

**DEA Physique et Technologie des Grands Instruments
Université Paris XI
1999-2000**

Cyril BACHELET

Sujet :

TESTS ET DEVELOPPEMENTS D'UN EMITTANCE-METRE POUR LA
MISE EN EVIDENCE D'UN REFROIDISSEMENT DE FAISCEAUX POUR
L'EXPERIENCE MISTRAL

**Sous la direction de :
Monsieur David LUNNEY**

Laboratoire CSNSM

Introduction

Depuis bientôt 30 ans, l'étude des noyaux très éloignés de la vallée de la stabilité ou exotiques à beaucoup progressé grâce aux développements d'équipements de production et de spectromètres performants spécialement adaptés aux mesures des masses. La masse atomique est une donnée fondamentale pour la compréhension de la structure nucléaire.

L'équipe par laquelle j'ai été encadré durant mon stage, Masse Atomique du CSNSM, a en charge le développement de spectromètre de masse MISTRAL qui est installé au CERN auprès du séparateur d'isotopes en ligne d'ISOLDE où sont produits les ions radioactifs.

Afin d'améliorer sa capacité de sensibilité pour avoir une meilleure précision, un système de refroidissement de faisceaux. Ce système permettra de diminuer l'émittance du faisceau provenant d'ISOLDE. Pour savoir s'il y a refroidissement de faisceau et afin de l'optimiser, le développement d'un émittance-mètre est apparu indispensable.

Le sujet de mon stage a été de participer à une partie du développement et d'effectuer les premiers tests de ce détecteur, dans un premier temps sur la ligne de faisceau ISOLDE et sur le banc d'essai du système de refroidissement installé à Orsay.

TABLE DES MATIERES

1	L'EXPÉRIENCE MISTRAL (MASS MEASUREMENT AT ISOLDE USING A TRANSMISSION AND RADIOFREQUENCY SPECTROMETER ON LINE)	5
1.1	But de l'expérience	5
1.2	Principe de mesure de masse avec MISTRAL	6
1.3	Le système de refroidissement de faisceaux (Buffer gas cooling)	7
2	L'ÉMITTANCE-MÈTRE	9
2.1	L'émittance d'un faisceau [Ref 4]	9
2.2	Principe de l'émittance-mètre	10
2.3	Equations du mouvement d'une particule dans l'émittance-mètre	12
2.3.1	Les deux premières paires d'électrodes	12
2.3.2	La dernière paire d'électrodes	13
2.4	Estimation de la contribution des effets de bords	14
3	MESURES D'ÉMITTANCE	18
3.1	Dispositif expérimental	18
3.2	Résolution de l'appareil	19
3.3	Nos premières figures d'émittance	19
3.4	Effets de la focalisation	21
3.5	Conservation de l'émittance	23
4	CONCLUSION	25
5	RÉFÉRENCES	26

1 L'expérience MISTRAL (Mass measurement at Isolde using a Transmission and Radiofrequency spectrometer on Line)

1.1 But de l'expérience

L'expérience MISTRAL a pour but la détermination de la masse atomique de noyaux de très courte durée de vie, c'est à dire inférieure à une seconde, afin de pouvoir tester les modèles de la structure nucléaire et les formules de masse loin de la stabilité. Connaître la masse des noyaux est fondamental, car elle permet de connaître les interactions se déroulant à l'intérieur par l'intermédiaire de l'énergie de liaison. Sa mesure, qui exige une grande précision, permet d'approfondir notre connaissance sur la structure et les propriétés des noyaux [Ref 1].

Les noyaux mesuré par MISTRAL, sont produits par un séparateur d'isotopes en lignes ISOLDE, au CERN [Ref 2], où un faisceau primaire de protons de 1 GeV est dirigé vers une cible épaisse portée à la haute tension. Les fragments de réactions nucléaires sont alors ionisés et accélérés à 60 keV, puis triés en masse par un séparateur de masses magnétique, puis transportés vers le spectromètre de masse MISTRAL (figure 1.1.1).

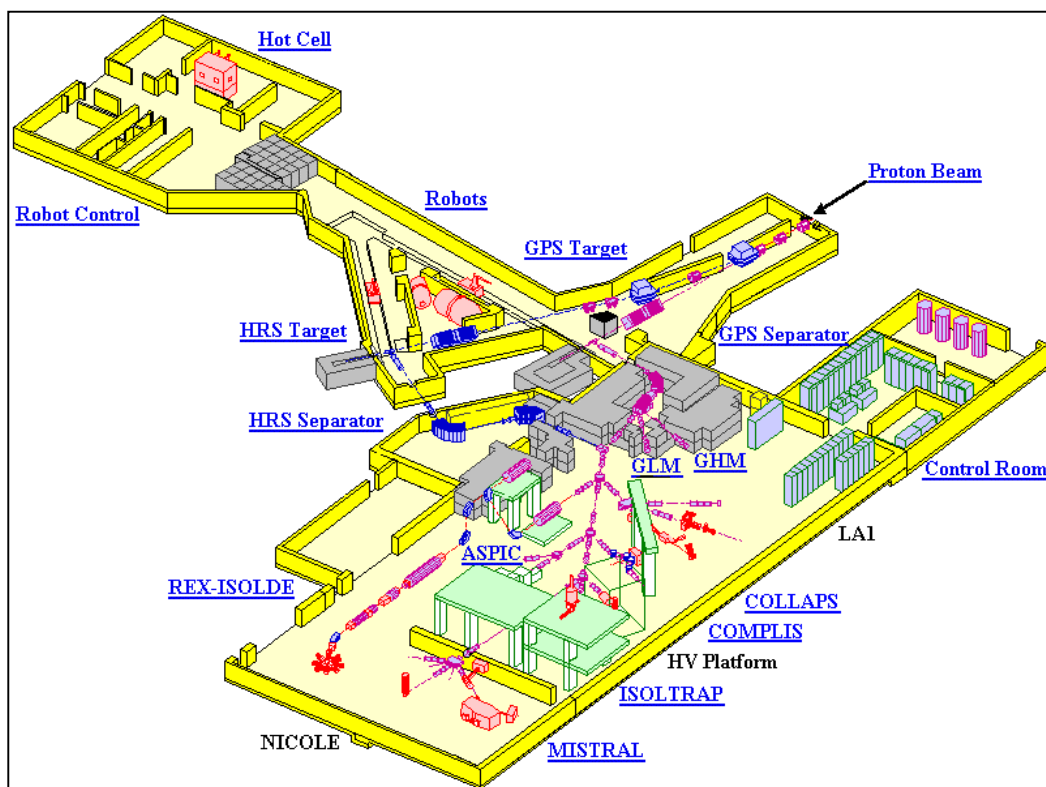


Figure 1.1.1 : le hall d'ISOLDE

L'atout majeur de MISTRAL est d'effectuer la mesure très rapidement avec le faisceau d'ISOLDE directement injecté sur le spectromètre. La durée de vie des noyaux mesurés, n'est limitée que par le temps de vol des ions. Ainsi, la masse de plus de 100 noyaux devraient voir leur précision améliorée ou être mesurée pour la première fois.

1.2 Principe de mesure de masse avec MISTRAL

La mesure de masse utilise le mouvement d'une particule chargée plongée dans un champ magnétique homogène, où elle décrit un mouvement circulaire dont la fréquence dépend de la masse de la particule. Cette fréquence est appelée fréquence cyclotron, qui dépend du rapport masse sur charge q/m et du champ magnétique \mathbf{B} : $f_c = \frac{qB}{2m\pi}$. Le principe est de mesurer cette fréquence de rotation et de la comparer avec celle d'une masse connue.

Techniquement ; il consiste en un aimant délivrant un champ magnétique intense et homogène dans un cylindre de un mètre de diamètre. Ces ions sont injectés dans le spectromètre à travers une fente fine, où ils font deux tours pour être ensuite éjectée par la fente de sortie, au-delà de laquelle ils seront collectés. A la fin du premier et du troisième demi-tour, il traverse le modulateur à radiofréquence (Figure I.2.1). Si la modulation RF est appliquée de façon à ce que le champ RF accélérateur soit de phase opposée pour les 2 traversées, l'accélération résultante (après 2 tours) est nulle, et la transmission à travers le système est maximale. Lorsque la fréquence de modulation est balayée, on obtient une succession de pics étroits, centrés sur la fréquence de résonance et reliée à la fréquence cyclotron par la relation : $f_{RF} = (n + 1/2)f_c$ où n est un entier appelé rang harmonique.

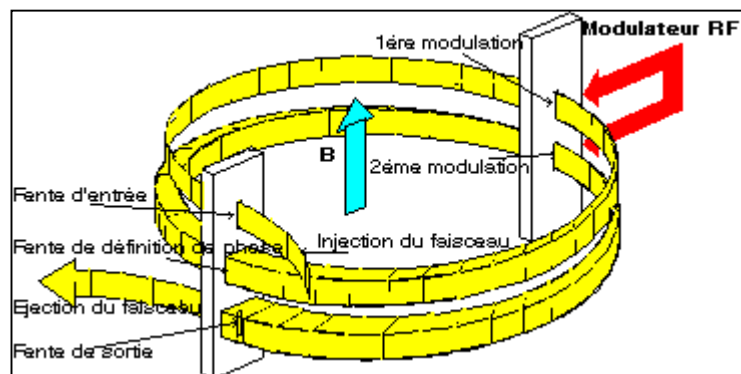


Figure 1.2.1 : spectromètre à radiofréquence

Comme le champ magnétique ne peut être connu avec une précision suffisante, on mesure cette fréquence avec des ions de référence dont la masse est très bien connue. Ces ions de référence seront fournis par une source propre à l'expérience. La masse du noyau A à déterminer sera alors donnée par la comparaison des deux fréquences des ions A et B, en rotation alternativement sur la même trajectoire amenée par une série de fentes. On utilise la relation : $m_A f_A = m_B f_B$.

Pour s'assurer que les deux ions voient le même champ magnétique, le spectromètre comporte une série de fentes. L'optimisation de la transmission à travers les fentes constitue alors une part importante de la mise au point du spectromètre. Cette transmission dépend de l'émittance du faisceau injecté et de l'acceptance du spectromètre. Cette dernière est fixée par la géométrie du spectromètre, par la dimension des fentes qui va arrêter une partie du faisceau pour imposer sa propre émittance mais réduire sa sensibilité. Comme la production des noyaux exotiques est par définition très faible, une bonne sensibilité est capitale pour effectuer ces mesures. Il est impossible d'augmenter la taille des fentes, car l'inhomogénéité du champ magnétique va induire des variations trop élevée de la fréquence cyclotron des ions pour garder une précision suffisante sur la mesure. Afin d'augmenter la transmission, donc la sensibilité, du spectromètre, le groupe a donc décidé d'élaborer un refroidisseur de faisceau, qui peut réduire l'émittance sans réduire l'intensité du faisceau.

1.3 Le système de refroidissement de faisceaux (Buffer gas cooling)

L'émittance est une des principales caractéristiques d'un faisceau, qui dépend de plusieurs paramètres de la source. Le théorème de Liouville (voir 2.1) nous dit que l'émittance est conservée tout du long d'une ligne d'optique sauf dans les cas suivant :

- diminution du nombre de particule par un diaphragme ou une fente,
- forces ne dérivant pas d'un potentiel, comme la charge d'espace,
- changement d'énergie cinétique.

Afin d'exploiter MISTRAL pour la mesure de masses, il faut garder un énergie suffisamment basse pour que les ions reste dans le champ magnétique (i.e. pas d'accélération pour diminuer l'émittance). Et les faisceaux radioactifs sont faibles par définition, donc on peut pas tolérer une réduction d'intensité. Il reste un seul choix pour diminuer l'émittance :refroidir le faisceau.

Il existe plusieurs techniques pour refroidir un faisceau :

- laser,
- stochastique,
- électrons,
- resistif,
- gaz tampon.

Le choix s'est porté sur le refroidissement par gaz, car c'est la plus universelle, et elle est aussi d'une grande rapidité, ce qui est nécessaire pour la mesure d'ions radioactifs à très courte durée de vie. Le principe est de thermaliser les ions dans un reservoir de gaz. De l'hélium est utilisé car il est inerte et léger, ce qui permet un transfert d'énergie des ions vers le gaz. Pour contrecarrer la diffusion du faisceau dans le gaz, on fait le refroidissement dans un dispositif qui créé une force de rappel sur les ions :un quadrupôle relié à une radiofréquence qui guide les ions pendant le transfert d'énergie de façon à ce qu'ils restent sur l'axe de propagation du faisceau [Ref 3].

Avec cette méthode, il faut trouver un compromis sur la pression de gaz à injecter dans le quadrupôle, car plus la pression de gaz tampon est grande et plus le refroidissement est rapide. Mais la pression ne doit pas être non plus trop élevée, car la radiofréquence peut aller jusqu'à 200 V crête à crête, de plus le faisceau d'ISOLDE étant de 60 keV, il est nécessaire de le décélérer afin d'éviter toutes sortes de réaction avec le gaz. La décélération implique que le système doit être porté à très haute tension, donc une pression trop élevée serait propice à des claquages préjudiciables pour le refroidisseur.

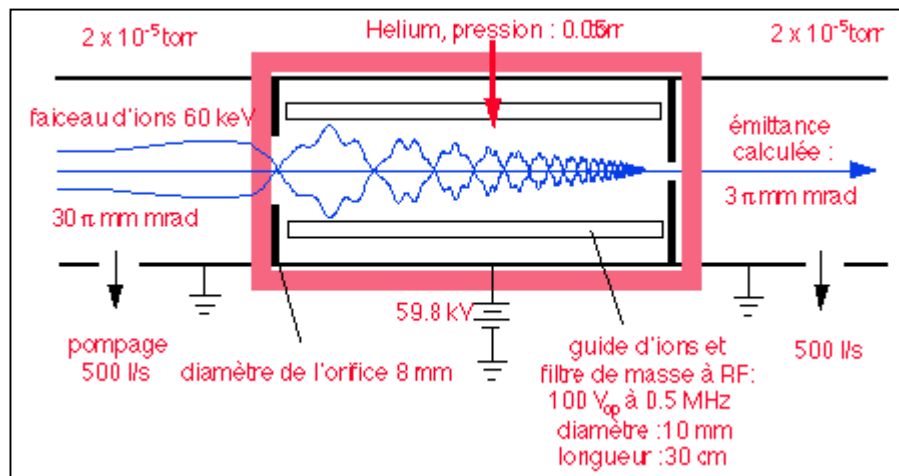


Figure 1.3.1 :schéma simplifié du système de refroidissement

Afin de mettre en évidence le refroidissement et d'optimiser tous les paramètres pour avoir une réduction d'émission maximale, le groupe a décidé de développer un émission-mètre.

2 L'émittance-mètre

2.1 L'émittance d'un faisceau [Ref 4]

La résolution de l'équation de Lorentz peut nous permettre d'obtenir la trajectoire de toute particule connaissant sa position initiale dans l'espace des phases à 6 dimensions défini par (x,y,z) et (p_x,p_y,p_z) . Cependant nous ne nous intéressons pas ici aux trajectoires individuelles des particules, mais au comportement d'un ensemble d'entre elles formant un faisceau. De ce point de vue, l'espace des phases doit être employé pour décrire l'état du faisceau, un point aura comme coordonnées la position et la vitesse d'une particule selon un axe.

La dynamique d'un ensemble de particules dans l'espace des phases est conditionnée par le théorème de Liouville décrivant l'évolution en temps dans l'espace des phases et qui s'énonce :

« Pour un ensemble de particules en mouvement la densité $\rho(x,p_x,y,p_y,z,p_z)$ de particules dans l'espace des phases est invariante. »

Cela signifie qu'un ensemble de particules occupant un certain volume et le conserve au fil du temps : si on réduit la largeur du faisceau, par exemple en focalisant, sa divergence augmente en conséquence.

Les éléments d'optique utilisés, quadrupôles et secteurs, présentent au premier ordre des équations du mouvement totalement découplées par rapport aux coordonnées spatiales. Ceci apporte une simplification dans le traitement de l'émittance d'un faisceau, dans le sens où cela permet de considérer séparément la conservation du volume dans les espaces des phases bi-dimensionnels (x,p_x) , (y,p_y) , (z,p_z) .

Par la suite, nous considérerons que les émittances dans les espaces (x,p_x) et (y,p_y) comme des fonctions de z , i.e. le sens de propagation du faisceau. Compte tenu de la définition de $x' = p_x/p_z$ et $y' = p_y/p_z$, on montre qu'il est équivalent de considérer la conservation de l'aire dans les plans (x,x') et (y,y') .

La distribution de la densité des particules dans l'espace des phases à une forme de gaussienne. Cela impose, ne pouvant pas prendre en compte toutes les particules, de définir une émittance relative au pourcentage d'entre elles. Elle est généralement donnée à 90 ou 95%. Pour la calculer, on suppose que l'émittance a une forme d'ellipse dont l'aire est égale à $\pi.(x_0.a_0)$ (Figure 2.1.1).

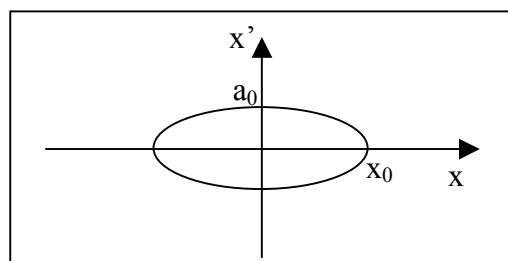


Figure 2.1.1 : représentation de l'émittance dans le plan (x,x')

Les unités dimensionnelles sont en mm, celles des angles en mrad et nous noterons l'émittance en $\pi.mm.mrad.$

2.2 Principe de l'émittance-mètre

Pour obtenir le diagramme d'émittance, on utilise deux fentes devant lesquelles on fait balayer le faisceau électrostatiquement afin de mesurer l'émittance (Figure 2.2.1). Il aurait été équivalent de déplacer les fentes mais cela impliquait une mécanique trop complexe avec des commandes à l'extérieur qui dégraderaient le vide. Le système est composé de trois paires d'électrodes et de deux fentes réglables. Les deux premières paires d'électrodes permettent une translation du faisceau sans modifier son angle. La première fente permet alors de sélectionner un Δx du faisceau, afin de pouvoir faire une sélection en angle avec la troisième paire d'électrodes (Figure 2.2.2).

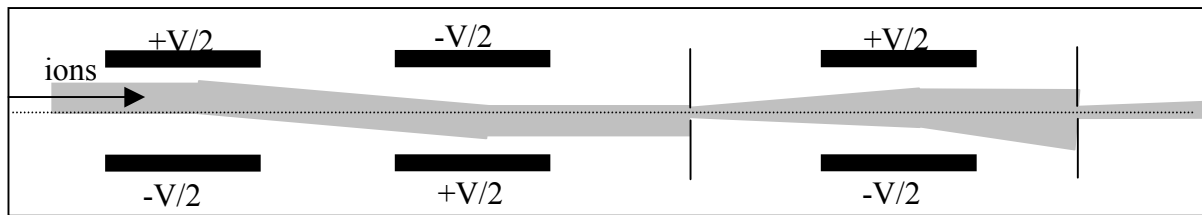


Figure 2.2.1 :schéma du principe de mesure d'émittance par balayage électrostatique

Le potentiel sur les électrodes est fourni par trois alimentations positives et trois négatives, pouvant générer jusqu'à 1250 volts. Elles sont commandées par un programme sous le logiciel LABVIEW sur PC, et l'acquisition se fait par le même programme [Ref 5].

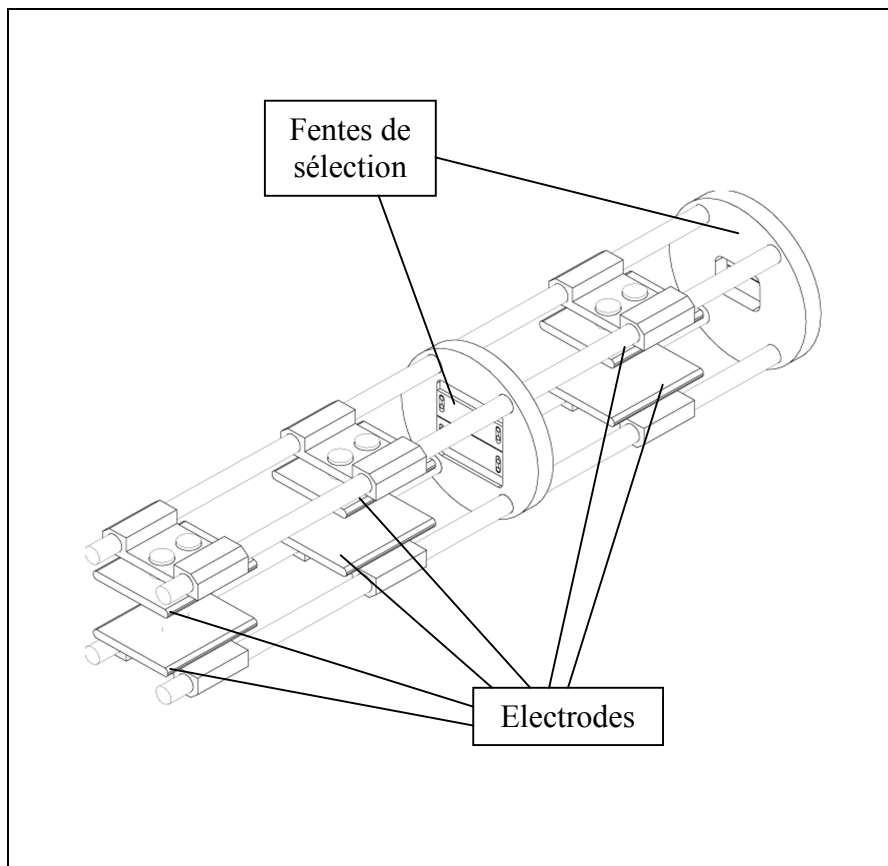


Figure 2.2.2 :système d'électrodes et de fentes pour le balayage du faisceau

Etant donné que nous voulons que l'émittance-mètre soit autonome et mobile, le système ne doit être le plus compact possible et son support doit permettre la rotation de l'instrument pour pouvoir faire des mesures sur différents axes. Il dispose également de son propre système de vide avec un pompe turbo moléculaire de 150 l/s et d'une jauge « Full Range » (Figure 2.2.3).

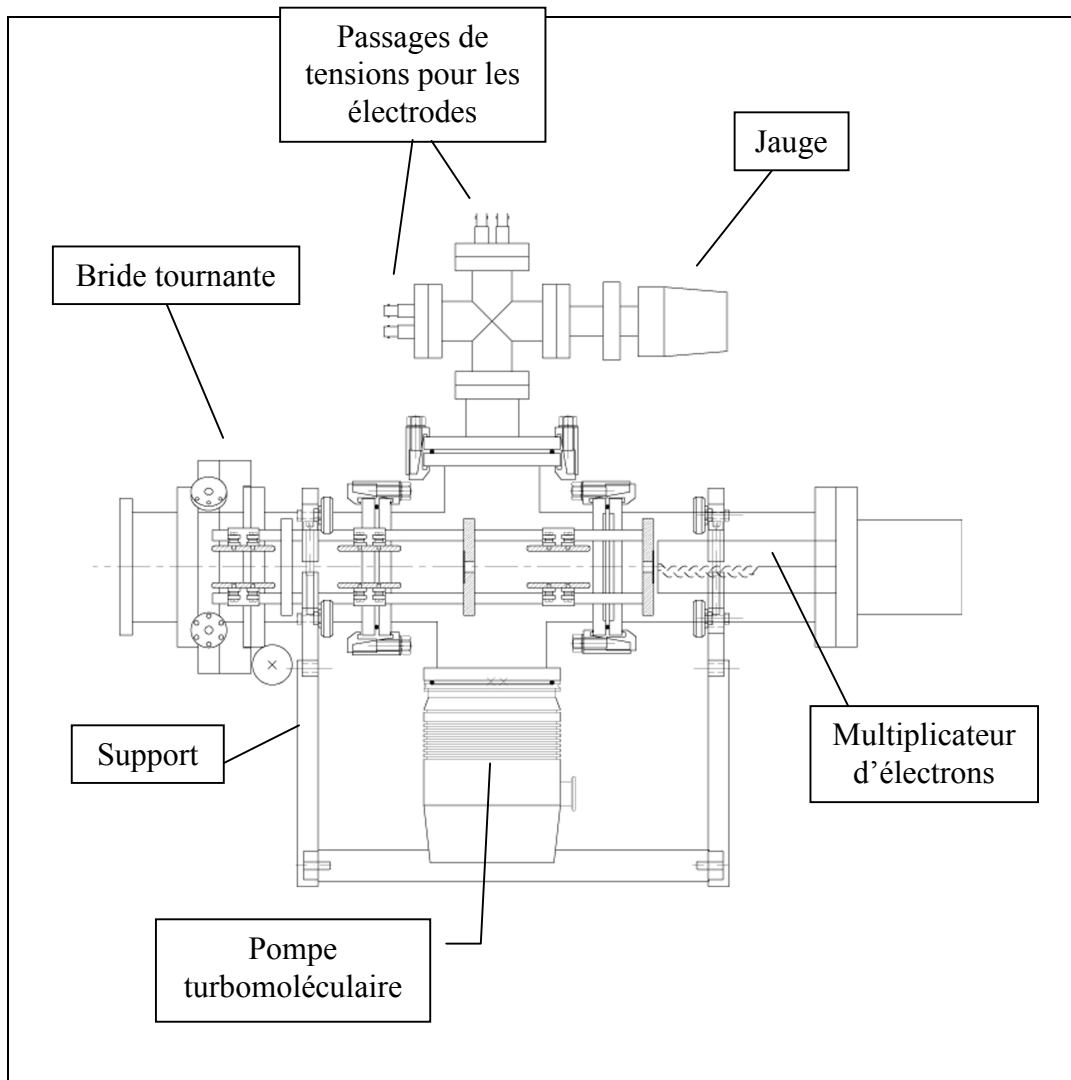
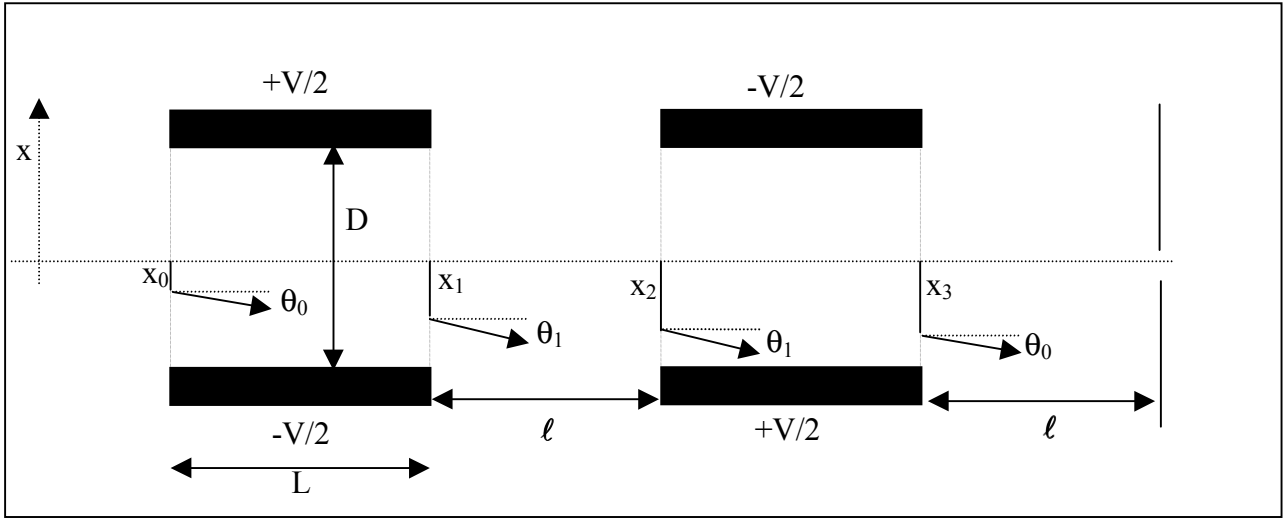


Figure 2.2.3 :schéma mécanique de l'émittance-mètre

2.3 Equations du mouvement d'une particule dans l'émittance-mètre

Pour connaître l'émittance d'un faisceau avec l'émittance-mètre, on doit pouvoir établir une correspondance entre le voltage appliqué sur les électrodes et l'abscisse ou l'angle que l'on mesure. On doit donc établir les équations du mouvement des ions entre les électrodes.

2.3.1 Les deux premières paires d'électrodes



Ici nous considérons que les électrodes n'ont pas d'effets de bords pour simplifier les calculs.

Prenons la première paire d'électrodes où on a les équations suivantes :

$$\begin{cases} m\ddot{z} = 0 \\ m\ddot{x} = qE = -q\frac{V}{D} \end{cases} \quad \begin{cases} \dot{z} = v_0 \cos \theta_0 \\ \dot{x} = -\frac{qV}{mD}t + v_0 \sin \theta_0 \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} z = v_0 \cos \theta_0 t \\ x = \left(-\frac{qV}{mD}t + v_0 \sin \theta_0 \right) t + x_0 \end{cases}$$

v_0 étant la vitesse de l'ion et V la différence de potentiel entre les deux électrodes

$$\text{- en } z=L : \quad z_1 = L = tv_0 \cos \theta_0 \quad \text{d'où} \quad t = \frac{L}{v_0 \cos \theta_0}$$

$$\text{et} \quad x_1 = -\frac{qVL^2}{2mD(v_0 \cos \theta_0)^2} + Lv \tan \theta_0 + z_0$$

$$\text{En approximant } \theta_0 \approx 0 : x_1 = -\frac{qVL^2}{2mDv_0^2} + z_0 = \frac{qVL^2}{4EcD} + z_0$$

$$\text{avec} \quad \dot{z}_1 = V_0 \quad \text{et} \quad \dot{x}_1 = -\frac{qVL}{mDv_0} \quad \text{donc} \quad \tan \theta_1 = \frac{\dot{x}_1}{\dot{z}_1} = -\frac{qVL}{2EcD}$$

Donc pendant l'espace entre les deux paires d'électrodes, on a :

$$x_2 = x_1 + \ell \tan \theta_1 = -\frac{qVL^2}{4EcD} + x_0 - \frac{qVL\ell}{2EcD}$$

A la sortie de la deuxième paire, on a $x_3 = \frac{qVL^2}{4EcD} + x_2 + L \tan \theta_1$

En remplaçant x_2 et $\tan \theta_1$ par les formules trouvées précédemment, on a :

$$x_3 = -\frac{qVL}{2EcD}(L + \ell) + x_0$$

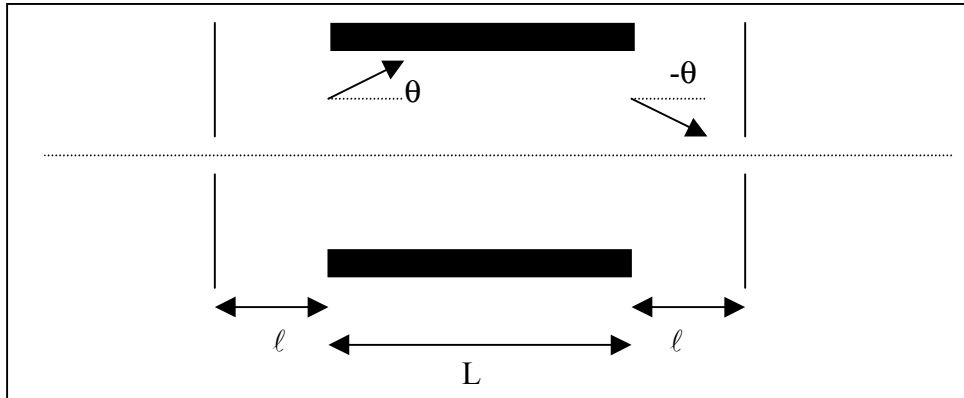
et on voit que la vitesse transversale est égale à ce qu'elle était à l'entrée de l'émission-mètre

$$\dot{x}_3 = \frac{qVL}{mDv_0} - \frac{qVL}{mDv_0} = 0$$

On trouve donc la translation d'un ion en fonction du potentiel appliqué :

$$\Delta = x_3 - x_0 = -\frac{qVL}{2EcD}(L + \ell)$$

2.3.2 La dernière paire d'électrodes



Pour cette dernière paire d'électrodes, on veut qu'un ion, qui a un angle et qui est passé par la première fente, passe par la deuxième fente. C'est à dire que l'ion doit avoir à la sortie de la paire d'électrodes un angle opposé à l'initial.

On reprend la formule donnant \dot{x} égale à l'opposé de la vitesse initial :

$$\dot{x} = -\frac{qVt}{mD} + v_0 \sin \theta = -v_0 \sin \theta$$

On obtient donc $\theta = \frac{qVL}{4EcD}$ en utilisant $t = \frac{L}{v_0 \cos \theta}$ et en supposant θ petit.

2.4 Estimation de la contribution des effets de bords

Les calculs que nous avons effectués précédemment, ne prenaient pas en compte les effets de bords des électrodes. En effet, on a supposé que le champ était nul en dehors des plaques et constant entre (Figure 2.4.1).

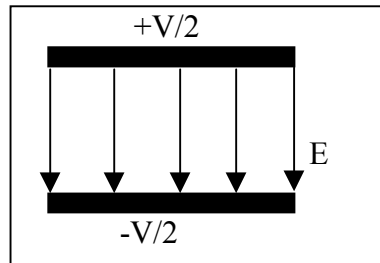


Figure 2.4.1 : forme du champ électrique supposé pour les calculs

Or il en est tout autrement dans la réalité, à cause des effets de bords, les ions subissent le champ électrique avant et après avoir traversé les électrodes. Pour se rendre compte des effets que cela implique sur le calcul, on utilise le logiciel Simion. Simion est un programme de calcul électrostatique en utilisant la méthode des différences finies pour l'équation de Laplace. Il permet la simulation d'optique des ions sur PC en 2D ou en 3D. La structure de l'émittance-mètre rentrée dans Simion est en 2D afin de d'accélérer le temps de calcul et ne modifie en rien les résultats car . En premier lieu, on regarde la forme des équipotentielles (Figure 2.4.2).

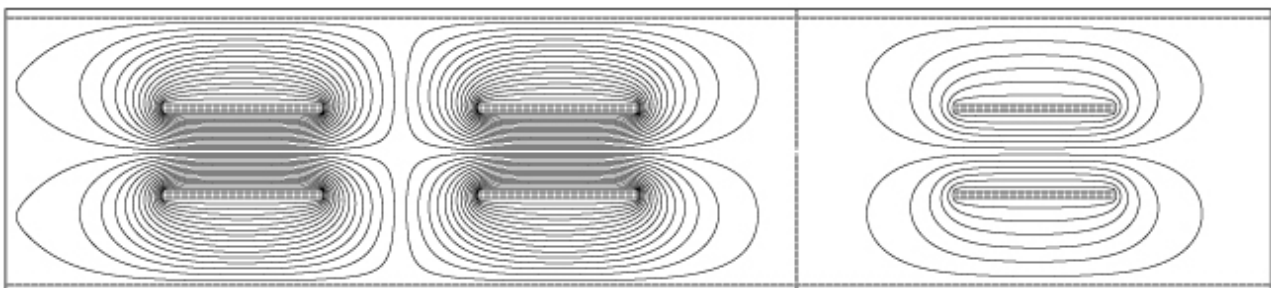


Figure 2.4.2 : forme des équipotentielles calculée par Simion

On peut voir sur la première électrodes, le potentiel qui tend vers 0 à l'infinie parce qu'il n'y a pas de masse imposée comme pour les autres plaques où la masse est imposée par les fentes de sélection. Ceci signifie que les ions vont subir les effets des électrodes bien avant qu'ils soient entre elles.

Pour mieux se rendre compte de l'influence des effets de bords, avec Simion on peut tracer le champ que ressent un ion lors de sa traversée de l'émittance-mètre. Ainsi on peut le comparer avec le champ que l'on applique en théorie (Figure 2.4.3). Cette figure représente le champ appliqué à l'ion lors de sa traversée des deux premières électrodes. On voit en bleu le champ parfait, et en noir le champ réel ressenti par un ion.

On peut voir que les effets du champ sont symétriques, l'angle qu'induit la première électrode est rattrapé par la seconde, l'angle de départ de l'ion n'est donc pas modifié après la seconde électrode. Mais l'angle qu'a l'ion après la première électrode est plus important que prévu, donc sa translation sera également plus importante. Pour avoir une idée de la valeur de la différence que cela cause, on intègre deux fois les deux formes de champ. On intègre deux fois car ces courbes sont proportionnelles à l'accélération que reçoivent les ions par l'influence du champ. Ainsi en intégrant deux fois par rapport au temps, on obtient une valeur proportionnelle à la translation de l'ion en fin de parcours.

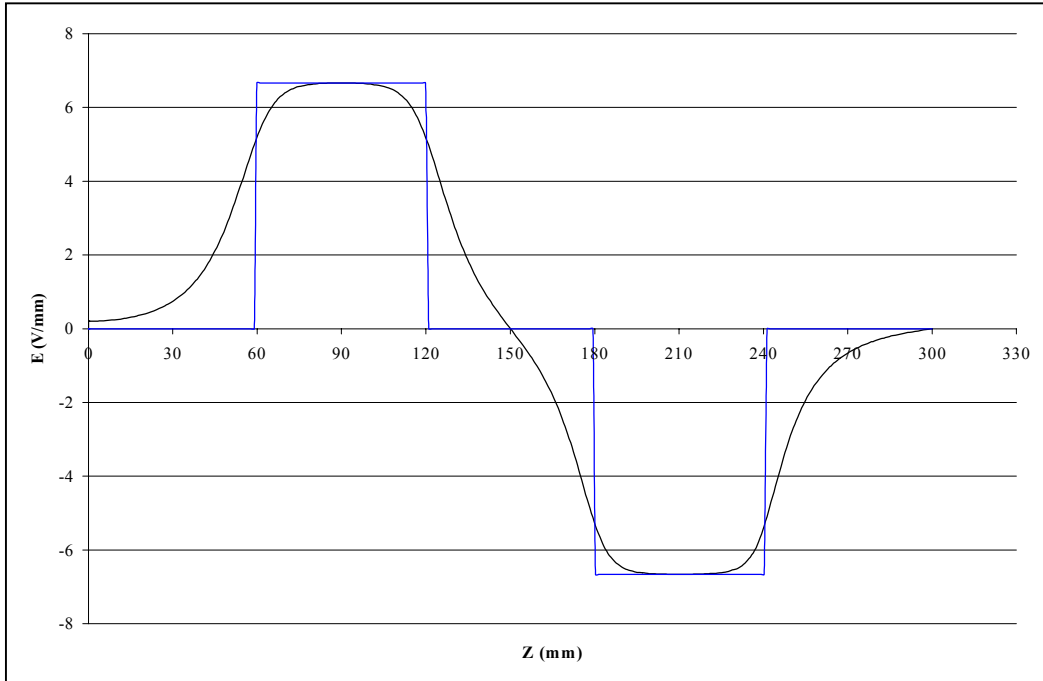


Figure 2.4.3 : champ ressenti par un ion théoriquement et par simulation pour un potentiel sur chaque électrode de $\pm 100 V$

On peut voir sur la Figure 2.4.4 la translation transversale, en fonction du temps, parfait et réel d'un ion en intégrant les la forme des champs.

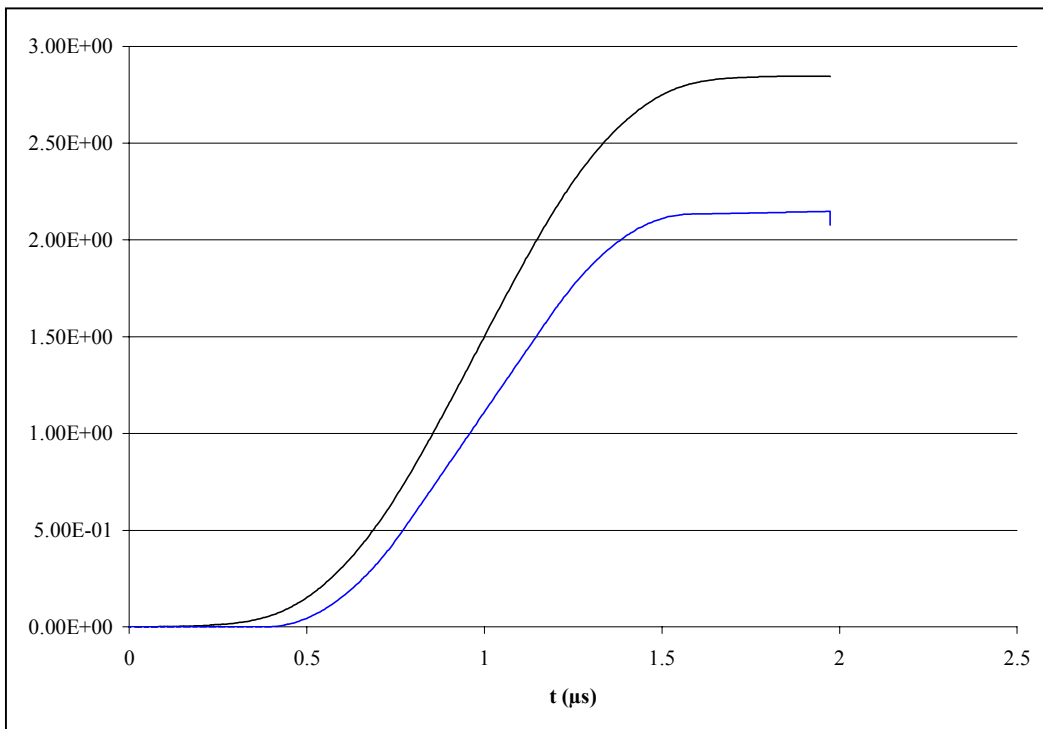


Figure 2.4.4 : double intégration par rapport au temps de la forme du champ vu par un ion de 6 keV

On a en gris la double intégration de du champ théorique et en noir celle du champ simulé, et les unités en abscisse sont proportionnelles à la translation de l'ion. On peut voir que la translation en prenant en compte les effets de bords, est bien plus importante qu'avec un potentiel parfait. Elle

nous donne directement une idée de la correction à donner aux formules pour avoir une conversion potentiels-positions et potentiels-angles réaliste. Ici elle est de 32%, car ce facteur n'est pas vraiment constant. En effet, il dépend de la position de l'ion au départ, il recevra un champ plus ou moins fort et imprévisible selon sa distance avec électrodes. On peut tracer le champ ressenti pour différentes positions de départ pour en voir l'effet (Figure 2.4.5).

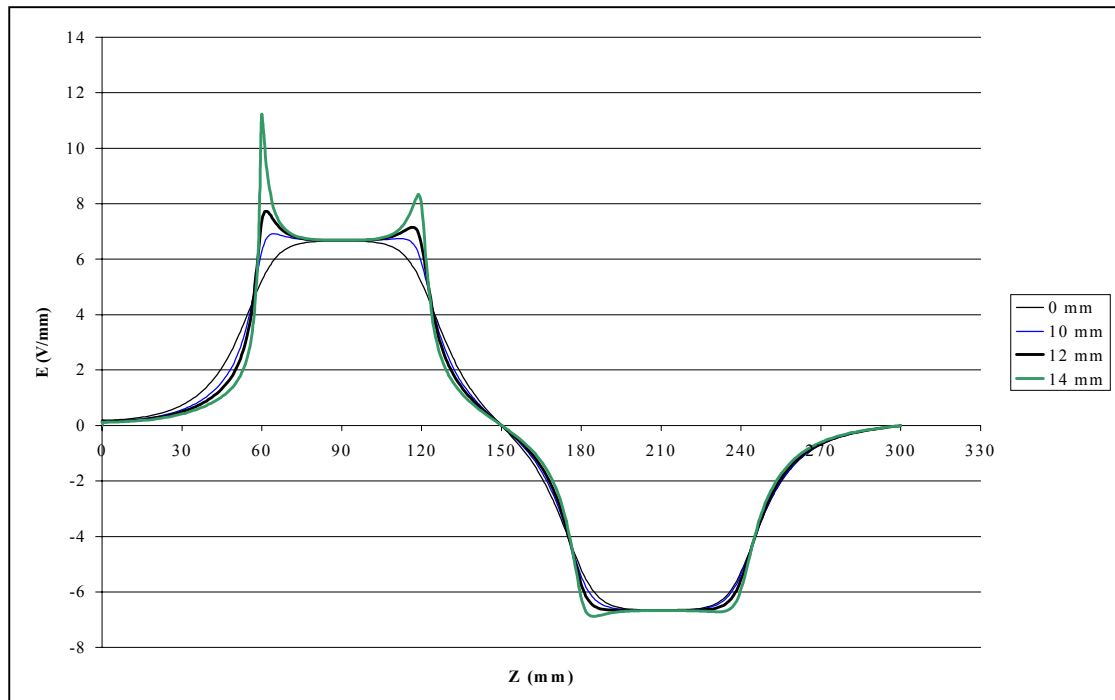


Figure 2.4.5 : forme du champ ressenti pour différentes positions transversales de l'ion

On peut remarquer que le champ appliqué n'est pas le même pour un ion qui a une abscisse de 0 mm que pour celui à 14 mm. Cela a pour effet de faire varier le facteur de correction qui prend en compte les effets de bords, mais ce facteur n'est que de quelques %. Pour la valeur extrême, il est de 37 %, ce qui permet de moyenniser la valeur à 35 % vu que la forme du champ est difficilement décrite par une équation. Cette approximation est satisfaisante car l'erreur commise est inférieure à la résolution de l'appareil.

Tout ce qui a été fait précédemment peut être fait pour la troisième paire d'électrodes, celles qui font la sélection en angle. Comme il ne s'agit que d'une seule paire, les effets se feront beaucoup moins sentir que sur la sélection transversale. En effet, en utilisant le facteur de correction de 35 %, les valeurs calculées ne diffèrent que de 0.8 % par rapport aux valeurs simulées pour différents angles à mesurer (Figure 2.4.6). Cette fois la variation du facteur de correction est complètement négligeable.

On peut aussi en profiter pour vérifier si les deux premières paires d'électrodes ne modifient pas l'angle de départ de l'ion incident. Pour cela on utilise le fait que Simion peut nous générer un tableau de la vitesse transversale et longitudinale de l'ion pendant son trajet pour prendre l'arctangente du rapport des deux vitesses (Figure 2.4.7).

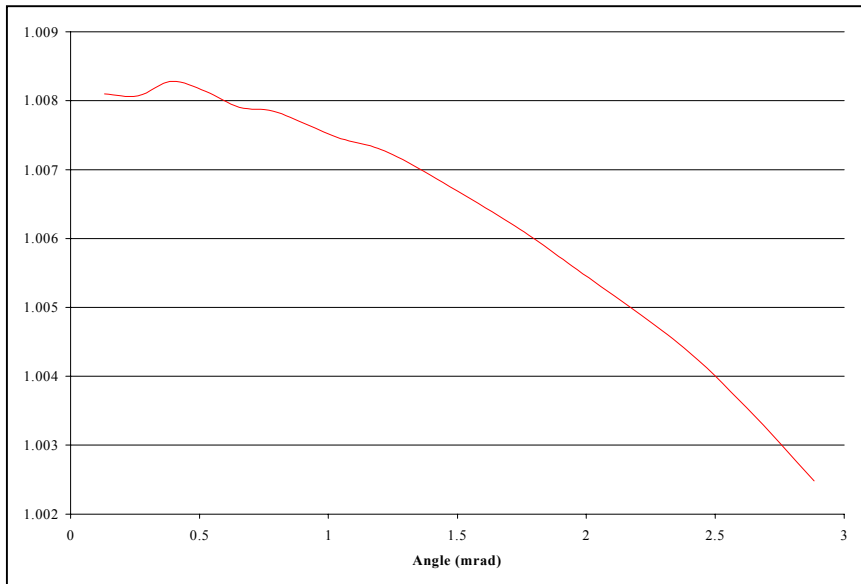


Figure 2.4.6 : rapport valeurs calculées / simulées avec la correction de 35 %

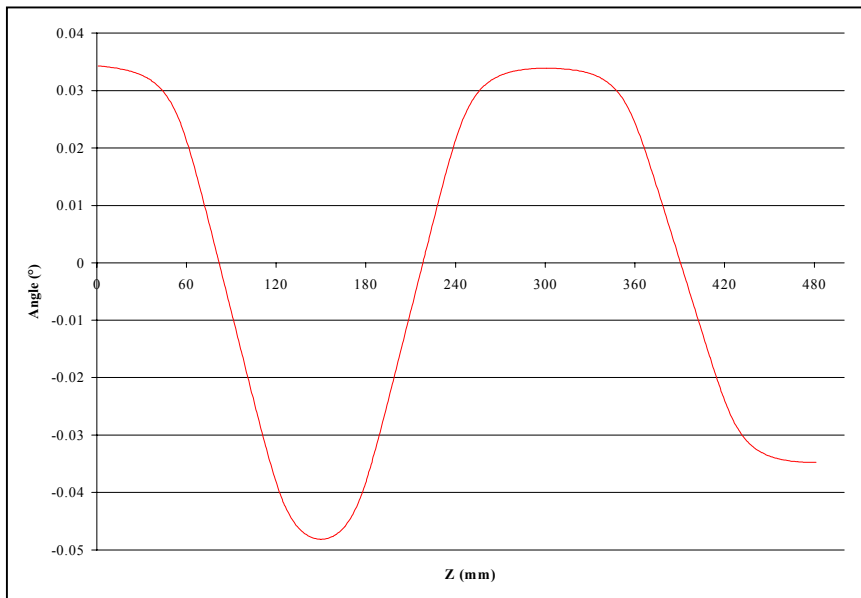


Figure 2.4.7 : angle de l'ion en fonction de sa position dans l'émission-mètre

On peut voir l'action des deux premières paires électrodes entre 0 et 300 mm, l'angle en 0 est complètement rétabli à 300 mm, i.e. la position de la première fente. Puis à la deuxième fente, à 480 mm, l'angle est opposé à l'initial pour pouvoir faire passer l'ion par la fente.

3 Mesures d'émittance

3.1 Dispositif expérimental

La ligne que l'on utilise pour faire les essais de l'émittance-mètre, était autrefois utilisé par le groupe Masse Atomique pour faire de la spectrométrie de masse. Elle consiste en une source d'ions, d'un aimant secteur, d'un doublet de quadropôles et de deux déflecteurs.

La source d'ions est une source à ionisation de surface. Elle est composée de morceaux de tantale chauffé à environ 1000 °C, où les impuretés vont alors s'évaporer à la surface du métal. Dans les impuretés on va alors trouver des alcalins, comme le sodium ou le potassium, qui vont très facilement perdre un électron au profit de la surface de tantale. On a alors la formation d'un ion positif qui va être extrait par une différence de potentiel entre la source, qui est portée à un potentiel positif, et la ligne, qui est à la masse, et qui va accélérer l'ion jusqu'à l'énergie désirée (jusqu'à 8 keV). Le faisceau est ici réglé par des électrodes déflectrices dans le sens vertical et horizontal et collimaté, afin de le faire passer par deux fentes réglables dans chacun des deux axes. Les ions vont alors être sélectionné en masse par un aimant secteur, de rayon 350 mm, qui fait une déviation de 90°. Le faisceau est focalisé par l'aimant sur un diaphragme de 2 mm de diamètre, directement suivi d'une fente réglable dans l'axe vertical. Le tout est suivi d'un doublet de quadropôles électrostatiques, le premier étant focalisant dans le sens vertical et défocalisant dans le sens horizontal et l'inverse pour le deuxième. Et finalement un jeu de déflectrices verticales et horizontales afin de corriger d'éventuel défauts de centrage de l'émittance-mètre par rapport à la ligne de transport.

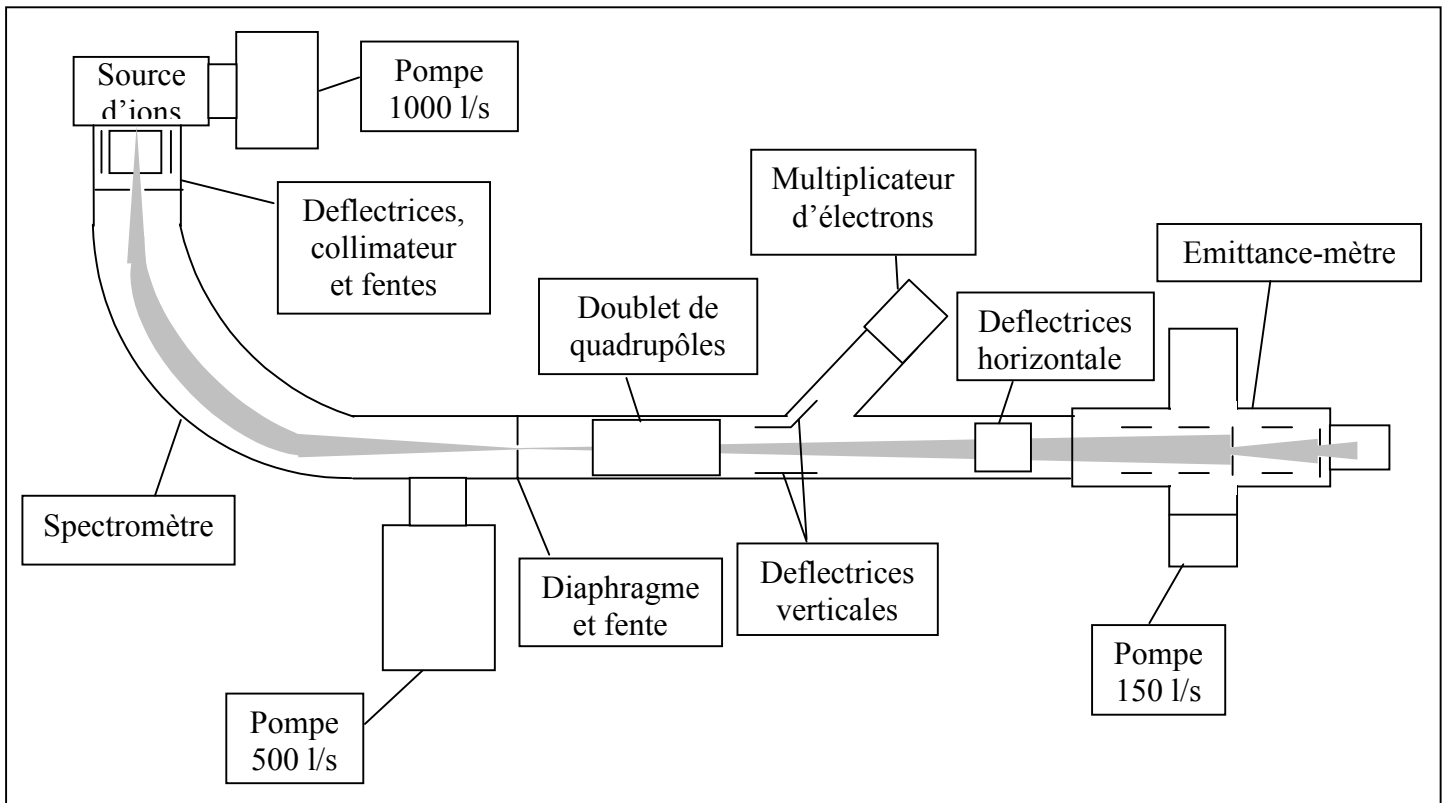


Figure 3.1.1: schéma simplifié du dispositif d'essai de l'émittance-mètre

3.2 Résolution de l'appareil

Avant toute mesure, il faut tenir compte de la résolution de l'émittance-mètre pour ne pas avoir de résultats aberrants. En effet, si on prend un pas de mesure inférieur à la résolution, on risque de compter plusieurs fois la même chose, ce qui a comme effet d'élargir les figures d'émittance.

La résolution en x , ne tient qu'à la largeur de la fente qui fait la sélection. Elle a été mise pour l'instant à 0.2 mm, on peut donc avoir un pas de mesure qui peut aller jusqu'à 0.2 mm.

Pour la résolution en angle, le problème est différent. Elle dépend de la largeur des deux fentes, sélection en position et en angle, mais aussi de la distance qu'il y a entre elles. On peut s'en rendre compte sur la Figure 3.2.1, où on voit bien que la tangente de la moitié du pas minimum est égal à la somme de la demi-largeur des deux fentes divisée par la distance entre.

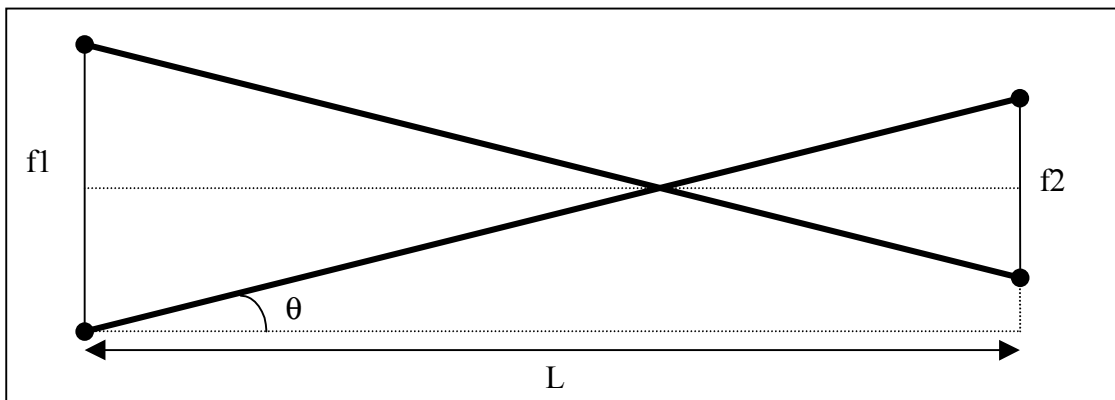


Figure 3.2.1: résolution en angle de l'émittance-mètre

Sur cette figure, pour mieux voir les choses, j'ai mis la première fente plus large que la deuxième. En réalité, elles sont toutes les deux égales à 0.2 mm pour l'instant.

Pour le moment, comme on a $L=180$ mm, on a une résolution angulaire de 2.2 mrad, ce qui risque de ne pas être suffisant pour les petites émittances que l'on va mesurer. Il faudra donc prévoir un rallongement de la distance entre les deux fentes car il est difficile de descendre en dessous de 0.2 mm d'ouverture de fentes.

3.3 Nos premières figures d'émittance

Les premiers essais de l'émittance-mètre se sont fait avec du potassium accéléré à 5 keV, c'est à dire avec un champ magnétique de 1780 gauss dans le spectromètre. Le choix c'est porté sur le potassium, car la source est assez stable avec cet élément, le sodium était également possible mais les éléments tel que le césium et le rubidium ne nous offraient pas un faisceau assez stable pour avoir une bonne reproductibilité des valeurs. Le fait de prendre une énergie de 5 keV est également délibéré, puisque le multiplicateur d'électrons n'est pas très sensible pour des énergies en dessous de 3 keV et on risque des claquages dans la source pour une tension accélératrice supérieure à 8kV. Cette tension de 5 kV est également celle couramment utilisé pour les essais du refroidissement de faisceau. On a vu précédemment, dans la description de la ligne, qu'il y avait plusieurs fentes. On a choisi de toutes le ouvrir au maximum afin d'avoir la plus grande émittance

possible pour que le problème de la résolution angulaire ai la plus petite influence possible. Il ne reste que le diaphragme, qui se trouve au point de focalisation du faisceau après le spectromètre, qui reste à 2 mm de diamètre.

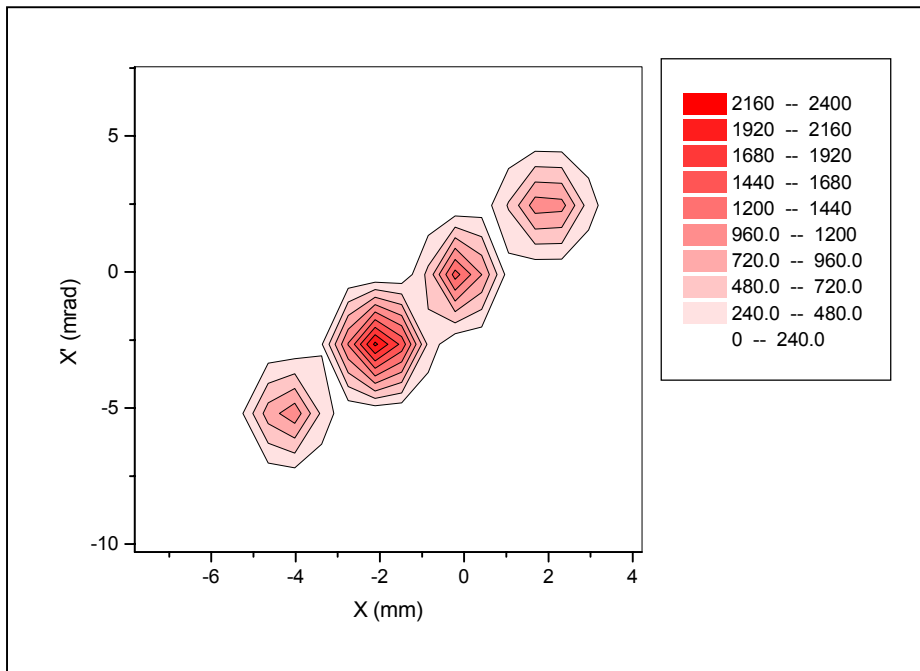


Figure 3.3.1:diagramme d'émittance à 90%

Cette figure d'émittance comprend 20 points en X et 8 points en X', elle reflète la divergence naturelle du faisceau dans le sens vertical, c'est à dire qu'aucune focalisation avec le doublet de quadropôle. Il ne faut pas se laisser tromper par les effets d'îlots que l'on voit dans l'ellipse, ils sont uniquement due à la résolution angulaire, car les endroits où on a des maximum, sont ceux où il y a un point d'acquisition.

La valeur de l'émittance est calculée à l'aide d'un petit programme qui compte le nombre total d'ions et calcule la surface qui en comptabilise 90%. Calculer l'émittance à 90% permet de minorer les fluctuations de la source. L'émittance calculée est de $6.79 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$ dans le sens vertical, ce qui n'a rien d'étonnant pour une source à ionisation de surface. On peut profiter de cette première figure pour regarder si on retrouve bien la largeur du diaphragme en traçant la courbe du nombre de coup en fonction de x (Figure 3.3.2).

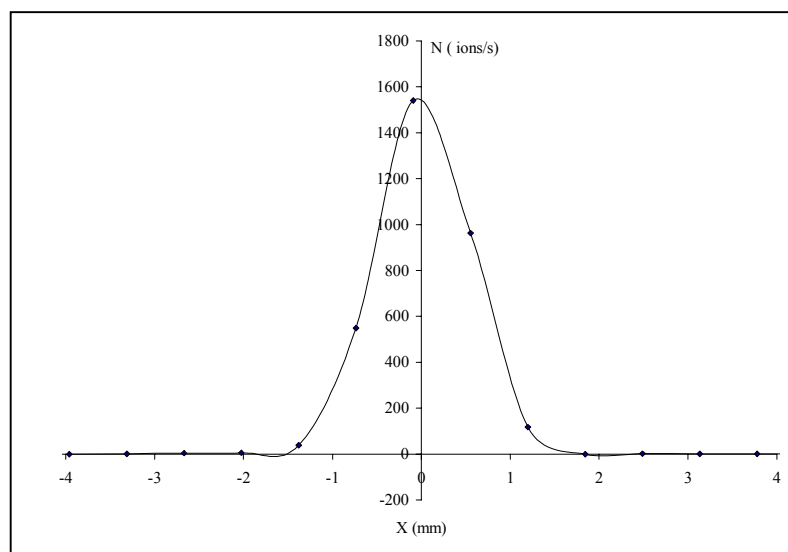


Figure 3.3.2:largeur du faisceau en $x'=-2 \text{ mrad}$

La largeur du faisceau que l'on observe est de moins de 3 mm, ce qui est assez proche de ce que l'on s'attend à avoir puisque le diaphragme l'a coupé à 2 mm lorsqu'il était focalisé (Figure 3.3.3).

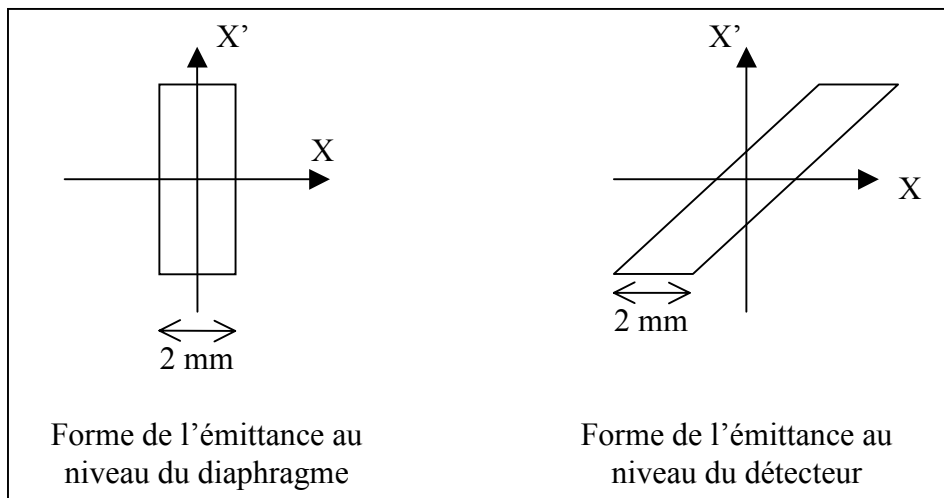


Figure 3.3.3:schéma représentant la conservation de la taille du faisceau

Avec ce petit essai, on est fixé sur les formules de conversions, car les ordres de grandeurs sont respectés.

3.4 Effets de la focalisation

Maintenant, on doit vérifier si la forme de l'émittance évolue bien comme on l'attend en fonction de la focalisation induite par les quadrupôles. Pour cela, on enlève l'élément qui contient les déflectrices, afin de rapprocher l'émittance-mètre du point de focalisation, ce qui permet d'avoir une divergence angulaire la plus grande possible. Sur la Figure 3.3.1, on voit la forme de l'émittance d'un faisceau qui diverge. On applique un potentiel de 80 V sur le premier quadrupôle du doublet, celui qui focalise en vertical (Figure 3.4.1).

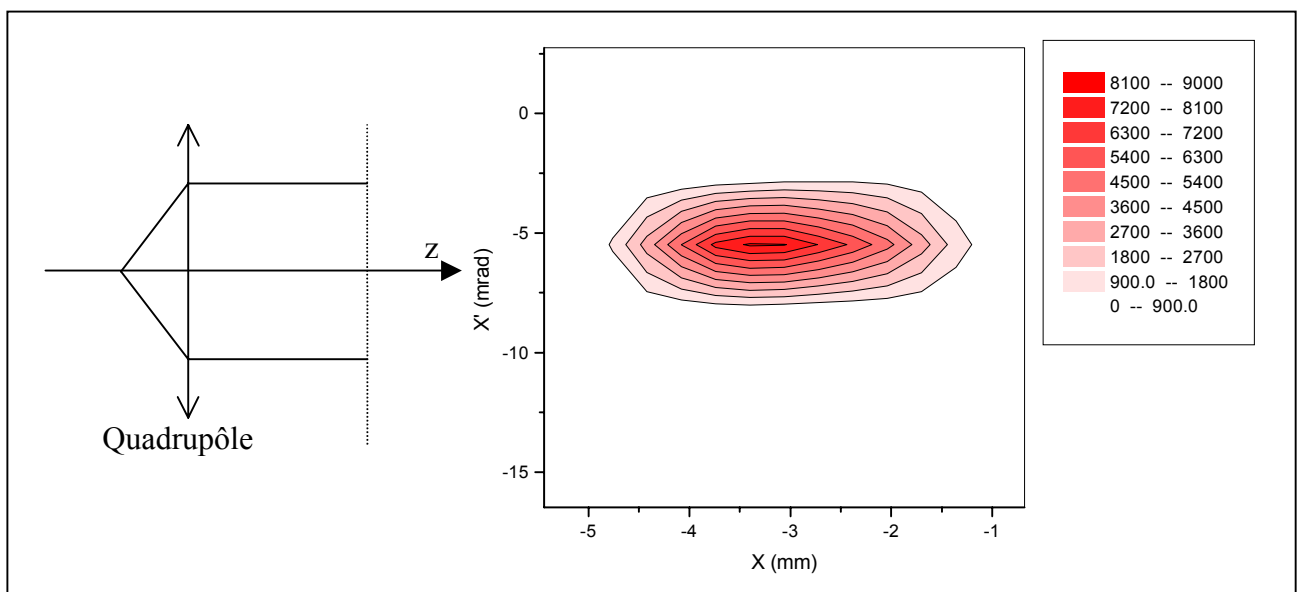


Figure 3.4.1 :forme d'émittance et représentation du faisceau pour 80 V sur le 1^{er} quadrupôle

L'émittance que l'on obtient pour une telle focalisation, est celle d'un faisceau parallèle. Le potentiel mis est juste suffisant pour annuler la divergence naturelle du faisceau. On fait pareil pour un potentiel de 100 V (Figure 3.4.2).

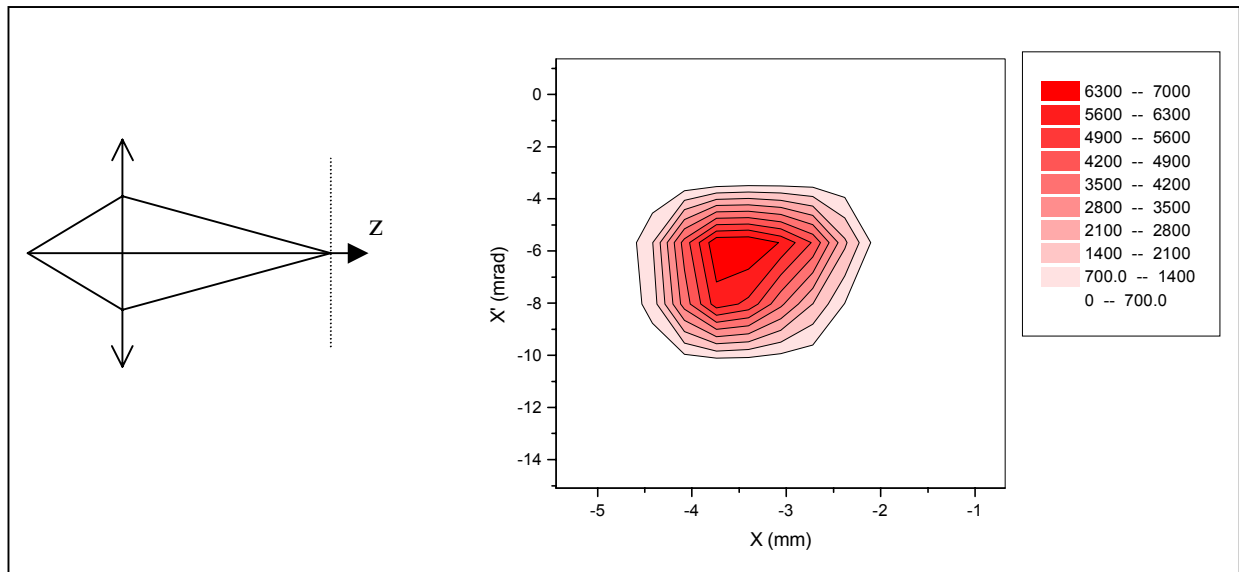


Figure 3.4.2 : forme d'émittance et représentation du faisceau pour 100 V sur le quadrupôle

On voit clairement ici la forme d'un faisceau focalisé sur l'émittance-mètre. Je n'ai pas représenté les valeurs entre 80 V et 100 V car elle ne représentée pas clairement une situation bien marquée de la focalisation. Et finalement on va regarder la forme de l'émittance pour un potentiel de 120 V sur le même quadrupôle (Figure 3.4.3).

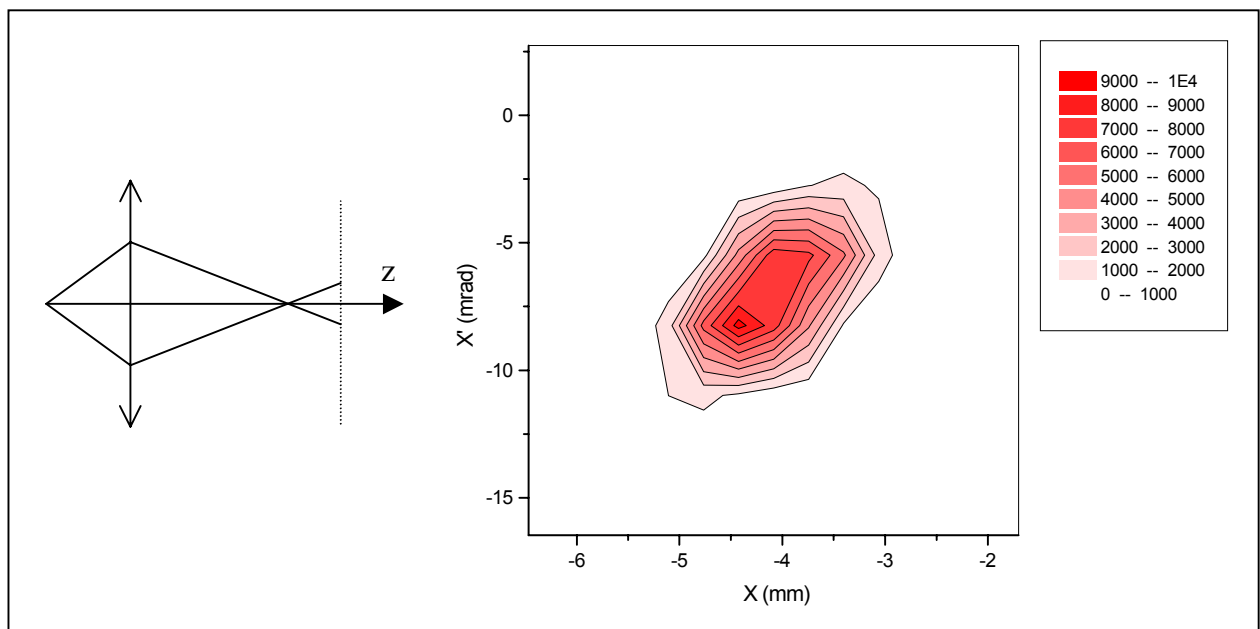


Figure 3.4.3 : forme d'émittance et représentation du faisceau pour 110 V sur le quadrupôle

Et ici, on peut voir la configuration d'un point de focalisation situé avant l'émittance-mètre. On a vu les diagramme d'un faisceau divergent, parallèle et focalisé, on alors peut s'étonner de ne pas observer le cas d'un faisceau convergent comme sur la figure 3.4.4.

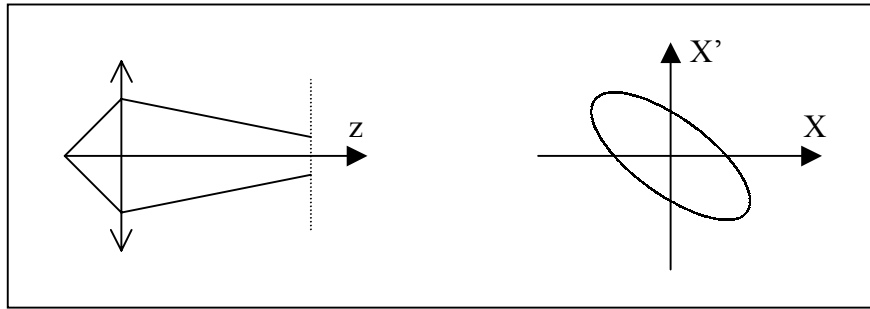


Figure 3.4.4 :focalisation non observée

La seule raison qui peut expliquer que l'on ne voit cette étape, c'est que l'émittance-mètre est trop loin du quadrupôle, ce qui a pour effet que le moment où l'on a un faisceau presque parallèle et celui où on focalise sur l'émittance-mètre ne sont pas très éloigné l'un de l'autre. Pour vérifier si cela est juste il faudrait encore rapprocher l'émittance-mètre, mais pour l'instant la mécanique de la ligne nous en empêche.

3.5 Conservation de l'émittance

Maintenant, il nous reste à vérifier si ce que l'on mesure respecte la conservation de l'émittance imposé par le théorème de Liouville. Sur les figures d'émittance que l'on a montré précédemment, on utilise le programme qui permet de calculer l'émittance à 90%.

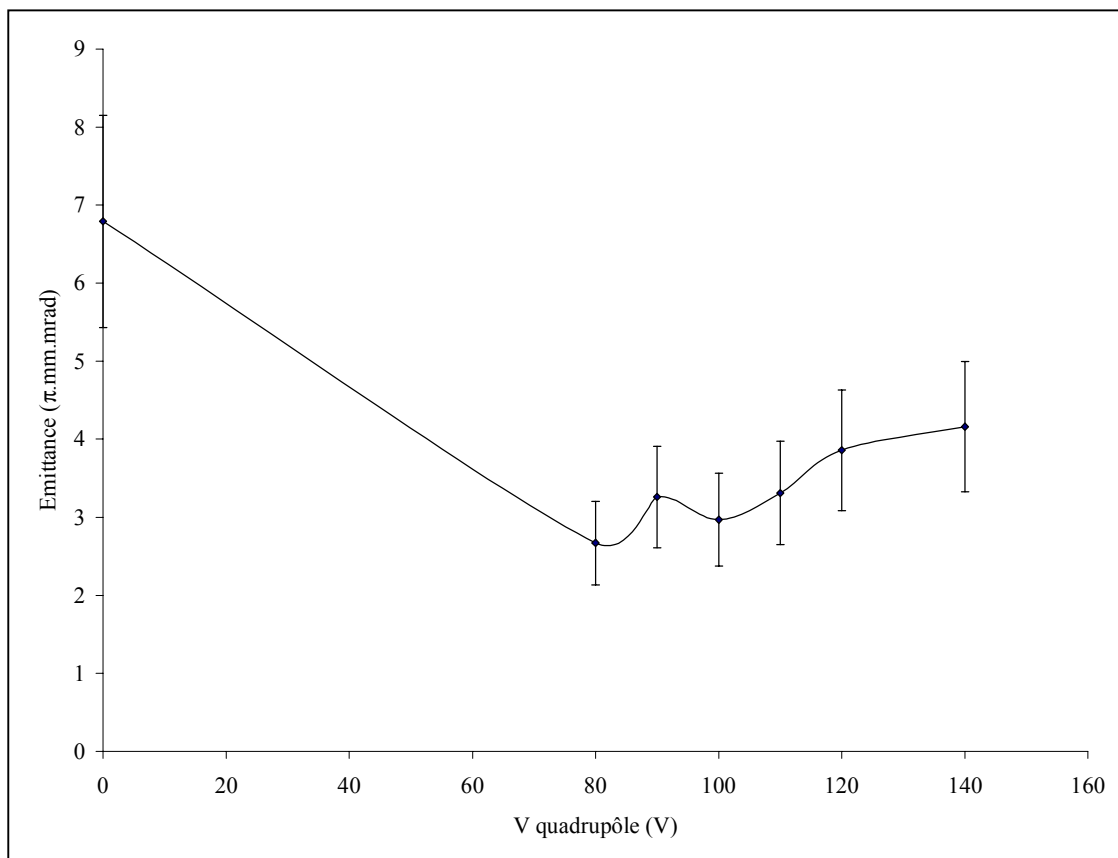


Figure 3.5.1 :émittance en fonction de la tension appliquée sur le quadrupôle

On peut voir sur la figure 3.5.1, que l'émittance que l'on mesure ne se conserve pas, elle passe même du simple au double. Ceci est sûrement due à la résolution qui est mauvaise, le fait d'avoir une grosse incertitude en angle fait que l'émittance est plus grande lorsque le faisceau est étalé en x et inversement. Les barres d'erreurs prennent seulement en compte la reproductibilité de la mesure qui a été mesuré à $\pm 10\%$. Il peut y avoir également le fait que l'émittance se conserve dans l'hypervolume de l'espace des phases à 4 dimensions qui comprend les deux plans transverses et leurs angles respectifs. Mais le fait de focaliser avec un champ quadrupolaire conserve dans l'espace des phases à 2 dimensions. Donc ceci peut trouver une explication dans le fait que le champ appliqué n'est pas tout a fait quadrupolaire due à un mauvaise alignement. Trouver de telles différences, nous oblige a améliorer ultérieurement la résolution angulaire de l'émittance-mètre.

4 Conclusion

L'émittance-mètre étudié dans ce rapport est un instrument unique en son genre. Spécifiquement conçu pour des faisceaux de faibles émittance, pour être compact et de ne pas avoir de mouvement mécanique. Les premiers essais de l'émittance-mètre montrent qu'il fonctionne correctement et que la prise de donnée est relativement simple mais qu'il n'est encore qu'un prototype. La principale amélioration à apporter, est la résolution angulaire. Ceci peut être fait en allongeant l'espace entre les deux fentes d'analyse, mais en ouvrant également la première car il faut trouver un compromis entre résolution et transmission. Pour cela on peut penser à un réglage extérieur de l'ouverture des fentes. Mais le fait de rallonger l'émittance-mètre, l'écarte un peu de la facilité de transport qu'on lui avait prévu.

Ainsi toutes les conditions devraient être réunies pour le développement du système de refroidissement de faisceaux, car l'émittance-mètre n'est que le maillon d'une très longue chaîne. Le fait d'améliorer le détecteur, permettra de pouvoir correctement mettre en évidence une réduction d'émittance, même un petit facteur de réduction serait alors bénéfique sur la transmission. Lorsque la réduction d'émittance sera observée et optimisée, le système de refroidissement sera installé à l'entrée du dispositif de mesures de masses, MISTRAL, afin d'augmenter la sensibilité qui le limite pour le moment. Cette sensibilité est primordiale pour atteindre les noyaux à la limite de la stabilité nucléaire dont la production est difficile.

5 Références

Ref 1 – D.Lunney et Al. Hyperfine Int. 99 (1996) 105

Ref 2 – B. Jonson, H.L. Ravn and G. Walter. Nuclear Physics News, 3 (1993) 5

Ref 3 – M.D. Lunney et R.B. Moore, Int. J. Mass Spectrom. 190 (1999) 153

Ref 4 – H. Wolnik, Optics of charged particules (Academic Press, Orlando, 1987)

Ref 5 – D. Ferraz, Réalisation d'un émittance-mètre utilisant le balayage électrostatique
Rapport de stage de maitrise de physique U. Paris XI 1999

Ref 6 – Simion 6.0 Idaho National Engineering Laboratory