

République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE  
HOUARI BOUMEDIENNE  
U.S.T.H.B-ALGER



FACULTÉ DE PHYSIQUE

MÉMOIRE

Présenté pour l'obtention du diplôme de magister :

EN PHYSIQUE

Spécialité : Sciences Nucléaires

Par : *Amel DIB*

*Ralentissement de protons d'énergie  
(0.3 – 3.5) MeV dans un matériau composé  
(LiF).*

Soutenu publiquement le 03 Décembre 2006, devant la commission d'examen:

Mr. Y. BOUDOUMA	Professeur, (U.S.T.H.B)	Président
Mr. S. OUICHAOUI	Professeur, (U.S.T.H.B)	Directeur de thèse
Mr. M. RAMDHANE	Professeur, (Univ. de Constantine)	Examinateur
M <sup>me</sup> M. HADDAD	Maître de Conférences, (U.S.T.H.B )	Examinateur
Mr. S. DAMACHE	Chargé de recherche, (CRNA)	Examinateur

❖ à papa et maman :

*Q'ils reçoivent ici l'expression de ma sincère gratitude et ma reconnaissance pour tous les efforts et les sacrifices q'ils ont consentis tout au long de mon existence.*

✓ à la mémoire de mon frère Messaoud,

✓ à mon frère Rabie,

✓ à mes Sœurs :

*Hanane, Fella, chahinez, Wassila et Houria,*

✓ à Lyes et son fils Anoussa.

# Remerciements

*Ce travail a été effectué au Centre de Recherche Nucléaire d'Alger (CRNA) dans le cadre d'une collaboration entre le CRNA et le Laboratoire des Sciences Nucléaires de l'USTHB. Il s'inscrit dans le projet mixte CRNA-USTHB, intitulé "Interactions Ions-Matière : aspects théoriques et expérimentales". Je tiens à remercier Monsieur le Directeur Général du CRNA pour avoir rendu possible mes différents séjours au CRNA et pour avoir mis à ma disposition les moyens matériels permettant la réalisation de la partie expérimentale de ce travail.*

*Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à Monsieur Saâd Ouichaoui, Professeur à la faculté de Physique de l'USTHB pour m'avoir acceptée dans son groupe de recherche et d'avoir assuré, avec un intérêt constant, la direction et le suivi de ce mémoire. Qu'il trouve ici mes sincères remerciements.*

*Je tiens à exprimer, d'une façon particulière, ma profonde gratitude à Monsieur Smail Damache, Chargé de recherche au CRNA et responsable du projet mixte CRNA-USTHB, pour m'avoir initiée au travail de recherche scientifique. Ses compétences scientifiques et son expérience professionnelle m'ont été d'un grand apport pour l'aboutissement de ce travail. Je le remercie de m'avoir stimulée tout au long de ces deux ans de travail et pour avoir accepté d'être dans le jury de ce mémoire. Je lui suis très reconnaissante.*

*Mes vifs remerciements s'adressent à Monsieur Youcef Boudouma, Professeur à l'USTHB, qui m'a fait l'honneur de présider le jury de cette thèse.*

*J'exprime tous mes remerciements à Monsieur Mourad Ramdane, Professeur à l'université de Constantine, Madame Malika Haddad, Maître de Conférences à l'USTHB pour avoir accepté de juger ce travail.*

*Mes remerciements vont aussi à Monsieur Djamel Moussa, Maître assistant à l'USTHB et membre du projet mixte CRNA-USTHB, pour sa constante disponibilité lors des différentes expériences menées auprès de l'accélérateur V.d.G. du CRNA. Qu'il trouve ici toute ma reconnaissance.*

*Le soutien morale et la disponibilité, que j'ai aussi trouvés au laboratoire du Sciences Nucléaires de l'U.S.T.H.B, auprès de Monsieur M. Benguerba, Maître de Conférence , A. Belhout, Maître assistant, de A. Trabelsi et de L. Messahel. Je leur exprime ici mes sincères remerciements.*

*Je remercie tous mes amis pour leurs encouragements et le soutien permanent.*

## Table des Matières :

Introduction générale.

### Chapitre 1

#### **Procédures et résultats expérimentaux**

I. Procédures expérimentales.

I.1. Préparation des échantillons cibles.....	5
I.1.1 Description de la technique d'évaporation (Evaporateur).....	5
I.1.2 Préparation du support d'aluminium.....	7
I.1.3 Préparation du dépôt du LiF.....	7
I.2. Principe de la technique de transmission après rétrodiffusion utilisée.....	8
I.3. Dispositif expérimental.....	10
I.3.1 Accélérateur V.d.G : les faisceaux d'ions.....	11
I.3.2 Chambre à diffusion et cibles.....	12
I.3.3 La chaîne de détection	
a) Détecteur à jonction implantée.....	14
b) La chaîne électronique associée.....	14

II. Résultats expérimentaux

II.1 Epaisseurs des cibles.....	16
II.2 Perte d'énergie.....	21
II.3 Pouvoir d'arrêt.....	23

### Chapitre 2

#### **Formalismes théoriques**

1. Notions fondamentales.....	26
2. Théorie de Bethe-Bloch modifiée.....	30
3. Le premier nombre d'arrêt, $L_0$ .....	30
3.1 Correction des couches atomiques, $C/Z_2$ .....	31
3.2 Potentiel d'ionisation moyen.....	32

3.3 Correction de l'effet de densité, $\delta/2$ .....	33
4. Correction de Barkas, $L_1$ .....	33
5. Correction de Bloch, $L_2$ .....	34
6. Pouvoir d'arrêt des composés (Loi de Bragg).....	35
7. Théorie des collisions binaires de Sigmund-Schinner (BCAS).....	37

### **Chapitre 3**

#### **Résultats et discussion**

1. Pouvoir d'arrêt.....	40
2. Termes de corrections de $S(E)$ .....	44
3. Le potentiel d'excitation moyen.....	46
4. Conclusion générale.....	52
 Annexe –A- : Facteur Cinématique .....	 54
Annexe –B- : Fluctuation de la perte d'énergie -Straggling- .....	56
Références.	

## *Introduction générale*

Le pouvoir d'arrêt des ions énergétiques dans la matière composée a été un sujet de vastes investigations aussi bien théoriques qu'expérimentales. Il est obtenu comme la somme linéaire des pouvoirs d'arrêts des constituant individuels, pondérés par leurs abondances respectives. Cette approximation, connue comme la loi d'addition de Braag et Kleeman suppose que les effets d'agrégation de la matière n'influent pas sur le processus de ralentissement. L'exactitude de cette loi, bien suivie par les protons, les deutons et les particules alpha de plusieurs MeV a été vérifiée pour plusieurs combinaisons projectiles-cibles. Cependant, des écarts de 10% à 20% par rapport à cette loi ont quelques fois été observés dans le cas des composés solides.

Par ailleurs, des études théoriques récentes de ralentissement basées sur la théorie binaire du pouvoir d'arrêt [1] indiquent que des différences substantielles significatives par rapport la loi de Braag existent pour certains matériaux spécifiques comme le fluorure de lithium (LiF). Aussi, des mesures précises du pouvoir d'arrêt de matériaux composés, tel LiF, permettrait une meilleur compréhension des effets d'agrégation moléculaires.

Pour cela, nous avons mesuré, par la technique de transmission du faisceau secondaire rétrodiffusé, les pouvoirs d'arrêt pour des protons d'énergies  $E \approx (0.3 - 3.2)$  MeV dans une cible composée de fluorure de lithium (LiF) déposée sur une cible autoportée d'aluminium (Al) et d'une cible élémentaire d'Al; les deux cibles étaient fabriquées par évaporation sous vide. Les données expérimentales mesurées ont été comparées aux données rapportées dans la littérature et aux valeurs calculées par la théorie des collisions binaires de Sigmund-Schinner. Elles ont été aussi analysées dans le cadre de la théorie de Bethe-Bloch modifiée incluant les termes correctifs d'ordre supérieur en  $Z_1$  en vue d'extraire le potentiel d'excitation et d'ionisation moyen,  $I$ , de la cible composée et de ses constituants Li et F.

Dans le premier chapitre, nous présentons, d'abord, les procédures et les techniques expérimentales utilisées. Ensuite, nous présentons les résultats expérimentaux du pouvoir d'arrêt,  $S_{\text{exp}}(E)$ .

Dans le second chapitre, nous présentons la théorie de Bethe-Bloch modifiée, et nous donnerons un bref aperçu de la théorie des collisions binaires de Sigmund-Schinner.

L'ensemble des résultats expérimentaux obtenus et ceux déduites de notre analyse théoriques sont discutés dans le 3<sup>ème</sup> chapitre, comparés aux valeurs disponibles dans la littérature. Enfin, une conclusion générale clos le manuscrit.

# Chapitre 1

## Procédures et résultats expérimentaux

Les expériences de mesure de perte d'énergie rapportées dans ce travail ont été réalisées auprès de l'accélérateur Van de Graaf de 3.75 MV du Centre de Recherche Nucléaire d'Alger (CRNA). Notre objectif principal était de mesurer les pertes d'énergie des protons dans des cibles de fluorure de lithium (LiF). Ces cibles de composés ioniques ont été préparées par évaporation thermique de monocristaux de fluorure de lithium sur des feuilles minces d'aluminium (Al). Les substrats de Al, dont les épaisseurs sont de l'ordre de 0.2  $\mu\text{m}$ , ont été réalisés suivant la même méthode d'évaporation suivie d'une procédure délicate de retrait de films de Al ainsi déposés.

## **I. Procédures expérimentales**

### **I.1. Préparation des échantillons cibles**

Les cibles de composés ioniques utilisées ont été préparées au laboratoire cible du CRNA en deux étapes principales:

- préparation de cibles autoportées d'aluminium.
- déposition de couches de fluorure de lithium (LiF) sur les cibles d'Al.

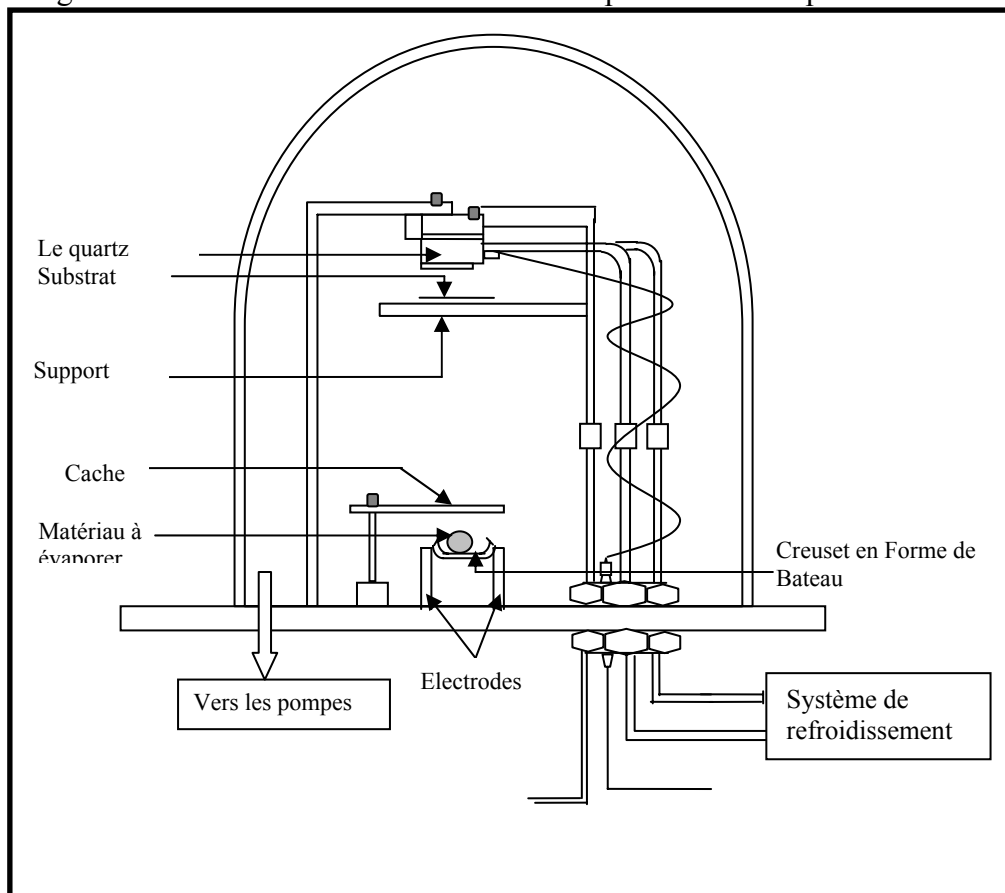
Dans les deux étapes de préparation, la même technique d'évaporation thermique a été utilisée pour l'élaboration des dépôts. De ce fait, nous décrivons, d'abord, la technique d'évaporation avant de présenter les deux étapes de préparation citées ci-dessus.

#### **I.1.1. Description de la technique d'évaporation (Evaporateur)**

La technique d'évaporation thermique [2-4] consiste à chauffer, dans une enceinte sous vide en forme de cloche et par effet Joule, un creuset contenant le matériau à déposer. La température de fusion du matériau (température maximale de chauffage) doit être obligatoirement inférieure à la température de fusion du creuset. Une fois que la température de chauffage dépasse la température de liquéfaction du matériau, il y a formation de vapeurs d'entités atomiques ou moléculaires de celui-ci, sous une pression sensiblement supérieure à la pression à l'intérieur de l'enceinte. Ces entités s'échappent alors de la matrice du matériau et se propagent jusqu'à ce qu'elles rencontrent un obstacle (substrats, parois de l'enceinte, quartz). Des dépôts du matériau se forment progressivement sur les surfaces froides des substrats par condensation des entités évaporées. Afin d'avoir des dépôts de grande pureté, il est primordial de chauffer le creuset avant l'évaporation du matériau et de disposer, à l'intérieur de la cloche, d'un bon vide secondaire. Pour obtenir un dépôt de bonne qualité, l'augmentation de la température de chauffage (intensité) doit se faire de façon progressive afin d'éviter d'importantes fluctuations de la pression (vide) durant le processus d'évaporation.

La figure 1.1 ci-dessous montre le schéma général de l'évaporateur du CRNA. Il est composé essentiellement :

- d'une chambre à vide étanche (enceinte en forme de cloche), siège de l'évaporation. Un vide, meilleur que  $10^{-5}$  Torr, a été maintenu à l'intérieur de l'enceinte grâce à un pompage primaire (pompe à palettes) couplée à une pompe secondaire à diffusion d'huile.
- d'un creuset (source d'évaporation) en métal réfractaire contenant le matériau à évaporer est placé sur l'axe de l'enceinte. Son choix est fonction de l'évaporant.
- d'un porte substrats circulaire pouvant supporter plusieurs substrats simultanément. Il est placé sur l'axe de la cloche à une distance de l'ordre de 15 cm au dessus du creuset.
- d'une balance à quartz (cristal piézoélectrique) positionnée au voisinage du substrat et permettant le contrôle en ligne des épaisseurs des dépôts. Son principe est basé sur la mesure de la variation de la fréquence d'oscillation du quartz induite par l'augmentation de la masse du cristal suite au processus de dépôt.



**Figure 1.1** : Représentation schématique de l'évaporateur du CRNA avec son Quartz piézoélectrique permettant la mesure des épaisseurs des dépôts.

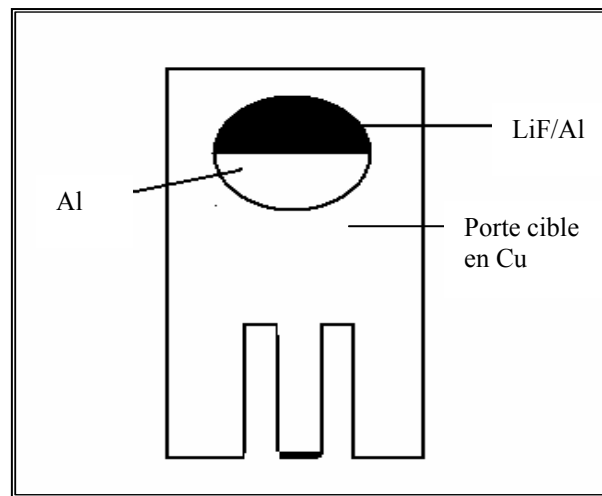
### I.1.2. Préparation du support d'aluminium

Le choix de ce support a été fixé afin que les protons accélérés ne perdent qu'une faible partie de leur énergie par rapport à celle perdue dans la cible de LiF. Les processus de ralentissement étudiés (perte d'énergie, straggling) ayant des probabilités croissantes avec  $Z_2$  (le nombre atomique de la cible), il est très important de choisir un support de faible  $Z_2$ . De plus, la perte d'énergie dépend de l'épaisseur de cible, elle est d'autant plus grande que l'épaisseur de cible est élevée ; en conséquence, il faut choisir un support de faible épaisseur par rapport aux échantillons à analyser (LiF). Ainsi, on trouve dans la littérature, que le LiF est supporté sur du carbone [5,6].

La fabrication des supports d'Al autoportants consiste à faire, sous un bon vide de l'ordre  $10^{-6}$  Torr crée dans l'enceinte d'évaporation, un dépôt d'Al par effet Joule, l'Al est recueilli sur des plaques en verre (soigneusement nettoyées et bien séchées avant leurs utilisation) placées à 15 cm du creuset en tantale, et recouvertes d'un dissolvant chimique (le bromure de potassium (KBr)) préalablement évaporé sur ces lames de verre. A la fin de chaque évaporation, le quartz piézo-électrique donne les épaisseurs des dépôts (KBr et Al). La seconde opération consiste à relever le film mince d'Al ainsi formé. On commence par immerger progressivement l'ensemble (film+plaque de verre) dans l'eau distillée, puis on le laisse reposer pendant quelque minute pour assurer la dissolution complète du KBr. La feuille d'Al se détache de la lame de verre, elle flotte à la surface de l'eau, et elle peut être récupérée sur les portes cibles en cuivre menée d'un orifice de 10 mm de diamètre.

### I.1.3. Préparation du dépôt du LiF

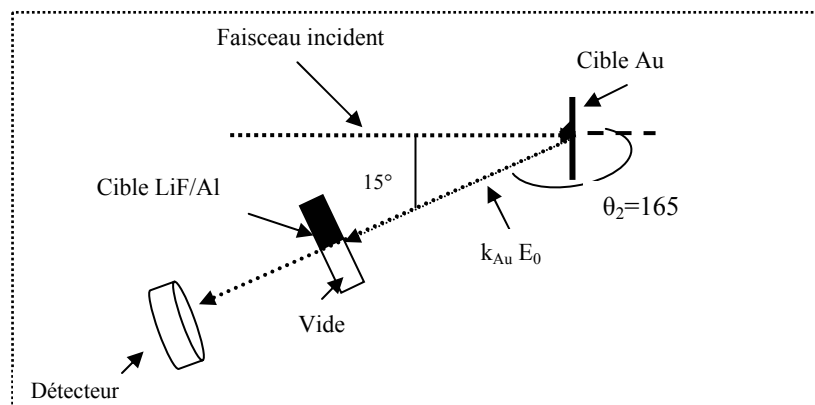
Les nombreuses manipulations auxquelles seront soumises les cibles en cours d'expérience nécessitent que celles-ci doivent avoir une épaisseur minimale de sorte que la perte d'énergie des protons incidents n'excède pas 5 % à 20 % de l'énergie incidente ( $5\% \leq \frac{\Delta E}{E} \leq 20\%$ ). Afin de respecter cette condition, nous avons réalisé des évaporations de LiF, sous forme de poudre et qui dispose d'une pureté de 98 %, sur la moitié du support d'Al, avec deux épaisseurs:  $0.216 \text{ mg/cm}^2$  et  $0.580 \text{ mg/cm}^2$ . La figure 1.2 montre un schéma de la cible réalisée.



**Figure 1.2 :** Représentation schématique d'une cible LiF/Al élaborée et supportée par une lame de cuivre menée d'un orifice de 10 mm de diamètre.

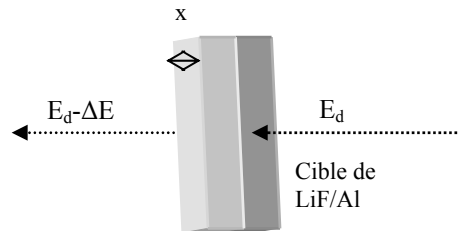
## I.2. Principe de la technique de transmission après rétrodiffusion utilisée

Un faisceau de protons incident d'énergie  $E_0$  est envoyé sur une feuille mince d'Au placée au centre de la chambre de diffusion. Cette cible d'Au est choisie en raison de son facteur cinématique  $k_{Au}$  [7] proche de 1 (voir Annexe A). La détection des particules rétrodiffusées, d'énergie  $E_d = k_{Au} E_0$ , à un angle  $\theta_2=165^\circ$  est fait à l'aide d'un détecteur à barrière de surface. Cette configuration permet de réduire l'intensité du faisceau primaire au niveau de la cible, pour éviter la détérioration des cibles et de détecteur.



**Figure1. 3 :** Schéma de principe de mesure du pouvoir d'arrêt

La perte d'énergie,  $\Delta E$ , des protons rétrodiffusés dans la cible étudiée est déduite de la différence entre l'énergie  $E_d$  mesurée des particules détectées à vide et l'énergie des particules  $E_c$  avec la cible interposée sur la trajectoire du faisceau d'ions rétrodiffusé. (voir Figure 1.3 et 1.4).



**Figure 1. 4 :** Schéma de la perte d'énergie dans la cible d'épaisseur  $x$ .

La perte d'énergie mesurée s'écrit :

$$\Delta E = E_d - E_c = \alpha (C_0 - C_c), \quad (1.1)$$

où :  $E_d$  et  $E_c$  sont, respectivement, les énergies rétrodiffusées du faisceau d'ions primaire sans et avec cible.  $C_0$  et  $C_c$  sont les centroïdes, obtenues en pratique par des ajustements Gaussiens des distributions de perte d'énergie, respectivement, sans et avec cible. Le coefficient  $\alpha$  donne la pente de calibration de la droite d'étalonnage des points ( $C_0$ ,  $E_d$ ).

Le pouvoir d'arrêt  $S(E)$ , à l'énergie moyenne, est obtenu en terme de la perte d'énergie mesurée,  $\Delta E$ , et de l'épaisseur,  $x$ , par la relation :

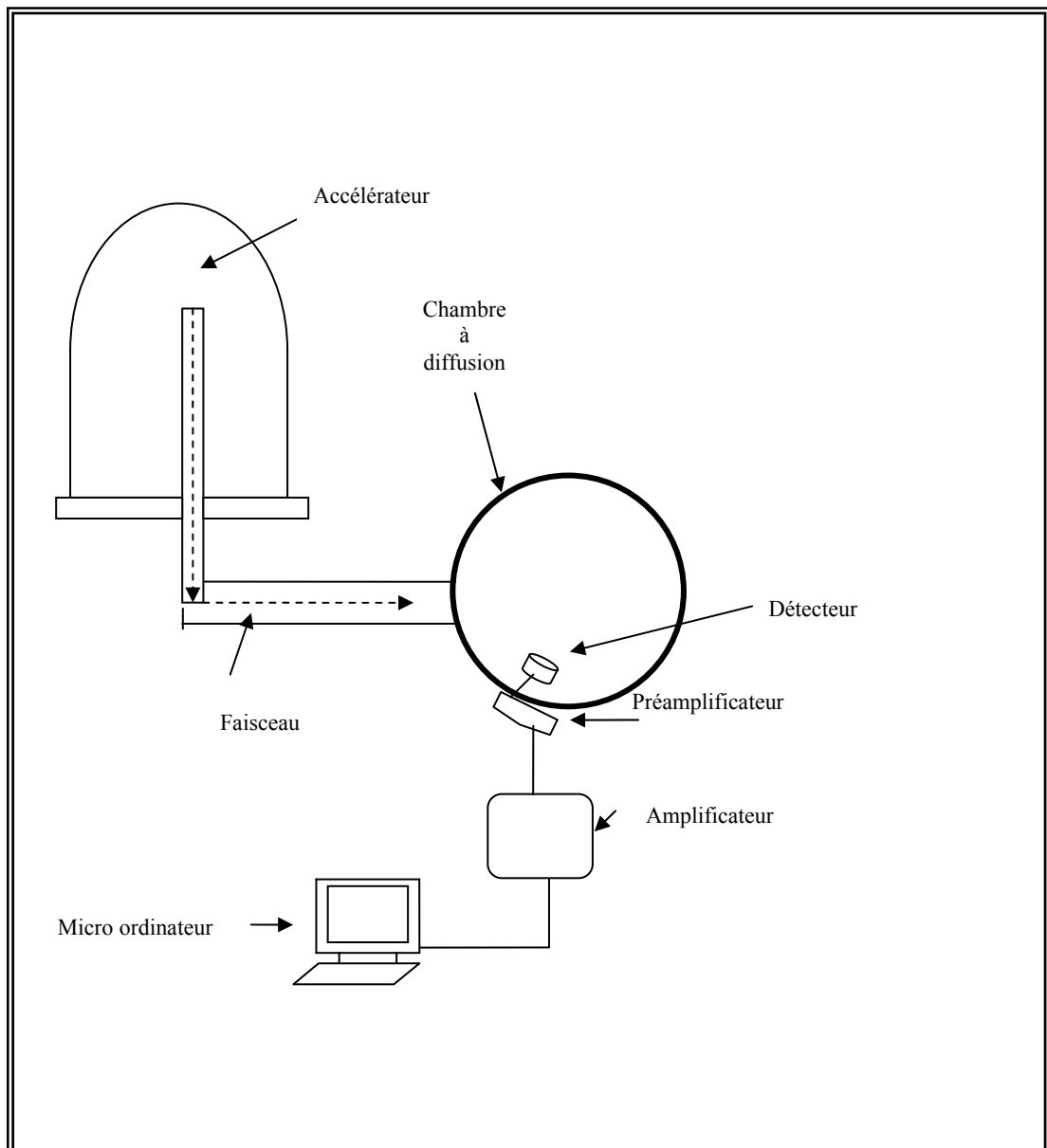
$$S(E) = \frac{\Delta E}{x} = \frac{\alpha (C_0 - C_c)}{x} \quad (1.2)$$

où  $E$  est l'énergie moyenne définie par :  $E = E_d - \frac{\Delta E}{2}$  pour  $\frac{\Delta E}{E_d} \leq 20\%$

### I.3. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental utilisé a déjà été décrit dans d'autres travaux [8-9]. Le schéma général est représenté sur la figure 1.5 ; il est constitué de trois parties principales:

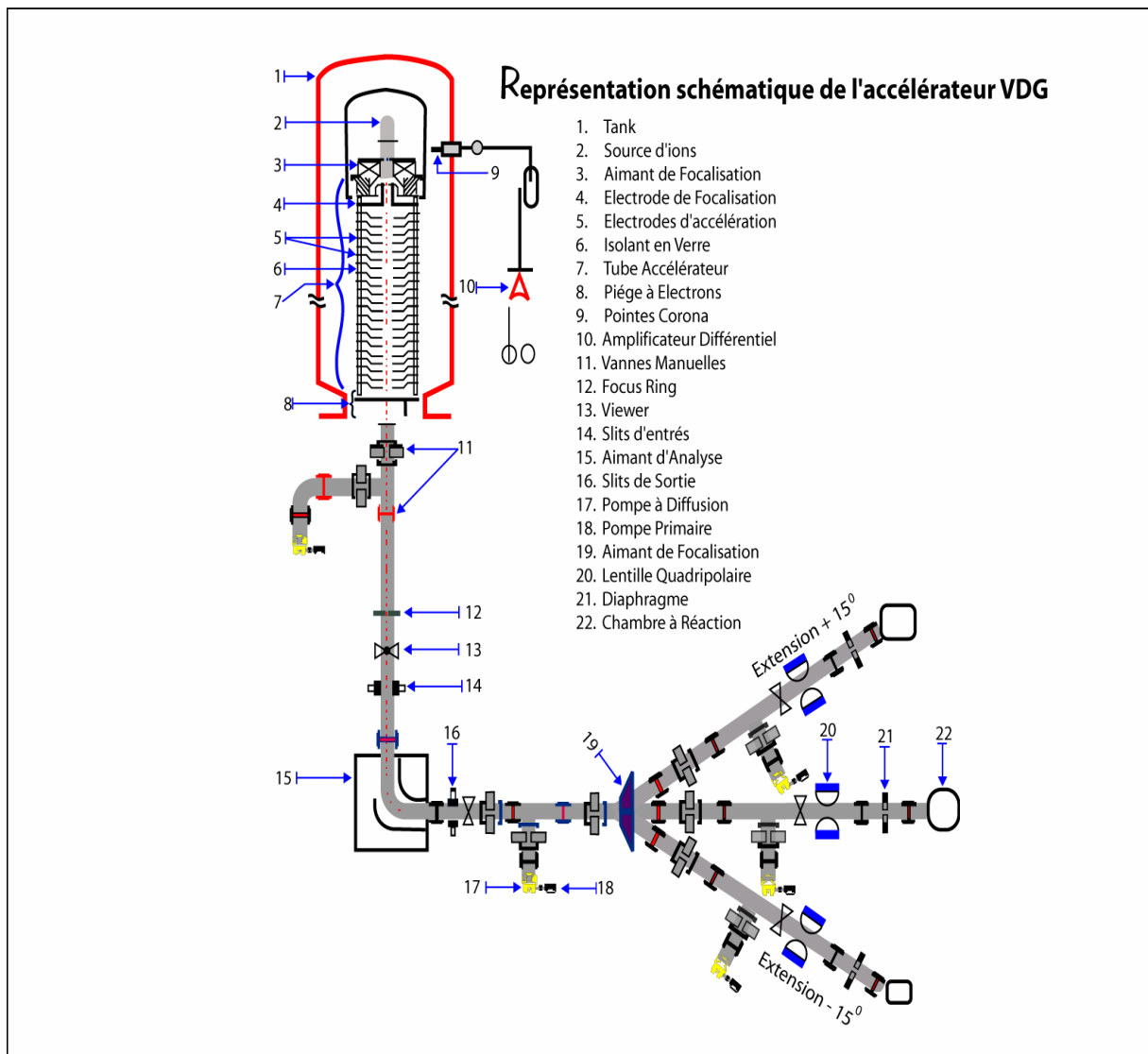
- L'accélérateur V.d.G,
- La chambre à diffusion,
- Le détecteur et la chaîne électronique associée.



**Figure 1.5 :** Schéma général du dispositif expérimental montrant les trois parties principales.

### I.3.1. Accélérateur V.d.G : les faisceaux d'ions

La figure 1.6, donne une représentation schématique de l'accélérateur Van de Graaf du CRNA. Il délivre des faisceaux de protons, de deutons et de particules alpha, d'énergie variant de 900 keV jusqu'à 3.75 MeV avec une précision de 0.3%, et d'intensité sur la cible variant de quelque nA à plusieurs  $\mu$ A. dans cette expérience, utilisant l'extension centrale du V.d.G., les ions  $H_1^+$  sont utilisés pour des énergies  $E_p \geq 1$  MeV, et les ions moléculaires ( $H_2^+, H_3^+$ ) sont principalement utilisées pour les énergies  $E_p < 1$  MeV. L'intensité moyenne des faisceaux est de  $\sim 30$  nA.



**Figure 1.6:** Représentation schématique de l'accélérateur Van de Graaf de 3.75 MV d'Alger.

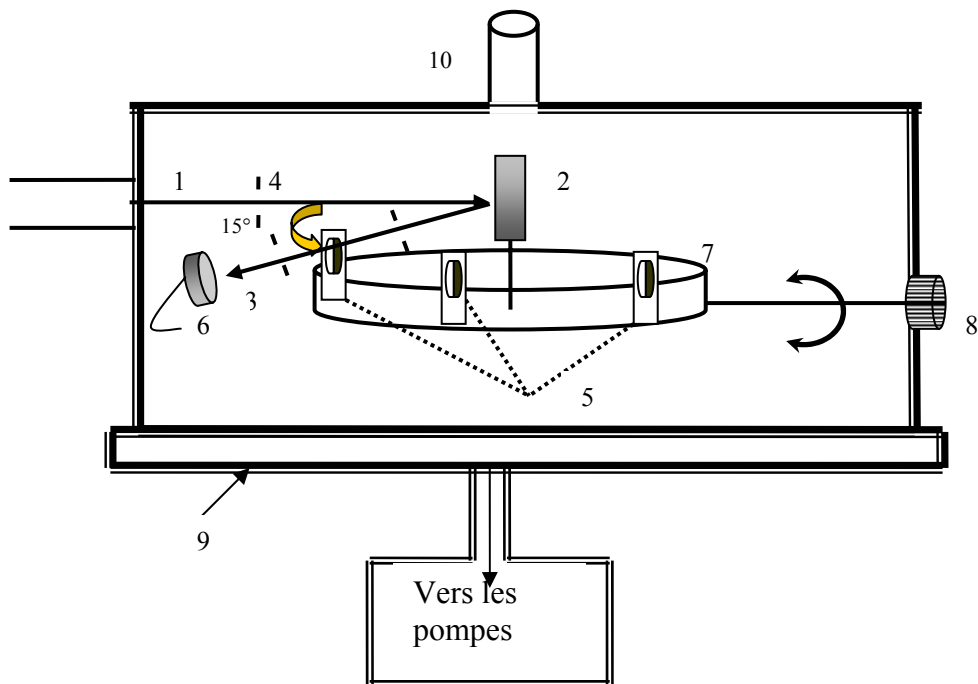
### I.3.2. Chambre à diffusion et cibles

C'est une chambre circulaire placée sur l'extension centrale de l'accélérateur V.d.G. Elle est munie, en son axe, d'un support (coulissant) pour cible de rétrodiffusion (un dépôt de  $\sim 8.7 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  Au sur Si). Le faisceau incident passe au travers d'un collimateur de 2 mm de diamètre positionné à quelques 14 cm de la cible de Au.

Les cibles LiF étudiées (cibles secondaires) sont montées sur un porte-cible rotatif. L'ensemble est mobile autour d'un axe vertical, et est manipulé de l'extérieur de la chambre au moyen d'un sélecteur permettant d'exposer la cible désirée au faisceau secondaire sans détériorer le vide. La cible LiF étudiée et le détecteur Si sont placés de telles sortes que la direction du faisceau secondaire se confond avec la normale à leurs surfaces.

Le dispositif de pompage monté directement sur cette chambre consiste en : (i) une pompe primaire assurée par une pompe à palettes, qui maintient un vide de l'ordre de  $10^{-3}$  Torr dans la chambre, et qui joue le rôle de pompe de refoulement pour la pompe secondaire (ii) un pompage secondaire qui reste en fonctionnement durant toute l'expérience, (la pression se stabilisant aux valeur  $\sim 10^{-6}$  Torr dans la chambre), (iii) un piège à azote liquide qui est placé autour de la cible d'Au pour son refroidissement et afin de piéger les éventuelles impuretés risquant de se trouver dans la chambre (en général l'élément de Carbone). La plaque d'Au a été souvent déplacée de façon à éviter ce phénomène.

La figure 1.7 montre le schéma du dispositif de la chambre.



**Figure 1.7 :** Vue schématique de la chambre à réaction

- 1 : faisceau primaire de proton délivré par le V.d.G.
- 2 : cible de diffusion (Au-Si).
- 3 : faisceau secondaire (rétrodiffusé).
- 4 : diaphragme.
- 5 : cibles de LiF.
- 6 : détecteur à implantation ionique (ULTRA).
- 7 : porte- cible.
- 8 : sélecteur des cibles.
- 9 : chambre à réaction.
- 10: piège à azote.

### I.3.3. La chaîne de détection

#### a) détecteur à jonction implantée

La détection des particules est effectuée à l'aide d'un détecteur à implantation ionique en Silicium type (ULTRA) d'épaisseur de 300 $\mu$ m et de surface 25 mm<sup>2</sup>, collimaté par diaphragme de 3 mm de diamètre ; il offre ainsi une résolution de 11 keV pour un spectre de particule alpha d'énergie 5.486 MeV émis d'une source radioactive d'<sup>241</sup>Am. Il est placé à un angle 165° par rapport à la direction du faisceau primaire.

Il est polarisé avec une tension de 30 Volts permettant de recueillir les ions rétrodiffusés. La charge collectée est transformée en impulsions à l'aide d'une chaîne électronique associée.

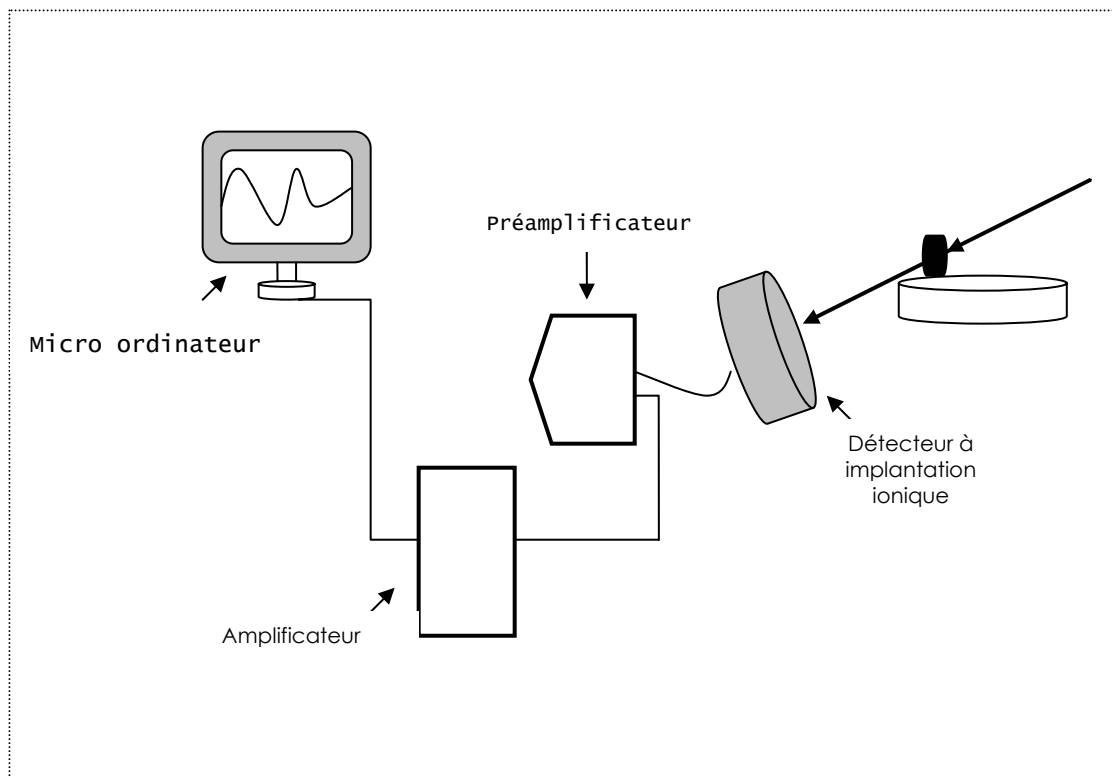
#### b) La chaîne électronique associée

Les impulsions issues du détecteur, sont transmises à la chaîne électronique [10], qui est composée :

- d'un préamplificateur de charge (Ortec 142), couplé directement au détecteur qui délivre des impulsions proportionnelles à la charge collectée (reliée à l'énergie perdue par l'ion dans le détecteur). La liaison au détecteur doit toujours être la plus courte possible afin de minimiser la détérioration du signal issu du détecteur.

- d'un amplificateur (Ortec 572), consiste à amplifier le signal de quelque mV délivrée par le préamplificateur, l'amplitude étant multipliée par une constante choisie appeler gain. À la sortie de l'amplificateur, la forme du signal est Gaussienne. Celle-ci est caractérisée par une constante dite de mise en forme (shaping time constant) définie comme le temps nécessaire au signal pour passer de 20% à 80% de son amplitude maximale. L'intérêt de la forme gaussienne réside dans la facilité avec laquelle le signal est traité électriquement par la suite.

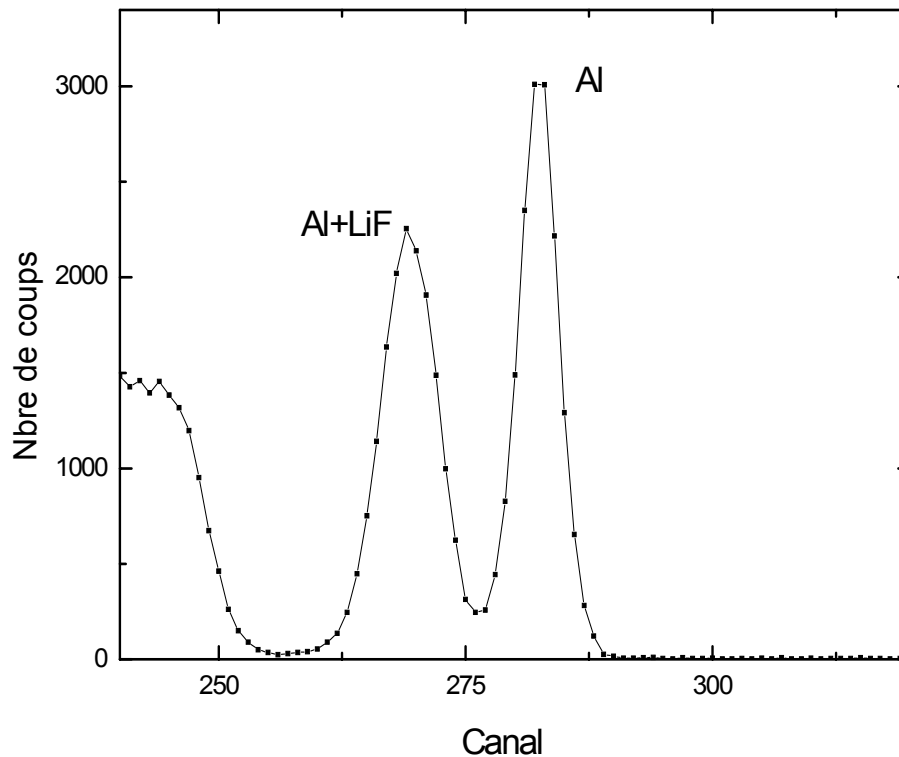
- d'un système d'acquisition où le signal est traité par un convertisseur analogique multi-channel analyzer (Ortec MCB). Le numéro de chaque canal est proportionnel à l'énergie de la particule, ce qui permet d'obtenir un spectre en amplitude des impulsions. Le système d'acquisition utilisé est connecté à un micro-ordinateur permettant la visualisation des spectres au cours des mesures et leurs stockages. La figure 1.8 montre le schéma du dispositif électronique.



**Figure-1.8-** Schéma électronique du dispositif expérimental

La durée de comptage est fixée de manière à avoir une statistique suffisante sur les pics des spectres de transmission après rétrodiffusion.

La figure 1.9, montre un exemple de spectre de transmission des protons sur la cible LiF déposé sur Al obtenus dans cette expérience.



**Figure 1.9 :** Exemple d'un spectre obtenu de la distribution de perte d'énergie par transmission des protons d'énergie incidente  $E_p = 1$  MeV dans la cible LiF supportée par Al.

## II. Résultats expérimentaux

### II.1. Epaisseurs des cibles

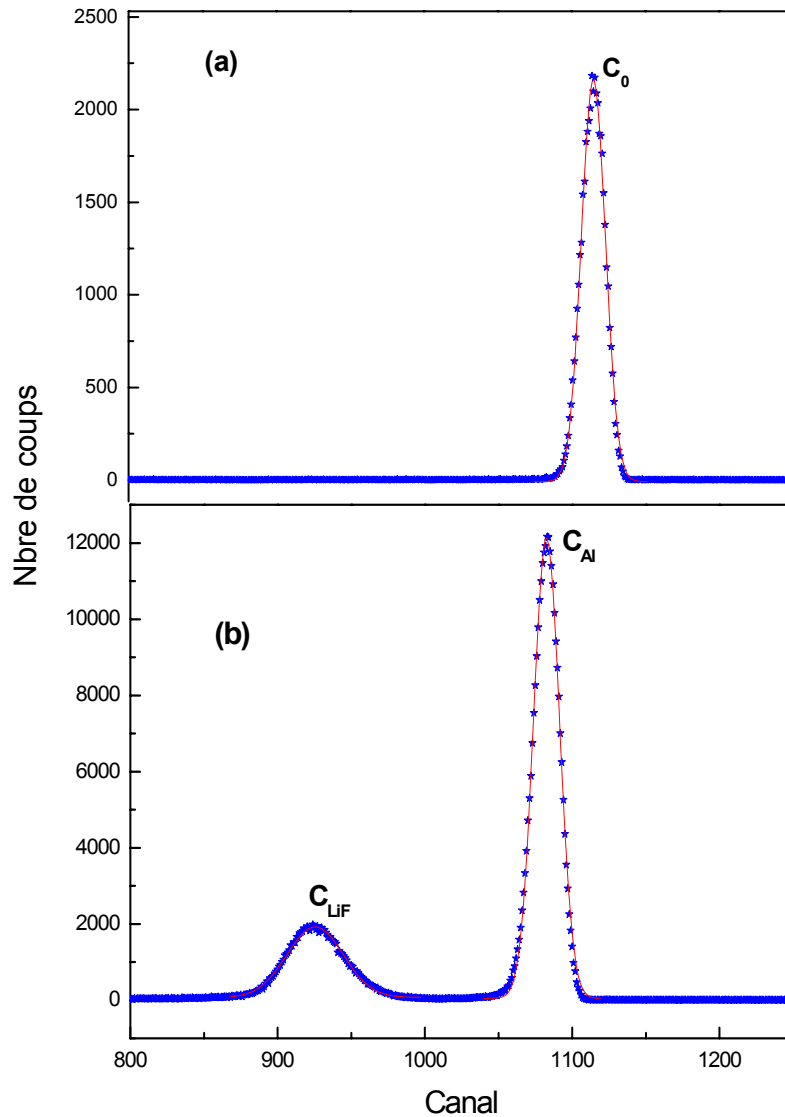
Les épaisseurs des cibles ont été contrôlées par pesée à l'aide d'une microbalance à quartz avec une précision estimée à  $\sim 10\%$ . Pour leur calcul, nous avons déterminé ces épaisseurs en utilisant le ralentissement des particules alpha délivrées par l'accélérateur V.d.G. dans la gamme d'énergie de 1.8 MeV à 2.4 MeV et au moyen de la source alpha triple  $^{233}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$  d'énergies 4.824 MeV, 5.156 MeV et 5.485 MeV. L'épaisseur de cible  $x$  est obtenue à partir de l'équation (1.2) en termes de la perte d'énergie mesurée  $\Delta E$  et du pouvoir d'arrêt  $S$  (à l'énergie moyenne  $E$ ) donné par SRIM-2003 [11]. L'erreur relative correspondante est obtenue par l'addition quadratique résultante des diverses incertitudes sur l'épaisseur:

#### a- Erreurs sur la détermination des épaisseurs

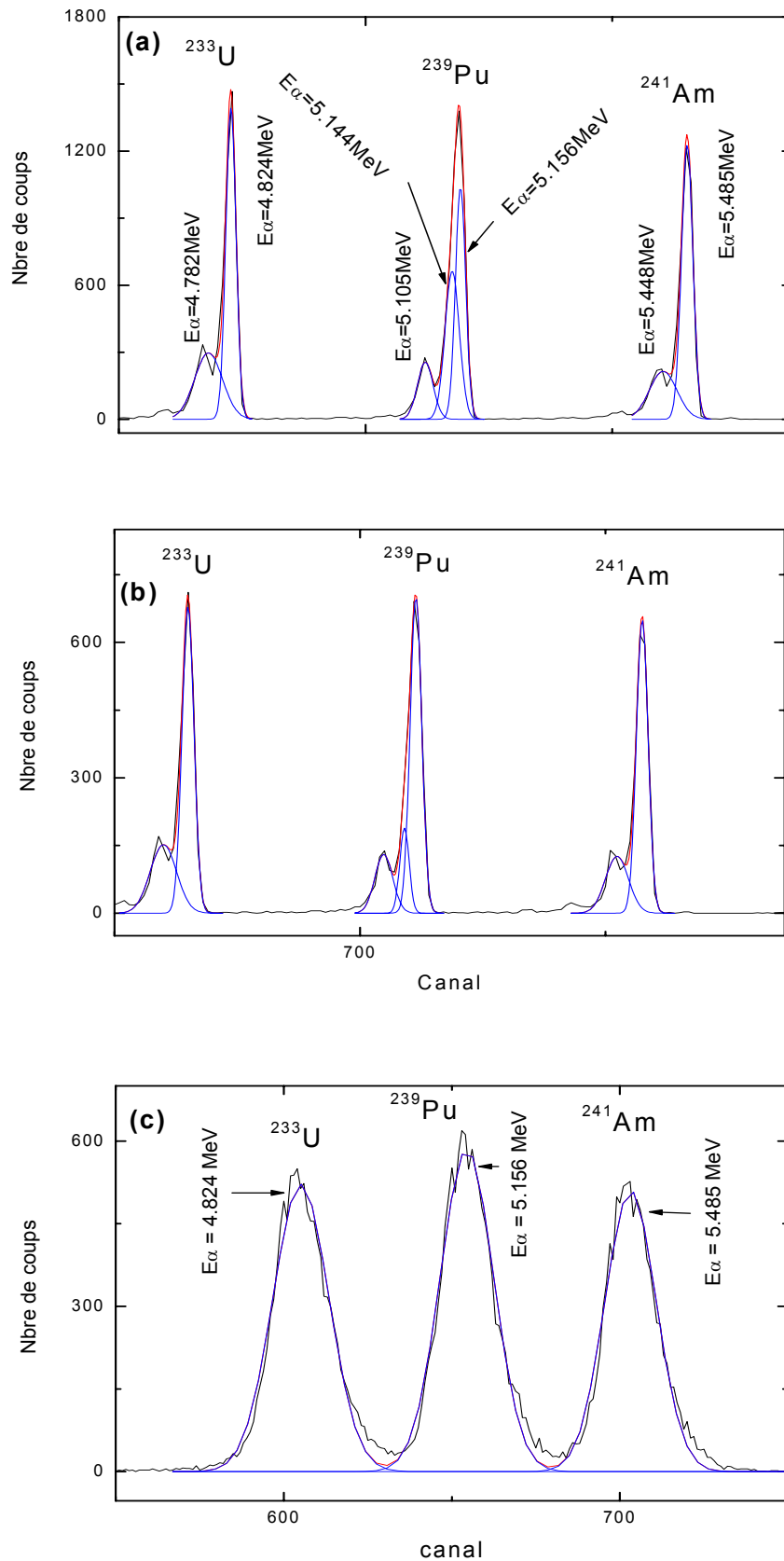
Les erreurs liées à la mesure de l'épaisseur des cibles obtenues à partir de l'expression suivante :

$$\frac{\Delta x}{x} = \frac{\Delta S}{S} + \frac{\Delta(\Delta E)}{\Delta E}, \quad (1.3)$$

où l'erreur sur la perte d'énergie,  $\Delta(\Delta E)$ , résulte de l'erreur sur les positions (canaux, Fig. 1.10 et Fig. 1.11) des sommets des distributions de perte d'énergie avec et sans absorbant mise en place, et l'erreur relative maximale sur  $S$  étant prise égale, en moyenne, à  $\sim 2\%$  [12], et qui est en fait plus petite dans la gamme d'énergie des particules alpha étudiée.



**Figure -1.10-** Distribution de la perte d'énergie des particules alpha à l'énergie incidente  $E_\alpha = 2.2$  MeV : (a) le spectre à vide. (b) le spectre avec cible de LiF portée sur Al.



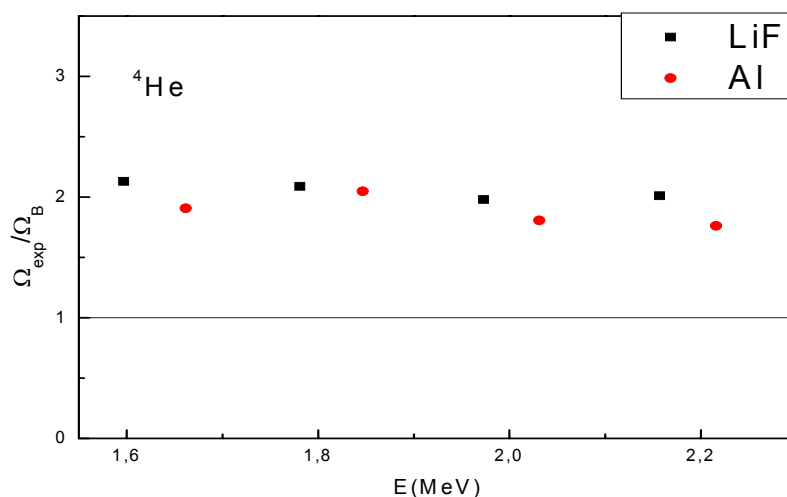
**Fig-1.11-** Spectre obtenu avec la source triple ( $^{233}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$ ) et son ajustement (01 à 03 Gaussiennes) : (a) à vide. (b) avec cible de Al et (c) avec cible de LiF/Al.

### b- Erreurs sur les caractéristiques des cibles

- L'intensité du faisceau a été réduite au niveau des cibles LiF ( $\sim 30 \cdot 10^{-4}$  nA), et la désorption du fluor (détérioration de la cible de LiF sous l'effet du faisceau) a été ainsi minimisée. Les travaux de [5,13] confirment ce fait (la dose utilisée est faible ( $< 4 \cdot 10^{12}$  ions /  $\text{cm}^2$ )).

- Pour l'évaluation de la densité, nous avons déterminé l'épaisseur surfacique ( $\text{mg} / \text{cm}^2$ ), en prenant le pouvoir d'arrêt, S, en unité ( $\text{MeV cm}^2 / \text{mg}$ ) à partir de Srim-2003. Pour comparaison, nous avons déterminé l'épaisseur de nos cibles. Elle de l'ordre de  $0.219 \text{ mg} / \text{cm}^2$  c à d 27 fois plus grande que celles utilisées dans [5] ( $8 \mu\text{g} / \text{cm}^2$ ). On peut considérer alors que nos cibles sont épaisses.

- L'uniformité des cibles a été vérifiée en explorant leur surface en plusieurs points d'impact à la même énergie du faisceau incident. D'autre part, elle a été estimée au moyen de la fluctuation des distributions de la perte d'énergie des particules alpha (straggling, voir Annexe B). Toutes ces distributions étaient de forme Gaussienne et correspondaient à une perte d'énergie relative de  $\left(\frac{\Delta E}{E}\right) < 20\%$ . Ce qui nous a conduit à évaluer le straggling en énergie expérimental  $\delta E_{\text{exp}}$  donné par la relation (B.5), que nous avons comparé au straggling de Bohr  $\Omega_B$  (B.3), comme l'indique la figure. 1.12.



**Figure -1.12-** : Rapport  $\frac{\Omega_{\text{exp}}}{\Omega_B}$  en fonction de l'énergie des particules alpha rétrodiffusées, indiquant l'effet d'échange de charge à ces faibles énergies.

En effet, sur toute la gamme d'énergie des particules alpha étudiée ( $1.8 \text{ MeV} \leq E \leq 2.4 \text{ MeV}$ ), le rapport  $\frac{\Omega_{\text{exp}}}{\Omega_B} \sim 2$  et reste pratiquement constant.

-Pour le problème des impuretés, nos spectres RBS (Figure 1.13) ne révèlent pas d'éléments lourds. D'autre part, nous présentons un autre spectre RBS (Figure 1.14) pour une cible autoportée d'Ag, réalisée dans les mêmes conditions au niveau de l'évaporateur et exposée en même temps que la cible LiF dans la chambre de l'accélérateur. Les deux spectres ne montrent pas d'éléments contaminants.

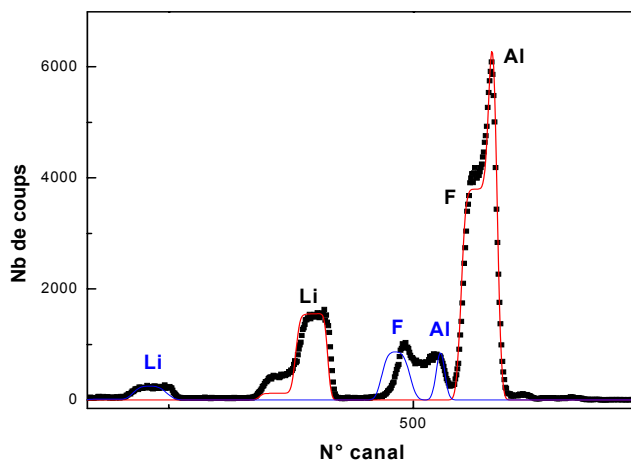


Fig 1.13. RBS proton 1.6 MeV sur LiF

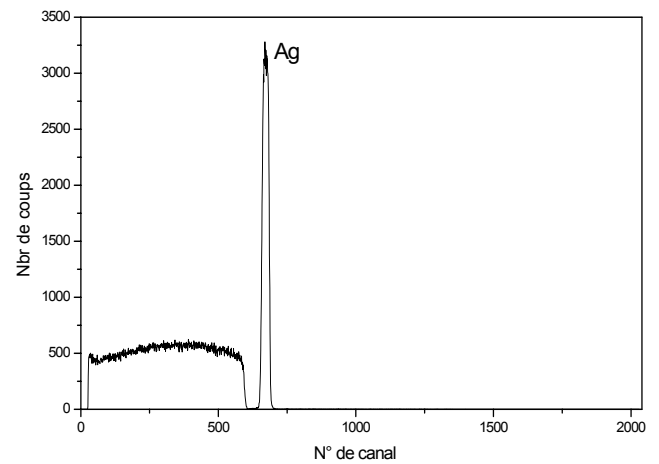


Fig 1.14. RBS proton 1.6 MeV sur Ag

-Nous n'avons pas pu évaluer la stœchiométrie du composé avec précision. Ceci induit une incertitude sur la mesure du pouvoir d'arrêt. Cette incertitude a été évaluée à l'aide du code SRIM-2003 en faisant varier, dans les limites raisonnables, la stœchiométrie du composé. Nous avons estimé cette incertitude à  $\sim 5\%$ .

Les résultats obtenus sont rapportés dans le tableau 1.1 suivant :

**Tableau -1.1-**

Cible	x donnée (piézo) (mg/cm <sup>2</sup> )	x mesurée par transmission $\alpha$ (mg/cm <sup>2</sup> )	Erreur relative (%)
Al	0.054	$0.057 \pm 1.42 \cdot 10^{-3}$	2.5
LiF	0.216	$0.219 \pm 1.10 \cdot 10^{-2}$	5.04
	0.580	$0.507 \pm 2.26 \cdot 10^{-2}$	5.28

Tableau -1.1- épaisseurs, x, de cible et erreurs correspondantes.

## II.2. Perte d'énergie

Dans nos expériences, le traitement des spectres a été fait en deux parties interdépendantes: l'étude de Al, et celle de LiF.

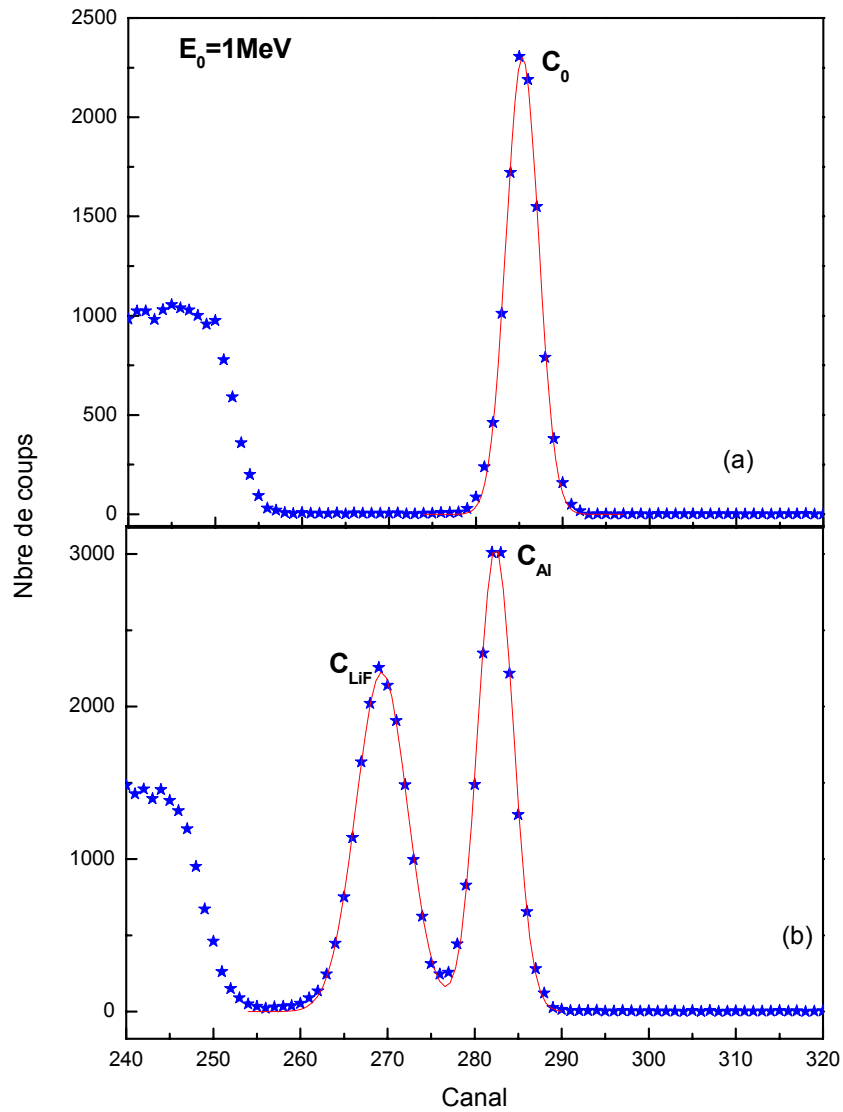
La perte d'énergie dans Al est donnée par la différence des positions des sommets des distributions de perte d'énergie avec et sans cible mise en place. On peut écrire d'après l'équation (1.1) :

$$\Delta E_{Al} = E_d - E_{(Al)} = \alpha (C_0 - C_{(Al)}), \quad (1.5)$$

L'énergie perdue dans LiF sera donc donnée par la différence des positions des sommets des distributions de perte d'énergie dans les deux cibles (Al et LiF) :

$$\Delta E_{LiF} = E_{(Al)} - E_{(LiF)} = \alpha (C_{(Al)} - C_{(LiF)}), \quad (1.6)$$

avec :  $E_{(Al)}$  et  $E_{(LiF)}$  sont les énergies et  $C_{(Al)}$  et  $C_{(LiF)}$  les positions des sommets des distributions de perte d'énergie, respectivement, avec la cible, obtenus en pratique par des ajustement Gaussiens. La figure 1.13 montre un spectre relatif à cette cible obtenu à une énergie du faisceau incident  $E_0 = 1 \text{ MeV}$ .



**Figure -1.13-** Distribution de la perte d'énergie des protons d'énergie  $E_0 = 1\text{MeV}$  avec son ajustement Gaussien : (a) spectre sans cible (à vide) ; (b) spectre avec cible (ajusté avec une double Gaussienne).

Le pouvoir d'arrêt,  $S(E)$ , exprime la perte d'énergie de la particule incidente dans une cible d'épaisseur  $x$ , à l'énergie moyenne,  $E = \frac{E_d + E_c}{2}$ , pour la condition  $\frac{\Delta E}{E_d} \leq 20\%$

[14]. Cette dernière est satisfaite pour la cible de Al dans toute la gamme d'énergie ( $\frac{\Delta E}{E_d} \leq 6.5\%$ ), et elle excède 20% dans la cible LiF, atteignant un maximum de 37.23 % à l'énergie  $E_d \sim 0.274\text{MeV}$ . Pour cela, la méthode de Andersen est utilisée [15] pour extraire le pouvoir d'arrêt,  $S(E)$ , à l'énergie moyenne. Cependant, l'erreur maximale induite par ce développement est de l'ordre de 0.08 %.

Par ailleurs, nous supposons que l'épaisseur de la cible LiF réellement traversée est pratiquement égale à celle déterminée (Tab 1.1). En effet, les constituants du LiF sont des éléments légers et par conséquent, les diffusions multiples dans ce matériau sont négligeables. L'erreur maximale induite par cette hypothèse est au plus de 0.16 % [16].

Toutes les distributions de perte d'énergie étant Gaussienne (Figure 1.13), la quantité sans dimension,  $\frac{\Omega^2}{T_m^2}$  ( $T_m$  étant le transfert d'énergie maximum en une seule collision) qui les caractérise doit être supérieur à l'unité, validant la forme gaussienne de la distribution de la perte d'énergie [17]. Dans notre cas, nous avons trouvé  $1.22 \leq \frac{\Omega^2}{T_m^2} \leq 116.4$  pour la cible de Al, et  $3.02 \leq \frac{\Omega^2}{T_m^2} \leq 710$  pour la cible de LiF.

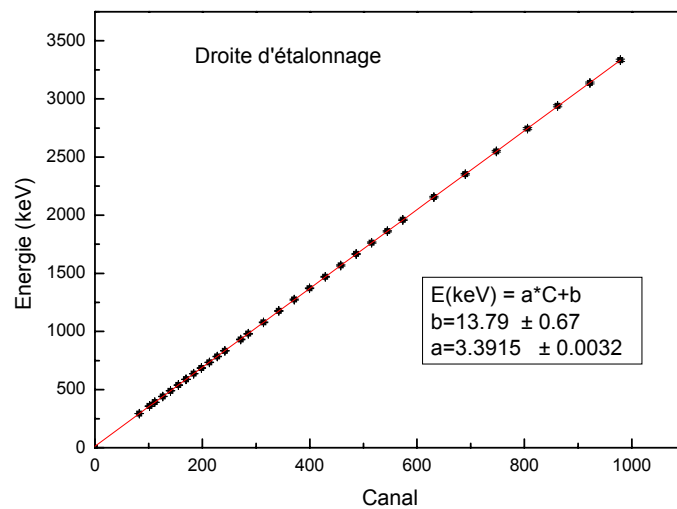
La position finale du pic est obtenue par des ajustements Gaussiens des distributions de perte d'énergie expérimentales, limitant à  $\sim \pm 3\sigma$  (la déviation standard) leurs extensions autour du premier sommet de l'ajustement,  $C_m$  [8-9] (Fig.1.13).

### II.3. Pouvoir d'arrêt

Dans le tableau -1.2-, on présente les résultats du pouvoir d'arrêt,  $S(E)$ , pour les deux cibles Al et LiF en unité  $\text{keV cm}^2/\text{mg}$ . L'incertitude relative,  $\frac{\Delta S(E)}{S}$  est calculée à partir de la relation (1.2), exprimée par:

$$\frac{\Delta S}{S} = \frac{\Delta(\Delta E)}{\Delta E} + \frac{\Delta x}{x} \quad (1.7)$$

Les incertitudes sur la perte d'énergie sont dues aux corrections sur l'énergie incidente du faisceau ( $\sim 0.3\%$ ), à la détermination de la pente de calibration  $\alpha$  ( $\sim 0.09\%$  pour une régression linéaire des points  $(C_0, E_d)$  (Figure-1.14-)) et au traitement des spectres lors de la détermination des énergies  $E_0$  et  $E_c$  ( $C_0$  et  $C_c$ ).



**Figure -1.14-** la droite d'étalonnage du dispositif de mesure  $E(\text{keV}) = a \cdot C + b$ .

Finalement, l'incertitude sur les valeurs de  $S, \frac{\Delta S(E)}{S}$  est de l'ordre de 3.98 % pour Al et 5.5 % pour LiF. Les résultats obtenus sont rapportés dans le tableau 3.2.

(a) Aluminium			(b) Fluorure de Lithium		
E (keV)	$\Delta E/E_d$ (%)	$S_{exp}(E)$ (keV cm <sup>2</sup> /mg)	E (keV)	$\Delta E/E_d$ (%)	$S_{exp}(E)$ (keV cm <sup>2</sup> /mg)
284.4	6.51	336.05 ± 15.30	223.7	37.23	464.60 ± 25.12
350.6	4.89	308.70 ± 13.96	296.7	26.39	409.53 ± 22.28
383.6	4.28	295.08 ± 13.34	332.6	22.71	386.99 ± 20.98
433.2	3.55	274.80 ± 12.59	385.4	18.80	363.20 ± 19.82
482.6	3.05	262.61 ± 12.01	437.5	15.84	341.77 ± 18.89
531.9	2.66	252.34 ± 11.57	489.3	13.49	321.14 ± 17.74
581.3	2.31	239.05 ± 10.83	541.0	11.63	303.54 ± 16.62
630.5	2.07	231.75 ± 10.51	592.4	10.09	285.89 ± 15.69
679.8	1.82	220.27 ± 10.68	643.8	8.85	270.67 ± 14.81
729.2	1.61	207.82 ± 9.70	695.4	7.81	256.79 ± 13.90
827.7	1.31	191.98 ± 8.77	796.4	6.28	234.50 ± 12.67
926.1	1.09	178.27 ± 8.30	897.2	5.17	216.55 ± 11.71
975.2	1.01	175.25 ± 8.32	946.7	4.83	213.13 ± 11.52
1073.6	0.86	163.46 ± 8.23	1047.3	4.03	195.83 ± 10.62
1172.9	0.74	153.89 ± 7.26	1147.1	3.54	187.77 ± 10.16
1270.2	0.64	143.95 ± 6.81	1220.3	7.22	180.46 ± 09.59
1368.3	0.58	141.47 ± 7.20	1321.2	6.31	170.00 ± 09.10
1466.5	0.52	135.70 ± 6.84	1421.7	5.59	161.53 ± 08.65
1564.7	0.46	128.98 ± 6.16	1521.9	5.00	154.18 ± 08.25
1662.8	0.42	123.69 ± 6.01	1621.8	4.49	147.22 ± 08.06
1761.0	0.38	119.24 ± 5.74	1721.6	4.06	140.83 ± 07.56
1859.2	0.35	115.32 ± 5.92	1822.2	3.68	134.81 ± 07.37
1957.3	0.32	111.63 ± 5.58	1921.2	3.35	129.20 ± 06.97
2153.5	0.27	104.91 ± 5.35	2120.1	2.82	119.88 ± 06.46
2349.8	0.23	96.09 ± 4.87	2318.5	2.43	112.74 ± 06.18
2545.7	0.21	94.32 ± 4.88	2516.1	2.10	105.62 ± 05.67
2741.9	0.18	88.91 ± 4.67	2714.4	1.81	97.82 ± 05.39
2937.9	0.16	84.11 ± 3.97	2911.3	1.62	94.18 ± 05.11
3134.2	0.14	79.39 ± 4.07	3108.9	1.44	89.47 ± 04.90

**Tableau 1.2** Fractions de perte d'énergie, pouvoirs d'arrêts et erreurs correspondantes.

## **Chapitre 2**

### **Formalismes théoriques**

Ce chapitre est consacré à donner les différentes théories du ralentissement. Nous nous sommes intéressés à des ions projectiles de vitesses élevées et intermédiaires. Dans ce cadre, nous présenterons quelques notions fondamentales sur le processus de transfert d'énergie, la théorie du pouvoir d'arrêt de Bethe-Bloch modifiée incluant les termes correctifs d'ordres supérieurs, puis, nous donnerons un bref aperçu de la théorie des collisions binaires de Sigmund-Schinner (BCAS) qui prend pour support de départ la limite classique de Bohr.

## 1. Notions fondamentales

Niels Bohr [18,19] fut le premier à élaborer une théorie classique du pouvoir d'arrêt des particules chargées dans la matière en introduisant la structure atomique et en considérant la collision comme un transfert de moment et d'énergie entre le projectile et les électrons du milieu ralentisseur.

Par la suite, Hans Bethe [20] a élaboré les équations fondamentales du ralentissement des ions énergétiques dans la matière en utilisant un traitement quantique de la théorie de Max Born [21]. Cette approche quantique est à la base du calcul du pouvoir d'arrêt pour les particules chargées. Enfin, Bloch [22] a développé une autre formulation du pouvoir d'arrêt, reliant le calcul quantique de Bethe au traitement classique de Bohr.

Ces modèles, conjugués aux larges bases de données expérimentales existantes [23] ont permis d'établir des tabulations semi-empiriques et des codes de calculs [24,25, 11,26] d'intérêt pratique. Cependant, des insuffisances dans la description correcte et globale du mécanisme de la perte d'énergie ne cessent d'être soulevées [27,28] grâce, notamment, aux développements et aux améliorations des conditions expérimentales. Parmi ces insuffisances, on peut citer, à titre d'exemples, les effets dus à la structure composée des ions lourds (écranage électronique, ionisation et excitation du projectile..) et l'effet des couches atomiques (correction de couches), qui devient important dans la région du maximum du pouvoir d'arrêt. Par conséquent, des extensions théoriques appropriées ne cessent d'être développées. Ces dernières décennies, plusieurs approches théoriques incorporant des processus physiques nouveaux significatifs ont été proposées [29, 31-36]. Parmi elles, nous citerons la théorie de Bethe-Bloch modifiée [30,31 ,32] et la théorie binaire de Sigmund-Schinner [28,33].

Lorsqu'une particule chargée énergétique pénètre dans un matériau, elle interagit avec les atomes du milieu ralentisseur, et est ralentie selon deux mécanismes : (i) par collisions élastiques avec les noyaux des atomes cibles, (ii) par collisions inélastiques avec les électrons atomiques du milieu. L'importance relative de ces deux mécanismes d'interaction dépend de

la vitesse du projectile et de son état de charge, ainsi que des propriétés de la cible de matière traversée (nature, nombre atomique, densité).

Dans le cas d'une collision inélastique, l'interaction se fait par le biais de la force coulombienne entre la particule incidente chargée et les électrons atomiques de la cible. Les interactions des ions incidents avec les noyaux des atomes cible (collisions élastiques) se font soit par l'intermédiaire de la force coulombienne, soit par celui de la force nucléaire, cette dernière étant significative aux très faibles énergies de l'ion projectile ( $\sim$ quelques keV/u.m.a) où la contribution des collisions inélastiques ion-électrons atomiques devient négligeable. Aux énergies utilisées dans ce travail (quelques centaines de keV/u.m.a à quelque MeV/u.m.a), seul le pouvoir d'arrêt électronique est prépondérant, les diffusions nucléaires pouvant être négligées. Ce mode d'interaction, implique des excitations et des ionisations des atomes cibles et même des ions projectiles avec, éventuellement, un échange de charges entre ces entités; il engendre une perte d'énergie électronique de l'ion projectile. Le pouvoir d'arrêt,  $S = -\frac{dE}{dx}$ , est défini comme étant la quantité d'énergie déposée par l'ion projectile par unité de longueur traversée de la cible.

Adoptons comme référence, la vitesse moyenne  $v_0$  d'un électron atomique sur la couche K ( $v_0 = \frac{Z_2 e^2}{\hbar}$ ). On peut distinguer, trois régimes d'interaction suivant la valeur de la vitesse  $v$  de la particule incidente (Figure 2.1) :

- Le régime des grandes vitesses,  $v \gg v_0$  :

La vitesse de l'ion incident est très supérieure à la vitesse moyenne des électrons périphériques ; de sorte que les électrons de la cible peuvent être considéré comme étant au repos. Ainsi, la perte d'énergie électronique sera due essentiellement à l'interaction coulombienne du noyau de charge ( $Z_1 e$ ) avec chaque électron de l'atome cible. Dans cette région, les théories quantique [29] et diélectrique [37,38] peuvent être utilisées ; elles conduisent toutes au même comportement du pouvoir d'arrêt en fonction de l'énergie.

- Le régime des vitesses intermédiaires,  $v \approx v_0$  :

Lorsque la vitesse de l'ion incident devient du même ordre de grandeur que celle des électrons de la cible, le projectile interagit avec tous les électrons de l'atome. Dans ce cas, le développement de Bethe ne reproduit pas les résultats expérimentaux ; par contre, la théorie diélectrique [38] reste valable.

➤ Le régime des faibles vitesses,  $v \ll v_0$  :

A mesure que la vitesse  $v$  diminue, l'état de charge de la particule incidente se réduit, les nuages électroniques des deux partenaires (projectile-cible) se recouvrent, et un réarrangement des niveaux d'énergie électroniques a lieu au cours de l'interaction. Seuls les électrons faiblement liés de la cible contribuent à la perte d'énergie de l'ion. Dans ce cas, le pouvoir d'arrêt électronique est proportionnel à la vitesse  $v$ , et le ralentissement est décrit par la théorie de Lindhard-Sharff [39] et de Firsov [40].

Nous nous intéressons particulièrement, dans ce travail, aux ions projectiles de vitesses hautes et intermédiaires.

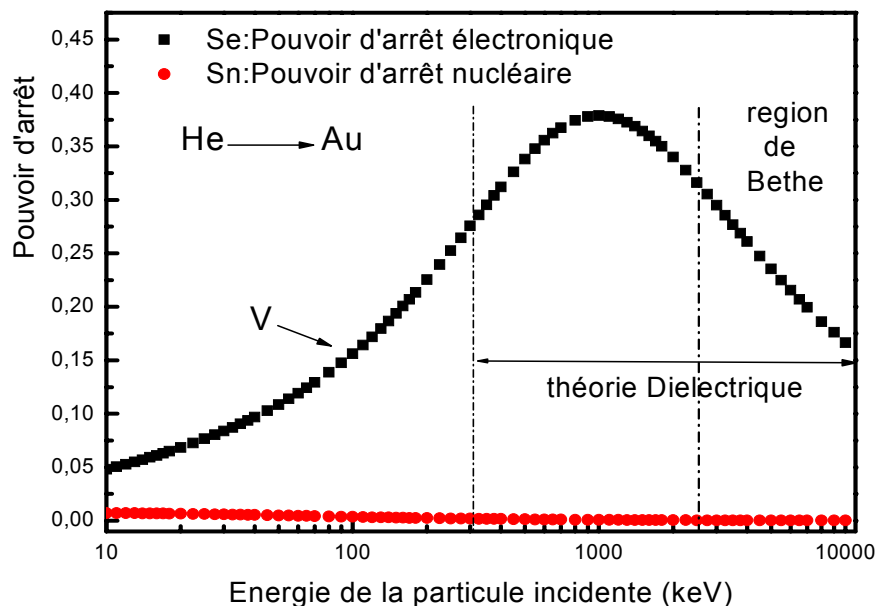


Figure 2.1 : Variation de la perte d'énergie en fonction de l'énergie du projectile.

Nous nous contenterons ici de donner les expressions du pouvoir d'arrêt obtenues dans les théories de Bohr et de Bethe.

(i) Le traitement classique de Bohr [19,41-44] conduit à l'expression suivante :

$$S(v) = 2 \pi Z_2 \frac{Z_1^2 e^4}{mv^2} \ln \left( \frac{Cmv^3}{Z_1 e^2 \omega} \right), \quad (2.1)$$

où  $C = 2.e^{-\gamma} = 1.1229$  ( $\gamma = 0.5772$  étant la constante d'Euler) et le terme logarithmique est appelé le nombre d'arrêt de Bohr.

(ii) Le traitement quantique de Bethe [20,21, 45] conduit à l'expression suivante :

$$S(v) = \frac{4 \pi Z_1^2 Z_2 e^4}{mv^2} \left[ \ln \frac{2mv^2}{I} \right], \quad (2.2)$$

où  $I$  est le potentiel d'excitation et d'ionisation moyen d'un atome cible, qui dépend des propriétés quantiques de celui-ci, et le terme  $\ln \left( \frac{2mv^2}{I} \right)$  est appelé le nombre d'arrêt de Bethe par électron, qui dépend de la vitesse du projectile et du paramètre  $I$ .

## 2. Théorie de Bethe\_Bloch modifiée

Le domaine de validité de la théorie de Bethe a été étendu de part et d'autre du régime de Born par l'incorporation de termes correctifs à l'expression (2.2) de Bethe. Fano a publié [39,46-50] plusieurs extensions de l'approche de Bethe ; il a obtenu une version relativiste de la formule. Des corrections supplémentaires ont été ajoutées à la l'expression en vue de remédier à la défection de l'hypothèse de Bethe ( $v \gg v_e$ ) dans des cas (cibles lourdes et faibles énergies du projectile) où la vitesse du projectile est inférieure ou du même ordre de grandeur que celles des électrons cibles. L'incorporation de l'ensemble des termes correctifs à la formule de Bethe donne lieu à l'expression de Bethe-Bloch modifiée [30-32,51] qui peut s'écrire, en fonction de la vitesse relative  $\beta$  de l'ion projectile:

$$S = \frac{K}{\beta^2} Z_2 Z_1^2 L(\beta), \quad (2.3)$$

Avec  $S$  est exprimé en keV cm<sup>2</sup>/mg,  $K=0.3071/M_2$  est le facteur d'arrêt et  $L(\beta)$  est le nombre d'arrêt par électron cible, qui contient toutes les corrections aux processus de perte d'énergie:

$$L(\beta) = L_0(\beta) + Z_1 L_1(\beta) + Z_1^2 L_2(\beta), \quad (2.4)$$

Le premier terme,  $L_0$ , dans (2.4), appelé nombre d'arrêt principal contient les corrections fondamentales de  $S(E)$  ( $C/Z_2, \delta/2$ ). Le second terme, appelé souvent correction de Barkas s'appelle aussi correction en  $Z_1^3$ , et le 3<sup>ème</sup> terme  $L_2$  appelé correction de Bloch, est la correction en  $Z_1^4$ .

### 3. Le premier nombre d'arrêt, $L_0$

Le terme  $L_0$  contient les termes correctifs au nombre d'arrêt obtenu dans la formulation de Fano (correction relativiste); son expression est donnée par :

$$L_0 = f(\beta) - \frac{C}{Z_2} - \ln \langle I \rangle - \frac{\delta}{2}, \quad (2.5)$$

$$\text{avec } f(\beta) = \text{Ln} \left[ \frac{2mc^2\beta^2}{(1-\beta^2)} \right] - \beta^2, \quad (2.6)$$

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

### 3.1 Correction des couches atomiques, $\frac{C}{Z_2}$

Elles constituent la plus large correction à  $S(E)$  dans la gamme des faibles vitesses, contribuant jusqu'à 10% du pouvoir d'arrêt total. Les correction de couches, sont fonction de la vitesse de projectile,  $v$ , et de la structure de l'atome cible ; elles corrige l'hypothèse de Bethe selon laquelle la vitesse du projectile est nettement supérieure à celle des électrons cibles. Ce terme est généralement évalué en tenant compte des détails de chacune des orbites électroniques de l'atome cible pour obtenir un pouvoir d'arrêt précis. Parmi les différentes approches permettant l'évaluation de ce terme, deux principales approximations sont généralement utilisées :

- l'utilisation des fonctions d'onde hydrogéoïdes [18,46, 52-55], qui caractérise l'interaction de la particule avec les électrons individuels de l'atome cible,
- l'approximation de la densité locale [56,57], qui considère les électrons cibles comme un gaz d'électrons libres de différentes densités.

Des évaluations théoriques des corrections des couches  $K$  et  $L$  ont été publiées par Walske et Khandelwal [52-54, 60, 63-64] et Bichsel [58,59, 61,62] en utilisant la première approche.

Pour évaluer la contribution des corrections de couches externes des élément de numéro atomiques  $Z_2 > 10$ , Bichsel [65-66] adopte une procédure d'échelle semi\_ empirique en supposant que ces dernières dépendent de la vitesse de la particule incidente de façon similaire que celle de la couche  $L$  ( $C_L$ ) [67]. La correction de couches totale ( $C/Z_2$ ), est évaluée par la somme des contributions des différentes couches atomiques, on peut écrire finalement :

$$\left( \frac{C}{Z_2} \right) = C_K(\beta^2) + V_L C_L(H_L \beta^2) + V_M C_L(H_M \beta^2) + V_N C_L(H_N \beta^2) + \dots, \quad (2.8)$$

où  $V_i$  et  $H_i$  (avec  $i=L,M,N$ ) sont les facteurs d'échelles adopté dans le rapport ICRU-37 [67]. Une autre méthode pour le calcul de ces corrections, il s'agit d'une paramétrisation donnée par Bichsel [68] et Janni [69] à partir d'une simple relation, qui s'exprime :

$$C/Z_2 = a_0 + a_1 (\text{Ln}E) + a_2 (\text{Ln}E)^2 + a_3 (\text{Ln}E)^3 + a_4 (\text{Ln}E)^4. \quad (2.9)$$

Les coefficients  $a_0, a_1, a_2, a_3, a_4$  sont tabulés pour tous les éléments du tableau périodique[23], pour les cibles utiliser dans ce travail :

Li	F	Al
$a_0 = -0.5831$	$a_0 = -5.571$	$a_0 = -6.061$
$a_1 = 0.562$	$a_1 = 2.449$	$a_1 = 2.46$
$a_2 = -0.1183$	$a_2 = -0.3781$	$a_2 = -0.3535$
$a_3 = 0.009298$	$a_3 = 0.02483$	$a_3 = 0.02173$
$a_4 = -0.0002498$	$a_4 = -0.00059$	$a_4 = -0.0004871$

### 3.2 Potentiel d'ionisation moyen

Le potentiel d'ionisation moyen  $I$  est l'un des paramètres clés de l'expression de Bethe (2.2). Son calcul théorique est difficile. Il symbolise l'énergie moyenne sur tous les processus d'excitations et d'ionisations possibles dudit atome. Il dépend essentiellement de la structure électronique des constituants de celui-ci. Son expression théorique est donné par :

$$\text{Ln} I = \sum_n f_n \text{Ln} E_n, \quad (2.10)$$

où  $E_n$  est l'énergie d'excitation et d'ionisation de l'atome dans le domaine d'énergie  $(T, T+dT)$  et  $f_n$  est la force dipolaire de l'état  $n$ , définie par :

$$f_n(Q) = E_n \langle n | \sum_{j=1}^{Z-2} e^{\frac{i\vec{q} \cdot \vec{r}_j}{\hbar}} | 0 \rangle, \quad (2.11)$$

$\vec{q} = \hbar \cdot \vec{\kappa}$ , est le moment transféré par le projectile au système atomique ;

$\vec{r}_j$ , est la position de  $j^{\text{ème}}$  électron de la cible ;

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

le vecteur  $|0\rangle$  caractérise l'état atomique initial d'énergie  $T_0 = 0$ .

Dans la pratique, pour le cas des cibles lourdes ( $Z_2 \geq 10$ ),  $I$  peut être approximé par l'expression  $I(Z_2) = I_0 Z_2$  où  $I_0 \sim 10 \text{ eV}$ . La méthode la plus utilisée pour la détermination des valeurs du paramètre  $I$  est celle permettant leur extraction à partir des données expérimentales. En effet, les valeurs du pouvoir d'arrêt sont analysées dans le cadre de la théorie de Bethe-Bloch modifiée.

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

La correction due à cet effet, n'est significative qu'aux vitesses relativistes et donc bien au-delà des énergies utilisées dans le présent travail.

## 4. Correction de Barkas, $L_1$

Cet effet a été mis en évidence en 1965 en étudiant le phénomène d'émulsion photographiques par Barkas et ses collaborateurs [70]. Ils ont pu mesurer une différence de parcours des pions négatifs ( $\pi^-$ ) et des pions positifs ( $\pi^+$ ) dans un même matériau ralentisseur, cette différence été de l'ordre 0.36 % [70]. Cet effet est interprété en terme de polarisation [71], en supposant que la distribution des électrons de la cible est uniforme dans les atomes, cependant, la charge positive doit attirer les électrons de la cible et augmente la densité locale des électrons, pendant que la charge négative les repousse. A la suite des interactions, une apparition d'un moment dipolaire qui exerce sur la particule incidente, d'où, une force supplémentaire qui fait la différence de parcours entre une particule et son antiparticule. Notons qu'aux grandes vitesses, cet effet devient négligeable, tel que les électrons n'ont pas le temps de mouvement, mais, il devient important près du maximum du pouvoir d'arrêt.

Ce terme de correction de Barkas concerne les corrections à apporter à l'hypothèse de Bethe-Bloch selon laquelle la distribution des électrons des atomes cibles est uniforme. Sur la base

que seul la différence de signe de la charge du projectile est responsable de cet effet, plusieurs modèles ont été proposés pour la détermination de l'effet de la polarisation, parmi eux, Ashley [72-76], qui présente une correction non relativiste basé sur la théorie classique d'oscillateurs harmoniques de Bohr au second ordre en  $Z_1$ , où le déplacement (induit par le champs de l'ion projectile) de l'électron lié est supposé faible devant le paramètre d'impact de la collision [19]. Le terme de Barkas,  $Z_1 L_1$ , obtenu par dans l'approche de Ashley et al. Conduit à l'expression paramétrique suivante :

$$Z_1 L_1 = \frac{Z_1}{Z_2^{1/2}} \frac{F(b / \sqrt{x})}{x^{3/2}}, \quad (2.12)$$

$b$  est le paramètre d'impact minimum, appelé communément paramètre de Barkas,  $x$  est l'énergie réduite, à une expression :

$$x = \frac{v_1^2}{Z_2 v_0^2} = \frac{(\beta\alpha)^2}{Z_2}. \quad (2.13)$$

où  $\alpha = 1/137.036$  et  $\beta = v/c$  sont respectivement la constante de structure fine et la vitesse relative de l'ion projectile.

La fonction  $F$  est définie dans [73] et tabulée dans[77].

## 5. Correction de Bloch, L2

Basant sur le travail primitif classique de Bohr dans le potentiel harmonique, et la mécanique quantique de Bethe, en 1933, Bloch [20,45] a développé la théorie du ralentissement et a évalué les différences entre le classique de Bohr et le quantique de Bethe. Il montre que l'approche de Bohr pour des collisions lointaines est aussi valide en mécanique quantique à condition que l'énergie transférée  $T_{el}$  soit interprétée comme étant la perte d'énergie moyenne sommée sur toutes les transitions atomiques possibles. Par la suite, Bloch a analysé le problème des collisions proches par la mécanique quantique, où les électrons sont confinés dans un cylindre défini par un certain paramètre d'impact intermédiaire. Ce confinement peut conduire à des interférences entre les différents électrons et la représentation de ces derniers par des fonctions d'ondes planes n'est pas toujours valide. Finalement, l'expression du pouvoir d'arrêt obtenu par Bloch (non relativiste) donnée par :

$$S = \frac{4\pi \cdot e^2}{mv^2} Z_1^2 \left[ L_0 + \Psi(1) - \operatorname{Re} \Psi\left(1 + \frac{\alpha Z_1}{\beta}\right) \right], \quad (2.14)$$

$\Psi(1) - \operatorname{Re} \Psi\left(1 + \frac{\alpha Z_1}{\beta}\right) = L_2 Z^2$  , appelé « terme de Bloch »

$\psi$  est la dérivée logarithmique de la fonction gamma.

Pour le calcul de pouvoir d'arrêt, Bichsel a proposé une expression paramétrique de la correction de Bloch [77,30], donné comme:

$$Z_1^2 L_2 = -y^2 \left[ 1.202 - y^2 (1.042 - 0.855y^2 + 0.343y^4) \right], \quad \text{avec } y = \frac{Z_1 \alpha}{\beta} \quad (2.15)$$

Ce terme de correction de Bloch est usuellement petit, l'approche de Bichsel est tout à fait utile dans la pratique, ce pendant, pour les ions lourds, la correction de Bloch devient plus grande que la correction de Barkas, car elle est multipliée par  $Z_1^3$ .

## 6. Pouvoir d'arrêt des composés (Loi de Bragg)

L'équation de Bethe-Bloch modifiée du ralentissement donnée sous la forme (2.3), concerne seulement les cibles élémentaires. Cependant, dans un milieu contenant plusieurs constituants, le pouvoir d'arrêt est simplement obtenu par la combinaison linéaire des pouvoirs d'arrêts des atomes individuels qui le constituent. Ce postulat d'additivité est connu par la loi de Bragg et Kleeman [30,78]. La relation d'additivité peut s'écrire sous la forme :

$$S = \sum_i w_i S_i, \quad (2.16)$$

Avec  $w_i$  et  $S_i$  , représentent respectivement, la fraction par masse et le pouvoir d'arrêt du  $i^{\text{ème}}$  constituant de la cible.

Cette approximation suppose que les effets liés à l'état de phase et aux liaisons chimiques des atomes du matériau composé (les effets d'agrégation de la matière) n'influent pas sur le processus du ralentissement.

La formule du pouvoir d'arrêt (1.3) devient alors :

$$S = \frac{0.3071Z_1^2}{\beta^2} \left\langle \frac{Z_2}{A} \right\rangle \left[ f(\beta) - \langle \ln I \rangle - \left\langle \frac{C}{Z_2} \right\rangle + Z_1^2 L_2 + Z_1 \langle L_1 \rangle \right], \quad (2.17)$$

Avec:

$$\left\langle \frac{Z_2}{A} \right\rangle = \sum_i w_i \frac{Z_{2i}}{A_i}, \quad (2.18)$$

$$\langle \ln I \rangle = \frac{\sum_i \frac{w_i Z_{2i}}{A_i} \ln I_i}{\left\langle \frac{Z_2}{A} \right\rangle}, \quad (2.19)$$

$$\left\langle \frac{C}{Z_2} \right\rangle = \frac{\sum_i \frac{w_i Z_{2i}}{A_i} \left( \frac{C}{Z_2} \right)_i}{\left\langle \frac{Z_2}{A} \right\rangle}, \quad (2.20)$$

$$\langle L_1 \rangle = \left( \frac{v_0}{v_1} \right)^3 \frac{\sum_i \frac{w_i Z_{2i}^2}{A_i} F_i \left( \frac{b}{\sqrt{x_i}} \right)}{\left\langle \frac{Z_2}{A} \right\rangle} \quad (2.21)$$

$$\text{et } Z_1^2 L_2 = Z_1^2 L_2 (B). \quad (2.22)$$

Ces quantités sont les valeurs effectives pour le matériau composé. L'exactitude de cette loi qui est bien suivie par les protons, les deutérons et  $^4\text{He}$  de plusieurs MeV a été vérifiée par plusieurs auteurs. Des écarts de cette loi de 10% à 20% sont quelques fois observés dans les solides. Cependant, la connaissance correcte des valeurs des paramètres pour les constituants du composé cible constitue une tâche considérable pour l'exécution de telles procédures. Le potentiel d'ionisation moyen est souvent le paramètre considéré pour tester la validité de la relation d'additivité de Bragg (eq : (2.16)). Il est à noter que le terme de Bloch ne contient pas des paramètres dépendants du matériau cible et il n'est pas affecté par la nature de celui-ci.

## 7. Théorie de collision binaire de Sigmund-Schinner (BCAS)

Récemment, Sigmund et Schinner [1,79-80], ont développé une nouvelle théorie des collisions binaires (BCAS : Binary Collision Approximation Scheme) qui décrit le ralentissement des ions rapides dans les matériaux simple et composé. Le modèle physique à la base de cette théorie est proche de celui supportant la théorie classique de Bohr [19], où les électrons des atomes cibles sont liés dans un potentiel harmonique, et perturbé par l'interaction coulombienne avec l'ion incident. Un point essentiel dans la théorie binaire BCAS est le remplacement du potentiel de liaison harmonique par un potentiel d'interaction électron-cible écranté. De la sorte que le processus fondamental de diffusion à plusieurs corps est ramené à un problème de diffusion binaire qui peut être résolue par évaluation numérique des intégrales de la diffusion classique. La nouvelle formulation quantitatif de cette théorie contourne les développement de perturbation qui limitent les domaines d'applicabilités des théories de Bohr [19] et Bethe [20]. Cette théorie binaire rend compte de l'influence de l'écrantage électronique du potentiel d'interaction ion incident-atome cible. Plusieurs effets importants y sont considérés comme (i) la correction de couche reproduisant le mouvement orbital des électrons [81-83], (ii) une correction de Bloch inverse donnant une transition douce vers le régime quantique [84,79], (iii) et une correction relativiste, (iv) l'effet Barkas, etc. Avec ces considérations la théorie Binaire prédite les forces d'arrêt avec une bonne précision sur un domaine de vitesse étendu équivalent à  $10^{-3}$ - $10^3$  MeV/u pour les ions de masse moyenne [85-86]. En raisons du terme correctif de Bloch inverse, le domaine de validité de la théorie binaire n'est pas restreint à ce qui est communément appelé le régime classique ( $2 Z_1 v_0 / v > 1$ , critère de Bohr pour les ions lourds). De nombreuses applications de cette théorie ont été faites avec succès pour des ions légers et lourds incidents sur des cibles élémentaires [79,87] et des cibles composés [88,89]. A cet effet, différentes données ont été introduites dans le programme PASS [90] pour toutes les couches et les sous couches atomiques participant à l'interaction projectile-cible. Les données introduites sont les suivantes :

- Les fréquences de résonances et les forces d'oscillations,
- Les spectres des vitesses orbitaux, représentés par les fonctions d'ondes hydrogènoïdes modifier,

- Les énergies de liaisons et,
- Les potentiels d'ionisations de la couche de valence.

## Chapitre 3

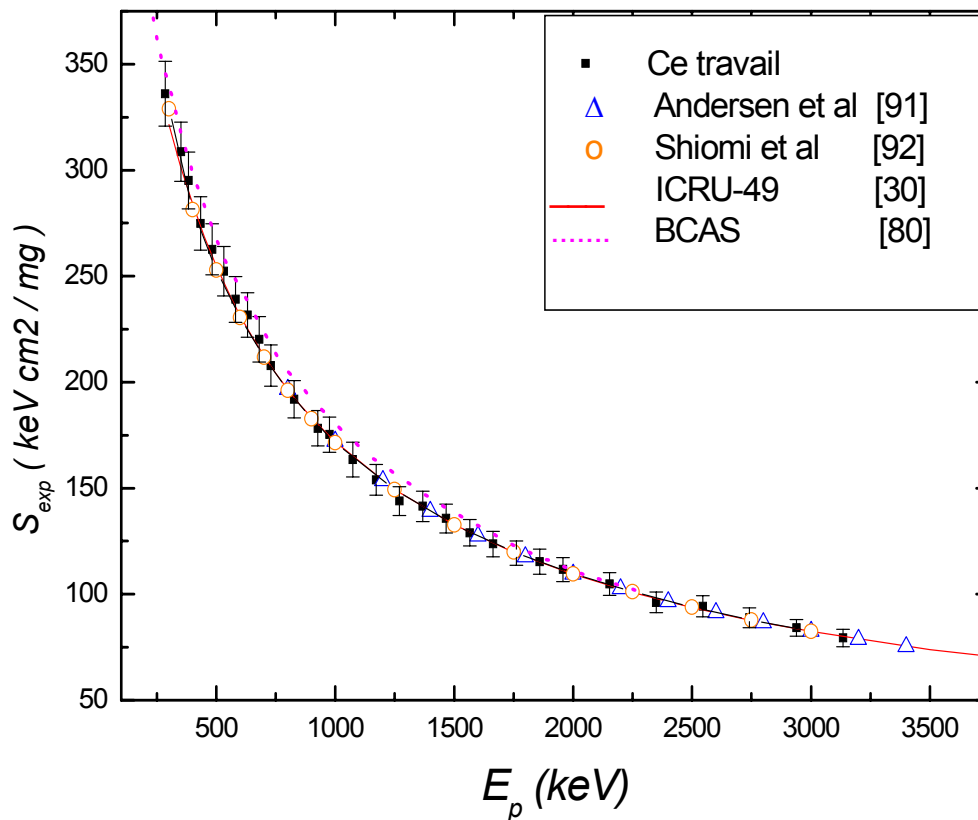
### Résultats et discussion

Les valeurs du pouvoir d'arrêt en fonction de l'énergie des protons,  $S_{\text{exp}}(E)$ , obtenus dans ce travail pour les deux cibles de Al et de LiF, ont été comparées à celles rapportées dans la littérature et aux valeurs calculées par la théorie des collisions binaires de Sigmund-Schinner, puis discutées. Elles ont aussi été interprétées dans le cadre de la théorie de Bethe-Bloch modifiée, en vue d'extraire le potentiel d'ionisation moyen  $I$  de Al et de LiF ainsi que des constituants Lithium et Fluor. Et dans ce chapitre, sont analysés ces résultats. Pour cela, les termes correctifs (corrections de couches, de Barkas et de Bloch) ont été calculés pour les deux cibles.

## 1. Pouvoir d'arrêt

### a) Cible de Al

La figure -3.1- rapporte nos données expérimentales du pouvoir d'arrêt de la cible de Al en fonction de l'énergie des protons, comparées à celles de la littérature (Andersen et al. [91] et Shiomi et al.[92]), à celles du rapport ICRU-49 [30], et aux valeurs calculées par la théorie binaire (BCAS) [80] de Sigmund-Schinner.



**Fig-3.1-** Pouvoir d'arrêt expérimental de Al en fonction de l'énergie des protons à partir de ce travail, comparé à celui du rapport ICRU-49 [30], et ceux mesurés par Andersen et al. [91] et par Shiomi et al. [92], ainsi qu'aux valeurs calculés par la théorie binaire BCAS [80].

Comme on peut l'observer, nos données expérimentales sont en très bon accord avec celles du rapport ICRU-49 [30], avec les données d'Andersen et al. [91] et celles de Shiomi et al. [92] dans toute la gamme d'énergie s'étendant de 284.49 keV à 3.13 MeV. Comme on peut le remarquer aussi, nos données sont très cohérentes dans la limite des erreurs expérimentales dans ce travail pour cette cible, avec les valeurs calculées par la théorie binaire (BCAS [80]) qui confirmer aussi le bien fondé de nos mesures. Noter, cependant, que les valeurs calculées, par cette théorie, sont supérieures d'environ 4.1 % par rapport aux données de ICRU-49 aux basses énergies.

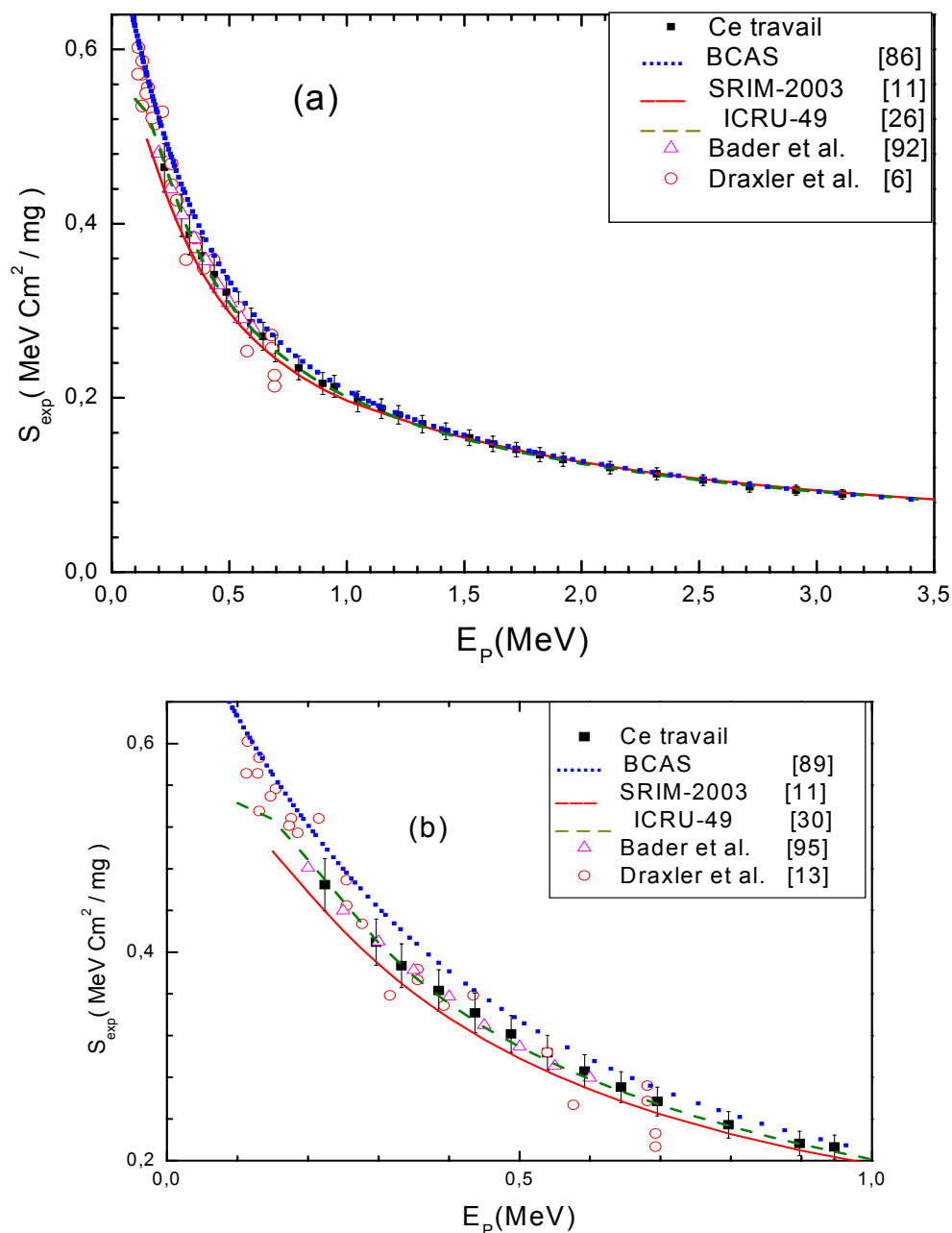
**b) Cible de LiF**

Dans la figure. 3.2, nous avons comparé nos données expérimentales du pouvoir d'arrêt de la cible composée de LiF pour des protons incidents d'énergies  $0.223 \text{ MeV} \leq E \leq 3.11 \text{ MeV}$  aux valeurs calculées par la théorie binaire BCAS [89] basée sur la règle d'addition de Bragg. Nous remarquons qu'au dessus de 0.5 MeV, nos valeurs sont en très bon accord avec cette théorie. Une déviation de l'ordre de 0.7 % est observée à  $E = 0.6 \text{ MeV}$  de 2.9 % à  $E = 0.4 \text{ MeV}$ , et qui augmente jusqu'au 4.3 % à  $E = 0.3 \text{ MeV}$  (cf. Fig-3.2-(b)).

Nous avons aussi étendu la comparaison de nos données aux données semi-empiriques, générées par le code SRIM-2003 [11], également basé sur la loi d'addition de Bragg et Kleeman [30,78]. Relativement à ce code, nos résultats sont en très bon accord pour  $E \geq 0.6 \text{ MeV}$ . Cet accord diminue légèrement avec la diminution de l'énergie incidente (fig. 3.2 (b)) : une déviation sensible de 0.14 % apparaît à  $E = 0.7 \text{ MeV}$ , qui augmente à 1.4 % à  $E = 0.4 \text{ MeV}$ .

Cette déviation est une conséquence de l'approximation de Bragg, qui suppose que les effets liés à l'état de phase et aux liaisons chimiques des atomes du matériau composé (effets d'agrégation de la matière) n'influent pas sur le processus de ralentissement. En effet, la distribution d'électrons dans les atomes libres de lithium et de fluor est très différente comparée à leur distribution dans le cas d'une liaison chimique entre ces deux constituants dans LiF composé. Dans ce cas, l'électron 2s de  ${}^3\text{Li}$  transite vers l'état 2p de  ${}^9\text{F}$  [80, 89, 93] produisant un changement de la vitesse orbitale, et par conséquent, un changement de la valeur du pouvoir d'arrêt. D'autre part, le fluor  ${}^9\text{F}$ , se présente à l'état libre sous forme d'un liquide ou d'un gaz ; son comportement est différent dans un composé solide [94] comme LiF ; et influence, par conséquent, sur la valeur du pouvoir d'arrêt.

Nos données expérimentales de  $S(E)$ , ont ensuite été comparées à celles du rapport ICRU-49 [30], et aux valeurs expérimentales rapportées par Bader et al. [95] et par Draxler et al. [13]. Un bon accord avec ces ensembles de données est observé.



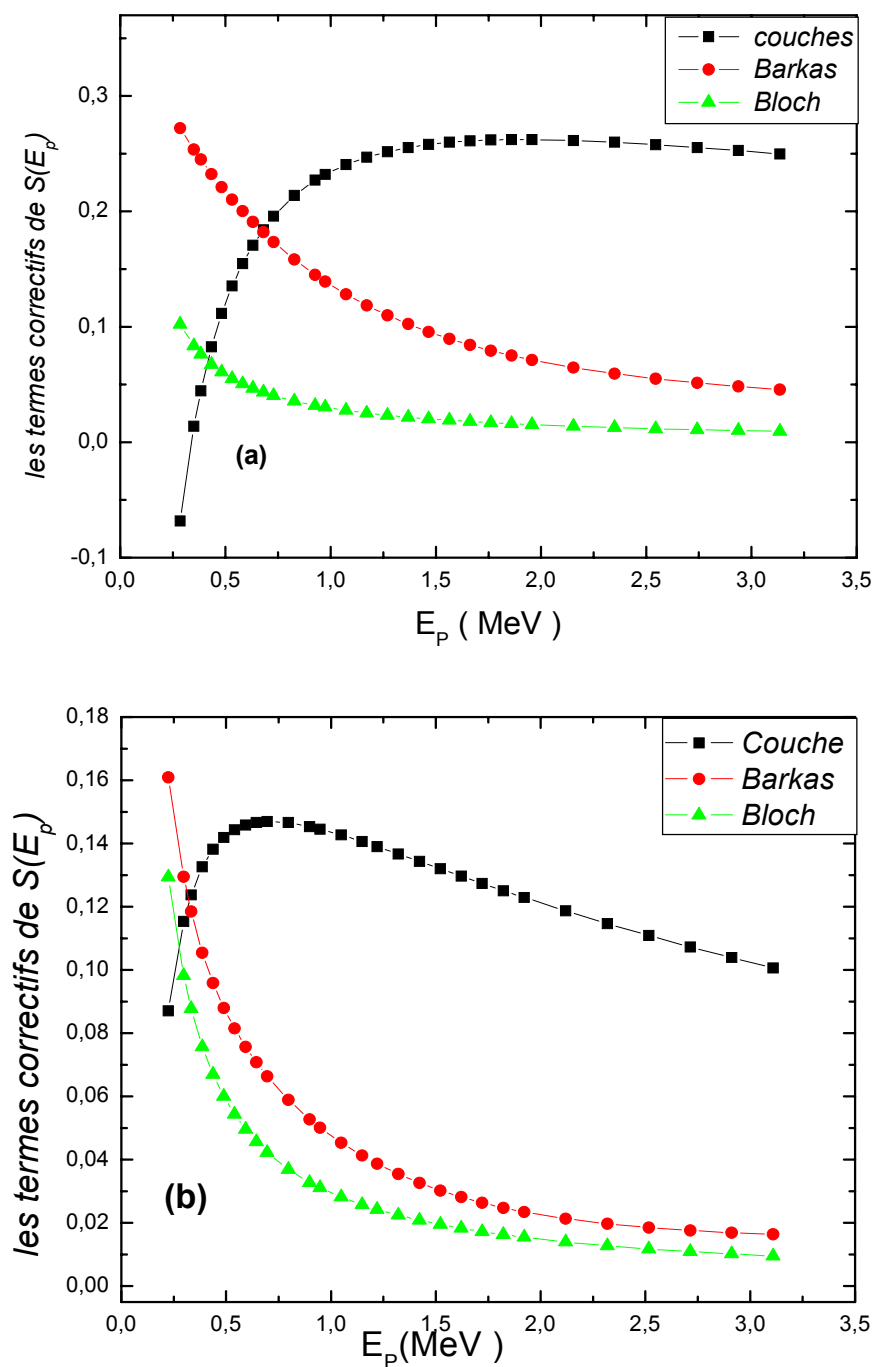
**Fig-3.2-** Pouvoir d'arrêt expérimental de LiF en fonction de l'énergie des protons, comparé à celui du rapport ICRU-49 [30] et à celui généré par le code SRIM-2003 [11], de même qu'aux données mesurées par Bader et al. [95] et par Draxler et al. [13]. Nos données sont aussi comparées à la théorie binaire BCAS [89]. La figure 3.2 (b), met en évidence la déviation de Bragg.

## 2. Termes de corrections de S(E)

Avant d'ajuster la formule de Bethe\_Bloch modifiée (l'équation (2.3)) aux données du pouvoir d'arrêt expérimental, les corrections de couches ( $\frac{C}{Z_2}$ ), de Barkas ( $Z_1L_1$ ) et de Bloch, doivent être calculées pour les deux cibles de Al et de LiF.

Dans la figure. 3.3 (a) sont représentés les trois termes correctifs précédents pour la cible de Al. Sur la basant de la loi de Bragg-Kleeman, ces mêmes corrections sont rapportées dans la figure. 3.3 (b) pour la cible de LiF. Sur ces figures, le terme de Bloch est représenté en valeur absolue.

Comme nous l'avons déjà indiqué au chapitre.2, les corrections de couches ne sont pas complètes où les coefficients  $C_K$  et  $C_L$  sont évalués numériquement [52-54,60-62]. Pour le Lithium, ces coefficients précédents ne sont pas tabulés. Pour cela, nous avons calculé les corrections de couches par la formule paramétrique donnée par l'équation 2.9 (.cf. chapitre.2) rapportée par Andersen et Ziegler [23] pour LiF.



**Figure-3.3-** contributions des termes de correctifs dans la formule du pouvoir d'arrêt de Bethe-Bloch modifiée (éq. (2.3)) en fonction de l'énergie des protons : corrections des couches, de Barkas et de Bloch: (a) pour la cible de Al, (b) pour la cible composée de LiF.

Les corrections de couches,  $\frac{C}{Z_2}$  présentent une large contribution positive pour la gamme d'énergie  $E \geq 0.35$  MeV et  $E \geq 0.223$  MeV pour Al et LiF, respectivement.

Le terme  $Z_1 L_1$  (correction de Barkas) est obtenu en fixant le paramètre de Barkas à la valeur  $b = 1.4$  pour la cible de Al et pour les deux constituants de LiF (Li, F). Cette valeur s'accorde avec celle donnée par Ritchie et Brandt [75] ( $1.4 \pm 0.1$ ).

La correction de Bloch, ou terme  $Z_1^2 L_2$ , montre une petite contribution négative pour les deux cibles dans toute la gamme d'énergie.

Pour  $E < 0.67$  MeV pour Al et  $E < 0.32$  MeV pour la cible LiF, la correction de Barkas est la plus large par rapport aux deux autres corrections.

### 3. Le potentiel d'excitation moyen

Les valeurs expérimentales du pouvoir d'arrêt  $S(E)$  ont été exploitées dans le cadre de la théorie de Bethe\_Bloch modifiée incluant les termes correctifs d'ordre supérieurs en  $Z_1$ , afin d'extraire le potentiel d'ionisation et d'excitation moyen de la cible,  $I$ . Pour cela, il était commode d'utiliser le pouvoir d'arrêt réduit  $X$ , défini par :

$$X_{\text{the}} = \ln I + \frac{c}{Z_2} - Z_1 L_1 - Z_1^2 L_2, \quad (3.1)$$

Pour un calcul théorique, et par :

$$X_{\text{exp}} = \ln\left(\frac{2mc^2 \beta^2}{1 - \beta^2}\right) - \beta^2 - \frac{\beta^2}{0.30708} \frac{A}{z_1^2 Z_2} S_{\text{exp}}, \quad (3.2)$$

où  $S_{\text{exp}}$  est le pouvoir d'arrêt mesuré, pour son expression expérimentale.

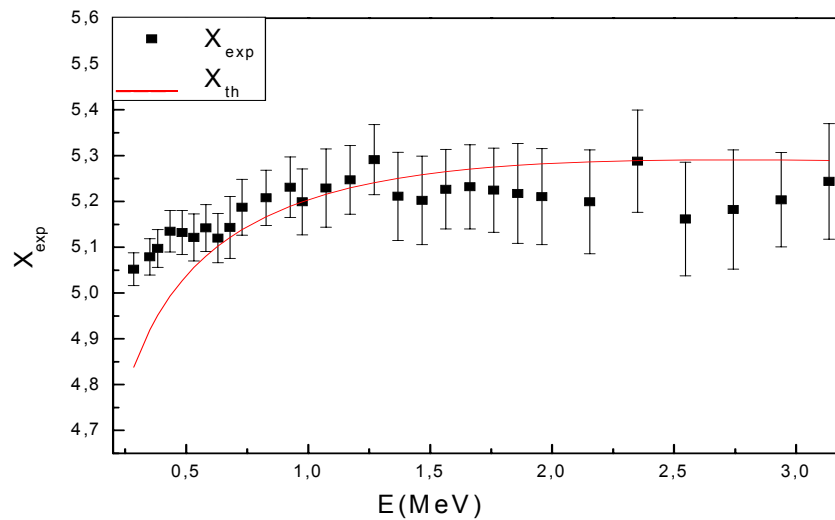
Pour apprécier la qualité de l'ajustement de  $X_{\text{the}}$  aux données  $X_{\text{exp}}$ , on définit une fonction de qualité,  $\sigma$ , comme suit:

$$\sigma = \left( \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left[ \frac{(X_{\text{exp}})_i - (X_{\text{the}})_i}{(\Delta X_{\text{exp}})_i} \right]^2 \right)^{1/2}, \quad (3.3)$$

où  $\Delta X_{\text{exp}}$  est l'incertitude absolue sur  $X_{\text{exp}}$ , et  $N$ , le nombre total des données expérimentales. La valeur de  $\sigma$  proche de 1 correspondrait à un meilleur accord entre la théorie et l'expérience.

### a) Cible de Al

La figure –3.4- montre le pouvoir d'arrêt réduit expérimental,  $X_{\text{exp}}$ , et son ajustement théorique,  $X_{\text{th}}$ , obtenue en prenant le potentiel d'ionisation et d'excitation moyen  $I$  comme un paramètre libre, ajustable. Le meilleur ajustement correspond à une valeur  $I = (160.16 \pm 2.44) \text{ eV}$ , avec  $\sigma = 1.37$ .



**Fig-3.4** - Pouvoir d'arrêt réduit expérimental,  $X_{\text{exp}}$ ,

et son ajustement théorique,  $X_{\text{th}}$ , correspond à  $I = (160.16 \pm 2.44) \text{ eV}$ , calculé pour Al dans le cadre de la théorie de Bethe-Bloch modifiée.

Dans le tableau 3.1, la valeur obtenue de  $I$  est comparée à celles rapportées dans la littérature.

<i>Ce travail</i>	<i>ICRU-49</i> [30]	<i>Tshalär et</i> <i>Bichsel</i> [96]	<i>Sakamoto</i> <i>et al.</i> [94]	<i>Andersen et</i> <i>al.</i> [88]	<i>Shiomi-</i> <i>Tsuda</i> [95]
160±2.44	166±2	167±0.8	169.4	162	162.7±4.4

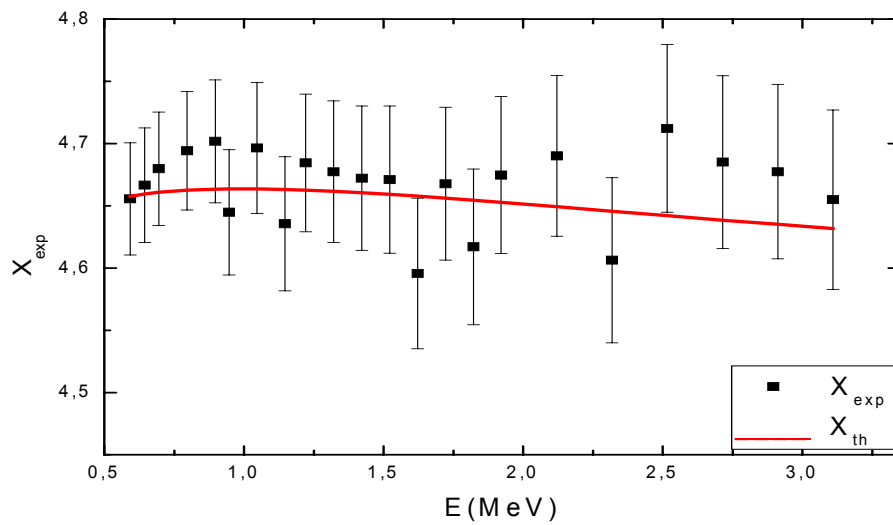
**Tableau. 3.1** : potentiel d'excitation et d'ionisation moyen donné en unité  $eV$ , comparé aux valeurs publiées par d'autres auteurs dans le cas de la cible de Al.

Ainsi, notre valeur de  $I$  est en très bon accord avec la valeur expérimentale de Andersen et al. [91] et de Shiomi et al. [98], et, dans la limite des erreurs affectant l'ajustement, avec les autres données rapportées dans la littérature (Tshalär et Bichsel [96], Sakamoto et al. [97] et celui donnée par ICRU-49 [30]).

### **b) Cible de LiF**

Comme nous l'avons observé, une déviation de nos résultats expérimentaux du pouvoir d'arrêt aux basses énergies par rapport à la loi d'addition de Bragg-Kleeman apparaît dans le cas de cette cible composée. Où la nécessité de considérer cette différence dans les calculs des corrections à  $S(E)$  en vue d'extraire le potentiel d'excitation et d'ionisation moyen,  $I$ . Comme nous ignorons le comportement de cette déviation par rapport à ces corrections, nous avons effectué l'ajustement seulement dans la gamme d'énergie  $E \geq 0.6$  MeV, où la loi de Bragg-Kleeman est vérifiées.

La figure-3.5- montre le meilleur ajustement obtenu de  $X_{th}$  à  $X_{exp}$ , correspondant à  $I = (93.51 \pm 1.02) eV$  du composé LiF, avec  $\sigma = 0.55$ .



**Fig-3.5-** Pouvoir d'arrêt réduit expérimental,  $X_{exp}$ ,

et son ajustement théorique,  $X_{th}$ , correspondant à  $I = (93.51 \pm 1.02)$  eV, calculé pour LiF dans le cadre de la théorie de Bethe-Bloch modifiée.

En adoptant la valeur  $I = 40$  eV du constituant atomique Lithium donnée dans le rapport ICRU-49 [30], nous obtenons, sur la base de la règle d'addition de Bragg, la valeur du potentiel d'excitation et d'ionisation moyen du Fluor :  $I = 127.59$  eV; de même, adoptant la valeur  $I = 47.6$  eV pour Li rapportée par Andersen et Ziegler [23], nous trouvons une valeur de  $I = 119.73$  eV pour F.

Les valeurs expérimentales de  $I$  déduites dans ce présent travail pour LiF et ses constituants sont rapportées dans le tableau suivant :

Matériau	Li	F	LiF	LiF <sub>Bragg</sub>
<i>I</i> à partir de ce travail	40 ± 0.5 [30]	127.59	93.51 ± 0.55	
	47.6 [23]	119.73		
<i>I</i> à partir de la littérature	<sup>a</sup> 40 [30]	<sup>b,c</sup> 112-115 [30]	<sup>a</sup> 94 [30]	86.69
	47.6 [23]	<sup>b</sup> 120 [23]	—	93.69
	38.6 [80]	91.7 [80]	97.1 [80]	73.9
Etat de phase du matériau	<sup>a</sup> solide.			
	<sup>b</sup> gaz.			
	<sup>c</sup> Liquide.			

**Tableau. 3.2 :** Potentiel d'excitation et d'ionisation moyen *I* en unité *eV*, pour le composé LiF et ses constituants (<sub>3</sub>Li, <sub>9</sub>F).

Nous remarquons que notre résultat pour le composé LiF ( $I = 93.51 \text{ eV}$ ) est en bon accord avec la valeur donnée dans le rapport ICRU-49 [30], mais qu'elle diffère de 3.83 % par rapport à celle utilisée comme input dans la théorie binaire de Sigmund et Schinner. [80].

Pour les constituants atomiques, en adoptant pour le Lithium  $I = 40 \text{ eV}$ , la valeur  $I = 127.59 \text{ eV}$  du potentiel d'excitation et d'ionisation moyen résulte pour le Fluor, par la base de la loi d'addition de Bragg ; et elle diffère de 10.24 % par rapport à la valeur trouvée pour ce même constituant à l'état de gaz ou de liquide.

De même, en prenant  $I = 47.6 \text{ eV}$  d'après Andersen et Ziegler [23], nous trouvons pour le Fluor  $I = 119.73 \text{ eV}$  qui présente un très bon accord par rapport à la valeur obtenue par Andersen et Ziegler [23].

Le potentiel d'excitation et d'ionisation moyen est le paramètre souvent considéré pour tester la validité de la loi d'additivité de Bragg; pour cela, supposant une valeur effective du potentiel d'excitation et d'ionisation moyen pour les composés donnée par la relation suivante de Bragg [78,99] :

$$\ln I_{\text{eff}} = \frac{\sum n_i Z_i \ln I_i}{\sum n_i Z_i}, \quad (3.4)$$

où  $(n_i, Z_i, I_i)$  sont respectivement, la densité atomique, le numéro atomique et le potentiel d'excitation et d'ionisation du  $i^{\text{ème}}$  constituant. Le numéro atomique pour un composé est donné par la relation :

$$Z_c = \sum W_i Z_i \quad (3.5)$$

où  $W_i$  est la fraction en masse du constituant  $i$ .

Concernant LiF, des écarts sensibles des valeurs de  $I$  par rapport à la loi de Bragg sont rapportée ; prenant les valeurs de  $I$  (40 eV, 112 eV) pour Li et F, respectivement, à partir du rapport ICRU-49, nous obtenons les valeurs  $Z_c = 7.39$  et  $I_{\text{eff}} = 86.69 \text{ eV}$ , respectivement, du nombre atomique et de potentiel d'ionisation effectif de ce composé. Avec les valeurs de  $I = 47.6 \text{ eV}$  et 120 eV pour les mêmes constituants données dans [23], nous trouvons  $Z_c = 7.39$  et  $I_{\text{eff}} = 93.69 \text{ eV}$ . Cependant, la valeur de  $I$  s'accorde bien avec la valeur rapportée dans ICRU-49 et conformément à la loi de Bragg.

## Conclusion générale

Les expériences de mesure de perte d'énergie rapportées dans ce travail ont été réalisées auprès de l'accélérateur Van de Graaf de 3.75 MV (V.d.G) du CRNA. Notre objectif principal était d'étudier le pouvoir d'arrêt des matériaux composés pour tester la validité de la règle d'addition de Bragg et Kleeman's, à travers l'extraction du potentiel d'excitation et d'ionisation moyen  $I$  de la cible composé et de ses constituants.

Nous avons mesuré, par la technique de transmission du faisceau secondaire rétrodiffusé, les pouvoirs d'arrêt pour des protons d'énergie  $0.3 \text{ MeV} \leq E \leq 3.2 \text{ MeV}$  d'une cible élémentaire d'Al et d'une cible solide composée de Fluorure de Lithium (LiF) déposée sur la cible autoportée d'Aluminium (Al) ; les deux cibles étaient fabriquées par évaporation sous vide.

Les incertitudes expérimentales sur les pouvoirs d'arrêt ont été estimées à 3..98 % pour la cible d'aluminium et à 5.5 % pour la cible de LiF. Elles sont dues essentiellement aux incertitudes commises sur l'évaluation des caractéristiques des cibles utilisées.

D'une manière générale, et dans la limite des erreurs expérimentales, les valeurs de pouvoir d'arrêt,  $S(E)$ , rapportées dans le rapport ICRU-49 [30], et les données de  $S(E)$  d'Andersen et al. [91] et de Shiomi et al. [92], ainsi que celles calculées par la théorie binaire BCAS de Sigmund-Schinner [80] pour la cible de Al, confirment la validité et la fiabilité de nos mesures.

Les résultats obtenus dans le cas de la cible composée de LiF s'avèrent en bon accord avec les valeurs recommandées dans le rapport ICRU-49 et celles mesurées par Bader et al. [95] et par Draxler et al. [13]. La théorie binaire de Sigmund et Schinner [89] surestime nos données expérimentales du pouvoir d'arrêt au voisinage du maximum ( $E_p \leq 0.6 \text{ MeV}$ ) de  $S(E)$ ; une différence d'ordre 4.3 % à  $E_p=0.3 \text{ MeV}$  est ainsi observée. Par ailleurs, nos résultats

sont sensiblement supérieurs (de 1.4 % à  $E_p = 0.4$  MeV) aux valeurs recommandées par le code SRIM-2003 [11].

Dans ce travail, nous avons étendu l'analyse de nos résultats dans le cadre de la théorie de Bethe-Bloch modifiée, afin d'extraire le potentiel d'excitation et d'ionisation moyen  $I$ . La valeur obtenue pour la cible autoportée de Al est en bon accord avec celles rapportées dans la littérature dans la limite des erreurs associées à l'ajustement.

La valeur obtenue de  $I$  pour la cible composée de LiF s'accorde bien avec celle donnée dans le rapport ICRU-49, mais elle diffère de 3.83 % par rapport à celle utilisée dans la théorie binaire de Sigmund et Schinner [80].

Dés écarts sensibles entre les valeurs du potentiel d'excitation et d'ionisation donnée dans la littérature et celles déterminées compte tenu la règle d'addition de Bragg sont observés pour ce composé.

Nos mesures ont mis en évidence des déviations du pouvoir d'arrêt et du potentiel d'excitation et d'ionisation par rapport à la loi d'addition de Bragg-Kleeman. Nous pensons que cet écart peut être réduit en prenant en considération les effets d'agrégation de la matière, l'état de phase et les liaisons chimiques des éléments. Le dernier effet, peut être déterminé par la connaissance des pouvoirs d'arrêt des éléments (Li, F) et du composé LiF.

L'étude développée ici, montre que l'on ne connaît pas préalablement avec une précision suffisante toutes les relations de l'interaction ion-matière, en particulier autour du maximum du pouvoir d'arrêt  $S(E)$  des milieux solides élémentaires et composés, où la nécessité de mesurer avec précision le  $S(E)$  des constituants élémentaires Li (données disponibles) et F pour les protons aux basses énergies (0 - 500 keV) dans le but de déterminer l'effet des liaisons chimiques:  $S_{LiF} = S_{Li} + S_F + \Delta S_{liaison}$ , et d'étendre cette investigation dans le cadre d'une étude systématique pour d'autres matériaux composés (nouvelles mesures et interprétation par la BCAS).

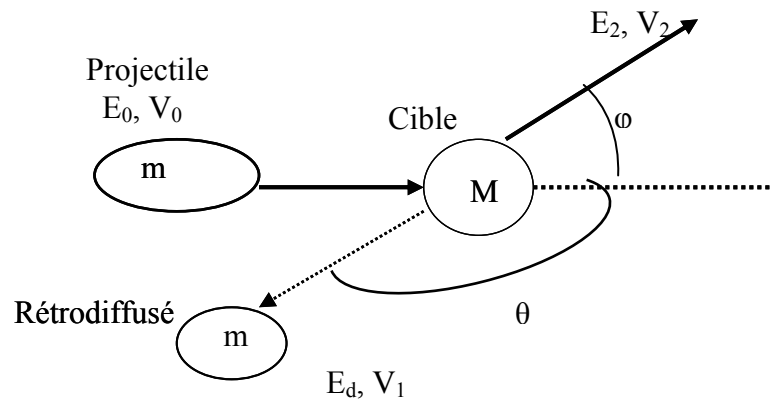
**Annexe –A-****Facteur Cinématique**

Soit un faisceau de particule chargée d'énergie incidente  $E_0$ , de masse  $m$ , frappant une cible de masse atomique  $M$  au repos. L'énergie des particules rétrodiffusées dans une direction  $\theta$  par rapport à la direction de des ions incidents, dans le système du laboratoire, est reliée à l'énergie incidente  $E_0$  par la relation :

$$E_d = k E_0 \quad (\text{A.1})$$

Où  $k$  est le facteur cinématique.

La collision est représentée sur la figure A.1, avec  $E_2$  est l'énergie de recul du noyau cible.



**Figure. A.1** : Collision élastique entre deux particules.

Par l'application des lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement, l'expression du facteur cinématique qui ne dépend que de  $m$ , et de  $M$  et de  $\theta$ , est donnée par :

$$K = \left( \frac{m \cos \theta + (M^2 - m^2 \sin^2 \theta)^{1/2}}{(m + M)} \right)^2 \quad (\text{A.2})$$

Dans le cas d'une cible infiniment mince comportant un seul élément, le spectre donnant le nombre de particules rétrodiffusées dans une direction  $\theta$  en fonction de l'énergie, présente seulement un pic très mince correspondant à l'énergie  $k E_0$ . Si on connaît  $E_0$ ,  $\theta$  et  $m$ , on pourra en déduire la masse  $M$  de l'atome cible. Par conséquent, le facteur cinématique permet l'identification des impuretés de masse inconnues, à l'aide d'un spectre donnant le nombre de particules détectées en fonction de l'énergie.

**Annexe –B-****Fluctuation de la perte d'énergie –Straggling-**

La nature statistique du phénomène du ralentissement est aussi responsable d'une autre manifestation appelée Straggling (fluctuation du parcours), qui est le résultat du fait que des particules identiques ne subissent pas la même perte d'énergie en passant à travers une cible d'épaisseur donnée. La distribution en énergie initiale, centrée autour de  $E_i = E$ , s'élargit et prend une distribution finale centrée autour de  $E_f = E - \Delta E$ ,  $\Delta E$  étant la perte d'énergie. (C.f. Figure-B.1-).

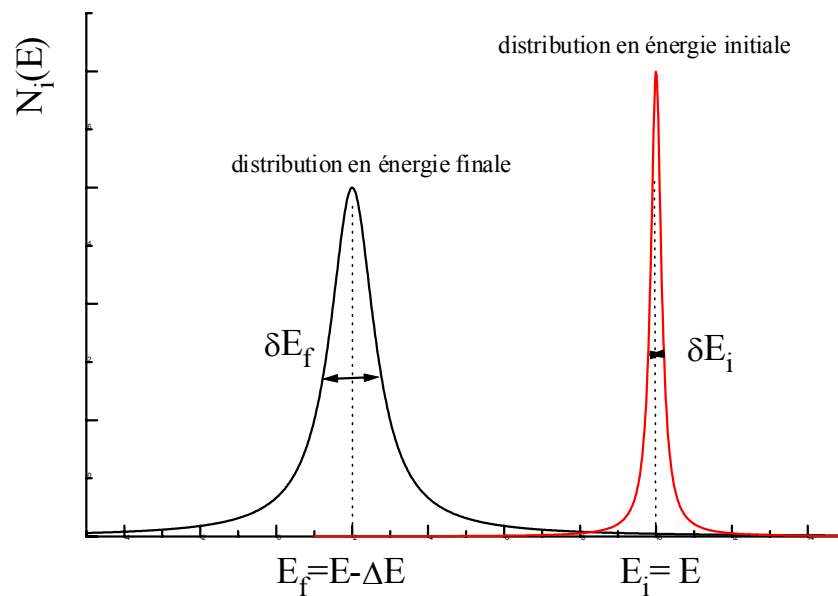


Fig-B.1- : La dispersion en énergie des particules chargées traversant la matière.

Pour une perte d'énergie relative  $5\% \leq \left(\frac{\Delta E}{E}\right) \leq 20\%$ , la distribution en énergie est généralement Gaussienne, ce qui permet d'évaluer aisément la variance de la perte d'énergie moyenne  $\Omega^2$ , liée au Straggling en énergie  $\delta E$ , soit:

$$\Omega^2 = \langle (\Delta E - \langle \Delta E \rangle)^2 \rangle \quad (\text{B.1})$$

L'écart type  $\Omega$  fournit directement la fluctuation  $\delta E$  de la perte d'énergie  $\Delta E$  ou straggling en énergie:

$$\delta E = 2(2\text{Ln}2)^{1/2} \Omega = 2.355 \cdot \Omega. \quad (\text{B.2})$$

D'après la théorie du Straggling de Bohr, dans le cas d'une diffusion sur une cible de densité  $NZ_2$ :

$$\Omega_B^2 = 4\pi \cdot Z_1^2 \cdot Z_2 \cdot e^4 \cdot N \Delta x \quad (\text{B.3})$$

Elle ne dépend que de la nature du milieu ralentisseur et son épaisseur, qui peut être réécrite, dans un système d'unités usuelles, sous la forme :

$$\Omega_B^2 = 1.565 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{Z_1^2 Z_2}{M_2} \Delta x \quad (\text{B.4})$$

avec  $[\Omega^2] = \text{MeV}^2$ ,  
 $[\Delta x] = \text{mg} \cdot \text{cm}^{-2}$ ,

et  $M_2$  est la masse atomique de la cible.

Expérimentalement, le Straggling en énergie peut être obtenu par la détermination de la largeur à mi-hauteur (F.W.H.M) des distributions en énergie considérée qui peut être écrit sous la forme suivante :

Soit pour une distribution Gaussienne :

$$\delta E = \sqrt{(\delta E_F)^2 - (\delta E_i)^2} \quad (\text{B.5})$$

où  $\delta E_F$  et  $\delta E_i$  sont respectivement, les largeurs à mi-hauteur (FWHM) des distributions en énergie du faisceau finale (avec cible) et initiale.



# Références

- [1] P. Sigmund and A. Schinner, Eur. Phys. J. D12 (2000) 425-431.
- [2] A. Richardt, Anne-Marie Durand, « Le vide, Les couches Minces- Les couches Dures ». ISBN 2-84046-030-0, Paris: in fine, 1994.
- [3] Handbook of Thin Film Process Technology, Part One: Physical Deposition Technic-  
Vaccum environment, the Vaporization Process, edited by: Lean I. Maissel and Reinhard  
Gland. IBM Components Division, East Fishkill, New York, (1970).
- [4] N. Shwartz and R. W. Berry, Physics of Thin Film, Vol 2, Ed. By G. Hass, R.E. Thun,  
New York; London: Academic, Press, (1964).
- [5] K. Eder, D. Semrad and P. Bauer, Phys. Rev. Lett, 79 (1997) 21.
- [6] S. P. Moller, A. Csete, T. Ichioka, H. Knudsen, U.I. Uggerhoj, and H.H. Andersen, Phys.  
Rev. Lett, 93 (2004) 4.
- [7] W. K. Chu, L. W. Mayer, “ Backscattering Spectrometry” Academies Press, New York  
San Francisco London (1978).
- [8] S. Damache, S. Ouichaoui, A. Belhout, A. Midouni, I. Toumert, Nucl. Instr. and Meth.  
B 225 (2004) 449.
- [9] S. Damache, S. Ouichaoui, D. Moussa, A. Dib, Nucl. Instr. and Meth. B 249 (2006)  
22-25.
- [10] Nicholas. Tsoufanidis, Measurement and Detection of Radiation, New York;  
Washington: Hemisphere, 1976.
- [11] <http://www.Srim.org> / SRIM / SRIM2003.
- [12] National Institute of Standards and Technology, [http://physics.nist.gov/ Phys](http://physics.nist.gov/Phys) Ref Data/  
Star/ PSTAR.html.
- [13] M. Draxler, S. P. Chenakin, S. N. Markin and P. Bauer, 95 (2005) 113201.
- [14] H. A. Bethe, J. Ashkin, in: E. Segrè (Ed.), Experimental Nuclear Physic, Vol. 1, Wiley,  
New York, 1953.
- [15] H. H. Andersen, A. F. Garfinkel, C.C. Hanke, Sorensen, Mat. Fys. Medd. Dan. Vidensk.  
Selsk. 35 (1966) 4.

- [16] N. Sakamoto, H. Ogawa, H. Tsuchida, Nucl. Instr. And Meth. B 164-165 (2000)250;  
R. Ishiwari, N. Shiomi-Tsuda, Sakamoto, H. Ogawa, Nucl. Instr. and Meth. B 47 (1990) 111.
- [17] C. Tshalar, Nucl. Inst and Meth, 61, (1968) 141-156.
- [18] N. Bohr, Dan .Vid .Selsk . Mat . phys .Medd, n° 8 (1948).
- [19] N. Bohr ; philos.Mag.25 (1913) 10.
- [20] H. A. Bethe, Ann. phys, 5 (1930) 325.
- [21] M. Born, Z. phys, 38 (1926) 803.
- [22] F. Bloch, Ann. Fys, 16 (1933) 285.
- [23] H. H. Andersen and J. F. Zeigler, “Hydrogen Stopping Powers and Ranges in Al Elements”. In: The Stopping and Range Ions in Matter, edited by J.F. Zeigler, Pergamon press, New York, Vol. 2, (1977).
- [24] J. F. Zeigler, J.P. Biersack, U. Littmark, “The Stopping and Ranges of ions in solids”. In: The Stopping and Range Ions in Matter, edited by J.F. Zeigler, Bergamon press, New York, Vol. 1 (1985)1.
- [25] F. Hubert, R. Bimbot and H. Gauvin, “Range and Stopping-Power tables for 2.5-500 MeV nucleon heavy ions in solids” At. Data Nucl. Data Tables 46 (1990)1.
- [26] H. Paul, “Stopping power for light ion” disponible à [www.exphys.uni-linz.ac.at/stopping](http://www.exphys.uni-linz.ac.at/stopping)
- [27] A Baurichter, P. Sigmund, A.H. Sorensen, Nucl. Inst. and Meth. B195 (2002) 224.
- [28] P. Sigmund, Nucl. Instr. And Meth. B135 (1998) 1.
- [29] U. Fano, Annu. Rev. Nucl. Sci, 13 (1963) 1.
- [30] ICRU report49, Stopping Power and Ranges for Proton and Alpha Particles, International Commission on Radiation Units and Measurement, (1993).
- [31] J. F. Zeigler , J. Appl. Phys. 85 (1999) 1249.
- [32] H. Bichsel, phys. Rev, A65 (2002) 52709.
- [33] P. Sigmund, A. Schinner, Euro.J. D12 (2000) 111.
- [34] N. R. Arista, Nucl. Instr. and Meth.B195 (2002) 91.
- [35] P. L. Grande and G. Schiwietz, Nucl. Instr. and Meth.B195 (2002) 55.
- [36] G. Maynard, G. Zwicknagel, C. Deutsch, K. Katsonis, Phys.Rev.A63 (2002) 52903.
- [37] J. Lindhard, M. Sharff, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk, 27 (1953).
- [38] J. Lindhard, Dan. Mat. Fys. Medd. , 28, n°8 (1954) 1.

- [39] J. Lindhard, M. Sharff, Phys. Rev,124 (1961) 128.
- [40] O. B. Firsov, Soviet Phys. JETP 9 (1959) 1076.
- [41] J.J Thomson, Philos. Mag. 23 (1912) 449.
- [42] C.G. Darwin, Phylos. Mag. 23 (1912) 901.
- [43] J.D. Jackson, Classical Electrodynamics, 2 nd Edition (Wiley, New York, 1975).
- [44] Handbook of Mathematical Function edited by M. Abramowitz and I. A. Stegun (Dover, New York, 1964).
- [45] H. A. Bethe, Z. phys. 76 (1932) 293.
- [46] U. Fano, Studies in Penetration of Charged Particles in Matter, Nuclear Science (Report N<sub>0</sub> 39 (U.S. National Academy of Sciences, Washington DC, 1964), pp, 1-338.
- [47] U. Fano, Annu. Rev. Nucl. Sci, 13 (1963)1.
- [48] U. Fano, phys. Rev. 103 (1956) 1202.
- [49] U. Fano, phys. Rev. 102 (1956) 385.
- [50] U. Fano, phys. Rev. 72 (1947) 26.
- [51] L.C. Northcliff, Phys. Rev. 120 (1960) 1744; L.C. Northcliff, Ann.Rev.Nucl. Sci, 13 (1936) 67.
- [52] M. C. Walske, phys. Rev. 88 (1952) 1283.
- [53] M. C. Walske, phys. Rev. 101 (1956) 940.
- [54] G. S. Khandelwal, Nucl. Phys. A116 (1968) 97.
- [55] H. Bichsel, Studies in Penetration of Charged Particles in Matters (U.S. National Academy of Science, 1133 (1964)), pp, 17-38.
- [56] E. Bonderup, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 35, n°17 (1967).
- [57] J. F. Ziegler, Helium Stopping Powers and Ranges in all Element Matter (Pergamon, New York,1977).
- [58] H. Bichsel, Phys.Rev. A46 (1992) 5761.
- [59] G. S. Khandelwal and E. Merzbacher, Phys.Rev. 144 (1966) 349.
- [60] L. M. Brown, Phys. Rev. 79 (1950) 297.
- [61] H. Bichsel, American Institute Physics Handbook (Mc Graw-Hill, New York, 1972), pp, 8-142.
- [62] H. Bichsel, University of California Report, USC-136-120 (1967).
- [63] O. Benka and A. Kropf, Atomic Data and Nuclear data Tables. 22 (1978) 219-233.

- [64] David, E. Johnson, G. Basbas and F. D. Daniel, Atomic data and Nuclear data tables 24 (1979) 1-11.
- [65] H. Bichsel, Phys. Rev. A 28 (1983) 1147.
- [66] J. F. Janni, At. Data Nucl. Data Tables 27 (1982)147.
- [67] ICRU Report N<sup>o</sup> 37, H.O.Wyckoff, « Stopping Powers for Electrons and Positrons», Int. Comm. On Rad. Units, Bethesda, MD,1984.
- [68] H. Bichsel ; p 8-20, in American Institute Of Physical Handbook. 2<sup>nd</sup> Edition, Mc Graw H, 1963.
- [69] J. F. Janni ;AFWL-TR 65-150 (1966).
- [70] W. H. Barkas, W. Birnbaum, and F.M Smith ; Phys. Rev. 101 (1956) 778.
- [71] W. H. Barkas, N. J. Dyer, and H. H. Heckmann, phys. Rev. lett. 11 (1963) 26.
- [72] j. c. Ashley, R. H. Ritchie, and W. Brandt, phys. Rev. B 5 (1972) 2393.
- [73] j. c. Ashley, R. H. Ritchie, and W. Brandt, phys. Rev. A 8 (1973) 2404.
- [74] j. c. Ashley, R. H. Ritchie, and W. Brandt, phys. Rev. B 9, (1974).
- [75] R. H. Ritchie and W. Brant, phys. Rev, A17 (1978) 2102.
- [76] j. c. Ashley, E. Anderson, R. H. Ritchie, and W. Brandt, Document 021195, National Auxiliary Publication Service, New York.
- [77] H. Bichsel, phys. Rev, A41 (1990) 3642.
- [78] W. H. Bragg and R. Kleeman, phil. Mag. 10 (1905) 318.
- [79] P. Sigmund and A. Schinner, Euro. Phys. J. D15 (2001) 165.
- [80] P. Sigmund and A. Schinner, Nucl. Inst and Meth . B 193 (2002) 49.
- [81] P. Sigmund, Europ. Phys. J. D12 (2000) 111.
- [82] P. Sigmund, Phys. Rev. A 26 (1982) 2497.
- [83] P. Sigmund and A. Schinner, Phys. Scr. T 92 (2001) 222.
- [84] P. Sigmund, Phys. Rev. A 54 (1996) 3113.
- [85] P. Sigmund and A. Schinner, in: S.H. Connell, R. Tegen (Eds), Fundamental and Applied Aspects of Modern Physics, World Scientific, 2000, p. 178.
- [86] P. Sigmund and A. Schinner, Nucl. Instr. And Meth. B, in press.
- [87] P. Sigmund and A. Schinner, Nucl. Inst and Meth. B195 (2002) 64.
- [88] P. Sigmund, A Fettouhi, A. Schinner, P. Sigmund, Nucl. Inst and Meth, B218 (2004).

- [89] A. Sharma, A Fettouhi, A. Schinner, P. Sigmund, Nucl. Inst and Meth, B209 (2003) 19.
- [90] P. Sigmund, Private communication.
- [91] H.H. Andersen, j.F.Knudsen, B.R.Nielsen, phys.Rev, A16 (1977) 1929.
- [92] N. Shiomi-Tsuda et al, Nucl. Inst and Meth, B159 (1999) 123-132.
- [93] W. Pietsch, U. Hauser and W. Neuwirth, Nucl. Inst and Meth, 132 (1976) 79-87.
- [94] Robert A. Langley and Robert S. Blewer, Nucl. Inst and Meth, 132 (1976) 109-117.
- [95] M. Bader, R. Pixley, F. S. Mozer and W. Whaling, Phys. Rev, 103 (1956) 1.
- [96] C. Tschalar, H. Bichsel, phys. Rev, 175 (1968) 476.
- [97] Sakamoto, N. Ogawa et al (1991) « Stopping Powers of Metallic Element for High Energy Ions».
- [98] N. Shiomi-Tsuda et al, Nucl. Inst and Meth, B159 (1999) 123-132.
- [99] W. R. Lev, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg.