

COUSIN Richard

*Stage de DEA de physique et technologie des grands instruments effectué au
Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse.*

(C.S.N.S.M.)

*Université de Paris XI, centre d'Orsay
bâtiment 108*

l'expérience MISTRAL

**Etude des caractéristiques physiques du modulateur monté sur le
spectromètre RadioFréquence.**

Travaux effectué sous la direction de Madame Catherine THIBault

Directrice de recherche,

In2p3, C.N.R.S.

Avril - Juillet 1999.

Remerciements

Merci à toute l'équipe "masse atomique" du CSNSM d'Orsay pour son accueil et sa disponibilité. En particulier, Catherine THIBAUT et Michel de SAINT SIMON qui ont toujours su me consacrer de leur temps pour répondre à mes interrogations.

Merci aussi à Georges AUDI pour son dévouement car il m'a présenté pendant toute une journée l'expérience MISTRAL et ses principales motivations me permettant de prendre un sérieux contact pour un bon départ.

Je tiens à remercier également ceux avec qui j'ai travaillé pendant un mois au CERN. Je pense tout particulièrement à Céline MONSANGANT pour sa patience à m'expliquer le fonctionnement technique du spectromètre. Elle a également contribué à mon installation et mon confort sur place. Je n'oublierais pas Geneviève LE SCORNET pour sa sympathie et sa bonne humeur ainsi que Dave LUNNEY pour les quelques douze heures passées ensemble à transporter le faisceau de la source d'ISOLDE jusqu'au site expérimental où est implanté MISTRAL.

Enfin une petite pensée pour les étudiants stagiaires qui ont partagé avec moi la salle informatique pour la rédaction de leur rapport.

Merci à tous et à bientôt peu être pour la poursuite en thèse...

Sommaire

1) MISTRAL : Une expérience en ligne à ISOLDE au CERN.

1.1) *La production et le transport des noyaux radioactifs.*

1.2) *Le spectromètre RadioFréquence.*

1.2.1) *Principes pour la mesure de masses.*

1.2.2) *Principe de fonctionnement du spectromètre RF : mesures des fréquences cyclotrons*

1.2.3) *Caractéristiques du pouvoir de résolution.*

2) Le système RadioFréquence.

2.1) *Description générale.*

2.2) *Le modulateur.*

2.3) *Principe de la modulation*

2.3.1) *Sans fente de phase (FDP)*

2.3.2) *Avec fente de phase (FDP)*

3) Analyse des résultats trouvés pendant ce stage sur la modulateur.

3.1) *Le travail expérimental au CERN.*

3.2) *Les programmes de simulations.*

3.3) *Comparaison entre les données expérimentales et les programmes de simulations.*

Conclusion.

L'expérience MISTRAL (MASS MEASUREMENTS AT ISOLDE WITH A TRANSMISSION RADIOFREQUENCY SPECTROMETER ON-LINE), est une expérience de physique nucléaire qui vise à mesurer avec une précision de $5 \cdot 10^{-7}$ la masse de noyaux exotiques à courte durée de vie (quelques ms) éloignés de la vallée de stabilité.

Les premiers Runs de Juillet et Novembre 1998 ont permis de mesurer précisément la masse du ^{30}Na (demi-vie = 48 ms) avec une incertitude de 25 keV pour cet isotope. C'est ce qui a montré, entre autre, l'intérêt majeur de cette expérience dont l'origine était de mesurer la masse de l'antiproton et qui a donc très bien assuré sa reconversion.

Au cours de ce stage, j'ai pu justement participer à une prise de données au CERN, pendant le mois d'Avril, qui devrait permettre une mesure de la masse du ^{32}Mg (demi-vie = 120 ms) où encore celle du ^{26}Ne (demi-vie = 197 ms) dont l'analyse est actuellement en cours. Cette prise de contact avec l'installation expérimentale sur place m'aura permis de mieux comprendre le fonctionnement du spectromètre à RadioFréquence et notamment le système RF en lui-même. En effet, le but de mon stage est d'analyser le comportement du modulateur en confrontant les données expérimentales aux programmes de simulations. Le travail consiste à étudier comment varie le pouvoir de résolution en masse \mathfrak{R} en fonction de la fréquence RF. Cette fréquence RF permet de mesurer la fréquence cyclotron, elle-même liée à la masse que l'on veut mesurer.

1) MISTRAL : Une expérience en ligne à ISOLDE au CERN.

1.1) La production et le transport des noyaux radioactifs.

Le PS BOOSTER du CERN délivre un faisceau de protons de 1 GeV d'énergie. Ces protons interagissent dans une cible de carbure d'uranium qui présente l'avantage d'être riche en neutrons. L'interaction du faisceau de protons incident dans la cible provoque la fission et la fragmentation des noyaux d'uranium. Des atomes plus ou moins riches en neutrons sont alors produits et arrêtés dans la cible où la température atteint 2000°C . Compte tenu de la température, ces atomes sortent de la cible par diffusion thermique à travers la matrice solide puis cheminent dans une source à plasma où le mode d'ionisation introduit une sélectivité chimique peu prononcée donnant lieu à des isobares variés. Les ions radioactifs sont alors extraits sous une tension de 60 kV, triés en masse par un séparateur d'isotopes et transportés dans les 50 m de lignes électrostatiques jusqu'au site expérimental où est implanté MISTRAL. La première séparation en masse est effectuée par le GPS (General Purpose Separator) dont la résolution permet une séparation des isotopes, mais pas des isobares, ce travail étant effectué par le spectromètre à RadioFréquence MISTRAL.

Les noyaux radioactifs qui parviennent jusqu'au spectromètre sont ceux qui n'ont pas été perdus par désintégration radioactive dans la cible ou dans la source d'ions d'ISOLDE. En effet, les pertes de faisceaux d'ions radioactifs ont lieu majoritairement dans la source à cause du temps de diffusion thermique et du temps de décroissance naturelle de l'élément. Les noyaux produits n'ont pas le temps de se désintégrer pendant le transport dans les lignes électrostatiques de façon significative. Pour s'en convaincre, prenons l'exemple du ^{26}Ne dont la période de désintégration est $\tau = 197$ ms.

L'énergie d'extraction de la source est de 60 keV, soit,

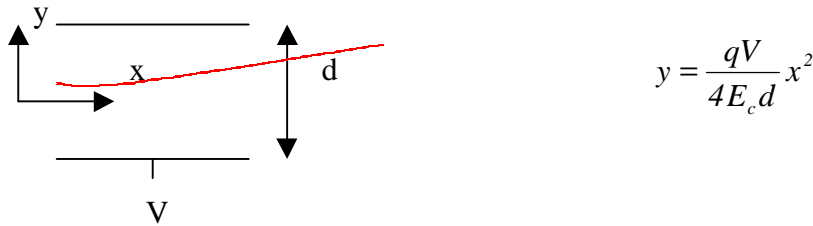
$$\frac{1}{2}mv^2 = qU = 60\text{keV} \quad \text{d'où} \quad v = \sqrt{\frac{2qU}{m}}$$

ce qui confère un temps de parcours total :

$$t = \frac{50\text{mètres}}{v} \approx 75\mu\text{s} \text{ dans le cas du } {}^{26}\text{Ne} \text{ considéré ici.}$$

L'ion n'a donc pas le temps de se désintégrer pendant son transport dans les lignes de faisceau d'ISOLDE.

Puisque l'énergie d'extraction de la source d'ISOLDE est constante et fixée à 60 keV, les ions vont parcourir la même trajectoire dans les éléments électrostatiques quelle que soit leur masse car ils possèdent la même énergie cinétique. En effet, dans un déflecteur électrostatique, par exemple, la trajectoire est une parabole qui dépend de l'énergie cinétique des particules E_c et non de la masse.



Par contre, dans le spectromètre RF où règne un champ magnétique uniforme, deux ions de masses différentes, accélérés sous la même tension U ne décrivent pas la même trajectoire.

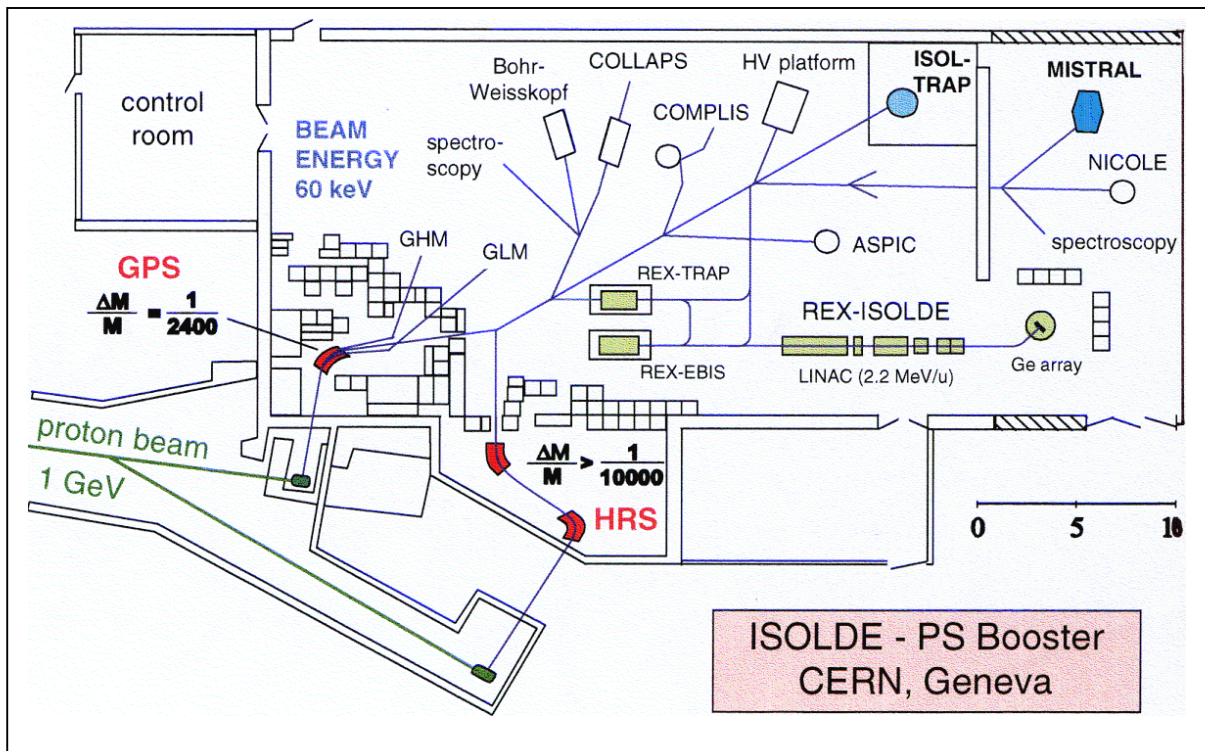


Figure 1 : Vue d'ensemble du hall d'ISOLDE avec le faisceau de protons et les lignes électrostatiques jusqu'au site MISTRAL.

1.2) Le spectromètre RadioFréquence.

1.2.1) Principes pour la mesure de masses.

La détermination des masses exotiques inconnues se fait par comparaison avec une référence en masse connue. La masse que l'on veut mesurer avec précision provient de la source d'ISOLDE qui fournit comme on vient de le voir les noyaux exotiques radioactifs. La masse de référence, quant à elle, est fournie par une source indépendante qui délivre des noyaux dont la masse est parfaitement connue : c'est le dispositif que l'on peut voir ci-dessous.

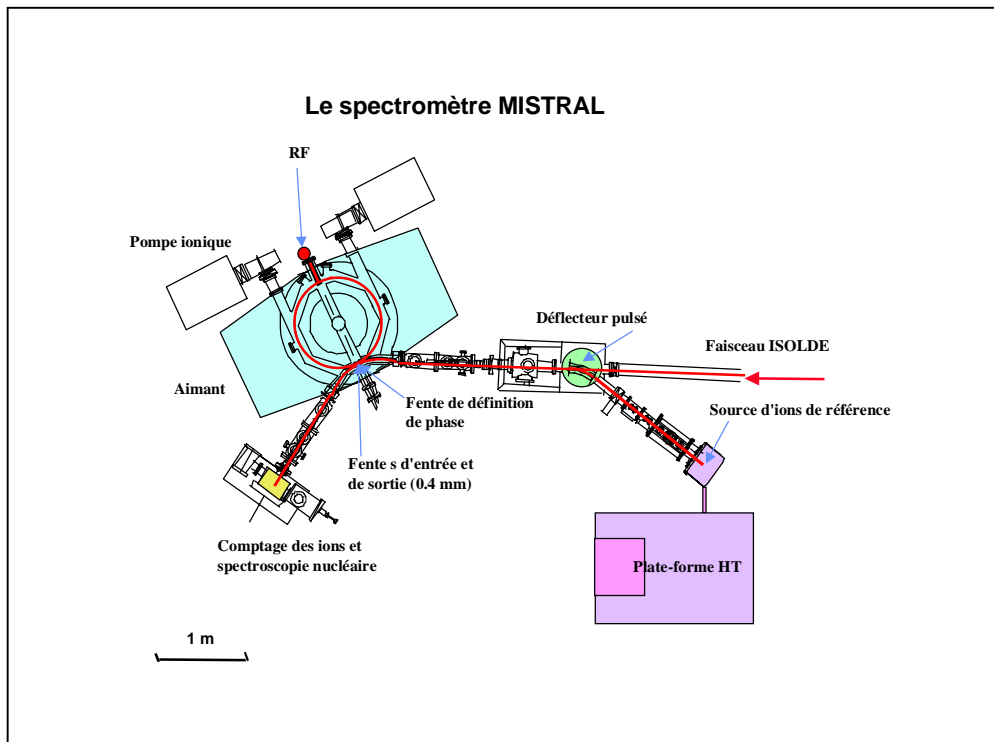


Figure 2 : schéma de l'expérience MISTRAL avec la source de référence

Les ions issus des deux sources sont injectés alternativement dans le spectromètre où règne un champ magnétique uniforme \vec{B} . Sachant la rigidité magnétique $B\rho$ constante pour ce système ; ρ étant le rayon de courbure des trajectoires, cela implique que le module de l'impulsion P est une constante du mouvement.

En effet, $B\rho = \frac{P}{q} = cste \Rightarrow P = cste$, quel que soit l'ion considéré; chaque ion ayant la même charge $q=1$.

Ceci implique pour les ions extraits des deux sources circulant dans le spectromètre :

$$P_{Isolde} = P_{Reference}$$

$$\text{Soit } m_{Isolde} v_{Isolde} = m_{reference} v_{reference} \quad (1)$$

$$\text{Sachant } v = \sqrt{\frac{2qU}{m}}$$

On a

$$m_{\text{Isolde}} U_{\text{Isolde}} = m_{\text{reference}} U_{\text{reference}}$$

D'où la nécessité de connaître préalablement l'ordre de grandeur de m_{Isolde} pour savoir la tension nécessaire $U_{\text{reference}}$ qu'il faut appliquer à la sortie de la source de référence. ($m_{\text{reference}}$ est parfaitement connue).

D'autre part, si on appelle ω la vitesse angulaire de rotation de l'ion dans le champ magnétique; et puisque le rayon de la trajectoire est fixé mécaniquement, de la relation (1) ci-dessus, on déduit également:

$$m_{\text{Isolde}} \omega_{\text{Isolde}} = m_{\text{reference}} \omega_{\text{reference}}$$

D'où,

$$\frac{m_{\text{Isolde}}}{m_{\text{reference}}} = \frac{\omega_{\text{reference}}}{\omega_{\text{Isolde}}}$$

Le principe de MISTRAL est de déterminer le rapport des masses à partir de la mesure du rapport des fréquences de rotation des ions ("fréquences cyclotrons"). Il faut donc atteindre une précision de l'ordre de 10^{-7} sur le rapport en fréquence si l'on veut atteindre une telle précision sur la mesure du rapport en masse.

1.2.2) *Principe de fonctionnement du spectromètre RF : mesure des fréquences cyclotrons.*

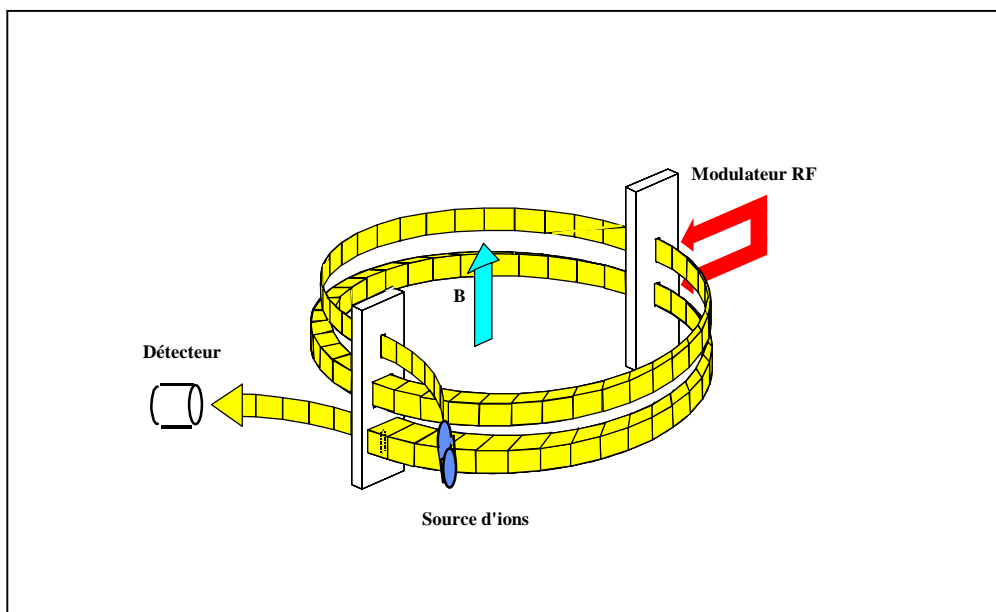


Figure 3 : schéma de principe du spectromètre Radiofréquence

Le spectromètre présenté sur la figure ci-dessus est un spectromètre *isochrone*. En effet, la présence du champ magnétique homogène fait que les ions de même masse, mais d'énergie cinétique différentes parcourent des trajectoires circulaires différentes dans le même temps.

Ce spectromètre comporte un modulateur radiofréquence et, diamétralement opposé se trouve un système de fentes dans lesquelles s'inscrivent la fente d'injection, celle d'éjection ainsi que la fente de définition de phase des ions circulant dans l'appareillage. Une fois injectés, les ions parcourent deux tours dans l'aimant avant d'être éjectés et collectés par le détecteur en sortie.

Après le premier demi-tour de parcours dans l'aimant, les ions traversent la première fente du modulateur où ils subissent une première modulation (variation d'énergie cinétique) due à la tension RF. Les ions parcourent ensuite un tour complet dans l'aimant et sont refocalisés sur le modulateur. La modulation de l'énergie cinétique a pour conséquence de faire varier le diamètre de la trajectoire et donc d'étaler le faisceau comme il est montré sur la figure 3 précédente. Mais le système étant isochrone, la tension RF, alternative, subit un déphasage identique pour tous les ions pendant leur transit entre la première et la deuxième fente du modulateur. Puis, suivant la phase que présente la RF au passage dans la deuxième fente, les ions subissent une nouvelle modulation qui, en se combinant à la première, va renforcer ou atténuer la 1^{ère} modulation. Si la modulation est renforcée, le faisceau sera à nouveau étalé spatialement au niveau de la fente de sortie et la transmission sera très faible. Par contre, si les deux modulations se compensent, tous les ions suivront dans le dernier demi-tour la trajectoire nominale et seront focalisés sur la fente de sortie, d'où une transmission maximale. Cette condition va nous permettre d'établir une relation directe entre la fréquence RF et la fréquence cyclotron.

Démonstration mathématique :

- Passage dans la première fente du modulateur,
Modulation d'énergie cinétique : $T_m \cos(\omega t)$
- Au passage dans la deuxième fente, 2^{ème} modulation : $T_m \cos[\omega(t + t_c)]$
 t_c est le temps de transit pour parcourir un tour entre les deux modulations, inversement proportionnel à la fréquence cyclotron. $t_c = \frac{2\pi}{\omega_c}$ avec $\omega_c = \frac{qB}{m}$

En combinant les deux modulations, on obtient :

$$\Delta T = T_m \cos(\omega t) + T_m \cos\left[\omega\left(t + \frac{2\pi}{\omega_c}\right)\right]$$

$$\text{d'où,} \quad \Delta T = 2T_m \cos\left(\omega t + \frac{\pi\omega}{\omega_c}\right) \cos\left(\frac{\pi\omega}{\omega_c}\right) \quad (2)$$

Une transmission maximale à la fente de sortie du spectromètre signifie une variation d'énergie cinétique totale nulle. Ainsi, la superposition des deux modulations, ΔT , doit être nulle. Dans la relation (2) ci-dessus, ΔT est nulle quel que soit t, si $\cos\left(\frac{\pi\omega}{\omega_c}\right)$ est nul; cela implique :

$$\boxed{\omega = \left(n + \frac{1}{2}\right)\omega_c} \quad \text{où } n \text{ est un entier appelé le rang harmonique.} \quad (3)$$

Cela correspond au cas où les deux modulations sont en opposition de phase.

1.2.3) *Caractéristiques du pouvoir de résolution en masse.*

Le spectromètre de MISTRAL peut atteindre un pouvoir de résolution proche de 10^5 . Celui-ci est donné par $\mathfrak{R} = \frac{m}{\Delta m} \approx 2\pi n \frac{D_m}{w}$, avec n le rang harmonique défini par la relation ci-dessus, relation (3), D_m est l'amplitude de modulation du diamètre de la trajectoire et w est la largeur de la fente de sortie : $w = 0,4$ mm. Prenons l'exemple où $n = 1500$, $D_m = 5$ mm ; on obtient dans ce cas un pouvoir de résolution $\mathfrak{R} = 1,2 \cdot 10^5$. Etant donné que le diamètre de la trajectoire D_0 vaut 1m, $D_m = 5$ mm correspond à une modulation d'énergie cinétique de 1%. En effet, pour une même masse, l'énergie cinétique initiale vaut $T_0 = \frac{1}{2}mv^2$. Après une modulation, on a, $\frac{\delta T}{T_0} = \frac{T_m}{T_0} = 2 \frac{\delta v}{v}$. Or, $BD_0 = \frac{2mv}{q}$, de même, $BD_m = \frac{2m\delta v}{q}$, d'où, $\frac{T_m}{T_0} = 2 \frac{D_m}{D_0} = 0,01$. Ainsi, l'ion sortant de la source d'ISOLDE avec une énergie cinétique de 60 keV, doit subir une modulation d'énergie cinétique de 600 eV lors d'un passage dans le modulateur pour que l'amplitude de modulation du diamètre atteigne 5 mm.

On a donc en sortie du spectromètre une énergie cinétique finale telle que $T = T_0 + \Delta T$ où ΔT est minimisé lorsque la relation (3) est satisfaite pour favoriser une transmission maximale.

2) Le système Radiofréquence.

2.1) Description générale

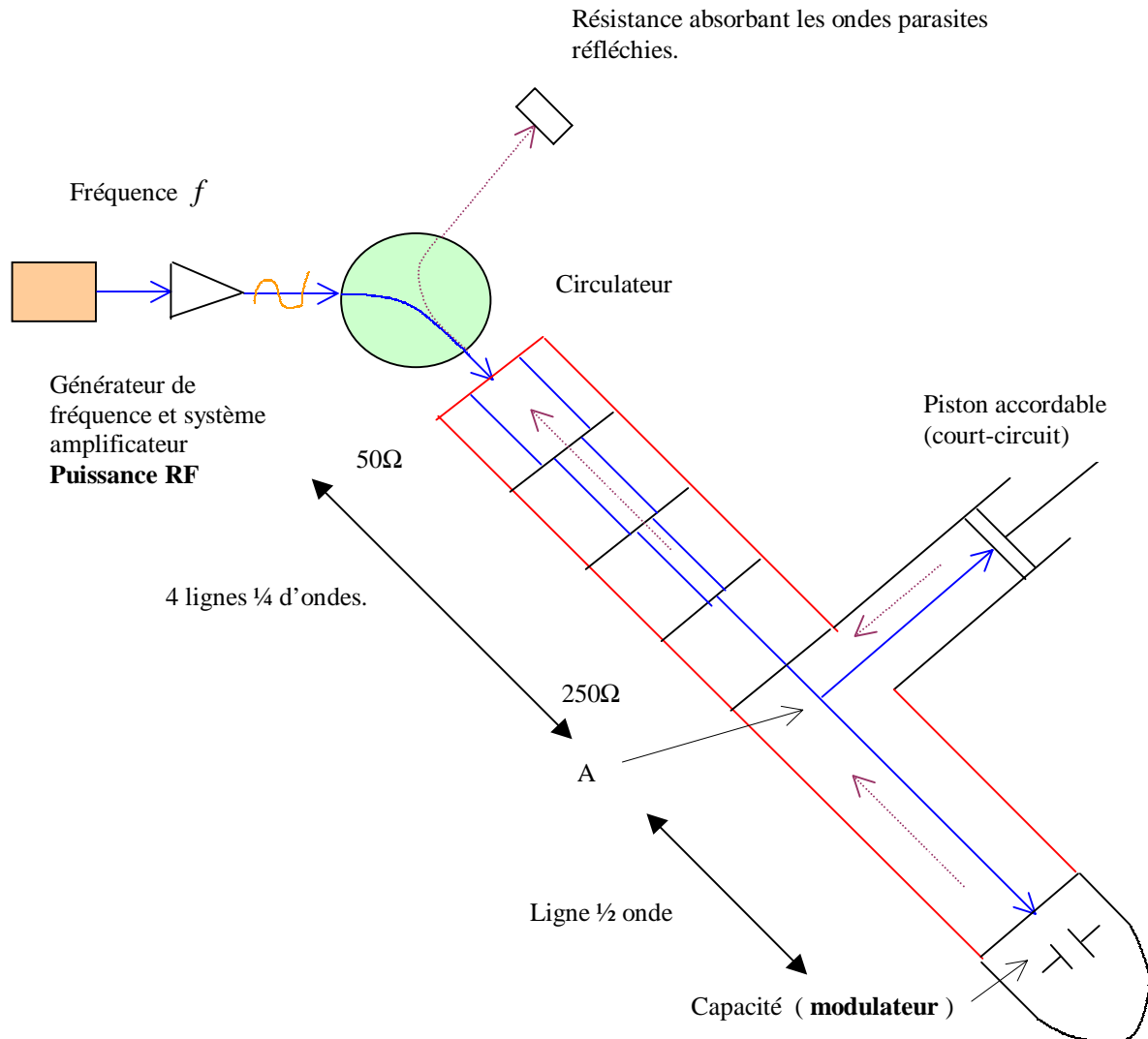


Figure 4 : Description et principe de fonctionnement de la RF

Un générateur de fréquence délivre une onde électromagnétique de fréquence f qui est amplifiée par un système amplificateur. L'onde incidente générée en sortie, transportant la puissance RF, est guidée dans une ligne coaxiale par l'intermédiaire d'un circulateur : Appareil multiports circulaire qui permet d'aiguiller les ondes vers un port de sortie bien défini suivant la direction de propagation de l'onde circulant à l'intérieur.

L'onde poursuit son chemin dans la ligne coaxiale fermée sur une impédance de charge Z_t . L'impédance caractéristique de la ligne est $Z_c = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{\mu_0}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{2}} \ln \left(\frac{b}{a} \right)$ où μ_0 et ϵ caractérisent le milieu diélectrique et où a et b caractérisent les dimensions géométriques de

la ligne coaxiale avec respectivement, a le rayon du conducteur central et b le rayon du conducteur externe. En tous points de la ligne, l'impédance varie suivant la position d'après la relation, $Z_y = Z_c \frac{jZ_c \operatorname{tg}(\beta y) + Z_\ell}{Z_c + jZ_\ell \operatorname{tg}(\beta y)}$ où $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$ est le nombre d'onde et λ la longueur d'onde dans la ligne.

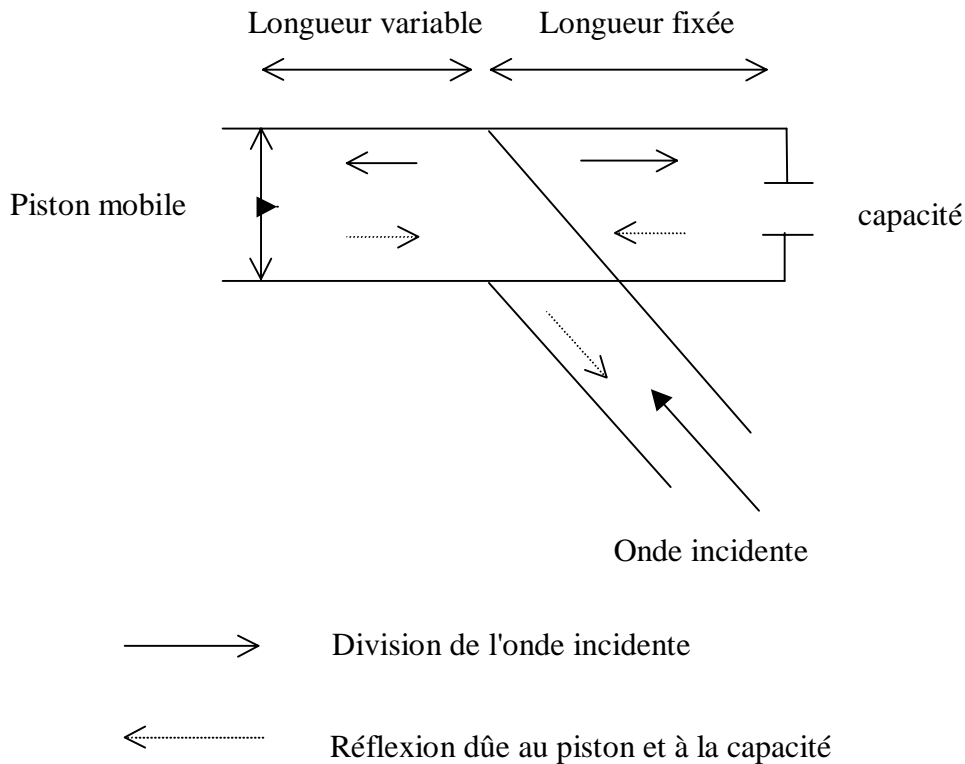
Pour $y = \frac{\lambda}{4}$ (ligne 1/4 d'onde) ; $Z = \frac{Z_c^2}{Z_\ell}$. La ligne 1/4 d'onde permet donc de

transformer l'impédance d'entrée. Pour le système considéré (cf. figure 4), il y a 4 lignes 1/4 d'onde montées en série, ce qui permet d'augmenter progressivement l'impédance de 50Ω à 250Ω .

Au nœud A (figure 4), l'onde incidente se divise. Une partie de cette onde est réfléchiée par le modulateur (capacité) sur une ligne dont la longueur est égale à $\frac{\lambda}{2}$ pour une fréquence f_0 particulière égale à 375 MHz, d'où $Z = Z_\ell$. L'autre partie de l'onde incidente est réfléchiée par un piston amovible que l'on règle pour accorder la longueur de la ligne sur une fréquence précise. Cette longueur doit être réglée de façon à ce que la résultante de la superposition des deux ondes réfléchies soit minimisée pour qu'il n'y ait plus d'onde retour qui puisse se propager jusqu'à l'amplificateur de départ au risque de l'endommager et de provoquer une réduction automatique de gain. La superposition des ondes réfléchies issues des deux lignes décrites précédemment s'annulent véritablement pour une seule fréquence précise correspondant à f_0 . Or, pour cette fréquence précise, l'impédance au point A est nulle (ce qui revient à considérer $Z_\ell = Z_A = 0$). Les ondes ne peuvent donc pas se propager pour cette fréquence précise car toute onde passant par le point A où l'impédance est nulle est immédiatement réfléchiée. Ce qui provoque entre autre une réflexion totale de l'onde incidente. Il n'y a donc pas de tension RF appliquée au modulateur au voisinage de cette fréquence.

Dans la réalité, on travaille sur toute une gamme de fréquence s'étalant de 240 à 520 MHz avec un minimum de tension RF à 375 MHz. Pour chaque fréquence donnée, il faut accorder au mieux la longueur de la ligne grâce au piston afin de minimiser les réflexions parasites. Ceci est justement difficilement réalisable à cause de la ligne $\frac{\lambda}{2}$ dont la longueur est réglée pour la fréquence f_0 ; ce qui fait qu'il y a toujours une onde réfléchiée. Cette onde réfléchiée est alors aiguillée par l'intermédiaire du circulateur vers une résistance absorbante de 50Ω égale à l'impédance caractéristique de la ligne coaxiale dont le rôle est de dissiper la puissance réfléchiée.

*Récapitulation par un Schéma électronique équivalent en lignes bifilaires :
(cf. page suivante).*



2.2) Le modulateur

Le système RF se termine par le modulateur, partie essentielle du spectromètre. L'onde incidente, transportant la puissance RF est totalement réfléchiée par les impédances considérées au paragraphe précédent. Les parois du modulateur sont conductrices. A ce niveau, la tension RF est déterminée par la puissance véhiculée par l'onde et l'impédance en ce point. La puissance est définie en sortie de l'amplificateur, elle se conserve sur tout le parcours dans la ligne coaxiale alors que la tension RF est définie en chaque point de la ligne puisqu'elle dépend de l'impédance Z qui varie aussi suivant la position. La relation qui lie la tension RF, V_{RF} , à la puissance RF, P_{RF} est la suivante: $V_{RF}(x) = \sqrt{Z(x) \times P_{RF}}$. En particulier au niveau du modulateur, $V_{RF}(x) = \sqrt{Z_{mod} \times P_{RF}}$ où $Z_{mod} = \frac{1}{jC\omega}$: Z_{mod} est l'impédance du modulateur et C sa capacité.

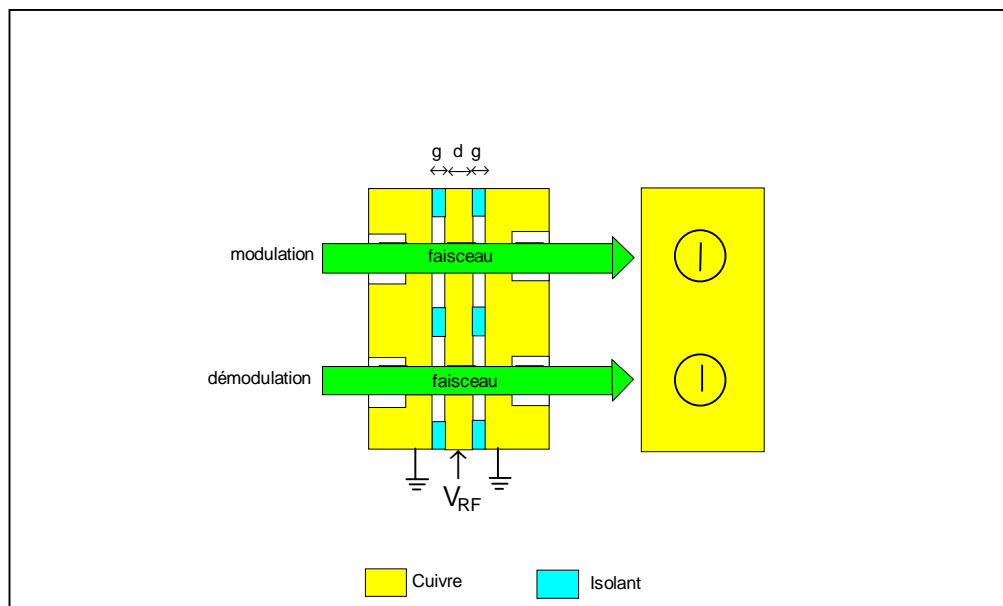


Figure 5 (page précédente) : Schéma du modulateur

Le modulateur dont la géométrie est présentée à la figure 5 précédente, est un système de trois plaques parallèles en cuivre se comportant comme une succession de deux condensateurs plans. La puissance RF est injectée dans l'électrode centrale, les deux autres plaques sont à la masse. Il y a donc une différence de potentiel appliquée entre chaque armature, ce qui permet l'établissement d'un champ électrique. L'espace entre chaque armature est appelé le gap. Le potentiel appliqué sur l'électrode centrale étant alternatif, on a un champ sinusoïdal dans le gap. On remarquera au passage que des trous sont ménagés dans les plaques pour permettre la circulation du faisceau d'ions. Entre les deux gaps se trouve un espace sans champ que l'on appelle le drift.

Un ion pénétrant dans le modulateur est tout d'abord accéléré ou décéléré sous l'action du champ présent dans le premier gap. Puis, cet ion met un temps t' à parcourir l'espace de dérive pendant lequel la tension RF est déphasée par rapport à la phase qu'elle possédait dans le premier gap. L'ion n'est ensuite réaccélééré ou redécéléré qu'à la seule condition que la phase du champ électrique régnant dans le second gap soit exactement opposée à celle que le champ avait dans le premier gap. L'accélération finale après le deuxième gap est donc fonction du temps de parcours de l'ion dans l'espace de dérive. En effet, pendant ce laps de temps, la tension RF doit s'inverser de manière à assurer une accélération ou une décélération maximale de l'ion à la sortie du premier passage dans le modulateur.

Le champ appliqué dans le premier gap en première approximation est de la forme, $E = E_0 \sin(\omega t)$. Dans le second gap, afin d'obtenir une accélération ou une décélération maximale de l'ion, le champ doit être de la forme $E = E_0 \sin(\omega t + \varphi)$ où $\varphi = \pi(\text{mod } 2\pi) = (2k + 1)\pi$. Ainsi, $t' = \frac{\varphi}{\omega} = \frac{(2k + 1)\pi}{\omega} = \frac{d}{v_{ion}}$ où d est la longueur du drift

et v_{ion} la vitesse de l'ion. Or, $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda_0}$, cela confère une dimension $d = \frac{v_{ion}}{c} (k + \frac{1}{2}) \lambda_0$. λ_0 est

la longueur d'onde de l'onde RF. Le choix de la géométrie du modulateur se fait donc en fonction du type d'ions que l'on veut étudier. La longueur du drift étant fonction de la vitesse de l'ion considéré, on n'utilisera pas le même modulateur pour des ions lourds ou d'autres ions de masses moins élevées.

2.3) *principe de la modulation*

2.3.1) *Sans fente de phase (FDP)*

Lors du premier passage dans le modulateur, le faisceau d'ions subit une première modulation d'amplitude D_m . La tension RF appliquée dans le modulateur, $V_0 \cos(\omega_{RF} t)$, induit une modulation du diamètre D de la trajectoire telle que $D = D_0 + D_m \cos(\omega_{RF} t)$ où D_0 est le diamètre du spectromètre.

On peut représenter cette première modulation dans un diagramme de Fresnel où D_m est le rayon du cercle trigonométrique et sa projection sur l'axe horizontal est D . (cf. figure 6a suivante).

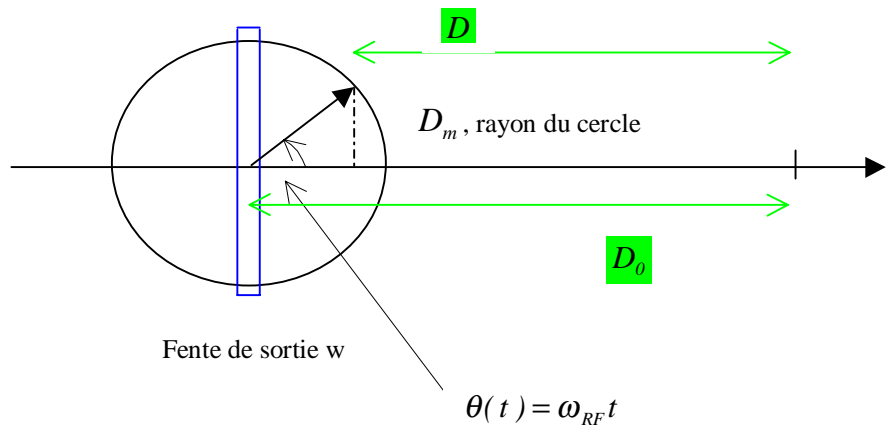


Figure 6a

Les ions poursuivent ensuite leur trajectoire en traversant une seconde fois le modulateur. Un déphasage s'est produit tenant compte du temps écoulé entre les deux modulations, d'où une nouvelle trajectoire de diamètre D' après la 2^{ème} modulation:

$$D' = [D_0 + D_m \cos(\omega_{RF}t)] + D_m \cos(\omega_{RF}t + \varphi)$$

Ou encore
$$D' = D + D_m \cos(\omega_{RF}t + \varphi)$$

D'où en représentation de Fresnel, (cf. figure 6b suivante), on a :

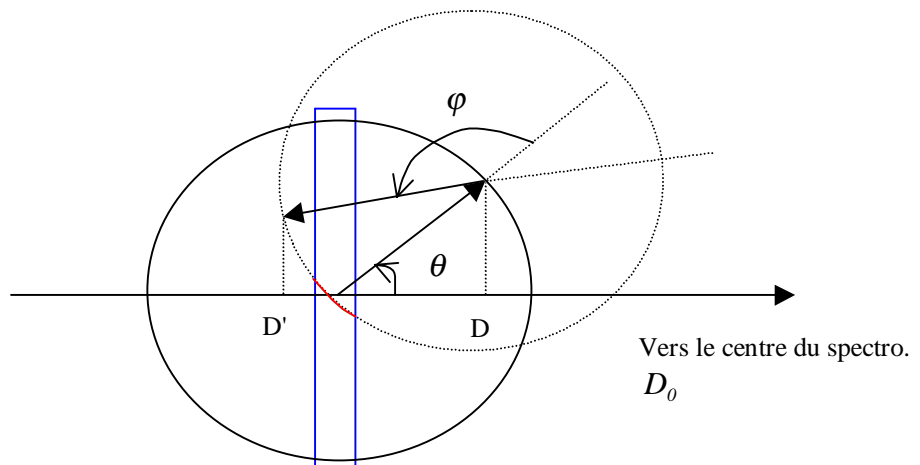


Figure 6b

Les différents paramètres physiques de la figure 6b se définissent comme suit :

$$\theta = \omega_{RF}t \text{ et } \varphi = 2\pi \frac{\omega_{RF}}{\omega_c} \text{ ou encore } \varphi = \frac{\omega_{RF}}{f_c} \text{ avec } f_c \text{ fréquence cyclotron.}$$

Il est à remarquer que l'angle θ qui intervient dans chaque figure respective dépend de la phase RF au moment de la première modulation alors que l'angle φ est le même pour tous les ions de même masse mais dépend aussi de la fréquence RF. La précision avec laquelle on sélectionne une certaine valeur de φ détermine le pouvoir de résolution.

Pour que l'ion soit transmis à travers la fente de sortie, il faut que $|D' - D_0| \leq \frac{w}{2}$. Dans le cas du diagramme de la figure 6c, on voit que pour $\theta \approx 0(\text{mod } \pi)$, le faisceau traverse la fente de sortie pour une large bande autour de la phase centrale (zone rouge). Dans ce cas, le pouvoir de résolution est faible.

A l'inverse, dans le cas du diagramme de la figure 6d, où $\theta \approx \frac{\pi}{2}(\text{mod } \pi)$, on voit que la tolérance $\Delta\varphi$ sur la phase φ est beaucoup plus réduite, ce qui confère une résolution élevée.

Le résultat global d'un balayage de la fréquence est montré dans les graphiques de la page 15 où on voit les pics correspondant à trois harmoniques successifs. Ces pics ont des traînes et la transmission n'est jamais nulle car on peut toujours avoir des ions pour lesquels dans la relation (2), $\cos(\omega t + \frac{\pi\omega}{\omega_c}) = 0$.

Figure 6c

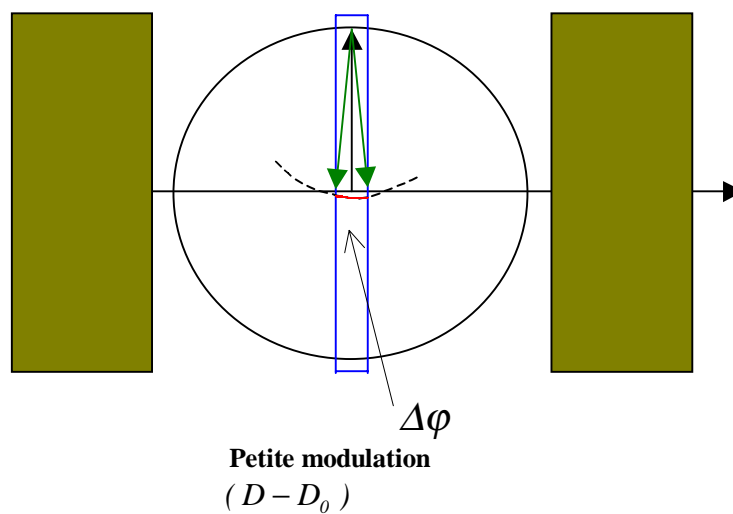
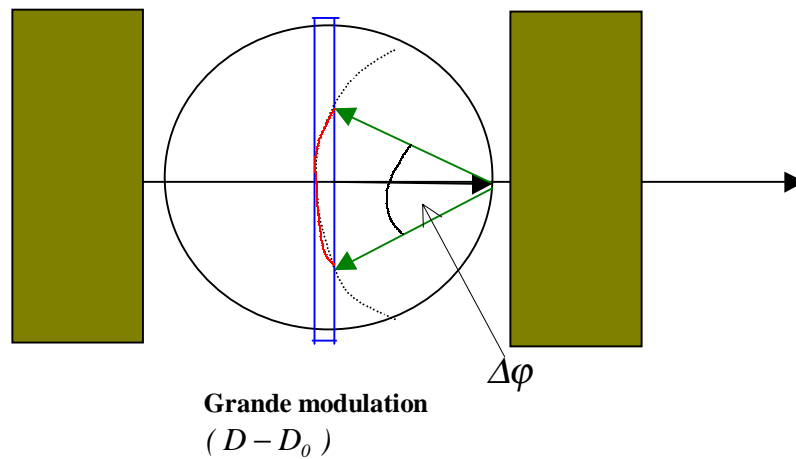


Figure 6d

2.3.2) Avec fente de phase (FDP)

Pour optimiser la résolution et couper les traînes correspondant aux grandes modulations pour les valeurs autour de $\theta \approx 0$, on sélectionne une certaine plage en phase, centrée sur $\theta = \frac{\pi}{2} \pmod{\pi}$. C'est le rôle de la fente de définition de phase (FDP). (cf. figure 6e suivante).

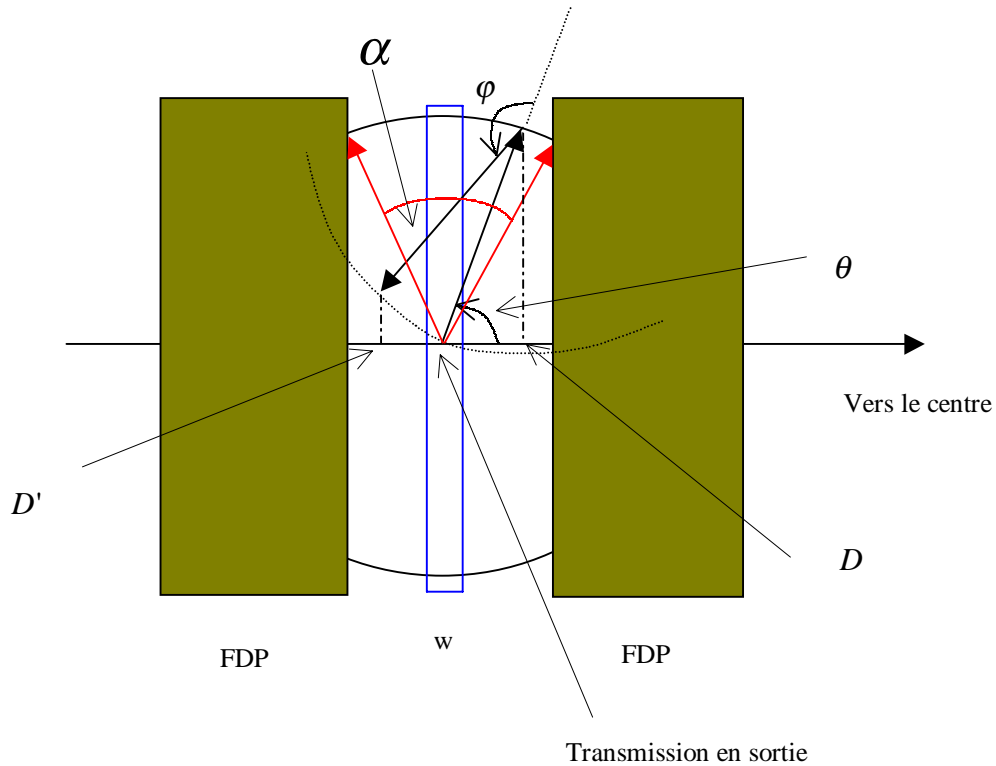


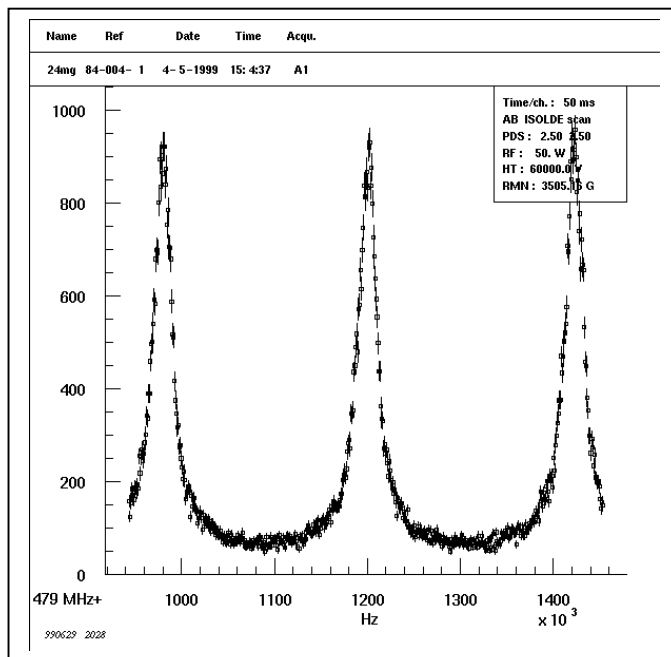
Figure 6e

Après un tour dans l'aimant, le faisceau traverse la fente de définition de phase (FDP) dont l'ouverture est contrôlée mécaniquement par une vis micrométrique : cette fente permet de régler l'acceptance en phase du faisceau d'ions. Malheureusement, on va perdre en transmission à la fente de sortie à cause de la FDP car des ions vont être perdus après la première modulation.

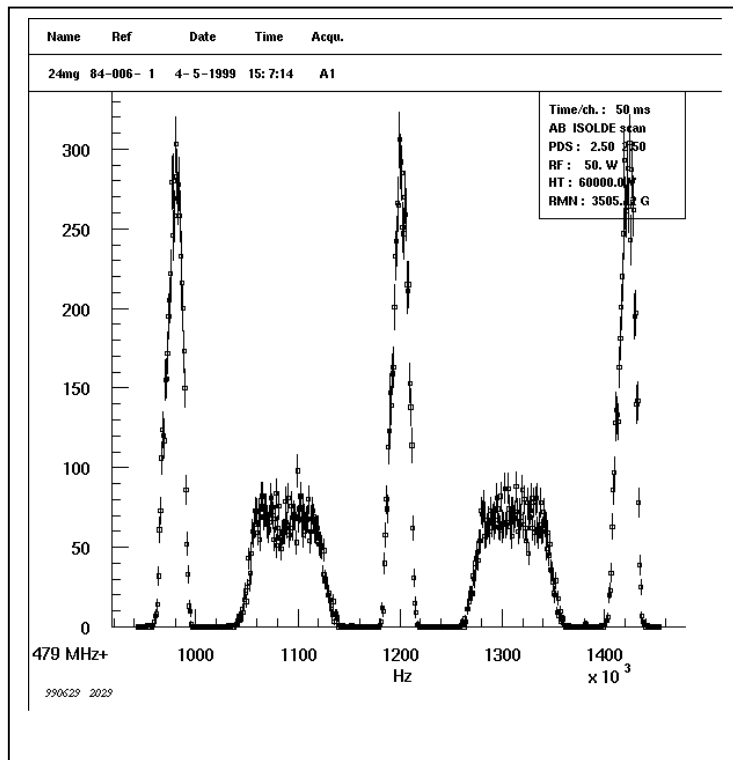
La transmission est une fonction de la fréquence RF: $Tr = f(\omega_{RF})$. Sans fente de phase, on peut écrire $Tr = T_0 \times f(\omega_{RF})$ où T_0 est la transmission normale qu'il y aurait sans modulation juste par la présence du champ magnétique homogène dans le spectromètre et les fentes. En présence de la fente de phase, on introduit des limites en transmission imposée par l'angle caractérisant l'ouverture des deux flèches rouges ci-dessus sur la figure 6e. On écrit alors, $Tr = T_0 \times \frac{2\alpha}{2\pi} \times f(\omega_{RF})$. Pour une valeur typique de $\frac{\pi}{3}$ pour α , la transmission maximale est alors divisée par un facteur trois.

Voici les pics de masse que l'on obtient dans les deux cas évoqués ci-dessus :

Sans fente de phase on obtient les courbes suivantes avec les traînes caractéristiques des grandes amplitudes de modulation.



Avec fente de phase, il n'y a plus ces traînes et la définition des pics est meilleure.



3) Analyse des résultats trouvés pendant ce stage sur le modulateur.

Un nouveau modulateur a été monté sur le spectromètre. L'ancien a servi pour tous les premiers tests du spectromètre ainsi que pour les premiers résultats sur faisceau. Il était alors nécessaire de le changer pour tenter d'accroître l'efficacité de modulation. Le nouveau modulateur présente les mêmes caractéristiques géométriques que l'ancien avec une modification dans le montage technique pour diminuer les décharges. L'intérêt de ce stage est d'étudier le comportement physique du nouveau modulateur et de tirer les informations nécessaires sur la modulation pour optimiser le pouvoir de résolution.

Mon stage s'est déroulé en deux parties. La première a consisté à prendre des mesures au CERN et à étudier le comportement du nouveau modulateur: Il a fallu entre autre regarder comment variaient les amplitudes de modulation lorsqu'on faisait varier la puissance RF et comparer aussi le pouvoir de résolution en masse en fonction de la fréquence RF f .

La deuxième partie a consisté à confronter ces données expérimentales aux différents programmes de simulations qui se sont avérés très utiles pour les études faites sur l'ancien modulateur. Ce genre de travail permet de voir comment se compare la simulation par rapport à l'expérience et permet également de regarder si les codes de calcul générés dans la théorie sont conformes à ce que l'on observe.

3.1) Le travail expérimental au CERN

L'étude que je présente dans ce rapport, concerne des mesures effectuées sur le ^{39}K , isotope très bien connu au niveau de sa masse. Il va nous permettre de mieux cerner le comportement des paramètres physiques du nouveau modulateur. On pourrait envisager de faire cette étude avec des noyaux exotiques mais le faisceau d'ions radioactifs délivré par la source d'ISOLDE est réservé essentiellement aux mesures de masses parce que les ions radioactifs sont difficiles à produire et il n'y en a pas en très grande quantité. Il y a d'ailleurs peu de jours dans l'année où l'on a l'occasion d'avoir du faisceau exotique d'où l'intérêt de se focaliser sur la mesure de masse à ce moment là. En revanche la source de référence, délivrant du faisceau stable, est très bien adaptée pour tous les tests annexes, ce qui permet à toute l'équipe de MISTRAL d'optimiser certains paramètres physique de l'expérience en vue des prises de données futures.

Dans un premier temps, nous avons regardé les "profils de modulation". C'est à dire que l'on a fixé la largeur de la fente de phase à 0,25 mm puis on a déplacé la fente sur une plage en distance s'étalant de -3 à 1,5 mm avec des pas de 0,1mm ; le 0 correspond à la trajectoire nominale de diamètre D_0 . La fréquence RF étant réglée exactement sur une valeur de résonance, pour chaque position de la fente, on compte le nombre d'ions transmis au détecteur. On obtient ainsi la répartition spatiale des ions au niveau de la fente de phase. En répétant l'opération pour différentes puissances de la RF, on obtient les courbes de la figure 7 ci-après. Il faut bien noter que la position du piston est ajustée pour cette fréquence de résonance, il est accordé de manière à ce que la tension RF appliquée sur le modulateur soit maximale.

On peut remarquer sur cette figure que plus on augmente la puissance RF et plus il y a de modulation. On peut remarquer, comme on s'y attendait, que l'amplitude de modulation croît comme la racine de la puissance RF et donc comme la tension RF. Les courbes s'étalent sur toute la distance parcourue par la fente de phase, ce qui caractérise de grandes amplitudes de modulation. Ceci est normal dans la mesure où la puissance RF injectée dans le modulateur conditionne l'accélération de l'ion. Ainsi, si la puissance RF est importante,

l'ion va subir une forte modulation, d'où un accroissement du paramètre D_m caractéristique de l'amplitude de modulation à la sortie de la première fente du modulateur.

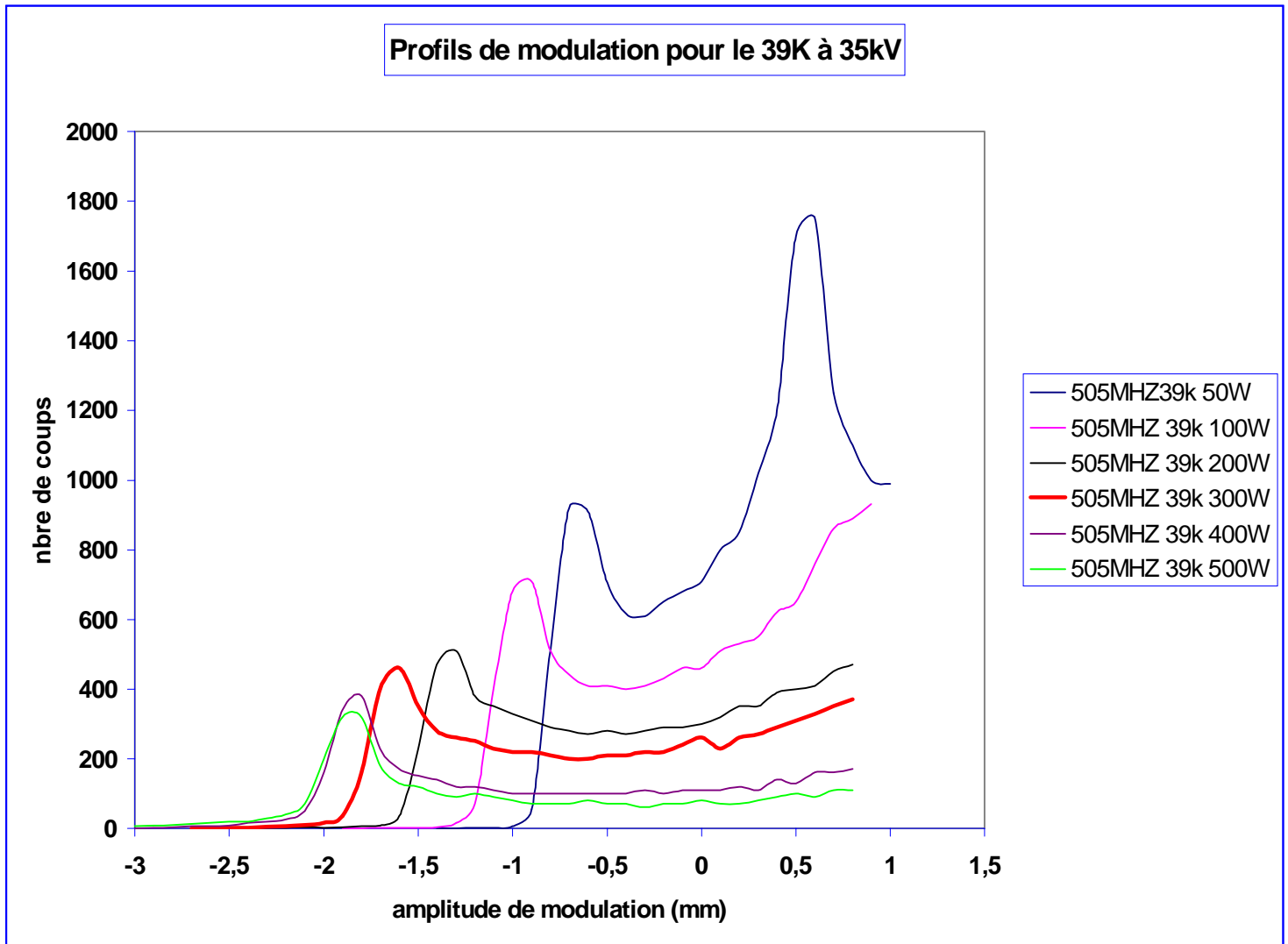
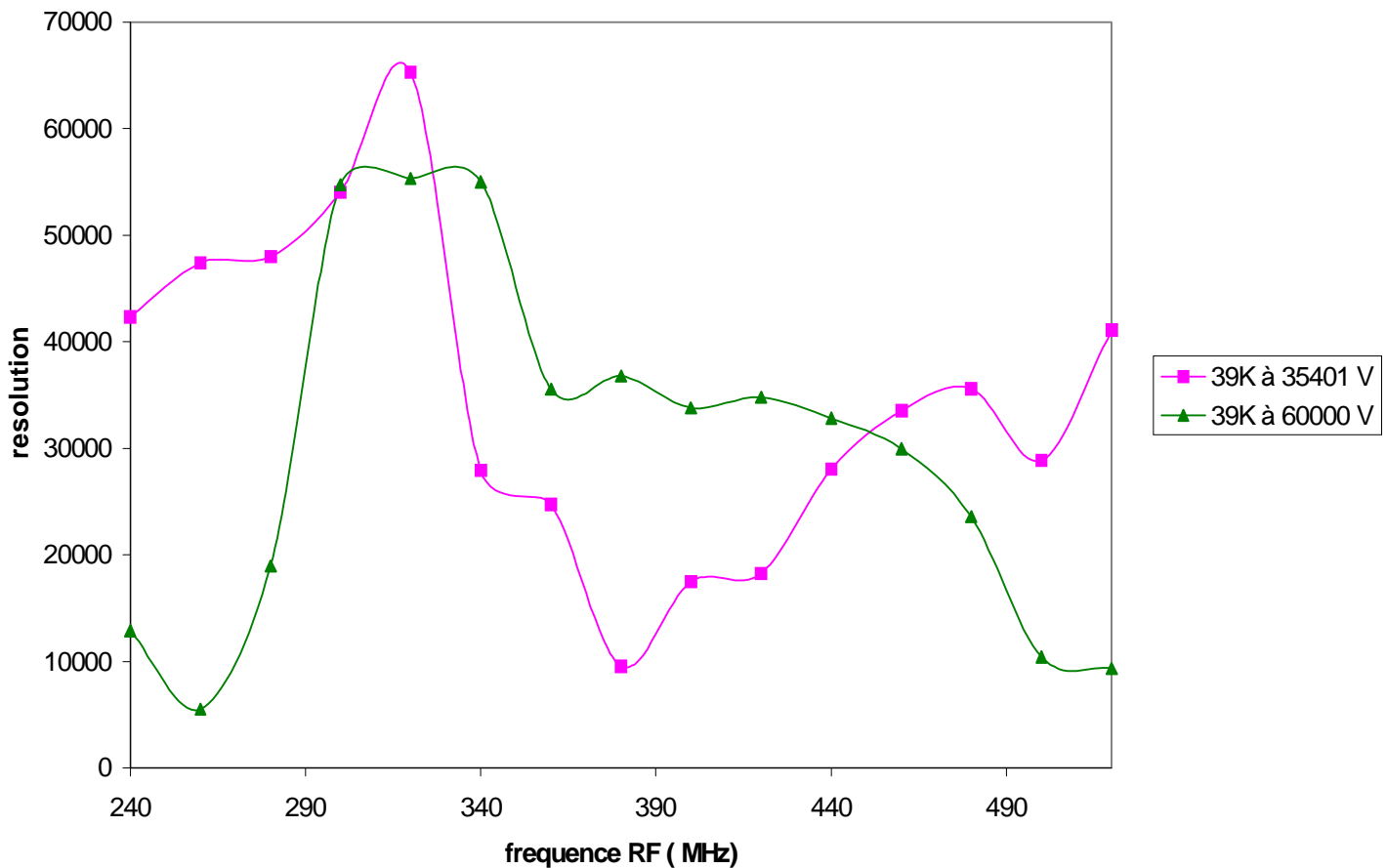


Figure 7: Profils de modulation pour le Potassium 39.
Evolution de l'amplitude de modulation pour une fréquence de résonance choisie à différentes puissances RF en balayant la fente de phase de largeur 0,25 mm.

Une autre étude qui a également été effectuée, consiste à mesurer le pouvoir de résolution pour différentes fréquences RF: Le pouvoir de résolution est donné par la relation du paragraphe 1.2.3., il est proportionnel à l'amplitude de modulation. On peut donc reporter sur un même graphe le pouvoir de résolution en masse du spectromètre en fonction de la fréquence RF, ce que l'on a sur la figure 8 de la page suivante.

Cette fois-ci, l'étude porte sur le ^{39}K à deux tensions d'extraction différentes à la sortie de la source de référence. Ainsi, dans les deux cas, les ions ne pénètrent pas avec la même énergie cinétique dans le modulateur, ce qui n'induit pas les mêmes amplitudes de modulation en sortie du modulateur. En effet, le déphasage de la RF pendant le temps où deux ions de même masse avec des énergies cinétiques différentes traversent le drift est différent du cas où les ions ont la même masse et la même énergie cinétique parce que les ions dans le premier cas ont des vitesses différentes et ne parcourent donc pas l'espace de dérive dans le même temps, ce qui explique qu'ils ne voient pas le même déphasage de la tension RF.

**Pouvoir de résolution en fonction de la fréquence de résonance pour le 39K extrait sous une tension de 35 kV et 60 kV en sortie de la source de référence.
(Figure 8)**



Les courbes ci-dessus sont extraites à partir des données expérimentales. Elles sont obtenues en ayant appliqué une puissance RF constante de 300W dans le modulateur contrairement à la figure 7 où l'on a fait varier la puissance RF pour une fréquence RF fixée. Les courbes de la figure 8 traduisent donc la réponse de la RF pour les différentes fréquences considérées. Le piston est accordé successivement sur chaque fréquence avec laquelle on a choisi de travailler. Si la longueur de ligne n'est pas correctement ajustée grâce au piston, alors le taux d'ondes réfléchies sera trop élevé pour assurer une bonne efficacité de modulation, ce qui induit dans ce sens une baisse du pouvoir de résolution. Ainsi, les points indiqués sur la figure 8 pour les différentes fréquences considérées tiennent compte implicitement de la position du piston qui joue directement sur la réponse de la tension RF et tiennent compte aussi de l'efficacité de modulation qui dépend de la vitesse de l'ion, de la fréquence RF et de la longueur du drift.

C'est justement à ce niveau qu'il est intéressant de comparer ces résultats aux programmes de simulation parce que dans la simulation la position du piston n'est pas prise en compte et la tension RF est rentré comme paramètre alors que la puissance RF n'est pas un paramètre que l'on contrôle. C'est entre autre pour cette raison que le creux à 375 MHz n'apparait pas dans la simulation, comme on le verra plus loin. Dans la réalité, il faut régler la position du piston de façon mécanique pour la fréquence RF sur laquelle on a choisie de travailler, ce qui peut laisser prévoir des "accidents". C'est entre autre pour cette raison que l'on peut constater des fluctuations de tendance dans l'allure des courbes de la figure 8. Même si l'on distingue une tendance sinusoïdale caractéristique de la modulation des ions, on peut

remarquer quelques points à l'écart qui peuvent être décalés à cause d'une position de piston mal accordée, comme par exemple à 500 MHz pour le ^{39}K à 35 kV.

Il y a autre chose à remarquer pour le ^{39}K à 60kV, c'est la chute brutale du pouvoir de résolution à partir de 350 MHz. Cela ne semble pas provenir d'une position de piston mal accordée puisque la tendance se confirme pour les fréquences suivantes. Il faut plutôt penser à ce niveau au comportement de la tension RF. Nous avons vu au § 2.1 que la tension RF passait par un minimum en fonction de la fréquence aux alentours de 375 MHz. Les courbes de la figure 8 étant sensibles à la réponse de la tension RF, on peut vérifier qu'elle chute bien pour les fréquences avoisinant 350-370 MHz. Une chute de tension RF a des conséquences directes sur la modulation des ions. Pour une fréquence donnée, une baisse de la tension RF induit une diminution du facteur D_m ce qui implique une baisse globale du pouvoir de résolution \mathfrak{R} , ce qui est bien ce que l'on observe sur la figure 8 précédente.

3.2) *Les programmes de simulations*

Les programmes de simulations utilisés pendant se stage sont des programmes interactifs où l'on peut modifier tant les paramètres géométriques du modulateur et du spectromètre que les données physiques relatives au transport des ions et à leur masse. Ainsi, ces programmes sont constitués de huit rubriques où peuvent être modifiés comme on le souhaite suivant l'étude à effectuer tous les paramètres physiques et géométriques de l'expérience MISTRAL.

Voici comment sont consignés les différents paramètres:

- Il faut choisir au départ la masse A (masse de référence) et la masse B (masse inconnue sortant de la source d'ISOLDE).
- Il est possible de changer ensuite les caractéristiques des ions, comme leur état de charge ou encore les contaminants isobariques pour la même masse sélectionnée.
- La rubrique suivante concerne le faisceau d'ions: Réglage de la tension d'extraction à la sortie de la source d'ISOLDE et définition de l'émission du faisceau.
- Viennent ensuite les paramètres géométriques de la fente d'entrée dans le spectromètre, définissant une certaine transmission du faisceau à l'intérieur.
- Choix des caractéristiques du champ magnétique définissant une certaine trajectoire dans le spectromètre.
- Choix des paramètres du modulateur : les longueurs des gaps et du drift peuvent être changées. Il est possible de choisir un modulateur parfait ou un modulateur "réel". La différence entre les deux réside dans la pénétration des lignes de champ à l'intérieur des fentes du modulateur tenant compte des effets de bord. Les équipotentielles du modulateur parfait sont des surfaces planes alors que pour le modulateur réel, il y a deux possibilités : soit les équipotentielles sont calculées en considérant une pénétration des lignes de champs calculée par le programme SIMION, soit la pénétration des lignes de champs est représentée par un TRAPEZE dont on peut ajuster la hauteur. Cette hauteur donne la profondeur de pénétration des lignes de champ, cf. figure 9 ci-après.
- Choix des paramètres de la RF : on applique une certaine tension RF et on choisit la fréquence centrale de balayage.
- Enfin, les différents paramètres d'acquisition qui servent à la définition des spectres. Ces paramètres doivent être les mieux adaptés pour extraire l'information souhaitée pour l'étude réalisée. Ainsi, on règle le nombre de canaux, le pas en fréquence, la position et l'ouverture de la fente de phase et pour terminer la statistique définie par le nombre de particules par canal.

Ces programmes laissent 3 possibilités d'exécution correspondant à 3 options différentes:

- Le premier choix donne le profil de modulation dans le plan de la fente de phase.
- Le deuxième choix fournit l'amplitude de modulation du diamètre pour les deux masses en fonction de la fréquence de résonance pour une tension RF fixée.
- Le dernier choix indique la transmission du faisceau pour la fréquence de résonance sélectionnée (pics de masse).

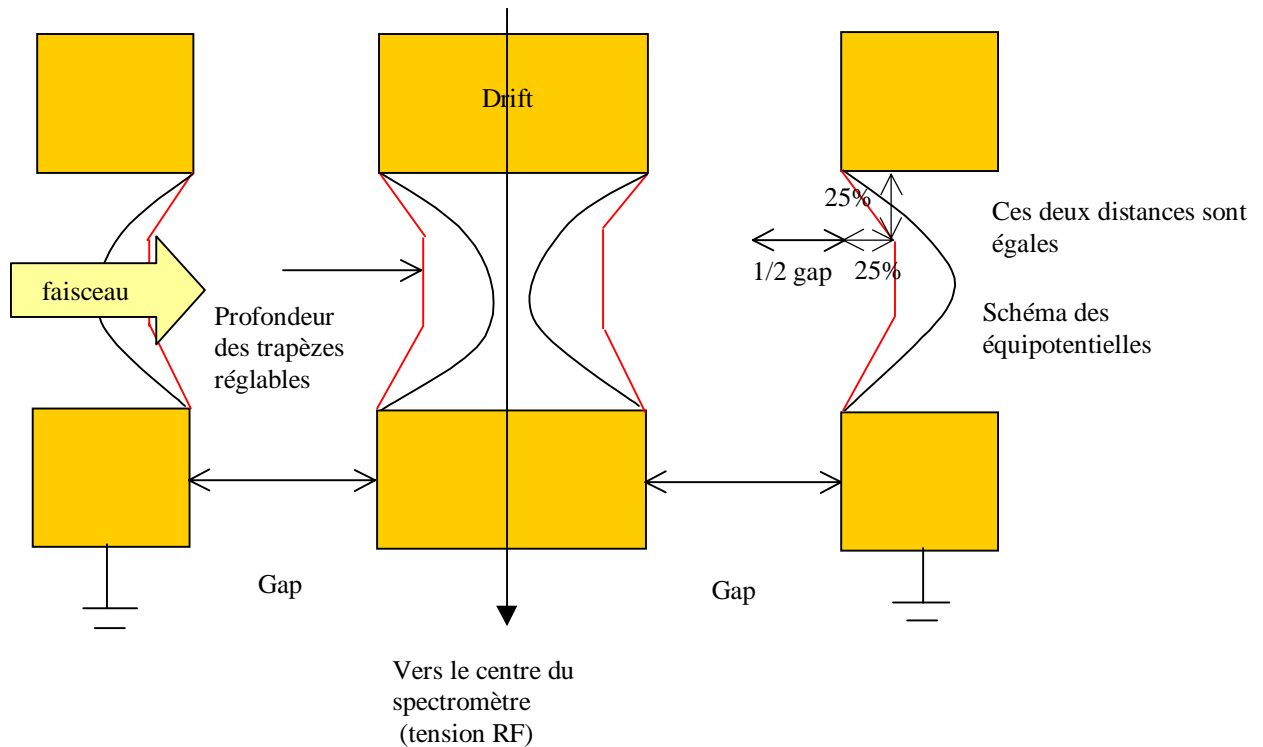


Figure 9 : Caractéristiques du programme de simulation représentant les surfaces équipotentielles par des trapèzes dont on peut ajuster la profondeur. Sur cette figure est représenté le modulateur vu de haut.

3.3) Comparaison entre les données expérimentales et les programmes de simulations.

Au départ, j'ai commencé à utiliser les programmes de simulations avec le modulateur réel et les équipotentielles calculées par le programme SIMION. Cependant, la forme des pics dans ce cas (cf. figure10a) aux différentes fréquences de résonances ne permet pas le calcul du pouvoir de résolution compte tenu de la largeur à mi-hauteur qui ne peut pas être définie de façon précise. De plus, ces pics très dissymétriques ne ressemblent absolument pas aux pics expérimentaux qui sont au contraire symétriques (cf. figure10b).

Je me suis donc rabattu sur le modulateur parfait qui permet d'obtenir des pics symétriques ce qui facilite la détermination de la largeur à mi-hauteur afin de déduire le pouvoir de résolution comme présenté à la figure 11.

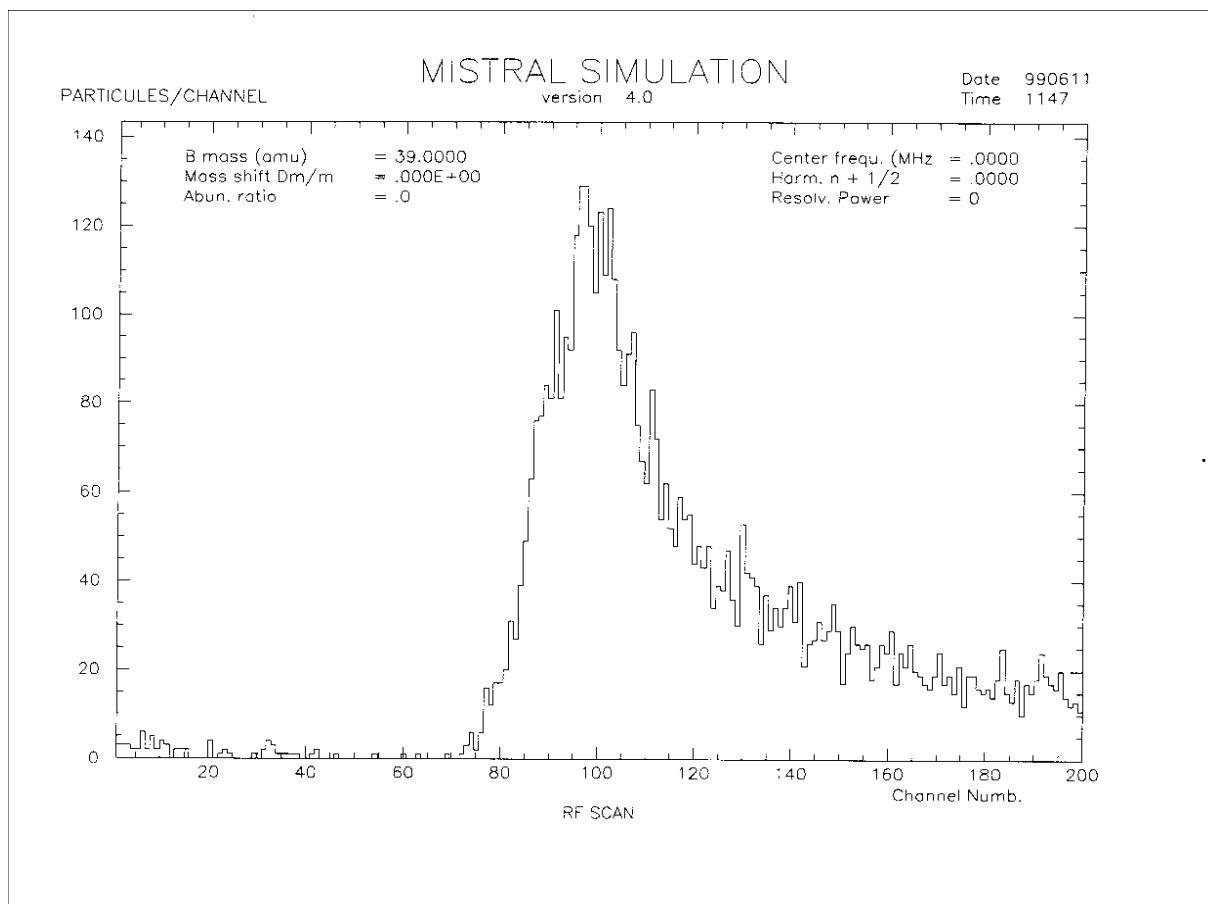


Figure10a : Fréquence centrale du pic définissant la fréquence de résonance. Sur le coin en haut à droite, le pouvoir de résolution n'a pas pu être calculé. (modulateur réel)

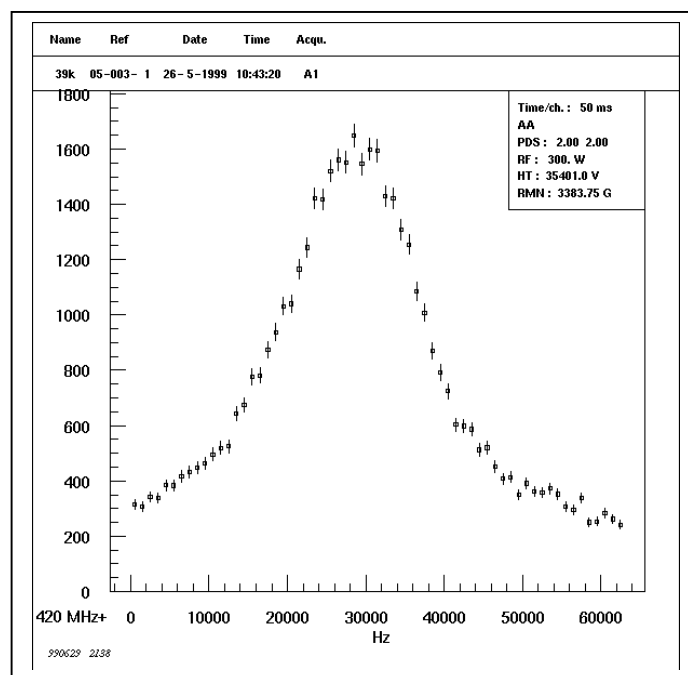


Figure10b : Pic de masse expérimental, symétrique

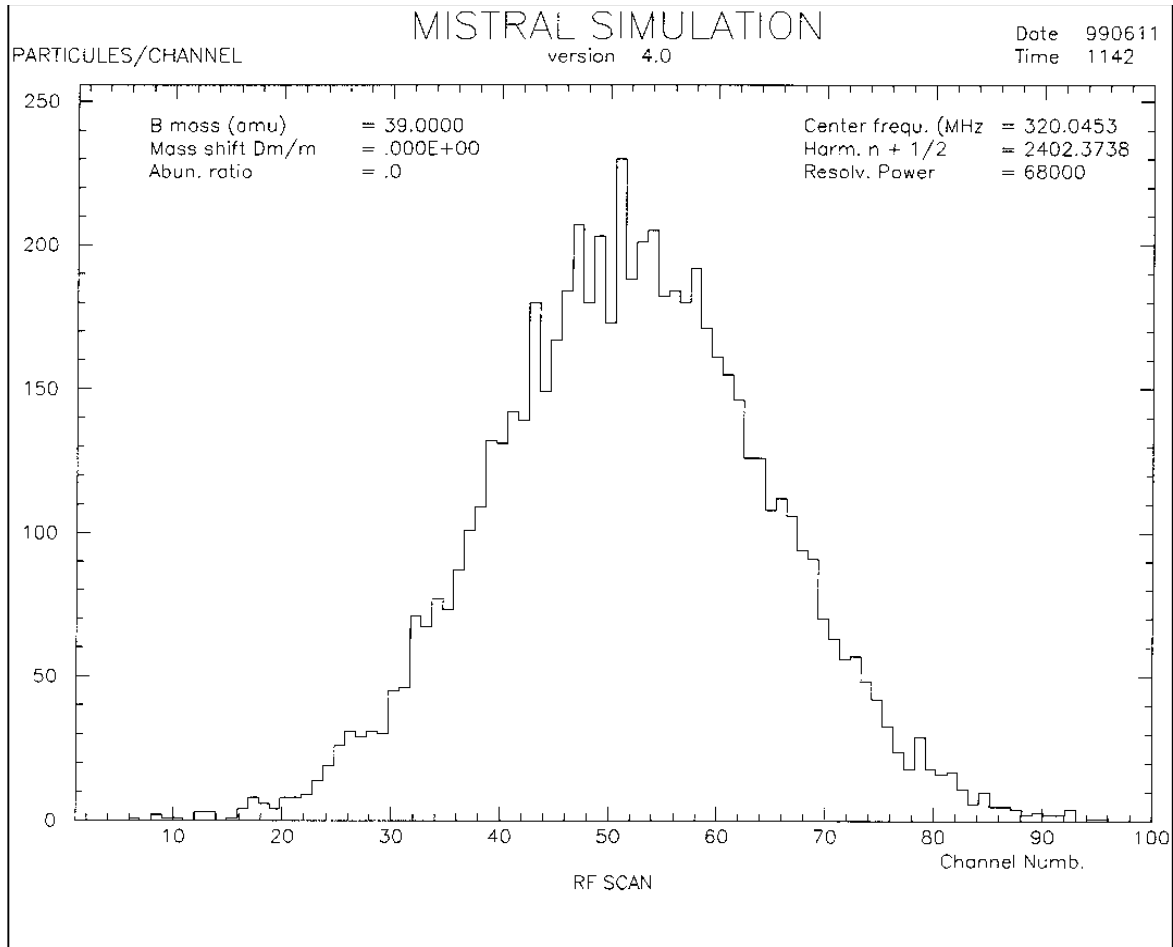
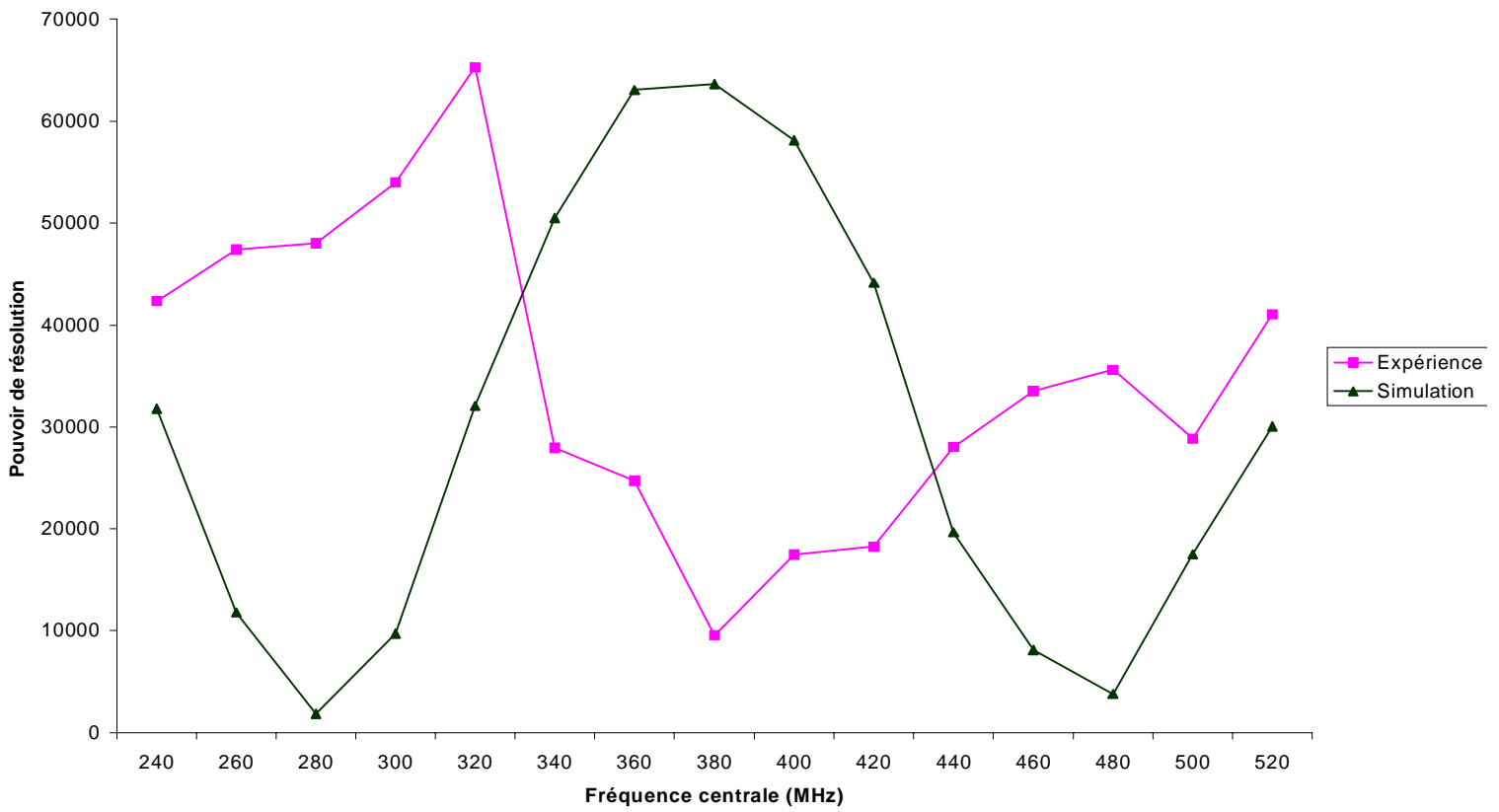


Figure11: Calcul du pouvoir de résolution réalisé à partir de la largeur à mi-hauteur parfaitement définie dans ce cas, modulateur parfait.

Ainsi, en comparant les données expérimentales aux simulations dans le cas du modulateur parfait, on obtient les courbes de la figure12 de la page suivante pour le ^{39}K à 35 et 60 kV.

**39K à 35kV:
Pouvoir de résolution en fonction de la fréquence de résonance.**



**39K à 60kV:
Pouvoir de résolution en fonction de la fréquence de résonance.**

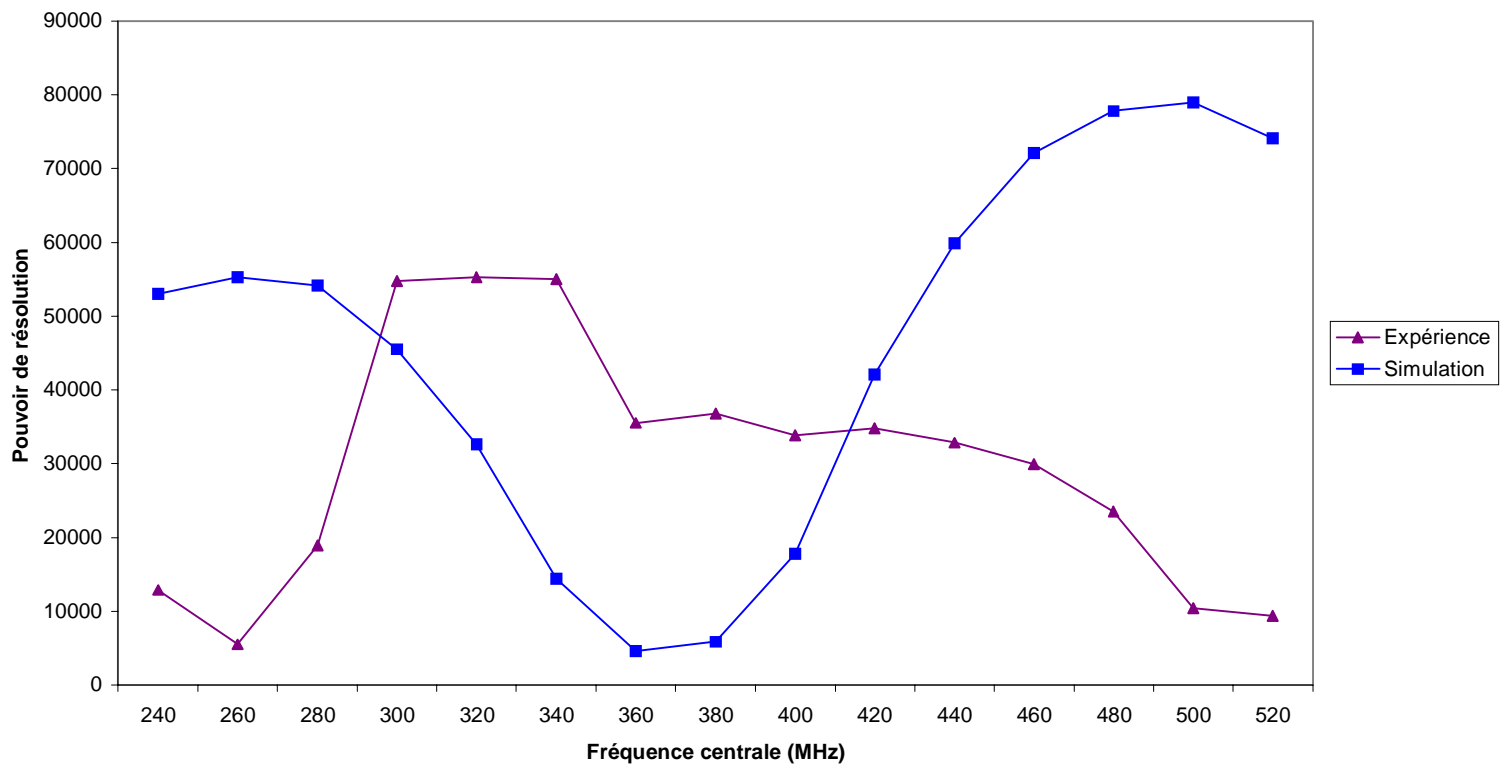


Figure 12 : Comparaison entre expérience et simulation pour le modulateur parfait

Les courbes provenant du programme de simulation avec un modulateur parfait ont été réalisées pour une tension RF particulière et constante de 0,19 kV. On s'est placé sur un point de calibration correspondant à une fréquence de résonance pour laquelle on avait une bonne modulation des ions et on a gardé cette tension RF pour tous les autres points du graphique.

On a vu que les courbes expérimentales de la figure 8, reproduites sur la figure 12 de la page précédente résultent de la convolution de deux effets physiques:

- La variation de la tension RF en fonction de la fréquence à une puissance constante.
- L'efficacité de modulation liée à la géométrie du modulateur en fonction également de la fréquence RF.

En se plaçant à une tension RF constante dans la simulation, on déconvolue les deux paramètres évoquée ci-dessus. Ainsi, les courbes tracées à partir du programme de simulation traduisent l'efficacité de modulation des ions. A ce niveau, on peut constater que la simulation n'est pas en accord avec l'expérience. En effet, les courbes simulées sont à peu près sinusoïdales, comme attendu, ainsi que les courbes expérimentales surtout à 35 kV. Malheureusement, les maxima de l'une correspondent aux minima de l'autre et vice-versa. Les courbes théoriques sont donc complètement décalées par rapport aux résultats donnés par les mesures expérimentales.

Il faut donc chercher d'autres méthodes de comparaison utilisant les programmes de simulations pour tenter de "coller" le mieux qui soit à l'expérience. Lors d'une première tentative, en utilisant le modulateur parfait et en réduisant la longueur du Drift, on est arrivé à des résultats plus satisfaisants. Le fait de remplacer l'épaisseur mécanique par une épaisseur "effective" est une approche assez rudimentaire pour prendre en compte la pénétration des lignes de champ à l'intérieur de celui-ci mais cela nous a permis de prendre conscience de ce qu'il fallait affiner dans la simulation pour trouver des résultats cohérents avec les données expérimentales. Le problème vient donc du fait que l'on a négligé la pénétration des lignes de champ dans le drift, ce qui n'est pas adaptée à la situation physique réelle.

Sur les figures suivantes (figures 13 et 14) sont représentées les amplitudes de modulation dans le cas où les dimensions du Drift aurait diminuées et seraient passées de 1,63 mm à 1,07 mm (épaisseur effective). Les amplitudes de modulation ainsi trouvées se rapprochent dans ce cas d'avantage des courbes expérimentales de la figure 12. Les courbes en trait plein caractérise le potassium 39 qui nous intéresse et comme une masse est toujours comparée à une autre masse, on peut voir sur ces courbes également, en pointillé, le sodium 23 qui a servi de référence dans ce cas.

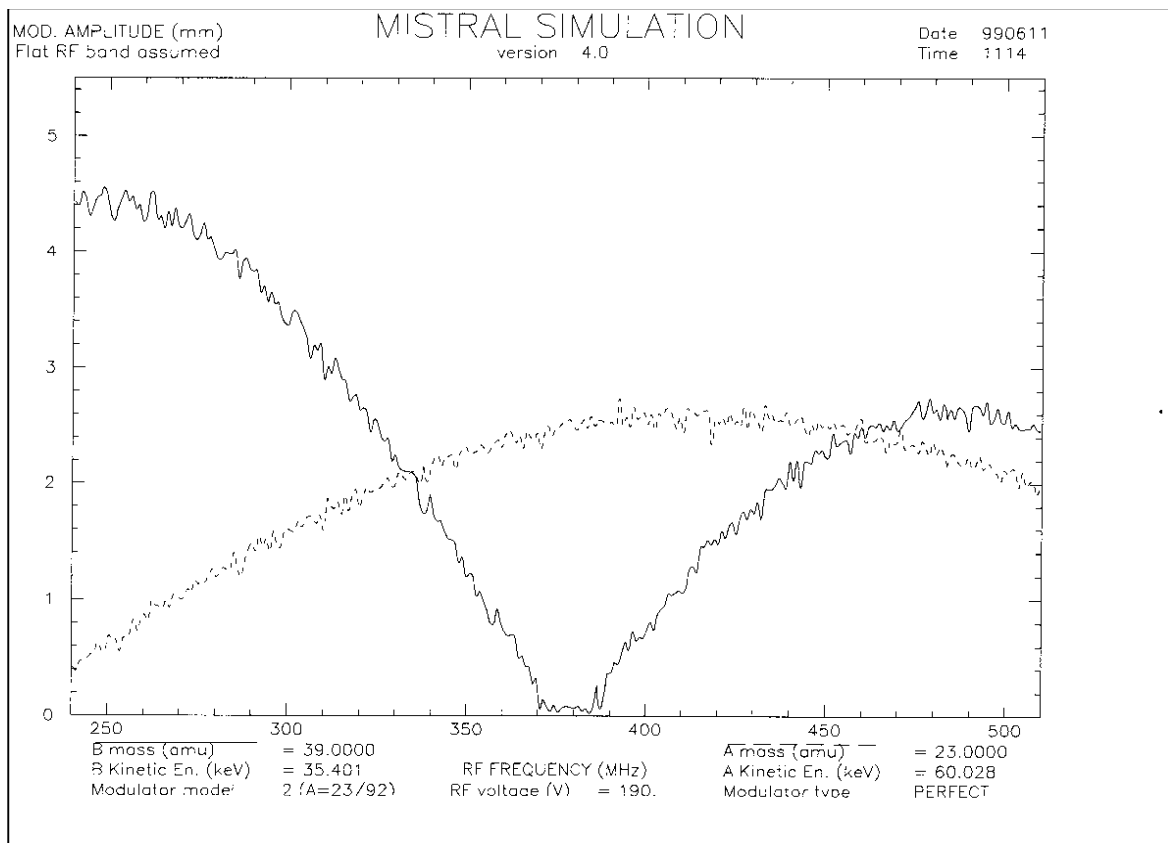


Figure 13: Amplitudes de modulation à 35 kV, longueur du Drift égale à 1,07 mm

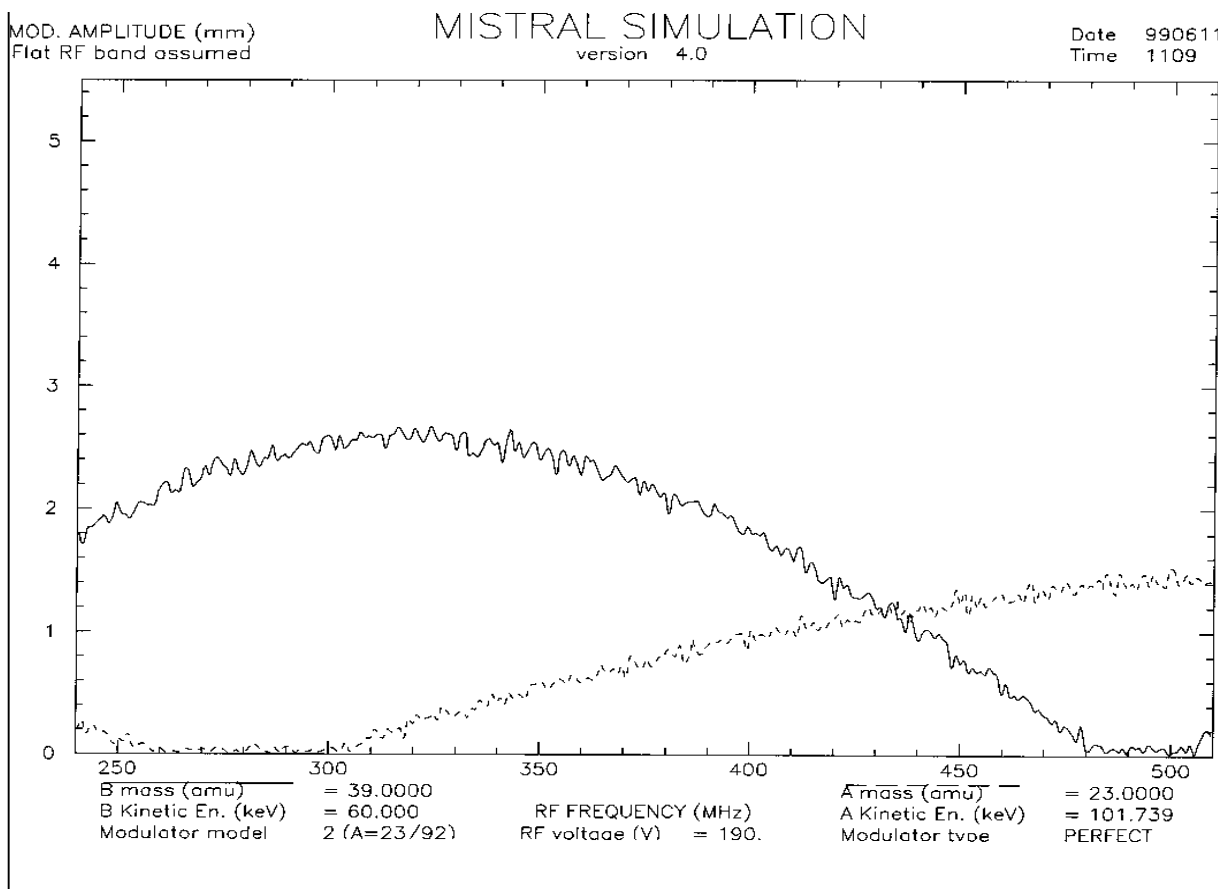


Figure 14 : Amplitudes de modulation à 60 kV, longueur du Drift égale à 1,07mm

C'est donc la pénétration des lignes de champ dans le Drift qu'il faut corriger. Pour cela, on a utilisé une méthode plus adaptée au système physique, appelée la méthode des trapèzes que l'on a présenté sur la figure 9. La profondeur de pénétration des lignes de champ est réglée par la hauteur des trapèzes que l'on choisit. La diminution ou l'augmentation de cette hauteur est ajustée depuis le milieu du gap jusqu'au sommet du trapèze (figure 9). Cette nouvelle méthode est superposée aux courbes de la figure 15 ci-après qui donne un récapitulatif des différentes méthodes utilisées. On remarquera aisément que la méthode des trapèzes est celle la plus adaptée pour la comparaison entre la simulation et l'expérience au niveau du pouvoir de résolution en fonction de la fréquence RF.

Comparaison entre les données expérimentales et les programmes de simulation pour le 39K à 35kV. Tension RF constante

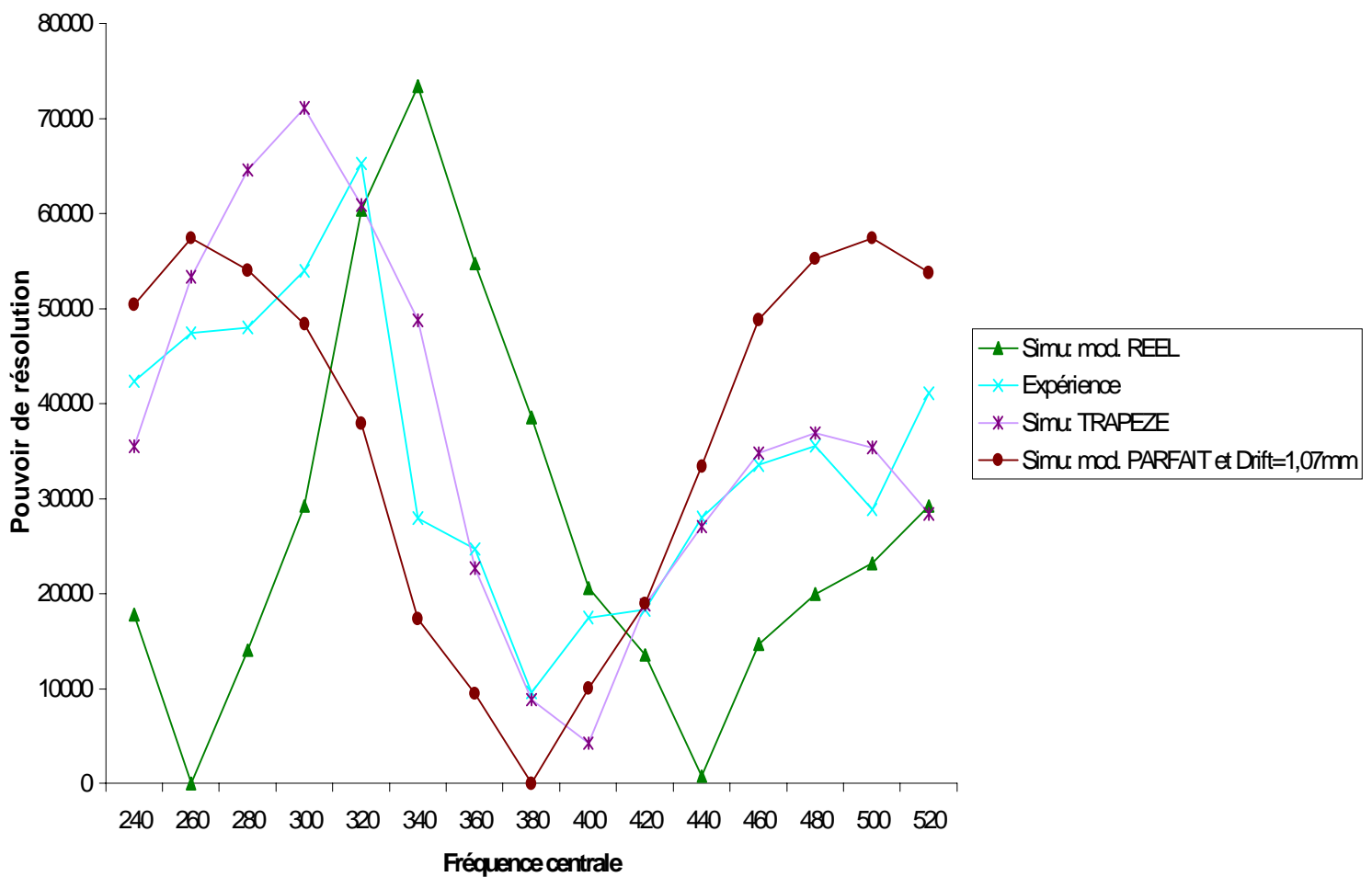


Figure 15 : Dans la méthode des trapèzes, le paramètre drift est pris égal à la dimension mécanique et l'on règle la profondeur des lignes de champ à l'intérieur du gap. La profondeur de pénétration dans le cas de cette figure correspond à 25% de la demi-longueur du gap.

Tout l'intérêt de cette méthode réside donc dans la possibilité d'ajuster la pénétration des lignes de champ dans le Drift.

On voit que cette méthode est efficace en ce qui concerne le potassium 39 à 35 kV. Le résultat est d'autant plus performant qu'il s'adapte aussi bien sur le potassium 39 à 60 kV. Dans la figure 16 qui suit, l'écart observé entre la courbe expérimentale et celle simulée s'explique par le fait que la simulation ne prend pas en compte la diminution de la tension RF au voisinage de 375 MHz.

Comparaison entre le programme de simulation avec les trapèzes et les données expérimentales avec le 39K à 60kV

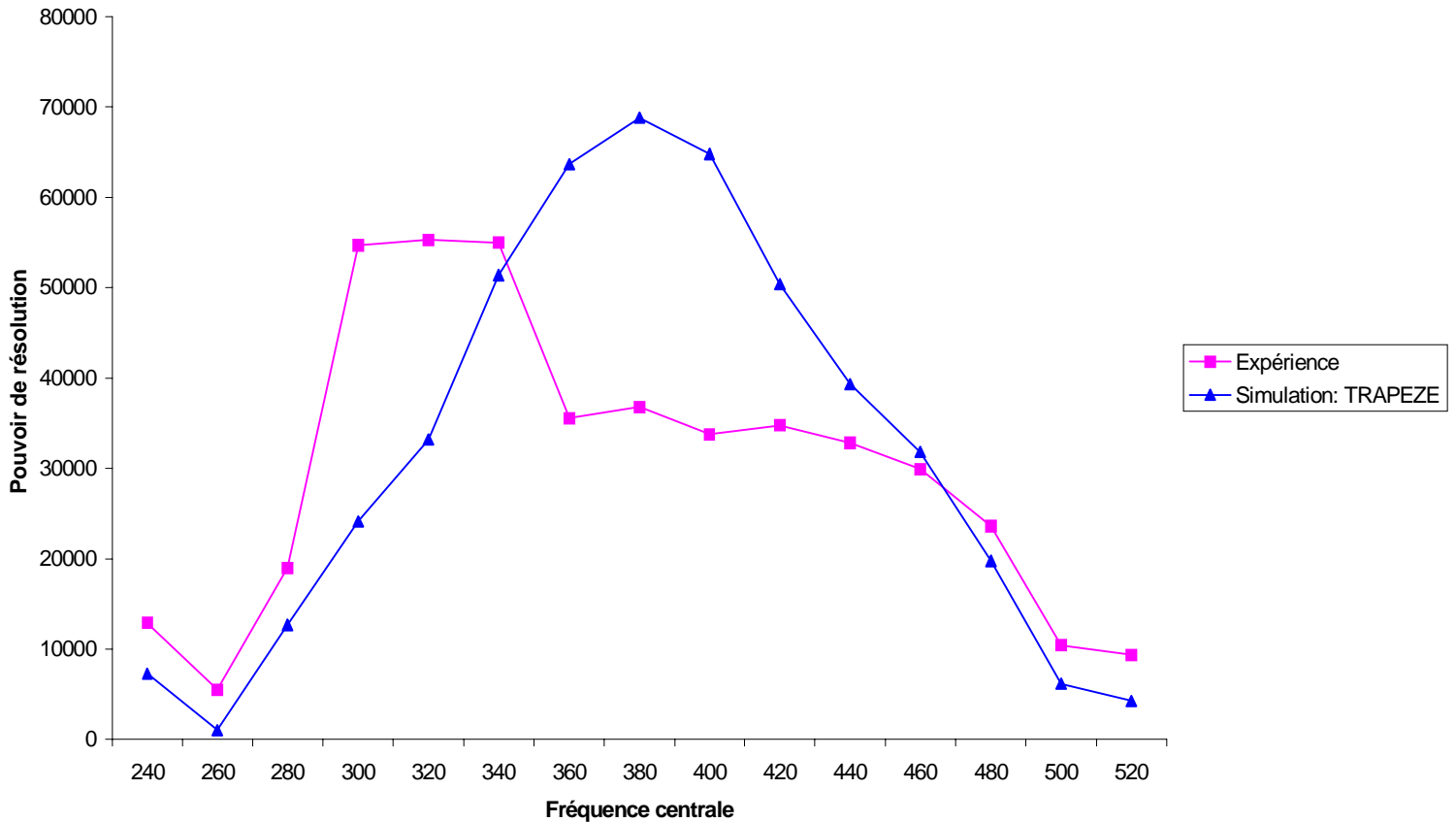


Figure 16 : Programme de simulation utilisant la méthode des trapèzes. Comme pour le 39K, la simulation suit la tendance de l'expérience. Ici aussi, la profondeur de pénétration des lignes de champ correspond à 25% de la demi-longueur du gap.

Conclusion

Ce stage de fin de DEA a été très enrichissant et très complet d'un point de vue scientifique tant pour moi que pour l'équipe de CSNSM parce que l'étude présentée dans ce rapport n'avait jamais été effectuée, même sur l'ancien modulateur. Ce stage présente donc un intérêt tout particulier.

J'ai commencé par un travail expérimental où j'ai pu participer à une prise de données au CERN. Puis, j'ai eu la chance d'avoir eu le temps d'analyser ces données en confrontant la théorie à l'expérience : c'est tout l'intérêt de ce genre d'expérience à petite échelle qui permet, même pendant un stage de trois mois, de développer une réelle démarche de physicien.

Nous avons vu en exécutant les programmes de simulations qu'il n'a pas été si simple de trouver les bons paramètres physiques sur lesquels il fallait jouer pour se rapprocher le plus possible de l'expérience. Une chose est certaine, c'est que le "modulateur réel" des programmes de simulations ne représente pas correctement celui monté sur MISTRAL. Pour cette raison, j'ai essayé de trouver la forme des équipotentielles se rapprochant le plus possible de la réalité. Il y a donc eu trois approches scientifiques que je vais récapituler à présent:

- Utilisation d'un modulateur parfait avec les dimensions mécaniques de celui de MISTRAL. On a vu dans ce cas que la simulation donnait des courbes décalées par rapport à l'expérience.
- Utilisation d'un modulateur "réaliste" où l'on a essayé de tenir compte de la pénétration des lignes de champs dans le drift. Dans un premier temps, je me suis basé sur les résultats que fournissait le programme SIMION avec une modélisation des équipotentielles trop exagérée ce qui m'a poussé à abandonner cette idée. Dans un deuxième temps, j'ai regardé un modèle très simple en ajustant une épaisseur "effective" dans le drift où expérience et simulation ont commencé à s'ajuster l'un par rapport à l'autre.
- Enfin, utilisation d'un modèle plus "raffiné" matérialisant les équipotentielles par des trapèzes. Les résultats ont été très encourageants.

La méthode des trapèzes peut donc être utilisée de façon fiable pour prédire les amplitudes de modulation, ce qui est très important lors des prises de données sur des noyaux radioactifs peu abondants. Il serait malgré tout intéressant lors d'un prochain stage de travailler sur le programme SIMION afin de produire des équipotentielles plus réalistes.