2017/2018

MA-530-142-1

Remerciements



Tout d'abord nous remercions ALLAH le tout puissant et miséricordieux, qui nous a donné la force et la patience d'accomplir ce Modeste travail.

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Physique Théorique et de l'Interaction Rayonnement Matière.

Nous tenons à exprimer notre profonde gratitude à notre directeur de mémoire de Master, Monsieur Mamoun Chekirine, Maitre de Conférence-B à l'université de Blida 1, pour ses précieux conseils et orientations qui ont constitués un apport considérable sans lequel ce travail n'aurait pas pu être mené à terme.

Nos vifs remerciements s'adressent à Monsieur Khelifi Rachid, Professeur à l'université de Blida 1, qui nous a fait l'honneur de présider le jury de ce mémoire.

Monsieur Mohamed Zilabdi Maitre-Assistant-A à l'université de Blida 1 et Mademoiselle Ourabah Samira Maitre-Assistante-A aux Ecoles Préparatoires, nous ont fait l'honneur d'accepter de juger ce travail. Qu'ils en soient sincèrement remerciés.

Nous ne saurons oublier de remercier Messieurs Sid Ahmed Yahiaoui, Maitre de Conférence-B à l'université de Blida 1, Dehbi Housseyn et Mademoiselle Leila Ouzri pour l'aide et le soutien qu'ils n'ont cessé de nous prodiguer tout au long de ce travail.

Enfin, un grand merci à nos enseignants. Nous tenons aussi à remercier nos amies et particulièrement, Ayache Khadidja et Mendjel Amina pour leurs encouragements et le soutien qu'elles nous ont apporté durant toute la période de l'élaboration de ce mémoire.

Dédicaces

Nous dédions ce travail

*A nos chers parents pour les sacrifices et le soutien qu'ils n'ont cessés de nous apporter
tout au long de nos études.*

*A nos chères sœurs et frères, leurs maris et enfants, pour les encouragements incessants
qu'ils nous ont procurés*

A Zitouni Hichem et Sabounedji Amine

A tous nos proches des familles Teffahi et Driouech.

A tous nos chères amies, collègues et enseignants.

A la mémoire de mon père Teffahi kouider.

Driouech et Teffahi

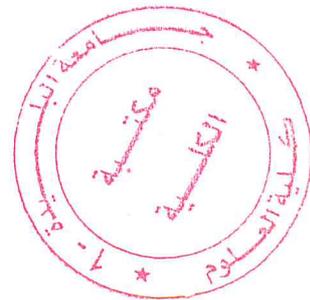


TABLE DES MATIÈRES

Introduction générale.....	1
I. Interaction des particules chargées avec la matière	3
I.1. Introduction.....	3
I.2. Les principaux paramètres qui caractérisent le ralentissement des particules chargées	3
I.3. Théories du pouvoir d'arrêt	4
I.3.1. Introduction	4
I.3.2. Pouvoir d'arrêt électronique	5
a. Le régime de basses vitesses $\left(V \ll V_0 Z_1^{\frac{2}{3}} \right)$	6
b. Le régime des vitesses intermédiaires $\left(V \approx V_0 Z_1^{\frac{2}{3}} \right)$	6
c. Le régime des vitesses élevées $\left(V \gg V_0 Z_1^{\frac{2}{3}} \right)$	7
I.3.3. L'approche classique de Bohr du pouvoir d'arrêt	7
I.3.4. L'approche quantique de Bethe	11
I.3.5. Calcul du pouvoir d'arrêt par la théorie de Bethe-Bloch	12
Correction de l'effet de densité, $\delta/2$	13
Correction des couches atomiques C/Z_2	14
Correction de Barkas $Z_1 L_1$	15
Correction de Bloch $Z_1^2 L_2$	15
I.3.6. Pouvoir d'arrêt des composés (relation de Bragg).....	16

II. La charge effective et la correction de Barkas	18
II.1. Introduction.....	18
II.2. La charge effective.....	18
2.1. Généralité.....	18
2.2. Définition de la charge effective.....	20
2.3. Expression de la charge effective.....	20
II.3. La correction de Barkas (L_1).....	21
3.1. Paramétrisations pour la correction en Z^3	21
3.2. Expression de la correction de Barkas (L_1) pour deux cibles légères.....	24
3.3. Expression du pouvoir d'arrêt $S(E, Z_1)$ indépendamment de la correction de Barkas	25
III. Analyse et discussion des résultats obtenus	27
III.1. Introduction.....	27
III.2. Présentation des résultats obtenus des particules chargés ${}^9\text{Be}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{20}\text{Ne}$	27
III.2. 1. Le pouvoir d'arrêt des particules chargées ${}^9\text{Be}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{20}\text{Ne}$ dans les cibles d'or et mylar	27
1. Pouvoir d'arrêt de l'ion ${}^9\text{Be}$	30
2. Pouvoir d'arrêt de l'ion ${}^{12}\text{C}$	32
3. Pouvoir d'arrêt de l'ion ${}^{16}\text{O}$	33
4. Pouvoir d'arrêt des ions ${}^{11}\text{B}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^{20}\text{Ne}$	35
III.2. 2. La charge effective des particules chargées ${}^9\text{Be}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{20}\text{Ne}$ dans les cibles d'or et mylar.....	38
1. Charge effective de l'ion ${}^9\text{Be}$	40
2. Charge effective de l'ion ${}^{12}\text{C}$	42
3. Charge effective de l'ion ${}^{16}\text{O}$	43

4. Charge effective des ions ^{11}B , ^{14}N et ^{20}Ne	45
III.2. 3. La correction de Barkas de l'ion ^{16}O dans les cibles mylar et polypropylène	49
1. La correction de Barkas L_1 de l'ion ^{16}O dans le mylar.....	50
2. La correction de Barkas de l'ion ^{16}O dans le polypropylène	52
III.2.4 Expression générale du pouvoir d'arrêt indépendamment de la correction de Barkas.....	53
Conclusion générale	55
Références	57

La liste des abréviations

SRIM: Stopping and Range of Ions in Matter.

CasP: Convolution approximation for swift Particles.

ICRU: International Commission on Radiation Units.

PASS : Peter-Andreas-Sigmund-Schinner.

MSTAR: More Stopping and Range.

ملخص

في هذا العمل قمنا بدراسة فقدان الطاقة والشحنة الفعالة في سلم Z^4 لكل من الأيونات (${}^9\text{Be}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^{16}\text{O}$) في الذهب و الميلا في مجال الطاقة $E/A > 1 \text{ MeV}$ حيث تمت المقارنة مع برامج الحساب التالية SRIM, MSTAR, CasP . يمكن تطبيق نظرية Bethe-Bloch المعدلة لحساب قوة الإيقاف للأيونات الخفيفة والثقيلة. في مقالة Ziegler عام 1999، اقترح عبارة لتصحيح Barkas (L_1) للبروتونات في أفلام الألومنيوم والذهب. قمنا بحساب تصحيح Barkas (L_1) للأيون ${}^{16}\text{O}$ في أفلام الميلا و البولي بروبيلين باستعمال صيغة Bethe-Bloch المعدلة, و مقارنتها مع عبارة Ziegler.

Abstract

In this study, of the stopping powers of ${}^9\text{Be}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{20}\text{Ne}$ ions crossing ${}^{197}\text{Au}$ and mylar targets have been determined in the Bethe region. The energy loss was measured over a continuous range of energies from 1 to 100 MeV/n. We have compared the obtained stopping values to those predicted by SRIM, MSTAR, CasP computers codes calculations. The effective charge values in Z^4 order of these ions have been also deduced graphically from the Bethe-Bloch formula. At last, we have calculated the values of the Barkas correction of the ${}^{16}\text{O}$ ion in mylar and polypropylene targets and we have compared with those given by Ziegler expression.

Résumé

Dans ce travail, nous nous sommes intéressés à la perte d'énergie des particules chargées (^9Be , ^{11}B , ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O , ^{20}Ne) dans des cibles d'or et mylar pour des vitesses de la particule incidente $E/A \geq 1 \text{ MeV/u}$. Dans ce domaine d'énergie, la formule de Bethe-Bloch modifiée peut être appliquée pour le calcul du pouvoir d'arrêt des ions légers et lourds. Dans son article de 1999, Ziegler a proposé une expression de la correction de Barkas (L_1) des protons dans les cibles d'aluminium et d'or. Dans cette étude, nous avons déterminé le pouvoir d'arrêt des particules chargées citées ci-dessus (on a utilisé les corrections L_1 de Barkas et L_2 de Bloch données respectivement par Ziegler et Bichsel) ainsi que la charge effective dans les deux cibles pour des énergies comprises entre 1 MeV/u et 100 MeV/u. Enfin, nous avons calculé les valeurs de la correction de Barkas L_1 de l'ion ^{16}O dans les deux cibles mylar et polypropylène en utilisant la formule de Bethe-Bloch modifiée. Une comparaison a été faite avec celles trouvées à travers les expressions de Ziegler et MSTAR.

Introduction générale

Introduction générale

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

Les mesures des 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 physique nucléaire, la radioprotection, l'implantation ionique.

Plusieurs approches théoriques ont été développées pour prédire les pouvoirs d'arrêts des ions légers et lourds dans la matière. Les travaux les plus connus, nous les devons à Bohr [1,2], Bethe [3], Bloch [4], Lindhard [5,6] et récemment Sigmund-Schinner [7] ainsi que Grande-Schiwietz [8-10]. Le grand nombre de tabulations semi-empiriques et données expérimentales disponibles permet d'évaluer le pouvoir d'arrêt avec une bonne précision 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 [11], CasP [12], SRIM-2013 [13] et MSTAR [14].

Le travail effectué dans le cadre de ce mémoire est consacré à l'étude du pouvoir d'arrêt et de la charge effective à l'échelle de Z_1^4 des ions ^9Be , ^{11}B , ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O et ^{20}Ne dans les cibles d'or et mylar pour des énergies de 1 à 100 MeV/u. Pour la détermination de ces deux grandeurs, on utilise la formule de Bethe-Bloch modifiée avec les corrections de Barkas [15] et Bloch [4], données respectivement par Ziegler [16] et Bichsel [17]. Enfin, une expression de la correction de Barkas L_1 est obtenue à partir de la formule de Bethe-Bloch modifiée, pour un ion de numéro atomique Z_1 , ayant la même vitesse β dans deux cibles légères (Z_{21} , Z_{22}). Cette expression est utilisée pour le calcul de la correction de Barkas L_1 de l'ion ^{16}O dans le mylar et le polypropylène.

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

Au second chapitre, on définit la charge effective à l'échelle de Z_1^4 dont les valeurs sont déterminées à partir de la formule de Bethe-Bloch modifiée. Nous obtenons aussi une expression de la correction de Barkas L_1 en utilisant la même formule citée ci-dessus et ceci pour un ion de numéro atomique Z_1 dans deux cibles légères (Z_{21}, Z_{22}).

Enfin, le dernier chapitre est dédié au traitement des données et à la présentation des résultats du pouvoir d'arrêt et de la charge effective des ions ^9Be , ^{11}B , ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O et ^{20}Ne et leurs comparaison avec ceux donnés par les codes de calcul. Pour la correction de Barkas, ses valeurs sont calculées par la relation obtenue au deuxième chapitre en utilisant le pouvoir d'arrêt généré par les deux codes SRIM et MSTAR et elles sont confrontées à celles données par Ziegler.

Chapitre I

Interaction des particules chargées avec la matière

I.1 Introduction

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

Par la suite, Hans Bethe [3] a élaboré les équations fondamentales du ralentissement des ions énergétiques dans la matière en utilisant un traitement quantique basé sur l'approximation de Born au premier ordre (PWBA) [18]. Cette approche quantique est à la base du calcul du pouvoir d'arrêt pour les particules chargées. Enfin, Bloch [4] a développé une autre formulation du pouvoir d'arrêt, reliant le calcul quantique de Bethe au traitement classique de Bohr.

Dans ce chapitre, nous proposons de faire un rappel sur les théories de Bohr [1,2], Bethe [3] et Bethe-Bloch [5], s'appliquant au domaine d'énergie couvert par cette étude. Nous introduisons notamment les notions du pouvoir d'arrêt électronique d'un ion traversant un matériau.

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

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

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

I.3. Théories du pouvoir d'arrêt

I.3.1. Introduction

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

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

Le pouvoir d'arrêt des particules chargées énergétiques dans la matière a été étudié dès le début du siècle et divers modèles théoriques ont été proposés par plusieurs auteurs : Bohr [1,2], Bethe [3], Bloch [4], Lindhard [5,6], Sigmund-Schinner [7] et Grande-Schiwietz [8-10]. Actuellement, le grand nombre de tabulations semi-empiriques et données expérimentales disponibles permet d'évaluer le pouvoir d'arrêt avec une bonne précision et de tester la validité des différentes théories correspondantes. Les valeurs du pouvoir d'arrêt calculées à travers les références [7] et [8-10] sont générées respectivement par les programmes PASS [11] (les valeurs calculées par le code PASS sont données dans ICRU-73) et CasP [12]. Ziegler, Helmut Paul et Berger ont développés respectivement des approches semi-empiriques qui sont présentées sous forme de codes de calculs à savoir SRIM [13], MSTAR [14].

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

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

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

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

Aux énergies utilisées dans ce travail ($E > 1 \text{ MeV/u}$), seul le pouvoir d'arrêt électronique est prépondérant, les diffusions nucléaires pouvant être négligées.

I.3.2 Pouvoir d'arrêt électronique

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

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

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

$$V_r = \frac{V}{V_0} Z_1^{-\frac{2}{3}} \quad (V_0 = \frac{e^2}{\hbar} = \frac{c}{137} \text{ Correspondant à des particules d'énergies de } 25 \text{ keV/u, } c \text{ étant la vitesse de la lumière et } Z_1 \text{ est le numéro atomique de l'ion incident),$$

nous pouvons distinguer trois principales régions de vitesses différents (figure. I-1).

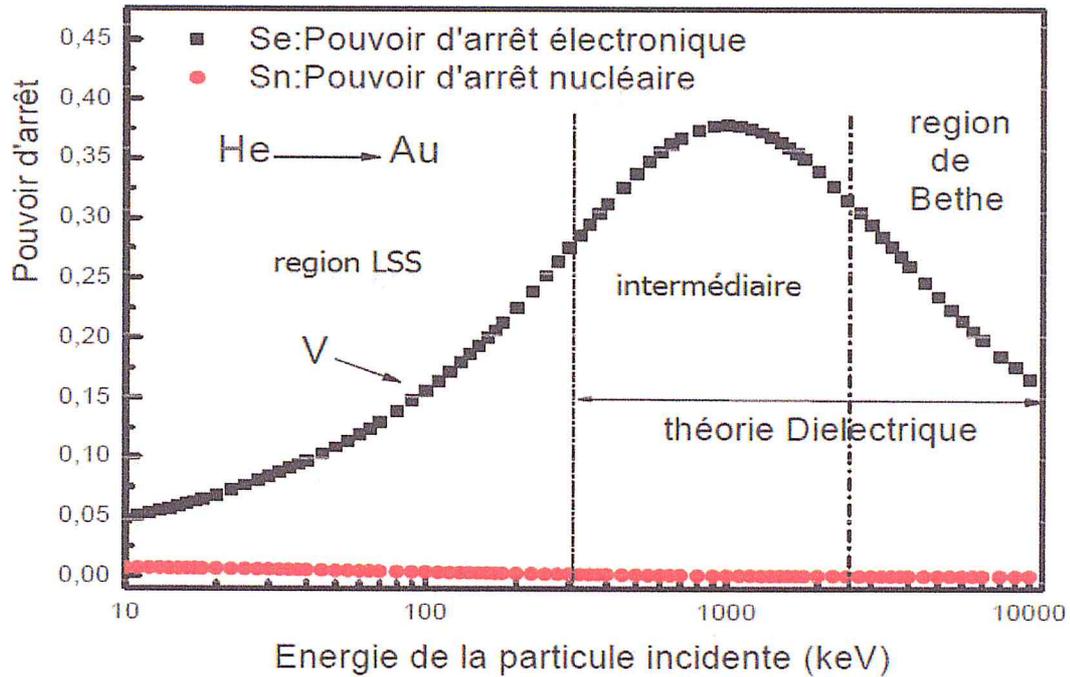


Figure. I-1 : Variation du pouvoir d'arrêt en fonction de l'énergie du projectile [19].

- a- Le régime de basses vitesses ($V \ll V_0 Z_1^{\frac{2}{3}}$) : A mesure que la vitesse v diminue, l'état de charge de la particule incidente se réduit, les nuages électroniques des deux partenaires (projectile-cible) se recouvrent, et un réarrangement des niveaux d'énergie électroniques a lieu au cours de l'interaction. Seuls les électrons faiblement liés de la cible contribuent à la perte d'énergie de l'ion. Dans ce cas, le pouvoir d'arrêt électronique est proportionnel à la vitesse V , et le ralentissement est décrit par la théorie de Lindhard-Sharff [5] et de Firsov [20].
- b- Le régime des vitesses intermédiaires ($V \approx V_0 Z_1^{\frac{2}{3}}$) : où s'opère le maximum du pouvoir d'arrêt. Lorsque la vitesse de l'ion incident devient du même ordre de grandeur que celle des électrons de la cible, le projectile interagit avec tous les électrons de l'atome. Dans ce cas, le développement de Bethe ne reproduit pas les résultats expérimentaux ; par contre, la théorie diélectrique [6] reste valable. Le domaine de validité de la formule de Bethe-Bloch modifiée peut aussi être étendu en

introduisant une charge effective (on remplace la charge de l'ion par une charge effective) aux vitesses $V \geq V_0 Z_1^{\frac{2}{3}}$.

- c- **Le régime des vitesses élevées** ($V \gg V_0 Z_1^{\frac{2}{3}}$) : où l'ion projectile est totalement épluché 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 (^9Be , ^{11}B , ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O et ^{20}Ne) qui traversent des cibles d'or et de mylar ; le ralentissement de l'ion projectile par interaction avec les électrons de la cible correspond à un pouvoir d'arrêt électronique. Nous allons décrire la théorie de Bohr (basée sur le concept du paramètre d'impact P) et les différentes corrections apportées à la formule de Bethe (Bethe-Bloch modifiée).

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

L'application de la mécanique classique ou de la mécanique quantique pour décrire l'interaction avec les électrons du milieu ralentisseur dépend du paramètre η , introduit en 1948 par Bohr. Selon ce dernier, les notions de trajectoire classique et du paramètre d'impact cessent d'être valides dès que le diamètre classique de collision est petit ou du même ordre de grandeur que la longueur d'onde de Broglie associée à la particule fictive, formée par le système électron cible-ion projectile. Dans le cas de la collision ion-électron où les expressions du diamètre classique de collision b (distance minimale d'approche), et de la longueur d'onde de la particule fictive $\lambda / 2\pi$, sont donnés par :

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

Avec m la masse de l'électron.

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

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

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

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

1) pour les valeurs de η très grandes devant l'unité ($\eta \gg 1$), une description classique due à N.Bohr est utilisée. Cette approche est basée sur le concept du paramètre d'impact.

2) pour les valeurs de η petites devant l'unité ($\eta \ll 1$), une description quantique due à H.Bethe est adoptée. Cette approche est basée sur l'approximation de Born au premier ordre.

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

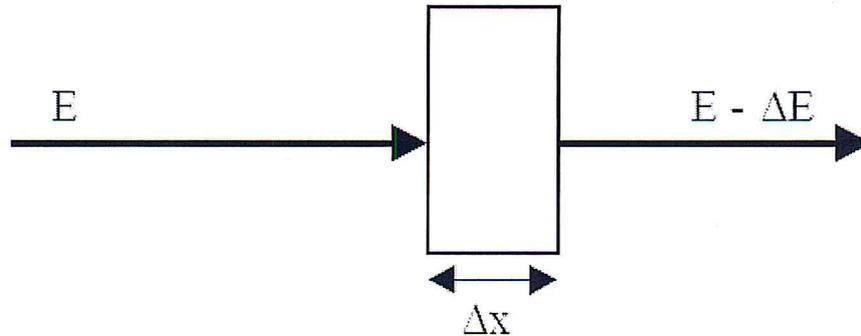


Fig. I.2: Définition de la perte d'énergie.

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

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

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

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

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

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

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

Si une cible d'épaisseur Δx contient une densité N atomes cibles par unité de volume, la probabilité dp s'écrit :

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

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

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

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

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

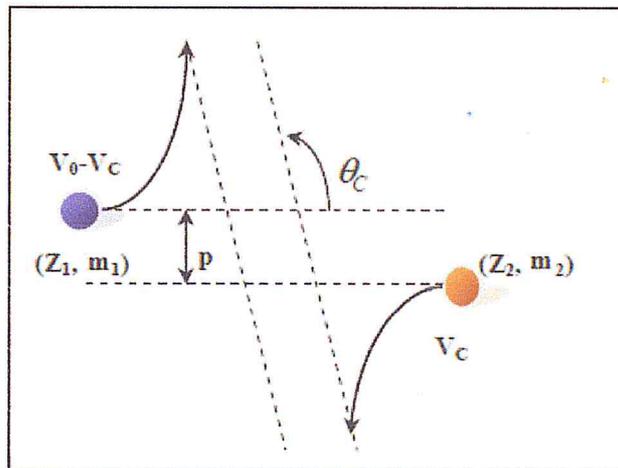


Figure. I-2 : Diffusion d'une particule (m_1, Z_1) par une cible (m_2, Z_2) dans le système du centre de masse [21].

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

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

Où $b = \frac{ZZ_1Z_2e^2}{\mu V^2}$ et $\mu = \frac{m_1m_2}{(m_1+m_2)}$ est la masse réduite

La section efficace différentielle de diffusion coulombienne [22], est donnée par :

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

$$\text{avec : } T = \frac{4m_1m_2}{(m_1+m_2)^2} E_1 \sin^2 \left(\frac{\theta_c}{2} \right) = T^{max} \sin^2 \left(\frac{\theta_c}{2} \right) = T^{max} \frac{1}{1 + \left(\frac{2P}{b} \right)^2} \quad (\text{I-9})$$

T est l'énergie cinétique transférée à la cible.

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

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

T^{min} et T^{max} sont respectivement, les énergies minimale et maximale transférées à l'atome cible, T^{max} représente l'énergie maximale transférée lors d'un choc frontal ($P = 0, \theta_c = 180^\circ$).

Dans le cas d'une diffusion sur un électron cible ($m_2 = m_e$) $m_1 \gg m_e$, alors $T_{max} = 2m_e V^2$, (m_e étant la masse de l'électron et V la vitesse du projectile).

L'expression (I-10) s'écrit en fonction du paramètre d'impact P :

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

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

Le pouvoir d'arrêt donné par Bohr est :

$$\left(\frac{dE}{dX} \right) = 4\pi \frac{NZ_2 Z_1^2 e^4}{m_e V^2} \text{Ln} \left(\frac{m_e V^3}{Z_1 e^2 \langle \omega_0 \rangle} \right) \quad (\text{I-12})$$

où $\langle \omega_0 \rangle$ représente la pulsation moyenne des électrons atomiques sur leurs orbites et N est remplacé par NZ_2 .

Remarque : Dans l'équation (I-10), l'intégration présente une divergence logarithmique pour $P^{max} = \infty$ qui correspond à un transfert d'énergie nul ($T_e^{min} = 0$). Bohr a défini une

limite supérieure P_0 du paramètre d'impact ($P_0 = \frac{V}{\langle \omega_0 \rangle}$) au-dessus de laquelle la perte d'énergie est négligeable.

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

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

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

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

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

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

I.3.4. L'approche quantique de Bethe

Une quinzaine d'années après Bohr, Bethe [3] a élaboré une théorie quantique du pouvoir d'arrêt pour des particules rapides, basée sur l'approximation de Born au premier ordre (PWBA) [18]. Selon cette approche, la perte d'énergie électronique est prédominante pour des vitesses de l'ion incident supérieures à la vitesse de Bohr ($V \gg Z_1 V_0$) et l'interaction peut être considérée comme une perturbation.

Selon Bethe, le pouvoir d'arrêt $S(E)$ peut être écrit sous la forme suivante :

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

Où I est le potentiel d'ionisation et d'excitation moyen de l'atome cible et est donné par :

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

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

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

x_j la projection de r_j (est la position de $j^{\text{ième}}$ électron de la cible) sur la direction définie par $\mathbf{q} = \hat{\mathbf{p}} - \mathbf{p} = \hbar \mathbf{K}$ (où \mathbf{q} est le moment transféré tandis que \mathbf{p} et $\hat{\mathbf{p}}$ 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 $\langle I \rangle$ est proportionnel à Z_2 . Pour les cibles de numéro atomique $Z_2 \geq 10$, une formule approximative et plus pratique a été proposée par Bloch [23], elle a pour expression :

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

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

Le domaine de validité de la théorie de Bethe a été étendu de part et d'autre d'approximation de Born par l'incorporation d'un certain nombre de termes correctifs à l'expression (1-15) de Bethe. Fano a publié plusieurs extensions de l'approche de Bethe, où il a donné la version relativiste de celle-ci [24]. 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 [4,15,25,26] 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:

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

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

$K \approx \frac{4\pi}{m_0c^2} \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)^2 (\hbar c)^2 \frac{\mathcal{N}}{M_2}$ avec $m_0c^2 \approx 0.511 \text{ MeV}$, $\hbar c \approx 197 \text{ MeV.fm}$ et $\mathcal{N} = 6.022 \cdot 10^{23}$ atomes/mole, $K = 0.307/M_2$ (M_2 est la masse de l'atome cible) quand $S(E)$ est exprimé en $\text{MeV.cm}^2/\text{g}$.

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

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

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

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

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

Correction de l'effet de densité, $\delta/2$

La correction de l'effet de densité appelé aussi "effet de polarisation" $\delta/2$ a été introduite par Fermi [27], n'est importante que pour $\beta > 0.88$, est une conséquence de la polarisation du milieu ralentisseur induite par le champ électrique de l'ion incident. Elle n'est significative que pour des énergies des particules incidentes excédant l'énergie au repos de ces mêmes particules et donc bien au-delà des énergies utilisées dans le présent travail.

Correction des couches atomiques C/Z_2

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

Les traitements effectués par Bichsel [25] et Ziegler [16] (ce dernier s'inspirant de la théorie de Lindhard-Winther [28]) sont basés respectivement sur les deux approches : les fonctions d'ondes hydrogénoïdes et l'approximation de la densité locale.

Des évaluations théoriques des corrections des couches K et L ont été publiées par plusieurs auteurs en utilisant la première approche. Pour évaluer la contribution des corrections des couches externes des éléments de numéros atomiques $Z_2 > 10$ (couches M , N etc.), H. 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 :

$$C = C_K(\beta^2) + C_L V_L (H_L \beta^2) + C_M V_M (H_M \beta^2) + C_N V_N (H_N \beta^2) \quad (I-22)$$

Où C_K et C_L représentent les corrections des couches K et L . V_i et H_i (avec $i \equiv L, M, N$) sont les facteurs d'échelles adoptés dans le rapport ICRU-37 [29].

La figure (Fig.1.3) ci-dessous, prise du même rapport ICRU-37 [29], montre des exemples de corrections des couches atomiques totales, C/Z_2 , calculées par la méthode semi empirique de Bichsel pour quelques éléments simples (C, Al, Cu, Ag, Au et U).

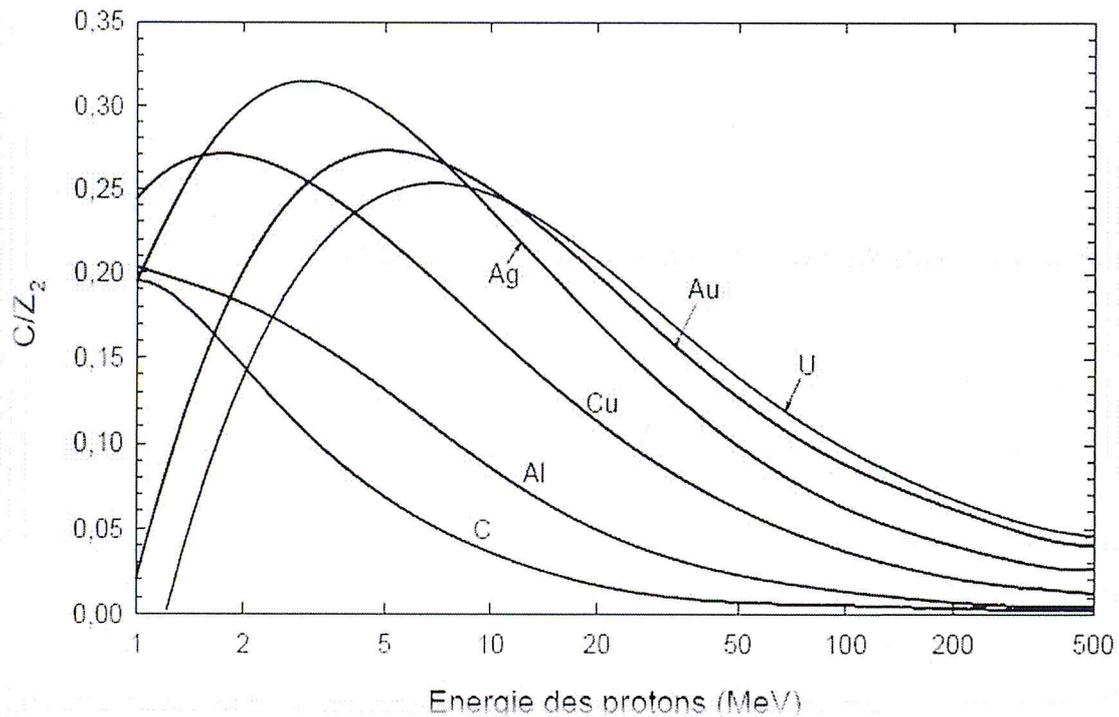


Figure 1.3 : La correction des couches (C/Z_2) de quelques éléments.

Correction de Barkas $Z_1 L_1$: La correction de Barkas, $Z_1 L_1$, traduit la différence de parcours des particules de charges opposées dans un même matériau ralentisseur. Cet effet a été clairement mis en évidence, en 1956 [15], il est connu sous le nom "d'effet Barkas", provient de la polarisation du milieu ralentisseur induit par le champ de l'ion projectile. Le terme de correction Barkas concerne donc les corrections à apporter à l'hypothèse de Bethe-Bloch selon laquelle, les électrons des atomes cibles sont distribués de façon statique et uniforme.

Correction de Bloch $Z_1^2 L_2$: La différence entre la description classique de Bohr et la description quantique de Bethe a été évaluée par F. Bloch en 1933 [4]. L'expression du pouvoir d'arrêt obtenu par Bloch dans le cas des vitesses non relativistes est donnée par :

$$S(\beta) = \frac{0.307}{\beta^2} Z_1^2 \frac{Z_2}{M_2} \times \left[\text{Ln} \left(\frac{2m_e V^2}{\langle I \rangle} \right) + \psi(1) - \text{Re} \psi \left(1 + \frac{i\alpha Z_1}{\beta} \right) \right] \quad (\text{I-23})$$

Avec : $\psi(1) - \text{Re} \psi \left(1 + \frac{i\alpha Z_1}{\beta} \right) = Z_1^2 L_2(\beta)$ le terme de Bloch où ψ est la fonction digamma [32] et Re est sa partie réelle.

L'expression (I-23) de Bloch reproduit asymptotiquement les lois de Bethe et de Bohr dans leurs domaines de validités respectifs. Bloch réalise ainsi une interpolation entre l'approche quantique de Bethe et l'approche classique de Bohr.

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

$$S(E) = \kappa \frac{Z_1^2 Z_2}{\beta^2} \left\{ \text{Ln} \left(\frac{2m_e V^2}{\langle I \rangle} \right) - \text{Ln}(1 - \beta^2) - \beta^2 - \frac{c}{Z_2} - \frac{\delta}{2} + Z_1 L_1 + Z_1^2 L_2 \right\} \quad (\text{I-24})$$

Diverses évaluations ont été proposées pour l'estimation du terme de Bloch, dont la simple paramétrisation développée par Bichsel [17] 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:

$$Z_1^2 L_2 = -y^2 [1.202 - y^2 (1.042 - 0.855y^2 + 0.343y^4)] \quad (\text{I-25})$$

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

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

L'approximation standard généralement utilisée pour déterminer le pouvoir d'arrêt de la matière composée est basée sur la loi d'additivité de Bragg et Kleeman [30]. Selon cette règle, le pouvoir d'arrêt S_B d'un matériau composé est simplement obtenu par la combinaison linéaire des pouvoirs d'arrêts de ses constituants atomiques. Cette approximation suppose que les effets liés à l'état de phase et / ou aux liaisons chimiques de ces constituants élémentaires n'influent pas sur le processus du ralentissement. En d'autres termes, ces effets, n'affectent pas les pouvoirs d'arrêts de chacun des éléments constituants

le composé. En se basant sur cette règle d'additivité de Bragg-Kleeman, le pouvoir d'arrêt S_B , d'un matériau composé peut s'écrire sous la forme :

$$S_B(\beta) = \sum_j \omega_j S_j(\beta) \quad (\text{I-26})$$

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

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

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

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

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

$$\left(\frac{Z_2}{M_2}\right)_B = \sum_j \omega_j \frac{Z_j}{M_j} \quad (\text{I-28})$$

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

$$\left(\frac{C}{Z_2}\right)_B = \frac{\sum_j \omega_j \frac{C_j}{M_j}}{(Z_2/M_2)_B} \quad (\text{I-29})$$

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

Chapitre II

La charge effective et la correction de Barkas

II.1. Introduction

L'introduction de la charge effective Z_1^* dans la formule de Bethe-Bloch modifiée (éq. I-24) permet le calcul du pouvoir d'arrêt électronique dans les domaines des vitesses intermédiaires et élevées particulièrement du maximum du pouvoir d'arrêt électronique jusqu'aux hautes vitesses ($V_0 Z_1^{2/3} \leq V \leq 2Z_1 V_0$, voir fig. I-1). Il se produit en effet, une succession de captures et pertes 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.

II.2. La charge effective

2.1. Généralité

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 (dans ce travail il s'agit des ions ^9Be , ^{11}B , ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O , ^{20}Ne), peut être modifié par capture et pertes d'électrons. Leur ralentissement va donc dépendre énormément des phénomènes de capture et de perte d'électrons qui se compensent statistiquement après qu'une certaine épaisseur d'équilibre ait été traversée. Le faisceau d'ions présente au sein du milieu ralentisseur une distribution caractérisé par la charge moyenne. Bohr identifie la charge effective Z_1^* portée par le projectile à la charge moyenne \bar{q} :

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

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

En se basant sur le modèle de Thomas-Fermi, Bohr [31] a obtenu l'expression suivante sur la charge effective :

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

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

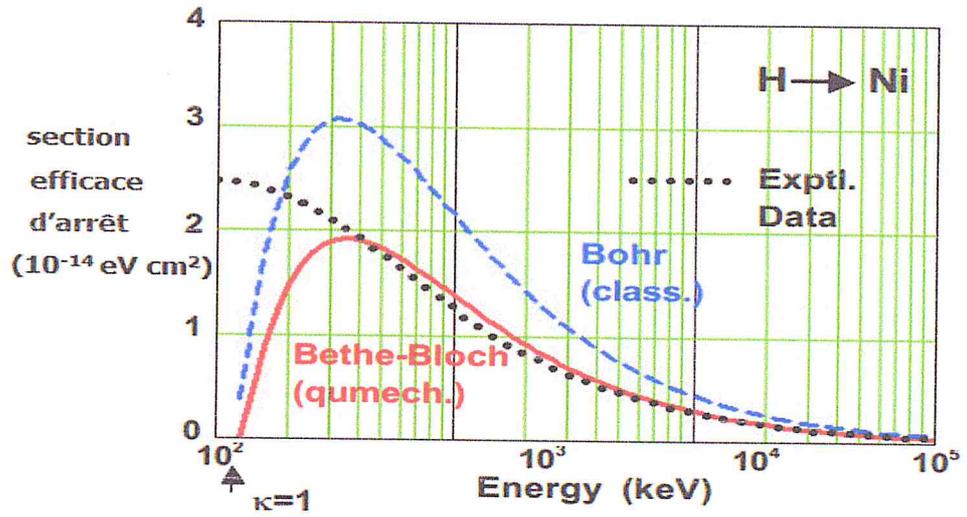


Figure II-I-a

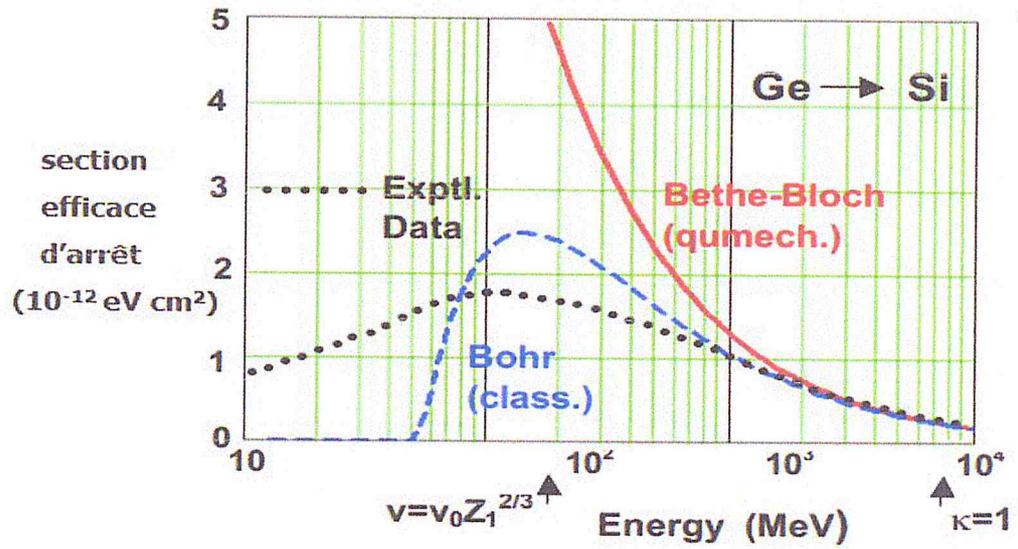


Figure II-I-b

Figure. II-1 : Pouvoirs d'arrêts (a) des protons et (b) des ions ^{74}Ge respectivement dans les cibles du ^{58}Ni et ^{28}Si . Comparaison des modèles de Bohr et de Bethe avec les données de SRIM-2000 [32].

D'après la figure. II-1, on remarque que la formule de Bethe avec $Z_1 = Z_1^*$, s'applique bien aux protons (a) pour $E_p > 0.4 \text{ MeV}$ alors que pour l'ion ^{74}Ge (b) elle n'est valable qu'à partir de $E_{Ge} > 3000 \text{ MeV}$. Pour des vitesses $V_0 Z_1^{2/3} \leq V \leq 2Z_1 V_0$, la formule de Bethe-Bloch modifiée (I-24) peut être appliquée à condition de remplacer Z_1 par Z_1^* ($Z_1^* < Z_1$).

2.2. Définition de la charge effective

La description du pouvoir d'arrêt électronique S en terme de charge effective a été proposée par Northcliffe [33] afin d'ajuster les prédictions théoriques aux mesures expérimentales. Dans le cadre de ce concept, le rapport des pouvoirs d'arrêt électronique obéit à une loi d'échelle en Z^2 .

$$\frac{S(Z_1, Z_2, V)}{Z_1^2 S(Z_p, Z_2, V)} = \gamma^2 \quad (\text{II-3})$$

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

$$\gamma = \frac{Z_1^*}{Z_1} \quad (\text{II-4})$$

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

2.3. Expression de la charge effective

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

$$\gamma = 1 - A_0 \cdot \exp(-A_1 \cdot V/V_0 Z_1^{2/3}) \quad (\text{II-5})$$

Où A_0 , A_1 sont des paramètres à déterminer expérimentalement.

Dans le tableau suivant on donne quelques expressions de la charge effective

Auteurs	Expressions
Thèse de doctorat Chekirine [34]	$\gamma = 1 - 0.81317 \cdot \exp(-0.8095 \cdot V/V_0 \cdot Z_1^{\frac{2}{3}})$
Antony et al [35]	$\gamma = 1 - A \cdot \exp(-\lambda \cdot V/V_0 \cdot Z_1^{\frac{2}{3}}), \text{ où}$ $A = 1.16 - 1.91 \cdot 10^{-3} Z_2 + 1.26 \cdot 10^{-5} \cdot Z_2^2$ $\lambda = 1.18 - 7.50 \cdot 10^{-3} Z_2 + 4.53 \cdot 10^{-5} \cdot Z_2^2$

Tableau (II-1) : Principales expressions proposées pour le calcul de la charge effective.

II.3. la correction de Barkas (L_1)

3.1. Paramétrisations pour la correction en Z^3

C'est incontestablement à Andersen et al [36] que revient le mérite d'avoir apporté des indications décisives concernant l'effet Barkas et la correction en Z^4 . Ces auteurs ont mesuré le pouvoir d'arrêt des ions p, ^4He et ^7Li dans des cibles solides d' ^{27}Al , ^{63}Cu , ^{107}Ag et d' ^{197}Au aux énergies comprises entre 0.8 et 7 MeV/u. Ils ont montré, dans le cadre des corrections d'ordre supérieur, que l'effet Barkas ne pouvait à lui seul rendre compte de la différence

$\Delta_{\text{H,He}} = X_{\text{H}} - X_{\text{He}} = \Delta_{\text{He,Li}} = X_{\text{He}} - X_{\text{Li}}$ des pouvoirs d'arrêt réduits ;

$$X_i = \left(\ln I + \frac{c}{Z} \right) - zL_1 - z^2 L_2 = f(\beta) - S_{\text{Exp}}^i \frac{mV^2}{4\pi e^4 z^2 Z} \quad (\text{II-6})$$

Où :

$$f(\beta) = \ln \left[\frac{2mv^2}{1-\beta^2} \right] - \beta^2 \quad \text{et} \quad \beta = \left(\frac{v}{c} \right) \quad (\text{II-7})$$

S_{Exp}^i désigne le pouvoir d'arrêt de l'ion (i) considéré,

$Z_1 L_1$ et $Z_1^2 L_2$, L_1 et L_2 représentent respectivement le terme de Barkas et Bloch.

Le traitement d'Andersen et al [36] admet l'existence du terme d'ordre impair en z^3 afin de rendre compte de la différence du pouvoir d'arrêt d'un milieu traversé par une particule et son antiparticule. La description complète des résultats expérimentaux nécessite l'introduction d'un second terme en z^4 supplémentaire dans l'expression du pouvoir d'arrêt. La quantité Δ est attribuée à la contribution du terme de Bloch.

Notons que cette investigation est assujettie à la connaissance parfaite des pouvoirs d'arrêt, de la charge effective, du potentiel d'excitation et d'ionisation moyen et des termes de corrections de couche.

Plusieurs expressions ont été proposées [16,36-38] pour la détermination de la contribution de l'effet Barkas au processus de ralentissement. Nous ne les décrivons pas ici, mais nous nous contenterons de reporter dans le tableau (II-2) les principales expressions utilisées dans la littérature pour le calcul de l'effet Barkas.

Auteurs	Principales expressions proposées pour L_1
Ziegler [16](1990)	$L_1 = \frac{L_{low}L_{higt}}{L_{low} + L_{higt}}$ <p>où $L_{low} = 0.001E$ et $L_{higt} = (1.5/E^{0.4}) + 45000/Z_2E^{1.6}$, avec E est l'énergie de l'ion incident, donnée en keV/u.</p>
Andersen et al [36] (1977)	$Z_1L_1 = \left[\frac{2.68}{Z^{0.5}V^2} \right] (1 - 0.264 \ln V) L_0$ <p>où $V = (V/V_0) Z^{-1/3}$</p>
Ashley et al [37] (1972)	$L_1 = \left[\frac{F\left(\frac{b}{x^{0.5}}\right)}{(Zx^3)^{0.5}} \right] = L_{ARB} \rightarrow \text{où } \dots x = v^2/(Zv_0^2)$
H.Bichsel [38] (1990)	$L_1 = C[\beta]^{-2\alpha} \text{ avec } C = 0.002833 \text{ et } \alpha = 0.6$

Tableau (II-2) : Les principales expressions utilisées dans la littérature pour le calcul de l'effet Barkas.

Les expressions de la correction de Barkas (L_1) et la charge effective (Z_1^*) sont déterminées dans le cadre de la théorie de Bethe-Bloch modifiée. Leurs calculs passent par les étapes suivantes :

Rappel de la formule de Bethe Bloch modifiée pour $V \gg 2Z_1V_0$ (eq.I-19) :

$$S(E, Z_1) = \kappa \frac{Z_1^2 Z_2}{\beta^2} \{L_0 + Z_1 L_1 + Z_1^2 L_2\}.$$

Cette formule peut s'écrire pour des vitesses: $2Z_1V_0 > V \geq V_0 Z_1^{\frac{2}{3}}$:

$$S(E, Z_1^*) = \kappa \frac{Z_1^{*2} Z_2}{\beta^2} \{L_0 + Z_1^* L_1 + Z_1^{*2} L_2\}, \quad (\text{II-8})$$

Où Z_1^* est la charge effective de l'ion incident ($Z_1^* < Z_1$).

Le pouvoir d'arrêt des protons à la même vitesse (β) que les ions lourds s'écrit ($Z_p^* = 1$) :

$$S(E_p) = \kappa \frac{Z_2}{\beta^2} \{L_0 + L_1 + L_2\} \quad (\text{II-9})$$

En posant Z_{1x}^* (charge effective à l'échelle de Z^2) comme étant égale au rapport de $S(E, Z_1^*)$ sur $S(E_p)$ et en divisant (II-8) par (II-9) on obtient :

$$\frac{S(E, Z_1^*)}{S(E_p)} = (Z_{1x}^*)^2 = \frac{\kappa \frac{Z_1^{*2} Z_2}{\beta^2} \{L_0 + Z_1^* L_1 + Z_1^{*2} L_2\}}{\kappa \frac{Z_2}{\beta^2} \{L_0 + L_1 + L_2\}} = (Z_1^*)^2 \frac{\{L_0 + Z_1^* L_1 + Z_1^{*2} L_2\}}{\{L_0 + L_1 + L_2\}}. \quad (\text{II-10})$$

Le pouvoir d'arrêt $S_B(E)$ est donné par la formule de Bethe, soit :

$$S_B(E, Z_{1x}^*) = \kappa \frac{Z_{1x}^{*2} Z_2}{\beta^2} \{L_0\} = \kappa (Z_1^*)^2 \frac{\{L_0 + Z_1^* L_1 + Z_1^{*2} L_2\}}{\{L_0 + L_1 + L_2\}} \frac{Z_2}{\beta^2} \{L_0\}. \quad (\text{II-11})$$

A partir des équations (II-8) et (II-11) on trouve :

$$\frac{S(E, Z_1^*)}{S_B(E, Z_{1x}^*)} = \frac{\{L_0 + L_1 + L_2\}}{L_0}. \quad (\text{II-12})$$

Cette dernière expression nous permet d'écrire :

$$L_1 + L_2(p) = \left(\frac{S(E, Z_1^*)}{S_B(E, Z_{1x}^*)} - 1 \right) L_0. \quad (\text{II-13})$$

Si on suppose que : $S(E, Z_1^*) = S_{exp}$, S_{exp} est le pouvoir d'arrêt déterminé expérimentalement, l'équation (II-13) devient:

$$L_1 + L_2(p) = \left(\frac{S_{exp}}{S_B(E, Z_{1x}^*)} - 1 \right) L_0. \quad (II-14)$$

D'où :

$$L_1 = \left(\frac{S_{exp}}{S_B(E, Z_{1x}^*)} - 1 \right) L_0 - L_2(p) \quad (II-15)$$

Donc la somme des termes de Barkas et Bloch ($L_1 + L_2$) dépend de S_{exp} , $S_B(E, Z_{1x}^*)$ et de L_0 , ces derniers peuvent être déterminés expérimentalement ou par calculs.

La relation (II-14) est valable aussi pour $Z_1 = Z_1^*$.

En prenant la correction de Bloch comme étant égale à l'expression donnée par Bichsel, et en remplaçant L_1 par eq (II-15), on peut calculer la charge effective (Z_1^*) à l'échelle de Z^4 en utilisant l'expression (II-16).

On pose : $L_1 + L_2(p) = \eta$, donc $\eta = \left(\frac{S_{exp}}{S_B(E, Z_{1x}^*)} - 1 \right) L_0$, l'expression (II-8) devient :

$L_1 = \eta - L_2(p)$, en remplaçant dans (II-15), on obtient :

$$S(E, Z_1^*) = \kappa \frac{Z_1^{*2} Z_2}{\beta^2} \{L_0 + Z_1^* \eta - Z_1^* L_2(p) + Z_1^{*2} L_2\} = \kappa \frac{Z_1^{*2} Z_2}{\beta^2} \{L_0 + Z_1^* \eta + Z_1^* (Z_1^* L_2 - L_2(p))\} \quad (II-16)$$

$$\text{Avec : } L_2 = \left[-1.202 \left(\frac{\alpha}{\beta} \right)^2 + 1.042 \left(\frac{\alpha}{\beta} \right)^4 Z_1^{*2} - 0.855 \left(\frac{\alpha}{\beta} \right)^6 Z_1^{*4} + 0.343 \left(\frac{\alpha}{\beta} \right)^8 Z_1^{*6} \right]$$

3.2. Expression de la correction de Barkas (L_1) pour deux cibles légères

Dans ce qui suit, on va retrouver une expression de la correction de Barkas pour un ion dans deux cibles légères (Z_{21} , Z_{22}), en utilisant la formule de Bethe-Bloch modifiée à la même vitesse.

-Dans la cible (1) :

$$S_{srim\ 1} = 0.307 \frac{Z_{11}^{*2}}{\beta^2} \left(\frac{Z_{21}}{A_{21}} \right) [L_{01} + Z_{11}^* L_{11} + Z_{11}^{*2} L_{21}] \quad (\text{II-17})$$

$$S_{srim\ 1} \frac{\beta^2}{0.307 Z_{11}^{*2}} \left(\frac{A_{21}}{Z_{21}} \right) = [L_{01} + Z_{11}^* L_{11} + Z_{11}^{*2} L_{21}]$$

-Dans la cible (2) :

$$S_{srim\ 2} \frac{\beta^2}{0.307 Z_{12}^{*2}} \left(\frac{A_{22}}{Z_{22}} \right) = [L_{02} + Z_{12}^* L_{12} + Z_{12}^{*2} L_{22}] \quad (\text{II-18})$$

Lorsque les charges effectives $Z_{11}^{*2} = Z_{12}^{*2} = Z^{*2}$ et aux mêmes vitesses, on aura:

$Z_{11}^{*2} L_{21} = Z_{12}^{*2} L_{21}$. En combinant les équations (II-17 et II-18), on obtient :

$$S_{srim\ 1} \frac{\beta^2}{0.307 Z^{*2} Z_1} \left(\frac{A_{21}}{Z_{21}} \right) - S_{srim\ 2} \frac{\beta^2}{0.307 Z^{*2}} \left(\frac{A_{22}}{Z_{22}} \right) = L_{01} - L_{02} + Z^* L_{11} - Z^* L_{12}$$

$$\left[\frac{1}{Z^*} \left\{ S_{srim\ 1} \frac{\beta^2}{0.307 Z^{*2}} \left(\frac{A_{21}}{Z_{21}} \right) - S_{srim\ 2} \frac{\beta^2}{0.307 Z^{*2}} \left(\frac{A_{22}}{Z_{22}} \right) \right\} - L_{01} + L_{02} \right] = L_{11} - L_{12}$$

Donc :

$$L_{11} = \left[\frac{1}{Z^*} \left\{ S_{srim\ 1} \frac{\beta^2}{0.307 Z^{*2}} \left(\frac{A_{21}}{Z_{21}} \right) - S_{srim\ 2} \frac{\beta^2}{0.307 Z^{*2}} \left(\frac{A_{22}}{Z_{22}} \right) \right\} - L_{01} + L_{02} \right] + L_{12} \quad (\text{II-19})$$

On constate que la correction de Barkas L_{11} de la cible (1) est indépendante du terme de Bloch des deux cibles (L_{21} et L_{22}). Nous allons appliquer cette dernière expression au chapitre III pour retrouver L_{11} dans les cibles de mylar et polypropylène.

3.3. Expression du pouvoir d'arrêt $S(E, Z_1)$ indépendamment de la correction de Barkas

Dans ce qui suit, on va établir l'expression générale du pouvoir d'arrêt [39] en fonction de $S(E_p)$, $L_2(p)$ et $L_2(Z_1)$, pour les ions (^4He , ^7Li , ..., ^{16}O , ...) en utilisant la formule de Bethe-Bloch modifiée.

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

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

-Pour les particules α ($Z_1 = 2$):

$$S_\alpha = \frac{4KZ_2}{\beta^2} [L_0 + 2L_1(\alpha) + 4L_2(\alpha)] \quad (\text{II-20})$$

$$D'o\grave{u} : L_1(\alpha) = \frac{S_\alpha \beta^2}{8KZ_2} - \frac{L_0}{2} - 2L_2(\alpha) \quad (\text{II-21})$$

A des vitesses \u00e9gales et dans la m\^eme cible, $L_1(p) = L_1(\alpha)$, (L_1 ne d\u00e9pend que la vitesse de la particule incidente et du milieu ralentisseur Z_2), On montre que :

$$S_\alpha = 8Sp - 4Z_2K/\beta^2 [L_0 + (2L_2(P) - 4(L_2(\alpha)))] \quad (\text{II-22})$$

-Pour les ions du ${}^7\text{Li}$ ($Z_1 = 3$):

$$S_{Li} = \frac{9KZ_2}{\beta^2} [L_0 + 3L_1(Li) + 9L_2(Li)] \quad (\text{II-23})$$

$$D'o\grave{u} : L_1(Li) = \frac{S_{Li}\beta^2}{27KZ_2} - \frac{L_0}{3} - 3L_2(Li) \quad (\text{II-24})$$

A des vitesses \u00e9gales et dans la m\^eme cible, $L_1(p) = L_1(Li)$, On montre que :

$$S_{Li} = 27Sp - 9Z_2K/\beta^2 [2L_0 + (3L_2(P) - 9(L_2(Li)))] \quad (\text{II-25})$$

L'expression g\u00e9n\u00e9rale du pouvoir d'arr\u00eat est ind\u00e9pendante de L_1 et s'\u00e9crit :

$$S(E, Z_1) = Z_1^3 S(E_p) - \left(\frac{Z_1^2 Z_2 K}{\beta^2}\right) [(Z_1 - 1)L_0 + (Z_1 L_2(p) - Z_1^2 L_2(Z_1))] \quad (\text{II-26})$$

Chapitre III

Analyse et discussion des résultats obtenus

III.1. Introduction

Ce chapitre est dédié aux principaux résultats obtenus du pouvoir d'arrêt et de la charge effective à l'échelle de Z^4 des ions ${}^9\text{Be}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{20}\text{Ne}$ dans les cibles d' ${}^{197}\text{Au}$ et mylar aux énergies E/A comprises entre 1 à 100 MeV/u (région de Bethe). Il sera, notamment, question de les discuter en les confrontant aux données disponibles dans la littérature.

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

Enfin, les valeurs de $S(E)$ obtenues pour l'or et le mylar seront analysées, dans le cadre de la théorie de Bethe-Bloch modifiée, en vue de déterminer celles de Z_1^* à l'échelle de Z^4 et la correction de Barkas L_1 (nous déterminerons L_1 pour l'ion ${}^{16}\text{O}$ dans les deux cibles).

III.2. Présentation des résultats obtenus des particules chargés ${}^9\text{Be}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{20}\text{Ne}$

III.2. 1. Le pouvoir d'arrêt des particules chargées ${}^9\text{Be}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{20}\text{Ne}$ dans les cibles d'or et mylar

Nous allons commencer notre travail par la détermination du pouvoir d'arrêt de l'ion ${}^{16}\text{O}$, dans les cibles d'or et mylar en utilisant les formules de Bohr et Bethe-Bloch modifiée (eq.I-12 et I-24) aux énergies comprises entre 20 MeV/u et 100 MeV/u. L'ion et la gamme d'énergie ont été choisis de façon à avoir $Z_1 = Z_1^*$, (pour les vitesses $V > 2V_0Z_1$, le projectile est complètement épluché de ses électrons, dans notre cas l'énergie correspondante de l' ${}^{16}\text{O}$ est $E_0 > 6.4$ MeV/u). En travaillant dans le domaine d'énergie citée ci-dessus, on obtiendra la bonne valeur de $S(E)$, car $Z_1 = Z_1^* = 8$. Ceci nous permettra de trancher sur l'expression de $S(E)$ qui va être prise en considération pour la suite de cette étude. Le potentiel d'ionisation (I) et les différentes corrections (de couche, de densité, Barkas et Bloch) intervenants dans le calcul de $S(E)$, sont donnés par les références [16,17,25,26]. Pour les potentiels d'ionisation des constituants H, C, O (I_H , I_O , I_C), nous adopterons les données recommandées dans le rapport ICRU-37 [29] et dont les valeurs sont mentionnées dans le tableau (III-1).

Enfin, pour la détermination du pouvoir d'arrêt dans la cible composée (mylar), nous appliquerons la loi d'additivité de Bragg dont la relation est donnée par l'eq. (I-26).

Dans les tableaux (III-2 et III-3) et la figure. III-1, on présente les valeurs du pouvoir d'arrêt de ^{16}O dans les deux cibles, trouvées à partir des deux formules citées ci-dessus. Les résultats de ces dernières sont confrontées à ceux générés par les codes de calcul SRIM-2013 et MSTAR (SRIM-2013 est pris comme référence). On constate que les valeurs obtenues à travers l'expression de Bethe-Bloch modifiée sont nettement meilleures dans toute la gamme d'énergie (voir les écarts relatifs).

Ce résultat, nous permet d'entamer la suite de cette étude, en la consacrant à la détermination du pouvoir d'arrêt (formule de Bethe-Bloch modifiée) et de la charge effective à l'échelle de Z^4 des ions ^9Be , ^{11}B , ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O , ^{20}Ne dans les cibles de ^{197}Au et mylar aux énergies E/A comprises entre 1 à 100 MeV/u ($V > V_0 Z_1^{2/3}$). Nous allons aussi calculer la correction de Barkas de ^{16}O dans le mylar et le polypropylène. Les valeurs de ces trois grandeurs vont être comparées à celles obtenues par les codes SRIM-2013, MSTAR, CasP et les références [34,35].

Elément	Potentiel d'ionisation I(eV)
^{12}C	81
^1H	19.2
^{16}O	106
Mylar ($\text{C}_{10} \text{H}_8 \text{O}_4$)	78.7
^{197}Au	790

Tableau (III-1) : Potentiel d'ionisation des différents éléments donnés par le rapport ICRU-37 [29].

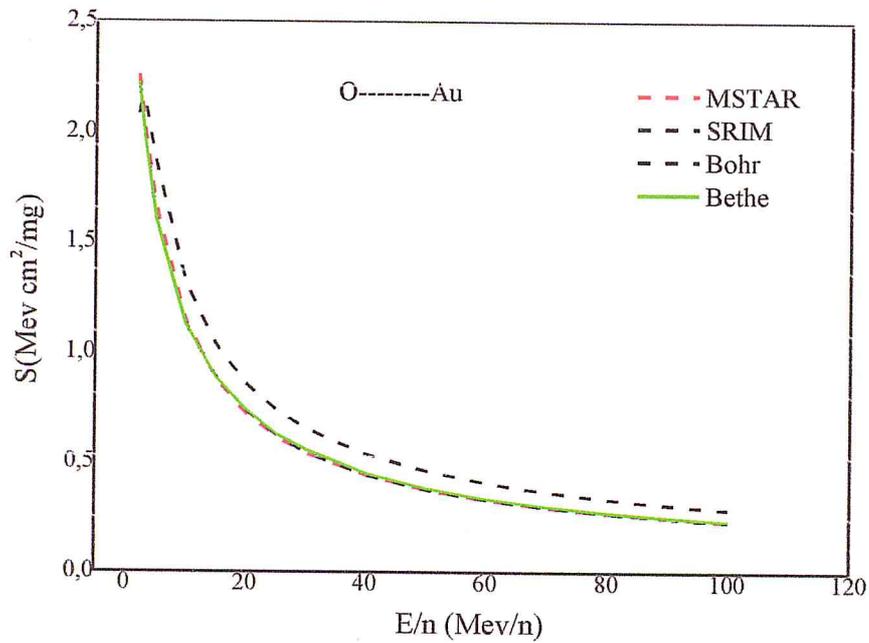


Figure (III-1) : Pouvoir d'arrêt de l'ion ^{16}O dans la cible d' ^{197}Au .

$$Z_1^* = Z_1 = 8$$

E (MeV/n)	$S(E)_{\text{SRIM-2013}}$ (MeV. cm ² /mg)	$S(E)_{\text{Bohr}}$ (MeV. cm ² /mg)	$S(E)_{\text{Bethe}}$ (MeV. cm ² /mg)	$S(E)_{\text{MSTAR}}$ (MeV. cm ² /mg)	$E_r\%$ ($S_{\text{Bohr}}/S_{\text{SRIM}}$)	$E_r\%$ ($S_{\text{Bethe}}/S_{\text{SRIM}}$)
20	0.7385	0.86076	0.74296	0.72478	16.55	0.60
25	0.6295	0.74335	0.63403	0.62054	18.08	0.71
40	0.4439	0.54098	0.45228	0.44433	21.86	1,88
50	0.3779	0.46417	0.3849	0.37871	22.82	1.85
60	0.3322	0.40952	0.33746	0.33248	23.27	1.58
70	0.2973	0.36849	0.30219	0.29804	23.94	1.64
80	0.2705	0.33645	0.27486	0.27131	24.37	1.61
90	0.249	0.31069	0.25308	0.24996	24.77	1.63
100	0.2313	0.2895	0.23514	0.23246	25.16	1.66

Tableau (III-2) : Les valeurs du pouvoir d'arrêt de l' ^{16}O dans la cible d' ^{197}Au

E (MeV/n)	S(E) _{SRIM-2013} (Mev. cm ² /mg)	S(E) _{Bohr} (Mev. cm ² /mg)	S(E) _{Bethe} (Mev. cm ² /mg)	S(E) _{MSTAR} (Mev. cm ² /mg)	E _r % (S _{Bohr} /S _{SRIM})	E _r % (S _{Bethe} /S _{SRIM})
20	1.603	1.68492	1.57868	1.54989	5.11	1.51
25	1.333	1.42259	1.31529	1.29455	6.72	1.32
40	0.8949	0.99502	0.89731	0.88651	11.18	0.26
50	0.7473	0.84038	0.74991	0.74211	12.45	0.34
60	0.6477	0.73282	0.64879	0.6428	13.14	0.16
70	0.5731	0.6534	0.57496	0.57014	14.01	0.32
80	0.5166	0.5922	0.51853	0.51455	14.63	0.37
90	0.4721	0.54352	0.47398	0.47063	15.12	0.39
100	0.4356	0.50382	0.43796	0.435	15.66	0.54

Tableau (III-3) : Les valeurs du pouvoir d'arrêt de l'¹⁶O dans la cible de mylar

1. Pouvoir d'arrêt de l'ion ⁹Be

Nous avons reporté sur les figures III-2 et III-3, les valeurs du pouvoir d'arrêt de l'ion ⁹Be données par la formule de Bethe-Bloch modifiée avec celles trouvées par les codes de calcul SRIM-2013, MSTAR et CasP dans l'intervalle d'énergie de 1 à 100 MeV/u.

Un accord remarquable est obtenu entre les résultats du pouvoir d'arrêt de Bethe-Bloch modifiée (la charge effective utilisée est tirée des références [34,35]) et ceux générés par les codes SRIM-2013, MSTAR et CasP dans les deux cibles aux énergies $E \geq 10$ MeV/u. A l'énergie 1 MeV/u, l'écart relatif maximum observé par rapport à Antony [35] (nous constatons que pour tous les ions, l'écart maximum est trouvé par rapport aux valeurs de Antony, SRIM-2013 est pris comme référence) est de 19.20% et 13.40% respectivement dans les cibles d'or et mylar.

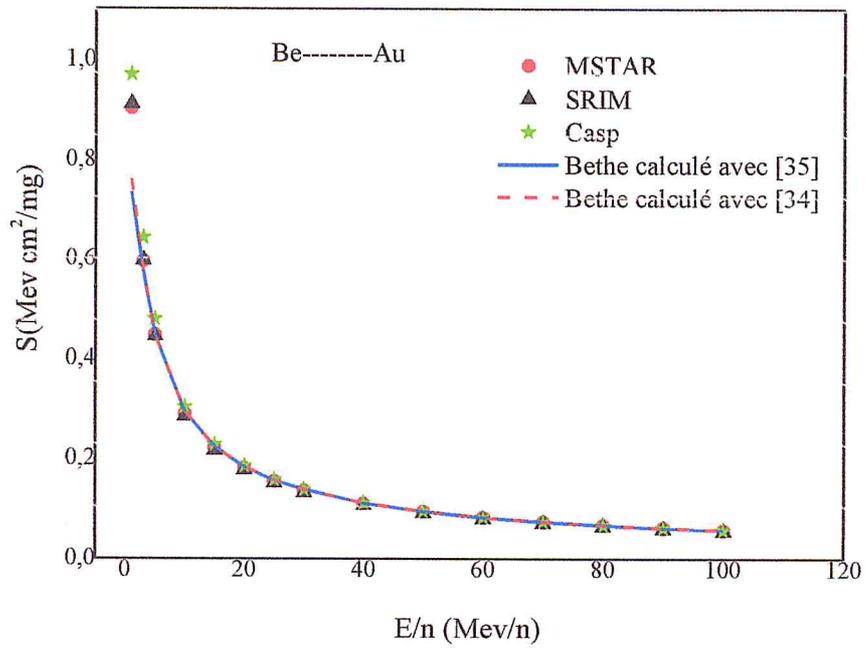


Figure (III-2) : Pouvoir d'arrêt de l'ion ${}^9\text{Be}$ dans la cible de ${}^{197}\text{Au}$.

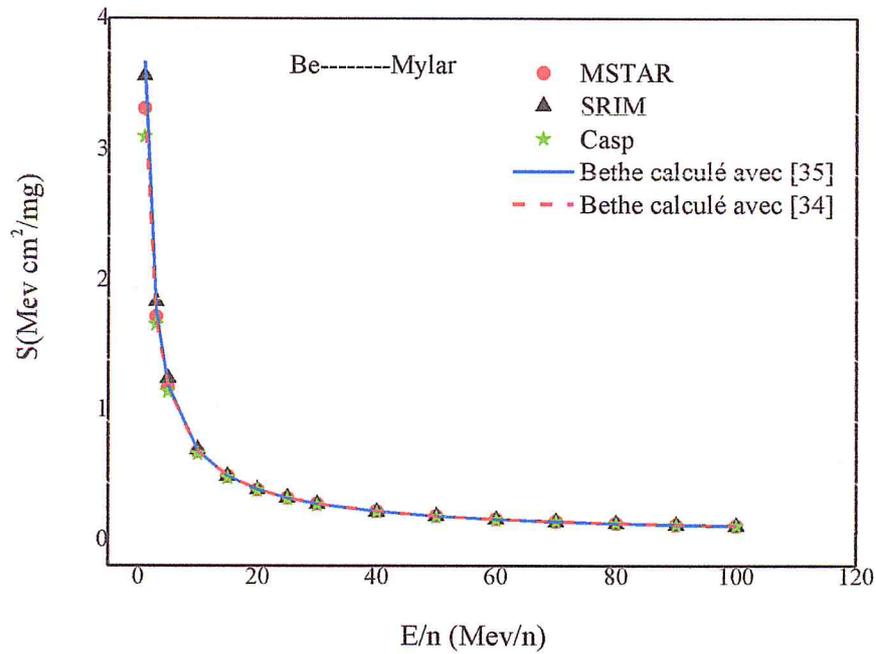


Figure (III-3) : Pouvoir d'arrêt de l'ion ${}^9\text{Be}$ dans la cible de mylar.

2. Pouvoir d'arrêt de l'ion ^{12}C

Les figures III-4 et III-5 reproduisent le pouvoir d'arrêt de l'ion ^{12}C dans les deux milieux ralentisseurs. Un bon accord est trouvé entre nos valeurs calculées par la formule de Beth-Bloch modifiée et les codes de calcul SRIM-2013, MSTAR et CasP pour des énergies $E \geq 10 \text{ MeV/u}$. La différence maximale est trouvée égale à 22.80% et 17.40% respectivement dans les cibles d'or et mylar à l'énergie $E = 1 \text{ MeV/u}$.

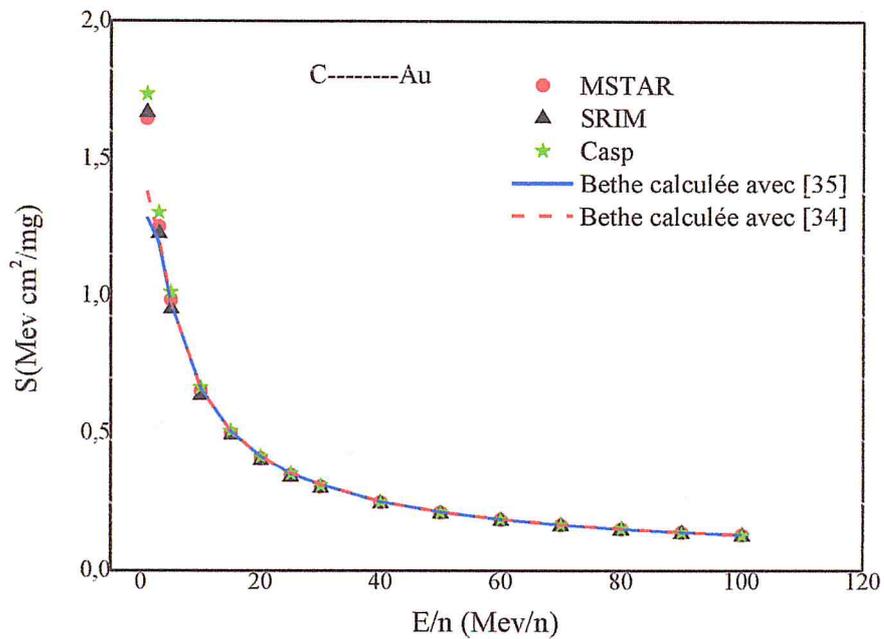


Figure (III-4) : Pouvoir d'arrêt de l'ion ^{12}C dans la cible d' ^{197}Au .

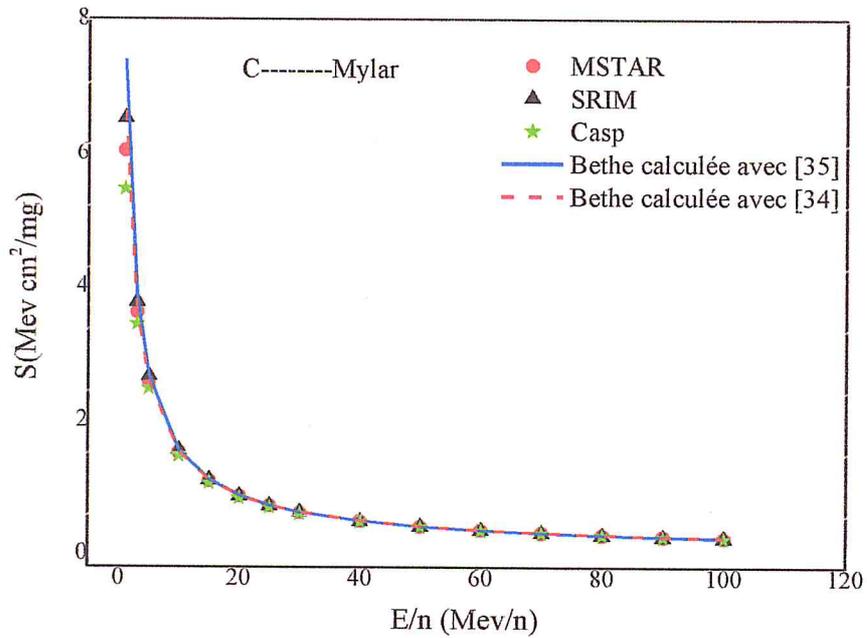


Figure (III-5) : Pouvoir d'arrêt de l'ion ^{12}C dans la cible de mylar.

3. Pouvoir d'arrêt de l'ion ^{16}O

Les valeurs du pouvoir d'arrêt de ^{16}O dans les deux cibles pour des énergies de 1 MeV/u à 100 MeV/u sont représentées sur les figures (III-6 et III-7).

Les valeurs obtenues à partir de la formule de Bethe-Bloch s'accordent assez bien avec celles calculées par les trois codes pour des énergies $E \geq 10$ MeV/u, par contre on remarque que l'écart maximum observé par rapport à Antony, est de 26.70% et 8.60% respectivement dans les deux cibles à l'énergie $E = 1$ MeV/u.

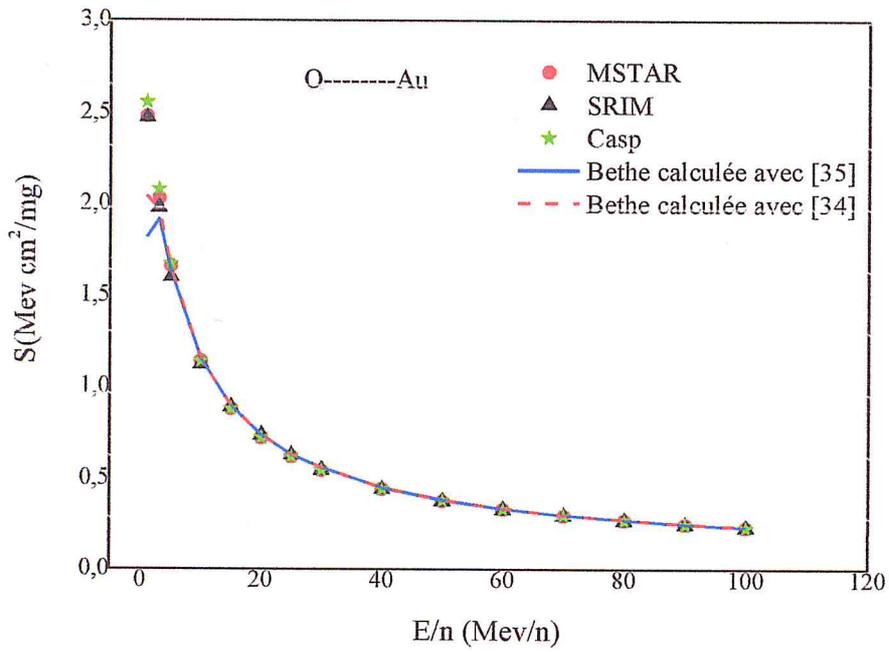


Figure (III-6) : Pouvoir d'arrêt de l'ion ^{16}O dans la cible de ^{197}Au .

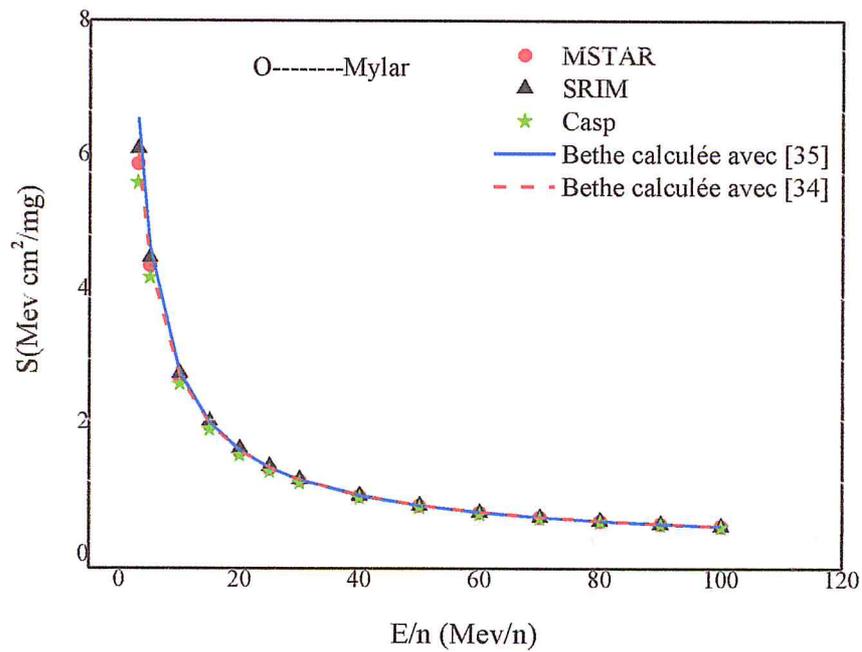


Figure (III-7) : Pouvoir d'arrêt de l'ion ^{16}O dans la cible de mylar.

4. Pouvoir d'arrêt des ions ^{11}B , ^{14}N , ^{20}Ne

Nous avons représenté les valeurs du pouvoir d'arrêt des ions ^{11}B , ^{14}N , ^{20}Ne dans les deux milieux ralentisseurs, pour des énergies comprises de $E = 1$ à 100 MeV/u , sur les figures (III-8 à III-13)

Un accord plus que satisfaisant est trouvé entre les valeurs calculées par l'expression de Beth-Bloch modifiée et les 3 codes de calcul aux énergies $E \geq 10 \text{ MeV/u}$. Pour l'énergie $E = 1 \text{ MeV/u}$ des deux premiers ions et 3 MeV du troisième, les différences maximales obtenues sont respectivement de 21.56%, 26.32%, 7.04% dans la première cible et 15.60%, 17.51%, 8.94% dans la deuxième.

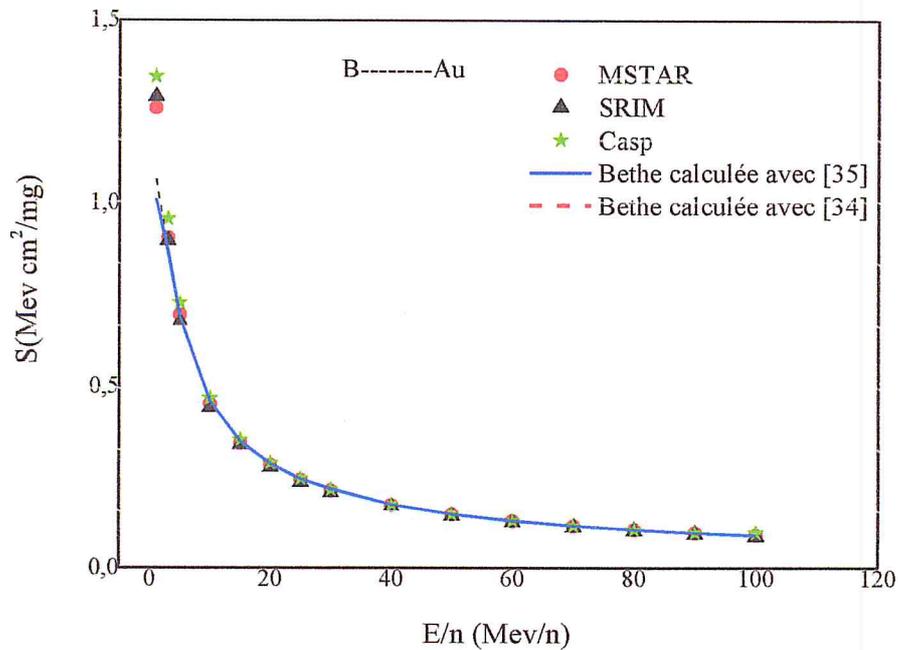


Figure (III-8) : Pouvoir d'arrêt de l'ion ^{11}B dans la cible d' ^{197}Au .

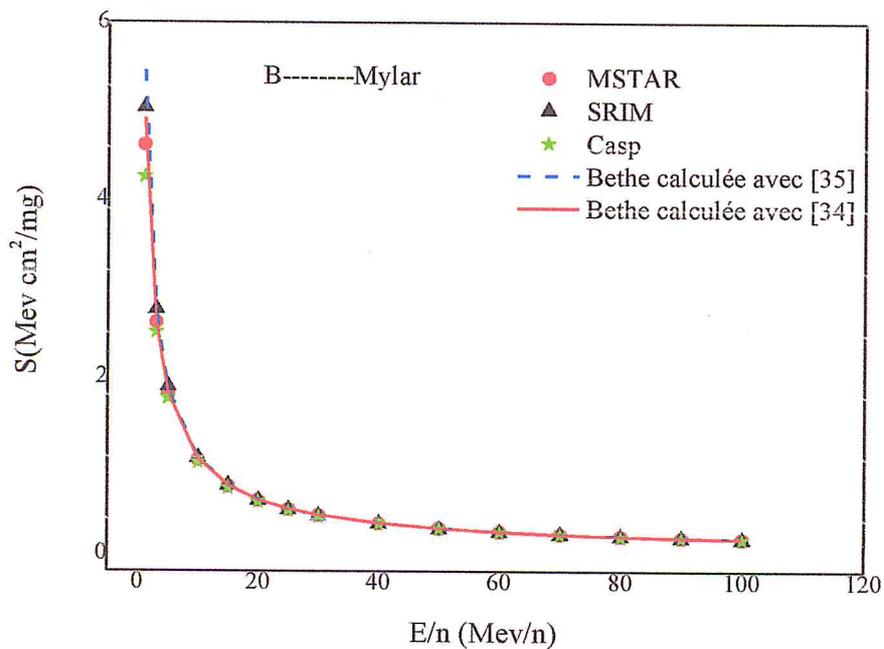


Figure (III-9) : Pouvoir d'arrêt de l'ion ^{11}B dans la cible de mylar.

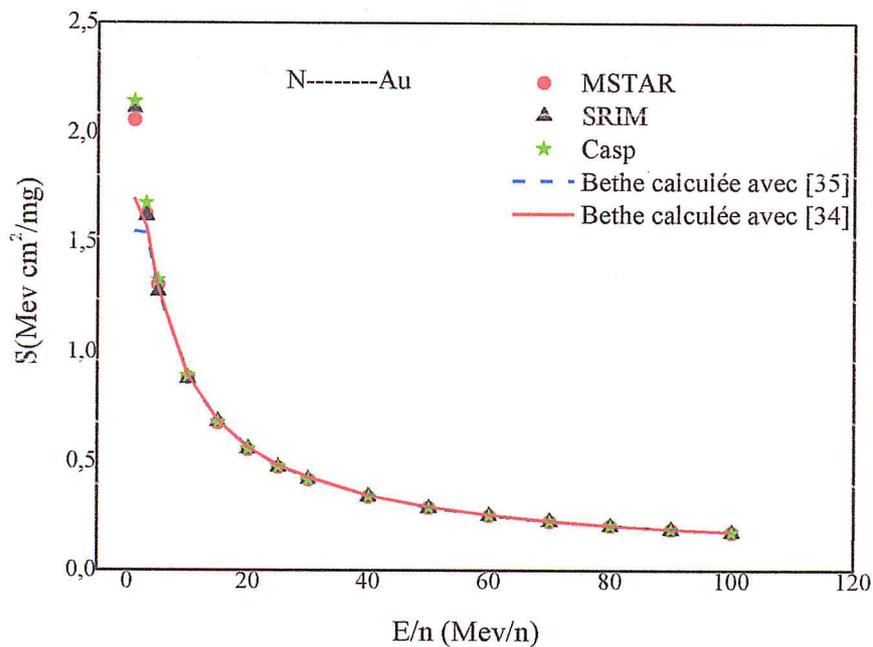


Figure (III-10) : Pouvoir d'arrêt de l'ion ^{14}N dans la cible d' ^{197}Au .

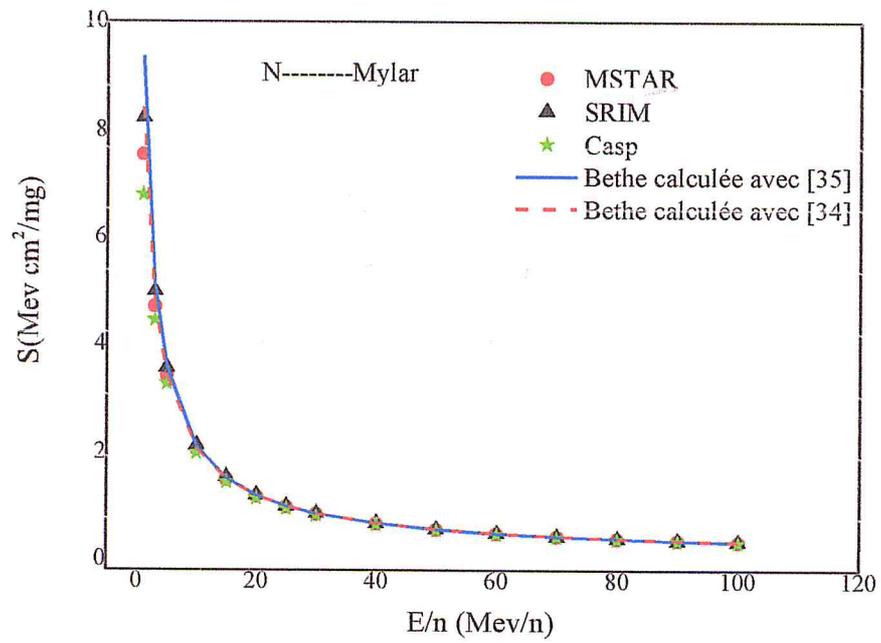


Figure (III-11) : Pouvoir d'arrêt de l'ion ^{14}N dans la cible de mylar.

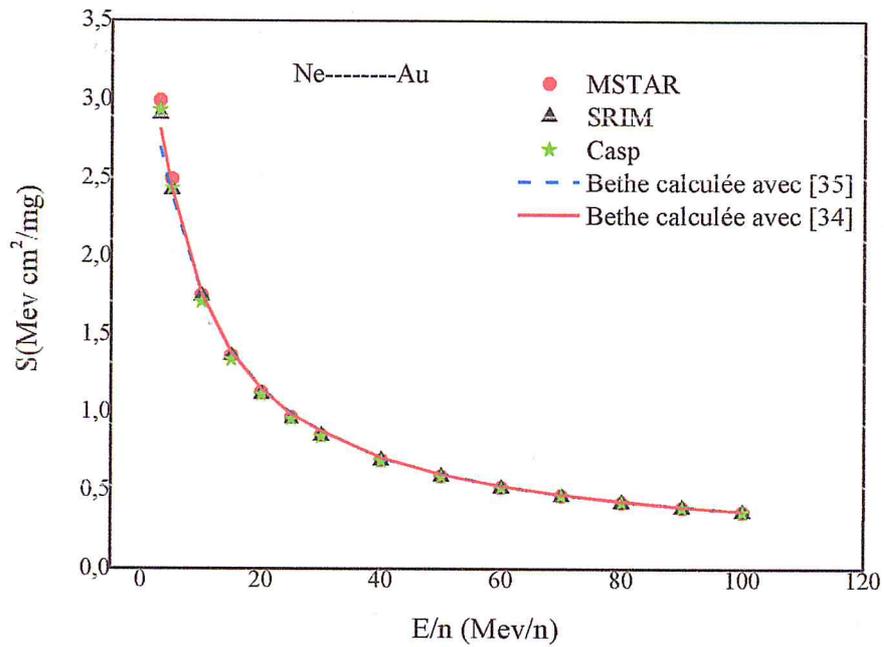


Figure (III-12) : Pouvoir d'arrêt de l'ion ^{20}Ne dans la cible d' ^{197}Au .

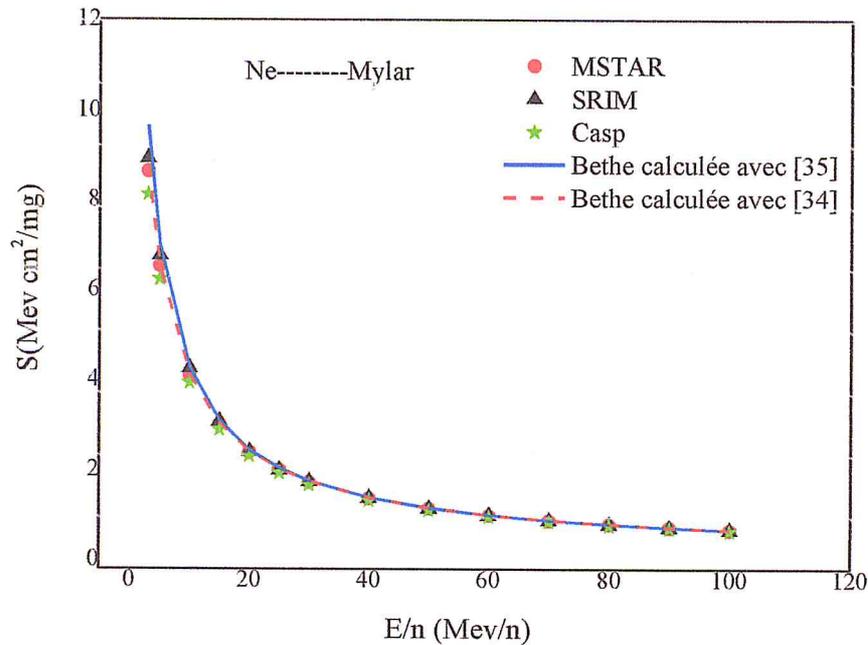


Figure (III-13) : Pouvoir d'arrêt de l'ion ^{20}Ne dans la cible de mylar.

III.2. 2. La charge effective des particules chargées ^9Be , ^{11}B , ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O , ^{20}Ne dans les cibles d'or et mylar

Pour des vitesses comprises entre $2Z_1V_0 > V \geq V_0Z_1^{2/3}$ ($Z_1^* < Z_1$), la charge effective joue un rôle très important dans le calcul du pouvoir d'arrêt, d'où l'utilité de sa connaissance avec précision.

Plusieurs travaux ont été menés afin d'étudier la dépendance du paramètre de la charge effective γ ($\gamma = Z_1^*/Z_1$) à l'échelle de Z_1^2 par rapport aux deux paramètres à savoir : la vitesse relative $V_r(V/V_0Z_1^{2/3})$ et le milieu ralentisseur (Z_2). La plupart de ces travaux ont confirmés l'importance de ces derniers, c'est ainsi que plusieurs expressions semi-empiriques ont été proposées pour la détermination de γ .

Dans cette partie du travail, nous avons déterminées les valeurs de γ à l'échelle de Z_1^4 des ions ^9Be , ^{11}B , ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O , ^{20}Ne dans les cibles d'or et mylar, pour des vitesses relatives V_r comprises de 1.40 à 23.30. Dans l'expression (II-16) on a posé :

$$\frac{S(E, Z_1^*)}{Z_1^{*2}} = A, \quad \frac{KZ_2}{\beta^2} \{L_0 + Z_1^*\eta + Z_1^*(Z_1^*L_2 - L_2(p))\} = B$$

Les valeurs de γ ont été obtenues graphiquement à partir de l'intersection de A et B.

Nous avons remarqué que les valeurs de γ trouvées dans la cible d' ^{197}Au à travers le code MSTAR étaient meilleures que celles données par SRIM-2013.

Nous avons reporté sur les figures (III-15 à III-29), les valeurs γ , les fit (de l'ensemble des points de γ à l'échelle de Z_1^4 de tous les ions représentés par les eq.III-1 et III-2, voir figure III-14) et les expressions données dans les références [34,35] (voir tableau II-1). Afin de comparer les différents résultats, nous avons pris comme référence les valeurs ajustées (fit) de γ .

Expression du fit de l'ensemble des points de γ à l'échelle de Z_1^4 pour l'or :

$$\gamma = 1 - A \cdot \exp(-\lambda \cdot V/V_0 \cdot Z_1^{\frac{2}{3}}) \quad (\text{III-1})$$

Où :

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

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

Expression du fit de l'ensemble des points de γ à l'échelle de Z_1^4 du mylar :

$$\gamma = 1 - A \cdot \exp(-\lambda \cdot V/V_0 \cdot Z_1^{\frac{2}{3}}) \quad (\text{III-2})$$

Avec :

$$A = 1,42036 - 1,91 \cdot 10^{-3} Z_2 + 1,26 \cdot 10^{-5} \cdot Z_2^2$$

$$\lambda = 1,12549 - 7,50 \cdot 10^{-3} Z_2 + 4,53 \cdot 10^{-5} \cdot Z_2^2$$

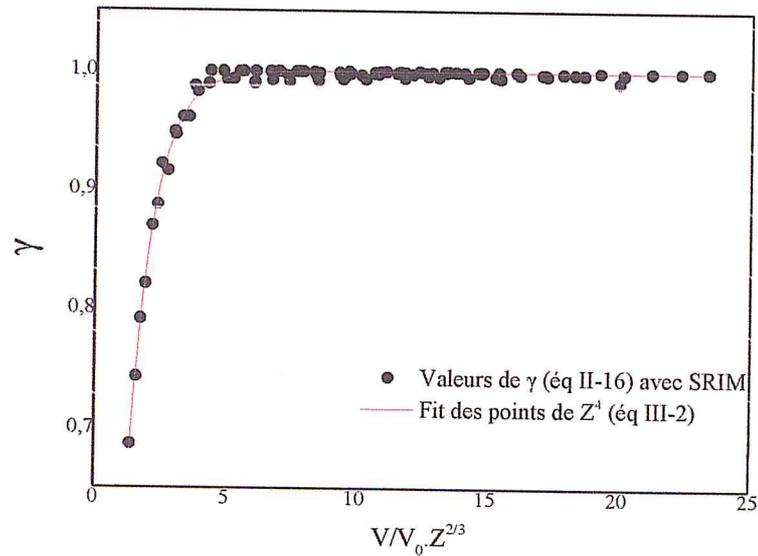


Figure (III-14) : Fit de l'ensemble des points de γ à l'échelle de Z_1^4 ajustés par l'équation III-2.

1. Charge effective de l'ion ^9Be

Sur les figures (III-15 et III-16), on constate qu'aux vitesses $V_r > 7.9$, les valeurs ajustées du paramètre de la charge effective à l'échelle de Z^4 de l'ion ^9Be dans les cibles d'or et de mylar (eq III-1 et III-2), s'accordent assez bien avec celles obtenues à travers les références [34,35] (particulièrement la cible de mylar). A la vitesse $V_r = 2.5$, l'écart relatif ($Er(\gamma)$) maximum entre les valeurs du paramètre de la charge effective obtenu par les deux fit et la relation d'Antony [35] est respectivement de 7% et 2.90% pour les deux cibles. Cette différence diminue au fur et à mesure que la vitesse relative augmente (ceci est valable pour toute les figures).

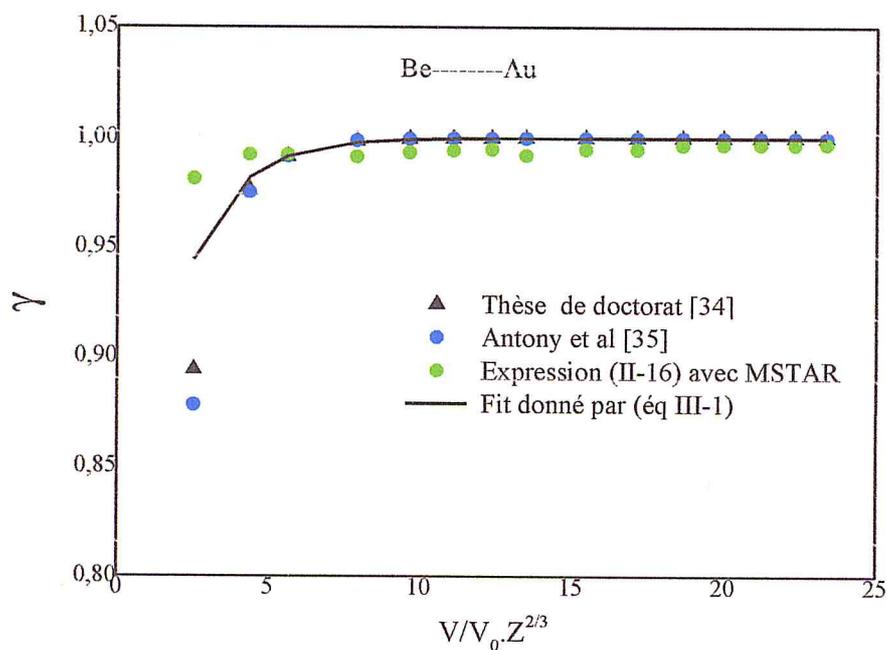


Figure (III-15) : Le paramètre de la charge effective de l'ion ${}^9\text{Be}$ dans la cible $d^{197}\text{Au}$.

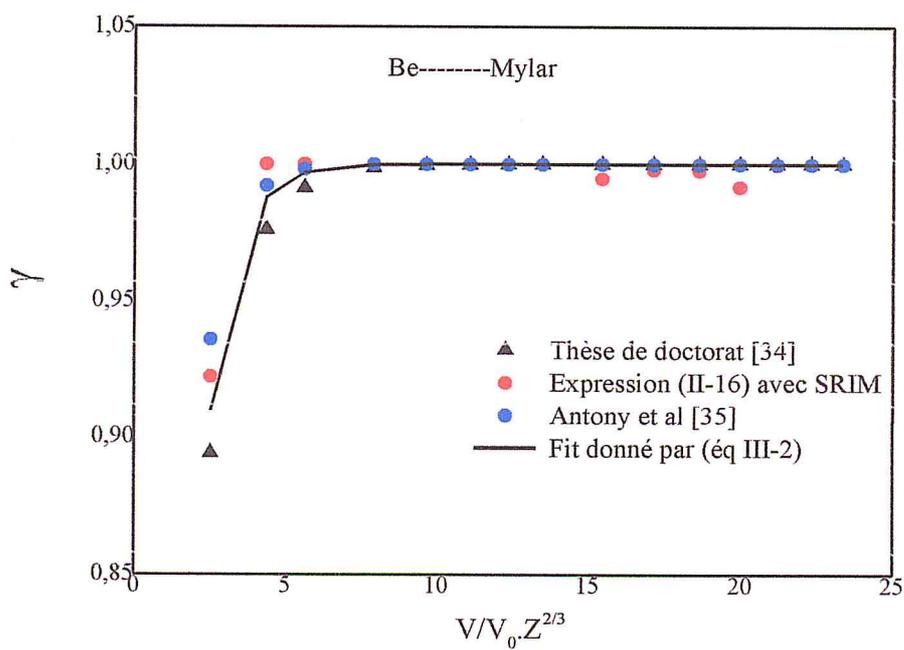


Figure (III-16) : Le paramètre de la charge effective de l'ion ${}^9\text{Be}$ dans la cible de mylar.

2. Charge effective de l'ion ^{12}C

Nous avons reporté sur les figures (III-17 et III-18), les valeurs du paramètre de la charge effective à l'échelle de Z_1^4 données par les fit et les celles trouvées par les références [34,35], de l'ion ^{12}C dans l'or et le mylar pour des vitesses relatives comprises entre 1.9 à 17.8. Un bon accord est trouvé entre les quatre courbes aux vitesses relatives $V_r \geq 6$ ($\text{Er}(\gamma) < 0.80\%$), excepté à $V_r = 10.30$ pour la cible d'or (figure III-17, écart relatifs égal à 1.30%). A $V_r = 1.90$, la différence maximale entre les valeurs de γ obtenues par les deux fit et celles d'Antony [35] est respectivement de 13.40 % et 5.15% pour les deux cibles.

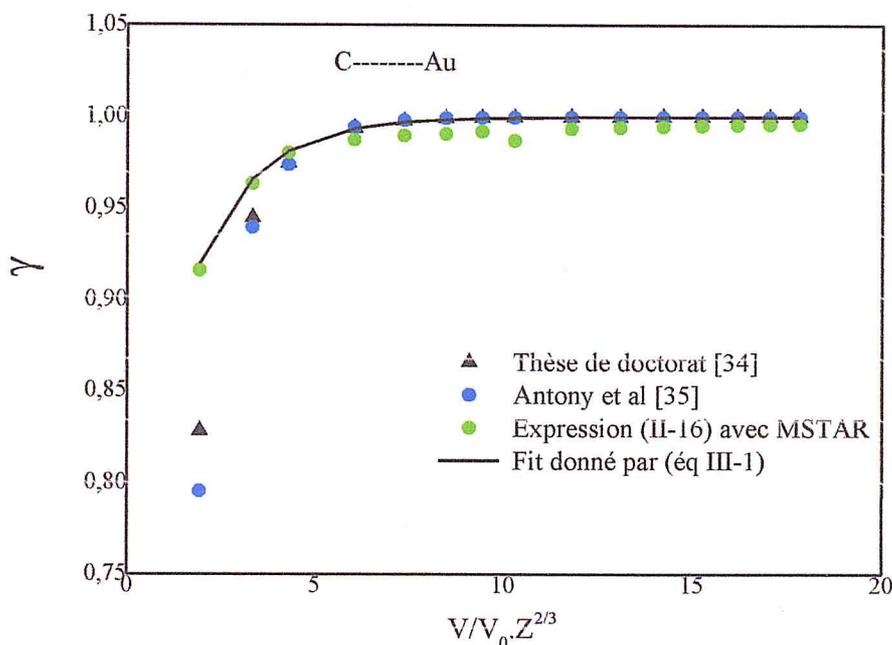


Figure (III-17) : Le paramètre de la charge effective de l'ion ^{12}C dans la cible $d^{197}\text{Au}$.

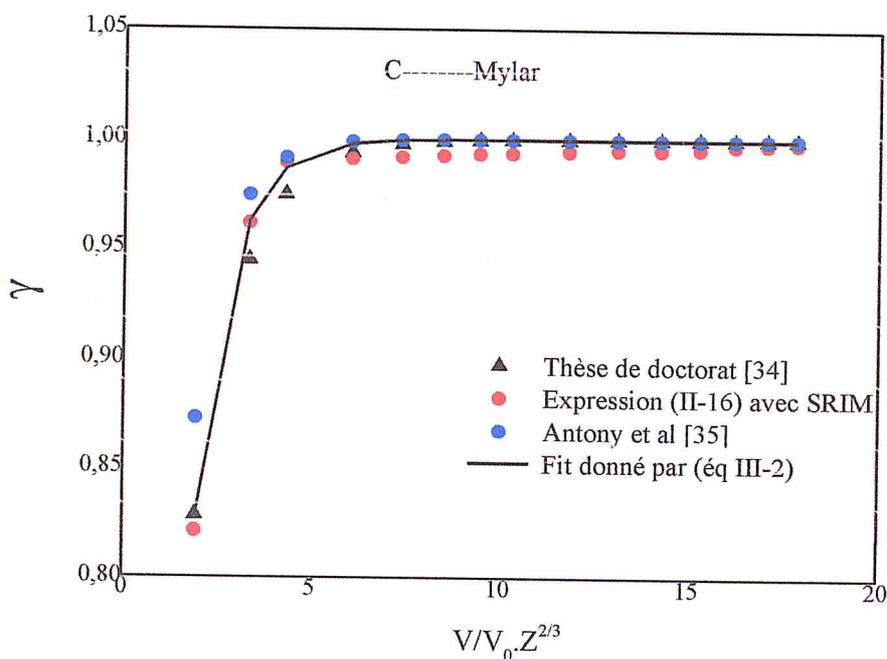


Figure (III-18) : Le paramètre de la charge effective de l'ion ^{12}C dans la cible de mylar.

3. Charge effective de l'ion ^{16}O

Nous avons présenté sur les figures (III-19 à III-20), les valeurs de γ obtenues par les deux fit et celles données à partir des références [34,35], de l'ion ^{16}O dans les deux cibles aux vitesses relatives V_r de 2.70 à 14.70.

Un remarquable accord est trouvé entre les différentes courbes à des vitesses relatives $V_r \geq 7$ en particulier avec la cible de mylar, alors qu'il est acceptable dans la cible d' ^{197}Au ($\text{Er}(\gamma) < 0.90\%$, sauf à $V_r = 8.50$ où $\text{Er}(\gamma) = 1.40\%$). A $V_r = 2.70$, l'écart maximum entre les résultats de la charge effective donnés par les deux fit et ceux d'Antony est trouvé respectivement égale à 5.40% et 2.30% pour l'or et le mylar.

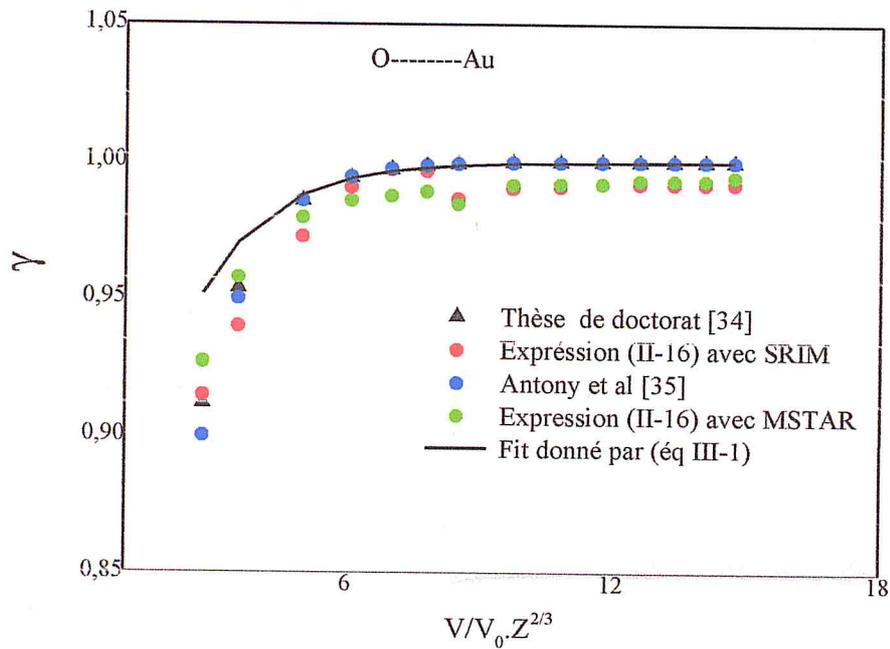


Figure (III-19) : Le paramètre de la charge effective de l'ion ^{16}O dans la cible d' ^{197}Au .

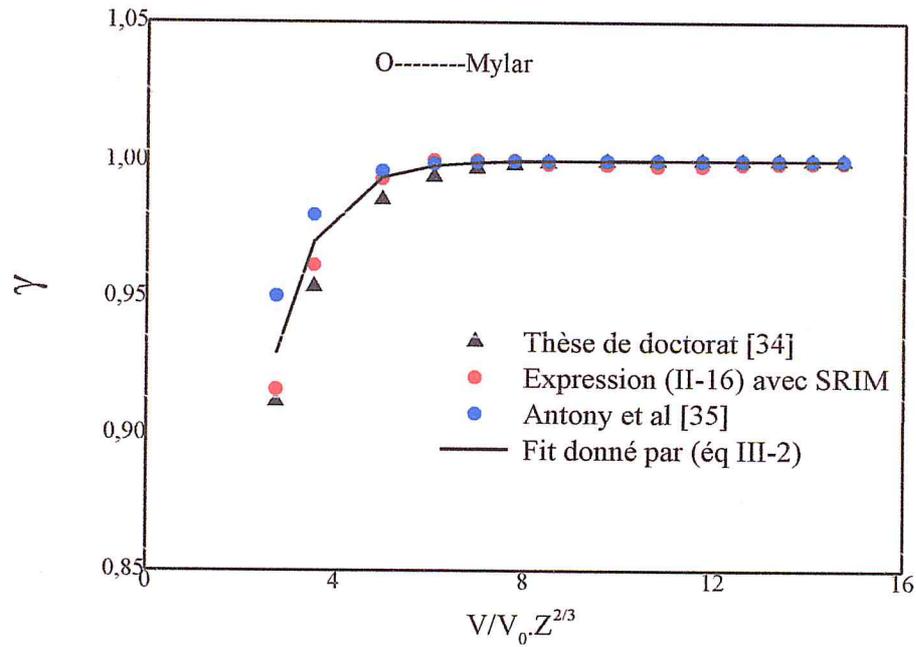


Figure (II-20) : Le paramètre de la charge effective de l'ion ^{16}O dans la cible de mylar.

4. charge effective des ions ^{11}B , ^{14}N et ^{20}Ne

Les résultats de la charge effective à l'échelle de Z^4 obtenus par les fit (eq.III-1 et III-2) des ions ^{11}B , ^{14}N et ^{20}Ne dans les cibles d'or et de mylar, pour des vitesses relatives V_r comprises entre 1.7 et 20 sont illustrés sur les figures (III-21 à III-26).

Les valeurs de γ ajustées (eq.III-1 et III-2) sont trouvées en bon accord avec celles données par les références [34,35] aux vitesses $V_r \geq 5.45$ pour l'ensemble des trois ions dans les deux cibles ($\text{Er}(\gamma) < 0.90\%$) et particulièrement le mylar. Aux vitesses relatives $V_r = 2.15, 1.70, 2.35$ des ions ^{11}B , ^{14}N et ^{20}Ne les écarts relatifs maximums obtenus sont respectivement de 10.20%, 16.50, 8.30% dans la première cible alors qu'ils sont de 4.30%, 7.10%, 3.40% dans la deuxième.

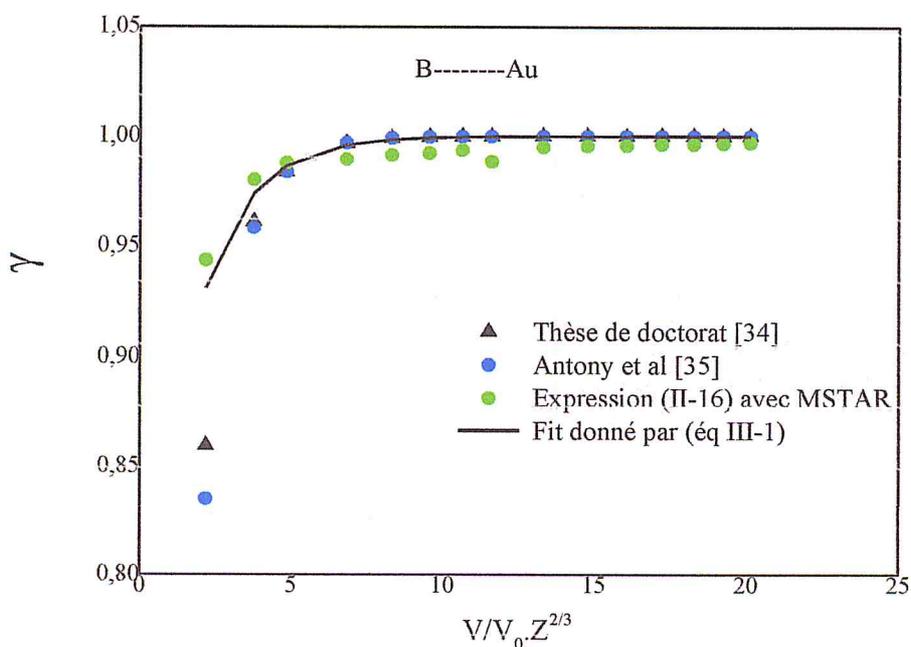


Figure (III-21) : Le paramètre de la charge effective de l'ion ^{11}B dans la cible $d^{197}\text{Au}$.

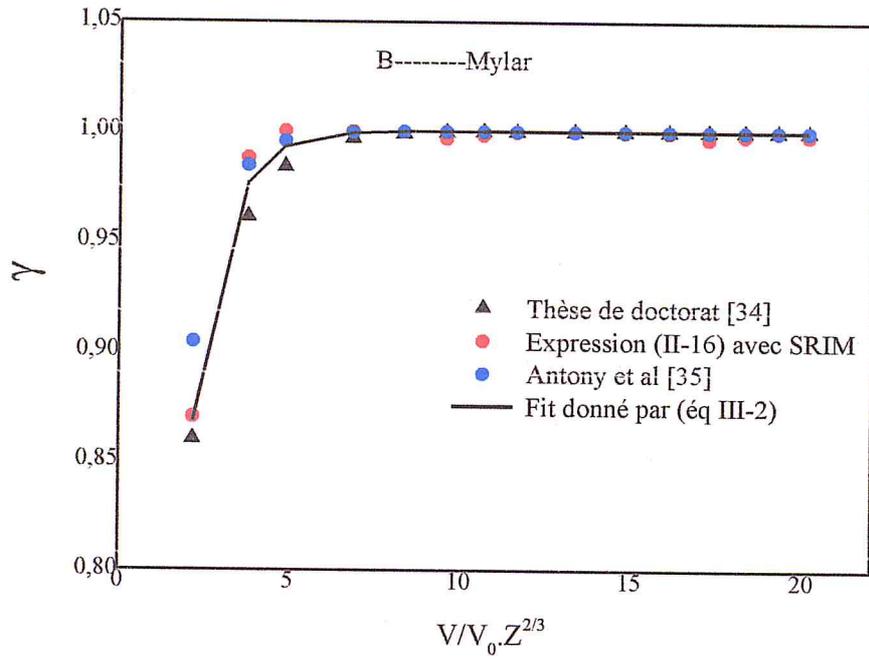


Figure (III-22) : Le paramètre de la charge effective de l'ion ^{11}B dans la cible de mylar.

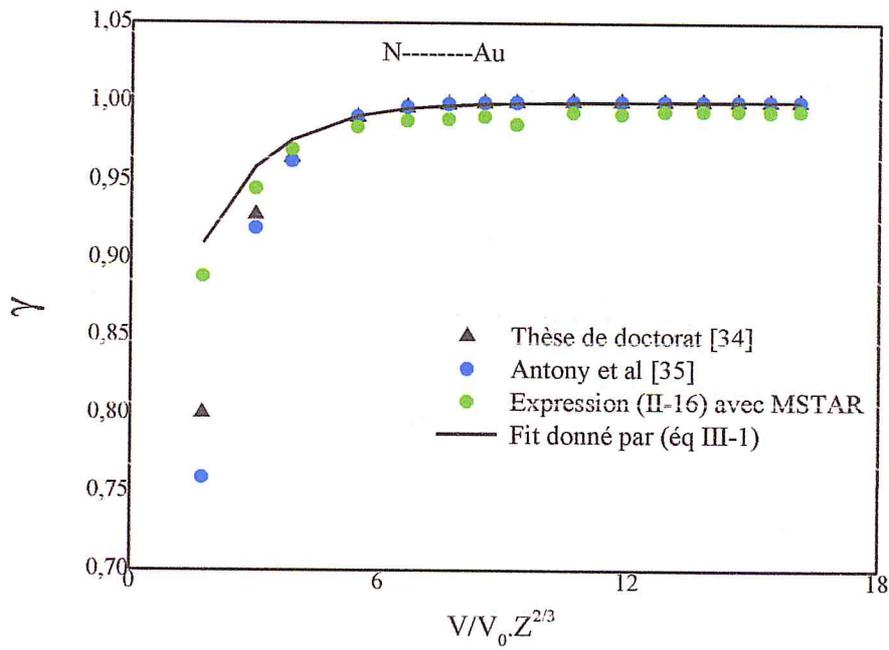


Figure (III-23) : Le paramètre de la charge effective de l'ion ^{14}N dans la cible ^{197}Au .

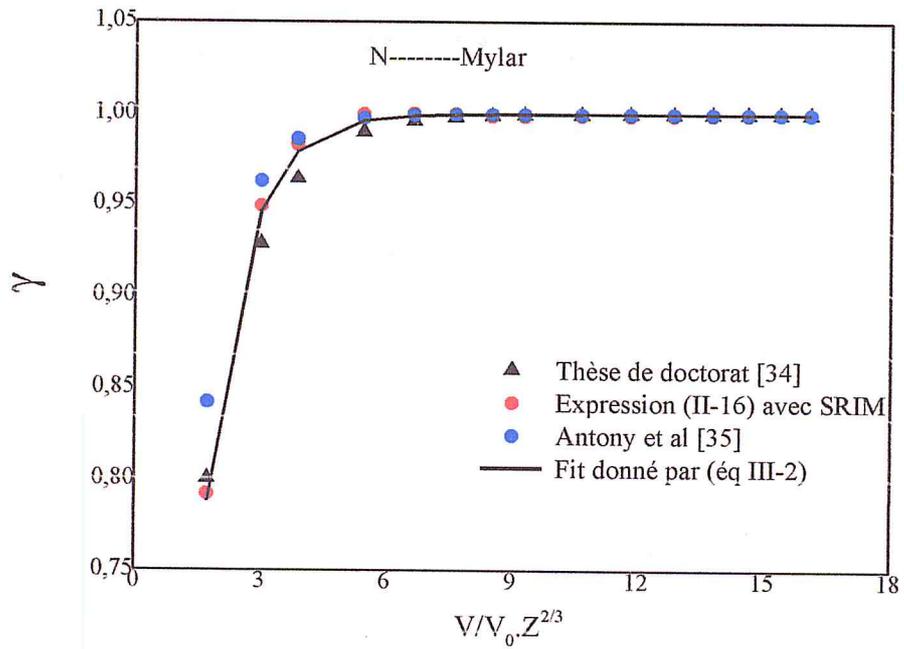


Figure (III-24) : Le paramètre de la charge effective de l'ion ^{14}N dans la cible de mylar

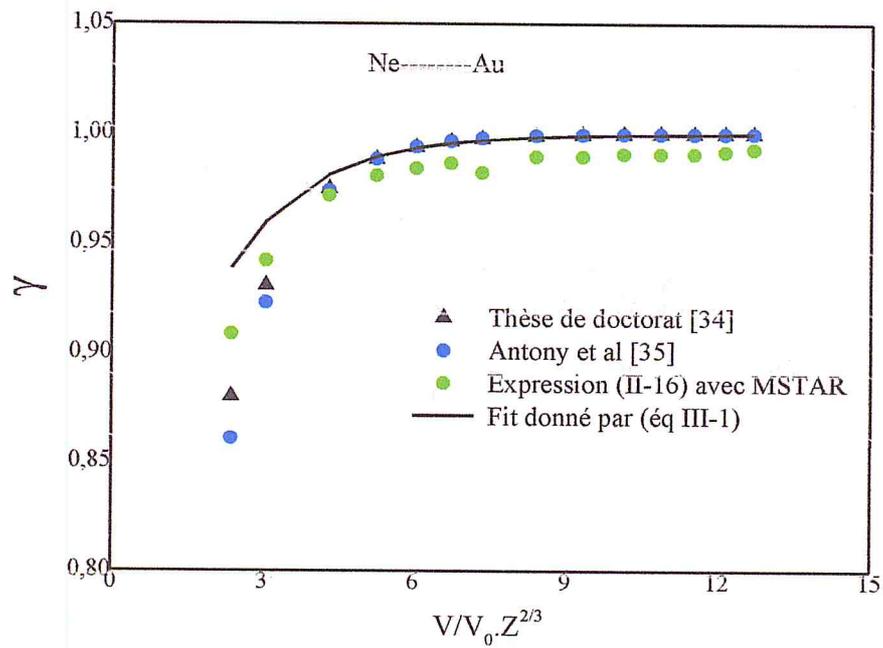


Figure (III-25) : Le paramètre de la charge effective de l'ion ^{20}Ne dans la cible $d^{197}\text{Au}$.

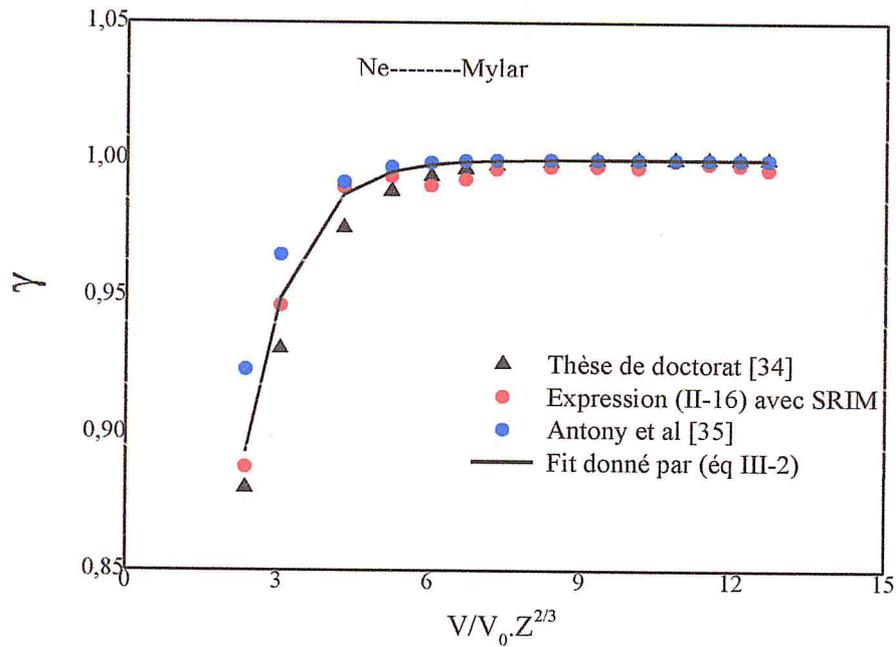


Figure (III-26) : Le paramètre de la charge effective de l'ion ^{20}Ne dans la cible de mylar.

Dans la figure (III-27), nous avons représenté la variation du paramètre de la charge effective des valeurs ajustées par les deux équations ainsi que celles données par la référence [34] de l'ensemble des ions dans les deux cibles. On constate qu'à partir des vitesses relatives $V_r \geq 7.9$ les valeurs des différentes expressions coïncident remarquablement.

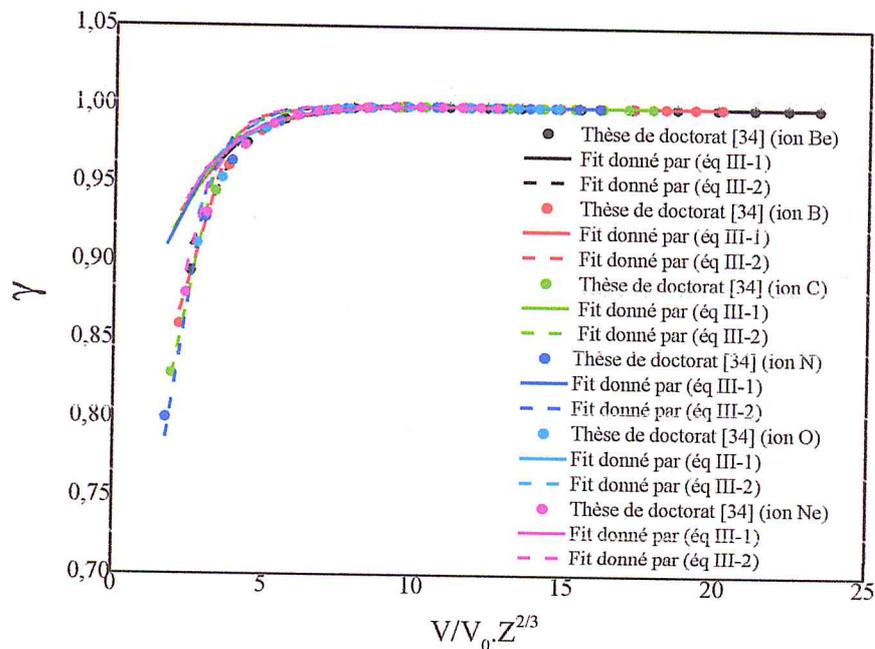


Figure (III-27) : La variation du paramètre de la charge effective des valeurs ajustées par les deux équations ainsi que celles données par la référence [34] de l'ensemble des ions dans les deux cibles.

III.2. 3. La correction de Barkas de l'ion ^{16}O dans les cibles mylar et polypropylène

La connaissance précise de la correction de Barkas dans le calcul du pouvoir d'arrêt est d'une grande importance, principalement dans la gamme d'énergies de 0.6 à 10 MeV/u. Sa contribution peut influer sur les résultats du pouvoir d'arrêt jusqu'à 10 %.

Dans cette partie du travail, on s'intéresse à déterminer les valeurs de la correction de Barkas de l'ion ^{16}O , dans le mylar et le polypropylène. A partir de la formule de Bethe-Bloch modifiée pour un ion dans deux cibles légères, ayant les mêmes charges effectives et vitesses, nous avons obtenu une expression (II-19) sur L_1 (les valeurs du pouvoir d'arrêt sont prises à partir des codes SRIM-2013 et MSTAR). Les résultats de L_1 seront comparés à ceux trouvés par la relation de Ziegler [16] (voir tableau II-2).

Nous rappelons les expressions données aux chapitres un et deux que nous allons utiliser pour le calcul de $(L_1)_{Zie}$, $(L_2)_{Bie}$ et L_{11} , leurs valeurs seront présentées dans les tableaux (III-4 et III-5).

$$L_1 = \frac{L_{low}L_{higt}}{L_{low} + L_{higt}} = (L_1)_{Zie}$$

$$Z_1^2 L_2 = -y^2 [1.202 - y^2 (1.042 - 0.855y^2 + 0.343y^4)] = (Z_1^2 L_2)_{Bic} \quad (I-25)$$

$$L_{11} = \left[\frac{1}{Z^*} \left\{ S_{srim1} \frac{\beta^2}{0.307 Z^{*2}} \left(\frac{A_1}{Z_1} \right) - S_{srim2} \frac{\beta^2}{0.307 Z^{*2}} \left(\frac{A_2}{Z_2} \right) \right\} - L_{01} + L_{02} \right] + L_{12} \quad (II-19)$$

La vitesse de l'ion (β^2) est donnée par la relation suivante :

$$\beta^2 = 1 - \frac{1}{\left[1 + \frac{E_c (MeV)}{931.494 \cdot M(u)} \right]^2}$$

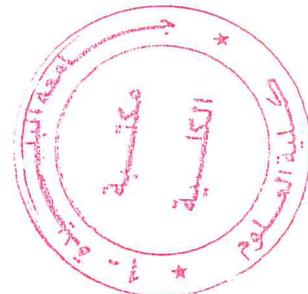
Où E_c et M sont respectivement l'énergie cinétique en MeV et la masse en u.m.a de l'ion.

On définit l'écart relatif $Er(L)\%$ entre $(L_1)_{cal}$ et $(L_1)_{Zie}$ comme suit :

$$Er(L_1) = \left[1 - \frac{(L_1)_{cal}}{(L_1)_{Zie}} \right] \cdot 100 \quad (III-3)$$

1. La correction de Barkas L_1 de l'ion ^{16}O dans le mylar

Les valeurs de la correction de Barkas de l'ion ^{16}O dans la cible de mylar aux énergies de 3 à 100 MeV/u, sont présentées dans le tableau (III-4) et la figure (III-28). Nous avons appliqué la relation (II-19) pour le calcul de L_{11} , les valeurs de L_{12} de cette dernière sont données par l'expression de Ziegler [16] d'une cible d'aluminium. Un accord acceptable est trouvé entre les valeurs de $(L_1)_{MSTAR}$ obtenues par l'équation (II-19) et celles de $(L_1)_{Zie}$, surtout dans la gamme d'énergie de 3 à 50 MeV/u où l'écart relatif est inférieur ou égal à 8%. Par contre, on remarque que la différence est plus importante entre $(L_1)_{SRIM}$ et $(L_1)_{Zie}$, principalement dans le domaine d'énergie de 5 à 100 MeV/u ($Er(\gamma) \geq 10.90\%$).



E (MeV/n)	(L ₁) _{Zie}	(L ₁) _{SRIM}	(L ₁) _{MSTAR}	Er % (SRIM/Ziegler)	Er % (MSTAR/Ziegler)
3	0.08553	0.08953	0.0877	5.00	2.50
5	0.06091	0.07057	0.06373	15.80	4.60
10	0.04145	0.03692	0.04395	10.90	6.00
20	0.02981	0.02259	0.03129	24.20	5.00
30	0.02494	0.01949	0.02667	21.80	6.90
50	0.02008	0.0151	0.02169	24.80	8.00
70	0.01747	0.01257	0.01954	28.10	11.80
80	0.01654	0.01167	0.01869	29.40	13.00
90	0.01576	0.01077	0.01781	31.60	13.00
100	0.0151	0.01	0.01679	33.70	11.20

Tableau (III-4) : Tableau donnant les valeurs de la correction de Barkas L_1 déterminées à partir des expressions (I-26 et II-19) pour l'ion ^{16}O dans le mylar.

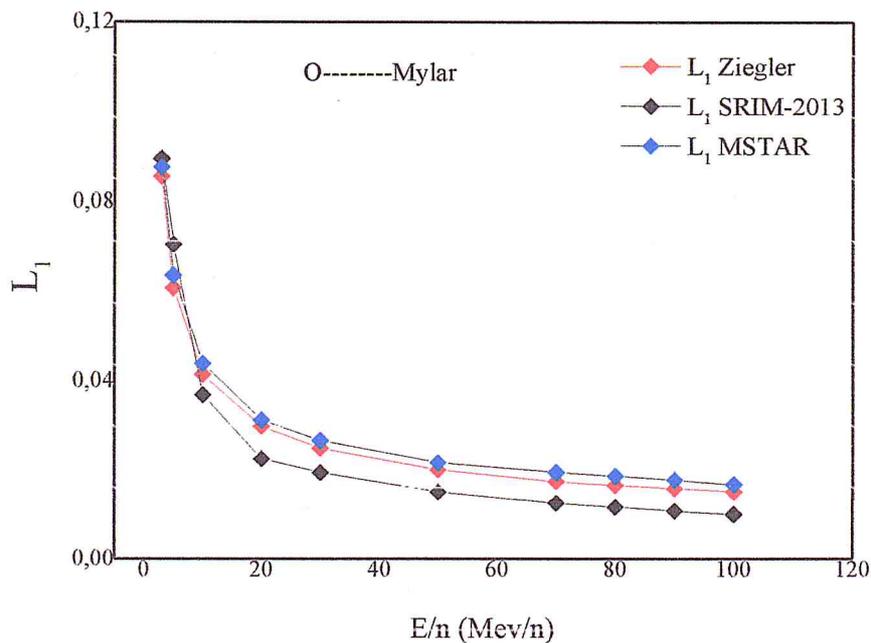


Figure (III-28) : La variation de la correction de Barkas L_1 de l'ion ^{16}O dans la cible de mylar.

2. La correction de Barkas de l'ion ^{16}O dans le polypropylène

La même démarche est suivie pour le calcul de la correction de Barkas de l'ion ^{16}O dans le polypropylène aux énergies de 3 à 100 MeV/u. Pour le calcul de L_{11} , nous avons pris les valeurs de L_{12} de la cible de mylar déterminées à partir de l'expression (II-19). D'après le tableau (III-5) et la figure (III-29), On remarque, qu'un accord remarquable existe entre $(L_1)_{\text{Zie}}$ et $(L_1)_{\text{MSTAR}}$ particulièrement aux énergies $E_0 \geq 30$ MeV/u ($\text{Er}(\gamma) \leq 3.30\%$), ce qui n'est pas le cas, entre $(L_1)_{\text{Zie}}$ et $(L_1)_{\text{SRIM}}$ ($\text{Er}(\gamma) \geq 10.40\%$, dans toute la gamme d'énergie).

E (MeV/n)	L_1 Ziegler	L_1 SRIM	L_1 MSTAR	$ \text{Er} %$	$ \text{Er} %$
				(SRIM/Ziegler)	(MSTAR/Ziegler)
3	0.10342	0.05671	0.08153	45.20	21.20
5	0.06912	0.0501	0.05834	27.50	15.60
10	0.0442	0.03707	0.03991	16.10	9.70
20	0.03072	0.03391	0.02902	10.40	5.50
30	0.02542	0.02946	0.02457	15.90	3.30
50	0.0203	0.02378	0.01997	17.20	1.60
70	0.01759	0.00815	0.01751	53.70	0.50
80	0.01664	0.02057	0.01664	23.60	0.004
90	0.01584	0.02004	0.01588	26.50	0.20
100	0.01517	0.01944	0.01526	28.20	0.60

Tableau (III-5) : Tableau donnant les valeurs de la correction de Barkas L_1 déterminées à partir des expressions (I-26 et II-19) pour l'ion ^{16}O dans le polypropylène.

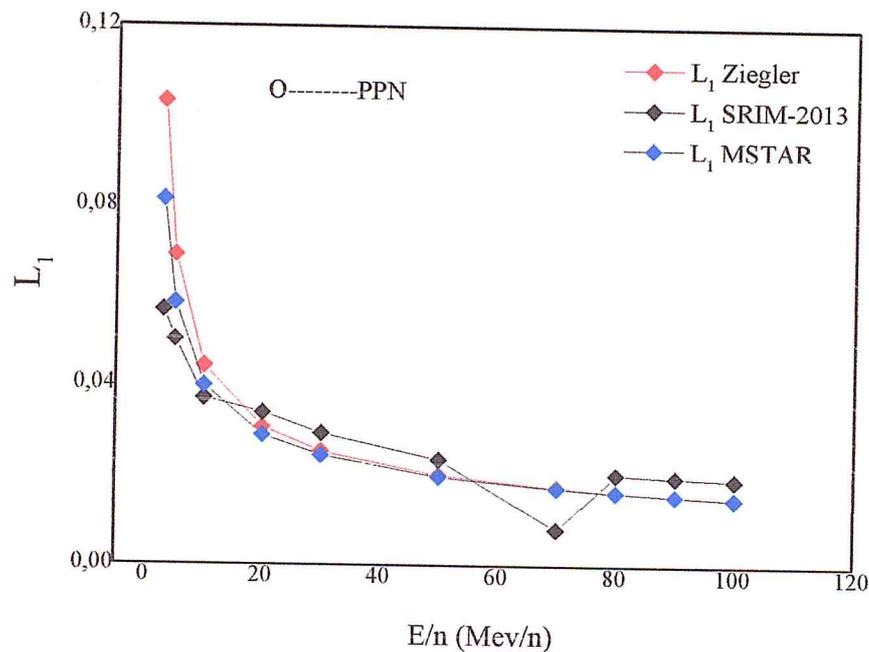


Figure (III-29) : La variation de la correction de Barkas L_1 de l'ion ^{16}O dans la cible de polypropylène.

III.2.4 Expression générale du pouvoir d'arrêt indépendamment de la correction de Barkas

Nous avons calculé les valeurs du pouvoir d'arrêt de l'ion ^{12}C dans la cible d' ^{197}Au en utilisant l'expression (II-26) et nous les avons comparées avec celles trouvées par la formule de Bethe-Bloch modifiée (I-24). On constate que les résultats obtenus à travers les deux relations coïncident parfaitement (voir tableau III-6).

Rappel de l'expression générale du pouvoir d'arrêt donnée dans le chapitre II :

$$S(E, Z_1) = Z_1^3 S(E_p) - \left(\frac{Z_1^2 Z_2 K}{\beta^2}\right) [(Z_1 - 1)L_0 + (Z_1 L_2(p) - Z_1^2 L_2(Z_1))] \quad (\text{II-26})$$

Cette expression est indépendante du terme de Barkas. On peut l'utiliser pour les ions de numéro atomique $Z_1 \geq 1$.

E (MeV/n)	$S(E)_{\text{Bethe}}$ (Mev. cm ² /mg)	$S(E)_{\text{II-26}}$ (Mev. cm ² /mg)
20	0.41595	0.41595
25	0.35489	0.35489
30	0.31513	0.31513
40	0.25318	0.25318
50	0.21551	0.21551
60	0.18898	0.18898
70	0.16927	0.16927
80	0.15398	0.15398
90	0.14181	0.14181
100	0.13177	0.13177

Tableau (III-6) : Les valeurs du pouvoir d'arrêts de l'ion ¹²C dans la cible d'or obtenus par les deux expressions (I-24 et II-26).

Conclusion générale

Conclusion générale

Nous avons consacré cette étude, aux calculs du pouvoir d'arrêt $S(E)$, de la charge effective Z_1^* à l'échelle de Z_1^4 et de la correction (terme) de Barkas L_1 des particules chargées ^9Be , ^{11}B , ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O , ^{20}Ne dans les cibles d'or et mylar pour des énergies de 1 à 100 MeV/u.

Nous avons entamé notre travail, en démontrant que dans la gamme d'énergie citée ci-dessus, la formule de Bethe-Bloch modifiée donne des résultats qui s'accordent bien avec ceux trouvés dans la littérature, ce qui n'est pas le cas pour la formule de Bohr. Suite à ce résultat, nous l'avons appliqué afin de déterminer le pouvoir d'arrêt de l'ensemble des ions cités plus haut, dans les deux cibles, en utilisant la charge effective donnée dans les références [34,35]. Les valeurs de $S(E)$ ont été trouvées en très bon accord avec celles générées par codes SRIM-2013, MSTAR et CasP aux énergies E/A supérieures à 10 MeV/u pour tous les ions. A l'énergie 1 MeV/u, l'écart relatif maximum observé par rapport à Antony [35] est de 26.70% (^{16}O) et 17.50% (^{14}N) respectivement dans les cibles d'or et mylar.

Le calcul de $S(E)$ nécessite, la connaissance précise de la charge effective à l'échelle de Z_1^4 . Nous avons déterminé le paramètre de la charge ($\gamma = Z_1^*/Z_1$) des ions ^9Be , ^{11}B , ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O , ^{20}Ne dans les deux cibles à des vitesses relatives V_r comprises entre 1.40 et 23.30. Les valeurs de γ ont été ajustées par deux fit, dont les expressions sont représentées par les équations (III-1 et III-2) respectivement dans les cibles d'or et de mylar. Les résultats obtenus sont jugés assez bon comparés à ceux donnés par les références [34,35] pour tous les ions aux vitesses $V_r \geq 7.90$. A ces vitesses relatives, la charge effective est pratiquement indépendante du milieu ralentisseur (Z_2). Ce n'est pas le cas aux faibles vitesses où la dépendance sur Z_2 est clairement établie, particulièrement avec la cible d'or (l'écart maximum est de 16.50%, pour l'ion ^{14}N).

Nous avons calculé la correction de Barkas L_1 de l'ion ^{16}O dans les cibles de mylar et polypropylène en utilisant les expressions de Ziegler et (II-19) (dans cette dernière, nous avons utilisé les résultats générés par les codes MSTAR et SRIM). Les valeurs de Barkas obtenues par ces deux expressions de l'ion ^{16}O dans les deux cibles sont d'un accord satisfaisant pour des énergies $E/A \geq 20$ MeV/u principalement, avec les données issues du

code MSTAR ($Er(\gamma) \leq 13\%$). Enfin, Nous avons déterminé les valeurs du pouvoir d'arrêt de l'ion ^{12}C dans la cible d' ^{197}Au en utilisant l'expression (II-26) puis nous les avons comparées avec celles trouvées par la formule de Bethe-Bloch modifiée (I-24). Les résultats obtenus à travers les deux relations coïncident parfaitement.

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, 28 N° 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) ; ICRU Report 73, Stopping of Ions Heavier Than Helium, International Commission on Radiation Units and Measurements, J. ICRU 5, 1 (2005).
- [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]: W.H. Barkas, W. Birnbaum and F. M. Smith, Phys. Rev. 101, 778 (1956).
- [16]: J. F. Ziegler, Journal of Applied Physics 85, 3 (1999).
- [17]: H. Bichsel, Phys. Rev. A 41, 3642 (1990).
- [18]: M. Born, Z. Phys., 38 (1926) 803.
- [19]: A. Dib, Thèse de magister, USTHB-Alger, 2006.
- [20]: O.B. Firsov, Zh. Eksp.Teor. Fis. 36, 1517-1523 (1959) [English Translation: Sov. Phys. JETP 9, 1076-1080 (1959)].

- [21]: S. Mammeri, Thèse de doctorat, USTHB-Alger, 2010.
- [22]: E. Rutherford, E. Phil. Mag. 21, 669, (1911).
- [23] F. Bloch, Z. Phys. 81 363 (1933).
- [24]: U. Fano, *Studies in Penetration of Charged Particles in Matters*, Nuclear Science Report No. 39 (U. S. National Academy of Sciences, Washington DC, 1964), pp. 1-338.
- [25]: H. Bichsel, Phys.Rev. A 46 (1992) 5761.
- [26]: R.M. Sternheimer, S.M. Seltzer, and M.J. Berger, Phys. Rev. B26, 6067 (1982).
- [27]: E. Fermi, Phys. Rev. 57, 485 (1940).
- [28]: J. Lindhard and A. Winther, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk, 34 N° 4 (1964).
- [29] ICRU report 37, Stopping Powers and Ranges for Electrons and Positrons, International Commission on Radiation Units and Measurements, (1984).
- [30]: W. H. Bragg. and R. Kleeman, Philos. Mag. 10 (1905) 318.
- [31]: N. Bohr, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk 24, No. 19 (1948).
- [32]: 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>
- [33]: L.C. Northcliffe, Ann. Rev. Nucl. Sci. 13 (1963) 67.
- [34]: M. Chekirine, Thèse de doctorat, Université Batna1-Batna, 2017.
- [35]: J.M. Antony and W. A.Landford, Phys.rev.A25 (1982) 1868.
- [36]: H. H. Andersen, J. F. Bak, H. Knudsen, P. Moller-Petersen and B. R. Nielsen, Nucl. Instr. and Meth. 140, 357 (1977); H. H. Andersen, J. F. Bak, H. Knudsen and B. R.
- [37]: J., Ashley, R.H. Ritchie and W. Brandt, Phys. Rev. B 5 N° 7 (1972) 2393.
- [38]: H. Bichsel, Phys.Rev. A 41 N° 7 (1990) 3642.
- [39]: H. Dehbi et M. Bakalem, Mémoire de master, Université Blida1-Blida, 2017.

