

Mémoire

Caractérisation de couches minces par la méthode RBS



Étudiant : Fontenla Barba, Yanis.

Promoteur : Strivay, David.

Date : Septembre, 2013-2014.

Table des matières

1	Introduction	1
2	Accélération de Particules α dans le Laboratoire de l'IPNAS	2
2.1	Chronologie des Accélérateurs	2
2.2	Description Générale du Réseau d'accélération des particules	3
2.3	Accélérateur de Van de Graaff	5
2.3.1	Générateur VDG	8
2.3.2	Tube d'Accélération	10
2.3.3	La Physique du Plasma et la Source d'Ions Positives	14
2.4	Ligne de Transport du Faisceau	15
2.4.1	Sélecteur Magnétique du Faisceau ou Défecteur	15
2.4.2	Sélecteur des Diamètres du Faisceau	18
2.5	Chambre à Expérimentation	19
2.6	Création du Vide dans le Réseau et les Dispositifs de Pompage	20
2.6.1	La Conductance pour l'ensemble des dispositifs de Pompage	21
2.6.2	Temps de Pompage	22
2.6.3	Dispositif de Pompage à Vide Primaire et Secondaire	24
2.6.4	Jauge à conductivité thermique	26
3	Calibration des dispositifs électroniques via la désintégration de particule alpha du ^{241}Am	27
3.1	Loi de la Désintégration Radioactive	27
3.2	Radiation de l'Américium-241	28
3.3	Résolution Énergétique d'un Spectre	29
3.4	Analyse des spectres via l'utilisation des dispositifs de mesure, analogique et numérique	30
4	Spectrométrie par diffusion élastique	33
4.1	Collision Élastique et le Facteur Cinématique.	33
4.2	Diffusion d'un Faisceau de Particules et Section Efficace	35
4.2.1	Perte d'Énergie	37
4.3	Couche Mince et Film à Multicouche	39
4.4	Analyse des Spectres obtenues par collisions élastiques, RBS	40
4.4.1	Programme programme d'analyse des données, SIMNRA	40
4.4.2	Spectre du composite Dioxyde de Titane et Dioxyde de Niobium	41
5	Conclusion	43
	Annexes	45
A	Section Efficace de Diffusion Différentielle de Rutherford	45

B Table d'Équivalente Physique et Calcule d'Incertitude

47

Bibliografía

47



Abstract

The spectrometric analysis of samples thin films, TiO_2 and NbO_2 , on a silicon substrate will be performed. Statistics prevents a quantitative study of spectral values, but does not exclude a qualitative analysis. The work is based on experimental physics but still keeps a theoretical foundations that supports the experience.

Résumé

L'analyse spectrométrique des échantillons à couche mince du, TiO_2 et NbO_2 , sur un substrat de Silicium sera réalisée. La statistique empêche une étude quantitative des données spectraux, mais n'exclut pas une analyse qualitative de ceux-ci. Le travail est basé sur la physique expérimentale tout en conservant un soutien théorique qui appuie l'expérience.

1 Introduction

Ce travail est centré dans la caractérisation de couches minces d'échantillon matériel tel que du dioxyde de titane et dioxyde de Niobium, consolidés sur un substrat de Silicium. L'étude de ces échantillons sera réalisée via la méthode d'analyse définit quotidiennement comme RBS, acronyme de l'anglais, "Rutherford Backscattering Spectrometry" sous traduction au français comme Spectrométrie par Rétrodiffusion de Rutherford.

Pour atteindre le profilage compositionnel des spectres RBS il faut bombardé par un faisceau d'ions α la surface de l'échantillon. Le faisceau de particules chargées sous un état plasma, est créer avec l'accélérateur *Van de Graaff*. La ligne d'analyse RBS est conçue de plusieurs éléments de confinement, nous entendons comme tels éléments ceux qui dévient et isolent le faisceau de particules de quelconque contamination provenant de l'air ambiant ou de la propre source de production des particules plasmique situer dans l'accélérateur. À la sortie de l'accélérateur, les particules ${}^4_2\text{He}^{(2+)}$ aurons une énergie de 2 MeV¹. Afin d'obtenir une analyse spectrale correcte, il est nécessaire de calibrer les dispositifs électroniques qui mesurent la radiation. Pour cela, nous utilisons une source radioactive d'américium à désintégration de particules α . Le paramètre de résolution permet d'acquérir une valeur qui décrit la qualité des mesures réalisées avec les différents dispositifs numérique et analogique. Pour parvenir à l'acquisition des spectres RBS, il faut connaître les bases théoriques sur laquelle est fondée l'analyse. Ceux-ci sont, la théorie de collision élastique, la diffusion d'un faisceau de particules établie par la section efficace différentielle et les pertes énergétiques dues aux plusieurs couches existant sur l'échantillon. Le programme de simulation et de lecture des données SIMNRA nous apportera l'information nécessaire pour réaliser une analyse qualitative et quantitative des spectres RBS.

1. L'électronvolt est une unité utilisée fréquemment en physique nucléaire et des particules, acquise en multipliant l'unité de charge e fois la différence de potentiel V entre deux plaques chargées, créant ainsi un champ électrique qui impulse une particule. Etant donnée l'expression énergétique d'Einstein, la masse d'une particule peut être aussi définie en unité eV divisé par la constante de vitesse c^2 de la lumière dans le vide.

2 Accélération de Particules α dans le Laboratoire de l'IPNAS

Nous commencerons cette section par détailler les types d'accélérateurs existents dans les années 60 et leurs évolutions. Une description générale du complexe d'accélération des particules sera précisée avec la séparation de tous ces composants. Les différents modules de l'ensemble de l'accélérateur incluent le propre accélérateur de particules VDG, la ligne de transport du faisceau, la chambre à expérimentation et les dispositifs électroniques de pompes pour la création du vide.

2.1 Chronologie des Accélérateurs

En remontant dans l'histoire du siècle dernier, une personne clé pour comprendre les progrès technologiques des accélérateurs était Milton Stanley Livingstone qui a remporté le prix Nobel en 1939 pour le développement du cyclotron et de la physique qui se cache derrière cet appareil. Cet auteur décrit graphiquement l'évolution chronologique des accélérateurs de particules sous un point de vue de croissance exponentielle en énergie entre les années 1930 et 1960. La croissance énergétique en MeV en fonction des années, peut être observée sur le diagramme de la Figure 1 [1]. L'ascension technologique des accélérateurs de particules commence à partir de 1929 avec une valeur en énergie d'une centaine de Kilo-électronvolt pour les accélérateurs à redresseur. La nouvelle génération d'accélérateurs fait son apparition en 1930 pour une valeur d'un MeV en énergie avec l'arrivée des cyclotrons et des accélérateurs électrostatique et linéaire. La prochaine étape de cette nouvelle génération arriva avec les accélérateurs à synchrotrons, entre autres.

De nos jours, cette course énergétique est remportée par les accélérateurs circulaires tels que l'accélérateur LHC *Large Hadron Collider* du Centre Européen pour la Recherche Nucléaire (CERN), dont les valeurs d'énergies dans le référentiel du centre de masse sont de l'ordre du TeV. Bien exactement le LHC peut accélérer des protons jusqu'à une énergie centre de masse de 7 TeV, mais à partir de 2015 cette énergie pourrait arriver à atteindre les 14 TeV. Sous une perspective d'augmenter la précision des mesures énergétiques et non le gain énergétiques, les accélérateurs linéaire resurgiront à nouveau.

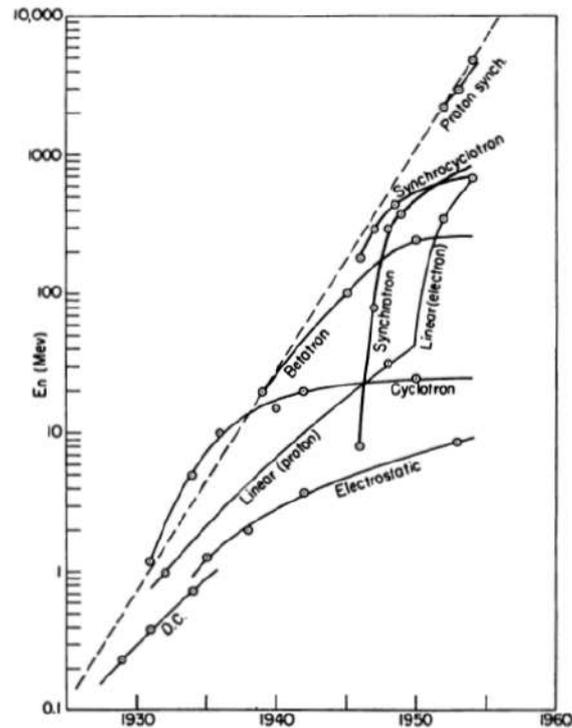


Figure 1 – Graphique de Livingston.

A titre d'exemples l'accélérateur *International Linear Collider* (ILC) est en projet de construction pour accomplir cette tâche. Pour l'expérience de Rutherford de diffusion de particules alpha à proximité des noyaux constitutifs de la matière d'un certain échantillon, des énergies de l'ordre du MeV seront suffisantes. À l'aide d'un accélérateur de particules électrostatique, cet ordre de grandeur énergétique peut être atteint.

2.2 Description Générale du Réseau d'accélération des particules

Pour réaliser une manipulation expérimentale avec un accélérateur de particules à basse énergie (aux alentours du MeV) et créer un faisceau de particules qui entre en collision avec les noyaux d'un échantillon, il faut avoir à disposition plusieurs modules matériels. Les modules matériels de confinement et accélération des particules sont les suivants : un accélérateur électrostatique de Van de Graaff, un tube cylindrique qui confine le faisceau dans un espace fermé, un aimant de déviation du faisceau ou déflecteur, une enceinte à expérimentation et un ensemble de dispositifs de pompage de l'air. Une simple description générale du réseau d'accélération du faisceau de particules peut être observée à l'aide de la Figure 2. Des tubes cylindriques de quelques dizaines de centimètres d'épaisseur connectent tous les dispositifs antérieurement mentionnés. Le trait à couleur rouge décrit le chemin du faisceau de particules et l'objet à couleur mauve décrit la position où est logé l'échantillon.

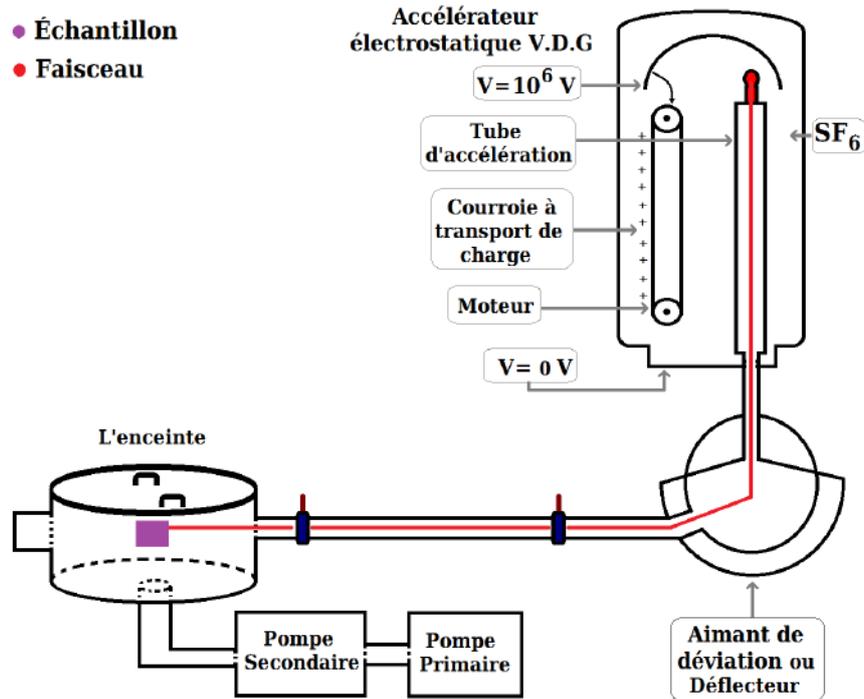


Figure 2 – Schéma du complexe d'accélération des particules.

Les principales composantes d'un *accélérateur électrostatique de Van de Graaff* [2] sont : une coupole qui emmagasine la haute tension d'environ un million de Volts, d'une courroie à transport de charge, d'un moteur qui fait tourner la courroie, d'une mise à la terre dont la basse tension est localisée, un tube d'accélération soumis à un vide secondaire et d'une pressurisation de la cuve avec un gaz d'hexafluorure de soufre SF_6 pour éviter les effets de claquages ou décharges électriques entre les bornes. Les particules accélérées par l'appareil VDG peuvent être des particules élémentaires chargées positivement (proton) ou négativement (électron), des particules lourdes, des particules ${}^4_2\text{He}$, entre autres.

Le défecteur ou *aimant à déviation du faisceau* crée un champ magnétique perpendiculaire au plan d'incidence du faisceau, pour ainsi dévier les particules de sa trajectoire initiale. Ce dispositif ne sert pas qu'à dévier le faisceau, mais aussi à éliminer les particules non désirées.

La *chambre à expérimentation* sert à loger un échantillon quelconque auquel nous voulons réaliser la manipulation expérimentale. Cette chambre est connectée directement à l'ensemble des *dispositifs de pompage* à vide primaire et secondaire. L'ensemble des dispositifs servent à créer un vide par étapes, le vide primaire fait chuter la pression jusqu'à de 1,5 millibars dans le complexe et le vide secondaire de jusqu'à $7,4 \cdot 10^{-5}$ millibar.

Le Tableau 1, est décrit les quelques paramètres importants des différents dispositifs utilisés dans le laboratoire pour la création d'un faisceau de particules [3] confinées dans une enceinte. Nous pouvons apprécier les différentes valeurs liées à l'accélérateur de par-

ticules VDG, à l'isolation et confinement du faisceau des possibles contaminations environnementaux et à la filtration ou élimination des particules indésirables contenue dans le faisceau.

Table 1 – Paramètres des dispositifs d'accélération des particules du faisceau.

Énergie optimale du faisceau	[MeV]	2
Champ magnétique du déflecteur	[T]	0,8
Intensité entre les bornes du générateur <i>VDG</i>	[μ A]	27,8
Nombre d'anneaux dans le tube d'accélération		60
Nombre de résistance connecté au anneaux du tube		59
Résistance entre les bornes du tube d'accélérations	[G Ω]	72
Tension appliqué a la poulie primaire	[KV]	40
Tension obtenue de la poulie secondaire	[KV]	3
Fréquence d'oscillation pour la source d'ion via R.F	[MHz]	125
Pression du vide primaire dans le réseau	[hPa]	1,5
Pression du vide secondaire dans le réseau	[hPa]	$7,4 \cdot 10^{-5}$

2.3 Accélérateur de Van de Graaff

L'accélérateur électrostatique est un des premiers accélérateurs de particules, inventé par le physicien américain Robert Jemison Van de Graaff dans les années de 1929. La Figure 3 montre l'accélérateur Van de Graaff de 2 Mev situé au bâtiment B-15 de l'IPNAS du Sart-Tilman à Liège, Belgique. L'accélérateur électrostatique est un appareil qui utilise une différence de potentiel à travers un courant direct *CD* pour accélérer les particules. Le *VDG* peut développer des tensions très élevées, de plusieurs millions de Volts, pour l'étude des particules atomiques.



Figure 3 – Accélérateur Van de Graaff de 2MV située à l'Université de Liège.

Ce genre de machine a un principe physique de fonctionnement simple, mais les différents composants qui le caractérisent sont complexes. La Figure 4 montre un schéma qui décrit tous les différents modules et dispositifs électromécaniques logés dans l'accélérateur *VDG*. Ce mémoire décrira les deux modules les plus importants de la machine à accélération de particules, tout en respectant les lois physiques. Nous devons savoir que cette différence

sera réalisée pour maximiser l'information provenant des dispositifs de l'accélérateur.

Le premier module important correspond à un ensemble de dispositifs qui produit une différence de potentiel ΔV entre les bornes de l'accélérateur électrostatique. Les composants de ce module peuvent être décrits tel qu'elle : la coupole qui emmagasine la haute tension, la courroie qui déplace les charges électriques positives et la coquille externe qui sert de mise à terre. Ces trois composants se réduisent à l'étude du *générateur de Van de Graaff*. La haute tension électrique est générée par le transport de charges électriques positives de la borne négative à la coupole, à l'aide d'un système mécanique de poulie. Les charges électriques sont créées par induction électrique sur une courroie non conductrice. L'induction est soumise par une tension continue de 0 à 40 KV. La raison pour laquelle nous voulons emmagasiner plusieurs millions de Volts dans la coupole, est de créer une différence de potentiel dans le tube d'accélération. La poulie située dans la coupole est relié à un générateur de courant qui alimente de manière continue en tension et en fréquence d'oscillations la source d'ions.

Le deuxième module important est constitué d'une colonne, ou tube d'accélération, avec une soixantaine d'anneaux connecter à une basse tension. Les anneaux sont séparés entre eux par des plateaux isolants en verre dont une résistance électrique de 1000 Méga-Ohm est connecté entre deux anneaux. Les résistances sont adaptées pour diviser la haute tension entre les plusieurs anneaux du tube d'accélération, c'est-à-dire qu'il se crée un gradient de potentiel tout au long de la ligne.

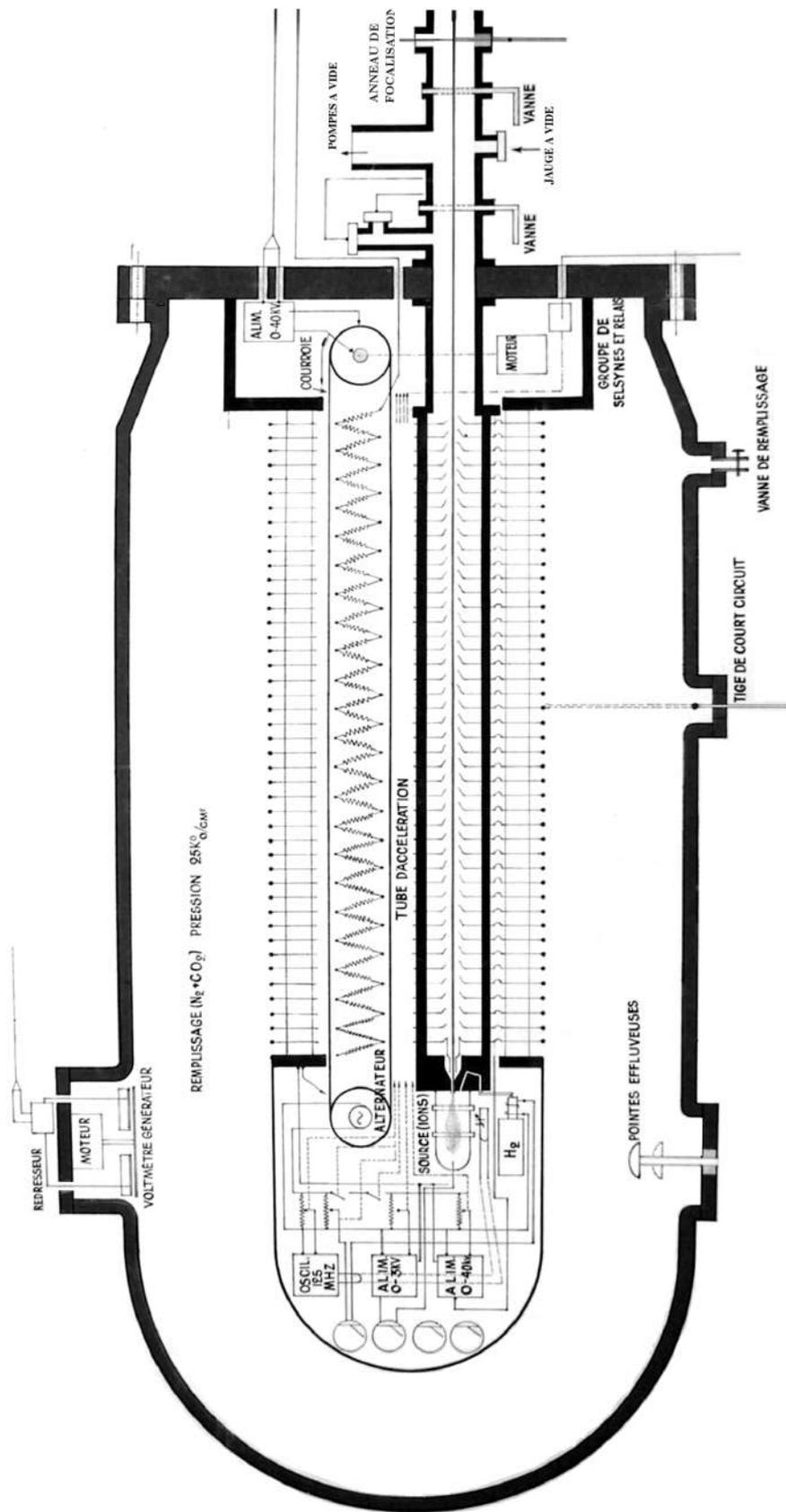


Figure 4 – Schéma de l'accélérateur Van de Graaff de IPNAS.

La production d'ions est établie par la source à radio fréquence ("R.F Ion Source") d'une cellule à plasma. La source est constituée de deux électrode qui crée une décharge électrique à fréquence d'oscillation de 125 MHz.

Lorsque une décharge électrique est induit à la particule ${}^4_2\text{He}$ des électrons de la dernière couche atomique sont arrachés, formant ainsi un plasma de particules ${}^4_2\text{He}^{2+}$, ${}^4_2\text{He}^{1+}$ et d'électrons libre. La cellule à plasma est constituée d'un tube en pyrex dont à l'intérieur se trouve bobine électrique qui confine le plasma à l'aide d champ magnétique induit par la bobine. La plupart des particules du plasma seront confinées par le champ magnétique dans les régions internes du tube de pyrex. Via la variation de la pression existante dans le tube d'accélération le plasma se déplace pour être enfin accéléré par la colonne à basse tension de notre appareille VDG.

Tous les dispositifs logés dans l'accélérateur sont disposés de telle manière à pouvoir minimiser la place dans celui-ci et maximiser le rendement des appareils reliés à tous les modules du complexe de l'accélérateur VDG. Étant donné la différence de potentiel élevé créée entre la coupole et la cuve du Van de Graaff, l'ionisation du milieu et les effets de claquage en tension sont inévitables. C'est pour cela qu'il est utilisé une pointe effluves dans un milieu gazeux d'hexafluorure de soufre, SF_6 . La pointe effluves électriques à la possibilité de s'approcher ou de s'éloigner de la coupole de Van de Graaff créant un flux minimum de courant électrique pour stabiliser la haute tension. Le milieu gazeux du composé d'azote et de dioxyde de carbone, N_2+CO_2 , est remplacé par du gaz SF_6 pour augmenter l'efficacité de stabilisation de la haute tension et de réduire les effets d'ionisation du milieu.

2.3.1 Générateur VDG

Pour une meilleure compréhension du système à haute tension, c'est-à-dire dans la création de la différence de potentiel entre la coupole de Van der Graaff et la carcasse extérieure ou coquille de l'accélérateur, nous avons mis à disposition un schéma descriptif du générateur de Van de Graaff sur la Figure 5. Le générateur est conçu de deux bornes électriques sous forme de peigne, une des bornes est soumise à une tension de 40 KeV et l'autre borne est reliée à la coupole de Van de Graaff. Une courroie non conductrice du courant électrique relie les deux poulies, les peignes sont placés aux extrémités du complexe du générateur de telle façon à que la séparation entre peignes et courroies soit petite. La poulie qui est située à l'extrémité la plus proche à la borne est soumise à une tension de quarante Kilo-électron Volt et, elle est connectée à un moteur qui crée un mouvement circulaire sur le cylindre.

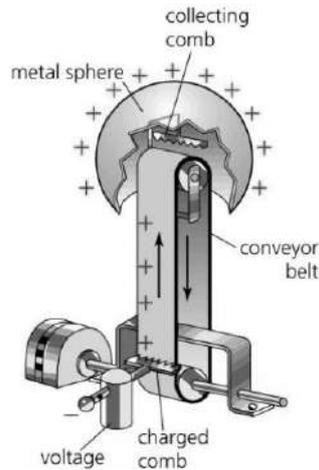


Figure 5 – Générateur de Van de Graaff.

L'ensemble des dispositifs crée le générateur VDG, celui-ci peut être divisé en deux modules. Chaque module a un rôle spécifique pour améliorer l'efficacité à développer la haute tension entre les bornes. Un module de l'appareil crée les charges positives et l'autre perçoit les charges. L'ensemble de dispositifs le plus proche à la coupole, perçoivent les charges positives.

La Figure 6 décrit l'ensemble d'éléments les plus éloignés de la coupole : poulie, courroie et peigne. L'ensemble coupole-peigne-poulie sera décrit de façon à comprendre la technique et la physique qui comporte ces éléments. La poulie est chargée négativement et la courroie a des déformations locales au niveau du nuage électronique constituant des atomes matériels induit par la proximité des charges électrostatiques du peigne. Les charges négatives de la poulie favorise et augmente les possibilités de déformation locale pouvant ainsi créer une différence de charge entre le centre et la surface de la courroie. L'accumulation des charges positives sont déplacées mécaniquement de la poulie à la coupole du générateur. Lorsque les charges positive atteignent le peigne, elle s'accumule sur la coupole du générateur.

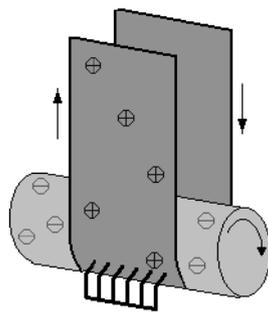


Figure 6 – L'ensemble des dispositifs poulie-courroie-peigne.

Ce qui est fantastique dans ce générateur de *Van de Graaff* est, le gain en tension obtenue par la différence de potentiel. Si la tension que nous appliquons à l'accélérateur est de l'ordre du Kilo-Volt nous obtiendrons une différence de potentiel de l'ordre du

Méga-Volt, les valeurs exactes sont de 40 KV et 2 MV respectivement. Si nous mettons en oeuvre les valeurs, le gain en tension est de 1,96 MV.

2.3.2 Tube d'Accélération

La Figure 7 représente les composants de l'accélérateur Van de Graaff (sans la coquille extérieure) de l'Université de Baylor du Texas, U.U.E.E. Se module est couramment appelé, la colonne à haute énergie ("High Energy", H.E). Le module *H.E* est constituée d'isolants et de conducteurs sous forme d'anneaux, définie comme anneaux équipotentiels. Les anneaux servent à dissiper les excédents d'énergie provenant des résistances. L'énergie se dissipe dans le milieu sous forme de gradient de potentiel. Si l'effet régulateur du gradient de potentiel n'est pas suffisant pour réduire l'énergie emmagasinée par les résistances, la tige à court-circuit entre en jeu. Il existe un courant électrique quasi-négligeable entre les anneaux et la tige, définie comme courant *Corona*.



Figure 7 – Un VDG nu de l'Université de Baylor située à Waco au Texas, États-Unis.

À l'intérieur de la colonne à haute tension est logée la courroie de transmission des charges positives et la colonne à basse énergie ("Low Energy", L.E) où tube d'accélération. Le cylindre est couvert d'anneaux qui servent à accélérer les particules α et à focaliser le faisceau, ce dispositif peut être observé à l'aide de la Figure 8. Les anneaux sont placés à la surface du tube d'accélération et sont soumis à une différence de tension électrique produite par le générateur VDG. Les anneaux créent un champ électrique à l'intérieur du tube qui provoque une accélération des particules à charge positive.



Figure 8 – Les Anneaux du tube d'accélération d'un VDG de l'Université de Washington, États-Unis.

Étudions le comportement physique d'un cas idéal où, une particule ponctuelle est soumise à l'action d'un **champ électrique** unidimensionnelle [4]. Soit un système isolé dans l'espace des coordonnées cylindriques qui est décrit par un anneau de radius a et de charge total Q , et d'une particule chargée ponctuelle qui est placée à une certaine distance x de l'axe défini par la normal à la surface de l'anneau. Le système peut être vu tout en observant la Figure 9.

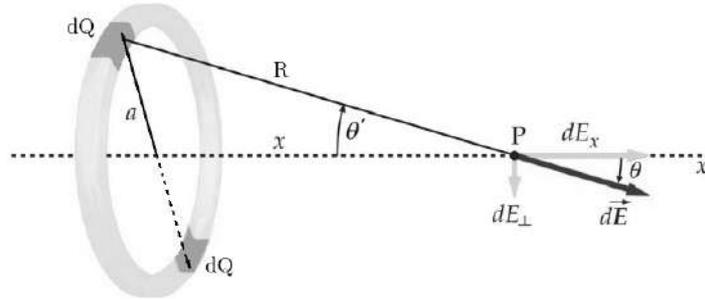


Figure 9 – Un des anneaux uniformément chargé, de la colonne à basse énergie.

La particule est soumise à l'action du champ électrique créé par l'anneau, où le champ électrique peut être décomposé en une variation infinitésimale du champ électrique perpendiculaire, dE_{\perp} , à l'axe x et en une variation infinitésimale du champ électrique parallèle à l'axe, dE_x . Étant donné la symétrie de révolution sur la composante spatiale $\hat{\phi}$ du champ électrique perpendiculaire, dE_{\perp} s'annule. La seule composante du champ électrique qui persiste est $d\vec{E} \hat{i}$, or :

$$\begin{aligned}
 dE_x &= dE \cos\theta = \\
 &= k \frac{dQ}{R^2} \frac{x}{R} = \\
 &= \frac{k dQ x}{(x^2 + a^2)^{3/2}} .
 \end{aligned} \tag{1}$$

Où : dQ est une petite portion de la charge totale de l'anneau, la constante $k = 1/4 \pi \epsilon_0$ avec $\epsilon_0 \approx 8,8542 \cdot 10^{-12} [m^{-3} kg^{-1} s^4 A^2]$ [5] la permittivité du vide, R est la distance entre une portion de charge dQ et la particule ponctuelle P , et θ' est l'angle vu selon

la normale à la surface de l'anneau. Réalisons l'intégral définie de l'équation (1), dans le cadre où $dQ = \lambda dl$ est une petit portion de la charge totale qui est interprétée comme la densité linéaire de charge λ fois une petit portion de longueur dl , comme :

$$\begin{aligned} E_x &= \int \frac{k x}{(x^2 + a^2)^{3/2}} dQ = \\ &= \frac{k x}{(x^2 + a^2)^{3/2}} \int dQ = \\ &= \frac{k x}{(x^2 + a^2)^{3/2}} \lambda 2\pi a . \end{aligned}$$

Substituant les paramètre de la constante k , ont obtient le champ électrique appliqué sur la particule ionique :

$$E_x = \frac{\lambda}{2 \varepsilon_0 a^2} \frac{x}{(1 + \frac{x^2}{a^2})^{3/2}} . \quad (2)$$

Si on représente le résultat de l'équation (2) graphiquement via la Figure 10, on peut observer comment varie le champ électrique en fonction de la distance x/a . Le graphique nous décrits que, à mesure que la valeur $|x/a|$ s'éloigne de la valeur nulle, la fonction croît linéairement. Pour une valeur de $E_x(|x/a|)$ proche au maximum, la fonction se courbe. Pour une valeur de la distance $|x|$ identique à la valeur du radius a , la fonction champ électrique atteint une valeur maximale. Si les valeurs de la fonction continue à croître, la courbe décroît rapidement et elle se rapproche à l'axe d'abscisse sous un comportement asymptotique.

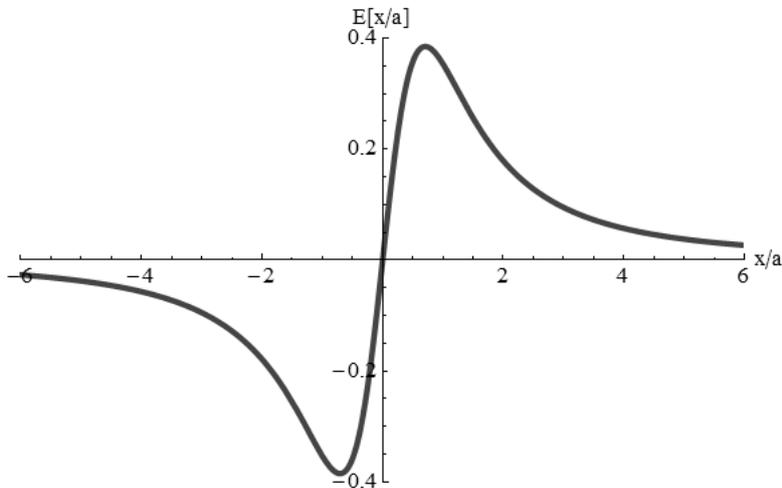


Figure 10 – Graphique du champ électrique en fonction de x/a .

Ceci est un cas idéal, où un anneau d'épaisseur négligeable est chargé uniformément. Sous l'action du champ électrique créer par l'anneau dans le tube, la particule soufre une accélération par la force électrique induite sur l'ion positive, $\vec{F} = q \vec{E}$. Le champ suis la loi d'action à une certain distance, ce qui est l'idée de basse pour l'accélération des particules. Voyons maintenant comment répond **le potentiel électrique** appliqué sur la particule ponctuelle situé sur l'axe x d'un anneau de radius a uniformément chargé.

Le potentiel électrique est définie comme, la variation de l'énergie potentiel par unité de charge,

$$d\Phi = \frac{dU}{q} = -\vec{E} \cdot d\vec{l} .$$

Si la variation du potentiel électrique est intégrable dans un certain intervalle de longueur, on peut réécrire le potentiel électrique comme :

$$\Phi = - \int \vec{E} \cdot d\vec{l} . \quad (3)$$

Étant donné le résultat du champ électrique désigner sur l'équation (3), en intégrant cette composante du champ de l'axe x ,

$$\begin{aligned} \Phi &= - \int E dx = \\ &= -\frac{\lambda}{2 \varepsilon_0 a^2} \int \frac{x dx}{(1 + \frac{x^2}{a^2})^{3/2}} . \end{aligned} \quad (4)$$

via la méthode du changement de variable, $x^2/a^2 = \kappa$, de telle façon a que la dérivée de kappa soit : $d\kappa = 2x dx/a^2$. L'intégral (4) reste comme :

$$\begin{aligned} \Phi &= -\frac{\lambda}{4 \varepsilon_0} \int \frac{d\kappa}{(\kappa + 1)^{3/2}} = \\ &= \frac{\lambda}{2 \varepsilon_0} \int \frac{d\kappa}{(\kappa + 1)^{1/2}} . \end{aligned}$$

Dont le résultat a cette intégral est un potentiel électrique du genre :

$$\Phi(x/a) = \frac{\lambda}{2 \varepsilon_0} \frac{1}{(1 + \frac{x^2}{a^2})^{1/2}} . \quad (5)$$

La représentation graphique du potentiel électrique appliqué sur la particule, de l'équation (5), est détailler sur la Figure 11. Pour une valeur de $|x/a|$ nulle, on se situe au maximum de la fonction potentiel électrique. À mesure que la longueur x croît, le potentiel décroît rapidement jusqu'à tendre asymptotiquement à une valeur nulle du potentiel pour une valeur x infinie.

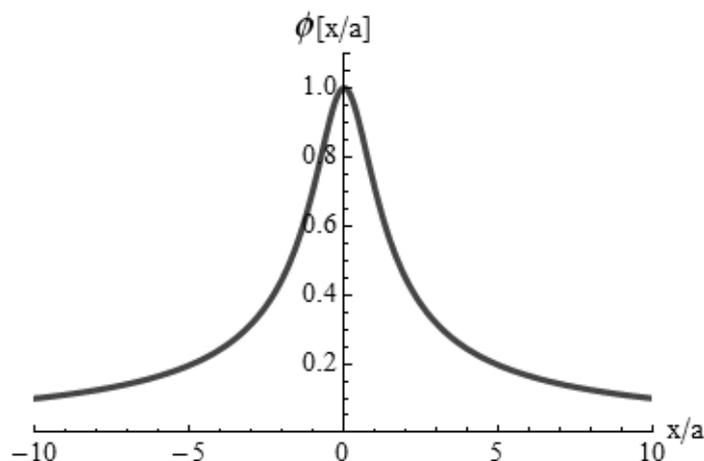


Figure 11 – Représentation de la fonction potentiel électrique d'un anneau.

2.3.3 La Physique du Plasma et la Source d'Ions Positives

Les sources ioniques sont typiquement obtenues via le quatrième état de la matière, définie comme plasma. Le "plasma", un gaz ionisé, fut nommé pour la première fois par les physiciens américains Irving Langmuir et L. T. Spang [6][7]. Le plasma est un ensemble de particules chargées positives, ions, et de particules chargées négatives, électrons. Chaque particule chargée se comporte de manière individuelle dans l'espace d'interaction.

Le nombre de l'ensemble de particules élémentaire dans le plasma peut être réalisé par sa **densité** ρ , nombre d'ions par unité de volume, comme :

$$\rho = e \sum_i i n_i \cong e n_e .$$

Le paramètre n_i est la densité d'ions du plasma, n_e est la densité des électrons dans le plasma, e est la charge de l'électron et l'indice i représente les différentes charges dans l'état en question (l'indice peut prendre les valeurs $i = 1, 2, 3, \dots N$, ou N est le nombre total d'ions dans l'espace d'interaction).

Les plusieurs interactions dues aux collisions entre particules élémentaires dans le plasma sont accordées par deux paramètres essentiels : à la **section efficace** σ et le **libre parcours moyen** λ_{plasma} , définies comme :

$$\lambda_{plasma} = \frac{1}{n \sigma} ,$$

où n correspond à la densité du plasma. La **durée de vie** du plasma τ_i entre la naissance de l'ion et la perte du même, est donnée par l'équation suivante :

$$\tau_i = \frac{\lambda_{plasma}}{v} = \frac{1}{n \sigma v} ,$$

où v est la vitesse moyenne de l'ion (obtenue par la théorie de Maxwell-Boltzmann).

La production de particules ioniques créées dans l'accélérateur Van de Graaff est réalisée par un processus de radio fréquence $R.F$ appliqué sur le gaz ionique d'hélium. Représenté sur la Figure 12, on peut observer un dispositif de radio fréquence qui alimente le faisceau du VDG ; conçu par J. Bayly et G. Ward [8]. Celui-ci est décrit par les principaux éléments : une ampoule en quartz (1), une bobine qui induit une décharge électrique à haute fréquence de 47 MHz (2) et de puissance de 100 Watt, un champ magnétique transversal d'environ $5 \cdot 10^{-3}$ produit par les aimants permanents (3)(4) qui augmente l'intensité de la décharge électrique, l'anode (6) qui est fixé à la base de la source, et un électrode d'extraction (7) ; entre autre.

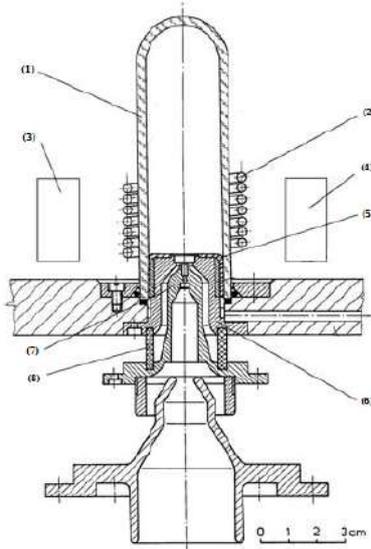
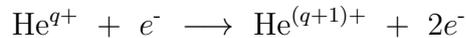


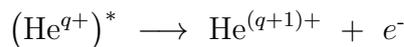
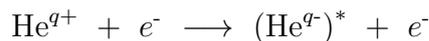
Figure 12 – Cellule à Plasma.

L'idée fondamentale pour expliquer la production de plasma par effet ionisation, est de concevoir l'impact électronique entre atomes d'hélium. Selon la distribution de Maxwell Boltzmann les énergies du plasma obtenues en laboratoire sont de l'ordre de 1 à 10^3 eV, ceux-ci correspondent à des densités de particules dans les intervalles de 10^{10} , 10^{15} cm^{-3} . L'ionisation des particules est conçue dans la cellule à plasma via des décharges électriques. Les particules peuvent subir plusieurs états de charge ionique, ceux-ci sont décrits par deux possibles processus :

— Production de hélium ionisé via *interaction directe* :



— Production d'hélium via *excitation* :



Où q représente la charge induit de l'atome d'hélium. À la vue de ces deux possibles processus de formation ionique d'hélium-4 à charge distinct, ${}^4_2\text{He}^{(2+)}$ et ${}^4_2\text{He}^{(+)}$, nous avons besoin d'un effet physique supplémentaire pour créer une sélection des différentes particules existantes dans le faisceau. L'appareille adéquat pour réaliser une sélection des particules chargées du faisceau est le *Sélecteur Magnétique*, ou *Défecteur*.

2.4 Ligne de Transport du Faisceau

2.4.1 Sélecteur Magnétique du Faisceau ou Défecteur

Le sélecteur magnétique du faisceau est un dispositif composé d'un électroaimant à deux pôles où est placé un segment de la tuyauterie à confinement du faisceau de particules. Le dispositif est conçu d'une bobine électrique en cuivre avec un noyau cylindrique de

Ferrite logé à l'intérieur. Le noyau de Ferrite placé au cœur de la bobine est utilisée pour amplifier le champ magnétique et contrôler quelconque perturbation du propre champ. Tous les différents dispositifs électriques de l'appareil doivent être isolés avec une tôle feuilletée pour éviter les courants de Foucault induits sur les matériaux conducteur². Dans le laboratoire, l'électroaimant est régler à une valeur du champ magnétique de 0.8 Tesla. Nous pouvons nous faire une idée de l'appareil en observant la Figure 13.



Figure 13 – Image du déflecteur au sein du laboratoire.

La finalité de ce dispositif est double :

1. Le dispositif est nécessaire pour dévier le faisceau de particules à plusieurs lignes de travaille, pouvant ainsi effectuer des expériences différentes sur des tables d'analyse séparées avec le même accélérateur. Deux des différentes méthodes d'analyse de matériaux réalisées dans le laboratoire de l'IPNAS sont : la méthode RBS qui utilise une table d'analyse avec une enceinte à expérimentation, et la méthode *P.I.X.E-P.I.G.E* qui utilise une ligne d'analyse qui est composée d'un nez d'extraction du faisceau.
2. La finalité physique dans l'utilisation d'un aimant de déviation est celle d'épurer le faisceau de particules de quelconque contamination. Lorsque nous réalisons l'analyse RBS, de la surface d'un échantillon à couches minces, seulement un faisceau constitué par des particules alpha, ${}^4_2\text{He}^{(2+)}$, peuvent entrer en collision avec l'échantillon matériel. Il existe une perte énergétique de l'ion par rayonnement d'onde électromagnétique dû à la déviation de la particule chargée. Cette perte énergétique est définie comme radiation synchrotron et ses effets ne seront pas pris en compte dans notre expérience.

Via une modélisation de l'appareil, on peut réaliser une analyse physique de la trajectoire courbe de la particule. La Figure 14, un schéma représente les différents paramètres physiques qui décrivent la déviation du faisceau à l'intérieur du dispositif. Le mouvement courbe de la particule, définie comme le rayon de courbure r , dépend des propriétés physiques de la particule comme : la masse m , la vitesse v à laquelle la particule entre dans l'appareil, de la charge q et aussi du champ magnétique B uniforme du déflecteur.

2. Le courant de Foucault est définie comme un courant induit sur le matériaux conducteurs (Ferrites et autre), créent un mouvement circulaire des électrons. Les mouvements circulaires des électrons, sont les responsables des pertes énergétiques par effet Joule, dans les matériaux.

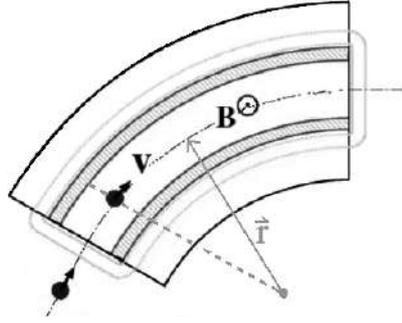


Figure 14 – Schéma de l'électroaimant situé sur le conduit du faisceau.

Si la particule de masse m entre dans l'appareil à vitesse v induit par une différence de potentiel ΔV , l'énergie cinétique de la particule est égal à l'énergie potentielle, $q \Delta V$:

$$\frac{1}{2} m v^2 = q \Delta V ,$$

et en isolant la vitesse de la particule ionique v nous arrivons à une expression te que,

$$v = \sqrt{\frac{2 q \Delta V}{m}} . \quad (6)$$

Par exemple : si la charge de la particule alpha est le double de la charge de l'électron $2e$, sa masse serait de 4 u.m.a^3 ; ce qui est identique à dire que sa masse est d'environ $4 \text{ GeV}/c^2$. Le potentiel total emmagasiné dans l'accélérateur Van de Graaff est de 2 MV , la vitesse de l'ion serai d'approximativement $3,2\%$ la vitesse de la lumière ou dite d'une autre façons de 9860 Km/s .

Les particules ioniques plongées dans le champ magnétique uniforme \vec{B} et qui se déplacent à une vitesse v , subissent un force magnétique qui modifie la trajectoire de l'i

la direction de la vitesse de l'ion mais pas son module. Cette force magnétique offre la force centrifuge nécessaire à la particule pour créer le mouvement circulaire, équation (7). La force centrifuge apparaît lorsque le mouvement de la particule est réalisé dans le référentiel du trièdre tournant.

$$- m (\vec{\omega} \times \vec{r}) \times \vec{\omega} = q (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (7)$$

Pour un espace décrit par le système de coordonnées cylindrique : l'axe du trièdre tournant à une vitesse de rotation constante $\vec{\omega} = \omega \hat{k}$; le rayon de courbure de la particule est $\vec{r} = r \hat{r}$; la vitesse de l'ion à l'entrée du dispositif est $\vec{v} = v \hat{r}$; la composante du champ magnétique est dirigée sur l'axe \hat{z} , or $\vec{B} = B \hat{k}$; et le produit vectoriel $(\vec{\omega} \times \vec{r})$ est égal à ωr sous la direction $\hat{\theta}$. Le résultat à l'expression (7) est donné comme :

$$q v B r = m \omega^2 .$$

3. L'unité de masse atomique unifiée, u.m.a, est la mesure de la masse atomique et moléculaire en unité du système international. En physique nucléaire, la masse atomique est aussi définie en Méga-électronvolt divisé par la constante de vitesse de la lumière c dans le vide. L'équivalence entre les différentes unités est collectée sur le Tableau 5.

Étant donné la relation $\omega = v/r$ entre la vitesse de rotation ω sur l'axe du référentiel du trièdre tournant et deux des paramètres qui décrivent les propriétés physiques de la particule, tel que : la vitesse de l'ion à l'entrée du dispositif v et le rayon r de courbure de la particule. Nous pouvons déterminer une relation entre le rayon de courbure \vec{r} , le paramètre du champ magnétique \vec{B} de l'appareil, la vitesse de la particule \vec{v} , sa charge q et la masse de l'atome m ; comme :

$$r = \frac{m v}{q B} . \quad (8)$$

Les effets de collision simple, ou multiple, sont possibles dans ce flux de particules qui définit l'ensemble du faisceau. Et donc, toute autre particule à vitesse (ou énergie cinétique) non désirée sera réfutée par le champ magnétique. Si nous voulons que le rayon soit décrit en fonction du potentiel, prenons l'expression qui décrit la vitesse en fonction de la différence de potentiel de l'équation (6) et substituons-la dans l'équation (8). L'expression résultante de la substitution est :

$$r = \frac{1}{B} \sqrt{\frac{2 m \Delta V}{q}} . \quad (9)$$

Le dispositif de sélection de particules via l'action du champ magnétique, est utilisé pour dévier le faisceau vers la ligne à expérimentation RBS désirée et pour que le faisceau de particules soit propre. Quant on parle de propreté du faisceau, on veut dire que celui-ci soit constitué uniquement de particules d'hélium-4 à charge 2+. Pour que le faisceau soit libre d'impuretés, les paramètres qui décrivent les propriétés physiques de la particule et le paramètre champ magnétique du dispositif doivent être contrôlés. Pour cela, analysons l'équation (9). Le paramètre qui instaure la différence entre les deux possibles particules conçues par la source d'ions, ${}^4_2\text{He}^{(2+)}$ et ${}^4_2\text{He}^{(+)}$, réside dans leurs charges q de, 2+ et 1+; respectivement. C'est-à-dire que le radium à une selle variable existante, le champ magnétique B du dispositif.

Analysons le processus de déviation des particules d'hélium-4, via un exemple. La valeur du champ magnétique est de 0,8 T, la masse de la particule He est de 4 u.m.a, la différence de potentiel créée dans le tube d'accélération est de $\Delta V = 2$ MV. Étant donné ces valeurs, le rayon calculé pour la particule alpha (à charge +2) serait d'approximativement 35,2 centimètres et le rayon calculé pour la particule ${}^4_2\text{He}^{(+)}$ serait d'approximativement 51 centimètres. Nous constatons que les valeurs des courbures données par le *Défecteur* sur les différentes particules, qui constitue le faisceau, sont peu prononcées mais différentes. Donc, nous obtenons un faisceau de particules conçu uniquement par les particules alpha, car les ions ${}^4_2\text{He}^{(+)}$ sortiront de la ligne d'analyse RBS avec un rayon de courbure de 35 centimètres.

2.4.2 Sélecteur des Diamètres du Faisceau

La Figure 15, on peut observer l'élément de contrôle diamétrique situé dans la ligne d'analyse expérimentale, celui-ci sert à collimater le faisceau. Les collimateurs ont différents diamètres, en unité millimétrique : 1,1 ; 3 ; 7,1 ; et 16. Pour que la collimation soit plus efficace, il existe une entrée du faisceau au dispositif et une sortie du même. L'ensemble des

collimateurs utilisés tous au long de l'expérience fut ceux à 7,1-1,1 millimètre d'épaisseur. C'est-à-dire que, le faisceau fut réduit jusqu'à 7,1 mm pour le passage du premier collimateur et de jusqu'à 1,1 mm au passage du second collimateur.

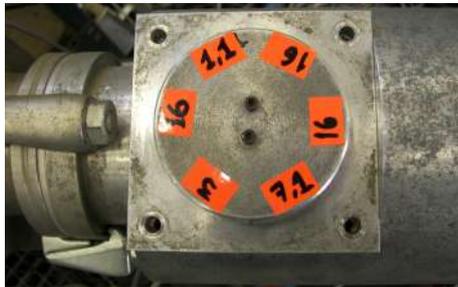


Figure 15 – L'élément à collimation du faisceau.

2.5 Chambre à Expérimentation

Sur les Figures 17 et 16, on peut constater la chambre à expérimentation et l'ensemble des dispositifs connecté à la chambre, respectivement. Les dispositifs connectés à la chambre sont : un *injecteur d'azote* N_2 , pour obtenir un environnement sans vapeur d'eau et ainsi créer un haut vide plus rapidement ; une *vis sans fin* reliée à un moteur pour mouvoir le porte-échantillon et le situer face au faisceau ; une *caméra en miniature* où la tête optique est dirigé vers l'échantillon, permettant de percevoir la collision du faisceau sur le matériel à analyser ; et plusieurs *connecteurs coaxial* créant une liaison entre le détecteur de radiation α et les dispositifs de mesure du signal.



Figure 16 – L'ensemble des dispositifs connectés à la chambre.

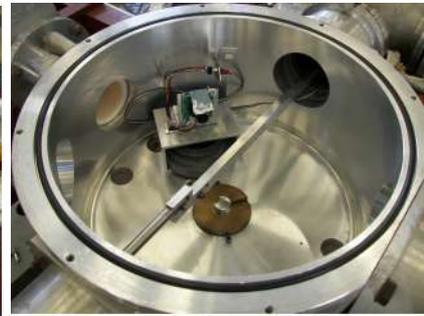


Figure 17 – Cuve porte-échantillon.

Les fines molécules de vapeur d'eau se fixent sur les parois de la chambre créent une saturation du gaz en surface. Cet effet est connu comme le phénomène d'adsorption. Le dégazage en surface est très difficile à obtenir avec les dispositifs de pompage primaire et secondaire, c'est pour cela que l'injection d'azote dans la chambre avant son ouverture est appropriée. L'enceinte a une dimension de $17,00 \pm 0,10$ centimètres de hauteur et $33,00 \pm 0,10$ centimètres de diamètre. Le volume total de l'enceinte serait donné par $\pi r^2 h$ dont le résultat est de $(14,50 \pm 0,10) \cdot 10^{-3} m^3$. Le volume de la tuyauterie qui confine le faisceau tout au long de sa trajectoire, doit être aussi calculé. Avec une longueur du tube de 280 ± 1 centimètres et un diamètre de $10,00 \pm 0,10$ centimètres, son volume serait de

$(88,0 \pm 0,5) \cdot 10^{-3} \text{ m}^3$. Pour réaliser l'expérience de calibration des dispositifs et l'analyse RBS, la distance entre le détecteur et l'échantillon fût de $6,00 \pm 0,10$ centimètres.

2.6 Création du Vide dans le Réseau et les Dispositifs de Pompage

Situons-nous dans l'enceinte et à pression atmosphérique, celui-ci contient un mélange de plusieurs molécules tel que de l'azote N_2 , de l'oxygène O_2 , du dioxyde de carbone CO_2 , des aérosols et autre. Pour la création du vide dans une enceinte, nous devons éliminer cette marée de molécules, pour cela, nous utilisons un système de double pompage. Ce système de pompage extrait autant de molécules de l'enceinte comme pression à laquelle nous désirerions atteindre. Dans une enceinte fermée, la pression et le nombre de molécule sont en relation via la loi des gaz parfaits. À l'aide de la Figure 18 nous pouvons constater que, la diminution de la pression dans un espace fermé ne conduit pas au même domaine du vide.

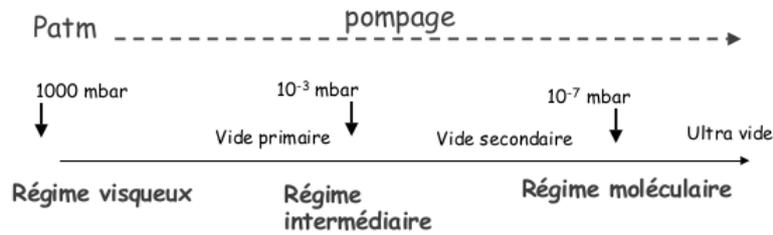


Figure 18 – Les domaines du vide et ces différents régimes.

Un ensemble de particules dans un état fluide obéissent la loi de la mécanique des fluides, les régime d'écoulement du fluide sont classifiés comme : régime moléculaire ; régime intermédiaire ; et régime visqueux, ce dernier régime à une sous-classification de trois autres régimes différents (laminaire, de transition et turbulent). Pour réaliser notre analyse expérimentale RBS, nous avons soumis notre enceinte à un domaine de vide secondaire et donc le régime atteint par les dispositifs de pompage est celle d'écoulement moléculaire. La pression final atteinte dans l'enceinte fût d'environ 10^{-5} millibar.

Sous l'hypothèse de que le gaz soit formée par un ensemble de particules en interaction et que cet ensemble se déplace d'une façon rectiligne et uniforme, le gaz est gouverné par la théorie cinétique et par la loi des gaz parfaits. L'interaction entre les particules implique une collision de ceux-ci, c'est bien pour cela que nous définissons le libre-parcours moyen comme la distance moyenne entre deux collisions de particules en mouvement,

$$\text{LPM} = \frac{1}{\sqrt{2}\pi d_0^2 n'}$$

où n' est le nombre de particules par unité de volume et d_0 est le diamètre moléculaire. Pour un ensemble de molécules à température de 300 Kelvin le diamètre d_0 vaut $2,75 \cdot 10^{-10}$ mètre. Le principe de basse dans la création du vide est de diminuer la pression de l'enceinte fermée en diminuant son nombre de molécules. Nous diminuons le nombre de particules de l'enceinte via un système d'aspiration par écoulement du gaz. L'écoulement

d'un gaz est représenté par le nombre de Knudsen,

$$\text{Kn} = \frac{\text{LPM}}{d'},$$

où d' est le paramètre de dimension caractéristique du système. Si l'écoulement est visqueux $\text{Kn} < 0,01$, si cet écoulement est de transition $0,01 < \text{Kn} < 1$ et si l'écoulement est moléculaire $\text{Kn} > 1$.

Voyons un exemple, pour un diamètre des molécules de $n' = 400 \text{ pm}$ à une température de $T=273 \text{ K}$ (0° C) et une pression de 1000 millibar, le résultat pour le libre-parcours moyen est de $\text{LMP} = 60 \text{ nanomètre}$. Mais si la pression de l'enclot varie jusqu'à $7,4 \cdot 10^{-5}$ millibar LMP seras de 80 centimètre. Si ces valeurs du libre-parcours entre deux particules en collision sont réalistes, le cas des collisions entre particule et parois du système devient d'une importance capital.

Des valeurs de pression de l'ordre du nanobar serons nécessaires pour créer un vide adéquat tout le long de la ligne d'analyse et système d'accélération. Dues à que les pompes primaires travaillent dans des régimes différents, il nous est nécessaire d'utiliser un système de double pompage pour arriver à obtenir un niveau de vide de l'ordre de 10^{-5} millibar, en évitant ainsi des perturbations supplémentaire dans notre faisceau.

2.6.1 La Conductance pour l'ensemble des dispositifs de Pompage

L'influence des canalisations et de la pompe, jouent un rôle important dans la création d'un système de vidage pour un ensemble de particules. Si la conductance est décrite comme la capacité de la pompe et de la tuyauterie à déplacer un certain volume de gaz par unité de temps, où les unités utilisé sont les $[\text{L/s}]$. L'écoulement moléculaire pour quelconque tuyau cylindrique est dénoté par la formule :

$$Q = \frac{C}{\Delta p}. \quad (10)$$

Où Δp est la différence de pression à l'intérieur de l'enceinte et la pression à l'extérieur, C est la conductance et Q est le flux de gaz qui circule entre la différence de pression dans la canalisation, les unités du flux sont les $[\text{torr L/s}]$.

Une combinaison de dispositifs de pompage primaire et secondaire sont connectées en série et placées tout au long de la tuyauterie, de la cuvette porte échantillonnage et de l'accélérateur Van de Graaff. La disposition des différents modules de pompage et tuyauterie font que l'inverse de la conductance totale soit la somme des inverses des conductance ; voyons :

$$C_{Net} = \frac{1}{\sum_i \frac{1}{C_i}}. \quad (11)$$

Où l'indice i implique les différents modules de pompage du réseau où nous voulons créer le vide, comme : la pompe primaire, la pompe secondaire et la tuyauterie.

À l'aide de l'équation (10), nous pouvons comprendre que la disposition des dispositifs pompe et tuyauterie en série favorisent le flux dans ce processus d'extraction d'air dans la chambre à expérimentation. La disposition des dispositifs en série, crée une différence de pression élevée à la surface des appareils. À l'aide de l'équation (11) cet effet peut être aperçu ainsi : si le flux de gaz reste constant et la conductance totale à une valeur grande, la différence de pression Δp sera élevée.

2.6.2 Temps de Pompage

Le vide primaire se réalisera via le pompage que nous définirons en volume, et le vide secondaire se réalisera avec un pompage en surface ou dégazage [9]. Le pompage en volume est directement relié à l'élimination de la plupart des molécules en suspension dans la chambre à expérimentation, ou enceinte, et le pompage en surface est relié à l'élimination des molécules placées au niveau des parois ou proche de celles-ci.

Lorsque nous parlons de vider un espace quelconque de ces particules, nous devons faire référence à la pression existante dans cette espace. La pression de l'enceinte est décrite par la fonction :

$$p(t) = (P_i - P_{ult}) e^{\left(-\frac{S_{eff}}{V} t\right)} + P_{ult} , \quad (12)$$

où S_{eff} est la vitesse de pompage (mais aussi la *Conductance Net* ou total), $P_{Ultimate}$ est la pression maximale de la pompe (dont les caractéristiques sont décrites par la fiche du fabricant), V est le volume total de l'espace à créer le vide, P_i est la pression initiale ou ambiante et $p(t)$ est la pression créée dans cette espace (enceinte) pour un temps quelconque t .

Les vides primaire et secondaire, créés dans l'enceinte sont décrits par le temps de pompage. Pour un temps $t_{final}=t$, donc une pression finale $p(t=t_{final})=P_f$, l'équation (12) peut être réécrite comme :

$$t = \frac{V}{S_{eff}} \ln \left(\frac{P_i - P_{ult}}{P_f - P_{ult}} \right) . \quad (13)$$

Les Pompes Primaires ou Préliminaires travaillent dans un régime visqueux pour la création de ce bas vide, où nous passons d'une pression atmosphérique à une pressions d'environ 10^{-1} millibar. C'est ce que nous appelons quotidiennement un prévidage de l'enceinte et système tuyauterie-accelérateur. L'état de l'enceinte se trouve initialement à une pression atmosphérique de 1013 millibar ou $p(t)$ décroît rapidement de façon exponentielle jusqu'à une pression de 0,1 millibar. La courbe varie de façon asymptotique au fil du temps, cette-à-dire : le pompage se réalise de manière beaucoup plus lente lorsque la valeur de la pression atteint 0,1 millibar.

Après un prévidage de l'enceinte, les molécules qui n'ont pas pu être absorbées par la pompe primaire sont dues au fait, qu'il existe une forte interaction entre les molécules et les parois de l'enceinte. Ce régime de flux à travers le mur des parois est défini comme régime de flux moléculaire. L'élimination de ce régime moléculaire est réalisée via le pompage secondaire. La principale finalité de ce vidage secondaire est de diminuer toute l'interaction du gaz. Ceci peut être réalisé via le piégeage des molécules avec un dispositif

de pompage moléculaire. Le plus important des modules, du dispositif à pompage secondaire, est la turbine. La turbine est constituée de palettes, dont le mouvement circulaire de la turbine crée une concentration élevée des molécules à la surface de l'ouverture aspirante du dispositif.

La création du haut vide implique un intervalle de travail en pression élevé. Non seulement ils existent des effets de collision dans la chambre. Mais d'autre apparaissent effets tel que : des effets de perméation du gaz à travers les parois, la contamination du propre matériel avec lequel est construit l'enceinte, le refoulement du flux de dégazage, la désorption des fuites réelles et des fuites virtuelles. Ces effets doivent être tenus en compte pour augmenter l'efficacité du haut vide créée dans notre chambre à expérimentation ou de l'ensemble enceinte-canalisation.

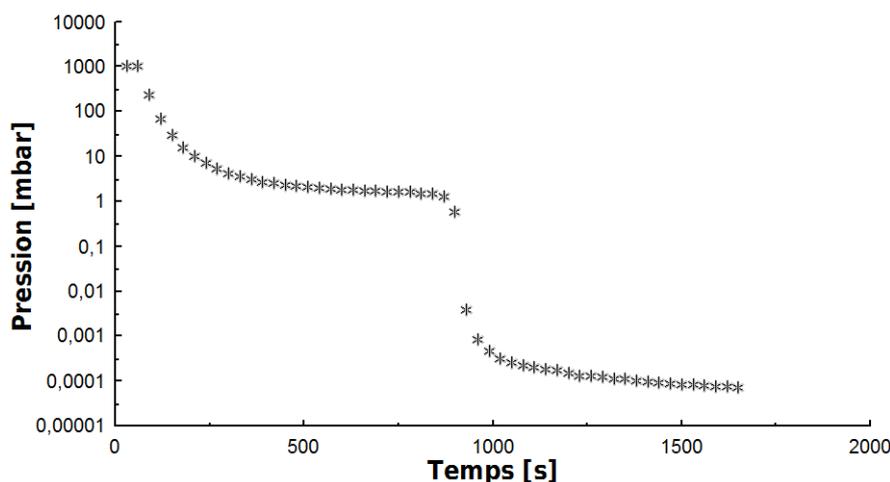


Figure 19 – Graphique semi-logarithmique qui décrit le pompage primaire et secondaire dans le réseau.

La Figure 19 représente les valeurs de la pression en échelle logarithmique en base e (logarithme népérien) en fonction du temps. Les données de la pression ont été recueillies toutes les 30 secondes. Nous observons que après l'allumage de l'appareil à vide primer, la pression diminue de manière exponentielle s'approchant asymptotiquement à la valeur de pompage maximale (au-dessus d'un millibar de la $P_{Ultimate}^{exp}$). Après l'allumage de la deuxième pompe à palette rotatif, où pompage secondaire, la pression décroît à nouveau exponentiellement jusqu'à une valeur quasi-stable d'approximativement $4,5 \cdot 10^{-5}$ millibar. La valeur expérimentale du temps de pompage primaire est représentée sur le graphique, pour un temps de 14 minutes nous avons une valeur à basse pression de 1,5 millibar. Le temps de pompage secondaire à une valeur expérimental de 13 minutes pour une basse pression de $7,4 \cdot 10^{-5}$ millibar ⁴.

Si nous avions créé un environnement de vapeur d'azote dans l'enceinte avant de mettre la mise à l'air, une basse pression aurait été atteinte plus facilement. Ceci est possible car la désorption des particules fine comme l'eau résulte difficile à éliminer, étant donné une grande interaction parois-molécule dû à l'effet d'écoulement visqueux.

4. Les temps de pompage primaire et secondaire seront détaillés sur les sections suivantes : Dispositif de Pompage à Vide Primaire et Secondaire 2.6.3.

2.6.3 Dispositif de Pompage à Vide Primaire et Secondaire

Une pompe primaire est un dispositif de pompage préliminaire pour la création d'un bas vide. L'appareil peut être observé sur la Figure 20, de la marque PFEIFFER vacuum et modèle MVP 070. Avec un dispositif comme celui-ci, nous pouvons diminuer la pression de l'enceinte de jusqu'à 10^{-1} millibar. À l'aide de la Figure 21 nous décrivons les différents éléments du dispositif : décrit sur l'élément (1) sont les vannes d'entrée et de sortie d'air ; décrit sur l'élément (2) nous avons le Boîtier, où les composant comme la Bielle (3) et le Diaphragme (4) sont logés ; entre le boîtier et le Couvercle de culasse (5) se trouve la Chambre d'aspiration (6), où l'air sera aspirée via l'entrée (flèche représenté en couleur rouge) et expulsée vers l'extérieur (flèche représente en couleur bleue). Pour que le système d'aspiration et d'expulsion d'air se réalisent correctement, l'ensemble Diaphragme et Rotor-Bielle devras réaliser 2 étapes bien concrètes. La première étape est celle où le diaphragme est complètement étiré vers la direction du mouvement réalisé sur l'axe \hat{z} négative, sous cette position, la chambre d'aspiration est remplie d'air ; et la deuxième étape où le diaphragme est complètement étiré vers la direction du mouvement réalisé sur l'axe \hat{z} positive, où l'air qui remplit la chambre d'aspiration est expulsée vers l'extérieur.

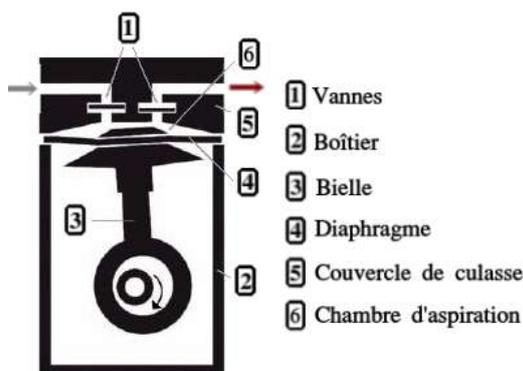


Figure 20 – Pompe primaire de l'IPNAS.

Figure 21 – Schéma de la pompe primaire.

Obtenons le résultat numérique du temps de pompage primaire, via l'équation théorique (13). Souvenons-nous des valeurs du volume de l'enceinte et de la tuyauterie décrites dans la Section 2.5, Chambre à Expérimentation. Les valeurs suivantes nous donnent le résultat⁵ du temps de pompage primaire : la somme des volumes enceinte-tuyauterie de $103 \cdot 10^{-3} \text{m}^3$; la pression initiale du réseau de 1013 millibar ; pression final du réseau de 1,5 millibar ; et les valeurs de pression ultime de 1 millibar et une vitesse de pompage primaire de $3,8 \text{ m}^3/\text{h}$ à 50 Hz, donné par la fiche technique de la pompe. Via ces valeurs nous obtenons, un temps de pompage primaire de 12,4 minutes. Cette valeur théorique est proche de la valeur expérimentale de $t^{(exp)} = 13,5$ minutes, obtenue via le graphique de la Figure 19.

La pompe secondaire utilisée dans le laboratoire est un pompe turbo moléculaire (PTM) de la marque PFEIFFER vacuum et modèle ATH 500 M, représentée sur la Figure 22. Via ce dispositif on peut obtenir des basses pressions dans l'ensemble du complexe, de jusqu'à $7,4 \cdot 10^{-5}$ millibar. Cette pompe est configurée de plusieurs modules, comme le

5. nous oublions l'incertitude qui accompagnent les résultats

démontre le schéma de la Figure 23. Les modules sont : l'ouverture aspirante (1), où l'aire est aspiré vers l'intérieur du système de pompage; les lames (2) où pour chaque étage du module, l'inclinaison des lames varie de telle manière à piéger le maximum de molécules dans les différentes étages; un moteur rotatif (3), qui offre une vitesse adéquat aux différentes étages laminaires de la turbine; le réservoir à lubrifiant (4), qui maintient le niveau d'huile dans l'ensemble du système; et la sortie vers la pompe primaire (5), où toutes les molécules que le module à lames à piéger, sont expulsées vers la pompe primaire.



Figure 22 – Pompe de l'IPNAS.



Figure 23 – Schéma de la pompe secondaire.

L'absorption moléculaire produite par ce dispositif sur le système accélérateur-tuyauterie, sera l'optimum quand la vitesse moyenne des molécules sera comparable à la vitesse de rotation des lames. La vitesse de rotation que nous arrivons à obtenir avec cette pompe est d'environ 5236 radians par seconde ou 50000 tour/min, avec une incertitude du 2 %. Souvenons-nous qu'il existe deux type de collisions possible : collisions molécules-molécules et collisions molécules-parois. La vitesse moyenne des molécules seras déduite par la plus importante des collisions, collisions molécules-parois ou régime d'écoulement moléculaire lorsque l'on parle de domaine du vide.

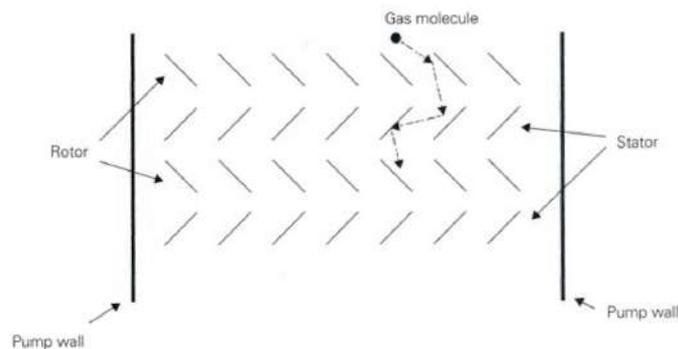


Figure 24 – Le piégeage des molécules avec le module à lames.

À l'aide du Schéma décrit sur la Figure 24 nous pouvons établir qu'il existe un gradient moléculaire localisé, de la surface de la pompe vers l'intérieur du dispositif. Les seuls molécules qui auront un vitesse comparable à celles du dispositif de rotation à lames pourront être piégées et entraînées vers l'intérieur de l'appareil. Nous observons que le processus d'extraction des molécules implique plusieurs interactions avec les différents étages du module à lame. Les molécules piégées pourront être dirigées vers l'extérieur de

la pompe via un transfert d'impulsion régie par l'inclinaison des lames.

Le temps théorique de pompage secondaire peut être obtenu en utilisant l'équation (13). Les mêmes valeurs que ceux utilisées pour le dispositif de pompage à vide primaire sont utilisées pour réaliser un calcul numérique simple du temps, les données sont : la somme des valeurs du volume de l'enceinte et de la tuyauterie, $103 \cdot 10^{-3} \text{m}^3$; la valeur de la conductance de $3,8 \text{ m}^3/\text{h}$ pour la pompe primaire; et la pression initiale du réseau de 1013 millibar. Pour une valeur de la pression finale du réseau de $7,4 \cdot 10^{-5}$ millibar, une valeur de la pression ultime de $1 \cdot 10^{-8}$ millibar et une vitesse de pompage de $550 \text{ l/s} = 1980 \text{ m}^3/\text{h}$ de l'azote; nous obtenons une valeur théorique du temps de pompage secondaire de $0,44 \text{ h} = 26,4$ minutes.

On peut constater que la valeur expérimentale du temps final de pompage, $t^{(exp)}$ de 27,5 minutes décrite sur le Graphique 19, qui est très proche à la valeur théorique du temps de pompage est secondaire, $t^{(thé)}$ de 26,4 minutes. Si la valeur expérimentale du temps de pompage final est de 27,5 minutes et le temps de pompage pour le vide primaire est de 13,5 minutes, nous obtiendrons le temps de pompage pour le vide secondaire via la soustraction des deux termes : $t_{Fin}^{(exp)} = t_1^{(exp)} + t_2^{(exp)}$. C'est-à-dire un résultat expérimental pour le temps de pompage secondaire $t_2^{(exp)}$ de 14 minutes. La valeur théorique du temps de pompage secondaire peut être aussi obtenue en utilisant le même procédé, où le résultat théorique du temps de pompage secondaire $t_2^{(thé)}$ est de 14 minutes. À la vue des résultats nous pouvons conclure que les valeurs du temps de pompage primaire et secondaire, à la fois expérimentale et théorique, sont en parfaites concordances.

2.6.4 Jauge à conductivité thermique

Une jauge à conductivité thermique est un dispositif de mesure de la pression qui travaille dans un intervalle de mesure élevée, $[5 \cdot 10^{-9}, 1000]$ mbar. La jauge est de la marque PFEIFFER vacuum et modèle PKR 251, celui-ci peut être observée sur la Figure 25.



Figure 25 – Jauge à intervalle de mesure élevée.

La mesure de la pression est réalisée via la conduction par chaleur des molécules, confinées dans l'enceinte, sur une résistance à filament de Tungstène. Le filament est constitué d'un pont de Wheatstone dont le déséquilibre du courant, entre le filament chauffé et la résistance patron, rapporte la lecture du signal. Via la lecture de la température et une courbe de calibration, nous obtenons la valeur de la pression. La courbe de calibration dépend du gaz confiné dans la chambre, habituellement la courbe utilisée est celle de l'azote.

3 Calibration des dispositifs électroniques via la désintégration de particule alpha du ^{241}Am

L'Américium-241 se désintègre via l'émission de particules alpha aux états excités, et fondamentale, de l'isotope stable de Neptunium-237 [10]. Les désintégrations du ^{241}Am seront utilisées pour estimer l'état de nos appareils de mesure, c'est-à-dire si ceux-ci sont en bon état pour être utilisés dans notre analyse spectrale de la radiation provenant de la collision élastique des particules alpha sur une fine couche d'un échantillon en métal. Tous les appareils sont constitués d'un détecteur de la radiation provenant de la collision, d'un amplificateur du signal de détection et d'un dispositif de mesure du signal. Les principaux dispositifs de détection de la radiation et d'amplification du signal sont :

- Un *détecteur de la radiation alpha* de la marque Canberra est constitué d'un semi-conducteur, conçu par implantation et passivation d'une couche de silicium, PIPS. Ce détecteur est connecté à une source à haute tension de 60 V. Le capteur de lumière du détecteur a un diamètre de $8,0 \pm 1,0$ mm. Un collimateur a été installé sur le détecteur, en fonction de l'analyse réalisée. Le diamètre du collimateur était de $7,80 \pm 0,05$ mm.
- Un *amplificateur Spectrométrique ORTEC 572 A*, est un produit où il se génère un signal électrique plus important à la sortie de l'appareil que le signal enregistré à l'entrée. Les paramètres sélectionnés sur l'appareil étaient : une valeur du gain de 0,83, une valeur du gros gain de 20 et un temps de façonnage de 6 microsecondes.

Le dispositif de mesure du signal électrique reçu par l'amplificateur sera double. Nous analyserons le signal via un dispositif de mesure analogique et un dispositif de mesure numérique, tel que :

- *Analyseur analogique à pulse élevé*, PHA, modèle 8077 ADC de la marque Canberra. Le PHA est un convertisseur analogique-numérique, le signal analogique est reçu par l'amplificateur ORTEC 572. Le signal numérique est directement traduit via le logiciel de contrôle installé sur l'ordinateur. Les paramètres sélectionnés sur l'appareil fut : le gain à valeur 1000 et le gros gain sur une valeur de 4.
- *Analyseur numérique à pulse élevé*, DPHA, de la marque CAEN. Le système DPHA reçoit le signal de l'amplificateur ORTEC 572. Le signal analogique est envoyé au logiciel installé sur l'ordinateur.

3.1 Loi de la Désintégration Radioactive

Le nombre de désintégration d'une substance radioactive pure décroît avec le temps, régi par une fonction exponentielle [10],

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} .$$

Où N_0 est le nombre de noyaux existant pour un temps $t=0$, N est le nombre de nucléons radioactives présents dans un temps t , et λ est définie comme la constante

de désintégration qui est indépendante du temps. Cette constante nous rapporte le taux dans la variation du nombre de noyaux radioactifs par unité de temps et nombre d'atomes radioactifs,

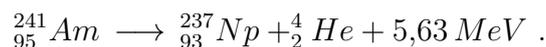
$$\lambda = \frac{P(t)}{N} = -\frac{dN}{dt} ,$$

où $P(t)$ peut être aussi définie comme l'activité radioactive dont la mesure est en unité du Curie, $Ci=3,7 \cdot 10^{10}$ Bq. Le Becquerel est l'unité du système international qui correspond à une désintégration d'un noyau fils par seconde.

Via ces équations nous pouvons comprendre que, la radioactivité est un échange atomique dont la désintégration d'un noyau atomique est impossible à prédire. C'est pour cela qu'un processus de désintégration du noyau est de nature statistique et elle peut être prédite uniquement par la probabilité de qu'une désintégration soit réalisée.

3.2 Radiation de l'Américium-241

La désintégration de la particule d'Américium-241 est donné par l'émission d'une particule alpha, d'un noyau fils de Neptunium-237 et d'une énergie supplémentaire de 5,63 MeV [11] . Le processus est décrit par l'équation suivante :



L'énergie de 5,63 MeV correspond à la chaleur libérée par le du processus de désintégration Q , qui est obtenue par la conservation de l'énergie :

$$Q = (M_{241Am} - M_{237Np} - M_{\alpha}) c^2 . \quad (14)$$

La définition de la chaleur dans un processus de désintégration peut être réalisée comme la différence des masses nucléaires en repos entre les états, initial et final. Le paramètre Q de l'expression (14) est définie comme le Bilan Énergétique, où c est la vitesse de la lumière constante, M_{241Am} est la masse nucléaire de l'américium-241, M_{237Np} est la masse nucléaire du Neptunium-237 et M_{α} est la masse nucléaire de la particule alpha émise .

Les valeurs des masses nucléaires [5] sont, $M_{241Am}=241,061$ u.m.a pour l'américium, $M_{237Np}= 237,048$ u.m.a pour le Neptunium-237 et $M_{\alpha}= 4,003$ u.m.a pour la particule d'hélium-4. Étant donné les masses nucléaires et sachant que la conversion de d'unité de masse atomique à unité énergétique à une valeur constante de $931,49$ MeV / u.m.a c^2 ⁶, nous pouvons obtenir facilement la valeur de la chaleur libérée par la réaction de $Q = 5,63$ MeV .

Étant donné la Figure 26, nous pouvons décrire les différentes désintégrations de la particule d'Américium-241 à différent niveaux énergétique du Neptunium-237. La probabilité de désintégration nous rapporte les trois niveaux de désintégration plus important du ${}^{241}Am$. La particule α avec la plus haut probabilité d'émission est de 5486 KeV , avec une possibilité du 86 %. La deuxième particule alpha, avec une probabilité d'émission de

6. Cette valeur est collecter sur le tableau 5 de l'Annexe.

12,5 % a une énergie de 5443 KeV et pour finaliser, la particule α la moins susceptible d'être émise avec une énergie de 5389 KeV et une probabilité de 1 %.

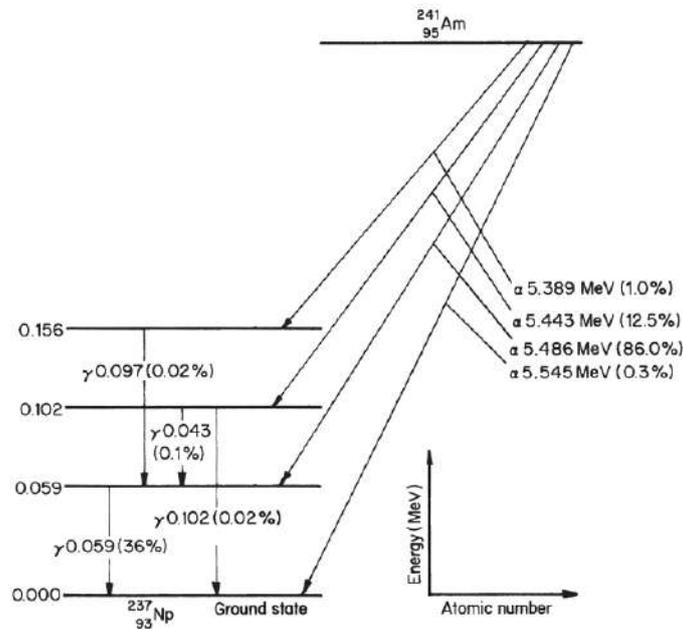


Figure 26 – Schéma de désintégration du Américium-241 à Neptunium-237.

3.3 Résolution Énergétique d'un Spectre

Une des applications en spectroscopie de radiation de particule alpha, est d'obtenir un facteur de résolution des dispositifs au complet [12]. Pour une quelconque source radioactive, la résolution des pics pour un spectre tend à s'améliorer au fur et à mesure que le nombre de coup augmente. Si le nombre de coup est pauvre, la résolution du pic sera mauvaise et si le nombre de coup est élevé la résolution du pics sera meilleur.

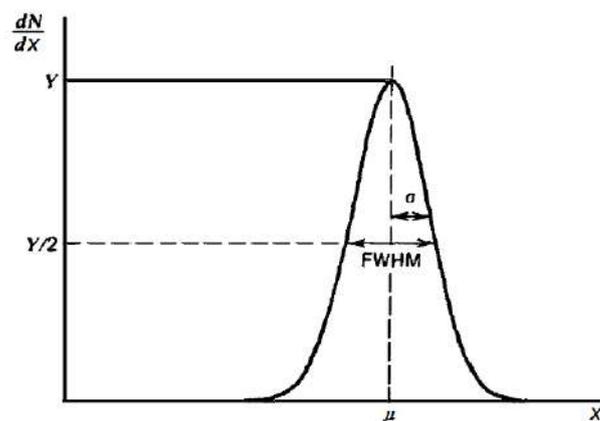


Figure 27 – Pic gaussien avec une déviation standard σ et une largeur à mi-hauteur FWHM, qui est égale à $2,35 \sigma$.

Via la Figure 27 on peut observer qu'un pic gaussien est défini par deux paramètres essentiels, l'écart type σ et la valeur moyenne de la distribution μ . Comme la réponse

des plusieurs dispositifs de détection et amplification du signal obéissent à une fonction linéaire⁷, nous pouvons décrire la résolution ou la fluctuation statistique comme :

$$R = \frac{FWHM}{\mu} \quad (15)$$

La résolution est d'autant plus grand que la largeur à mi-hauteur prend une valeur plus faible. Nous considérons une bonne résolution pour des valeur de R inférieure à 1 %.

3.4 Analyse des spectres via l'utilisation des dispositifs de mesure, analogique et numérique

Pour pouvoir obtenir la résolution des différents dispositifs de mesure, nous devons ajuster les valeurs de chaque spectre à une somme de fonctions gaussiennes pour ainsi connaître les valeurs de la largeur à mi-hauteur et les valeurs moyennes des distributions des pics. Pour obtenir les spectres, un temps d'intégration à du être sélectionné : pour le dispositif analogique (PHA) le temps d'intégration était de 1000 et pour le dispositif numérique (DPHA) le temps d'intégration était de 5000. L'équation à laquelle nous avons ajustée les valeurs du spectre est du genre,

$$\begin{aligned} f(C) = & f(C_0) + H_1 \exp \left(-4 \ln(2) \left(\frac{C - \mu_1}{w_1} \right)^2 \right) + \\ & + H_2 \exp \left(-4 \ln(2) \left(\frac{C - \mu_2}{w_2} \right)^2 \right) + \\ & + H_3 \exp \left(-4 \ln(2) \left(\frac{C - \mu_3}{w_3} \right)^2 \right), \end{aligned}$$

où les paramètres H_1 , H_2 et H_3 , sont les hauteurs de chaque pic ajusté en unités de nombre de coup ; μ_1 , μ_2 et μ_3 sont les valeurs centrales de chaque pic en unités de nombre de canaux ; w_1 , w_2 et w_3 sont les valeurs des largeurs à mi-hauteur de chaque pic ajusté en unités de nombre de canal ; et $f(C_0)$ est une valeur moyenne de la fonction pour une valeur en nombre de canal nul en unité du nombre de coup. Sur les figures 28 et 29, nous pouvons observés les valeurs saisie par les dispositifs analogique et numérique, respectivement. Les courbes des ajustements sont aussi représentées sur les spectres.

7. Ceci est une approximation, en général la calibration des dispositifs de, détection et mesure du signal, obéissent une fonction quadratique. Ceci est tout à fait logique, car l'ajustement linéaire force le coefficient de détermination à valoir l'unité. le coefficient de détermination ne peut pas valoir l'unité car elle s'oppose à la statistique.

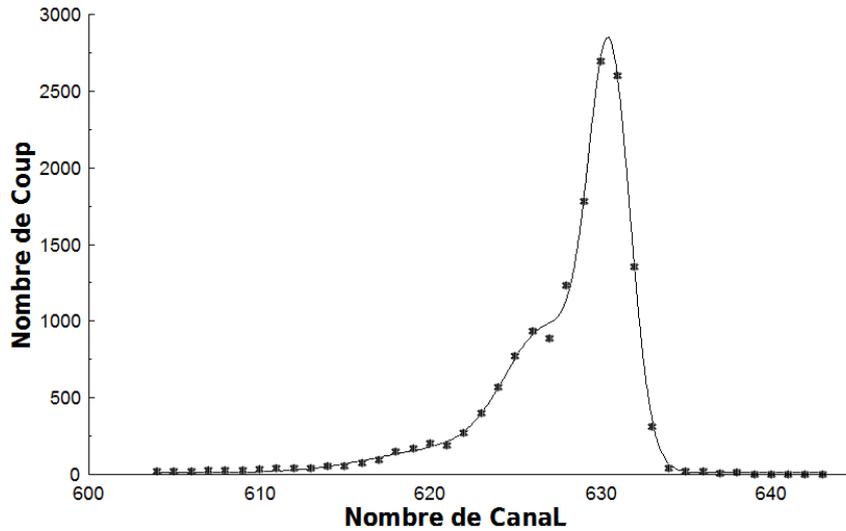


Figure 28 – Spectre obtenu en utilisant le dispositif de mesure analogique.

La courbe, comme une somme de 3 gaussiennes, s’ajuste parfaitement aux valeurs. Les valeurs des paramètres de l’ajustement, en utilisant les dispositifs de mesure numérique et analogique, sont collectées sur les Tables 2 et 3 respectivement.

Table 2 – Table des valeurs de l’ajustement saisie par le dispositif de mesure analogique

$f(C_0) = 10,9 \pm 8,4 \text{ \# Coup}$		
1^{ier} Fonction	2^{ième} Fonction	3^{ième} Fonction
$H_1 = 155 \pm 68 \text{ \# Coup}$	$H_2 = 884 \pm 176 \text{ \# Coup}$	$H_3 = 2509 \pm 143 \text{ \# Coup}$
$\mu_1 = 621 \pm 64 \text{ \# Canal}$	$\mu_2 = 626,9 \pm 0,3 \text{ \# Canal}$	$\mu_3 = 630,54 \pm 0,03 \text{ \# Canal}$
$w_1 = 10 \pm 6 \text{ \# Canal}$	$w_2 = 5,82 \pm 1,10 \text{ \# Canal}$	$w_3 = 2,85 \pm 0,10 \text{ \# Canal}$

Les pics principaux nous rapporte des valeurs de la résolution adéquates pour ce genre d’analyse. À différence de la Figure 28, la Figure 29 à apparemment plus de données spectral, ceci est dû au fait que le nombre de canal soit plus élevé. Or, nous obtenons beaucoup plus de valeurs à traiter par l’ajustement. Ceci est important car les valeurs de l’ajustement obtenues par la Table 2 sont plus fiables que ceux rapportés par les données de la Table 3. N’oublions pas que les incertitudes des valeurs sont fournies par le programme utilisé.

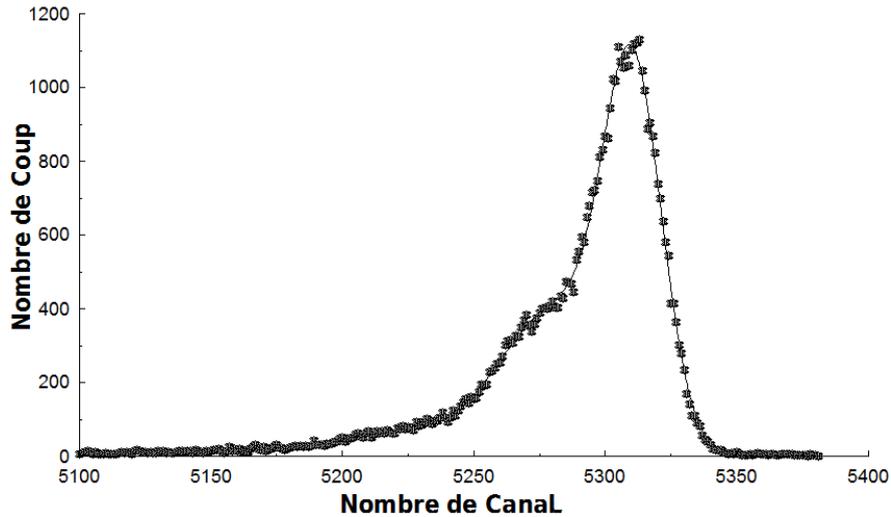


Figure 29 – Spectre obtenu en utilisant le dispositif de mesure numérique.

Table 3 – Table des paramètres de l’ajustement via le dispositif de mesure numérique

$f(C_0) = 5,8 \pm 1,7 \text{ \# Coup}$		
1^{ier} Fonction	2^{ième} Fonction	3^{ième} Fonction
$H_1 = 66 \pm 13 \text{ \# Coup}$	$H_2 = 361 \pm 33 \text{ \# Coup}$	$H_3 = 985 \pm 30 \text{ \# Coup}$
$\mu_1 = 5234 \pm 15 \text{ \# Canal}$	$\mu_2 = 5280,90 \pm 1,16 \text{ \# Canal}$	$\mu_3 = 5310,41 \pm 0,16 \text{ \# Canal}$
$w_1 = 82 \pm 19 \text{ \# Canal}$	$w_2 = 46 \pm 4 \text{ \# Canal}$	$w_3 = 26,3 \pm 0,4 \text{ \# Canal}$

À l’aide de l’équation (15), nous pouvons obtenir les paramètres de résolution des instruments de mesure. Nous avons besoin des moyennes des distributions des pics principaux et de leurs largeurs à mi-hauteur, pour chaque dispositif utilisé. Les valeurs des résolutions instrumentales, ou des fluctuations statistiques, sont collectées sur le Tableau 4. Les paramètres du pic principal sont les meilleurs pour décrire la résolution instrumentale.

Table 4 – Table des valeurs des largeurs à mi-hauteur, valeurs des pics centraux et des résolutions pour chaque dispositif de mesure.

	Dispositif de mesure Analogique.	Dispositif de mesure Numérique.
Valeur du pic	$\mu = 630,54 \pm 0,03 \text{ \# Canal}$	$\mu = 5310,41 \pm 0,16 \text{ \# Canal}$
Largeur à mi-hauteur	$w = 2,85 \pm 0,10 \text{ \# Canal}$	$w = 26,3 \pm 0,4 \text{ \# Canal}$
Fluctuation Statistique	$R = 0,452 \pm 0,005 \%$	$R = 0,495 \pm 0,008 \%$

Étant donné les résultats de la fluctuation statistique représentés sur le Tableau 4, les valeurs expérimentales sont inférieures à la valeur prédite par la théorie de $R < 1\%$. C’est-à-dire, la résolution de nos appareils de mesure, à la fois analogique comme numérique, sont en parfaites conditions pour traiter les données expérimentales.

4 Spectrométrie par diffusion élastique

Après avoir réalisé l'analyse numérique sur l'état de nos appareils de mesure via le résolution instrumental, nous sommes en mesure d'obtenir les spectres des deux échantillons constitués de couches minces de Si/TiO₂ et Si/NbO₂. Un programme de simulation sera utilisé pour réaliser la caractérisation des couches fines de ces deux composés. Pour cela tout un modèle théorique doit être mise au point. Comment une collision élastique pour une particule en vol est-t-il possible?. Si non seulement nous avons une particule mais un ensemble de particules qui constituant un faisceau de particules, celui-ci obéit à une théorie de diffusion établie par la section efficace différentielle de diffusion [13]. Les possibles pertes énergétique dû à l'existence d'une certaine épaisseur sur les échantillons, les particules souffrent des pertes énergétiques dans les processus de diffusion. L'énergie dépendra aussi des types de couche du matériel et si ces couches sont multiples. Réunissons les idées principales pour comprendre la disposition et emplacement des pics dans notre spectre à analyser.

4.1 Collision Élastique et le Facteur Cinématique.

Soit un système isolé conçu par deux particules différentes : particule 1 de masse M_1 définie comme un projectile, et une particule 2 de masse M_2 définie comme une cible. La Figure 30 décrit l'état initial du système avant la collision, où la particule 1 voyage à vitesse uniaxial v_0 et sur le même axe est la particule 2 fixe. Figure 31 est représentée l'état final du système après la collision, où la particule *projectile* de vitesse v_1 a souffert une collision élastique sur la particule *cible* réagissant celle-ci avec un recul de vitesse v_2 en sens inverse à la collision élastique. La vitesse v_1 à une direction qui dépend de l'angle θ selon l'axe uniaxial de déplacement de la particule 1 à l'état initial, et la vitesse v_2 à une direction qui dépend aussi d'un angle ϕ défini selon l'axe uniaxial de déplacement de la particule projectile à l'état initial.

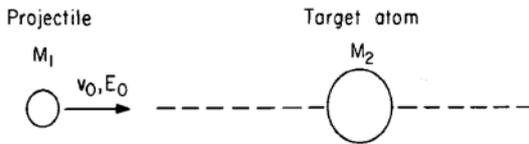


Figure 30 – État initial.

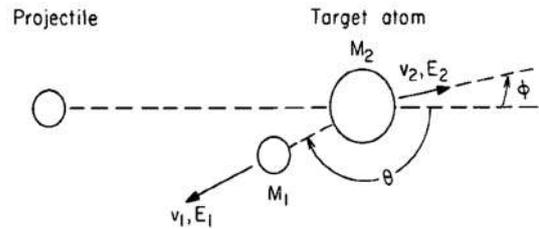


Figure 31 – État final.

Les énergies cinétiques du système de particules en mouvement sont définies comme suit : pour la particule projectile à l'état initial avec une vitesse v_0 de mouvement sur l'axe uniaxial, $E_0 = \frac{1}{2}M_1v_0^2$; pour la même particule 1 à l'état final avec une vitesse v_1 , l'énergie est $E_1 = \frac{1}{2}M_1v_1^2$; et finalement pour la particule cible à l'état final avec une vitesse v_2 , l'énergie est $E_2 = \frac{1}{2}M_2v_2^2$. Les quantités de mouvement, où impulsion, pour chaque particule dans les deux états existents sont définies comme : pour la particule 1 à l'état initial, $\vec{p}_0 = M_1 \vec{v}_0$; pour la même particule 1 à l'état final, $\vec{p}_1 = M_1 \vec{v}_1$; et pour la particule 2 à l'état final, $\vec{p}_2 = M_2 \vec{v}_2$. Toutes les quantités se rapportent à un système de coordonnées, laboratoire. Par conservation de l'énergie cinématique et par conservation de la quantité

de mouvement, les équations qui gouvernent l'état initial i et l'état final f , sont décrites comme :

$$\begin{aligned}\sum_i E_i &= \sum_f E_f \\ \sum_i \vec{p}_i &= \sum_f \vec{p}_f.\end{aligned}\tag{16}$$

Selon les définitions antérieurs d'énergies cinétiques, quantités de mouvement et via l'équation (16). Nous pouvons réaliser les développements suivants des équations aux différents axes parallèles et perpendiculaires à la direction d'incidence de la collision comme :

$$\begin{aligned}\frac{1}{2} M_1 v_0^2 &= \frac{1}{2} M_1 v_1^2 + \frac{1}{2} M_2 v_2^2 \\ M_1 v_0 &= M_1 v_1 \cos(\theta) + M_2 v_2 \cos(\phi) \\ 0 &= -M_1 v_1 \sin(\theta) + M_2 v_2 \sin(\phi)\end{aligned}\tag{17}$$

Étant donné l'ensemble de trois équations décrit sur (17). En éliminant la dépendance en ϕ via la relation trigonométrique $\sin^2\phi + \cos^2\phi = 1$ des deux dernières équations de l'ensemble de trois équations, et en isolent v_2 de la première équation du même ensemble de trois équations; nous obtiendrons deux expressions telles que :

$$\begin{aligned}M_2 v_2^2 &= (v_0^2 - v_1^2) M_1 \\ (M_2 v_2)^2 &= M_1^2 (v_0^2 + v_1^2 - 2 v_0 v_1 \cos(\theta))\end{aligned}\tag{18}$$

En substituant la première équation dans la deuxième équation de l'ensemble d'équations (18), nous obtenons une expression quadratique dont la solution est :

$$\frac{v_1}{v_0} = \frac{M_1 \cos(\theta) \pm (M_2^2 - M_1^2 \sin^2(\theta))^{1/2}}{(M_2 + M_1)}\tag{19}$$

On définit le rapport d'énergie d'un projectile après la collision élastique comme le facteur cinématique K ,

$$K \equiv E_1/E_0.$$

En utilisant le facteur cinématique et en substituant l'équation (19), nous obtenons finalement,

$$\begin{aligned}K &= \left[\frac{M_1 \cos(\theta) \pm (M_2^2 - M_1^2 \sin^2(\theta))^{1/2}}{(M_2 + M_1)} \right]^2 = \\ &= \left[\frac{(M_1/M_2) \cos(\theta) \pm [1 - (M_1/M_2)^2 \sin^2(\theta)]^{1/2}}{1 + (M_1/M_2)} \right]^2.\end{aligned}\tag{20}$$

L'explication des effets physique plus appréciables du facteur cinématique se trouve dans les valeurs à signe positive de l'expression $[1 - (M_1/M_2)^2 \sin^2(\theta)]^{1/2}$. La Figure 32 représente les possibles valeurs du facteur cinématique en fonction de l'angle θ de diffusion de la particule chargée d'hélium-4. La représentation des courbes a été réalisée pour

trois types d'éléments matériels⁸ cible : de Dysprosium Dy avec une masse atomique d'environ 162,50 *u.m.a.*, représenté en couleur pourpre ; de Titane Ti avec une masse atomique d'environ 47,87 *u.m.a.*, peint en couleur gris ; et de Carbone C avec une masse atomique de 12,01 *u.m.a.*, représenté en couleur brun. L'effet de collision élastique est plus important au fur et à mesure que la fonction $K[\theta]$ prend des valeurs décroissantes. Pour une valeur d'angle de diffusion de π l'effet de diffusion élastique est maximum. C'est-à-dire, le minimum de la fonction $K[\theta]$ est donné pour une valeur d'angle de diffusion de π . Selon le matériel utilisé comme cible le minimum de la fonction croît. Si on se trouve au minimum du facteur cinétique, le recul de la particule cible est plus important pour un échantillon constitué de C que si l'échantillon est constitué de Dy . Pour des valeurs d'angle de diffusion plus élevées que π , l'effet de collision élastique pour la particule d'hélium-4 est quasi-nul ou négligeable.

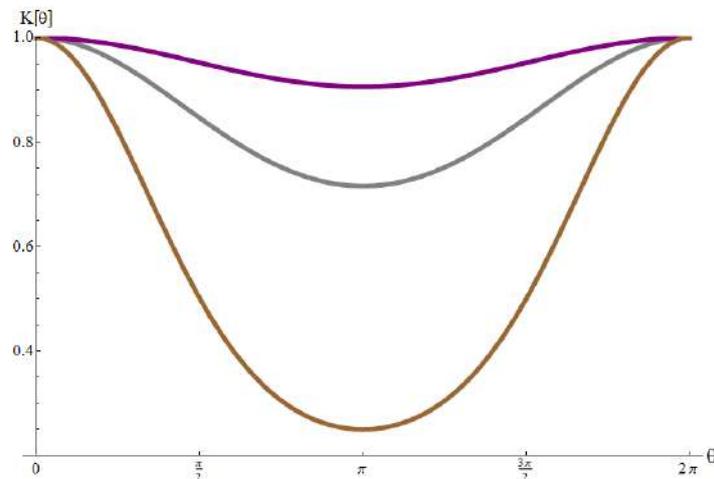


Figure 32 – Facteur cinématique en fonction de l'angle de diffusion.

En plus de cet effet de collision élastique pour une particule, dans un faisceau nous devons ajouter l'existence d'un ensemble de particules distribuées uniformément dans un espace donné et où ces particules ont la même vitesse. Jusqu'à ce que ce même faisceau soit dévié par diffusion. Lorsque un échantillon est placé comme obstacle sur la direction de déplacement du faisceau, il faut définir l'angle efficace de diffusion différentielle.

4.2 Diffusion d'un Faisceau de Particules et Section Efficace

Soit un faisceau de particules caractérisé par une surface effective, section efficace total s , qui incident sur un échantillon composé de N atomes dans un certain volume. Le faisceau de particules est diffusé par collision élastique sur l'échantillon avec un certain angle θ de déviation selon l'axe du faisceau incident. Ce faisceau diffusé est caractérisé par une section efficace de diffusion $d\sigma$, en unité de barn ou cm^2 ⁹, selon un certain angle spatial d'occupation dans l'espace limité d'une surface conique définie comme le différentiel d'angle solide $d\Omega$, en unité de stéradian sr. Finalement le faisceau dispersé abouti sur le

8. Les valeurs des masses atomiques sont extraites de la référence [5].

9. La conversion du barn a centimètre au carré est : 1 barn = 10^{-24} cm^2 , plus d'information dans la Table 5.

détecteur. Le concept de dispersion et détection des particules qui constituent le faisceau peuvent être observés graphiquement sur la 33. En quantique, pour un certain observable de dispersion, la section efficace de diffusion différentielle est donné par le module au carré de l'amplitude de dispersion $f(k,\theta)$. La fonction $f(k,\theta)$ dépend uniquement de l'énergie du système et de l'angle de dispersion θ .

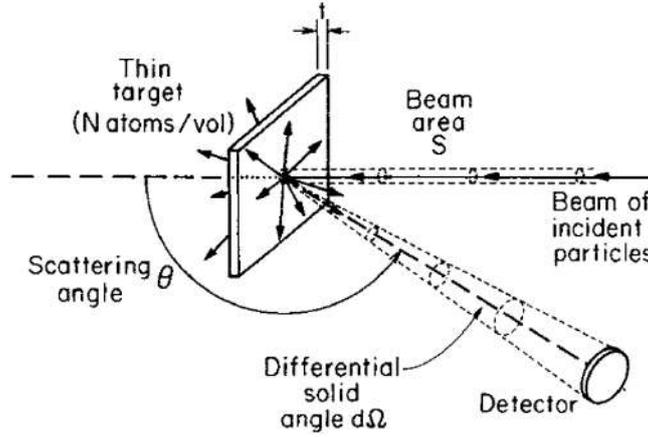


Figure 33 – Processus de dispersion d'un faisceau de particules.

Si Q est le nombre total de particules qui entre en collision avec la cible et dQ est le nombre de particules enregistrées par le détecteur. La section efficace de diffusion différentielle peut être définie comme :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{Nd} \left[\frac{1}{Q} \frac{dQ}{d\Omega} \right], \quad (21)$$

où N en unité de nombre d'atomes par centimètre cube est la densité volumique d'atomes de la cible et d en unité de centimètre est l'épaisseur de la cible ou échantillon. La section efficace différentielle de diffusion, de Rutherford, au centre de masse est écrite comme :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{CM} = \left[\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4 E_c \sin^2 \left(\frac{\theta_c}{2} \right)} \right]^2.$$

Où l'indice CM indique la coordonné du centre de masses, Z_1 est le nombre atomique de l'atome du projectile, M_1 est la masse de la particule projectile, Z_2 est le nombre atomique de la particule cible, M_2 est la masse de l'atome cible, e est la charge électronique et E_c est l'énergie au centre de masse de l'atome projectile avant la diffusion. Dans le cas général, la transformation de cette formule du centre de masse au référentiel du laboratoire est :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{2 E} \right)^2 \frac{\left[\cos(\theta) + [1 - (M_1/M_2)^2 \sin^2(\theta)]^{1/2} \right]^2}{\sin^4(\theta) [1 - ((M_1/M_2) \sin(\theta))]^{1/2}} \quad (22)$$

Pour obtenir la section efficace du faisceau, nous devrions intégrer la section efficace de diffusion différentielle dans tous l'espace différentiel d'angle solide et diviser par la l'angle solide normé. Pour nous faire une idée du facteur de correction au carré de la section efficace $d\sigma/d\Omega$, réalisons un calcul numérique. En utilisant l'équation (22) et connaissant

les valeurs des constantes [5] suivantes : $e^2=1,44 \cdot 10^{-13}$ MeV cm, le nombre atomique de particule alpha vaut $Z_1=2$, le nombre atomique du Titane vaut $Z_2=22$, l'énergie du faisceau dans le référentiel laboratoire vaut $E=2$ MeV ; le rapport au carré entre $Z_1 Z_2 e^2$ et $2E$, aurait une valeur de 2,5 barn/sr.

Lorsqu'on parle d'une collision élastique à niveau atomique, nous devons prendre en considération, non seulement qu'il existe des interactions entre les nuages électroniques des atomes mais aussi des interactions entre noyau-noyau et dans certain cas il n'existe aucune interaction. C'est bien pour cela les faisceaux de particules α seront en mesure de passer à travers une portion de la couche matérielle dx et subir une diffusion élastique avec les atomes de l'échantillon.

L'angle solide [10] sous-tendu entre la source et la surface de la zone active du détecteur est définie par l'intégral,

$$\Omega = \int_A \frac{\cos(\alpha)}{r^2} dA . \quad (23)$$

Où r représente la distance entre la source et la surface du détecteur dA , et α est l'angle vu selon la normal à la surface du dispositif de détection et la direction à la source. Si nous supposons la source ponctuelle et que, le détecteur soit face à la source de radiation, la distance entre la source et le détecteur soit beaucoup plus grand que le rayon a du capteur. Une approximation de l'angle solide peut être réalisée, cette approximation de l'angle solide peut être écrite comme, $\Omega \cong \pi a^2/d^2$.

4.2.1 Perte d'Énergie

À chaque interaction des particules du faisceau avec la matière, il se crée une perte d'énergie du même. Étant donné la Figure 34, le faisceau incident sur le matériel avec une énergie E_0 souffre une première réflexion de la lumière sur la surface de l'échantillon entraînant une perte de l'énergie KE_0 , où K est le facteur cinématique obtenu auparavant dans l'équation (20). Après que la lumière est parcourue une distance $x/\cos(\theta_1)$, il se produit une seconde réflexion à angle de diffusion θ et à énergie KE . Finalement, le faisceau réfléchi, aura une énergie E_1 à la sortie du matériel.

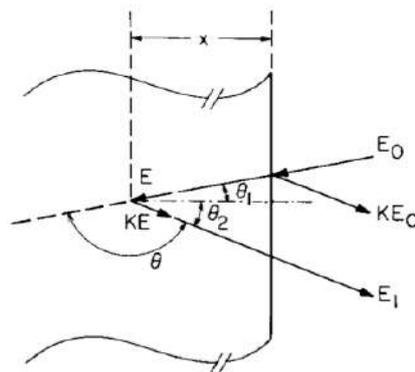


Figure 34 – Description d'un évènement de diffusion.

L'angle θ est celui perçu entre les axes définis par les directions des faisceaux incident à énergie E_0 et sortant à énergie E_1 , θ_1 et θ_2 sont les angles vus selon la normale à la

surface du matériel. C'est trois angles répondent à la relation $\theta = 180^\circ - \theta_1 - \theta_2$.

En considérant qu'il n'existe aucune perte supplémentaire dans les processus de diffusion, l'énergie du faisceau réfléchi par le matériel plus l'effet de diffusion dans le propre matériel doit être le même que l'énergie du faisceau incident. Le faisceau à énergie E_0 entre dans le matériel, se déplace une distance x selon la normal à la surface et réduit son énergie de jusqu'à une valeur E quelconque. La variation infinitésimale de l'énergie par rapport à la variation infinitésimale de l'épaisseur x , à l'entrée du matériel doit être la suivante :

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{entrée}} = (E_0 - E) \frac{\cos(\theta_1)}{x} . \quad (24)$$

Le faisceau à énergie KE se déplace aussi une distance x selon la normal à la surface, pour sortir du matériel avec une énergie E_1 . Le rythme de perte énergétique, à la sortie s'écrit comme :

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{sortie}} = (KE - E_1) \frac{\cos(\theta_2)}{x} . \quad (25)$$

Étant donné les deux équations (24) et (25), nous isolons le paramètre E et le substituons sur une des deux expressions. L'équation restante de la substitution est la suivante :

$$KE - E_1 = \left[\frac{K}{\cos(\theta_1)} \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{entrée}} + \frac{1}{\cos(\theta_2)} \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{sortie}} \right] x . \quad (26)$$

Si on introduit la différence d'énergie $\Delta E = KE - E_1$, le facteur de perte énergétique peut être écrit comme :

$$[S] = \left[\frac{K}{\cos \theta_1} \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{entrée}} + \frac{1}{\cos \theta_2} \left. \frac{dE}{dx} \right|_{\text{sortie}} \right] ,$$

on peut redéfinir l'équation (26), comme :

$$\Delta E = [S] x . \quad (27)$$

Quand les particules composent le faisceau traversent la matière, la perte d'énergie en fonction de l'épaisseur du matériel décroît. Si le matériel contient une densité trop élevée ou si l'échantillon a une épaisseur importante, les particules chargées qui constituent le faisceau peuvent être stoppées. C'est pour cela que nous définirons le pouvoir d'arrêt $[\varepsilon]$ en unité de $\text{cm}^2\text{MeV/g}$,

$$\varepsilon = \frac{1}{\rho_N} \frac{dE}{dx} ,$$

où ρ_N est le nombre d'atomes par unité de volume du matériel en unité de g/cm^3 , E est la perte d'énergie en unité du MeV et x la profondeur de l'échantillon en centimètre. Via la définition du pouvoir d'arrêt, une expression équivalente à la définie sur l'équation (27) peut être écrite,

$$[\varepsilon] = \left[\frac{K}{\cos \theta_1} \varepsilon_{\text{Aller}} + \frac{1}{\cos \theta_2} \varepsilon_{\text{retour}} \right] . \quad (28)$$

Et donc, obtenir la perte d'énergie comme :

$$\Delta E = [\varepsilon] \rho_N x .$$

Dans ce cas de diffusion, le pouvoir d'arrêt total est le même que le pouvoir d'arrêt de collision élastique $[\varepsilon]_{\text{col}}$ car $[\varepsilon]_{\text{rad}}$ est nul. Le pouvoir d'arrêt obtenu via la méthode d'une seule réflexion, est un cas simple pour un évènement de diffusion. Dans une analyse expérimentale réel RBS. Non seulement il existe des effets de réflexion multiple, mais aussi un effet de : masquage électronique, potentiel moyen d'excitation, énergie de transfert maximal à l'échantillon, et autre. Tous ces effets supplémentaires obligent à avoir des termes additionnels dans l'expression du pouvoir d'arrêt, et donc utiliser des modèles numériques pour réaliser des formules empiriques qui se reprocheront le plus à l'expérience.

4.3 Couche Mince et Film à Multicouche

L'objectif de ce travail est de réaliser une analyse spectrométrique par diffusion élastique de particule chargées sur les noyaux d'un échantillon matériel. L'échantillon matériel à une géométrie rectangulaire et une épaisseur bien définie. L'échantillon est constitué de plusieurs couches minces d'un même élément ou d'un composé d'éléments. Les valeurs importantes à soustraire d'un spectre RBS seront, la largeur de l'énergie ΔE entre deux fronts d'une courbe et le nombre total de comptes A pour chaque nombre du canal de celle-ci. Les courbes que nous pouvons trouver sur un spectre sont variées. Une description possible de la courbe peut être un chevauchement continue de plusieurs pics gaussiens, obtenant une courbe sous forme d'échelon, ou simplement un pic gaussien isolé.

Dans le cas simple de diffusion élastique de Rutherford, des particules chargées entrant en collision avec un échantillon constitué d'un seul élément matériel à couche mince, la perte d'énergie s'écrit comme :

$$\Delta E = [\varepsilon] \rho_N d ,$$

où $[\varepsilon]$ est le pouvoir d'arrêt de la collision élastique et $\rho_N d$ est le nombre d'atomes par unité de surface dans une des couches minces. Nous pouvons définir le nombre total de comptes moyen en surface pour un canal déterminé,

$$A_0 = \frac{\sigma(E_0) \Omega Q \rho_N d_c}{\cos(\theta_1)} , \quad (29)$$

où $\sigma(E_0)$ est l'écart type en fonction d'une énergie moyenne en surface E_0 , Ω est l'angle solide de détection de la radiation, Q est le nombre total de particules incident sur l'échantillon matériel, ρ_N est le nombre d'atomes par unité de volume, d_c l'épaisseur d'une couche mince de l'échantillon, et θ_1 est l'angle vu selon la normal à la surface pour l'évènement de diffusion. Donc, nous pouvons généraliser le terme du nombre total de comptes moyen par unité de canal pour un matériel constitué de deux éléments différents à couche multiple.

Soit deux éléments A et B , d'un échantillon matériel. Le nombre moyen de particules détectées provenant de l'élément A est A_A , le nombre d'atomes par unité de volume pour le même élément est représenté comme $\rho^{\text{AB}} = \rho_A^{\text{AB}}/m$ et l'écart type en fonction de l'énergie pour cet élément A est $\sigma_A(E)$. Les mêmes paramètres A_B , $\rho^{\text{AB}} = \rho_B^{\text{AB}}/n$ et $\sigma_B(E)$; sont définies pour l'élément B qui constitue l'échantillon. La proportion atomique

N_A^{AB}/N_B^{AB} est :

$$\frac{m}{n} = \frac{[A_A/\sigma_A(E_0)]}{[A_B/\sigma_B(E_0)]} , \quad (30)$$

où m et n sont les nombres de couches minces qui constitue chaque élément A et B du même échantillon, respectivement.

La perte d'énergie de ce composé d'éléments AB se doit à une série de collisions aléatoires des particules dues à l'existence de la force coulombienne des atomes du matériel échantillon. Sous la condition de normalisation, $m + n = 1$, la perte d'énergie du composé s'écrit comme :

$$\varepsilon^{AB} = m\varepsilon^A + n\varepsilon^B ,$$

où ε^A et ε^B sont les pouvoirs d'arrêt pour les éléments A et B du même l'échantillon , respectivement.

4.4 Analyse des Spectres obtenues par collisions élastiques, RBS

4.4.1 Programme programme d'analyse des données, SIMNRA

SIMNRA est un programme d'analyse et de simulation des données spectrométrique des matériaux [14], conçu par l'Institut de recherche Max Planck de Physique des Plasmas. Ce programme est utilisé dans les méthodes analytiques dans la détection de particules chargées par diffusion élastique sur des noyaux, RBS, et dans la méthode d'analyse par réaction nucléaire, N.R.A . Nous pouvons réaliser la simulation en utilisant quelque ions incidents sur n'importe quel échantillons matériel. Les particules incidentes sur l'échantillon peuvent varier, partant de particules élémentaires jusqu'à utiliser des ions lourds. La géométrie du faisceau incident et leurs énergies peuvent aussi varier. SIMNRA inclue une section de calcul numérique par le facteur cinématique K , de la section efficace de diffusion $d\sigma/d\Omega$ dans le référentiel laboratoire et du pouvoir d'arrêt ε .

Les formules utilisées dans ce type de programme sont des approximations ou des développements en série des expressions telle que, le facteur cinématique de l'équation 20, la section efficace de diffusion de l'équation 22 ou le pouvoir d'arrêt de l'équation 28. SIMNRA utilise deux différents modèles semi-empiriques pour calculer le pouvoir d'arrêt nucléaire, le modèle d'Anderson-Ziegler et le modèle de Ziegler-Biersack. Le pouvoir d'arrêt nucléaire es valable uniquement pour des énergies du faisceau incident inférieure à 100 KeV.

Lorsque un évènement de diffusion apparaît, nous obtenons une courbe très prononcée qui se met en évidence. Cette courbe sous forme d'échelon se manifeste du à l'existence d'une couche épaisse d'un seule élément du matériel. Du à la présence d'une petite variation du parcours de la particule définie comme "strangling", il existe une déformation de l'aile de la courbe de type échelon. Il existe quatre principales théories décrivant la perte d'énergie aux ailes de la courbe et pour des intervalles d'énergie du faisceau incident déterminées. Pour une énergie $\Delta E/E < 10\%$, nous avons la théorie de Vavilov [15], pour $10\% < \Delta E/E < 20\%$ nous avons la théorie de Bohr, pour $20\% < \Delta E/E < 50\%$ nous avons la théorie de Symon et pour un intervalle de $50\% < \Delta E/E < 90\%$ la théorie utilisé

est celle de Payne et Tschalaris [16].

Le programme génère un spectre avec les données enregistrées, celui-ci représente le nombre de coups de particules incidents sur le détecteur en fonction du nombre de canal ou après calibration, en fonction de l'énergie.

4.4.2 Spectre du composite Dioxyde de Titane et Dioxyde de Niobium

Les échantillons utilisés pour être analysés sont constitués d'un substrat de Silicium dans lequel ont été créés plusieurs couches du composite TiO_2 , pour le premier échantillon, et du composite NbO_2 , pour le deuxième échantillon. Les différentes couches de l'échantillon ont pu être créées par n'importe quelles techniques de croissance multicouche comme l'implantation ionique, la déposition chimique, la méthode épitaxiale, ou autre. Les spectres caractéristiques des échantillons à multicouches, Si/TiO_2 et Si/NbO_2 , obtenus via la méthode spectrométrique RBS sont représentés sur les Figures 35 et 36, respectivement.

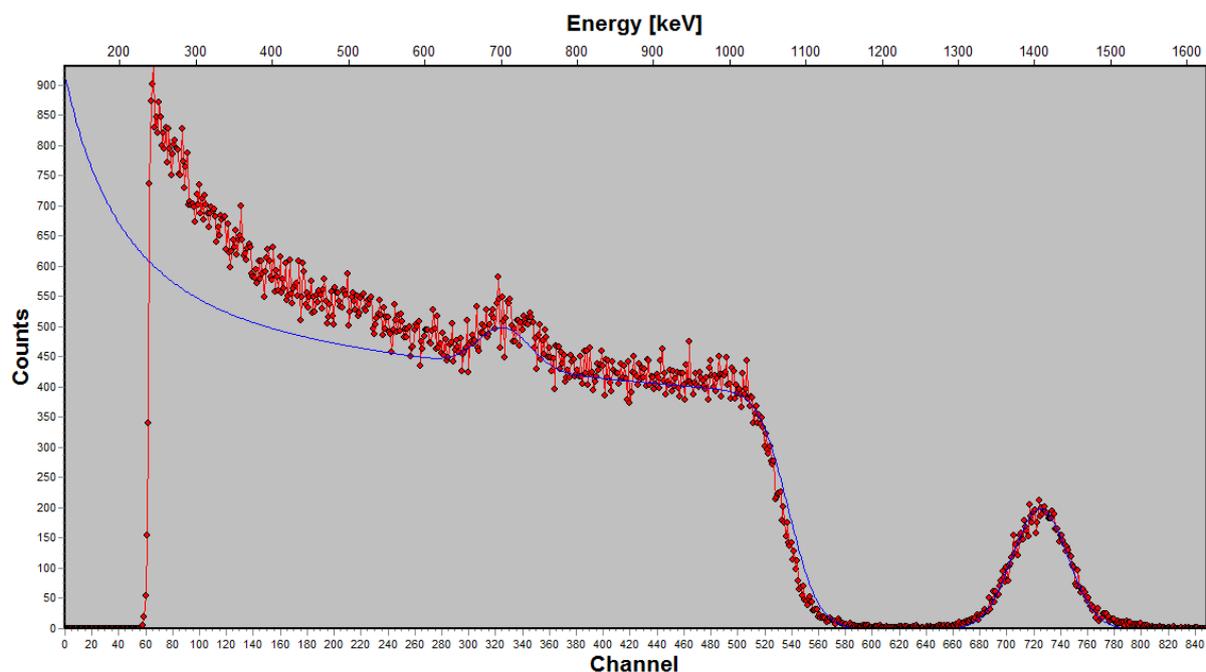


Figure 35 – Spectre RBS d'un échantillon de Si/TiO_2 .

Les points en couleur rouge représentent les données expérimentales et les lignes en couleur bleue représentent les simulations conçues par le programme SIMNRA. Pour créer la simulation plusieurs valeurs initiales des paramètres constitutifs du matériel et du faisceau, doivent être sélectionnées. La valeur de l'angle de diffusion est de 165 degrés, c'est-à-dire de π radian. Les possibles constituants du matériel sont : les éléments atomiques, les concentrations atomiques et les caractéristiques géométriques de l'échantillon. Les paramètres initiaux entrés dans le programme pour réaliser le spectre de la Figure 35 ont été : deux couches possibles, une constituée de Silicium à densité superficielle de $1 \cdot 10^{21}$ atome/ cm^2 , et l'autre de TiO_2 à densité superficielle de $6,5 \cdot 10^{17}$ atome/ cm^2 . Pour la Figure 36, les paramètres utilisés furent : le substrat de Silicium avec $1 \cdot 10^{21}$ atome/ cm^2 ,

et la deuxième couche de NbO₂ à densité superficiel de $4 \cdot 10^{17}$ atome/cm².

Les valeurs expérimentales ont été ajustées pour obtenir les épaisseurs pour chacun des éléments qui composent les échantillons. Cependant, les valeurs de la probabilité Q ¹⁰ ont été inférieures à 0,001, c'est-à-dire que les données expérimentales sont en désaccord avec le modèle théorique. Donc, la seule analyse que nous pouvons réaliser dans ce type de spectre est celle d'une description qualitative et non quantitative. La seule information complémentaire que nous pouvons indiquer est que : l'épaisseur pour les composés TiO₂ et NbO₂, de chaque échantillon, devraient avoir une valeur d'approximativement de quelques centaines de nanomètre. Qualitativement, les spectres représentent un composé d'éléments sous une configuration multicouche. La Figure 35 représente un pic peut prononcer pour les valeurs élevées en nombre de canal, ce pic est caractéristique de l'élément Titane. Lorsque la valeur en # Canal décroît une courbe sous forme d'échelon apparaît. Cette courbe représentative du silicium est accompagnée d'une croissance exponentielle, au fur et à mesure que le nombre de canal diminue. Il existe un chevauchement d'un pic dans la courbe du Si, ce pic est déterminant car il représente l'oxygène. L'axe des abscisses, ou nombre de canal, peut être traduit en énergie avec une correcte calibration énergétique. Sous une représentation du nombre de coup versus énergie, nous pouvons mieux comprendre le comportement des particules vis-à-vis la collision élastique sur l'échantillon. Les masses atomiques [17] du Titane, Oxygène et Silicium ; sont respectivement $m_{Ti} = 47,9479$ u.m.a, $m_O = 15,9949$ u.m.a et $m_{Si} = 27,9769$ u.m.a .

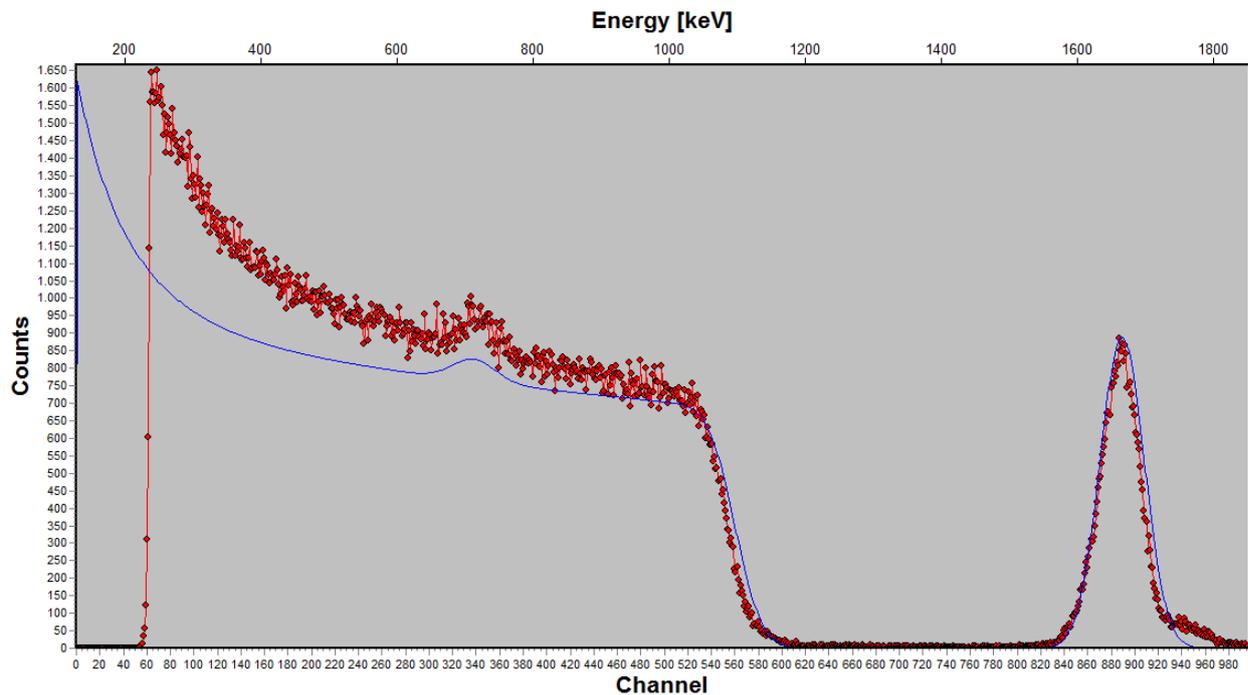


Figure 36 – Spectre RBS d'un échantillon de Si/NbO₂.

Étant donné les valeurs de la masse atomique de chaque espèce d'élément et que l'énergie propre de chaque élément qui compose l'échantillon est proportionnelle à la

10. Le programme le définit comme la Qualité de l'ajustement, mais en théorie le paramètre est défini comme la signification statistique.

masse atomique, la situation des pics sur l'axe des abscisses peuvent être expliquée. Si une particule est diffusée par un atome matériel de l'échantillon, la particule projectile diffusée aura une énergie d'autant plus élevée que la masse atomique du matériel croît. C'est-à-dire que, si le titane possède une masse atomique la plus élevée la particule α détectée crée un pic intense déplacé vers des valeurs énergétiques dominantes. Le silicium à une valeur de la masse atomique plus faible que le titane, mais plus grande que l'oxygène, c'est pour cela que les particules détectées sont effectuées dans des intervalles énergétiques plus faible que les nombres de coups réalisés par le Ti. Comme la couche du Si est plus épaisse que celle du titane, ou de l'oxygène, les pics énergétiques se chevauchent une après l'autre et donc la courbe est continue et non décroissante. Au contraire, au fur et à mesure que l'énergie du faisceau diffusée diminue le nombre de coup augmente. La croissance exponentielle de la courbe est due au fait que : le nombre de coup augmente progressivement à mesure que les particules traversent les plusieurs couches de silicium. Finalement, les particules détectées par l'effet de diffusion sur l'atome d'oxygène ont une énergie faible car sa masse atomique est moins importante que celle du silicium ou du titane.

Le graphique représenté sur la Figure 36 correspond à l'échantillon SI/NbO₂, qui est semblable au spectre du Si/TiO₂ mais avec une seule différence : un pic prononcé apparaît pour des valeurs élevées en nombre de canal, du à l'existence de Nb dans l'échantillon. La masse atomique [17] du Niobium, $m_{\text{Nb}} = 92,9063$ u.m.a, est beaucoup plus élevée que les éléments énoncés précédemment. Donc, il est tout-à-fait logique pouvoir justifier que : le pic se trouve dans des valeurs plus élevées en énergie.

5 Conclusion

Une étude Spectrométrie par Rétrodiffusion de Rutherford, aussi bien théorique comme expérimental, a été abordée. Ceci nous oblige à étudier et comprendre la physique existante dans les différents dispositifs de la machine VDG, qui pourvoient l'accélération des particules. Les paramètres des différents dispositifs qui compose l'accélérateur Van de Graaff ont été recueillis sur la Table 1. Les résultats des fonctions champ électrique et potentiel électrique pour un anneau, ont été étudiées et détaillées sur les Figures 10 et 11 ; respectivement. Les résultats expérimentales du temps de pompage primaire et secondaire ont été détaillés sur la Figure 19. Les valeurs théoriques du temps ultime de pompage, préliminaire et secondaire, sont de : 12,4 minutes et de 14 minutes, respectivement. Les valeurs expérimentales pour le temps de pompage primaire et secondaire sont de 13,5 minutes et de 14 minutes.

La résolution énergétique nous rapporter une correcte calibration des différents dispositifs électroniques via la détection de la radiation de particules α provenant d'un échantillon d'Américium-241. Les valeurs de la résolution instrumental obtenues par les dispositifs, analogique et numérique, sont de, $R = 0,452 \pm 0,005$ % et de $R = 0,495 \pm 0,008$ %, respectivement. Ces valeurs de la fluctuation R, sont une preuve statistique sur la fiabilité de nos mesures instrumentales. Les solutions du facteur cinématique en fonction de l'angle de diffusion détaillées sur la Figure 32, nous fournit la perte d'énergie cinétique de

la particule diffusée par le noyau du matériel échantillon. Le facteur $K[\theta]$ à été représenté pour trois types d'éléments matérielles Dysprosium, Titane et Carbone.

Deux échantillons, fixés sur des substrats de Silicium, ont été soumis à analyse pour la méthode analytique RBS. Les spectres caractérisés les deux échantillons constituées de Dioxyde de Titane et de Dioxyde de Niobium. Les spectres sont détaillées sur les Figures 35 et 36 pour le Si/TiO₂ et le Si/NbO₂, respectivement. Les différents pics de chaque composé spectrales nous offre une signature sur l'existence des éléments qui se trouve dans les échantillons. La statistique nous empêche d'obtenir des résultats numériques sur les différents pics, or on à été obligé de réaliser une analyse qualitative et non quantitative des échantillons.

Quelque référence sur l'étude analytique de différents échantillons sont exposés à continuation. Ceci nous ont aidés à réalisés l'étude qualitative des spectres d'échantillons constituées de Titane. L'analyse RBS de couches fines d'un échantillon de TiN_xO_y [18], L'étude optique sur la structure d'un échantillon d'or dopé d'une couche d'Oxyde de Titane [19] et l'analyse RBS d'un échantillon de couche mince et poreux de TiO₂ [20].

Annexes

A Section Efficace de Diffusion Différentielle de Rutherford

Via la Figure 37, nous pouvons nous faire une idée de la géométrie du système, particule en collision élastique sur le noyau atomique de l'échantillon [17]. Soit une particule de charge ze en vol qui se déplace dans un espace cartésien. À une distance b , définit comme le paramètre d'impact, de l'axe de déplacement de la particule projectile se trouve un noyau de charge Ze immobile. Lorsque la particule en vol se rapproche du noyau, il souffre une force de répulsion Coulombienne. La particule projectile est obligée à se dévier de sa trajectoire de déplacement libre.

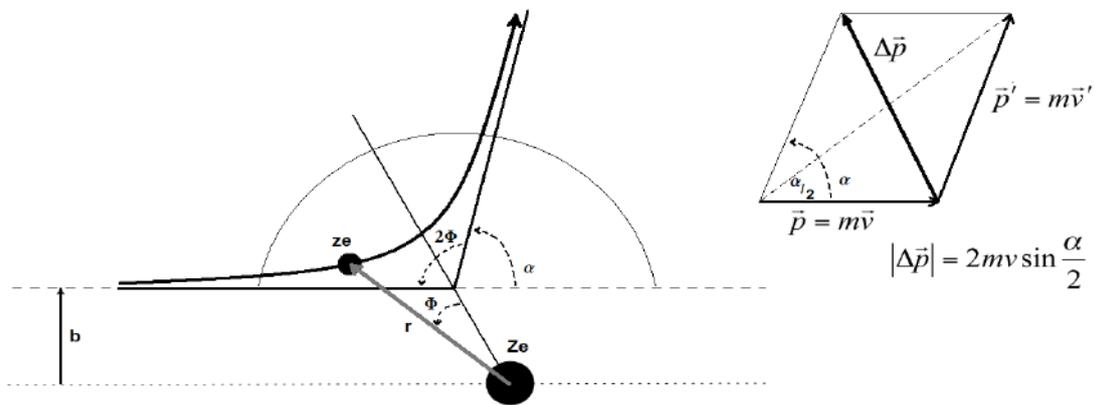


Figure 37 – Processus de déviation de la particule, *projectile*.

Deux axe essentiels sont conçus avec les vecteurs directeurs qui caractérise le déplacement de la particule en deux états bien définit, états initial (avant la répulsion coulombienne) et état final (après la répulsion coulombienne). L'angle sous-tendue par ces deux axes est 2ϕ , où ϕ peut varier entre $-(\pi-\alpha)/2$ pour un temps de $-\infty$ et entre $(\pi-\alpha)/2$ pour un temps de $+\infty$. La différence entre l'impulsion de la particule à l'état final $\vec{p}' = m\vec{v}'$ et à l'état initial $\vec{p} = m\vec{v}$, est représenté comme $|\Delta\vec{p}| = 2mv \sin(\frac{\alpha}{2})$. Sachant que la la force est définie comme la dérivée total de l'impulsion dépendante du temps, deuxième loi de Newton,

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt}.$$

La force décrite par le système en collision élastique est une force central, c'est-à-dire que \vec{F} dépend de r , où le radius r est la distance entre la particule projectile et le noyau. Réalisant l'intégrale définie entre $r \in [+\infty, -\infty]$ de la force pour tout réel t ,

$$\Delta\vec{p} = \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{F}(r) dt.$$

Selon le système représenté sur la Figure 37, la projection du vecteur force sur le vecteur direction r est $F(r) \cos(\phi)$. La vitesse angulaire est définie comme l'angle de

giration par unité de temps différentiel, son module $|d\phi/dt| = d\phi/dt$. Si nous réalisons ces substitutions, les limite d'intégration changent car l'angle ϕ apparaît. Or, nous pouvons réécrire la variation de l'impulsion,

$$|\Delta\vec{p}| = \int_{+\frac{\pi-\alpha}{2}}^{\frac{\alpha-\pi}{2}} F(r) \cos \phi \frac{d\phi}{\left|\frac{d\phi}{dt}\right|} . \quad (31)$$

Sachant que la force centrale de coulomb est $F(r) = Zze^2/r^2$, la vitesse angulaire est $|d\phi/dt|$ et souvenons-nous que $|\Delta\vec{p}| = 2mv \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)$; l'équation (31) peut être réécrite comme :

$$b \sin \frac{\alpha}{2} = \frac{Zze^2}{2mv^2} \int_{+\frac{\pi-\alpha}{2}}^{\frac{\alpha-\pi}{2}} \cos \phi d\phi .$$

Par conséquence, réalisant l'intégral le paramètre d'impact peut être obtenus,

$$b = \frac{Zze^2}{mv^2} \cot \frac{\alpha}{2} . \quad (32)$$

La description du paramètre d'impact est tout-à-fait valable pour une particule isolée. Mais, il doit être établi la définition de la section efficace différentielle pour un ensemble de particule qui constitue un faisceau. Après une interaction du faisceau avec un échantillon matériel, il se crée une diffusion de particules dans tout l'espace sphérique. Le dispositif de détection réalise la mesure du nombre de particules qui peuvent être dispersées par l'échantillon sous un certain angle solide, et à une distance déterminé du centre de diffusion. La section efficace de diffusion différentielle dépend uniquement de l'énergie E et peut être écrite comme suit :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{\varphi} \frac{dN_s}{d\Omega} ,$$

où $dN_s/d\Omega$ est le nombre de particules dN_s dispersé selon un différentiel d'angle solide $d\Omega$ par unité de temps et φ est l'angle qui détermine la taille du faisceau. Si les suivantes substitutions réalisée : nombre de particules différentielles $dN_s = 2\pi\varphi b db$ dispersées dans l'intervalle angulaire $d\alpha$ et sous l'angle solide de $d\Omega = 2\pi \sin \alpha d\alpha$, nous arriverons à l'expression suivante :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{b}{\sin \alpha} \left| \frac{db}{d\alpha} \right| .$$

En réalisant la substitution adéquat du paramètre d'impact dans l'expression de la section efficace de diffusion différentielle, nous obtenons une expression tel que :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \left(\frac{Zze^2}{mv^2} \right)^2 \frac{\cos\left(\frac{\alpha}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)} \frac{1}{\sin(\alpha)} \frac{1}{2 \sin^2\left(\frac{\alpha}{2}\right)} = \\ &= \left(\frac{Zze^2}{mv^2} \right)^2 \frac{\cos\frac{\alpha}{2}}{\sin\frac{\alpha}{2}} \frac{1}{2 \sin\frac{\alpha}{2} \cos\left(\frac{\alpha}{2}\right)} \frac{1}{2 \sin^2\left(\frac{\alpha}{2}\right)} . \end{aligned}$$

La solution a cette expression est connue comme la section efficace différentielle de diffusion dans le référentiel centre de masse, ou connue sous le nom de Formule de Rutherford,

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{CM} = \left[\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4 E_c \sin^2\left(\frac{\theta_c}{2}\right)} \right]^2 .$$

Où E_c et θ_c , sont l'énergie et l'angle de diffusion dans le référentiel centre de masse ; respectivement.

B Table d'Équivalente Physique et Calcule d'Incertitude

Une table de constante et d'équivalence physique [5] est représenté sur la Table 5, les valeurs sont utilisées pour réalisés les exemples numériques de ce mémoire.

Table 5 – Table d'équivalence paramétrique.

1 u.m.a $\equiv 931,494 \text{ MeV c}^{-2}$	$k_B \simeq 8,62 \cdot 10^{-5} \text{ eV K}^{-1}$
$R = 83,14 \text{ L mbar K}^{-1} \text{ mol}^{-1}$	$N_{Avo} = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ molécules mol}^{-1}$
1 atm = 760 torr = 101,325 kPa = 1013,25 mbar	1 barn = $10^{-28} \text{ m}^2 = 10^{-24} \text{ cm}^2$
1 rpm/min = $1,047 \cdot 10^{-1} \text{ rad/s}$	1 Ci = $3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bq}$

Soit une mesure quelconque $q(x_1, x_2, \dots, x_n)$ qui dépend des paramètres x_1, x_2, \dots, x_n ; où n est le nombre total de mesure. La statistique [10] nous dit que la propagation d'incertitude appliqué sur la mesure q est décrite, par l'expression général :

$$\delta q(x_1, x_2, \dots, x_n) = \sqrt{\left(\frac{\partial q}{\partial x_1} \delta x_1\right)^2 + \left(\frac{\partial q}{\partial x_2} \delta x_2\right)^2 + \dots + \left(\frac{\partial q}{\partial x_n} \delta x_n\right)^2},$$

où $\delta x_1, \delta x_2, \dots, \delta x_n$ sont les incertitudes des mesures x_1, x_2, \dots, x_n . Pour obtenir l'incertitude de la fluctuation statistique R , ou résolution des dispositif de mesure, nous appliquons la formule et la solutions est :

$$\delta_R = \sqrt{\left(\frac{1}{\mu} \delta_{FWHM}\right)^2 + \left(-\frac{FWHM}{\mu^2} \delta_\mu\right)^2}.$$

Bibliographie

- [1] Livingston M.Stanley , High-Energy Accelerators , New York.NY London-Interscience , pp. 150-152 , 1954.
- [2] Ragnar Helborg , Electrostatic Accelerators , Springer , pp. 89-100/193-215 , 2005.
- [3] Kenneth S.Krane , Introduction Nuclear Physiscs , Oregon State University , pp.564-570 , 1987.
- [4] Paul A.Tipler & Gene Mosca , Physics for Scientists and Engineers with Modern Physics , W.H.Freeman and Company New York , pp.693-800 , 2008.
- [5] David R. Lide , CRC Hanbook of Chemistry and Physics , National Institute of Standards and Technology , pp.1/15-56 , 2009-2010.
- [6] C.Guy Suits and Miles J.Martin , Biographical Memoir to Irving Langmuir 1881-1957 , National Academy of Sciences , pp.228 , 1974.

- [7] Irving Langmuir et L.Tanks , Oscillations in Ionized Gases , Science , 14 , 627 , 1928.
- [8] I. Kiss et al. , Modified extraction geometry in a radio-frequency ion source , Revue Phys. Appl. , pp. 1481-1485 , 12 , 1481 , Octobre 1977.
- [9] David M.Hata , Introduction to Vacuum Technology , Pearson Prentice Hall , pp. 35-111 , 2008.
- [10] B. Beckhoff & B. Kanngiesser and al. , Handbook of Practical X-Ray Fluorescence Analysis , Springer , pp. 54 - 59 , 2006.
- [11] Michael F. L'Annunziata , Handbook of Radioactivity Analysis , Academic Press , pp. 3 - 8 , Août 2003.
- [12] Glenn F.KNOLL , Radiation Detection and Measurement , John Wiley & Sons, Inc , pp. 65-119 , 16 Août 2010.
- [13] Wei-Kan Chu et al. , Backscattering Spectrometry , California Institute of Technology , pp.1-116 , 1978.
- [14] Simulation program for the Analysis of NRA, RBS and ERDA (“www.simnra.com ”)
- [15] P.V. Vavilov , Ionization Losses of High-Energy Heavy Particules , Soviet Physics Jetp , pp.751-749 , 5 , 4 , Novembre 1957.
- [16] Payne, M.G. , Energy straggling of heavy charged particles in thick absorbers , Phys. Rev , pp. 611-623 , 185 , 2 , Septembre 1969.
- [17] Griffiths David Jeffrey , Introduction to Quantum Mechanics , Reed College , pp. 352-355 , 1994.
- [18] K.Drogowska and al. , Diffusion and chemical composition of TiN_xO_y thin films studied by Rutherford Backscattering Spectroscopy , Surface Science , pp. 1012-1014 , 273 , 2010.
- [19] E.Alves and al. , Structural and optical studies of Au doped titanium oxide films , Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B , pp. 66-65 , 272 , Février 2012.
- [20] M.Mayer and al. , Rutherford backscattering analysis of porous thin TiO_2 films , Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B , pp. 86-87 , 273 , 2012.