

N° d'ordre : 33/2005-M/CH  
REPUBLICQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE  
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA  
RECHERCHE SCIENTIFIQUE  
UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE  
HOUARI BOUMEDIENNE



FACULTE DE PHYSIQUE

Mémoire

Présenté

Pour l'obtention du diplôme de Magister

EN : PHYSIQUE

Spécialité Sciences Nucléaires

PAR :

OURABAH SAMIRA

Thème

**DETERMINATION DES EPAISSEURS DES CIBLES PAR  
RBS ET FLUORESCENCE X**

Soutenu le 12/12/2005, devant la commission d'Examen :

M<sup>lle</sup> Z. MELIANI

M. A. AMOKRANE

M. A. AMGHAR

M. M. ABDESSELAM

M. M. BELGAID

Professeur, L'USTHB

Professeur, L'USTHB

Maître de conférences, Univ Boumerdes

Maître de conférences, L'USTHB

Maître de conférences, L'USTHB

Présidente

Directeur de Thèse

Examinateur

Examinateur

Examinateur

## **REMERCIEMENTS**

Je remercie tout d'abord Messieurs et Mesdames AMMI, SIAD, IDIRI, STER, BELAMRI, AZBOUCHE, LEILA OMARI, LINDA et CHAFIKA de la division des techniques nucléaires du Centre de Recherche de l'énergie Atomique CRNA d'Alger pour m'avoir aidé dans l'aboutissement de ce travail.

Je tiens spécialement à remercier Monsieur REDA ZEMIH pour son aide et son assistance dans les expériences liées à ce travail.

Je tiens également à exprimer toute ma gratitude à Monsieur A. AMOKRANE Professeur à L'USTHB d'avoir accepté de diriger ce travail.

Je remercie énormément Monsieur ABDESSELAM pour l'aide précieuse qu'il m'a fourni et j'espère ne pas avoir trop abusé de sa bienveillante disponibilité.

Je remercie M<sup>elle</sup> MELIANI Professeur à L'USTHB de me faire l'honneur de présider la commission d'examen et Messieurs BELGAID Professeur à L'USTHB, AMGHAR Professeur à l'Université de BOUMERDES, ABDESSELAM Maître de conférences à L'USTHB d'avoir bien voulu juger ce travail.

Je n'omettrai pas de remercier mes amies intimes ZAHIDA, FATIHA, NABILA, AMINA, HAMIDA pour leur soutien morale dans les moments difficiles et les encouragements qu'elles n'ont cessé de me prodiguer tout au long de ce travail. Ce mémoire leur est dédié.

Je n'oublierai pas les deux personnes les plus chères au monde, mes parents qui ont tant souffert pour mon instruction et mon éducation. A mes frères HASSEN, KHALED et NABIL Ce mémoire leur est dédié.

## SOMMAIRE

<b>Introduction</b> .....	1
<b>Chapitre I : Rétrodiffusion de Rutherford</b>	
I. Introduction .....	3
II. Paramètres de la rétrodiffusion.....	3
II-1 Facteur cinématique.....	3
II-2 Section efficace de diffusion élastique.....	6
II-2-1 Définition de la section efficace .....	6
II-2-2 Section efficace de Rutherford.....	6
III. Perte d'énergie et pouvoir d'arrêt.....	7
III-1 Définition de la perte d'énergie.....	7
III-2 Pouvoir d'arrêt.....	8
III-2-1 Pouvoir d'arrêt électronique.....	9
III-2-1-1 Régime de haute vitesse $v_1 \gg Z_1^{2/3} v_0$ (mais non relativiste).....	9
III-2-1-2 Régime de vitesse intermédiaire $v_1 \approx Z_1^{2/3} v_0$ .....	9
III-2-1-3 Régime de basse vitesse $v_1 \ll Z_1^{2/3} v_0$ .....	10
III-3 Méthodes de calcul du pouvoir d'arrêt électronique.....	10
IV. Section Efficace d'Arrêt.....	12
V. Relation entre Perte d'énergie et la profondeur x de l'échantillon en RBS.....	13
V-1 Perte d'énergie dans une cible mince.....	14
V-2 Approximation de l'énergie de surface (cibles très minces).....	15
V-3 Approximation de l'énergie moyenne.....	15
VI. Combinaison entre les techniques RBS et Pixe dans le cas particulier des cibles minces.....	16
VII. Description des méthodes utilisées pour la détermination de $E_1$ et de l'épaisseur de la cible.....	17
<b>Chapitre II: Interaction des photons avec la matière</b>	
I. Introduction.....	20
II. Atténuation des photons dans la matière.....	21
III. Processus d'interactions.....	22
III-1 Effet photoélectrique.....	22
III-2 Effet Compton.....	23
III-3 Création des paires électron-positron.....	25
IV. Interactions mineures des photons avec la matière.....	26
IV-1 Diffusion de Rayleigh.....	26
IV-2 Diffusion de Thomson.....	26
IV-3 Absorption photonucléaire.....	26
V. Sections efficaces d'interaction des photons avec la matière.....	27
V-1 Section efficace de l'effet photoélectrique.....	27
V-2 Section efficace de l'effet Compton.....	29
V-3 Section efficace de création de paires électron-positron.....	30
VI. Prédominance des effets photoniques.....	33
<b>Chapitre III : Etude expérimentale résultats et discussion</b>	
I. Introduction.....	35
II. Préparation des cibles autoportées.....	35
II-1 Dispositif de préparation des échantillons.....	35
II-2 Méthodes de réalisation des cibles autoportées.....	35
II-3 Mesure de l'épaisseur par le quartz piézoélectrique.....	36

II-4 Mode opératoire pour la réalisation des cibles.....	36
II-5 Récupération des cibles.....	36
III. Technique par transmission des particules He <sup>++</sup> issues de la source d' <sup>241</sup> Am.....	37
III-1 Principe.....	37
III-2 Dispositif expérimental.....	38
III-3 Expérience.....	38
III-4 Sources d'erreurs.....	41
III-5 Résultats des mesures par transmission des particules alphas issues de la source radioactive d'Am.....	41
IV. Technique par rétrodiffusion des particules chargées (RBS).....	42
IV-1 Principe.....	42
IV-2 Dispositif expérimental.....	42
IV-2-1 Accélérateur.....	42
IV-2-2 Chambre à diffusion.....	43
IV-2-3 Chaîne de détection.....	43
IV-3 Description des méthodes utilisées pour déterminer l'épaisseur de la cible à partir d'un spectre RBS.....	44
IV-3-1 Détermination de l'épaisseur de l'échantillon par la méthode du rapport des signaux hauteurs du substrat sur aires de la cible.....	44
IV-3-2 Simulation avec le code Rump.....	45
IV-3-3 Résultats.....	46
IV-3-4 Analyse de l'épaisseur à l'aide du code de calcul.....	51
IV-3-4-1 Cible Au/Ti/Si.....	52
IV-3-4-2 Cible Ag/Si.....	57
IV-3-4-3 Cible Ag/Si.....	58
IV-4 Sources d'erreurs.....	60
V. Technique par transmission des particules <sup>4</sup> He issues de l'accélérateur VAN de GRAAF.....	61
V-1 Chaîne de détection.....	61
V-2 Résultats de la transmission des particules alpha produites par l'accélérateur....	62
VI. Méthode par atténuation des photons X dans la matière.....	62
VI-1 Principe.....	62
VI-2 Dispositif expérimental.....	63
VI-2-1 Chaîne de détection.....	63
VI-2-2 Chambre à diffusion.....	64
VI-3 Mesures.....	64
VI-4 Sources d'erreurs.....	66
VI-5 Résultats de l'atténuation des photons X dans la matière.....	66
VII. Discussion des résultats.....	67
<b>Conclusion.....</b>	<b>71</b>
Annexe.....	72
Références.....	78

# Introduction

### Introduction

La technique d'analyse PIXE a suscité beaucoup d'intérêt étant donnée son importance, dans de nombreux domaines comme l'environnement, la géologie et l'archéologie. C'est une technique d'analyse élémentaire qui permet le dosage des éléments jusqu'à la ppm.

Afin de connaître les concentrations des éléments présents dans un échantillon, il est nécessaire de connaître l'épaisseur de celui-ci. Le calcul de la section efficace d'ionisation par la méthode absolue nécessite également la connaissance de l'épaisseur de la cible.

Dans le but de sélectionner la meilleure technique permettant la détermination de l'épaisseur d'une cible avec la meilleure précision possible, nous avons entrepris plusieurs méthodes de mesure.

Nous avons utilisé des cibles autoportées d'épaisseurs connues, soit mesurées par le quartz piézoélectrique lors de l'évaporation, soit données par le fabricant (feuilles commercialisées), ainsi que des cibles déposées sur un substrat de silicium.

Les différentes techniques de mesure utilisées dans ce travail sont : la méthode par transmission des particules alphas issues d'une source radioactive ou produites par un accélérateur, la méthode par rétrodiffusion de Rutherford (RBS) des particules alphas issues d'un accélérateur et la méthode par atténuation des photons X issus d'une source de fer ( $^{55}\text{Fe}$ ). Ces méthodes sont couramment utilisées dans les mesures de la Pixe [48], [49]. La méthode d'atténuation des X est utilisée pour le contrôle de l'épaisseur du papier dans les usines de fabrication.

Les diverses expériences sont réalisées dans le centre de recherche de l'énergie atomique d'Alger (CRNA) division des techniques nucléaires.

Ce travail comporte trois chapitres, dans le premier chapitre nous aborderons l'étude théorique de l'interaction des particules chargées avec la matière, notamment la rétrodiffusion de Rutherford pour laquelle nous rappèlerons les différents paramètres de base tels que : la section efficace, le facteur cinématique et la perte d'énergie. Ensuite les diverses méthodes utilisées pour calculer l'épaisseur de la cible avec les différentes approximations.

Dans le deuxième chapitre nous décrivons les interactions des photons avec la matière tels que l'effet photoélectrique, l'effet Compton et la création de paires électron-positron, en donnant les probabilités d'interaction des photons avec la matière tels que la section efficace  $\tau$  de l'effet photoélectrique, la section efficace  $\sigma$  de l'effet Compton et la section efficace  $\kappa$  de la création de paire électron-positron.

Dans le troisième chapitre nous décrivons les mesures expérimentales en donnant le mode opératoire pour la fabrication des cibles autoportées, l'étude des dispositifs expérimentaux utilisés lors de la mise en œuvre des différentes techniques d'analyses tels que : la transmission des alphas issues d'une source ou produites par l'accélérateur, la rétrodiffusion de Rutherford et l'atténuation des photons X issues d'une source.

Dans la partie liée à la technique RBS nous donnerons diverses méthodes pour calculer l'épaisseur de la cible (cas de la cible déposée sur un substrat) tels que la méthode du rapport hauteur sur aire de la cible et la simulation par le code Rump.

Ensuite nous donnerons les résultats des mesures des épaisseurs des cibles avec la discussion.

Enfin nous terminerons par une conclusion.

# Chapitre I

## Rétrodiffusion de Rutherford

## I. Introduction

La RBS (Rutherford Backscattering Spectrometry) est une technique basée sur les collisions élastiques entre noyaux atomiques, cette appellation vient du nom de Lord Ernest Rutherford.

Lorsqu'un échantillon est bombardé avec un faisceau de particules ayant une énergie de quelques Mev, une petite fraction des particules incidentes subit une interaction coulombienne avec les noyaux des atomes de la cible.

La RBS est basée sur trois processus fondamentaux :

1. L'énergie transférée par le projectile au noyau cible lors de la collision élastique. Ce processus nous conduit au concept du facteur cinématique  $k$ .
2. La probabilité d'une telle collision nous conduit au concept de la section efficace différentielle de diffusion ( $d\sigma/d\Omega$ ).
3. Et la perte d'énergie du projectile en mouvement à travers un milieu dense. Ce processus nous conduit au concept de la section efficace d'arrêt (pouvoir d'arrêt).

## II. Paramètres de la rétrodiffusion

### II-1 Facteur cinématique

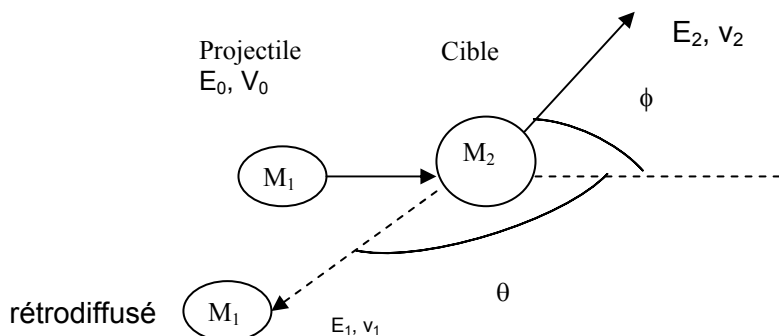
Soit un faisceau incident de particules chargées mono énergétiques de masse  $M_1$  de vitesse  $v_0$ , tombant sur une cible constituée de noyaux identiques de masse  $M_2$  au repos.

L'énergie cinétique  $E_0$  des particules incidentes et l'énergie cinétique  $E_1$  des particules diffusées dans une direction faisant un angle  $\theta$  par rapport à la direction des ions incidents sont liées dans le système du laboratoire par la relation:

$$E_1 = k E_0 \quad [I-1]$$

Où  $k$  est appelé facteur cinématique.

La collision élastique est représentée sur la Figure I-1



**Figure I-1: Collision élastique entre deux particules**

$E_2$  : énergie de recul du noyau cible et  $\theta$  : angle de diffusion

L'application des lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement donne l'expression du facteur cinématique  $k$ , qui s'exprime en fonction des masses du projectile et de l'atome cible et de l'angle de diffusion  $\theta$  comme suit :

$$k = \left( \frac{M_1 \cos \theta + \sqrt{M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta}}{M_1 + M_2} \right)^2 \quad [I-2]$$

La figure I-2 [1] montre la variation du facteur cinématique en fonction de l'angle de diffusion  $\theta$  et du rapport  $M_2/M_1$

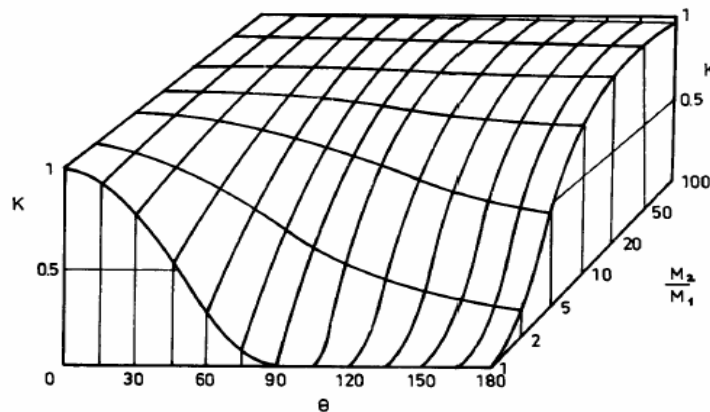


Figure I-2 : Evolution du facteur cinématique en fonction de l'angle de diffusion  $\theta$  et du rapport  $(M_2/M_1)$  [1]

### Cas particuliers

Pour  $\theta=180^\circ$  le facteur cinématique est égal à :

$$k_{180^\circ} = \left( \frac{M_2 - M_1}{M_2 + M_1} \right)^2 \quad [I-3]$$

Pour  $\theta=90^\circ$  le facteur cinématique est égal à :

$$k_{90^\circ} = \left( \frac{M_2 - M_1}{M_2 + M_1} \right) \quad [I-4]$$

A partir de la Figure (I-2) nous remarquons que le facteur cinématique a toujours une valeur minimale à l'angle  $\theta=180^\circ$  pour n'importe quelle combinaison particule incidente particule cible (dans le cas  $M_1 < M_2$ ).

Lorsque  $M_1=M_2$  le facteur cinématique est nul pour les angles  $\geq 90^\circ$  et est proportionnel à  $\cos^2 \theta$  pour les angles  $< 90^\circ$ , donc il n'y a pas de particules diffusées vers l'arrière.

Le facteur cinématique permet l'identification des impuretés de masses inconnues, à l'aide d'un spectre donnant le nombre de particules détectées en fonction de l'énergie. La technique RBS peut être considérée comme un spectromètre de masse.

Considérons une cible infiniment mince constituée de deux éléments A et B de masses  $M_A$  et  $M_B$ , les énergies des ions diffusés sont :

$$E_A = k_A E_0 \quad \text{Pour A} \quad [I-5]$$

$$E_B = k_B E_0 \quad \text{Pour B} \quad [I-6]$$

correspondant respectivement aux chocs avec les noyaux A et les noyaux B.

Le spectre donnant le nombre de particules diffusées dans une direction  $\theta$  en fonction de l'énergie présentera deux pics correspondant à ces deux énergies, dont la largeur à mi-hauteur correspondra à la résolution du système de détection  $\Delta E_2$

Expérimentalement ces deux masses ne seront séparées que si :

$$(k_A - k_B) E_0 > \Delta E_2 \quad [I-7]$$

Cette possibilité de distinguer deux éléments de masses différentes est maximale pour des angles voisins de  $180^\circ$  (Figure I-3).

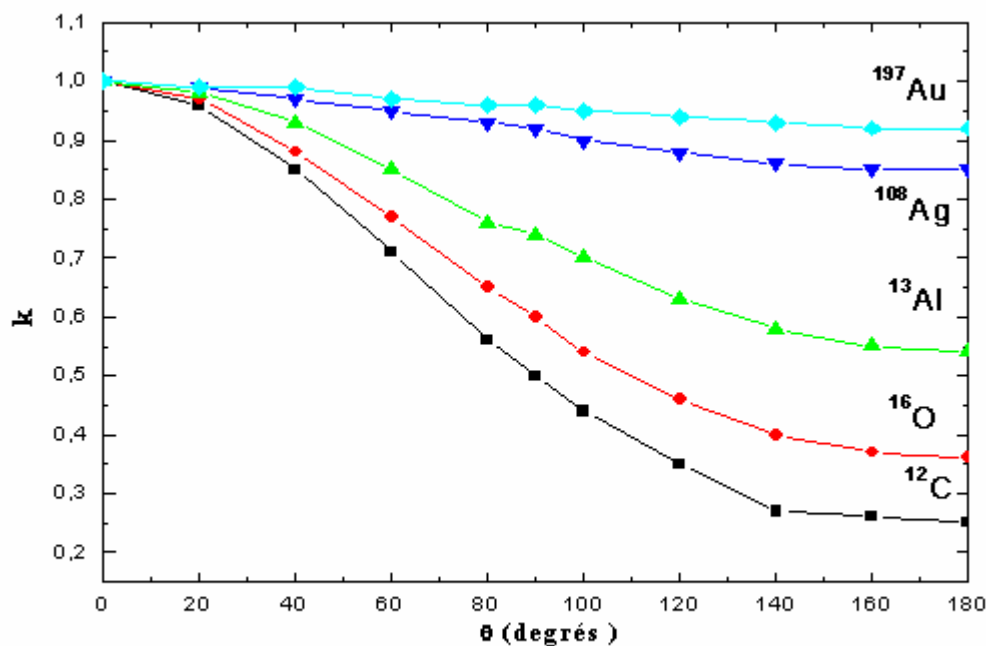


Figure I-3: Facteur cinématique en fonction de l'angle de diffusion pour des alphas diffusés par différentes cibles

Lorsqu'un échantillon est constitué de deux isotopes d'un même élément dont la différence en masse  $\Delta M_2$  est petite, la capacité de séparer ces deux isotopes est appelée résolution en masse, celle-ci est liée à la résolution du système de détection  $\Delta E_2$ , à l'énergie de la particule incidente  $E_0$  et aux masses de la particule incidente et noyau cible. La différence en énergie du projectile après la collision avec les deux isotopes est donnée par :

$$\Delta E_2 = E_0 \left( \frac{dk}{dM_2} \right) \Delta M_2 \quad [I-8]$$

Pour une diffusion à  $180^\circ$  où  $k_{180^\circ} = \left( \frac{M_2 - M_1}{M_2 + M_1} \right)^2$ , la résolution en masse est donnée par la relation suivante :

$$\Delta M_2 \left( \frac{E_0}{\Delta E_2} \right) = \frac{(M_1 + M_2)^3}{4 M_1 (M_2 - M_1)} \quad [I-9]$$

A partir de la Figure I-3 nous voyons que la RBS a une meilleure résolution en masse aux angles arrières pour les éléments légers que pour les éléments lourds.

## II-2 Section Efficace de diffusion élastique

### II-2-1 Définition de la Section efficace

La section efficace de diffusion est définie comme étant la surface fictive des noyaux cibles vu par le faisceau incident.

Lorsqu'une particule incidente de masse  $m_1$  de numéro atomique  $Z_1$  et de vitesse  $v_1$  arrive sur un noyau cible de masse  $m_2$  de numéro atomique  $Z_2$  avec un paramètre d'impact  $p$  (Figure I-4), la probabilité d'une telle collision est donnée par la section efficace  $d\sigma$ .

Pour un paramètre d'impact compris entre  $p$  et  $p+dp$ , la section efficace s'écrira :

$$d\sigma = 2 \pi p dp = \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad [I-10]$$

Où  $d\sigma/d\Omega$  est la section efficace différentielle de Rutherford pour une diffusion purement coulombienne

Le nombre de particules traversant la surface  $2\pi p dp$  est le même que celui émis entre  $\theta$  et  $\theta + d\theta$  dans l'élément d'angle solide  $d\Omega$  ( $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$ ).

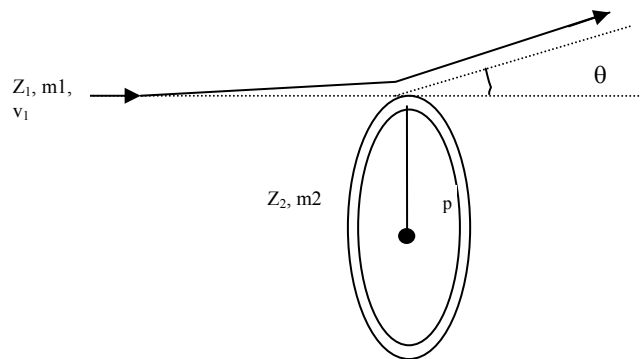


Figure I-4: Paramètres de la diffusion classique

### II-2-2 Section Efficace de Rutherford

Rutherford a montré que la section efficace de diffusion coulombienne pour  $v_1 \gg v_0 Z_1^{2/3}$  ( $v_0$  vitesse de Bohr =  $2.2 \cdot 10^6$  m/s), est donnée par l'expression suivante :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2E \sin^2 \theta} \right)^2 \frac{\left\{ \cos \theta + \left[ 1 - \left( \frac{M_1}{M_2} \sin \theta \right)^2 \right]^{1/2} \right\}^2}{\left[ 1 - \left( \frac{M_1}{M_2} \sin \theta \right)^2 \right]^{1/2}} \quad [I-11]$$

E : énergie cinétique de la particule incidente avant la collision en Mev,  $Z_1, Z_2$  : numéros atomiques du projectile et de l'atome cible,  $\theta$  : angle de diffusion dans le système du laboratoire.

L'équation [I-11] montre que la section efficace différentielle de Rutherford:

- ✳ est proportionnelle à  $Z_2^2$ , indiquant que la RBS est beaucoup plus sensible pour les éléments cibles lourds que les éléments légers,
- ✳ est inversement proportionnelle ( $1/E^2$ ) au carré de l'énergie incidente du projectile, décroît donc au fur et à mesure que celle-ci augmente,
- ✳ est inversement proportionnelle à  $\sin^4 \theta$ , ce qui entraîne une augmentation de la section efficace quand on diminue l'angle de diffusion  $\theta$ .

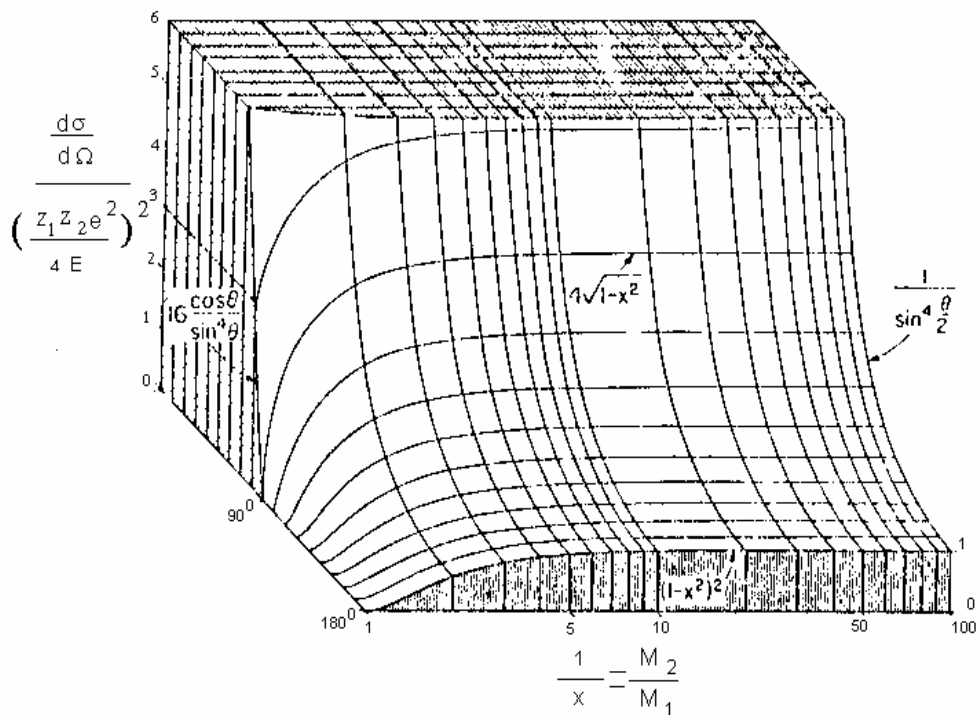


Figure I-5 : Section efficace de Rutherford en fonction de l'angle de diffusion et du rapport des masses ( $M_2/M_1$ ) [2]

III. Perte d'énergie et Pouvoir d'arrêt

II-1 Définition de la perte d'énergie

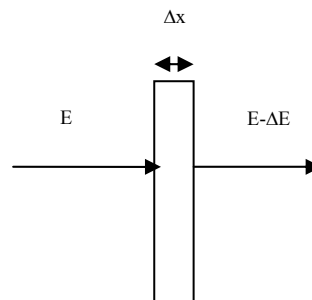


Figure I-6: Schéma de principe de la Perte d'énergie  $\Delta E$  d'un faisceau de particules d'énergie incidente E

L'énergie moyenne  $\langle \Delta E \rangle$  perdue par les particules incidentes dans une épaisseur  $\Delta x$  peut être déterminée par l'intermédiaire de la section efficace d'interaction entre une particule incidente et un atome de la cible. Elle s'exprime en terme d'énergie transférée  $T$  au cours d'une collision.

$$\sum_i T_i P_i = \langle \Delta E \rangle = n \Delta x \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} T d\sigma(T) dT \quad [I-12]$$

où  $T_i$  est le transfert d'énergie de la  $i^{\text{ème}}$  collision,  
 $P_i$  : la probabilité pour que la  $i^{\text{ème}}$  collision ( $T_i$ ) se produise,  
 $T_{\text{Max}}$  et  $T_{\text{Min}}$  l'énergie maximale et minimale transférée à l'atome cible,  $n$  : nombre d'atomes cible par unité de volume  
 On définit la perte d'énergie  $dE/dx$  par l'expression :

$$\frac{dE}{dx} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\Delta E}{\Delta X} \quad [I-13]$$

D'où

$$\frac{dE}{dx} = n \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} T \sigma(T) dT \quad [I-14]$$

### III-2 Pouvoir d'arrêt

Le ralentissement d'une particule chargée dans un matériau s'effectue par interaction avec les noyaux des atomes de la cible et avec les électrons atomiques.

La quantité d'énergie perdue par unité de longueur dans la cible par l'ion lors de son ralentissement à travers la matière est appelée : **Pouvoir d'arrêt**. C'est un paramètre caractérisant le milieu traversé et la particule incidente (nature et énergie du projectile). Il est communément noté comme une perte d'énergie linéique du projectile ( $-dE/dx$ ) ou comme une énergie  $[S]$  déposée dans la cible, avec  $S=dE/dx$ . Le pouvoir d'arrêt massique  $[S]$  s'exprime usuellement en  $(\text{Mev.mg}^{-1}.\text{cm}^2)$ .

La matière dans laquelle le faisceau de particules incidentes cède de l'énergie est composée d'atomes, c'est-à-dire d'une part des noyaux, lourds (d'une unité de masse atomique à quelques centaines) et de charge électrique positive, et d'autre part d'électrons, légers, chargés négativement et beaucoup plus nombreux. Ces deux constituants de la matière conduisent à séparer l'interaction:

- projectile – électrons de la cible
- projectile – noyaux de la cible

Le pouvoir d'arrêt total est la somme des pouvoirs d'arrêts correspondants à chacune des interactions.

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_t = \left. \frac{dE}{dx} \right|_e + \left. \frac{dE}{dx} \right|_n \quad [I-15]$$

Les mécanismes entrant dans la perte d'énergie de la particule incidente dépendent de sa vitesse. Dans la gamme d'énergie qui nous intéresse de quelques centaines de kev à quelques Mev, la perte d'énergie nucléaire est négligeable devant la perte d'énergie électronique, nous nous contenterons de décrire seulement le pouvoir d'arrêt électronique

### III-2-1 Pouvoir d'arrêt électronique

Les interactions inélastiques sont plus complexes que les interactions élastiques car elles ne peuvent être décrites comme des interactions individuelles entre deux corps.

Ces collisions sont inélastiques car l'énergie cinétique totale des particules (particule incidente-électron) n'est pas conservée à cause du processus tels que l'ionisation et l'excitation.

Trois domaines de vitesses sont à distinguer selon la valeur de la quantité  $Z_1^{2/3}v_0$  qui représente la vitesse moyenne des électrons périphériques du projectile où  $v_0$  est la vitesse de Bohr,  $Z_1$ : numéro atomique de l'ion incident

- Régime de haute vitesse  $v_1 \gg Z_1^{2/3}v_0$
- Régime de vitesse intermédiaire  $v_1 \approx Z_1^{2/3}v_0$
- Régime de basse vitesse  $v_1 \ll Z_1^{2/3}v_0$

#### III-2-1-1 Régime de haute vitesse $v_1 \gg Z_1^{2/3}v_0$ (mais non relativiste)

Lorsque la vitesse de l'ion incident est supérieure à celle de la vitesse moyenne des électrons périphériques, il est complètement épluché lors de l'interaction et peut être considéré comme un noyau de charge ponctuelle  $Z_1e$ .

En tenant compte des phénomènes d'ionisation et d'excitation des électrons de l'atome cible, Bethe ([3], [4]) a développé des calculs de mécanique quantique dans le cadre de la première approximation de Born, qui suppose que le champ produit par le projectile induit une faible perturbation du milieu

Le pouvoir d'arrêt électronique s'écrit :

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{elec}} = 4 \pi (Z_2 N) \frac{Z_1^2 e^4}{m_e v_1^2} \ln \left( \frac{2 m_e v_1^2}{I} \right) \quad [I-16]$$

$Z_2N$ : nombre d'électrons par unité de volume de la cible

$I$  : potentiel d'ionisation moyen

En 1933, Bloch [5] a montré que le potentiel d'ionisation est proportionnel à  $Z_2$ .

$$I = C Z_2 \quad [I-17]$$

$C$  est un paramètre empirique connu sous le nom de constante de Bloch, il est de l'ordre de 10eV.

La partie logarithmique de l'équation (I-16) varie lentement avec la vitesse, de ce fait le pouvoir d'arrêt électronique évolue en  $Z_1^2 / v_1^2$ . Cette région de haute vitesse est nommée région de Bethe (Figure I-7).

#### III-2-1-2 Régime de vitesse intermédiaire $v_1 \approx Z_1^{2/3}v_0$

Lorsque la vitesse du projectile diminue et devient du même ordre de grandeur que celle des électrons de la cible, l'ion incident échange des charges avec les atomes de la cible, dans ce cas le pouvoir d'arrêt électronique est décrit par la théorie diélectrique de Lindhard [6].

Ainsi aux vitesses intermédiaires le dépôt d'énergie passe par un maximum (Figure I-7), appelé **Pic de Bragg**.

**III-2-1-3 Régime de basse vitesse  $v_1 \ll Z_1^{2/3} v_0$**

A faible vitesse, si l'ion incident possède la plus grande partie de ces électrons, au cours de la collision entre l'ion et un atome cible les nuages électroniques des deux partenaires se recouvrent, un réarrangement des niveaux 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. Le pouvoir d'arrêt électronique est proportionnel dans ce cas à la vitesse  $v$ . Le ralentissement est décrit par la théorie de Lindhard -Sharff [7] et de Firsov [8].

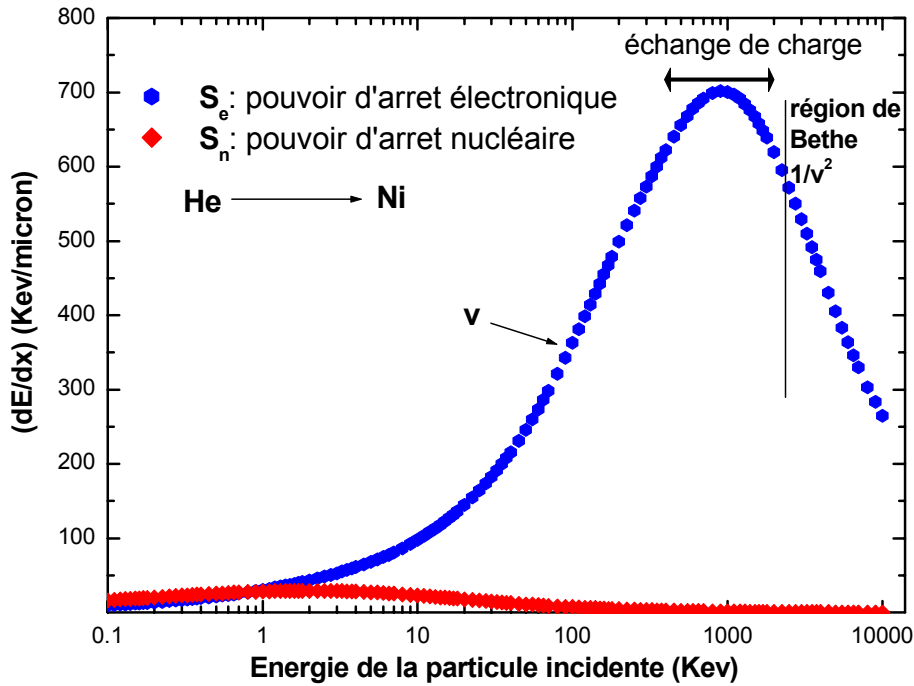


Figure I-7: variation de la perte d'énergie en fonction de l'énergie du projectile[Srim2003]

**III-3 Méthodes de calcul du pouvoir d'arrêt électronique**

Le pouvoir d'arrêt électronique à l'énergie donnée  $E$  de la particule incidente peut être déterminé soit à l'aide du code SRIM03 [9], soit à l'aide d'une expression semi empirique.

Le code SRIM03 est un programme conçu par Ziegler et al [10], dans la gamme d'énergies des protons  $25\text{keV} \leq E \leq 10\text{Mev}$ , utilisant une formule résultant d'un ajustement des données expérimentales du pouvoir d'arrêt du proton assemblées par Anderson et Ziegler [11]. L'expression utilisée est la suivante:

$$\frac{1}{S_e} = \frac{1}{S_{Low}} + \frac{1}{S_{High}} \tag{I-18}$$

Avec

$$S_{low} = a E^b + c E^d$$

$$S_{High} = e \frac{\ln\left(\frac{g}{E} + h E\right)}{E^f} \tag{I-19}$$

a,b,c,d,e,f,g,h sont des coefficients du fit tabulés pour tout  $Z_2$  et disponible dans TRIM[12]

Pour les particules incidentes plus lourdes que les protons, le pouvoir d'arrêt électronique de la particule incidente  $^4\text{He}$  à une vitesse donnée dans un matériau peut être calculé à partir du pouvoir d'arrêt des protons dans le même matériau à la même vitesse et en utilisant l'expression suivante:

$$S_e(^4\text{He}) = \frac{S_e^{\text{ref}}(\gamma Z_1)^2}{(Z_1^{\text{ref}})^2} \quad [I-20]$$

où  $S_e^{\text{ref}}$ ,  $Z_1^{\text{ref}}$  et  $Z_1$  font référence au pouvoir d'arrêt et la charge du proton, et aussi à la charge de  $^4\text{He}$ ;  $\gamma^2$  est donnée par la relation

$$\gamma^2 = 1 - \exp\left(-0.2865 - 0.1266 B + 0.001429 B^2 - 0.02402 B^3 + 0.01135 B^4 - 0.001475 B^5\right) c^2$$

$$c = 1 + (0.007 + 0.00005 Z_2) \exp\left(-\left(7.6 - \ln \frac{E}{M_1}\right)^2\right) \quad [I-21]$$

$$B = \ln \frac{E}{M_1}$$

$E$ ,  $M_1$  : sont respectivement énergie et la masse de la particule incidente ( $^4\text{He}$ )

Pour alléger notre code de calcul nous avons procédé à un ajustement du pouvoir d'arrêt prédit par SRIM03. Dans la gamme d'énergie qui nous intéresse c'est-à-dire [300keV-3000keV], l'expression que nous avons retenue pour l'ajustement du pouvoir d'arrêt électronique est du type:

$$S_e(E) = (P_1 / E^{0.25}) + (P_2 / E^{0.5}) + (P_3 * E^{0.25}) + (P_4 * E^{0.5}) + (P_5 * E^{0.75}) \quad [I-22]$$

$P_1$ ;  $P_2$ ;  $P_3$ ;  $P_4$ ;  $P_5$  : paramètres du fit (Tableau N°1), et  $E$  désignant l'énergie de la particule incidente en MeV

**Tableau N° 1**

$Z_1$	$Z_2$	$P1$	$P2$	$P3$	$P4$	$P5$
1	Au	0.69305	-0.28178	-0.76828	0.56556	-0.12273
1	Ag	1.53854	-0.5983	-2.1708	1.81987	-0.45801
1	Ni	1.83652	-0.70695	-2.56411	2.16047	-0.55026
2	Au	-3.33227	1.1058	8.64699	-8.36722	2.32517
2	Ag	-3.11961	0.93554	9.7067	-9.6055	2.6923
2	Ni	-5.28312	1.77825	14.06386	-13.42286	3.65067

Dans la gamme d'énergie qui nous intéresse l'erreur relative  $\Delta S_e = \left(1 - \left[\frac{S_e(E)}{S_e(\text{SRIM03})}\right]\right) * 100$

entre nos calculs (équation I-22) et les prédictions de SRIM03 est toujours inférieure à 0.33 % (Figure I-8)

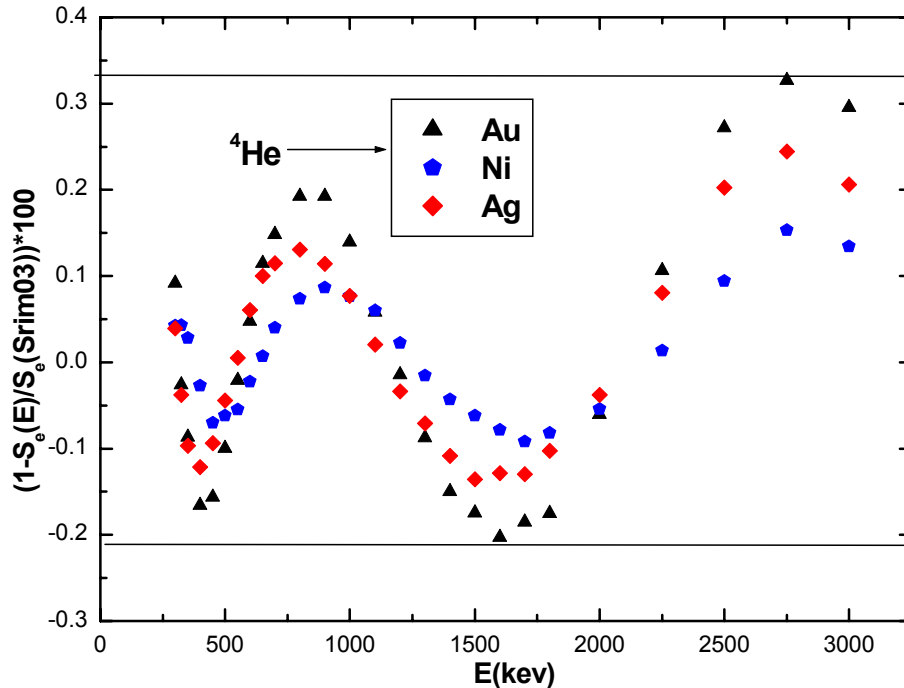


Figure I-8: Erreur relative entre nos calculs (équation I-21) et les prédictions de Srim03

#### IV. Section efficace d'arrêt

La valeur de la perte d'énergie  $S=dE/dx$  par unité de parcours, peut être considérée comme la moyenne sur tout les processus par lesquels le projectile dissipe de l'énergie le long de son parcours dans la cible ou encore comme la contribution moyenne au ralentissement de chaque atome exposé au faisceau incident. On est amené à définir la section efficace d'arrêt comme le pouvoir d'arrêt par atome cible  $\epsilon=S/N$

$$\epsilon = \frac{1}{N} \frac{dE}{dx} \quad [I-23]$$

$\epsilon$  est exprimée en  $ev \text{ cm}^2/\text{atome}$   
 $N$  : nombre d'atomes cible par  $\text{cm}^3$

Une autre définition de la section efficace d'arrêt est utilisée dans la littérature:

$$\epsilon^* = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \quad [I-24]$$

$\rho$ : densité massique ( $\text{g}/\text{cm}^3$ )  
 $\epsilon^*$  est exprimé en  $\text{kev cm}^2/\text{microgramme}$

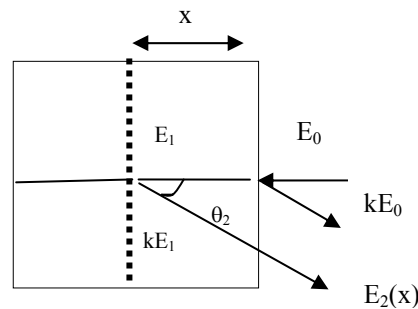
On peut passer de l'une des définitions à l'autre par la relation donnant la densité volumique

$$\rho = N \left( \frac{M}{\mathcal{N}} \right) \quad [I-25]$$

Où  $M$  est la masse atomique (en grammes) de l'élément considéré,  $\mathcal{N}$  le nombre d'Avogadro et  $N$  le nombre d'atomes par  $\text{cm}^3$ .

**V. Relation entre perte d'énergie et la profondeur  $x$  de l'échantillon en RBS**

Si on bombarde une cible d'épaisseur  $\Delta x$  avec des ions incidents d'énergie  $E_0$ , l'énergie des ions diffusés par les noyaux situés à la surface de la cible est  $kE_0$



**Figure I-9: Schéma montrant la rétrodiffusion**

$k$  : facteur cinématique

A une profondeur  $x$  (Figure I-9) l'énergie de l'ion est :

$$E_1 = E_0 - \int_0^x \frac{dE}{dx} dx \quad \text{pour le trajet aller} \quad [I-26]$$

Après diffusion sur un atome de la cible à cette profondeur  $x$  son énergie sera:

$$E_2(x) = k E_1 - \int_0^x \frac{dE}{dx} dx \quad \text{pour le trajet retour} \quad [I-27]$$

$\theta_2$ : l'angle que fait l'ion rétrodiffusé par rapport à la normale de la cible

Le spectre obtenu à la sortie de l'échantillon est représenté sur la Figure I-10. La largeur à mi-hauteur du pic de rétrodiffusion représente la perte d'énergie totale  $\Delta E$  du parcours aller et du parcours retour. Elle s'écrit:

$$\Delta E = k E_0 - E_2 \quad [I-28]$$

En remplaçant  $E_2$  dans l'équation (I-28), nous avons :

$$\Delta E = k \int_0^x \frac{dE}{dx} dx + \int_0^x \frac{dE}{dx} dx \quad [I-29]$$

En posant  $\Delta E_{\text{all}} = \int_0^x \frac{dE}{dx} dx$  et  $\Delta E_{\text{ret}} = \int_0^x \frac{dE}{\cos \theta_2} dx$ , on obtient :

$$\Delta E = k \Delta E_{\text{all}} + \Delta E_{\text{ret}} \quad [1-30]$$

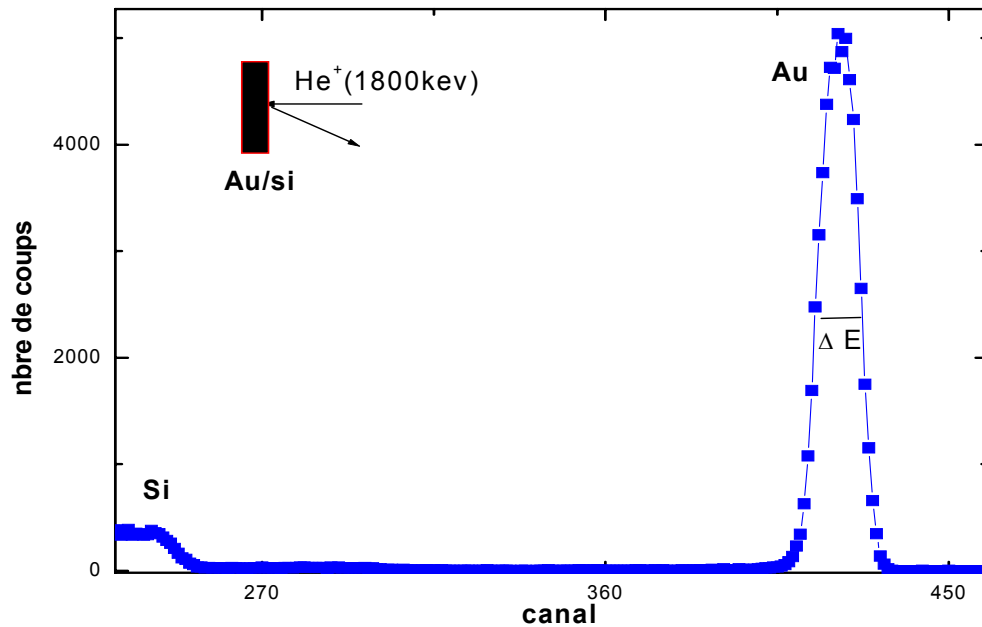


Figure I-10 : spectre de rétrodiffusion des particules alpha sur une cible Au/si

**V-1 Perte d'énergie dans une cible mince**

On peut simplifier les équations [I-26] et [I-27] en supposant que la perte d'énergie  $dE/dx$  est constante sur chaque parcours.

Dans ce cas on aura:

$$E_1 = E_0 - \Delta x \left[ \frac{dE}{dx} \right]_{\text{aller}} \quad [I-31]$$

$$E_2 = k E_1 - \frac{\Delta x}{\cos \theta_2} \left[ \frac{dE}{dx} \right]_{\text{retour}} \quad [I-32]$$

La perte d'énergie totale sera

$$\Delta E = \left\{ k \left[ \frac{dE}{dx} \right]_{\text{aller}} + \frac{1}{\cos \theta_2} \left[ \frac{dE}{dx} \right]_{\text{retour}} \right\} \Delta x \quad [I-33]$$

En posant  $\Delta E = [S] \Delta x = [\varepsilon] N \Delta x$ ; avec [S]: pouvoir d'arrêt; [ε]: section efficace d'arrêt

Nous aurons

$$[S] = \left\{ k S_{\text{aller}} + \frac{1}{\cos \theta_2} S_{\text{retour}} \right\} \quad [I-34]$$

qui peut également s'écrire sous la forme suivante :

$$[\varepsilon] = \left\{ k \varepsilon_{\text{aller}} + \frac{1}{\cos \theta_2} \varepsilon_{\text{retour}} \right\} \quad [I-35]$$

Pour une cible mince, l'hypothèse de  $dE/dx$  constant conduit à une relation linéaire entre  $\Delta E$  et  $\Delta x$

Dans le cas général où le faisceau incident arrive avec un angle  $\theta_1 \neq 0$  par rapport à la normale de la cible l'expression du pouvoir d'arrêt sera:

$$[S] = \left\{ \frac{k}{\cos \theta_1} S_{\text{aller}} + \frac{1}{\cos \theta_2} S_{\text{retour}} \right\} \quad [I-36]$$

Pour déterminer  $[S]$  ou  $[\varepsilon]$ , diverses approximations sont proposées. Nous présenterons les approximations les plus utilisées.

### V-2 Approximation de l'énergie de surface (cibles très minces)

Si  $\Delta E \ll E_0$  ceci implique que  $\Delta E_{\text{aller}} \ll E_0$  et  $\Delta E_{\text{retour}} \ll kE_0$ , dans ce cas le pouvoir d'arrêt est pratiquement constant.

$$\bar{E}_{\text{aller}} = E_0 - \frac{\Delta E_{\text{aller}}}{2} \quad [I-37]$$

$$\bar{E}_{\text{retour}} = kE_0 - \frac{\Delta E_{\text{retour}}}{2} \quad [I-38]$$

Dans ce cas, le pouvoir d'arrêt  $S_{\text{aller}}$  est calculée à l'énergie  $E_0$  et le pouvoir d'arrêt  $S_{\text{retour}}$  est calculé pour  $kE_0$

Nous avons alors

$$[S_0] = \left\{ \frac{k}{\cos \theta_1} S_{\text{aller}}(E_0) + \frac{1}{\cos \theta_2} S_{\text{retour}}(kE_0) \right\} \quad [I-39]$$

Cette approximation n'est utilisable que si la cible est extrêmement mince.

### V-3 Approximation de l'énergie moyenne

Quand l'épaisseur de la cible devient appréciable, l'approximation de l'énergie de surface n'est plus adaptée, dans ce cas on utilise l'approximation de l'énergie moyenne selon laquelle le pouvoir d'arrêt  $S$  est déterminé à l'énergie moyenne pour le trajet aller et le trajet retour.

$$\bar{E}_{\text{aller}} = \frac{1}{2} (E_0 + E_1) \quad [I-40]$$

$$\bar{E}_{\text{retour}} = \frac{1}{2} (kE_1 + E_2) \quad [I-41]$$

$E_0$  : énergie de la particule incidente,  $k E_1$  : énergie de la particule rétrodiffusée à l'interface et  $E_2$  : énergie de la particule détectée

Toutefois l'énergie  $E_1$  de la particule rétrodiffusée à l'interface est une inconnue, elle peut être déterminée par différentes manières. A priori, on peut supposer que la perte d'énergie est répartie de façon symétrique entre les parcours aller et retour, soit :  $\Delta E_{\text{all}} \approx \Delta E_{\text{ret}}$ . Dans ce cas nous avons

$$\bar{E}_{\text{aller}} = \left( E_0 - \frac{\Delta E}{4} \right) \quad [I-42]$$

$$\bar{E}_{\text{retour}} = \left( E_2 + \frac{\Delta E}{4} \right) \quad [I-43]$$

Cette méthode est appelée l'approximation de l'énergie moyenne symétrique, elle est particulièrement satisfaisante pour les éléments lourds lorsque  $K \approx 1$  et  $\theta_1 \approx \theta_2$ .

## **VI. Combinaison entre les techniques RBS et Pixe dans le cas particulier des cibles minces**

Dans le cas d'une cible mince, le calcul de la section efficace d'émission X induite par les particules chargées nécessite la connaissance de l'épaisseur de la cible. En combinant la technique RBS et la Pixe, on peut se passer de la détermination de l'épaisseur de la cible.

Pour le cas de la RBS le nombre de particules rétrodiffusées est donné par :

$$dN_c = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_R I n dx d\Omega \quad [I-44]$$

$$n dx = \frac{dN_c}{\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_R I d\Omega} \quad [I-45]$$

$(d\sigma / d\Omega)_R$  : section efficace de Rutherford

$ndx$  : nombres d'atomes cible par unité de surface

$d\Omega$  : angle solide

$I$  : nombre de particules incidentes heurtant la cible

Pour le cas de la PIXE, la section efficace d'émission X induite par les particules chargées pour une raie caractéristique d'un élément est donnée par :

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_x = \frac{dN_x}{I n dx d\Omega} \quad [I-46]$$

$dN_x$  : est l'aire sous le pic d'une raie caractéristique d'un élément

En remplaçant  $ndx$  dans l'équation [I-46], on obtient :

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_x = \frac{dN_x \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_R}{dN_c} \quad [I-47]$$

C'est la section efficace d'émission X induite par les particules chargées dans le cas d'une cible mince

**VII. Description des méthodes utilisées pour la détermination de  $E_1$  et de l'épaisseur de la cible**

Différentes méthodes sont utilisées pour la détermination de l'épaisseur de la cible

1. méthode à partir du rapport (Aire (RBS de la couche))/ Hauteur du signal RBS sur le substrat (celle-ci est décrite dans le troisième chapitre)
2. analyse du spectre RBS avec le code RUMP (celui-ci est décrit dans le troisième chapitre)
3. analyse à l'aide d'un code de calcul utilisant différentes méthodes pour déterminer  $E_1$  et donc l'épaisseur de la cible.

Dans le code de calcul que nous avons utilisé, nous avons introduit différentes méthodes pour déterminer l'énergie  $E_1$  qui permet de calculer  $\bar{E}_{all}$  et  $\bar{E}_{ret}$  (équations I-39 et I-40) et par conséquent déterminer l'épaisseur de la cible. On distingue deux autres méthodes: les méthodes lourdes qui nécessitent de faire appel à un micro-ordinateur et les méthodes simples qui par un simple calcul peuvent être appliquées. Ces différentes méthodes lourdes et simples sont récapitulées dans les tableaux 2 et 3.

Nous remarquons dans le tableau 2 que l'expression de l'énergie  $E_1$  de l'équation [1] dans l'approximation de l'énergie de surface est fonction de  $kE_0$ . Cette énergie n'est pas reliée à l'épaisseur de la cible, c'est pour cela que cette expression ne peut pas être utilisée. Dans ce cas on prend l'expression de l'équation 2 qui est reliée à l'épaisseur de la cible à travers l'énergie  $E_2$ .

**Tableau 2 : Méthodes simples**

	<u>Expressions utilisées pour calculer <math>E_1</math></u>	<u>Expressions utilisées pour calculer l'épaisseur</u>
Approximation de l'énergie de surface	$E_1 = \frac{(1/\cos \theta_1) + (1/\cos \theta_2)}{(k/\cos \theta_1) + (1/\cos \theta_2)} k E_0 \quad (1)$ $E_1 = \frac{(k/\cos \theta_1)E_0 + (1/\cos \theta_2)E_2}{(k/\cos \theta_1) + (1/\cos \theta_2)} \quad (2)$	$Ndx^{(1)} = \frac{\Delta E}{\frac{K}{\cos \theta_1} \varepsilon(\bar{E}_{all}) + \frac{1}{\cos \theta_2} \varepsilon(\bar{E}_{ret})} \rightarrow$ $\rightarrow \{ \text{déterminer } E_1(\text{équation}(2)) \Rightarrow \bar{E}_{all}; \bar{E}_{ret} \}$
Approximation de l'énergie moyenne	$E_1 = \frac{(k/\cos \theta_1)E_0 + (1/\cos \theta_2)E_2 + \frac{\Delta E/2}{(k/\cos \theta_1) + (1/\cos \theta_2)} *}{(-k/\cos \theta_1) + (n/\cos \theta_2)}$ $k + n$ $n = \frac{\Delta E_{retour}}{\Delta E_{aller}} \approx \frac{\varepsilon(E_2)}{\varepsilon(E_0)}$	$\bar{E}_{aller} = \frac{1}{2} (E_0 + E_1)$ $\bar{E}_{retour} = \frac{1}{2} (kE_1 + E_2)$ $Ndx^{(2)} = \frac{\Delta E}{\frac{K}{\cos \theta_1} \varepsilon(\bar{E}_{aller}) + \frac{1}{\cos \theta_2} \varepsilon(\bar{E}_{retour})}$
Approximation de l'énergie moyenne symétrique	$\frac{\Delta E}{2} = \Delta E_{all} = \Delta E_{ret}$ $E_1 = E_0 - \frac{\Delta E}{2}$	$\bar{E}_{aller} = \left( E_0 - \frac{\Delta E}{4} \right)$ $\bar{E}_{retour} = \left( E_2 + \frac{\Delta E}{4} \right)$ $Ndx^{(3)} = \frac{\Delta E}{\frac{K}{\cos \theta_1} \varepsilon(\bar{E}_{aller}) + \frac{1}{\cos \theta_2} \varepsilon(\bar{E}_{retour})}$

**Tableau 3 : méthodes lourdes**

	<b>Expressions utilisées pour calculer <math>E_1</math></b>	<b>Expressions utilisées pour calculer l'épaisseur</b>
Développement de Taylor	$\frac{(E_0 - E_1)}{(kE_1 - E_2)} = \frac{\varepsilon(\bar{E}_{\text{aller}})}{\varepsilon(\bar{E}_{\text{retour}})} \beta^{-1}$ $\beta = \frac{\cos \theta_1}{\cos \theta_2}$ <p>Utilisant le développement de <math>\varepsilon(E)</math> en série de Taylor au voisinage de <math>E_0</math> et <math>E_2</math> on obtient une équation de second degré</p> $aE_1^2 + bE_1 + c = 0$ $a = \frac{1}{2}k[\varepsilon'(E_0)\beta^{-1} + \varepsilon'(E_2)]$ $b = \frac{1}{2}k[\varepsilon(E_0)\beta^{-1} + \varepsilon(E_2)] - \frac{1}{2}(kE_0 + E_2)[\varepsilon'(E_2) + \varepsilon'(E_0)\beta^{-1}]$ $c = \frac{1}{2}E_0E_2[\varepsilon'(E_0)\beta^{-1} + \varepsilon'(E_2)] - E_0\varepsilon(E_2) - E_2\varepsilon(E_0)\beta^{-1}$ <p>c'est une méthode introduite par Chu et Ziegler [13]</p>	$\bar{E}_{\text{aller}} = \frac{1}{2}(E_0 + E_1)$ $\bar{E}_{\text{retour}} = \frac{1}{2}(kE_1 + E_2)$ $Ndx^{(4)} = \frac{\Delta E}{\frac{K}{\cos \theta_1} \varepsilon(\bar{E}_{\text{aller}}) + \frac{1}{\cos \theta_2} \varepsilon(\bar{E}_{\text{retour}})}$
Méthode intégrale	On utilise une boucle Do avec itération sur $E_1$ jusqu'à l'égalité des deux membres	$x = \cos \theta_1 \int_{E_0}^{E_1} dE / (dE / dx)$ $= \cos \theta_2 \int_{kE_1}^{E_2} dE / (dE / dx)$
Méthode itérative	Diviser la cible en n tranches élémentaires d'épaisseurs $\Delta x$ égales, pour la première tranche l'énergie $E_1$ est calculé en utilisant l'approximation de l'énergie de surface, même chose pour le deuxième tranche et ainsi de suite Ceci étant fait pour le trajet aller même chose pour le trajet retour	${}_{n+1}E_1 = {}_nE_1 - \frac{dE}{dx} \Big _{{}_nE_1} \left( \frac{x}{\cos \theta_1} \right)$ <p>pour le trajet aller</p>

## Chapitre II

# Interaction des photons avec la matière

## I. Introduction

L'atténuation des photons dans la matière suit la loi de Lambert [14] qui exprime l'intensité  $I$  des photons transmis en fonction de l'intensité initiale  $I_0$ , du coefficient d'atténuation linéaire  $\mu$  et de l'épaisseur  $x$  de l'absorbant  $I=I_0 \exp(-\mu x)$ .

Ils interagissent avec la matière selon plusieurs processus, on distingue deux types d'interactions : interactions majeures et mineures.

Parmi les interactions majeures, il y a l'effet photoélectrique, la diffusion Compton et la création de paires, alors que la diffusion de Rayleigh [15] est considérée comme une interaction mineure.

Les photons qui sont des ondes électromagnétiques, se répartissent selon leurs fréquences, des rayons  $\gamma$  aux ondes hertziennes (Figure II-1). Les plus utilisées en analyse sont les  $\gamma$  et les rayons X.

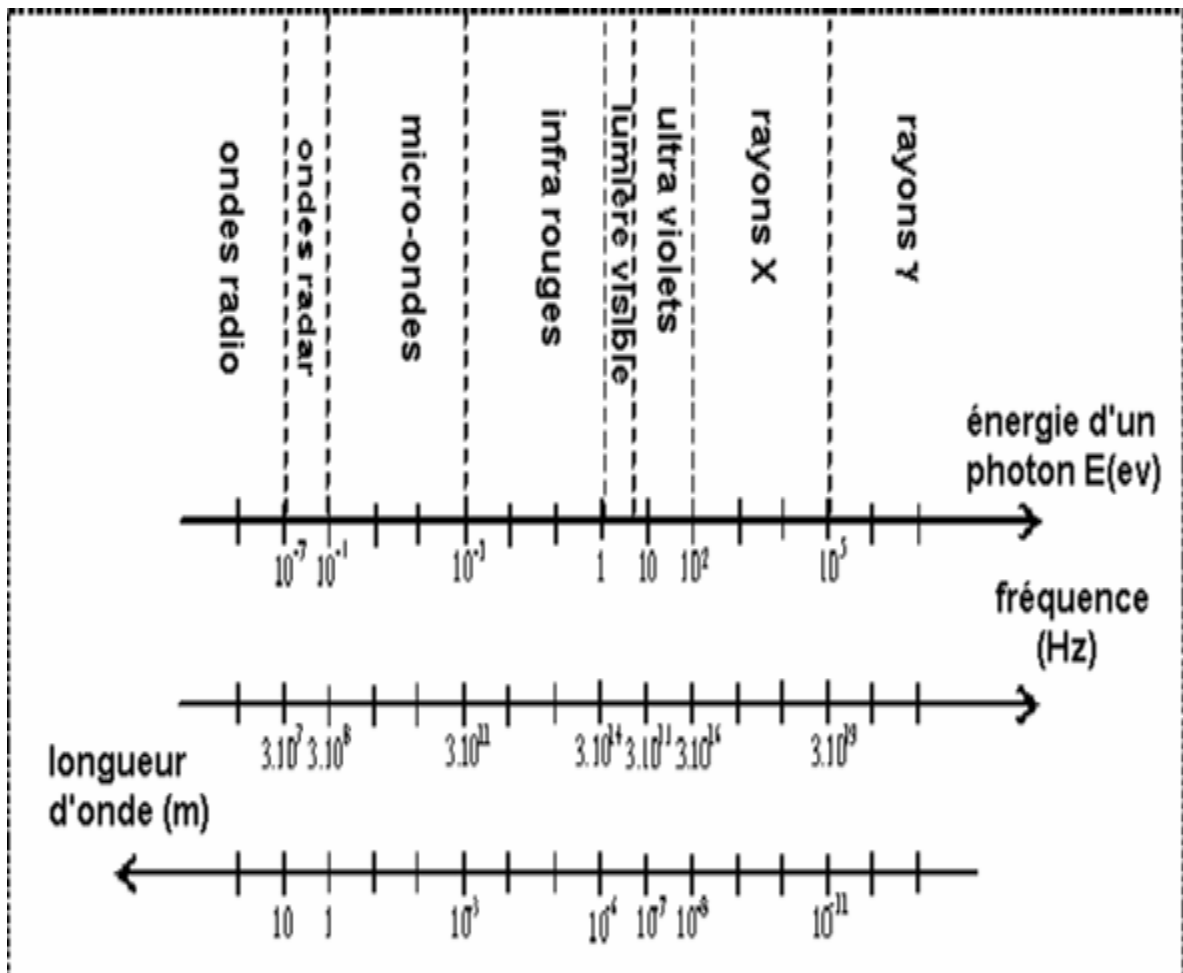


Figure II-1 spectre des ondes électromagnétiques

## II. Atténuation des photons dans la matière

Lorsqu'un faisceau de photons traverse un absorbant d'épaisseur  $dx$ , la variation de l'intensité  $dI$  est proportionnel à l'épaisseur  $dx$  et à l'intensité incidente  $I$  [14]

On a donc

$$dI = -\mu I dx \quad [II-1]$$

L'intégration de l'équation [II-1] donne :

$$I = I_0 \exp(-\mu x) \quad [II-2]$$

Avec

$I_0$ : Intensité incidente,  $I$ : Intensité transmise,  $\mu$ : Coefficient d'atténuation linéaire (ou section efficace macroscopique totale) et  $x$ : épaisseur de l'absorbant.

Comme le produit  $\mu \cdot x$  doit être sans dimension,  $\mu$  est exprimé soit en  $\text{cm}^{-1}$ ,  $\text{cm}^2/\text{g}$ ,  $\text{cm}^2/\text{atome}$  ou  $\text{cm}^2/\text{électron}$ , selon que l'épaisseur  $x$  est exprimée en  $\text{cm}$ ,  $\text{g}/\text{cm}^2$ ,  $\text{atomes}/\text{cm}^2$  ou  $\text{électrons}/\text{cm}^2$

Pour indiquer l'unité utilisée nous employons  ${}_e\mu$  pour une valeur en  $\text{cm}^2/\text{électron}$ ,  ${}_a\mu$  pour une valeur en  $\text{cm}^2/\text{atome}$ ,  $\mu/\rho$  pour une valeur en  $\text{cm}^2/\text{g}$  et  $\mu$  pour une valeur en  $\text{cm}^{-1}$

On peut exprimer les trois derniers termes en fonction de  ${}_e\mu$

Nous avons :

$${}_a\mu \left[ \frac{\text{cm}^2}{\text{atome}} \right] = Z \quad {}_e\mu \quad [II-3]$$

$$\frac{\mu}{\rho} \left[ \frac{\text{cm}^2}{\text{g}} \right] = \mathcal{N} \left( \frac{Z}{A} \right) \quad {}_e\mu \quad [II-4]$$

$$\mu [\text{cm}^{-1}] = \rho \mathcal{N} \left( \frac{Z}{A} \right) \quad {}_e\mu \quad [II-5]$$

${}_a\mu$  : Coefficient d'absorption atomique

$\mu/\rho$  : Coefficient d'absorption massique

$Z$ : Numéro Atomique

$A$ : Poids Atomique

$\mathcal{N}$  : Nombre d'Avogadro

$\rho$ : Masse volumique en  $\text{g}/\text{cm}^3$

L'interaction des rayons X ou gamma se fait selon trois processus principaux indépendant l'un de l'autre : l'effet photoélectrique, l'effet Compton et la création de paire.

L'équation [II-1] peut être réécrite pour chacun des processus d'interaction

$$(dI)_{\text{compton}} = -\sigma I dx \quad [II-6]$$

$$(dI)_{\text{photoel}} = -\tau I dx \quad [II-7]$$

$$(dI)_{\text{prod.paire}} = -\kappa I dx \quad [II-8]$$

Avec

$\sigma$  : section efficace macroscopique de l'effet Compton,  $\tau$  : section efficace macroscopique de l'effet photoélectrique et  $\kappa$  : section efficace macroscopique de création de paire électron positron ( $e^- - e^+$ ).

Le changement total de l'intensité quand on tient compte des trois processus est donné par l'équation :

$$(dI) = -(\sigma + \tau + \kappa) I dx = -\mu I dx \quad [\text{II-9}]$$

Avec

$$\mu = \sigma + \tau + \kappa \quad [\text{II-10}]$$

$\mu$  : représente le coefficient d'absorption totale qui est la somme des coefficients d'absorption photoélectrique, Compton et création de paires ( $e^- - e^+$ ).

### III. Processus d'interactions

#### III.1 Effet Photoélectrique

Il se produit lorsqu'un électron lié, d'une couche interne, d'un atome de la cible absorbe toute l'énergie du photon. Cela n'est possible que si l'énergie de ce photon est supérieure à l'énergie de liaison de l'électron à son noyau, ce dernier appelé photoélectron est éjecté du cortège électronique de l'atome avec une énergie cinétique  $T_e$  [Figure II-2] donnée par :

$$T_e = h\nu - E_L \quad [\text{II-11}]$$

$h\nu$  : Energie du photon,

$E_L$  : Energie de liaison,

$T_e$  : Energie cinétique de l'électron expulsé,

Les photoélectrons sont émis dans toutes les directions de l'espace, leurs émissions dépendent de l'énergie  $h\nu$  du photon incident, pour les photons de basse énergie, la distribution est pratiquement symétrique par rapport à  $\beta=90^\circ$  où  $\beta$  est l'angle entre la direction du photon incident et celle de l'électron émis. Plus l'énergie du photon est grande, plus grande sera la probabilité que les photoélectrons soient émis dans la même direction que le photon incident.

En effet les photoélectrons de 20 keV ont une probabilité maximale d'être émis à  $70^\circ$ , alors que les photoélectrons de 500 keV ont une probabilité maximale d'être émis à  $25^\circ$ . Donc au fur et à mesure que  $h\nu$  croît  $\beta$  tend vers zéro (Figure II-3) [14].

L'effet photoélectrique est le mode d'interaction prédominant des rayonnements X ou  $\gamma$  de faible énergie ( $\leq 100$  keV). Il est très favorisé dans les milieux de numéro atomique élevé et décroît très vite quand l'énergie du photon incident augmente.

On observe des discontinuités des sections efficaces lorsque  $h\nu$  atteint une valeur égale à l'énergie de liaison des électrons d'une couche (absorption résonante). Si le photon incident possède une énergie supérieure à l'énergie de liaison de la couche K, c'est essentiellement avec les électrons K (plus de 80%) que se produit l'effet photoélectrique.

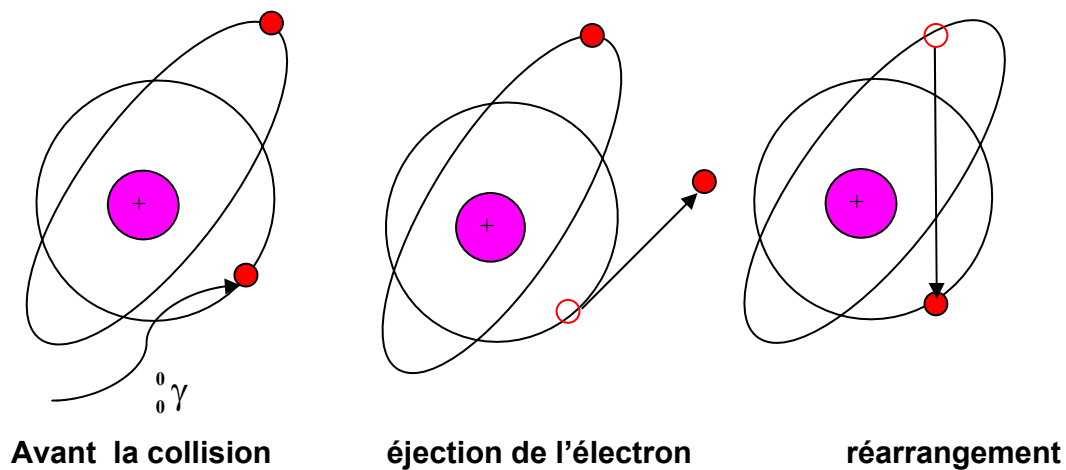


Figure II-2: Effet Photoélectrique

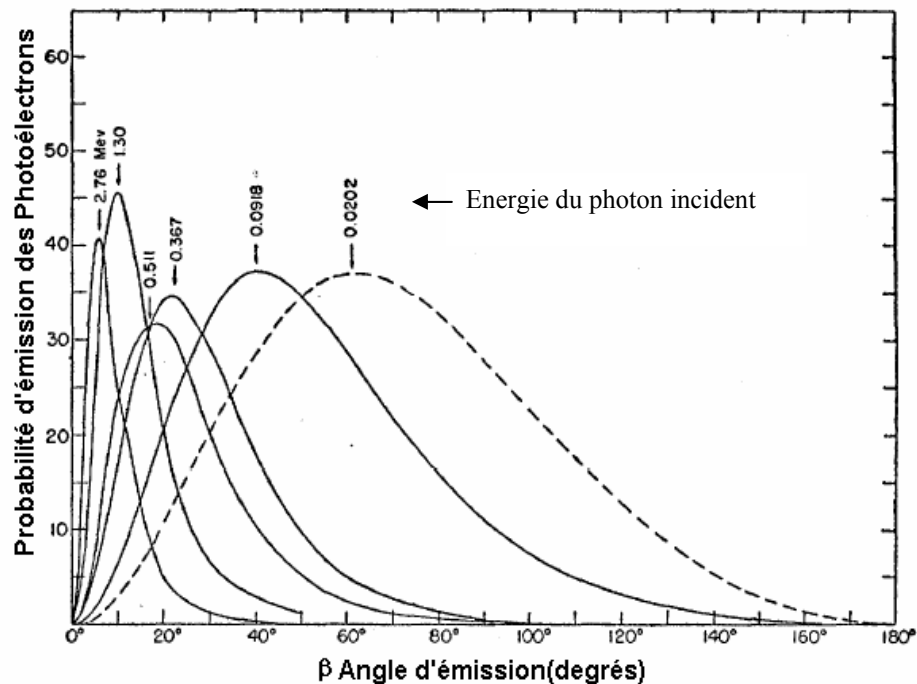
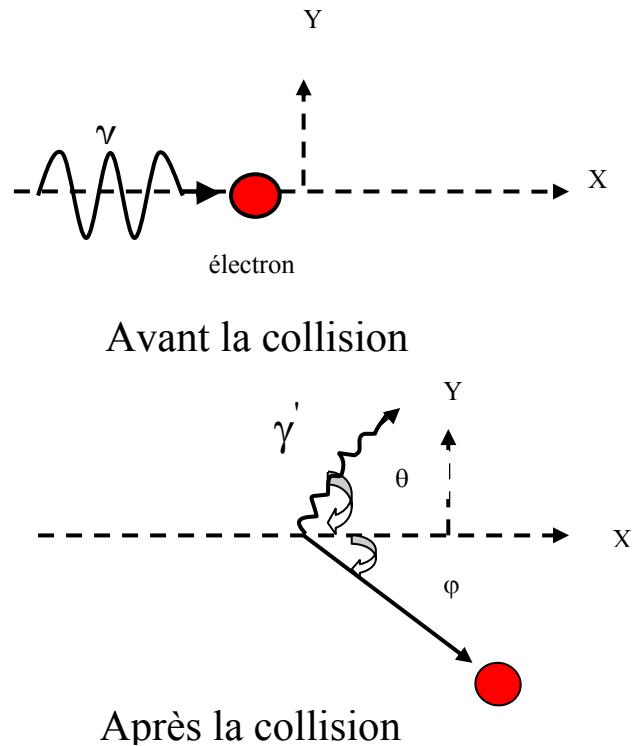


Figure II-3 : Probabilité d'émission des photoélectrons en fonction de l'angle d'émission [14]

### III.2 Effet Compton

Dans l'effet Compton (ou diffusion incohérente) découvert en 1923 par Arthur Compton [Figure II-4], le photon interagit avec un électron libre ou faiblement lié du milieu (énergie de liaison de l'électron négligeable). Ce dernier est éjecté avec une énergie cinétique  $T_e$  dans une direction faisant un angle  $\varphi$  compris entre  $0^\circ$  et  $90^\circ$  avec la direction du photon incident. Le photon est alors diffusé avec une énergie  $h\nu'$  inférieure à l'énergie incidente  $h\nu$  dans une direction faisant un angle  $\theta$  compris entre  $0^\circ$  et  $180^\circ$  avec la direction du photon incident.



**Figure II-4 : Effet Compton**

Un photon peut subir plusieurs diffusions Compton successives, en perdant progressivement de l'énergie jusqu'à ce qu'il soit absorbé totalement.

En appliquant les lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement On obtient :

(1) L'expression de l'énergie du photon diffusé en fonction de l'énergie incidente et de l'angle de diffusion  $\theta$  :

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \quad [\text{II-12}]$$

Avec

$$\left( E_{\gamma} = h\nu ; E_{\gamma'} = h\nu' ; \alpha = \frac{h\nu}{m_0 c^2} \right) \quad [\text{II-13}]$$

$m_0 c^2 = 0.511 \text{ Mev}$  (énergie au repos de l'électron)

(2) L'énergie cinétique de l'électron:

$$T_e = h\nu \left( 1 - \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \right) \quad [\text{II-14}]$$

(3) L'angle d'émission  $\varphi$  de l'électron

$$\cot g(\varphi) = (1 + \alpha) \operatorname{tg} \left( \frac{\theta}{2} \right) \quad [\text{II-15}]$$

**Cas particulier**

- Pour un choc frontal  $\varphi=0^0$  et  $\theta=180^0$ , l'énergie cinétique de l'électron est maximale et l'énergie du photon rétrodiffusée est donc minimale

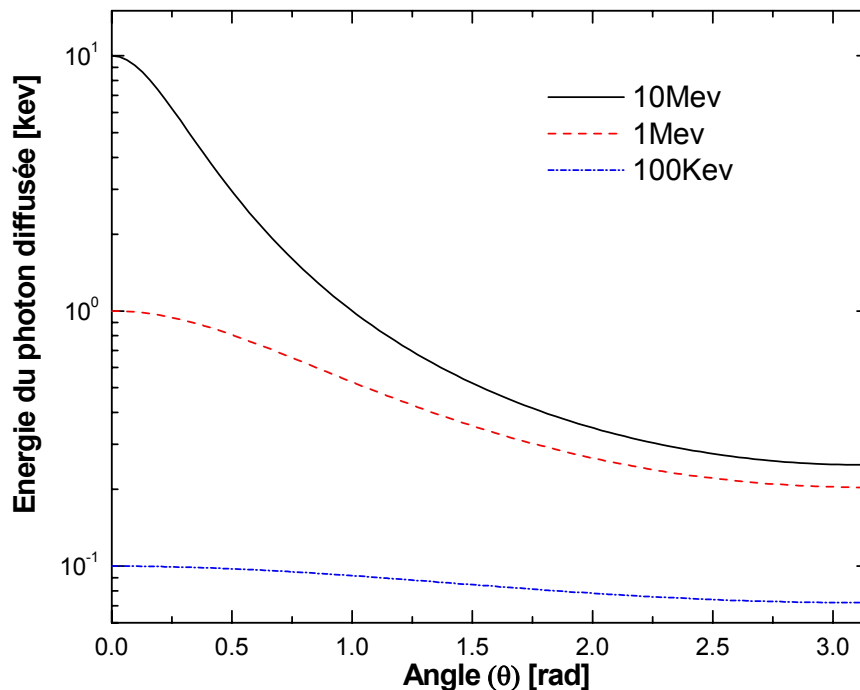
$$T_{e^- \text{ max}} = E_\gamma \left( \frac{2\alpha}{1+2\alpha} \right) \quad [\text{II-16}]$$

$$E_{\gamma' \text{ min}} = \left( \frac{E_\gamma}{1+2\alpha} \right) \quad [\text{II-17}]$$

- Pour un choc tangential  $\varphi=90^0$  et  $\theta=0^0$ , l'énergie cinétique de l'électron est nulle, alors que l'énergie du photon diffusé est maximale et égale à l'énergie du photon incident (pas d'effet Compton)

Pour les énergies  $h\nu$  faibles, la diffusion dépend peu de l'angle  $\theta$ . Par contre, aux énergies élevées, les photons sont diffusés préférentiellement vers l'avant.

La figure II-5 montre l'énergie du photon diffusée en fonction de l'angle de diffusion  $\theta$ .



**Figure II-5 : Energie du photon diffusée en fonction de l'angle de diffusion pour trois énergies de photons incidents (100keV, 1Mev, 10Mev)**

**III.3 Création des Paires Electron-Positron**

Le photon au voisinage du champ d'un noyau atomique de masse  $M_x$  peut se matérialiser en paire électron - positron.

En appliquant les lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement on obtient l'expression de l'énergie minimale correspondant à la création d'une paire ( $e^- e^+$ ) au repos

$$h\nu_{\text{min}} = 2m_0 c^2 \left( 1 + \frac{m_0 c^2}{M_x c^2} \right) \quad [\text{II-18}]$$

$M_x$  est la masse du noyau (ou de l'électron)

Si le photon incident possède plus d'énergie qu'il n'est nécessaire pour produire une paire, l'énergie en excès est transmise à la paire d'électrons sous forme d'énergie cinétique. Ce processus ne peut avoir lieu qu'en présence de la matière.

On peut aussi avoir création de paire électron- positron au voisinage du champ des électrons lorsque l'énergie du photon incident est supérieure à  $4 m_0 c^2$ .

Pour des photons d'énergie incidente inférieure à une dizaine de Mev, la création de paire au voisinage des électrons est considérée comme négligeable par rapport à la création de paire au voisinage du noyau.

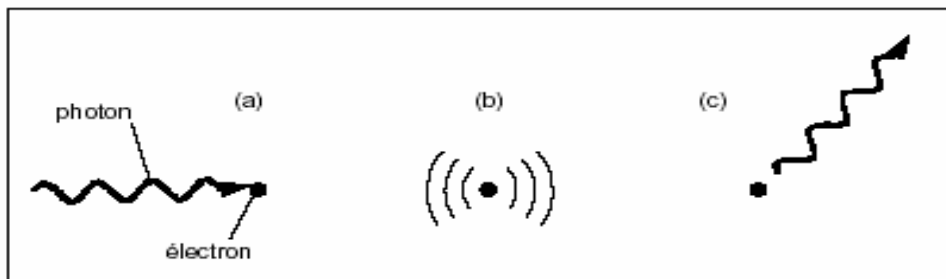
#### IV. Interactions mineures des photons avec la matière

##### IV.3 Diffusion de Rayleigh

A faible énergie du photon incident, lorsque sa longueur d'onde devient du même ordre de grandeur que la dimension de l'atome, le photon incident interagit avec tous les électrons de l'atome qui se mettent à osciller en phase avant d'émettre un photon de même énergie que le photon incident. Cette diffusion élastique est connue sous le nom diffusion de Rayleigh ou diffusion cohérente.

##### IV.2 Diffusion de Thomson

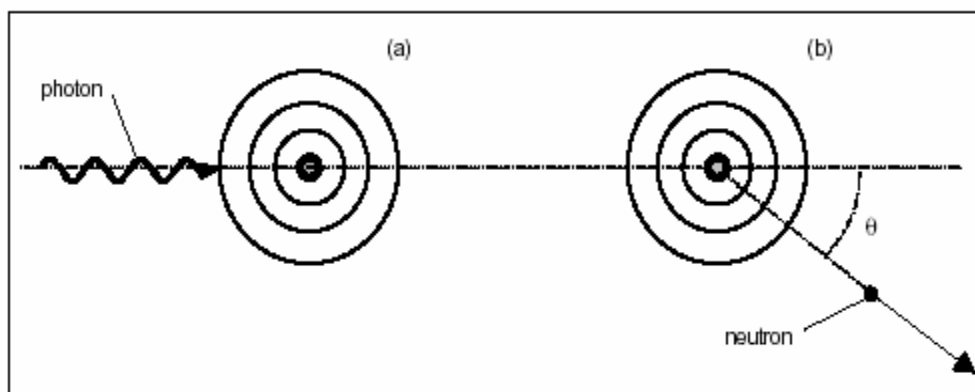
C'est une diffusion élastique d'un photon par un électron libre, elle concerne les photons de faible énergie qui sont absorbés par un électron atomique. Celui-ci est mis en oscillation forcée, réémet un photon de même énergie que le photon incident (Figure II-6).



**Figure II-6 : Lors d'une diffusion Thomson, un photon incident est absorbé par un électron (a), qui se met à osciller (b), puis émet un photon de même énergie que le photon incident(c)**

##### IV.3 Absorption Photonucléaire

L'effet photonucléaire (Figure II-7) est très similaire à l'effet photoélectrique, il se rapporte à l'absorption d'un photon incident par le noyau avec émission d'un ou de plusieurs nucléons.



**Figure II-7: réaction photonucléaire dans laquelle un photon est absorbé par un noyau (a), l'énergie absorbé permet l'éjection d'un nucléon**

Après éjection d'une partie de ses constituants, le noyau se trouve dans un état excité. Il se désexcite en émettant un rayonnement gamma. Ce processus se produit lorsque l'énergie du photon incident se situe entre 5Mev et 40 Mev. Les noyaux ainsi formés sont radioactifs

### V. Sections Efficaces d'interaction des photons avec la matière

Au début du 20<sup>ème</sup> siècle, plusieurs expressions empiriques ont été suggérées pour calculer le coefficient d'absorption. Cependant aucune expression n'a été donnée pour représenter le coefficient d'absorption pour tous les éléments en couvrant une grande gamme d'énergie des photons incidents.

Toutes les formules de cette époque s'écrivaient sous la forme suivante [16]:

$$\mu = C\lambda^m Z^n + b \quad \text{[II-19]}$$

Nous reportons dans le tableau ci-dessous quelques unes de ces expressions empiriques.

<b>Bragg et Pierce [17]</b>	${}_a\mu = CZ^4\lambda^{\frac{5}{2}}$
<b>Hull et Rice [18] [32kev-103kev]</b>	$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{AL} = 14.9\lambda^3 + 0.12$
<b>Richtmyer [19] Al, Ag, Cu, Mo, Pb [18kev-95kev]</b>	${}_a\mu = 2.29 * 10^{-27} Z^4\lambda^3$

En 1952 Davisson et Evans élaboraient une étude détaillée concernant les coefficients d'absorption des photons dans la matière. Cette étude est devenue une référence de base dans le domaine de l'interaction des photons avec la matière.

#### V.1 Section Efficace de l'Effet Photoélectrique

Les analyses théoriques du processus photoélectrique ont été faites, cependant les solutions des équations sont difficiles à obtenir à cause de la complexité des équations relativistes de Dirac dont il est fait usage pour les électrons se trouvant dans les états liés.

Les résultats théoriques des sections efficaces par effet photoélectrique ont été divisés en trois gammes d'énergies des photons, les énergies supérieures à 2 Mev, celles situées entre [0.35 Mev - 2 Mev] et celles au dessous de 0.35 Mev. Dans ce travail nous nous limitons aux expressions données de la section efficace par effet photoélectrique pour les énergies des photons inférieures à 0.35 Mev.

Pour les énergies inférieures ou égales à 0.35 Mev, l'expression du coefficient totale d'absorption photoélectrique pour les deux électrons de la couche K est donné par Heitler [20] :

$${}_a\tau_k = \varphi_0 Z^5 \left(\frac{1}{137}\right)^4 4\sqrt{2}(n)^{\frac{7}{2}} \quad \text{[II-20]}$$

$$n = \frac{m_e c^2}{h\nu} \quad [\text{II-21}]$$

$$\varphi_0 = \frac{8\pi r_0^2}{3} \quad [\text{II-22}]$$

$h\nu$  : énergie du photon

$Z$  : numéro atomique

$\varphi_0$  : Section Efficace de Thomson ( $0.66525 \cdot 10^{-24}$  cm<sup>2</sup> par électron)

$r_0$  : rayon classique de l'électron

Si l'énergie des photons s'approche de celle des électrons de la couche K, l'énergie de liaison ne peut être négligée et le coefficient d'absorption photoélectrique doit être multiplié par un facteur  $f(\xi)$  donné par Stobbe[21]:

$$f(\xi) = 2\pi \left( \frac{E_B}{h\nu} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{e^{-4\xi \operatorname{arctg} \xi}}{1 - e^{-2\pi\xi}} \quad [\text{II-23}]$$

Avec

$$\xi = \left[ \frac{E_B}{(h\nu - E_B)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad [\text{II-24}]$$

Les valeurs du coefficient d'absorption photoélectrique calculées à partir de l'équation (II-20) sont représentées sur la Figure II-8

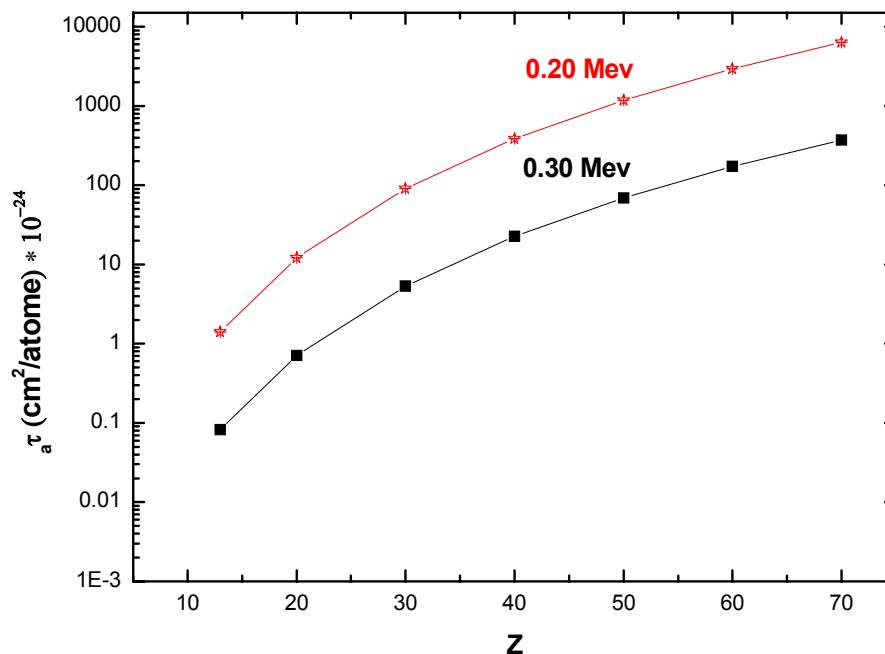


Figure II-8: Coefficient d'Absorption Photoélectrique en fonction du Numéro Atomique Z

### V.2 Section Efficace de l'Effet Compton

Les théories de l'électrodynamique quantique ont été appliquées par Klein et Nishina [22] en 1929 pour décrire la diffusion d'un photon sur un électron libre. Le résultat principal de leurs travaux est connu sous le nom d'équation de Klein-Nishina :

$$I = I_0 \frac{e^4}{2m_0^2 c^4 r^2} \frac{1 + \cos^2 \theta}{[1 + \alpha(1 - \cos \theta)]^3} \left\{ 1 + \frac{\alpha^2 (1 - \cos \theta)^2}{(1 + \cos^2 \theta)[1 + \alpha(1 - \cos \theta)]} \right\} \quad [\text{II-25}]$$

$I_0$  : intensité du faisceau incident

$I$  : intensité du faisceau diffusé à un angle  $\theta$  et à une distance  $r$  de l'électron

$\theta$  : angle de diffusion et  $\alpha = h\nu/m_0c^2$

L'équation (II-25) peut être réécrite:

$$I = \frac{I_0}{r^2} \frac{h\nu'}{h\nu} k(\theta) \quad [\text{II-26}]$$

$$k(\theta) = \frac{d_e \sigma(\theta)}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left\{ \frac{1}{[1 + \alpha(1 - \cos \theta)]^2} \left[ 1 + \cos^2 \theta + \frac{\alpha^2 (1 - \cos \theta)^2}{[1 + \alpha(1 - \cos \theta)]} \right] \right\} \quad [\text{II-27}]$$

$k(\theta)$  : Probabilité (section efficace) qu'un photon d'énergie  $h\nu$  soit diffusé avec un angle  $\theta$  par unité d'angle solide  $\Omega$

Avec  $r_0 = e^2/m_0c^2$  rayon classique de l'électron ( $r_0 = 2.818 \cdot 10^{-15} \text{m}$ )

Dans le cas où  $\alpha$  est petit, c'est-à-dire pour des énergies faibles, l'équation (II-27) se réduit à :

$$k(\theta) = \frac{r_0^2}{2} (1 + \cos^2 \theta) \quad [\text{II-28}]$$

C'est l'équation de Thomson [23]

En remplaçant  $d\Omega$  par  $\sin \theta d\theta d\varphi$  dans l'équation (II-27) et en intégrant celle ci entre 0 et  $\pi$  pour  $\theta$  et entre 0 et  $2\pi$  pour  $\varphi$

$${}_e\sigma(\theta) = \int_0^\pi k(\theta) \sin \theta d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi \quad [\text{II-29}]$$

Nous obtenons l'équation suivante:

$${}_e\sigma = 2\pi r_0^2 \left\{ \frac{1 + \alpha}{\alpha^2} \left[ \frac{2(1 + \alpha)}{1 + 2\alpha} - \frac{1}{\alpha} \ln(1 + 2\alpha) \right] + \frac{1}{2\alpha} \ln(1 + 2\alpha) - \frac{1 + 3\alpha}{(1 + 2\alpha)^2} \right\} \quad [\text{II-30}]$$

${}_e\sigma$  : étant la section efficace totale de l'effet Compton

Les valeurs calculées de  ${}_e\sigma$  (équation II-30) dans la gamme d'énergies [0.01Mev-10Mev] sont représentées sur la Figure II-9

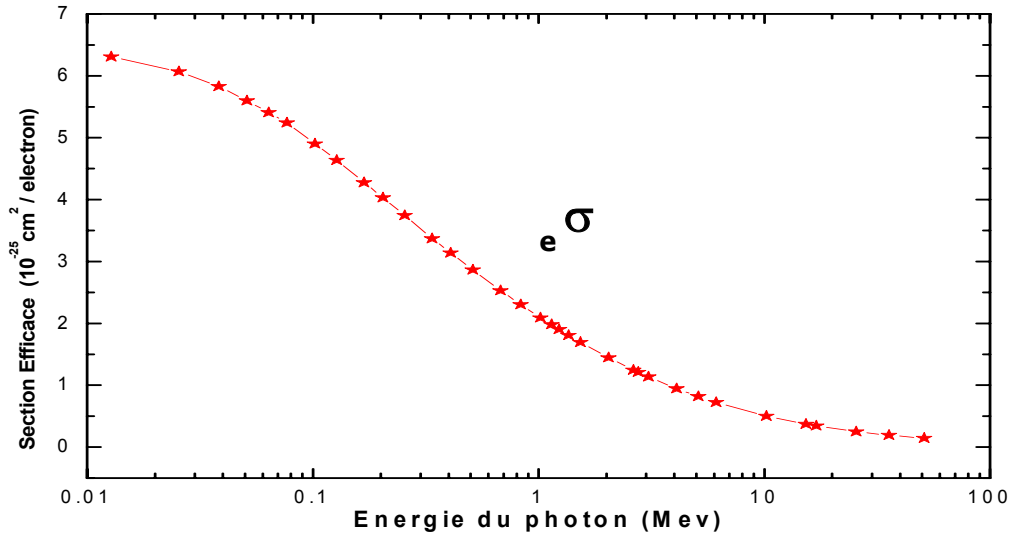


Figure II-9 : Section Efficace d'effet Compton [14]

La figure (II-10) représente la distribution angulaire du photon diffusé. A très faible énergie des photons incidents, la probabilité pour qu'un photon soit diffusé dans toute les directions est la même. Cependant à très haute énergie des photons incidents, la probabilité est plus grande pour qu'un photon soit diffusé vers les angles avant.

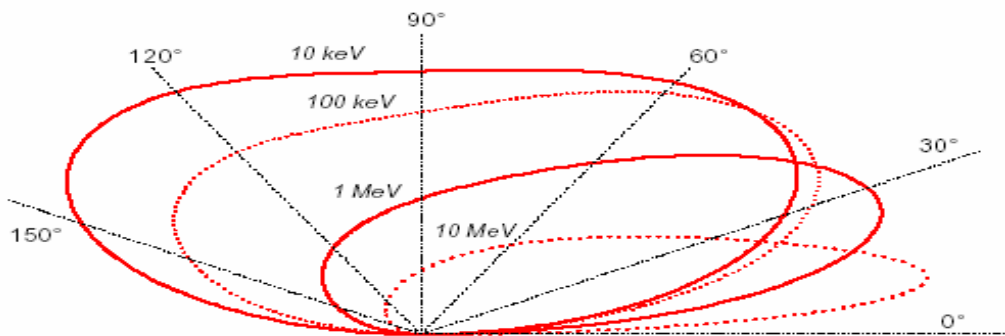


Figure II-10 : Distribution angulaire du photon diffusé lors d'une interaction Compton, les énergies indiquées se rapportent à l'énergie du photon incident [14]

**V.3 Section Efficace de création de paires électron- positron**

Aux énergies plus grandes que  $2m_0c^2$ , l'absorption des photons par le processus de production de paire doit être pris en considération. En utilisant l'approximation de Born pour lequel l'interaction entre l'électron et le noyau est considérée comme une petite perturbation, une analyse théorique du processus de création de paires ( $e^-e^+$ ) a été faite par Bethe et Heitler [24].

Ils ont obtenu l'équation (II-31) pour la section efficace de création d'un positron avec une énergie totale comprise entre  $E_+$  et  $E_+ + dE_+$

$$\sigma_{K_{E_+}} dE_+ = \phi \frac{P_+ P_-}{(h\nu)^3} dE_+ \left\{ \left[ -\frac{4}{3} - 2E_+ E_- \frac{P_+^2 + P_-^2}{P_+^2 P_-^2} + mc^2 \left( \frac{E_+ \varepsilon_-}{P_-^3} + \frac{\varepsilon_+ E_-}{P_+^3} - \frac{\varepsilon_+ \varepsilon_-}{P_+ P_-} \right) \right] + \left[ \frac{(h\nu)^2}{P_+^3 P_-^3} (E_+^2 E_-^2 + P_+^2 P_-^2) - \frac{8E_+ E_-}{3P_+ P_-} - \frac{m^2 c^4 h\nu}{2P_+ P_-} \right] \right\} \quad [II-31]$$

Avec

$$\left\{ \begin{array}{l} E_- = h\nu - E_+, \varepsilon_+ = 2 \ln \left[ \frac{(E_+ + P_+)}{m_0 c^2} \right], \varepsilon_- = 2 \ln \left[ \frac{(E_- + P_-)}{m_0 c^2} \right], \\ L = 2 \ln \left[ \frac{(E_+ E_- + P_+ P_- + m_0^2 c^4)}{m_0 c^2 h\nu} \right], \phi = \frac{Z^2 r_0^2}{137} \end{array} \right. \quad \text{[II-32]}$$

$P_+$  et  $P_-$  sont les moments des électrons en unité d'énergie

La section efficace totale pour la production de la paire électron positron est obtenue en intégrant l'équation (II-31) sur toutes les énergies possibles du positron.

L'intégration analytique de l'équation (II-31) étant impossible, Davisson et Evans ont tracé les courbes représentant cette équation pour différentes énergies des photons incidents.

La section efficace totale de la production des paires est obtenue par le calcul de l'aire sous les courbes de la Figure II-11.

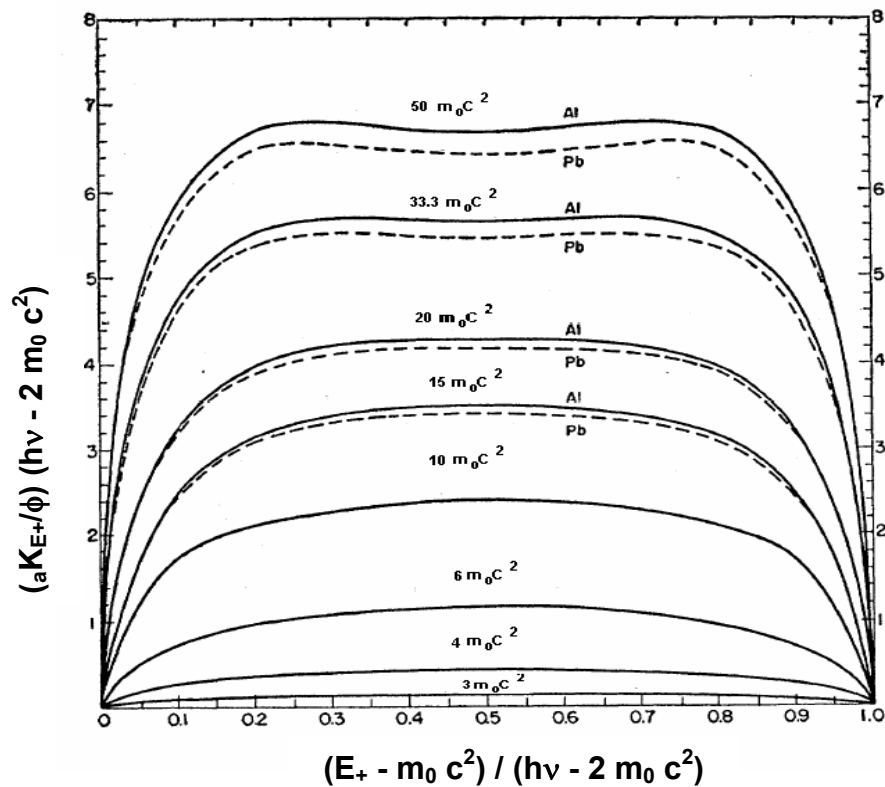


Figure II-11: Section Efficace pour la création d'un positron avec une énergie entre  $E_+$  et  $E_+ + dE_+$  [14]

L'abscisse du graphe de la Figure II-11 représente la fraction de l'énergie cinétique emportée par le positron.

Aux énergies supérieures à  $10m_0c^2$ , l'équation (II-31) n'est pas valide puisque à hautes énergies il devient de plus en plus probable que la paire se forme à une certaine distance du noyau.

Quand la distance au noyau à laquelle la production de la paire est en dehors des couches électroniques de l'atome, le champ dans lequel les paires sont créés est inférieur au champ du noyau nu par un facteur dépendant du facteur de forme atomique donc de la distribution des charges (effet d'écrantage).

En prenant ceci en considération Bethe [25] a obtenu l'équation (II-33) :

$${}_a K_{E_+} dE_+ = \left[ \frac{\phi}{(h\nu)^3} \right] dE_+ \left\{ (E_+^2 + E_-^2) \left[ \phi_1(\gamma) - \left( \frac{4}{3} \right) \ln Z \right] + \left( \frac{2}{3} \right) E_+ E_- \left[ \phi_2(\gamma) - \left( \frac{4}{3} \right) \ln Z \right] \right\} \quad [\text{II-33}]$$

Avec

$$\gamma = \left( \frac{100 m_0 c^2 h\nu}{E_+ E_- Z^{1/3}} \right) \quad [\text{II-34}]$$

$\phi_1$  et  $\phi_2$  sont des fonctions de  $\gamma$ ; leurs valeurs sont prises des courbes de Bethe et Heitler de la Figure II-12

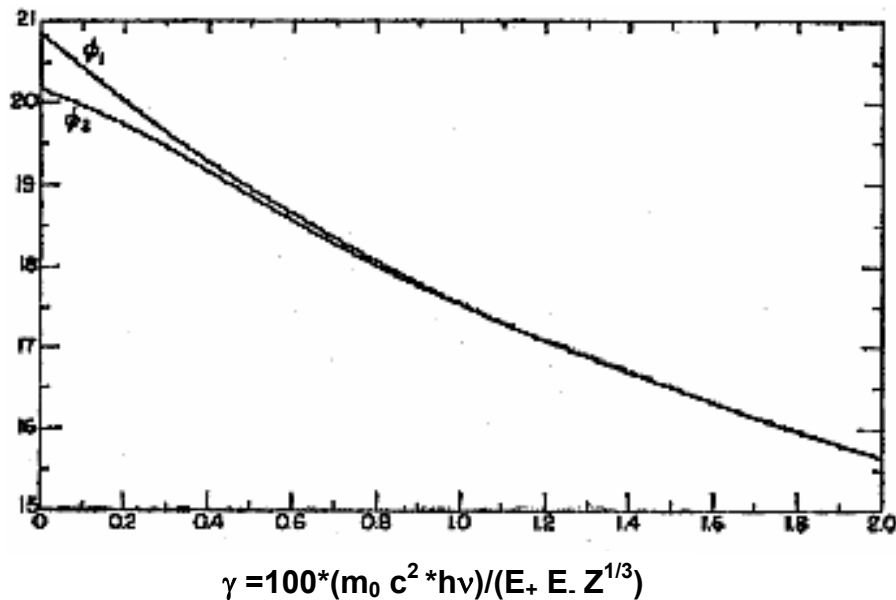


Figure II-12 : Fonctions  $\phi_1$  et  $\phi_2$  [Bethe et Heitler] [14]

Une expression plus simplifiée a été donnée par Bethe et Heitler exprimant la section efficace totale pour la création d'une paire électron-positron. Dans le cas des basses énergies des photons incidents :

$$2m_0c^2 \ll h\nu \ll \frac{137 m_0c^2}{Z^{\frac{1}{3}}} \quad \text{[II-35]}$$

Nous avons

$$\kappa = \left(\frac{1}{137}\right) r_0^2 Z^2 \left[ \frac{28}{9} \ln \left( \frac{2h\nu}{Z^{\frac{1}{3}}} \right) - \frac{218}{27} \right] \quad \text{[II-36]}$$

Dans le cas des hautes énergies des photons incidents

$$h\nu \gg \frac{137 m_0c^2}{Z^{\frac{1}{3}}} \quad \text{[II-37]}$$

Nous avons l'expression suivante :

$$\kappa = \left(\frac{1}{137}\right) r_0^2 Z^2 \left( \frac{28}{9} \ln \left( \frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}} \right) - \frac{2}{27} \right) \quad \text{[II-38]}$$

## VI. Prédominance des effets photoniques

L'importance relative des différents types d'interaction se détermine par la contribution des différentes composantes de la section efficace. En fonction de l'énergie du photon incident et du numéro atomique du milieu, l'un des processus est prédominant :

1. à faible énergie du photon incident et Z élevé prédominance de l'effet photoélectrique
2. à énergie moyenne du photon incident et Z moyen prédominance de l'effet Compton
3. à énergie élevée du photon incident et Z élevé prédominance de la production de paires. Les valeurs des sections efficaces ont été tabulées [43]

La Figure II-13 représente les mesures expérimentales des coefficients d'absorption atomique du plomb en fonction de l'énergie des photons incidents rapportés par différents travaux

En conclusion, la connaissance de la section efficace totale pour une énergie du photon incident nous permet à l'aide de la relation de Lambert  $I=I_0 e^{-\mu x}$  de déterminer l'épaisseur d'une cible.

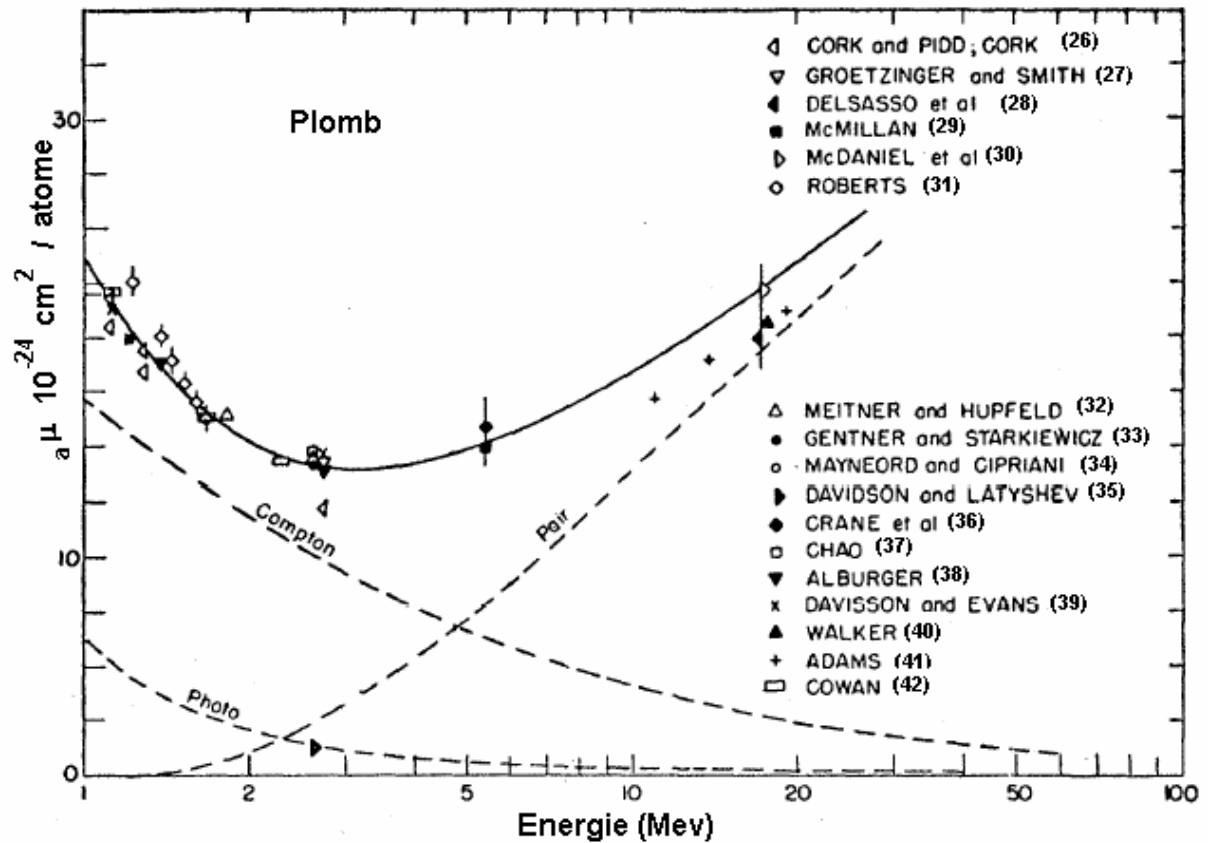


Figure II-13: coefficient d'absorption atomique du plomb en fonction de l'énergie du photon incident [14]

# Chapitre III

## Étude expérimentale, Résultats et Discussion

## **I. Introduction**

Pour déterminer l'épaisseur d'une cible, plusieurs méthodes expérimentales ont été utilisées :

1. Méthode par transmission des particules alpha issues d'une source d' $^{241}\text{Am}$  pour les cibles autoportées
2. Méthode par transmission et rétrodiffusion des particules alphas issus de l'accélérateur VAN de GRAAF
3. Méthode par atténuation des photons X d'une source de  $^{55}\text{Fe}$

Dans ce chapitre nous allons décrire comment fabriquer les cibles autoportées, après nous aborderons quelques principes généraux concernant les trois techniques de mesure de l'épaisseur, ensuite nous donnerons les résultats expérimentaux et enfin nous terminerons par une discussion des résultats.

## **II. Préparation des cibles autoportées**

Dans toute technique d'analyse la préparation des échantillons est une étape primordiale qui nécessite beaucoup d'attention parce que les résultats en dépendent.

On peut fabriquer deux types de cibles :

1. avec un support
2. sans support

Une cible autoportée est définie comme étant une cible sans substrat.

Dans ce travail nous avons utilisé une méthode de fabrication des cibles autoportées.

### **II-1 Dispositif de préparation des échantillons**

Pour préparer une cible il faut un évaporateur composé d'une pompe primaire, d'une pompe secondaire, d'une cloche (enceinte) où a lieu l'évaporation.

La figure III-1 montre l'évaporateur avec le quartz piézoélectrique pour la mesure des épaisseurs.

### **II-2 Méthodes de réalisation des cibles autoportées**

Pour réaliser une cible autoportée il faut utiliser un agent décollant qui se dissout facilement dans l'eau distillée.

L'agent décollant utilisé dépend du matériau à récupérer, les formes cristallines de l'agent décollant et le matériau devant être similaire, on utilise le chlorure de baryum  $\text{BaCl}_2$ , l'iodure de baryum ( $\text{BaI}_2$ ), le chlorure de sodium ( $\text{Na Cl}$ ) ou le bromure de potassium ( $\text{KBr}$ ), selon le matériau à évaporer.

A titre d'exemple, on utilise le  $\text{BaCl}_2$  pour récupérer une feuille d'argent, l'aluminium et l'étain.

Pour des cibles d'Or on utilise le  $\text{BaI}_2$  (Iodure de baryum). On peut aussi évaporer certains métaux comme le chrome sur un substrat de cuivre d'environ  $10\mu\text{m}$  d'épaisseur (si possible faire chauffer le cuivre à  $300^0$ ), le cuivre se dissout facilement dans une solution chimique ( $100\text{g}$  d'acide trichloracétique +  $500\text{cm}^3$  d'ammoniaque +  $500\text{cm}^3$  d'eau).

### **II-3 Mesure de l'épaisseur par le quartz piézoélectrique**

C'est un dispositif constitué d'un quartz (cristal de dioxyde de silicium) qui permet de mesurer l'épaisseur d'une cible lors de l'évaporation, celui-ci est monté dans l'enceinte de l'évaporateur (Figure III-1).

Le quartz est soumis à une pression mécanique lors de l'évaporation, il y a apparition d'un potentiel électrique sur la face du cristal.

La fréquence de résonance de ce quartz varie par suite de l'augmentation de la masse vibrante. Si cette variation de fréquence est mesurée avec précision, on dispose alors d'un procédé sensible pour déterminer l'épaisseur d'une cible.

### **II-4 Mode opératoire pour la réalisation des cibles**

Pour notre étude nous avons opté pour les éléments monoatomiques du tableau périodique, la préparation se fait selon les étapes suivantes:

1. nettoyer les lames en verre avec une brosse imbibé du savon Marseille, les rincer avec de l'eau et les sécher.
2. les noyer dans l'alcool, les sécher avec du papier Joseph,
3. mettre les lames sur un support adéquat de l'évaporateur,
4. faire un creuset en tantale en forme bateau remplie avec  $\text{BaCl}_2$ , le fixer sur un support,
5. mettre la cloche,
6. établir le vide d'au moins  $10^{-5}$  mb,
7. lorsque le vide atteint la valeur désirée, on commence à chauffer le creuset, l'agent décollant s'évapore dès que sa température de fusion est atteinte et se dépose sur la lame prévue à cet effet. Nous avons utilisé le  $\text{BaCl}_2$  à raison de  $1250 \text{ A}^0$

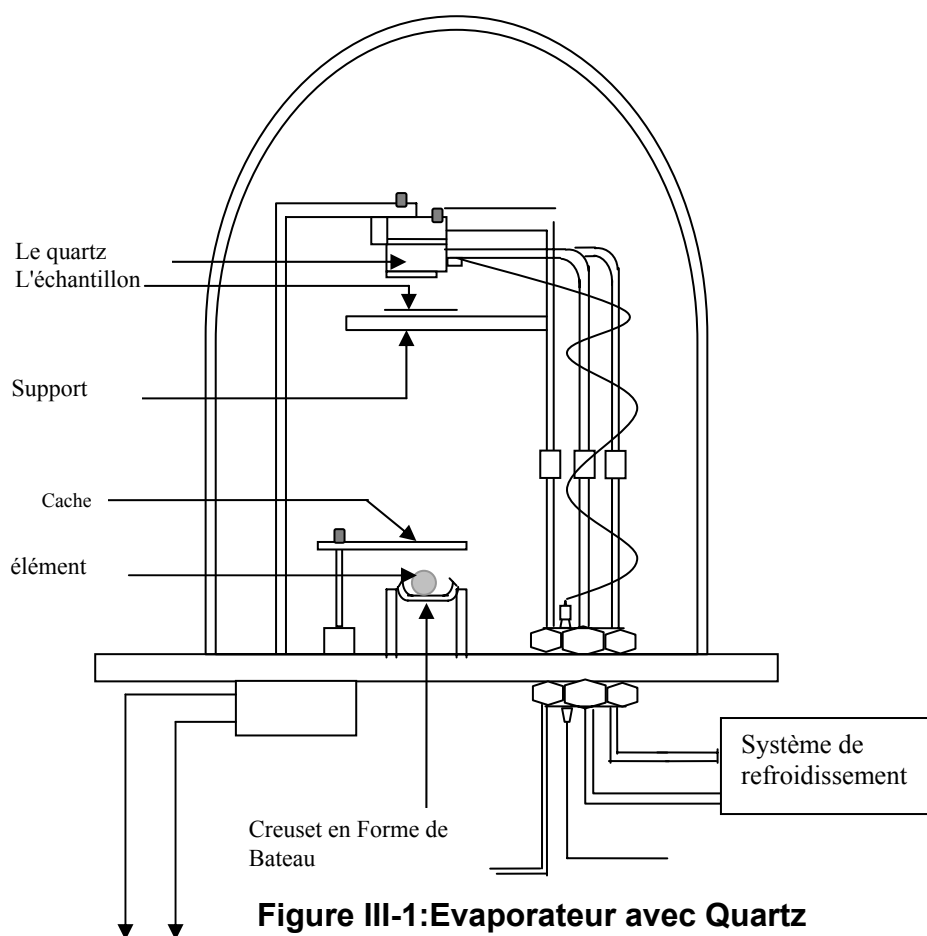
A la fin de l'opération le quartz piézoélectrique donne l'épaisseur de l'agent décollant déposé sur la lame en verre. L'opération d'évaporation est refaite pour l'élément choisi.

Afin de conserver les cibles, celles-ci sont mises dans un dessiccateur pour être récupérées au moment de l'expérience et déposées sur un porte cible adéquat de diamètre inférieur à 8mm pour des cibles minces car elles sont fragiles (pour les cibles épaisses le diamètre des portes cibles n'est pas important).

### **II-5 Récupération des cibles**

La récupération des cibles autoportées se fait selon les étapes suivantes:

1. prendre la lame en verre où il y a dépôt
2. la faire glisser avec un angle  $45^0$  dans un récipient d'eau distillée, l'agent décollant est alors dissout et la feuille constituant l'échantillon est décollée et flotte sur l'eau
3. prendre un porte cible troué, le faire glisser soigneusement sous la feuille et d'un geste rapide le faire ressortir verticalement
4. laisser sécher la feuille à l'air libre



**Figure III-1:Evaporateur avec Quartz Piézoélectrique**

### **III. Technique par transmission des particules He<sup>++</sup> issues de la source d' <sup>241</sup>Am**

#### **III-1 Principe**

Le principe de la technique consiste à mesurer la perte d'énergie  $\Delta E$  des particules alphas dans des cibles autoportées. Le pouvoir d'arrêt à l'énergie moyenne  $E_M$  (approximation de l'énergie moyenne) est obtenu en utilisant le code SRIM 2003 [9], qui permet de déterminer l'épaisseur des cibles.

En effet nous avons

$$\Delta E[\text{kev}] = E_0 - E_1 = a^*(C_0 - C_1) \quad [\text{III-1}]$$

$E_0$ ,  $E_1$  et  $C_0$ ,  $C_1$  sont les énergies et les canaux mesurés sans et avec la cible (Figures III-5 et III-6),  $a$  [kev/canal] est la pente de la droite de calibration.

Avec l'approximation de l'énergie moyenne, on a :

$$E_M = E_0 - (\Delta E / 2) \quad [\text{III-2}]$$

En utilisant le pouvoir d'arrêt  $\varepsilon$ , on peut écrire

$$\varepsilon(E_M)[\text{kev/micron}] = (\Delta E / x) = a^*(C_0 - C_1) / x \quad [\text{III-3}]$$

$\varepsilon$  est le pouvoir d'arrêt à l'énergie moyenne  $E_M$

Nous avons donc

$$x[\mu\text{m}] = (\Delta E / \varepsilon(E_M)) \quad [\text{III-4}]$$

### III-2 Dispositif expérimental

Il comprend une enceinte, la source, un dispositif de pompage et une chaîne de détection comprenant : un détecteur à barrière de surface de  $50\text{mm}^2$  (d'une résolution de 12 keV à l'énergie 5486 keV), un préamplificateur, un amplificateur, un oscilloscope et une haute tension pour polariser le détecteur (tension de polarisation utilisée est 50 V). Le dispositif expérimental est schématisé sur la figure III-2

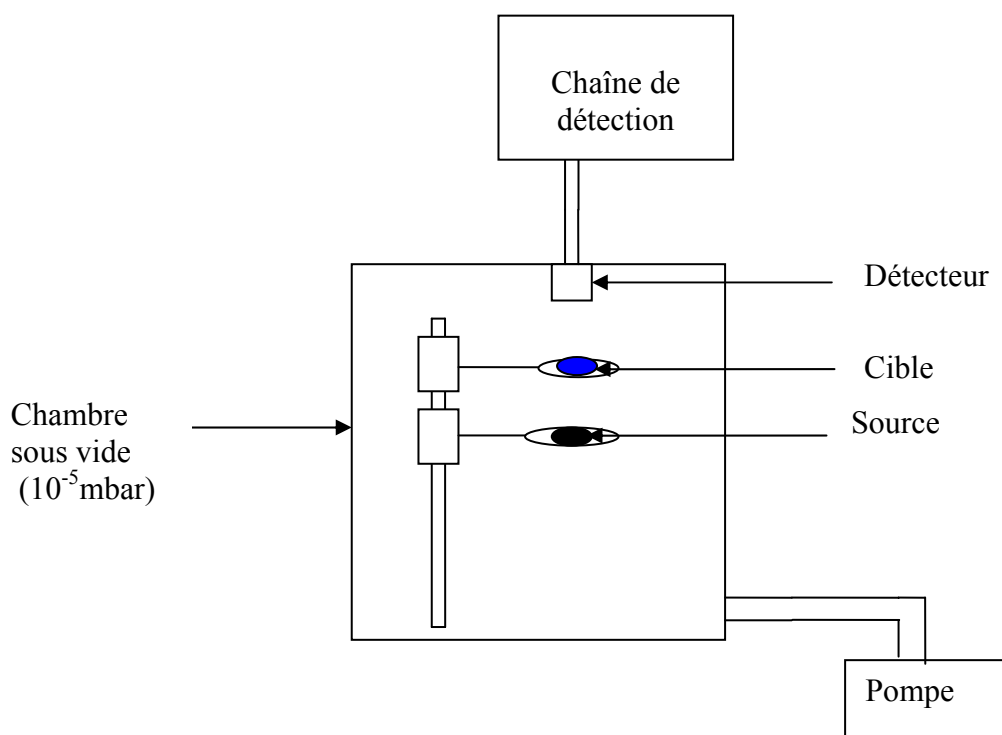


Figure III-2 : dispositif expérimental

### III-3 Expérience

La source utilisée est l'  $^{241}\text{Am}$  d'activité  $A_0 = 1\mu\text{Ci}$  émettrice de particules alphas d'énergies 5486 keV, 5443 keV ( $\approx 12\%$ ), 5389 keV ( $\approx 1\%$ ) et 5513 keV ( $< 1\%$ ). Les alphas que nous utilisons dans cette expérience sont celles d'énergies 5486 keV. La calibration du détecteur est faite avec une source alpha triple ( $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{233}\text{U}$ ) d'énergies 5155 keV, 5486 keV, 4824 keV respectivement (Figure III-3) et (Figure III-4). Les paramètres de la droite de calibration  $a=1.765\text{ keV/canal}$  et  $b= 55.5\text{ keV}$  sont obtenus par procédure d'ajustement linéaire. Une fois le détecteur calibré, nous avons réalisé l'expérience avec les cibles d'Argent et d'Aluminium élaborées par nous-mêmes au sein du Laboratoire des cibles du CRNA d'Alger et également avec des cibles commercialisées de Nickel et d'Aluminium.

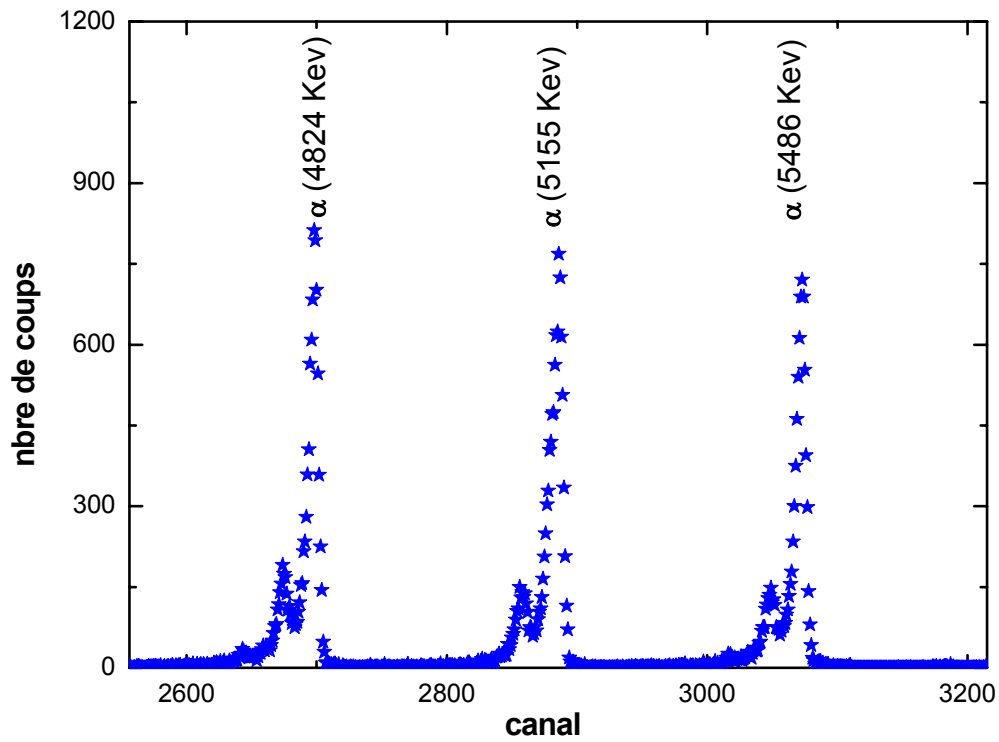


Figure III-3: Spectre de la source triple ( $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{233}\text{U}$ )

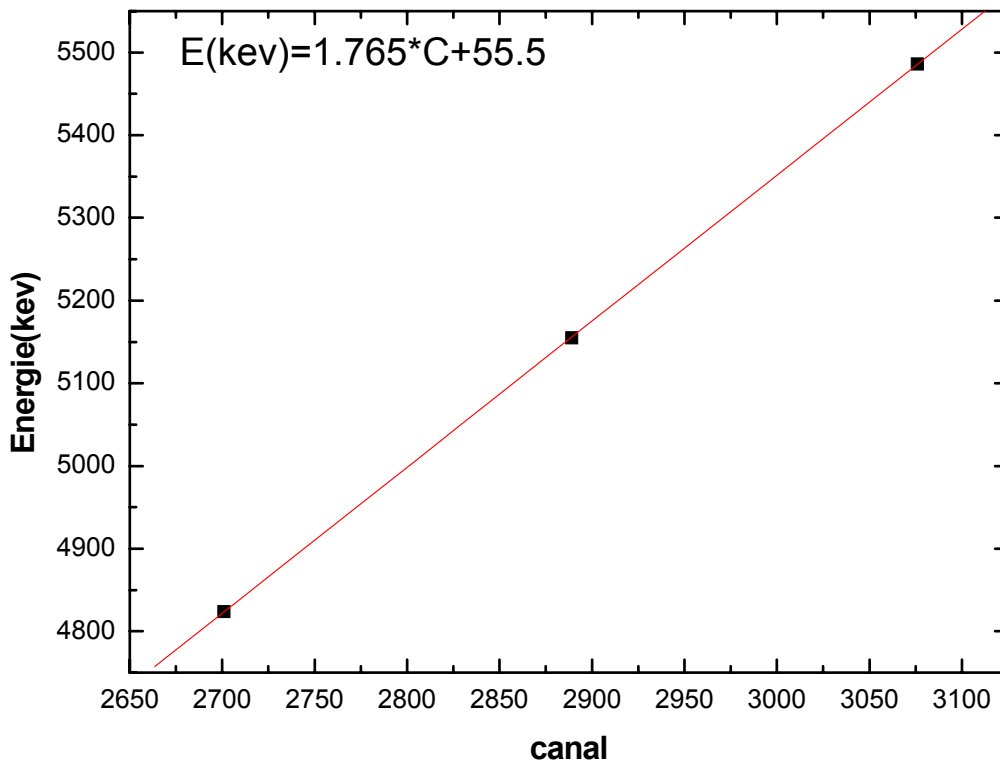


Figure III-4 : Droite de calibration

La figure III-5 représente un spectre des alphas issus de la source d' $^{241}\text{Am}$  sans absorbant et la figure III-6 représente un spectre de transmission des alphas issus d' $^{241}\text{Am}$  dans une feuille de Nickel d'épaisseur  $1.27\mu\text{m}$ .

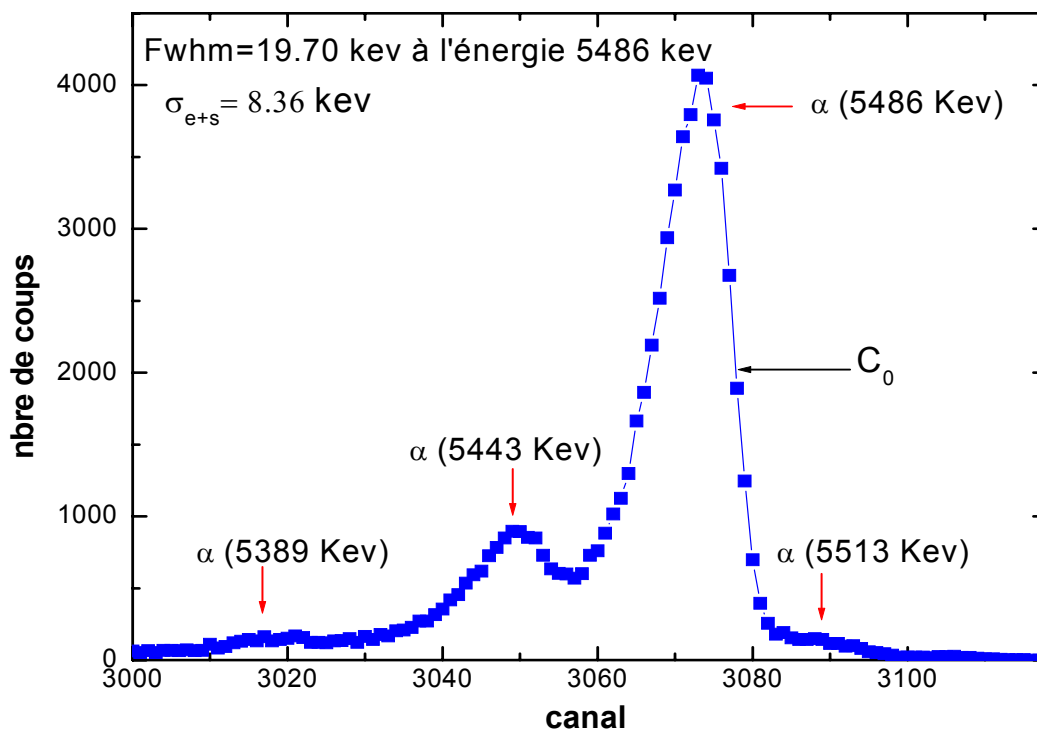


Figure III-5: spectre des alpha issues de la source d' $^{241}\text{Am}$

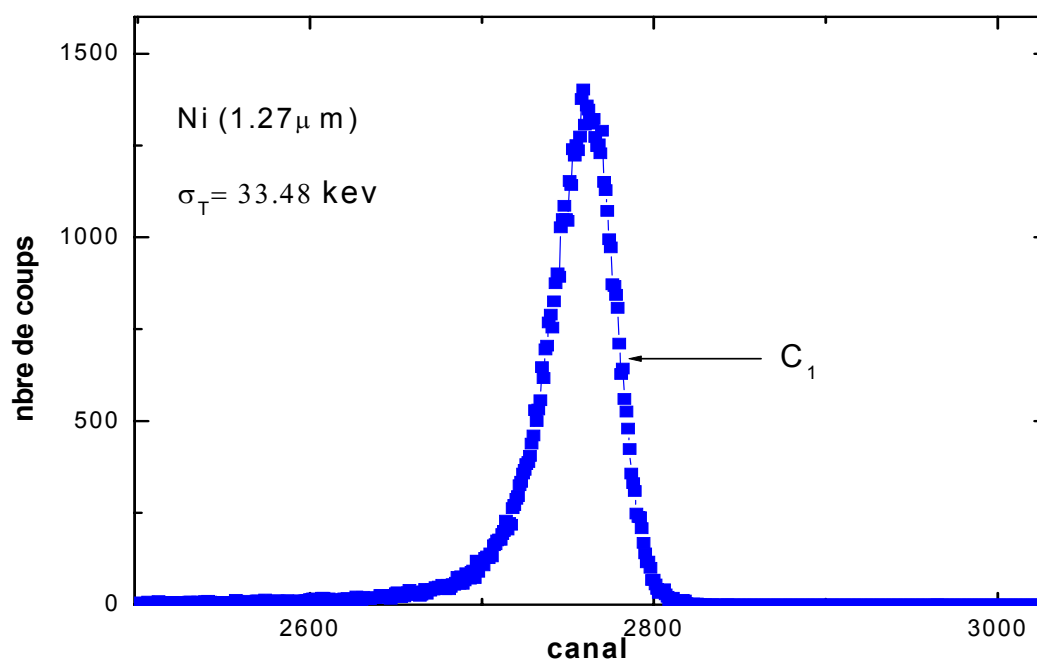


Figure III-6: Spectre des alpha issues d' $^{241}\text{Am}$  après traversée de l'absorbant

### III-4 Sources d'erreurs

Différentes sources d'erreurs contribuent aux incertitudes sur la mesure de l'épaisseur d'une cible

1. l'erreur sur  $\Delta E = E_0 - E_1$  provenant d'une erreur sur la position des canaux correspondants aux fronts de montée sans et avec absorbant <0.3% pour une bonne statistique de comptage.
2. l'erreur sur les paramètres de la droite de calibration <0.5%.
3. l'erreur sur l'énergie moyenne  $E_M = E_0 - \Delta E / 2$  (<1%).
4. l'erreur liée au pouvoir d'arrêt à l'énergie moyenne (2% à 3%)
5. au dépôt du carbone sur la cible issu des pompes
6. qualité de la cible (homogénéité, état de surface etc.) <2%
7. la dispersion en énergie autour de  $E_0$  lié à la source elle même et à la résolution du système de détection (elle est de l'ordre de 8.36keV)
8. la dispersion en énergie autour de  $E - \Delta E$  des particules alpha à la sortie de l'échantillon, cette élargissement de l'énergie est du au straggling (32.41keV pour la cible de nickel d'épaisseur 1.27 $\mu$ m)

L'erreur sur la mesure de l'épaisseur d'une cible est obtenue à partir de l'expression suivante:

$$\frac{\Delta x}{x} = \frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} + \frac{\Delta(\Delta E)}{\Delta E} \quad \text{[III-5]}$$

L'erreur relative sur le pouvoir d'arrêt donnée par Abdesselam [44] pour les particules alphas est de l'ordre de 2% (l'erreur maximale dans la région du maximum est estimée inférieure à 2%). L'erreur relative sur chaque mesure est donnée dans le tableau ci-dessous

### III-5 Résultats des mesures par transmission des particules alphas issues de la source radioactive d'Am

Les mesures ont été faites sur des feuilles commercialisées de Nickel, d'Argent et d'Aluminium ainsi que des feuilles élaborées par nous-mêmes. Les résultats sont reportés dans le tableau suivant:

**Tableau N° 1**

élément	Z	$E_0$ (keV)	$\Delta E$ (keV)	$\Delta E / E_0$ (%)	Epaisseurs données ( $\mu$ m)	Epaisseurs mesurées par transmission ( $\mu$ m)	Erreurs relatives %
Nickel	28	5487.47294	264.7995	4.82	0.6350 (commerce)	0.6787 $\pm$ 0.0365	5.37
		5487.47294	321.2900	5.85	0.7620 (commerce)	0.8208 $\pm$ 0.0436	5.31
		5487.47294	434.2711	7.91	1.0160 (commerce)	1.1024 $\pm$ 0.0524	4.75
		5487.47294	524.3030	9.55	1.2700 (commerce)	1.3245 $\pm$ 0.0573	4.32
		5487.47294	835.0010	15.21	1.9050 (commerce)	2.0732 $\pm$ 0.0881	4.25
Argent	47	5487.47294	54.7252	1.00	☀ 0.1550 (piézo)	0.1606 $\pm$ 0.0082	5.10
Aluminium	13	5487.47294	81.2051	1.47	☀ 0.5000 (piézo)	0.5245 $\pm$ 0.0329	6.27
		5487.47294	112.9811	2.05	0.7500 (commerce)	0.7283 $\pm$ 0.0376	5.16
		5487.47294	631.9881	11.51	4.0000 (commerce)	3.9519 $\pm$ 0.211	5.33

☀ élaborées dans ce travail

## IV. Technique par rétrodiffusion des particules chargées (RBS)

### IV-1 Principe

La méthode d'analyse par diffusion de Rutherford est basée sur les interactions coulombiennes entre noyaux atomiques. Elle consiste à mesurer le nombre et l'énergie des ions d'un faisceau qui sont rétrodiffusés après interaction coulombienne avec les noyaux des atomes de l'échantillon.

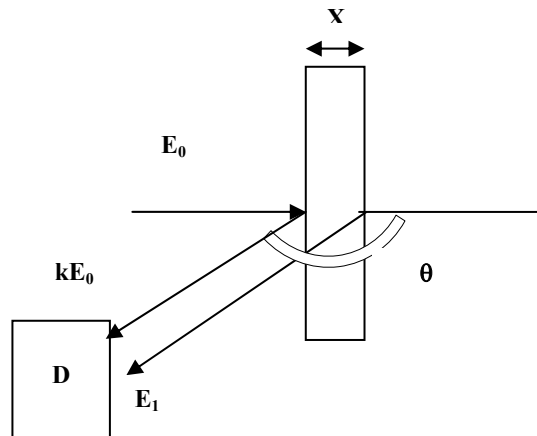


Figure III-7: Le principe de la RBS

### IV-2 Dispositif Expérimental

#### IV-2-1 Accélérateur

Les techniques d'analyse par la RBS (Rutherford backscattering spectrometry) et Pixe (Particle induced X-ray emission) se fait généralement en utilisant un faisceau d'ions  $H^+$  ou  $He^{++}$  d'énergie provenant d'un accélérateur électrostatique de type Van De Graaff (Figure III-8).

Le dispositif expérimental comprend :

- ✱ l'accélérateur
- ✱ la chambre à diffusion
- ✱ la chaîne de détection

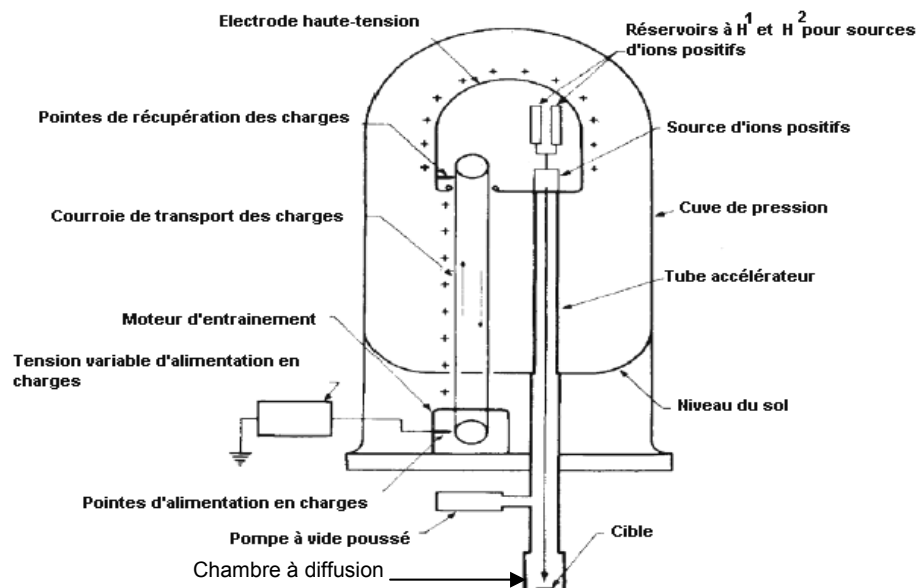


Figure III-8: Accélérateur de Van de Graaf

#### IV-2-2 Chambre à Diffusion

C'est une chambre circulaire composée d'une porte échantillon verticale glissant sur une règle graduée permettant le positionnement successif de plusieurs échantillons. Le changement du point d'impact du faisceau est réalisé par un balayage de ce dernier sur la surface de l'échantillon sans casser le vide.

Le vide dans la chambre est maintenu à une valeur d'environ  $<1.10^{-5}$  mm d'Hg, à l'aide d'une pompe primaire et d'une pompe secondaire.

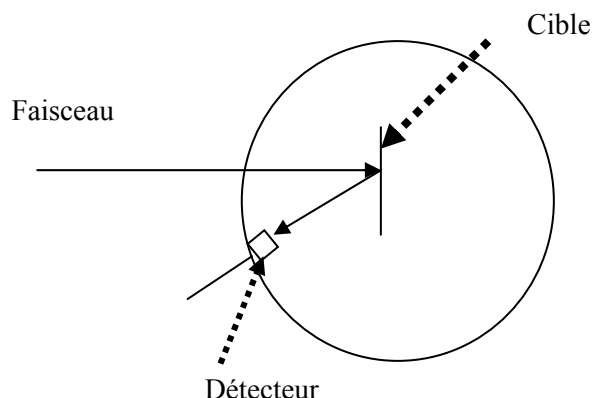


Figure III-9 : Chambre à diffusion

#### IV-2-3 Chaîne de détection

Les particules rétrodiffusées sont recueillies à l'aide d'un détecteur de silicium à barrière de surface. La chaîne de détection associée à ce type de mesure est composée:

- ✱ d'un préamplificateur de charge: le signal reçu est envoyé dans un préamplificateur de charge qui délivre des impulsions proportionnelles à la charge collectée. Ce préamplificateur est placé tout près du détecteur pour minimiser la détérioration de l'impulsion.
- ✱ d'un amplificateur : le signal de quelques millivolts délivré par le préamplificateur est ensuite amplifié à quelques volts avant d'être analysé.
- ✱ d'un système d'acquisition : le signal est traité par un convertisseur analogique digital (A.D.C.). Le numéro de chaque canal est proportionnel à l'énergie de la particule, ce qui permet l'obtention d'un spectre en amplitude des impulsions. Le système d'acquisition est connecté à un micro-ordinateur permettant la visualisation des spectres au cours des mesures et leur stockage.

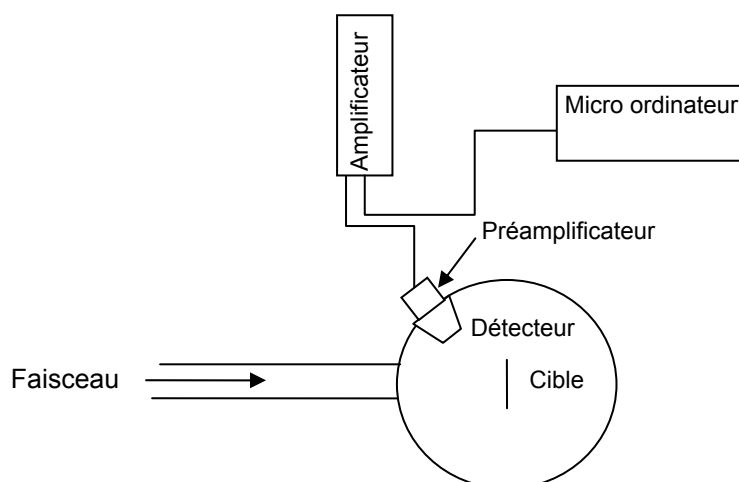


Figure III-10 : Dispositif expérimental

#### IV-3 Description des méthodes utilisées pour déterminer l'épaisseur de la cible à partir d'un spectre RBS

Dans nos expériences nous avons utilisé plusieurs échantillons:

1. deux échantillons Ag/Si d'épaisseurs différentes, un échantillon d'Au/Ti/Si tous les trois avec deux systèmes de détection pour voir est ce que l'angle de détection influence sur la détermination de l'épaisseur de la cible (voir Figure III-11)
2. trois échantillons d'Ag/Si d'épaisseurs différentes, deux cibles autoportées de Nickel et d'Aluminium avec un seul système de détection

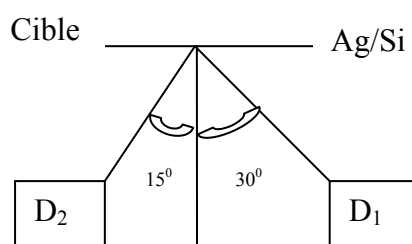


Figure III-11: Schémas sur la disposition de deux détecteurs utilisés dans notre expérience

##### IV-3-1 Détermination de l'épaisseur de l'échantillon par la méthode du rapport des signaux hauteurs du substrat sur aires de la cible

L'épaisseur de la cible peut être évaluée de différentes manières, la première méthode est dans le cas d'une cible déposée sur un substrat, le rapport du signal hauteur du substrat sur aire de la cible nous permet de calculer l'épaisseur de la cible. Dans ce cas nous avons:

$$h_{substrat} = N d\Omega \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{substrat} \frac{a}{[S_0]} \quad [III-6]$$

$$(Aire)_{cible} = N d\Omega \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{cible} ndx \quad [III-7]$$

$h$  : hauteur du signal du substrat

$N$  : nombre de particules heurtant l'échantillon

$a$  : constante de la droite de calibration en kev par canal

$[S_0]$  : pouvoir d'arrêt à la surface du substrat

$ndx$  : l'épaisseur de la cible

$(d\sigma/d\Omega)$  : section efficace évaluée à l'énergie de la particule incidente  $E_0$  pour le substrat et la cible

A partir des équations III-6 et III-7, l'épaisseur de la cible est déterminée de l'expression suivante:

$$n dx = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{substrat} a (Aire)_{cible}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cible} [S_0] h_{substrat}} \quad [III-8]$$

#### IV-3-2 Simulation avec le code Rump

Plusieurs programmes ont été développés pour simuler un spectre RBS, parmi eux le code RUMP réalisé par Lawrence Doolittle [45]. C'est un programme basé sur un algorithme qui génère un spectre théorique.

L'échantillon est considéré comme un empilement de sous couches de composition uniforme où la perte d'énergie est constante. Pour simuler un spectre expérimental, le programme divise l'échantillon en  $n$  tranches d'épaisseurs égales.

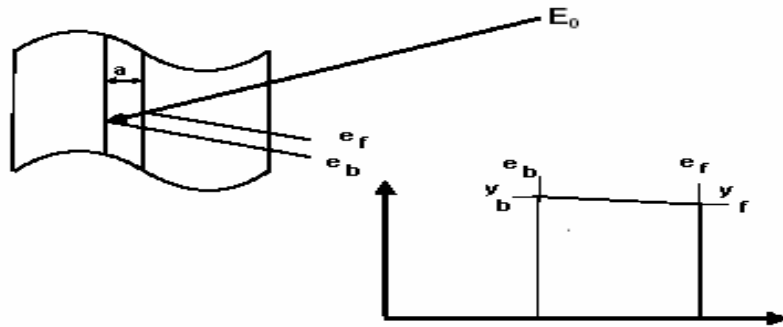


Figure III-12 : les notations données pour une tranche

En considérant " $a$ " l'épaisseur d'une tranche (Figure III-12), le programme calcule l'énergie de la particule incidente avant la diffusion en utilisant l'approximation suivante:

$$E(a) = E(0) + a \left. \frac{dE}{da} \right|_0 + \frac{1}{2} a^2 \left. \frac{d^2E}{da^2} \right|_0 + \frac{1}{6} a^3 \left. \frac{d^3E}{da^3} \right|_0 + \dots \quad [III-9]$$

Avec

$$\frac{dE}{da} = -\varepsilon, \quad \frac{d^2E}{da^2} = \varepsilon' \varepsilon, \quad \frac{d^3E}{da^3} = -\varepsilon'' \varepsilon^2 - \varepsilon'^2 \varepsilon \quad [III-10]$$

$E(0)$  : énergie initiale de la particule incidente

$\varepsilon$  : section efficace d'arrêt évaluée à  $E(0)$

Pour calculer  $\varepsilon$  le code Rump utilise l'expression empirique de Ziegler [46] qui est le résultat d'un ajustement des points expérimentaux dans la gamme d'énergie [350keV-3500keV].

L'énergie  $E(a)$  ainsi déterminée est utilisée par le programme pour calculer la section efficace de Rutherford et les hauteurs des fronts de montée et de descente ( $y_f$  et  $y_b$ ) de la tranche. Ce calcul est refait pour toutes les tranches, ainsi le spectre théorique final est le résultat de la contribution de chaque tranche.

L'utilisation du code Rump est simple, il faut d'abord lui donner les différents paramètres expérimentaux tels que l'énergie du faisceau incident, les constantes de calibration, l'angle solide, l'angle d'incidence et de détection ainsi que la résolution du système de détection, ainsi que les différents éléments qui constituent la cible. Le spectre théorique ainsi généré est comparé au spectre expérimental de sorte qu'à la fin de l'opération il fait une superposition du spectre théorique sur le spectre expérimental.

### **IV-3-3 Résultats**

Dans le tableau 2 nous donnons les résultats des épaisseurs obtenus à l'aide des deux méthodes citées précédemment

Dans le tableau 3 nous donnons les résultats obtenus avec le code Rump pour des cibles autoportées de Nickel et d'Aluminium, ainsi que pour les cibles d'Ag/Si. Ces résultats sont comparés avec les valeurs données par le quartz piézoélectrique et par le fabricant.

Nous remarquons dans le tableau 2 que les résultats trouvés par la méthode du rapport du signal hauteur du substrat sur l'aire de la cible ne sont pas en accord avec les résultats obtenus à l'aide du code Rump pour les échantillons 1 et 2 parce que le signal du substrat de silicium est mal défini à cause de la mauvaise qualité de celui-ci, cependant pour l'échantillon 3 les résultats obtenus sont du même ordre de grandeur que ceux obtenus avec le code Rump.

Lors de la simulation avec le code Rump pour l'échantillon 1 et dans la gamme d'énergies citées (tableau 2), nous avons remarqué une variation de l'épaisseur, qui doit être due au changement du point d'impact, cette différence est liée à la non uniformité de la cible. Nous remarquons aussi que l'angle de détection à  $\theta=150^\circ$  ou à  $\theta=165^\circ$  n'influence pas l'épaisseur.

La confrontation des résultats dans le tableau 3 entre les valeurs données par le quartz piézoélectrique et les valeurs trouvées par le code RUMP pour les cibles Ag/Si et le Nickel nous indique un assez bon accord, seulement comme nous le remarquons ceci n'est pas vérifié pour la feuille d'aluminium. Les spectres expérimentaux simulés avec le code RUMP des cibles d'Ag/Si, d'Au/Ti/Si, d'Al et de Ni sont représentés respectivement sur les Figures III-13 à III-20.

**Tableau N°2:** épaisseurs données par la méthode (hauteur du signal du substrat /aire de la cible) et par le code de simulation Rump

	Cibles	Gamme d'énergies des alphas	Angle de détection $\theta$	(Hauteur du signal)/(aire de la cible) ( $A^0$ )	Rump ( $A^0$ )
Ech 1	Ag/Si	[700kev-1100kev]	150 <sup>0</sup>	691.47	1030
		[1200kev-1600kev]		663.91	988
		[700kev-1600kev]	165 <sup>0</sup>	722.55	1055
Ech 2	Ag/Si	[1600kev-3000kev]	150 <sup>0</sup>	1587.24	1930
		[1600kev-3000kev]	165 <sup>0</sup>	1590.91	1990
Ech 3	Au/Ti/Si	[1800kev-3400kev]	150 <sup>0</sup>	1264.93	1230
			165 <sup>0</sup>	1202.01	1210

**Tableau N° 3 :** épaisseurs données par le quartz piézoélectrique et par le code de simulation Rump

	cibles	Energie (kev)	Angle de détection $\theta$	Rump ( $A^0$ )	Quartz ( $A^0$ )	Erreurs liés au quartz (%)
Ech 4	Ag/Si	2000	160 <sup>0</sup>	207	214	3.27
Ech 5	Ag/Si	2000	160 <sup>0</sup>	433	450	3.77
Ech 6	Ag/Si	2000	160 <sup>0</sup>	822	859	4.30
Ech 7	Al	2200	165 <sup>0</sup>	6836	7500(C)	8.85
Ech 8	Ni	2200	165 <sup>0</sup>	6150	6350(C)	3.14

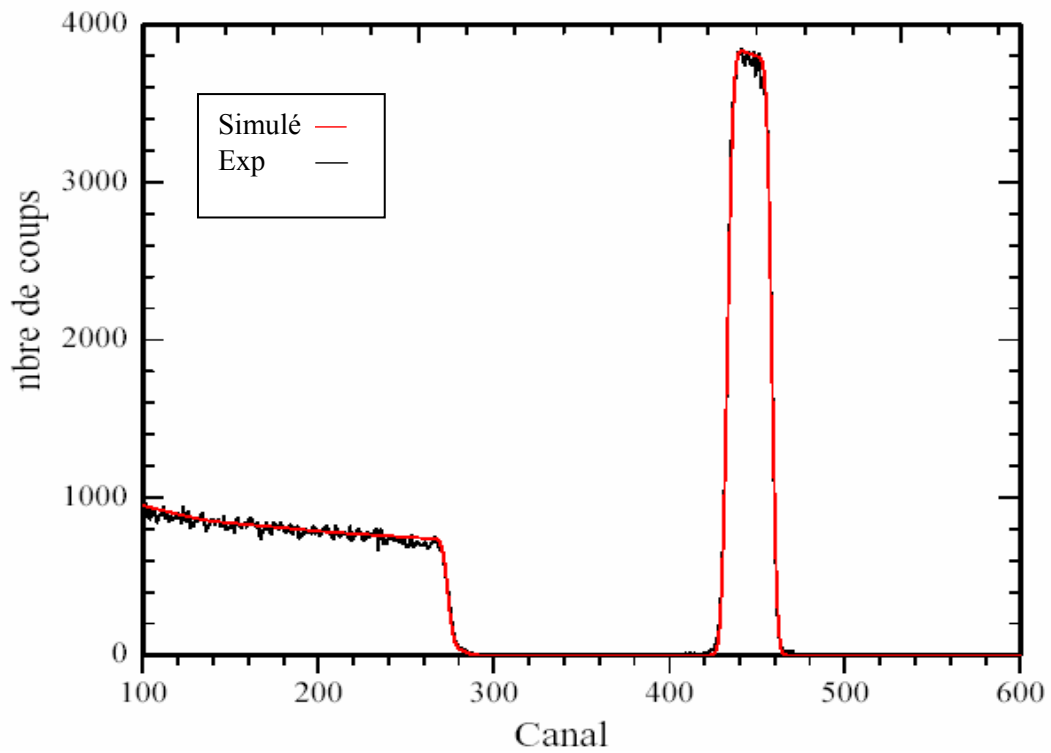


Figure III-13 : Spectre simulé d'Argent sur silicium d'épaisseur 822 Å<sup>0</sup>

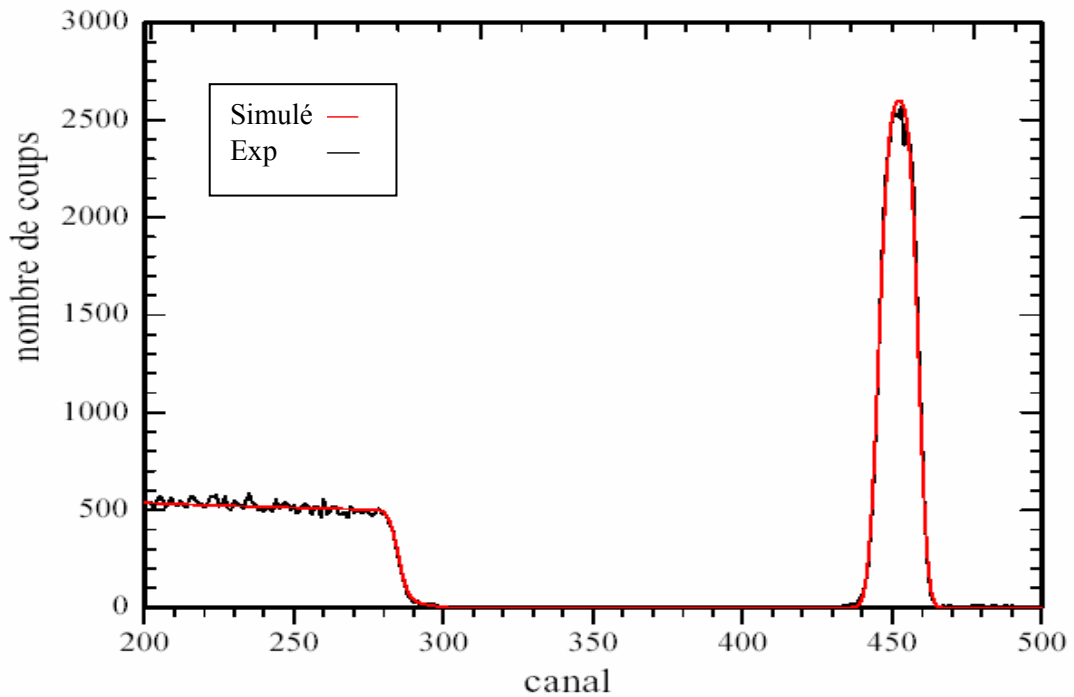


Figure III-14 : Spectre simulé d' Argent sur silicium d'épaisseur 433 Å<sup>0</sup>

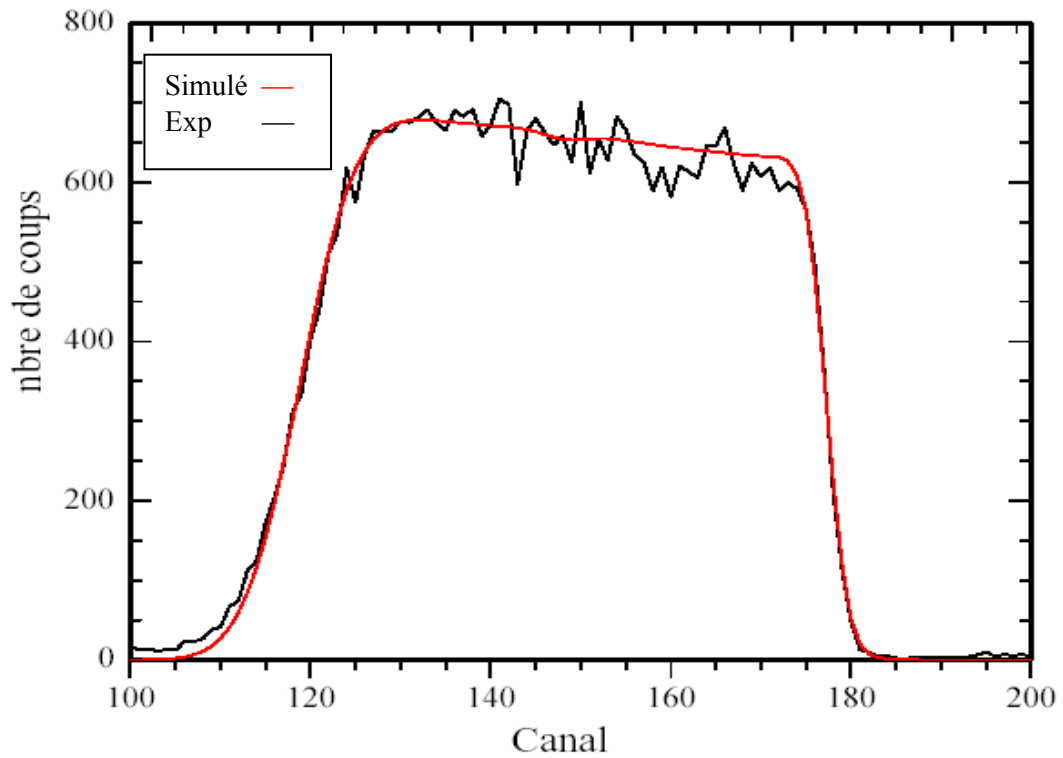


Figure III-15: Spectre simulé d'Aluminium d'épaisseur 6836 Å<sup>0</sup>

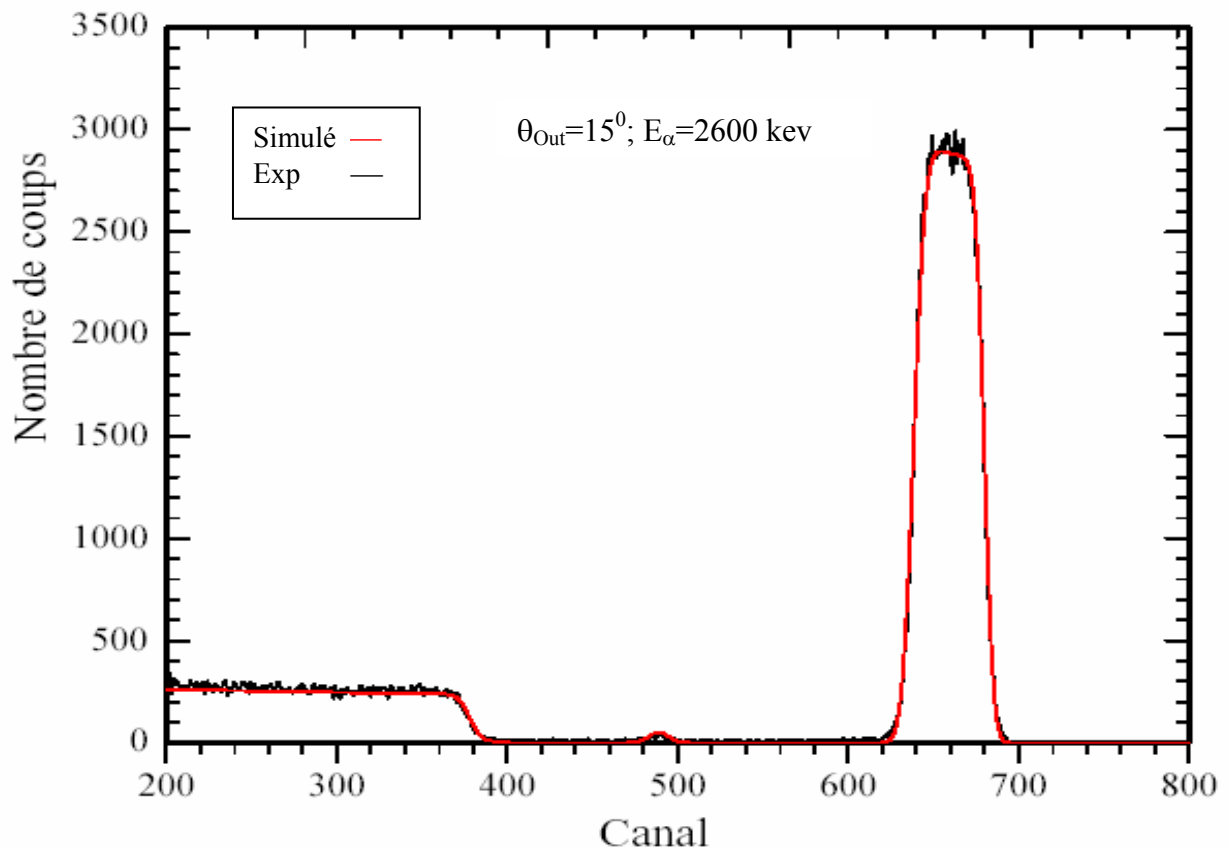


Figure III-16 : Spectre simulé d'Au/Ti/Si d'épaisseur 1210 Å<sup>0</sup>

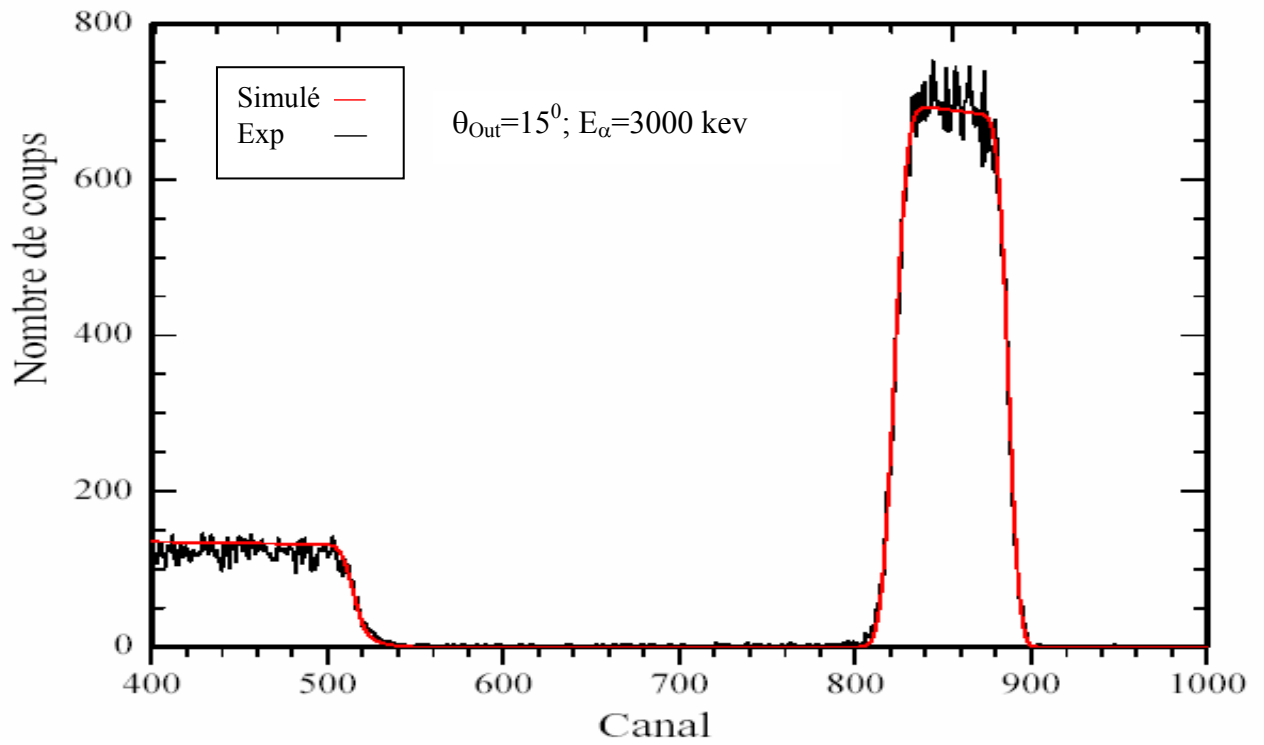


Figure III-17 : Spectre simulé d' Ag/Si d'épaisseur 1990 Å<sup>0</sup>

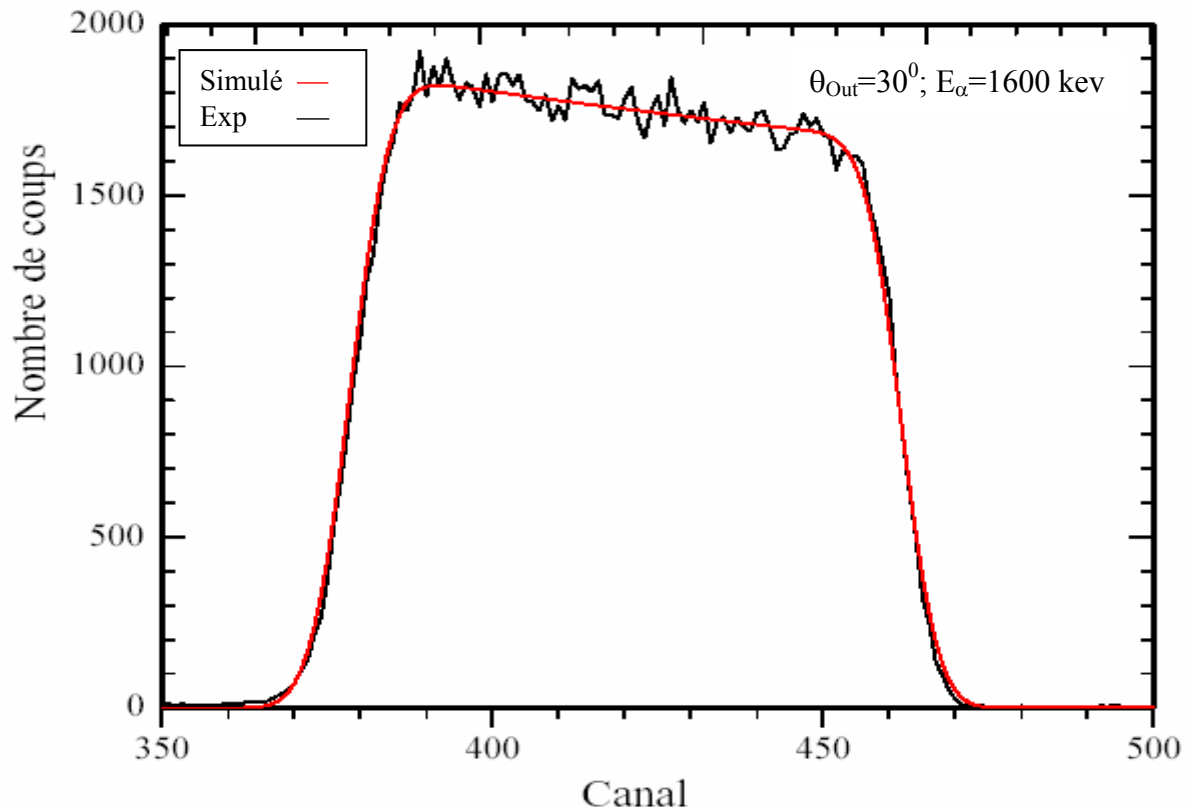


Figure III-18 : Spectre simulé d' Ag/Si d'épaisseur 1930 Å<sup>0</sup>

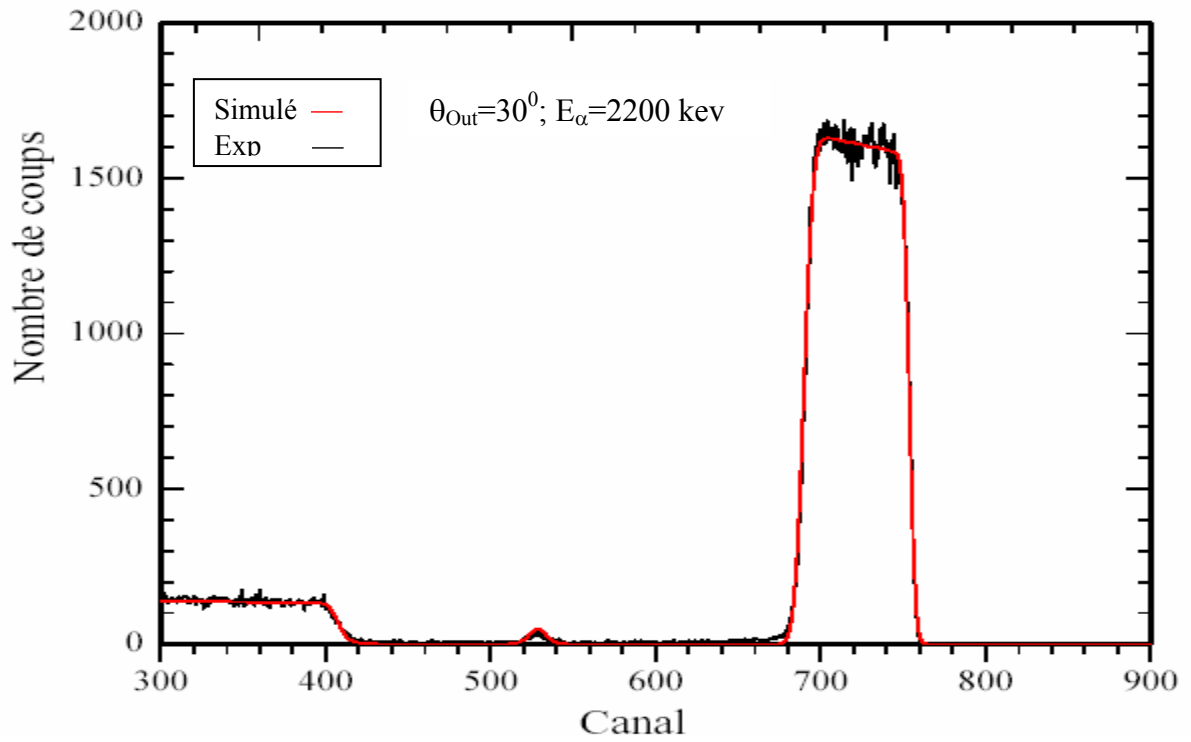


Figure III-19 : Spectre simulé d' Au/Ti/Si d'épaisseur 1230 Å<sup>0</sup>

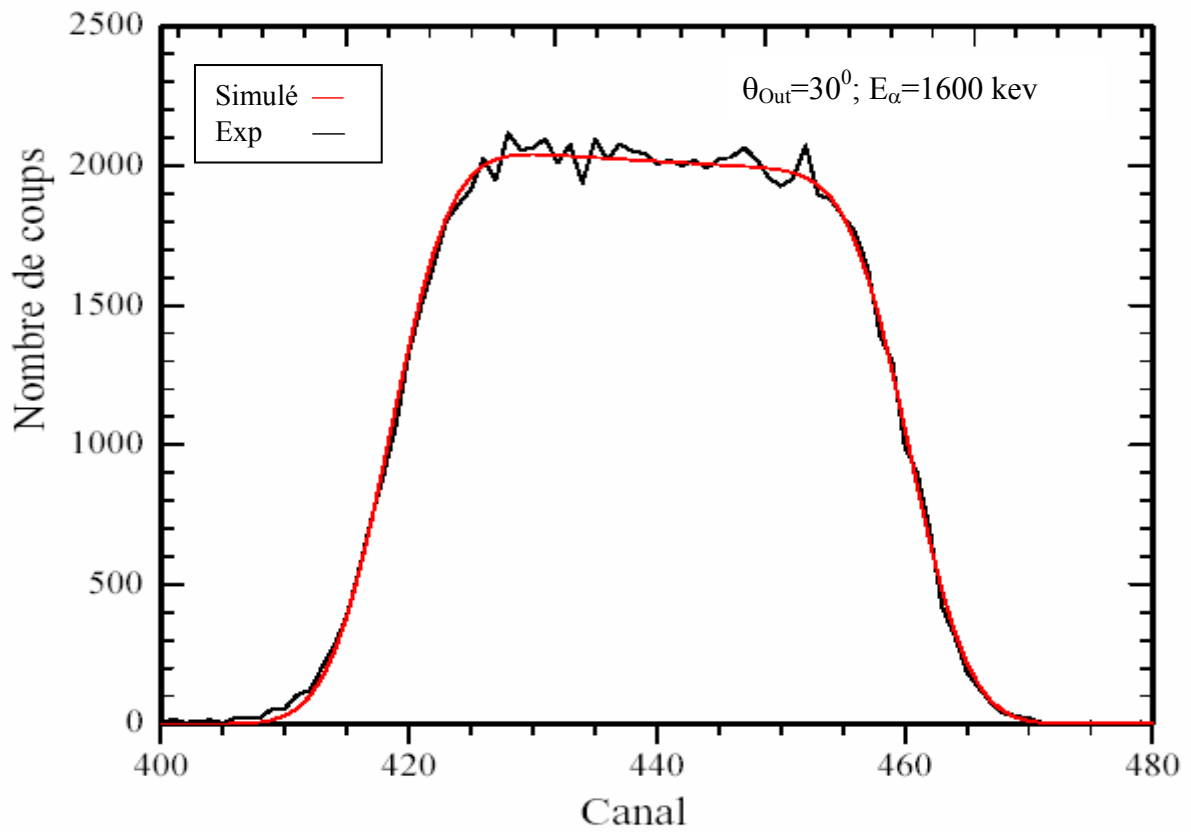


Figure III-20 : Spectre simulé d' Ag/Si d'épaisseur 988 Å<sup>0</sup>

**IV-3-4 Analyse de l'épaisseur à l'aide du code de calcul**

Dans cette analyse nous avons développé un programme fortran (Annexe) dans lequel nous avons utilisé les différentes méthodes analytiques citées dans le premier chapitre (page17) pour calculer l'épaisseur de la cible à travers diverses approximations du calcul de l'énergie de la particule à l'interface avant la rétrodiffusion.

**IV-3-4-1 Cible Au/Ti/Si**

Pour  $\theta=165^\circ$

$\text{ép}_0 = 1210 A^0 = 0.2336 \text{mg/cm}^2$  (épaisseur donnée par le code Rump)

$\text{ép} = 1236 A^0 = 0.2386 \text{mg/cm}^2$  (épaisseur donnée par le Quartz piézoélectrique)

**Tableau N° 4** : valeurs des épaisseurs données par les différentes méthodes :  $\text{ép}_1$  est l'épaisseur donnée par la méthode n tranches,  $\text{ép}_2$  : épaisseur donnée par approximation de l'énergie de surface,  $\text{ép}_3$  : épaisseur donnée par approximation de l'énergie moyenne,  $\text{ép}_4$  : épaisseur donnée par approximation de l'énergie moyenne symétrique,  $\text{ép}_5$  : épaisseur donnée par le développement en série de Taylor,  $\text{ép}_6$  : épaisseur donnée par la méthode intégrale

Méthodes Energies (kev)	n tranches $\text{ép}_1$ ( $\text{mg/cm}^2$ )	App de l'énergie de surface $\text{ép}_2$ ( $\text{mg/cm}^2$ )	App de l'énergie moyenne $\text{ép}_3$ ( $\text{mg/cm}^2$ )	App de l'énergie moyenne symétrique $\text{ép}_4$ ( $\text{mg/cm}^2$ )	Dev de Taylor $\text{ép}_5$ ( $\text{mg/cm}^2$ )	Intégrale $\text{ép}_6$ ( $\text{mg/cm}^2$ )
1800	0.2341	0.2323	0.231	0.2321	0.2321	0.2327
2000	0.2345	0.231	0.2297	0.231	0.231	0.2316
2200	0.2315	0.2293	0.228	0.2295	0.2295	0.2302
2400	0.2338	0.2316	0.2304	0.232	0.232	0.2327
2600	0.2347	0.2314	0.2302	0.2319	0.2319	0.2326
2800	0.233	0.2304	0.2294	0.2312	0.2312	0.2318
2900	0.2325	0.2308	0.2299	0.2317	0.2317	0.2323
3000	0.2328	0.2289	0.228	0.2298	0.2298	0.2304
3100	0.2302	0.2282	0.2274	0.2292	0.2292	0.2298
3200	0.2313	0.228	0.2273	0.229	0.229	0.2296
3300	0.2296	0.2282	0.2275	0.2293	0.2293	0.2298
3400	0.2301	0.228	0.2274	0.2291	0.2291	0.2296
Epaisseurs moyennes ( $\text{ép}_m$ )	0.23234	0.22984	0.22885	0.23048	0.23048	0.23109

Pour  $\theta=150^{\circ}$

$\text{ép}_0=1230 \text{ A}^0 = 0.2374 \text{ mg/cm}^2$  (épaisseur donnée par le code Rump)

**Tableau N° 5 :** valeurs données par les différentes méthodes :  $\text{ép}_1$  : épaisseur donnée par la méthode n tranches,  $\text{ép}_2$  : épaisseur donnée par approximation de l'énergie de surface,  $\text{ép}_3$  : épaisseur donnée par approximation de l'énergie moyenne,  $\text{ép}_4$  : épaisseur donnée par approximation de l'énergie moyenne symétrique,  $\text{ép}_5$  : épaisseur donnée par le développement en série de Taylor,  $\text{ép}_6$  : épaisseur donnée par la méthode intégrale

Méthodes	n tranches $\text{ép}_1$ ( $\text{mg/cm}^2$ )	App de l'énergie de surface $\text{ép}_2$ ( $\text{mg/cm}^2$ )	App de l'énergie moyenne $\text{ép}_3$ ( $\text{mg/cm}^2$ )	App de l'énergie moyenne symétrique $\text{ép}_4$ ( $\text{mg/cm}^2$ )	Dev de Taylor $\text{ép}_5$ ( $\text{mg/cm}^2$ )	Intégrale $\text{ép}_6$ ( $\text{mg/cm}^2$ )
Energies (kev)						
1800	0.2408	0.2392	0.2379	0.239	0.239	0.2398
2000	0.2401	0.2377	0.2363	0.2376	0.2376	0.2385
2200	0.2384	0.237	0.2357	0.2372	0.2372	0.2381
2400	0.2362	0.2354	0.2341	0.2358	0.2358	0.2367
2600	0.2364	0.2348	0.2337	0.2355	0.2355	0.2363
2800	0.235	0.2337	0.2328	0.2346	0.2346	0.2354
2900	0.2363	0.2336	0.2326	0.2345	0.2345	0.2352
3000	0.2367	0.2325	0.2316	0.2335	0.2335	0.2342
3100	0.2359	0.2328	0.232	0.2339	0.2339	0.2345
3200	0.2373	0.2332	0.2325	0.2343	0.2343	0.235
3300	0.2368	0.2319	0.2313	0.2331	0.2331	0.2337
3400	0.2359	0.2327	0.2321	0.2339	0.2339	0.2345
Épaisseurs moyennes ( $\text{ép}_m$ )	0.23715	0.23454	0.23355	0.23524	0.23524	0.23599

En comparant les valeurs données des épaisseurs dans les tableaux 4 et 5 pour les angles de détection  $\theta=165^{\circ}$  et  $\theta=150^{\circ}$  nous remarquons que l'angle de détection n'influe pas sur la détermination de l'épaisseur

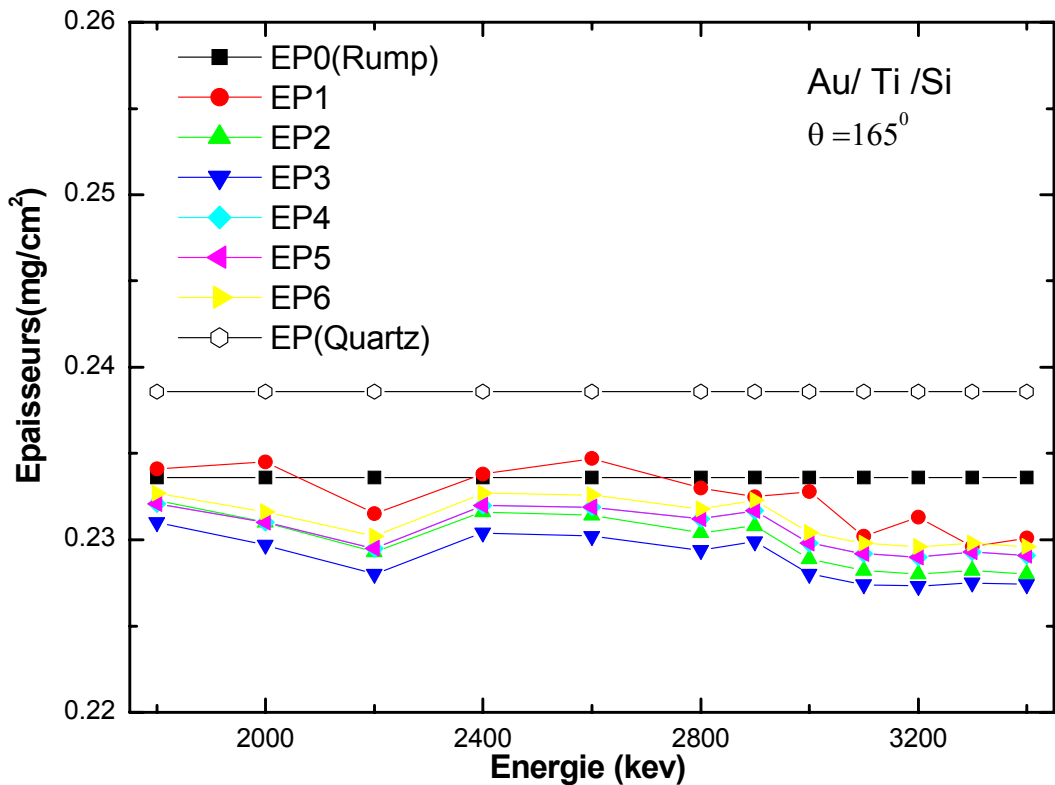


Figure III-21: Variation de l'épaisseur calculée par les différentes méthodes en fonction de l'énergie incidente  $E_0$

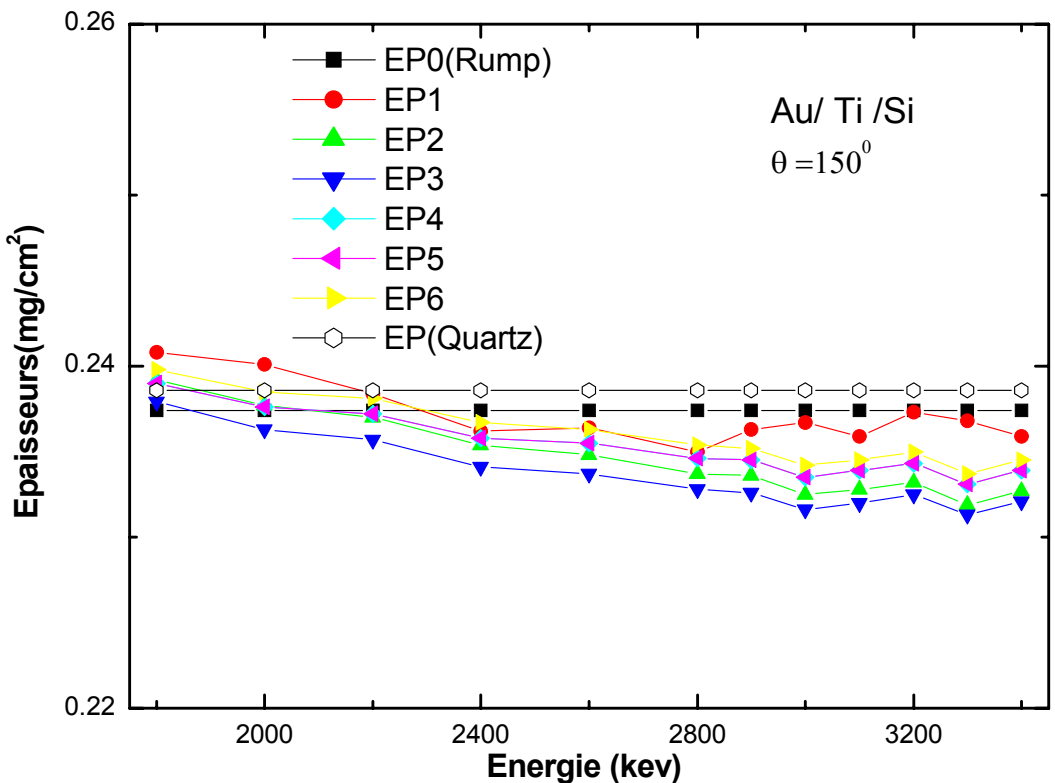


Figure III-22: Variation de l'épaisseur calculée par les différentes méthodes en fonction de l'énergie incidente  $E_0$

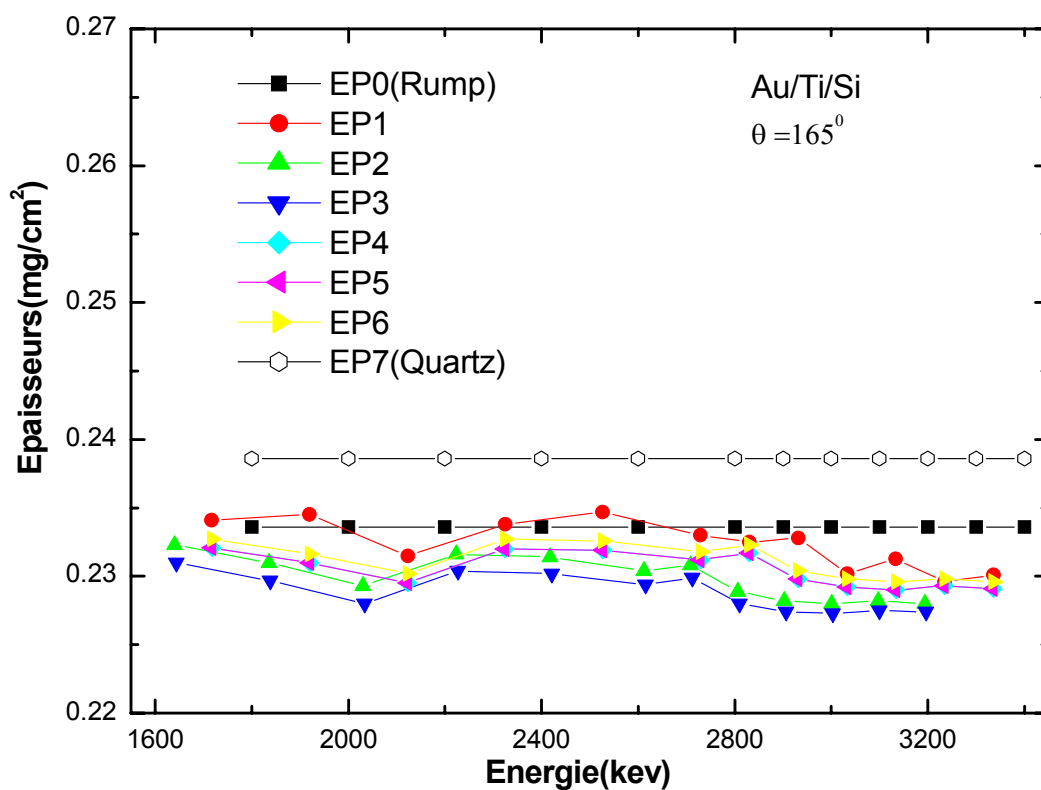


Figure III-23: variation de l'épaisseur calculée par les différentes méthodes en fonction de l'énergie à l'interface de l'échantillon  $E_1$

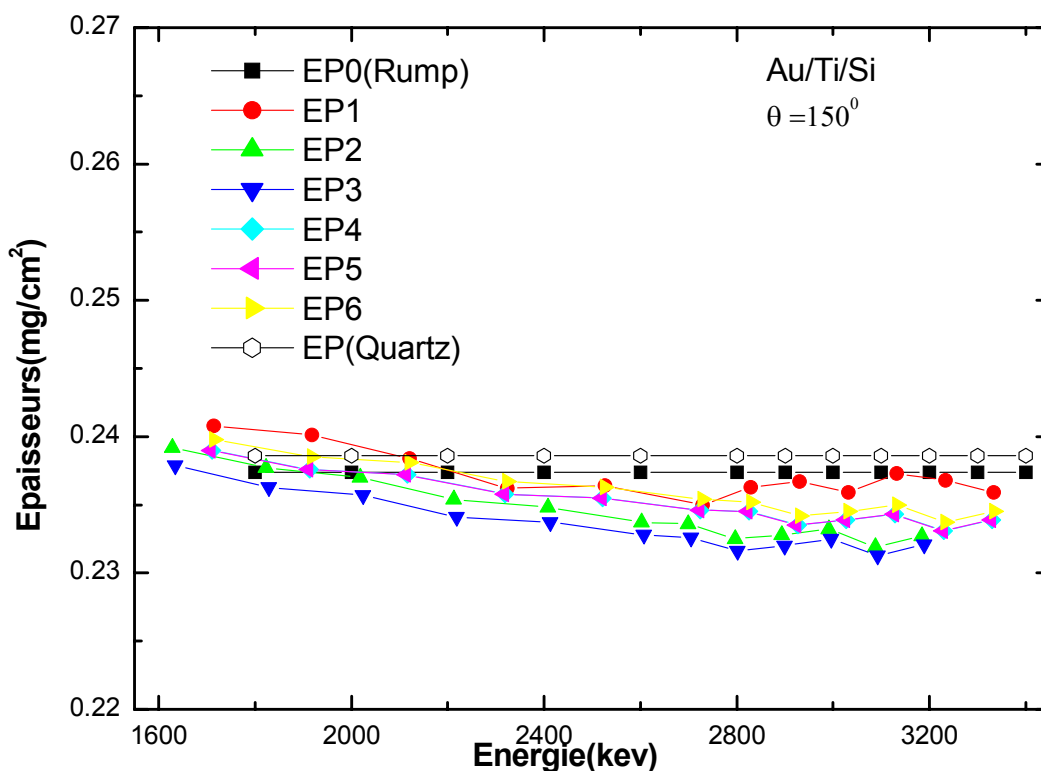


Figure III-24: variation de l'épaisseur calculée par les différentes méthodes en fonction de l'énergie à l'interface de l'échantillon  $E_1$

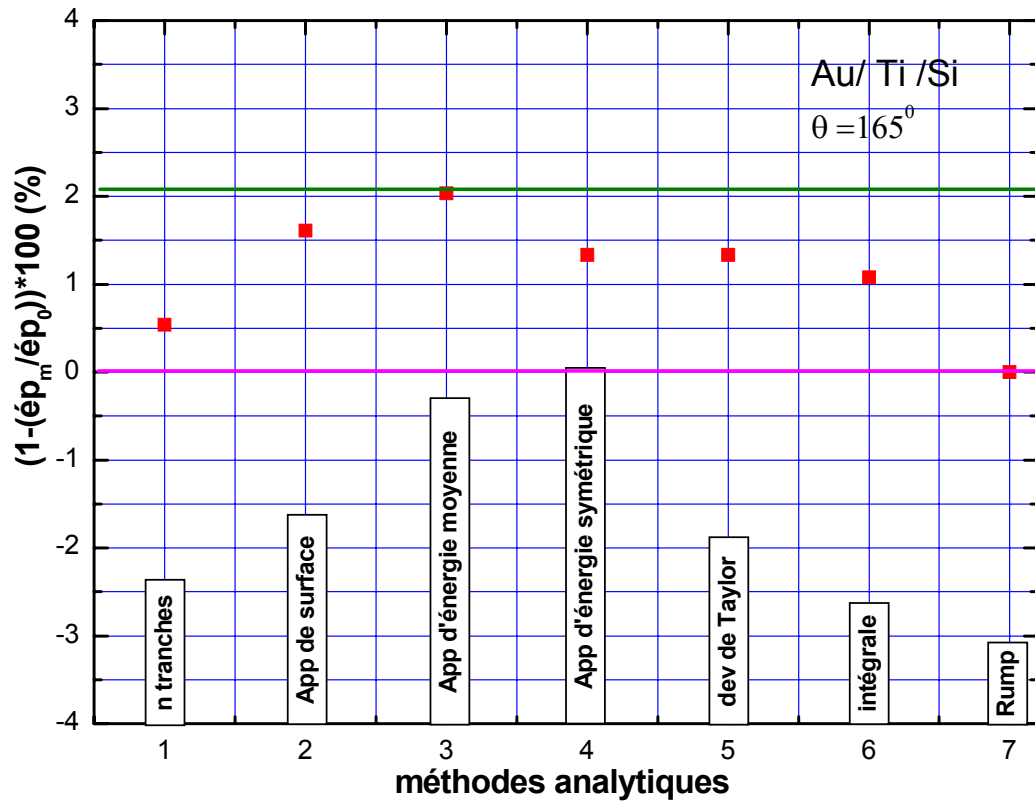


Figure III-25 : Erreur relative entre l'épaisseur moyenne et  $\epsilon_p_0$  en fonction de la méthode analytique utilisée

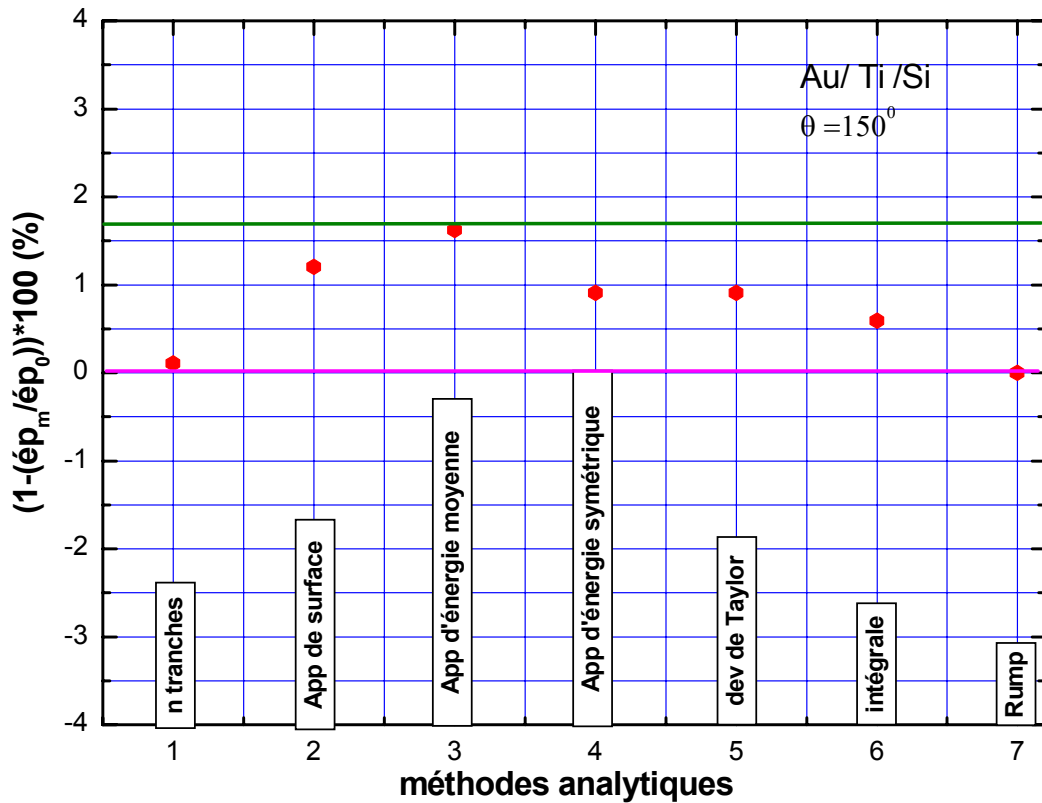
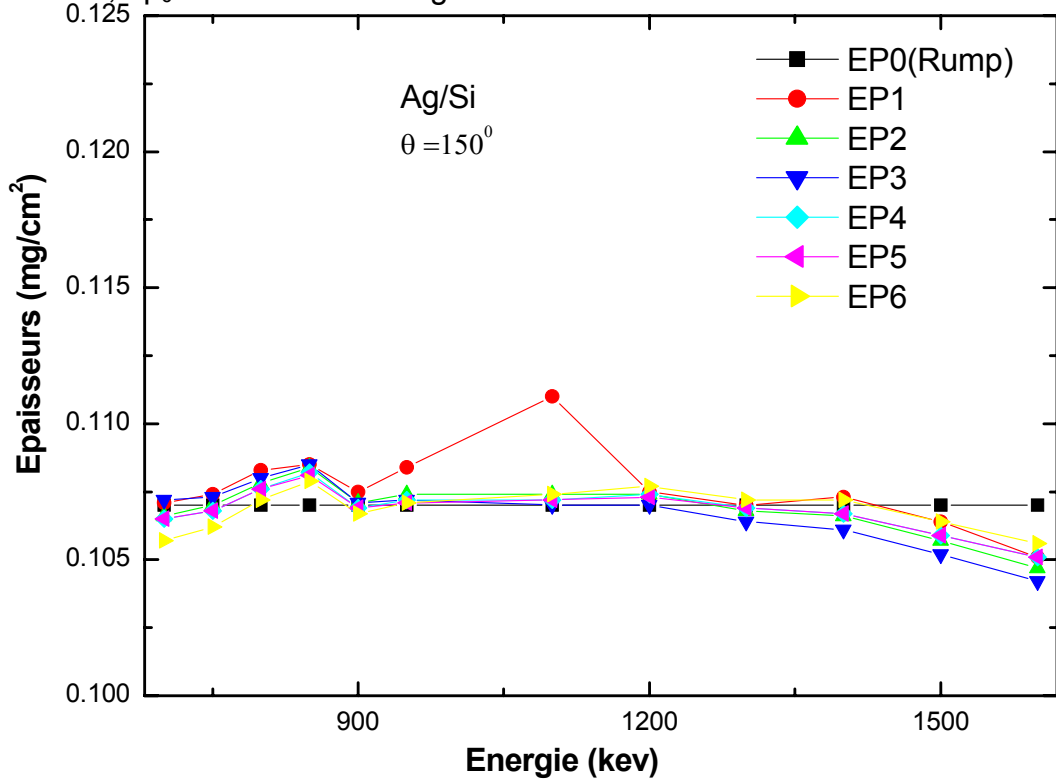


Figure III-26 : Erreur relative entre l'épaisseur moyenne et  $\epsilon_p_0$  en fonction de la méthode analytique utilisée

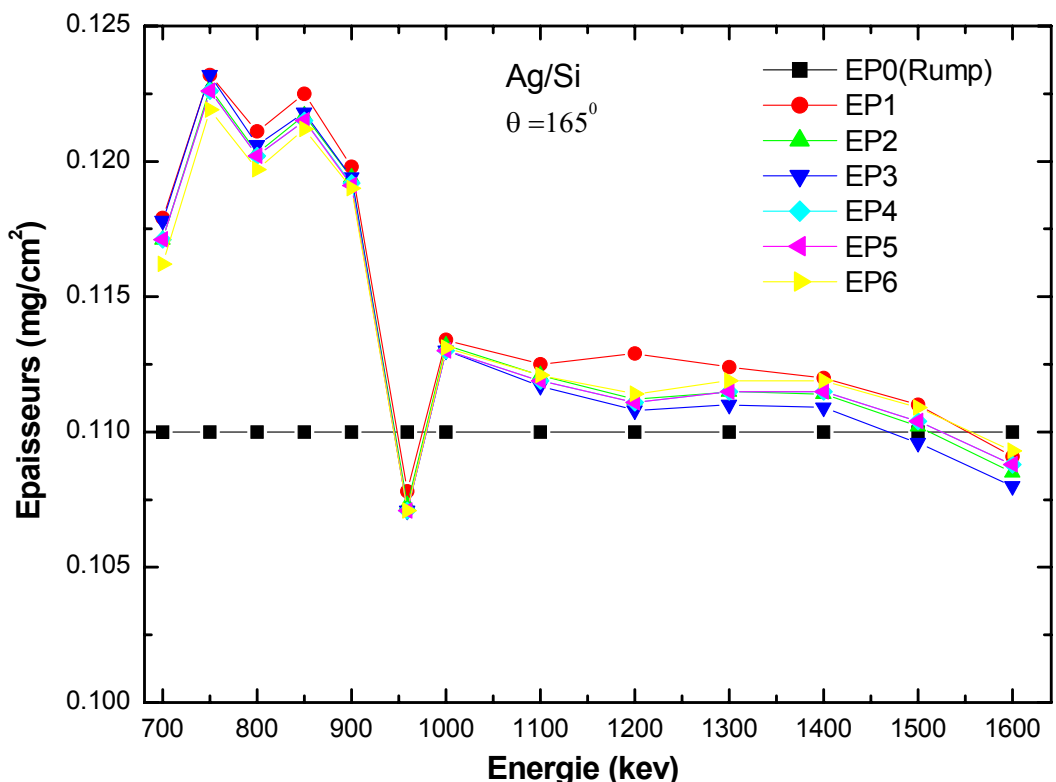
**IV-3-4-2 Cible Ag/Si**

Pour  $\theta = 150^\circ$ ,  $\epsilon_{p0}=1030$   $A^0=0.107\text{mg/cm}^2$



**Figure III-27: Variation de l'épaisseur calculée par les différentes méthodes en fonction de l'énergie incidente  $E_0$**

Pour  $\theta = 165^\circ$ ,  $\epsilon_{p0}=1055$   $A^0=0.110\text{mg/cm}^2$



**Figure III-28: Variation de l'épaisseur calculée par les différentes méthodes en fonction de l'énergie incidente  $E_0$**

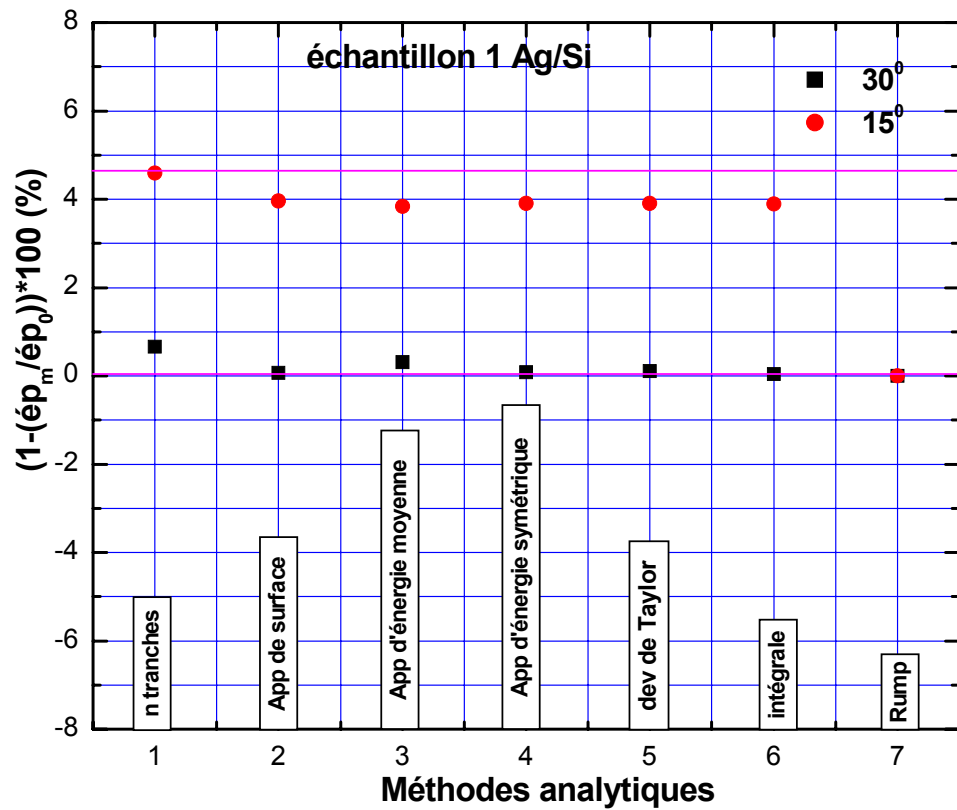


Figure III-29 : Erreur relative entre l'épaisseur moyenne et  $ep_0$  en fonction de la méthode analytique utilisée

IV-3-4-3 Cible Ag/Si

Pour  $\theta = 150^\circ$ ,  $ep_0 = 1930$  A $^0 = 0.2020$  mg/cm $^2$

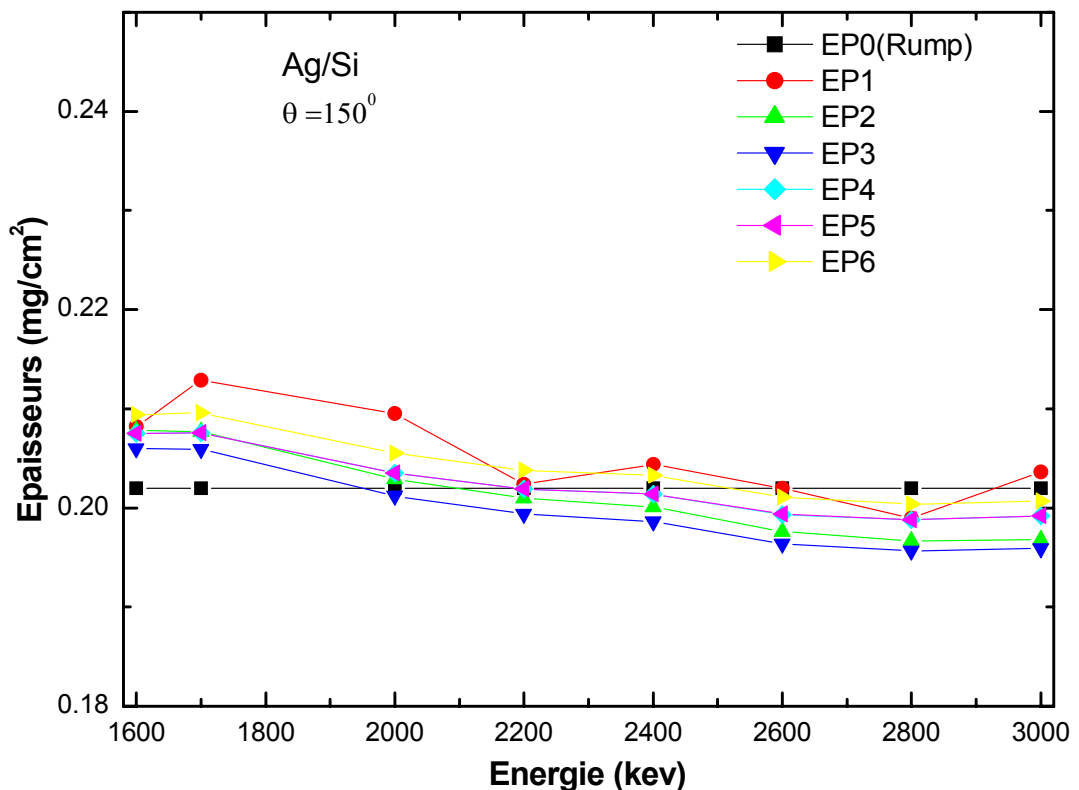


Figure III-30: Variation de l'épaisseur calculée par les différentes méthodes en fonction de l'énergie incidente  $E_0$

Pour  $\theta = 165^\circ$ ,  $\epsilon_p = 1990$   $A^0 = 0.2083 \text{ mg/cm}^2$

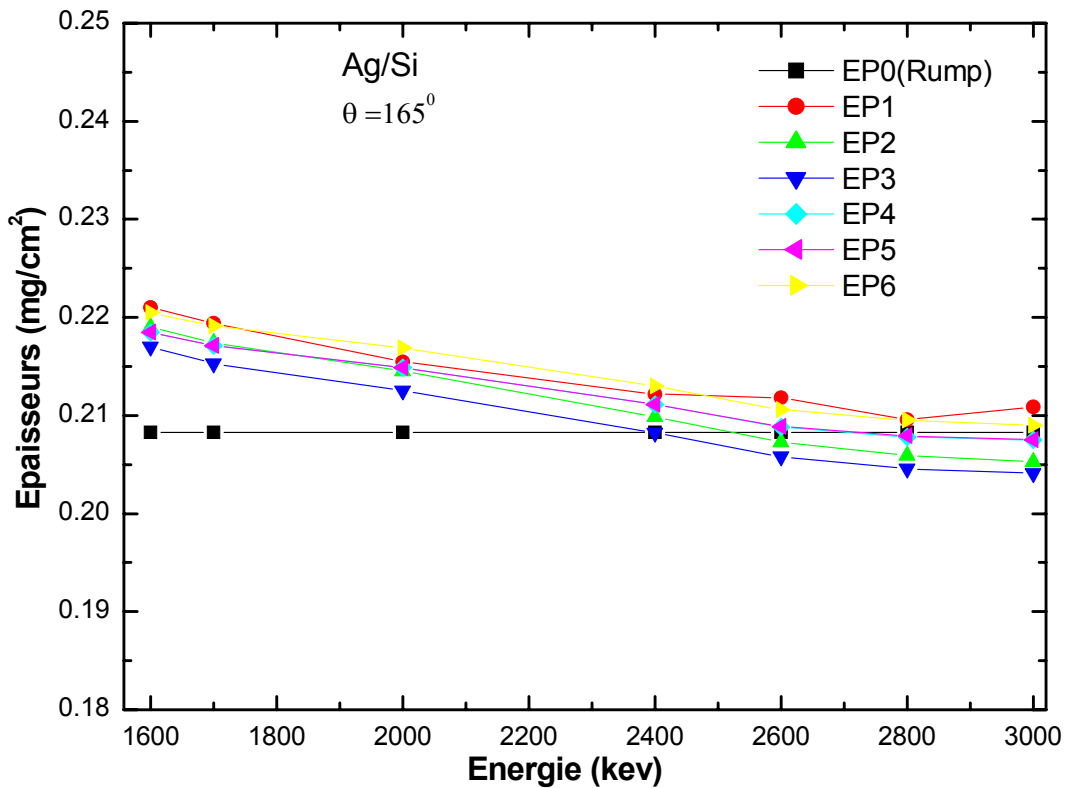


Figure III-31: Variation de l'épaisseur calculée par les différentes méthodes en fonction de l'énergie incidente  $E_0$

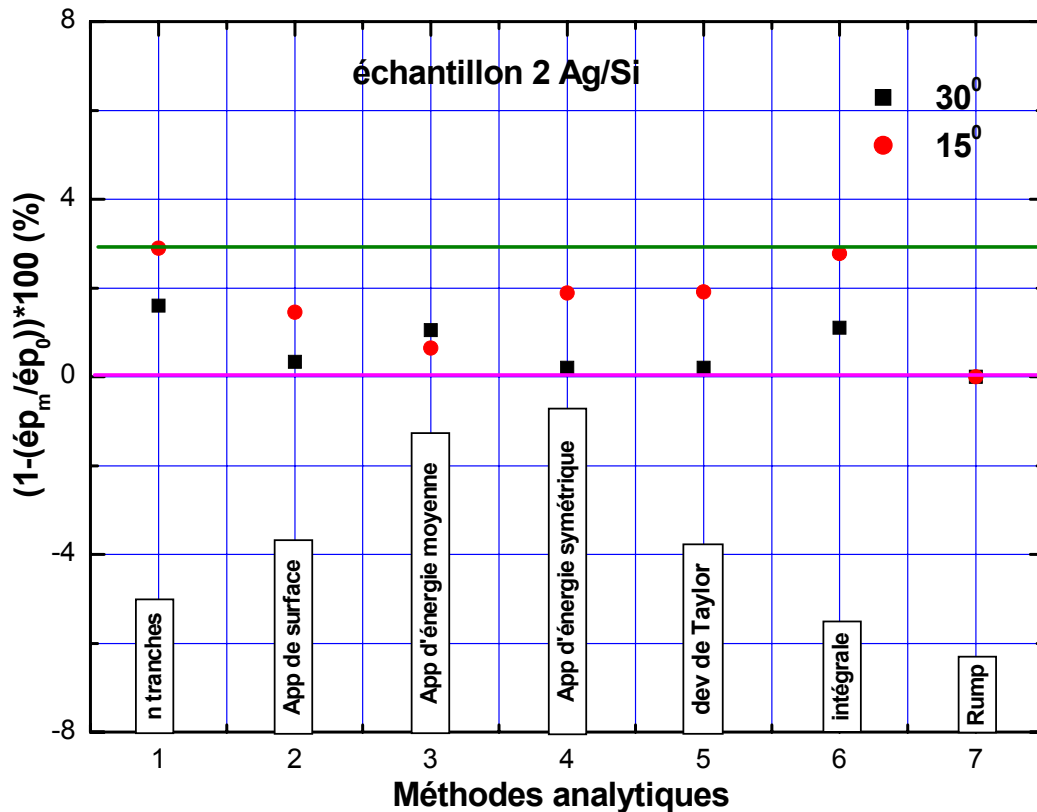


Figure III-32 : Erreur relative entre l'épaisseur moyenne et  $\epsilon_p$  en fonction de la méthode analytique utilisée

#### IV-4 Sources d'erreurs

Les sources d'erreurs qui influent sur la détermination de l'épaisseur de la cible sont :

1.  $C_0$  front de montée et  $C_1$  front de descente, l'erreur sur  $C_0$  et  $C_1$  est lié à la fluctuation statistique et également à  $\sigma_0$  largeur du front de montée et  $\sigma_1$  largeur du front de descente.  $\sigma_0$  traduit la résolution de toute la chaîne de détection, alors que  $\sigma_1$  traduit la dispersion en énergie du faisceau rétrodiffusé à l'interface de l'échantillon. Cette élargissement de l'énergie du faisceau est du au straggling et aux caractéristiques physiques de la cible (homogénéité de l'épaisseur, l'état de surface de la cible etc.)
2. l'erreur liée au pouvoir d'arrêt (2%-3%)
3. l'erreur liée à la méthode mathématique utilisée
4. l'erreur liée à la statistique du comptage <0.3% (Figure III-33)
5. l'erreur liée à la stabilité de l'énergie du faisceau de l'accélérateur < 0.5%

A partir des graphes III-25 et III-26 nous remarquons que l'erreur sur l'épaisseur de la cible d'Or liée à la méthode mathématique est inférieure à 2%, alors que pour l'échantillon 1 d'argent sur le silicium l'erreur est inférieure à 4.5%. Pour l'échantillon 2 d'argent sur le silicium l'erreur liée à la méthode mathématique est inférieure à 3%.

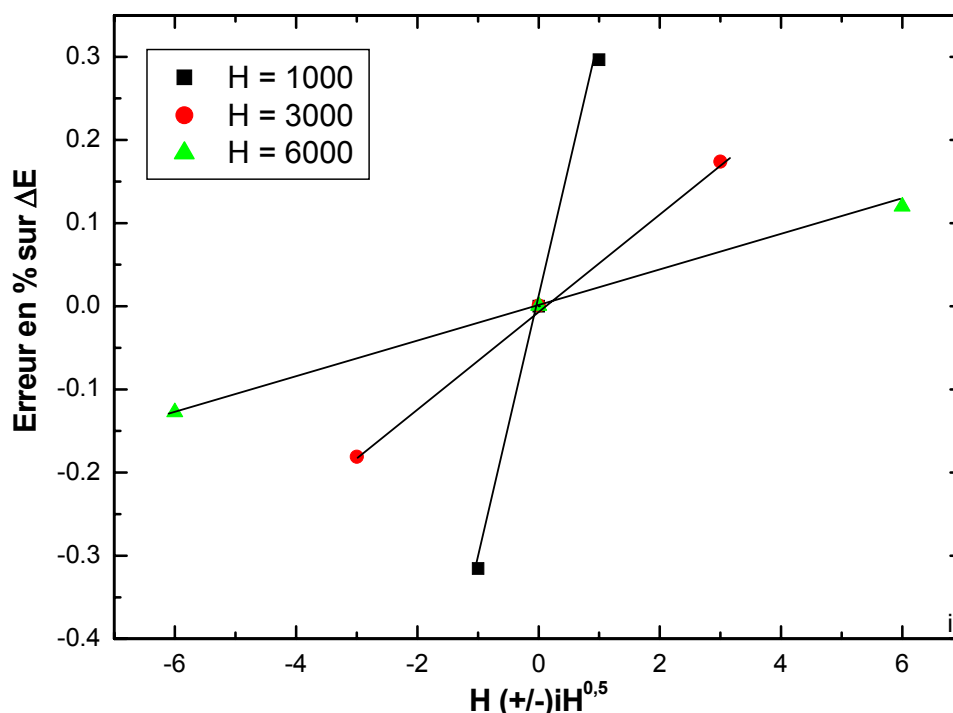


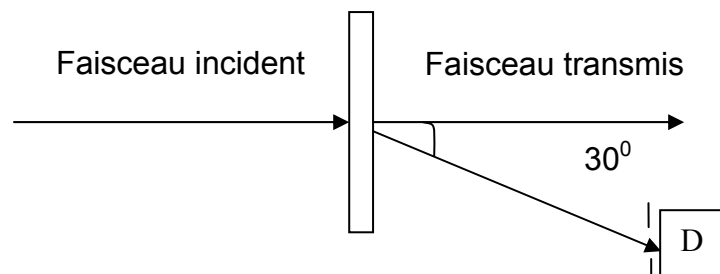
Figure III-33 : Erreur sur la perte d'énergie totale lié au taux de comptage et à l'erreur statistique

### **V. Technique par transmission des particules $^4\text{He}$ issues de l'accélérateur VAN de GRAAF**

Le principe est le même que celui de la transmission des alpha issus de la source radioactive, la différence est que le faisceau d'alpha d'énergie 2200 keV provient de l'accélérateur de Van de Graaf du CRNA d'Alger.

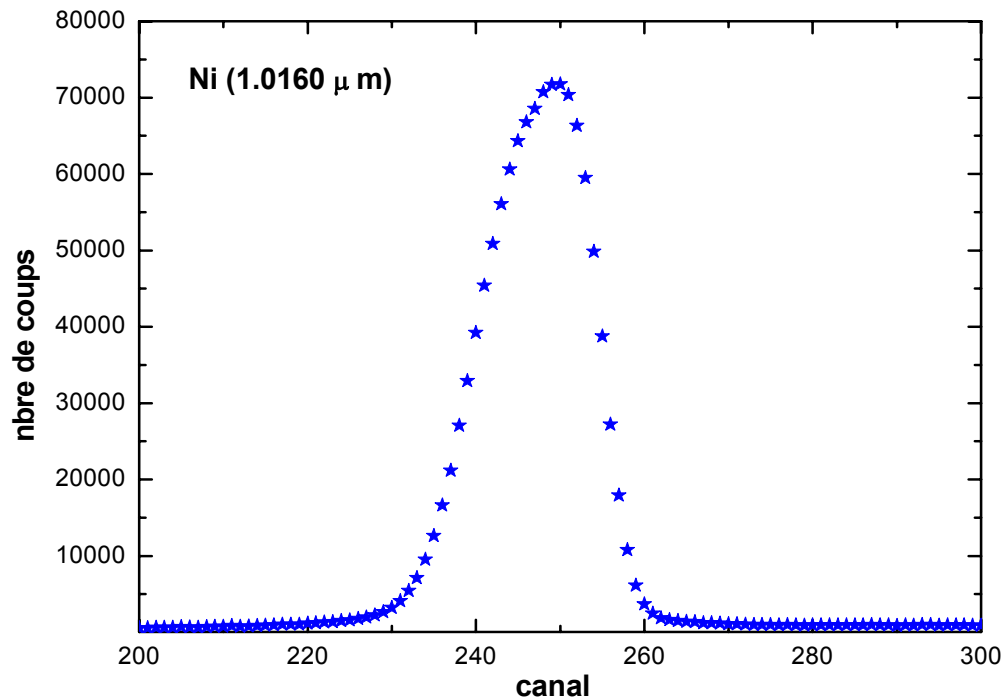
#### **V-1 Chaîne de détection**

La chaîne de détection est la même que celle utilisée dans la RBS, le schéma du principe de mesure d'épaisseur par transmission est montrée dans la Figure III-34. Le détecteur à barrière de surface est placé à un angle de  $30^\circ$  par rapport au faisceau incident afin d'éviter la détérioration de ce dernier. Cette expérience est réalisée en combinaison avec la RBS, le détecteur à barrière de surface est calibré à l'aide d'un spectre RBS d'un échantillon d'Or sur silicium à  $\theta=165^\circ$ .



**Figure III- 34 : Principe de mesure par transmission**

Le spectre obtenu est représenté sur la Figure III-35



**Figure III-35: Spectre de Transmission des alpha du Faisceau à travers une cible de Nickel**

## V-2 Résultats de la transmission des particules alpha produites par l'accélérateur

Les résultats de ces mesures sont récapitulés dans le tableau N°6

**Tableau N°6**

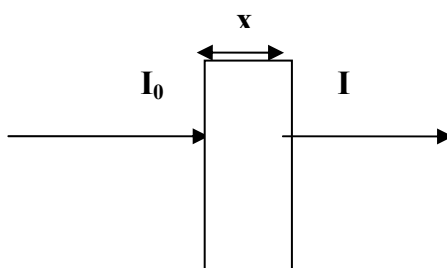
	$E_0$ (kev)	$\Delta E$ (kev)	$\Delta E/E_0$ (%)	Epaisseurs données ( $\mu\text{m}$ )	Epaisseurs calculées ( $\mu\text{m}$ )	Erreurs relatives %
Nickel	2200	434.69694	19.75895	0.6350 (c)	0.6489±0.029	4.46
	2200	547.86588	24.90299	0.7620 (c)	0.8106±0.047	5.79
	2200	744.42246	33.83738	1.0160 (c)	1.084±0.077	7.10
	2200	833.76636	37.89847	1.2700 (c)	1.206±0.065	5.38
	2200	1298.35464	59.01612	1.9050 (c)	1.815±0.17	9.36

## VI. Méthode par atténuation des photons X dans la matière

### VI-1 Principe

Un photon interagit avec la matière suivant trois processus : l'Effet photoélectrique, Effet Compton et Création de paires (voir chapitre II).

Dans cette expérience le processus de création des paires est négligé. Cela est dû au fait que nous utilisons une source X de  $^{55}\text{Fe}$  d'énergies 5,898 kev, 6,49 kev (énergie minimale pour le processus de création de paire électron-positron est 1,02 Mev). Le principe de l'atténuation (Figure III-36) est régi par la loi de Lambert équation (III-11)



**Figure III-36: Principe de l'Atténuation des photons X**

$$\ln\left(\frac{I_0}{I}\right) = \mu x \quad [\text{III-11}]$$

$I_0$  : intensité du faisceau incident,  $I$  : intensité du faisceau transmis,  $x$  : épaisseur de l'absorbant,  $\mu$  : est le coefficient d'atténuation

## VI-2 Dispositif expérimental

### VI-2-1 Chaîne de détection

Elle est composée d'un détecteur Si (Li) (de résolution égale à 220eV à l'énergie de 5,898keV) avec préamplificateur intégré (le détecteur est refroidi avec de l'azote liquide), d'un amplificateur, d'une tension de polarisation (le détecteur est polarisé à 1000 V), d'un oscilloscope et d'un micro-ordinateur pour l'acquisition.

La source utilisée est une source de Fer ( $^{55}\text{Fe}$ ) émettrice des raies de Manganèse d'énergies 5,898 keV et 6,49keV d'activité  $A_0 = 25\text{mCi}$ .

La source de Fer est une source scellée, la partie active est déposée par électrochimie sur une couche de Béryllium et recouverte avec une couche protectrice de Nickel. La figure III-37 montre la source annulaire de Fer ( $^{55}\text{Fe}$ ) que nous avons utilisée dans notre expérience. Le dispositif utilisé est schématisé sur la Figure III-38

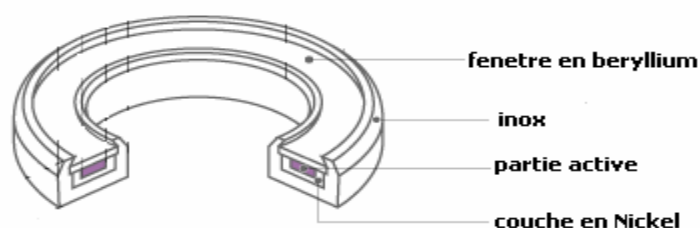


Figure III-37: Source de Fer ( $^{55}\text{Fe}$ )

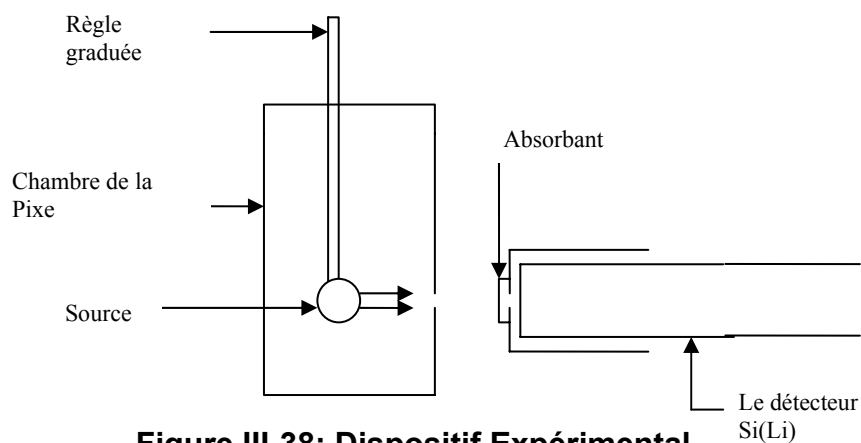


Figure III-38: Dispositif Expérimental

### VI-2-2 Chambre à diffusion

C'est une chambre cylindrique munie d'un orifice fermé par une feuille de mylar et d'un porte échantillon coulissant sur une règle graduée. Cette chambre de diffusion est utilisée principalement pour la technique PIXE. La source de fer est fixée sur le porte échantillon de sorte que l'intensité émise par la source sorte par l'orifice de la chambre devant lequel est placé le détecteur Si (Li).

### VI-3 Mesures

Dans cette expérience les faisceaux incident et transmis sont collimatés à l'aide des orifices de la chambre à réaction et du cache détecteur.

A partir de l'équation (III-11) l'épaisseur de l'absorbant est donné par la relation suivante:

$$x = \frac{1}{\mu} \ln \left( \frac{I_0}{I} \right) \quad \text{[III-12]}$$

$I_0$  : intensité incidente,  $I$  : intensité transmise,  $\mu$  : coefficient d'atténuation

Nous avons:

$$I_0 = \frac{N_0}{t_0} \quad \text{[III-13]}$$

$$I = \frac{N}{t} \quad \text{[III-14]}$$

$N_0$  et  $N$  représentent les aires sous le pic sans et avec absorbant

$t_0$  et  $t$  représentent le temps d'acquisition des spectres sans et avec absorbant

Le temps d'acquisition est pris de façon à avoir une bonne statistique de comptage

Dans cette expérience, nous nous intéressons à l'atténuation des photons d'énergies 5,898keV de la source du  $^{55}\text{Fe}$ .

Puisque nous avons le rapport des aires avec et sans absorbant, les corrections du comptage dues aux effets air, mylar et les trois feuilles qui constituent la fenêtre du détecteur Si(Li) sont supposés identiques dans les deux cas avec et sans absorbant (la fenêtre du détecteur Si(Li) est constituée de trois couches: une couche de Béryllium d'épaisseur 0.0254mm, une couche d'Or d'épaisseur 200 Å et une couche de silicium d'épaisseur 0.1µm). Les Figures III-39 et III-40 représentent le spectre du  $^{55}\text{Fe}$  sans et avec absorbant.

L'analyse des spectres est faite avec le code Axil. Les coefficients d'atténuation des différents éléments utilisés dans cette expérience pour l'énergie 5.898keV sont tabulés [43]

Le tableau ci-dessous donne les valeurs des coefficients d'atténuation utilisés pour l'énergie 5,898keV.

Eléments	Z	$\mu(\text{m}^{-1})$
Aluminium	13	32721.22
Nickel	28	101586.61
Argent	47	504693.87

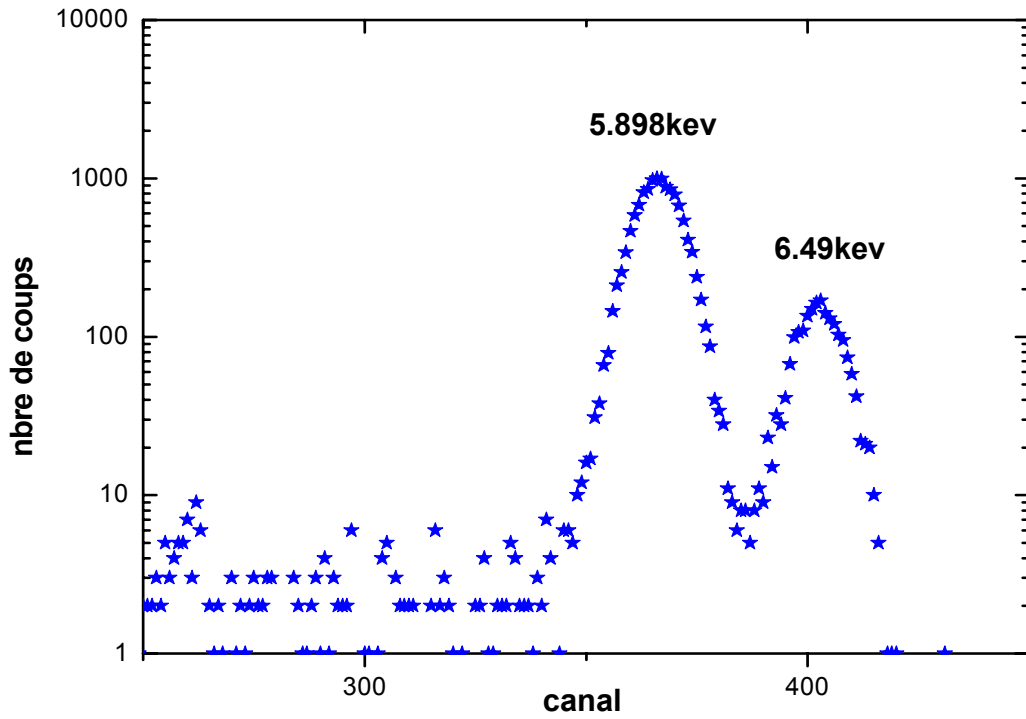


Figure III-39: spectre du  $^{55}\text{Fe}$  sans absorbant

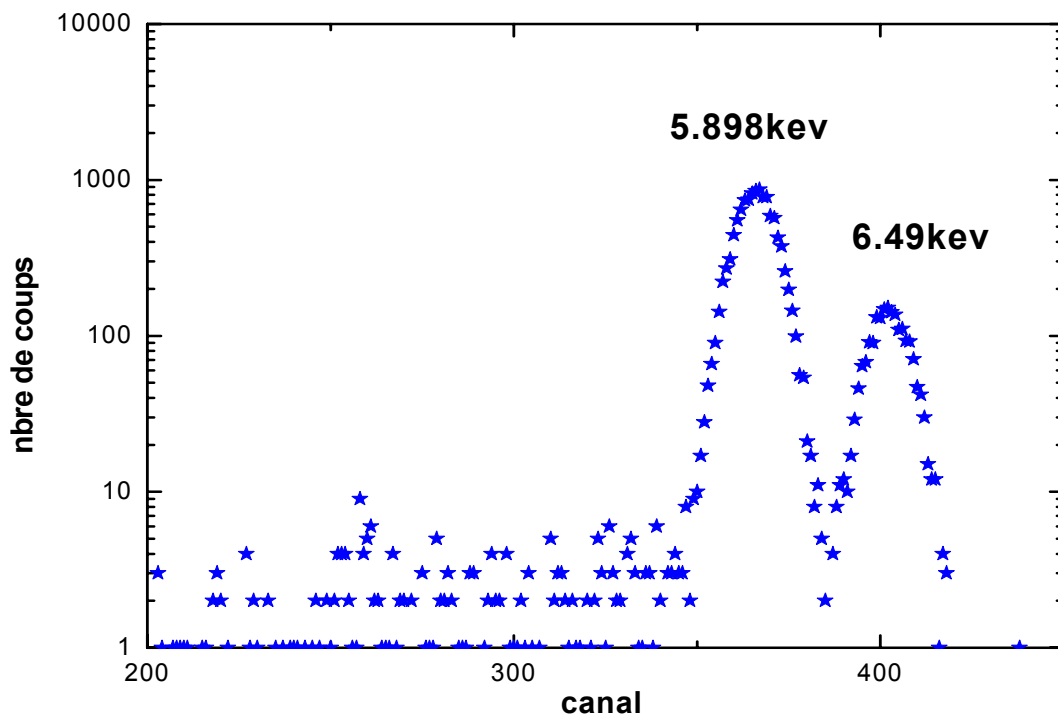


Figure III-40: spectre du  $^{55}\text{Fe}$  avec absorbant d'Aluminium

**VI-4 Sources d'erreurs**

Différentes sources d'erreurs entraînent des incertitudes sur la mesure de l'épaisseur d'une cible par atténuation des photons X issus d'une source de Fer ( $^{55}\text{Fe}$ ) :

1. l'erreur sur le nombre de photons comptés par le détecteur Si (Li) lors de l'atténuation des photons X dans la matière < 3%.
2. l'erreur sur la valeur du coefficient d'atténuation, celle-ci est de 1% [47] à l'énergie 5.89keV pour l'Aluminium, le Nickel et 1.8% [47] pour l'Argent

L'erreur sur la mesure de l'épaisseur d'une cible par la technique d'atténuation des photons X issus d'une source de Fer ( $^{55}\text{Fe}$ ) est obtenue en dérivant la fonction de Lambert  $\ln(I_0/I) = \mu x$ .

Nous avons:

$$\frac{\Delta x}{x} = \frac{\Delta \mu}{\mu} + \left( \ln \frac{I_0}{I} \right)^{-1} \left[ \frac{\Delta N_0}{N_0} + \frac{\Delta N}{N} + \frac{\Delta t}{t} + \frac{\Delta t_0}{t_0} \right] \quad \text{[III-15]}$$

Avec  $\Delta t = \Delta t_0 = 1\text{s}$  et  $t = t_0$

L'expression (III-15) se réduit à :

$$\frac{\Delta x}{x} = \frac{\Delta \mu}{\mu} + \left( \ln \frac{I_0}{I} \right)^{-1} \left[ \frac{\Delta N_0}{N_0} + \frac{\Delta N}{N} + \frac{2}{t} \right] \quad \text{[III-16]}$$

Les erreurs relatives sur les mesures calculées à partir de l'équation III-16 sont portées dans le tableau 7 ci-dessous.

**VI-5 Résultats de l'atténuation des photons X dans la matière**

Les résultats obtenus par la technique d'atténuation des photons X dans la matière sont récapitulés dans le tableau suivant

**Tableau N<sup>0</sup>7**

	Z	Epaisseurs données ( $\mu\text{m}$ )	Epaisseurs mesurées ( $\mu\text{m}$ )	Erreurs relatives (%)
Nickel	28	0.6350	0.6276±0.019	3.02
		0.7620	0.7570±0.024	3.17
		1.9050	1.879±0.025	1.33
		3.7500	3.678±0.055	1.49
Aluminium	13	2.0000	1.921±0.038	1.97
		4.0000	3.7800±0.109	2.89
Argent	47	5.0000	4.818±0.094	1.95

## VII. Discussion des résultats

Nous reportons dans le tableau 8 les résultats obtenus par la transmission des particules alphas issues de la source radioactive d' $^{241}\text{Am}$  et celles produites par l'accélérateur.

**Tableau N°8 : Résultats de la transmission des particules alphas issues de la source radioactive d' $^{241}\text{Am}$  et celles produites par l'accélérateur de Van de Graff**

élément	Epaisseurs données ( $\mu\text{m}$ )	Epaisseurs Mesurées avec Source ( $^{241}\text{Am}$ ) ( $\mu\text{m}$ )	$\Delta E/E$ %	Erreurs relative s %	Epaisseurs mesurées avec (Accél) $\mu\text{m}$ E(He)=2.2MeV	$\Delta E/E$ %	Erreurs relatives %
Nickel	0.6350 (C)	0.6787±0.0365	4.82	5.37	0.6489±0.029	19.75	4.46
	0.7620 (C)	0.8208±0.0436	5.85	5.31	0.8106±0.047	24.90	5.79
	1.0160 (C)	1.1024±0.0524	7.91	4.75	1.084±0.077	33.83	7.10
	1.2700 (C)	1.3245±0.0573	9.55	4.32	1.206±0.065	37.89	5.38
	1.9050 (C)	2.0732±0.0881	15.21	4.25	1.815±0.17	59.01	9.36
Argent	☀ 0.1550(P)	0.1606±0.0082	1.00	5.10	–		–
Aluminium	☀ 0.5000(P)	0.5245±0.0329	1.47	6.27	–		–
	0.7500 (C)	0.7283±0.0376	2.05	5.16	–		–
	4.0000 (C)	3.9519±0.211	11.51	5.33	–		–

Comme première conclusion, nous remarquons que les valeurs calculées par la transmission soit par les particules alphas issues de la source radioactive d' $^{241}\text{Am}$  ou bien produites par l'accélérateur sont en bon accord avec les valeurs données par le fabricant ou le quartz piézoélectrique.

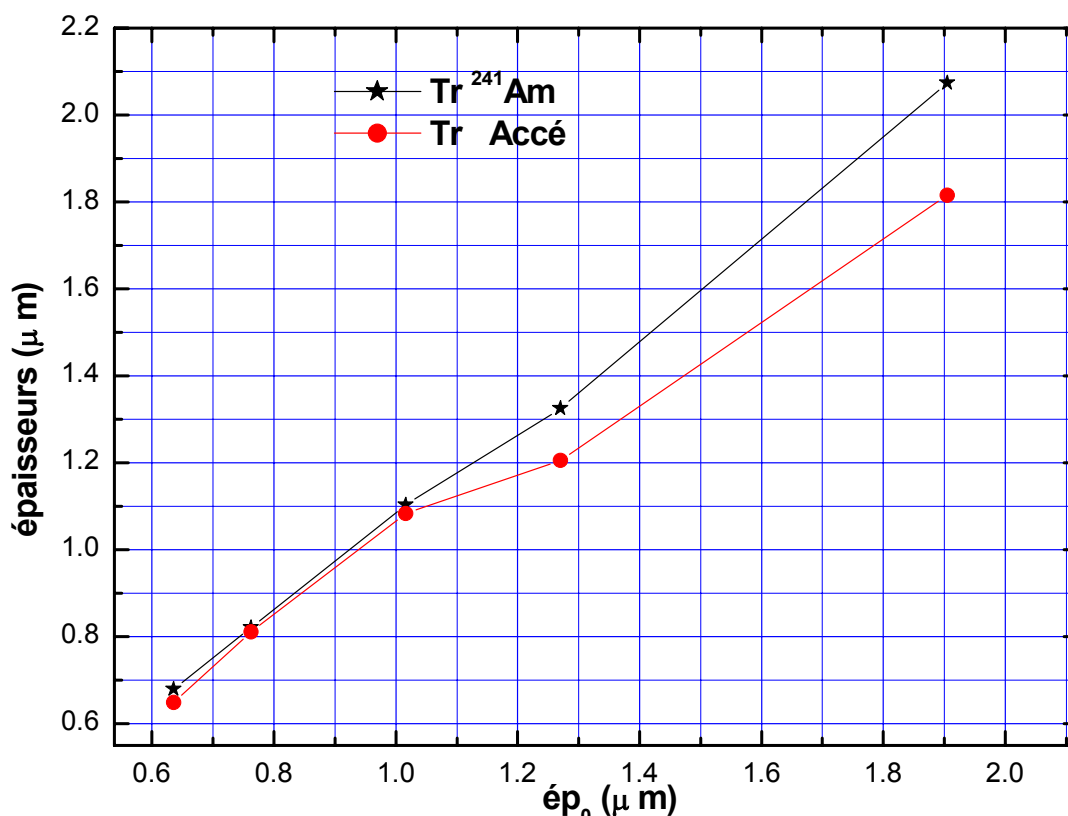
Les erreurs relatives aux mesures liées au Nickel s'étendent de 4,25% à 6,27% avec une erreur moyenne sur les mesures de 4,8%, ceci étant pour la transmission des particules alphas issues de la source radioactive. Pour la transmission des particules alphas produites par l'accélérateur les erreurs relatives sur les mesures s'étend de 4,46% à 9.36%. Lorsque  $\Delta E/E$  est inférieur à 30% l'approximation de l'énergie moyenne est valide et l'erreur sur l'épaisseur est de 4 % à 5 %, alors que si  $\Delta E/E > 30\%$  la notion d'énergie moyenne n'est pas valide, l'erreur sur l'épaisseur est de 5% à 9%

Nous reportons sur la figure III-41 les résultats obtenus par transmission des particules alphas issues de la source radioactive d' $^{241}\text{Am}$  et celles produites par l'accélérateur en fonction des épaisseurs données par le fabricant. Nous remarquons sur cette figure que pour les cibles inférieures à 1,2  $\mu\text{m}$  les résultats pour la transmission des particules alphas issues de la source radioactive et produites par

l'accélérateur se confondent alors que pour les cibles supérieures à  $1,2 \mu\text{m}$ , on remarque un écart entre les deux cas ceci étant plus l'énergie de la particule incidente augmente moins on aura la perte d'énergie et un élargissement en énergie autour de  $E - \Delta E$ .

Dans le cas de la cible autoportée d'argent élaborée par nous-mêmes, on note un bon accord entre la valeur trouvée et la valeur donnée par le quartz piézoélectrique avec une erreur de 3,61%. Alors que pour la cible d'aluminium l'erreur est de l'ordre de 4,9%. Cette erreur est lié principalement au faite que la valeur de l'épaisseur donnée par le quartz piézoélectrique a une certaine marge d'erreur liée à l'erreur sur la fréquence d'oscillation du quartz lors de l'évaporation, liée elle même à la masse déposée sur la surface fictive du quartz piézoélectrique. Nous pouvons conclure que la détermination de l'épaisseur de la cible par transmission constitue une bonne mesure de l'épaisseur, celle-ci est appliquée pour les cibles autoportées, seulement la difficulté réside dans la fabrication de ces cibles surtout pour des éléments dont les propriétés physicochimique ne permettent pas une bonne adhérence sur l'agent décollant.

Nous donnons comme exemple le Zinc, la plupart des laboratoires lorsqu'ils veulent étudier le Zinc, l'évaporent sur une couche très fine d'Or elle même évaporée tout d'abord sur un agent décollant pour bien le condenser, ensuite on ajoute une autre couche d'Or à la surface pour protéger la couche du Zinc contre l'oxydation, ceci étant fait on décolle notre échantillon comme nous l'avons indiqué précédemment.



**Figure III-41: Résultats obtenus par transmission des particules alpha issues de la source radioactive d' $^{241}\text{Am}$  et produites par l'accélérateur en fonction des épaisseurs données par le fabricant**

Dans la technique RBS nous avons utilisé diverses méthodes pour déterminer l'épaisseur. La première est la méthode du rapport des hauteurs du substrat sur aires des cibles, la seconde est la simulation avec le code Rump.

La confrontation des résultats nous indique que pour la cible d'argent sur le silicium les valeurs des mesures des épaisseurs par la méthode du rapport des hauteurs des substrats sur aires des cibles sont loin des résultats trouvées par le code Rump. Ceci est dû au fait que les cibles d'argent étaient évaporés sur un substrat de silicium de mauvaise qualité, qui est visible sur les spectres collectés lors de l'expérience.

Pour la cible d'or les résultats trouvés par la méthode du rapport (Hauteurs/aires) sont en bon accord avec les résultats du code Rump.

Nous avons aussi trouvé que pour un échantillon donné l'angle de détection n'a pas d'influence sur l'épaisseur de la cible.

Nous notons aussi que pour les échantillons 4,5 et 6 (Tableau N<sup>o</sup>3) d'argent sur le silicium l'erreur sur l'épaisseur estimé par le code Rump par rapport aux valeurs données par le quartz piézoélectrique s'étend de 3.27% à 4.30% et sont cohérentes.

Dans une deuxième étape de ce travail nous avons utilisé des méthodes analytiques qui ont pour base des expressions mathématiques liées à des approximations pour calculer l'épaisseur de la cible. Dans ce cas on distingue les méthodes faciles que sont l'approximation de surface, l'approximation de l'énergie moyenne et l'approximation symétrique.

Nous avons aussi les méthodes lourdes qui nécessitent l'utilisation d'un micro-ordinateur comme la division de la cible en n tranches, la méthode intégrale et le développement de Taylor.

L'utilisation de ces méthodes pour calculer l'épaisseur de la cible nous révèle que l'erreur sur l'épaisseur de la cible liée à la méthode mathématique est de 2% à 4%.

En ajoutant l'erreur sur le pouvoir d'arrêt qui est de 2% à 3% [44], on peut déduire que l'erreur sur l'épaisseur estimée par la technique RBS est de 4% à 6%.

La dernière technique utilisée dans ce travail pour la détermination de l'épaisseur de la cible est l'atténuation des photons X issus d'une source de Fer (<sup>55</sup>Fe). Nous remarquons dans le tableau N<sup>o</sup>7 que les valeurs calculées par la technique d'atténuation sont en accord avec les valeurs données par le fabricant. Les erreurs sur les mesures liées à cette technique s'étendent de 1,33% à 3,17%. Notons que pour les cibles du Nickel d'épaisseur 0.6276  $\mu\text{m}$  et 0.7570  $\mu\text{m}$  l'erreur relative est plus grande que 3%. Cela peut être due essentiellement au fait que c'est une cible mince et que le nombre de photons atténués dans la cible est très faible ce qui engendra une erreur relative importante sur x d'après l'équation (III-15).

Cependant, nous remarquons que pour les cibles épaisses l'erreur sur la mesure s'étend de 1,33% à 2,89%.

Dans cette dernière expérience, nous n'avons pas pu analysé les cibles élaborées par nous-mêmes par la technique d'atténuation des photons X à cause du dispositif expérimental qui n'était pas adapté à ce genre de cibles et parce que l'énergie utilisée de 5.89 keV ne permettait pas de sonder les cibles d'Argent et d'Aluminium d'épaisseurs 0.1550  $\mu\text{m}$ , 0.5000  $\mu\text{m}$  respectivement, puisque les intensités incidentes et transmises étaient presque les mêmes. En ce cas on doit descendre en énergie pour étudier les épaisseurs faibles. L'inconvénient de la technique d'atténuation des photons

X dans la matière, c'est qu'elle ignore les caractéristiques physiques de la cible (effets de rugosité, homogénéité etc.)

Des travaux ont été communiqués à la conférence européenne de Berlin [48] et à Vienne [49] se rapportent à la mesure des épaisseurs par atténuation des photons X. Ces travaux reflètent l'importance de la technique d'atténuation des photons X pour la détermination des épaisseurs des cibles avec une bonne précision.

L'avantage principal pour l'atténuation des photons X est le fait qu'elle est non destructive et permettent la détermination de l'épaisseur d'une cible.

Nous pouvons conclure que les résultats donnés par la technique d'atténuation des photons X sont assez satisfaisants.

En conséquence la technique de mesure des épaisseurs par atténuation des photons X est préférable aux autres méthodes par sa précision et sa simplicité surtout dans le cas des cibles épaisses.

Dans le cas général, on peut mesurer les épaisseurs faibles par la méthode d'atténuation en descendant en énergie du photon incident, seulement le seul inconvénient est qu'à faible énergie du photon incident les erreurs sur les coefficients d'atténuation sont importantes ce qui engendre des erreurs sur les valeurs des épaisseurs assez grand.

En conclusion la méthode par atténuation demeure une méthode simple et directe pour déterminer les épaisseurs des cibles autoportées alors que pour des cibles sur un substrat le recours à la méthode RBS reste le seul moyen pour évaluer ces épaisseurs, surtout dans l'analyse de l'échantillon mince par Pixe, puisque pour obtenir les concentrations des éléments dans un échantillon on peut combiner la Pixe avec la RBS.

Conclusion

**Conclusion**

Dans ce travail nous avons exposé les différentes techniques de détermination de la mesure des épaisseurs telles que la transmission par des particules alphas issues d'une source d' $^{214}\text{Am}$  ou produites par un accélérateur Van de Graaf, la rétrodiffusion de Rutherford avec les diverses méthodes utilisées pour déterminer les épaisseurs telles que la simulation des spectres RBS avec le code Rump, la méthode du rapport hauteur sur aire de la cible, les méthodes analytiques dont l'approximation de surface, l'approximation de l'énergie moyenne, l'approximation de l'énergie moyenne symétrique, la méthode des n tranches, le développement en série de Taylor, la méthode intégrale et l'atténuation des photons X issus d'une source de Fer ( $^{55}\text{Fe}$ ).

Nous avons donné le principe et les différentes étapes pour la fabrication des cibles autoportées.

Nous avons réalisé quelques unes avec succès, ce qui nous amène à espérer ouvrir d'autres perspectives dans le domaine de la recherche en utilisant des cibles autoportées d'éléments simples ou composés

Nous avons réalisé les différentes expériences correspondant à chacune des méthodes que nous avons utilisées pour les mesures des épaisseurs des cibles.

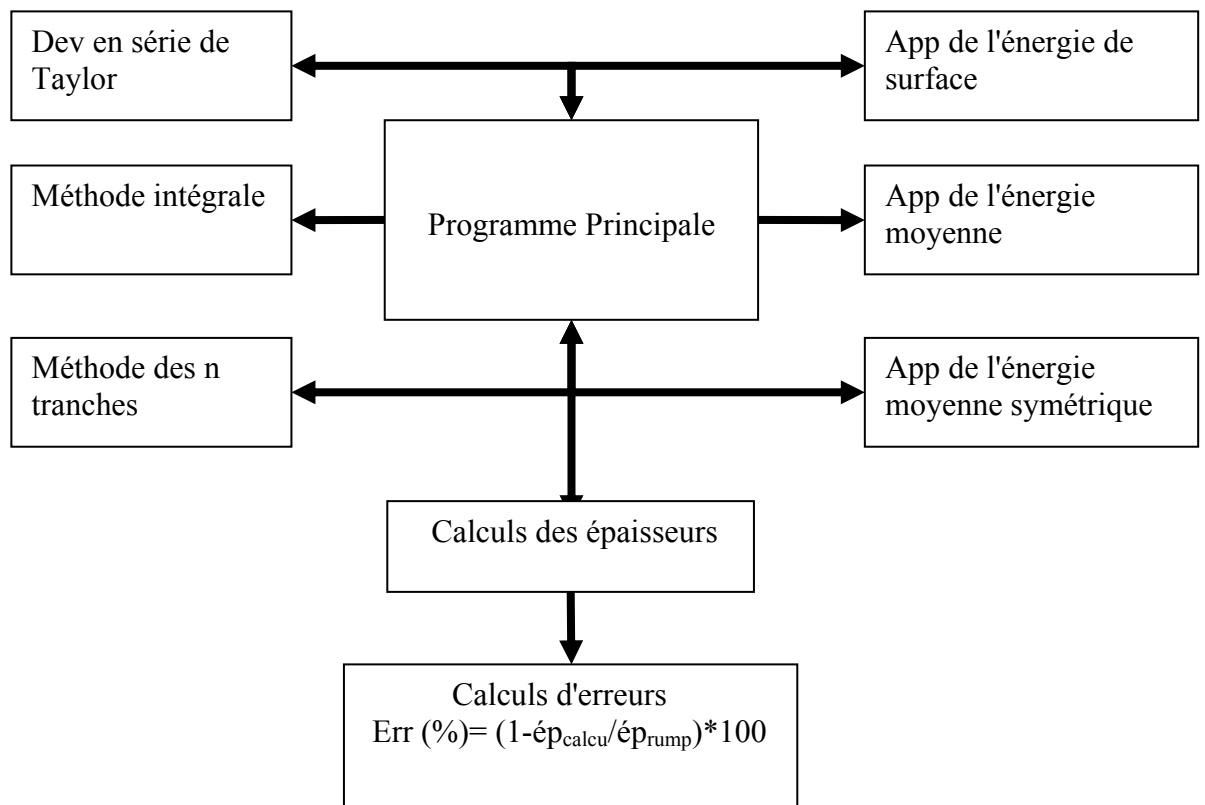
Nous avons comparé les résultats obtenus par les trois méthodes de mesure de l'épaisseur d'une cible en calculant les erreurs relatives sur les mesures.

En fonction des erreurs relatives commises lors de la détermination des épaisseurs des cibles, nous avons conclu que :

1. la méthode par atténuation des photons X est préférable aux autres méthodes par sa précision et sa simplicité, puisque nous avons trouvé que l'erreur sur l'épaisseur est inférieure à 3.2%. Actuellement cette technique est utilisée dans l'industrie pour la mesure des épaisseurs.
2. dans le cas d'une cible déposée sur un substrat (cas des cibles minces) où la méthode par atténuation ne peut être employé, la technique RBS demeure la seule méthode utilisable parmi les deux techniques qu'est l'atténuation des photons X et la transmission des alphas. Seulement on doit prendre en compte que l'erreur commise sur l'épaisseur de la cible varie entre 4% à 6%. Cette technique est utilisée simultanément avec la technique d'analyse par PIXE (qui nécessite la connaissance des épaisseurs pour obtenir les concentrations).

En conclusion l'atténuation des photons X demeure la meilleure technique pour la détermination des épaisseurs des cibles avec une meilleure précision pour les cibles autoportées alors que pour des cibles très minces déposées sur un substrat la technique RBS reste une bonne méthode avec une erreur de 4% à 6% sur la valeur de l'épaisseur, puisque la difficulté des cibles minces autoportées résident dans leur fragilité de les manier manuellement. Et que tous les éléments métalliques du tableau périodique ne peuvent être des cibles autoportées, cela dépendra des propriétés physiques et chimiques des éléments utilisées.

**Annexe**

**Organigramme Général du code de Calcul**

**Références**

- [1] J.J.Grob and P.Siffert, "*Rutherford Backscattering spectrometry*" (R.B.S)  
centre de recherche nucleaire (Groupe phase), 67037 strasbourg cedex, France
- [2] Chu et Mayer "*Backscattering spectrometry* " (1978)
- [3] H.Bethe, Ann-physik, **5**,325(1930)
- [4] H.Bethe,j.Askin, "*the passage of heavy particles through matter*",in E.Segré(ed)-  
"*passage of radiation through matter*" experimental, Nuclear physics, **1**,166(1953)
- [5] F.Bloch, Ziets.f; Phys.**81**, 363 (1933)
- [6] J. Lindhard, K. Dan. Viedensk. Selsk. Mat. Fys. Medd. **28** (1954) n<sup>o</sup> 8
- [7] J.Lindhard and M.Sharff, Phys.Rev.**124**, 128 (1961)
- [8] O.B.Firsov, Soviet Phys.JETP **9**, 1076 (1959)
- [9] www.srim2003.org
- [10] J.F. Ziegler, J.P. Biersack and U. Littmark, in : "The stopping and Ranges of ions in Matter", vol **1**.(Pergamon, New york, 1985)
- [11] H.H. Andersen and J.F. Ziegler, Hydrogen Stopping Powers and Ranges in All Elements, Vol. 2 of "The Stopping and Ranges of Ions in Matter", Pergamon Press, New York (1977).
- [12]TRIM, J.F. Ziegler and J.P. Biersack; updated version of a computer code for calculating stopping and ranges version 92.16
- [13] Chu, W.K., and Ziegler, J.F.J.Appl.Phys.**46**, 2768 (1975)
- [14] C. M. Davisson and B. D.Evans Rev. Mod. Phys, Vol **24**, number 2, April (1952)
- [15] J.H. Hubbell, Phys. Med. Biol. **44** (1999)
- [16] John A. Victoreen, J.Appl.Phys.**14**, 95(1943)
- [17] W. H. Bragg, Phil.Mag.**29**, 407(1915)
- [18] A. W .Hull and M., Rice, Phys Rev.**8**, 326(1916)
- [19] F .K .Richtmyer, Phys.Rev.**18**, 13(1921)
- [20] W.Heitler, "*The Quantum Theory of radiation* ", Oxford University press,N- york,  
p.123 ,1936
- [21] M. Stobbe. Ann. Physik **7**,661(1930)
- [22] O.Klein and Y.Nishina, Z. Physik **52**,853 (1929)
- [23] J. J. Thomson, "*Conduction of Electricity Through Gases*" (university Press  
,Cambridge, England ,1906) second edition, p.325.

- [24] Bethe and W. Heitler, Proc.Soc. (London) **146A**, 83(1934)
- [25] H. Bethe, Proc. Cambridge. Phil .Soc.**30**, 524(1934)
- [26] J. M. Cork and R. W. Pidd, Phys.Rev.**66**, 227(1944); and J. M. Cork. Phys. Rev.**67**.53 (1945).
- [27] G. Groetzinger and L. Smith, Phys.Rev.**67**, 53(1945)
- [28] Delsasso, Fowler, and Lauritsen, Phys.Rev.**51**, 391(1937)
- [29] E. M. MacMillan, Phys. Rev.**46**, 868 (1934)
- [30] McDaniel, von Dardel, and Walker, Phys.Rev.**72**, 985(1947)
- [31] T.E.Roberts.Proc.Rov.Soc. (London) **183A**.338 (1945)
- [32] L.Meitner and H.H.Hupfeld,Z .Physik **67**,147(1931)
- [33] W. Gentner and J. starkiewicz, J .Phys. et radium **6**,340(1935)
- [34] W.V.Mayneord and A.J.Cipriani,Can.J.Resarch **25 A**, 303(1947)
- [35] Z.S.Davisson and G.D.Latyshev, J.Phys. (U.R.S.S.) **6**,15(1942)
- [36] Crane,Delsasso,Fowler, and Lauritsen, Phys.Rev.**46**, 531(1934)
- [37] C.Y.Chao, Proc.Natl.Acad.Sci.**16**, 431(1930)
- [38] D.E.Alburger, Phys.Rev.**73**, 344(1948)
- [39] C.M.Davisson and R.D.Evans, Phys.Rev.**81**, 404(1951)
- [40] R.L.Walker, Phys.Rev.**76**, 527(1949)
- [41] G.D.Adams, Phys.Rev.**74**, 1707(1948)
- [42] C.L.Cowan, Phys.Rev.**74**, 1841(1948)
- [43] Berger, M.J. and Hubbell, J.H, XCOM: Photon Cross Sections, NBSIR 87-3597(<http://physics.nist.gov/XCOM>) (1987)
- [44] Abdesselam, Private communication (2005)
- [45] L.R.Doolittle Nucl.Inst.and Meth.**B 9**,291, (1985)
- [46] J.F.Ziegler, " Helium, Stopping Powers and Ranges in All Elements (Pergamon, New York, 1977)
- [47] Atomic Data and Nuclear Data Tables **38**,1-197 (1988)
- [48] C.Q.Tran et al "Accurate determination of the thickness of thin specimens and applications in X-rays Attenuation measurements" European conference on energy dispersive X ray spectrometry 16-21june (2002), Berlin ,Germany
- [49] N.Ekini et al " Determination of thin film thickness by X-ray transmission" 16 th international on X-ray optics and microanalysis, Vienna, july 2001