

République Algérienne démocratique et populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



UNIVERSITE BATNA 1

Faculté des sciences de la matière

THESE

Présentée par

Chekirine Mamoun

Pour l'obtention du diplôme de Doctorat en sciences

Spécialité : Physique Nucléaire

Option : Rayonnement

Thème

***Etude expérimentale du pouvoir d'arrêt des ions légers et
lourds dans les polymères***

Soutenue le 25/01/2017, devant les membres du jury :

Mr. D. Bahloul,	Professeur,	UHL de Batna1	Président
Mr. S. Tobbeche,	Professeur,	UHL de Batna1	Directeur de thèse
Mr. A. Bouldjedri,	Professeur,	UHL de Batna1	Examineur
Mr. S. Ouichaoui,	Professeur,	USTHB	Examineur
Mr. S. Hassani,	Directeur de recherche,	CRNA	Examineur
Mr. M. Nekkab,	Professeur,	UMB de M'Sila	Examineur

Remerciements

Le travail effectué dans le cadre de cette thèse, a été réalisé au Centre de Recherche Nucléaire d'Alger et à l'Institut de Recherche Fondamentale Tata. Je remercie les responsables du Centre de Recherche Atomique Bhaba de Mumbai, de m'avoir accueillie au sein de leur division (Nuclear Physics Division).

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à Monsieur Saïd Tobbeche, Professeur à l'université de Batna 1 pour avoir accepté la direction et le suivi de cette thèse de doctorat. Les discussions fructueuses que nous avons pu échanger, sa disponibilité et ses conseils m'ont été d'une grande importance. Qu'il trouve ici mes sincères remerciements

Monsieur Derradji Bahloul, Professeur à l'université de Batna 1, m'a fait l'honneur en acceptant la présidence de ce jury de thèse. Qu'il en soit sincèrement remercié.

J'exprime mes vifs remerciements à Messieurs Abdelhamid Bouldjedri, Professeur à l'université de Batna 1, Saâd Ouichaoui, Professeur à la Faculté de Physique de l'USTHB, Saoud Hassani, Directeur de recherche au CRNA et Mohamed Nekkab, Professeur à l'université de Msila d'avoir accepté de juger ce travail.

J'exprime ma reconnaissance à Monsieur Ammi Hakim, Directeur de recherche au CRNA pour son aide, ses encouragements et sa participation aux différentes expériences que nous avons réalisé auprès de l'accélérateur V.D.G. du C.R.N.A qui m'ont été d'un grand apport pour l'aboutissement de la première partie de ce travail.

J'adresse mes remerciements les plus sincères à Messieurs Amrane Midouni et D.C. Biswas respectivement responsable de l'accélérateur V.d.G. du CRNA et chercheur au BARC pour leurs constantes disponibilités lors des différentes expériences que nous avons menées.

Je ne saurais oublier de remercier Mademoiselle Amel Cherfi, enseignante à l'université de Blida 1 pour l'aide et le soutien qu'elle n'a cessée de me prodiguer tout au long de ce travail.

Enfin, Je remercie tous les gens qui m'ont soutenus, je cite en particulier mes amis de l'université de Blida 1 et du CRNA en l'occurrence Rachid khelifi , Mohamed Zilabdi, Zohir Idiri, Ster Mammeri et Amel Dib.

Dédicace

A la mémoire de mes parents.

A la mémoire de mes grands parents principalement Khadija et Aicha.

A la mémoire de mon oncle Hamidou et de mes beaux parents.

A mes trois enfants Abdelssamed, Lounes et Safia.

A ma femme Naima.

A mes deux sœurs Abla et Salima.

A mes frères Mansour, Salim, Ahmed et Mohamed.

A mes amis R. Baba-aïssa, M. Houes, N. Boussaa, S. Boukendakji, M. Kouchi et M. Boufatis.

*A mon ami Tahar Benfoughal auquel je suis très reconnaissant, qu'il reçoive toute ma
gratitude.*

TABLE DES MATIÈRES

Introduction générale.....	1
I. Interaction des particules chargées avec la matière.....	4
I.1. Introduction.....	5
I.2. Les principaux paramètres qui caractérisent le ralentissement des particules chargées.....	5
I.3. Théories du pouvoir d'arrêt.....	6
1. Introduction.....	6
2. Pouvoir d'arrêt électronique.....	7
2.1. Introduction.....	7
a. Le régime de basses vitesses $(v \ll Z_1^{2/3} v_0)$	8
b. Le régime des vitesses intermédiaires $(v \approx Z_1^{2/3} v_0)$	8
c. Le régime des vitesses élevées $(v \gg Z_1^{2/3} v_0)$	8
2.2. L'approche classique de Bohr du pouvoir d'arrêt.....	9
2.3. L'approche quantique de Bethe.....	12
2.4. Calcul du pouvoir d'arrêt par la théorie de Bethe-Bloch	13
2.5. Pouvoir d'arrêt dans un matériau composé.....	16
1. Modèle de Bragg.....	16
2.6. La charge effective.....	17
1. Généralités	17
2. Définition de la charge effective.....	18
3. Modèle de BK-ZBL.....	19
4. Expression de la charge effective.....	20
5. Expression de la correction de Barka.....	20

II. Procédure expérimentale utilisée pour la mesure de la perte d'énergie des particules chargées ^1H, ^4He, ^{16}O, ^{19}F, ^{28}Si.....	22
II.1. Introduction.....	23
II.2. La méthode utilisée pour la mesure de la perte d'énergie des ions légers (^1H , ^4He	24
II.2.1. Spectrométrie de rétrodiffusion de Rutherford : RBS.....	24
1. Généralités.....	24
2. Caractérisation de la rétrodiffusion.....	24
II.2.2. Perte d'énergie en transmission	26
II.2.3. Technique nucléaire de transmission indirecte.....	27
II.2.4. Dispositif expérimental	29
1. Le faisceau des particules légères.....	29
2. La chambre à réaction.....	31
3. Caractéristiques des cibles.....	32
a. Les cibles Au/Si.....	32
b. Les films plastiques.....	33
II.2.5. Détermination expérimentale de la perte d'énergie des particules incidentes.....	35
1. Les conditions expérimentales.....	35
2. La perte d'énergie.....	37
a. Evaluation de la perte d'énergie.....	37
b. Incertitudes sur le pouvoir d'arrêt.....	37
II.3. La méthode utilisée pour la mesure de la perte d'énergie des ions lourds (^{16}O , ^{19}F , ^{28}Si)	38
II.3.1. Dispositif expérimental.....	38
1. Le faisceau de particules lourdes.....	40
2. Caractéristiques des cibles.....	40
II.4. Conclusion.....	41
III. Analyse et discussion des résultats expérimentaux.....	42
III.1. Introduction.....	43

III.2. Présentation des résultats expérimentaux des particules légères (p, α).....	43
III.2.1. Résultats du pouvoir d'arrêt des particules légères (p, α)	43
III.3. Analyse et discussion.....	46
1. Le pouvoir d'arrêt des ions ^1H et ^4He	46
III.4. Présentation des résultats expérimentaux des ions lourds (^{16}O , ^{19}F , ^{28}Si).....	50
III.4.1. Résultats du pouvoir d'arrêt des ions lourds (^{16}O , ^{19}F et ^{28}Si).....	50
III.4.2. Résultats de la charge effective des ions lourds (^{16}O , ^{19}F et ^{28}Si).....	55
III.5. Analyse et discussion.....	60
1. Le pouvoir d'arrêt de l'ion ^{16}O	60
2. Le pouvoir d'arrêt de l'ion ^{19}F	62
3. Le pouvoir d'arrêt de l'ion ^{28}Si	62
4. La charge effective des ions lourds (^{16}O , ^{19}F et ^{28}Si).....	63
5. Comparaison entre les diverses expressions du paramètre de la charge effective.....	64
III.6. Détermination de la correction de Barkas (L_I) des protons et des α dans des cibles d'aluminium et d'or.....	65
III.7. Conclusion.....	69
Conclusion générale	72
Références.....	74
Articles publiés et communications présentées.....	78

ملخص

قياسات فقدان الطاقة للجسيمات المشحونة لها أهمية في مجالات علمية عدة خاصة منها في الفيزياء الطبية (علاج بالأشعة)، تحليل الاختراق الناتج عن الأشعة، الحماية من الأشعة زرع الأيونات إلى آخره. كما لها أهمية كبرى إذ توفر معلومات في الميدان الأساسي وفي الخصائص الفيزيائية للمواد التي تمر فيها الجسيمات. في السنوات الأخيرة، أعمال كثيرة خصصت لقياس فقدان الطاقة في البوليمر (ymerePol) وهذا راجع لاستعمالها في مجالات عديدة كصناعة الميكروالكترونيك، الفيزياء النووية، قياس الجرعات. تمت في هذه الدراسة التجريبية حساب قدرة الإيقاف لكل من الأيونات ^{4}He ، ^{16}O ، ^{19}F ، ^{28}Si ، ^1H في الأفلام الرقيقة للمايلار، المكروبول و البولي بروبيلين في مجال الطاقة 0.8-5.5 n/MeV. استعملت تقنية الانتقال المبنية على ضم تقنيتين كثيرة الاستعمال في التجارب تباطؤ الجسيمات المشحونة في المادة و هما على التوالي، تقنية الارتداد ثم الانتقال (^1H ، ^4He) و الانتشار ثم الانتقال (^{16}O ، ^{19}F ، ^{28}Si). لقياس فقدان الطاقة استخدمنا كاشف (حاجز السطح) مرة بدون و أخرى بالفيلم البوليمر. نتائجا قرنت مع الحسابات المتوفرة في CasP، SSAP، MSTAR، MISR، ASTAR-PSTAR. حسبنا الشحنة الفعالة لكل من ^{16}O ، ^{19}F ، ^{28}Si في سلم Z^2 كما وجدنا علاقة لحساب تصحيح بركاس و الشحنة الفعالة في سلم Z^4 . استعملت هذه العلاقة لإيجاد تصحيح (Barkas) للبروتونات و الجسيمات α في الألمنيوم (Al) و الذهب (Au).

Résumé

Les mesures de la perte d'énergie des particules chargées sont très importantes dans de nombreux domaines scientifiques, notamment en physique médicale (radiothérapie), l'analyse des dommages créés par les rayonnements (radiation damage), la radioprotection, l'analyse des matériaux avec des faisceaux d'ions, dans le processus d'implantation ionique. Elles sont aussi d'un grand intérêt d'un point de vue fondamental et fournissent d'importantes informations concernant les propriétés physiques des matériaux traversés. Ces dernières années, plusieurs travaux ont été consacrés aux mesures de la perte d'énergie dans les films polymères, ceci est due en partie à leurs utilisations dans les divers domaines tels que l'industrie de la microélectronique, la dosimétrie, la physique nucléaire. Dans cette étude expérimentale, nous avons déterminé le pouvoir d'arrêt des ions ^1H , ^4He , ^{16}O , ^{19}F et ^{28}Si dans les films minces de mylar, makrofol et polypropylène dans une gamme d'énergie de 0.23 à 5.5 MeV/n (région de Bethe). Nous avons adopté la technique de transmission basée sur la combinaison de deux techniques très utilisées dans les expériences du ralentissement des particules chargées dans la matière, la rétrodiffusion (RBS) associée à la transmission pour les ions légers (^1H , ^4He) et la diffusion combinée à la transmission des ions lourds (^{16}O , ^{19}F et ^{28}Si). Nos mesures ont été réalisées au moyen d'un détecteur à barrière de surface avec et sans films polymères. Nos résultats ont été comparés avec ceux générés par les codes de calculs PSTAR-ASTAR, SRIM, CasP, MSTAR et PASS. La charge effective des ions lourds ^{16}O , ^{19}F et ^{28}Si a été déterminée à l'échelle de Z^2 . Enfin, deux expressions ont été obtenues, l'une concernant la charge effective à l'échelle de Z^4 et l'autre pour la correction de Barkas. Cette dernière a été utilisée avec succès pour le calcul de la correction de Barkas des protons et des particules alphas dans des cibles d'aluminium ($^{27}_{13}\text{Al}$) d'or ($^{197}_{79}\text{Au}$).

Abstract

Electronic energy loss of charged particles in materials is a fundamental process responsible for the unique response of materials in applications of advanced nuclear power, radiation detectors, advanced processing of electronic devices and medical physics. The slowing down of energetic heavy ions in polymers has received much attention in recent years. This is partly due to the use of polymers in various ion applications and partly due to their increasing use in industry such as microelectronics, in radiation dosimetry and in nuclear physics research. In this study, stopping powers of ^1H , ^4He , ^{16}O , ^{19}F , ^{28}Si ions crossing thin Mylar, makrofol and polypropylene foils have been determined by using the transmission technique (retrodiffusion back scattering for ^1H , ^4He and back scattering for ^{16}O , ^{19}F , ^{28}Si combining to the transmission technique) in the Bethe region. The energy loss was measured over a continuous range of energies from 0.23 to 5.5 MeV/n using the data that was tagged by a surface barrier detector (SBD) with and without stopping foils. We have compared the obtained stopping values to those predicted by SRIM, MSTAR, PSTAR-ASTAR, PASS and CasP computers codes calculations. The effective charge values of ^{16}O , ^{19}F , ^{28}Si heavy ions have been also deduced from the experimental set of data in Z^2 order. We have obtained two expressions for the experimental determination of the effective charge in Z^4 order and Barkas correction. We have applied this expression with success for the Barkas correction calculation of the protons and alpha particles in aluminum ($^{27}_{13}\text{Al}$) and ($^{197}_{79}\text{Au}$) targets.

Introduction générale

Introduction générale

Le ralentissement des ions énergétiques dans la matière demeure à nos jours un sujet de vastes investigations aussi bien théoriques qu'expérimentales. Il reste un domaine de recherche scientifique très exploré donnant lieu, annuellement, à plusieurs publications dans diverses revues internationales.

Les mesures de la perte d'énergie des particules chargées sont très importantes dans de nombreux domaines scientifiques, notamment dans les expériences de physique nucléaire, en physique médicale (radiothérapie), l'analyse des dommages créés par les rayonnements (radiation damage), la radioprotection, l'analyse des matériaux avec des faisceaux d'ions, dans le processus d'implantation ionique. Elles sont aussi d'un grand intérêt d'un point de vue fondamental et fournissent d'importantes informations concernant les propriétés physiques des matériaux traversés.

Au début du vingtième siècle, de nombreux scientifiques se sont intéressés à la compréhension du phénomène d'interaction des particules chargées avec les atomes du milieu ralentisseur. Ils étaient inspirés par les travaux de Marie Curie sur la radioactivité (1898/1899) dans lesquels, elle a décrit les rayons alpha comme étant des projectiles matériels susceptibles de perdre leur vitesse en traversant la matière. Les travaux les plus connus, nous les devons à Bohr [1], Bethe [2], Bloch [3], Lindhard [4] et récemment Sigmund-Schinner [5] ainsi que Grande-Schiwietz [6-8]. L'étude du ralentissement des ions dans la matière a permis le développement de différentes approches théoriques, à travers des traitements classique [1], quantique [2] et des codes de simulations. Parmi ces codes, Il y a ceux qui sont basés respectivement sur les prévisions théoriques et semi empiriques tels que PASS [9] (les valeurs calculées par le code PASS sont données dans ICRU-73 [10]), CasP [11, 12] et SRIM [13, 14], MSTAR [15], PSTAR-ASTAR [16]. Les nombreux résultats expérimentaux ont permis d'affiner la précision du pouvoir d'arrêt ($S(E)$), principalement des ions légers.

La perte d'énergie des ions légers dans la matière a été largement étudiée expérimentalement, notamment dans les matériaux monoatomiques. Durant les trois dernières décennies, plusieurs travaux dans ce domaine utilisant des cibles polymères ont fait l'objet de publications [17-22].

En revanche, l'étude du ralentissement ($S(E)$, Z_1^*) des ions lourds est plus complexe principalement à cause du phénomène d'échange de charge entre la particule incidente et les

atomes du milieu ralentisseur. Dans le cadre de l'approche semi-empirique, la charge effective (Z_1^*) portée par le projectile est considérée comme un paramètre ajustable pour reproduire les résultats expérimentaux du pouvoir d'arrêt. La première théorie qui s'est intéressée au calcul du paramètre de la charge effective est celle initiée par Brandt et Kitagawa [23] et qui a vu le jour grâce à un traitement semi-empirique effectué par l'équipe de Ziegler [24].

Pour les ions lourds et des cibles polymériques, il n'existe que peu de données expérimentales, mais on constate qu'un intérêt particulier est porté à ce domaine ces dernières années [25-27].

Le but de ce travail est l'étude expérimentale du ralentissement des ions (p, ^4He , ^{16}O , ^{19}F et ^{28}Si) dans des films minces de mylar, makrofol et polypropylène dans une gamme d'énergie qui n'a pas été explorée, afin d'enrichir la base de données disponibles. La précision de nos mesures du pouvoir d'arrêt va permettre une meilleure comparaison avec les codes de calculs cités ci-dessus.

Nos mesures du pouvoir d'arrêt des ions légers ont été effectuées au niveau de l'accélérateur Van de Graaff du Centre de Recherche Nucléaire d'Alger, pour des énergies de 0.84 à 3.10 MeV, en utilisant la technique de rétrodiffusion de Rutherford (RBS) associée à la transmission.

Par contre, nos mesures des ions lourds sont réalisées auprès de l'accélérateur Pelletron 14 UD de l'Institut de Recherche Fondamentale Tata (Tata Institute of Fundamental Research in Mumbai, India), pour des énergies incidentes de 1.60 à 5.50 MeV/n, au moyen de la technique de diffusion combinée à la transmission.

Le travail présenté dans cette thèse est composé des chapitres suivants :

Le premier chapitre résume les principes fondamentaux de l'interaction ions-matière (ralentissement) en rappelant les théories de Bohr et de Bethe-Bloch modifiée ainsi que l'approche semi empirique de Ziegler [28] pour le calcul du pouvoir d'arrêt pour des particules légères dans la région de Bethe.

On termine ce chapitre, par un calcul qui permet d'obtenir une expression de la correction de Barkas (L_1) et une autre sur la charge effective Z_1^* (à l'échelle de Z^4) et ce, en combinant les formules qui donnent le pouvoir d'arrêt de Bethe-Bloch modifiée et la charge effective (aux échelles de Z^2 et Z^4).

Le deuxième chapitre décrit la procédure expérimentale suivie pour la mesure de la perte d'énergie des particules chargées. Nous citons les différents dispositifs expérimentaux et les principales techniques nucléaires utilisées dans les expériences du ralentissement des ions légers et lourds dans la matière.

Les résultats expérimentaux sont présentés, analysés et discutés au troisième chapitre. Nous présentons nos mesures du pouvoir d'arrêt et du paramètre de la charge effective des ions (^1H , ^4He , ^{16}O , ^{19}F et ^{28}Si) dans les films mylar, makrol et polypropylène. Nos valeurs expérimentales sont comparées aux données calculées par les codes SRIM-2013, PSTAR-ASTAR et CasP [12] pour les ions légers ainsi que celles générées par les codes, SRIM-2008, MSTAR, PASS (ICRU-73), CasP [11] et le modèle semi empirique de BK-ZBL pour les ions lourds.

Nous terminons ce chapitre, par une comparaison entre les résultats trouvés par notre expression de la correction de Barkas, pour des protons et des particules α dans des cibles d'aluminium et d'or avec ceux donnés par la relation de Ziegler.

Chapitre I

Interaction des particules chargées avec la matière

I.1. Introduction

L'étude du ralentissement des particules chargées dans la matière a fait l'objet de vastes investigations aussi bien théoriques qu'expérimentales. Elle permet de caractériser les différentes grandeurs physiques mis en jeu lors de ce processus. Le pouvoir d'arrêt (la perte d'énergie par unité de parcours) est l'une des grandeurs physiques fondamentales qui caractérise ce phénomène.

La détermination précise de cette grandeur est d'une grande importance dans toute étude ou application d'un faisceau d'ions dans une cible, comme dans le cas de l'implantation ionique largement utilisée dans le domaine de la modification des caractéristiques des matériaux et dans les applications médicales où la précision des doses de rayonnement administrées est une exigence.

Dans ce chapitre, nous proposons de faire un rappel sur les théories de Bohr [1], Bethe [2] et Bethe-Bloch [3], 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 et de la charge effective portée par ce dernier définie par la relation de Northcliffe [29]. Nous donnons aussi l'expression de la charge effective trouvée par BK (Brandt-Kitagawa) [23] modifiée par ZBL (Ziegler, Biersack et Littmark) [24] qui va être souvent citée lors d'une comparaison avec nos résultats expérimentaux. Enfin, à partir de la définition de la charge effective et du pouvoir d'arrêt de Bethe-Bloch modifiée, nous obtenons deux expressions l'une sur la correction de Barkas(L_I) et l'autre concernant la charge effective à l'échelle de Z^4 .

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

Le pouvoir d'arrêt ($-dE/dX$), le straggling (δE) et le parcours (R) des particules chargées dans un matériau d'épaisseur ΔX , sont des grandeurs physiques qui caractérisent le phénomène du ralentissement. Ces grandeurs peuvent être déterminées expérimentalement (par des mesures directes de la perte d'énergie) et théoriquement (à partir des formules données par certaines théories).

I.3. Théories du pouvoir d'arrêt

1. Introduction

Le pouvoir d'arrêt ou la perte d'énergie par unité de parcours est une grandeur physique fondamentale qui caractérise le ralentissement des particules chargées énergétiques dans la matière. De nombreuses théories et modèles semi-empiriques ont été proposés pour l'évaluation du pouvoir d'arrêt.

On peut citer, les théories élaborées par Bohr [1], Bethe [2], Bethe-Bloch [3], Lindhard [4], Sigmund-Schinner [5] et Grande-Schiwietz [6-8], les valeurs du pouvoir d'arrêt calculées à travers les références [5] et [6-8] sont générées respectivement par les programmes PASS [9] (les valeurs calculées par le code PASS sont données dans ICRU-73[10]) et CasP [11, 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, 14], MSTAR [15] et PSTAR-ASTAR [16].

Le choix de l'utilisation de la théorie appropriée dépend de la vitesse de la particule chargée lors de son ralentissement dans la matière. Lorsqu'un ion rapide pénètre dans un matériau, il cède progressivement son énergie au milieu traversé principalement par deux mécanismes d'interactions distincts avec les constituants de la cible. Ces mécanismes de perte d'énergie dépendent notamment de la vitesse de la particule incidente et de la nature de la matière traversée (gaz, solide). Le ralentissement résulte des deux processus suivants :

- a- collisions « élastiques » ou interactions coulombiennes directes entre les particules incidentes et les noyaux des atomes cible; la perte d'énergie correspondante est dite « nucléaire».
- b- collisions « inélastiques » ou interactions avec les électrons de la cible se traduisant par une excitation et/ou une ionisation des atomes cible; la perte d'énergie correspondante est dite « électronique ».

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. Compte tenu de la gamme d'énergie dans laquelle ont été effectuées nos mesures ($E > 0.23 \text{ MeV/u}$), nous nous intéresserons uniquement aux collisions d'origine « inélastiques ».

2. Pouvoir d'arrêt électronique

2.1. Introduction

La description du mécanisme de la perte d'énergie électronique est beaucoup plus complexe que celle de la perte d'énergie nucléaire car les interactions inélastiques ion-atome cible ne peuvent pas être décrites par des collisions entre deux corps mais avec plusieurs électrons liés eux-mêmes à l'atome cible. 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.

La vitesse relative du projectile V_r est donnée d'après le modèle de Thomas-Fermi, par la relation $V_r = \frac{V}{V_0} Z_1^{-2/3}$ ($V_0 = \frac{e^2}{\hbar} = \frac{c}{137}$ correspondant à des particules d'énergies de 25 keV/u, c étant la vitesse de la lumière). On peut alors, distinguer le pouvoir d'arrêt des ions dans trois régimes de vitesses différents (figure. I-1)

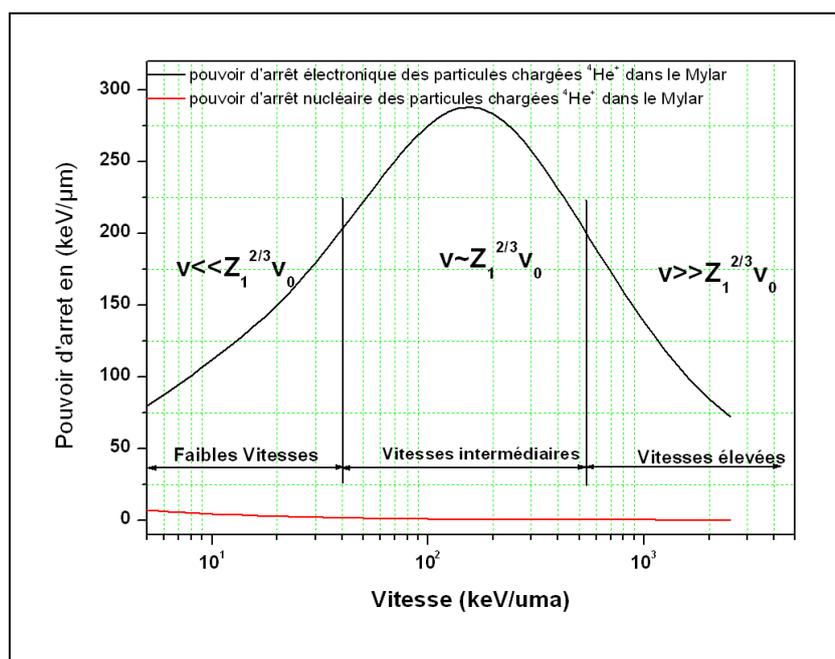


Figure. I-1 : Evolution du pouvoir d'arrêt des particules alpha dans le mylar en fonction de la vitesse des ions incidents (keV/u), calculée par le code de simulation SRIM.

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

A faible vitesse, la majorité des électrons de la cible ont une vitesse orbitale plus grande que celle de l'ion incident. La durée de collision entre l'ion et un électron d'un atome cible devient alors très grande comparée à la période de révolution de l'électron autour de l'atome, ainsi donc l'électron ne peut plus être considéré comme libre. Seuls les électrons faiblement liés de la cible contribueront à la perte d'énergie de l'ion. Lindhard et al. [4] ont montré, que le pouvoir d'arrêt électronique est alors proportionnel à la vitesse V du projectile.

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

Dans cette gamme d'énergie, les sections efficaces d'interaction des différents processus atomiques sont proche de leurs valeurs maximales et le pouvoir d'arrêt électronique atteint son maximum ; il n'existe aucune formulation simple et précise pour prédire le pouvoir d'arrêt. Ce régime est généralement décrit par la théorie diélectrique de Lindhard [30]. 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 $\left(V \gg V_0 Z_1^{\frac{2}{3}} \right)$

Ce régime est atteint pour de grandes vitesses de collision; c'est la limite des hautes énergies pour laquelle les ions incidents sont complètement épluchés et l'interaction est bien décrite par un potentiel purement coulombien; dans cette région le pouvoir d'arrêt est bien décrit par la formule de Bethe-Bloch modifiée.

Deux approches théoriques ont été présentées pour évaluer la perte d'énergie électronique d'une particule en collision avec une cible : L'approche classique de Bohr [1] qui dépend du paramètre d'impact et l'approche quantique de Bethe [2] qui dépend du transfert de l'impulsion de la particule aux électrons de la cible.

Nous utilisons dans cette étude des projectiles rapides (p, ^4He , ^{16}O , ^{19}F , ^{28}Si) qui traversent des cibles composées de faibles épaisseurs (quelques microns) ; le ralentissement de l'ion incident se fait par interaction avec les électrons de la cible correspondant 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) qui caractérise le régime dit des hautes vitesses sans entrer dans les détails des calculs.

2.2. L'approche classique de Bohr du pouvoir d'arrêt

Le paramètre η , appelé communément "paramètre de Bohr", est donné par la relation :

$$\eta = 2Z_1 \frac{V_0}{V} = 2Z_1 \frac{\alpha}{\beta} = 2Z_1 \frac{e^2}{\hbar c} \frac{c}{V} = 2Z_1 \frac{e^2}{\hbar V} \quad (\text{I-1})$$

où $\alpha = \frac{1}{137}$ et $\beta = \frac{V}{c}$ sont respectivement la constante de structure fine et la vitesse de l'ion projectile.

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 :

i)- 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.

ii)- Pour les valeurs de η très 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 une particule incidente de masse m_1 , de charge $Z_1 e$ est d'énergie cinétique E_1 se dirigeant sous un paramètre d'impact p vers un atome cible de masse m_2 au repos dans le système du laboratoire $L(\mathbf{v}_2 = \mathbf{0})$ de charge, $Z_2 e$.

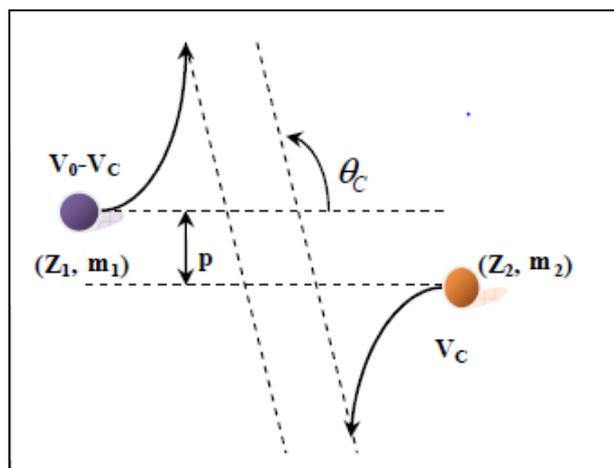


Figure. I-2 : Diffusion d'une particule (m_1, Z_1) par une cible (m_2, Z_2) dans le système du centre de masse [31].

Pour une interaction coulombienne, l'angle de diffusion θ_c dans le référentiel du centre de masse est relié au paramètre d'impact p et à la distance minimale d'approche b par la relation :

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

où : $b = \frac{2Z_1Z_2e^2}{\mu V^2}$ est la distance minimum d'approche et $\mu = \frac{m_1m_2}{(m_1+m_2)}$, la masse réduite.

Au cours du ralentissement de la particule chargée, à travers une cible d'épaisseur ΔX plusieurs types de collisions peuvent avoir lieu induisant des pertes d'énergie comprises dans l'intervalle d'énergie dT ($T, T + dT$), où T est l'énergie cinétique transférée lors de l'interaction entre l'ion incident et un électron de l'atome cible.

A partir de la conservation de l'énergie totale et de la quantité de mouvement, on obtient dans le système du laboratoire :

$$T = \frac{4m_1m_2}{(m_1+m_2)^2} E_1 \cos^2 \varphi \quad (\text{I-3})$$

on a : $2\varphi = \pi - \theta_c$, φ est l'angle de recul dans le système du laboratoire.

En remplaçant l'angle φ par cette dernière relation, l'expression (I-3) devient :

$$T = \frac{4m_1m_2}{(m_1+m_2)^2} E_1 \sin^2 \left(\frac{\theta_c}{2} \right) = T_{max} \sin^2 \left(\frac{\theta_c}{2} \right) \quad (\text{I-4})$$

$$\text{où : } T_{max} = \frac{4m_1m_2}{(m_1+m_2)^2} E_1, \quad \sin^2 \left(\frac{\theta_c}{2} \right) = \frac{1}{1+\tan^2 \left(\frac{\theta_c}{2} \right)}$$

$$\text{On utilise (I-2) dans (I-4) on trouve : } T = T_{max} \frac{1}{1+\left(\frac{2p}{b}\right)^2} \quad (\text{I-5})$$

La section efficace d'un tel transfert a été calculée par Rutherford [32] et s'écrit :

$$d\sigma(T) = 2\pi p dp = \pi \frac{b^2 T_{max}}{4T^2} dT \quad (\text{I-6})$$

A cause du caractère statistique de ces collisions, l'énergie E_1 du faisceau incident prend une distribution finale centrée autour de l'énergie sortante $E_1 - \Delta E$, où ΔE est l'énergie moyenne globale perdue dans la cible (figure. I-3). Cette perte d'énergie est définie comme suit

$$\langle \Delta E \rangle = N \Delta X \int T d\sigma(T) \quad (\text{I-7})$$

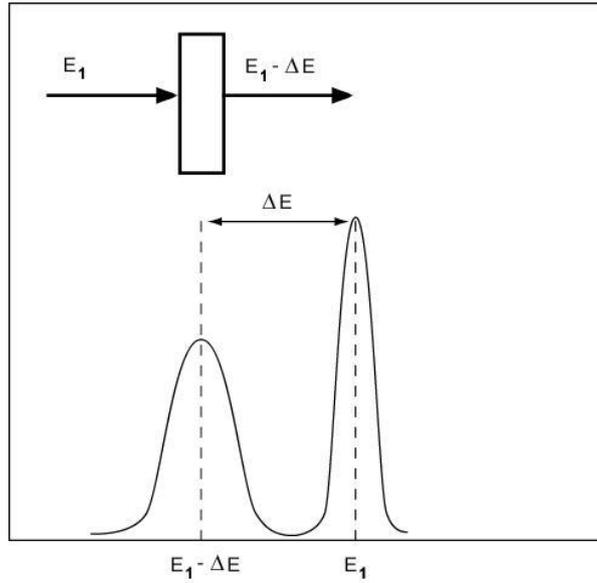


Figure. I-3 : Distributions d'énergie sans et avec la cible en place ; définition de la perte d'énergie.

L'énergie transférée par unité de parcours au cours de la collision avec la cible est :

$$-\left(\frac{dE}{dX}\right) = N \int_{T_{min}}^{T_{max}} T d\sigma(T) = N \frac{\pi b^2}{4} T_{max} \int_{T_{min}}^{T_{max}} \frac{dT}{T} \quad (\text{I-8})$$

En utilisant (I-6), où N est le nombre d'atomes cibles par unité de volume et le signe moins représente la diminution d'énergie.

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 ($p = 0, \theta_c = 180^\circ$).

La borne inférieure T_{min} est nécessaire pour éviter une divergence de l'intégrale et se justifie par l'existence d'un seuil de transfert d'énergie existant quelque soit le type d'interaction (critère de Bohr).

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-8) s'écrit en fonction du paramètre d'impact p :

$$-\left(\frac{dE}{dX}\right) = 2\pi \frac{NZ_2^2 Z_1^2 e^4}{m_e V^2} \int_0^{p_{max}} \frac{2p dp}{p^2 + \left(\frac{b}{2}\right)^2} \quad (\text{I-9})$$

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

Le pouvoir d'arrêt donné par Bohr est :

$$-\left(\frac{dE}{dX}\right) = 4\pi \frac{NZ_2Z_1^2e^4}{m_eV^2} \text{Ln}\left(\frac{m_eV^3}{Z_1e^2\langle\omega\rangle}\right) \quad (\text{I-10})$$

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

En décrivant les électrons par des oscillateurs harmoniques liés à leur noyau, Bohr obtient une deuxième relation du pouvoir d'arrêt:

$$-\left(\frac{dE}{dX}\right) = 4\pi \frac{NZ_2Z_1^2e^4}{m_eV^2} \text{Ln}\left(\frac{1.1229m_eV^3}{Z_1e^2\langle\omega\rangle}\right) \quad (\text{I-11})$$

Cette relation malgré que dans sa démarche est plus rigoureuse, mais elle est très voisine de l'équation (I-10).

2.3. L'approche quantique de Bethe

Bethe a élaboré une théorie quantique du pouvoir d'arrêt basée sur l'approximation de Born au premier ordre (PWBA) [33]. Selon cette approche, la perte d'énergie électronique est prédominante pour des vitesses de l'ion incident nettement supérieures à la vitesse de Bohr, l'interaction peut être considérée comme une perturbation. Sans entrer dans le détail des calculs, la formulation quantique de Bethe du pouvoir d'arrêt est la suivante:

$$-\left(\frac{dE}{dX}\right) = 4\pi \frac{NZ_2Z_1^2e^4}{m_eV^2} \text{Ln}\left(\frac{2m_eV^2}{\langle I \rangle}\right) \quad (\text{I-12})$$

où $\langle I \rangle$ est le potentiel d'excitation et d'ionisation moyen du milieu ralentisseur, il est défini comme suit :

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

E_n est la différence d'énergie entre l'état initial 0 et l'état final n , f_n est la force d'oscillateur dipolaire du $n^{ième}$ niveau d'énergie et dont l'expression s'écrit:

$$f_n = \frac{2m_eE_n}{\hbar^2Z_2} \left| \sum_j \langle n | x_j | 0 \rangle \right|^2$$

avec : $\sum f_n = 1$ et x_j la projection de \mathbf{r}_j (vecteur position des électrons atomiques) 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).

Plusieurs travaux ont été effectués pour évaluer le potentiel d'excitation et d'ionisation moyen [34-36]. Dans l'approximation de densité locale (LDA), la valeur de $\langle I \rangle$ peut être calculée à partir de la relation [28]:

$$\text{Ln}\langle I \rangle = \frac{1}{Z_2} \int_0^V \text{Ln}(\chi \hbar \omega_0) \rho dV \quad (\text{I-13})$$

où $\omega_0 = \left(\frac{4\pi\rho e^2}{m_e} \right)^{1/2}$ et χ est une constante de l'ordre de 1.

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 . Bonderup a alors introduit une formule empirique permettant d'estimer ce paramètre suivant l'expression (cette expression est donnée dans la référence [28]) :

$$\langle I \rangle = 11.4 Z_2 \text{ (eV)} \quad (\text{I-14})$$

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

Bloch [3] a développé une autre formulation du pouvoir d'arrêt en 1933, reliant le calcul quantique de Bethe au traitement classique de Bohr. Il a montré que le traitement classique de Bohr est valable lorsque le paramètre sans dimension η (voir relation (I-1)) est sensiblement supérieur à l'unité.

Pour $\eta \ll 1$ correspondant aux vitesses du projectile nettement supérieures à celle de Bohr ($V \gg 2 Z_1 V_0$), le traitement par la théorie des perturbations de Bethe peut être appliqué.

L'expression du pouvoir d'arrêt obtenu par Bloch est la suivante :

$$-\left(\frac{dE}{dX}\right) = 4\pi \frac{NZ_2 Z_1^2 e^4}{m_e V^2} \left\{ \text{Ln} \left(\frac{2m_e V^2}{\langle I \rangle} \right) + \psi(1) - \text{Re} \psi \left(1 + \frac{i\alpha Z_1}{\beta} \right) \right\} \quad (\text{I-15})$$

$$\text{Avec : } \psi(1) - \text{Re} \psi \left(1 + \frac{i\alpha Z_1}{\beta} \right) = Z_1^2 L_2(\beta)$$

ψ est la dérivée logarithmique de la fonction gamma [37] introduite pour corriger la formule du pouvoir d'arrêt de Bethe. La correction de Bloch permet la transition de l'approximation de Born au premier ordre (approche quantique de Bethe) vers l'approche classique de Bohr.

Fano [38] a décrit la version relativiste de la formule de la perte d'énergie établie par Bethe-Bloch en incluant d'autres termes correctifs : le terme de correction des couches C/Z_2 et le terme de correction dû à l'effet de densité $\frac{\delta}{2}$ donnant :

$$-\left(\frac{dE}{dX}\right) = 4\pi \frac{NZ_2Z_1^2e^4}{m_eV^2} \left\{ \text{Ln}\left(\frac{2m_eV^2}{\langle I \rangle}\right) - \text{Ln}(1 - \beta^2) - \beta^2 - \frac{C}{Z_2} - \frac{\delta}{2} + Z_1^2L_2(\beta) \right\} \quad (\text{I-16})$$

Par la suite plusieurs auteurs se sont intéressés à la correction des couches C/Z_2 , Ziegler dans son article [28] cite les différentes contributions (théoriques et expérimentales) apportées à ce terme. Les traitements effectués par Bichsel [39-41] et Ziegler (s'inspirant de la théorie de Lindhard-Winther [42]) sont basés respectivement sur les fonctions d'ondes hydrogénoïdes et sur l'approximation de la densité locale. 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 ($V_e \gg V_{\text{ion}}$), ceci va se traduire par une diminution du pouvoir d'arrêt.

$\delta/2$ a été introduite par Fermi [43], effet qui n'est valable qu'aux énergies relativistes ($\beta \geq 0.88$). Les corrections dues à cet effet ont été traitées théoriquement par différents auteurs, notamment par Sternheimer [44].

Plusieurs corrections ont été proposées pour améliorer l'expression théorique de Fano, en reformulant l'équation (I-16) en puissances de Z_1 . La formule du pouvoir d'arrêt de Bethe-Bloch ($S(E)$ modifié) est communément exprimée comme suit:

$$S(E) = \frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dX}\right) = \kappa \frac{Z_1^2Z_2}{\beta^2} L(\beta) \quad (\text{I-17})$$

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

$L(\beta)$ est le nombre d'arrêt s'exprimant suivant une combinaison linéaire de puissances de Z_1 .

$$L(\beta) = L_0(\beta) + Z_1L_1(\beta) + Z_1^2L_2(\beta) \quad (\text{I-18})$$

$$\text{Avec :} \quad L_0(\beta) = \left\{ \text{Ln}\left(\frac{2m_eV^2}{\langle I \rangle}\right) - \text{Ln}(1 - \beta^2) - \beta^2 - \frac{C}{Z_2} - \frac{\delta}{2} \right\} \quad (\text{I-19})$$

- $L_0(\beta)$ est le nombre d'arrêt principal qui contient toutes les corrections proposées par Fano [45], à savoir : les termes de correction des couches C/Z_2 et l'effet de densité $\delta/2$.
- L_1 et L_2 sont les termes des corrections du pouvoir d'arrêt d'ordre supérieur à Z_1^2 .
 - $Z_1L_1(\beta)$: Correction de Barkas [46].
 - $Z_1^2L_2(\beta)$: Correction de Bloch [3].

Correction de Barkas-Andersen : $Z_1 L_1$

La correction due à l'effet Barkas rend compte de la différence de parcours entre proton et antiproton ou π^+ et π^- , et ceci est dû au champ induit par l'ion incident sur les électrons cible et provoque la polarisation du milieu. C'est à Andersen et al [47] que revient, le mérite d'avoir apporté des indications décisives concernant l'effet Barkas et la correction en Z_1^4 (la compréhension des termes d'ordres supérieurs de la formule de Bethe-Bloch) grâce à leurs expériences sur la mesure du pouvoir d'arrêt des ions ^1H , ^4He et ^7Li .

Correction de Bloch : $Z_1^2 L_2$

La correction que Bloch a introduite pour corréler la théorie classique de Bohr à la description quantique de Bethe.

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

$$S(E) = \kappa \frac{Z_1^2 Z_2}{\beta^2} \left\{ \text{Ln} \left(\frac{2m_e V^2}{\langle I \rangle} \right) - \text{Ln}(1 - \beta^2) - \beta^2 - \frac{c}{z_2} - \frac{\delta}{2} + Z_1 L_1 + Z_1^2 L_2 \right\} \quad (\text{I-20})$$

Aux vitesses élevées (supérieure à 10 MeV/u), l'ion incident se déplace très rapidement et ne peut causer aucun changement aux électrons de la cible ; l'effet Barkas devient alors insignifiant. Aux faibles vitesses (inférieure à 0.6 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 ions incidents dont la vitesse est comprise entre 0.6 MeV/u et 10 MeV/u, l'effet Barkas n'est plus négligeable ($0.6 \text{ MeV/u} < E/u < 10 \text{ MeV/u}$).

Une évaluation empirique de ce terme a été proposée par Ziegler [28], donnant :

$$L_1 = \frac{L_{low} L_{high}}{L_{low} + L_{high}} \quad (\text{I-21})$$

avec $L_{low} = 0.001E$ et $L_{high} = (1.5/E^{0.4}) + 45000/Z_2 E^{1.6}$, où E est l'énergie de l'ion incident, donnée en keV/u.

Diverses évaluations ont été proposées pour l'estimation de ce terme, dont la simple paramétrisation développée par Bichsel [48] 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:

$$Z_1^2 L_2 = -y^2 [1.202 - y^2 (1.042 - 0.855y^2 + 0.343y^4)] \quad (\text{I-22})$$

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 $-1.2y^2$.

L'introduction de la charge effective Z_1^* dans la formule de Bethe-Bloch modifiée (éq. I-20) 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 (pour plus de détails sur la charge effective, voir le paragraphe 2-6).

2.5. Pouvoir d'arrêt dans un matériau composé

A partir de l'analyse des données expérimentales du ralentissement des particules alpha dans les gaz hydrocarbures effectuée par Bragg et Kleeman en 1905 [49], la relation communément appelée relation de Bragg a été élaborée et a permis d'estimer le pouvoir d'arrêt dans un matériau composé comme étant la combinaison linéaire des pouvoirs d'arrêt de chaque élément composant ce matériau.

1. Modèle de Bragg

Concernant les matériaux composés, nous adoptons les expressions proposées par Fano [50] et Barkas [51] pour les diverses grandeurs de la formule de Bethe-Bloch modifiée :

$$(F)_c = (Z_2/A_2)_c^{-1} \sum_i w_i \frac{Z_{2i}}{A_{2i}} F_i \quad (\text{I-23})$$

$$(Z_2/A_2)_c = \sum_i w_i \frac{Z_{2i}}{A_{2i}} \quad (\text{I-24})$$

Où Z_{2i} , A_{2i} et w_i sont respectivement, le numéro atomique, la masse atomique et la fraction de la masse de chaque élément i de la matrice cible. F_i et $(F)_c$ sont les paramètres considérés (potentiel d'ionisation $Ln(I_i)$ et $Ln(I_c)$ ou la correction de couches $(C/Z_2)_i$ et $(C/Z_2)_c$) respectivement pour le i ème composant et le matériau composé.

L'approximation standard généralement utilisée pour déterminer le pouvoir d'arrêt dans un matériau composé est basée sur la loi d'additivité de Bragg et Kleeman.

Selon cette règle, le pouvoir d'arrêt $S_c(E)$ d'un matériau composé est simplement obtenu par la combinaison linéaire des pouvoirs d'arrêts des ses constituants atomiques. Cette approximation suppose que les effets liés à l'état de phase et / ou aux liaisons chimiques des constituants élémentaires n'influent pas sur le processus du ralentissement.

En se basant sur cette règle d'additivité de Bragg-Kleeman, le pouvoir d'arrêt $S_c(E)$ peut s'écrire sous la forme :

$$S_c(E) = \sum_i w_i S_i(E) \quad (\text{I-25})$$

$S_i(E)$ représente le pouvoir d'arrêt de l'ième élément.

2.6. La charge effective

1. Généralités

Au cours de leur passage dans la matière, les particules chargées subissent des interactions avec les constituants du milieu ralentisseur (noyaux, électrons). Dans la gamme d'énergie qui nous intéresse (1.6 à 5.5 MeV/u), l'état de charge des particules chargées (^{16}O , ^{19}F , ^{28}Si), 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} :

$$Z_1^* = \bar{q} \quad \text{où} \quad Z_1^* = [\sum_i F_i q_i^2]^{1/2} \quad (\text{I-26})$$

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

En se basant sur le modèle de Thomas-Fermi, Bohr [52] a obtenu l'expression suivante sur la charge effective :

$$Z_1^* = Z_1^3 V / V_0, \quad V < V_0 Z_1^{\frac{2}{3}} \quad (\text{I-27})$$

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

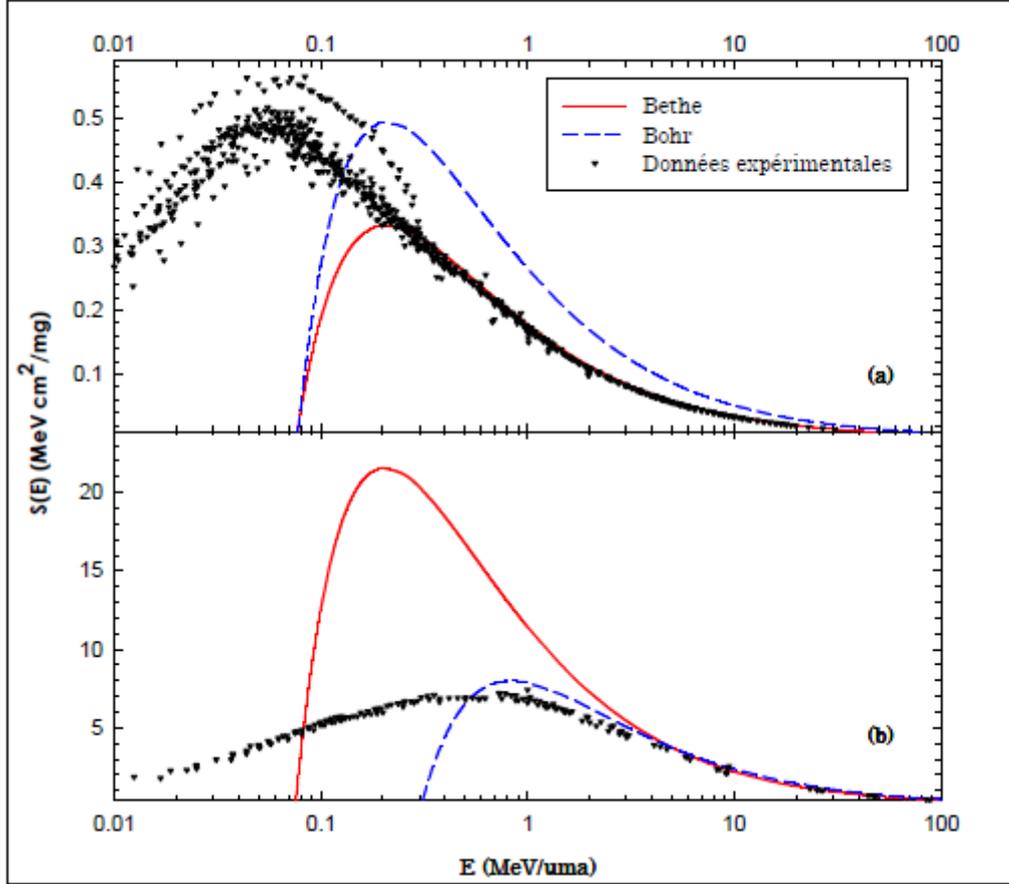


Figure. I-4 : Pouvoirs d'arrêts (a) des protons et (b) des ions oxygène dans une même cible d'aluminium. Comparaison des modèles de Bohr et de Bethe avec les données expérimentales compilées dans [53].

D'après la figure. I-4 [54], on remarque que la formule de Bethe (I-12) avec $Z_1 = Z_1^*$ s'applique bien aux protons (a) pour $E_p > 0.2 \text{ MeV/u}$ alors que pour l'oxygène (b) elle n'est valable qu'à partir de $E_o > 6.4 \text{ MeV/u}$ ($V > 2Z_1V_0$, correspondant à l'énergie $E > 0.1Z_1^2 \text{ MeV/u}$). Pour des vitesses $V_0Z_1^{2/3} \leq V \leq 2Z_1V_0$, la formule de Bethe-Bloch modifiée (I-20) peut être appliquée à condition de remplacer Z_1 par Z_1^* ($Z_1^* < Z_1$).

2. Définition de la charge effective

La description du pouvoir d'arrêt électronique S en terme de charge effective a été proposée par Northcliffe [29] 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 .

$$\frac{S(Z_1, Z_2, V)}{Z_1^2 S(Z_p, Z_2, V)} = \gamma^2 \quad (\text{I-28})$$

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

$$\gamma = \frac{Z_1^*}{Z_1} \quad (\text{I-29})$$

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

3. Modèle de BK-ZBL

La première théorie de la charge effective fondée sur les propriétés diélectriques a été développée par Brandt et Kitagawa [23]. Ils proposent l'expression suivante pour la fraction de charge γ_{BK}

$$\gamma_{BK} = q + \left(\frac{1}{2}\right) (1 - q) \left(\frac{V_0}{V_f}\right)^2 \ln \left[1 + \left(\frac{C_1 A V_f}{a_0 V_0}\right)^2 \right] \quad (\text{I-30})$$

où V_0 et a_0 sont respectivement la vitesse et le rayon de Bohr, $C_1 = 2.084$,

$$\Lambda = \frac{C_2 a_0 (1-q)^{\frac{2}{3}}}{\left\{ Z_1^{\frac{1}{3}} \left[1 - \frac{(1-q)}{7} \right] \right\}} \text{ est la longueur d'écran}$$

la constante C_2 est égale à 0.686.

Cette investigation de la fraction de charge effective est assujettie à la connaissance précise de la longueur d'écran Λ . En fait pour obtenir une description de γ_{BK} en meilleur accord avec l'expérience, il faut recourir au traitement semi-empirique de Ziegler, Biersack et Littmark (BK-ZBL) [24]. Ces auteurs modifient la théorie BK, sur la base d'une compilation de plus de 10000 résultats expérimentaux [55] et obtiennent l'expression suivante pour q :

$$q = 1 - \exp(0.803y_r^{0.3} - 1.3167y_r^{0.6} - 0.38157y_r - 0.008983y_r^2) \quad (\text{I-31})$$

Avec :

$$y_r = \frac{V_{re}}{v_0 Z_1^{\frac{2}{3}}}$$

La vitesse relative de l'ion V_{re} est définie en fonction des vitesses V du projectile et de Fermi V_f et elle est donnée par :

$$V_{re} = V \left(1 + \frac{V_f^2}{5V^2} \right), \text{ pour } V > V_0 \quad (\text{I-32})$$

4. 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 :

$$\gamma = 1 - A_0 \cdot \exp(-A_1 \cdot V/V_0 Z_1^{2/3}) \quad (\text{I-33})$$

Où A_0, A_1 sont des paramètres à déterminer expérimentalement.

5. Expression de la correction de Barkas (L_1)

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-17):

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

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

$$S(E, Z_1^*) = \kappa \frac{Z_1^{*2} Z_2}{\beta^2} \{L_0 + Z_1^* L_1 + Z_1^{*2} L_2\}, \quad (\text{I-34})$$

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 ($Z_p^* = 1$):

$$S(E_p) = \kappa \frac{Z_2}{\beta^2} \{L_0 + L_1 + L_2\} \quad (\text{I-35})$$

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 (I-34) par (I-35) on obtient :

$$\frac{S(E, Z_1^*)}{S(E_p)} = (Z_{1x}^*)^2 = \frac{\kappa \frac{Z_1^{*2} Z_2}{\beta^2} \{L_0 + Z_1^* L_1 + Z_1^{*2} L_2\}}{\kappa \frac{Z_2}{\beta^2} \{L_0 + L_1 + L_2\}} = (Z_1^*)^2 \frac{\{L_0 + Z_1^* L_1 + Z_1^{*2} L_2\}}{\{L_0 + L_1 + L_2\}}. \quad (\text{I-36})$$

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

$$S_B(E, Z_{1x}^*) = \kappa \frac{Z_{1x}^{*2} Z_2}{\beta^2} \{L_0\} = \kappa (Z_1^*)^2 \frac{\{L_0 + Z_1^* L_1 + Z_1^{*2} L_2\}}{\{L_0 + L_1 + L_2\}} \frac{Z_2}{\beta^2} \{L_0\}. \quad (\text{I-37})$$

A partir des équations (I-34) et (I-37) on trouve :

$$\frac{S(E, Z_1^*)}{S_B(E, Z_{1x}^*)} = \frac{\{L_0 + L_1 + L_2\}}{L_0}. \quad (\text{I-38})$$

Cette dernière expression nous permet d'écrire :

$$L_1 + L_2 = \left(\frac{S(E, Z_1^*)}{S_B(E, Z_{1x}^*)} - 1 \right) L_0. \quad (\text{I-39})$$

Si on suppose que : $S(E, Z_1^*) = S_{exp}$, S_{exp} est le pouvoir d'arrêt déterminé expérimentalement, l'équation (I-39) devient:

$$L_1 + L_2 = \left(\frac{S_{exp}}{S_B(E, Z_{1x}^*)} - 1 \right) L_0. \quad (\text{I-40})$$

D'où :

$$L_1 = \left(\frac{S_{exp}}{S_B(E, Z_{1x}^*)} - 1 \right) L_0 - L_2 \quad (\text{I-41})$$

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 (I-40) 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 (eq(I-41)) et L_2 (eq(I-22)) dans la relation (I-34), on peut calculer la charge effective (Z_1^*) à l'échelle de Z^4 (I-42), les termes L_2 et L_1 .

On pose : $L_1 + L_2 = \eta$, donc $\eta = \left(\frac{S_{exp}}{S_B(E, Z_{1x}^*)} - 1 \right) L_0$, l'expression (I-41) devient :

$L_1 = \eta - L_2$, en remplaçant dans (I-34), on obtient :

$$S(E, Z_1^*) = \kappa \frac{Z_1^{*2} Z_2}{\beta^2} \{L_0 + Z_1^* \eta - Z_1^* L_2 + Z_1^{*2} L_2\} = \kappa \frac{Z_1^{*2} Z_2}{\beta^2} \{L_0 + Z_1^* \eta + Z_1^* (Z_1^* - 1) L_2\} \quad (\text{I-42})$$

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

On va comparer au chapitre-III, nos résultats donnés par la relation (I-39) et ceux obtenus par l'éq (I-21) pour des protons dans des cibles d'aluminium et d'or ainsi que des particules alpha dans l'aluminium.

Chapitre II

**Procédure expérimentale utilisée pour la mesure de
la perte d'énergie des particules chargées**

^1H , ^4He ^{16}O , ^{19}F , ^{28}Si

II.1. Introduction

L'étude expérimentale des différents grandeurs physiques caractérisant le processus du ralentissement des ions dans la matière (pouvoir d'arrêt, straggling en énergie, parcours,...), nécessite l'emploi des techniques nucléaires utilisant des faisceaux d'ions délivrés par des accélérateurs.

Parmi ces techniques de microanalyse nucléaire par faisceaux d'ions, la spectrométrie de rétrodiffusion de Rutherford (RBS) [56,57] et la transmission directe [58,17] basées sur l'analyse du pouvoir de pénétration des particules chargées traversant des cibles minces, permet la détermination des paramètres physiques dans les expériences de ralentissement des particules chargées dans la matière (le pouvoir d'arrêt,.....).

Les limitations physiques imposées par chacune de ces techniques expérimentales notamment dans le cas de cibles constituées de films plastiques, nous ont amenés à adopter la méthode expérimentale mise au point pour la mesure du pouvoir d'arrêt [59] dans les cibles solides que nous développerons ci-après.

Cette méthode que nous qualifierons de technique nucléaire de transmission indirecte [60-62] utilisée dans nos expériences pour les ions légers, combine l'utilisation des deux techniques précédentes, en optimisant leurs performances respectives, pour la mesure de la perte d'énergie dans les films plastiques très minces.

Pour la mesure de la perte d'énergie des ions lourds, nous avons opté pour la méthode utilisant la diffusion associée à la transmission directe (technique nucléaire de transmission indirecte) que nous discuterons dans la partie II.3.

Ces deux méthodes sont souvent adoptées pour la mesure de la perte d'énergie dans des cibles polymériques par rapport à la rétrodiffusion comme seule technique. L'inconvénient majeur de l'utilisation de la RBS dans le cas de ces cibles composées est la détérioration de ces dernières sous l'effet du flux direct des particules incidentes. Cependant une meilleure précision sur la mesure de la perte d'énergie peut être obtenue par la technique du "Temps de Vol" (TOF) qui est très utilisée ces dernières années.

II.2. La méthode utilisée pour la mesure de la perte d'énergie des ions légers (^1H , ^4He)

II.2.1 Spectrométrie de rétrodiffusion de Rutherford : RBS

1. Généralités

Cette méthode, appelée RBS (Rutherford Backscattering Spectrometry) est l'une des méthodes d'analyse par faisceau d'ions les plus utilisées en sciences des matériaux. Cette technique présente l'avantage d'être non destructive et permet une analyse qualitative et quantitative avec une bonne résolution en profondeur. La sensibilité de détection est excellente surtout pour les éléments lourds.

La RBS, est dans ce cas mise en œuvre avec des faisceaux d'ions monocinétiques légers, le plus souvent des protons ou des particules alpha, d'énergie de l'ordre de quelques MeV, envoyés sur les échantillons à analyser.

Les particules rétrodiffusées sont recueillies dans un détecteur de type barrière de surface. A partir du spectre en énergie des particules rétrodiffusées, on déduit les informations telles que la composition stœchiométrique, la concentration du matériau et la distribution en profondeur d'impuretés. Elle permet de déterminer les profils de répartition d'éléments dans un solide sur des profondeurs de l'ordre de quelques milliers d'angström.

2. Caractérisation de la rétrodiffusion

La RBS est basée sur l'interaction coulombienne entre le projectile et le noyau cible ; elle est schématisée sur la figure. II-1, où un ion incident de masse m_1 et de vitesse V est dirigé sur un atome cible de masse m_2 au repos. Après le choc élastique, l'ion incident est rétrodiffusé suivant un angle θ par rapport à la direction incidente et avec une vitesse V_0 tandis que l'atome cible est émis à un angle φ et une vitesse V_2

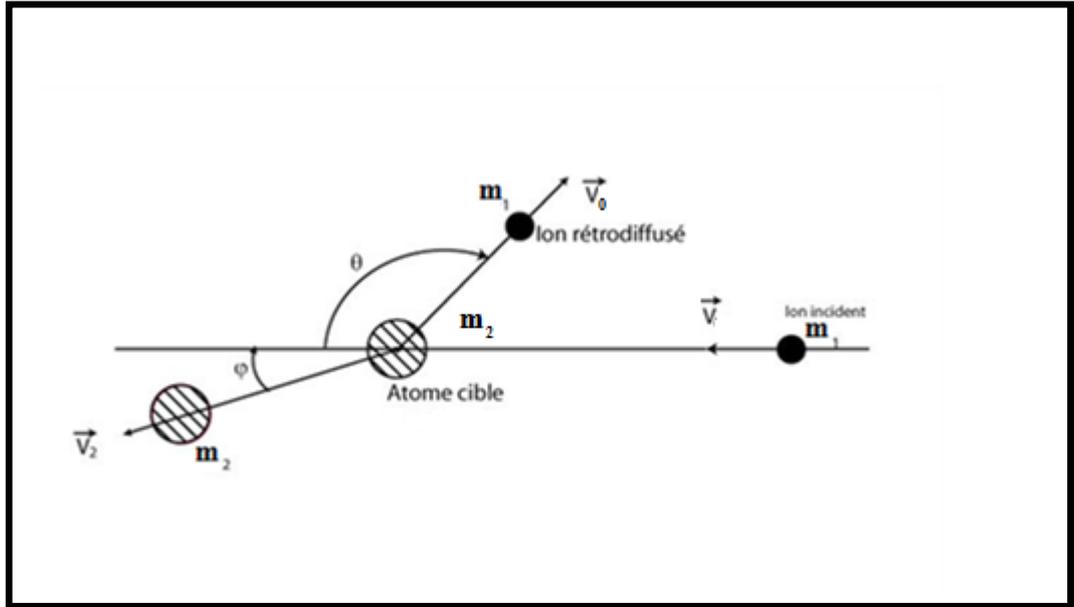


Figure. II-1 : Schéma d'une collision élastique dans le système du laboratoire.

L'expression analytique qui relie l'énergie de la particule rétrodiffusée E_0 à celle de la particule incidente E est donnée par :

$$\frac{E_0}{E} = \left[\frac{m_1 \cos \theta + \sqrt{m_2^2 - m_1^2 \sin^2 \theta}}{m_1 + m_2} \right]^2 = K \quad (\text{II-1})$$

Où K est le facteur cinématique qui peut être déduit des lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement lors d'une collision à deux corps dans le système du laboratoire, il est compris entre 0 et 1.

La section efficace différentielle de la diffusion élastique dans le système du laboratoire est donnée par l'expression:

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma(\theta_c)}{d\Omega} \right)_{cm} \frac{\left\{ \left(\frac{m_1}{m_2} \right) \cos \theta + \left[1 - \left(\frac{m_1}{m_2} \right)^2 \sin^2 \theta \right]^{\frac{1}{2}} \right\}^2}{\left[1 - \left(\frac{m_1}{m_2} \right)^2 \sin^2 \theta \right]^{\frac{1}{2}}} \quad (\text{II-2})$$

$$\left(\frac{d\sigma(\theta_c)}{d\Omega} \right)_{cm} = \frac{Z_1^2 Z_2^2 e^4}{16 E_{cm}^2 \sin^4 \left(\frac{\theta_c}{2} \right)}$$

où $(d\sigma(\theta_c)/d\Omega)_{cm}$ est la section efficace différentielle de la diffusion élastique dans le centre de masse [32].

$$\text{Avec : } E_{cm} = E \frac{m_2}{m_1 + m_2} \quad \text{et} \quad \sin \theta_c = \left[\frac{m_1}{m_2} \cos \theta + \sqrt{1 - \left(\frac{m_1}{m_2}\right)^2 \sin^2 \theta} \right] \sin \theta$$

E_{cm} et θ_c sont respectivement l'énergie et l'angle de diffusion dans le centre de masse. L'expression (II-2) est déduite à partir des relations :

$$2\pi \left(\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \right) \sin \theta d\theta = 2\pi \left(\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \right)_{cm} \sin \theta_c d\theta_c \quad \text{et}$$

$$\cos \theta_c = \left[\frac{m_1}{m_2} \cos \theta + \sqrt{1 - \left(\frac{m_1}{m_2}\right)^2 \sin^2 \theta} \right] \cos \theta - \frac{m_1}{m_2}$$

II.2.2 Perte d'énergie en Transmission

Le principe de cette technique est d'envoyer un faisceau de particules chargées directement sur une cible mince et de détecter les particules ayant traversées la cible à l'aide d'un détecteur de type barrière de surface placé à l'arrière de la cible (figure. II-2).

La perte d'énergie est déterminée par la différence entre l'énergie initiale E_0 des particules incidentes mesurée directement, sans cible et l'énergie finale E_1 des particules transmises par la cible interposée sur le trajet du faisceau :

$$\Delta E = E_0 - E_1 \quad (\text{II-3})$$

Cependant, l'utilisation de cette technique dans le cas des matériaux plastiques pose problème :

- a- L'exposition du film plastique directement au flux des particules incidentes engendre sa détérioration du fait de l'échauffement de la cible sous l'impact de l'intensité du faisceau incident ($I \cong 30nA$), causant la modification de sa structure chimique (rupture de certaines liaisons chimiques essentiellement les liaisons C-H) [63].
- b- Le détecteur, disposé à l'arrière du film est soumis au flux intense des particules chargées transmises. Il subit la dégradation de ses caractéristiques : mauvaise résolution en énergie et augmentation du courant inverse.
- c- Les conditions expérimentales ne pouvant être totalement reproductibles lors des mesures avec et sans cible, entraînent des imprécisions liées à d'éventuelles dérives de l'électronique de détection, à la variation de l'intensité du faisceau, à la variation du vide dans la chambre, etc.

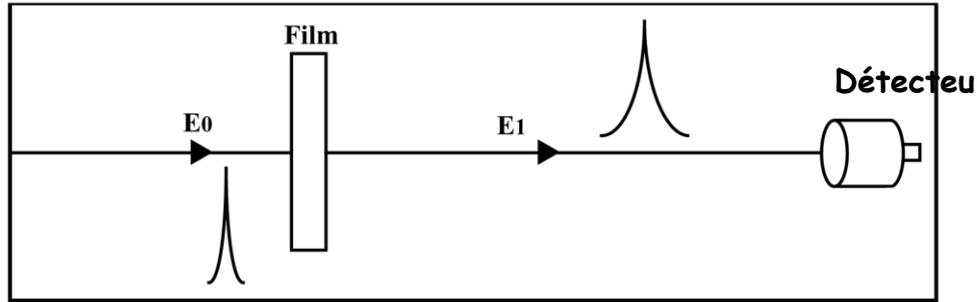


Figure. II-2 : Schéma d'une expérience de transmission.

L'utilisation de la technique de transmission comme seul moyen d'investigation pour l'extraction des paramètres physiques (ΔE , Z_1^* , ...) décrivant le ralentissement des particules chargées dans un film polymère donné, s'avère ainsi inappropriée d'où la nécessité de la combiner avec la rétrodiffusion afin de permettre la réduction de l'intensité du faisceau d'ions arrivant sur le film à analyser et d'effectuer des mesures sur les grandeurs expérimentales pour la détermination du pouvoir d'arrêt.

Dans ce qui suit, nous décrivons la méthode expérimentale retenue pour répondre à ce compromis.

II.2.3 Technique nucléaire de transmission indirecte

La technique nucléaire de transmission indirecte consiste en la combinaison des deux techniques décrites précédemment : la RBS utilisée pour diminuer l'intensité du courant du faisceau afin d'éviter la dégradation du polymère et du détecteur, et la transmission qui permet d'extraire la perte d'énergie du faisceau secondaire produit après rétrodiffusion du faisceau primaire (figure. II-3).

Dans ce travail, nous avons adopté la méthode de transmission indirecte qui a été utilisée avec succès par divers groupes de recherche dans des expériences de ralentissement des ions dans des cibles solides (Al, Cu, Ag, mylar, makrofol, ...) [55,18,64] pour la mesure de la perte d'énergie.

Le faisceau incident est rétrodiffusé sur une cible *Au/Si* composée d'une fine couche d'or de l'ordre de 200Å d'épaisseur déposée sur un substrat bien poli de silicium, placée au centre de la chambre perpendiculairement au faisceau primaire (incident).

Le faisceau d'ions secondaires produit par la rétrodiffusion des particules incidentes sur la cible Au/Si , passe à travers le film plastique très mince à étudier plaqué au détecteur de type barrière de surface en couvrant seulement la moitié de sa surface (figure. II-3).

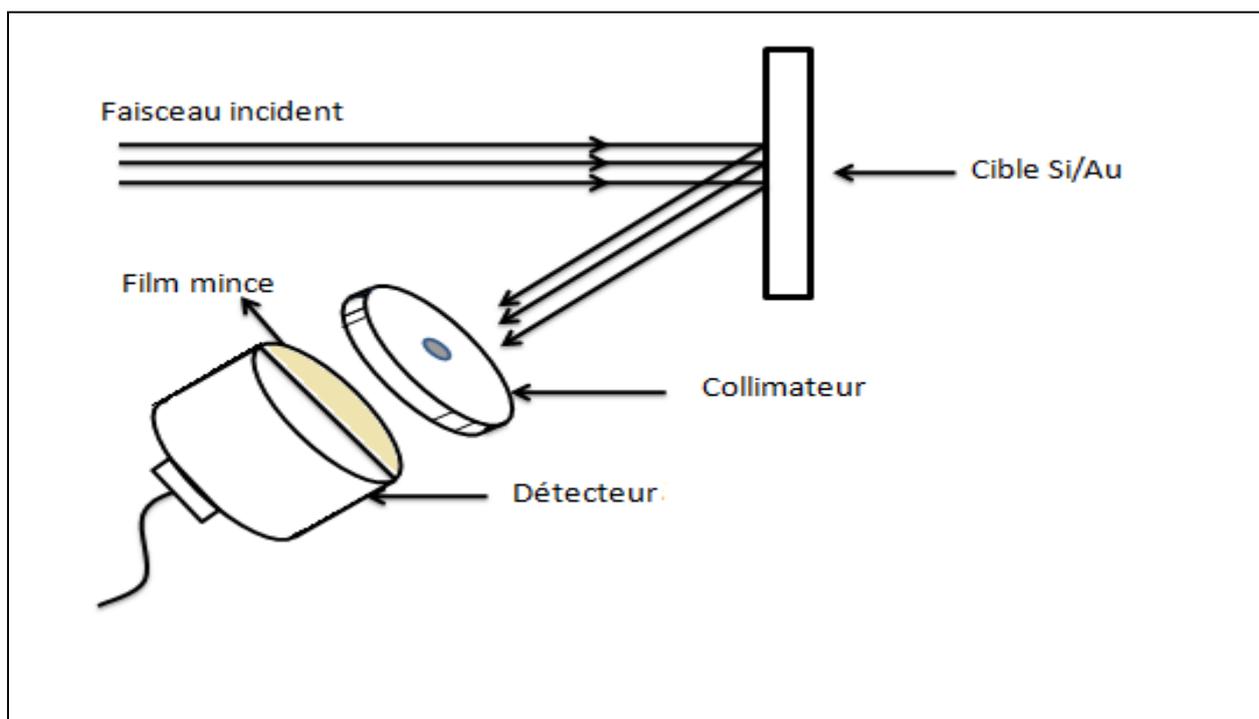


Figure. II- 3 : Schéma de la méthode expérimentale utilisée : transmission indirecte.

Cette technique très simple dans sa mise en œuvre et son utilisation permet une mesure quasi directe et simultanée de la perte d'énergie des particules incidentes dans les matériaux étudiés.

La technique de transmission indirecte a été mise au point au niveau de l'accélérateur 3.75 MV de type Van De Graaff du centre de recherche nucléaire d'Alger. Les détails du dispositif expérimental utilisé et de la méthode d'analyse adoptée sont décrits dans ce qui suit.

II.2.4 Dispositif expérimental

Le faisceau primaire de particules est fourni par l'accélérateur Van de Graaff 3.75 MV du CRNA. Il est dirigé au sein de l'extension avant d'être focalisé au centre de la chambre à réaction, après rétrodiffusion du faisceau (faisceau secondaire), la perte d'énergie des particules composant le faisceau secondaire sont mesurées dans différents matériaux de type polymère.

1. Le faisceau des particules légères

L'accélérateur 3.75 MV, est équipé d'une source haute fréquence, délivrant trois types de faisceaux d'ions : des protons (${}^1_1H^+$), des deutons (${}^2_1H^+$) et des ions d'hélium (${}^4_2He^+$).

Il faut signaler que l'ionisation du gaz hydrogène peut produire trois types d'ions. Ces ions sont d'une part les protons, ${}^1_1H^+$ (atomes d'hydrogènes ionisés), l'ion d'hydrogène de « masse 2 », H_2^+ (molécule d'hydrogène dont un atome est ionisé et l'autre neutre) et l'ion d'hydrogène de « masse 3 », H_3^+ (molécule d'hydrogène à laquelle se joint un proton).

Le faisceau d'ions produit au niveau de la source d'intensité réglable, dont l'énergie peut varier de façon continue entre 1000 et 3750 keV, est accéléré dans un tube accélérateur (figure. II- 4 [65]), il est par la suite dévié par un aimant d'analyse puis dirigé dans l'une des trois extensions disponibles où est maintenu un vide poussé de 10^{-6} Torr, avant d'être focalisé sur la cible au centre de la chambre par un quadripôle électromagnétique. La linéarité et la section du faisceau sont définies le long de l'extension par des diaphragmes à ouvertures variables.

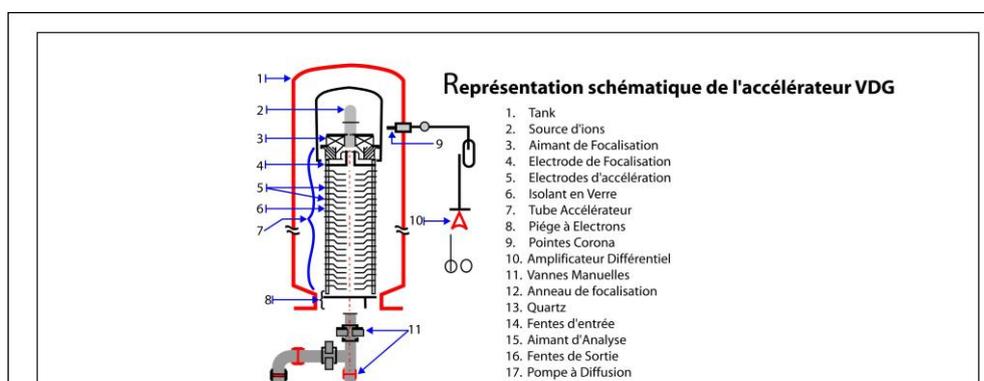


Figure. II-4 : Schéma de l'accélérateur V.D.G [65].

Les fluctuations en énergie du faisceau produit ne dépassent pas les ± 3 keV à 3000 keV.

Type	Accélérateur VDG
- Faisceau primaire	${}^1_1H^+, {}^4_2He^+$
Energie	1.0 MeV à 3.7 MeV
Courant	30nA
- Faisceau secondaire	$p, {}^4He$
Angle de rétrodiffusion	$\theta = 165^\circ$
Energie	0.84 MeV à 3.10 MeV

Tableau II-1 : Caractéristiques des faisceaux d'ions légers utilisés.

2. La chambre à réaction

La chambre à réaction est une enceinte cylindrique en acier inoxydable de 60 cm de diamètre ; son fond contient deux plateaux mobiles qui supportent des détecteurs de type barrière de surface (figure. II-5). Ces plateaux peuvent être actionnés de l'extérieur de la chambre afin de fixer l'angle de détection θ (figure. II-6).

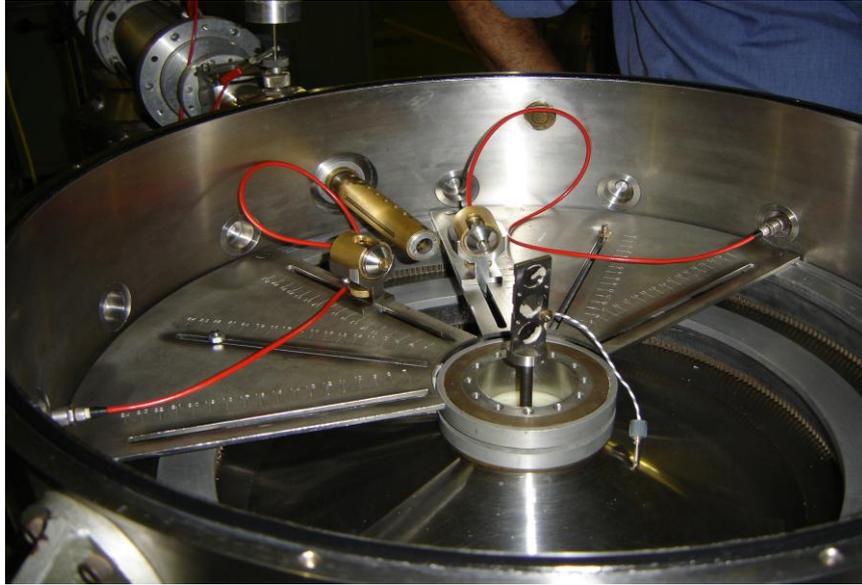


Figure. II-5 : Vue intérieure de la chambre à réaction.

Pendant la durée de l'expérience, la chambre est maintenue sous vide, à une pression d'environ 10^{-6} Torr. La cible d'*Au/Si* est montée sur un support vertical, situé au centre de la chambre, couissant suivant l'axe de la chambre ; ce support orientable permet le repérage précis de l'angle d'incidence de façon à minimiser la dispersion en énergie du faisceau secondaire.

Les opérations permettant de modifier la géométrie de détection (changement de l'angle de détection θ) ou le changement de la cible *Au/Si* ou encore le changement de son orientation par rapport à la direction du faisceau incident sont faites sans ouverture de la chambre grâce à des dispositifs extérieurs appropriés.

Le schéma de l'ensemble expérimental [66, 67] (chaîne de détection, échantillon, cibles) est représenté dans la figure. II-6.

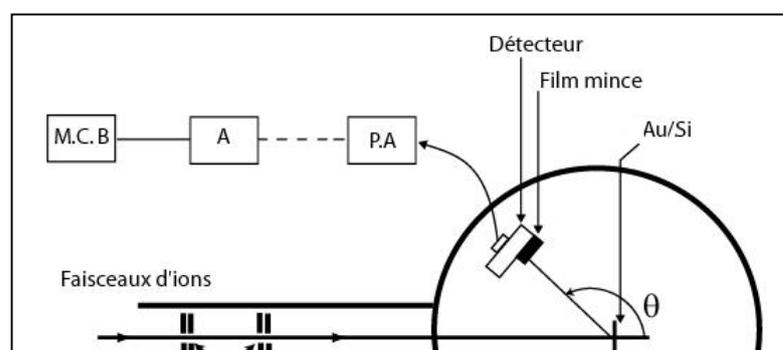


Figure. II-6 : Schéma de l'ensemble expérimental utilisé pour les ions légers.

3. Caractéristiques des cibles

Chaque expérience réalisée nécessite l'utilisation de deux cibles. La première constituée d'un dépôt d'or sur un substrat de silicium (*Au/Si*), est utilisée pour réduire l'intensité du faisceau primaire et sa rétrodiffusion (faisceau secondaire) dont on étudiera le ralentissement dans divers matériaux. La seconde est composée de films plastiques dont on se propose de déterminer le pouvoir d'arrêt des divers faisceaux incidents, dont les caractéristiques sont données dans le tableau II-2.

a. Les cibles Au/Si

Nous avons choisi une cible d'or ($^{197}_{79}\text{Au}$) pour effectuer la rétrodiffusion du faisceau primaire pour sa stabilité (pas d'interdiffusion dans le silicium) et son numéro atomique élevé ($Z=79$).

Nous avons réalisé plusieurs dépôts d'or sur des substrats en silicium par évaporation sous vide, l'épaisseur du dépôt d'or devant être la plus faible possible afin de minimiser la perte d'énergie du faisceau initial. Cette épaisseur a été mesurée à l'aide d'un mesureur d'épaisseur à quartz piézo-électrique (XTM de INFICON), préalablement étalonné et contrôlé par la technique RBS (figure. II-7), utilisant le logiciel RUMP [68].

L'épaisseur optimale obtenue, déterminée en ajustant le spectre expérimental RBS de particules alpha de 2 MeV (figure II-7) par le logiciel RUMP, est estimée à (200 ± 10) Å [65].

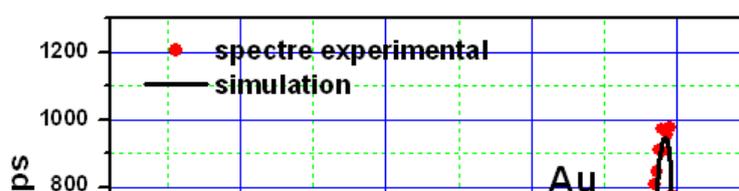


Figure. II- 7 : Spectre de rétrodiffusion de Rutherford de particules α
de 2 MeV sur une cible *Au/Si*.

b. Les films plastiques

Différentes cibles plastiques ont été utilisées dans ce travail. Ces cibles sont constituées de feuilles minces de mylar et de makrofol [69], polymères de type $(C_xH_yO_z)_n$, d'épaisseurs et de densités différentes (tableau II-2).

Echantillon	Composition	Epaisseur (μm)	Masse volumique (g/cm^3)
Mylar	$(C_{10}H_8O_4)_n$	3.50 ± 0.10	1.397
	$\langle Z \rangle = 4.545$	6.50 ± 0.10	
Makrofol	$(C_{16}H_{14}O_3)_n$	10 ± 0.20	1.20
	$\langle Z \rangle = 4.061$		

Tableau II-2 : Caractéristiques des films plastiques utilisés pour les ions légers.

L'épaisseur et l'uniformité des films plastiques ont été contrôlées par mesure directe [70]. A cet effet, nous avons mesuré la perte d'énergie des particules alpha dans chaque film, en plusieurs points d'impact de ce film.

Le film plastique couvert d'un papier épais [65, 71] comportant un trou de 3 mm de diamètre, est bombardé en diverses positions par les particules alpha (figure. II-8) de 5.485 MeV, émises par une source d'américium-241 (^{241}Am). Les particules alpha passant à travers le trou, traversent le film en y perdant de leur énergie et sont détectées par un détecteur à barrière de surface placé juste à l'arrière de ce film.

Les épaisseurs des cibles sont déduites, grâce à la mesure de la perte d'énergie en plusieurs points du film et le calcul du pouvoir d'arrêt donné par le code SRIM, ces mesures nous permettent d'apprécier l'uniformité du film. Cette dernière est jugée bonne dans les films plastiques utilisés dans nos expériences qui présentent pour chacun d'entre eux une différence entre les pertes d'énergie mesurées de l'ordre de 3 keV.

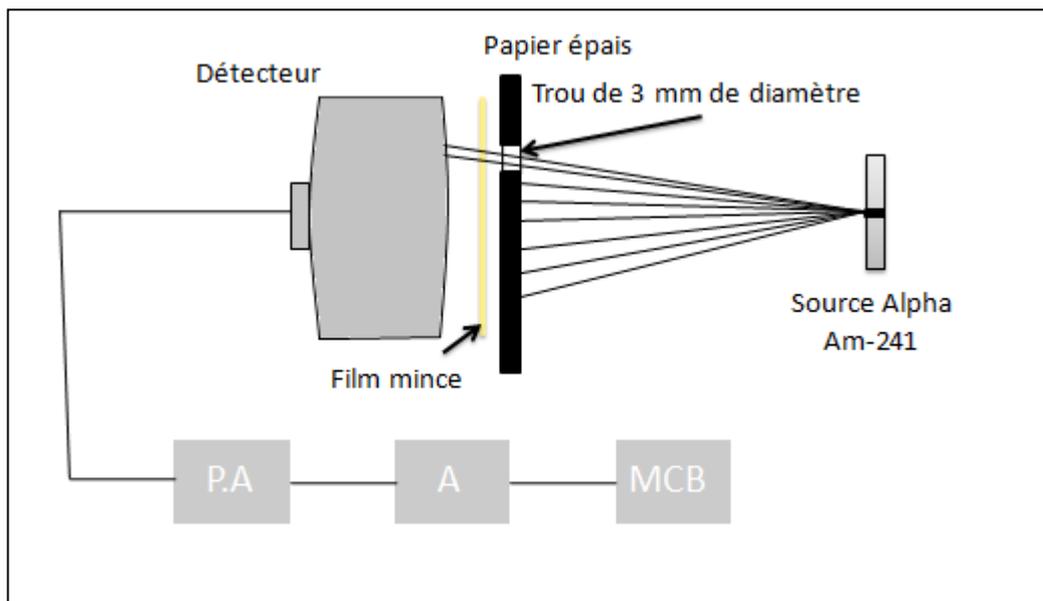


Figure. II-8 : Schéma du dispositif expérimental utilisé pour le contrôle de l'uniformité des épaisseurs des films plastiques.

II.2.5 Détermination expérimentale de la perte d'énergie des particules incidentes

1. Les conditions expérimentales

L'ensemble expérimental utilisé pour la détermination expérimentale de la perte d'énergie est schématisé sur la figure. II-6. L'intensité du courant du faisceau primaire est maintenue constante ($\sim 30\text{nA}$) durant toutes nos expériences. Un générateur d'impulsions a été utilisé afin de contrôler toute dérive électronique qui pourrait surgir lors des expériences.

Le faisceau d'ions incidents est d'abord rétrodiffusé par la cible d'or sur un substrat de silicium (*Au/Si*). Une partie des particules rétrodiffusées sera transmise au détecteur après ralentissement par le film mince (moitié de la surface du détecteur avec film) à étudier tandis qu'une autre sera directement enregistrée par le détecteur (moitié de la surface du détecteur sans film).

Le détecteur à barrière de surface de 20 mm^2 de surface et de 12 keV (FWHM) de résolution pour les particules alpha d'énergie 5.485 MeV issues de la source d' ^{241}Am , est placé à 165° par rapport à la direction du faisceau incident (figure. II-6). Ce détecteur présente de nombreux avantages : bonne résolution en énergie, bonne linéarité, temps de réponse rapide et un domaine d'énergie s'étendant jusqu'à une dizaine de MeV.

Le signal délivré par le détecteur est converti, amplifié et traité dans une chaîne de détection classique (préamplificateur, amplificateur et une carte d'acquisition MCB).

Les protons d'énergies initiales de 2 MeV rétrodiffusés par la cible *Au/Si* [61], dans les conditions citées ci-dessus, traversant un film de Mylar de $3.50\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur et passant directement dans le détecteur, sont identifiés par les deux pics dans le spectre présenté dans la figure. II-9, où l'on note également le plateau correspondant à la rétrodiffusion des protons dans le support de Silicium.

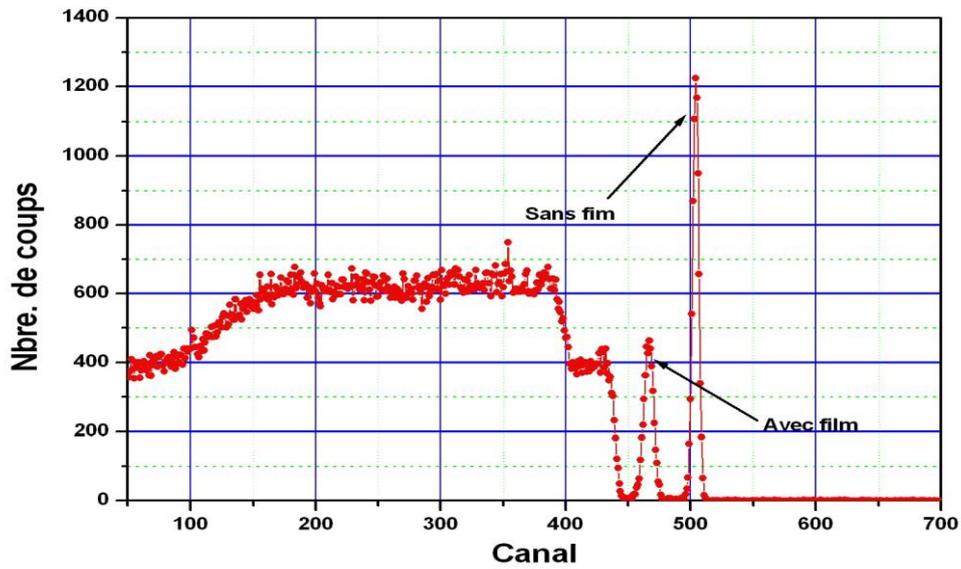


Figure. II-9 : Spectre dû à la rétrodiffusion et la transmission des protons de 2 MeV avec et sans film de Mylar d'épaisseur 3.50 μm .

Dans la figure. II-10, sont représentés pour chacun des deux pics de protons [61], les paramètres expérimentaux rentrant dans la détermination du pouvoir d'arrêt. C_0 et C_1 sont les canaux des pics de protons rétrodiffusés par la cible d'or sans et avec film, E_0 et E_1 sont les énergies correspondantes à ces deux canaux.

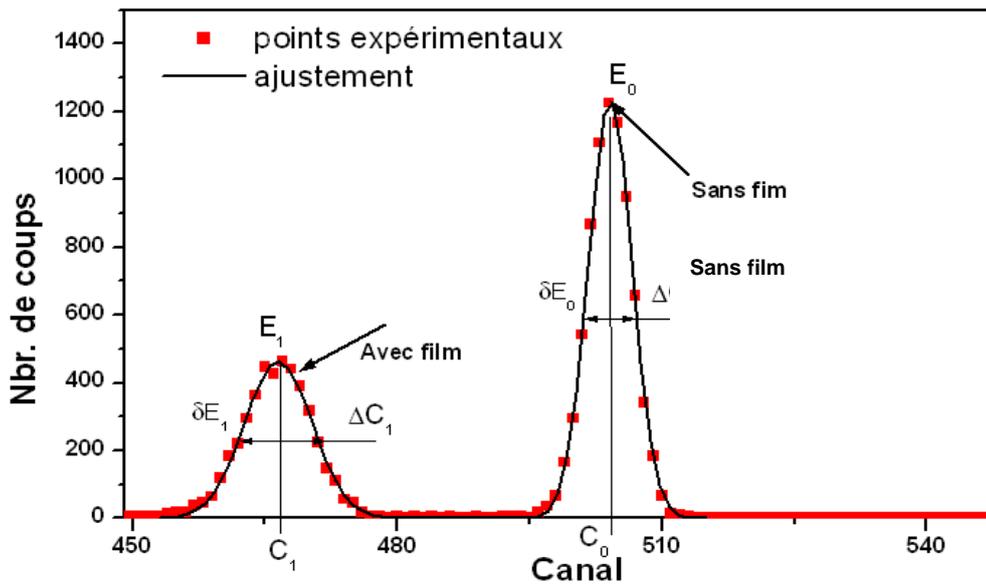


Figure. II-10 : Même spectre des protons d'énergie initiale de 2 MeV avec et sans film de Mylar, d'épaisseur 3.5 μm concernant seulement les deux pics.

2. La perte d'énergie

a. Evaluation de la perte d'énergie

La perte d'énergie ΔE est déterminée à partir de la différence entre les numéros des canaux C_0 et C_1 (fig. II-10) des pics de protons correspondant aux énergies E_0 et E_1 obtenus simultanément avec le même faisceau d'ions rétrodiffusés (par la cible Au/Si) et enregistrés par le détecteur (sans et avec film). La perte d'énergie ΔE est donnée par la relation :

$$\Delta E = E_0 - E_1 = a(C_0 - C_1) \quad (\text{II-4})$$

a est le paramètre d'étalonnage en énergie de la chaîne de détection.

Le pouvoir d'arrêt $S(E)$ d'un ion à l'énergie moyenne E_M est défini comme suit:

$$S(E) = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dX} \approx \frac{\Delta E}{\rho \Delta X} \quad (\text{II-5})$$

où ρ est la masse volumique du matériau traversé et ΔX son épaisseur, d'où :

$$S(E) \approx \frac{\Delta E}{\rho \Delta X} = \frac{a(C_0 - C_1)}{\rho \Delta X} \quad (\text{II-6})$$

Les films plastiques utilisés étant très minces, la perte d'énergie ΔE du faisceau de particules chargées est très faible devant l'énergie E_0 ($\frac{\Delta E}{E_0} < 20\%$); on définit alors dans le cadre de l'approximation de l'énergie moyenne (E_M) associée au pouvoir d'arrêt $S(E)$ (expression II-6) :

$$E_M = \frac{E_0 + E_1}{2} = E_0 - \left(\frac{\Delta E}{2}\right) = E_0 - \frac{a(C_0 - C_1)}{2} \quad (\text{II-7})$$

Le pouvoir d'arrêt mesuré pour les différents films plastiques sera exprimé en (MeV. cm²/ mg).

b. Incertitudes sur le pouvoir d'arrêt

La méthode de mesure du pouvoir d'arrêt utilisée permet de réduire sensiblement les sources d'erreurs expérimentales du fait de mesurer simultanément les énergies du faisceau rétrodiffusé avec et sans film plastique.

Les incertitudes sur la détermination du pouvoir d'arrêt sont ainsi dues en particulier, d'après l'expression II-6, aux incertitudes sur :

- la pente de la droite d'étalonnage en énergie de la chaîne de détection.
- le traitement des spectres pour la détermination des énergies E_0 et E_1 .
- l'épaisseur de la cible mince à analyser.

$$\text{Donnant :} \quad \frac{\Delta S}{S} = \frac{\Delta(\Delta E)}{\Delta E} + \frac{\Delta(\Delta X)}{\Delta X} + \frac{\Delta \rho}{\rho} \quad (\text{II-8})$$

$$\text{Où} \quad \frac{\Delta(\Delta E)}{\Delta E} = \frac{\Delta a}{a} + \frac{\Delta C_0}{(C_0 - C_1)} + \frac{\Delta C_1}{(C_0 - C_1)} \quad (\text{II-9})$$

$\Delta a, \Delta C_0, \Delta C_1, \Delta(\Delta X)$ et $\Delta \rho$ sont respectivement les erreurs sur la pente de la droite d'étalonnage de la chaîne de détection, les pics C_0, C_1 , l'épaisseur de la cible ΔX et la masse volumique ρ (voir tableau II-2). L'incertitude résultante de l'ensemble des diverses contributions sur le pouvoir d'arrêt est donnée dans le tableau suivant :

Incertitude	$(\Delta(\Delta X)/\Delta X)\%$	$((\Delta C_0 + \Delta C_1)/(C_0 - C_1))\%$	$(\Delta S/S)_H\%$	$(\Delta S/S)_{He}\%$
Makrofol	2	2	4.07	4.1
Mylar	2.86	2	4.93	4.96

Tableau II-3 : Incertitudes sur le pouvoir d'arrêt des ions ^1H et ^4He dans les deux films.

Les incertitudes $(\Delta a/a)\%$ sont de 0.07% et 0.1%, respectivement pour ^1H et ^4He .

II.3 La méthode utilisée pour la mesure de la perte d'énergie des ions lourds ($^{16}\text{O}, ^{19}\text{F}, ^{28}\text{Si}$)

Pour la mesure de la perte d'énergie des ions lourds, nous avons adopté presque la même technique utilisée pour les ions légers, seulement, le faisceau incident (primaire) d'énergie E est diffusé par une cible mince de bismuth ^{209}Bi . Le faisceau diffusé (secondaire) d'énergie E_0 (KE) va parcourir l'épaisseur du film polymère et il sort avec une énergie égale à E_1 . La perte d'énergie sera donnée par la différence entre E_0 et E_1 (transmission directe). Nous pouvons dire que par rapport à la première technique (ions légers) qui conjugue la rétrodiffusion et la transmission, la deuxième utilise la diffusion et la transmission.

Le principe des deux techniques est le même, elles obéissent aux mêmes lois de conservation (énergie et quantité de mouvement) mais elles diffèrent sur l'angle θ . Pour la diffusion, l'angle est inférieur à 90° , par contre pour la rétrodiffusion il est supérieur à 90° .

II.3.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental utilisé pour la détermination du pouvoir d'arrêt des ions lourds ($^{16}\text{O}, ^{19}\text{F}, ^{28}\text{Si}$) aux énergies comprises entre 1.6 et 5.5 MeV/u est schématisé sur la figure II-11. Le faisceau délivré par l'accélérateur Pelletron 14 UD de l'Institut de Recherche Fondamentale Tata (Tata Institute of Fundamental Research in Mumbai, India), est dirigé

perpendiculairement sur une cible mince de ^{209}Bi placée au centre de la chambre à diffusion de géométrie cylindrique [72] et dont le diamètre est égal à un mètre. Cette chambre contient deux plateaux mobiles qui peuvent être commandés de l'extérieur afin de fixer l'angle de détection θ . Les films minces de polymères sont disposés sur un support (lié au premier plateau), tandis que le détecteur est placé sur un autre support situé sur le deuxième plateau juste derrière les films polymères et au même niveau.

L'énergie des particules diffusées à un angle θ est mesurée à l'aide d'un détecteur à barrière de surface au silicium fabriqué au Centre de Recherche Bhabha Atomique. Ce détecteur a une résolution de 32 KeV pour les particules alpha d'énergie 5.485 MeV issues de la source d' ^{241}Am , est placé à un angle $\theta = 20^\circ$ par rapport à la direction du faisceau incident (figure. II-11). Après traitement du signal délivré par l'ensemble détecteur et chaîne de détection classique, on obtient deux spectres présentant chacun d'eux, un pic. Ces pics (des deux spectres) correspondent respectivement aux canaux C_1 et C_0 . Enfin une calibration canal-énergie est effectuée afin de convertir le canal en énergie.

La perte d'énergie est donnée en effectuant la différence entre l'énergie E_0 (canal C_0) de la particule diffusée par la cible du ^{209}Bi et l'énergie E_1 (canal C_1) de la même particule après avoir traversée l'épaisseur du film polymère. Pendant la durée de l'expérience, la chambre est maintenue sous un vide secondaire.

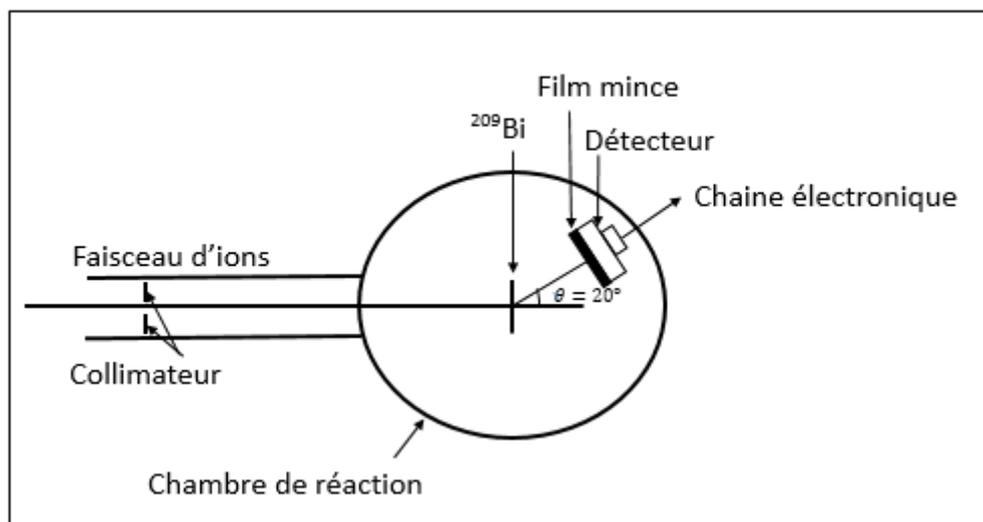


Figure. II-11 : Schéma de l'ensemble expérimental utilisé pour les ions lourds.

1. Le faisceau de particules lourdes

Type	Accélérateur Pelletron
- Faisceau primaire	^{16}O , ^{19}F , ^{28}Si
Energie	1.8 MeV/u à 5.6 MeV/u
Courant	5 à 10nA
- Faisceau secondaire	^{16}O , ^{19}F , ^{28}Si
Angles de diffusion	20°
Energie	1.6 MeV/u à 5.5 MeV/u

Tableau II-4 : Caractéristiques des faisceaux d'ions lourds utilisés.

2. Caractéristiques des cibles

La cible de ^{209}Bi est utilisée pour la réduction et la diffusion du faisceau de particules incident. Le choix s'est porté sur le bismuth car son numéro de masse et son nombre atomique sont importants ($A=209$, $Z=83$), c'est ainsi que l'énergie de recul acquise par de ce dernier est très faible lors d'une collision élastique avec les ions (^{16}O , ^{19}F , ^{28}Si) délivrés par l'accélérateur. Dans ce travail, nous nous sommes intéressés à la mesure de la perte d'énergie des ions lourds dans les films minces de Mylar et Polypropylène. On a utilisé la même méthode (voir paragraphe : b- Les films plastiques) pour la mesure des épaisseurs des cibles.

Cibles	Épaisseur (μm)	Masse volumique (g/cm^3)	$\langle A \rangle$
^{209}Bi	0.3 ± 0.007	9.8	209
Mylar	2.5 ± 0.06	1,397	8.727
Polypropylène	$1.62 \pm 0,05$	0,9	4.667

Tableau II-5 : Caractéristiques des cibles utilisées pour les ions lourds.

L'incertitude résultante de l'ensemble des diverses contributions sur le pouvoir d'arrêt est donnée dans le tableau suivant :

Incertitude	$(\Delta(\Delta X)/\Delta X)\%$	$((\Delta C_0 + \Delta C_1)/(C_0 - C_1))\%$	$(\Delta S/S)_O\%$	$(\Delta S/S)_F\%$	$(\Delta S/S)_{Si}\%$
Polypropylène	3	1	4.07	4.17	4.2
Mylar	2.4	1	3.47	3.57	3.6

Tableau II-6 : Incertitudes sur le pouvoir d'arrêt des ions ^{16}O , ^{19}F et ^{28}Si dans les deux films.

Les incertitudes $(\Delta a/a)\%$ sont 0.07%, 0.17% et 0.2%, respectivement pour ^{16}O , ^{19}F et ^{28}Si .

II.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons rappelé les principales techniques expérimentales utilisées dans le domaine du ralentissement des ions dans la matière, à savoir la RBS et la diffusion associées toutes les deux à la transmission du faisceau.

La mise au point de la technique dite de « transmission indirecte » conjuguant l'utilisation des deux techniques précédentes nous a permis de travailler avec les avantages de chacune d'entre elles en évitant leurs inconvénients majeurs notamment la détérioration des films minces et la dégradation des caractéristiques des détecteurs à barrière de surface. Les méthodes expérimentales que nous avons adoptées consistant de plus à accoler la cible à étudier sur la moitié de la surface du détecteur pour l'une alors que pour l'autre, nous les avons mis au même niveau mais sur deux supports différents, ceci nous a permis de déterminer avec une bonne précision le pouvoir d'arrêt des ions légers (p, α) et lourds (^{16}O , ^{19}F , ^{28}Si) dans les films polymériques étudiés (Mylar, Makrofol et Polypropylène). Pendant nos expériences, nous avons travaillé dans les mêmes conditions à savoir un bon vide secondaire et sans entrée d'air.

Il faut aussi souligner que le choix des deux cibles (Au/Si , ^{209}Bi) utilisées pour les deux méthodes est d'une grande importance pour la réduction du flux du faisceau de particules incidentes ainsi que sa rétrodiffusion ($\theta=165^\circ$) et sa diffusion ($\theta=20^\circ$).

Chapitre III

Analyse et discussion des résultats expérimentaux

III.1. Introduction

Ce chapitre sera consacré à la présentation des résultats expérimentaux et à leurs analyses concernant le pouvoir d'arrêt des ions légers et lourds ainsi que la charge effective à l'échelle de Z^2 dans les films minces polymères respectivement aux énergies 0.84 à 3.10 MeV et 1.60 à 5.50 MeV/n (région de Bethe).

Les valeurs du pouvoir d'arrêt seront comparées aux données expérimentales existantes dans la littérature et à celles obtenues par les codes de simulation SRIM [13, 14], MSTAR, PSTAR-ASTAR, PASS et CasP [11, 12]. La détermination du paramètre de la charge effective des ions lourds selon la relation de Northcliffe définie au premier chapitre (I-28), permettra de confronter nos résultats à ceux donnés par le modèle BK-ZBL [23, 24].

Enfin, nous terminerons ce chapitre par le calcul de la correction de Barkas L_I des protons dans des cibles d'aluminium et d'or ainsi que des particules alpha dans l'aluminium en utilisant l'expression (I-39) (chapitre I), en se référant aux données de l'article de Ziegler [28]. Les valeurs de L_I de cette référence seront comparées aux nôtres.

III.2. Présentation des résultats expérimentaux des particules légères (p, α)

III.2.1 Résultats du pouvoir d'arrêt des particules légères (p, α)

Nous avons mesuré la perte d'énergie des particules chargées 1_1H et 4_2He traversant différents milieux ralentisseurs de type polymère (mylar et makrofol), aux énergies comprises entre 0.84 et 3.10 MeV dans les conditions expérimentales développées au chapitre précédent. Pour rappel, ces mesures sont réalisées auprès de l'accélérateur Van de Graaff 3.75MV du Centre de Recherche Nucléaire d'Alger, en utilisant la technique nucléaire de transmission indirecte décrite au paragraphe II.2.3.

Le pouvoir d'arrêt des particules chargées est déterminé à partir de l'expression de ΔE donnée par la relation II-3.

Dans le tableau III-1, on donne à titre d'exemple, les différents paramètres nécessaires pour extraire expérimentalement cette grandeur pour des protons rétrodiffusés à $\theta = 165^\circ$ traversant un film de polypropylène d'épaisseur 5.08 μm [65].

E (primaire) (keV)	C_0 (sans film) Numéro du canal	C_1 (avec film) Numéro du canal	ΔE (keV)	E_M (keV)	$S(E)$ (MeV.cm ² /mg)
1000	410.6	349.1	146.2	917.1	0.32
1200	494.1	439.9	128.8	1124.2	0.282
1400	577.2	530.3	111.5	1330.4	0.244
1600	659.9	617.8	100.1	1532.7	0.22
1800	743.7	705.2	91.5	1736.2	0.20
2000	826.9	791.6	83.9	1937.7	0.18
2200	910.7	878.1	77.5	2140.1	0.17

Tableau III-1 : Paramètres expérimentaux.

Les paramètres ont été définis à partir des différents spectres des protons rétrodiffusés traversant l'épaisseur du film polypropylène ($a = 2.377 \text{ KeV/canal}$), on rappelle les expressions citées au chapitre II : $\Delta E = E_0 - E_1 = a(C_0 - C_1)$ (III-1)

$$E_M = \frac{E_0 + E_1}{2} = E_0 - \left(\frac{\Delta E}{2}\right) = E_0 - \frac{a(C_0 - C_1)}{2} \quad (\text{III-2})$$

Les valeurs décimales des numéros de canaux C_i sont dues à l'ajustement des pics de protons rétrodiffusés par des gaussiennes en utilisant la méthode des moindres carrés.

Nous avons mesuré les pouvoirs d'arrêt des protons et des particules alpha dans les films de mylar et makrofol, pour la gamme d'énergie moyenne $\overline{E}_p(E_M^p), \overline{E}_\alpha(E_M^\alpha)$ (voir tableau III-2) avec une précision de 5% et 4% respectivement pour les deux films (dans la suite de notre texte on remplace E_M par \overline{E}).

Matériau	\overline{E}_p (MeV)	\overline{E}_α (MeV)
Mylar	0.97 → 2.72	0.95 → 3.02
Makrofol	0.84 → 2.57	0.94 → 3.10

Tableau III-2 : Gammes d'énergies des ions légers (p, α) dans les films mylar et makrofol.

Nous avons présenté sur les figures. III-1, III-2, III-3 et III-4, nos résultats expérimentaux du pouvoir d'arrêt des protons et des particules α dans les films de mylar et makrofol avec ceux générés par les codes SRIM-2013, PSTAR-ASTAR et CasP [12]. Nous

constatons qu'un accord remarquable existe entre nos valeurs et celles données par les trois codes pour les protons. Par contre, pour les particules α , un bon accord est trouvé surtout avec SRIM-2013 et ASTAR.

Pour ne pas encombrer nos figures, nous avons représenté sur ces dernières nos mesures du pouvoir d'arrêt avec les valeurs calculées par les codes de calculs et les références [18- 20].

En effet, de nombreux travaux relatifs à la détermination de la perte d'énergie des particules chargées traversant des polymères où différentes techniques nucléaires, ont été utilisées (RBS, transmission, RBS couplée à la transmission, temps de vol), ont déjà été publiés dans la littérature. Nos résultats sont en bon accord avec ceux existants dans la gamme d'énergie étudiée dans ce travail [73-75].

Le bon accord observé entre nos valeurs expérimentales et celles trouvées à travers les codes de simulations confirme la validité de la technique expérimentale adoptée pour la mesure du pouvoir d'arrêt dans des cibles plastiques. Les données publiées citées en référence ont été retenues dans la compilation de Helmut Paul [76].

Mylar		Makrofol	
\overline{E}_α (MeV)	S_{Exp} (MeV.cm ² /mg)	\overline{E}_α (MeV)	S_{Exp} (MeV.cm ² /mg)
0.95	2.10	0.94	2.14
1.05	2.08	1.04	2.07
1.17	1.97	1.15	2.04
1.28	1.90	1.26	2.00
1.40	1.82	1.37	1.93
1.51	1.75	1.49	1.84
1.62	1.67	1.69	1.73
1.83	1.56	1.90	1.64
2.03	1.46	2.10	1.52
2.32	1.41	2.32	1.39
2.53	1.31	2.52	1.33
2.73	1.27	2.72	1.25
2.93	1.19	2.90	1.23
3.02	1.17	3.11	1.17

Tableau III-3 : Valeurs du pouvoir d'arrêt des particules alpha.

III.3 Analyse et discussion

1. Le pouvoir d'arrêt des ions 1_1H et 4_2He

Les mesures expérimentales du pouvoir d'arrêt des particules 1_1H et 4_2He en fonction de l'énergie pour chaque milieu ralentisseur sont comparées aux prédictions semi empiriques de Ziegler [14], Berger [16] et théorique de Grande [12].

Les résultats sont présentés sur les figures. III-1, III-2 pour les protons et les figures. III-3, III-4, pour les particules alpha.

Sur les deux premières figures, sont représentées les valeurs du pouvoir d'arrêt des protons dans les deux films pour des énergies $\overline{E}_p = 0.84$ à 2.72 MeV. Un bon accord existe entre nos valeurs et les trois codes pour le mylar (la figure. III-1), nos points expérimentaux sont assez bien reproduits par PSTAR et CasP [12]. Dans toute la gamme d'énergie, l'écart relatif entre nos mesures et les calculs générés par le deux codes est trouvé inférieur à 2.7 %, par contre, il est au-dessous de 3.4 % pour SRIM-2013, excepté l'énergie $\overline{E}_p = 1.23$ MeV qui lui

correspond un écart de 4.7 % par rapport aux trois codes. Concernant le makrofol (la figure. III-2), nos valeurs expérimentales sont en bon accord avec les trois codes et en particulier SRIM-2013, pour des énergies supérieures à 1.05 MeV, la différence obtenue est inférieure à 2.8 %, 3.5 % et 3.5 % respectivement pour SRIM-2013, PSTAR et CasP. Pour $\overline{E}_p = 1.05$ MeV, l'écart relatif est trouvé pratiquement égal à 4.3% pour les trois codes. Un bon accord existe entre nos résultats et les références [19, 20] pour les deux films hormis à $\overline{E}_p = 1.05$ MeV concernant le mylar. D'après les figures. III-1, III-2, on constate que les valeurs générées par CasP et PSTAR coïncident parfaitement.

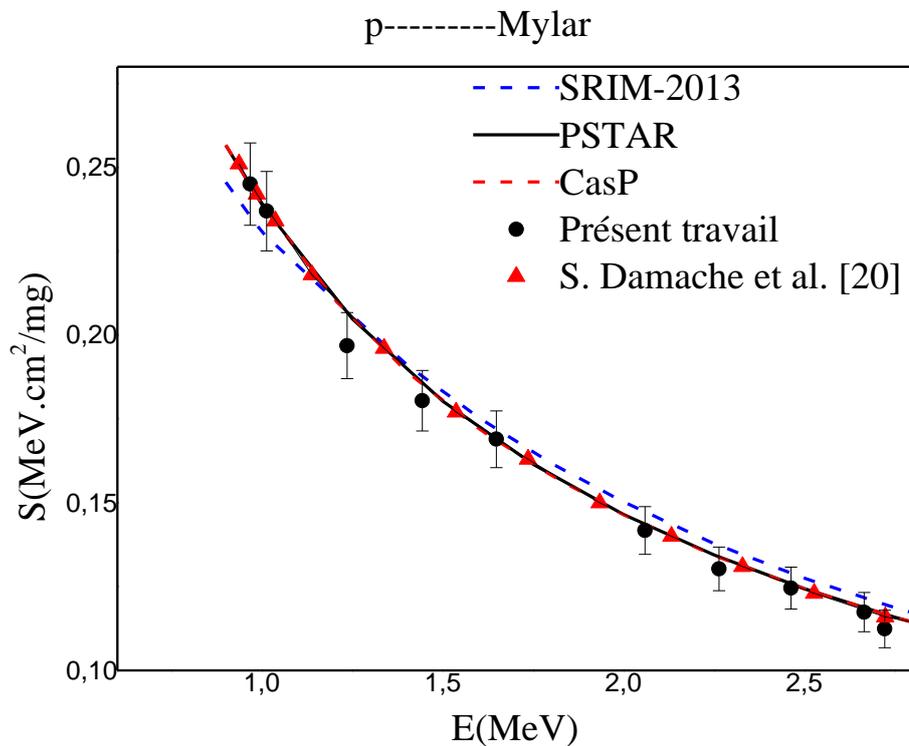


Figure. III-1 : Pouvoir d'arrêt des protons dans le mylar en fonction de l'énergie.

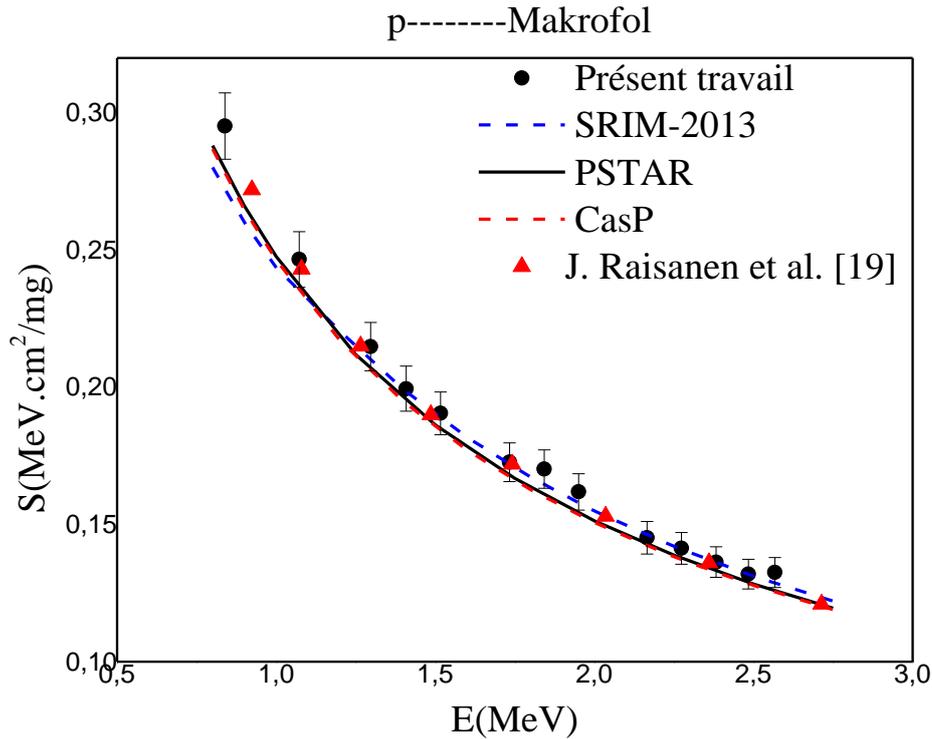


Figure. III-2 : Pouvoir d'arrêt des protons dans le makrofol en fonction de l'énergie.

Les figures. III-3 et III-4 reproduisent le pouvoir d'arrêt des particules alpha dans les deux films pour des énergies $\overline{E}_\alpha = 0.94$ à 3.10 MeV. Un bon accord est trouvé avec ASTAR et SRIM-2013 pour le mylar (la figure. III-3). L'écart observé entre nos valeurs et celles données par SRIM-2013, ASTAR et CasP est respectivement inférieur à 4.2 %, 5.3 % et 10 % sur l'intervalle d'énergie $E_\alpha = 1.28$ à 3.02 MeV, pour \overline{E}_α au dessous de 1.28 MeV, la différence est inférieure à 4.6 % et 8.4 % respectivement pour ASTAR et SRIM-2013. Un bon accord est obtenu avec SRIM-2013 et en particulier ASTAR dans la gamme d'énergie $\overline{E}_\alpha = 0.94$ à 3.10 MeV (excepté $\overline{E}_\alpha = 1.26$ MeV) pour le makrofol. L'écart relatif entre nos mesures et les deux codes est inférieur à 4 %. Pour $\overline{E}_\alpha > 2.10$ MeV, la différence avec le code CasP est au-dessous de 5 %. Enfin, concernant nos valeurs comparées à celles données par les références [18. 19], la différence est trouvée respectivement inférieure à 3.3 % et 5 %.

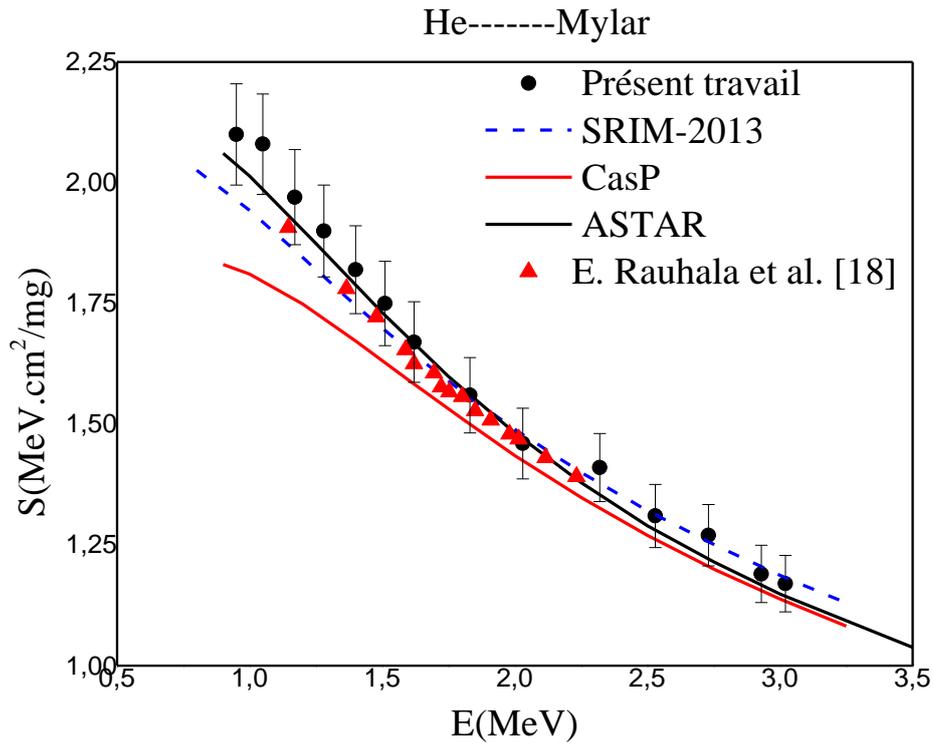


Figure. III-3 : Pouvoir d'arrêt des particules alpha dans le mylar en fonction de l'énergie.

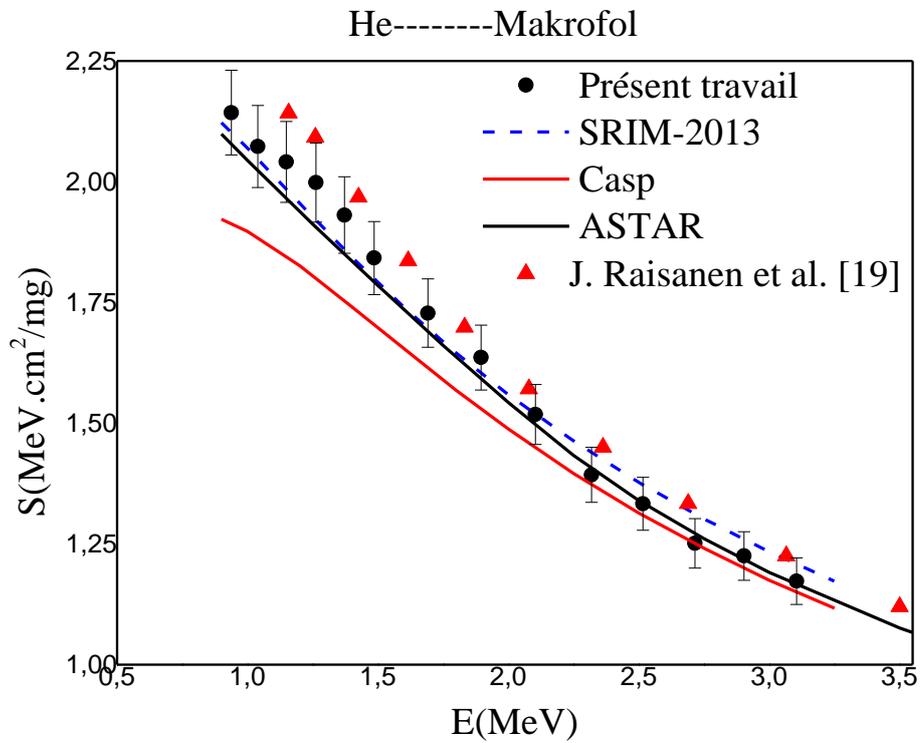


Figure. III-4 : Pouvoir d'arrêt des particules alpha dans le makrofol en fonction de l'énergie.

III.4 Présentation des résultats expérimentaux des ions lourds (^{16}O , ^{19}F et ^{28}Si)

III.4.1 Résultats du pouvoir d'arrêt des ions lourds (^{16}O , ^{19}F et ^{28}Si)

Dans nos expériences de la perte d'énergie des ions lourds dans les polymères, nous nous sommes intéressés particulièrement aux trois ions ^{16}O , ^{19}F et ^{28}Si . Le manque de données expérimentales dans la gamme d'énergie de 1.60 à 5.50 MeV/n (région de Bethe où Z_1^* effective est inférieure à Z_1) et la disponibilité du faisceau de ces trois ions nous ont incité à proposer et d'accomplir ce travail.

Nous avons effectué des mesures du pouvoir d'arrêt des ions ^{16}O , ^{19}F et ^{28}Si dans les cibles minces de polypropylène et mylar d'épaisseurs respectives $1.62 \pm 0.05 \mu\text{m}$ et $2.50 \pm 0.06 \mu\text{m}$ pour des énergies de 1.60 à 5.50 MeV/n (voir tableau III-4). La précision de nos mesures du pouvoir d'arrêt est évaluée à presque 4 % pour le premier film et à 3.5 % pour le deuxième [72]. Les faisceaux des ions lourds sont délivrés par l'accélérateur Pelletron 14 UD de l'Institut de Recherche Fondamentale Tata (Tata Institute of Fundamental Research in Mumbai, India) en utilisant la technique nucléaire de transmission indirecte citée dans le paragraphe II.3.

Nous avons représenté nos mesures du pouvoir d'arrêt des ions ^{16}O , ^{19}F , ^{28}Si ainsi que les valeurs obtenues à travers les codes de calculs SRIM-2008, MSTAR, PASS (ICRU-73), CasP [11] respectivement dans le polypropylène et le mylar sur les figures. III-5 à III-10.

Film	\overline{E}_O (MeV/n)	\overline{E}_F (MeV/n)	\overline{E}_{Si} (MeV/n)
Mylar	2.36 → 5.50	2.50 → 5.12	1.58 → 4.10
Polypropylène	2.40 → 5.52	3.0 → 5.15	1.64 → 4.13

Tableau III-4 : Gammes d'énergies pour les ions incidents (^{16}O , ^{19}F , ^{28}Si).

Nous avons aussi reporté nos valeurs expérimentales du pouvoir d'arrêt de ces trois ions avec celles calculées par la formule de Bethe (sans les corrections de Barkas, de Bloch et en remplaçant Z_1 par Z_1^*) sur les figures. III-11, III-12 et III-13.

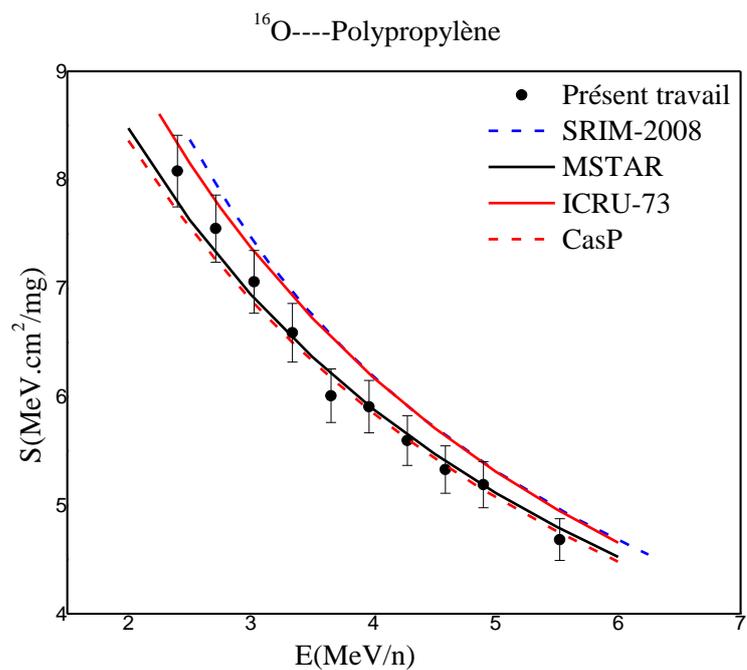


Figure. III-5 : Pouvoir d'arrêt de l'ion ¹⁶O dans le polypropylène en fonction de l'énergie.

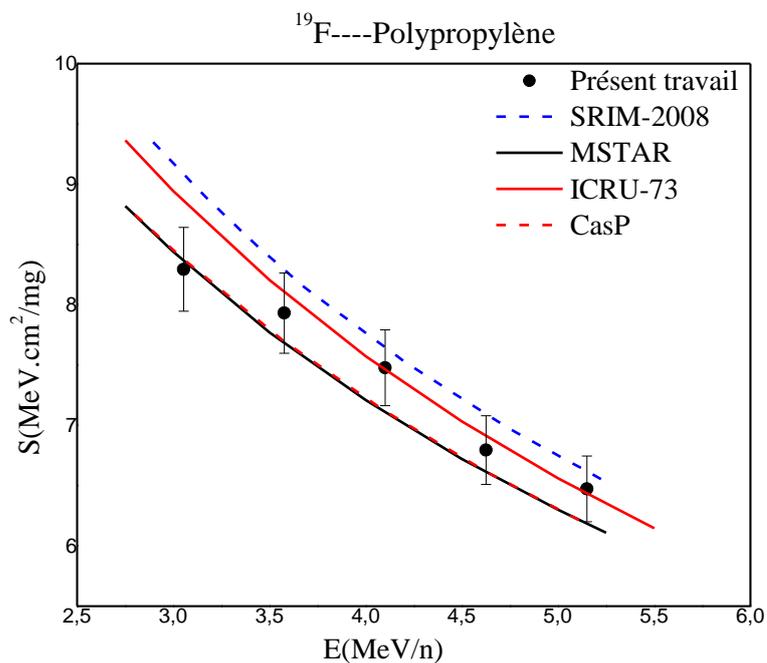


Figure. III-6 : Pouvoir d'arrêt de l'ion ¹⁹F dans le polypropylène en fonction de l'énergie.

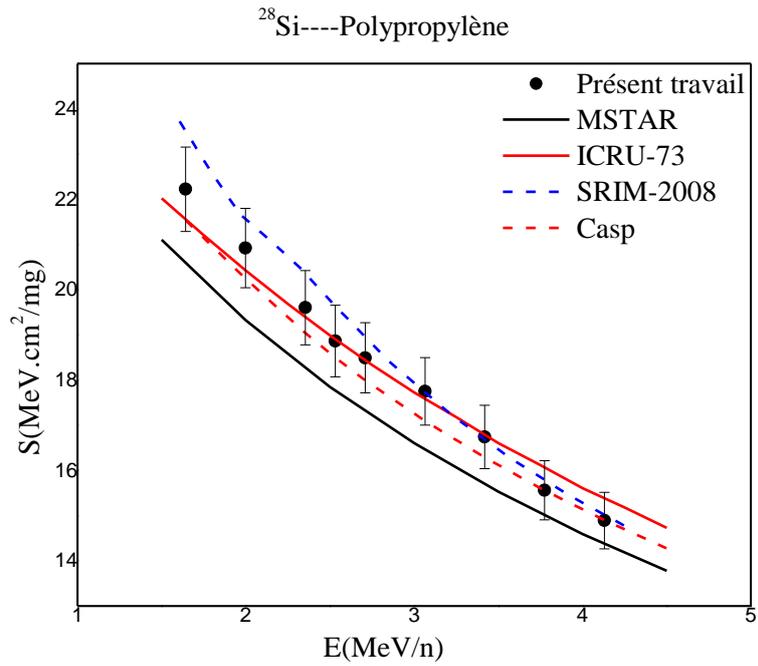


Figure. III-7 : Pouvoir d'arrêt de l'ion ^{28}Si dans le polypropylène en fonction de l'énergie.

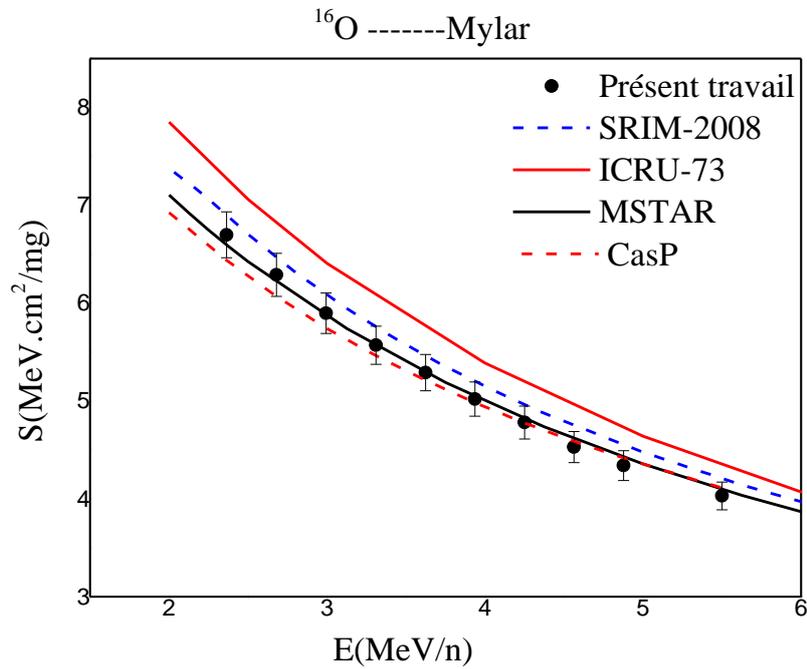


Figure. III-8 : Pouvoir d'arrêt de l'ion ^{16}O dans le mylar en fonction de l'énergie.

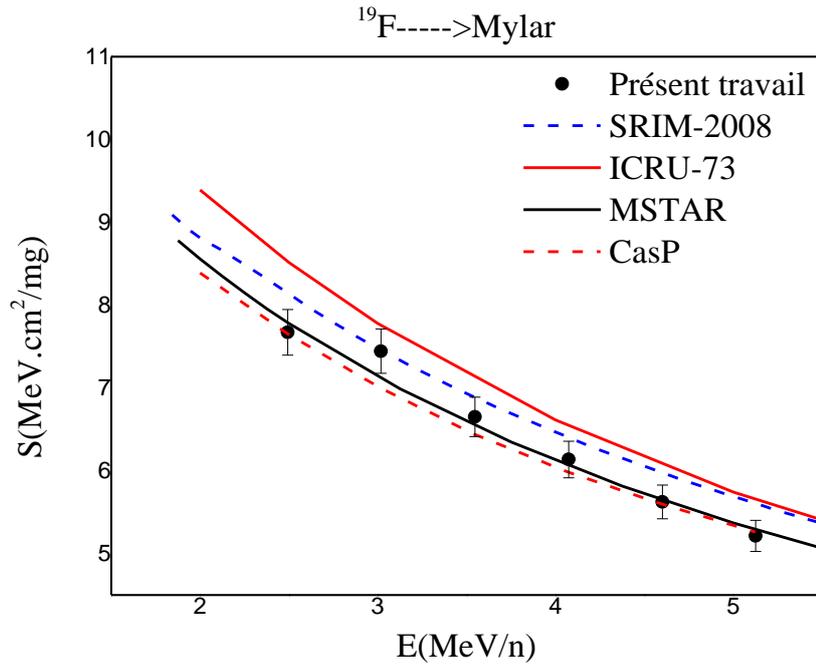


Figure. III- 9: Pouvoir d'arrêt de l'ion ^{19}F dans le mylar en fonction de l'énergie.

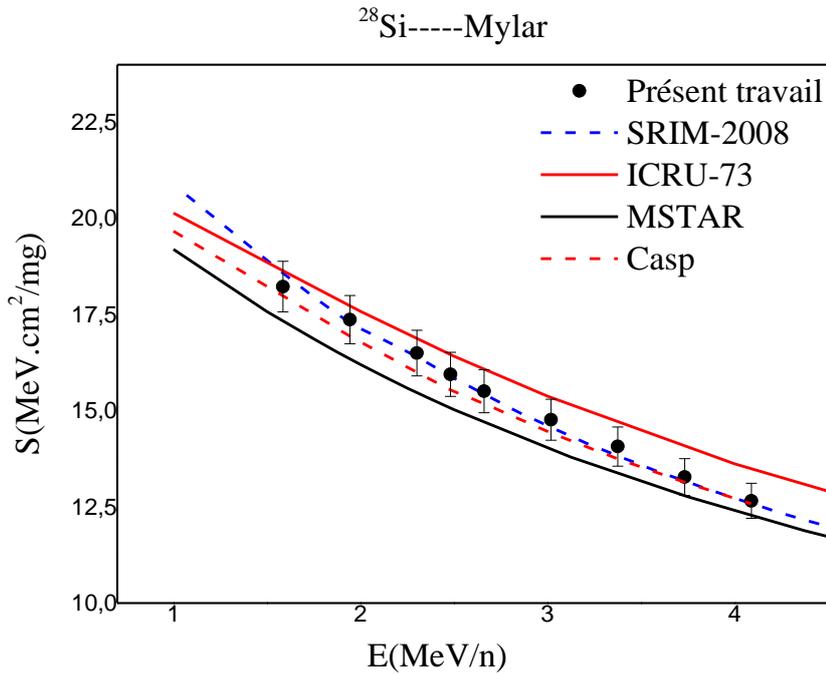


Figure. III-10 : Pouvoir d'arrêt de l'ion ^{28}Si dans le mylar en fonction de l'énergie.

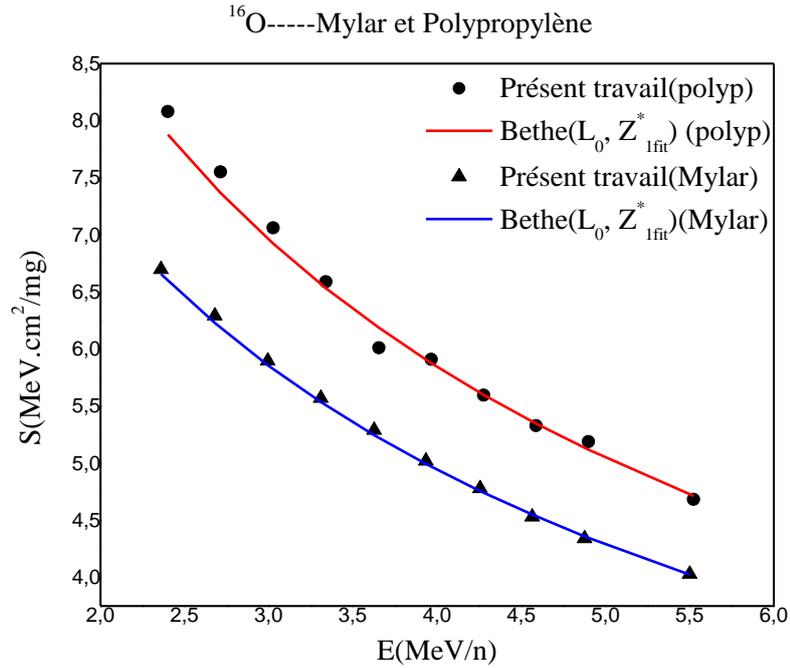


Figure. III-11 : Pouvoirs d'arrêt mesurés et calculés par la formule de Bethe (L_0, Z_{1fit}^*) de l'ion ¹⁶O dans le polypropylène et le mylar en fonction de l'énergie.

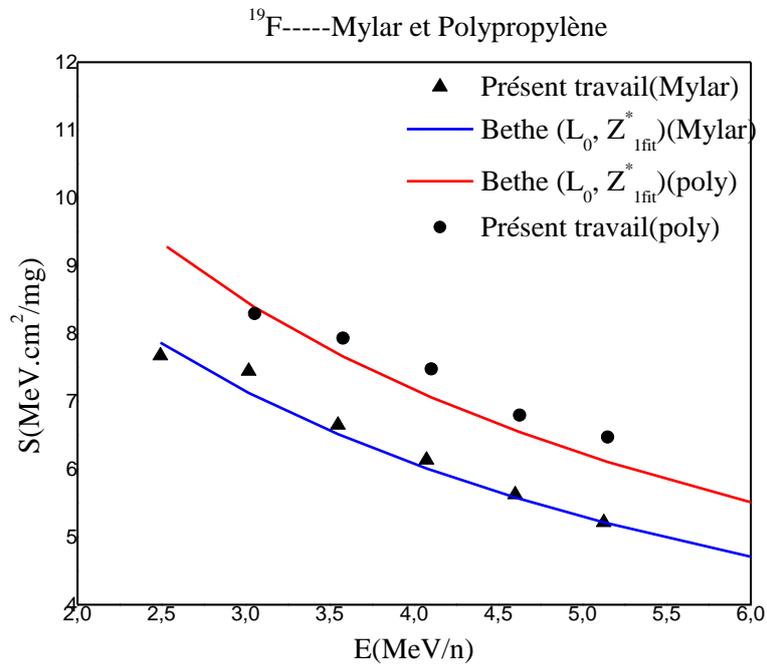


Figure. III-12 : Pouvoirs d'arrêt mesurés et calculés par la formule de Bethe (L_0, Z_{1fit}^*) de l'ion ¹⁹F dans le polypropylène et le mylar en fonction de l'énergie.

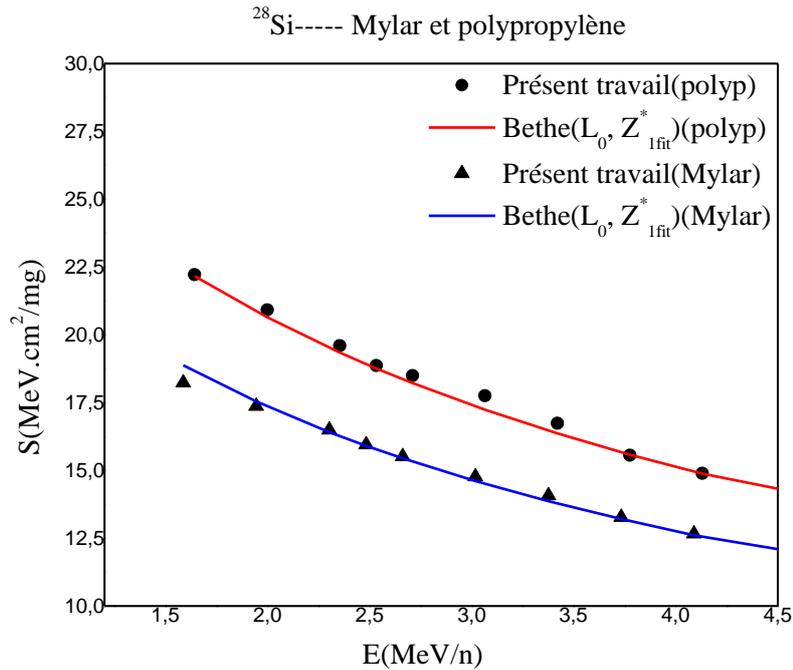


Figure. III-13 : Pouvoirs d'arrêt mesurés et calculés par la formule de Bethe (L_0, Z_{1fit}^*) de l'ion ^{28}Si dans le polypropylène et le mylar en fonction de l'énergie.

III.4.2 Résultats de la charge effective des ions lourds (^{16}O , ^{19}F et ^{28}Si)

Nos résultats du pouvoir d'arrêt des ions lourds (^{16}O , ^{19}F , ^{28}Si), nous ont permis de déduire la charge effective à l'échelle de Z_1^2 de ces ions dans les films de mylar et polypropylène. La connaissance précise de ce paramètre est d'une grande importance car il intervient dans le calcul du pouvoir d'arrêt donné par la formule de Bethe (eq.I-20).

Dans le but d'étudier l'influence de la vitesse relative de l'ion incident sur le paramètre de la charge effective γ et la dépendance de ce dernier sur les deux milieux ralentisseurs (Z_2), nous avons exploité les résultats du pouvoir d'arrêt de ces trois ions pour la détermination de ce paramètre (voir eq.I-28). Dans notre travail, l'ion de référence est le proton, les valeurs du pouvoir d'arrêt des protons S_p sont prises à partir du code SRIM-2008.

Nous avons reporté sur les figures. III-14, III-15, nos valeurs du paramètre de la charge effective des ions lourds (^{16}O , ^{19}F , ^{28}Si) avec celles calculées à travers l'expression $\gamma_{\text{BK-ZBL}}$ (eq.I-30) dans les films de polypropylène et mylar pour des vitesses relatives V_r comprises de 1.38 à

3.73. On a tracé aussi sur les mêmes courbes, les fit des points expérimentaux trouvés pour les deux films (eq.III-3 et III-4). Enfin, on a présenté sur la figure. III-16, les fit des paramètres des charges effectives obtenus pour le polypropylène (24 points), le mylar (25 points) et l'ensemble des points (49 points, voir eq.III-5). Cette dernière figure permet d'établir d'une manière assez claire, que la charge effective dépendant faiblement de ces deux milieux ralentisseurs (Z_2).

L'équation utilisée pour le fit de nos valeurs du paramètre de la charge effective est de la forme : $\gamma = 1 - A_0 \cdot \exp(-A_1 \cdot V_r)$ avec $V_r = V/V_0 \cdot Z_1^{2/3}$

Coefficients	A_0	A_1
L'ensemble de nos points dans le film polypropylène (24 points)	0.8446	0.83985
L'ensemble de nos points dans le film mylar (25 points)	0.7851	0.7815
L'ensemble de nos points dans les films polypropylène et mylar (49 points)	0.81317	0.8095

Tableau III-5 : Les coefficients A_0 et A_1 obtenus à partir des fit de nos valeurs des paramètres des charges effectives.

$$\gamma = 1 - 0.8446 \cdot \exp(-0.83985 \cdot V/V_0 \cdot Z_1^{2/3}) \quad \text{(III-3)}$$

$$\gamma = 1 - 0.7851 \cdot \exp(-0.7815 \cdot V/V_0 \cdot Z_1^{2/3}) \quad \text{(III-4)}$$

$$\gamma = 1 - 0.81317 \cdot \exp(-0.8095 \cdot V/V_0 \cdot Z_1^{2/3}) \quad \text{(III-5)}$$

Avec : $\gamma = Z_1^*/Z_1$

Film	$V_r(^{16}\text{O})$	$V_r(^{19}\text{F})$	$V_r(^{28}\text{Si})$
mylar	2.44 → 3.72	2.32 → 3.32	1.38 → 2.20
Polypropylène	2.46 → 3.73	2.56 → 3.33	1.40 → 2.22

Tableau III-6 : Gamme de la vitesse relative V_r des ions incidents (^{16}O , ^{19}F et ^{28}Si).

Film	I_c (eV)	I_H (eV)	I_o (eV)	$I_c(\text{composé})$ (eV)	$(Z_2/A_2)_c$
mylar ($C_{10}H_8O_4$).	81	19.2	95	75.95	0.521
Polypropylène (C_3H_6)	81	19.2	95	56.52	0.5715

Tableau III-7 : Les valeurs du potentiel d'ionisation I_c et $(Z_2/A_2)_c$ de nos cibles composées.

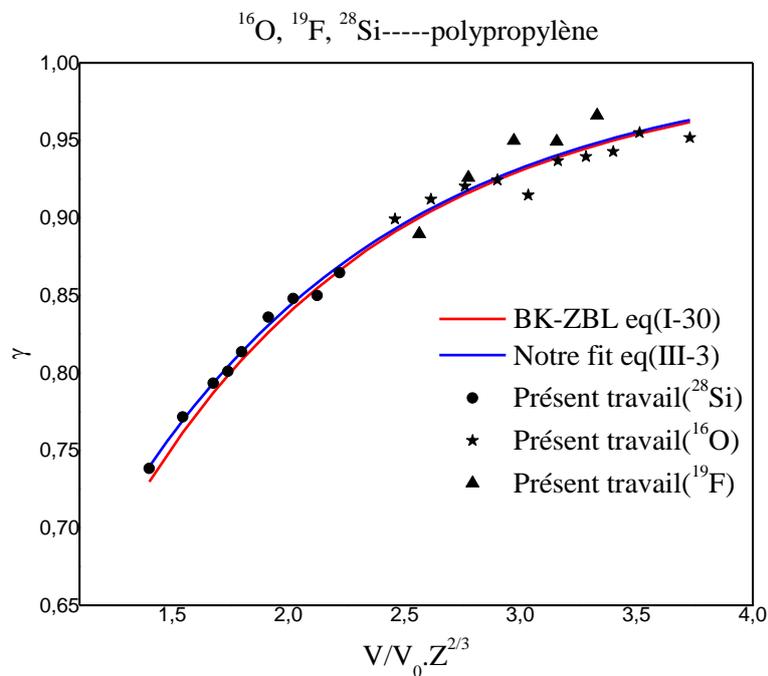


Figure. III-14 : Paramètre de la charge effective déduit de nos mesures et celui donné par l'expression de BK-ZBL des ions ^{16}O , ^{19}F et ^{28}Si dans le polypropylène en fonction de la vitesse relative.

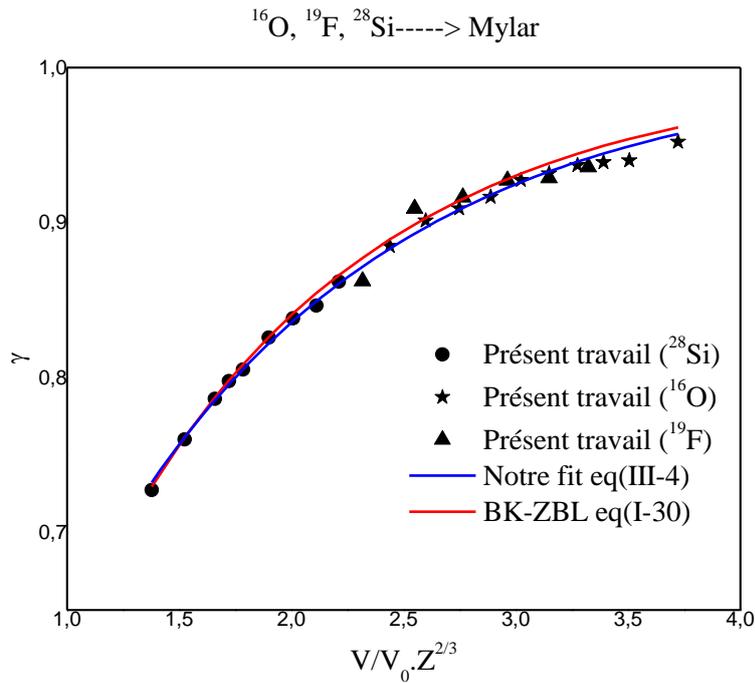


Figure. III-15 : Paramètre de la charge effective déduit de nos mesures et celui donné par l'expression de BK-ZBL des ions ^{16}O , ^{19}F et ^{28}Si dans le mylar en fonction de la vitesse relative.

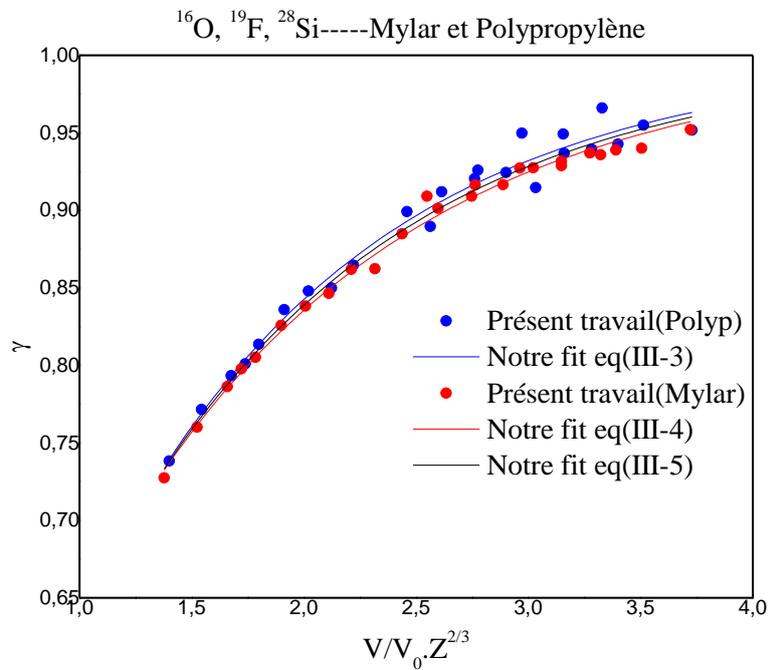


Figure. III-16 : Les fit des paramètres des charges effectives trouvés à partir de nos mesures des ions ^{16}O , ^{19}F et ^{28}Si dans le polypropylène et le mylar en fonction de la vitesse relative.

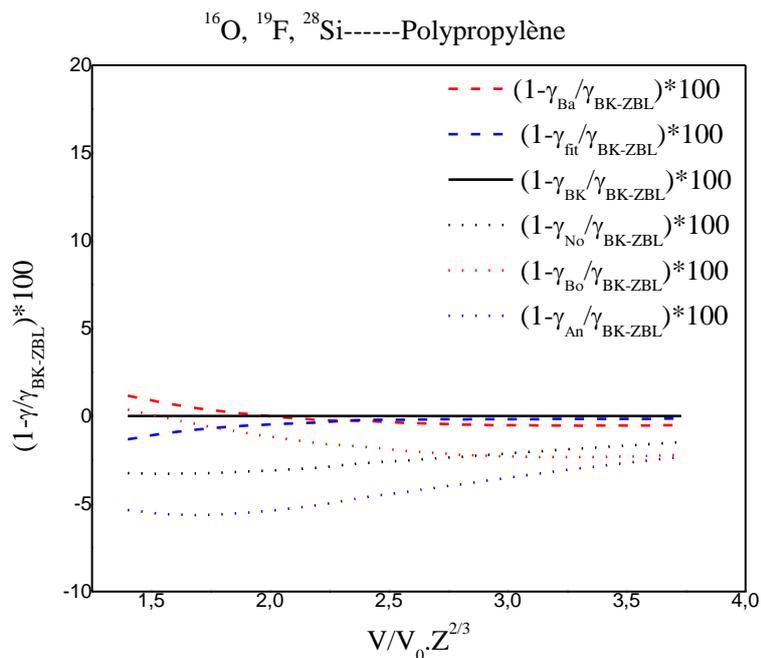


Figure. III-17 : Variation de l'écart relatif du paramètre de la charge effective déduit de notre fit ainsi que ceux donnés par Barkas, Booth, Northcliffe et Anthony par rapport à l'expression de BK-ZBL des ions ^{16}O , ^{19}F et ^{28}Si dans le polypropylène en fonction de la vitesse relative.

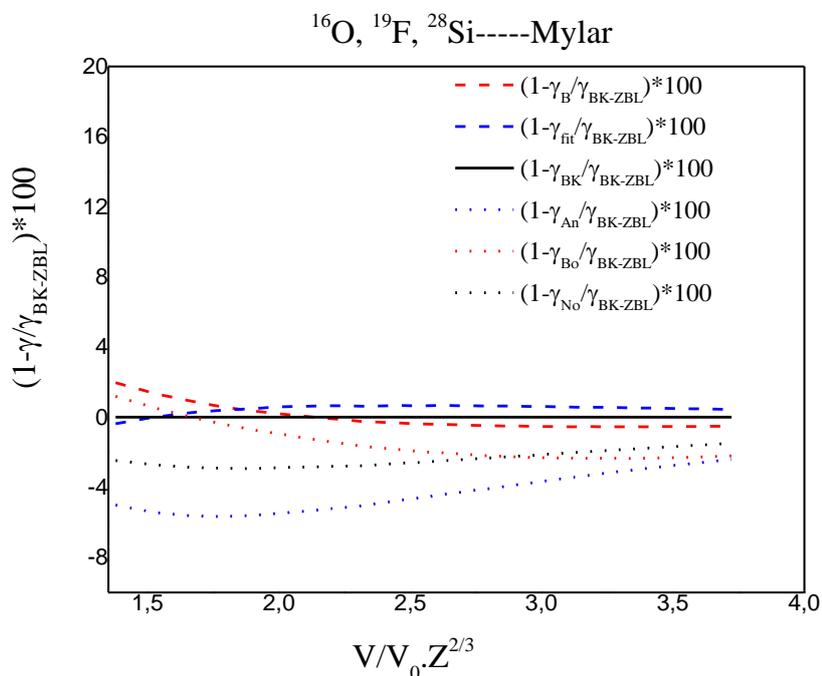


Figure. III-18 : Variation de l'écart relatif du paramètre de la charge effective déduit de notre fit ainsi que ceux donnés par Barkas, Booth, Northcliffe et Anthony par rapport à l'expression de BK-ZBL des ions ^{16}O , ^{19}F et ^{28}Si dans le mylar en fonction de la vitesse relative.

III.5 Analyse et discussion

1. Le pouvoir d'arrêt de l'ion ^{16}O

On constate d'après les figures. III-5 et III-8 que nos mesures du pouvoir d'arrêt de l'ion ^{16}O dans les films minces de polypropylène et mylar s'accordent bien avec les valeurs données par les codes MSTAR et CasP. L'accord est remarquable sur toute la gamme d'énergie ($\overline{E}_0 = 2.36$ à 5.52 MeV/n). Les différences entre nos points et ceux calculés par les codes MSTAR, CasP, SRIM-2008 et PASS sont trouvées respectivement inférieures à 1 %, 2.5 %, 3.8 %, 7 % pour le mylar et à 1 %, 1 %, 6.5 %, 9.5 % pour le polypropylène.

Dans la figure. III-11, nous avons représenté nos valeurs du pouvoir d'arrêt et celles calculées par la formule de Bethe (L_0 , eq.I-37, $Z_{1fit}^* = 8\gamma_{fit}$, sans les corrections de Barkas, de Bloch et en remplaçant Z_1 par Z_{1fit}^*). En plus de ces deux derniers paramètres, on donne aussi les valeurs expérimentales et ajustées du paramètre de la charge effective ainsi que la vitesse relative dans les tableaux III-8 et III-9. Pour le calcul du potentiel d'ionisation moyen I_c et le rapport $(Z_2/A)_c$ de nos cibles composées, nous avons appliqué la loi d'additivité de Bragg dont les expressions (I-23, I-24) se trouvent au chapitre I. Pour les potentiels d'ionisation des constituants H, C, O (I_H, I_O, I_C), nous avons adopté les données recommandées dans le rapport ICRU-49 [77] et dont les valeurs sont indiquées dans le tableau III-7. On remarque que la différence est respectivement de 2.5% et 0.7% pour le polypropylène et le mylar aux énergies $\overline{E}_0 = 2.40$ et 2.36 MeV/n. Cette différence diminue au fur et à mesure que l'énergie augmente et peut être éventuellement attribuée aux corrections de Barkas et de Bloch. A partir de l'expression (I-40), on trouve que :

$$\frac{(S_{exp} - S_B)}{S_{exp}} = \frac{\{L_1 + L_2\}}{L_0 + L_1 + L_2}$$

D'après cette dernière relation, on constate que l'écart relatif entre S_{exp} et S_B diminue au fur et à mesure que l'énergie augmente (L_1 et $|L_2|$ diminuent tandis que L_0 augmente), ce résultat est compatible avec ce qui est donné dans la littérature ($S_{exp} \approx S_B$, pour le régime des vitesses élevées $V \gg V_0 \cdot Z_1^{2/3}$).

\bar{E}_O (MeV/n)	S_{exp} (MeV.cm ² /mg)	γ (Expérimental)	γ_{fit} (Fit, eq.III-3)	$V_r(V/V_0Z_1^{2/3})$	$S_{Bethe}(L_0, Z_{1fit}^*=8\gamma_{fit})$ (MeV.cm ² /mg)
2.40	8,08	0,8991	0,8929	2,4587	7,8772
2.71	7,55	0,9114	0,9060	2,6143	7,3678
3.03	7,06	0,9204	0,9169	2,7611	6,9240
3.34	6,59	0,9244	0,9261	2,9003	6,5334
3.65	6,01	0,9146	0,9339	3,0334	6,1860
3.96	5,91	0,9367	0,9406	3,1600	5,8774
4.28	5,60	0,9394	0,9464	3,2821	5,5986
4.59	5,33	0,9428	0,9514	3,3994	5,3469
4.90	5,19	0,9549	0,9558	3,5129	5,1178
5.52	4,68	0,9517	0,9632	3,7295	4,7157

Tableau III-8 : Les différents paramètres expérimentaux de l'ion ¹⁶O dans le polypropylène.

\bar{E}_O (MeV/n)	S_{exp} (MeV.cm ² /mg)	γ (Expérimental)	γ_{fit} (Fit, eq.III-4)	$V_r(V/V_0Z_1^{2/3})$	$S_{Bethe}(L_0, Z_{1fit}^*=8\gamma_{fit})$ (MeV.cm ² /mg)
2,36	6,70	0,8847	0,8832	2,4384	6,6553
2,68	6,29	0,9012	0,8969	2,5980	6,2275
2,99	5,90	0,9091	0,9083	2,7469	5,8585
3,31	5,57	0,9166	0,9178	2,8874	5,5355
3,63	5,29	0,9274	0,9260	3,0225	5,2458
3,93	5,02	0,9316	0,9329	3,1479	4,9945
4,26	4,78	0,9369	0,9393	3,2746	4,7562
4,56	4,53	0,9389	0,9445	3,3910	4,5504
4,88	4,34	0,9401	0,9493	3,5050	4,3602
5,50	4,03	0,9520	0,9572	3,7225	4,0261

Tableau III-9 : Les différents paramètres expérimentaux de l'ion ¹⁶O dans le mylar.

2. Le pouvoir d'arrêt de l'ion ^{19}F

On remarque sur la figure. III-9 que nos valeurs expérimentales du pouvoir d'arrêt de l'ion ^{19}F dans les films minces de mylar sont en bon accord avec celles calculées par les codes MSTAR et CasP pour la gamme d'énergie de 2.50 à 5.12 MeV/n. La différence trouvée entre nos points et ceux donnés par les deux codes est en générale au dessous de 1 % (cependant elle est de 3.5 % à l'énergie $\overline{E}_F = 3.50$ MeV/n), par contre elle est respectivement de 6.5 % et 9.5 % par rapport à SRIM-2008 et ICRU-73.

En ce qui concerne la figure. III-6, il est clair que nos mesures du pouvoir d'arrêt et les valeurs données par ICRU-73 s'accordent assez bien pour des énergies comprises entre 3.57 et 5.15 MeV/n, la différence obtenue est de 1.5 %, alors qu'elle est respectivement de 3.5 %, 4 % et 4 % entre nos points et ceux trouvés par les codes SRIM-2008, MSTAR et CasP. Pour l'énergie $\overline{E}_F = 3$ MeV/n, on constate que les différences entre nos valeurs et celles calculées à travers les codes PASS, SRIM-2008, MSTAR et CasP sont respectivement 6.5 %, 9.5 %, 1 % et 1 %.

Nous avons reproduit sur la figure. III-12, nos points expérimentaux du pouvoir d'arrêt et ceux déterminés par la formule de Bethe ($L_0, Z_{1fit}^* = 9 \gamma_{fit}$). La même démarche de calcul est effectuée pour le ^{19}F (voir paragraphe : 1. Le pouvoir d'arrêt de l'ion ^{16}O) et les paramètres ($I_c, (Z_2/A)_c$) utilisés dans cette formule sont donnés au tableau III-7. On constate que la différence est respectivement de 4.3 % et 5 % pour le mylar (à $\overline{E}_F = 2.50$ MeV/n) et le polypropylène (à $\overline{E}_F = 3.0$ MeV/n). D'après les courbes de cette figure, cette dernière décroît au fur et à mesure que l'énergie croît pour le premier film, alors qu'elle reste à peu près stable pour le deuxième film.

Enfin, la même remarque peut être faite en ce qui concerne l'écart relatif entre S_{exp} et S_B , il peut être éventuellement attribué aux corrections de Barkas et de Bloch.

3. Le pouvoir d'arrêt de l'ion ^{28}Si

Nous avons présenté sur les figures. III-7 et III-10, nos valeurs du pouvoir d'arrêt de l'ion ^{28}Si dans les films minces de polypropylène et mylar avec celles calculées par les quatre codes dans la gamme d'énergie $\overline{E}_{Si} = 1.60$ à 4.10 MeV/n. On constate qu'un bon accord entre nos données expérimentales et celles trouvées respectivement par les codes SRIM-2008 et CasP

(dans toute la gamme d'énergie) pour les films de mylar et les codes SRIM-2008 ($\overline{E_{St}} = 2.70$ à 4.10 MeV/n) et PASS ($\overline{E_{St}} = 1.60$ à 3.40 MeV/n) pour les films de polypropylène.

Les différences entre nos points et ceux calculés par les codes SRIM-2008, CasP, PASS et MSTAR sont trouvées respectivement inférieures à 1 %, 2 %, 3.8 %, 4 % pour le mylar et à 3.5 %, 3 %, 2.8 %, 5.2 % pour le polypropylène

Nous avons reporté sur la figure. II-13, nos points expérimentaux du pouvoir d'arrêt et ceux calculés par la formule de Bethe ($L_0, Z_{1fit}^* = 14 \gamma_{fit}$). La même procédure est entreprise pour le ^{28}Si (voir paragraphe : 1. Le pouvoir d'arrêt de l'ion ^{16}O) et les paramètres ($I_c, (Z_2/A)_c$) utilisés dans cette formule sont donnés au tableau III-7. La différence est trouvée respectivement à 3.6 %, 1.5 % pour le mylar et le polypropylène à l'énergie $\overline{E_{St}} = 1.60$ MeV/n. Cette différence diminue au fur et à mesure que l'énergie augmente. L'écart relatif entre S_{exp} et S_B peut être éventuellement attribué aux corrections de Barkas et de Bloch ainsi qu'aux incertitudes commises sur les valeurs expérimentales.

4. La charge effective des ions lourds (^{16}O , ^{19}F et ^{28}Si)

Nous avons présenté sur les figures. III-14, III-15 et III-16, nos valeurs du paramètre de la charge effective des ions lourds (^{16}O , ^{19}F , ^{28}Si) avec celles calculées à travers l'expression de γ_{BK-ZBL} pour les films de polypropylène et mylar à des vitesses relatives V_r comprises entre 1.38 et 3.70. Dans le but de comparer entre les différentes courbes, nous avons tracé aussi sur les mêmes figures, les fit des points expérimentaux pour les deux films et de l'ensemble de tous les points. Un bon accord est obtenu sur les figures. III-14, III-15, entre les courbes représentées par nos fit (éq. III-3 et III-4) et celle donnée par l'expression de γ_{BK-ZBL} . La différence entre les valeurs du paramètre de la charge effective trouvées par cette dernière et celles obtenues par nos fit est inférieure à 1.31 % pour les deux films à $V_r = 1.40$, elle diminue lorsque V_r croît et atteint 0.44 % et 0.15 % respectivement aux $V_r = 3.72$ et $V_r = 3.73$ pour les deux films. Enfin, on a rapporté sur la figure. III-16, les fit des paramètres des charges effectives obtenus pour le polypropylène (24 points), le mylar (25 points) et l'ensemble des points (49 points, eq. III-5). Cette dernière figure permet d'établir d'une manière assez claire, que la charge effective dépend faiblement de la nature des films utilisés (Z_2).

De nombreux travaux expérimentaux concernant l'étude de la dépendance de la charge effective des ions lourds sur les milieux ralentisseurs traversés, ont fait l'objet de publications internationales. Les diverses expressions proposées sont rapportées dans le tableau III-10.

5. Comparaison entre les diverses expressions du paramètre de la charge effective

Les valeurs du paramètre de la charge effective γ déduites des diverses expressions (tableau III-10) ont été confrontées aux prédictions semi-empiriques γ_{BK-ZBL} , calculées dans le cadre du modèle proposé par Brandt et Kitagawa modifié par Ziegler et al [23-24].

A cet effet nous définissons l'écart relatif (Er) sur γ :

$$Er(\gamma) = \left[1 - \frac{\gamma}{\gamma_{BK-ZBL}} \right] \cdot 100 \quad (III-6)$$

Nous avons reporté sur les figures. III-17, III-18, la variation de l'écart relatif du paramètre de la charge effective en fonction de la vitesse V_r pour les ions ^{16}O , ^{19}F , ^{28}Si dans les films de polypropylène et mylar. La dispersion en valeur absolue pour des vitesses V_r comprises entre 1.38 et 3.73 de l'ensemble des résultats pour les deux films est inférieure 5 % excepté celles de Antony pour $V_r = 1.38$ à 2.32 où $|Er(\gamma)| \leq 5.67$ %. Nous donnons plus de détails dans le tableau III-11.

Auteurs	Expressions
Northcliff and Schilling [78]	$\gamma = 1 - \exp(-V/V_0 \cdot Z_1^{2/3})$
Booth and Grant [79]	$\gamma = 1 - \exp(-1.316 \cdot x + 0.1112 \cdot x^2 - 0.0650 \cdot x^3),$ $x = 100\beta/Z_1^{2/3}$
Barkas [80]	$\gamma = 1 - \exp(-1.25x), \quad x = 100\beta/Z_1^{2/3}$
Antony and Landford [81]	$\gamma = 1 - A \cdot \exp(-\lambda \cdot V/V_0 \cdot Z_1^{2/3}),$ où $A = 1.16 - 1.91 \cdot 10^{-3} \cdot Z_2 + 1.26 \cdot 10^{-5} \cdot Z_2^2$ $\lambda = 1.18 - 7.50 \cdot 10^{-3} \cdot Z_2 + 4.53 \cdot 10^{-5} \cdot Z_2^2$

Tableau III-10 : Principales expressions proposées pour le calcul de la charge effective des ions lourds.

V_r	$(1 - \gamma_{Ba}/\gamma_{BK}).100$	$(1 - \gamma_{Fi}/\gamma_{BK}).100$	$(1 - \gamma_{Bo}/\gamma_{BK}).100$	$(1 - \gamma_{An}/\gamma_{BK}).100$	$(1 - \gamma_N/\gamma_{BK}).100$
1.40	1.16	-1.32	0.37	-5.35	-3.24
3.73	-0.52	-0.15	-2.21	-2.32	-1.48
1.38	1.96	-0.37	1.18	-5.00	-2.47
3,72	-0.52	0.44	-2.21	-2.40	-1.49

Tableau III-11 : Les valeurs des écarts relatifs pour les V_r minimales et maximales dans les films polypropylène et mylar.

En comparant les écarts relatifs donnés par nos fit et ceux obtenus par les autres expressions (voir les figures. III-17, III-18 et le tableau III-11), il est clair que nos écarts relatifs $[(1 - \gamma_{Fi}/\gamma_{BK}).100]$ en valeurs absolues sont les plus petits sur toute la gamme de $V_r = 1.38$ à 3.73 , ils n'excèdent pas 1.32% . On peut dire que les expressions (III-3 et III-4) utilisées pour le calcul de nos valeurs du paramètre de la charge effective (γ_{fit}) ont été choisies afin de reproduire fidèlement nos résultats. En général, l'ensemble des résultats présente une dispersion ($Er(\gamma)$) en valeur absolue qui est inférieure à 5.67% sur tout l'intervalle des vitesses définies ci-dessus.

III.6 Détermination de la correction de Barkas (L_1) des protons et des α dans des cibles d'aluminium et d'or

Nous allons appliquer l'expression (I-39) que nous avons trouvé au premier chapitre (voir chapitre I) afin de calculer la correction de Barkas (L_1) pour des protons dans des cibles d'aluminium et d'or. Les valeurs de L_1 seront comparées avec celles données par l'expression (I-21) de Ziegler [28]. Pour la correction de Bloch (L_2) nous prenons la relation (I-22) de Bichsel.

Nous rappelons les trois expressions du chapitre-I- que nous allons utiliser pour le calcul de $(L_1)_{Zie}$, $(L_2)_{Bic}$, $(L_1+L_2)_{cal}$, $(L_1)_{cal}$ et leurs valeurs pour les deux cibles ($^{13}Al, ^{197}Au$) seront présentées aux tableaux III-12 et III-13.

$$L_1 = \frac{L_{low}L_{higt}}{L_{low} + L_{higt}} = (L_1)_{Zie} \quad (I-21)$$

$$Z_1^2 L_2 = -y^2 [1.202 - y^2 (1.042 - 0.855y^2 + 0.343y^4)] = (Z_1^2 L_2)_{Bic} \quad (I-22)$$

$$L_1 = \left(\frac{S(E)}{S_B(E)} - 1 \right) L_0 - L_2 = (L_1)_{cal} \quad (I-39)$$

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

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

Où E_c et M sont respectivement l'énergie cinétique en MeV et la masse en u.m.a de l'ion. L , L_0 , $S(E)$ et $S_B(E)$ sont données respectivement par les équations (I-18, I-19, I-20 et I-37).

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

$$Er(L_1) = \left[1 - \frac{(L_1)_{cal}}{(L_1)_{Zie}} \right] \cdot 100 \quad (III-7)$$

E_p MeV	L_0	$S_{cal}(E)$ (MeV.cm ² /g)	$S_B(E)$ (MeV.cm ² /g)	$(L_1 + L_2)_{cal}$ Eq(I-39)	$(L_2)_{Bic}$ Eq(I-22)	$(L_1)_{cal}$ Eq(I-39)	$(L_1)_{Zie}$ Eq(I-21)
1	2.382	172.5624	165.56316	0.1007	-0.0294	0.1301	0.1301
5	4.031	57.0553	56.39357	0.0473	-0.0060	0.0533	0.0533
10	4.753	33.76444	33.51133	0.0359	-0.0030	0.0389	0.0389
50	6.364	9.573	9.54422	0.0192	-0.0006	0.0198	0.0198
100	7.007	5.66426	5.65241	0.0147	-0.0003	0.0150	0.0150
1000	9.029	1.74461	1.74347	0.0059	-0.0000	0.0059	0.0059
10000	11.84	1.76346	1.76312	0.0023	-0.0000	0.0023	0.0023

Tableau III-12 : Tableau donnant les valeurs de la correction de Barkas L_1 déterminées à partir des expressions I-21 et I-39 pour des protons dans une cible d' ^{27}Al .

E_p MeV	L_0	$S_{cal}(E)$ (MeV.cm ² /g)	$S_B(E)$ (MeV.cm ² /g)	$(L_1 + L_2)_{cal}$ Eq(I-39)	$(L_2)_{Bic}$ Eq(I-22)	$(L_1)_{cal}$ Eq(I-39)	$(L_1)_{Zie}$ Eq(I-21)
1	1.03	63.36056	59.62665	0.0645	-0.0294	0.0939	0.0939
5	2.34	27.777	27.26553	0.0439	-0.0060	0.0499	0.0499
10	3.03	17.9971	17.79294	0.03476	-0.0030	0.03776	0.03776
50	4.72	5.91966	5.89568	0.0192	-0.0006	0.0198	0.0198
100	5.4	3.63795	3.6281	0.0147	-0.0003	0.0150	0.0150
1000	7.47	1.20232	1.20137	0.0059	-0.0000	0.0059	0.0059
10000	10.3448	1.283304	1.28302	0.0023	-0.0000	0.0023	0.0023

Tableau III-13 : Tableau donnant les valeurs de la correction de Barkas L_1 déterminées à partir des expressions I-21 et I-39 pour des protons dans une cible d' ^{197}Au .

Nous avons recalculé le pouvoir d'arrêt $S(E)$ des protons dans les cibles d'aluminium et d'or en utilisant la relation (I-20) et en exploitant les données (L_0 , L_1 , L_2) se trouvant dans l'article de Ziegler [28] afin de trouver $(L_1)_{cal}$ avec une bonne précision.

Dans les tableaux III-12 et II-13, nous avons présenté les valeurs de L_1 déterminées par l'application des deux expressions (I-39) et (I-21). D'après les deux tableaux, il est clair que leurs valeurs de $(L_1)_{cal}$ et $(L_1)_{Zie}$ sont égales.

E_α MeV/u	L_0	$S_{cal}(E)$ (MeV.cm ² /g)	$S_B(E)$ (MeV.cm ² /g)	$SSRIM(E)$ (MeV.cm ² /g)	$(L_2)_{Bic}$ Eq(I-22)	$(L_1)_{cal}$ Eq(I-39)	$(L_1)_{Zie}$ Eq(I-21)	$Er(L_1)\%$ Eq(III-7)
1	2.382	703.7846	675.2386	691.2	-0.02770	0.1284	0.1301	1.3
2	2.45	354.2483	344.2494	450.8	-0.014342	0.085503	0.08596	0.54
5	4.031	230.2062	227.5363	230.5	-0.005957	0.05326	0.0533	0.075
10	4.753	135.8978	134.8791	136.7	-0.00303	0.03893	0.0389	-0.071
50	6.364	38.39888	38.28337	38.37	-0.00065	0.01985	0.0198	-0.25
100	7.007	22.702	22.65442	22.68	-0.00035	0.01504	0.0150	-0.28
1000	9.029	6.982737	6.978215	7.00	-0.00008	0.005934	0.0059	-0.58
10000	11.84	7.055056	7.053686	7.0839	-0.00006	0.002364	0.0023	-0.86

Tableau III-14 : Tableau donnant les valeurs de la correction de Barkas L_1 déterminées à partir des expressions I-21 et I-39 pour des particules α dans une cible d'²⁷Al.

Nous avons élargi ce travail aux particules α dans une cible d'²⁷Al (tableau III-14), on remarque que les valeurs de $(L_1)_{cal}$ et $(L_1)_{Zie}$ sont voisines dans toute la gamme d'énergies, la différence la plus importante en valeur absolue est trouvée $\leq 1.3\%$. Si on se contente d'un écart qui est inférieur à 1% entre les termes de Barkas L_1 (calculés par les expressions (I-21) et (I-39)), on constate que, pour chaque ion, il y a une énergie seuil qui vérifie cette condition. Pour l'ion ⁴He, $E_\alpha(\text{seuil}) = 2$ MeV/u, un bon accord existe entre $(L_1)_{cal}$ et $(L_1)_{Zie}$ à partir des énergies $E_\alpha \geq 2$ MeV/u (Tableau III-14). Pour l'ion ⁷Li ($E_{Li}(\text{seuil}) = 3$ MeV/u), le bon accord entre $(L_1)_{cal}$ et $(L_1)_{Zie}$ est obtenu à partir des énergies $E_{Li} \geq 3$ MeV/u.

A partir de ces résultats, on peut dire que les relations I-39, I-40 et I-42 peuvent être appliquées pour la détermination de la correction de Barkas L_1 et éventuellement de la charge effective Z_1^* à l'échelle de Z^4 pour les ions légers et lourds (à Z_1 et Z_1^*), à condition de prendre la bonne correction de Bloch et de tenir compte de l'énergie seuil de chaque ion. Dans ce travail, nous avons pris dans nos calculs, l'expression de L_2 donnée par Bichsel (I-22) qui est valable pour $y = Z_1\alpha/\beta < 1$.

III.7 Conclusion

Les mesures de la perte d'énergie des particules incidentes dans des films polymères de faibles épaisseurs ont été effectuées de façon quasi simultanée en utilisant les techniques de transmission indirecte permettant de minimiser les sources d'erreurs expérimentales principalement celle utilisée pour les ions légers.

Le pouvoir d'arrêt des ions légers 1_1H et 4_2He dans les cibles de mylar, de makrofol est mesuré dans la gamme d'énergie 0.84 à 3.10 MeV avec une précision de 5% et 4% respectivement pour les deux films. Ces mesures sont en bon accord avec les calculs générés par les codes SRIM-2013, PSTAR et CasP [12] pour les protons, par contre, pour les particules α , le bon accord est obtenu avec SRIM-2013 et ASTAR et à un degré moindre CasP (pour E supérieure 2.30 MeV).

Nous avons aussi mesuré le pouvoir d'arrêt et la charge effective des ions lourds ${}^{16}O$, ${}^{19}F$ et ${}^{28}Si$ dans les films de polypropylène et mylar pour des énergies $E = 1.60$ à 5.50 MeV/n avec une précision de 4% et 3.5% respectivement pour les deux films. D'après les différentes courbes donnant le pouvoir d'arrêt, nous constatons que nos mesures sont en bon accord avec les valeurs calculées par les codes de calculs CasP [11] et MSTAR pour l' ${}^{16}O$, PASS, CasP et MSTAR pour le ${}^{19}F$ ainsi que SRIM-2008, PASS et CasP pour le ${}^{28}Si$. Pour la charge effective, un accord plus que satisfaisant est obtenu entre nos résultats représentés par les fit (eq.III-3, III-4) et ceux donnés par le modèle semi-empirique BK-ZBL (l'écart maximum est de 1.31%), alors que sa dépendance par rapport aux deux milieux ralentisseurs utilisés est trouvée presque insignifiante (la différence maximale qui est de 0.8% entre les deux fit eq(III-3 et III-4) est inférieure à l'erreur expérimentale qui est de l'ordre de 4%).

Enfin pour la validation de l'expression (I-39) que nous avons obtenue dans le cadre de la théorie Bethe-Bloch modifiée au premier chapitre, nous l'avons appliqué pour le calcul de la correction de Barkas L_I des protons dans des cibles d'aluminium et d'or et pour cela on s'est basé sur les données se trouvant dans l'article de Ziegler [28]. A travers les résultats présentés dans les tableaux III-12 et 13, on remarque que les valeurs de L_I calculées par les relations (I-21) et (I-39) sont égales dans la gamme d'énergie des protons $E_p = 1$ à 10000 MeV. Nous avons élargi ce travail aux particules α dans une cible d' ${}^{27}Al$ (Tableau III-14). Les résultats trouvés de L_I sont acceptables ($|Er(L_I)|$ maximum est $\leq 1.3\%$) pour E_α compris entre 1 à 10000 MeV/u. Si on se contente d'un écart qui est inférieur à 1% entre les termes de Barkas L_I (calculés par les expressions (I-21) et (I-39)), on constate que, pour chaque ion, il y a une énergie seuil, qui

vérifie cette condition. Pour l'ion ${}^4\text{He}$, $E_\alpha(\text{seuil}) = 2 \text{ MeV/u}$, un bon accord existe entre $(L_1)_{cat}$ et $(L_1)_{Zie}$ à partir des énergies $E_\alpha \geq 2 \text{ MeV/u}$ (Tableau III-14). Pour l'ion ${}^7\text{Li}$ ($E_{\text{Li}}(\text{seuil}) = 3 \text{ MeV/u}$), le bon accord entre $(L_1)_{cat}$ et $(L_1)_{Zie}$ est obtenu à partir des énergies $E_{\text{Li}} \geq 3 \text{ MeV/u}$.

Nos mesures ont été retenues dans la compilation en ligne publié par Helmut Paul [76, 82] et constituent une base de données fiables.

Conclusion générale

Conclusion générale

Dans le cadre de ce travail, nous avons déterminé deux paramètres physiques fondamentaux caractérisant le ralentissement des ions dans les matériaux composés, à savoir : le pouvoir d'arrêt $S(E)$ et la charge effective Z_1^* à l'échelle de Z^2 . Les mesures ont été effectuées en utilisant la méthode expérimentale de transmission indirecte basée sur la combinaison de deux techniques très utilisées dans les expériences du ralentissement des particules chargées dans la matière. La rétrodiffusion de Rutherford (RBS) associée à la transmission pour les ions légers (^1H , ^4He) et la diffusion combinée à la transmission concernant les ions lourds (^{16}O , ^{19}F et ^{28}Si).

Les mesures de la perte d'énergie des ions légers (^1H , ^4He) ont été réalisées au niveau de l'accélérateur de particules Van De Graaff du centre de recherche nucléaire d'Alger au moyen de la première technique citée ci-dessus. Cette dernière, nous a permis de déterminer le pouvoir d'arrêt dans des cibles polymériques (mylar, makrofol) dans la gamme d'énergie comprise entre 0.84 et 3.10 MeV.

Les valeurs expérimentales du pouvoir d'arrêt des protons et ^4He dans les films minces de Mylar et makrofol, ont été déterminées avec une précision qui est inférieure à 5% (4% pour le makrofol). Les valeurs obtenues pour les protons sont en bon accord avec les calculs développés par les codes SRIM-2013, PSTAR et CasP [12] ainsi que les données publiées dans la littérature [19, 20]. Pour les particules alpha, l'accord est meilleur avec SRIM-2013, ASTAR et les travaux expérimentaux donnés par les références [18, 19].

Les mesures de la perte d'énergie des ions lourds ont été effectuées auprès de l'accélérateur Pelletron 14 UD de l'Institut de Recherche Fondamentale Tata (Tata Institute of Fundamental Research in Mumbai, India) en utilisant la deuxième méthode citée ci-dessus. Grâce à cette dernière, nous avons déterminé le pouvoir d'arrêt et la charge effective des ions lourds ^{16}O , ^{19}F et ^{28}Si dans les films de polypropylène et mylar pour des énergies $E = 1.60$ à 5.50 MeV/n (région de Bethe où la charge effective $Z_1^* < Z_1$) avec une précision qui est proche de 4% (3.6% pour le mylar). Nos valeurs du pouvoir d'arrêt sont trouvées en bon accord avec les valeurs calculées par les codes de calculs CasP [11] et MSTAR pour ^{16}O , PASS (ICRU-73), CasP et MSTAR pour le ^{19}F ainsi que SRIM-2008, PASS et CasP pour le ^{28}Si .

Pour le paramètre de la charge effective, un accord plus que satisfaisant est obtenu entre nos résultats représentés par les fit (eq.III-3, III-4) et ceux donnés par le modèle semi-empirique BK-ZBL [23, 24] (l'écart maximum est de 1.31%), alors que sa dépendance par rapport aux deux milieux ralentisseurs (Z_2) est trouvée presque insignifiante (la différence maximale entre les paramètres de la charge effective calculés pour les films de polypropylène et mylar est de 0.8%, qui est inférieure à l'erreur expérimentale dont la valeur est de 4%). Nos écarts relatifs $[(1-\gamma_{Fi}/\gamma_{BK}).100]$ en valeurs absolues sont les plus petits sur toute la gamme des vitesses relatives de $V_r = 1.38$ à 3.73 , par rapport aux expressions données par d'autres auteurs (Tableau III-10) et n'excèdent pas 1.32%.

Enfin, nous avons appliqué l'expression (I-39) pour le calcul de la correction de Barkas L_I des protons dans des cibles d'aluminium et d'or. Pour cela, on s'est basé sur les données se trouvant dans l'article de Ziegler [28]. A travers les résultats présentés dans les tableaux III-12 et III-13, on remarque que les valeurs de L_I calculées par les relations (I-21) et (I-39) sont égales dans toute la gamme d'énergie des protons de 1 à 10000 MeV. Dans le but de confirmer la validité de nos relations pour la détermination de la correction de Barkas, nous avons élargi ce travail aux particules α dans une cible d' ^{27}Al (Tableau III-14). Les résultats trouvés sont acceptables (l'écart relatif maximum en valeur absolue est $\leq 1.3\%$). Si on se contente d'un écart qui est inférieur à 1% entre les termes de Barkas L_I (calculés par les expressions (I-21) et (I-39)), on constate que, pour chaque ion, il y a une énergie seuil qui vérifie cette condition. Pour l'ion 4He , $E_\alpha(\text{seuil}) = 2$ MeV/u, un bon accord existe entre $(L_I)_{cal}$ et $(L_I)_{Zie}$ à partir des énergies $E_\alpha \geq 2$ MeV/u (Tableau III-14). Pour l'ion 7Li ($E_{Li}(\text{seuil}) = 3$ MeV/u), le bon accord entre $(L_I)_{cal}$ et $(L_I)_{Zie}$ est obtenu à partir des énergies $E_{Li} \geq 3$ MeV/u.

Nos résultats du pouvoir d'arrêt et du paramètre de la charge effective des ions (1H , 4He , ^{16}O , ^{19}F et ^{28}Si) ont été retenus par Helmut Paul pour enrichir la base de données dans ses compilations publiées [76, 82].

Nous envisageons de passer à l'étape suivante de ce travail, qui consiste à déterminer la charge effective Z_1^* à l'échelle de Z^4 et la correction de Barkas (L_I) (nous avons procédé aux calculs de la charge effective Z_1^* à l'échelle de Z^4 et la correction de Barkas de l'ion ^{16}O dans une cible d' ^{27}Al en utilisant les relations (I-42) et (I-39) et en se basant sur les données du code SRIM-2013) des ions ^{16}O , ^{19}F et ^{28}Si dans les films de mylar et polypropylène pour des vitesses relatives $V_r = 1.38$ à 3.73 .

Références

- [1]: N. Bohr, *Philos. Mag.* 25, 10 (1913).
- [2]: H. A. Bethe, *Ann. Physik* 5 (1930) 325.
- [3]: F. Bloch, *Ann. Phys.* 16, 285 (1933).
- [4]: J. Lindhard, M. Scharff and Schiott, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selesk*, **33** N° 14(1963).
- [5]: P. Sigmund, A. Schinner, *Nucl. Instr. and Meth. B* 195, 64 (2002).
- [6]: P.L. Grande and G. Schiwietz, "Impact-Parameter Dependence of the Electronic Energy Loss of Fast Ions", *Phys.Rev.* **A58**, 3796 (1998).
- [7]: 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).
- [8]: G.M de Azevedo, P.L. Grande, and G. Schiwietz, "Impact-Parameter Dependent Energy Loss of Screened Ions", *Nucl. Instr. and Meth. B* 164-165, 203-211 (2000).
- [9]: P. Sigmund, Communication privée.
- [10]: ICRU Report 73, Stopping of Ions Heavier Than Helium, International Commission on Radiation Units and Measurements, *J. ICRU* 5, 1 (2005).
- [11]: Grande, P.L. and Schiwietz, G., program CasP, version 4.1 (2008), downloaded from <http://www.hmi.de/people/schiwietz/casp.html>.
- [12]: Grande, P.L., Schiwietz, G., program CasP, version 5.2 (2013), downloaded from <http://www.hmi.de/people/schiwietz/casp.html>
- [13]: Stopping-and-Range part of SRIM 2008, version 2008.03 (2008).
SRIM 2008 available from <http://www.srim.org>.
- [14]: J. F. Ziegler, M. D. Ziegler J.P. Biersack, SRIM-2013 – the Stopping and Range of Ions in Matter, Version 2013.00, code, available from <http://www.srim.org>.
- [15]: Paul, H. and Schinner, A., program MSTAR, version 3.12 (2004),
<http://www.exphys.jku.at/stopping/>.
- [16]: Berger, M.J., Coursey, J.S., Zucker, M.A., Chang, J., 2005. ESTAR, PSTAR, and ASTAR: Computer Programs for Calculating Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions. Available from: <http://physics.nist.gov/StarS>.
- [17]: J. Raisanen, U. Watjen, A. J. M. Plompen and F. Munnik, *Nucl. Instr. and Meth. B* 118, (1996) 1-6.
- [18]: E. Rauhala and J. Raisanen, *Nucl. Instr. and Meth. B* 24/25, (1987) 362-365.
- [19]: J. Raisanen, W. H. Trzaska, T. Alanko, V. Lyapin and L. E. Porter, *J. Appl. Phys.* 94 (2003) 2080.

- [20]: S. Damache, S. Ouichaoui, A. Belhout, A. Medouni and I. Toumert, Nucl. Instr. and Meth. B 225, (2004) 449.
- [21]: Leblanc L., Ross G. G. and Wallace W. E, Nucl. Instr. and Meth. B95, (1995) 457.
- [22]: L.E. Porter, W. H. Trzaska, J. Raisanen and V. Lyapin, J. Phys. Condens. Matter 16(2004) 7663.
- [23]: W. Brandt and M. Kitagawa, Phys. Rev. B25 (1982) 5631.
- [24]: J.F. Ziegler, J.P. Biersack and U. Littmark. The Stopping and Range of Ions in Solids, vol. 1 (Pergamon Press, New York, 1984).
- [25]: R. Miksova, A. Mackova, O. Malinsky. V. Hnatowicz and P. Slepicka, Nucl. Instr. and Meth. B 331, (2014) 42.
- [26]: R. Miksova, V. Hnatowicz, A. Mackova, P. Malinsky and P. Slepicka, Nucl. Instr. and Meth. B 354, (2015) 205.
- [27]: V. Sharma, Pratibha, T. Sharma, P.K. Diwan, S. Kumar, S.A. Khan and D.K. Avasthi, Nucl Instr and Meth. B 266, (2008) 1933.
- [28]: J. F. Ziegler, Journal of Applied Physics 85, 3 (1999).
- [29]: L.C. Northcliffe, Ann. Rev. Nucl. Sci. 13 (1963) 67.
- [30]: J. Lindhard, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selesk, 28 N° 8 (1954).
- [31]: S. Mammeri, Thèse de doctorat, USTHB-Alger, 2010.
- [32]: E. Rutherford, E. Phil. Mag. 21, 669, (1911).
- [33]: M. Born, Z. Phys., 38 (1926) 803.
- [34]: 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.
- [35]: J.F ; Ziegeler, ‘Handbook of Stopping Cross Section for Energetic Ions in all Elements ‘, Pergaman Press, New York (1980); U. Littmark and J.F ; Ziegeler, ‘Handbook of range Distributions for Energetic Ions in all Elements‘, Pergaman Press, New York (1980).
- [36]: S. P. Ahlen, Rev. Mod. Phys. **52.1** (1980)121.
- [37]: A. Abramowitz and I.A. Stegun (Eds.). Handbook of Mathematical Functions. National Bureau of Standards. Washington, DC, 1964, p. 259.
- [38]: U. Fano. Phys. Rev. 72, 26 (1947).
- [39]: H. Bichsel, Phys. Rev. A 28 (1983) 1147.
- [40]: H. Bichsel, Phys.Rev. A 46 (1992) 5761.
- [41] H. Bichsel, American Institute Physics Handbook (Mc Graw-Hill, New York, 1972), pp, 8-142.

- [42]: J. Lindhard and A. Winther, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk*, 34 N° 4 (1964).
- [43]: E. Fermi, *Phys. Rev.* 57, 485 (1940).
- [44]: R.M. Sternheimer, S.M. Seltzer, and M.J. Berger, *Phys. Rev.* B26, 6067 (1982).
- [45]: U. Fano, *Phys. Rev.* 102, 385 (1956).
- [46]: W.H. Barkas, W. Birnbaum and F. M. Smith, *Phys. Rev.* 101, 778 (1956).
- [47]: 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. Nielsen, *Phys. Rev.* 28. A 16, 1929 (1977); H. H. Andersen, *Phys. Scr.* 28, 268 (1983). (1998) 109-113.
- [48]: H. Bichsel, *Phys. Rev. A* 41, 3642 (1990).
- [49]: W. H. Bragg. and R. Kleeman, *Philos. Mag.* 10 (1905) 318.
- [50]: U. Fano, *Annu. Rev. Nucl. Sci.* 13 (1963)13.
- [51]: W.H. Barkas and M.J. Berger in: *Studies in Penetration of Charged Particles in Matter*. National Academy of Sciences- National Research Council Publication No. 1133, NAS-NRC. Washington. DC. 1967.
- [52]: N. Bohr, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk* **18**, No. 8 (1948) ; N. Bohr, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk* **24**, No. 19 (1948).
- [53]: H. Paul, "Stopping power for light ions" www.exphys.uni-linz.ac.at/stopping.
- [54]: S. Damache, Thèse de doctorat d'Etat, USTHB-Alger, 2007.
- [55] : M. Abdesselam, Thèse de doctorat d'Etat, USTHB-Alger, 1994.
- [56]: J. P. Stoquert, A. Amokrane and H. Baumevieuille and J. C. Oberlin, *Radiation effects*, 60 (1982) 111-117.
- [57] : A. Climent-Font, J. Raisanen and E. Rauhala, *Nucl. Instr. and Meth. B* 136-138, (1998) 109-113.
- [58]: E. Rauhala and J. Raisanen, *Phys. Rev.* 37 (1988) 9249.
- [59]: E. Rauhala and J. Raisanen, *Nucl. Instr. and Meth. B* 12, (1985) 321-324.
- [60]: R. Liguori Neto, N. Added and F.A.S. Continho, *Nucl. Instr. and Meth. B* 161-163, (2000) 159-163.
- [61]: H. Ammi, S. Mammeri, M. Chekirine, B. Bouzid and M. Allab, *Nucl. Instr. and Meth. B* 198, (2002) 5.
- [62]: S. Mammeri, H. Ammi, A. Dib, C.A. Pineda-Vargas, S. Ourabah, M. Msimanga, M. Chekirine and A. Guesmia *Radiation Physics and Chemistry* 81 (2012) 1862–1866.
- [63]: Lakhwant Singh and Ravinder Singh, *Nucl. Instr. and Meth. B* 225, (2004) 478.

- [64]: E. Rauhala and J. Raisanen, Nucl. Instr. and Meth. B 35, (1988) 130-134.
- [65]: H. Ammi, Thèse de doctorat d'Etat, USTHB-Alger, 2007.
- [66]: H. Ammi, M. Chekirine and A. Adjerad. Radiat. Meas. 28, (1997) 15.
- [67]: M. Chekirine and H. Ammi. Radiat. Meas. 30, (1999) 131.
- [68]: L. R. Doolittle, Nucl. Instr. and Meth. B 15, (1986) 227.
- [69]: M. Chekirine and H. Ammi, Nucl. Instr and Meths. A 433, (1999) 614-618.
- [70]: C. Angulo, Th. Delbar, J. S. Graulich and P. Leleux. Nucl. Instr. and Meth. B 170, (2000) 21.
- [71]: H. Ammi, M. Chekirine and M. Allab. Radiat. Meas. 32, (2000) 83.
- [72]: M. Chekirine, H. Ammi, R.K. Choudhury, D.C. Biswas and S. Tobbeche. Nucl. Instr and Meths. B 269, (2011) 3046.
- [73]: A. K. M. M. Haque, A. Mohammadi and H. Nikjoo, J. Phys.D: Appl. Phys. 22, (1989)1196.
- [74]: A. Z. Kiss, E. Somorjai, J. Räsänen and E. Rauhala, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B39, (1989)15.
- [75]: K. Takahiro, F. Nishiyama, T. Yamasaki, Y. Osaka, S. Yamaguchi, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B52, (1990)117.
- [76]: H. Paul, on-line data base of stopping power measurement available from (2006) <http://www.exphys.uni-linz.ac.at/stopping/>
- [77] ICRU report 49, Stopping Powers and Ranges for Protons and Alpha Particles, International Commission on Radiation Units and Measurements, (1993).
- [78]: L.C. Northcliffe, R. F. shilling, Nucl. Data Tables. A7 (1970) 233
- [79]: Booth, W.; and Grant, I. S.: Energy Loss of Oxygen and Chlorine Ions in Solid. *Nucl. Phys.*, vol. 63, 1965, pp. 481–495.
- [80]: Barkas, Walter H.: Nuclear Research Emulsions—I. Techniques and Theory. Academic Press, Inc., 1963.
- [81]: J. M. Anthony et W. A. Landford, Phys. Rev. A25 (1982) 1868.
- [82]: H. Paul, on-line data base of stopping power measurement available from (2013) <http://www.exphys.uni-linz.ac.at/stopping/>.

Articles publiés et communications présentées

[72]: M. Chekirine, H. Ammi, R.K. Choudhury, D.C. Biswas and S. Tobbeche. Nucl. Instr and Meths. B 269, (2011) 3046.

[62]: S. Mammeri, H. Ammi, A. Dib, C.A. Pineda-Vargas, S. Ourabah, M. Msimanga, M. Chekirine and A. Guesmia Radiation Physics and Chemistry 81 (2012) 1862–1866.

[61]: H. Ammi, S. Mammeri, M. Chekirine, B. Bouzid and M. Allab, Nucl. Instr. and Meth. B 198, (2002) 5.

[71]: H. Ammi, M. Chekirine and M. Allab. Radiat. Meas. 32, (2000) 83.

[67]: M. Chekirine and H. Ammi. Radiat. Meas. 30, (1999) 131.

[69]: M. Chekirine and H. Ammi, Nucl. Instr and Meths. A 433, (1999) 614-618.

[66]: H. Ammi, M. Chekirine and A. Adjerad. Radiat. Meas. 28, (1997) 15.

-10^{ème} conference ECAART (10th European Conference on Accelerators in Applied Research and Technology), Athens, 13-17/09/2010, Greece.

-11^{ème} conference ECAART (11th European Conference on Accelerators in Applied Research and Technology), Namur, 09-13/09/2013, Belgium.