

2m 11.3171.1

Université de Montréal

Système RBS par ions lourds avec détecteur temps-de-vol

par

Alexandre Paradis

Département de Physique

Faculté des études supérieures

Mémoire présenté à la Faculté des études supérieures  
en vue de l'obtention du grade de Maître ès sciences  
en physique

septembre 2003

©Alexandre Paradis, 2003



QC

3

254

2004

V.003

## AVIS

L'auteur a autorisé l'Université de Montréal à reproduire et diffuser, en totalité ou en partie, par quelque moyen que ce soit et sur quelque support que ce soit, et exclusivement à des fins non lucratives d'enseignement et de recherche, des copies de ce mémoire ou de cette thèse.

L'auteur et les coauteurs le cas échéant conservent la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protègent ce document. Ni la thèse ou le mémoire, ni des extraits substantiels de ce document, ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans l'autorisation de l'auteur.

Afin de se conformer à la Loi canadienne sur la protection des renseignements personnels, quelques formulaires secondaires, coordonnées ou signatures intégrées au texte ont pu être enlevés de ce document. Bien que cela ait pu affecter la pagination, il n'y a aucun contenu manquant.

## NOTICE

The author of this thesis or dissertation has granted a nonexclusive license allowing Université de Montréal to reproduce and publish the document, in part or in whole, and in any format, solely for noncommercial educational and research purposes.

The author and co-authors if applicable retain copyright ownership and moral rights in this document. Neither the whole thesis or dissertation, nor substantial extracts from it, may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms, contact information or signatures may have been removed from the document. While this may affect the document page count, it does not represent any loss of content from the document.

Université de Montréal  
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé :  
Système RBS par ions lourds avec détecteur temps-de-vol

présenté par :  
Alexandre Paradis

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes :

Robert Cochrane  
président-rapporteur

Sjoerd Roorda  
directeur de recherche

Subhash Gujrathi  
codirecteur

Ludvik Martinu  
membre du jury

## **Résumé**

Ce mémoire présente une description détaillée d'un nouveau système de mesure par faisceau ionique pour effectuer des mesures RBS par ions lourds. Il consiste en un détecteur temps-de-vol à longueur de vol variable et d'un système permettant de diminuer l'effet d'empilement dans le détecteur. Après revue de la théorie sous-jacente, nous exposerons les résultats obtenus, soit une augmentation de la résolution relative d'un facteur 1,5 et une diminution de l'effet d'empilement de 86 % dans le spectre en temps. Il ressort de ce travail que le système RBS par ions lourds de l'Université de Montréal sera une technique d'analyse très puissante sous peu.

## **Mots clés**

Effet d'empilement , Temps-de-vol, RBS, Ions lourds, Couche mince.

## **Abstract**

This thesis presents a detailed description of a new ion beam analysis system for Rutherford Backscattering Spectrometry ( RBS ) with heavy ions. The system has a time-of-flight detector with a variable length of the flight path and a device which eliminates part of the pile-up in the detector. After a brief review of the theory, we will present our first results which give us a resolution increased by a factor of 1,5 and a pile-up reduction of 86 %. We conclude from our work that heavy ion RBS at Université de Montréal will be a very powerful tool in the near future.

### **Key words**

Heavy ions , RBS , Physics , Time-of-flight , Pile-up , Thin films

## Table des matières

RÉSUMÉ.....	i
ABSTRACT.....	ii
TABLE DES MATIÈRES.....	iii
LISTE DES FIGURES.....	iv
LISTE DES ABRÉVIATIONS.....	v
REMERCIEMENTS.....	vi
INTRODUCTION.....	1
CHAPITRE 1 : THÉORIE.....	4
1-1 RÉTRODIFFUSION DE RUTHERFORD PAR IONS LOURDS.....	4
1-2 CHAMBRE DE DÉTECTION : DESCRIPTION.....	9
1-3 EMPILEMENT ET DÉFLECTION.....	14
1-4 DOMMAGE.....	22
CHAPITRE 2 : EXPÉRIENCES ET RÉSULTATS.....	23
2-1 DÉFLECTEUR.....	23
2-2 SYSTÈME RBS PAR IONS LOURDS.....	28
2-3 SYSTÈME DE DÉFLECTION ET RBS PAR IONS LOURDS.....	37
CONCLUSIONS.....	43
BIBLIOGRAPHIE.....	45
ANNEXE( PLAN DES PIÈCES ).....	vii

## Liste de figures

Figure 1 :Schéma du RBS.....	5
Figure 2 :Schéma du facteur cinématique.....	5
Figure 3 :Schéma de la chambre.....	9
Figure 4 :Schéma du détecteur.....	10
Figure 5 :Détecteur de départ.....	10
Figure 6 :MCP en chevron.....	11
Figure 7 :Schéma de l'électronique.....	13
Figure 8 :Schéma d'empilement.....	15
Figure 9 :Ions lents et rapides.....	15
Figure 10 :Principe du déflecteur.....	16
Figure 11 :Déflexion en fonction de l'énergie.....	19
Figure 12 :Déflexion à voltage fixe.....	20
Figure 13 :Déflexion pour le silicium.....	20
Figure 14 :Géométrie pour particules alpha.....	23
Figure 15 :Simulation de déflexion.....	25
Figure 16 :Rapport non-défléchi sur défléchi.....	26
Figure 17 :Spectre RBS par hélium 2 MeV.....	29
Figure 18 :Spectre RBS par silicium 20 MeV.....	31
Figure 19 :Superposition du pic d'or.....	32
Figure 20 :Superposition du pic d'argent.....	33
Figure 21 :Spectre en temps pour 110 cm.....	35
Figure 22 :Effet du déflecteur.....	38
Figure 23 :Bruit de fond sur le pic d'or.....	40
Figure 24 :Bruit de fond sur un spectre en temps.....	42



## Liste des abréviations

Å..... angström	RUMP....Programme de manipulation de données RBS
cm..... centimètre	He.....hélium
ERD..... elastic recoil detection	Si .....silicium
keV..... kilo électronvolt	M ..... masse
kV..... kilovolt	E ..... énergie ou champ électrique selon le cas
MCP..... micro channel plate	K ..... facteur cinématique
MeV..... Mégaélectronvolt	$\Omega_B$ ..... variance de Bohr
mg..... milligramme	e..... charge de l'électron
mm..... millimètre	$\mu\text{m}$ ..... micromètre
mSr..... millistériadiant	t'..... temps
MV..... Mégavolt	L ..... longueur de vol
nA..... nanoampère	$\mu\text{s}$ ..... microseconde
ps..... picoseconde	ns..... nanoseconde
RBS..... Rutherford backscattering spectrometry	D ..... déflexion
SBD..... Surface barrier detector	l..... longueur du déflecteur
V..... volt	L'..... distance fin du déflecteur à la cible
A ..... nombre total d'ion détecté	v..... vitesse de l'ion
Q ..... nombre d'ions incidents	m..... masse de l'ion
N ..... densité atomique	$\lambda$ ..... distribution de charge linéaire
t..... épaisseur	R..... distance de la tige ( calcul )
$\Omega$ ..... angle solide	$\rho$ ..... distance radiale
Z ..... nombre de protons	b..... rayon du cylindre
q..... charge	FWHM... largeur à mi-hauteur
$\phi$ ..... différence de potentiel	
a..... rayon du fil	
Cm..... curium	
$\mu\text{g}$ ..... microgramme	

## **Remerciements**

J'aimerais remercier mon directeur de recherche Sjoerd Roorda qui m'a offert mon projet de recherche et m'a guidé dans la rédaction. J'aimerais remercier énormément mon codirecteur de recherche Subhash Gujrathi, sans qui ce projet n'aurait pas vu le jour. Je voudrais remercier le personnel administratif et technique de l'Université de Montréal, tout spécialement Hélène, Réal, Louis, Jacques, Gaétan, Stéphane et Jean. Un gros merci à tous mes collègues de bureau, présent et passé, dont Jean-Charles, Régis, Manuel, Dominique, Rémi, Chantal, Jean-François, Martin, Renata et Rachid. Un merci spécial à ma famille qui m'a toujours supporté. Et finalement, un merci tout particulier pour Marie-Josée, sans qui je n'aurais pas eu la force morale de venir à bout de mon projet.

## Introduction

Avec l'avènement de la technologie actuelle, l'étude des matériaux est une science qui a pris définitivement son envol. De plus en plus de domaines exigent une connaissance précise des matériaux. Les composantes électroniques de pointe actuelles sont sensibles aux imperfections nanométriques. Il est donc important de savoir de quoi sont réellement fabriquées les surfaces des composantes utilisées et quel est l'interaction des couches atomiques entre-elles<sup>1</sup>.

Lors de la fabrication des composantes électroniques, l'industrie utilise souvent des semi-conducteurs que l'on qualifie de pur, c'est à dire sans impureté. Il s'agit d'éléments que l'on suppose d'une composition connue. Il est important de s'assurer qu'ils le soient. Il en va de même pour les métaux et les isolants utilisés dans une grande gamme de domaines. Il faut avoir de bonnes techniques permettant d'analyser des échantillons typiques pour ainsi déterminer les éléments les composants et éviter des défauts.

Il existe plusieurs techniques pour analyser des surfaces d'échantillons dans le but de savoir la composition atomique de ces dernières<sup>2,3,4</sup>. Chaque technique a ses particularités, ses avantages et ses inconvénients. Par exemple la technique de spectroscopie par électron Auger<sup>2</sup> permet d'avoir une bonne précision mais seulement à la surface, c'est-à-dire entre 10 et 30 angströms. Il y a également la technique de détection par recul élastique qui permet d'avoir avec une bonne précision les éléments plus légers que le faisceau utilisé<sup>3</sup>.

Une des techniques importantes utilisées pour déterminer la composition atomique d'un échantillon près de la surface est la spectrométrie par rétrodiffusion de Rutherford, communément appelée RBS<sup>4</sup>. Cette technique consiste à utiliser un accélérateur d'ions pour produire un faisceau d'une énergie connue. Pour le RBS dit traditionnel, nous utilisons généralement un faisceau d'hélium. Ce faisceau ira frapper l'échantillon à analyser et rebondira vers un détecteur d'ions. Ce dernier

Dans ce mémoire, il sera question de l'implantation d'une technique particulière de RBS à l'Université de Montréal. Cette technique a l'avantage de pouvoir détecter de très faible dose d'impureté d'élément lourd dans un substrat. Il s'agit de la technique RBS par ions lourds. Cette méthode d'analyse est très semblable au RBS traditionnel tant par la théorie sous-jacente que par façon de faire des analyses. La différence majeure provient de l'utilisation d'un faisceau d'ions lourds. Nous montrerons dans ce mémoire les avantages de ceci.

Bien que la technique RBS par ions lourds ne soit pas une nouveauté, les éléments installés pour notre montage permettent d'affirmer que l'Université de Montréal possède maintenant un système unique au monde. En plus d'un montage permettant d'effectuer du RBS par ions lourds, nous avons combiné trois éléments techniques permettant d'augmenter la résolution et la sensibilité du système. Pour obtenir une sensibilité permettant de détecter de faibles doses, nous avons installé un détecteur temps-de-vol sur notre montage. Ce détecteur a une longueur de vol ajustable permettant de choisir entre un angle solide plus grand ou une plus grande précision sur le temps du vol. Nous avons muni ce détecteur d'un système servant à éliminer une bonne portion de l'empilement des ions lents sur le détecteur.

L'empilement étant formé de signaux erronés produits sur ou par le détecteur pour deux raisons majeures. Il y a la superposition de deux signaux provoqués par le trop grand nombre d'ions atteignant le détecteur et la superposition de deux signaux provoqués par les ions lents. Le système installé est un déflecteur électrostatique de forme cylindrique qui est situé à l'intérieur du détecteur temps-de-vol et qui a pour fonction d'éliminer les ions lents.

Ce mémoire sera divisé en deux chapitres, soit un chapitre sur la théorie entourant le sujet de recherche et l'autre sur les expériences effectuées pour montrer le rendement de notre système. Chaque chapitre sera divisé en fonction de plusieurs points. Le premier sera subdivisé en théorie sur le RBS par ions lourds, en

Ce mémoire sera divisé en deux chapitres, soit un chapitre sur la théorie entourant le sujet de recherche et l'autre sur les expériences effectuées pour montrer le rendement de notre système. Chaque chapitre sera divisé en fonction de plusieurs points. Le premier sera subdivisé en théorie sur le RBS par ions lourds, en description de notre montage, en théorie sur le déflecteur électrostatique cylindrique et en théorie sur les dommages. Dans chaque portion, nous expliquerons les raisons qui nous ont poussé à faire ce montage particulier. Le second chapitre sera divisé en trois sections, toutes traitants des expérimentations effectuées et des résultats obtenus.

Notre système RBS par ions lourds augmente la sensibilité des mesures d'éléments lourds d'un facteur 1,5 par rapport au RBS par hélium et ceci, avant l'utilisation du nouveau détecteur. Le rendement du détecteur temps-de-vol relié au système permet d'augmenter la sensibilité encore d'un facteur 1,3 ( le système n'a pu être complètement optimisé pour la rédaction de ce mémoire, mais c'est en cours ). Les résolutions expérimentales comparées aux résolutions théoriques passent donc pour le RBS par  $\text{He}^{2+}$  à 2 MeV de 0,29 à 0,53 pour le RBS par  $\text{Si}^{5+}$  à 20 MeV.

Nous avons également installé un déflecteur électrostatique cylindrique dans le détecteur temps-de-vol. Ce déflecteur fonctionne car il permet pour les spectres en temps de réduire l'empilement ( tel que mesuré dans le bruit de fond ) d'un facteur de 86 %, ce qui permet d'augmenter la précision des mesures. Nous observons également une réduction du bruit de fond sur les mesures en énergie de l'ordre de 50 %.

Le présent mémoire exposera donc l'état actuel de nos travaux sur le système de RBS par ions lourds avec déflecteur électrostatique de l'Université de Montréal.

# Chapitre 1

## Théorie

### 1-Rétrodiffusion de Rutherford par ions lourds

Parmi toutes les techniques d'analyse par faisceaux ioniques, la technique de rétrodiffusion de Rutherford ( RBS ) est une des plus fiables<sup>2,4</sup>. Dans la plupart des cas, elle est utilisée avec un faisceau d'hélium de 2 ou 3 MeV. Cependant, le RBS avec des ions plus lourds a plusieurs avantages que nous voulons exploiter<sup>5,6</sup>. Pour saisir ces avantages, voyons un survol rapide des quatre principaux points caractérisant le RBS<sup>4</sup> et regardons en quoi le RBS par ions lourds peut être meilleur pour certaines analyses.

#### 1- La collision entre le faisceau et l'échantillon est élastique.

Il est important de se rappeler l'essence même du RBS. Nous considérons un ion de masse  $M_1$  et d'énergie  $E_0$  initiale qui entre en collision avec notre échantillon. Ce dernier est composé d'éléments de masse  $M_2$ . Par collision élastique, l'ion  $M_1$  recule avec une énergie  $E_1$ . Le RBS consiste à mesurer la valeur de l'énergie  $E_1$ . Ainsi, considérant que la collision est élastique, nous pouvons savoir ce qu'est la masse  $M_2$  (voir la figure 1 ).

En posant cette hypothèse comme vraie, ce qui est le cas pour les énergies utilisées, nous pouvons calculer le facteur cinématique  $K$ . Ce facteur se définit comme le rapport de l'énergie de l'ion après la collision, sur l'énergie de l'ion avant la collision.

$$K = \left[ \frac{M_1 \cos \theta + \sqrt{M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta}}{M_1 + M_2} \right]^2 \quad (1)$$

Équation 1 : Facteur cinématique:  $M_1$  est la masse de l'ion incident,  $M_2$  celle de la cible et  $\theta$  l'angle de recul.

Considérant la collision d'un point de vue géométrique, nous pouvons montrer que le rapport recherché est l'équation 1.

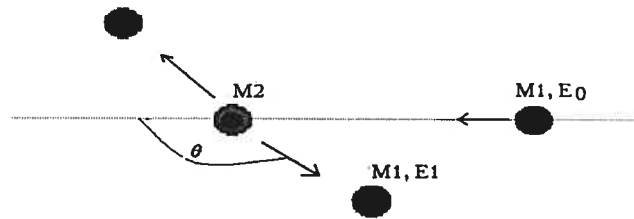


Figure 1: Relation RBS au niveau ionique.

Regardons l'équation 1. Si nous examinons  $K$  en fonction de la masse de l'ion incident ( figure 2 ), pour une cible connue à un angle connu, nous voyons que pour un faisceau plus lourd, la différence entre l'énergie de recul de deux atomes lourds, collés dans le tableau périodique, est plus grande que celle pour des ions incidents légers. Ceci permet donc de différencier, avec une plus grande efficacité, les atomes d'impuretés lourdes dans un substrat. Cette équation nous montre également que l'utilisation des ions lourds permet de réduire le bruit de fond. Il n'y a pas de rétrodiffusion si l'ion est plus lourd que la cible.

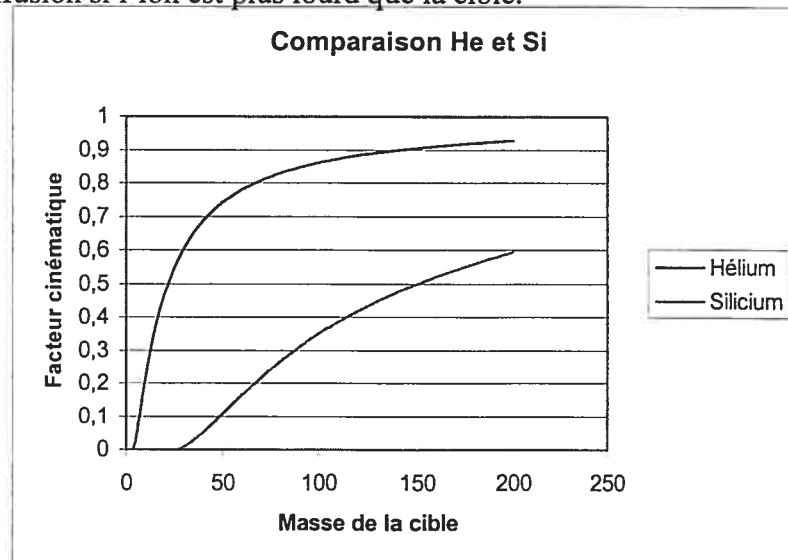


Figure 2 : Comparaison du facteur cinématique pour un faisceau d'hélium et un faisceau de silicium, angle de rétrodiffusion fixe à 30 degrés. Nous observons que passé la masse de 60, le faisceau de silicium permet une meilleure analyse.

## 2- Fréquence de collision.

Ce qui est important de savoir, c'est combien de particules sont supposées être détectées à un certain angle, pour certains paramètres d'expériences. Soit  $\Omega$  l'angle solide du détecteur, A le nombre total d'ions détectés, Q le nombre total d'ions incidents, N la densité atomique en  $\#/cm^3$  et t l'épaisseur sondée en cm. Puisque nous mesurons la valeur de A dans le but de déterminer Nt, il est important d'avoir une expression de A en fonction des paramètres définis plus haut. Il s'agit de l'équation 2.

$$A = \Omega Q N t \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (2)$$

Équation 2 : Nombres d'ions détectés définis pour le RBS.

Pour évaluer cette équation, il nous faut trouver une expression pour la section efficace différentielle,  $d\sigma/d\Omega$ . Utilisons la section efficace différentielle de diffusion tel qu'obtenue par Rutherford en 1911. En considérant un potentiel coulombien, il est possible de calculer la section efficace pour le système du centre de masse<sup>7</sup>. Il ne reste qu'à faire une transformation géométrique pour ramener le tout dans le système du laboratoire. Nous obtenons l'équation 3.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{Z_1 Z_2 q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 4E_0} \right)^2 \frac{4}{\sin^4 \theta} \frac{\left\{ 1 - ((M_1 / M_2) \sin \theta)^2 \right\}^{1/2} + \cos \theta}{\left[ 1 - ((M_1 / M_2) \sin \theta)^2 \right]^{1/2}} \quad (3)$$

Équation 3 : Section efficace de diffusion de Rutherford.

Cette équation montre la puissance du RBS par ions lourds. Il y a en effet une dépendance sur le Z au carrée du faisceau incident. Ceci signifie donc que nous allons mesurer plus d'événements avec le RBS par ions lourds.



### 3- Pertes d'énergie.

La perte d'énergie dans un solide est ce qui permet d'analyser les échantillons par RBS. Les ions pénètrent dans le solide avant qu'il n'y ait rétrodiffusion. Ce faisant, ils sont ralentis. La quantité d'énergie perdue est fonction de la profondeur atteinte. C'est la quantité d'énergie perdue par l'ion dans le solide qui permet d'établir un spectre des atomes en fonction de la profondeur. En posant que les principales pertes d'énergies dans la collision proviennent de la résonance et des interactions avec les électrons, il est possible d'estimer la perte d'énergie. Ce calcul se retrouve dans d'excellents ouvrages<sup>2</sup>, mentionnons ce qui en ressort. La perte d'énergie est proportionnelle à  $Z_1^2$ . Donc, l'utilisation des ions lourds entraîne une augmentation de la perte d'énergie dans le substrat, donnant ainsi une meilleure résolution sur la profondeur atteinte, pour un détecteur de même résolution que ceux utilisés pour le RBS par hélium. Par contre, cette meilleure résolution est limitée par l'éparpillement.

### 4- Éparpillement de l'énergie.

Le principe de base de l'éparpillement est qu'un faisceau d'une énergie donnée perd de sa définition lorsqu'il traverse une épaisseur d'un matériau quelconque. En fait, pour bien le visualiser, il faut faire appel à des notions de probabilité. Il s'agit de la variance qui augmente. Ce résultat fut obtenu par Bohr (équation 4)<sup>2,4</sup>.

$$\Omega_B^2 = 4\pi (Z_1 e^2)^2 N Z_2 t \quad (4)$$

Équation 4 : Variance causée par l'éparpillement, t étant l'épaisseur de l'échantillon.

Nous voyons que l'éparpillement augmente lui aussi en  $Z_1^2$ . Le RBS par ions lourds fait donc un compromis entre la perte d'énergie et l'éparpillement. Avec ceci en tête, nous pouvons passer à l'étape suivante, c'est-à-dire bâtir notre système de RBS par ions lourds.

## 2-Chambre de détection : description

Dans le but de faire du RBS par ions lourds à l'Université de Montréal, nous avons créé une nouvelle section à une chambre de détection déjà existante. Notre point de départ est le système pour effectuer des mesures ERD ( elastic recoil detection ). Cette chambre offre plusieurs avantages. Tout d'abord, elle se situe sur une ligne de faisceau rattachée à l'accélérateur Tandem Pelletron 6 MV de l'Université de Montréal. Pour effectuer efficacement nos analyses RBS par ions lourds, nous devons utiliser cet accélérateur. Ensuite, lors de sa création initiale, la chambre principale a été pensée en fonction d'un éventuel rajout ( figure 3 ). Ce rajout se trouve à un angle de  $30^\circ$  en recul du faisceau incident (  $150^\circ$  ). Si nous nous souvenons de la théorie entourant le RBS par ions lourds, nous nous rendons compte que cet angle, quoique non-optimal, est un excellent compromis entre le taux de comptage ( cf. équation 3 ) et la résolution en profondeur. Décrivons maintenant le détecteur de notre montage.

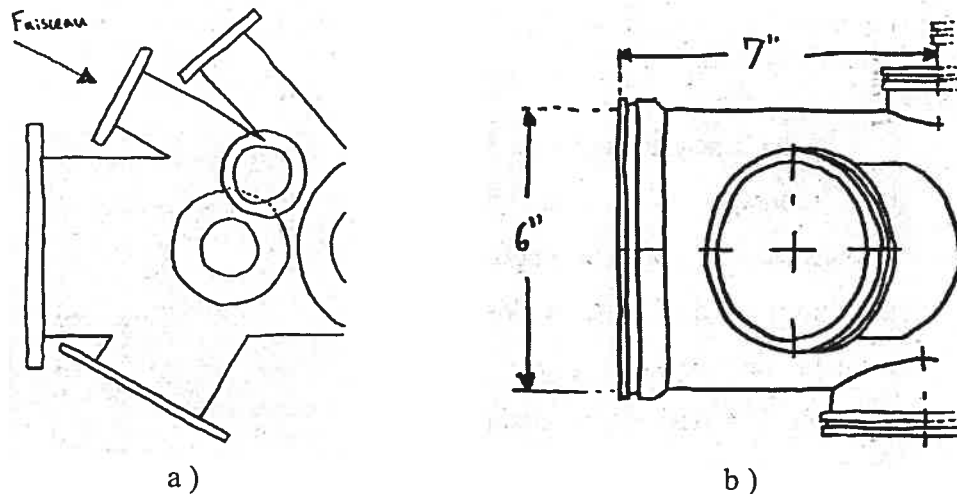


Figure 3 : a) chambre vue de dessus, b) chambre vue de côté

Pour effectuer nos analyses, nous avons opté pour un détecteur temps-de-vol. Ce type de détecteur est avantageux pour les ions lourds si nous le comparons au détecteur normalement utilisé en RBS par He, c'est-à-dire le SBD ( surface barrier detector ou détecteur au silicium). Il a été montré par le passé que les ions lourds à

énergie plus élevée que 10 MeV dégradent la résolution des détecteurs SBD assez rapidement<sup>8,9</sup>. En utilisant les détecteurs temps-de-vol, la résolution en énergie est meilleure.

Le détecteur est situé à 10 cm de la cible et il est composé de trois parties principales. Il y a le détecteur de départ, celui d'arrêt et l'espace de vol ( figure 4 ). Voyons chaque portion plus en détail.

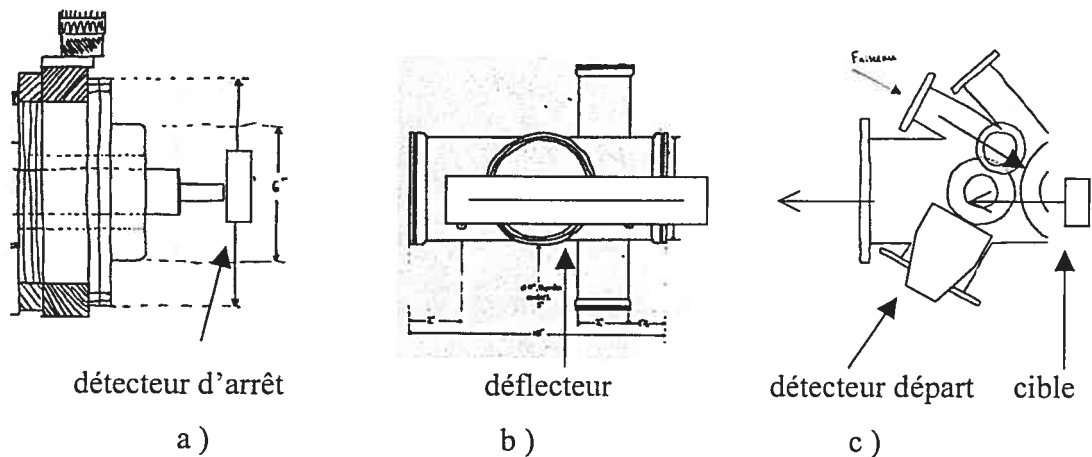


Figure 4 : a) support pour le détecteur d'arrêt, b) espace de vol, c) support pour le détecteur de départ .

Il y a pour le signal de départ un montage de deux MCP ( Microchannel plate : il s'agit d'un multiplicateur d'électrons à plusieurs milliers de canaux<sup>10</sup> ) en mode chevron. Les ions ne traversent pas les MCP. En fait, ils traversent une mince feuille de carbone chargée située à 25,4 mm des MCP. Ce sont

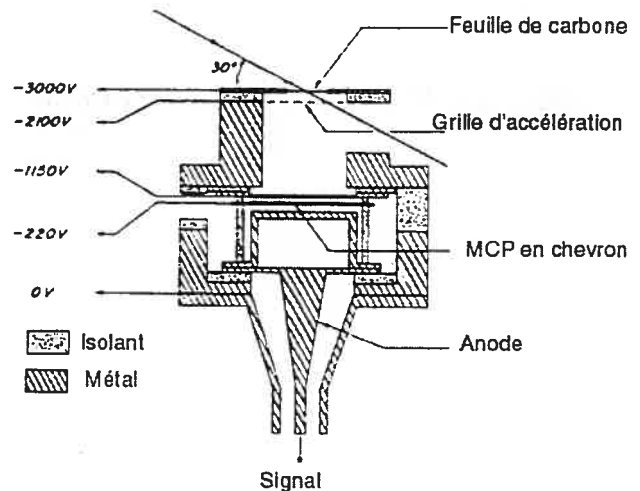


Figure 5 : détecteur de départ

les électrons émis lors du passage des ions dans le carbone qui atteignent les MCP. Le montage est exactement le même que celui utilisé pour le ERD<sup>3,11</sup> ( figure 5 ), à

l'exception de quelques petites améliorations que nous avons effectuées.

Nous avons amélioré l'anode qui envoie le signal au connecteur de sortie du vide. Nous avons rallongé le conducteur interne du connecteur, de façon à permettre à notre détecteur de départ de pouvoir se déplacer selon l'axe horizontal pour un meilleur alignement. De plus, pour éviter qu'il y ait des bruits de fond dans le signal, nous avons isolé le tout à l'aide d'un cylindre en acier inoxydable s'ajustant bien à l'anode du détecteur. Les MCP utilisés sont de la compagnie Burle. Ils ont 18 mm de surface active, avec un rapport longueur/largeur de 60 :1.

Pour le détecteur d'arrêt, nous avons utilisé deux types de détecteurs. Pour démontrer le rendement de notre système, nous avons utilisé un détecteur SBD de 11 mm de diamètre effectif. Il s'agit d'un détecteur de la compagnie ORTEC avec profondeur de déplétion de 100  $\mu\text{m}$ .<sup>12</sup> Pour ce type de détecteur, la résolution en énergie diminue avec l'augmentation de la masse de l'ion incident. Mais cette baisse de résolution est compensée en partie par la détection temps-de-vol<sup>7,8</sup>. Malheureusement, ce détecteur est trop petit pour notre système. Avec ce détecteur, nous avons un angle solide de seulement 0,15 msr pour 70 cm de vol et de 0,07 msr pour 110 cm de vol.

Le second type de détecteur règle ce problème. Malheureusement, dans le cadre de ce travail, nous n'avons pu le tester sur le système. Il s'agit de deux autres MCP en chevron ( figure 6 ), mais placés directement dans l'axe du faisceau. Les deux détecteurs utilisés sont de diamètre actif de 40 mm et proviennent eux aussi de la compagnie Burle. Le support pour ces deux détecteurs est un montage maison, basé sur le montage des deux MCP de départ. Le principal avantage de ce détecteur est l'augmentation significative de l'angle solide. Nous obtenons un angle solide de 1,96

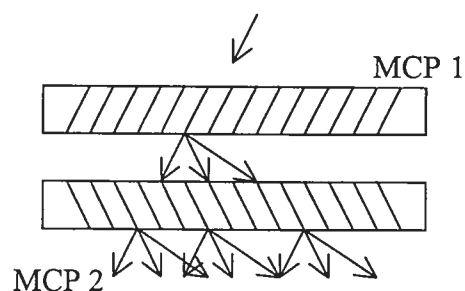


Figure 6 : Deux MCP en chevron.

msr pour 70 cm et de 0,28 msr pour 110 cm. Ceci permet de réduire le temps d'analyse.

Décrivons maintenant l'espace de vol. Comme dit plus haut, il y a au moins deux longueurs de temps de vol possible puisque notre détecteur d'arrêt est fixé à un système de rail. Ce système a une mobilité horizontale de 40 cm. Ceci permet d'obtenir des longueurs différentes pour le vol des ions. Il y a la longueur courte, soit 70 cm, qui procure un angle solide beaucoup plus grand, comme expliqué précédemment. Il y a également la longueur longue, soit 110 cm, qui permet d'obtenir une meilleure résolution sur le temps de vol.

La différence de résolution du système à 110 cm comparativement à celle à 70 cm se calcule théoriquement de la façon suivante ( équation 5 ):<sup>9</sup>

$$\Delta E = \sqrt{\left(\frac{(2E)^{3/2}}{LM^{1/2}} \Delta t'\right)^2 + \left(\frac{2E}{L} \Delta L\right)^2} + \Delta E_{loss}^2 \quad (5)$$

Équation 5 : Formule pour calculer la résolution en énergie d'un système temps-de-vol. E est l'énergie en keV, t' le temps en seconde, M la masse de l'ion et L la longueur de vol.

Considérant que pour un même système tous les paramètres restent les mêmes, sauf pour la longueur de vol, il est évident que plus la longueur augmente, plus la résolution augmente (  $\Delta E$  diminue ). Pour notre système,  $\Delta L$ , qui est la variation possible de la longueur du temps de vol provoquée par le détecteur de départ en angle, vaut 3 mm. Regardons la résolution dans le cas d'un faisceau de  $\text{Si}^{5+}$  à 20 MeV qui frappe de l'or. Nous avons, pour le cas d'un temps de vol de 70 cm et avec un détecteur d'arrêt MCP, une résolution de 110 keV. Pour le cas de 110 cm, avec les mêmes paramètres, nous avons une résolution de 80 keV. Nous voyons donc qu'avec l'augmentation du chemin de vol, la résolution en énergie devient meilleure.

L'espace de vol comporte également un autre élément que nous expliquerons un peu plus loin. Avant, il est important d'expliquer brièvement le fonctionnement du système temps-de-vol ( figure 7 ). Le principe de base est le suivant. Un ion que l'on veut détecter passe dans le détecteur de départ. Ce dernier émet un signal qui correspondra à notre signal d'arrêt. Le signal de départ est retardé d'un temps connu. Ce temps est plus long que le temps prévu pour que l'ion atteigne le détecteur d'arrêt. Si l'ion n'atteint pas le détecteur final ou bien s'il prend trop de temps pour l'atteindre ( ion lent ), le signal du départ est perdu dans l'électronique du système. Si l'ion atteint la fin du temps de vol, un signal est émis, par l'électronique, de ce moment jusqu'à l'arrivée du signal retardé provenant du détecteur de départ. Ceci donne donc un signal proportionnel au délai moins le temps de vol. Nous trouvons le temps de vol et l'énergie.

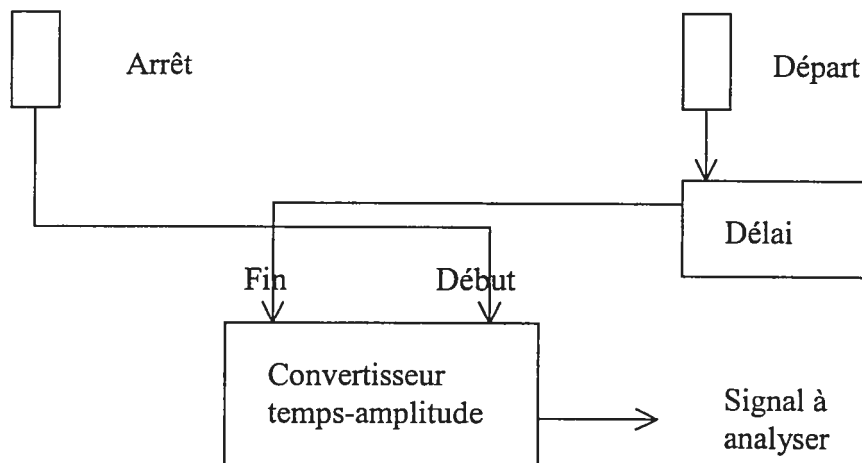


Figure 7: Schéma du fonctionnement de l'électronique du temps de vol.

Pour conclure cette section sur la chambre de détection, nous avons placé en annexe les plans des pièces que nous avons créé pour construire notre système. Les plans ont été fait en collaboration avec Jacques Bérichon et Gaétan Richard à partir de dessins préliminaires et de spécifications techniques.

### 3-Empilement et défecteur

Expliquons maintenant l'autre partie de l'espace de vol, soit le système pour éliminer l'effet d'empilement. Pour éliminer cet effet dans le cas de mesures RBS standard, un système électronique est suffisant<sup>13,14</sup>. Si nous voulons un taux de comptage élevé, il suffit d'augmenter le courant du faisceau. Il y a plus d'ions qui frappent le détecteur, donc il y a plus d'effet d'empilement ( statistiquement parlant: s'il y a 1000 ions frappant la cible et que nous avons 10% d'empilement, il y a 100 ions empilés détectés. Par contre, si dans le même laps de temps nous envoyons 100 000 ions ( 100 fois plus ), il y a augmentation du pourcentage d'empilement. La probabilité qu'un ion frappe le détecteur au moment où un autre est compté augmente avec le nombre d'ions arrivant par seconde ). Cependant, le système électronique fonctionne bien.

Un problème apparaît avec l'utilisation des ions lourds. Nous ne pouvons pas augmenter le courant du faisceau puisque plus il y a d'ions frappant le détecteur, plus il y a d'empilement, comme pour le cas du RBS par hélium. Par contre, ici il y a plus d'énergie transmise, donc plus de chance d'abîmer l'échantillon et le détecteur ( cet aspect est traité à la fin de cette section). Donc, il faudrait analyser à bas courant. Ceci est plus problématique lorsque nous voulons identifier de faibles doses dans un substrat. Dans ce cas, le processus devient très coûteux en temps, et donc, très peu pratique pour effectuer plusieurs analyses. Pour notre projet, nous voulions analyser dans un laps de temps industriellement applicable même s'il y a dégradation de l'échantillon. Nous avons donc opté pour l'utilisation d'un gros courant ( de l'ordre de la centaine de nanoampères ) avec un système réduisant l'effet d'empilement. Avant d'aborder ceci, il est important de bien comprendre ce qui provoque l'effet d'empilement. Ceci permet de mieux cibler le problème et par conséquent, de le régler plus efficacement.



À la base, le problème de l'empilement de deux signaux dans un détecteur SBD est bien décrit par son nom. Il s'agit littéralement de l'empilement de deux signaux ( figure 8 ). Lorsque deux ions atteignent le détecteur, dans un laps de temps inférieur au temps de collection des charges du détecteur, il y a superposition des deux signaux. Ceci fausse l'analyse en fournissant des données erronées. Il peut également survenir le même phénomène dans l'électronique du système si deux signaux, émis par le détecteur, sont trop près pour être distingués par l'amplificateur.

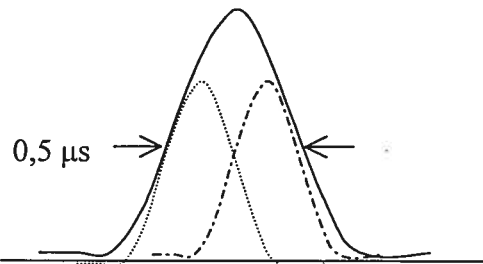


Figure 8: L'enveloppe correspond à l'empilement des deux signaux pointillés.

Une des principales causes de l'effet d'empilement pour un détecteur temps-de-vol est la présence d'ions lents. Ces ions proviennent, pour la plupart, de la diffusion interne des ions incidents. L'effet produit est un signal de départ erroné qui est rejeté par l'électronique car il n'y a pas de signal d'arrêt correspondant. Cependant, l'ion est toujours en route vers le détecteur d'arrêt. Il se peut qu'il arrive en même temps qu'un ion plus rapide; ceci fausse donc le signal de l'ion plus rapide que l'on recherche ( Figure 9). Notons que les ions recherchés parcourent la distance de 70 cm en environ 70 ns. Il se peut également que l'ion lent produise un signal d'arrêt trop tôt pour un autre ion qui passe le détecteur de départ; ceci donne encore un signal erroné. Ce sont les ions lents non désirés qui désagrègent le plus le détecteur lors de nos analyses et qui limitent le courant à utiliser. Nous avons donc créé un

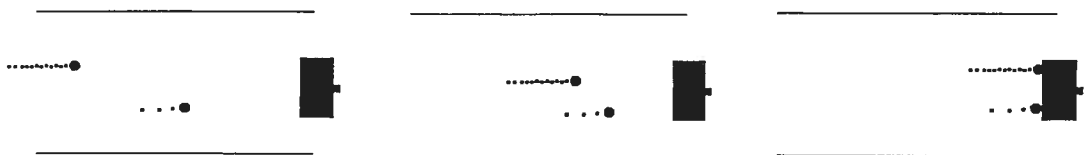


Figure 9 : De gauche à droite, l'ion rapide rattrape l'ion lent pour arriver au détecteur au même moment.

système qui élimine une grande portion des ions lents tout en laissant passer les ions rapides que nous voulons mesurer grâce à un champ électrique. Ce système bloque, en quelque sorte, les ions lents qui provoquent l'empilement et la destruction prématurée du détecteur.

Le système que nous avons créé est un déflecteur électrostatique cylindrique ( figure 10 ). Il est composé d'un cylindre d'acier inoxydable de 42 mm de diamètre interne, ayant en son centre un fil de cuivre-béryllium de 40  $\mu\text{m}$  de diamètre. Le cylindre est de longueur 290 mm et le fil interne est de longueur 250 mm. Le choix de la grosseur du fil central est une question d'angle solide. Le champ sera plus intense si l'on choisit un fil central plus large, mais il y aura des répercussions sur la diminution de l'angle solide d'où le choix d'un fil plus mince. Ceci n'influe pas beaucoup l'effet de déflexion. Le déflecteur est situé dans l'espace de vol, à une distance de 50 mm du détecteur de départ.

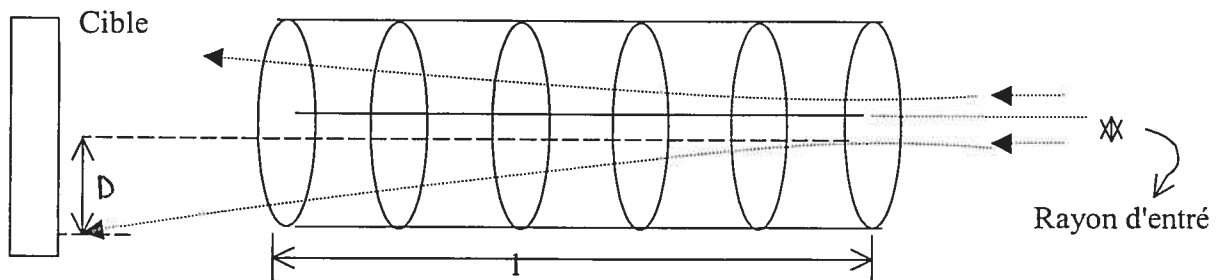


Figure 10 : Géométrie cylindrique du déflecteur et son effet sur les ions lents:  $D$  est la déflexion et  $l$  la longueur du déflecteur.

Des tests effectués nous ont montré que le champ électrique généré dans le déflecteur ne provoque pas de bruits de fond supplémentaires dans le signal de départ. Mais par souci d'éviter tout problème imprévu ( par exemple un saut de tension ), nous avons isolé les bouts du cylindre à l'aide d'une grille de nickel, ouverte à 95 %.

Le principe de base du déflecteur est le suivant. Nous appliquons un voltage élevé ( entre 1 et 5 kV ) sur le fil central et nous gardons le cylindre au potentiel de mise à la terre. Ceci crée un champ électrique qui est confiné à l'intérieur du cylindre d'acier inoxydable. C'est ce champ qui défléchit les ions lents et non les rapides. Voyons plus précisément de quoi il en retourne. En règle générale, pour calculer la déflexion produite par un champ électrostatique, il est plus simple de considérer deux plaques parallèles. Dans ce cas, nous pouvons démontrer par des équations élémentaires de cinématique, en utilisant pour accélération celle produite par le champ électrique, que la formule pour estimer la déflexion est l'équation 6. <sup>15</sup>

$$D = \frac{qEl}{mv^2} \left( \frac{l}{2} + L' \right) \quad (6)$$

Équation 6: Déflexion pour deux plaques parallèles, E est le champ électrique, l la longueur du déflecteur, L' la longueur de la fin du déflecteur à la cible, q est la charge de l'ion, m sa masse et v sa vitesse.

Puisque nous n'avons pas deux plaques parallèles, il faut continuer le raisonnement. Pour notre cylindre ( déflecteur ), nous pouvons supposer la chose suivante : l'ion dans sa trajectoire ne voit qu'une coupe radiale du déflecteur, donc selon lui, il passe entre deux plaques parallèles. Mais, la différence majeure de notre système, c'est la forme du champ électrique. En effet, nous avons un fil fini dans un cylindre. Une façon simple de voir ce champ est de considérer le champ d'un fil fini mais avec la distribution de charge linéaire,  $\lambda$ , d'un condensateur cylindrique. Soit d'abord le champ électrique E de façon générale. Nous pouvons le calculer en évaluant l'expression générale 7 <sup>16</sup> et en considérant le fil allant de  $-l/2$  à  $l/2$ .

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0} \int_{\text{tign.}} \frac{\hat{R}dl'}{R^2} \quad (7)$$

Équation 7: Expression générale pour le champ d'une tige finie. Ici, R est la distance de la tige et  $\epsilon_0$  la perméabilité du vide.

Il n'y a contribution que de façon radiale. Nous nommons la distance radiale de l'ion au fil par la variable  $\rho$ . Ainsi, le champ électrique est, de façon approximative, l'expression 8.

$$E_{\rho}(\rho) = \frac{\lambda(l/2)}{2\pi\epsilon_0\rho(\rho^2 + (l/2)^2)^{1/2}} \quad (8)$$

Équation 8 : Expression pour le champ électrique d'un fil fini.

Il reste à exprimer  $\lambda$  de façon plus conviviale. Il est possible de l'exprimer en fonction du voltage appliqué sur le fil central. En effet, le voltage appliqué est une différence de potentiel, donc  $\Delta\phi$ . Nous connaissons une façon de trouver cette différence, si nous considérons un cylindre avec un fil au centre. C'est l'expression 9.

$$\Delta\phi = - \int_a^b \vec{E} \cdot d\vec{\rho} \quad (9)$$

Équation 9 : Différence de potentiel,  $a$  étant le rayon du fil et  $b$  celui du cylindre.

De cette expression, nous trouvons une fonction du voltage appliqué qui ne dépend que de  $\lambda$  (équation 10). Ainsi, nous avons une façon clair d'exprimer la déflexion de nos ions. Pour avoir l'expression complète de la déflexion, il suffit de remplacer le  $\lambda$  de l'équation 10 dans l'équation 8, puis dans l'équation 6. À cette expression s'additionne la distance radiale à laquelle l'ion entre dans le déflecteur.

$$\Delta\phi = V = \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0} \ln \left[ \frac{l(\frac{l^2}{4} + b^2)^{1/2} + \frac{a^2}{l}(\frac{l^2}{4} + b^2)^{1/2} - 1/2(l^2 + a^2)}{\frac{a^2}{l}(\frac{l^2}{4} + b^2)^{1/2} + \frac{a^2}{2}} \right] \quad (10)$$

Équation 10 : Expression liant lambda et le voltage appliqué.

Il est important ici de rappeler que les expressions trouvées plus haut sont des approximations de la réalité puisque nous avons négligé les effets des bouts du cylindre. Cependant, la forme des courbes de déflexion correspond bien à ce que nous pouvions nous attendre pour ce type de déflecteur. Si nous observons les figures 11 et 12, nous voyons bien que les ions de moindres énergies sont effectivement

beaucoup plus déviés que les ions à énergies plus élevées. La figure 11, qui correspond à un voltage appliqué de 1000 V, comporte plusieurs courbes. Ces courbes représentent la distance à laquelle les ions passent près du centre du déflecteur. Plus les ions passent près du centre, plus ils sont défléchis, parce que le champ électrique est plus intense à cet endroit. Ceci correspond bien à notre intuition pour le champ d'un fil, qu'il soit fini ou infini. La figure 12 représente la comparaison, pour un même rayon, de 1000 V et 4000 V pour la déflexion. Nous voyons aisément l'augmentation de la déflexion avec le voltage.

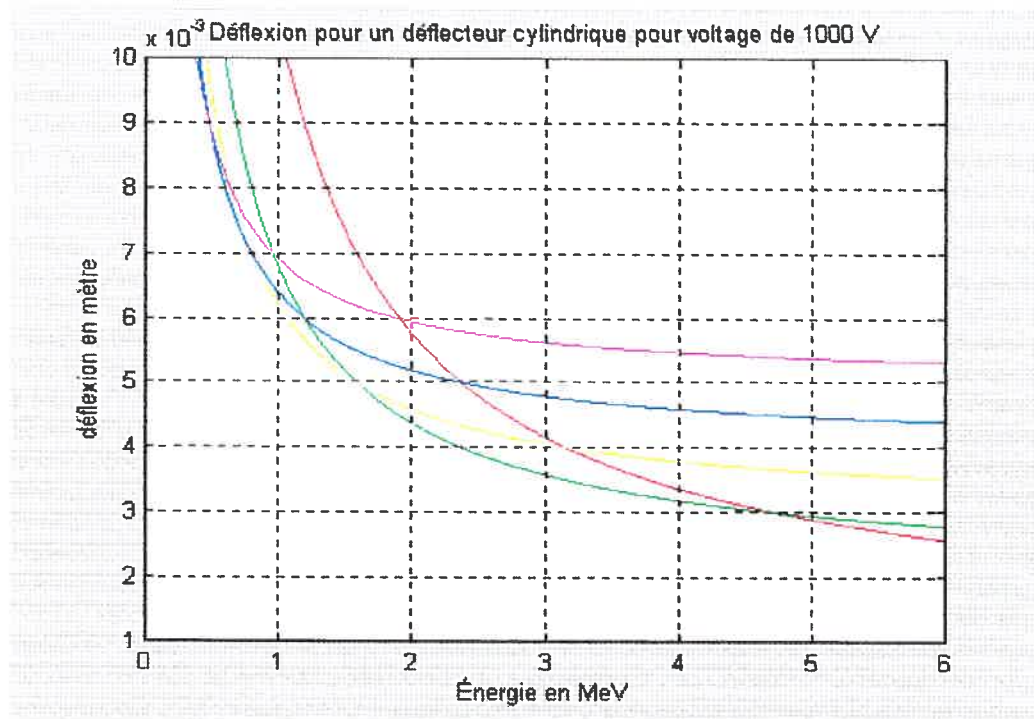


Figure 11: Déflexion en mètres en fonction de l'énergie telle que calculée théoriquement. La ligne rouge est pour une distance radiale de 1 mm, la verte 2, la jaune 3, la bleue 4 et la mauve 5.

La figure 13 représente l'effet du déflecteur pour le faisceau de  $\text{Si}^{3+}$ . Nous posons cette charge simplement comme moyenne, le faisceau utilisé étant  $\text{Si}^{5+}$ .

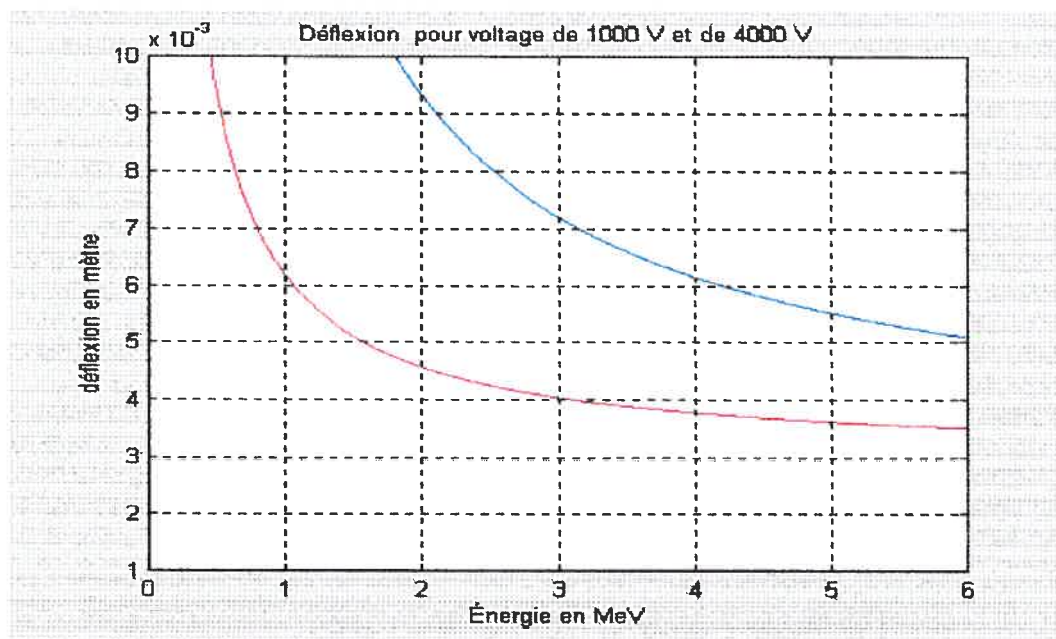


Figure 12 : Comparaison de la déflexion pour un rayon de 3 mm. La courbe rouge correspond à 1000 V et la bleue à 4000 V.

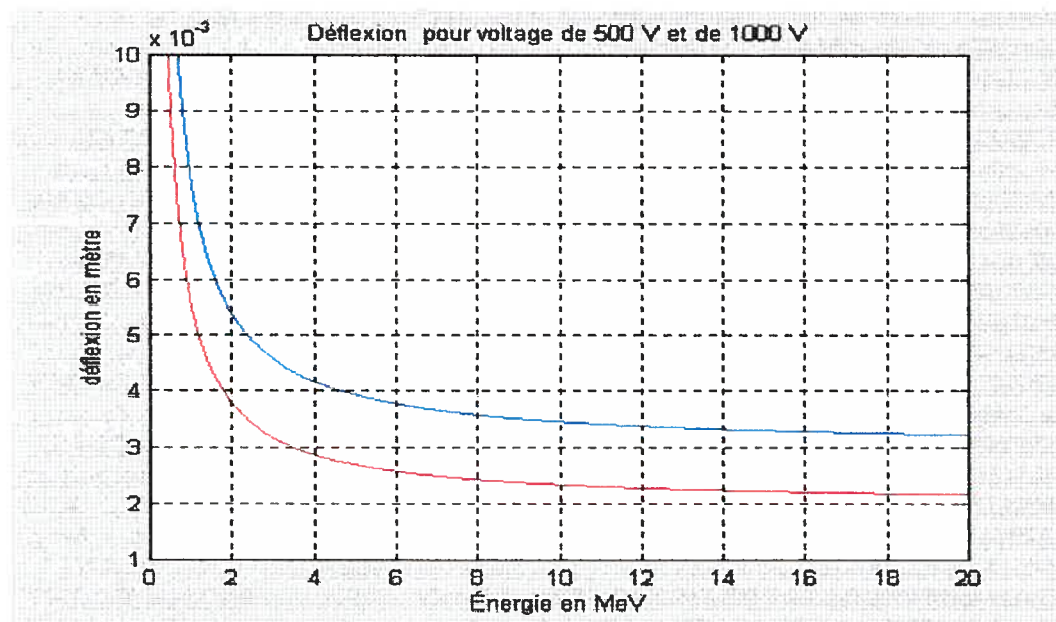


Figure 13 : Déflexion avec voltage de 500 V ( rouge ) et 1000 V ( bleu ) pour un faisceau de silicium. On voit aisément que les ions lents sont beaucoup plus déviés que les ions rapides.

La collision avec la cible agit comme une fonction qui distribue la charge aléatoirement. L'ion incident aura tendance soit à laisser ou à prendre des électrons lorsqu'il traverse un échantillon, dépendant de sa vitesse de rentrer et des éléments formant la surface traversée. Nous voyons ici encore que la théorie nous prédit une bonne déflexion des ions lents sans pour autant affecter outre mesure les ions rapides. Donc, notre façon d'estimer la déflexion semble théoriquement correcte.

#### 4-Dommage

Un autre point que nous devons mentionner est le dommage causé aux échantillons. Selon certains articles, l'analyse par ions lourds serait peu dommageable pour les échantillons.<sup>17</sup> Notre étude ne portait pas sur cet aspect de l'analyse. Par contre, nous avons remarqué qu'après analyse, nos échantillons portaient la trace du faisceau. Cette trace paraît de deux façons. Tout d'abord, si le temps d'analyse est court, nous remarquons que l'élément analysé n'a plus la même texture visuelle. Ce changement de texture s'explique par l'énergie perdue dans l'échantillon qui est beaucoup plus grande dans le cas des ions lourds que dans le cas du RBS par He<sup>2+</sup> à 2 MeV. En effet, cette énergie est proportionnelle à  $Z_1^2/E$ . Donc, pour un faisceau de Si<sup>5+</sup> à 20 MeV, ce rapport est de 9,8 alors que pour un faisceau de He<sup>2+</sup> à 2 MeV, il est de 2. Il y a donc beaucoup plus d'énergie perdue dans la surface pour le cas des ions lourds. Cette énergie est directement reliée à l'énergie incidente de l'ion ainsi qu'à sa masse. Plus elle augmente, plus il y a d'énergie transmise. Plus il y a d'énergie transmise, plus il y aura de dommage dans la cible. Cette règle reste toujours vraie.

Nous remarquons également sur les échantillons qui ont été analysés plus longtemps un changement de la couleur de la surface où le faisceau frappe. Il ne s'agit pas d'un changement dans la structure, mais d'un changement sur la surface. Nous savons qu'il s'agit d'un dépôt de carbone provenant de résidu d'huile en vapeur fine dans la chambre d'analyse. Nous croyons qu'il serait approprié dans un futur proche d'étudier l'effet exact du faisceau d'ions lourds sur nos échantillons et surtout sur notre détecteur d'arrêt, pour ainsi améliorer son utilisation.



## Chapitre 2

### Expériences et résultats

#### 1-Défecteur

Les premières expériences effectuées avec notre montage avaient pour but de démontrer l'efficacité de notre déflecteur. Nous avons introduit une source radioactive dans notre chambre de détection, à l'emplacement de la cible. Nous avons utilisé une petite source ( rayon de 4 mm ) de  $^{244}_{96}\text{Cm}$ . Il s'agit d'une source de particules alpha de 5,806 MeV à 76,7 % et 5,764 MeV à 23,3 %<sup>18</sup>. Le détecteur était situé à environ 80 cm de la source ( figure 14 ), ce qui nous permet de dire que la source n'était pas exactement ponctuelle. Nous ne pouvions pas vraiment réduire l'ouverture de la source puisque cette dernière était relativement vieille, donc devenue un peu plus faible qu'elle ne pouvait l'être originellement.

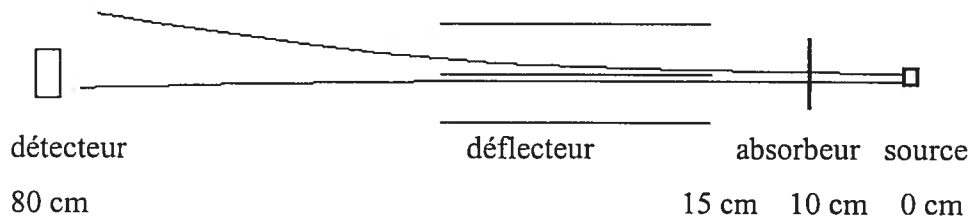


Figure 14 : Géométrie pour les tests avec particules alpha.

Pour tester correctement notre déflecteur, il nous fallait trouver un moyen de réduire l'énergie de la source d'une quantité connue. Pour faire ceci, nous avons utilisé des absorbeurs d'aluminium. Nous avons monté sur un support deux séries d'absorbeurs, soit une épaisseur de papier d'aluminium et deux épaisseurs de papier d'aluminium. Le papier utilisé était d'épaisseur uniforme à  $2,34 \text{ mg/cm}^2$ . Ceci permettait d'obtenir deux autres énergies intermédiaires, soit 4,35 MeV avec un absorbeur et 2,65 MeV avec deux absorbeurs. Notre support étant rotatif, ceci nous a permis d'obtenir les énergies entre 0 et 4,35 MeV, tout dépendant de l'angle de la

rotation du support. Malheureusement, plus l'épaisseur d'absorbeur augmente, plus il y a d'éparpillement des ions. Ceci donne des incertitudes de plus sur les données expérimentales.

Le détecteur que nous avons utilisé est un SBD de 11 mm de diamètre actif. C'est le même que nous avons utilisé pour les premières analyses avec notre chambre de RBS par ions lourds. Ce n'est pas un détecteur sensible à la position. Par conséquent, nous n'avons aucuns moyens de savoir où sur le détecteur arrivent les ions. Pour nous permettre de travailler avec nos résultats et de pouvoir en tirer des conclusions, il nous fallait donc trouver un moyen. La méthode que nous avons utilisée pour pouvoir analyser nos données est facilement applicable. Nous avons mesuré à l'aide d'un compteur le nombre d'ions qui atteignent le détecteur sans le déflecteur pour un laps de temps permettant d'avoir une reproductibilité des résultats. Ensuite, nous avons mis en marche le déflecteur et répété la même prise de données. Ayant le nombre de comptes avec le déflecteur et le nombre de comptes sans le déflecteur, nous pouvons travailler avec ces résultats.

Pour tester le déflecteur, nous avons choisi d'utiliser le voltage appliqué de 1000 V. La raison motivant notre choix pour ce voltage particulier est la suivante. Si nous regardons la courbe théorique pour la déflexion ( figure 11 ), nous nous apercevons que pour 1000 V il y a des ions totalement défléchis ( ceux à basses énergies ) et il y a des ions faiblement défléchis ( ceux à hautes énergies ). Ceci nous permet de vérifier le comportement de la déflexion pour presque tous les types d'énergies. Pour comparer la théorie avec l'expérience, nous avons supposé que le faisceau atteignait le détecteur de façon uniforme. Cette supposition est réaliste. Il faut se rappeler que la source n'est pas ponctuelle et que le faisceau incident doit traverser des absorbeurs avant d'atteindre le détecteur. Ceci a pour effet d'élargir le faisceau. Donc, sachant que le faisceau atteint le détecteur de façon uniforme, nous regardons une tranche de détecteur de façon radiale, en partant du centre vers le côté.

Nous séparons cette tranche en un certain nombre de canaux et nous posons 10 comptes par canal ( choix arbitraire ). En faisant ceci, nous savons de façon théorique le nombre total de comptes sans le déflecteur. Ensuite, nous simulons l'effet du déflecteur et nous regardons combien il reste de comptes sur la surface du détecteur ( figure 15 ). Ceci nous donne le nombre de comptes avec le déflecteur. Nous répétons cela pour plusieurs énergies et nous pouvons calculer le rapport (déflecteur/sans déflecteur), en fonction de l'énergie.

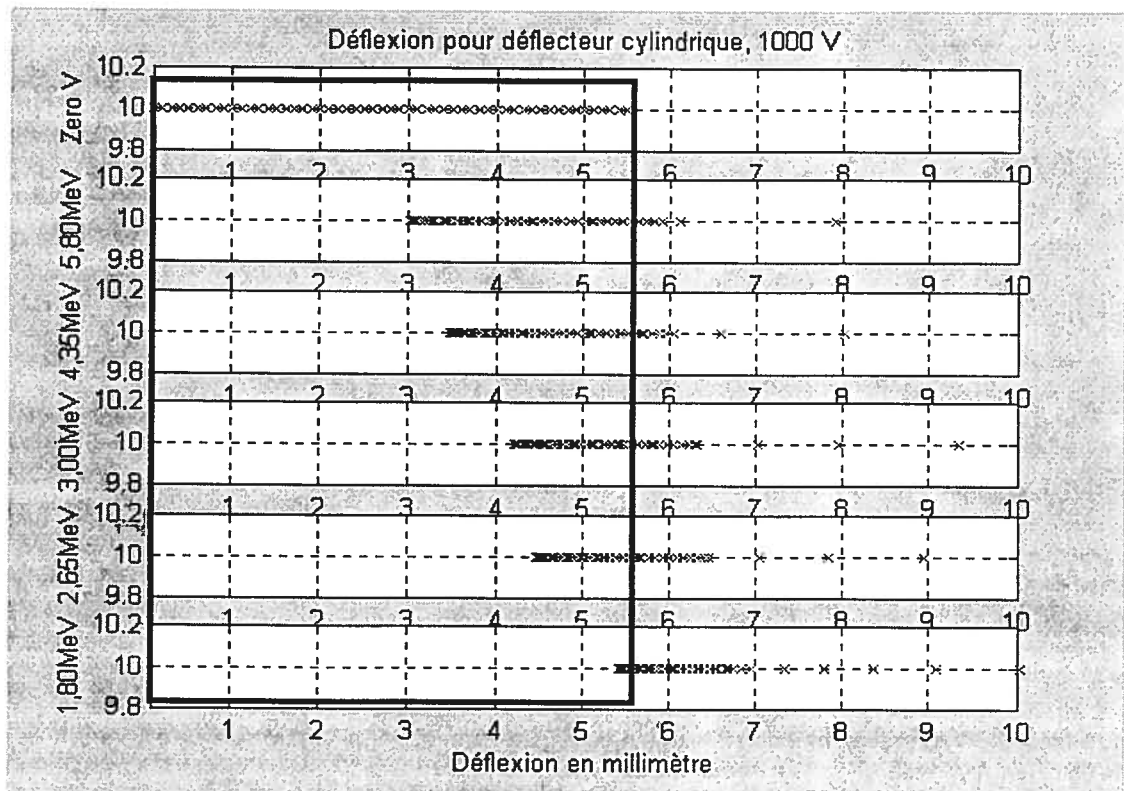


Figure 15 : Simulation de la déflexion, vue le long du rayon du détecteur. Le rectangle foncé représente la limite du détecteur.

Expérimentalement, les données que nous prenons correspondent au nombre de comptes mesuré avec et sans le déflecteur, pour différentes énergies. Prenons ces données et portons-les sur un graphique. Pour les comparer avec les prédictions théoriques, nous avons la figure 16. En observant quelques instants cette figure, nous voyons que lorsque l'énergie augmente, la courbe semble tendre vers la valeur 1.

Ceci est d'ailleurs prévisible puisque la valeur 1 correspond à aucune déflexion. Nous voyons que la courbure générale de ces points expérimentaux suit celle de la prédiction théorique.

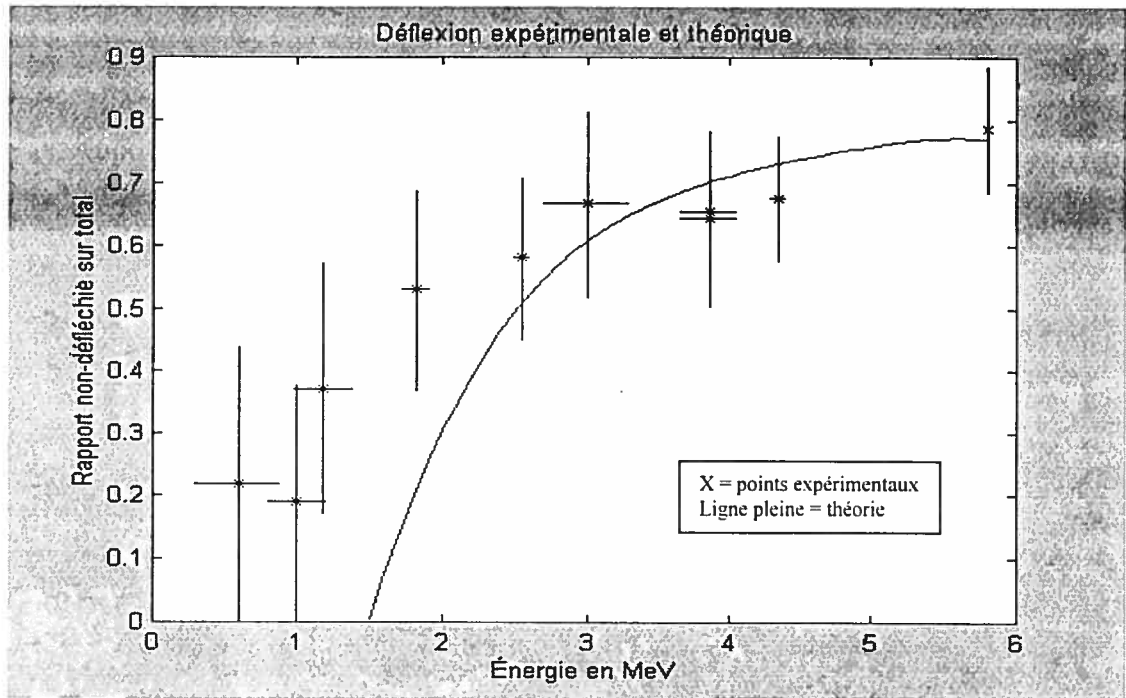


Figure 16 : Comparaison entre les données théoriques et expérimentales concernant la déflexion des particules alpha .

Nous remarquons que le point situé à la plus basse énergie à la plus grande incertitude. Pour avoir cette énergie, il faut utiliser deux absorbeurs avec un certain angle. Donc l'éparpillement est maximal. De plus, lors de notre prise de données, il y avait du bruit de fond dans notre détecteur. Ce bruit de fond se situait au niveau des basses énergies ( $< 0,7$  MeV). Donc, pour tous les autres points, il n'influe pas sur le nombre de comptes. Par contre, à cette énergie, il devient important. Ce bruit de fond semble intrinsèque au système puisqu'il est présent dans nos spectres RBS en énergie. D'ailleurs, ce bruit de fond s'observe bien sur la figure 16 si l'on regarde les barres d'incertitudes. Elles sont très larges. Il ne s'agit pas ici d'une variation statistique mais bien d'une incertitude reliée à la prise de données.

Ainsi, la forme générale de nos données expérimentales et de nos prédictions théoriques sont très semblables. Cependant, il semble y avoir divergence au niveau de l'énergie minimale non défléchie. Théoriquement, il semble que pour 1000 V de voltage appliqué, il n'y ait pas de particules alpha avec énergie inférieure à 1,8 MeV qui atteignent le détecteur. Cependant, notre expérience avec 1000 V nous a montré que cette énergie est plutôt 1 MeV. Ceci n'affecte pas vraiment notre compréhension de la déflexion. Bien que préférable, le modèle théorique n'a pas besoin d'être exactement identique aux données expérimentales. Nous observons le même comportement dans les deux cas et les deux courbes donnent des résultats similaires pour des énergies plus élevées. Donc, notre déflecteur fonctionne bien pour les énergies que nous voulons mesurer.

## 2- Système RBS par ions lourds

Dans cette section, nous démontrerons le rendement de notre appareillage pour effectuer des analyses RBS par ions lourds. Nous comparerons trois spectres du même échantillon, mesuré de trois façons distinctes. Tout d'abord, nous avons analysé l'échantillon avec un système RBS par hélium. Ensuite, nous l'avons analysé avec notre système RBS par ions lourds avec un détecteur SBD standard, puis avec notre détecteur temps-de-vol.

Pour permettre une bonne comparaison de notre système RBS par ions lourds avec le RBS par hélium, nous avons utilisé un système déjà établi, soit celui situé sur l'accélérateur Tandetron 1,7 MV. Il est muni d'un détecteur SBD à 10 cm de la cible ( angle solide de 6,8 msr), à un angle de  $10^\circ$  ( $170^\circ$  incident). Les données recueillies ont ensuite été analysées à l'aide du logiciel RUMP, puisque c'est le même logiciel que nous avons utilisé pour analyser les spectres obtenus grâce aux autres méthodes.

Le premier échantillon que nous avons analysé est un échantillon de silicium sur lequel a été déposé 50 Å d'argent puis 30 Å d'or; ce sont les valeurs nominales. Nous n'avons pu retrouver le procédé de fabrication, mais cet échantillon a déjà, par le passé, été analysé à l'aide de la technique ERD par faisceau de chlore. Par conséquent, il se peut qu'en certains endroits sur l'échantillon se trouvent de petites quantités de chlore.

La figure 17 ( page suivante ) est le spectre obtenu par RBS par  $\text{He}^{2+}$  à 2 MeV avec un courant de 10 nA. La calibration est de 2,48 keV/canal. Sur ce spectre, nous avons superposé la simulation de l'analyse. Les paramètres de la simulation sont les suivants : une couche d'or de 35 Å suivit d'une couche d'argent de 55 Å et du substrat de silicium. À la surface du silicium, nous avons simulé une légère

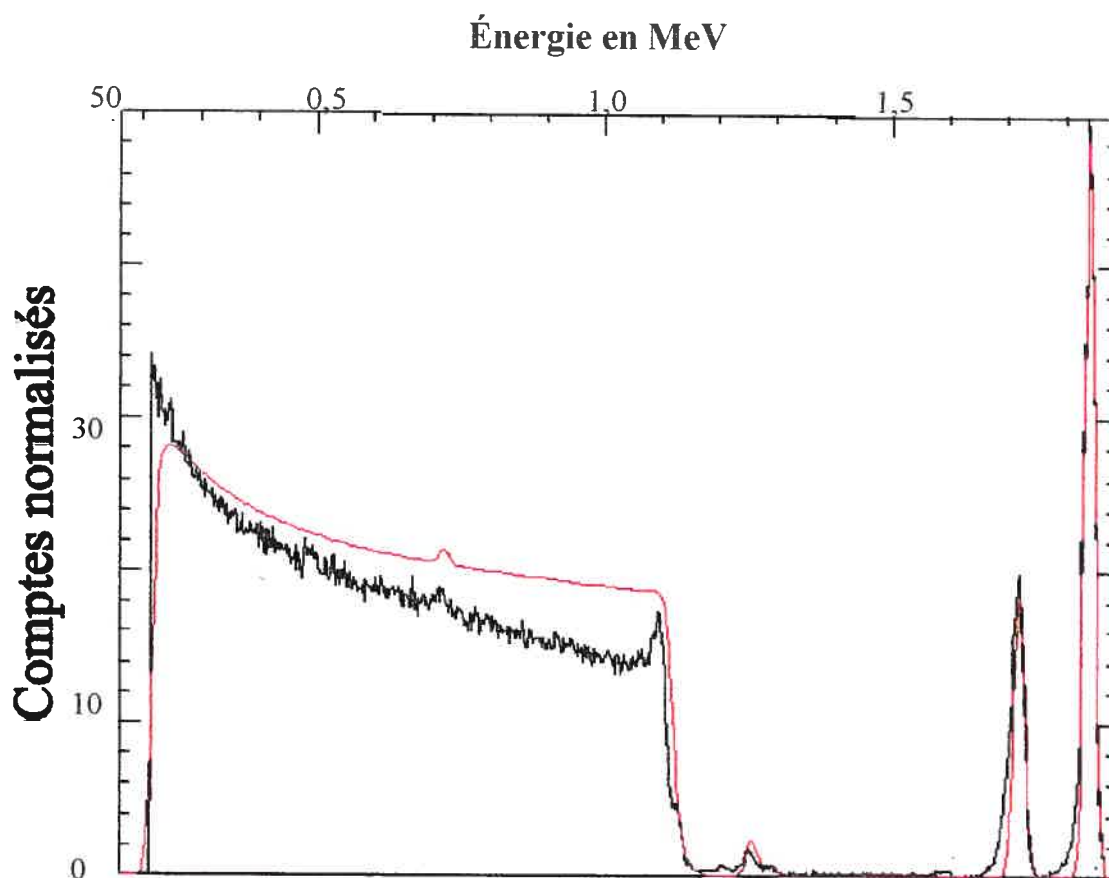


Figure 17 : Spectre de l'échantillon de 35 angströms d'or sur 55 angströms d'argent sur du silicium avec faisceau Hélium à 2 MeV. La courbe noire correspond au spectre et la rouge à la simulation donnée par RUMP ( FWHM de 15 keV ) .

implantation de chlore correspondant à l'énergie du chlore provenant du ERD. Nous voyons aisément les deux pics bien résolus d'or et d'argent. Nous remarquons également la présence d'un autre pic de moyenne importance près du substrat de silicium. Il s'agit, selon nos simulations, d'un pic de chlore. Selon toute vraisemblance, il serait le résidu de l'analyse ERD. Une autre chose que nous remarquons sur ce graphique est la forme du substrat de silicium qui semble à demi canalisé. Lors de nos analyses, nous avons par inadvertance légèrement canalisé notre échantillon. Nous voyons ceci par la forme du substrat de silicium. Mais ceci n'a pas de répercussion directe sur les pics intéressants.

En analysant ces données, nous obtenons le profil suivant pour notre échantillon. Il s'agirait de 35 Å d'or déposé sur 55 Å d'argent déposé sur un substrat de silicium, ceci en omettant les atomes de chlore. Nous poserons donc ces résultats comme standard puisque la technique RBS utilisée est bien établie. Cependant, l'argent a deux isotopes stables, soit  $^{107}\text{Ag}$  et  $^{109}\text{Ag}$ . Lorsque nous analysons avec de  $\text{He}^{2+}$  à 2 MeV, la séparation en énergie de ces deux isotopes est de 4,46 keV. Si nous souhaitons les résoudre, la résolution du détecteur doit être inférieure à ceci. Malheureusement, pour cet ion à cette énergie, la résolution est de l'ordre de 15 keV au mieux. Nous ne pouvons donc pas observer les deux pics d'argent.

Par contre, avec l'utilisation du RBS par ions lourds, il est possible de séparer les deux isotopes plus aisément. La séparation en énergie entre les deux pics d'argent est, pour un faisceau incident de  $\text{Si}^{5+}$  à 20 MeV, de 143 keV. Ainsi, pour la même résolution de détecteur que pour l'hélium, nous serions en mesure de distinguer les deux isotopes d'argent. Malheureusement, avec l'augmentation de l'énergie et de la masse du faisceau, la résolution en énergie baisse. C'est d'ailleurs notre motivation pour l'utilisation d'un détecteur temps-de-vol. Regardons néanmoins les résultats obtenus par l'utilisation d'un détecteur SBD seul.

La figure 18 ( page suivante ) correspond au spectre en énergie du même échantillon mais avec des ions lourds. Nous avons utilisé un faisceau de  $\text{Si}^{5+}$  à 20 MeV. Le courant moyen utilisé était de 72 nA. Nous parlons de courant moyen puisque vu les difficultés techniques des aimants, le faisceau oscillait en position et en courant ( entre 23 et 125 nA ). La calibration de la figure 18 est de 13,76 keV/canal. Elle correspond au spectre de l'énergie pris tel quel par le détecteur d'arrêt. Il ne s'agit pas de l'analyse temps-de-vol. Malgré tout, nous observons très bien les pics recherchés pour l'or et l'argent. En analysant le tout, nous observons qu'il s'agit d'une couche de 35 Å d'or sur 55 Å d'argent. Ceci correspond bien aux données RBS par hélium.



Il y a toujours le problème des deux pics d'argent non résolu. Ceci est normal puisque nous sommes en présence du spectre fourni par le détecteur SBD ( sans système temps-de-vol ) et la résolution est d'environ 350 keV. Nous avons estimé cette résolution à l'aide d'un échantillon lisse de tantale pur. Pour résoudre les deux isotopes d'argent, il faut une résolution inférieure à 143 keV. Si nous comparons la résolution souhaitée sur la résolution réelle dans le cas du RBS par  $\text{He}^{2+}$  à 2 MeV et du RBS par  $\text{Si}^{5+}$  à 20 MeV, nous obtenons les résultats suivant. Pour l'hélium, le rapport est de 0,29 ( 4,46 divisé par 15 ). Ceci indique que la résolution réelle est 3 fois moins bonne que la résolution souhaitée. Pour le silicium, le rapport est de 0,41, la résolution réelle est donc 2,45 fois moins bonne que la résolution souhaitée.

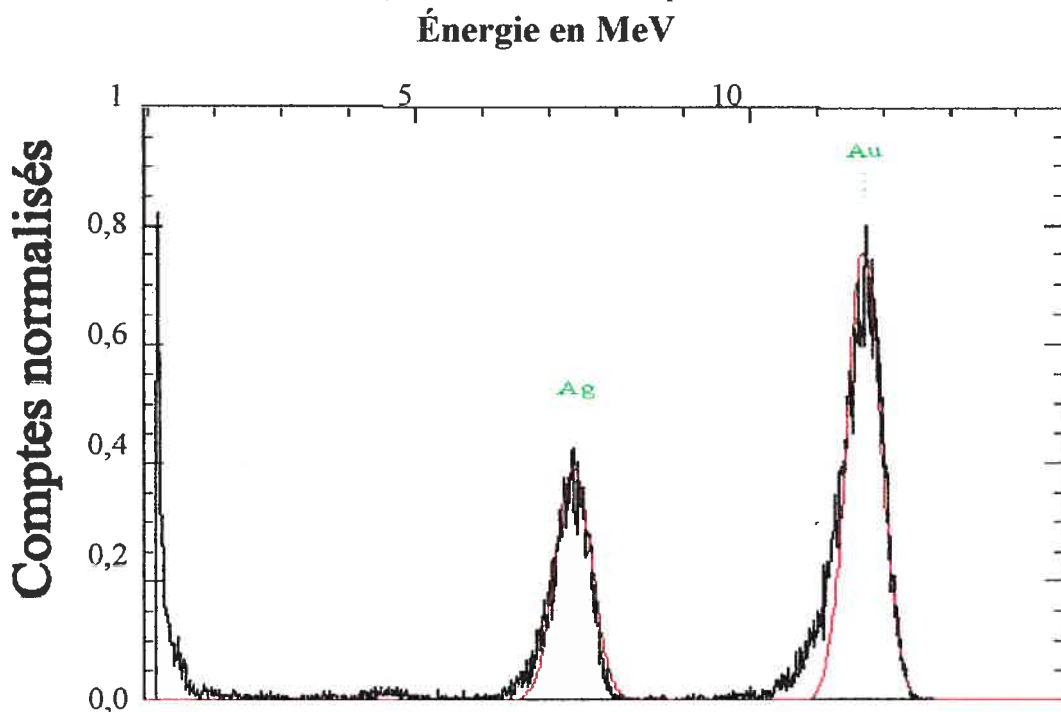


Figure 18 : Spectre de l'échantillon analysé à l'aide d'un faisceau de silicium à 20 MeV. Le trait rouge correspond à la simulation avec RUMP ( FWHM de 350 keV )

Si nous regardons les valeurs de  $\Delta E/E$ , nous avons des indications supplémentaires. Pour notre spectre de l'hélium à 2 MeV, la valeur de  $\Delta E/E$  vaut  $7,5 \times 10^{-6}$ . Pour le spectre du RBS par ions lourds à 20 MeV, la valeur est de  $1,75 \times 10^{-5}$ . Ainsi, la résolution est meilleure pour le RBS standard. Par contre, notre

analyse n'a pas été effectuée à l'aide du détecteur temps-de-vol. Ce détecteur possède une résolution meilleure que le détecteur SBD s'il est optimisé correctement.

Regardons le spectre mesuré à l'aide du détecteur temps-de-vol ( SBD utilisé en mode temps ), avec une distance de vol de 70 cm. En terme de faisceau, cette analyse est exactement la même que la figure 18 puisqu'ils ont été pris simultanément. Ici, la calibration est de 212,7 ps/canal. Notons que le spectre est différent de celui montré pour l'énergie. Pour bien montrer cette différence, nous avons superposé les spectres en temps et en énergie, calibrés de façon à être sur la même échelle. Tout d'abord, observons la figure 19. Sur cette figure, nous avons superposé le pic d'or obtenu à l'aide des deux modes de détections. Le pic le plus élevé est celui pour le temps-de-vol. Nous remarquons qu'il est légèrement plus étroit que le pic en énergie. Il est également beaucoup plus lisse. Ceci s'explique aisément. En fait, le signal analysé est un signal en temps sur

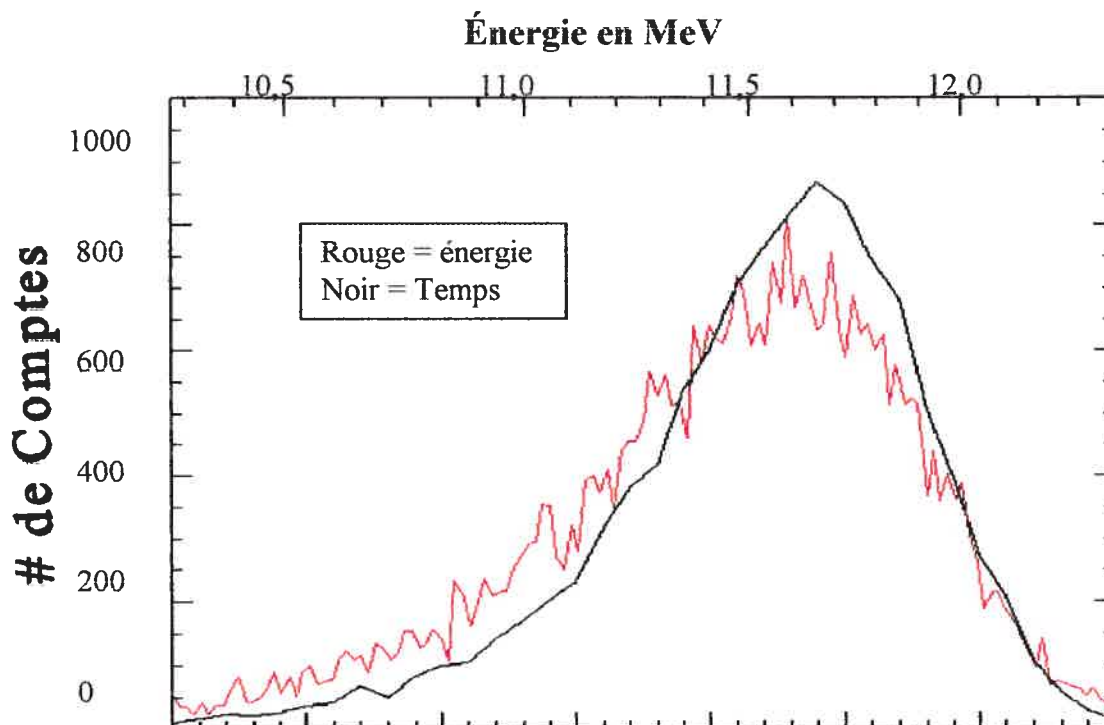


Figure 19 : Spectre montrant la superposition du pic d'or en énergie et en temps.

une certaine plage de temps qui est subdivisée en 1024 canaux. Pour transformer ces canaux en énergie, la relation n'est pas linéaire. Donc, pour les énergies analysées, nous avons moins de canaux en temps qu'en énergie. Ceci implique une augmentation du nombre de comptes dans les canaux en temps et la production d'une courbe plus lisse une fois agrandie. Nous mesurons également une différence entre les pics si nous observons la largeur à mi-hauteur. Pour le cas en énergie, la largeur à mi-hauteur est de l'ordre de 800 keV, alors que pour le pic en temps, elle est de l'ordre de 650 keV. Donc le spectre en temps est mieux défini que celui en énergie.

La figure 20 représente exactement le même type d'analyse mais pour le pic d'argent. Ici, nous observons quelques différences d'avec le pic d'or. La hauteur du pic d'argent pour le spectre en temps est moins élevée que celle du spectre en énergie, toute proportion gardée ( il y a eu renormalisation pour le graphique afin de mieux voir les comportements ) . Nous pourrions donc croire que le pic d'argent est moins bien défini pour les mêmes raisons qu'expliquées au paragraphe précédent.

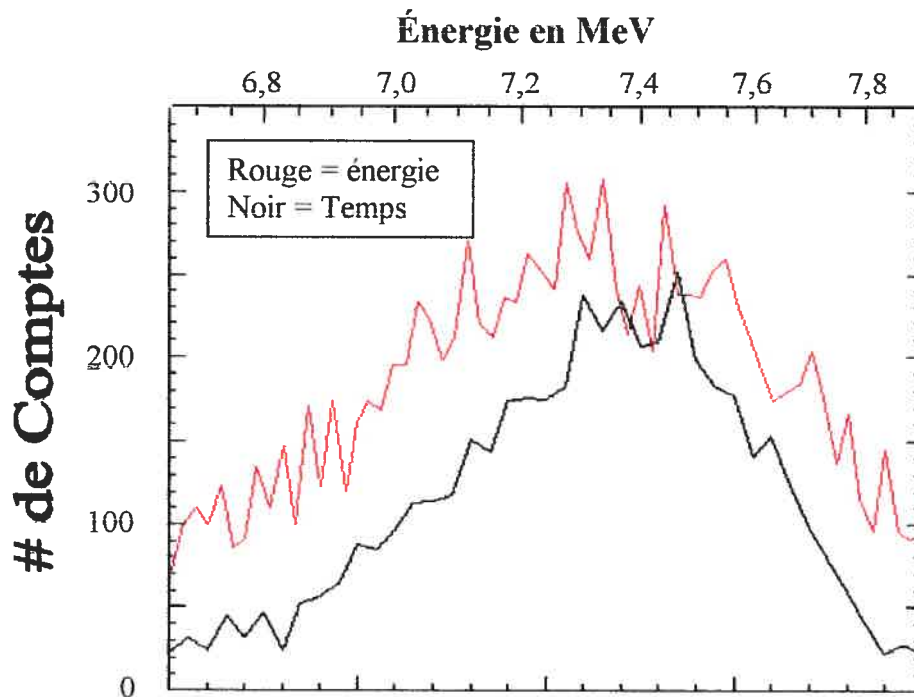


Figure 20 : Spectre montrant la superposition du pic d'argent en temps et en énergie.

Mais ce n'est pas le cas. Si nous observons plus avant les deux pics, nous voyons, après analyse, que la largeur à mi-hauteur pour le spectre en énergie est de l'ordre de 700 keV alors que celle pour le pic en temps est de l'ordre de 650 keV. La différence est faible mais bien présente. Le spectre en temps est mieux défini ici encore.

Comme pour le spectre en énergie, nous avons cherché à trouver la résolution intrinsèque du système. Nous avons encore pris notre échantillon de tantale et nous avons trouvé la résolution du système en mesurant la pente du spectre obtenu à l'endroit où nous avons la surface. Il s'agit d'une méthode standard<sup>2</sup>. Elle est de 918 ps. Ceci permet d'expliquer la différence entre les spectres en temps et en énergie. Au niveau de l'or, ceci indique que nous avons une résolution en énergie de 270 keV et qu'au niveau de l'argent, la résolution est de l'ordre de 170 keV. De plus, selon la littérature, une bonne résolution serait de l'ordre de 250 ps<sup>6,7,19</sup>. Il nous reste donc beaucoup de travail d'optimisation pour atteindre cette résolution.

Par contre, nous avons la preuve qu'il s'agit bien de la résolution intrinsèque du système. Si nous observons la figure 21 ( page suivante ), qui est le spectre temps-de-vol pour une distance de vol de 110 cm, nous remarquons que la résolution n'est pas meilleure. Ce spectre a été pris avec un courant moyen de 65 nA. La seule différence provient du fait que chaque canal vaut 114 ps au lieu de 212 ps. Mais ceci n'aide pas car les pics sont plus larges. De plus, en comparant la largeur des pics pour 110 cm et 70 cm, nous voyons une légère différence en terme de résolution. Pour ce qui est de largeur à mi-hauteur, elle passe de 650 keV à 550 keV et ce, pour les deux pics. Il y a bien une augmentation en résolution, mais nous ne distinguons toujours pas les isotopes de l'argent. La seule explication provient de la résolution intrinsèque du détecteur qui n'est pas optimale.

Il nous reste à déterminer ce qui provoque une telle résolution. Il pourrait en fait s'agir de problèmes reliés à notre détecteur d'arrêt. Comme spécifié plus haut, il s'agit d'un SBD standard. Ce détecteur n'est pas dans une enceinte de refroidissement.

Par conséquent, nous l'utilisons avec un voltage correspondant à ce qui est spécifié dans le manuel. Le problème vient du fait que ce voltage est très bien pour des mesures en énergie qui ne nécessite pas une collection de charge rapide mais ce n'est pas notre cas. Avec le voltage utilisé, la vitesse de collection des charges n'est pas rapide. Par conséquent, la résolution en temps en devient moins

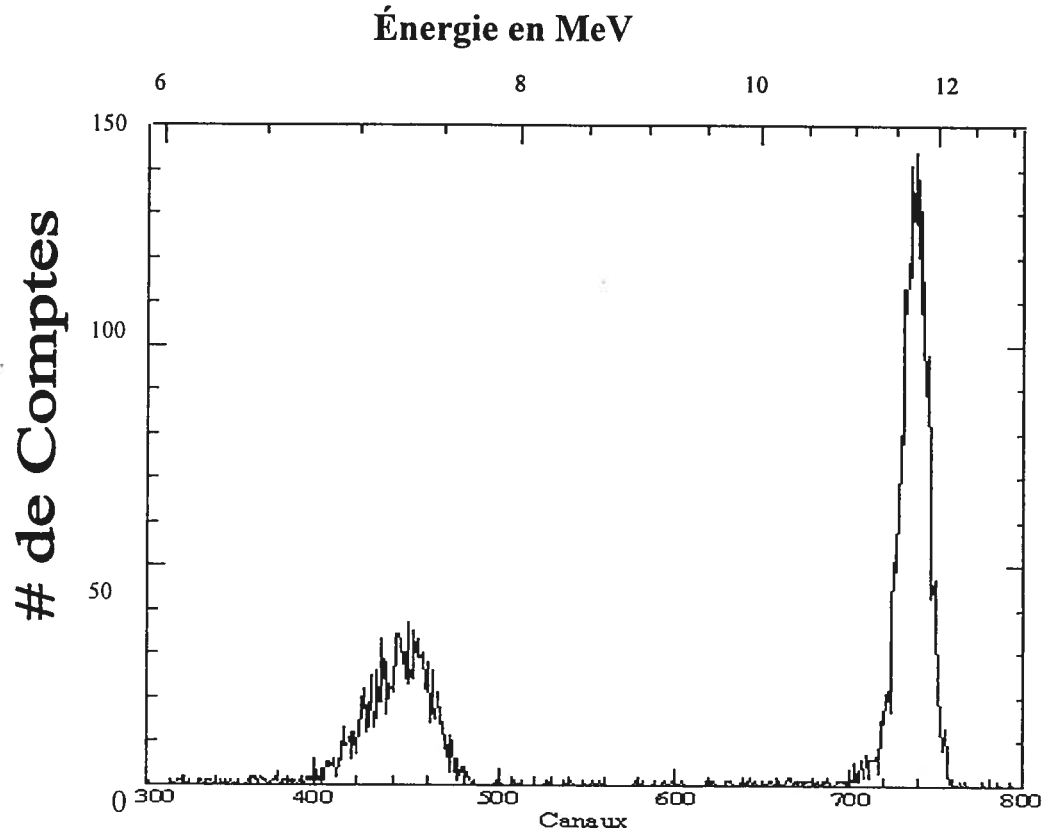


Figure 21 : Spectre en temps pour l'échantillon de 35 Å d'or sur 55 Å d'argent sur un substrat de silicium. Cette figure est pour une longueur de vol de 110 cm.

précise. Elle est en fait 3 fois inférieure à ce que nous devrions avoir théoriquement. Pour régler ce problème, il faudrait soit installer notre détecteur dans une enceinte refroidissante pour ensuite appliquer un sur-voltage et accélérer la collection de charges ou bien changer de détecteur. C'est la seconde option que nous avons privilégiée. Le nouveau détecteur que nous allons installer est celui décrit plus haut

dans notre description du montage. Dans ce cas, le transport de charge s'effectue dans le vide contrairement au silicium dopé pour les SBD standard. Avec ce détecteur, nous aurons une meilleure résolution en temps sur le détecteur d'arrêt et par conséquent sur le système en entier.

### 3-Système de déflexion et RBS par ions lourds

Il est maintenant temps de combiner les deux éléments que nous venons de décrire séparément. Ce que nous voulons démontrer dans cette section, c'est la preuve du bon fonctionnement de notre déflecteur électrostatique sur des spectres réels. L'effet recherché est la diminution du nombre de comptes pour les basses énergies dans les spectres en énergie. Nous ne pouvons pas utiliser les échantillons présentés plus tôt puisqu'ils ne donnent pas de comptes en assez basse énergie. Nous avons donc utilisé d'autres échantillons.

Nous avons décidé d'analyser à très fort courant des cibles composées d'éléments lourds rapprochés dans le tableau périodique. Le plus lourd de ces deux éléments recouvrant l'autre à l'aide d'une couche mince de quelques dizaines d'angströms. Les échantillons ont été fabriqués par le groupe du professeur Arthur Yelon de l'École Polytechnique de Montréal. Il s'agit d'échantillons de tantale ( numéro atomique de 73 ) recouvert d'une fine couche d'or ( numéro atomique de 79). L'idée est la suivante; en bombardant les échantillons avec un fort courant, il y aura plus de bruit de fond capté par le détecteur temps-de-vol. Ce bruit de fond masquera le pic d'or que nous recherchons. Avec l'ajout de notre déflecteur, ce bruit de fond, provenant des ions lents, disparaîtra, laissant ainsi la place au pic d'or.

Mais avant de s'attaquer au spectre en temps, voyons l'effet du déflecteur sur les spectres en énergie. Le premier échantillon analysé est un échantillon de 25,4  $\mu\text{m}$  de tantale pur sur lequel est déposé 100 angströms d'or. Pour l'analyse, nous avons utilisé un faisceau de  $\text{Si}^{5+}$  de 20 MeV. Le courant moyen était de l'ordre de 200 nA. Le temps d'analyse s'en trouve ainsi réduit. Il y a cependant plus de dommage sur l'échantillon.





Nous remarquons que plus le voltage appliqué augmente, moins il y a de comptes pour le tantale. Ceci ne semble pourtant pas affecter la calibration du système. Nous remarquons de plus que le pic d'or ne semble que très peu affecté. Sans voltage appliqué, nous avons pour la région située entre 7 MeV et 11 MeV (canaux 500 à 760 de la figure 22), un nombre total de comptes de près de 500000. Pour la même région mais avec 700 V, nous avons 90 % de ce nombre de comptes. Visuellement, nous voyons que la région où se trouve la diminution se situe entre 7 et 9 MeV. Pour un voltage appliqué de 1000 V, nous avons environ 80 % des comptes initiaux. Plus le voltage augmente, plus la diminution augmente. Pour 1500 V, nous avons 50 % des comptes et pour 2000 V, nous avons environ 30 % des comptes initiaux. Par contre, le pic d'or n'est que très peu affecté, comme nous le verrons plus loin.

Ce graphique montre le bon fonctionnement de notre déflecteur, notamment pour 1000 V de voltage appliqué. Les ions en basses énergies sont en grande partie bloquée mais le spectre en haute énergie reste le même que lorsqu'aucun voltage n'est appliqué. Ce qui est remarquable, c'est la forte diminution du nombre de comptes entre 1 et 3 MeV. Nous n'avons pas quantifié cette diminution. Par contre, l'effet observé sur la figure 22 est très convaincant. Surtout si nous considérons que cette région représente la plus grande partie des ions lents.

Reste à savoir s'il y a un effet réel sur la limite de détection. Pour répondre à cette question, nous avons tout d'abord analysé un autre échantillon de la même manière, avec un courant de 180 nA. Il s'agit d'un échantillon avec les mêmes caractéristiques que le premier, sauf qu'il n'y a que 15 angströms d'or déposé sur le tantale. Nous avons analysé cet échantillon pour des voltages de 0, 1000 et 2000 V. Le résultat est présenté à la figure 23. Notons que la calibration est la même que pour la figure 22. Il est important ici de mentionner qu'il n'y a pas de déplacement de la courbe de tantale. Il y a un affaissement de cette courbe.

L'échelle verticale est en mode racine carrée pour faciliter la visualisation. Dans le cas sans déflecteur ( 0 V ), le bruit de fond entre dans le pic d'or au tiers de sa hauteur environ. Par contre, dans les deux autres cas ( 1000 V et 2000 V ), le bruit de fond passe par zéro avant le pic d'or. Ceci semble suggérer une augmentation de la précision.

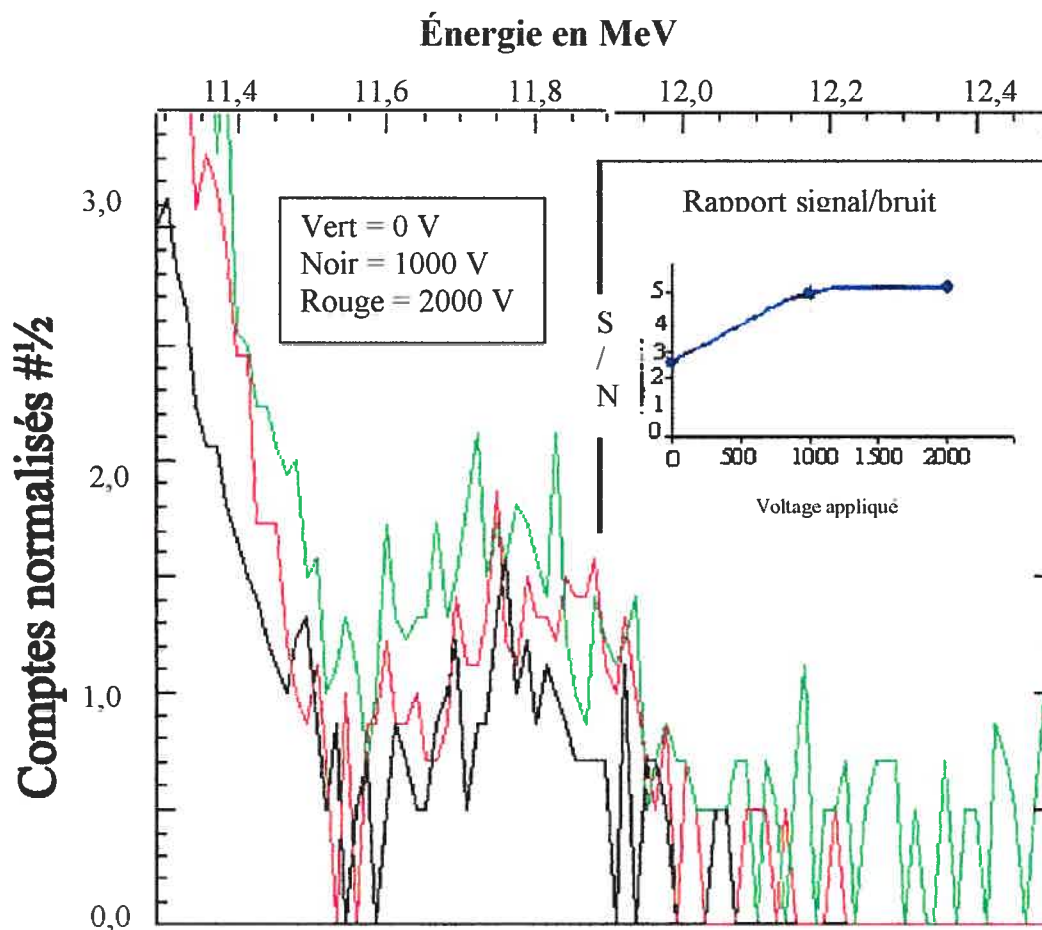


Figure 23 : Spectre en énergie pour l'échantillon de 15 Å d'or sur du tantale. Dans le carré, le rapport signal/bruit pour les trois courbes.

De façon quantitative, nous avons observé la région entre le tantale et l'or, soit entre les canaux 800 et 814. Sans voltage, nous mesurons 516 comptes. Pour 1000 V, nous avons 253 comptes et pour 2000 V seulement 168 comptes. Nous

remarquons tout d'abord que cette diminution ne correspond pas à celle observée pour la courbe de tantale. Pour le tantale à 1000 V, la courbe est à 80 % de la courbe originel alors qu'entre les pics, elle ne représente que 50 %. Par contre, le pic d'or pour 1000 V correspond à 90 % du pic d'or sans voltage. Ceci indique bien que ce voltage contribue à diminuer le bruit de fond sans trop affecter les pics recherchés. Pour 2000 V, le pic d'or correspond à 60 % du pic sans voltage. Donc, à ce voltage, les énergies recherchées sont plus affectées, sans toutefois l'être autant que pour les basses énergies ( 30 % sur le tantale ). Ainsi, notre déflecteur réduit bel et bien le bruit de fond sur les spectres en énergies.

Regardons de nouveau la figure 23. Cette fois, attardons-nous au graphique dans le haut à droite. Il représente le rapport du signal sur le bruit de fond pour les trois voltages de la figure 23. Nous voyons assez clairement que l'augmentation du voltage de 0 à 1000 V provoque une augmentation marquée de ce rapport ( presque le double ). Cependant, nous observons que ce rapport augmente très peu entre 1000 et 2000 V. Ceci correspond à ce que nous observons sur les autres graphiques pour ce qui est du voltage optimal.

Pour mieux se convaincre que l'effet d'empilement diminue également, revenons à notre premier échantillon en regardant cette fois le spectre en temps. Il a été pris en même temps que celui en énergie. Par soucis de clarté, nous vous présentons à la figure 24 ( page suivante ) seulement les courbes pour 0 V, 1000 V et 2000 V. Si nous regardons plus attentivement la région après l'or, soit la région du bruit de fond seul, nous remarquons une diminution drastique du spectre avec l'augmentation du voltage.

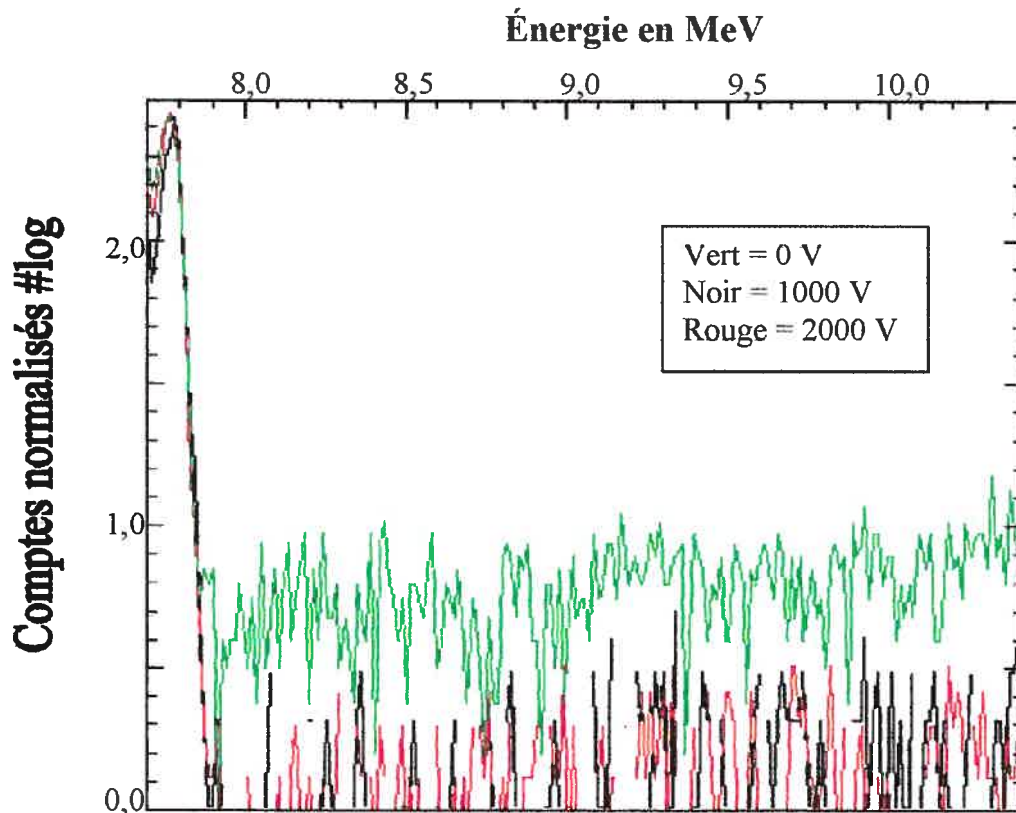


Figure 24 : Bruit de fond dans le spectre en temps. La courbe la plus élevée est pour le cas sans voltage et les deux autres, entre-mêlées, sont pour 1000 V et 2000 V.

Cette région est représentée à l'aide d'un graphique avec échelle en logarithme pour faciliter la vue. Nous avons examiné la région allant des canaux 514 à 700. Pour le cas sans voltage ( courbe verte ), nous avons un bruit de fond de 1485 comptes. Pour des conditions d'analyses identiques, avec comme seul ajout un voltage de 1000 V dans le déflecteur ( courbe noire ), nous avons 333 comptes dans la même région. Ceci correspond à 22 % du bruit de fond originel. Pour un voltage de 2000 V ( courbe rouge ), nous avons 200 comptes, soit 14 % du bruit de fond originel. Ceci démontre donc la force de notre déflecteur puisqu'il fait diminuer le bruit de fond et donc l'effet d'empilement, de plus de 75 % sans atténuer outre mesure les données que nous souhaitons analyser.

## Conclusions

Dans ce mémoire, nous avons présenté les résultats de notre recherche, soit la mise en place d'un système d'analyse par faisceau ionique à l'Université de Montréal. Ce système, installé sur une ligne de faisceau de l'accélérateur Tandem 6 MV, consiste en une chambre de détection permettant l'analyse RBS par ions lourds. Il comporte trois points importants qui font de lui un outil de premier plan. Il y a, tout d'abord, la présence d'un détecteur temps-de-vol à un angle de 30 degrés en recul du faisceau incident. Ce détecteur dispose d'un système de rail permettant de varier la longueur de l'espace de vol de 70 cm à 110 cm. L'espace de vol comporte un dispositif permettant l'élimination d'une bonne portion ( environ 80 % ) des ions lents provoquant l'effet d'empilement.

Il est à noter que notre montage n'est pas encore optimalement complété. Les résultats présentés dans ce mémoire sont ceux d'un système fonctionnel et compétitif. Par contre, tel que démontré dans ce mémoire, l'ajout du détecteur d'arrêt par MCP permettra à notre système d'être un des plus précis. Cet ajout se fera dans un futur proche.

Ensuite, nous avons montré la puissance du RBS par ions lourds comparativement au RBS par hélium. Pour un même type de détecteur, nous avons démontré que l'analyse par ions lourds permet d'obtenir une résolution relative presque d'une fois et demie meilleure dans le cas d'analyse d'éléments lourds. Le rapport de la résolution minimale nécessaire pour différencier les deux isotopes stables de l'argent sur la résolution du détecteur passe en effet de 0,29 pour  $\text{He}^{2-}$  à 0,41 pour le RBS par  $\text{Si}^{5+}$  à 20 MeV. Il a été montré qu'il reste encore du travail à effectuer pour permettre la différenciation des deux isotopes dans notre système.

Nous avons vu les principales caractéristiques de notre système. Il y a bien sûr la résolution en temps de notre détecteur. Cette dernière est un des points les plus importants de notre système, puisque c'est grâce à elle que nous pouvons avoir une

résolution en énergie meilleure que celle obtenue à l'aide d'un détecteur au silicium standard. Nous avons d'ailleurs démontré que la résolution relative de notre système est déjà supérieure à celle que nous aurions sans détecteur temps-de-vol puisqu'elle passe de 0,41 à 0,53 .

Nous avons ensuite brièvement exposé le résultat obtenu à l'aide du détecteur avec espace de vol de 110 cm. Ce résultat, quoique très préliminaire, nous a montré l'utilité et la puissance de cette distance de vol. Ces résultats sont fortement compromis par la mauvaise résolution intrinsèque de notre détecteur. Des tests devront donc être effectués de cette distance de vol une fois le détecteur complètement optimisé.

Finalement, nous avons démontré le bon rendement de notre déflecteur électrostatique cylindrique comme dispositif pour éliminer les effets d'empilements dans notre détecteur. Ceci a été démontré par la diminution du bruit de fond sur les spectres en temps et en énergie. Pour les spectres en énergie, nous avons montré l'augmentation marquée du rapport signal sur bruit avec l'ajout d'un voltage de 1000 V. Pour les spectres en temps, le bruit de fond passe de 100 % sans déflecteur à 14 % avec un voltage de 2000 V. Le bruit de fond des détecteurs temps-de-vol provient en grande partie de l'effet d'empilement. Donc, moins d'effet d'empilement, moins de bruit de fond et une meilleure résolution.

Ce qui ressort de notre mémoire est la grande puissance de notre système RBS par ions lourds. Ce système, une fois optimisé, permettra de mesurer, avec une résolution en profondeur inférieure à  $1 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ , des éléments lourds dans n'importe quel substrat. Suite à notre travail, nous voyons comme prochaine étape pour ce système de le tester avec plusieurs types d'ions lourds. Ceci va permettre au laboratoire de s'adapter à toutes les demandes d'analyses.

## Bibliographie

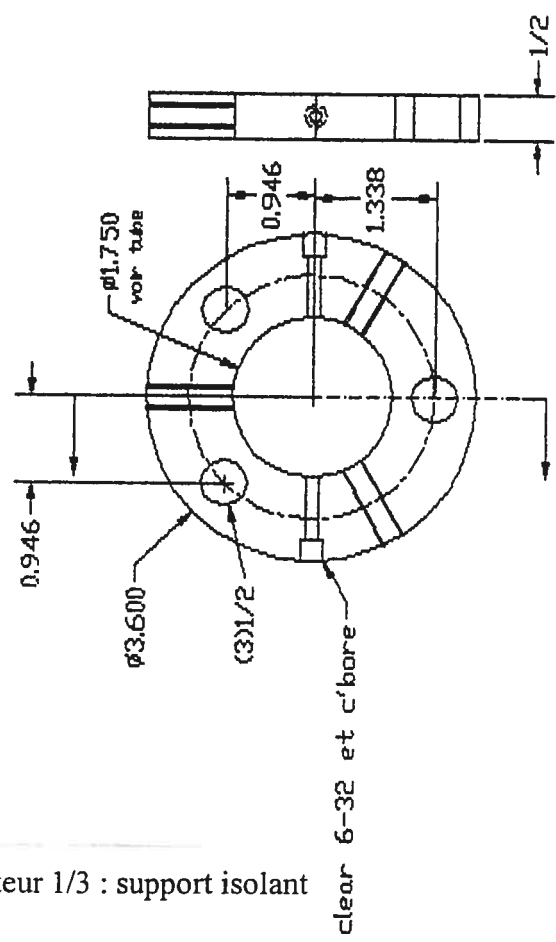
- <sup>1</sup> K. Nakajima, A. Konishi, K. Kimura, NIMB **161-163**, 452-456 (2000).
- <sup>2</sup> L.C. Feldman et J.W. Mayer, Fundamentals of Surface and Thin Film Analysis, North-Holland, 352p. (1986).
- <sup>3</sup> R. Groleau, S.C. Gujrathi et J.P. Martin, NIM **218**, 11-15 (1983).
- <sup>4</sup> W.K. Chu, J.W. Mayer et M.A. Nicolet, Backscattering Spectrometry, Academic Press, 376p. (1978).
- <sup>5</sup> H. Niwa, S. Nakao et K. Saitoh, NIMB **136-138**, 297-300 (1998).
- <sup>6</sup> M. Döbeli, A. Lombao, D. Vetterli et M. Suter, NIMB **89**, 174-177 (1994).
- <sup>7</sup> J.B. Marion et S.T. Thornton, Classical Dynamics of Particles and Systems, Saunders College Publishing, 638p. (1995).
- <sup>8</sup> A. Chevarier, N. Chevarier et S. Chiodelli, NIM **189**, 525-531 (1981).
- <sup>9</sup> M. Döbeli, P.C. Haubert, R.P. Livi, S.J. Spicklemire, D.L. Weathers et T.A. Tomborello, NIMB **47**, 148-154 (1990).
- <sup>10</sup> J.L. Wiza, NIM **162**, 587-601 (1979).
- <sup>11</sup> S.C. Gujrathi, P. Aubry et J.P. Martin, Can. J. Phys. **65**, 950 (1987).
- <sup>12</sup> Instruction Manual Surface Barrier Detectors, EG&G company.
- <sup>13</sup> D.A. Gedcke, Application Note 59, ORTEC.
- <sup>14</sup> Tutorial on Time-of-flight, EG&G ORTEC, chap. 1 à 11.
- <sup>15</sup> J.A. Richards, F.W. Sears, M.R. Wher, M.W. Zemansky, Modern University Physics, Addison-Wesley, 1006p. (1964).
- <sup>16</sup> R.K. Wangsness, Electromagnetic Fields, John Wiley & Sons, 587p. (1986).
- <sup>17</sup> S.R. Walker, P.N. Johnston, I.F. Bubb, W.B. Stannard, D.N. Jamieson, S.P. Dooley, D.D. Cohen, N. Dytlewski, J.W. Martin, NIM **B113**, 312-316 (1996).
- <sup>18</sup> E. Browne, J.M. Dairiki, R.E. Doebler et al. Table of Isotopes, John Wiley & Sons, 1523p. (1978).
- <sup>19</sup> A. Chevarier, N. Chevarier, NIM **218**, 1-5 (1983).

## Annexe

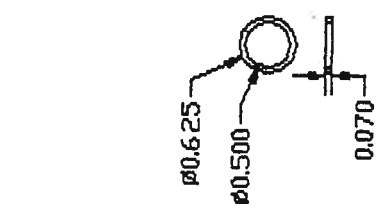
Dans cette annexe, nous vous présenterons les plans des principales pièces que nous avons créé pour bâtir notre système RBS par ions lourds. Il s'agit en fait d'une réduction des plans originaux. Ces derniers peuvent se retrouver à l'atelier de mécanique du pavillon René-J.-A. Lévesque de l'université de Montréal auprès de Gaétan Richard. Également disponible ( non-inclus dans ce mémoire ) sont les plans originaux de la chambre de détection utilisée.



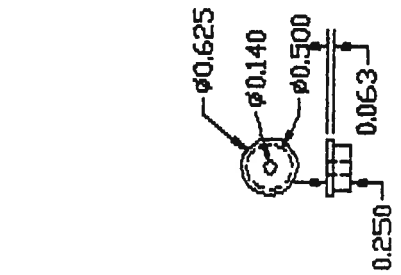
Le déflecteur 1/3 : support isolant



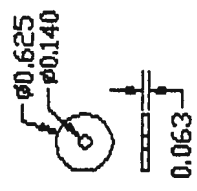
note delrin quanta 2



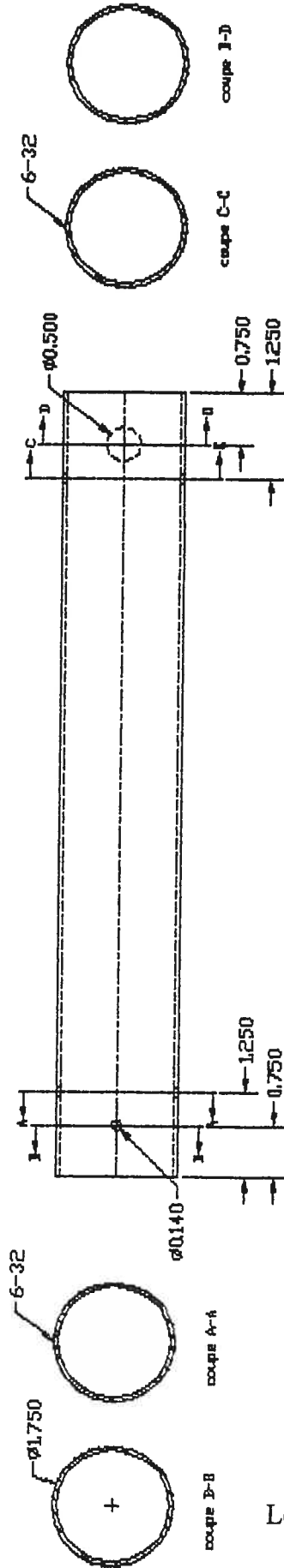
note delrin



note delrin



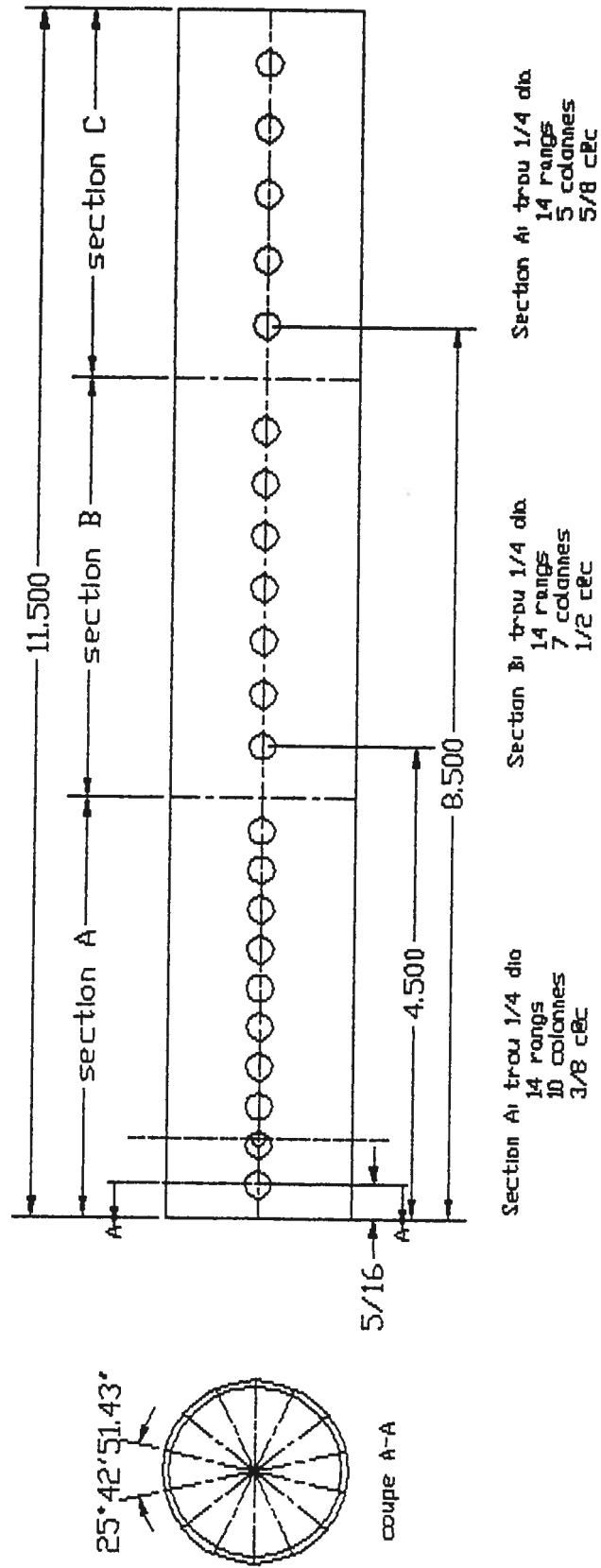
note acier inox



note tube en aluinox

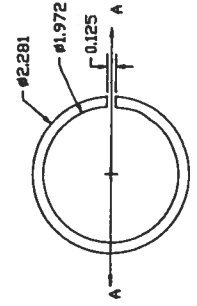
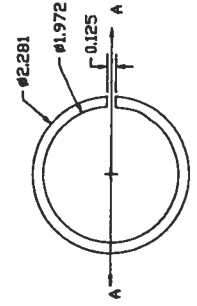
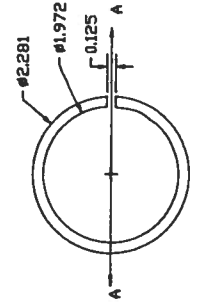
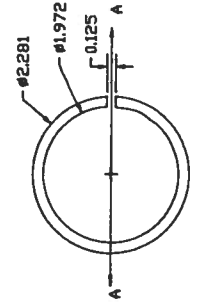
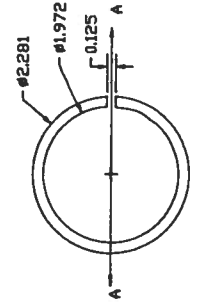
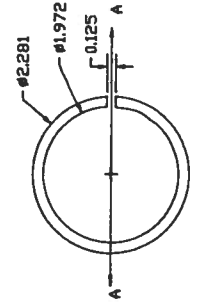
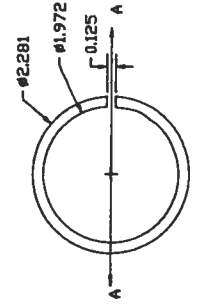
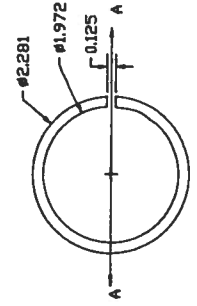
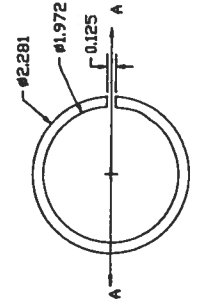
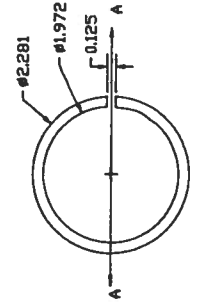
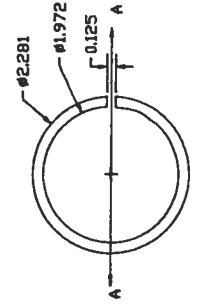
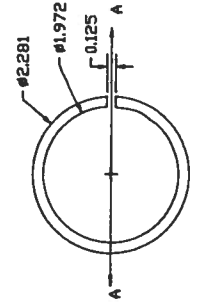
Note: Les trous apparaissant sur cette figure doivent être fait en premier

Le déflecteur 2/3 : cylindre



Note: Ne pas percer les trous qui interfèrent avec les trous déjà percés.

Le déflecteur 3/3 : montage du système

 <p>COUPE AA</p> <p>MATERIEL: DELRIN</p>	 <p>COUPE AA</p> <p>MATERIEL: DELRIN</p>	 <p>COUPE AA</p> <p>MATERIEL: DELRIN</p>
 <p>COUPE AA</p> <p>MATERIEL: DELRIN</p>	 <p>COUPE AA</p> <p>MATERIEL: DELRIN</p>	 <p>COUPE AA</p> <p>MATERIEL: DELRIN</p>
 <p>COUPE AA</p> <p>MATERIEL: DELRIN</p>	 <p>COUPE AA</p> <p>MATERIEL: DELRIN</p>	 <p>COUPE AA</p> <p>MATERIEL: DELRIN</p>
 <p>COUPE AA</p> <p>MATERIEL: DELRIN</p>	 <p>COUPE AA</p> <p>MATERIEL: DELRIN</p>	 <p>COUPE AA</p> <p>MATERIEL: DELRIN</p>