

ORSAY N° 6283
UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY

CSNSM

CENTRE DE SPECTROMETRIE NUCLEAIRE ET
DE SPECTROMETRIE DE MASSE
UNIVERSITÉ PARIS-SUD - CNRS - IN2P3

THÈSE
présentée pour obtenir le grade de
**DOCTEUR EN SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ
PARIS XI, ORSAY**
Discipline : physique nucléaire

par Céline MONSANGLANT, le 17 octobre 2000

**Mesures de masses de haute précision
avec MISTRAL au voisinage de**
 ${}_{12}^{32}\text{Mg}_{20}$

Jury :

Mr. G. Audi

Mr. H. Doubre

Mme D. Guillemaud-Mueller

Mr. H. J. Kluge

Mr. W. Mittig

directeur de thèse

président

rapporteur

rapporteur

Remerciements:

Je m'aperçois que beaucoup de personnes m'ont aidé à écrire cette thèse. Je pense que j'en oublierai momentanément certains. Je m'en excuse par avance.

Je voudrais tout d'abord remercier le Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse et son directeur, M. Hubert Doubre de m'avoir accueilli pendant les trois ans de la préparation de cette thèse. Georges Audi était mon directeur de thèse et je voudrais aussi le remercier vivement pour sa disponibilité et pour m'avoir permis de mener ce travail à bien.

Merci à Dominique Guillemaud-Mueller et Wolfgang Mittig d'avoir accepté d'être mes rapporteurs. Merci pour vos questions pleines de bons sens et futuristes pour certaines !

Merci à Jürgen Kluge d'être venu d'Allemagne pour participer au jury.

Ce travail n'aurait pas pu se faire sans la collaboration de toute l'équipe MISTRAL. Je remercie Catherine Thibault, Michel de Saint Simon et Dave Lunney pour leur aide technique pour certains, informatique pour d'autres, ou tout simplement pour leur disponibilité. Merci à M. Duflo pour les discussions théoriques.

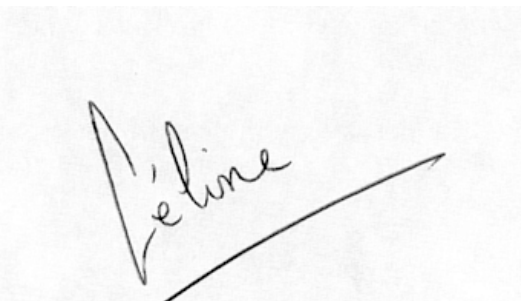
Merci à Sylvain Henry, Nelson Vieira, Cristian Toader, Giancarlo Rizza, Carole Gaulard et Dominique Marchand pour les discussions-boulot ou personnelles qui m'ont permis d'évacuer le stress final.

Je voudrais remercier vivement les techniciens du groupe, Michel Jacotin, Jean-François Képinski, Geneviève Lescornet, pour leur aide précieuse et leur bonne humeur à toute épreuve. Merci encore !!!

Enfin, merci à tous ceux qui ont rendu ces années riches, passionnantes et agréables, je pense au groupe des informaticiens, Gérald Conreur, Guy Fontaine, Bernard Merlant ainsi que Patrick, Claudine et Monique, mais aussi une mention spécial DEA (Elias, Vincent, Fred, Santiago, Nicolas, Sophie et les autres) et plus particulièrement à Esther.

Je n'oublierai pas les cernois qui m'ont permis de travailler dans une bonne ambiance malgré le hall et le manque de fenêtres de celui-ci. Merci aux pensionnaires de la Fruitière à Thoiry.

Pour finir, je voudrais dire un grand merci à Marc et à mon père qui m'ont encouragé, soutenu, requinqué, écouté, aidé, conseillé, bref qui m'ont donné la force d'achever ce mémoire. Je terminerai par une pensée pour ma mère qui aurait été heureuse de savoir sa fille docteur.



A. Lelime

Table des matières :

<u>1</u>	<u>INTRODUCTION</u>	8
<u>2</u>	<u>DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL</u>	10
2.1	<u>Mode de production d'ions radioactifs</u>	10
2.2	<u>ISOLDE</u>	10
2.2.1	<u>Historique et description d'ISOLDE au CERN</u>	10
2.2.2	<u>Supercycle</u>	11
2.2.3	<u>L'ensemble cible-source : la cible</u>	12
2.2.4	<u>L'ensemble cible-source : la source d'ions</u>	12
2.2.5	<u>La séparation en masse</u>	13
2.2.6	<u>Le transport de faisceau</u>	14
2.2.7	<u>Production</u>	14
2.3	<u>Le spectromètre MISTRAL</u>	16
2.3.1	<u>Principe du spectromètre MISTRAL</u>	16
2.3.2	<u>Pouvoir de résolution et précision des mesures de MISTRAL</u>	18
2.3.3	<u>Transmission du spectromètre</u>	23
2.3.4	<u>Description du spectromètre MISTRAL</u>	23
2.3.5	<u>MISTRAL en chiffres</u>	33
2.3.6	<u>Acquisition des données de MISTRAL</u>	34
2.4	<u>Conclusion</u>	38
<u>3</u>	<u>ÉTUDES ET RÉGLAGES DU SPECTROMÈTRE MISTRAL</u>	40
3.1	<u>Faisceauologie</u>	40
3.1.1	<u>Son importance</u>	40
3.1.2	<u>La ligne de transport du faisceau MISTRAL</u>	40
3.2	<u>Modulation radiofréquence, formation du pic de résonance</u>	43
3.2.1	<u>Simulation</u>	43
3.2.2	<u>Mesure de la tension RF au niveau du modulateur</u>	45
3.2.3	<u>Profils de modulation</u>	46
3.2.4	<u>Efficacité de modulation</u>	47
3.3	<u>Études de la stabilité de la fréquence centrale des pics de résonance</u>	50
3.3.1	<u>Stabilité de MISTRAL</u>	50
3.3.2	<u>Effet du pont roulant sur la fréquence centrale des pics de résonance</u>	53
3.4	<u>Saut de masse</u>	55
3.4.1	<u>Calibration des tensions</u>	55
3.4.2	<u>Optimisation des sauts de masse</u>	56
3.5	<u>Mesure de masse</u>	57
3.5.1	<u>Rang harmonique</u>	57
3.5.2	<u>Stabilité d'une mesure de masse</u>	61
3.6	<u>Conclusion</u>	63
<u>4</u>	<u>DÉCALAGE DES MESURES DE MASSES AVEC LE SPECTROMÈTRE MISTRAL</u>	64
4.1	<u>Observations expérimentales</u>	64
4.2	<u>Différentes études de trajectoires</u>	66
4.3	<u>Collimateur ¼ de tour</u>	69
4.4	<u>Nappes de courant</u>	70
4.4.1	<u>Nappes axiales</u>	70
4.4.2	<u>Nappes radiales</u>	71
4.4.3	<u>Conclusion</u>	72
4.5	<u>Études des profils de modulation asymétriques</u>	72
4.6	<u>Conclusion</u>	74
<u>5</u>	<u>MÉTHODE DE MESURES MÉTHODE D'ANALYSE MÉTHODE DE CALIBRATION</u>	76
5.1	<u>Méthode de mesures</u>	76
5.2	<u>Méthode d'analyse</u>	78
5.3	<u>Calibration de l'écart en masse proportionnel au saut de masse</u>	81
5.3.1	<u>Définitions</u>	81
5.3.2	<u>Méthodes</u>	82
<u>6</u>	<u>LES RÉSULTATS</u>	84
6.1	<u>Les Résultats bruts</u>	84

6.1.1	Résultats	84
6.1.2	Les études spéciales	90
6.2	Calibration	104
6.2.1	Calibration « Sodium »	105
6.2.2	Calibration « Potassium »	108
6.2.3	Ajout d'une erreur systématique	110
6.2.4	Résumé sur les calibrations	111
6.2.5	Essai de combinaison des deux calibrations	113
6.2.6	Saut de masse relatif	115
6.3	Résultats	115
6.4	Méthode d'analyse isobarique	118
6.4.1	Mesures isobariques directes	118
6.4.2	Mesures isobarique indirectes	119
6.5	Conclusion	121
6.6	Proposition d'amélioration du protocole de mesures	121
7	ÉVALUATION ET DISCUSSION DES RÉSULTATS	123
7.1	Évaluation des masses	123
7.1.1	²⁵Ne	123
7.1.2	²⁶Ne	125
7.1.3	³²Mg	125
7.1.4	Masses évaluées avec les résultats de MISTRAL	128
7.1.5	Conclusions	129
7.2	Discussion et modèles	130
7.2.1	Les observables	130
7.2.2	Explication des observables par les modèles	134
7.2.3	Conclusion	137
8	CONCLUSION	149
9	ANNEXES	151
9.1	Masses atomiques-définitions diverses	151
9.1.1	Excès de masse ou $\Delta M_{atomique}$	152
9.1.2	Énergie de séparation	152
9.1.3	Énergies de désintégration	153
9.1.4	Énergie de réaction	154
9.2	Moyennes	155
9.3	Probabilité de désintégration	157
9.4	Transport d'impédances	159
9.5	Développement de Taylor	161
❖	Bibliographie	163

1 INTRODUCTION

Les nucléides sont regroupés, en physique nucléaire, sur une carte des noyaux en fonction du nombre de protons (Z) et du nombre de neutrons (N). Cette carte montre que la partie riche en protons est la mieux explorée. En effet, les méthodes de production de faisceaux radioactifs favorisent la production d'ions de cette zone. Les développements actuels des moyens de production permettent maintenant d'explorer la zone riche en neutrons. C'est pour cela qu'il y a depuis quelques années un tel engouement pour cette région. Plusieurs axes d'études sont à retenir :

- Exploration et découverte des limites de la vallée de stabilité.
- Étude des propriétés intrinsèques des noyaux.
- Apports de contraintes sur les modèles.

La découverte de structures telles que les halos, les déformations, est un vivier pour les expérimentateurs et les théoriciens. Aucun modèle, et donc aucune compréhension exacte du noyau, ne permet de les reproduire à partir des propriétés des noyaux proches de la stabilité. La validité et le pouvoir de prédiction de ces modèles doivent être testés par des mesures de plus en plus précises et de plus en plus loin de la vallée de stabilité.

Dans ce cadre, les mesures de masses sont de très bonnes indications des changements de structures et de bons tests pour les modèles existants. La masse est une quantité qui contient l'information énergétique globale du noyau. Elle reflète toutes les interactions qui s'y produisent. La complémentarité des différents programmes de mesures de masses permet de répondre aux motivations ci-dessus (explorations, études, contraintes).

Les masses peuvent être déduites à partir d'énergies de réaction ($Q=m_Ac^2+m_ac^2-m_b c^2-m_Bc^2$) ou à partir des processus de décroissance. Les réactions (n,γ) donnent des résultats avec des records de précision sur la masse (1.10^{-10}). L'ensemble de ces techniques nécessite la connaissance des schémas de niveaux d'excitation. Cependant loin de la stabilité, les schémas de décroissance sont peu connus, entachant les mesures de masses d'erreurs parfois très importantes. Les mesures par énergie de réaction ne permettent pas de s'approcher des noyaux exotiques.

Les mesures de masse directes actuelles par spectrométrie semblent beaucoup plus prometteuses. Au GANIL (Caen, France) et à TOFI (Los Alamos, Etats-Unis), la mesure de masse par temps de vol est privilégiée. Elle permet de mesurer la masse d'une centaine de noyaux en une seule prise de données avec une précision de l'ordre de 1.10^{-6} . L'acceptance de ce type d'appareil est grande et donc, la mesure de noyaux très exotiques est possible. L'utilisation de cyclotrons, comme appareil de mesure du temps de vol, augmente la durée du vol et donc les précisions. L'expérience ISOLTRAP atteint des précisions de l'ordre de 1.10^{-7} par l'utilisation de trappes de Penning. La fréquence cyclotron des ions est mesurée par

confinement des ions dans un champ magnétique et un champ électrique. La limitation de ce type d'appareil est le temps d'interaction nécessaire qui ne permet pas de mesurer la masse des noyaux de trop courte durée de vie. Une revue plus détaillée de ces différentes méthodes est faite dans les références [MIT97, BOL97].

MISTRAL est un spectromètre à radiofréquence et à transmission qui complète bien les expériences citées précédemment. C'est un appareil relativement nouveau. Il a été installé au CERN au cours de l'été 1997 et a réalisé ses premières mesures de masses en 1998. Aucun temps de stockage n'est nécessaire pour mesurer la fréquence cyclotron des ions. Il n'y a donc aucune limitation en demi-vie des ions. La précision de MISTRAL peut atteindre quelques 10^{-7} pour des ions de demi-vie de quelques millisecondes. Durant une prise de données, seules une à trois masses et leurs calibrants peuvent être mesurés. La seule limite de MISTRAL est sa faible transmission. Par conséquent, une mesure de masse nécessite dans la phase actuelle de MISTRAL une bonne production d'ions radioactifs d'ISOLDE (10^4 ions/s).

Cette thèse est consacrée aux mesures de masse obtenues avec MISTRAL, et notamment à celles réalisées en 1999 au voisinage de ${}_{12}^{32}\text{Mg}_{20}$. Cette région est un enjeu expérimental et théorique important dont l'étude a commencé en 1975. C'est une région de déformation assez locale qui apparaît là où on attendait une fermeture de couche ($N=20$) et des noyaux sphériques. Décrire cette déformation et ajuster les paramètres des modèles sur les masses très éloignées de la stabilité est un défi pour les théoriciens. De nombreuses prises de données ont déjà été faites pour étudier ces noyaux et MISTRAL devrait apporter une contrainte supplémentaires sur la précision de leurs masses.

Cette thèse est séparée en deux parties distinctes. Dans un premier temps, les chapitres 2 et 3 décrivent le spectromètre de masse, son principe de fonctionnement, les réglages nécessaires pour une mesure de masse valide. Le chapitre 4 étudie le décalage des masses mesurées durant les campagnes de 1998 et 1999. La deuxième partie (chapitres 5, 6 et 7) est consacrée à la mesure, l'analyse et l'évaluation des masses de ${}^{25}\text{Ne}$, ${}^{26}\text{Ne}$ et ${}^{32}\text{Mg}$ obtenues durant la campagne de mesures de 1999. Une amélioration de la procédure de mesure de masses y est explorée. Différents modèles sont comparés aux valeurs expérimentales et leurs tendances sont analysées en terme de structures nucléaires.

2 DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Dans ce chapitre, je vais m'attacher à décrire ISOLDE (séparateur d'isotopes en ligne au CERN) et notre système expérimental MISTRAL (Mesures de masses à Isolde avec un Spectromètre à Transmission et à Radiofréquence en Ligne).

2.1 Mode de production d'ions radioactifs

Il existe deux méthodes de production de faisceaux radioactifs : la méthode en vol et la méthode ISOL.

La méthode en vol produit des faisceaux radioactifs par fragmentation d'un projectile de grande énergie cinétique dans une cible. Le faisceau résultant a une vitesse équivalente à celle du projectile, c'est-à-dire une énergie cinétique de l'ordre de 10 MeV par nucléon. Cette méthode est utilisée notamment au GANIL ou à GSI.

La méthode ISOL (Isotopes Separation On-Line) a été la première à être développée, notamment à ISOLDE. Elle est utilisée pour produire des ions radioactifs de basse énergie (d'une centaine de keV). Un faisceau de protons frappe une cible épaisse. Des nucléides sont alors produits par réactions nucléaires. Trois sortes de réactions nucléaires, fission, fragmentation et spallation, sont possibles. Les atomes produits sont ensuite ionisés par une source d'ions couplée à la cible portée à haute tension et à haute température, puis séparés en masse par des séparateurs électromagnétiques. Dans ce travail, les noyaux exotiques riches en neutrons étudiés sont produits avec cette méthode, par fragmentation du noyau cible dans une cible épaisse de carbure d'uranium couplée à une source à plasma chaud.

2.2 ISOLDE

2.2.1 Historique et description d'ISOLDE au CERN

ISOLDE (CERN, Genève) est une installation (Figure 1) qui produit une grande variété de faisceaux d'ions radioactifs [KUG92]. Dans un premier temps, elle a été placée derrière le synchrocyclotron de 600 MeV (SC) et a commencé à délivrer ses premiers faisceaux radioactifs en 1967. En 1990, ISOLDE a été déplacée derrière le Booster du Synchrotron à Protons (PS-BOOSTER). Le PS-BOOSTER est un ensemble de quatre petits synchrotrons montés en parallèle qui pré-accélèrent à une énergie de 1 GeV les protons délivrés par un

accélérateur LINAC. Ces protons sont ensuite destinés à être injectés dans le « Proton Synchrotron (PS) », puis dans les différents accélérateurs du CERN.

Le PS-BOOSTER délivre les protons au cours d'un supercycle comprenant en général 12 éjections de protons de 1 GeV. La moitié environ de ces éjections sont disponibles pour la production d'ions radioactifs à ISOLDE.

C'est l'ensemble cible-source d'ions qui est le siège des réactions nucléaires et qui convertit la production en faisceau d'ions radioactifs. Les ions formés dans la source sont accélérés jusqu'à 60 keV, puis séparés en masse et sont ensuite conduits aux différentes expériences. À ISOLDE, deux séparateurs indépendants sont disponibles, le GPS et le HRS. Ils sont alimentés par deux ensembles cibles-sources (Figure 1). Ils produisent des faisceaux radioactifs dirigés vers les expériences.

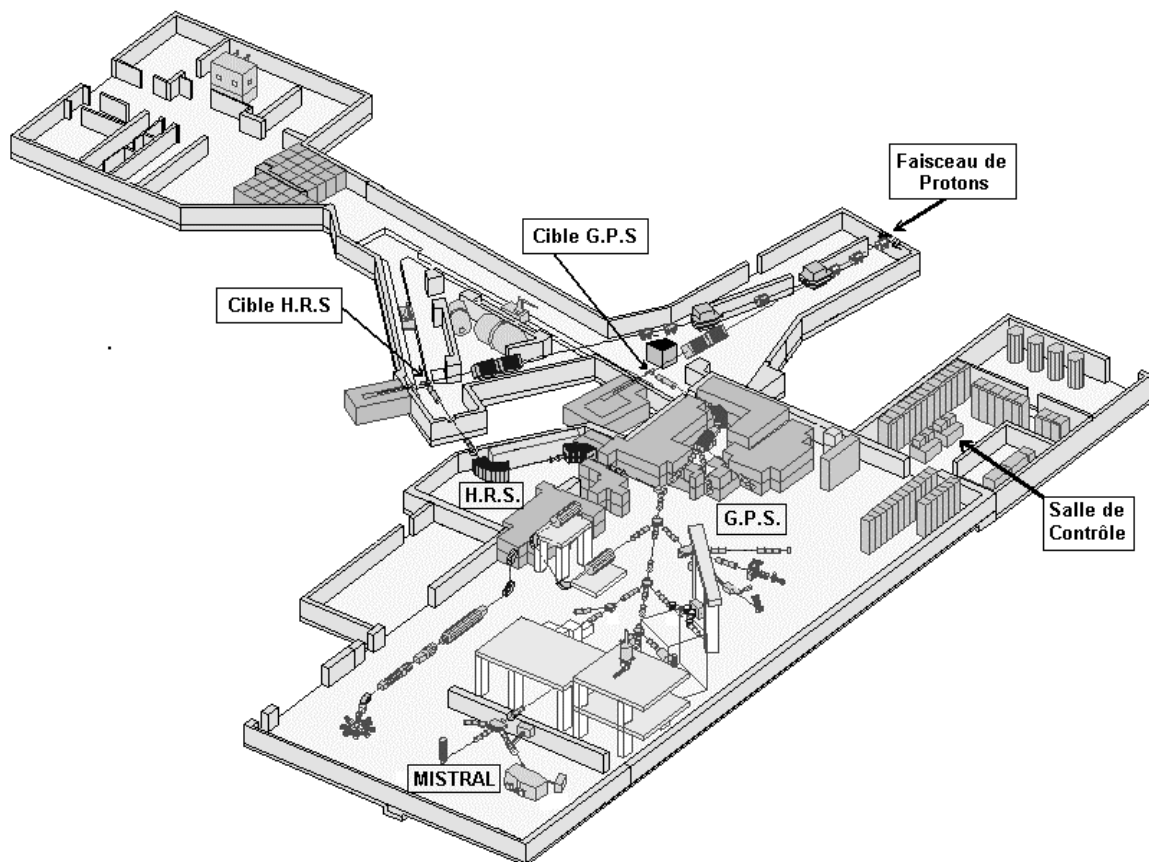


Figure 1: Le hall ISOLDE. Le faisceau de protons du PS-BOOSTER bombarde les cibles d'ISOLDE. Le faisceau radioactif résultant est séparé en masse par le G.P.S. (General Purpose Separator), ou par le H.R.S. (High Resolution Separator). Il est ensuite transporté vers les expériences. MISTRAL est situé dans l'extension construite en 1996.

2.2.2 Supercycle

Les protons de 1 GeV utilisés par les différents accélérateurs du CERN sont délivrés au cours d'un supercycle. Ce supercycle de 14,4 secondes est segmenté en 12 éjections (Figure 2). Ces éjections sont très courtes (de l'ordre de $2,4 \mu\text{s}$) et de grande intensité

($3,2 \cdot 10^{13}$ protons). Cette structure en éjections donne un faisceau radioactif pulsé à intervalles irréguliers. Il faut se synchroniser avec l'arrivée des protons dans la cible d'ISOLDE pour la prise de données.

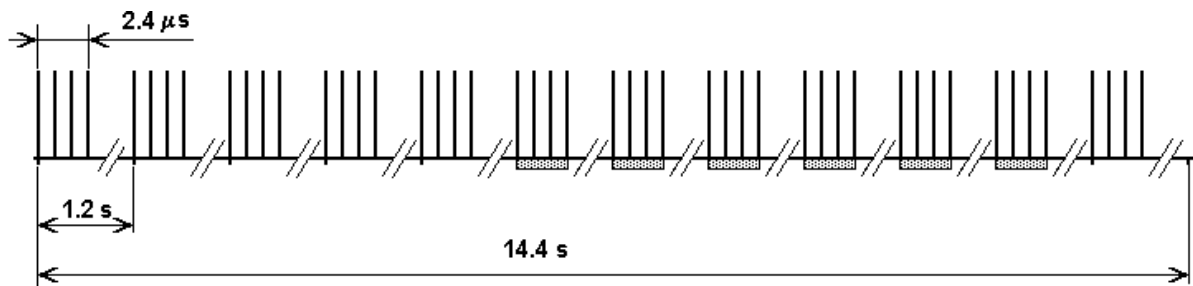


Figure 2 : Le supercycle. Les éjections de protons sont espacées de 1,2 secondes. Chaque éjection est constituée de quatre paquets qui correspondent aux quatre anneaux du PS-BOOSTER. La durée totale d'un supercycle est de 14,4 secondes (12 éjections). En grisé sont représentées à titre d'exemple les éjections de protons destinées à ISOLDE.

2.2.3 L'ensemble cible-source : la cible

La cible est le lieu des réactions nucléaires déclenchées au cours du supercycle du PS-BOOSTER par les éjections de protons de 1 GeV.

La cible est généralement constituée de l'élément cible et d'un matériau diffuseur choisi pour permettre la diffusion thermique la plus rapide possible de l'élément chimique qui nous intéresse. Le choix de la composition chimique de la cible qui va être portée à haute température (2000 à 2400°C) est décisif pour la production des ions radioactifs, particulièrement ceux de courte durée de vie. La fabrication des cibles fait appel à des domaines aussi variés que la métallurgie, la chimie à haute température et la physique des surfaces. Les matériaux les plus courants sont le carbure d'uranium qui permet la production en grande quantité d'alcalins. L'épaisseur de la cible est de l'ordre de 20 g/cm^2 .

Les cibles produisent toutes sortes d'atomes mais tous ne parviennent pas dans la source d'ions associée. La diffusion thermique hors de la cible est fortement dépendante de la nature chimique des atomes produits et de la température de la matrice. Certains éléments ne quitteront jamais la cible. D'autres peu volatiles n'arriveront jamais dans la source d'ions.

Les atomes issus de la cible vont être ionisés dans la source d'ions.

2.2.4 L'ensemble cible-source : la source d'ions

La source d'ions portée à 60kV produit un faisceau d'ions principalement monochargés. Ils sont ensuite séparés en masse dans le séparateur correspondant. À ISOLDE, plusieurs types de sources d'ions sont proposés dans le but de fournir une grande variété d'éléments chimiques aux utilisateurs.

Au cours de ce travail, la source à plasma chaud (Figure 3) a été utilisée car elle permet d'ioniser un grand nombre d'éléments contrairement à la source à ionisation de surface qui n'est d'une grande efficacité d'ionisation que pour les alcalins.

Le plasma de ce type de source d'ions est produit par un mélange de gaz (souvent Argon et Xénon) qui est ionisé par des électrons accélérés par une anode portée aux environs de 130 V. Un champ magnétique empêche les électrons de sortir de la source. Les atomes venant de la cible entrent en collisions avec les ions du plasma. Il est alors produit toutes sortes d'ions. Il n'y a aucune sélectivité chimique. Le faisceau ainsi obtenu est beaucoup plus diversifié qu'avec une source à ionisation de surface. C'est ce qui fait l'avantage et l'inconvénient des sources à plasma : il y a un vaste choix d'ions produits mais aussi de nombreux contaminants isobariques (même nombre de masse) après la séparation en masse. Nous avons eu parfois jusqu'à trois ou quatre contaminants pour une même masse. Ce type de source donne un faisceau plus dispersé en énergie que les sources à ionisation de surface.

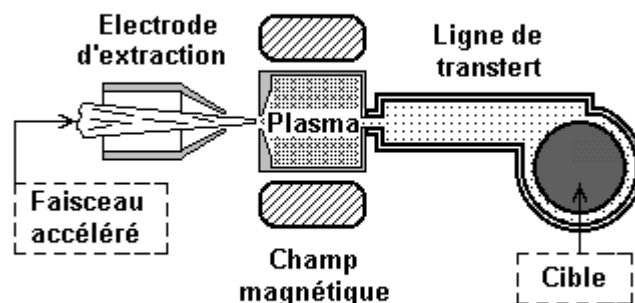


Figure 3 : Source à plasma chaud.

Il existe de nombreux autres types de sources comme les sources laser qui ionisent les atomes d'un seul élément chimique avec une contamination isobarique très réduite. Nous envisageons pour l'avenir d'utiliser ce dernier type de source.

Un cours complet sur les sources d'ions peut être trouvé en référence [ARI97].

2.2.5 La séparation en masse

Une fois le faisceau d'ions produit et accéléré à une énergie cinétique de 60 keV, il est séparé en masse par des séparateurs électromagnétiques. ISOLDE (Figure 1) a deux séparateurs (avec chacun son ensemble cible-source d'ions) [KUG92].

Le premier séparateur, G.P.S. (General Purpose Separator), est le plus utilisé. Il est capable de délivrer simultanément 3 faisceaux écartés en masse de $\pm 15\%$. Il comprend un aimant d'angle 70° . Il a une résolution théorique en masse d'environ $\frac{m}{\Delta m} = 2400$ et une résolution en masse expérimentale de 1200.

Le deuxième séparateur, H.R.S. (High Resolution Separator) [KUG92], est en phase de réglage, il ne délivrera qu'un seul faisceau mais avec une plus grande résolution grâce à ses

deux aimants (90° et 60°). Son pouvoir de résolution en masse d'environ 6 000 permettra de mieux séparer les isobares, il sera possible à l'avenir d'atteindre une résolution supérieure à 15 000, ce qui devrait améliorer considérablement la pureté des faisceaux.

2.2.6 Le transport de faisceau

La ligne de transport d'ISOLDE est uniquement composée d'éléments électrostatiques. L'étude de plusieurs faisceaux d'ions de masses différentes sans retouches de la trajectoire est donc possible car la force électrique subie par les ions ne dépend pas de la vitesse des ions, et par conséquent de leur masse, contrairement à la force magnétique. De plus, si le transport était assuré par des éléments d'optique magnétique, le phénomène de l'hystérésis des aimants poserait des problèmes de reproductibilité des trajectoires lors des changements de masse.

MISTRAL est situé dans l'extension du hall d'expériences construite en 1996. Le faisceau a une cinquantaine de mètres à parcourir pour atteindre l'expérience MISTRAL (Figure 1). Un faisceau de ^{32}Mg mettra pour arriver sur le détecteur de l'expérience MISTRAL un temps t :

$$t = \frac{l}{\sqrt{\frac{2qU}{m}}} = 105 \mu\text{s}$$

pour $l = 50$ m, une tension d'accélération $U = 60$ kV, et une masse $m = 32 \times 1,66 \times 10^{-27}$ kg. La demi-vie de ^{32}Mg étant 95 ms, le temps de vol jusqu'au spectromètre MISTRAL ne sera donc pas une limitation à l'étude de cet ion ou de noyaux plus exotiques. La seule limitation en dehors du temps de diffusion dans la cible pour MISTRAL est due à la quantité d'ions produite, l'acceptance du spectromètre étant faible.

2.2.7 Production

ISOLDE délivre des faisceaux d'ions radioactifs de grande variété. Les isotopes de 64 éléments chimiques peuvent être produits. Leurs productions dépendent de la nature du matériau de la cible, du type de sources d'ions et de la demi-vie des isotopes considérés.

Idéalement, nous attendons d'ISOLDE qu'il nous fournisse un faisceau très pur (ne contenant qu'un seul type de noyau) en grande quantité. Si une cible est capable de produire un maximum d'éléments avec une grande efficacité, l'observation des noyaux exotiques et intéressants sera contaminée par la présence d'isobares proches de la stabilité. C'est ce qui se produit avec la source d'ions à plasma qui ionise non seulement des isobares radioactifs et stables mais aussi des molécules ionisées à partir des constituants de la cible ou de la source et des gaz résiduels.

Dans la réalité, les courbes de production d'un élément donné ont des allures en forme de cloches (Figure 4). Il est possible de perdre un ou deux ordres de grandeurs en production en passant d'un isotope au suivant. Il faut donc sélectionner l'ensemble cible-source pour obtenir le maximum d'intensité pour les ions que nous voulons étudier.

La dépendance en temps observée en Figure 5 résulte de la superposition de deux processus [LET97] : d'une part la diffusion thermique et d'autre part la décroissance

radioactive dans la cible. Le temps de diffusion est de l'ordre de la centaine de millisecondes, pour les néons par exemple. Une étude plus détaillée de ce type de courbe sera faite pour l'analyse des données d'avril 1999 (cf 6.1.2.2).

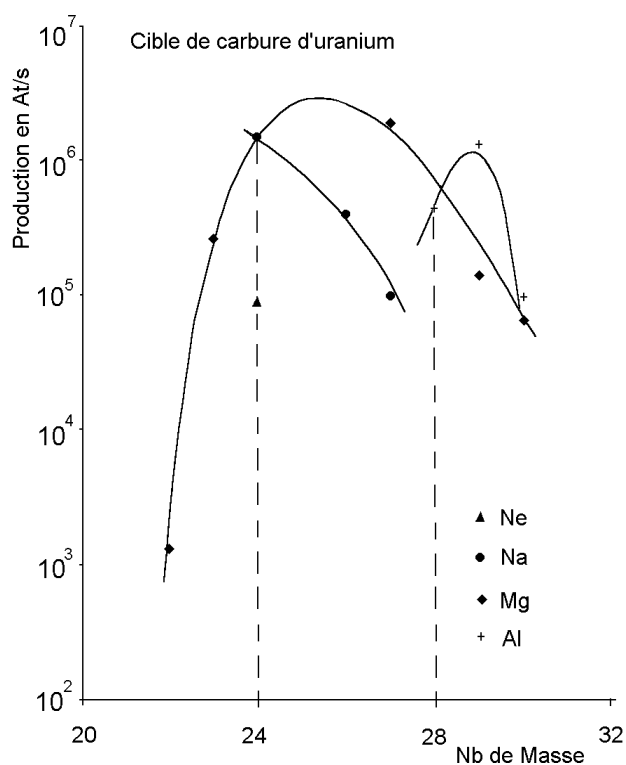


Figure 4 : Production des isotopes de néon, sodium, magnésium et aluminium pour une cible de carbure d'uranium ($9,7 \text{ gU/cm}^2$) irradiée par un faisceau de $0,5 \cdot 10^{13}$ protons/s à 600 MeV et associée à une source à plasma chaud. Cette figure est tirée de la référence [HAG91]

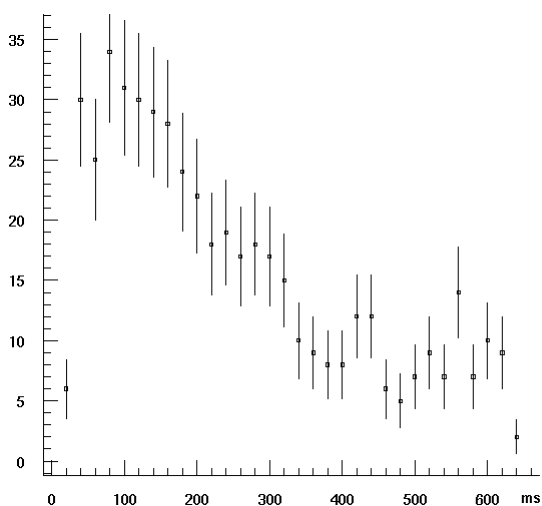


Figure 5 : Variation de la production de ^{25}Ne au cours du temps. La décroissance est principalement due à la demi-vie du nucléide.

2.3 Le spectromètre MISTRAL

MISTRAL est un spectromètre de masse à radiofréquence et à transmission de type Smith [SMI60]. Le premier appareil de ce type a été réalisé dans les années 1960 pour mesurer les masses de molécules composées des éléments H, C, O, et N. La mesure de masse est déduite de la mesure des fréquences cyclotrons d'un ion de masse inconnue et d'un ion de masse de référence dans un même champ magnétique homogène. Le principe de fonctionnement du spectromètre MISTRAL est expliqué dans les sections suivantes.

2.3.1 Principe du spectromètre MISTRAL

Nous déterminons les masses atomiques par la mesure de la fréquence cyclotron f_c d'un ion de masse m (relativiste) et de charge q tournant dans un champ magnétique B homogène selon la relation :

$$f_c = \frac{q \cdot B}{2 \cdot \pi \cdot m} \quad (2-1)$$

Nous recherchons une très grande précision sur la mesure de masse ($5 \cdot 10^{-7}$) de façon de mettre en évidence des variations liées à la structure nucléaire. La mesure des fréquences a été choisie car c'est la grandeur physique que l'on sache déterminer avec la plus grande précision à l'heure actuelle (jusqu'à $1 \cdot 10^{-14}$ de précision). Le champ \vec{B} ne pouvant pas être mesuré avec une telle précision, la masse est déterminée par comparaison quasi-simultanée de la fréquence cyclotron de deux ions dans le même champ \vec{B} . La masse très bien connue m_A d'un nucléide stable tel que ^{23}Na ou ^{39}K s'appelle masse de référence et l'autre est la masse dite inconnue m_B . Le principe repose sur la comparaison de ces deux masses suivant l'équation :

$$m_A \cdot f_{c_A} = m_B \cdot f_{c_B} \quad (2-2)$$

Pour que cette comparaison soit possible, il faut que les deux faisceaux d'ions correspondants à m_A et m_B circulent dans le même champ magnétique moyen, c'est-à-dire qu'il faut que l'intégrale du champ magnétique sur un tour complet de la trajectoire soit constante.

On appelle « saut de masse » le passage de la masse de référence à la masse mesurée : $m_A \rightarrow m_B$. Les deux faisceaux auront la même trajectoire dans le champ \vec{B} sans réglage intermédiaire si leur énergie cinétique E_c et les tensions U de chaque élément de la ligne de transport du faisceau vérifient aussi la loi de proportionnalité :

$$\frac{m_A}{m_B} = \frac{E_{cB}}{E_{cA}} = \frac{U_B}{U_A} \quad (2-3)$$

Le principe du fonctionnement de MISTRAL peut se décrire qualitativement en suivant le parcours d'un ion tout au long de son passage dans le champ magnétique homogène (Figure 6).

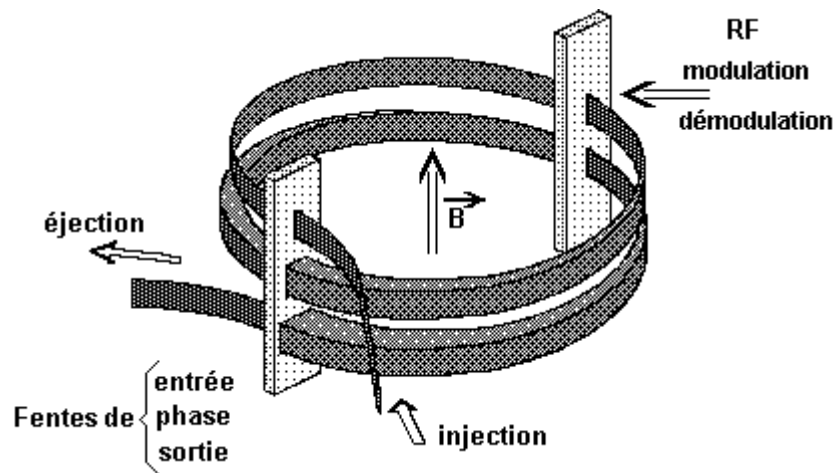


Figure 6 : Enveloppe du faisceau de MISTRAL modulé par la tension RF. Le faisceau est injecté dans l'aimant. Il suit une trajectoire hélicoïdale de deux tours. À la fin du premier et du troisième demi-tour, il passe dans le modulateur RF. Il est ensuite éjecté de l'aimant pour être détecté par un multiplicateur d'électrons secondaires.

Le faisceau d'ions positifs (de notre source de référence ou d'ISOLDE) arrive au niveau de la fente d'entrée dans le champ magnétique. Toutes les fentes de MISTRAL, à l'exception de la fente de phase, ont une largeur de 0,4 mm et une hauteur de 5 mm. Le faisceau va suivre dans ce champ une trajectoire hélicoïdale de 1 mètre de diamètre. La résolution en masse de l'aimant seul est alors d'environ 2 500 ce qui est insuffisant pour séparer les isobares.

À la fin du premier et du troisième demi-tour, l'ion subit une modulation radiofréquence longitudinale de sa vitesse et donc du diamètre de sa trajectoire. Les propriétés du champ magnétique homogène sont telles que le faisceau est focalisé en énergie tous les tours et en angle tous les demi-tours. Cela lui permet d'être focalisé sur les fentes du modulateur. L'ensemble de ces propriétés permet de conserver la focalisation sur le deuxième passage dans le modulateur malgré la modulation de la vitesse introduite lors du premier passage. De plus les ions de même masse, mais de vitesse différente, mettent le même temps pour parcourir un cercle complet dans le champ magnétique : c'est la propriété d'isochronisme. Le temps de parcours est égal à $1/f_c$.

La modulation de la vitesse subie par l'ion dépend de la phase de la radiofréquence au moment où celui-ci entre dans le modulateur. Au niveau de la fente de phase, le faisceau sera dispersé d'environ $\pm 2,5$ mm autour de sa position moyenne. Après la deuxième modulation, seuls les ions dont l'accélération totale est nulle, seront transmis à travers la fente de sortie et comptés par un multiplicateur d'électrons secondaires. La modulation et la démodulation sont alors en opposition de phase ce qui donne une différence de phase $\Delta\phi$:

$$\Delta\phi = (2 \cdot n + 1) \cdot \pi$$

avec n un nombre entier de l'ordre de 2000 (lié au choix de la fréquence de travail) dit « rang harmonique ».

La différence de phase est directement liée au temps de parcours entre les deux modulations :

$$\Delta\phi = 2\pi f_{RF} T_c$$

avec $T_c = 1/f_c$.

Les ions transmis à travers la fente de sortie vérifieront donc l'équation :

$$f_{RF} = \left(n + \frac{1}{2}\right) \cdot f_c \quad (2-4-a)$$

On appellera dans la suite $N = n + 1/2$, d'où

$$f_{RF} = N \cdot f_c \quad (2-4-b)$$

En balayant la radiofréquence, une série de pics de transmission ou pic de résonance (Figure 7) est obtenue. Ces pics de transmission sont espacés de f_c . Pour un ion de ^{39}K , d'énergie cinétique d'environ 35 keV, f_c est de l'ordre de 140 kHz. La masse du nucléide est obtenue par comparaison de la fréquence de résonance du faisceau d'ISOLDE et de la fréquence de résonance du faisceau de référence. Ces deux mesures doivent impérativement avoir été faites de façon aussi proches que possible dans le temps pour être sûr que l'erreur due à la variation éventuelle du champ magnétique entre les deux mesures est négligeable.

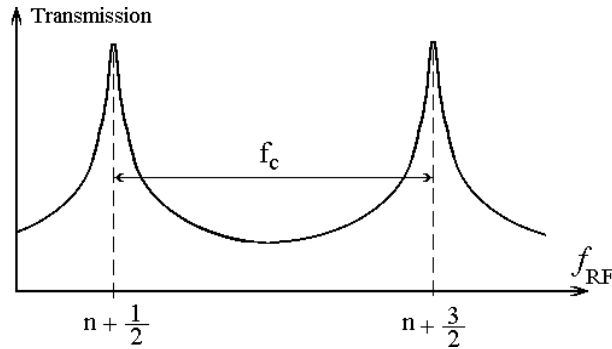


Figure 7 : Schéma d'une série de pics de transmission obtenue en balayant la radiofréquence f_{RF} .

2.3.2 Pouvoir de résolution et précision des mesures de MISTRAL

La description quantitative par le diagramme de Fresnel permet de calculer le pouvoir de résolution du spectromètre.

La résolution en masse de MISTRAL est la quantité

$$\mathfrak{R} = m/\Delta m = f_{RF}/\Delta f_{RF} = f_c/\Delta f_c \quad (2-5)$$

où Δf_{RF} est la largeur à mi-hauteur du pic de transmission.

À chaque passage dans le modulateur, l'ion subit une modulation de son énergie cinétique E_c égale à $E_m \cdot \sin(2\pi \cdot f_{RF} \cdot t)$ et donc de son diamètre initial D_0 donnée par $D_m \cdot \sin(2\pi \cdot f_{RF} \cdot t)$ où D_m et E_m sont les amplitudes de variation du diamètre et de l'énergie cinétique. Après deux

passages dans le modulateur, la variation d'énergie cinétique ΔE_c (resp. la variation du diamètre ΔD_{finale}) subit par l'ion est donc :

$$\Delta E_c = E_m \cdot \sin(2\pi \cdot f_{RF} \cdot t) + E_m \cdot \sin(2\pi \cdot f_{RF} \cdot t + \Delta\phi) \quad (2-6)$$

$$\text{avec } \Delta\phi = \frac{f_{RF}}{f_c} \cdot 2\pi$$

$\frac{1}{f_c}$ est le temps mis par l'ion pour faire un tour dans l'aimant.

$$\Delta D_{finale} = \Delta D_1 + \Delta D_2 = D_m \cdot \sin(2\pi \cdot f_{RF} \cdot t) + D_m \cdot \sin(2\pi \cdot f_{RF} \cdot t + \phi) \quad (2-7)$$

$$\text{avec } D_m = D_0 \cdot \frac{E_m}{2 \cdot E_c},$$

et où ΔD_1 et ΔD_2 sont respectivement la première et la deuxième modulation du diamètre.

À l'aide des formules trigonométriques classiques, la variation de l'énergie cinétique (équation 2-5) peut également s'écrire:

$$\Delta E_c = 2 \cdot E_m \cdot \sin(2\pi \cdot f_{RF} \cdot t + \frac{\Delta\phi}{2}) \cdot \cos(\frac{\Delta\phi}{2}) \quad (2-8-a)$$

ΔD_{finale} peut s'écrire de la même façon :

$$\Delta D_{finale} = 2 \cdot D_m \cdot \sin(2\pi \cdot f_{RF} \cdot t + \frac{\Delta\phi}{2}) \cdot \cos(\frac{\Delta\phi}{2}) \quad (2-8-b)$$

On voit que ΔE_c est égale à zéro pour :

$$\cos(\frac{\Delta\phi}{2}) = 0 \Rightarrow \Delta\phi = (2n+1) \cdot \pi \Rightarrow \pi \cdot \frac{f_{RF}}{f_c} = (n+\frac{1}{2}) \cdot \pi \Rightarrow f_{RF} = (n+\frac{1}{2}) \cdot f_c = N \cdot f_c \quad \forall t$$

La transmission à travers la fente de sortie est donc maximale pour les fréquences vérifiant l'équation (2-4-a) déjà trouvée en 2.3.1.

Nous retrouvons la série de pics de transmission espacés de la valeur de la fréquence cyclotron de l'ion (Figure 7).

Le diagramme de Fresnel permet de visualiser le principe de fonctionnement de MISTRAL. La somme des deux modulations de diamètre ΔD_{finale} y est représentée (Figure 8).

La projection de cette somme sur l'axe horizontal donne la position de l'ion après les deux modulations. Si $|\Delta D_{finale}| \leq w$, alors l'ion est transmis, sinon il est stoppé par la fente de sortie.

On voit sur la Figure 8 que $\forall t$, la solution $\Delta\phi = \pi [2\pi]$ permet aux ions d'atteindre le détecteur mais aussi qu'il existe d'autres valeurs de $\Delta\phi$ pour lesquels la transmission à travers la fente de sortie est non nulle. Elles dépendent du temps (équation 2-8-a) et vérifient la relation $\sin(2\pi \cdot f_{RF} \cdot t + \frac{\Delta\phi}{2}) = 0$. On voit, sur la Figure 7, que la transmission n'est jamais nulle. Pour avoir moins de traîne autour du pic, une fente de définition de phase est placée à la

fin du premier tour dans le champ magnétique homogène et coupe les phases qui donnent les plus grandes modulations. Le spectre de transmission en fonction de la radiofréquence ressemble alors à la Figure 9.

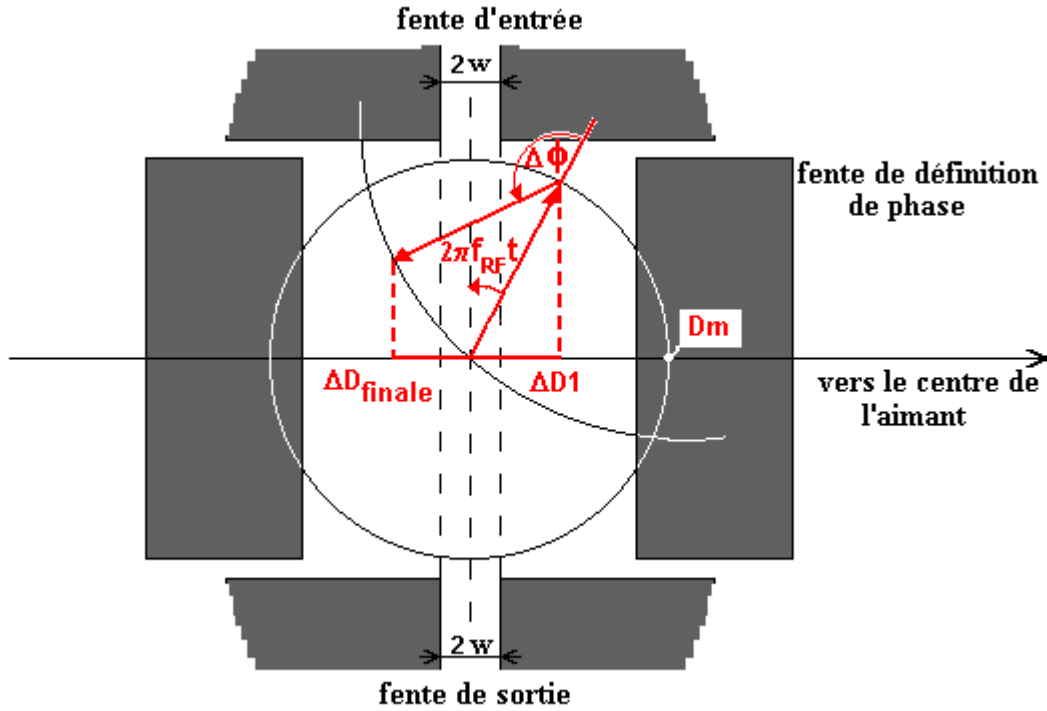


Figure 8 : Diagramme de Fresnel. On voit les deux modulations de même amplitude D_m . Chacune d'entre elles est représentée par un vecteur tournant avec la même fréquence angulaire $2\pi \cdot f_{RF}$. La première a une projection ΔD_1 sur la dimension d'espace, la première et la seconde combinée ΔD_{finale} . Dans le cas présent, ΔD_{finale} ne tombe pas dans la fente de sortie et les ions ne sont donc pas transmis. $\Delta\phi$ est la différence de phase entre les deux modulations. w est la demi-largeur des fentes d'entrée et de sortie.

Appelons w_ϕ la demi-largeur de la fente de phase. Le faisceau étant étalé au niveau de la fente de phase selon la relation suivante :

$$\Delta D_1 = D_m \cdot \sin(2\pi \cdot f_{RF} \cdot t) \quad (2-9)$$

Cette fente empêche les ions de continuer leur trajectoire lorsque leur première modulation est trop grande.

$$\left| D_m \cdot \sin(2\pi \cdot f_{RF} \cdot t) \right| \leq w_\phi$$

ce qui implique que

$$2\pi \cdot f_{RF} \cdot t \in [-\phi_0, \phi_0] \cup [\pi - \phi_0, \pi + \phi_0]$$

avec $\phi_0 = \text{Arcsin}\left(\frac{w_\phi}{D_m}\right)$.

On choisit $w_\phi \gg w$ avec $w = 0,2$ mm et $w_\phi \approx 1,25$ mm pour ne pas trop diminuer la transmission. On obtient alors un spectre du type Figure 9. Il faut remarquer que lorsqu'on ferme la fente de phase à $\pm D_m/2$, $\phi_0 = 30^\circ$ et l'intensité du faisceau derrière la fente de phase est divisée par 3.

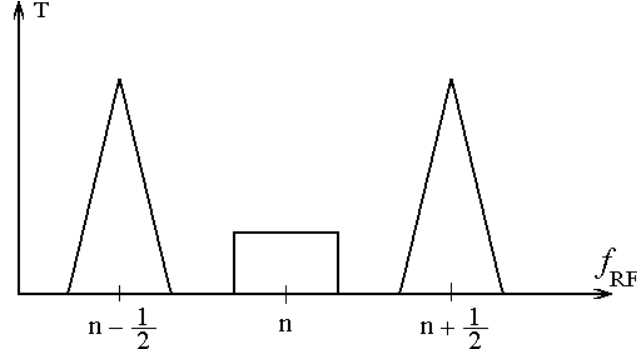


Figure 9 : Forme théorique des pics de transmission en fonction de la fréquence avec la fente de phase de demi-largeur $w_\phi = \frac{D_m}{2}$. Le pic de résonance est à $n + \frac{1}{2}$. L'inter-pic à n correspond aux autres solutions. Le pic a une forme quasi triangulaire.

Il reste toujours un signal autour de $\Delta\phi = 0$ [2π] entre deux pics de transmission. Nous verrons plus tard que cet inter-pic peut être très gênant quand on veut séparer des isobares.

Le développement de Taylor de ΔD_{finale} (équation 2-8-b) au premier ordre pour $f_{RF} \approx f_{RF}^0$ avec $f_{RF}^0 \approx N \cdot f_c$ est donné en annexe 9.5. Ce développement permet d'obtenir une approximation de la modulation totale ΔD_{finale} . En posant $\Delta f_{RF} = f_{RF} - f_{RF}^0$

$$\Delta D_{finale} = 2\pi \cdot D_m \cdot \cos(2\pi \cdot f_{RF}^0 \cdot t) \cdot N \cdot \frac{\Delta f_{RF}}{f_{RF}^0}$$

L'amplitude de modulation devant la fente de sortie, ΔD_{sortie} , est donc :

$$\Delta D_{sortie} = 2\pi \cdot N \cdot D_m \cdot \frac{\Delta f_{RF}}{f_{RF}^0} \quad (2-10)$$

La variation de ΔD_{sortie} est linéaire avec Δf_{RF} et symétrique par rapport à f_{RF}^0 . La transmission au travers de la fente de sortie est donc quasiment linéaire avec Δf_{RF} et le pic de transmission est quasi-triangulaire au voisinage de la fréquence de résonance.

Une approximation de la résolution en fréquence, et donc en masse, peut être déduite de l'équation (2-10) Dans le spectromètre, les ions ne peuvent atteindre le détecteur que si ΔD_{finale} est inférieure à w [COC88]. La transmission à travers la fente de sortie diminue de moitié quand l'amplitude de modulation est égale à deux fois la largeur de cette fente. ΔD_{sortie} est donc égale à $2w$ et la résolution en masse est :

$$\mathfrak{R} \approx \pi \cdot N \cdot \frac{D_m}{w} \quad (2-11)$$

Si on choisit $N=2000$ (valeur moyenne pour la plage de fréquence utilisée sur MISTRAL), $D_m = 2,5$ mm et $w = 0,2$ mm, l'équation (2-11) donne :

$$\mathfrak{R} \approx 80\,000$$

Un pouvoir de résolution en masse élevé favorise la séparation isobarique. Il paraît alors judicieux de travailler à la fréquence la plus élevée possible car le pouvoir de résolution en masse est proportionnel à N (équation 2-11).

La précision δm des mesures de masse effectuées avec le spectromètre MISTRAL est directement liée à la précision δf_{RF} de la détermination de la fréquence centrale des pics de transmission (équation 2-2). Cette précision δf_{RF} dépend de l'erreur statistique et du pouvoir de résolution :

$$\frac{\delta m}{m} = \frac{\delta f_{RF}}{f_{RF}} = \frac{\delta f_{RF}}{\Delta f_{RF}} \cdot \frac{\Delta f_{RF}}{f_{RF}} \quad (2-12)$$

où Δf_{RF} est la largeur à mi-hauteur du pic triangulaire. Soit

$$\frac{\delta m}{m} = \frac{\delta f_{RF}}{\Delta f_{RF}} \cdot \mathfrak{R}^{-1}$$

avec

$$\delta f_{RF} = \frac{\sigma}{\sqrt{N}}$$

avec σ la variance de la distribution et N le nombre d'ions dans le pic de transmission. Sachant que :

$$\Delta f_{RF} = 2,45 \cdot \sigma$$

$$\frac{\delta m}{m} = \frac{1}{2,45 \cdot \sqrt{N} \cdot \mathfrak{R}}$$

À cette erreur statistique il faut ajouter des erreurs instrumentales comme les fluctuations du champ magnétique ($\delta B/B$) et les erreurs liées aux imperfections du système de mesure ($\delta i/i$).

La précision sur la masse peut donc s'écrire :

$$\left(\frac{\delta m}{m}\right)^2 = \frac{1}{N} \left(\frac{1}{2,45 \cdot \mathfrak{R}}\right)^2 + \left(\frac{\delta B}{B}\right)^2 + \left(\frac{\delta i}{i}\right)^2$$

On peut estimer la précision et le pouvoir de résolution à partir des pics de transmission mesurés. Par exemple, on peut voir sur la Figure 57-b pour un pic de résonance à 240 000 kHz de ^{25}Ne , la largeur à mi-hauteur de ce pic est d'environ 4 kHz. La résolution, $f_{RF}/\Delta f_{RF}$, est donc de l'ordre de 60 000. Sachant que le pic de transmission contient environ 600 ions, la détermination de la fréquence centrale se fait à 0,07 kHz près, soit une précision de l'ordre de $3 \cdot 10^{-7}$ à condition que le champ magnétique soit suffisamment stable et les imperfections instrumentales soient assez petites. En tenant compte de ces dernières, la précision devient dans cet exemple de $4 \cdot 10^{-7}$.

2.3.3 Transmission du spectromètre

La transmission du spectromètre est une caractéristique très importante car c'est elle qui détermine la sensibilité de la méthode de mesure, et donc la possibilité d'étendre les mesures de masse loin de la stabilité. Elle est définie comme le rapport du nombre d'ions détectés à la sortie du spectromètre sur le nombre d'ions à son entrée, sans radiofréquence appliquée sur le modulateur. À cause de la faible acceptance de celui-ci liée à l'utilisation de fentes étroites et à sa faible acceptance angulaire particulièrement dans le plan vertical, la transmission, calculée avec le programme de simulation du spectromètre, est de 1% compte tenu de l'émittance d'un faisceau d'ISOLDE produit par une source à ionisation de surface (Tableau 2).

2.3.4 Description du spectromètre MISTRAL

MISTRAL mesure les masses par comparaison de deux fréquences cyclotron dans un champ magnétique très homogène (cf 2.3.1). Il est composé (Figure 10) de deux lignes d'entrée des ions pour la comparaison du faisceau d'ISOLDE et du faisceau de notre source de référence, d'un aimant homogène, d'un modulateur radiofréquence pour moduler la vitesse des ions et d'une ligne de sortie équipée d'un comptage d'ions.

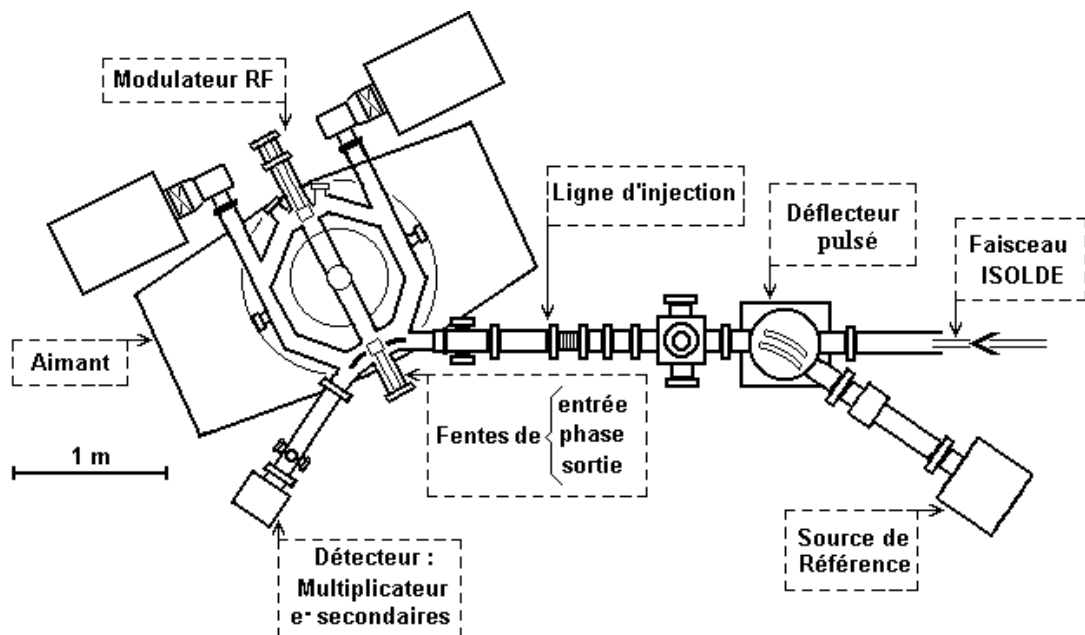


Figure 10 : Schéma de MISTRAL. MISTRAL est composé d'un aimant, de deux lignes d'entrée des ions commutant en quelques dizaines de millisecondes par un déflecteur pulsé, d'un modulateur radiofréquence et d'une ligne de sortie. Le détecteur est un multiplicateur d'électrons secondaires.

2.3.4.1 Source d'ions

Notre source d'ions fournit les ions de référence. C'est un simple filament sous vide parcouru par un courant de l'ordre de 25 A. Elle fournit en grande abondance les isotopes stables de potassium (^{39}K et ^{41}K) ainsi que ^{23}Na . Une ligne de transport composée d'éléments électrostatiques permet d'aligner le faisceau sur l'axe optique des éléments et de le focaliser pour franchir les fentes.

Un déflecteur synchronisé avec l'arrivée des différents faisceaux permet de passer en un temps très court du faisceau de référence produit par notre source au faisceau d'ISOLDE et vice-versa.

2.3.4.2 Lignes d'injection et d'éjection ; détecteur

Suite au déflecteur, une ligne d'injection du faisceau amène le faisceau à l'entrée de l'aimant. Une ligne symétrique appelée ligne d'éjection assure la sortie du faisceau et le transporte jusqu'à un compteur d'ions.

Le compteur d'ions (Figure 11) est un multiplicateur d'électrons secondaires. Ce type de multiplicateur d'électrons à haut gain permet de compter des taux très bas (ion par ion). Les ions stables sont collectés et convertis en électrons directement sur la première dynode. Pour les ions radioactifs, une bande mobile [TOU78] en mylar aluminisé stoppe les ions. Les électrons secondaires qu'ils émettent sont alors focalisés de façon isochrone par un champ magnétique sur la première des 17 dynodes en Cu-Be du multiplicateur d'électrons. On peut déplacer la bande en continu ou pas à pas pour évacuer la radioactivité.

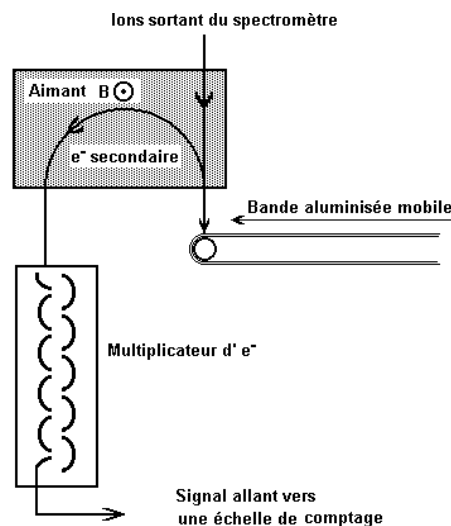


Figure 11 : Détecteur d'électrons secondaires à première dynode mobile. Ce détecteur est un multiplicateur d'électrons secondaires à haut gain qui permet de compter des taux très bas (0,1 ion/s).

2.3.4.3 Aimant

L'aimant est une partie très importante du spectromètre car il est la garantie de l'isochronisme du système. Il doit produire un champ magnétique homogène et stable dans le temps. Ainsi les deux faisceaux à comparer peuvent subir exactement le même champ même si les mesures sont successives dans le temps et si les deux trajectoires de deux faisceaux ne sont pas rigoureusement identiques.

Il est composé de deux pièces polaires séparées par un entrefer de 140 mm. Deux bobines permettent de produire le champ magnétique qui peut atteindre au maximum 8000 G. Des shims (petites plaques en matériau ferromagnétique de quelques millimètres d'épaisseur) corrigent la baisse de champ sur les bords de l'aimant (Figure 12–2).

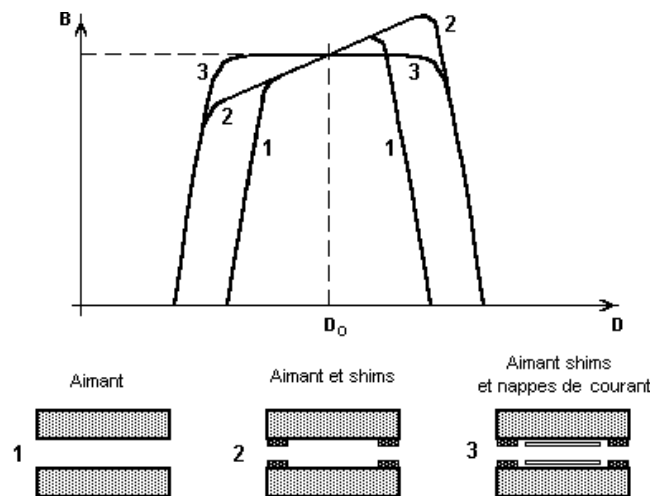


Figure 12 : Les différentes corrections apportées au champ dans le but d'augmenter l'homogénéité du champ magnétique traversé par le faisceau.

Une sonde RMN placée sur le pôle inférieur de l'aimant donne la mesure de l'intensité du champ. La valeur lue ne fournit qu'une valeur ponctuelle mesurée en dehors de la trajectoire des ions. La précision de la mesure est de 0,01 G/4000 G soit $3 \cdot 10^{-6}$.

La cartographie de la composante axiale B_z du champ magnétique [BER94] a montré que des inhomogénéités résiduelles existent. Nous ne prenons pas en compte la variation du champ B_z le long de la direction azimutale car son effet n'intervient pas sur l'intégrale du champ sur un tour. Par contre les variations axiales et radiales doivent être étudiées. Elles sont de l'ordre de [BER94] :

$$\frac{1}{B_z} \cdot \frac{\partial B_z}{\partial R} = 4 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-1} \quad (2-13)$$

pour la variation radiale de la composante axiale B_z du champ.

$$\frac{1}{B_z} \cdot \frac{\partial B_z}{\partial z} = -2 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-1} \quad (2-14)$$

pour la variation axiale de la composante axiale B_z du champ.

Le deuxième niveau de correction de ce champ est assuré par des nappes de courant. Celles-ci sont des circuits électriques qui, par circulation de courant, créent un champ magnétique induit. Par association de boucles de courant on peut créer un champ magnétique correcteur compensant exactement le gradient non désiré. Pour couvrir l'ensemble du volume traversé par le faisceau on utilise 16 nappes montées en série pour contrer le gradient axial et 16 autres nappes pour contrer le gradient radial. L'ajout des nappes de courant n'entraîne pas une modification du champ moyen vu par les ions mais, comme pour les shims magnétiques, augmente la plage de champ homogène le long des directions radiales (Figure 12-3) et axiales.

Les nappes axiales doivent contrer un gradient de champ axial. Le champ de l'aimant est plus fort en bas qu'en haut donnant à la trajectoire une forme conique et non cylindrique comme prévu. Les nappes de courant sont des boucles de courant allant par paire avec un courant inverse en haut et en bas pour donner un champ magnétique induit contrant le gradient du champ magnétique principal (Figure 13).

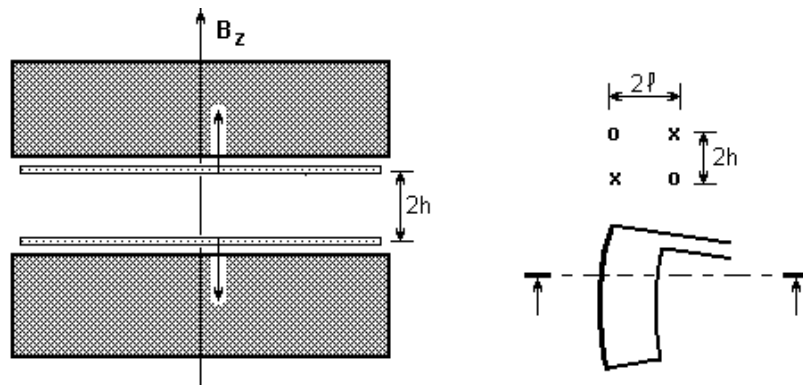


Figure 13 :Nappes axiales. $2l=12,5 \text{ cm}$ et $2h=14 \text{ cm}$.

La correction du gradient de champ moyen en fonction de l'intensité du courant dans les nappes peut être vérifiée. Schématisons la nappe de courant par une boucle simple de courant de rayon approximatif $r \approx 20 \text{ cm}$. Un courant I de 5 A la parcourt. La loi de Biot et Savart donne alors l'intensité du champ magnétique induit :

$$B = \mu_o H = \mu_o \int I \frac{d\vec{S} \times \vec{r}}{4\pi \cdot r^3} = \mu_o \frac{I}{2r} \quad (2-15)$$

soit $B = 0,16 \text{ G}$ avec $\mu_o = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ SI}$.

La mesure de la sonde RMN posée sur la nappe de courant donne la variation globale du champ magnétique au voisinage de cette nappe. Pour un courant de 5 A dans les nappes axiales, on trouve une variation de + 0,2 G.

Les nappes de courant axiales augmentent bien le champ magnétique sur le pôle bas de l'aimant. Le gradient créé est $\frac{1}{B_z} \cdot \frac{\partial B_z}{\partial z} = \frac{0,16 \times 2}{3380 \times 14} = 7 \cdot 10^{-6}$. Un courant de 15 A est donc nécessaire pour compenser le gradient axial du champ (équation 2-14). La transmission du faisceau à travers le spectromètre le confirme : 0,5% pour 0 A et jusqu'à 0,8% pour 15 A, alors que la valeur théorique de la transmission à travers MISTRAL est de 1% (cf 2.3.3). Dans la référence [THI90], le courant nécessaire dans les nappes pour annuler le gradient axial est calculé : 11 A ce qui est compatible avec le courant 15 A mesuré.

Les nappes radiales (Figure 14) doivent contrer un gradient radial car le champ de l'aimant est plus fort sur l'extérieur de la trajectoire. En utilisant 8 boucles dans chaque nappe et sur chaque pôle, séparées par des petits intervalles p avec un courant identique dans toutes les boucles, on obtient un gradient de champ de la forme [THI90] :

$$\frac{\partial B}{\partial R} = \frac{\mu_o I}{2hp} \cdot \left(2 \cdot \tanh\left(\frac{\pi \cdot l}{2h}\right) + \tanh\left(\frac{\pi \cdot l_1}{2h}\right) - \tanh\left(\frac{\pi \cdot l_2}{2h}\right) \right) \quad (2-16)$$

avec $h=0,07$ m, $l=0,045$ m, $l_1=0,10$ m, $l_2=0,11$ m, $p=2l/7=0,13$ m, on obtient :

$$\frac{\partial B}{\partial R} = 0,074 \cdot I \text{ G}\cdot\text{cm}^{-1}$$

Nous avons vu à l'équation (2-13) que $\frac{\partial B}{\partial R} = 0,135 \text{ G}\cdot\text{cm}^{-1}$ à 3380 G. Il faut donc un courant $I=2$ A pour annuler ce gradient radial.

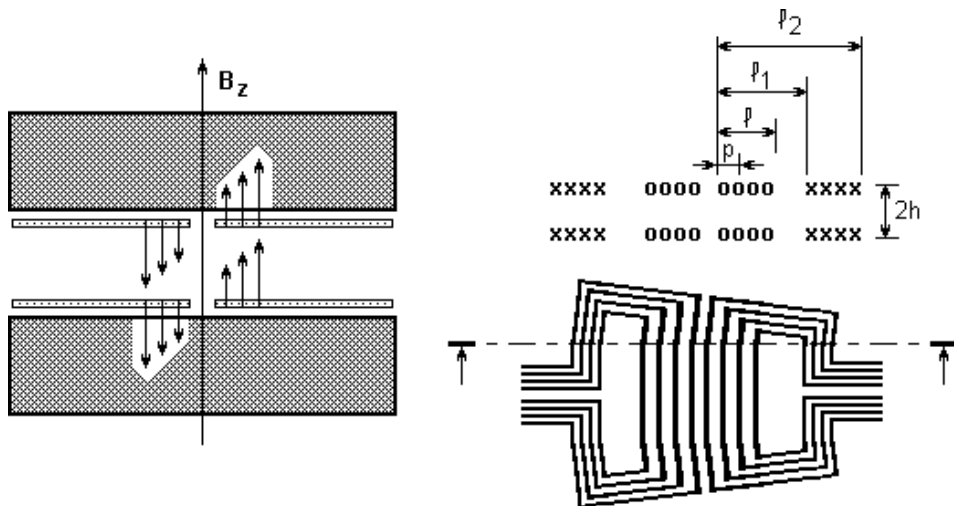


Figure 14 : Nappes radiales. $h=0,07$ m, $l=0,045$ m, $l_1=0,10$ m, $l_2=0,11$ m, $p=2l/7=0,13$ m.

Un champ magnétique, pas assez homogène, combiné avec une superposition imparfaite des trajectoires de la masse connue et de la masse inconnue peut conduire à l'observation d'effets systématiques sur les mesures de masses. L'étude de l'effet des nappes de courant sur la position du pic de résonance sera décrite au (cf 4.4).

2.3.4.4 Le système radiofréquence et le modulateur

Le principe de MISTRAL est basé sur une double modulation de la vitesse longitudinale des ions dans un champ magnétique homogène. Cette double modulation est produite dans un champ électrique haute fréquence créé par un modulateur. Dans cette section le système permettant de créer le champ électrique au niveau du modulateur, ainsi que les principales caractéristiques de ce dernier seront décrites.

Nous venons de voir que le modulateur permet de créer des variations de la vitesse du faisceau d'ions grâce à un champ électrique haute fréquence. Une ligne radiofréquence est chargée de transférer la puissance RF depuis l'amplificateur jusqu'au modulateur. Le système radiofréquence comprend 8 parties principales (Figure 15).

Un synthétiseur de tension sinusoïdale haute fréquence produit un signal radiofréquence dans la gamme 0,1 MHz à 1 GHz. Ce synthétiseur a la particularité de fonctionner en synthèse directe pour des raisons de précision et de rapidité. Ce choix permet d'obtenir des constantes de commutation très rapides (2 MHz/ms). Il est contrôlé par le système d'acquisition de données permettant de faire varier la fréquence par pas de 500 Hz. Pour que le signal RF soit assez intense au niveau du modulateur, il est amplifié par un amplificateur de puissance de 1 kW sur la gamme de fréquence 250–500 MHz. Il est ensuite transporté par une série de 4 transformateurs $\lambda/4$ qui sert à adapter l'impédance caractéristique de l'amplificateur (50Ω) à l'impédance du résonateur et à amener un maximum de tension RF sur le modulateur. Ceux-ci augmentent l'impédance caractéristique de 50Ω jusqu'à 250Ω environ au point « A ». Le résonateur comprend une ligne $\lambda/2$ et un court-circuit accordable permettant d'adapter le système à la fréquence utilisée. Pour obtenir le maximum de tension RF sur le modulateur, l'accord du piston est déterminé à l'aide d'une antenne placée à proximité du champ électrique qui renvoie un signal proportionnel à celui-ci pour une f_{RF} donnée.

Un coupleur bi-directionnel prélevant une partie de l'onde incidente et de l'onde réfléchie permet de contrôler le fonctionnement du résonateur. Enfin un circulateur dévie les ondes réfléchies vers une charge dissipative de 50Ω refroidie par une circulation d'eau pour protéger l'amplificateur de puissance. Trois circulateurs couvrent la totalité de la gamme de fréquence. Il faut remarquer que pour une zone de fréquence centrée sur 375 MHz, le résonateur se comporte comme un court-circuit au niveau du point « A ». Dans cette zone, aucune tension RF n'est transmise au modulateur. Dans un avenir proche, la suppression de la ligne $\lambda/2$ et le placement du modulateur directement au point « A » devrait supprimer cette plage non utilisable (Figure 16). Quelques rappels sur la propagation des ondes et le calcul des impédances sont donnés dans l'annexe 9.4.

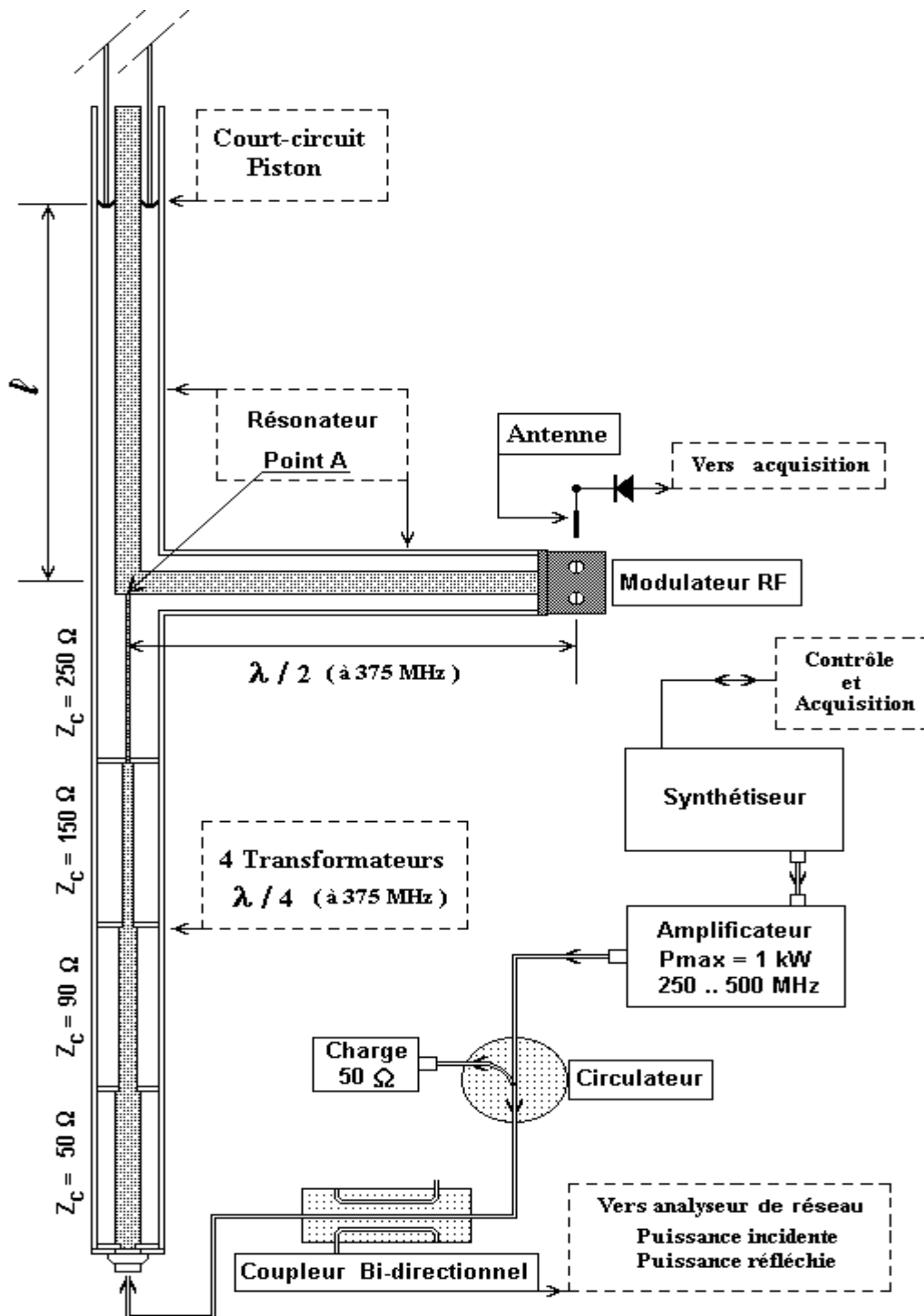


Figure 15 : L'ensemble radiofréquence. Les parties principales du système sont : un synthétiseur de tension sinusoïdale haute fréquence, un amplificateur de puissance de gamme 250-500 MHz, un coupleur bi-directionnel, une série de 4 transformateurs $\lambda/4$, un court-circuit accordable et le modulateur.

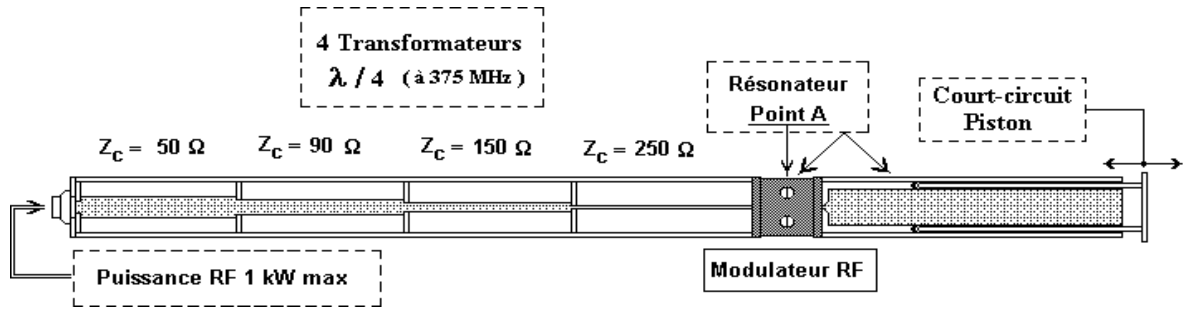


Figure 16 : L'ensemble radiofréquence en cours de réalisation.

Le modulateur constitue la partie essentielle du système radiofréquence. C'est un ensemble constitué de trois plaques parallèles (Figure 17). La plaque centrale reçoit la tension RF alors que les deux plaques extérieures sont à la masse. Dans chacune d'elles, deux ouvertures permettent le passage du faisceau au travers du modulateur. Les fentes ont une largeur de 0,4 mm et une hauteur de 5 mm. On appelle « gap », l'espace d'accélération entre deux plaques (RF et masse) au niveau de la fente et « drift » l'espace de glissement égal à l'épaisseur de la plaque centrale.

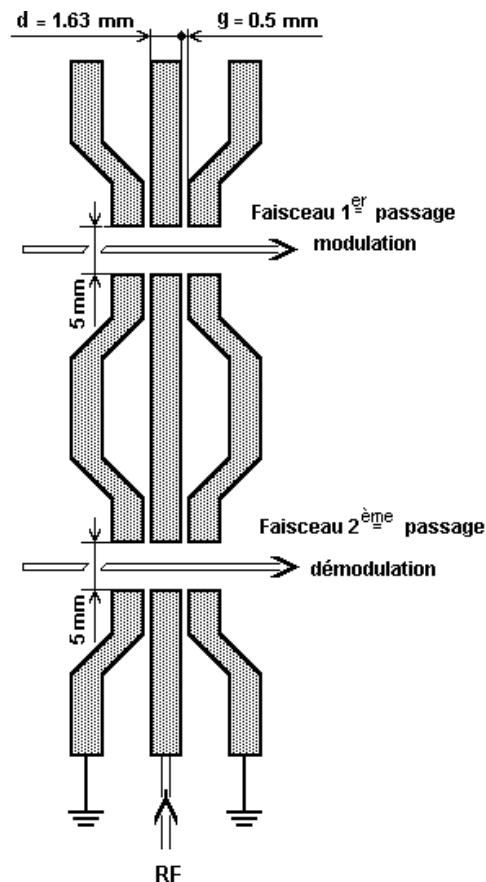


Figure 17 : Schéma du modulateur (coupe verticale). Les deux passages du faisceau sont représentés. Le « gap » g est l'espace où le faisceau subit la modulation radiofréquence et d , l'espace de glissement.

Pour conserver l'isochronisme du spectromètre, il faut choisir d et g les plus petits possible de façon que la trajectoire circulaire, qui sépare les deux modulations, soit aussi proche que possible d'un cercle complet. La largeur g doit aussi être petite car il faut que la phase RF varie aussi peu que possible pendant la traversée de l'espace d'accélération par la particule. Mais si g est trop petit, des décharges électriques pourraient perturber les modulations RF.

L'ion arrivant dans le premier gap du modulateur va être accéléré ou décéléré suivant la phase de la tension RF : il subit un champ électrique de la forme $E_{RF} = E_0 \cdot \sin(2\pi \cdot f_{RF} \cdot t)$. L'accélération (décélération resp.) de l'ion sera optimale si les 2 modulations sont deux accélérations (décélération resp.).

Nous allons maintenant estimer la relation qui lie d et g pour obtenir une amplitude de modulation optimale. Le déphasage en sortie du premier gap en prenant pour origine des temps l'entrée dans le premier gap est $\Delta\phi_1 = 2\pi \cdot f_{RF} \cdot t_1$ avec $t_1 = g/v$ et le déphasage à la sortie du drift, donc à l'entrée du deuxième gap est $\Delta\phi_2 = 2\pi \cdot f_{RF} \cdot (t_1 + t_2)$ avec $t_2 = d/v$. Pour un ion de ^{23}Na accéléré à 60kV, on a $t_1 \approx 0,7$ ns et $t_2 \approx 2$ ns. Il est fondamental de remarquer que les gradients de champ sont opposés dans les deux espaces d'accélération (Figure 18). Pour avoir une modulation maximale il faut donc que les phases à l'entrée de chacun des gaps soient en opposition de phase.

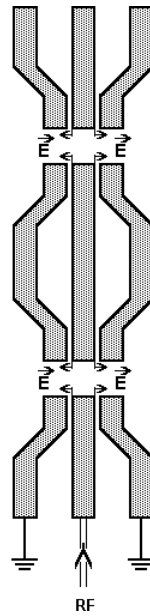


Figure 18 : Schéma du modulateur (coupe verticale). On observe que les champs électriques dans les deux gaps sont opposés.

On désire donc

$$\Delta\phi_2 = (2 \cdot k + 1) \cdot \pi \quad (2-17)$$

d'où

$$f_{RF} \cdot \left(\frac{g}{v} + \frac{d}{v} \right) = \left(k + \frac{1}{2} \right)$$

et :

$$d = \beta \cdot \lambda \cdot (k + \frac{1}{2}) - g \quad (2-18)$$

avec :

$$\beta = \frac{v}{c} \text{ et } \lambda = \frac{c}{f_{RF}}$$

Pendant le passage dans le modulateur, l'ion n'a pas la même vitesse que pendant le reste de la trajectoire entre les deux modulations. Il s'ensuit un écart à l'isochronisme. Cet isochronisme sera mieux respecté en choisissant d , donc k , le plus petit possible. La largeur du drift dépend (équation 2-18) de la vitesse de l'ion entrant (et donc de sa masse et de son énergie cinétique). Quatre modulateurs ont été construits pour tenir compte de cette dépendance. Leurs caractéristiques sont regroupées sur le Tableau 1. Nous avons utilisé dans ce travail le modulateur II pour couvrir la gamme de masse $A = 23-92$, à une énergie cinétique de 60 keV.

Tableau 1 : Caractéristiques des quatre modulateurs. [SAI94]

type de modulateur	nombre de masse A	g (mm)	d (mm)
I	7-28	0,5	3,36
II	23-92	0,5	1,63
III	84-200	0,4	1,46
IV	170-250	0,4	1,13

La valeur de d est optimisée pour une vitesse donnée pour laquelle les deux modulations sont constructives. L'efficacité de modulation dépendra donc aussi de la vitesse de l'ion. On appelle efficacité de modulation le facteur ξ compris entre 0 et 1 tel que :

$$\xi = \frac{\text{amplitude effective de modulation}}{\text{amplitude avec un modulateur parfait (g=0 et d=0)}}$$

Nous allons expliciter ξ en fonction des dimensions géométriques du modulateur, de la fréquence de modulation utilisée et de la vitesse de l'ion. Si on appelle ΔD_1 la variation du diamètre de la trajectoire après le premier passage dans le modulateur, ΔD_1 est la somme des modulations effectuées dans le premier et le deuxième espace d'accélération.

$$\Delta D_1 = d_m \cdot \sin(2\pi \cdot f_{RF} \cdot t) + d_m \cdot \sin(2\pi \cdot f_{RF} \cdot t + \Delta\phi_2)$$

avec $d_m = D_m/2$

$$\Rightarrow \Delta D_1 = 2 \cdot d_m \cdot \cos\left(\frac{\Delta\phi_2}{2}\right) \sin\left(2\pi \cdot f_{RF} \cdot t + \frac{\Delta\phi_2}{2}\right)$$

L'amplitude de modulation est donc

$$\left| D_m \cdot \cos\left(\frac{\Delta\phi_2}{2}\right) \right|$$

d'où

$$\hat{i} = \left| \cos\left(\frac{\Delta\phi_2}{2}\right) \right|$$

$$\xi = \left| \cos\left(f_{RF} \cdot \frac{g+d}{v} \cdot \pi\right) \right| \quad (2-19)$$

Cette quantité dépend donc bien de la vitesse, par conséquent de la masse et de l'énergie cinétique de l'ion, et de la fréquence RF. Dans ce calcul, l'intégration sur le temps n'a pas été faite. Il s'agit d'un calcul simplifié. L'efficacité sera étudiée de manière plus détaillée dans la section 3.2.4.

2.3.5 MISTRAL en chiffres

Le Tableau 2 récapitule les performances de MISTRAL.

Tableau 2: MISTRAL en chiffres.

énergie cinétique des ions	30-80 keV
plage en masse (A)	7-250
diamètre de la trajectoire	1 m
B maximum	0,8 T
dimension des fentes entrée/sortie	$0,4 \times 5 \text{ mm}^2$
temps de vol total à travers le spectromètre	50-100 μs
plage disponible en fréquence RF	250-500 MHz
puissance RF	1 kW
amplitude de modulation	2,5 mm
contrôle des paramètres et acquisition	station de travail SUN couplée avec le système temps réel Vxworks
acceptance horizontale du faisceau	$2 \pi \text{ mm mrad}$
acceptance verticale du faisceau	$8 \pi \text{ mm mrad}$
acceptance en énergie cinétique	$4 \cdot 10^{-4}$
émittance du faisceau d'ISOLDE	$30 \pi \text{ mm mrad}$ à 60 keV
dispersion de l'énergie cinétique	$2 \cdot 10^{-4}$ pour une source à ionisation de surface
transmission totale du spectromètre avec le faisceau d'ISOLDE sans refroidissement de faisceau	$1 \cdot 10^{-4}$
Sensibilité	10^3 atomes/s
pouvoir de résolution en masse	$0,5-1,5 \cdot 10^5$
précision attendue	$5 \cdot 10^{-7}$

2.3.6 Acquisition des données de MISTRAL

Les sections précédentes ont été consacrées au principe de MISTRAL et à son dispositif. Il s'agit maintenant de contrôler et d'acquérir les données. Cette acquisition en temps réel est complètement dépendante du principe de fonctionnement du spectromètre. La version actuelle du programme d'acquisition a été traitée en détail dans la thèse de C. Toader [TOA99]. Je rappelle les points essentiels de celle-ci. Elle utilise un système temps réel VxWorks relié, par liaison Ethernet privée, à une station de travail SUN Microsystem et une interface graphique basée sur MOTIF.

2.3.6.1 Méthode d'acquisition des données

L'acquisition des données a pour but d'enregistrer la transmission des ions à travers MISTRAL en fonction de la fréquence RF pour obtenir les pics de transmission à $f_{RF} = Nf_c$. La structure de l'acquisition est entièrement liée à la structure du faisceau utilisé. Deux sortes de faisceaux peuvent être analysées :

- Faisceau de notre source de référence. Notre référence nous délivre un faisceau stable, continu et abondant. La totalité des données est prise en une seule fois avec toutes les fréquences en ordre croissant. La durée d'une acquisition de ce type varie entre 1 et 3 s.
- Faisceau d'ISOLDE. C'est un faisceau radioactif pulsé pouvant contenir des ions de très courte durée de vie et peu abondants. Il est lié au supercycle du PS-BOOSTER (cf 2.2.2). La durée d'un spectre total étant souvent supérieure à 1,2 s (durée d'un cycle du PS-BOOSTER) et la production des ions radioactifs étant non constante dans le temps, le mode « fréquence par fréquence » a été développé pour ce type de faisceau. À chaque éjection du faisceau, une fréquence est aléatoirement choisie et le spectre total est reconstitué lors de l'analyse. Cela demande une très grande stabilité de l'appareillage pendant tout le temps de la mesure (de l'ordre de 3 s). Cette méthode nous permet aussi de pouvoir mesurer non seulement la masse du nucléide en question mais aussi sa demi-vie en répartissant l'acquisition à une fréquence donnée sur plusieurs canaux (par exemple, 32 canaux de 20 ms chacun). La demi-vie permet ainsi de caractériser les nucléides arrivant sur le détecteur.

Le principe de MISTRAL reposant sur une comparaison de la masse de référence et de la masse à mesurer (cf 2.3.1), l'acquisition permet d'intercaler les deux types de spectres. Un temps d'attente est à chaque fois nécessaire car le saut de tension (saut de masse) n'est pas instantané et les tensions se stabilisent en 1 s environ. Le faisceau d'ISOLDE arrivant par pulse toutes les 1,2 s, la prise de données doit être synchronisée sur l'arrivée des protons sur la cible.

Le PS-BOOSTER délivre deux signaux électroniques TTL:

- Le SCC3 : il indique le début du super cycle d'ISOLDE.
- Le forward (FWD) : 900 ms avant l'arrivée des protons sur la cible d'ISOLDE.

La Figure 19 montre un cas typique de synchronisation. À $t = 0$, commence un supercycle de 14,4 s (cf 2.2.2). L'acquisition prend les données du pic de référence (MISTRAL : A). L'aiguilleur est sous tension pour sélectionner le faisceau de la source MISTRAL. La porte du faisceau radioactif d'ISOLDE est fermée. À la fin du balayage en fréquence A, l'aiguilleur est mis à la masse pour sélectionner le faisceau d'ISOLDE et les tensions des lignes de transport

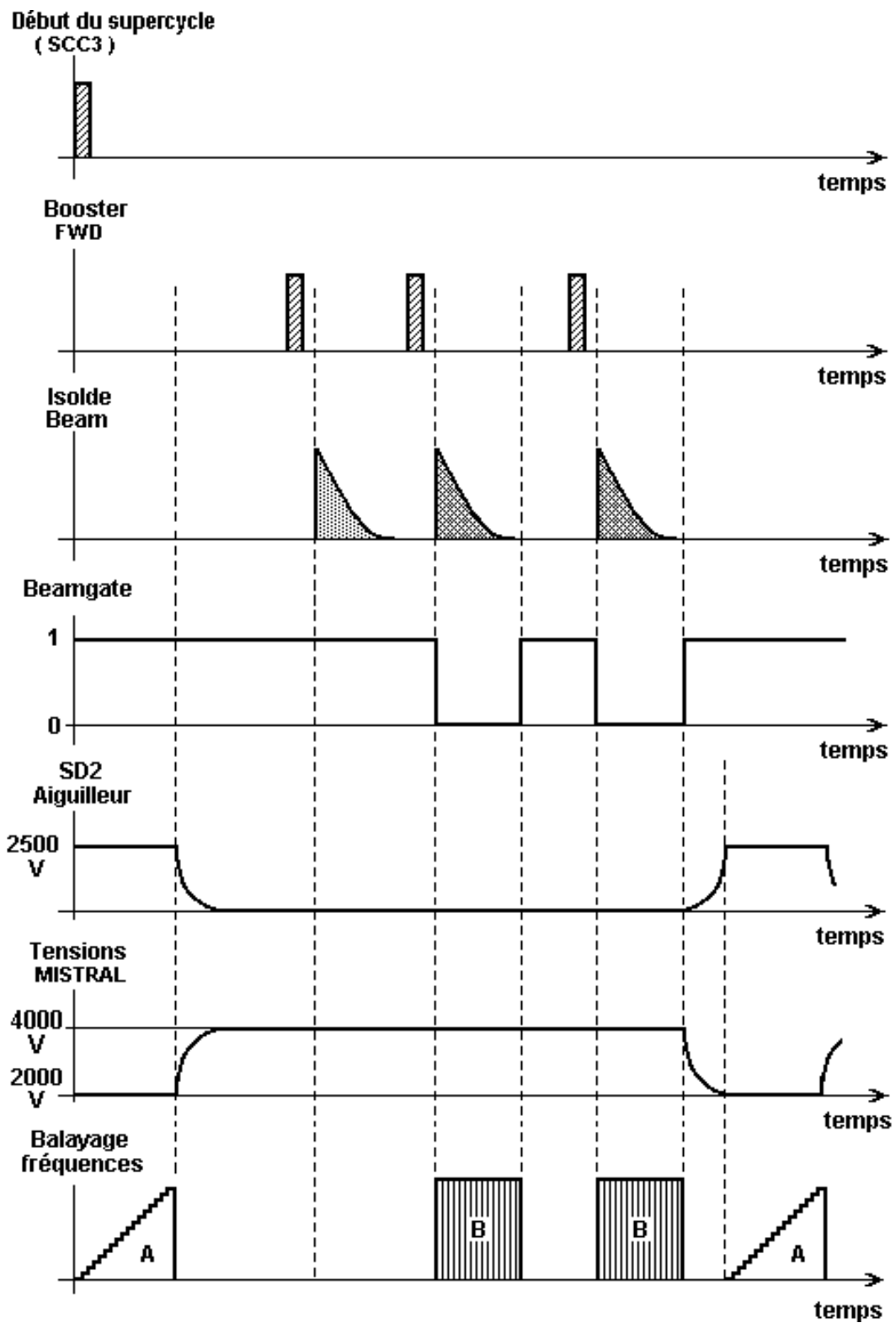


Figure 19 : Synchronisation de l'acquisition. L'acquisition est synchronisée aux triggers du supercycle, SCC3 et booster FWD.

sautent sur les valeurs nécessaires pour un faisceau d'énergie 60 keV. À l'arrivée des protons, le signal FWD est envoyé, si MISTRAL est prêt à acquérir (quand les tensions des lignes de transport sont stabilisées), la porte du faisceau radioactif (« beamgate ») s'ouvre et la statistique est accumulée sur une fréquence fixe et sur plusieurs canaux. La porte du faisceau radioactif se referme à la fin de la prise de données de *B*. L'opération se répète jusqu'à ce que toutes les fréquences du spectre *B* soient sélectionnées. Pour surveiller les variations éventuelles du champ magnétique, des spectres de la masse de référence sont faits à intervalles réguliers. Ils permettent de normaliser le spectre de la masse mesurée.

2.3.6.2 L'électronique d'acquisition des données

Le programme d'acquisition contrôle et gère des modules électroniques (Figure 20). Seuls les principaux modules seront présentés.

La communication entre la SUN et un processeur opérant sous VxWorks est assurée par une liaison ethernet privée. Ce processeur contrôle, via les modules CCV3 (Communication Camac Vme), l'ensemble des modules électroniques. Un module appelé Clé2 gère les entrées et sorties des signaux tels que les triggers d'ISOLDE. Le reste de l'électronique d'acquisition est chargé de synchroniser l'avancement des fréquences, par des modules FIFO (First In, First Out), au niveau du synthétiseur RF et le comptage du nombre d'ions arrivant sur le multiplicateur d'électrons secondaires. Le M.C.S. (Multi Channel Scale) garde en mémoire l'ensemble des données d'un spectre en les accumulant sur des temps particuliers (5, 10, 20 et 50 ms typiquement). Il est synchronisé avec les modules FIFO par une horloge. L'analyse se charge ensuite de faire la correspondance entre les fréquences et les canaux. L'acquisition commande aussi les tensions des éléments optiques de la ligne de transport au travers de DACs (Digital Analogic Converters). La Figure 20 décrit l'enchaînement des commandes et les liens entre les différents modules.

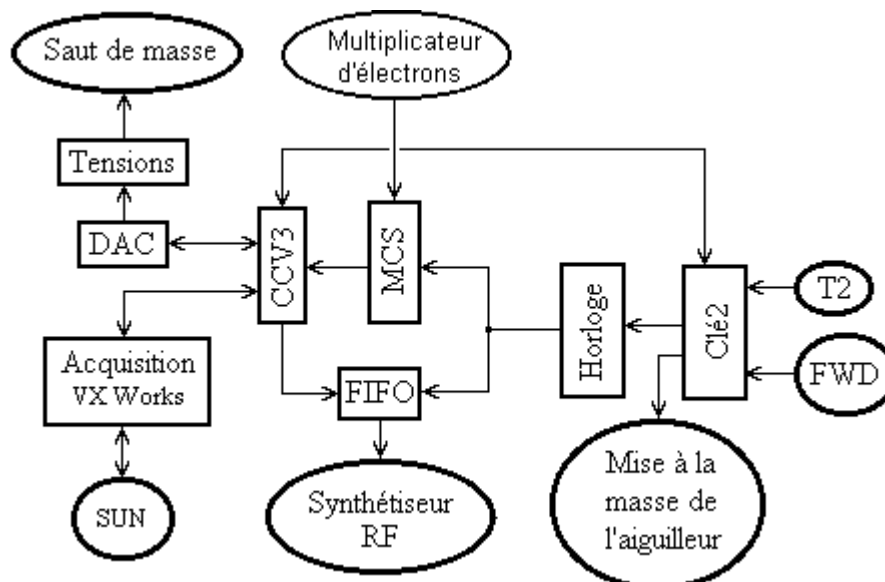


Figure 20 : Schéma de principe de l'électronique d'acquisition de MISTRAL.

2.3.6.3 Terminologie de l'acquisition

La définition de quelques termes liés à l'acquisition est nécessaire :

- Voie : acquisition sur une masse, un faisceau, que ce soit par balayage de toutes les fréquences du spectre ou une seule (mode « fréquence par fréquence »).
- Passe ou Scan : parcours de l'ensemble des voies.
- Cycle : ensemble de passes (ou une seule) permettant d'avoir des spectres complets pour toutes les voies.
- Mesure : répétition de n cycles. Les spectres sont accumulés dans une même mémoire. À la fin d'une mesure, ces spectres sont écrits dans un fichier.
- Run : série de mesures de mêmes paramètres. Par exemple entre chaque run, il peut y avoir un réglage de trajectoire.
- Manip : série de runs avec différents paramètres, correspondant en général à l'étude d'un nucléide d'ISOLDE. À une « manip » correspond un répertoire dans lequel sont placés tous les fichiers relatifs à ce nucléide.

2.3.6.4 Modes d'acquisition

Trois modes d'acquisition sont disponibles dans la version actuelle de l'acquisition. Le mode le plus simple est le mode qui permet la comparaison entre deux (AB) ou trois (ABA) pics de transmission en balayant toutes les fréquences d'un seul coup pour chaque spectre. Ce type de mode est notamment utilisé pour les vérifications de stabilité. Un mode similaire « fréquence par fréquence » est proposé. Entre deux spectres de référence « toutes fréquences », seules les données, pour une fréquence du spectre du pic de transmission du nucléide inconnu, sont accumulées. Une option supplémentaire existe pour tenir compte de l'organisation des éjections de protons du supercycle du PS-BOOSTER : il est possible d'acquérir plusieurs fréquences d'affilée sur le nucléide inconnu sans refaire de spectre de référence entre deux fréquences. Pour les prises de données, ce troisième mode « fréquence par fréquence » est le plus utilisé. Ces options ne sont pas interchangeables entre les différents modes.

Dans l'avenir, Il est prévu d'améliorer le programme d'acquisition en fonction de l'expérience acquise avec celui-ci. Il proposera une plus grande variété d'options et aura une plus grande souplesse d'utilisation. Les nouveaux modes dits « à la carte » auront les options suivantes et seront associables à souhaits :

- « Référence ou ISOLDE » : permet de choisir si la voie utilise la source de référence ou le faisceau d'ISOLDE. Il régleme l'utilisation du déflecteur pulsé.
- « Toutes fréquences » ou « fréquence par fréquence » : choix du mode d'acquisition. Toutes les fréquences en une seule passe ou une seule fréquence par passe.
- « Linéaire » ou « Non-Linéaire » : sélection des fréquences en ordre croissant ou tirage aléatoire des fréquences.
- « AB » ou « ABC » : deux ou trois voies successives dans la même passe. Cela permettra d'avoir deux références dans les mêmes conditions d'expérience.
- N_1, N_2, N_3 = Nombre de A, B, C consécutifs.

- « RF_{on} » ou « RF_{on/off} » : choix entre une puissance appliquée en permanence et une puissance hachée pour avoir une normalisation par rapport à l'intensité du faisceau.
- U : nombre de répétition de chaque fréquence.

Le grand changement par rapport à la version actuelle sera la possibilité de mesurer trois masses ensemble et donc d'avoir deux références différentes et « simultanées » venant de notre source ou d'ISOLDE. On pourra aussi très facilement faire des mesures ISOLDE-ISOLDE, une masse inconnue par rapport à un isobare connu (cf 6.5).

2.4 Conclusion

Une description complète du spectromètre vient d'être faite. Trois points importants sont à souligner : isochronisme, champ magnétique homogène, comparaison aussi rapprochée que possible dans le temps de deux faisceaux. La façon d'obtenir les meilleurs réglages pour la faisceaologie et pour la modulation sera décrite dans le chapitre suivant.

3 ÉTUDES ET RÉGLAGES DU SPECTROMÈTRE MISTRAL

La description du principe de MISTRAL a montré que la mesure de masse se fait par comparaison quasi-simultanée de deux faisceaux dans un champ magnétique homogène. Pour cette mesure de masse, la trajectoire des faisceaux doit être optimisée. Nous étudierons ensuite la modulation RF et son efficacité en fonction de la fréquence et de la vitesse des ions. Dans une troisième partie nous mesurerons la stabilité du faisceau avant d'aborder l'aspect dynamique de MISTRAL avec les sauts de masse. Nous pourrions alors aborder la mesure d'une masse et sa stabilité.

3.1 Faisceauologie

3.1.1 Son importance

La trajectoire doit être optimisée c'est-à-dire s'approcher le plus possible de la trajectoire nominale pour assurer un fonctionnement correct du spectromètre et atteindre une précision de $5 \cdot 10^{-7}$. Le réglage nécessite beaucoup de patience et de précision. Plusieurs heures sont nécessaires. Le but est de passer un faisceau par 4 fentes successives de 0,4 mm de largeur.

3.1.2 La ligne de transport du faisceau MISTRAL

La ligne de transport est uniquement composée d'éléments électrostatiques pour éviter les problèmes qui seraient dus à l'hystérésis des aimants. Ainsi elle ne perturbe pas le champ magnétique de MISTRAL et rend les sauts en masse plus faciles à automatiser sans possibilité de réglage les trajectoires. Trois alimentations de tensions se partagent l'ensemble des électrodes des éléments optiques de la ligne de transport. HVH alimente les électrodes qui ont besoin des tensions les plus élevées comme l'injecteur et l'éjecteur. SD2 est seulement utilisée pour alimenter le déflecteur. HVL est dédié aux plus basses tensions. Une alimentation de 100 kV permet d'accélérer le faisceau de la source de référence de MISTRAL. Des ponts diviseurs (ensembles de résistance en série) permettent de faire varier la tension sur la plage nécessaire pour chaque électrode.

La ligne de transport du spectromètre est sectionnée en quatre parties indépendantes (Figure 21) :

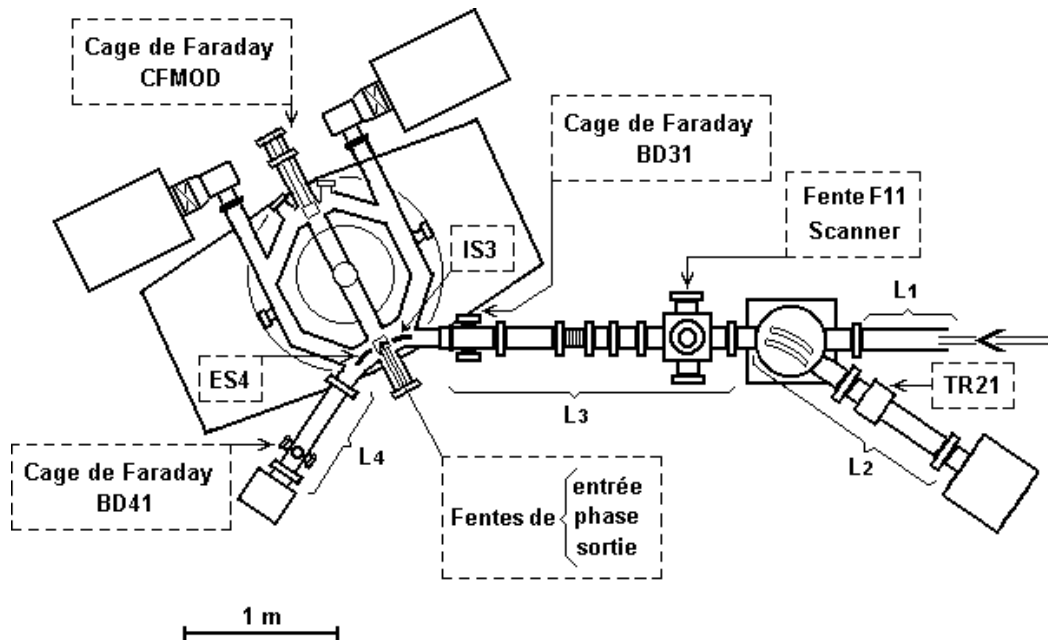


Figure 21 : Schéma de MISTRAL. Les différentes sections (L1, L2, L3 et L4) sont visibles.

- L1 : La section du transport du faisceau ISOLDE avant le déflecteur pulsé. Cette ligne permet d'éclairer la hauteur de la fente F11 du spectromètre et d'adapter le faisceau d'ISOLDE à celle-ci. Cette ligne comprend un triplet de quadrupôles pour la focalisation et deux paires de déflecteurs pour amener le faisceau sur l'axe optique de la ligne L3.
- L2 : La section source MISTRAL - déflecteur. Cette ligne de transport est le pendant de la section L1. Elle permet d'aligner le faisceau de référence de MISTRAL sur l'axe optique de la ligne L3. Elle est constituée de quatre ensembles de plaques de déviation amenant le faisceau en sortie de source sur la trajectoire nominale et d'un triplet de quadrupôles TR21 qui focalise le faisceau de façon à éclairer toute la hauteur de la fente F11. Ceci permet de mieux superposer les deux faisceaux et d'optimiser la transmission en remplissant l'acceptance du spectromètre. Le déflecteur pulsé permet de sélectionner l'un ou l'autre des faisceaux d'ions. Ses électrodes sont amenées au potentiel zéro pour injecter le faisceau ISOLDE (ligne L1). Celui-ci franchit une ouverture pratiquée dans l'électrode extérieure du déflecteur.
- L3 : La section déflecteur - entrée dans l'aimant. Elle amène le faisceau en face de la fente située juste derrière l'injecteur (IS3). Des paires de déflecteurs horizontaux couplés permettent de traverser le champ de fuite de l'aimant. Des paires de déflecteurs verticaux couplés agissent de la même façon. Ces derniers donnent en plus au faisceau une pente verticale pour décrire une trajectoire hélicoïdale dans l'aimant (Figure 22). On appelle éléments couplés des plaques de déviation dont les effets opposés sur le faisceau sont combinés pour translater horizontalement ou verticalement le faisceau d'ions. Le réglage de ces plaques, de l'injection et du champ magnétique doit aboutir à une trajectoire circulaire parfaitement centrée dans l'aimant. Les deux points fixes de ce cercle sont la fente d'entrée et le modulateur. Maximiser le champ magnétique garantit le centrage de la trajectoire en minimisant son diamètre.

- Aimant : c'est la section la plus importante car elle comporte les éléments qui déterminent la mesure de masse. Aucun élément de correction de trajectoire ne se trouve dans l'aimant entre la fente d'entrée et la fente de sortie pour conserver l'isochronisme des différentes trajectoires entre les deux modulations.

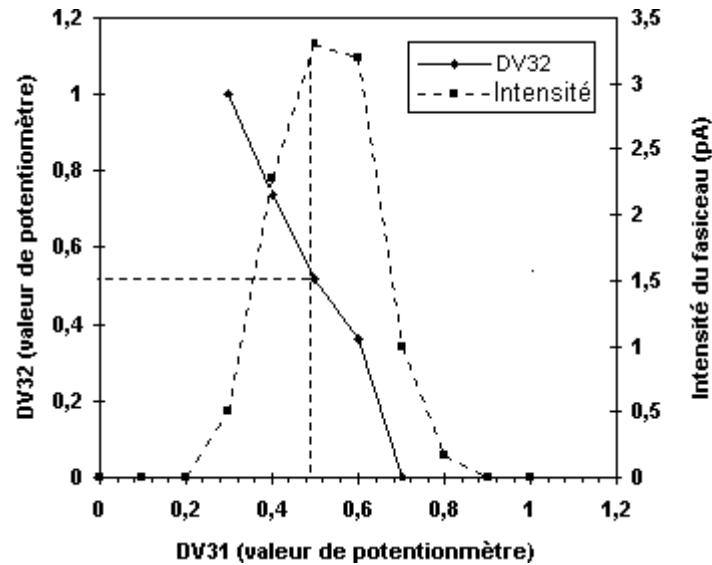


Figure 22 : Couplage des éléments de déviation verticale DV32/DV31. La courbe en trait plein représente les valeurs de tensions de DV32 par rapport à DV31. La courbe en traits pointillés représente l'intensité du faisceau en pA mesurée dans la cage de Faraday mobile placée derrière le modulateur (CFMOD) en fonction de DV31. L'intensité est maximale pour DV31 = 0,48 et donc DV32 = 0,52.

- L4 : Section de sortie de l'aimant - détecteur. Il s'agit de guider le faisceau jusqu'au détecteur sans perte de transmission. Les réglages de cette ligne sont moins pointus car les fentes insérées dans cette section sont nettement plus larges (4 mm).

En cours de réglage de la trajectoire il faut aligner le faisceau d'ions sur l'axe optique des éléments électrostatiques. Pour nous aider dans l'ensemble des opérations, des éléments de diagnostic sont répartis long de la trajectoire : quatre cages de Faraday, un scanner et le détecteur final (Figure 21).

Le premier moyen de vérifier qu'une trajectoire s'approche de la trajectoire nominale est de mesurer la transmission du spectromètre (cf 2.3.3). Elle est égale au rapport du nombre d'ions arrivant sur le détecteur et du nombre d'ions détectés dans la cage de Faraday CF11. La transmission ainsi mesurée est une limite inférieure car au niveau de la fente F11, le faisceau de MISTRAL n'est pas encore séparé en masse. Habituellement elle se situe aux environs de $5 \cdot 10^{-3}$ quand elle est mesurée avec la source de référence. Elle est assez proche de la valeur calculée (1%).

Le faisceau d'ISOLDE est déjà séparé en masse quand il arrive au niveau de la fente F11. La transmission est mesurée entre la sortie du G.P.S. et le détecteur de MISTRAL. On constate que 50% du faisceau d'ISOLDE est perdu au cours de son trajet à travers le hall d'expérience. Dans les meilleurs cas, la transmission totale mesurée avec le faisceau d'ISOLDE est de $1 \cdot 10^{-4}$. Les focalisations successives du faisceau, survenues au cours de ce

trajet, changent la répartition du faisceau dans l'espace des phases tout en conservant la même surface dans cet espace (théorème de Liouville). Cette répartition de l'émittance est d'une grande importance pour la transmission du spectromètre, en particulier quand le faisceau franchit la fente F11.

3.2 Modulation radiofréquence, formation du pic de résonance

Le faisceau étant réglé, il s'agit d'étudier la modulation radiofréquence. Le modulateur est décrit au chapitre précédent (cf 2.3.4.4). Il permet d'obtenir des pics de résonance par deux passages dans un champ électrique sinusoïdal. Dans cette section, je m'intéresse à ce champ électrique, aux profils de modulation ainsi qu'à l'efficacité de modulation.

3.2.1 Simulation

Dans le but d'étudier le spectromètre, et plus particulièrement le modulateur, une simulation multi-particules décrit la trajectoire des ions dans le champ magnétique pas à pas. Cette simulation du spectromètre contient un grand nombre de paramètres répartis en huit rubriques : masses des ions étudiés, paramètres géométriques des fentes d'entrée et sortie, caractéristiques des ions (énergie cinétique, contaminants), caractéristiques du faisceau (dispersions), caractéristiques du champ magnétique, caractéristiques du modulateur (dimensions, forme et répartition des équipotentielles du champ électrique), caractéristiques du balayage radiofréquence (tension radiofréquence) et caractéristiques du mode d'acquisition (nombre de canaux, pas en fréquence, etc.).

Le temps de calcul devenant rapidement prohibitif, la répartition du champ électrique dans le modulateur est paramétrée. Il existe déjà deux modélisations des équipotentielles du champ électrique du modulateur (Figure 23). Une troisième solution a été étudiée. La première modélisation considère que le champ électrique est un champ uniforme dans l'espace d'accélération du modulateur. Il s'étend de part et d'autre du « gap » (champ de fuite). Les équipotentielles sont équidistantes. La deuxième modélisation améliore la forme des équipotentielles à l'extérieur du « gap » (Figure 23) en considérant des angles pour le raccord avec les bords de la fente pour supprimer la discontinuité de la première solution. Les équipotentielles sont « équidistantes » le long de chaque ligne parallèle au faisceau.

La troisième paramétrisation a été calculée à l'aide du programme de simulation SIMION [SIM95] qui détermine les potentiels en résolvant l'équation de Laplace. Cela permet de trouver une solution plus proche de la réalité. Cette solution est paramétrée sous forme de surfaces de potentiels paraboliques. Le potentiel ne varie plus linéairement suivant l'axe Oz mais sous la forme d'un polynôme du troisième degré (Figure 24).

Bien qu'elles soient plus proche de la réalité, les simulations réalisées avec R. Cousin [COU99] ont montré que la troisième modélisation donne des pics de transmission plus dissymétriques qu'observé expérimentalement. Il faudrait un paramétrage de la pénétration du champ électrique comme cela existe déjà dans les deux autres modélisations. Pour le moment, la solution trapézoïdale ajustée avec un coefficient de pénétration de 0,25 (pourcentage de la largeur du gap) fournit des résultats comparables à l'expérience.

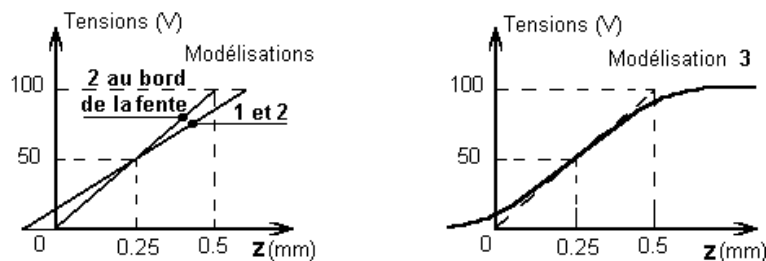
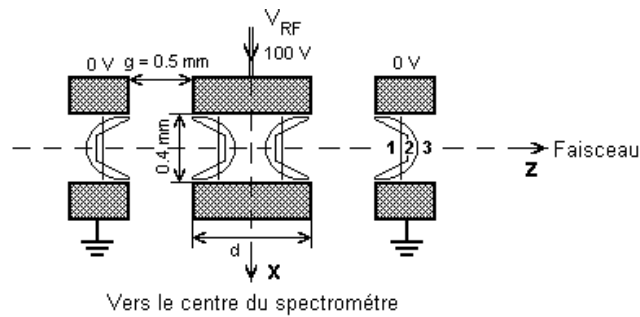


Figure 23 : Vue de dessus d'une des deux parties du modulateur. Les ions passent à travers deux espaces d'accélération (« gap ») séparés par un espace de glissement (« drift ») (cf 2.3.4.4). Ici sont représentées les trois modélisations des équipotentielles du champ électrique dans le modulateur. Dans la modélisation 1 les équipotentielles sont planes et équidistantes, dans la modélisation 2, planes dans le « gap », trapézoïdales à l'extérieur et « quasi-équidistantes » et dans la modélisation 3 elles s'approchent plus de la réalité, elles sont assimilées à des paraboles et « non-équidistantes ».

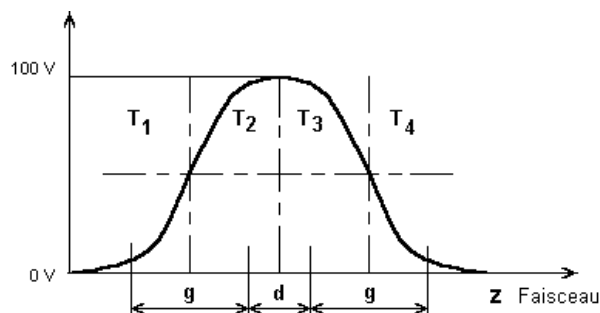


Figure 24 : Potentiel électrique dans le modulateur vu de profil. Avec $L=(g+d)/2$, le potentiel dans la zone 1 est paramétré par la relation $T_1=50+\alpha(z+L)+\beta(z+L)^2+\gamma(z+L)^3$. Dans les zones 2, 3 et 4 les potentiels correspondants T_2 , T_3 et T_4 se déduisent de T_1 par symétrie. Les paramètres α , β , γ sont calculés avec une approximation parabolique pour décrire l'allure transversale des équipotentielles.

3.2.2 Mesure de la tension RF au niveau du modulateur

Nous avons vu dans la section 2.3.4.4 qu'une antenne est placée à proximité du modulateur pour renvoyer une tension proportionnelle, pour une f_{RF} donnée, au champ électrique. Ce signal permet de positionner le court-circuit afin d'obtenir la tension maximale possible sur le modulateur. La tension a été mesurée pour chaque fréquence et chaque position du court-circuit. La Figure 25 présente le résultat de l'étude de ce signal, et détermine les positions du piston pour une modulation maximale en fonction de f_{RF} . La fréquence 500 MHz est vue comme une « bonne » fréquence pour travailler car le modulateur dispose, pour cette fréquence, d'un champ électrique intense.

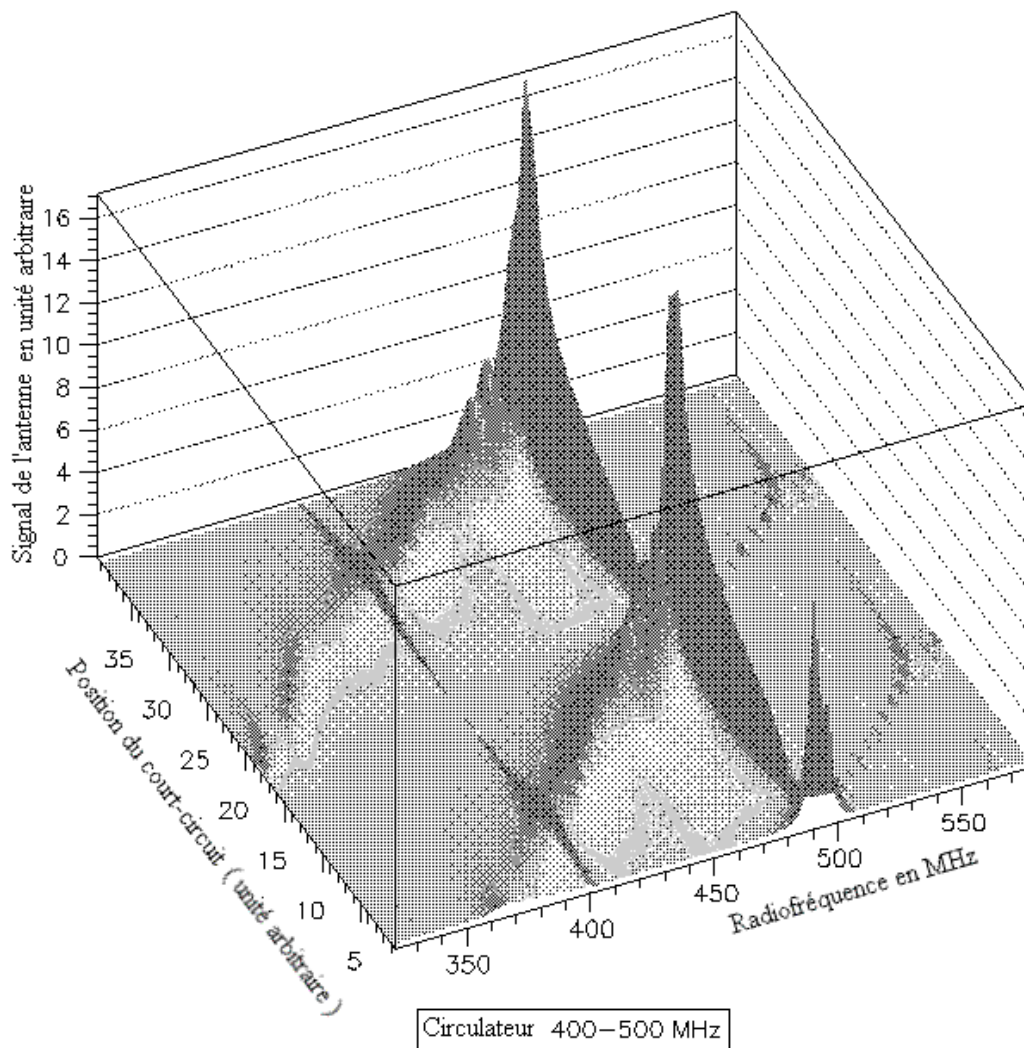


Figure 25 : Signal délivré par l'antenne située au niveau du modulateur permettant d'étudier la puissance effective reçue par celui-ci. Ici l'étude d'un seul des trois circulateurs est présentée. On voit qu'à 500 MHz et à la position 37-38 du piston, on a une résonance intéressante pour les mesures de masse.

Pour observer les pics de transmission permettant de mesurer la masse, nous balayons la radiofréquence sur une cinquantaine de kHz en conservant la position du court-circuit. Nous pouvons considérer l'amplitude du champ électrique quasi-constante (variations estimées à 10^{-3}) pendant toute la mesure car pour une position fixe du court-circuit, la bande passante mesurée du système résonant est en moyenne de 8 MHz.

3.2.3 Profils de modulation

On appelle profil de modulation, la répartition spatiale de l'intensité du faisceau d'ions au niveau de la fente de phase après la première modulation radiofréquence. Le faisceau est étalé sur une largeur $2 \times D_m$ qui correspond à deux fois l'amplitude de la modulation (cf 2.3.1). En raison de la forme sinusoïdale de la modulation, l'intensité du faisceau dans ce profil est plus importante vers les grandes modulations (Figure 26).

Un calcul simplifié décrivant le faisceau d'ions au niveau de la fente de phase a été effectué par C. Toader [TOA99].

$$N = \frac{N_{total}}{\pi} \cdot \left| \operatorname{Arccos}\left(\frac{D + \frac{l}{2}}{D_m}\right) - \operatorname{Arccos}\left(\frac{D - \frac{l}{2}}{D_m}\right) \right| \quad (3-1)$$

avec N_{total} le nombre d'ions utilisé pour la description, N est le nombre d'ions traversant une fente de largeur l centrée sur la position D au niveau de la fente de phase. Le profil correspondant à celui-ci est représenté sur la Figure 26. Il ne tient pas compte de l'émittance du faisceau d'ions d'où la forme abrupte du profil calculé.

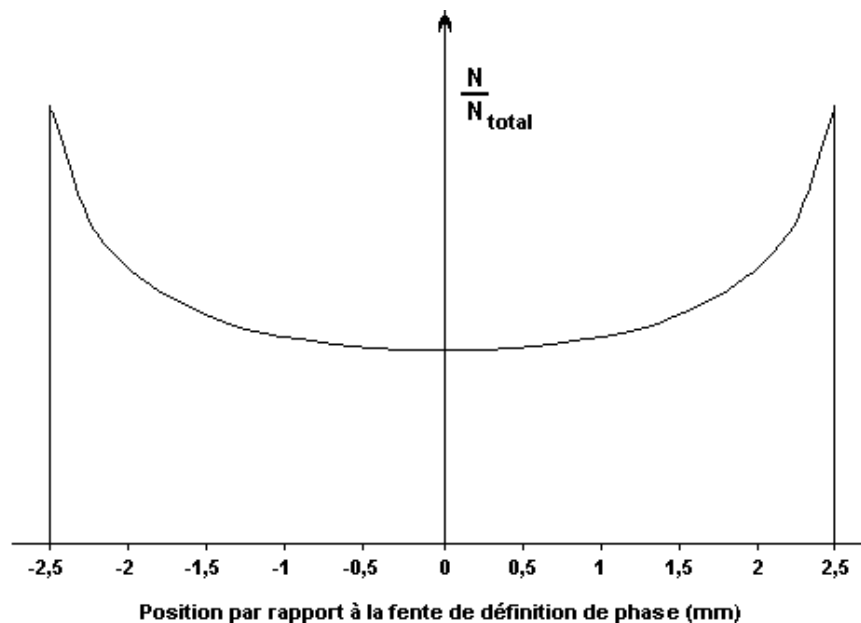


Figure 26 : Profil calculé à partir de l'équation (3-1) avec $D_m = 2,5$ mm et $l/2 = 0,2$ mm. Il représente la répartition des ions au niveau de la fente de phase.

La détection du faisceau, directement au niveau de la fente de phase, est impossible pour des raisons d'encombrements mécaniques. Par balayage de la fente de phase avec une fente étroite, des profils de modulation sont obtenus en mesurant la transmission des ions après la deuxième modulation (f_{RF} fixe et égale à la fréquence de résonance de l'ion étudié) sur le détecteur de MISTRAL. Des simulations de profils de modulation prennent en compte les mêmes considérations expérimentales. Les profils expérimentaux et simulés (Figure 27) ont une forme plus « molle » que le profil de la Figure 26 à cause de l'émittance du faisceau et parce que la largeur de la fente a une dimension finie non négligeable de 0,4 mm pour accumuler assez de statistique. Le pas de mesure est inférieur à la demi-largeur $l/2$ de la fente étroite ce qui donne un recouvrement des points de mesure. Dans chaque série de profils obtenus pour des puissances différentes, la surface des profils reste la même (même nombre d'ions détectés) mais l'amplitude de modulation (demi-largeur des profils représentés en Figure 26) augmente linéairement avec la tension RF, c'est-à-dire avec la racine carrée de la puissance pour une fréquence donnée. Le pouvoir de résolution augmente donc aussi (cf 2.3.2).

L'étude, à 505 MHz et au-delà de 350 W, a montré une saturation de la modulation en amplitude due à des retraits de puissance de l'amplificateur de puissance. À 260 MHz, des puissances plus hautes (et donc des tensions RF plus grandes) sont accessibles mais des décharges électriques dans les gaps du modulateur limitent l'amplitude de modulation.

3.2.4 Efficacité de modulation

Comme il a été vu dans la section 2.3.4.4, l'amplitude de modulation D_m est directement liée à l'efficacité de modulation. Plus l'efficacité est grande, plus l'amplitude est grande et plus la résolution est grande. Expérimentalement, il est intéressant de relever les amplitudes de modulation à partir de la mesure d'un profil ou d'étudier la résolution des pics de résonance en fonction de la fréquence (Figure 28). On observe sur la Figure 28 que les minima de résolution ne sont pas les mêmes pour tous les ions. L'efficacité de modulation dépend de la vitesse (et donc de la masse et de l'énergie cinétique) de l'ion étudié et de la fréquence (équation 2–19).

Des simulations (Figure 29) sont faites dans le but de préparer les prises de données. En effet pour pouvoir étudier les masses de deux ions, il faut qu'ils aient, tous deux, une bonne efficacité de modulation à la même fréquence.

En Figure 30, l'efficacité de modulation est calculée à partir du calcul simplifié (équation 2–19). Elles ont l'avantage d'expliquer très nettement le problème lié à la comparaison de deux masses lointaines. Par exemple, à 500 MHz, il sera impossible de mesurer la masse de ^{23}Na par rapport à la masse de ^{41}K car l'efficacité de modulation de l'ion ^{23}Na est quasi-nulle. Par contre 280 MHz pourrait convenir.

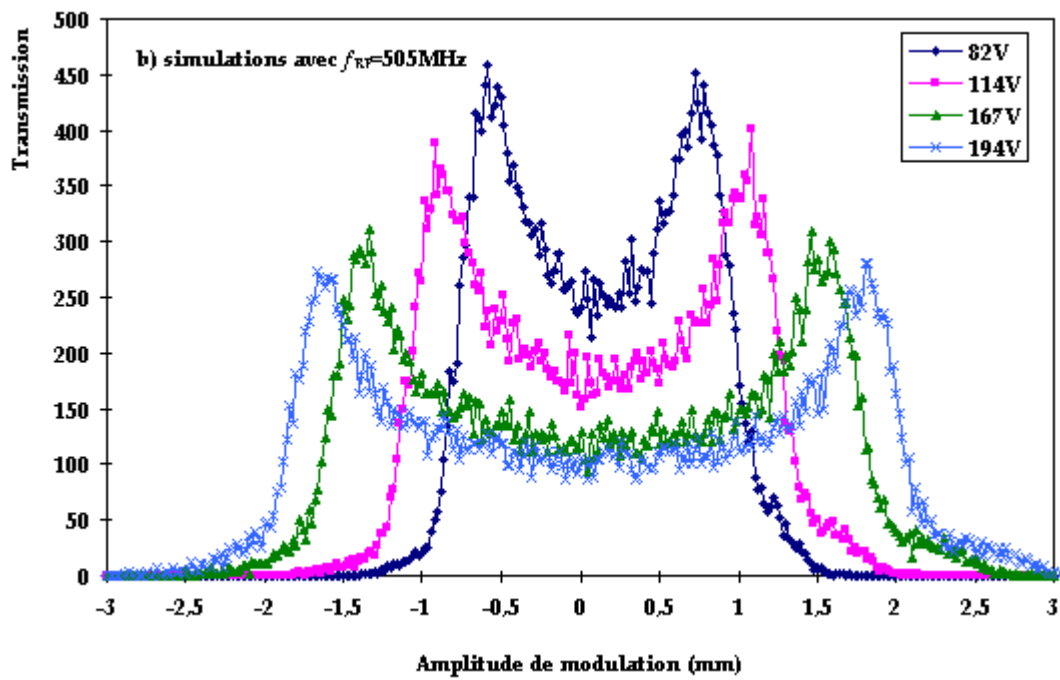
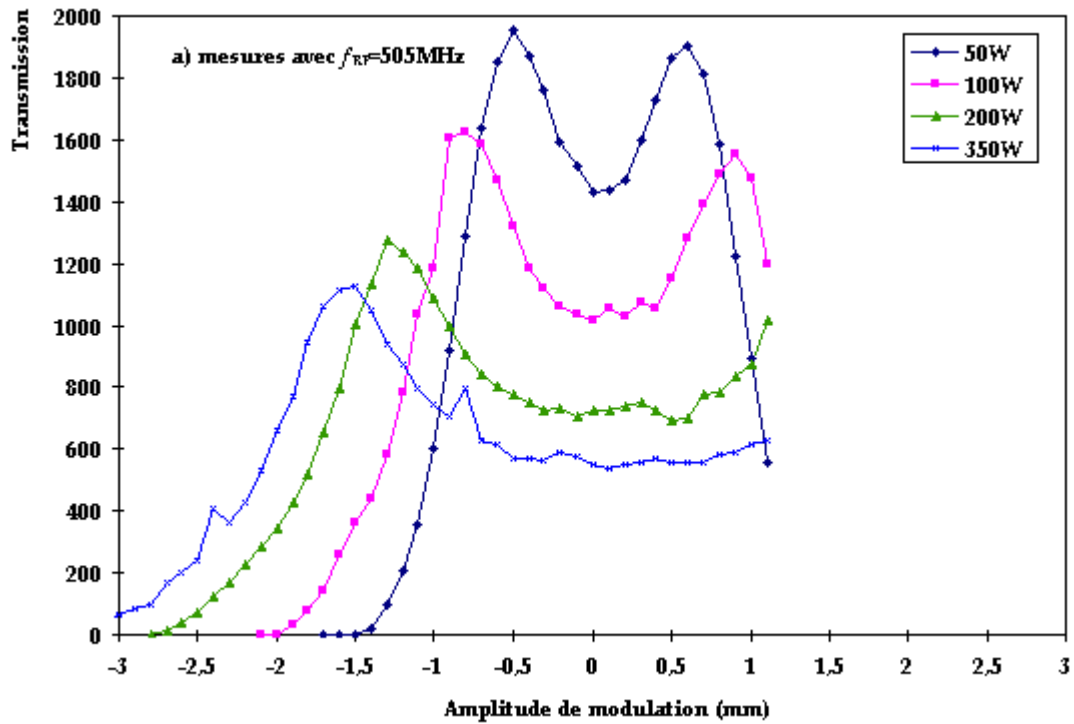


Figure 27 : Profils de modulation mesurés (a) et simulés (b) [MON98]. Les données expérimentales et simulées sont prises au niveau du multiplicateur d'électrons secondaires. Les valeurs expérimentales sont coupées sur le côté droit à cause d'une limitation mécanique du déplacement de la fente de phase.

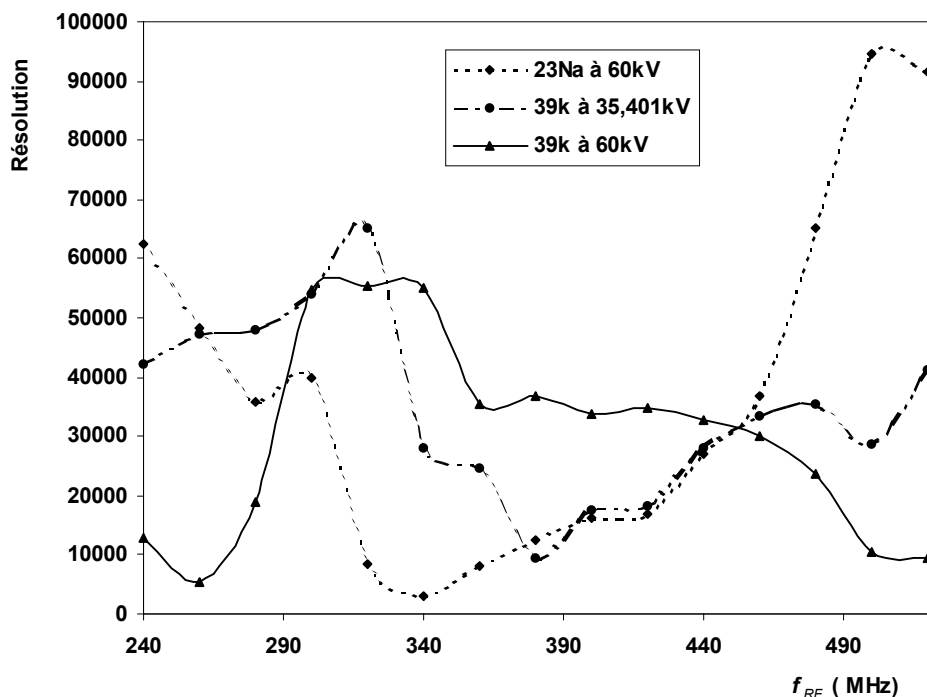


Figure 28 : Étude expérimentale du pouvoir de résolution en fonction de la fréquence.

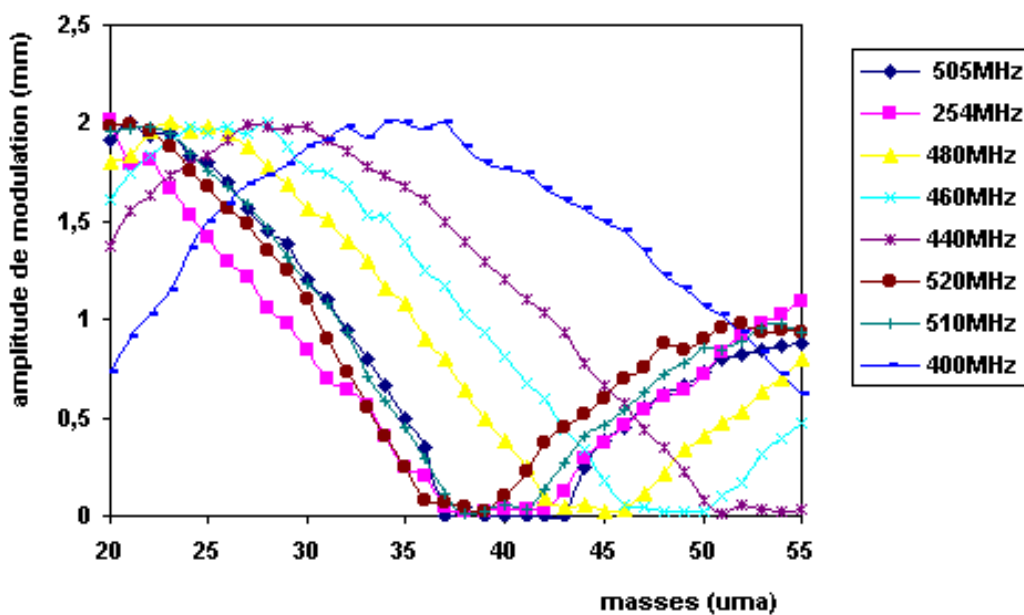


Figure 29 : Simulations des amplitudes de modulation pour une gamme large en masse et en fréquence pour un énergie cinétique de 60 keV. Ces simulations permettent de préparer à l'avance les expériences. Il s'agit de trouver une zone en fréquence où la masse de référence et celle à mesurer ont une bonne efficacité de modulation.

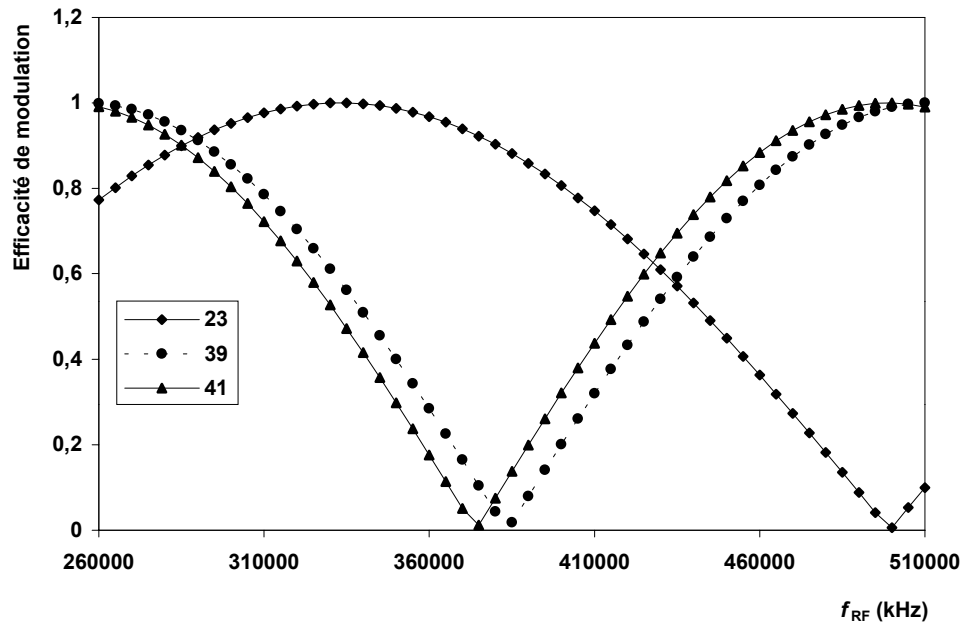


Figure 30 : Efficacité calculée à partir de l'équation (2-19) pour trois masses en fonction de la fréquence pour une énergie de 60 keV et avec un modulateur idéal.

3.3 Études de la stabilité de la fréquence centrale des pics de résonance

3.3.1 Stabilité de MISTRAL

L'observation de pics de transmission dissymétriques peut être liée à des instabilités de la transmission. Ces instabilités peuvent entraîner, lors de l'analyse, un déplacement de la fréquence centrale du pic de résonance. Bien que la mesure de masse soit indépendante des tensions de la ligne de transport, des fluctuations de tension de l'ordre de 10^{-4} (fluctuations annoncées des alimentations de tension de MISTRAL) entraînent des variations de la transmission de 10%. En pratique, on observe que la stabilité de l'intensité du faisceau est de 5%.

Le contrôle des tensions appliquées sur les différents éléments de la ligne de transport est utile pour ne pas s'éloigner de la trajectoire nominale. En parallèle, nous contrôlons le champ magnétique et la fréquence centrale des pics de transmission. Un programme permettant de lire et de sauvegarder automatiquement les paramètres sur plusieurs heures a été développé. La lecture s'effectue au travers d'un ensemble de multiplexeurs, d'un voltmètre digital et d'un programme de communication utilisant aussi la station de travail SUN et le système temps réel VxWorks. Les tensions des différents éléments d'optique de la ligne de transport du faisceau sont converties entre 0 et 1 Volt (domaine de lecture du voltmètre) par des ponts diviseurs dits ponts de mesure.

La Figure 31 est un exemple d'une des nombreuses études de stabilité effectuées. Pendant 15 heures, le programme d'acquisition a effectué la mesure de la fréquence centrale du pic de transmission d'un faisceau de ^{39}K . Pendant ce temps, les paramètres de fréquences centrales, de résolutions et de tensions sont sauvegardés. Sur la Figure 31c on montre un exemple de stabilité des tensions de l'injecteur. Au cours de ces 15 heures, la fréquence centrale des pics de résonance a dérivé. Lors d'études avec différents faisceaux, elle s'est comportée de façon similaire pour tous les faisceaux. La valeur du champ magnétique a été relevée en début de mesure à 3384,25 G et en fin de mesure à 3384,18 G soit une dérive de $2,1 \cdot 10^{-5}$. La dérive de la fréquence centrale des pics de résonance est aussi de l'ordre de $3 \cdot 10^{-5}$. On en déduit que la dérive est liée à la dérive du champ magnétique. En mesure instantanée, cette dérive ne nous gêne pas car elle est exactement la même pour tous les faisceaux. La résolution ne s'est stabilisée qu'au bout d'une à deux heures ; le temps de stabilisation de la tension RF est peut-être la cause de cette variation de la résolution. La variation instantanée de la tension de l'injecteur (Figure 31c) est de l'ordre de $3 \cdot 10^{-5}$.

En conclusion, la méthode de lecture des paramètres n'est pas optimale à cause de l'insuffisante reproductibilité des multiplexeurs et de la sensibilité aux variations de température des ponts diviseurs de lecture. Cependant, cette étude montre que les fluctuations des tensions et les dérives à long terme du champ magnétique sont compatibles avec des mesures de masse avec une précision de quelques 10^{-7} .

En Figure 32 a été dessiné la différence de masse relative, Δm_R , pour la comparaison d'un faisceau de ^{39}K par rapport à ^{39}K . On retrouve la conclusion précédente : la dérive à long terme du champ magnétique ne nous gêne pas pour nos mesures de masse. La dispersion de cette mesure est de l'ordre de $1 \cdot 10^{-7}$.

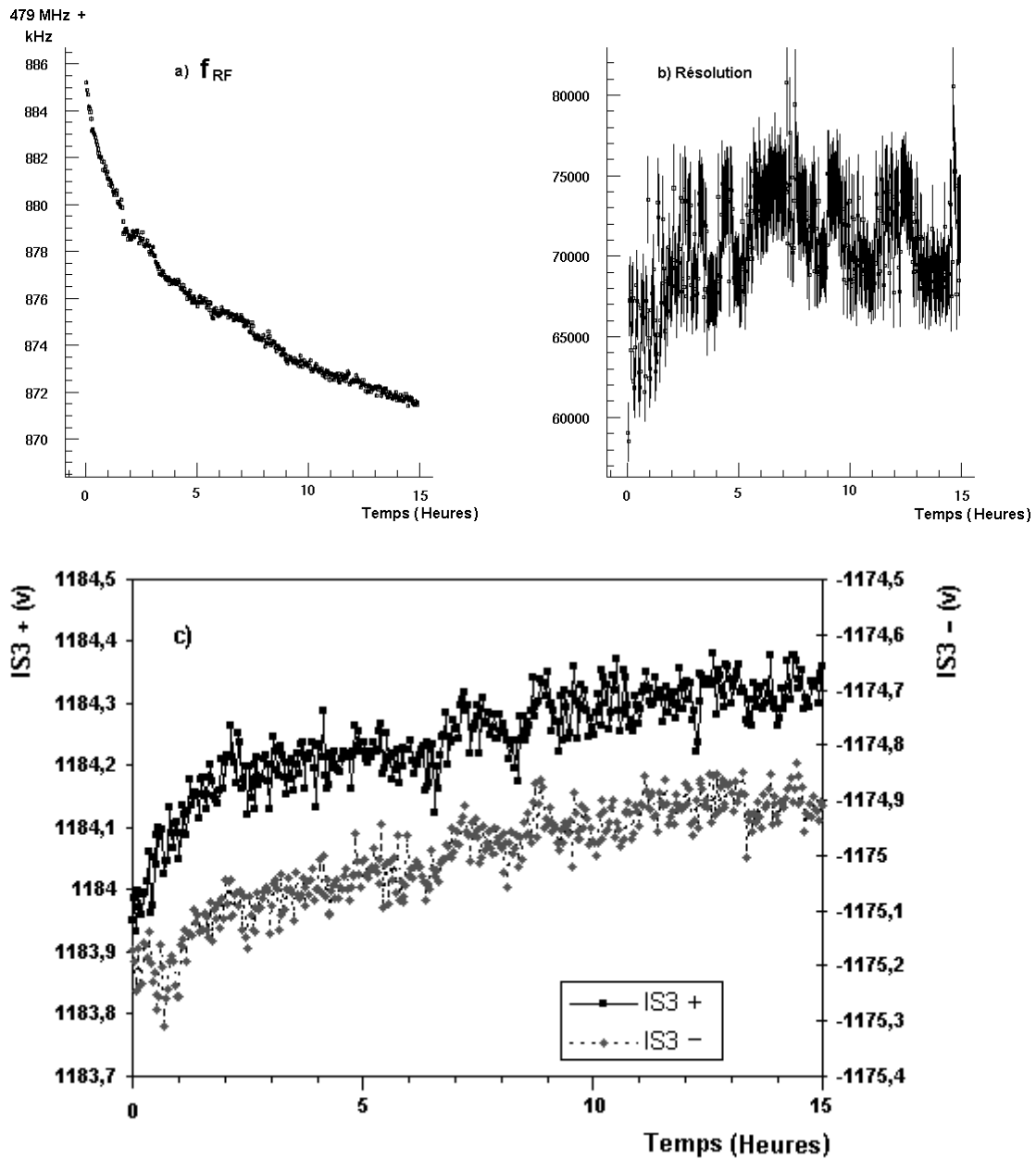


Figure 31 : Ensemble de résultats obtenus après une étude de stabilité effectuée pendant 15 heures environ. Les fréquences centrales des pics (a) de résonance ont dérivé d'environ $3 \cdot 10^{-5}$. La résolution (b) du pic de résonance s'est stabilisée au bout de quelques heures. En (c) est représentée la variation des tensions de l'injecteur. Les voies positives et négatives sont alimentées séparément par les tensions HVH+ et HVH-. Les variations rapides qui paraissent corrélées sont certainement dues à des artefacts de la chaîne de lecture.

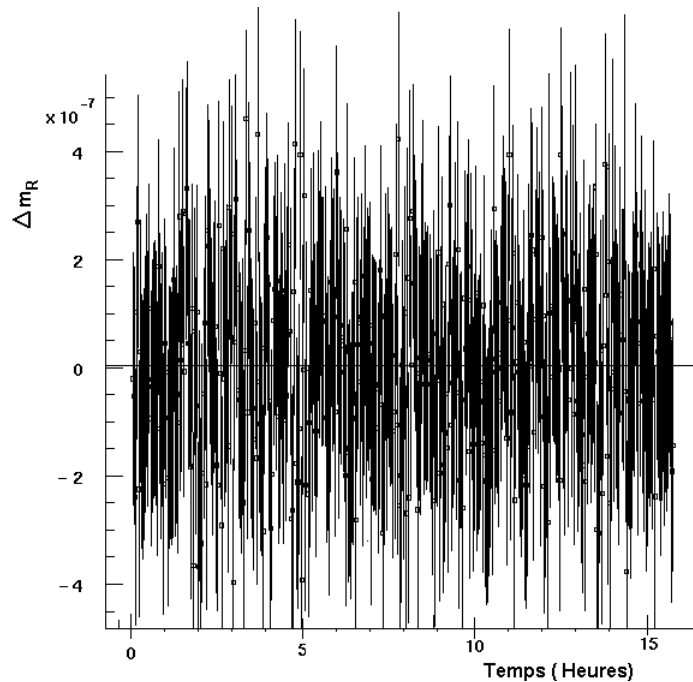


Figure 32 : Stabilité d'une mesure de ^{39}K comparé au même faisceau. La différence de masse relative, Δm_R (équation 4-1), est de l'ordre de zéro avec une erreur de 10^{-8} et une dispersion de $1,6 \cdot 10^{-7}$.

3.3.2 Effet du pont roulant sur la fréquence centrale des pics de résonance

Dans le hall ISOLDE, un pont roulant est installé pour l'usage des différentes expériences. Sa position d'attente se trouve juste au-dessus de l'aimant de MISTRAL. Toujours dans le cadre de la recherche de paramètres pouvant déplacer la fréquence centrale du pic de transmission, nous avons étudié l'effet du pont roulant. Son étude est essentielle car les grandes masses ferromagnétiques concentrent les lignes de force des champs magnétiques. Un déplacement de ce pont change donc légèrement la répartition des lignes de force de notre champ magnétique et donc la trajectoire des ions. Le faisceau ne subissant plus exactement le même champ moyen sur le tour entre les deux modulations, la fréquence cyclotron est légèrement modifiée. Cela peut introduire des biais dans nos mesures.

Méthode de mesures :

Trois positions autour de MISTRAL ont été choisies :

- Le pont roulant est placé dans sa position d'attente au-dessus de l'aimant de MISTRAL.
- Le pont roulant est placé le long du mur extérieur du hall à environ 3 m de MISTRAL.
- Le pont roulant est placé derrière le mur en béton qui nous sépare de l'expérience ISOLTRAP à environ 15 m du spectromètre MISTRAL.

Chaque mesure comprend 10 cycles et chaque position a été reproduite 4 fois dans des ordres différents.

Observations :

Une dérive importante de la fréquence centrale au cours des mesures est à remarquer (Figure 33). Sa quantification peut se faire sur l'ensemble des 8 premières mesures qui ont été faites avec la même position du pont roulant. Dans le même temps les paramètres du spectromètre ont été enregistrés. La variation de la fréquence centrale est due à la dérive à long terme de notre champ magnétique.

Les fréquences centrales des pics sont sensiblement les mêmes pour les positions « mur extérieur » et « MISTRAL ». Un saut en fréquence très net de l'ordre de 1.10^{-6} est visible entre la position « ISOLTRAP » et « MISTRAL ». Malgré la dérive à long terme, on observe que l'amplitude de l'effet du pont roulant est conservée.

Sur la Figure 34, la résolution et la dissymétrie des pics de transmission au cours de cette même étude n'ont pas varié. Ceci est l'indication d'une trajectoire correctement optimisée au départ. La forme des pics de transmission ne s'est pas dégradée.

Conclusions :

La position du pont roulant a un effet certain sur la valeur de la fréquence centrale des pics de résonance. Une erreur pouvant aller jusqu'à 1.10^{-6} peut être observée si le pont roulant est déplacé en cours de mesure. Il faut donc qu'il soit fixe pendant nos prises de données pour éliminer cette source d'erreurs: le choix le plus judicieux est de ramener le pont roulant toujours au même endroit le long du mur extérieur.

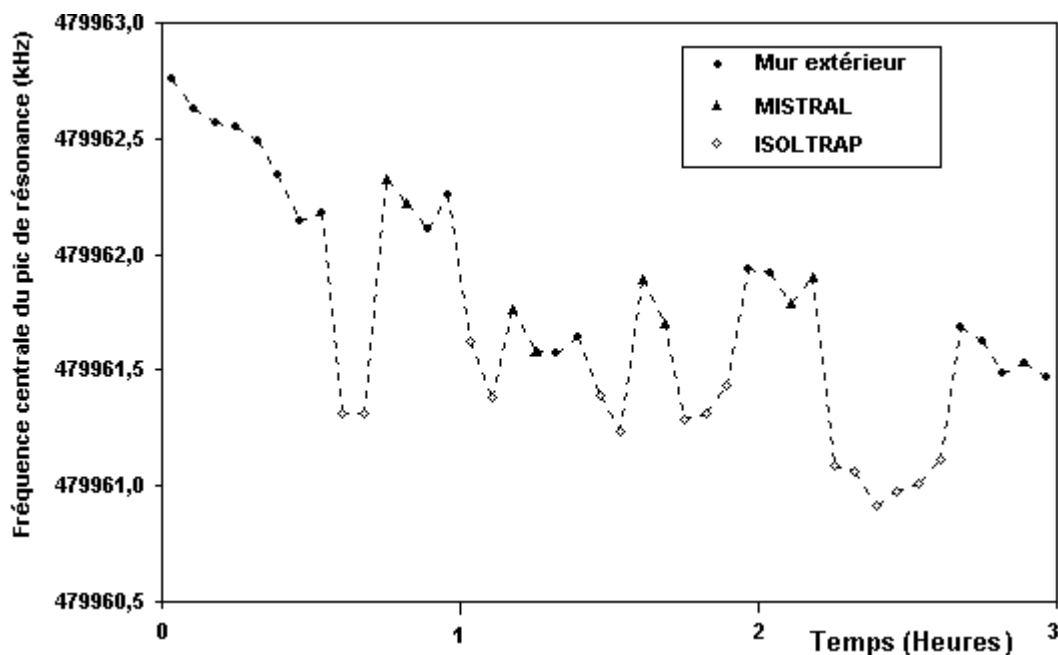


Figure 33 : Évolution de la fréquence centrale des pics. Chaque donnée est une moyenne de 10 mesures. La position du pont roulant a bien un effet sur la fréquence centrale du pic. Il la déplace d'environ 0,5 kHz soit de 1.10^{-6} .

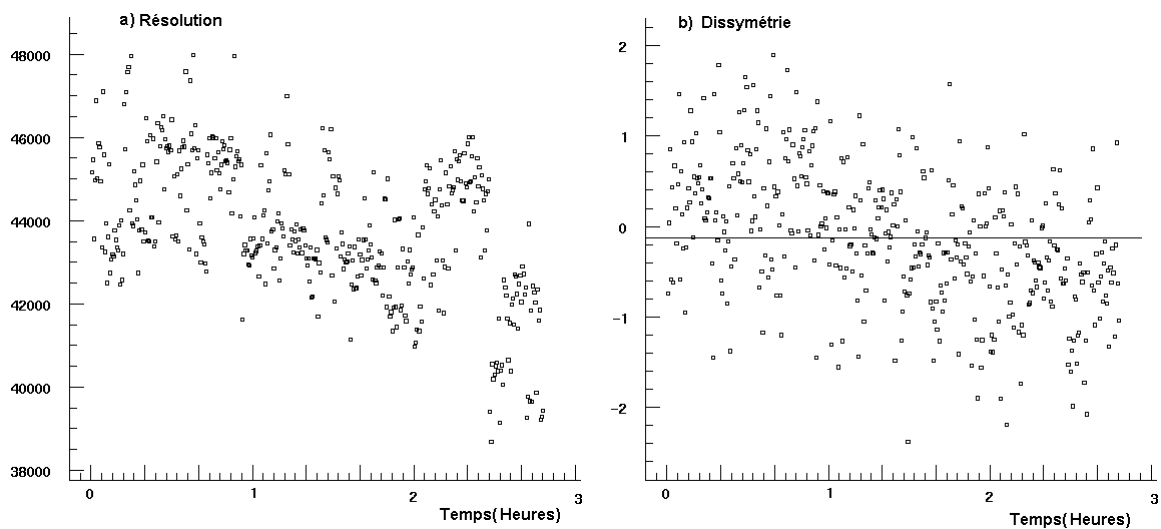


Figure 34 : L'évolution de la résolution (a) des pics de transmission en fonction du temps varie peu. Une faible dissymétrie (b) du pic de transmission en fonction du temps est une bonne indication d'une trajectoire correctement optimisée. On voit que pendant toute l'étude cette dissymétrie est restée constante et presque nulle. Il n'y a pas eu de dégradation de la forme du pic.

3.4 Saut de masse

Jusqu'à présent, l'étude du spectromètre a été effectuée en statique c'est à dire sans saut de masse. Nous nous sommes occupés d'un seul faisceau à la fois, nous avons vu comment régler les trajectoires, comment optimiser la modulation du faisceau et étudier les effets pouvant décaler les fréquences centrales des pics de transmission. Maintenant, pour continuer notre approche de la mesure de masse avec le spectromètre MISTRAL, il faut pouvoir comparer deux faisceaux différents alternativement sans réglage intermédiaire de trajectoire. Pour cela, une automatisation des sauts des tensions des différentes électrodes des éléments optiques de la ligne de transport est nécessaire. Une correction des valeurs des tensions envoyées aux alimentations permet d'obtenir les tensions souhaitées sur les électrodes. Cela s'appelle calibrer les tensions. Ensuite, il faut vérifier la reproductibilité de cette calibration des tensions.

3.4.1 Calibration des tensions

Les tensions des électrodes des éléments de la ligne de transport du faisceau et les énergies cinétiques doivent vérifier la loi de proportionnalité décrite par l'équation (éq.2-3). Bien que les valeurs des tensions soient calculées à partir de cette relation, les valeurs appliquées aux électrodes à travers les alimentations et les DACs se sont révélées insuffisamment précises, une correction est nécessaire. Une calibration des tensions, incluse dans le programme d'acquisition, permet de corriger toutes les alimentations haute tension pour assurer un saut

proportionnel au rapport des masses étudiées. La chaîne de commande des tensions est séparée en quatre parties : programme d'acquisition, DAC, alimentations haute tension, ponts diviseurs.

Par l'optimisation de la trajectoire, nous connaissons les tensions qui doivent être appliquées aux électrodes : $U^{réf}$ et $E_c^{réf}$. Pour un faisceau de masse différente, il faudra donc des tensions $U^{requisse}$ et $E_c^{requisse}$ vérifiant l'équation (éq.2-3). La calibration des tensions est définie par la fonction suivante :

$$U^{corrigée} = a \cdot \underbrace{\left(\frac{U^{réf} \cdot E_c^{requisse}}{E_c^{réf}} \right)}_{U^{requisse}} + b \quad (3-2)$$

avec a et b : paramètres de la droite de correction de proportionnalité entre la tension requise et la tension corrigée obtenue. Ils peuvent s'exprimer sous la forme :

$$a = \frac{U_2^{requisse} - U_1^{requisse}}{U_2^{réelle} - U_1^{réelle}}$$

$$b = \frac{U_1^{requisse} \cdot U_2^{réelle} + U_2^{requisse} \cdot U_1^{réelle}}{U_2^{réelle} - U_1^{réelle}}$$

La calibration doit tenir compte du fait qu'un même DAC commande les alimentations positives et négatives. Celles-ci n'ayant pas les mêmes caractéristiques internes, elles devraient obéir à des calibrations différentes des tensions. Une moyenne est donc utilisée. Mais la calibration n'est vraiment bonne que pour les valeurs de référence. Dans un avenir proche, tous les DACs seront doublés. Chaque alimentation aura une commande séparée et une calibration indépendante. Elle sera donc plus précise.

Cependant deux problèmes subsistent :

Les alimentations des tensions ont des constantes de temps non négligeables. Les réglages de calibration sont faits en statique sur une seule masse alors que les mesures de masse se font en dynamique. Lors d'un saut de masse, les tensions des électrodes doivent sauter et se stabiliser en quelques dizaines de millisecondes.

L'équilibre de température des ponts diviseurs n'est pas le même en régime en statique et en dynamique ce qui fait varier les rapports entre les tensions. Pour l'avenir, une solution à ce problème serait d'éliminer les ponts diviseurs, c'est-à-dire d'avoir une alimentation par électrode.

La calibration des tensions est donc une opération nécessaire et délicate car elle gère l'ensemble des sauts de masse.

3.4.2 Optimisation des sauts de masse

L'opération suivante est de vérifier la calibration des tensions par l'étude du faisceau d'ions en dynamique.

La plupart de ces études sont faites sur le saut ^{39}K à ^{41}K séparés de 2 unités de nombre de masse. Ces deux ions sont produits en abondance par la source de référence MISTRAL. De plus les trajectoires dynamiques pour ces deux ions sont faciles à optimiser hors prises de données. En effet pour optimiser le passage d'une trajectoire à l'autre, la mesure du rapport isotopique des deux ions est un bon contrôle. L'abondance isotopique de ^{39}K est de 93,26% et pour ^{41}K , 6,73% ce qui donne un rapport isotopique de 7,21. Si les deux faisceaux ont la même trajectoire dans le champ magnétique et au niveau des fentes, la transmission finale doit conserver le rapport isotopique. Ceci est surtout vrai si on ne considère que le plan horizontal qui est le plan où il y a une sélectivité en masse. Le plan vertical est plus difficile à contrôler : la hauteur des fentes est de 5 mm ce qui laisse une grande liberté de position au faisceau dans le plan vertical sans que s'en ressente la transmission ou le rapport isotopique. Pour rendre les deux faisceaux coïncidents dans le plan vertical, nous élargissons les faisceaux dans ce plan de façon à éclairer toute la hauteur des fentes.

L'optimisation de la trajectoire est une partie essentielle. Si les deux faisceaux ne sont pas coïncidents, et surtout ne voient pas le même champ magnétique intégré le long de la trajectoire entre les deux modulations, la mesure de masse pourra être biaisée.

3.5 Mesure de masse

Lorsque tous les paramètres de trajectoires et de sauts de masse sont optimisés, la mesure de masse peut être faite. On appelle mesure de masse la comparaison des fréquences cyclotron de deux faisceaux d'ions différents (par exemple ^{39}K par rapport à ^{41}K). La connaissance de la masse du nucléide étudié passe par la connaissance des rangs harmoniques des deux pics de transmission comparés. Nous verrons ensuite que les mesures de masse avec le spectromètre MISTRAL sont très stables au cours du temps.

3.5.1 Rang harmonique

La connaissance précise du rang harmonique du pic de résonance étudié est très importante pour les mesures de masses avec MISTRAL. En effet, les équations (2-2) et (2-4-b) donnent :

$$m_B = m_A \cdot \frac{f_{cA}}{f_{cB}} = m_A \cdot \frac{f_{RF_A} \cdot N_B}{f_{RF_B} \cdot N_A} \quad (3-3)$$

avec N_A et N_B qui sont des demi-entiers.

À priori, nous espérons mesurer N_A en comparant des harmoniques voisins.

Par exemple, $f_{RF_{A1}} = N_{A1} f_c$ et $f_{RF_2} = (N_{A1} + 1) f_c$ c'est-à-dire que

$$N_{A1} = \frac{f_{RF_{A1}}}{f_{RF_{A2}} - f_{RF_{A1}}}$$

Nous développerons cette méthode plus loin dans cette section.

Mais, pour la masse inconnue B, s'il s'agit d'un nucléide rare, on ne voudra pas consacrer du temps à la mesure de N_B . Quelles sont les conséquences ?

Si N_A est connu exactement et que l'on fait une erreur d'une unité sur N_B , l'erreur sur la masse sera :

$$\frac{\delta m_B}{m_B} = \frac{\delta N_B}{N_B}$$

soit pour $N_B = 2000$

$$\frac{\delta m_B}{m_B} = 5.10^{-4}$$

Cette erreur est plus grande que l'incertitude sur une valeur extrapolée pour une masse inconnue. On est donc tout à fait capable de déterminer N_B si on a mesuré N_A .

Examinons maintenant le cas où N_A n'est pas connu avec exactitude, c'est-à-dire que l'on fait sur sa valeur une erreur de une ou deux unités. On va procéder de la même façon que précédemment.

À la place de N_A , on a mesuré $N_A + a$ avec $a = \pm 1$ ou ± 2 . L'erreur sur N_B est alors b :

$$m_B = m_A \cdot \frac{f_{RFA}}{f_{RFB}} \cdot \frac{N_B + b}{N_A + a}$$

$$\frac{\delta m_B}{m_B} = \left| \frac{b}{N_B} - \frac{a}{N_A} \right| = \frac{1}{N_A} \left| b \cdot \frac{N_A}{N_B} - a \right|$$

si a et b étaient des réels, on pourrait alors avoir $\frac{\delta m_B}{m_B} = 0$. Mais puisque les rangs harmoniques sont des entiers, ce ne sera pas le cas.

Pour un calcul approché de $\delta m_B/m_B$, on peut faire l'approximation suivante :

$$\frac{N_A}{N_B} = \frac{m_A \cdot f_{RFA}}{m_B \cdot f_{RFB}} \approx \frac{m_A}{m_B}$$

car les fréquences de résonance sont toujours très proches. Ce qui donne :

$$\frac{\delta m_B}{m_B} \approx \frac{1}{N_A} \left| \frac{b \cdot m_A - a \cdot m_B}{m_B} \right|$$

Sur la Figure 35 sont représentés quelques cas de a et b .

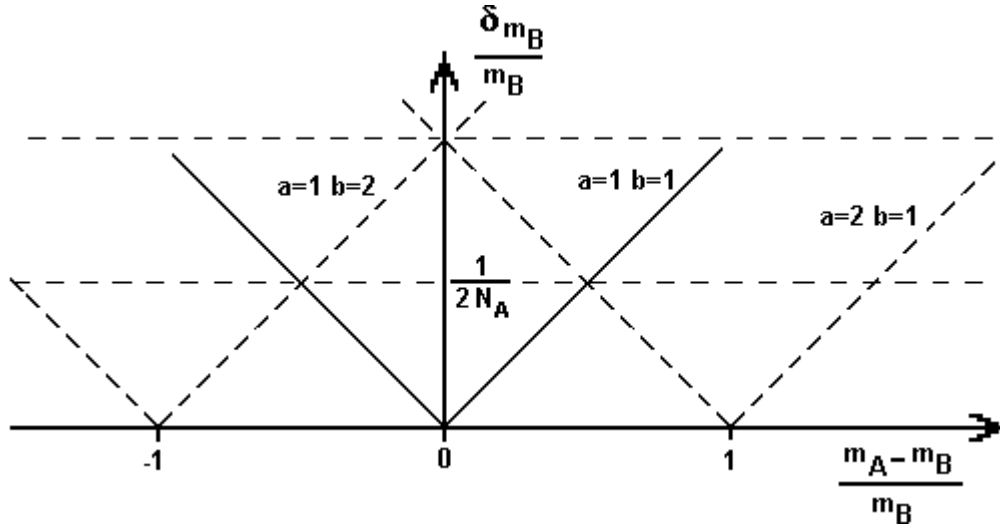


Figure 35 : Précision sur la masse inconnue m_B en fonction de la différence de masse relative entre m_A et m_B et en fonction des erreurs faites sur le rang harmonique.

En pratique, on choisira N_B au mieux. L'erreur résultante est alors comprise entre 0 et $\frac{1}{2 \cdot N_A}$. Elle sera donc comprise entre 0 et $2,5 \cdot 10^{-4}$ pour N_A de l'ordre de 2000. Si le saut de masse est grand, on s'apercevra facilement d'une telle erreur. Mais s'il est assez petit, cela peut être plus gênant. Supposons par exemple que $\frac{m_A - m_B}{m_B} = 5\%$ pour $a = 1$ et $b = 1$ et $N_A = 2000$ $\frac{\delta m_B}{m_B} = 25 \cdot 10^{-6}$. Il est donc essentiel de déterminer N_A de façon exacte.

Techniques de mesures du rang harmonique d'un pic de résonance.

L'intervalle entre deux pics est égal à f_c .

Soit $f_{RF1} = N \cdot f_c$ et $f_{RF2} = (N + 1) \cdot f_c$,

$$f_{RF2} - f_{RF1} = f_c$$

$$\text{avec une erreur de } \delta f_c = \sqrt{\delta f_{RF1}^2 + \delta f_{RF2}^2}.$$

La précision de f_c sera d'autant plus grande que les pics étudiés seront éloignés de plusieurs harmoniques :

soit $f_{RF1} = N \cdot f_c$ et $f_{RF2} = (N + k) \cdot f_c$ écartés de k harmoniques au lieu de 1 précédemment,

$$f_{RF2} - f_{RF1} = k \cdot f_c \quad (3-4)$$

avec une erreur de $\delta f_c = \frac{1}{k} \sqrt{\delta f_{RF1}^2 + \delta f_{RF2}^2}$

soit une erreur k fois plus petite. Pour un balayage en fréquence plus grand que 800 kHz, le système a des pertes d'efficacité, on ne peut plus considérer la tension RF comme constant sur toute la plage. Les pics de transmission ont alors des résolutions qui diminuent et surtout ils deviennent dissymétriques. $k = \pm 2$ est une valeur régulièrement utilisée. Pour obtenir une précision suffisante sur la détermination du rang harmonique du pic de transmission, il faut environ 50 mesures. La Figure 36 montre la détermination du rang harmonique du ^{39}K ayant une fréquence cyclotron de 132 kHz.

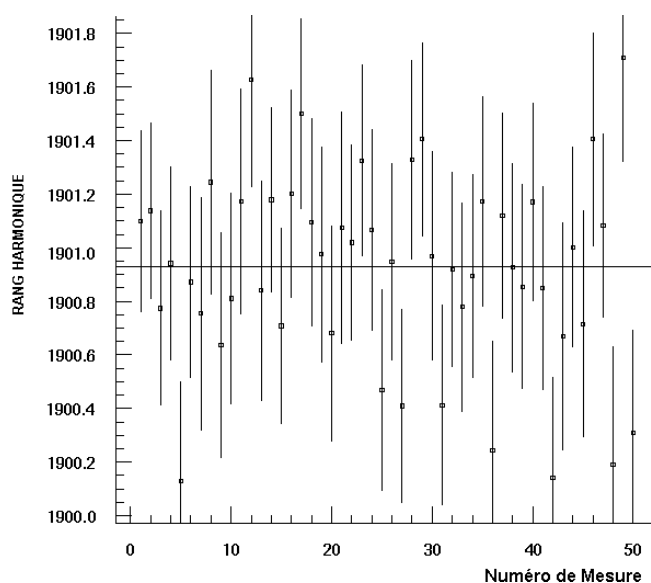


Figure 36 : Détermination du rang harmonique par mesure de la fréquence centrale des pics de résonance de ^{39}K séparés par quatre harmoniques. 50 cycles ont été effectués pour avoir une bonne précision. Ici le rang harmonique du pic de transmission est de $1900,93 \pm 0,05$.

En pratique cette façon de faire est lourde et prend énormément de temps. Une méthode plus directe est nécessaire. Il s'agit d'utiliser la définition de la fréquence cyclotron (équation 2-1) qui donne avec l'équation (2-4-b) :

$$N = \frac{f_{RF} \cdot 2\pi \cdot m}{q \cdot B} \quad (3-5)$$

La sonde RMN donne une lecture du champ avec une précision d'environ $3 \cdot 10^{-6}$. Les précisions de la table de masse [AME95] les moins bonnes sont de l'ordre de $1 \cdot 10^{-5}$ pour les estimations par extrapolation (1 MeV à la masse 100). À partir de l'équation (3-5), il est donc possible d'obtenir une valeur du rang harmonique N à mieux que 10^{-5} , précision suffisante pour déterminer un nombre entier autour de 2000.

Il est donc possible de connaître les rangs harmoniques par la connaissance du champ, de la fréquence et du rang harmonique d'un calibrant. La sonde RMN n'étant pas placée sur la trajectoire nominale, la lecture du champ n'est pas tout à fait exacte. Une correction du type $B_{réel} = Cste B_{mesuré}$ est nécessaire. Une détermination de rang harmonique par la première

méthode donne cette constante. Ensuite le programme d'analyse calcule lui-même les rangs harmoniques. Les nappes de courant ont impliqué de faire une calibration qui dépend du courant mis dans les nappes pour prendre en compte le changement de champ dû aux nappes, la sonde RMN étant posée sur une d'entre elles.

Les rangs harmoniques sont des valeurs nécessaires à la détermination de la masse de l'ion étudié. Une erreur sur le rang harmonique peut entraîner une erreur pouvant aller jusqu'à $5 \cdot 10^{-4}$ sur la masse. Seule la dernière méthode de détermination du rang harmonique est vraiment utilisée. La première méthode sert de vérification lorsque qu'un doute est présent.

3.5.2 Stabilité d'une mesure de masse

De la même façon que nous avons étudié la stabilité de la fréquence centrale d'un pic de transmission, nous avons étudié la stabilité d'une mesure de ^{39}K par rapport à ^{41}K . Plusieurs études ont été faites sur des durées différentes.

Sur une heure, nous avons étudié, sans réglages intermédiaires de trajectoire, la différence de masse relative Δm_R entre les deux faisceaux. Nous voyons sur la Figure 37 que Δm_R peut être considérée comme constante ($\Delta m_R = (-20,4 \pm 0,1) \cdot 10^{-7}$) pendant toute la durée de l'étude mais avec des écarts brusques à cette valeur qui donnent une dispersion des mesures de $11 \cdot 10^{-7}$. Sur de courtes périodes non perturbées, de l'ordre de 20 mesures, Δm_R peut avoir une dispersion de $3 \cdot 10^{-7}$. Les perturbations à plus long terme peuvent être dues à des déplacements du pont roulant (cf 3.3.2).

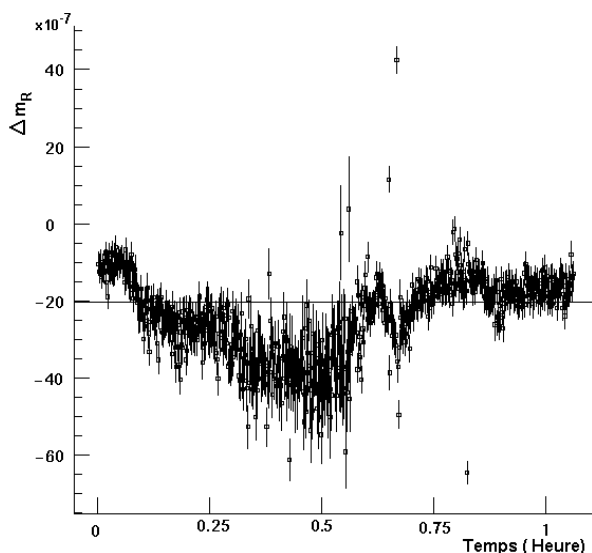


Figure 37 : Stabilité de Δm_R pour la mesure $^{39}\text{K}-^{41}\text{K}$ sans aucune modification des paramètres de la trajectoire sur une période d'environ une heure. Les premiers 50 cycles correspondent à la stabilisation du spectromètre en mode saut de masse ou mode dynamique. $\Delta m_R = (-20,4 \pm 0,1) \cdot 10^{-7}$ avec une dispersion de $11 \cdot 10^{-7}$.

Une étude effectuée sur 15 heures (Figure 38) montre une stabilité moins tourmentée et bien meilleure au cours du temps. La dispersion est de $8 \cdot 10^{-7}$. Une étude analogue (cf 3.3.1)

toujours sur 15 heures, avait donné (Figure 32) une dispersion de $1,6 \cdot 10^{-7}$ bien que les fréquences centrales des pics de transmission avaient dérivé régulièrement de façon identique.

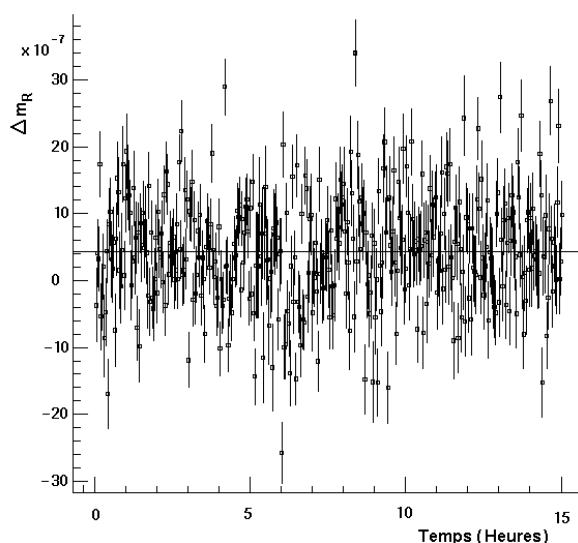


Figure 38 : Stabilité d'une mesure de ^{39}K par rapport à ^{41}K au cours d'une nuit. La différence de masse relative, Δm_R (équation 4-1), moyenne vaut $(4,3 \pm 0,2) \cdot 10^{-7}$ avec une dispersion de $8 \cdot 10^{-7}$.

Une dernière étude a duré deux jours. De multiples réglages de trajectoires ont été effectués entre chaque mesure. Malgré tout, on peut considérer Δm_R stable avec une dispersion de $9 \cdot 10^{-7}$.

Les mesures effectuées avec MISTRAL sont stables au cours du temps. La reproductibilité est de l'ordre de $8 \cdot 10^{-7}$.

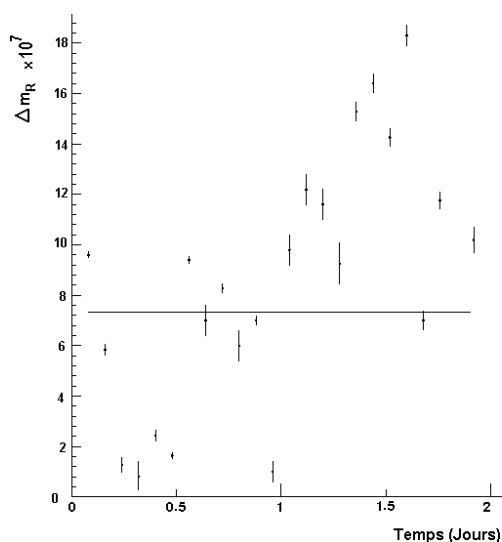


Figure 39 : Étude de Δm_R en fonction du temps (deux jours). De multiples réglages de la trajectoire ont été faits entre chaque mesure. $\Delta m_R = (7,3 \pm 1,2) \cdot 10^{-7}$ avec $n = 24$.

3.6 Conclusion

Toutes les études faites et tous les réglages de trajectoires effectués ont montré que la stabilité et la reproductibilité des mesures de masse avec MISTRAL doivent permettre d'atteindre l'objectif d'une précision de $5 \cdot 10^{-7}$. Il faut s'assurer que la transmission à travers le spectromètre est optimisée, que les trajectoires des ions à comparer sont les plus coïncidentes possibles car le champ magnétique n'est pas parfaitement homogène. Il faut aussi connaître avec exactitude le rang harmonique de chaque pic de transmission. Malgré l'application de tous ces réglages, il a été observé sur des masses très bien connues un écart de masse proportionnel à l'amplitude du saut de masse. Nous étudierons ces décalages au chapitre suivant.

4 DÉCALAGE DES MESURES DE MASSES AVEC LE SPECTROMÈTRE MISTRAL

Dans le but de valider la méthode de mesures de masse précédemment décrite, il reste à vérifier la cohérence des résultats trouvés pour des masses bien connues avec les valeurs de AME'95 [AME95]. Après avoir mis en évidence les décalages en masse, nous rechercherons les paramètres responsables de ces décalages.

4.1 Observations expérimentales

Le saut de masse a été défini en section 2.3.1. Le nombre de masse de la masse de référence est ici appelé A et le nombre de masse de la masse ISOLDE appelé B . Par commodité, nous allons définir ici les différences de masses relatives Δm_R par :

$$\Delta m_R = \frac{m_B^{\text{mesuré}} - m_B^0}{m_B^0} \quad (4-1)$$

où $m_B^{\text{mesuré}}$ est la masse mesurée et m_B^0 la masse de AME'95. Sachant que

$$m_B^{\text{mesuré}} = \frac{f_{RF_A} \cdot N_B \cdot m_A^0}{f_{RF_B} \cdot N_A} \quad (4-2)$$

avec m_A^0 la masse de AME'95 pour A . On a donc Δm_R en fonction des deux fréquences mesurées, des deux rangs harmoniques et des masse de AME'95 :

$$\Delta m_R = \frac{\frac{f_{RF_A} \cdot N_B \cdot m_A^0}{f_{RF_B} \cdot N_A} - m_B^0}{m_B^0} \quad (4-3)$$

Au cours de l'analyse des données de juillet 1998, il a été observé une différence de masse relative proportionnelle au saut de masse, avec un facteur de proportionnalité appelé ε :

$$\Delta m_R = \varepsilon (A-B)$$

On voit que, sur la Figure 40 les données d'avril 1999 ont ce comportement linéaire. Nous reviendrons sur l'analyse des données au chapitre (cf 6.2).

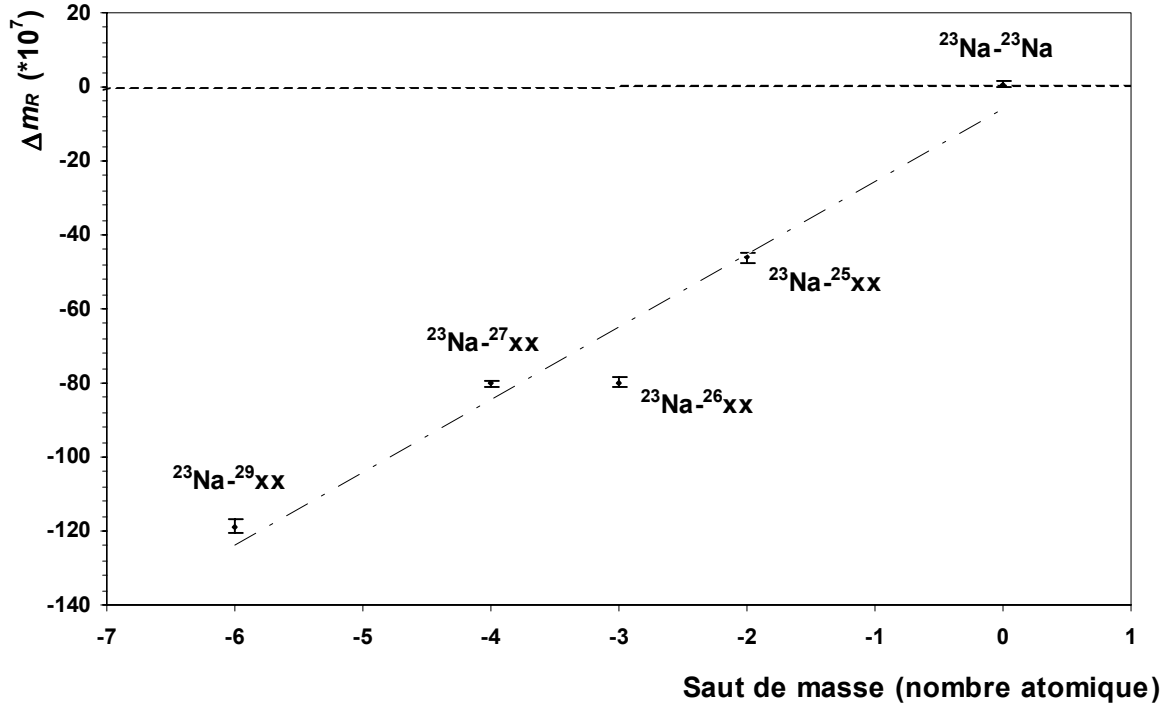


Figure 40 : Δm_R est proportionnelle au saut de masse. Ici sont présentées les données d'avril 1999 pour des masses très bien connues. Chaque point représente la moyenne pondérée des différences de masse relative de chaque groupe de masse ayant servi à la calibration (cf 6.2). Par exemple pour le point $^{23}\text{Na}-^{25}\text{xx}$, ont été moyennées les mesures de $^{23}\text{Na}-^{25}\text{Mg}$, $^{23}\text{Na}-^{25}\text{Na}$. Les barres d'erreurs comprennent une partie statistique et une partie instrumentale. La partie instrumentale regroupe les erreurs dues à des fluctuations telles que la fluctuation du champ magnétique ou la fluctuation de l'intensité du faisceau d'ions. Une erreur supplémentaire (dite systématique) de quelques 10^{-7} sera ajoutée pour rendre les valeurs expérimentales compatibles entre elles.

D'après l'équation (2-2),

$$\frac{\delta f}{f} = \frac{\delta m}{m} \quad (4-4)$$

La différence de masse relative, est due à un décalage en fréquence également proportionnelle d'un facteur ε au saut de masse. La détermination de ε se fait expérimentalement à partir de mesures de masses très bien connues. L'origine de cet écart en fréquence n'est pas encore connue. Nous pensons qu'il est dû à un défaut d'homogénéité du champ magnétique combiné avec un écart relatif des trajectoires des deux ions. En effet la fréquence cyclotron f_c de l'ion mesuré est proportionnelle à B (équation 2-1). Une étude du champ [BER94 ET COC91] a montré que des inhomogénéités résiduelles du champ magnétique existent (cf 2.3.4.3). Par conséquent, pour que l'intégrale du champ magnétique sur un tour soit la même pour les deux ions, il faut superposer le mieux possible les deux trajectoires. Le saut de masse doit assurer la coïncidence des trajectoires des deux masses. Si la calibration des tensions (cf 3.4.1) n'est pas optimale, les ions de masses différentes auront des trajectoires légèrement différentes et verront des champs magnétiques légèrement différents entre les deux modulations. Si les trajectoires sont différentes de 0,2 mm au niveau du premier quart de tour dans l'aimant, la différence de champ vu par les ions (équation 2-13) est de $8 \cdot 10^{-7}$, soit un décalage en fréquence du même ordre (équation 4-4).

4.2 Différentes études de trajectoires

Une étude des paramètres les plus sensibles de la ligne de transport de MISTRAL a été effectuée pour essayer de déterminer la cause du décalage en fréquence lié au saut de masse. Les paramètres sensibles de la trajectoire sont la tension de l'injection dans l'aimant, la pente verticale de la trajectoire dans l'aimant ou encore, le temps de stabilisation des tensions entre les spectres des différents ions. Le but était de trouver le paramètre responsable de la non-coïncidence des trajectoires. Le tableau suivant récapitule les paramètres étudiés.

<i>Paramètres étudiés</i>	Observations
Haute tension de la source	Variation de -6 V à $+4\text{ V}$ autour de la valeur de référence (60 kV). La transmission est presque entièrement perdue aux extrémités de la plage. Aucun effet sur ε n'est visible. Sa valeur moyenne est $\varepsilon = (10,5 \pm 0,3) \cdot 10^{-7}$ avec $\chi^2 = 1,0$ et $n = 6$
Temps de stabilisation des tensions des éléments de la ligne de transport après un saut de masse (Figure 41).	Variation de 0 s à 16 s . Ce temps d'attente permet aux tensions de la ligne de transport de se stabiliser. Si le temps d'attente est trop court, la transmission à travers le spectromètre n'est pas stable tout au long du balayage en fréquence. Un faible effet sur ε de l'ordre de $2 \cdot 10^{-7}$ est visible. Il se stabilise après 2 s environ. Un temps de stabilisation des tensions sera donc nécessaire lors du saut de masse.
Paramètres de tensions des éléments de transport. Calibration (Figure 42)	Il n'y a aucun effet sur ε . Pour l'injecteur, la moyenne pondérée est $\varepsilon = (-7,4 \pm 0,9) \cdot 10^{-7}$ avec $\chi^2 = 4,6$ et $n = 5$ Les trois alimentations concernées (HVH, HVL et SD2) ont subi des variations de tensions de 2 Volts par rapport à 4000 V . Si la variation n'est faite que pour une des masses, la relation $m_A \cdot U_A = m_B \cdot U_B$ n'est plus vérifiée. Un effet est alors visible sur ε .
Variation de la tension des électrodes DV31 (Figure 43)	Variation de la pente verticale de la trajectoire dans l'aimant. Le champ magnétique ayant un gradient axial, si les pentes verticales des deux trajectoires A et B sont différentes, la fréquence cyclotron sera différente. Un effet est visible, ce qui donne à penser que l'inhomogénéité axiale du champ magnétique qui pourrait être le paramètre recherché.
Largeur de la fente de phase	Variation de $\pm 2,5\text{ mm}$ à $\pm 1,0\text{ mm}$. Plus la fente est fine, moins les ions comparés ont de possibilités d'avoir des trajectoires différentes. Il n'y a aucun effet sur ε car les deux faisceaux sont coupés de la même façon. La moyenne pondérée est $\varepsilon = (4,8 \pm 0,4) \cdot 10^{-7}$ avec $\chi^2 = 0,2$ et $n = 3$

Position de la fente de phase	Variation de +2 mm à -2 mm. L'intérêt est de sélectionner des trajectoires différentes. Il n'y a aucun effet sur ε car les deux faisceaux sont coupés de la même façon. La moyenne pondérée est $\varepsilon = (9,1 \pm 0,4) \cdot 10^{-7}$ avec $\chi^2 = 0,4$ et $n = 5$
Position du piston	Nous avons fait varier la position du piston sur toute la longueur disponible. L'amplitude de modulation RF se dégrade mais il n'y a aucun effet sur ε . La moyenne pondérée est $\varepsilon = (-11,0 \pm 0,4) \cdot 10^{-7}$ avec $\chi^2 = 1,4$ et $n = 6$

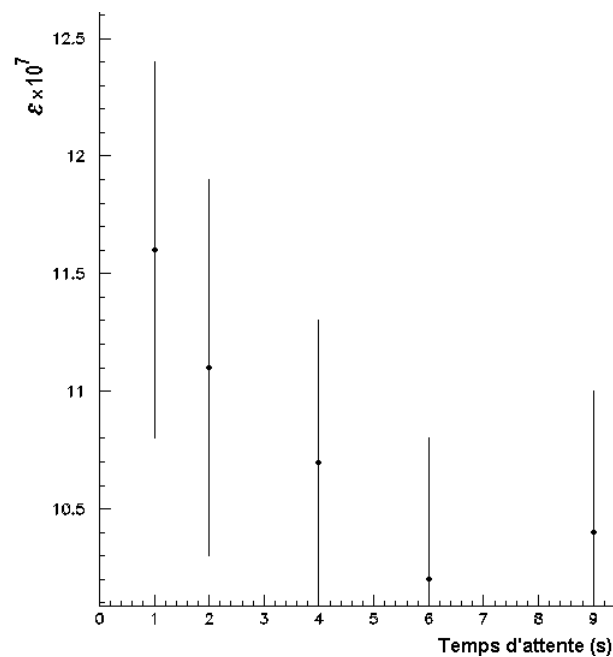


Figure 41 : Variation du temps de stabilisation des tensions de la ligne de transport lors d'un saut de masse.

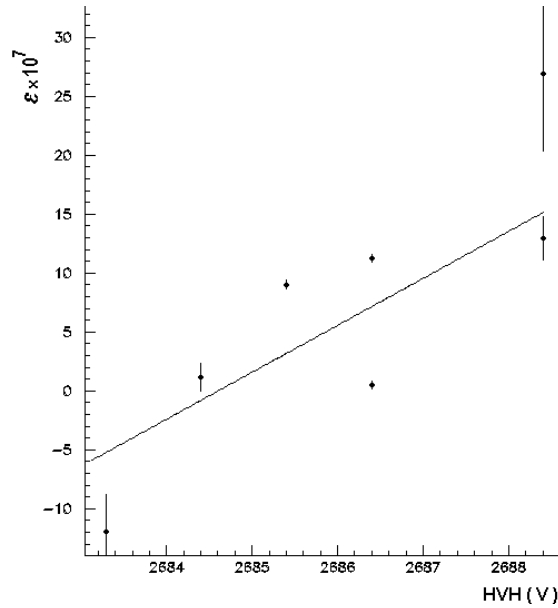


Figure 42 : Effet de la variation des paramètres de la calibration de l'alimentation HVH pour le spectre A sur le saut de masse $^{39}\text{K}-^{41}\text{K}$. Une variation importante de ε est visible. HVH régit des paramètres comme l'injection, l'éjection ou les pentes dans l'aimant. Pour tenir compte de la dispersion des points de mesures (cf 6.2.3) on ajoute quadratiquement 6.10^{-7} aux barres d'erreur. Avec un ajustement linéaire, $\varepsilon = a.\text{tension} + b$ avec $a = (4,6 \pm 1,4).10^{-7}V^{-1}$ et $b = (-12400 \pm 3800).10^{-7}$, $\chi^2 = 1,1$ et $n = 7$ alors qu'une moyenne pondérée donnerait $\varepsilon = (5,5 \pm 2,5).10^{-7}$ $\chi^2 = 2,5$.

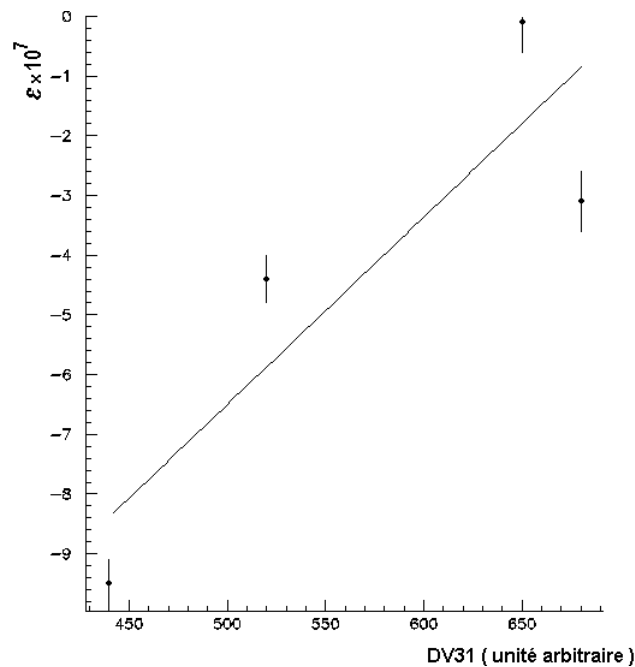


Figure 43 : Étude en fonction de la pente verticale de la trajectoire dans l'aimant. Un effet non négligeable sur ε est visible. Avec un ajustement linéaire, $\varepsilon = a.\text{tension} + b$ avec $a = (0,031 \pm 0,002).10^{-7}\text{unité}^{-1}$ et $b = (-22,2 \pm 1,3).10^{-7}$, $\chi^2 = 27$ et $n = 4$ alors qu'une moyenne pondérée donnerait $\varepsilon = (-4,9 \pm 0,2).10^{-7}$ avec $\chi^2 = 80$.

Les variations de ε dans les cas où aucune dépendance est observée sont de l'ordre de 0,5 à 2.10^{-7} . Par contre, au cours du temps, la valeur de ε a pu varier entre -10.10^{-7} et $+10.10^{-7}$ témoignant d'une mauvaise reproductibilité de nos mesures. La tension des électrodes DV31 est le seul paramètre indépendant qui a un effet notable sur ε . Compte-tenu du gradient vertical, on en déduit une mauvaise superposition des trajectoires dans le plan vertical. Deux solutions sont envisageables : l'amélioration de la coïncidence des trajectoires dans le plan vertical, l'amélioration de l'homogénéité du champ magnétique par l'utilisation de nappes de courant (cf 4.4.1).

4.3 Collimateur 1/4 de tour

Pour contraindre la trajectoire dans le plan horizontal, une fente de largeur 4 mm a été installée au premier quart de tour de la trajectoire de l'ion dans l'aimant (Figure 44). Cette nouvelle installation a pour but de contrôler l'angle d'injection avec plus de précision. La trajectoire sera ainsi la plus symétrique possible par rapport à l'axe passant par la fente de phase et le modulateur et le faisceau d'ions passera dans la partie de champ magnétique la plus homogène. On espère ainsi réduire les écarts possibles entre les différentes trajectoires. La contrainte sur la trajectoire obtenue par la fente fixe au quart de tour a nécessité l'augmentation des tensions des déflecteurs horizontaux DH31/DH32. Un déplacement de 2,5 mm des électrodes DH32 a été ainsi nécessaire. Ces modifications sont le signe d'un changement dans l'angle d'injection.

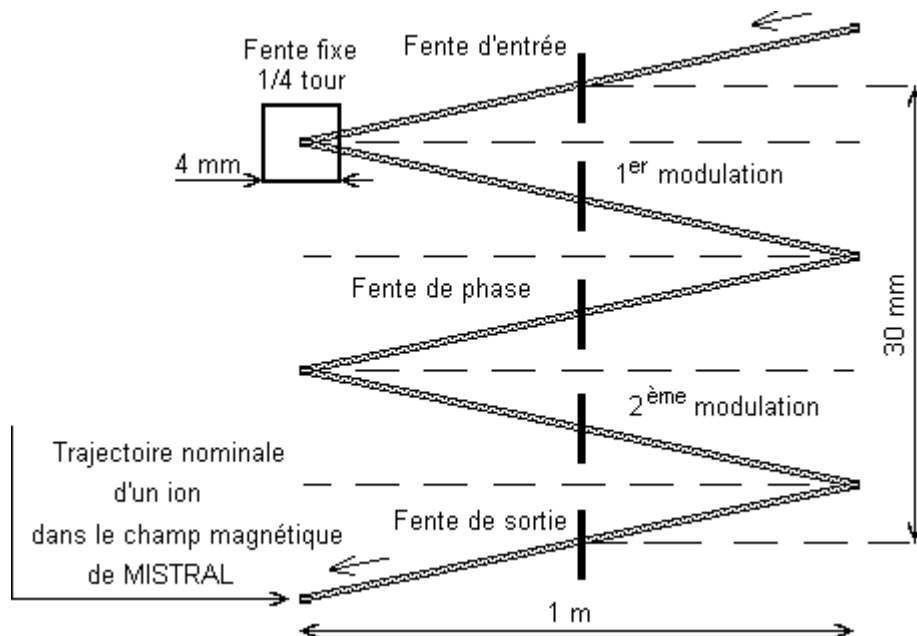


Figure 44 : Trajectoire nominale du faisceau projetée sur un plan vertical, perpendiculaire au diamètre passant par les fentes et le modulateur.

Les études avec cette fente fixe n'ont pas apporté de grands changements sur le comportement du coefficient ε . Après l'installation d'une fente réglable aussi bien en largeur qu'en position au niveau du premier quart de tour, une étude complète du comportement de deux faisceaux l'un par rapport à l'autre pourra être faite. Elle permettra d'étudier avec précision la superposition horizontale des trajectoires des ions.

4.4 Nappes de courant

Le champ magnétique de MISTRAL est affecté d'un gradient axial et radial (cf 2.3.4.3). Pour le rendre plus homogène sur le passage des ions, des nappes de courant sont installées.

4.4.1 Nappes axiales

Ces nappes doivent contrer un gradient de champ vertical. La connaissance de la variation du coefficient ε en fonction de la correction apportée au gradient vertical devrait nous renseigner sur la validité de l'hypothèse de la non-coïncidence des trajectoires des ions A et B dans le plan vertical.

L'étude de ε en fonction de l'intensité du courant dans les nappes (Figure 45) sur le saut $^{39}\text{K}-^{41}\text{K}$ a montré que le coefficient ε augmente linéairement avec le courant et baisse linéairement si le sens du courant dans les nappes est inversé.

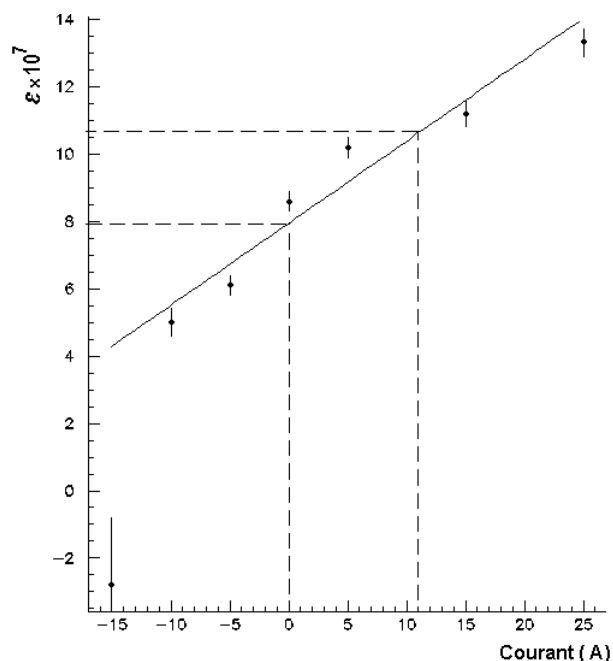


Figure 45 : Étude d'epsilon en fonction du courant dans les nappes axiales. Un effet est visible mais il n'est pas dans le sens attendu pour ε . Si on exclue le point à -15 A à cause de la très faible transmission, l'ensemble peut être ajusté pour la droite d'équation $\varepsilon = a \cdot \text{courant} + b$ avec $a = (0,24 \pm 0,01) \cdot 10^{-7} \text{ A}^{-1}$ et $b = (7,9 \pm 0,1) \cdot 10^{-7}$, $\chi^2 = 7,9$ et $n = 7$.

L'augmentation du courant dans les nappes est bénéfique, comme on l'a déjà dit dans la section 2.3.4.3, pour la transmission mais pas pour ε . Une explication peut être avancée. Comme l'inhomogénéité du champ est composée d'un gradient axial et d'un gradient radial, on peut penser que ε est dû à la combinaison de l'effet des deux gradients.

$$\varepsilon_{total} = \varepsilon_{axial} + \varepsilon_{radial}$$

La mesure fournit ε_{total} , alors que le courant dans les nappes axiales est sensé agir seulement sur ε_{axial} et les nappes radiales sur ε_{radial} . Le courant nécessaire pour compenser le gradient axial est de 11 A (cf 2.3.4.3 et [THI90]). Si on considère une droite idéale pour décrire ε_{axial} en fonction du courant dans les nappes, on voit sur le schéma de la Figure 46 qu'il faut ajouter une constante ε_{radial} pour obtenir la courbe mesurée de ε_{total} (Figure 45).

Visiblement le gradient axial n'est pas la seule cause de l'écart en masse observé en Figure 40. Il faut donc maintenant étudier la variation de ε_{total} en fonction du courant dans les nappes de courant radiales.

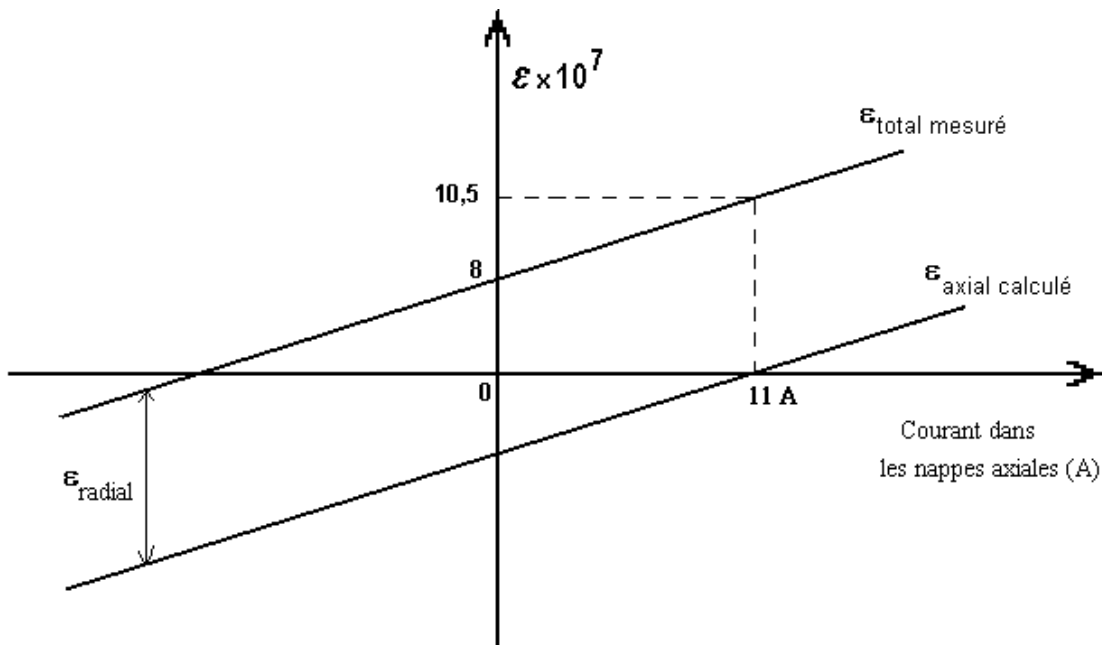


Figure 46 : Schéma de principe. ε est décomposé en deux parties : ε_{radial} et ε_{axial} .

4.4.2 Nappes radiales

Ces nappes doivent contrer un gradient horizontal de champ : le champ magnétique de MISTRAL est plus fort sur l'extérieur qu'à l'intérieur de la trajectoire.

L'étude de ε en fonction du courant dans ces nappes (Figure 47) montre une tendance. Il aurait fallu plus de mesures intermédiaires et répéter la mesure à -3 A avec une meilleure statistique. L'augmentation du courant dans les nappes semble bénéfique pour l'écart en masse.

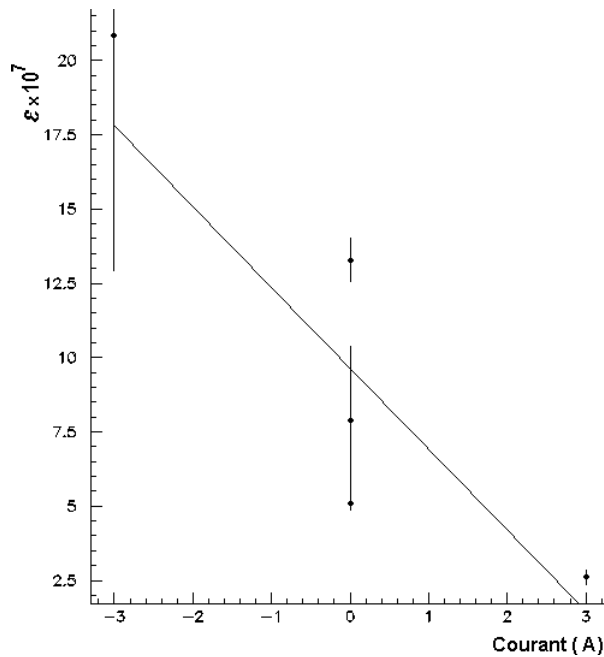


Figure 47 : Étude d' ε en fonction du courant dans les nappes radiales. Pour tenir compte de la dispersion des points de mesures (cf 6.2.3) on ajoute quadratiquement 6.10^{-7} aux barres d'erreur. $\varepsilon = a.courant + b$ avec $a = (-2,7 \pm 1,8).10^{-7} A^{-1}$ et $b = (9,6 \pm 3,0).10^{-7}$, $\chi^2 = 0,4$ et $n = 5$.

4.4.3 Conclusion

La tendance de l'effet du courant dans les nappes radiales sur ε de la Figure 47 s'il elle se confirmait, combinée à la Figure 45, et au schéma de la Figure 46, indique qu'il faudrait mettre 4 A dans les nappes de courant radiales et 11 A dans les nappes axiales pour éliminer le décalage en fréquence.

4.5 Études des profils de modulation asymétriques

Une autre méthode envisagée pour étudier le gradient radial du champ magnétique est l'étude des profils de modulation.

En effet, à la fréquence de résonance (f_{RF}) et sans gradient radial, le profil de modulation doit être symétrique. À une fréquence proche de la fréquence de résonance ($f_{RF} + df$) et avec un gradient de champ radial, le profil de modulation devrait être dissymétrique (Figure 48). En haut de la Figure 48 est représenté un diagramme de Fresnel décrivant le profil de modulation sans gradient de champ. On voit bien que la symétrie de l'ensemble du diagramme implique nécessairement un profil de modulation symétrique. Par contre, s'il existe un gradient de champ radial (en bas) tel que l'écart au champ magnétique moyen soit positif du côté droit du

profil, la fréquence cyclotron est plus grande à droite. L'écart en fréquence df est donc augmenté à droite et il y a moins de faisceau transmis par la fente de sortie. Inversement, l'écart df diminue à gauche et il y a plus de faisceau transmis par la fente de sortie. Le profil est dissymétrique.

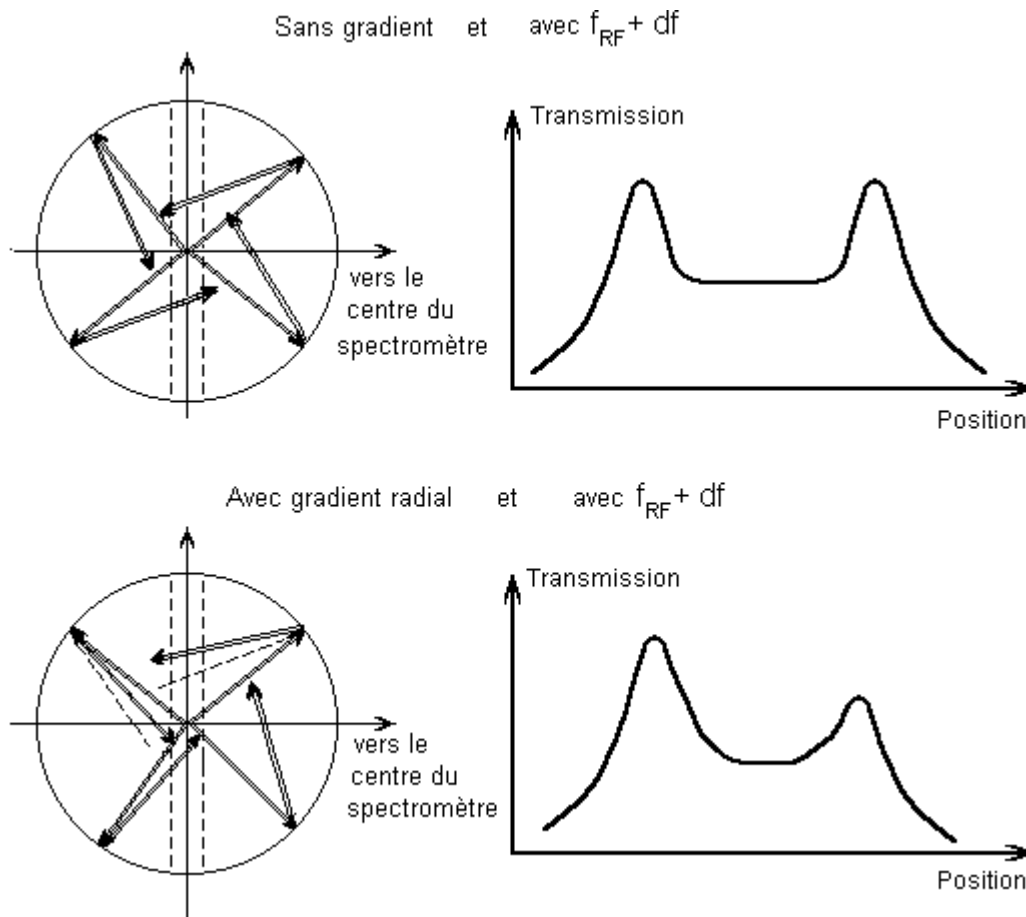


Figure 48 : L'étude des profils asymétriques. En haut, le profil est symétrique. En bas, avec un gradient radial, le profil est dissymétrique.

En utilisant la méthode de mesure des profils de modulation décrite au cf 3.2.3, nous pensions pouvoir connaître avec précision le gradient et le corriger avec les nappes de courant radial. En étudiant les différents profils et en augmentant le courant, la bonne valeur de correction serait celle qui annule la dissymétrie. Mais nous avons encore été gênés par la dispersion des mesures (cf 3.5.2). La répétition de longues mesures permettant de moyennner les instabilités n'a montré qu'une légère influence des nappes radiales sur la dissymétrie. Cette légère influence n'est pas suffisante pour conclure. De plus la méthode de mesure est entachée d'approximation car le profil n'est pas mesuré directement au niveau de la fente de phase mais après les deux modulations RF. Les profils ne sont jamais parfaitement symétriques à quelques pourcents près. Cela est dû à la dispersion angulaire et à la dispersion en énergie du faisceau. Il est donc apparu impossible de régler les nappes de courant radiales de cette façon.

4.6 Conclusion

L'exactitude des mesures de masses avec MISTRAL s'est révélée entachée d'un décalage proportionnel au saut de masse effectué. Malgré les efforts fournis pour trouver la cause de ce décalage, son origine n'a pas encore été parfaitement déterminée. Ce décalage semble être dû à un manque d'homogénéité du champ combiné avec une coïncidence approximative des trajectoires des deux ions. Les nappes de courant restent notre plus grand espoir. Heureusement, il est possible, pour réaliser les mesures de masses, de calibrer cet écart.

5 MÉTHODE DE MESURES MÉTHODE D'ANALYSE MÉTHODE DE CALIBRATION

Ce chapitre concerne les méthodes utilisées pour la prise de données, l'analyse et la calibration. Ces méthodes sont en évolution constante.

5.1 Méthode de mesures

Dans ce paragraphe la méthode adoptée pour la prise de données est décrite. Lors d'une prise de données, nous mesurons alternativement la fréquence cyclotron (cf 2.3.1) d'une masse de référence MISTRAL et d'une masse d'ISOLDE. La convention, ^{23}Na - ^{23}Na , indique que la première masse est la masse de référence MISTRAL et la deuxième, la masse à mesurer ou la masse calibrante d'ISOLDE.

Une prise de données comprend plusieurs phases. Elle commence par un réglage du spectromètre. Il est important de régler celui-ci en statique et en dynamique. Ceci a été plus longuement décrit dans le chapitre sur la faisceaologie (cf 3.1).

Le spectromètre étant en bout de ligne de transport ISOLDE, une douzaine d'heures est nécessaire pour optimiser le signal sur le détecteur MISTRAL. La transmission, la trajectoire du faisceau et la forme de notre signal (pics de transmission) ainsi que la valeur de l'écart en fréquence pour un même ion venant d'ISOLDE ou de la source de référence doivent satisfaire aux besoins exprimés dans les chapitres précédents. Il a été vu au cours de l'année 1998 que le moyen le plus efficace pour régler les deux faisceaux est de régler le spectromètre sur le faisceau d'ISOLDE puis d'amener le faisceau de notre source sur la même trajectoire à l'aide des éléments de la ligne L2 (cf 3.1.2). Afin de s'assurer de la stabilité de l'ensemble, une longue série de mesures ^{23}Na - ^{23}Na est nécessaire.

La phase suivante est l'étude d'une autre masse d'ISOLDE. En principe tous les faisceaux d'ISOLDE ayant la même énergie cinétique (60 keV), la ligne de transport est réglée un fois pour toute. Si des perturbations magnétiques existent, une optimisation des paramètres de la trajectoire est nécessaire.

Maintenant que la trajectoire est optimisée, les fréquences centrales du noyau provenant d'ISOLDE et de ses isobares sont calculées. La fréquence d'étude est choisie dans la zone de fréquence où les différents isobares sont bien séparés. La radiofréquence est ensuite balayée sur une large gamme dans le but de voir l'ensemble des pics (Figure 49).

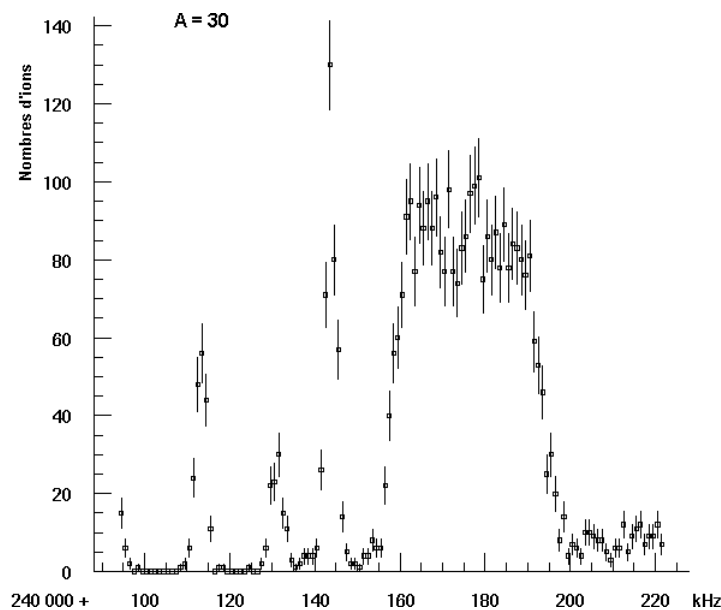


Figure 49 : Exemple d'isobares multiples à la masse 30. Ceux que nous voyons ici sont toujours actuellement non identifiés. Il aurait fallu mesurer pour chacun leur rang harmonique.

Trois cas sont envisageables :

- Le pic étudié est isolé. Le spectre est centré sur la fréquence centrale du pic. La largeur de la gamme de fréquence balayée est réduite à la largeur du pic soit environ 100 kHz, puis une ou plusieurs mesures sont effectuées.
- Les isobares sont plus nombreux que prévus (molécules contaminantes par exemple). Il faut alors procéder à des essais d'identification par différentes méthodes (par exemple : les spectres en temps afin de voir les décroissances radioactives, Figure 5).
- Le pic cherché est au milieu du petit inter-pic à l'harmonique n (Figure 9). Il faut fermer la fente de phase pour réduire la largeur de cet inter-pic ou changer de zone radiofréquence pour s'éloigner de cette contamination.

Ensuite il est bon de respecter plusieurs points :

- Le plus long est le réglage du faisceau à travers le spectromètre. Mais il est très important de ne pas écourter cette opération car elle influe sur la qualité de la calibration et des spectres.
- Il est souhaitable de mesurer chaque masse avec au moins deux références MISTRAL pour faciliter le travail de calibration (cf 5.3.2). En avril 1999 cela fut pratiquement impossible car le sodium et le potassium de notre source étaient émis de notre source avec des angles différents.
- À intervalles réguliers, il est important pour la calibration de comparer les masses de référence du faisceau MISTRAL aux mêmes masses du faisceau d'ISOLDE afin de vérifier la stabilité de notre appareillage.

- Il est aussi important de noter manuellement la valeur du champ magnétique \bar{B} . Cette valeur est utile dans le calcul de rangs harmoniques au moment de l'analyse. La sonde RMN ne transmet pas toujours la valeur exacte du champ magnétique car elle peut être dérégulée par la présence du champ RF.

5.2 Méthode d'analyse

La procédure d'analyse, utilisée pour les données d'avril 1999, ne diffère pas beaucoup de celle exposée par C. Toader dans sa thèse [TOA99] mais nous verrons dans la suite qu'elle a dû être aménagée pour les données d'avril 1999.

La totalité des données brutes, bonnes ou mauvaises ainsi que celles utilisées pour les réglages, est sauvegardée. Au moment de l'analyse tous ces fichiers sont triés pour ne retenir que ceux permettant, soit de calibrer soit de mesurer une masse. Tous les fichiers sont à examiner. Pour cela, il suffit de créer un programme automatique ou « macro » qui va les lire un à un et dessiner les spectres. Nous avons gardé environ 800 fichiers sur environ 1700. Les fichiers ont été rejetés ou tout au moins mis de côté pour plusieurs raisons :

1. Les fichiers de réglage : ils sont les produits de l'optimisation fine de la trajectoire des ions à l'aide des spectres. Seule la dernière mesure de la série est conservée, elle correspond au réglage optimum.
2. Les fichiers « ratés » qui peuvent être rejetés (Figure 50 et Figure 51) :
 - Nous avons mal centré notre balayage en fréquence, il n'y a donc aucun pic.
 - Les pics obtenus sont trop fins. Ceci est souvent le cas quand l'intensité du faisceau a varié et qu'un certain nombre de canaux ont une statistique nulle, par exemple en cas de claquage de la haute tension dans notre source.
 - Il y a eu un arrêt des protons imprévu. Il n'y a donc aucun pic.
 - Les pics ont des formes non conventionnelles : double ou « bossu » par exemple. C'est le signe d'un réglage de trajectoire d'ions imparfait. Il faut recommencer les réglages de trajectoires.

Le reste est entièrement analysable et ne doit en aucun cas être enlevé même si les résultats obtenus ne sont pas cohérents entre eux. Toute donnée a sa signification.

Le programme d'analyse a été créé par C. Thibault [THI98]. Il est écrit à partir des bibliothèques du CERN (KUIP, HIGZ) et a une interface qui s'apparente à PAW++. Sa principale fonction est d'ajuster un triangle symétrique (Figure 9) sur les données. Le programme ajuste toujours en même temps un pic asymétrique pour s'assurer de la bonne forme du pic. Plusieurs paramètres sont nécessaires :

- Masses de la table AME95 [AME95].
- Nom du spectre à ajuster (référence ou ISOLDE) de la forme : SIRnuméroMnuméro.date (par exemple, SIR03M002.90428 pour la mesure N°2 du run N°3 effectuée le 28 avril 1999)

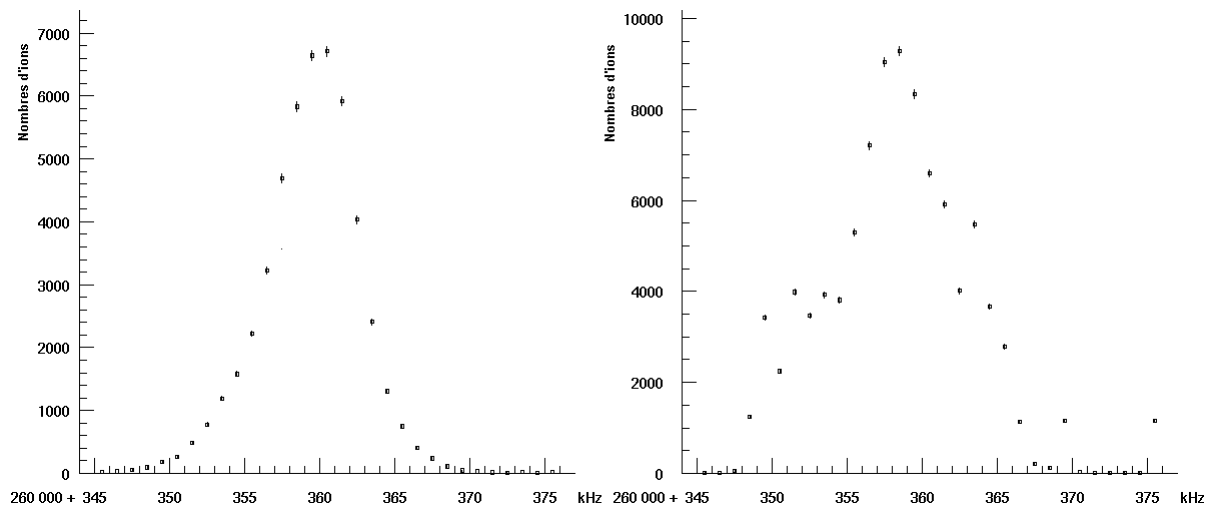


Figure 50 : Exemple de rejet : ici est présenté un problème de transmission du faisceau ISOLDE. Cela peut être dû à un claquage de la haute tension. Dans une mesure de 10 cycles (cf 2.3.5.3) seul le cycle numéro 5 a été affecté. À gauche un des pics ISOLDE parfait (cycle 4) et à droite, le pic ISOLDE à problème (cycle 5).

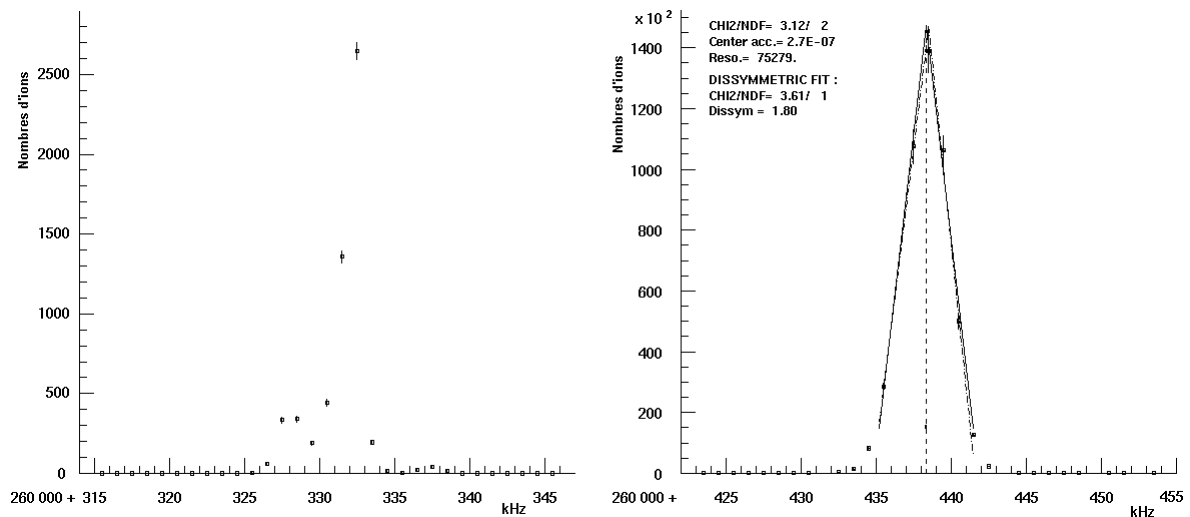


Figure 51 : Exemple de rejet : ici est présenté un problème du pic de référence. On peut voir en effet que le pic est double et trop fin. Il est impossible d'ajuster un triangle satisfaisant sur les données. Le pic ISOLDE à droite n'a subi aucun désagrément visible.

- Les rangs harmoniques : par défaut le programme d'analyse calcule le rang harmonique à partir de la donnée de la sonde RMN (cf 3.5.1).
- Pour l'ajustement triangulaire :
 - ◆ Coupure basse : pourcentage de la hauteur totale du pic au-dessus duquel est effectué l'ajustement triangulaire. Cette fonction est très pratique pour éliminer le bruit de fond. La coupure dépend du réglage de la fente de phase. Lorsque celle-ci est assez fermée et que le pic est bien séparé de l'inter-pic, la coupure peut descendre jusqu'à 5%. Souvent on utilise une coupure de 10 à 20%.
 - ◆ Coupure haute : pourcentage de la hauteur totale du pic au-dessous duquel est effectué l'ajustement triangulaire. Souvent on utilise 200% (c'est-à-dire aucune coupure).

Ces deux coupures sont déterminées en fonction des caractéristiques du pic à analyser. En regardant le χ^2 de l'ajustement par un triangle, il est possible d'optimiser ces paramètres. Parfois il est impossible d'avoir un bon χ^2 car les pics sont déformés et irréguliers ce qui a souvent été le cas pour les pics de potassium.

- $\Delta y/y$: Fluctuations de l'intensité de la source d'ions au cours du temps. Elle est environ égale à 5%. Ce chiffre a été choisi après l'étude des spectres sans radiofréquence (Figure 52).

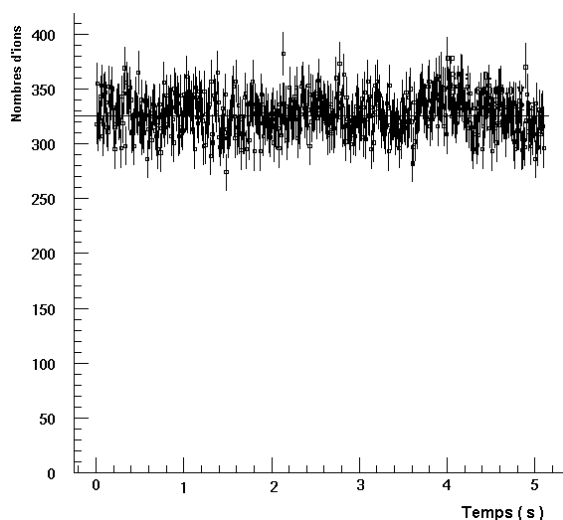


Figure 52 : Exemple de variation d'intensité de notre source de référence. Ici la variation de l'intensité du ^{23}Na est d'environ 5%.

- $\Delta B/B \approx 5 \cdot 10^{-7}$: Fluctuations à court terme du champ magnétique. Pour évaluer ces fluctuations, il suffit de mesurer une masse par rapport à elle-même. On observe une variation de la fréquence centrale du pic de résonance de l'ion de référence de l'ordre de 0,25 kHz ce qui donne une variation de $0,25/500\,000$ soit $5 \cdot 10^{-7}$. Ces fluctuations à court terme ne sont pas détectables par la sonde RMN (cf 2.3.4.3). D'autres fluctuations à long terme ou dérive du champ magnétique existent (cf 3.3.1). Elles sont corrigées par la mesure régulière du pic de transmission de référence et, éventuellement, par une normalisation sur sa fréquence de résonance.

L'évolution au cours du temps des fréquences centrales, des hauteurs, des résolutions ainsi que des χ^2 des ajustements triangulaires des pics MISTRAL et ISOLDE permet de contrôler les problèmes éventuels survenus en cours d'acquisition. Ceci a permis de révéler un comportement anormal du premier pic de référence de chaque mesure ayant un isotope de potassium pour référence. Ainsi nous avons pu adapter notre analyse à ce défaut. Cette étude ainsi que d'autres cas sont plus détaillés dans (cf 6.1.2.1).

L'analyse donne comme résultats bruts des rapports de fréquences centrales des pics de transmission. Par commodité, nous préférons utiliser la différence de masse relative Δm_R (cf 4.1).

5.3 Calibration de l'écart en masse proportionnel au saut de masse

Je vais décrire la méthode de calibration de nos mesures de façon générale. Les prises de données de 1998 ont permis de constater que nous avons deux types de décalages en fréquence à calibrer.

5.3.1 Définitions

Dans un premier temps il est nécessaire de définir les variables qui vont être utilisées dans l'analyse des données.

5.3.1.1 Saut de masse

Cette notion a déjà été définie au chapitre 2 (cf 2.3.1). C'est la différence entre le nombre de masse du nucléide de la mesure MISTRAL et de celui de la mesure ISOLDE. Pour la suite, on appellera $A_{MISTRAL} = A$ et le nombre de masse des noyaux du faisceau d'ISOLDE $A_{ISOLDE} = B$. Pour la mesure ^{23}Na - ^{26}Mg le saut de masse est donc de $A - B = -3$.

5.3.1.2 L'ordonnée à l'origine Δm_R^0

On définit par ce terme, la différence de masse relative Δm_R^0 mesurée entre MISTRAL et ISOLDE pour un même nucléide. Il est dû à un manque de coïncidence des trajectoires MISTRAL et ISOLDE. Cet écart est réduit par réglage des trajectoires des faisceaux. Il peut varier au cours des prises de données comme cela a été le cas en avril 1999. Malgré les multiples réglages des trajectoires des ions, une dérive de Δm_R^0 a été constatée.

5.3.1.3 Le facteur de proportionalité ϵ

Nous avons également constaté une différence de masse relative par unité de saut de masse. Ce décalage peut être dû au manque d'homogénéité du champ magnétique \vec{B} (cf 4.1). Le chapitre précédent discute en détail l'étude de ce coefficient.

5.3.1.4 Calibration et calibrants

La calibration est la détermination de Δm_R^0 et de ε . L'intérêt est de connaître ces deux valeurs pour obtenir la véritable différence de masse relative du nucléide étudié $\Delta m_R^{réelle}$ (ou $\Delta m_R^{corrigé}$) sans biais. Nous mesurons avec MISTRAL la différence de masse Δm_R et nous recherchons une fonction de calibration Δm_R^{calib} de la forme :

$$\Delta m_R = \Delta m_R^{calib} + \Delta m_R^{réelle}$$

où
$$\Delta m_R^{calib} = \varepsilon \cdot (A-B) + \Delta m_R^0 \quad (5-1)$$

c'est-à-dire

$$\Delta m_R = \varepsilon \cdot (A-B) + \Delta m_R^0 + \Delta m_R^{réelle} \quad (5-2)$$

Deux méthodes de détermination des coefficients sont décrites dans le paragraphe 5.3.2.

Pour cette détermination il est utile de mesurer les différences de masse relative de noyaux très bien connus pour lesquelles $\Delta m_R^{réelle}$ doit être égale à zéro. Elles sont alors calibrantes. Dans ce travail, les calibrants sont choisis comme étant les noyaux dont la masse est tabulée dans AME'95 [AME95] à mieux que 30 keV qui est l'ordre de grandeur sur la précision que nous pensons pouvoir atteindre.

5.3.2 Méthodes

5.3.2.1 Simple référence

Les mesures sont faites par rapport à une seule masse de référence MISTRAL (dans cette expérience : ^{23}Na ou ^{39}K ou ^{41}K). L'ordonnée à l'origine (Figure 53-a) est déterminée par la mesure de la masse ISOLDE par rapport à la même masse MISTRAL. Les autres calibrants déterminent ε par l'équation :

$$\varepsilon = \frac{\Delta m_R - \Delta m_R^0}{A-B} \quad (5-3)$$

$$\delta\varepsilon = \frac{\sqrt{\delta\Delta m_R^2 + \delta\Delta m_R^0^2}}{|A-B|}$$

5.3.2.2 Double référence

Les mesures sont faites par rapport à deux références (dans cette expérience : ^{39}K et ^{41}K). Dans ce cas, ε est déterminé en premier pour chaque mesure. En effet la mesure ISOLDE sert juste de pivot (voir Figure 53-b et les équations ci-dessous). Que la masse de celle-ci soit connue ou non, ε pourra être obtenu.

$$\varepsilon = \frac{\Delta m_R^2 - \Delta m_R^1}{A_2 - B - A_1 + B}$$

$$\varepsilon = \frac{\Delta m_R^2 - \Delta m_R^1}{A_2 - A_1} \quad (5-4)$$

$$\delta\varepsilon = \frac{\sqrt{\delta\Delta m_R^2 + \delta\Delta m_R^1^2}}{|A_2 - A_1|}$$

ε ne dépend pas de la masse d'ISOLDE, d'où le nom de pivot pour la masse B . Si le pivot est un calibrant alors il permet de déterminer l'ordonnée à l'origine.

$$\Delta m_R^0 = \Delta m_R - \varepsilon \cdot (A - B) \quad (5-5)$$

$$\delta\Delta m_R^0 = \sqrt{\delta\Delta m_R^2 + \delta\varepsilon^2 \cdot (A - B)^2}$$

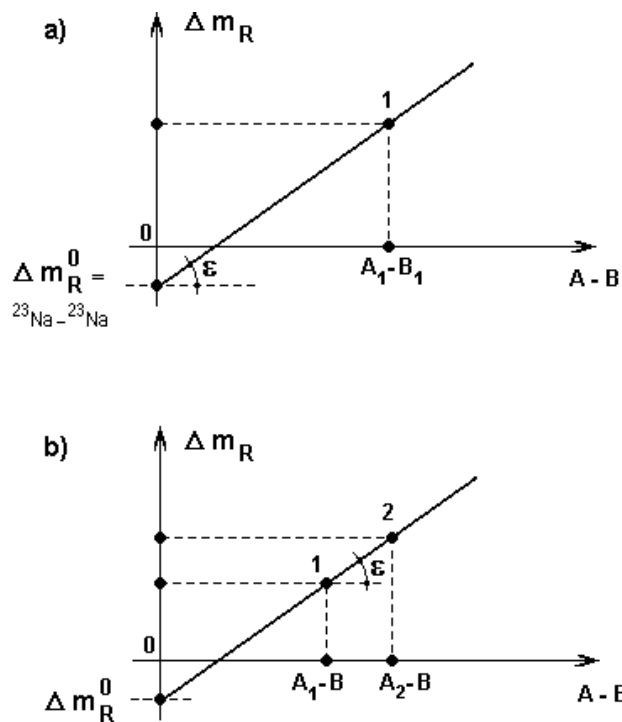


Figure 53 : Calibration simple référence (a) et double référence (b). Dans le cas (a), l'ordonnée à l'origine Δm_R^0 est déterminée directement à partir de mesures de même masse MISTRAL et ISOLDE. Dans le cas (b), ε est déterminé directement à partir de la mesure d'une masse quelconque B par rapport à deux références A_1 et A_2 . L'ordonnée à l'origine est déterminée à partir des seuls calibrants.

6 LES RÉSULTATS

La procédure d'analyse précédemment décrite a été appliquée aux données de l'expérience d'avril 1999. L'étude de la décroissance en temps des nucléides étudiés permettra de les identifier de façon assez certaine. Le chapitre détaille la méthode de calibration. Nous avons mesuré principalement des isotopes de néon et de magnésium. La dispersion de nos résultats nous obligera à prendre en considération une erreur systématique de 12.10^{-7} sur chaque mesure. Une nouvelle méthode d'analyse, dite « méthode d'analyse isobarique », devrait permettre à l'avenir de diminuer fortement cette erreur systématique.

6.1 Les Résultats bruts

6.1.1 Résultats

Le programme d'analyse utilise pour son ajustement triangulaire la méthode des moindres carrés et donne comme résultats pour chaque mesure, les valeurs des fréquences centrales, les deux nombres harmoniques, la différence de masse relative Δm_R , son erreur statistique interne et le χ^2 de l'ajustement. Dans ce travail, les χ^2 sont des χ^2 normalisés par le nombre de degrés de liberté. Pour chaque masse, plusieurs mesures ont été produites dans les mêmes conditions au même moment. Le programme d'analyse donne la moyenne pondérée des différences de masse relative (Δm_R) d'une telle série de mesures ainsi que son erreur statistique interne, la dispersion des résultats, et le χ^2 pour vérifier la validité statistique de notre ensemble. Dans les tableaux suivants, on trouvera les résultats bruts des mesures et des calibrations (à l'exclusion des fichiers de réglage et des fichiers « ratés », cf 5.2) classés par répertoire de données avec les noms des fichiers ayant contribué à la moyenne pondérée. En annexe 9.2, on trouvera les définitions des moyennes et de leurs erreurs.

Tableau 3 : ^{23}Na et ^{23}Ne . Les résultats bruts du répertoire de données data/9904-mesure23/. En première colonne, les nucléides impliqués dans la mesure, en troisième colonne le temps exprimé en minutes à partir du 29 avril 1999 00h00min00s, en quatrième colonne la différence de masse relative suivie de son erreur, de la dispersion et de la moyenne pondérée. En dernière colonne, n est le nombre de mesures indépendantes prises dans la moyenne pondérée. Les fichiers n'ayant pas de résultats notés sur la même ligne ont été moyennés avec ceux des lignes précédentes. Le signe distinctif « i » marque les mesures qui seront utilisés lors de l'approche isobarique (voir 6.4).

Mesure23	9904-mesure23	temps (min)	Δm_R (*10 ⁻⁷)	$\delta\Delta m_R$ (*10 ⁻⁷)	Dispersion (*10 ⁻⁷)	χ^2	n
^{23}Na - ^{23}Na	SIR01M001.90429	103	6,47	1,32	5,74	1,89	10
^{23}Na - ^{23}Na	SIR04M001.90429	105	10,13	2,28	0	0	1
^{23}Na - ^{23}Ne	SIR10M001 à 06.90429	144	-2,99	0,92	8,50	4,30	16
^{23}Na - ^{23}Na	SIR11M001 à 02.90429	160	4,01	1,65	2,68	1,32	2
^{23}Na - ^{23}Ne	SIR13M001 à 02.90429	173	-15,89	0,78	2,14	0,89	8
	SIR14M001 à 02.90429						
	SIR15M002 à 03.90429						
	SIR16M001 à 02.90429						
^{41}K - ^{23}Ne	SIR18M001 à 02.90429	243	181,63	1,07	3,88	3,55	4
	SIR19M001 et 3.90429						
^{23}Na - ^{23}Ne	SIR20M001 à 03.90429	281	-14,43	0,66	1,89	0,87	9
	SIR21M001 à 05.90429						
	SIR23M001.90429						
^{23}Na - ^{23}Na	SIR22M001 à 03.90429	326	-4,80	0,92	0,88	0,30	3
	avec nappes axiales 10A						
^{23}Na - ^{23}Na	SIR28M001 à 03.90429	395	-2,56	0,89	4,58	0,91	30
^{23}Na - ^{23}Na	SIR29M001 à 10.90429	403	0,47	0,76	3,13	1,65	10
^{23}Na - ^{23}Na	SIR46M001 à 02.90429	685	23,23	1,05	6,59	1,93	20
^{23}Na - ^{23}Na	SIR47M001 à 04.90429	702	17,57	0,46	7,66	3,30	90
	SIR48M001 à 05.90429						
^{23}Na - ^{23}Na	SIR48M006 à 11.90429	760	27,09	0,53	5,64	1,81	70
	SIR49M001.90429						
^{23}Na - ^{23}Na	SIR50M001 à 04.90429	832	14,31	0,32	5,27	1,54	180
	SIR51M001 à 15.90429						
^{23}Na - ^{23}Ne i	SIR62M001 à 02.90429	1166	13,46	0,95	9,07	1,14	8
	SIR64M001.90429						
	SIR65M001.90429						
	SIR68M001 à 04.90429						
^{23}Na - ^{23}Na i	SIR69M001.90429	1216	13,91	0,89	2,01	1,46	4
	SIR70M001.90429						
	SIR72M001 à 02.90429						
^{23}Na - ^{23}Ne	SIR73M001 à 02.90429	1232	-9,23	2,16	3,05	1,00	2
^{23}Na - ^{23}Ne	SIR74M001 à 08.90429	1236	-1,93	0,91	2,03	1,05	8
^{23}Na - ^{23}Ne i	SIR75M001 à 05.90429	1265	-2,25	0,54	3,95	3,67	15
	SIR76M001 à 06.90429						
	SIR77M001 à 04.90429						
^{23}Na - ^{23}Na i	SIR78M001 à 05.90429	1307	16,46	0,64	4,02	4,81	9
	SIR79M001 à 04.90429						
^{23}Na - ^{25}Mg	SIR82M001 à 05.90429	1382	-21,41	0,53	3,61	0,96	50
^{23}Na - ^{25}Mg	SIR83M001 à 06.90429	1404	-21,50	0,55	9,17	3,61	60

Tableau 4 : ^{23}Na , ^{25}Mg et ^{25}Ne . La légende est la même que celle du Tableau 3.

Mesure25	9904-mesure25	temps (min)	Δm_R (*10 ⁻⁷)	$\delta\Delta m_R$ (*10 ⁻⁷)	Dispersion (*10 ⁻⁷)	χ^2	n
^{23}Na - ^{25}Na ⁱ	SIR14M001.90430	1614	-31,37	1,00	5,30	7,29	4
	SIR15M001 à 03.90430						
^{23}Na - ^{25}Mg ⁱ	SIR16M001 à 06.90430	1644	-30,37	0,72	1,79	1,23	6
^{25}Mg - ^{25}Na	SIR27M001 à 04.90430	1697	-5,70	1,31	9,30	13,39	4
^{25}Mg - ^{25}Na	SIR28M001.90430	1705	-5,35	0,71	0,29	0,03	2
	SIR29M001.90430						
^{25}Mg - ^{25}Na	SIR32M001 à 10.90430	1847	-4,74	0,53	2,74	2,71	10
^{23}Na - ^{25}Mg	SIR33M001.90430	1882	-26,69	1,55	2,28	0,44	5
^{23}Na - ^{25}Mg	SIR35M001 à 10.90430	1890	-29,46	0,48	1,47	0,96	10
^{23}Na - ^{25}Ne	SIR51M001 à 02.90430	2050	-52,63	3,23	8,03	1,06	7
	SIR52M001 à 05.90430						

Tableau 5 : ^{26}Mg et ^{26}Ne . La légende est la même que celle du Tableau 3.

Mesure26	9904-mesure26	temps (min)	Δm_R (*10 ⁻⁷)	$\delta\Delta m_R$ (*10 ⁻⁷)	Dispersion (*10 ⁻⁷)	χ^2	n
^{39}K - ^{26}Mg	SIR07M001 à 11.90501	3869	140,45	0,65	3,53	2,53	11
^{23}Na - ^{26}Mg	SIR10M001 à 05.90501	3941	-41,01	0,43	3,99	1,64	50
^{23}Na - ^{26}Mg	SIR32M001 à 04.90501	4233	-33,11	0,43	3,99	1,64	40
^{23}Na - ^{23}Na	SIR00M001 à 04.90502	4339	45,59	1,36	15,30	1,54	80
	SIR02M001 à 03.90502	4420	50,10	1,02	7,30	1,20	40
^{23}Na - ^{26}Mg	SIR05M001 à 02.90502	5422	-37,05	0,94	4,09	4,00	5
	SIR06M001 à 03.90502						
^{23}Na - ^{26}Mg ⁱ	SIR09M001 à 03.90502	5458	-33,25	1,18	4,57	4,94	3
^{23}Na - ^{26}Ne ⁱ	SIR10M001 à 06.90502						
^{23}Na - ^{26}Mg	SIR12M001 à 03.90502	5493	-38,96	1,13	3,91	3,79	3
^{23}Na - ^{26}Ne ⁱ	SIR13M001 à 07.90502	5503	-17,65	1,45	4,49	1,30	7
	SIR14M001 à 05.90502						
	SIR15M001 à 13.90502						
	SIR17M001 à 10.90502						
^{23}Na - ^{26}Mg ⁱ	SIR16M001 à 05.90502	5555	-39,11	0,87	3,32	2,96	5

Tableau 6 : ^{27}Mg et ^{27}Al . La légende est la même que celle du Tableau 3.

Mesure27	9904-mesure27	temps (min)	Δm_R (*10 ⁻⁷)	$\delta\Delta m_R$ (*10 ⁻⁷)	Dispersion (*10 ⁻⁷)	χ^2	n
^{23}Na - ^{27}Mg	SIR04M003.90430	2326	-58,66	1,71	2,50	0,76	3
	SIR09M001 à 10.90430	2348	-59,11	0,92	3,90	1,67	10
	SIR11M001 à 10.90430	2384	-45,25	0,98	9,35	1,01	10
^{23}Na - ^{27}Al	SIR14M001 à 02.90430	2499	-55,47	1,29	8,99	1,48	30
	SIR18M001 à 03.90430	2548	-42,14	0,86	4,20	0,82	30
^{23}Na - ^{27}Mg	SIR19M001 à 06.90430	2556	-39,88	0,97	4,45	3,61	6
	SIR21M001 à 07.90430	2582	-34,34	0,85	3,86	2,84	7
^{23}Na - ^{27}Al	SIR22M001.90430	2632	-37,14	1,07	3,55	1,12	10
^{23}Na - ^{27}Mg	SIR25M001.90430	2666	-41,15	0,98	3,15	2,61	4
	SIR26M001 à 03.90430						
^{27}Al - ^{27}Mg	SIR31M001 à 03.90430	2721	-1,53	0,83	4,32	4,28	3
^{23}Na - ^{23}Na	SIR00M001 à 06.90501	2918	16,35	0,29	5,30	2,38	120
	SIR01M001.90501	2992	38,85	1,25	5,43	1,12	15
	SIR02M001.90501	3011	28,02	1,22	5,31	1,14	15
^{23}Na - ^{27}Al	SIR04M002 et 03.90501	3039	-50,77	1,29	4,29	0,53	20
	SIR05M001.90501	3050	-52,94	3,05	0	0	1
^{23}Na - ^{27}Mg	SIR06M001 à 02.90501	3052	-47,61	0,84	4,43	1,84	7
	SIR07M001 à 05.90501						
^{27}Al - ^{27}Mg	SIR08M001.90501	3069	1,07	0,79	1,04	0,28	6
	SIR09M001 à 05.90501						
^{23}Na - ^{27}Mg	SIR50M001 à 02.90501	3567	-77,65	1,18	5,22	1,46	12
	SIR51M001 à 10.90501						
^{23}Na - ^{27}Al	SIR55M001 à 10.90501	3610	-64,00	0,82	2,29	0,81	10
	SIR61M001 à 08.90501	3742	-66,39	0,90	3,71	1,84	8
^{23}Na - ^{23}Na	SIR64M001 à 08.90501	3785	55,35	0,89	6,34	5,26	8
^{23}Na - ^{23}Ne	SIR68M001 à 03.90501	3821	13,46	2,09	1,60	0,20	3
^{23}Na - ^{23}Na	SIR69M001 à 05.90501	3826	39,90	1,14	2,43	0,90	5

Tableau 7 : ^{29}Mg et ^{29}Al . La légende est la même que celle du Tableau 3.

Mesure29	9904-mesure29	temps (min)	Δm_R (*10 ⁻⁷)	$\delta\Delta m_R$ (*10 ⁻⁷)	Dispersion (*10 ⁻⁷)	χ^2	n
^{23}Na - ^{23}Na	SIR00M002 à 03.90502	4442	45,68	1,11	6,70	0,92	40
^{23}Na - ^{29}Mg	SIR49M001 à 02.90502	4901	-68,93	1,27	1,48	0,44	3
	SIR50M001.90502						
^{23}Na - ^{29}Al	SIR54M001 à 07.90502	4943	-59,06	0,71	1,80	0,65	11
	SIR55M001 à 04.90502						
	SIR67M001 a 02.90502	5050	-90,96	6,30	27,72	3,28	2
^{23}Na - ^{29}Al	SIR68M001 à 03.90502	5072	-87,76	3,37	16,14	0,95	16
	SIR69M001 à 13.90502						
^{23}Na - ^{23}Na	SIR71M001 à 10.90502	5180	44,17	0,69	4,95	4,92	10

Tableau 8 : ^{30}Al , ^{39}K , ^{41}K , et ^{30}Mg . La légende est la même que celle du Tableau 3. L'indice « **R** » distingue quelques mesures de réglages qui sont gardées dans ce tableau car elles nous serviront pour l'analyse des données (cf 6.2.2.2).

Mesure30	9904-mesure30	temps (min)	Δm_R (*10 ⁻⁷)	$\delta\Delta m_R$ (*10 ⁻⁷)	Dispersion (*10 ⁻⁷)	χ^2	n		
^{23}Na - ^{23}Na	SIR00M001 à 05.90502	5355	48,75	0,88	10,11	1,29	100		
^{41}K - ^{30}Al	SIR05M001 à 03.90503	5826	204,12	4,50	13,14	2,29	3		
			ff1 : 208,52	ff1 : 4,50	ff1 : 13,10	ff1 : 2,45			
			ff2 : 179,72	ff2 : 4,50	ff2 : 24,20	ff2 : 9,39			
^{41}K - ^{30}Mg "	SIR07M001 à 04.90503	5840	185,32	5,67	6,12	0,19	4		
			ff1 : 187,19	ff1 : 5,67	ff1 : 12,69	ff1 : 0,81			
			ff2 : 166,37	ff2 : 5,67	ff2 : 26,58	ff2 : 3,43			
^{41}K - ^{30}Mg "	SIR14M001 à 11.90503	5970	33,68	1,05	3,63	1,25	11		
			ff1 : 36,77	ff1 : 1,05	ff1 : 3,03	ff1 : 0,90			
			ff2 : 9,91	ff2 : 0,95	ff2 : 18,14	ff2 : 3,22			
^{39}K - ^{30}Mg "	SIR16M001 à 07.90503	5999	19,08	1,55	6,56	4,22	5		
			ff1 : 23,03	ff1 : 1,55	ff1 : 23,66	ff1 : 1,25			
			ff2 : 2,51	ff2 : 1,55	ff2 : 22,62	ff2 : 5,28			
^{39}K - ^{39}K	SIR31M001.90503	6387	-894,84	4,09		1,04	4		
	SIR34M001.90503								
^{41}K - ^{41}K	SIR35M001.90503	6452	-1218,23	3,04		3,32	7		
	SIR36M001 à 02.90503								
^{23}Na - ^{23}Na	SIR39M001 à 08.90503	6473	35,84	1,40	22,04	3,68	80		
	R SIR41M001.90503	6508	49,27	2,64	12,34	2,55	10		
	R SIR43M001 à 02.90503	6518	78,03	2,03	10,43	1,22	20		
	R SIR45M001 à 05.90503	6530	-3,08	0,54	5,91	2,46	50		
	R SIR46M001 à 06.90503	6549	2,05	0,66	1,87	1,34	6		
	R SIR47M001 à 07.90503	6575	0,04	0,60	1,04	0,43	7		
^{39}K - ^{23}Na	SIR50M001.90503	6627	396,05	1,05	16,69	84,39	3		
			ff1 : 413,31	ff1 : 1,05	ff1 : 22,70	ff1 : 25,87			
			ff2 : 337,34	ff2 : 0,91	ff2 : 15,33	ff2 : 94,50			
^{23}Na - ^{23}Na	SIR51M001 à 02.90503	6654	59,89	0,98	0,86	0,25	3		
			SIR54M001 à 03.90503	6668	325,77	1,06		1,91	1,11
			^{39}K - ^{23}Na	SIR55M001 à 05.90503	6668	ff1 : 327,34		ff1 : 1,06	ff1 : 1,98
ff2 : 317,26	ff2 : 1,06	ff2 : 1,43				ff2 : 0,59			
^{41}K - ^{30}Mg "	SIR61M001.90503	7184	29,99	2,35	5,47	1,72	8		
			ff1 : 37,15	ff1 : 2,35	ff1 : 5,64	ff1 : 1,55			
			ff2 : -3,76	ff2 : 2,27	ff2 : 3,95	ff2 : 0,69			
^{39}K - « ^{30}Mg »	SIR62M003 à 09.90503	7237	15,88	1,42	6,83	2,89	10		
			ff1 : 20,90	ff1 : 1,42	ff1 : 4,64	ff1 : 1,36			
			ff2 : -2,86	ff2 : 1,42	ff2 : 17,77	ff2 : 19,00			
^{23}Na - ^{23}Na	SIR64M001 à 10.90504	7274	39,82	1,14	11,75	1,33	80		
	^{41}K - « ^{30}Mg »		SIR68M001 à 03.90504	7888	11,26	2,25		5,52	1,98
ff1 : 11,86		ff1 : 2,25			ff1 : 7,13	ff1 : 3,46			
ff2 : 9,27		ff2 : 2,25			ff2 : 19,76	ff2 : 26,38			
^{23}Na - ^{23}Na	SIR81M001.90504	8076	39,66	1,54	23,45	6,59	70		
	SIR82M001.90504								
	SIR83M001 à 05.90504								

Tableau 9 : Masse 31. La légende est la même que celle du Tableau 3.

mesure31	9904-mesure31	temps (min)	Δm_R ($\cdot 10^{-7}$)	$\delta \Delta m_R$ ($\cdot 10^{-7}$)	Dispersio n ($\cdot 10^{-7}$)	χ^2	n
^{39}K -« ^{31}Mg »	SIR13M001 à 07.90503	6881	77,13	4,28	4,77	0,26	4
			ff1 : 79,28	ff1 : 4,28	ff1 : 4,57	ff1 : 0,24	
			ff2 : 63,15	ff2 : 3,47	ff2 : 3,00	ff2 : 0,12	
^{41}K -« ^{31}Mg »	SIR14M001 à 07.90503 SIR15M001 à 20.90503 SIR17M001 à 20.90503	7003	98,04	5,21	19,54	5,81	2
			ff1 : 100,25	ff1 : 5,21	ff1 : 20,29	ff1 : 6,27	
			ff2 : 81,22	ff2 : 5,21	ff2 : 14,73	ff2 : 3,30	
^{23}Na - ^{23}Na	SIR18M001 à 04.90503	7061	50,65	4,11	4,42	1,43	8
							0

Tableau 10 : ^{32}Mg . La légende est la même que celle du Tableau 3.

mesure32	9904-mesure32	temps (min)	Δm_R ($\cdot 10^{-7}$)	$\delta \Delta m_R$ ($\cdot 10^{-7}$)	Dispersio n ($\cdot 10^{-7}$)	χ^2	n
^{39}K - ^{32}Mg	SIR10M001 à 23.90504	7540	58,14	7,54	0	0	1
			ff1 : 59,13	ff1 : 7,54	ff1 : 0	ff1 : 0	
			ff2 : 49,19	ff2 : 7,54	ff2 : 40,00	ff2 : 0	
^{41}K - ^{32}Mg	SIR19M001 à 10.90504 SIR20M001 à 20.90504 SIR21M001 à 20.90504 SIR22M001 à 17.90504	7700	101,93	7,00	14,30	1,22	3
			ff1 : 104,61	ff1 : 6,54	ff1 : 12,44	ff1 : 1,24	
			ff2 : 86,42	ff2 : 7,00	ff2 : 10,65	ff2 : 0,65	
^{23}Na - ^{23}Na	SIR23M001 à 02.90504	7808	82,44	2,42	7,56	0,44	20
	SIR24M001 à 02.90504	78015	81,65	1,34	5,54	3,51	5
	SIR25M001.90504						
^{41}K - ^{23}Na	SIR26M001 à 02.90504						
	SIR28M001.90504	7859	362,41	3,88	0	0	1

6.1.2 Les études spéciales

Les analyses qui s'écartent de la méthode type sont décrites dans cette section.

6.1.2.1 Étude de la référence potassium

Un problème important est apparu lors du dépouillement des mesures ayant pour référence les isotopes stables de potassium caractérisées par des « sauts de masse » beaucoup plus importants (de 7 à 18) qu'avec la référence ^{23}Na (de 0 à 6). Ce problème est visible sur les spectres regroupant les fréquences centrales des pics de références, leurs hauteurs, leurs résolutions et les χ^2 de leurs ajustements triangulaires sur un groupe de mesures (Figure 54). Le premier pic de référence de chaque mesure a un comportement différent des autres pics de référence de la même mesure. Sa fréquence centrale est différente des autres fréquences centrales d'environ $20 \cdot 10^{-7}$ pour un saut de masse de l'ordre de 9. Ce problème est dû à la calibration des tensions des éléments de la ligne de transport faite en statique et non en dynamique. Ceci est combiné à un problème de synchronisation des mesures : le premier balayage complet en fréquence pour le pic de référence d'une mesure « fréquence par fréquence » est lancé manuellement. Le cycle d'acquisition s'enchaîne ensuite sur le rythme des triggers d'ISOLDE. À la fin de la mesure, il faut relancer le programme manuellement. Le temps de réaction est donc aléatoire. Si l'attente est trop longue, le spectromètre est à nouveau dans un équilibre statique. De plus, la calibration des tensions a pour référence un faisceau d'énergie 60 keV. Elle n'est pas idéale pour les grands sauts de masse ainsi que pour des faisceaux d'énergie cinétique différente de 60 keV. D'ailleurs pour les mesures ayant comme référence ^{23}Na , le problème n'est pas visible.

Pour remédier à ce problème, trois analyses différentes ont été faites pour les mesures concernées :

- En conservant la moyenne de toutes les fréquences centrales des pics de référence. Les résultats sont reportés dans les tableaux de données.
- En éliminant la fréquence du premier pic de référence. Les résultats sont reportés dans les tableaux de données sous la référence « ff1 ».
- En ne conservant que la fréquence centrale du premier pic de référence. Les résultats sont reportés dans les tableaux de données sous la référence « ff2 ».

Le résultat final ne dépend pas du choix fait. Seule la calibration des données va en ressentir les effets. La solution « ff1 » est retenue dans l'analyse de toutes les mesures ayant pour référence le potassium. Elle correspond à la majorité des pics de référence ainsi qu'au mode dynamique.

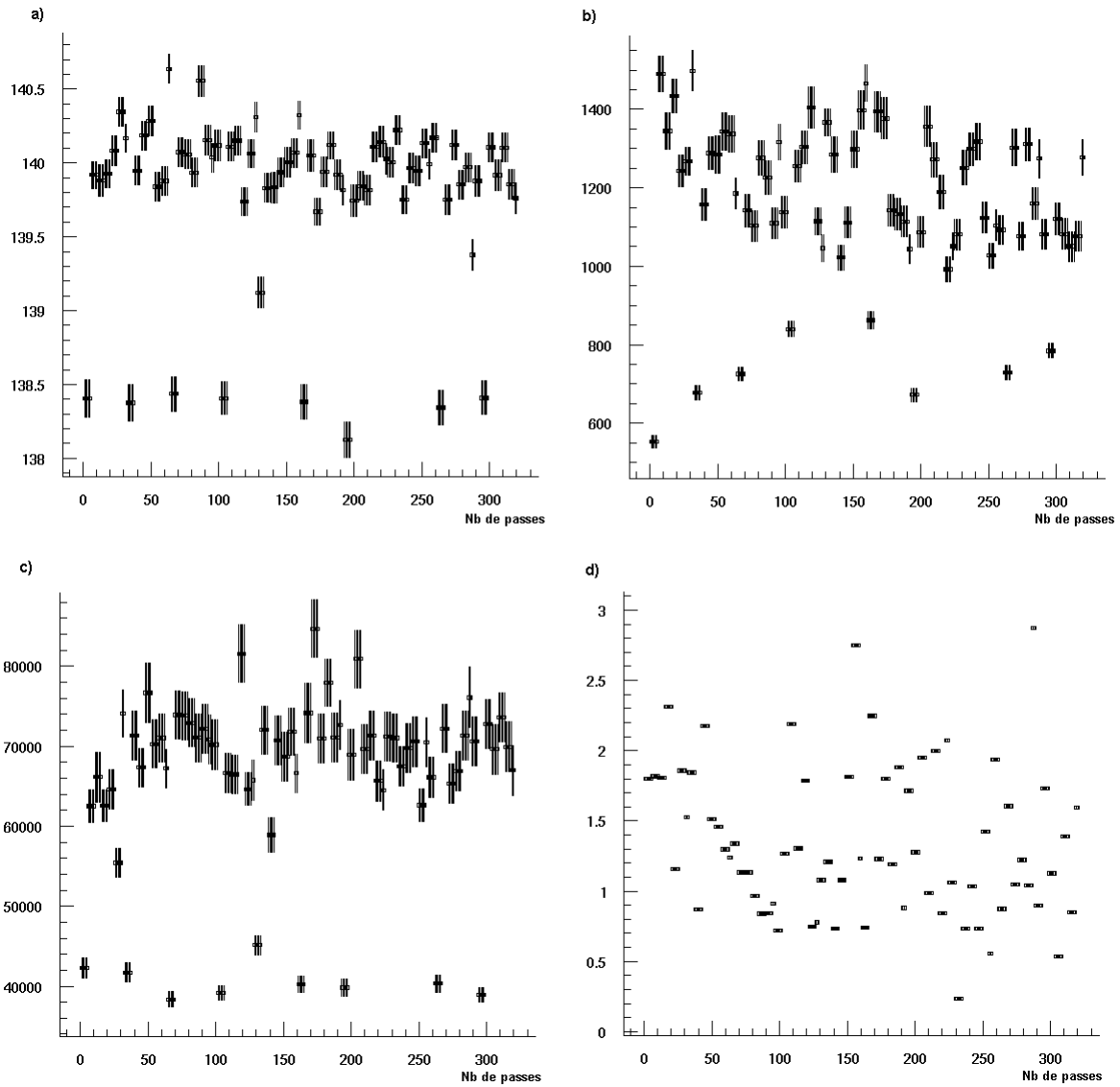


Figure 54 : Les spectres regroupant les caractéristiques des pics de référence ^{41}K d'un ensemble de mesures. Le « saut de masse » dans cette mesure était de 10. En a) la fréquence centrale, en b) les hauteurs des pics de transmission, en c) la résolution, en d) le χ^2 de l'ajustement des pics. Les spectres a), b), et c) ont un comportement similaire : le premier pic de transmission a toujours une valeur inférieure à la majorité des points. Le χ^2 des ajustements triangulaires montrent que les pics ne se dissymétrisent pas.

6.1.2.2 Études de la décroissance en temps des ions mesurés

L'acquisition « fréquence par fréquence » permet de connaître la décroissance en temps du nombre d'ions étudiés (cf 2.3.6.1). Celle-ci est la combinaison de deux phénomènes :

- La demi-vie de l'ion étudié (annexe 9.3) : les ions étudiés sont des ions radioactifs de courte durée de vie (souvent inférieure à une seconde). Leur décroissance radioactive a pour forme $e^{-\lambda t}$ avec $\lambda = \ln(2)/T_{1/2}$ et avec $T_{1/2}$ demi-vie de l'ion. Le Tableau 11 donne les demi-vies des nucléides étudiés en avril 1999.

Tableau 11 : Demi-vie [NUBASE97] des différents nucléides étudiés au cours de l'expérience d'avril 1999.

Nom du nucléide	Demi-vie
^{23}Ne	37,24 (0,12) s
^{23}Na	stable
^{25}Ne	602 (8) ms
^{25}Na	59,1 (0,6) s
^{25}Mg	stable
^{26}Ne	197 (1) ms
^{26}Mg	stable
^{27}Mg	9,458 (0,012) min.
^{27}Al	stable
^{29}Mg	1,30 (0,12) s
^{29}Al	6,56 (0,06) min.
^{30}Mg	335 (17) ms
^{30}Al	3,6 (0,06) s
^{31}Mg	230 (20) ms
^{31}Al	644 (25) ms
^{32}Mg	95 (16) ms

- La diffusion : temps de sortie des ions hors de l'ensemble cible-source d'ions d'ISOLDE. Il dépend de la nature chimique de l'espèce étudiée. La diffusion peut se représenter par une série d'exponentielles. Appelons la « demi-diffusion », T_d , le temps qu'il faut pour que, par diffusion, le nombre d'ions soit divisés par deux.

$$\sum_i \exp\left(-\frac{\ln(2)}{T_{di}} \cdot t\right)$$

Elles décrivent les différents modes de diffusion d'un nucléide. Dans notre cas, une seule exponentielle peut être considérée car nous étudions des noyaux de diffusion très rapide sur des temps courts. Tous les nucléides n'ont pas le même temps de diffusion. Les isotopes de néon ont, par exemple, un temps de diffusion plus court que les isotopes de magnésium. La Figure 55 montre le temps de diffusion de ^{23}Na faisant suite à une éjection de protons.

La décroissance en temps se décrit donc par l'équation :

$$\exp(-\text{Ln}(2) \cdot (\frac{1}{T_d} + \frac{1}{T_{1/2}}) \cdot t).$$

La décroissance en temps des nucléides mesurés en avril 1999 sont reportées sur les Figures 56, 57 et 58. Avec le logiciel PAW++, nous pouvons ajuster une exponentielle ou une série d'exponentielles et vérifier que la demi-vie ajustée correspond bien à celle tabulée dans Nubase [NUBASE97]. Cette méthode permet une identification de la majorité des pics. Jusqu'à présent nous n'avions pas eu le besoin d'identifier avec certitude les pics de transmission car les sources à ionisation de surface ne produisent pas beaucoup d'isobares. Dans ce travail, avec la source à plasma, l'exploitation de l'information décroissance en temps, a posteriori, à partir des spectres de mesures n'est pas facile :

❖ Le programme d'acquisition limite la statistique des données :

Nous utilisons pour cette étude les spectres effectués en mode « fréquence par fréquence ». Le nombre de fréquences est choisi dans le but d'explorer l'ensemble du pic de résonance. Pour les fréquences autre que la fréquence centrale du pic, la statistique est faible et donc pas optimale pour ce type d'étude.

❖ Une autre limitation existe. Elle est due à la répartition en temps (toutes les 1,2 secondes) des éjections de protons d'ISOLDE au cours du supercycle du PS-BOOSTER. Pour pouvoir étudier sur des temps plus longs la décroissance en temps de la courbe de diffusion, il faudrait pouvoir plus facilement espacer les éjections.

Ces limitations, sur la fenêtre en temps de l'observation, peuvent introduire des biais dans la détermination de la demi-vie des ions. Un fond stable contaminant (Figure 59–a) non connu a tendance à augmenter la demi-vie mesurée. Un fond radioactif (Figure 59–b) dû à l'accumulation toutes les 1,2 s de la production du nucléide étudié n'introduira par contre aucun biais. Une méthode plus fiable et plus rapide serait d'enregistrer la décroissance en temps à fréquence fixe égale à la fréquence centrale du pic de transmission de l'ion étudié (Figure 55–b). Nous pourrions facilement évaluer le bruit de fond présent autour du pic en démarrant l'acquisition des données avant l'arrivée des protons et donc évaluer la demi-vie de l'ion de façon plus fiable (Figure 59).

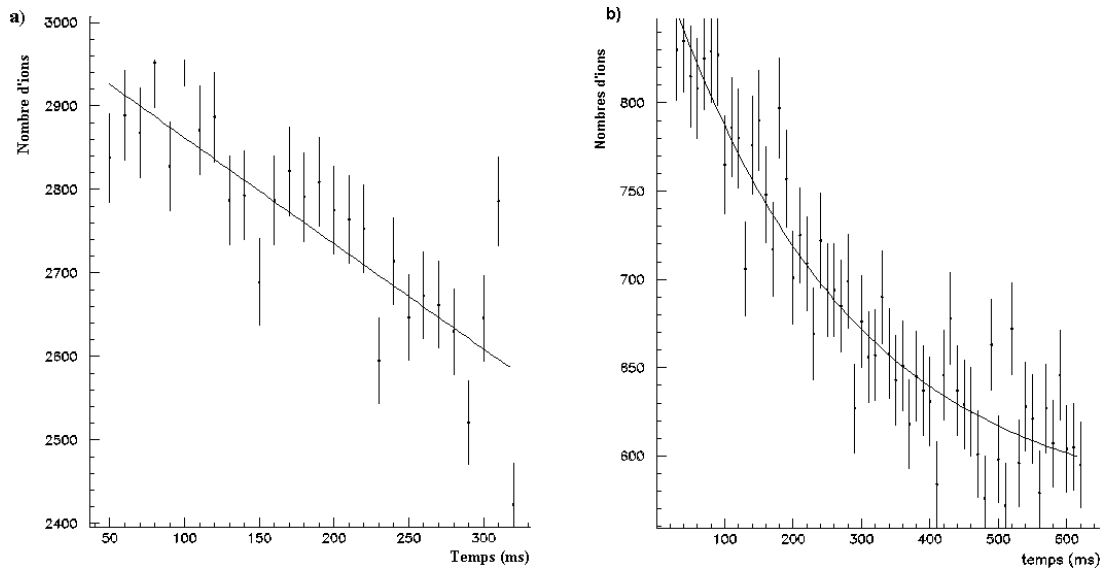


Figure 55 : Décroissance en temps de ^{23}Na suite à une éjection de protons, Comparaison de deux méthodes de détermination. En (a) méthode « fréquence par fréquence » la plus utilisée actuellement (ici sur 300 ms seulement), en (b) méthode fréquence fixe sur 640 ms. Le temps de décroissance est de l'ordre de 200 ms en (a) et de 186 ± 30 ms en (b). Ici le temps de décroissance est égal au temps de diffusion de ^{23}Na radiogénique hors de la cible d'ISOLDE.

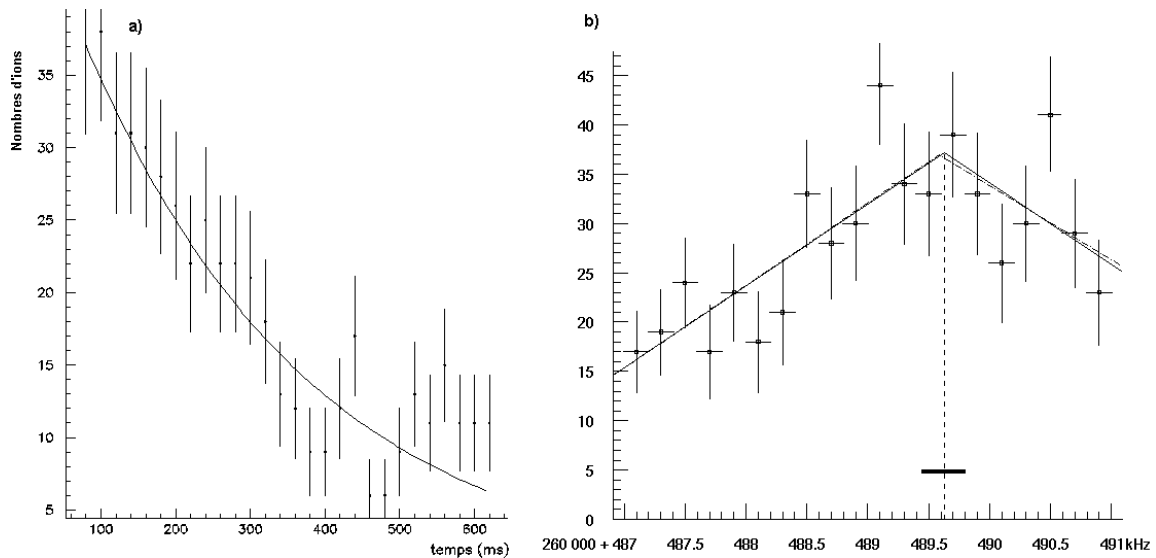


Figure 56 : En (a) la décroissance en temps d'un pic de ^{25}Ne observée sur 600 ms (fond d'environ 5 ions). En (b) le pic de transmission de ^{25}Ne . Le temps de décroissance est de 210 ± 22 ms. La demi-vie de ^{25}Ne est de 602 ms. On en déduit que la diffusion domine la décroissance en temps. $T_d = 320$ ms.

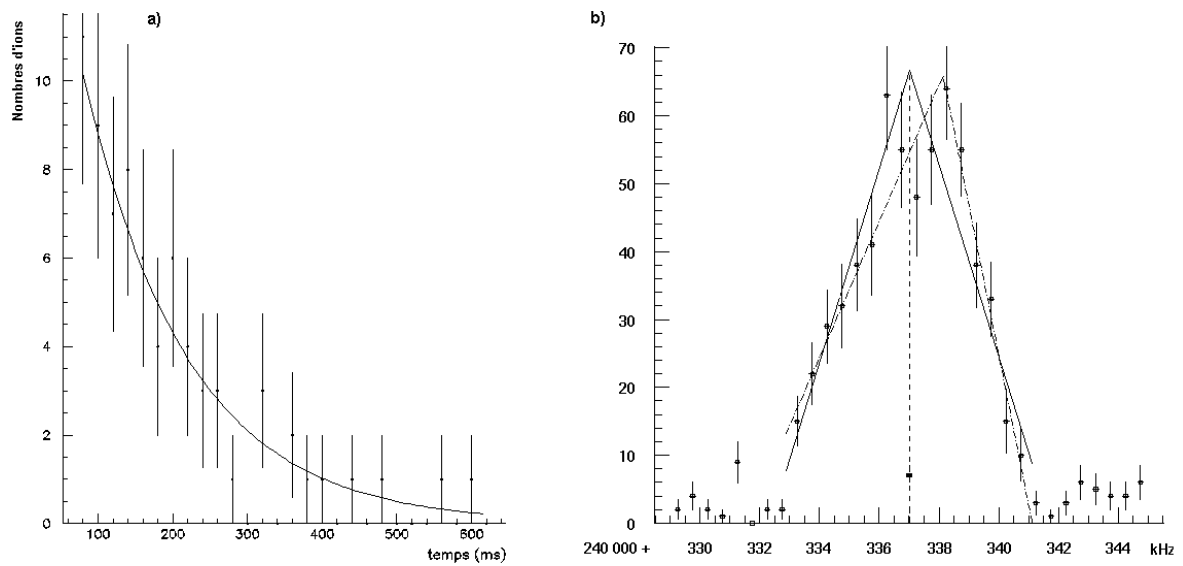


Figure 57 : En (a) la décroissance en temps d'un pic de ^{26}Ne observée sur 600 ms (fond presque nul). En (b) le pic de transmission de ^{26}Ne . Il contient 7 spectres cumulés. Le temps de décroissance est de 97 ± 23 ms. La demi-vie de ^{26}Ne étant de 197 ms, la « demi-diffusion » est de 191 ms.

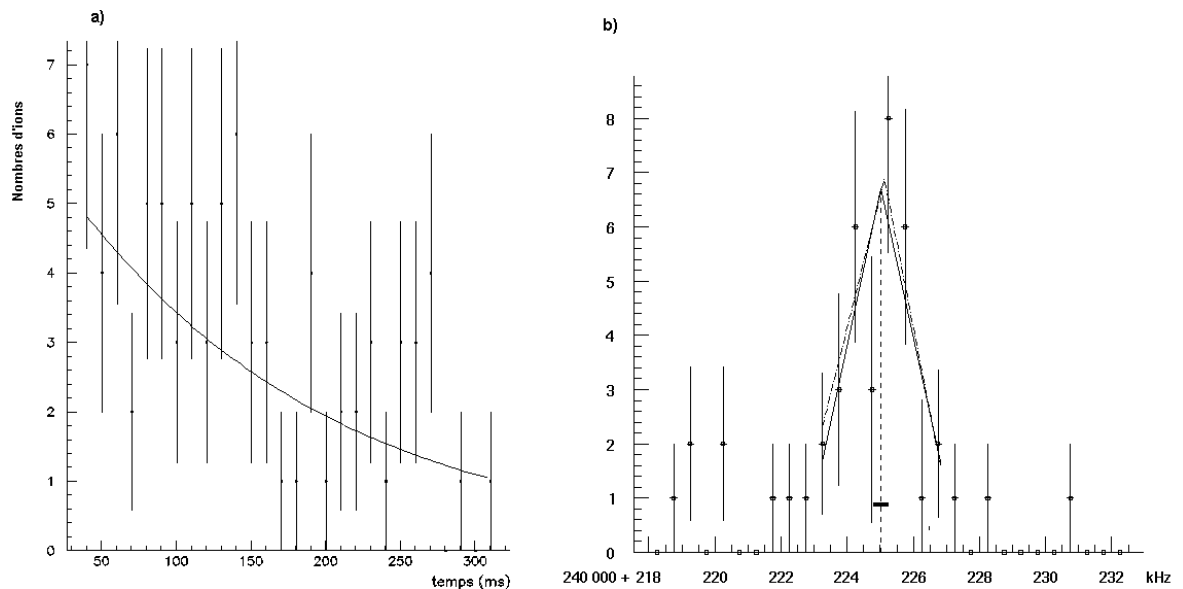


Figure 58 : En (a) la décroissance en temps d'un pic de ^{32}Mg observée sur 300 ms (fond indéterminable). En (b) le pic de transmission de ^{32}Mg . Il contient 20 spectres cumulés. Si on suppose un fond nul, la décroissance en temps observée est de 122 ± 44 ms ce qui est compatible avec la demi-vie de ^{32}Mg (95 ms).

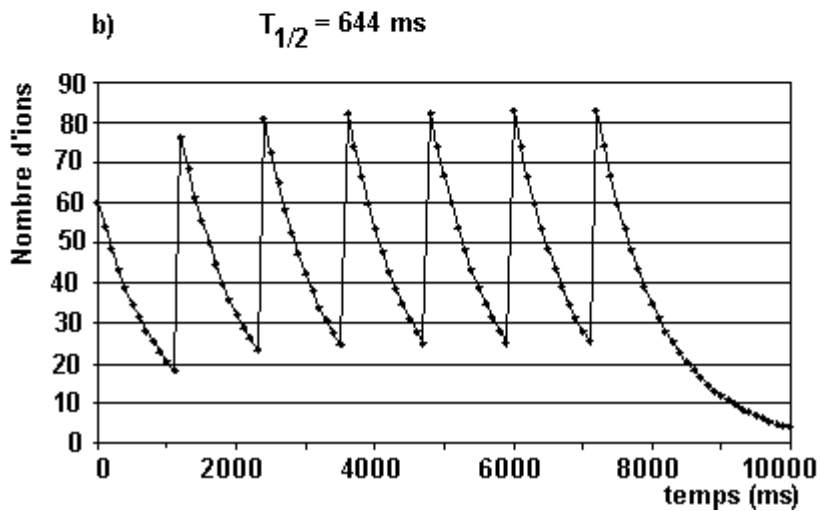
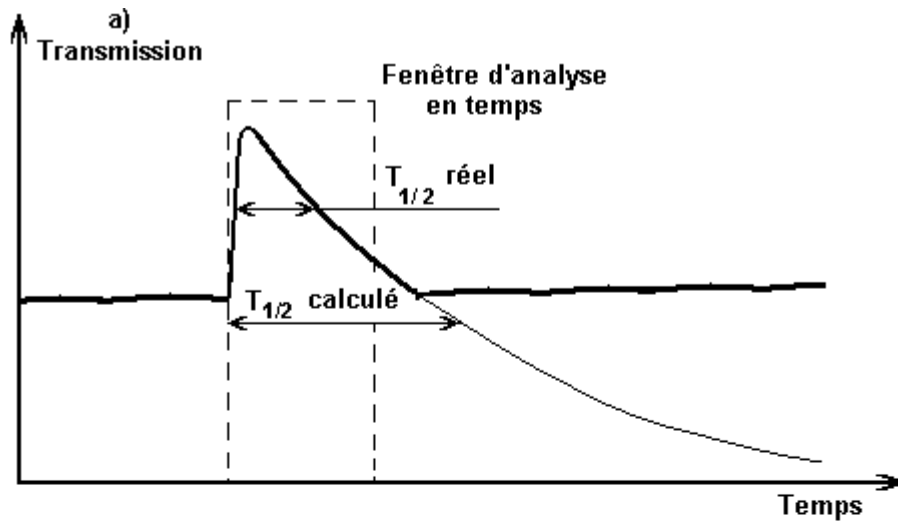


Figure 59 : Détermination de la demi-vie. (a) La demi-vie calculée sur une fenêtre de temps trop courte a tendance à être surestimée s'il existe un fond continu non connu venant d'un autre isobare. (b) L'accumulation de la production de ^{31}Al n'entraîne pas de biais dans la détermination de sa demi-vie.

6.1.2.3 Les mesures

La majorité des mesures d'avril 1999 n'ont posé aucun problème d'analyse. La procédure habituelle s'adaptait parfaitement. Les pics en fréquence des nucléides mesurés sont symétriques, et parfois peu produits. Les spectres sont alors regroupés pour accumuler de la statistique.

- ^{25}Ne (Figure 56–b) est assez produit (40 ions au sommet du pic) ce qui permet un bon ajustement du pic par un triangle. Un inter-pic d'un contaminant inconnu se dessinant sur la droite du pic, les données ont été coupées pour éviter de prendre en compte un mélange. Nous utiliserons également cette méthode dans le cas de ^{31}Al .
- ^{26}Ne (Figure 57–b) a nécessité la somme de 7 spectres pour obtenir 60 coups au sommet du pic.
- ^{32}Mg (Figure 58–b) a nécessité la somme de 20 spectres pour obtenir 8 ions au sommet du pic. La transmission du faisceau entre le G.P.S. et MISTRAL étant en moyenne de $4 \cdot 10^{-4}$, la production de ^{32}Mg par la source à plasma d'ISOLDE est de 1000 ions/s. Pour éviter tout fond contaminant, seules les données arrivant jusqu'à 170 ms après le début de l'acquisition pour chaque fréquence ont été gardées. Le résultat de masse ne s'en n'est pas senti.
- ^{30}Al : Les pics de résonance de l'aluminium 30 sont assez difformes (Figure 60 et Figure 61). Le réglage de la trajectoire ne devait pas être optimum. Sa valeur est malgré tout utilisable pour la calibration de ϵ . Elle servira uniquement de vérification dans la détermination de l'ordonnée à l'origine.

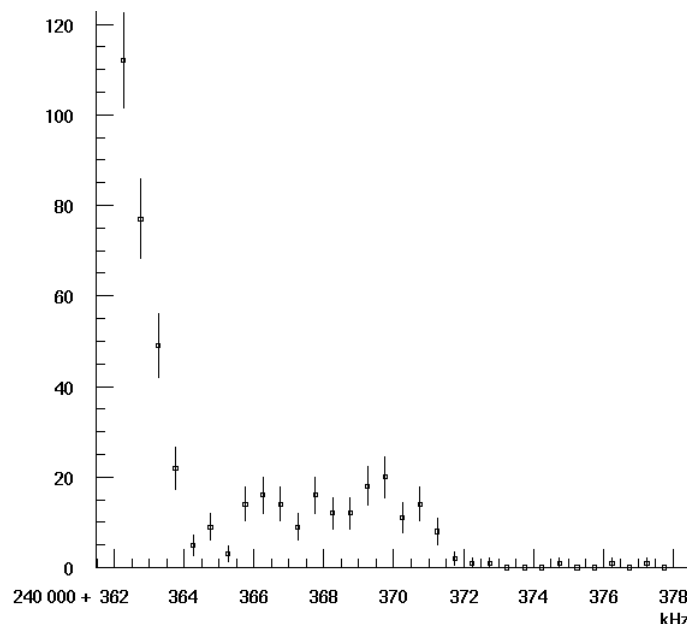


Figure 60 : Un pic de ^{30}Al . Il est légèrement double ou tout au moins il a un sommet fortement aplati. À gauche, on aperçoit un isobare.

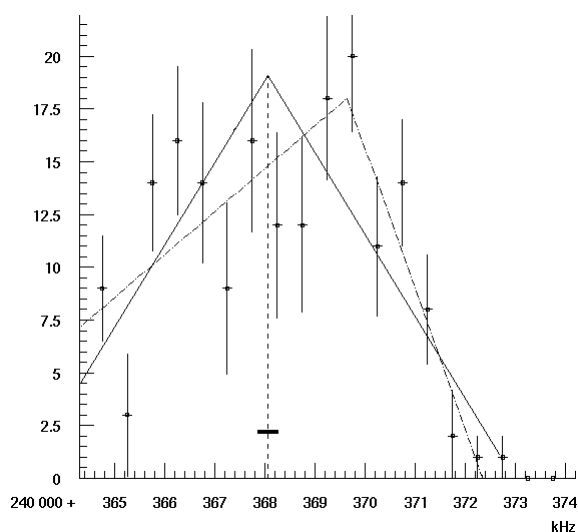


Figure 61 : Zoom sur le pic de ^{30}Al . Il apparaît déformé et dissymétrique bien qu'il ait un χ^2 acceptable pour l'ajustement triangulaire symétrique (1,9).

- « ^{30}Mg » : L'analyse de cette mesure ne nous a pas permis d'obtenir un résultat exploitable. Le pic de résonance de ^{30}Mg à la fréquence étudiée est contaminé par un contaminant stable inconnu. Les deux pics de transmission sont identiques sur la Figure 62 où sont représentés les spectres avec et sans protons. Le contaminant stable, très produit par rapport à ^{30}Mg , est présent dans les deux pics. La Figure 63 montre la décroissance en temps des deux pics. Elle est, dans les deux cas, supérieure à 1 s. La présence d'un contaminant stable est donc confirmée. Afin de déterminer la nature de cet isobare, il aurait fallu connaître le rang harmonique du pic de transmission. Un léger écart en fréquence entre les deux isobares pouvant toutefois exister, nous avons essayé de trouver des corrélations de la différence de masse relative en fonction de la décroissance en temps des différents pics pour essayer de séparer les deux nucléides. Aucune corrélation n'a été visible alors que la mesure de ^{30}Mg a été tentée trois fois au cours de la prise de mesures d'avril 1999. Quelle que soit la nature de ce nucléide, il peut servir de pivot dans une double calibration pour la détermination de ε .
- La masse 31 : Nous avons constaté à la fréquence étudiée que les pics de transmission de ^{31}Mg et ^{31}Al avec des harmoniques différents d'une unité sont écartés de seulement 0,5 kHz. ^{31}Mg et ^{31}Al ont des demi-vies très différentes : 240 et 644 ms. Grâce à cette particularité, la mesure de ^{31}Al a pu être exploitée. Le protocole de mesure, bien respecté, permet une bonne détermination de ε :
 - a. Détermination des coupures en fréquence autour des pics concernés. Un contaminant a une traîne un peu mélangée avec notre pic (Figure 64). Pour se prémunir de tout biais, seuls les points de fréquence qui ne sont pas du tout contaminés sont conservés.
 - b. L'étude de la variation de Δm_R en fonction de la coupure en temps des données montre une dépendance linéaire. Δm_R varie de $(10 \pm 6) \cdot 10^{-7}$ entre la

première fenêtre (de 0 à 250 ms) et la quatrième (> 400 ms). Cette différence $10 \cdot 10^{-7}$

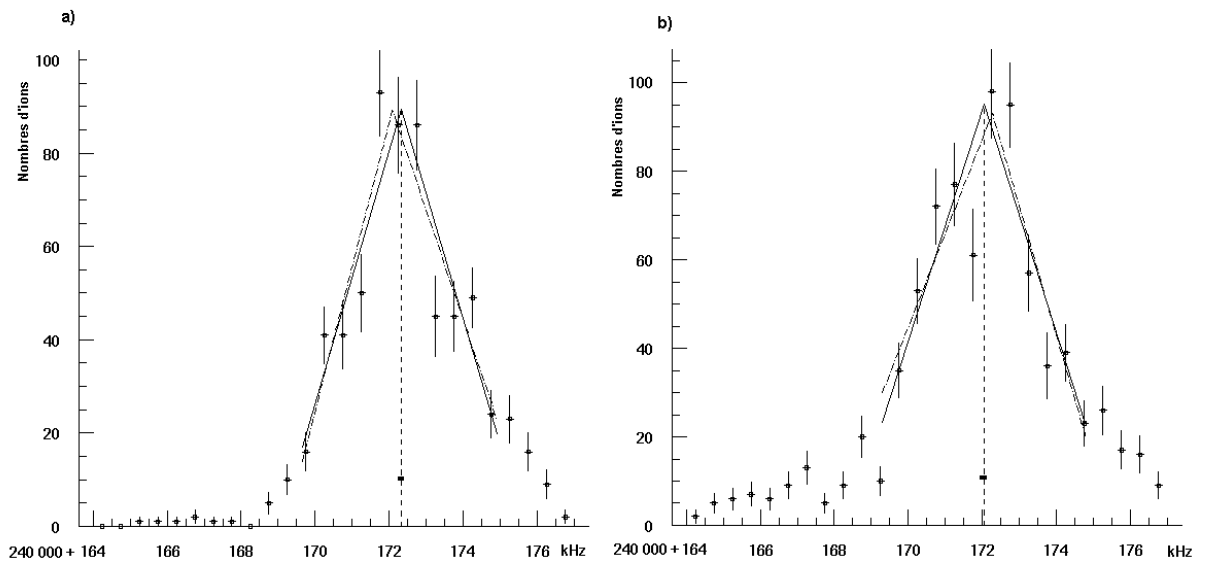


Figure 62 : En (a), pic de transmission de « ^{30}Mg » avec protons, en (b) pic de transmission de « ^{30}Mg » sans protons.

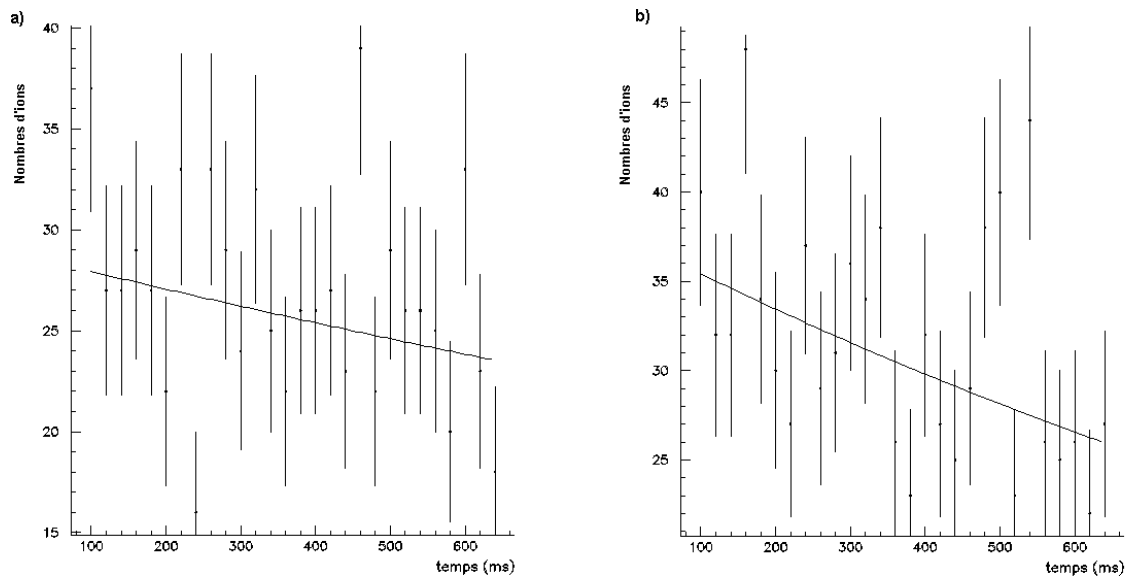


Figure 63 : Courbes de décroissance en temps correspondants aux pics de transmission de la Figure 62. En (a), le spectre avec protons, en (b) le spectre sans protons arrivant sur la cible d'ISOLDE. Avec protons, le temps de décroissance est de $2,2 \pm 1,6$ s. Sans protons, il est de $1,2 \pm 0,4$ s. Les temps de décroissance sont supérieurs à la seconde. On peut donc considérer qu'il n'y a très peu d'ions de ^{30}Mg dans les pics.

correspond à la différence de masse attendue entre ^{31}Al et de ^{31}Mg . Il y a donc bien un mélange de ces deux isobares mais il faut définir la proportion de ce mélange.

- c. L'étude de la production de chacun des deux isobares passe par celle du spectre en temps du pic sans coupure en temps. Les différents ajustements effectués sont montrés et expliqués en Figure 65.

Cette analyse indique que ^{31}Mg est beaucoup moins produit que ^{31}Al . Afin de ne garder que ^{31}Al et d'éliminer toute trace de contamination par le magnésium dont la demi-vie est beaucoup plus courte, seules sont conservées les données au-delà de 400 ms.

Si un contaminant a une fréquence de résonance très proche de celle du nucléide mesuré, il faut faire des mesures à une autre fréquence pour les séparer. Par exemple, pour séparer ^{31}Al de ^{31}Mg , il aurait suffi de se placer vers 280 MHz au lieu des 260 MHz utilisés car ils sont uniquement séparés d'un rang harmonique. Par mesure de sécurité, il sera bon de toujours faire nos mesures à deux fréquences afin de s'assurer qu'il n'y a pas de contaminant non détecté à l'une ou l'autre des fréquences. Si les rangs harmoniques sont identiques, la séparation sera plus difficile.

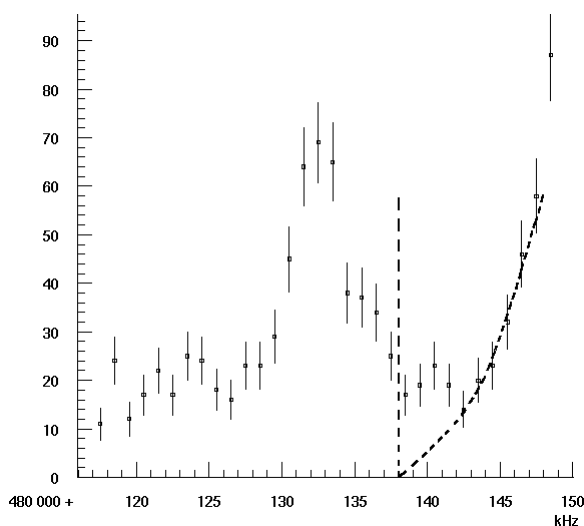
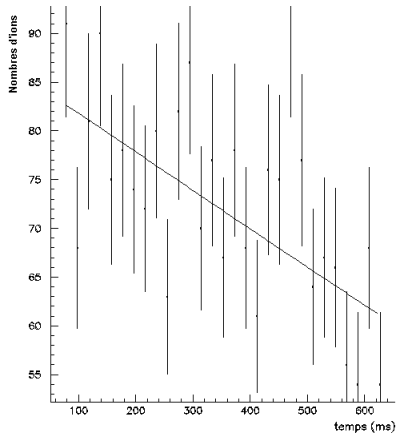


Figure 64 : Le pic de masse 31 contenant de ^{31}Al et ^{31}Mg . À droite, un contaminant est visible. En pointillé vertical, est représentée la coupure en fréquence adoptée dans ce travail pour éviter tout biais dû à ce contaminant.

En vertu de l'équation (éq.2-5), plus la fréquence de travail est grande et plus l'écart en fréquence entre les deux isobares sera grand. Prenons un exemple fictif. Soit deux pics de demi-largeur 10 kHz et séparés par 1 kHz à 260 MHz, Il faudrait alors pouvoir travailler à une fréquence dix fois plus grande (2 600 MHz) pour pouvoir séparer correctement les deux pics. C'est très supérieur à la limite en fréquence du spectromètre (520 MHz). Ceci peut arriver sur

n'importe laquelle de nos mesures. Dans le cas général, il est peu probable que ce type de contamination arrive.

En conclusion à cette section, seules les mesures ayant le potassium comme référence se sont avérées plus délicates à dépouiller. Une attention particulière devra donc être apportée aux calibrations « Potassium ».



(a) Ajustement de la décroissance en temps du pic de masse 31 par la somme de deux exponentielles et d'un fond constant.

Les calculs d'erreurs n'ont pas pu être effectués correctement par PAW

$$P_1 \cdot e^{-\frac{0,693 \cdot t}{P_3}} + P_4 \cdot e^{-\frac{0,693 \cdot t}{P_5}} + P_2$$

$$P_1 = -1,3 \text{ et } P_3 = 18,8 \text{ ms ,}$$

$$P_4 = 655,5 \pm 1,2 \text{ et } P_5 = 100 \text{ s}$$

$$P_2 = -569,6 \pm 1,2$$

$$\chi^2 = 1,1$$

Les valeurs trouvées sont irréalistes.

(b) Ajustement de la décroissance du pic de masse 31 par la somme de deux exponentielles ayant les demi-vies de ^{31}Mg et de ^{31}Al avec un fond constant.

$$P_1 \cdot e^{-\frac{0,693 \cdot t}{644}} + P_2 \cdot e^{-\frac{0,693 \cdot t}{230}} + P_3$$

$$\text{avec } P_1 = 160 \pm 34$$

$$P_2 = -11 \pm 15$$

$$P_3 = -74 \pm 24$$

$$\text{et } \chi^2 = 1,0$$

Le nombre d'ions de magnésium à $t = 0$ (P_2) n'est pas satisfaisant car il est nul, le fond constant est trouvé négatif. Cela semble indiquer qu'il y a très peu de magnésium.

(c) Ajustement de la décroissance du pic de masse 31 par une exponentielle.

$$P_1 \cdot e^{-\frac{0,693 \cdot t}{P_2}}$$

$$P_1 = 85,7 \pm 4,2$$

$$P_2 = 1360 \pm 340 \text{ ms}$$

$$\chi^2 = 1,0$$

La période observée est le double de la demi-vie de ^{31}Al . La présence de magnésium aurait tendance à diminuer cette période. L'observation d'une trop longue période est compatible avec un fond constant (cf 6.1.2.2). En (f), cette hypothèse est étudiée.

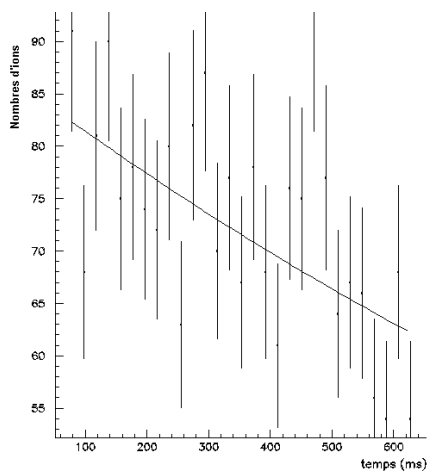
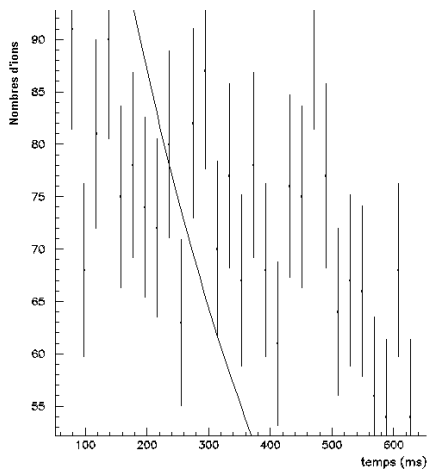


Figure 65 : Ajustements sur la décroissance en temps du pic de masse $A = 31$.



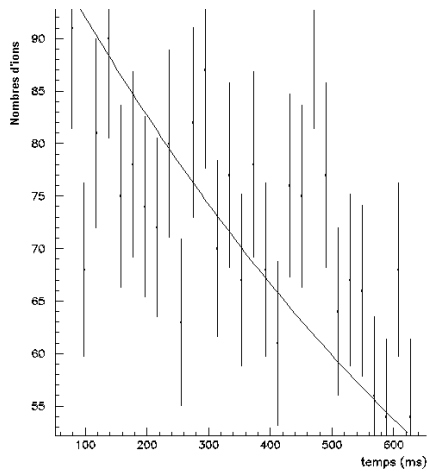
(d) Ajustement de la décroissance du pic de masse 31 par une exponentielle ayant la demi-vie de ^{31}Mg .

$$P_1 \cdot e^{-\frac{0.693 \cdot t}{230}}$$

$$\text{avec } P_1 = 159 \pm 4$$

$$\chi^2 = 11$$

χ^2 est très grand. Le pic contient autre chose que du magnésium pur.



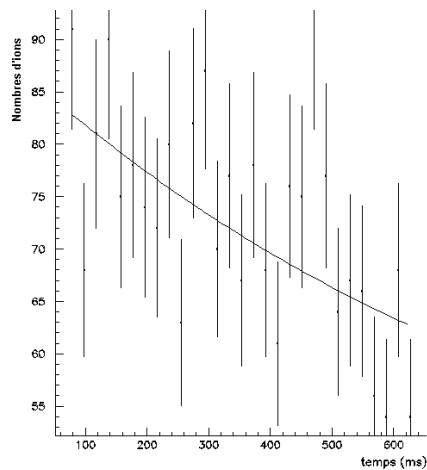
(e) Ajustement de la décroissance du pic de masse 31 par une exponentielle ayant la demi-vie de ^{31}Al .

$$P_1 \cdot e^{-\frac{0.693 \cdot t}{644}}$$

$$\text{avec } P_1 = 102,5 \pm 2,2$$

$$\chi^2 = 1,6$$

χ^2 est correct. L'aluminium est un bon candidat.



(f) Ajustement de la décroissance du pic de masse 31 par une exponentielle ayant la demi-vie de ^{31}Al et un fond constant.

$$P \cdot e^{-\frac{0.693 \cdot t}{644}} + P_2$$

$$\text{avec } P_1 = 49 \pm 13$$

$$P_2 = 38 \pm 7$$

$$\chi^2 = 1,0$$

Il est tout à fait possible que le pic soit de l'aluminium avec un fond de l'ordre de 38 coups.

Figure 65 (suite) : Ajustements sur la décroissance en temps du pic de masse $A = 31$.

6.2 Calibration

La calibration est l'opération qui consiste à déterminer les coefficients ε et Δm_R^0 de la fonction de calibration (équation 5-1). Δm_R^0 représente la différence de masse relative entre un ion venant de MISTRAL et un ion identique venant d'ISOLDE. ε est le coefficient du décalage en fréquence proportionnel au saut de masse.

Les calibrants sont mesurés par rapport à une seule référence (^{23}Na) ou par rapport aux deux isotopes stables de potassium (^{41}K et ^{39}K).

Les Tableaux 12 et 13 récapitulent les nucléides étudiés et la précision de leur masse dans AME'95 [AME95] ainsi que le rôle qu'ils occupent dans l'analyse.

Dans cette analyse, deux calibrations ont été faites. Les mesures ayant pour référence ^{23}Na ont été séparées de celles ayant pour référence les isotopes stables de potassium en raison des problèmes de coïncidence des trajectoires des deux faisceaux en sortie de la source.

C. Toader dans sa thèse [TOA99] a montré que la calibration peut être séparée en fonction des réglages ISOLDE et MISTRAL, en plusieurs sous-ensembles. Il apparaît qu'en 1999 le comportement du spectromètre est différent et ne dépend pas des réglages ISOLDE.

Tableau 12 : Mesures effectuées par rapport à la référence ^{23}Na . La colonne « dénomination » indique la nature de la mesure : C pour calibrant et M pour mesure.

Nucléides	Référence	Précision (μ)	Dénomination
^{23}Ne	^{23}Na	0,27	C
^{23}Na	^{23}Na	0,23	C
^{25}Na	^{23}Na	1,3	C
^{25}Mg	^{23}Na	0,20	C
^{26}Mg	^{23}Na	0,21	C
^{27}Mg	^{23}Na	0,21	C
^{27}Al	^{23}Na	0,14	C
^{29}Mg	^{23}Na	30	C
^{29}Al	^{23}Na	1,3	C
^{25}Ne	^{23}Na	50	M
^{26}Ne	^{23}Na	60	M

Tableau 13 : Mesures effectuées par rapport aux références ^{39}K et ^{41}K . La colonne « dénomination » indique la nature de la mesure : C pour calibrant et M pour mesure.

Nucléides	Références	Précision (μ)	Dénomination
^{23}Na	^{39}K , ^{41}K	0,23	C pour ε et Δm_R^0
^{26}Mg	^{39}K	0,21	C pour Δm_R^0
^{30}Mg	^{39}K , ^{41}K	70	C pour ε
^{30}Al	^{41}K	15	C pour Δm_R^0
^{31}Al	^{39}K , ^{41}K	22	C pour ε et Δm_R^0
^{32}Mg	^{39}K , ^{41}K	100	C pour ε , M

6.2.1 Calibration « Sodium »

6.2.1.1 Ordonnée à l'origine (Δm_R^0) de la calibration « Sodium »

Sur la Figure 66, les mesures de calibration « Sodium » ^{23}Na - ^{23}Na et ^{23}Na - ^{23}Ne sont reportées en fonction du temps. L'origine des temps est prise à minuit le 29/04/99.

On observe que :

- Δm_R^0 a tendance à croître en fonction du temps. Un désalignement de la source de MISTRAL par rapport à l'extractrice et les tensions des éléments de correction de sortie de source en butée supérieure peuvent être la cause de cette dérive.
- Δm_R^0 a une valeur non négligeable allant jusqu'à $80 \cdot 10^{-7}$.

Deux sortes d'ajustements sur les données d'ordonnées à l'origine sont possibles :

- Un ajustement par paliers constants sur des intervalles de temps.
- Un ajustement par une droite

Par paliers constants sur des intervalles de temps.

L'ensemble des données est divisé en quatre intervalles séparés par des flèches sur la Figure 66. Une moyenne pondérée de tous les points d'un intervalle constitue la valeur du palier :

- Études des faisceaux sans les nappes axiales : $(-4,6 \pm 3,8) \times 10^{-7}$
- Jusqu'à la fin de l'étude de la masse A=27 : $(12,9 \pm 3,5) \times 10^{-7}$
- Jusqu'au réglage de la ligne L2 de MISTRAL : $(42,1 \pm 4,0) \times 10^{-7}$
- Jusqu'à la fin de l'expérience : $(58,8 \pm 7,8) \times 10^{-7}$

Les deux derniers paliers sont compatibles entre eux. Leur moyenne donne $(48,8 \pm 4,4) \times 10^{-7}$. Sur la Figure 66, c'est cette dernière qui est représentée. Dans la suite on considérera donc trois paliers.

Ce type d'ajustement n'est pas satisfaisant pour plusieurs raisons. Le χ^2 de l'ensemble est d'environ 160 donnant un degré de confiance très faible ($\ll 0,001\%$). Le nombre de paramètres est grand (5). Les raccordements des ensembles au niveau des discontinuités des paliers sont incertains.

Par une droite :

Une solution plus simple doit être envisagée. Un ajustement par une droite résout le problème du raccordement des zones et ne contient que deux paramètres.

Dans la suite, les quelques mesures effectuées sans nappes de courant axiales sont mises de côté car cet ensemble est local et ne concerne aucune mesure de masse.

Cet ajustement est fait par la méthode des moindres carrés. C'est une droite de la forme :

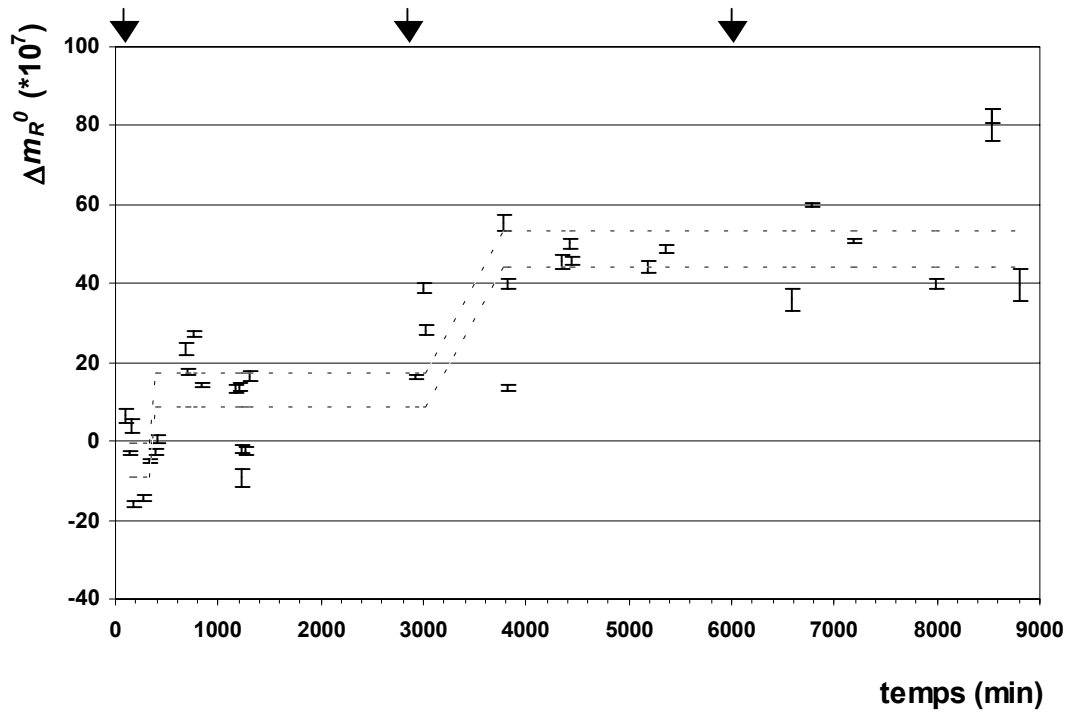


Figure 66 : Ordonnée à l'origine de la calibration « Sodium ». Des paliers constants sont ajustés sur les mesures ^{23}Na - ^{23}Na et ^{23}Na - ^{23}Ne .

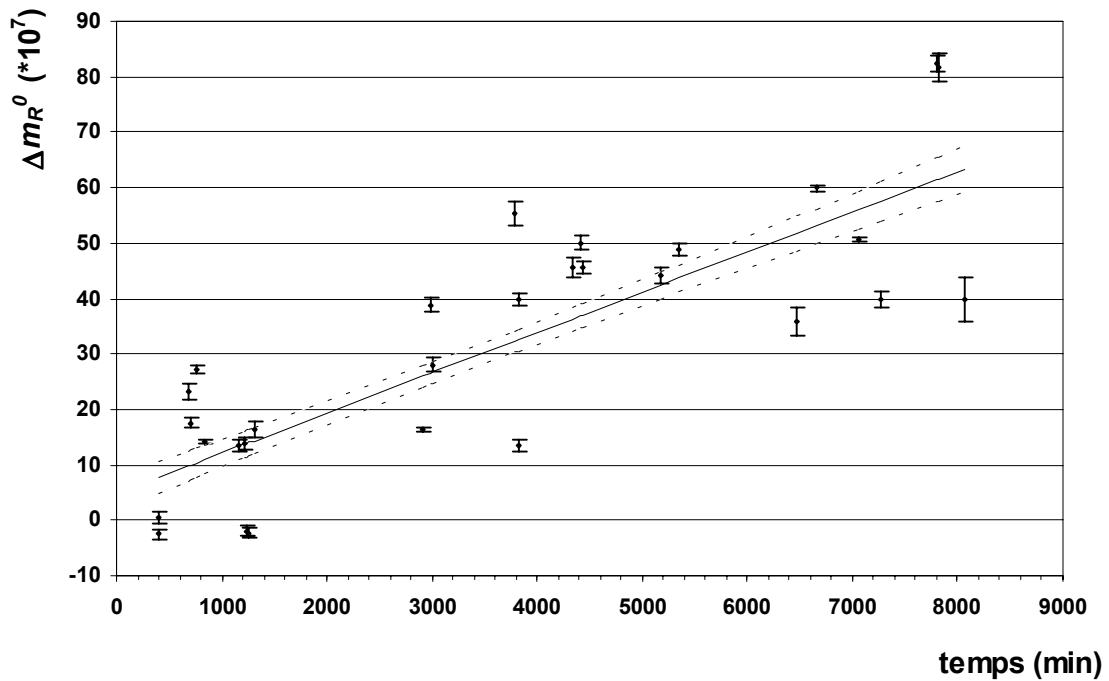


Figure 67 : L'ordonnée à l'origine de la calibration « Sodium ». Une droite est ajustée sur les mesures ^{23}Na - ^{23}Na et ^{23}Na - ^{23}Ne . Le χ^2 de l'ensemble est de 139.

$$y = a \cdot t + b \quad (6-1)$$

$$\text{avec } \delta y = \sqrt{t^2 \cdot \delta a^2 + \delta b^2 + 2 \cdot \kappa \cdot t \cdot \delta a \cdot \delta b}$$

κ étant le coefficient de corrélation entre a et b

La droite (équation 6-1) a pour coefficients :

$$a = (0,00724 \pm 0,00006) \cdot 10^{-7} \text{ min}^{-1}, b = (4,86 \pm 0,26) \cdot 10^{-7} \text{ avec } \kappa = -0,80 \text{ et } \chi^2 = 139$$

6.2.1.2 Coefficient ε de la Calibration « Sodium »

Trente et une mesures sont disponibles (Figure 68). Le coefficient ε dans la calibration simple référence dépend directement de l'ordonnée à l'origine (cf 5.3.2.1).

ε s'avère constant tout au long de la prise de données. Sa valeur moyenne pondérée est égale à $(19,87 \pm 0,17) \cdot 10^{-7}$ avec $\chi^2=34$.

La fonction de calibration « Sodium » est de la forme :

$$\Delta m_R^{calib} \cdot 10^7 = 0,00724 \cdot t + 4,86 + 19,87 \cdot (A-B) \quad (6-2)$$

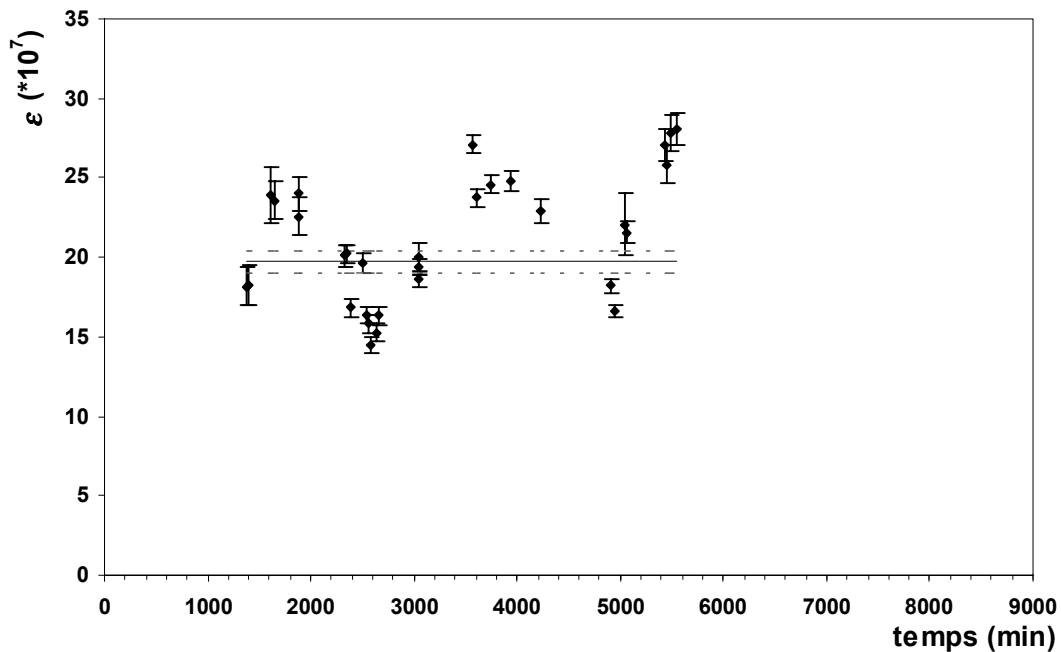


Figure 68 : Le coefficient ε de la calibration « Sodium ». Il est constant tout au long de l'expérience d'avril 1999.

6.2.1.3 Conclusion

On vient de voir que la fonction de calibration « sodium », Δm_R^{calib} , n'est valable qu'avec des χ^2 très grands. Sur les Figures 67 et 68, l'erreur sur cette fonction est multipliée par χ pour tenir compte de la dispersion des mesures. Il faudra cependant considérer une erreur systématique (cf 6.2.3).

6.2.2 Calibration « Potassium »

Pour le potassium, la situation est différente. Très peu de mesures sont disponibles pour calibrer. La plupart des mesures ayant pour référence le potassium ont été faites par rapport à deux références (^{39}K et ^{41}K). Une double calibration (cf 5.3.2.2) peut donc être utilisée.

6.2.2.1 Coefficient ε de la Calibration « Potassium »

Nous n'avons que cinq mesures pour effectuer la double calibration permettant de déterminer ε « Potassium » (Figure 69), la masse ISOLDE servant de pivot. Les mesures dites « ^{30}Mg », contaminées par un isobare, servent aussi de calibrant pour ε . Toutes ces mesures ont été faites à la fin de l'expérience.

On observe, comme dans la calibration « Sodium », que ε peut être considéré comme constant dans le temps. Sa valeur moyenne pondérée est :

$$\varepsilon = (9,4 \pm 0,8) \cdot 10^{-7} \text{ avec un } \chi^2 = 8,9$$

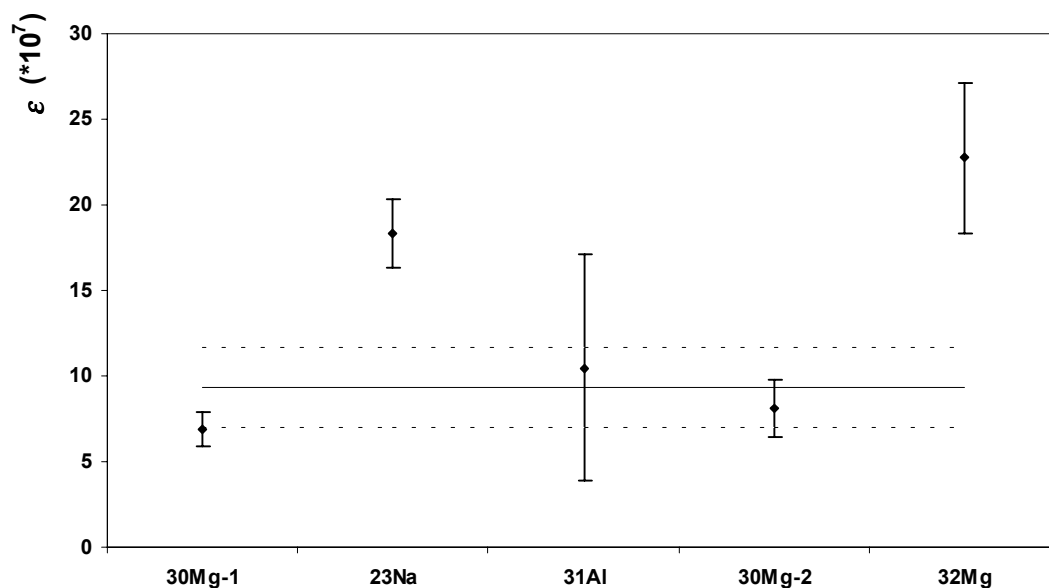


Figure 69 : Le coefficient ε de la calibration « Potassium ». ε peut être considéré comme constant dans le temps.

6.2.2.2 Ordonnée à l'origine de la Calibration « Potassium »

ε étant déterminé, les ordonnées à l'origine, Δm_R^0 , sont déduites des mesures de calibration (Tableau 13) par la relation :

$$\Delta m_R^0 = \Delta m_R - \varepsilon \cdot (A - B) \quad (6-3)$$

avec $\delta \Delta m_R^0 = \sqrt{\delta \Delta m_R^2 + \delta \varepsilon^2 \cdot (A - B)^2}$

Les nucléides utilisés doivent, cette fois-ci, avoir une masse précise, et ne pas être contaminés. Huit mesures ont ces deux caractéristiques (^{23}Na (3), ^{30}Al (2), ^{31}Al (2), ^{26}Mg (1)). Elles sont représentées Figure 70. Celles-ci sont très dispersées avec de très grandes barres d'erreur. La dérive en temps est supposée être la même que pour la calibration « Sodium » car elle est supposée avoir la même origine (cf 6.2.1.1). L'ajustement est un ajustement arithmétique (sans tenir compte des barres d'erreur) car la dispersion est très grande ($\chi^2 = 10,3$ avec un ajustement classique). Le paramètre adopté pour la pente est donc $a = 0,00724 \cdot 10^{-7} \text{ min}^{-1}$; le paramètre ajusté de l'ordonnée à l'origine vaut $b = (58 \pm 32) \cdot 10^{-7}$.

La fonction de calibration « Potassium » est donc :

$$\Delta m_R^{\text{calib}} \cdot 10^7 = 0,00724 \cdot t + 58 + 9,35 \cdot (A - B) \quad (6-4)$$

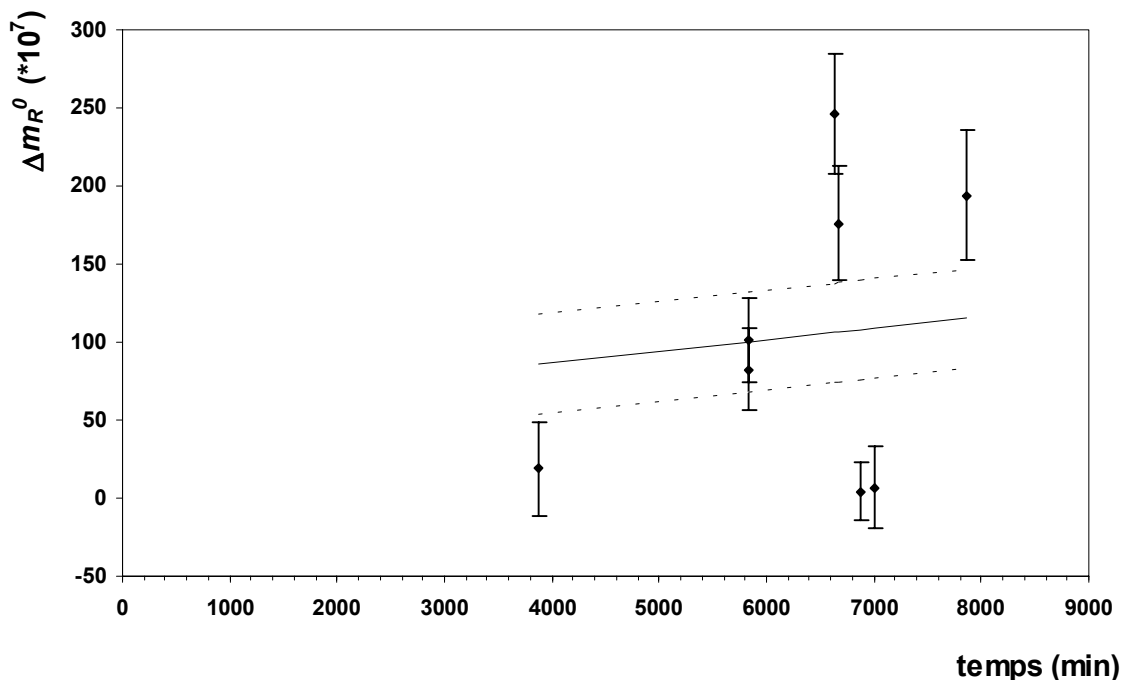


Figure 70 : Ordonnée à l'origine de la calibration « Potassium ». Nous avons adopté pour celle-ci la même dérive que pour la calibration « Sodium ».

L'ordonnée à l'origine peut aussi être déterminée comme dans la calibration « sodium », à partir de mesures entre un nucléide de MISTRAL et du nucléide identique d'ISOLDE. Pour les potassiums, nous n'avons qu'une seule mesure de ^{39}K – ^{39}K et une de ^{41}K – ^{41}K . Leur différence relative, Δm_R^0 , sont toutes deux extrêmement fortes (Tableau 8). La probabilité

qu'il y ait deux contaminants isobariques similaires pour les deux isotopes stables de potassium est très faible. Une explication pourrait être un mauvais réglage entre la ligne de transport de sortie et la source (L2) pour ces mesures. En effet, au cours de cette prise de données nous étions très sensibles au réglage de cette ligne L2 car la source n'était pas bien alignée avec l'extractrice. Quelques tests ont été fait immédiatement après avec la mesure ^{23}Na - ^{23}Na en faisant varier un des paramètres de la ligne L2. Ils montrent que Δm_R^0 peut être assez sensible à un mauvais réglage de L2 (Tableau 8, mesures avec un indice « R »). Une autre hypothèse est que le potassium d'ISOLDE n'est pas émis du même endroit de la source plasma que ^{23}Na et avec une énergie cinétique pouvant varier de 130 V (cf 2.2.4.4). Il nécessite donc un ajustement de l'énergie cinétique du faisceau d'ISOLDE : ceci a été observé en juin 2000. On ne peut utiliser ces deux points isolés mais cela nous incite à être très vigilants pour les mesures ayant comme référence le potassium.

6.2.3 Ajout d'une erreur systématique

Les χ^2 des ensembles de données étudiés précédemment sont toujours assez grands et donc le degré de confiance des ajustements assez faibles. Les barres d'erreur ne prennent en compte que l'erreur statistique et l'erreur instrumentale (fluctuations des tensions et du champ magnétique) (cf 5.2). L'ensemble de nos mesures montre une dispersion globale plus grande que ces dernières. Cela se traduit par des très grands χ^2 regroupés en colonne 3 du Tableau 14. Il faut ajouter quadratiquement une erreur dite « erreur systématique » à l'ensemble de nos mesures afin de tenir compte de cette dispersion.

$$\sigma_{\Delta m_R} = \sqrt{\sigma_{\text{statistique}}^2 + \sigma_{\text{instrumentale}}^2 + \sigma_{\text{systématique}}^2}$$

La valeur de l'erreur systématique est déterminée empiriquement pour engendrer des degrés de confiance acceptables. Le Tableau 14 donne, en colonne 3 et 4, les degrés de confiance pour deux valeurs de l'erreur systématique : $8 \cdot 10^{-7}$ et $12 \cdot 10^{-7}$.

Tableau 14 : Les différents degrés de confiance des différents ajustements. (n : nombre de degré de liberté de l'ensemble étudié)

	n	sans syst		$\sigma_{\text{syst}} = 8 \cdot 10^{-7}$		$\sigma_{\text{syst}} = 12 \cdot 10^{-7}$	
		χ^2	χ^2	Probabilité (%)	χ^2	Probabilité (%)	
Ordonnée à l'origine « Sodium »	27	139	2,4	0,03	1,1	50	
Epsilon « Sodium »	30	34	2,8	0,01	1,3	40	
Ordonnée à l'origine « Potassium »	7	10	5,5	<0,01	2,6	0,3	
Epsilon « Potassium »	4	9	1,1	35	0,6	60	

L'ordonnée à l'origine de la calibration « Potassium » n'est pas facilement ajustable. Il n'y a pas une grande amélioration avec l'augmentation des erreurs individuelles de chaque mesure. Pour améliorer la confiance dans ce paramètre qui vaut $b = (16 \pm 22) \cdot 10^{-7}$, nous augmentons son erreur d'un facteur égal à χ , soit $b = (16 \pm 36) \cdot 10^{-7}$. Pour les autres ajustements, l'ajout de l'erreur systématique de $12 \cdot 10^{-7}$ donne de bons degrés de confiance.

6.2.4 Résumé sur les calibrations

Ce paragraphe résume l'étude sur les calibrations et donne celles qui sont utilisées pour l'analyse de ^{25}Ne , ^{26}Ne et ^{32}Mg . Elles contiennent l'ajout de l'erreur systématique de $12 \cdot 10^{-7}$ et l'augmentation de l'erreur de l'ordonnée à l'origine « Potassium ».

- **La calibration « Sodium »** (Figures 71 et 72)

Les paramètres ajustés sont $a = (0,0068 \pm 0,0009) \cdot 10^{-7} \text{ min}^{-1}$, $b = (8,3 \pm 4,2) \cdot 10^{-7}$, $\varepsilon = (21,02 \pm 0,63) \cdot 10^{-7}$ avec $\kappa = -0,83$ et $\chi^2 = 1,1$ d'où :

$$\Delta m_R^{\text{calib}} \cdot 10^7 = 0,0068 \cdot t + 8,3 + 21,0 \cdot (A - B) \quad (6-5)$$

$$\sigma_{\Delta m_R^{\text{calib}}} \cdot 10^7 = \sqrt{8 \cdot 10^{-7} \cdot t^2 - 0,0063 \cdot t + 18 + 0,4 \cdot (A - B)^2}$$

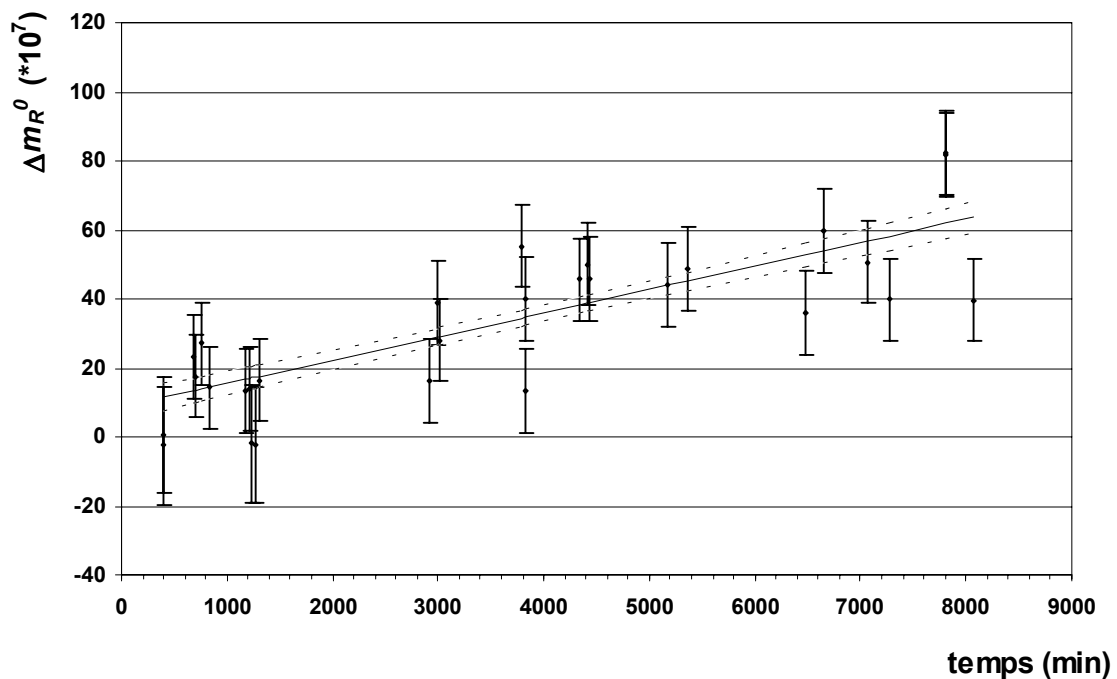


Figure 71 : Ordonnée à l'origine de la calibration « Sodium » avec l'ajout de l'erreur systématique de $12 \cdot 10^{-7}$.

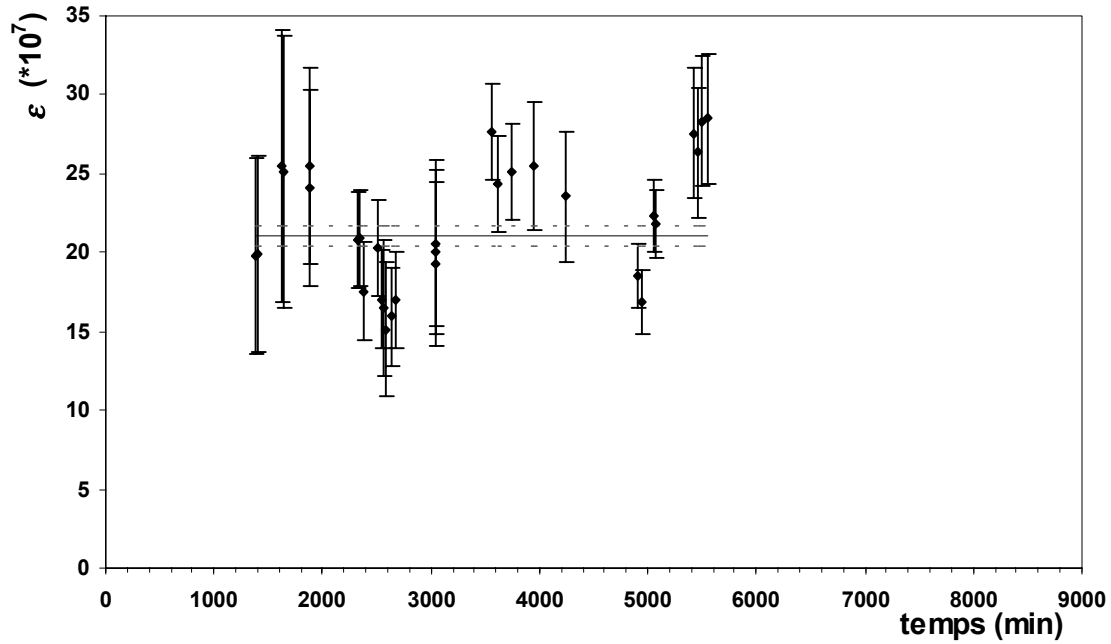


Figure 72 : Le coefficient ε de la calibration « Sodium » avec l'ajout de l'erreur systématique de $12 \cdot 10^{-7}$.

• **La calibration « Potassium »** (Figures 73 et 74).

Les paramètres ajustés sont : $a = 0,0068 \cdot 10^{-7} \text{ min}^{-1}$, $b = (16 \pm 36) \cdot 10^{-7}$ $\varepsilon = (12,8 \pm 4,0) \cdot 10^{-7}$ avec $\chi^2 = 0,5$.

$$\Delta m_R^{calib} \cdot 10^7 = 0,0068 \cdot t + 16 + 13 \cdot (A - B) \quad (6-6)$$

$$\sigma_{\Delta m_R^{calib}} = \sqrt{1300 + 16 \cdot (A - B)^2}$$

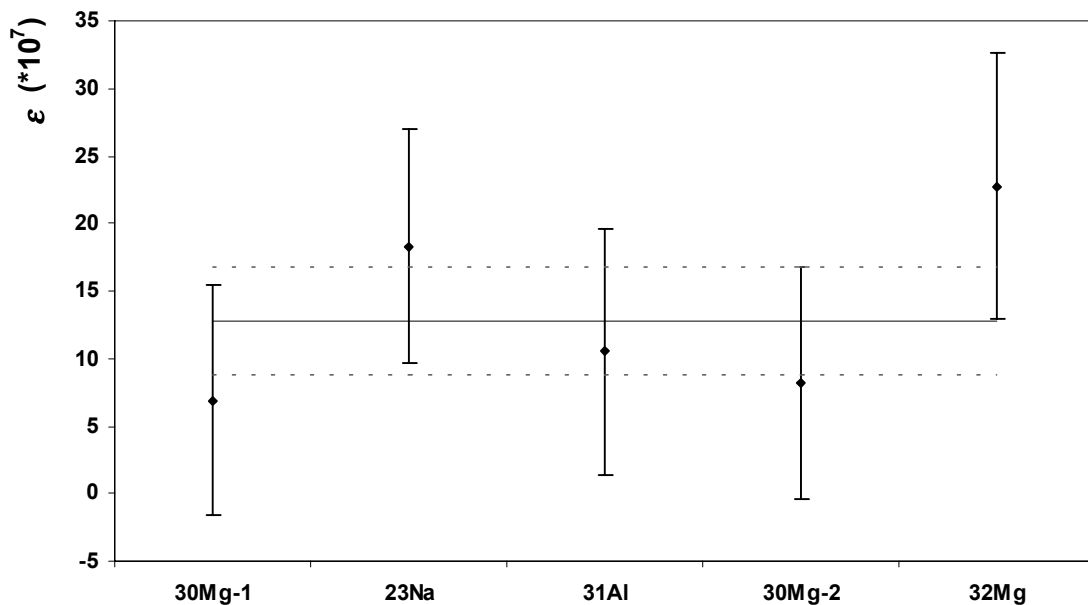


Figure 73 : Le coefficient ε de la calibration « Potassium » avec l'ajout de l'erreur systématique de $12 \cdot 10^{-7}$.

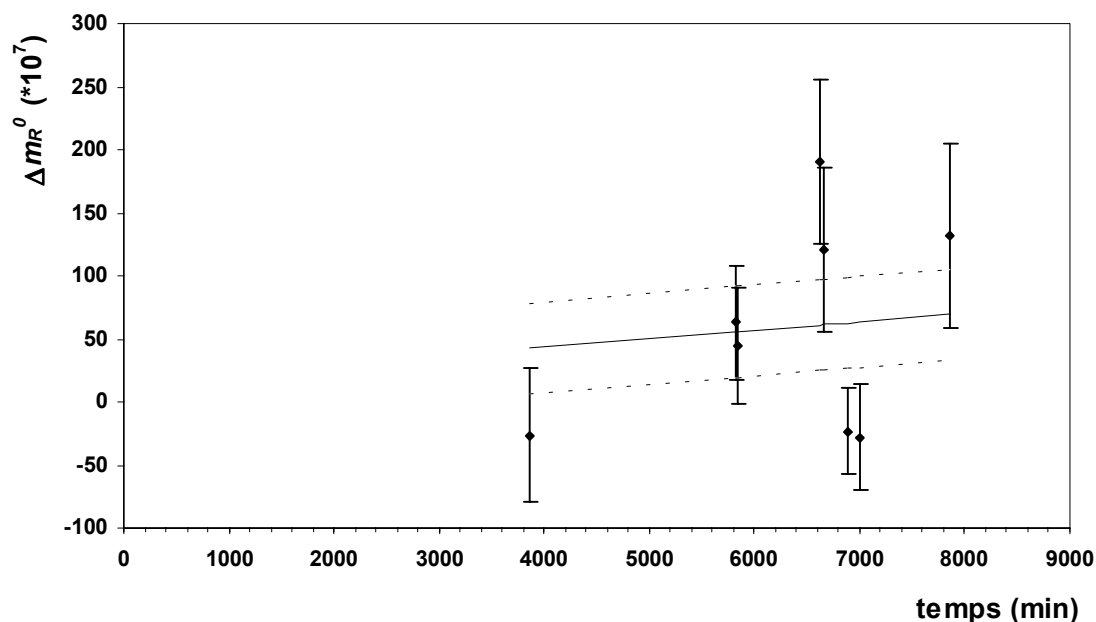


Figure 74 : Ordonnée à l'origine de la calibration « Potassium » avec l'ajout de l'erreur systématique de $12 \cdot 10^{-7}$. La barre d'erreur représentée par des pointillés tient compte de la multiplication par χ .

6.2.5 Essai de combinaison des deux calibrations

Les ordonnées à l'origine des deux calibrations (« Sodium » et « Potassium ») semblent compatibles entre elles. Leur combinaison entraîne une légère augmentation du χ^2 de l'ajustement des données pour une droite : 1,7 au lieu de 1,1. Si on applique la calibration « sodium » aux points de calibration « potassium », $\chi^2 = 4,1$ au lieu de 2,6 (Tableau 14).

On opère de la même façon pour ε . La combinaison des deux calibrations donne un χ^2 de 1,2 ce qui est acceptable. Il faut remarquer (Figure 75) que les points de la calibration « Potassium » ont tous des barres d'erreurs très grandes devant celles des « sodium » et qu'ils n'ont donc pas un très grand poids dans l'ajustement. De plus ils sont tous en dessous de la valeur moyenne. En appliquant la valeur « sodium » uniquement sur les points de « Potassium », $\chi^2 = 6,8$.

La Figure 76 décrit les mêmes données ε en fonction du saut de masse effectué lors de la mesure de calibration. On peut voir deux groupes très distincts : la calibration « Sodium » avec des sauts de masse petits et négatifs et la calibration « Potassium » avec des grands sauts de masse. Sur les mesures « Sodium », aucune corrélation n'est visible entre ε et les sauts. On en conclut que Δm_R^0 de cette calibration a été bien déterminée.

Pour toutes les raisons précédentes, il vaut mieux garder les deux calibrations séparées. Elles resteront indépendantes dans la suite de l'analyse.

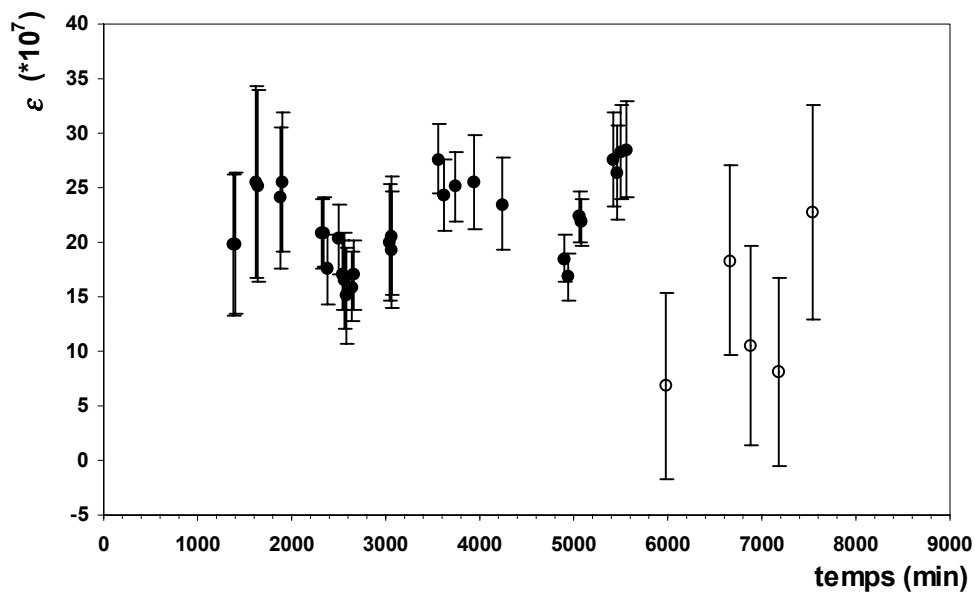


Figure 75 : Représentation de ε des deux calibrations (en losanges pleins, la calibration « Sodium » et la calibration « Potassium » (en disques vides). On voit très nettement les deux groupes.

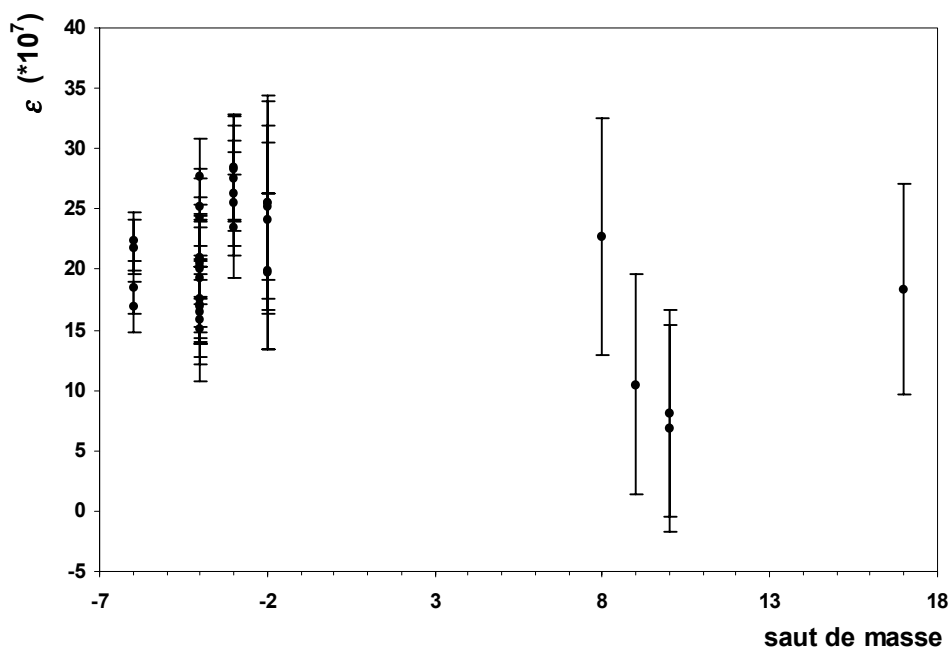


Figure 76 : ε en fonction du saut de masse. L'abscisse des points en double calibration correspond à la moyenne des deux sauts de masse effectués.

6.2.6 Saut de masse relatif

Dans la calibration des données précédemment décrites, j'ai utilisé une fonction de calibration dépendant du saut de masse absolu. Il est important de remarquer qu'une fonction dépendant du saut de masse relatif aurait été plus facile à justifier.

Nous savons que nous devons respecter $m_A \cdot U_A = m_B \cdot U_B$ (équation 2-3).

S'il existe une erreur de la valeur de la tension, une erreur sur la masse mesurée existe aussi :

$$m_A \cdot U_A = m_B^{mes} \cdot U_B^{mes} \text{ avec } m_B^{mes} = m_B + \delta m_B \text{ et } U_B^{mes} = U_B + \delta U_B$$

$$\frac{\delta m_B}{m_B} = \frac{\frac{m_A \cdot U_A}{U_B^{mes}} - \frac{m_A \cdot U_A}{U_B}}{\frac{m_A \cdot U_A}{U_B}} = \frac{U_B - U_B^{mes}}{U_B^{mes}} = \frac{-\delta U_B}{U_B^{mes}}$$

Comme les deux fonctions existantes restent indépendantes (cf 6.2.5) et se rapportent à un même noyau de référence, nos résultats de masse ne varieraient pas. Par commodité, la calibration dépendant du saut de masse absolu a été conservée.

6.3 Résultats

Cette section expose les résultats définitifs. Les calibrations étant définies, il suffit de les retrancher à toutes les valeurs brutes de masse relative.

$$\Delta m_R^{corrigé} = \Delta m_R - \varepsilon \cdot (A - B) - \Delta m_R^0 \quad (6-7)$$

$$\sigma_{\Delta m_R^{corrigé}} = \sqrt{\sigma_{\Delta m_R}^2 + \sigma_{\Delta m_R^0}^2 + \sigma_\varepsilon^2 \cdot (A - B)^2}$$

Comme l'ordonnée à l'origine dépend du temps, ce n'est qu'à ce stade que l'on peut regrouper toutes les mesures, $\Delta m_R^{corrigé}$, d'un même nucléide par une moyenne pondérée. D'après l'équation (éq.4-3) on peut déduire la masse de la relation :

$$m_B = m_B^0 \times (1 + \Delta m_R^{corrigé}) \quad (6-8)$$

Les résultats de nos mesures de masse sont reportés dans le Tableau 15. Le Tableau 16 les présente sous forme d'excès de masse. Les calibrants sont présentés dans les Tableaux 17 et 18.

Tableau 15 : La masse.

Nucléides	Masse-AME'95 (μ u)	Masse (μ u)	Erreur (μ u)	Précision ($1 \cdot 10^{-7}$)
²⁵ Ne	-83,0	24 997 706,9	32,0	12,8
²⁶ Ne	-0,4	26 000 461,1	32,6	12,5
³² Mg	-287,6	31 998 858,3	112,9	35,3

Tableau 16 : Les Excès de masse.

Nucléides	Excès de masse (keV)	Erreur (keV)	Excès de masse (μ u)	Erreur (μ u)
²⁵ Ne	-2136,0	29,7	-2293,1	32,0
²⁶ Ne	+429,5	30,4	461,1	32,6
³² Mg	-1063,5	105,2	-1141,7	112,9

Tableau 17 : Masse des calibrants ayant pour référence le sodium. v/s est la quantité unitaire prise en compte dans le calcul du χ^2 . Elle est égale au rapport de l'écart « Masse-AME'95 » sur l'erreur de la masse MISTRAL.

Nucléides	Masse-AME'95 (μ u)	Erreur (μ u)	v/s
²³ Ne	-26,2	20,1	-1,3
²³ Na	2,0	5,7	0,3
²⁵ Na	22,5	31,2	0,7
²⁵ Mg	-8,1	14,7	-0,5
²⁶ Mg	-43,5	13,2	-3,2
²⁷ Mg	12,3	13,4	0,9
²⁷ Al	5,5	14,2	0,4
²⁹ Mg	58,2	26,3	2,2
²⁹ Al	-17,8	28,2	-0,6

Tableau 18 : Masse des calibrants ayant pour référence le potassium.

Nucléides	Masse-AME'95 (μ u)	Erreur (μ u)	v/s
²³ Na	195,0	100,9	1,9
²⁶ Mg	-178,5	167,1	-1,1
³⁰ Al	3,2	123,5	0,03
³¹ Al	-274,5	114,7	-2,4

Ces résultats ont été reportés sur les Figures 77 et 78. La calibration par rapport au sodium a un très bon χ^2 (1,2) si le ²⁶Mg est excepté. Cette mesure de calibration ²⁶Mg est écartée de 3σ de la valeur de la table connue à 0,24 keV près. Les pics de résonance de ²⁶Mg ne présentent pas de défauts visibles. Ils sont symétriques, bien produits. Leur résolution est la même que celle de l'isobare ²⁶Ne (60 000). Il semble probable que ce décalage est le signe de la présence d'un contaminant non détecté. Il aurait fallu mesurer la masse de ce nucléide à une autre fréquence (cf 6.1.2.3). Le cas de ²⁹Mg est assez inhabituel sur un si petit échantillon de mesures. Il est écarté de 2σ de la valeur AME'95. Une prise de données récente confirme notre résultat avec une barre d'erreur diminuée par rapport à celui-ci. La calibration « Potassium » a un χ^2 de 3,5. Deux masses calibrantes s'écartent notablement des valeurs de AME'95 : ²³Na et ³¹Al. La mesure de ²³Na est la mesure qui a nécessité le plus grand saut de masse (18) de toute la prise de données (cf 6.1.2.1). Pour ³¹Al, la contamination par ³¹Mg (cf 6.1.2.3) ne peut pas être la cause de l'écart de 2σ . Si le pic avait contenu uniquement de ³¹Mg, le décalage en masse serait de seulement de l'ordre de 30 keV. Seule la dispersion des mesures peut donc expliquer les écarts observés.

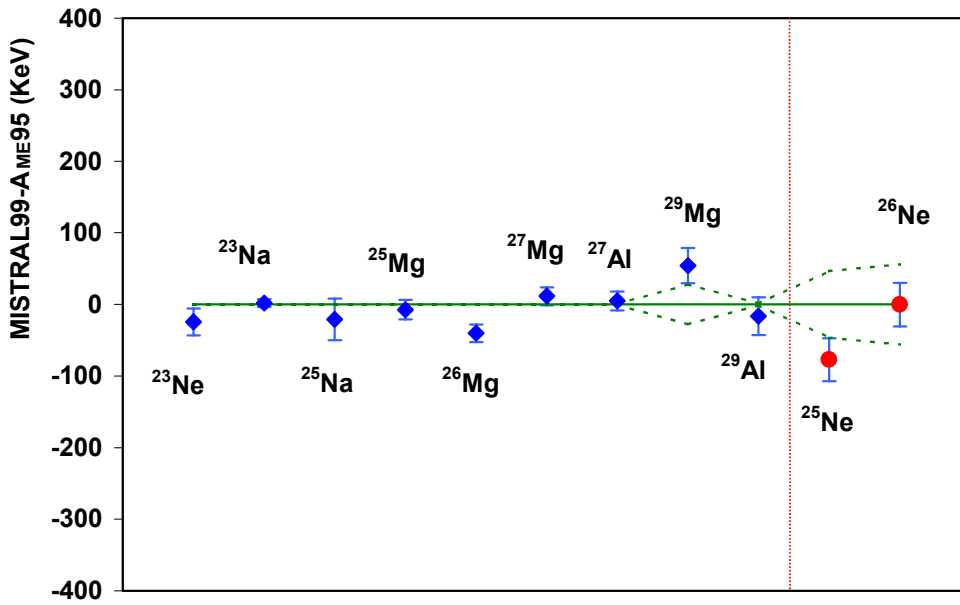


Figure 77 : Différence entre les masses des mesures MISTRAL effectuées avec la calibration « Sodium » et celles de la table AME'95 en keV. Les nucléides impliqués dans les calibrations (losanges) sont situés à gauche de la droite verticale et les mesures (disques) à droite. La précision des masses de AME'95 est indiquée par des lignes pointillées symétriques par rapport à zéro. L'ensemble est cohérent avec un $\chi^2 = 2,4$ (sans ^{26}Mg , $\chi^2 = 1,2$ donnant un degré de confiance de 20%). Les cas de ^{26}Mg et de ^{29}Mg sont discutés dans le texte. Nous confirmons et précisons la valeur de ^{26}Ne .

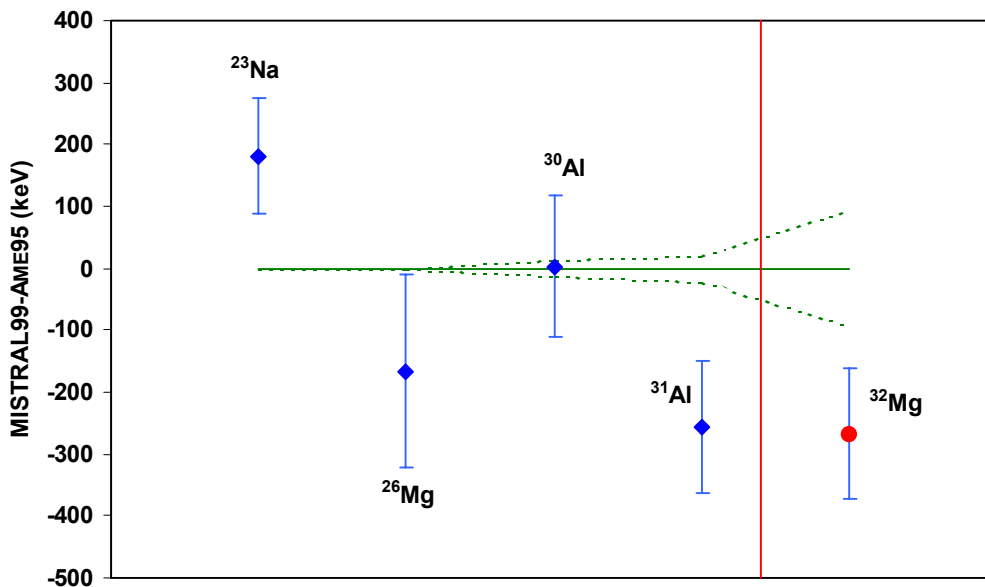


Figure 78 : Schéma analogue à la Figure 77 pour la calibration « Potassium ». La grande dispersion des mesures est le reflet de la dispersion de l'ordonnée à l'origine « Potassium ». $\chi^2=3,5$ ce qui donne un degré de confiance de 2%. De mauvais réglages de notre ligne L2 de sortie de source, des contaminants (cas ^{26}Mg) sont la cause de cette dispersion.

L'erreur totale est donc essentiellement due à l'erreur systématique de $12 \cdot 10^{-7}$. Les erreurs statistiques et instrumentales sont (Tableaux 3 à 10) de l'ordre de $1 \cdot 10^{-7}$, et même meilleures. Il est important de trouver la cause de cette erreur systématique.

6.4 Méthode d'analyse isobarique

La méthode d'analyse isobarique est une voie très prometteuse. Elle permettrait de s'affranchir de la calibration et de son erreur. En effet deux isobares venant du même faisceau d'ISOLDE ne subiront pas le décalage MISTRAL-ISOLDE et le décalage proportionnel au saut de masse sera nul. La correction de calibration sera donc nulle.

6.4.1 Mesures isobariques directes

Pour l'instant le programme d'acquisition ne permet une « mesure isobarique directe » que si la production du faisceau de référence ne varie pas au cours du temps (par exemple, à cause des éjections de protons venant frapper la cible). Il n'est pas possible de comparer deux atomes radioactifs en même temps sur des spectres différents car le mode « fréquence par fréquence » n'est pas disponible pour le spectre de référence. Le nouveau programme d'acquisition permettra ce type de mesures (cf 2.3.5.4). En supposant que la condition de stabilité dans le temps de la production est remplie, nous avons trois mesures de ^{25}Mg - ^{25}Na et deux mesures de ^{27}Al - ^{27}Mg (Figure 79). La moyenne pondérée de l'ensemble des Δm_R est $(-2,5 \pm 1,6) \cdot 10^{-7}$.

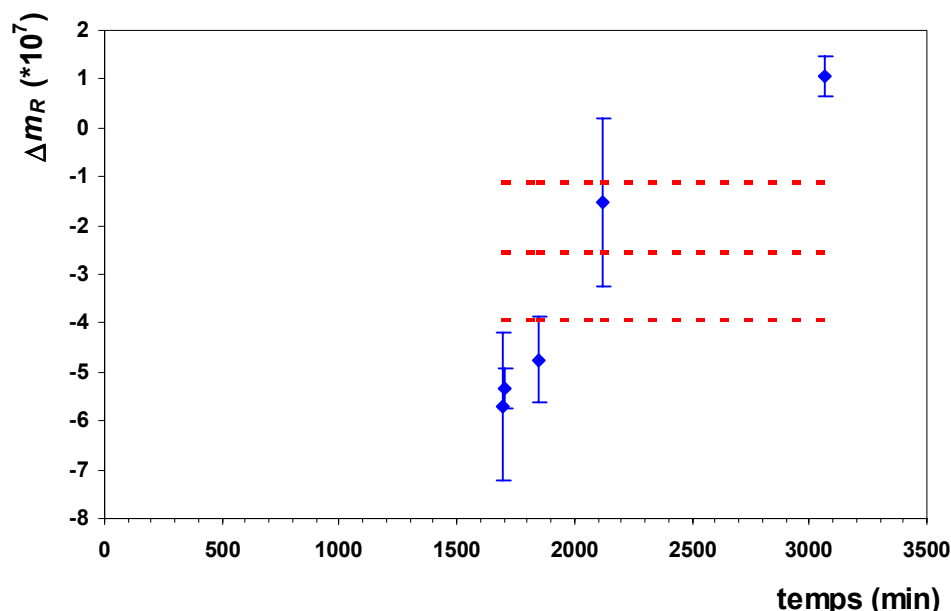


Figure 79 : « Méthode isobarique directe ». Sur cette figure sont reportées au cours du temps les mesures directes ^{25}Mg - ^{25}Na (3), ^{27}Al - ^{27}Mg (2). La moyenne pondérée des Δm_R des calibrants est $(-2,5 \pm 1,6) \cdot 10^{-7}$.

6.4.2 Mesures isobarique indirectes

En adaptant la méthode des pivots de calibration (cf 5.3.2.2), je peux reconstituer une « mesure isobarique indirecte » à partir de deux mesures non isobariques. Par exemple, à partir des mesures $^{23}\text{Na}-^{26}\text{Ne}$ et $^{23}\text{Na}-^{26}\text{Mg}$, j'obtiens celle de $^{26}\text{Mg}-^{26}\text{Ne}$, soit la mesure de masse de ^{26}Ne ayant pour référence ^{26}Mg (venant du faisceau d'ISOLDE).

En vertu de l'équation (éq.4-3) on peut écrire :

$$\frac{f_{RF\ 23Na}}{f_{RF\ 26Ne}} \cdot \frac{N_{26Ne}}{N_{23Na}} = \frac{m_{26Ne}^0 \cdot (1 + \Delta m_{R26Ne})}{m_{23Na}^0}$$

et

$$\frac{f_{RF\ 23Na}}{f_{RF\ 26Mg}} \cdot \frac{N_{26Mg}}{N_{23Na}} = \frac{m_{26Mg}^0 \cdot (1 + \Delta m_{R26Mg})}{m_{23Na}^0}$$

Le rapport de ces deux équations donne :

$$\frac{f_{RF\ 26Mg}}{f_{RF\ 26Ne}} \cdot \frac{N_{26Ne}}{N_{26Mg}} = \frac{m_{26Ne}^0 \cdot (1 + \Delta m_{R26Ne})}{m_{26Mg}^0 \cdot (1 + \Delta m_{R26Mg})}$$

si nous définissons $\Delta m_{R26Ne}^{isobar}$ par

$$\Delta m_{R26Ne}^{isobar} + 1 = \frac{f_{RF\ 26Mg}}{f_{RF\ 26Ne}} \cdot \frac{N_{26Ne}}{N_{26Mg}} \cdot \frac{m_{26Mg}^0}{m_{26Ne}^0} \text{ alors :}$$

$$1 + \Delta m_{R26Ne}^{isobar} = \frac{1 + \Delta m_{R26Ne}}{1 + \Delta m_{R26Mg}}$$

$$\frac{\sigma_{\Delta m_{R26Ne}^{isobar}}}{1 + \Delta m_{R26Ne}^{isobar}} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{\Delta m_{R26Ne}}}{1 + \Delta m_{R26Ne}} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\Delta m_{R26Mg}}}{1 + \Delta m_{R26Mg}} \right)^2}$$

sachant que $\Delta m_R \ll 1$,

$$1 + \Delta m_{R26Ne}^{isobar} \approx \Delta m_{R26Ne} - \Delta m_{R26Mg}$$

$$\sigma_{\Delta m_{R26Ne}^{isobar}} \approx \sqrt{\sigma_{\Delta m_{R26Ne}}^2 + \sigma_{\Delta m_{R26Mg}}^2}$$

Les mesures sont choisies soigneusement : successives dans un temps très court, sans changement de champ magnétique d'ISOLDE ou de MISTRAL, et sans changement des lignes de transport de faisceau. Quatorze mesures indiquées par un indice « i » dans les Tableaux 3 à 5 correspondent à ces critères. Les mesures $^{23}\text{Na}_{ISO}-^{23}\text{Ne}_{ISO}$, $^{25}\text{Mg}_{ISO}-^{25}\text{Na}_{ISO}$ et $^{27}\text{Al}_{ISO}-^{27}\text{Mg}_{ISO}$ servent de calibration et j'en tire la mesure du $^{26}\text{Mg}_{ISO}-^{26}\text{Ne}_{ISO}$.

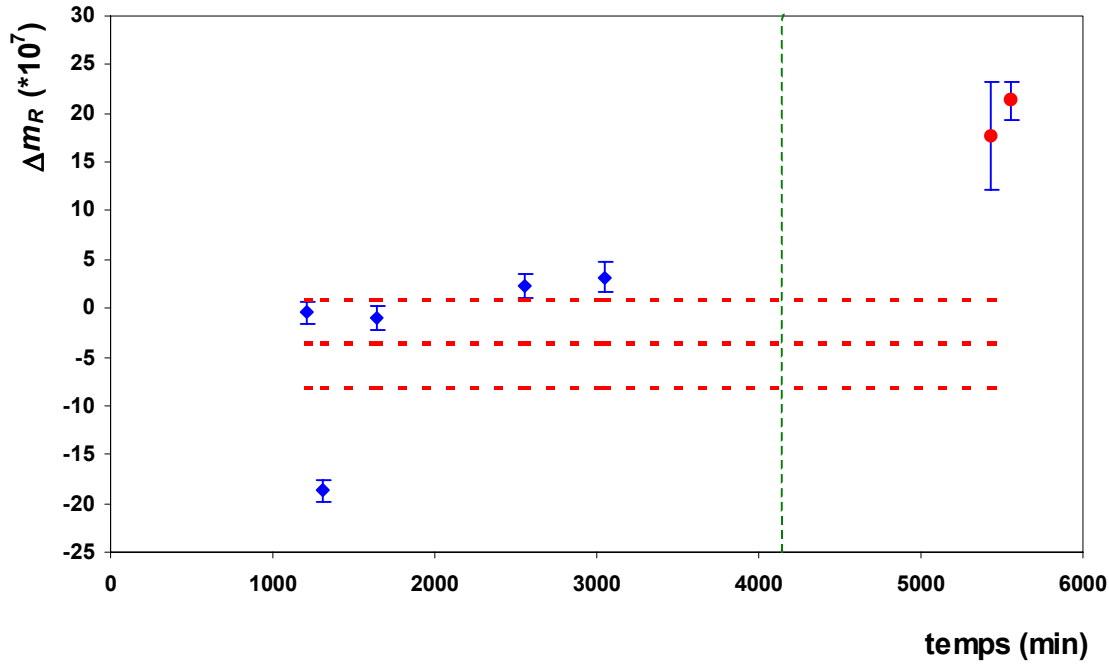


Figure 80 : « Méthode isobarique indirecte ». Sur cette figure sont reportées de gauche à droite au cours du temps les mesures $^{23}\text{Na}-^{23}\text{Ne}(2)$, $^{25}\text{Mg}-^{25}\text{Na}$, $^{27}\text{Al}-^{27}\text{Mg}(2)$, $^{26}\text{Mg}-^{26}\text{Ne}(2)$. Le Δm_R des calibrants, à gauche de la droite verticale, est bien compatible avec zéro. La valeur moyenne pondérée des Δm_R des calibrants avec sa barre d'erreur externe correspondant à $\chi^2 = 65$ est représenté en pointillé et vaut $(-3,7 \pm 4,5) \cdot 10^{-7}$ avec une dispersion de $3,6 \cdot 10^{-7}$ en prenant en compte la mesure $^{23}\text{Na}-^{23}\text{Ne}$ éloignée des autres mesures. En l'éliminant du calcul, la moyenne pondérée s'approche de zéro : $(0,7 \pm 1,1) \cdot 10^{-7}$ avec $\chi^2 = 2,7$ et une dispersion de $0,8 \cdot 10^{-7}$.

Les calibrants ont tous un Δm_R proche de zéro, valeur attendue. Seule une mesure de $^{23}\text{Na}-^{23}\text{Ne}$ augmente la dispersion de l'ensemble ($\chi^2 = 65$ devient égal à 2,7 si on enlève cette mesure). La moyenne pondérée de l'ensemble des calibrants vaut $(-3,7 \pm 4,5) \cdot 10^{-7}$. Pour prendre en compte cette dispersion, une erreur systématique de $4 \cdot 10^{-7}$ est ajoutée quadratiquement à toutes les mesures.

La masse de ^{26}Ne par cette méthode est de $(26\,000\,514,1 \pm 9,7) \mu\text{u}$. L'écart par rapport à la table AME'95 est de $52,6 \mu\text{u}$, la précision sur la mesure est de $3,7 \cdot 10^{-7}$. Cette valeur de masse n'est pas compatible avec celle de la méthode non isobarique (Tableau 16).

Nous avons observé (Tableau 17) que notre mesure de ^{26}Mg s'écartait de façon significative de AME'95 de $(-43 \pm 13) \mu\text{u}$ soit $3,3\sigma$. Nous sommes amenés à supposer que notre faisceau de ^{26}Mg pourrait être contaminé. Si cette contamination n'a pas varié au cours du temps, ce serait elle qui serait responsable de l'écart observé ci-dessus pour ^{26}Ne . Si la masse de ^{26}Mg est prise égale à celle du mélange, donc à celle déduite du Tableau 17, ^{26}Ne aura pour masse :

$$(26\,000\,460,5 \pm 8,5) \mu\text{u}$$

avec un écart par rapport à AME'95 de $-0,9 \mu\text{u}$ et une précision de $3 \cdot 10^{-7}$.

Cette valeur correspond à celle trouvée par la première méthode. Il existe donc bien un problème avec ^{26}Mg . Le fait de retrouver la valeur de ^{26}Ne correspondant à celle de AME'95

est encourageant : la méthode des isobares est très prometteuse car elle permet déjà d'atteindre des précisions bien supérieures à celles atteintes par la première méthode ($3 \cdot 10^{-7}$ au lieu de $12 \cdot 10^{-7}$). Si la mesure déviante (Figure 80) n'est qu'un accident, on pourrait même atteindre des précisions encore meilleures. Dans le Tableau 19 sont récapitulées les masses des différents nucléides mesurés par la méthode des isobares.

Tableau 19 : Masses des nucléides mesurés par la méthode des isobares.

Nucléides	Masse (μ)	Erreur (μ)	Précision de la mesure (10^{-7})	Masse-AME'95 (μ)
^{23}Ne	22 994 445,3	6,8	2,9	-22,0
^{25}Na	24 989 951,9	10,5	4,2	-2,5
^{25}Na direct	24 989 941,2	5,9	2,4	-13,5
^{27}Mg	26 984 348,0	8,1	3,0	7,3
^{27}Mg direct	26 984 340,1	7,8	2,9	-0,615
^{26}Ne non corrigée	26 000 514,1	9,7	3,7	52,6
^{26}Ne corrigée	26 000 460,5	8,5	3,2	-0,9

6.5 Conclusion

Nous avons ajouté une erreur systématique à toutes nos mesures pour avoir confiance dans nos résultats. Dans l'avenir nous espérons trouver la cause de cette erreur et déterminer de nouvelles masses avec des précisions encore meilleures. La méthode isobarique semble pouvoir être une solution très intéressante. Aucune calibration n'est nécessaire et la dispersion de nos résultats est beaucoup plus faible ($4 \cdot 10^{-7}$) que celle observée par la méthode classique ($12 \cdot 10^{-7}$).

6.6 Proposition d'amélioration du protocole de mesures

Suite à cette première partie de l'analyse des données, voici quelques suggestions d'amélioration du protocole expérimental dans le cas d'une expérience avec une source plasma.

- Le réglage du spectromètre sur le faisceau stable d'ISOLDE nécessite un grande minutie. Le faisceau doit passer le plus près possible de la trajectoire nominale. Les angles induits par les corrections de trajectoires doivent être les plus petits possibles. Dans le cas d'un réglage parfait, le terme Δm_R^0 de la calibration serait alors nul.
- Une étude systématique avec et sans protons du spectre de transmission en fonction de la fréquence pour toutes les masses étudiées est indispensable. S'il n'y a pas de possibilités d'identification des isobares, il faut au moins repérer leur fréquence de résonance et si possible leur rang harmonique pour connaître leur masse. Ils pourront alors servir de référence.
- La mesure de la fréquence de résonance de l'ion à deux fréquences assez éloignées vérifie l'absence de contamination parasite non détectée.

- Une acquisition à fréquence fixe pour chaque nucléide permet de mieux connaître la décroissance en temps des ions mesurés.
- Certains isobares bien identifiés peuvent permettre des mesures ISOLDE-ISOLDE par la « méthode isobarique » pour s'affranchir de la calibration et diminuer les erreurs systématiques. La précision du résultat de la mesure est alors bien meilleure.

7 ÉVALUATION ET DISCUSSION DES RESULTATS

7.1 Évaluation des masses

L'évaluation des masses est une démarche importante pour la connaissance des masses et plus généralement des nucléides. Il s'agit de comparer les résultats sur les masses produits par différentes méthodes pour un même noyau. Grâce à la calibration des mesures effectuées, et l'ajout d'une erreur systématique de $12 \cdot 10^{-7}$, nous nous sommes assurés de la cohérence interne de nos résultats de masses. Il s'agit maintenant d'étudier la cohérence que je pourrais appeler externe, c'est-à-dire la cohérence de nos résultats par rapport aux résultats antérieurs ayant contribué à la table AME'95 [AME95].

Dans cette table, les résultats sont présentés en relation avec la méthode de mesure de manière à conserver tous les liens entre les différentes masses. En effet, une mesure de masse par énergie de réaction, par exemple, peut voir son résultat amélioré des années plus tard si une des masses de la relation a été mesurée de façon plus précise. Les mesures de masse par spectrométrie sont souvent faites par comparaison avec une masse de référence très précise. Aucune amélioration n'est envisageable. Dans notre cas les masses mesurées n'auront aucune incidence sur d'autres masses. On les appelle masses secondaires.

Les mesures effectuées par différentes méthodes apportent leurs contributions à l'évaluation. Cette contribution dépend essentiellement de leur barres d'erreurs. Les mesures ayant un poids trois fois inférieur à la plus précise d'entre elles sont retirées de l'évaluation.

Dans cette section, l'évaluation des résultats des mesures de masses effectuées en avril 1999 est discuté pour les nucléides ^{25}Ne , ^{26}Ne et ^{32}Mg .

7.1.1 ^{25}Ne

Deux autres mesures de la masse de ^{25}Ne ont été faites par énergies de réaction en 1973 et en 1985.

- Wilcox et al. [WIL73] ont réalisé leur expérience en 1973 au laboratoire Lawrence Berkeley aux États-Unis. Un faisceau de ^7Li sur une cible de magnésium enrichi en ^{26}Mg permet de mesurer l'énergie de réaction de $^{26}\text{Mg}(^7\text{Li}, ^8\text{B})^{25}\text{Ne}$. Ils ont observé $Q = -22050 \pm 100 \text{ keV}$ soit un excès de masse de $-2180 \pm 100 \text{ keV}$.
- Woods et al. [WOO85] ont mesuré la masse de ^{25}Ne à partir de la réaction $^{26}\text{Mg}(^{13}\text{C}, ^{14}\text{O})^{25}\text{Ne}$. Ils ont projeté un faisceau d'ions de $^{13}\text{C}^{6+}$ sur une cible de

magnésium enrichie en ^{26}Mg . Cette réaction a une section efficace plus grande que celle utilisée par Wilcox et al [WIL73]. La réaction $^{26}\text{Mg}(^{13}\text{C}, ^{16}\text{O})^{23}\text{Ne}$ a été utilisée pour calibrer en énergie les spectres obtenus. Pour la réaction $(^{13}\text{C}, ^{14}\text{O})$, $Q = -19067 \pm 50$ keV soit un excès de masse de -2028 ± 51 keV.

- MISTRAL99 est une mesure par spectrométrie de masse. L'excès de masse est de -2136 ± 30 keV.

La valeur moyenne des trois mesures donne un excès de masse de -2112 ± 25 keV et une masse atomique de $24\,997\,732 \pm 27$ μu . Les trois mesures sont en accord entre elles. Elles sont représentées sur la Figure 81. Le χ^2 de l'ensemble est de 1,9 le désaccord le plus important étant dû à Woods et al. (Tableau 20). La valeur MISTRAL99 a maintenant le poids le plus fort dans la valeur moyenne. La précision sur la masse de ^{25}Ne est améliorée d'un facteur 2 par rapport à AME'95. L'écart entre la valeur de masse de ^{25}Ne dans AME'95 et la nouvelle moyenne est de -53 keV.

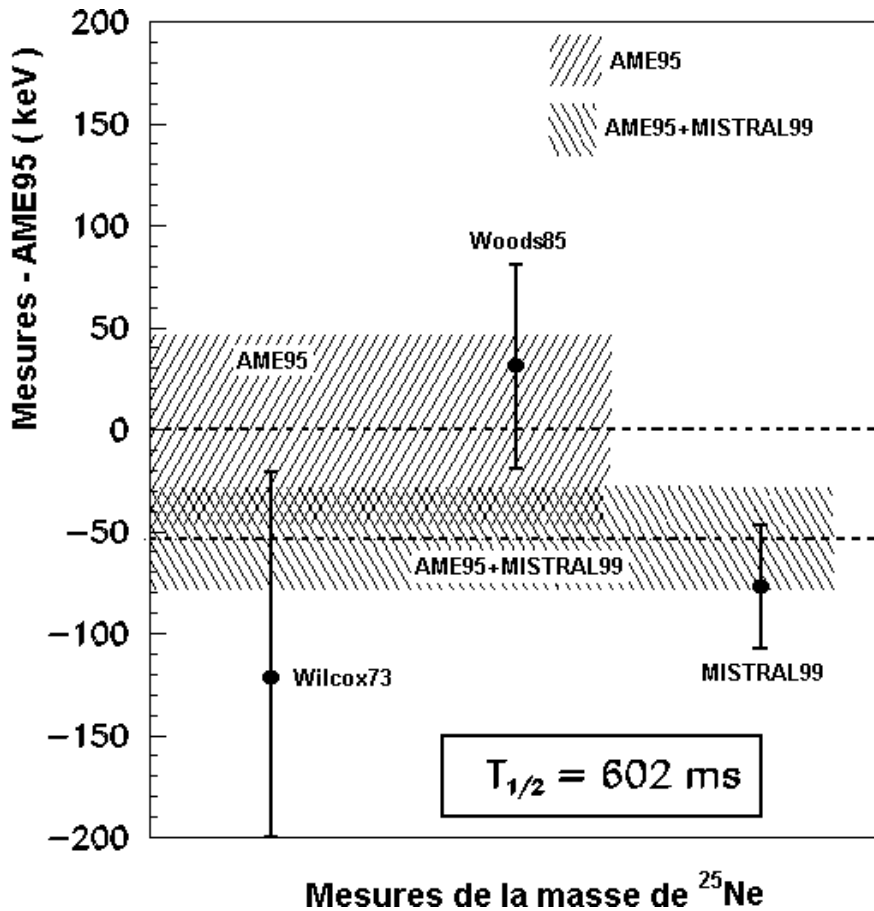


Figure 81 : Comparaison des trois mesures de ^{25}Ne . Les zones hachurées représentent la limite à 1σ des valeurs AME'95 et AME'95+MISTRAL99. Les mesures sont obtenues de gauche à droite par : deux énergies de réaction [WIL73] et [WOO85] ; et par spectrométrie de masse radiofréquence (ce travail).

7.1.2 ^{26}Ne

Deux autres mesures de ^{26}Ne ont été faites en 1980 et en 1991.

- La première est une détermination de la masse par énergie de réaction. Nann et al. [NAN80] bombardent une cible de ^{26}Mg avec le faisceau de π^- de LAMPF. La réaction $^{12}\text{C}(\pi^-, \pi^+)^{12}\text{Be}$ a été utilisée pour calibrer les énergies de l'état fondamental et des états excités de ^{26}Ne . Le spectre en énergie présenté dans l'article est très dégagé de tout bruit de fond. L'état fondamental est facilement identifiable car il n'y a aucun coup à gauche du pic le plus produit. L'énergie de réaction vaut $Q = -17676 \pm 72$ keV soit un excès de masse de 440 ± 70 keV.
- La dernière mesure effectuée avant celle de MISTRAL99 est celle de Orr et al. [ORR91] en 1991 par temps de vol au GANIL. Au cours de cette expérience les masses de 39 nucléides riches en neutrons ont été mesurés dans la gamme de masse 17-37. L'excès de masse est égal à 420 ± 80 keV.
- MISTRAL99 par spectrométrie de masse radiofréquence au CERN (ce travail). L'excès de masse mesuré est de 429 ± 30 keV.

Les trois mesures sont reportées sur la Figure 82 dans l'ordre chronologique. Celle de MISTRAL99 est très cohérente avec les deux autres. Cette dernière mesure vient confirmer et préciser la valeur de la table AME'95. Comme dans le cas de ^{25}Ne , la mesure est améliorée d'un facteur 2. Le χ^2 de l'ensemble est de 0,02, soit un très bon degré de confiance. La masse de ^{26}Ne est $26\,000\,462 \pm 28$ μu .

7.1.3 ^{32}Mg

Cette masse a déjà été mesurée quatre fois par temps de vol avant la mesure MISTRAL99. Deux séries viennent du GANIL [GIL87, ORR91] et deux autres ont été faites par l'expérience TOFI à Los Alamos [VIE86, ZHO91]. MISTRAL99 trouve ^{32}Mg (Figure 83) plus lié d'environ 280 keV que la moyenne des expériences précédentes. Malgré la difficulté de la calibration « Potassium » et la grande barre d'erreur qui en résulte, elle est la plus précise et elle tire à présent la valeur évaluée vers une masse nettement plus liée. MISTRAL99 est en bon accord avec l'ensemble des autres mesures : $\chi^2 = 1,3$. Le plus grand désaccord se situe, comme pour ^{30}Na présenté dans la référence [TOA99], avec l'expérience Zhou91. Cette expérience est constituée de deux sous-ensembles représentés sur la Figure 83 par des cercles vides. MISTRAL99 est en très bon accord avec l'expérience appelée *B* [ZHO91]. L'étude des écarts pondérés $\frac{\text{mesureA} - \text{mesureB}}{\sqrt{\sigma_{\text{mesureA}}^2 + \sigma_{\text{mesureB}}^2}}$ (Figure 84-b) révèle que ces écarts correspondent à un

ensemble statistique gaussien : $\sigma = 0,8$. Les barres d'erreurs des mesures Zhou91 sont donc évaluées correctement puisque σ doit tendre vers 1 dans l'idéal. Mais l'ensemble statistique n'est pas centré sur 0 mais sur 0,6. Les mesures *A* semblent avoir systématiquement des excès de masses plus grands que ceux des mesures de l'ensemble *B*. Pour avoir une quantification de ce décalage, la moyenne pondérée de l'ensemble *mesureA-mesureB* a été calculée (Figure 84-a). L'écart est de 200 ± 70 keV, donc significatif avec 3σ . Les deux expériences utilisent la même procédure mais sont optimisées pour couvrir des zones en *Z* légèrement

différentes. De plus la durée de collection n'est pas la même (12 jours pour le groupe *B* et 30 jours pour le groupe *A*). Dans la référence [ZHO91], il n'y a aucune indication de la cause de l'écart systématique de masse entre les deux expériences *A* et *B*. Notre résultat, s'il se confirmait pour d'autres noyaux, pourrait amener à décaler les résultats du groupe de mesures *A* de Zhou91 de quelques -200 keV.

L'excès de masse de ^{32}Mg , en gardant la valeur moyenne des deux groupes de mesures pour Zhou91, est de -901 ± 68 keV

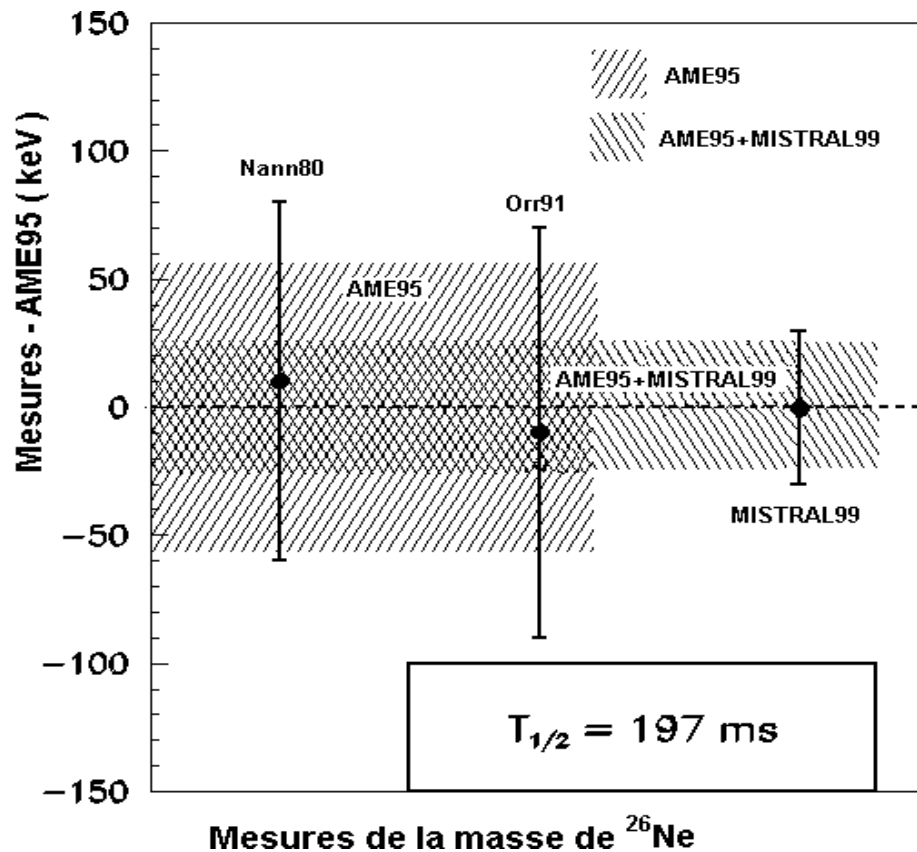


Figure 82 : Comparaison des trois mesures de ^{26}Ne . Les zones hachurées représentent la limite à 1σ des valeurs AME'95 et AME'95+MISTRAL99. Les mesures sont obtenues de gauche à droite par : énergie de réaction avec des pions à LAMPF [NAN80] ; technique temps de vol au GANIL [ORR91] ; et par spectrométrie de masse radiofréquence (ce travail).

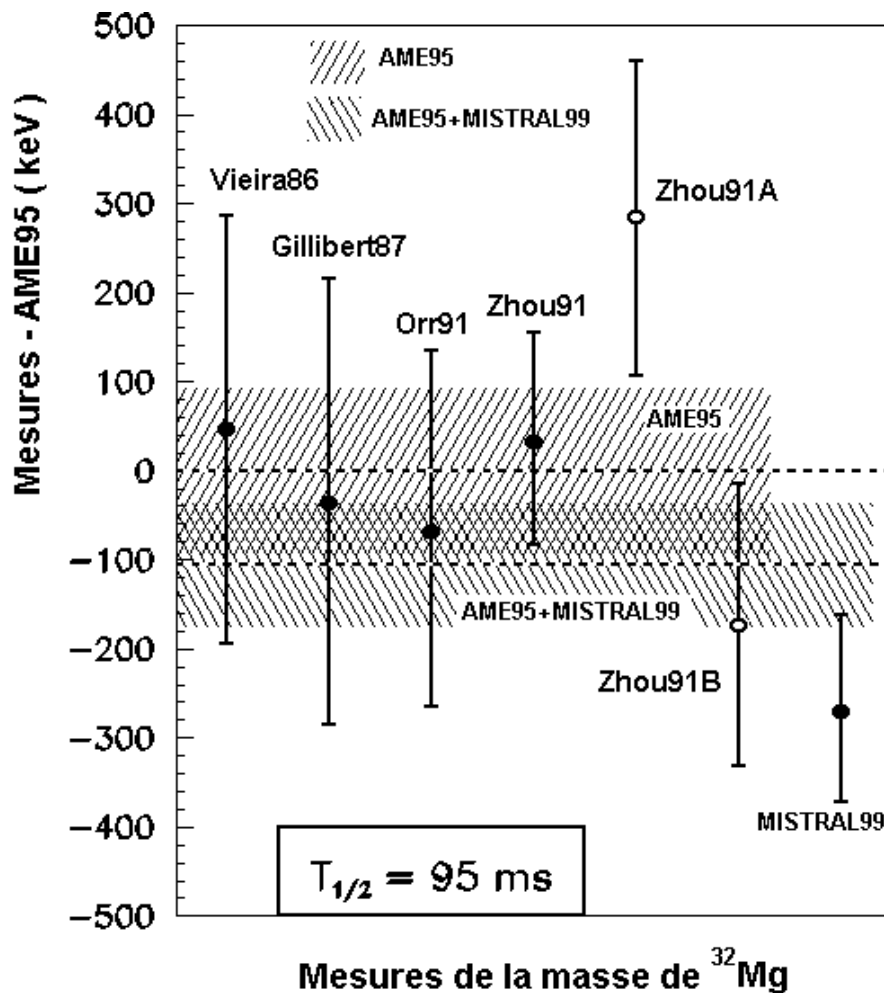


Figure 83 : Comparaison des cinq mesures de ³²Mg (cercles pleins). Les zones hachurées représentent la limite à 1σ des valeurs AME'95 et AME'95+MISTRAL99. Les mesures sont obtenues de gauche à droite par : techniques temps de vol à LAMPF [VIE86], GANIL [GIL87], GANIL [ORR91] et LAMPF [ZHO91] ; et par spectrométrie de masse radiofréquence (ce travail). Les mesures représentées en cercles vides (ZhouA et ZhouB) correspondent aux deux sous-ensembles décrits dans [ZHO91]. Zhou91B est en meilleur accord avec MISTRAL99 que Zhou91A. L'étude (Figure 84) de l'ensemble des deux campagnes de mesures ZhouA et ZhouB révèle un décalage entre les deux séries de mesures.

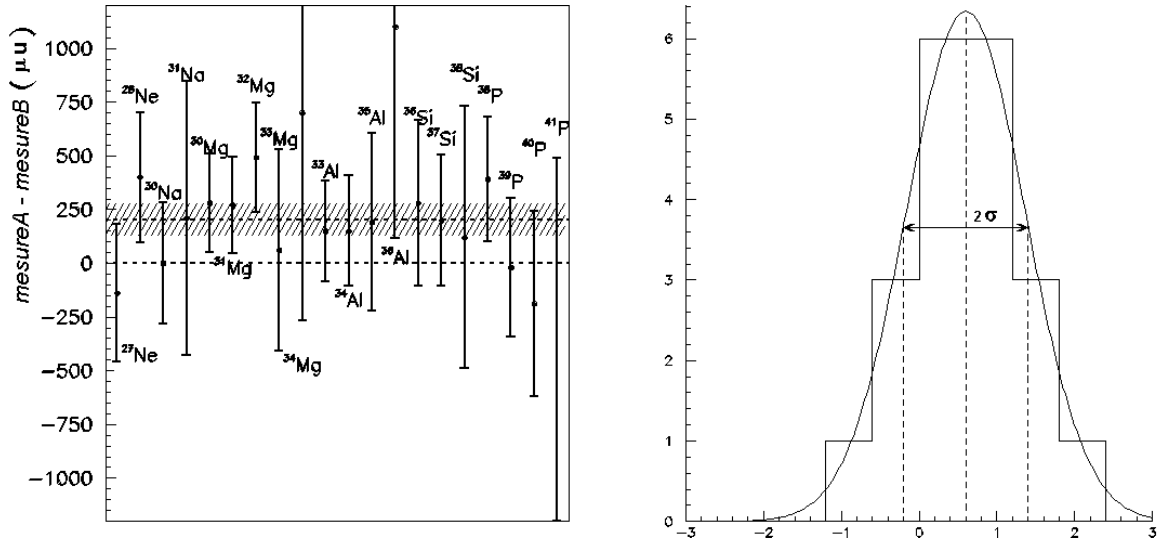


Figure 84 : Comparaison entre les deux campagnes de mesures décrites dans la référence [ZHO91]. En (a) sont représentés les écarts entre les deux ensembles et, en hachuré, la moyenne pondérée de ces écarts. Les deux ensembles de mesures sont décalés de 200 ± 70 keV. En (b) la quantité $\frac{\text{mesureA}-\text{mesureB}}{\sqrt{\sigma_{\text{mesureA}}^2+\sigma_{\text{mesureB}}^2}}$ montre que l'ensemble est bien un ensemble statistique gaussien mais il n'est pas centré sur 0.

7.1.4 Masses évaluées avec les résultats de MISTRAL

Nous venons d'effectuer une nouvelle évaluation des masses de ^{25}Ne , ^{26}Ne et ^{32}Mg en incluant les résultats de MISTRAL. Dans le Tableau 20 sont récapitulées les mesures utilisées pour l'évaluation des masses de ces trois nucléides. Le plus grand écart entre la nouvelle évaluation et AME'95 est de -106 keV pour ^{32}Mg . Ceci est dû en grande partie à la valeur de Zhou91 qui avait le plus grand poids dans la détermination de cette masse dans AME'95. Le poids relatif d'une mesure peut être défini par son rapport avec le poids total :

$$\frac{1}{\sigma_{\text{total}}^2} \text{ avec } \frac{1}{\sigma_{\text{total}}^2} = \frac{1}{\sigma_{\text{MIS}}^2} + \frac{1}{\sigma_{\text{exp1}}^2} + \frac{1}{\sigma_{\text{exp2}}^2}.$$

MISTRAL99 a maintenant le plus grand poids relatif dans la détermination de la masse des trois nucléides avec des valeurs allant de 40% pour ^{32}Mg à 75% pour ^{26}Ne où MISTRAL99 a seulement précisé la valeur sans la décaler.

7.1.5 Conclusions

L'ensemble de nos mesures d'avril 1999 sont compatibles avec les mesures antérieures effectuées par d'autres méthodes de mesures de masse. Nos travaux permettent d'améliorer nettement la précision des masses de ^{25}Ne , ^{26}Ne et ^{32}Mg . Malgré des difficultés d'analyse dues à des isobares trop nombreux, nous sommes confiants dans nos résultats.

Notre résultat de masse de ^{32}Mg montre une sur-liaison par rapport à AME'95. L'importance des valeurs des énergies de liaison autour de $N = 20$ nous pousse à examiner la question dans la section suivante.

Tableau 20 : Excès de masse et poids de toutes les mesures dans la détermination des masses de ^{25}Ne , ^{26}Ne et ^{32}Mg . MISTRAL a maintenant le poids le plus grand sur ces trois mesures de masse.

Nucléides	Excès de masse (keV)		Écart entre les deux valeurs (keV)	Poids des différentes mesures sur la moyenne totale (%)	ν/s
	AME'95	AME'95 + MISTRAL			
^{25}Ne	-2059 (47)	-2112 (25)	-53	MISTRAL99 : 69 Woods85 : 25 Wilcox73 : 6	-0,8 1,7 -0,7
^{26}Ne	430 (56)	430 (26)	0	MISTRAL99 : 75 Nann80 : 14 Orr91 : 11	-0,03 0,1 -0,1
^{32}Mg	-796 (93)	-901 (68)	-106	MISTRAL99 : 41 Zhou91 : 32 Zhou91A : 14 Zhou91B : 18 Orr91 : 11 Vieira86 : 8,0 Gillibert87 : 7,0	-1,5 1,2 2,2 -0,4 0,2 0,6 0,3

7.2 Discussion et modèles

Du point de vue expérimental comme théorique, la région $N \approx 20$ est un enjeu important pour la compréhension de la structure nucléaire et l'étude des modèles loin de la stabilité.

7.2.1 Les observables

Les premières mesures de masses (Na) et du niveau d'énergie du premier état excité 2^+ (Mg) de la région $N \approx 20$ et $Z \approx 11-12$ ont été effectuées en 1975 par Thibault et al. [THI75] et par Détraz et al. [DET79] en 1979. Les anomalies détectées dans le comportement nucléaire de ces deux chaînes isotopiques sont alors interprétées [CAM75] comme des déformations. Ces études ont attiré l'attention, ces dix dernières années, sur la région $N \approx 20$, assez proche de la drip-line neutron. Cette région a depuis été étudiée par différentes expériences (mesures de masses, mesures du niveau d'énergie du premier état 2^+ dans les noyaux pairs-pairs, mesures de la probabilité de transition de ce premier état excité 2^+ vers le fondamental). À chaque fois, des anomalies du comportement local de cette région de la carte des noyaux ont été détectées :

- Les masses mesurées [DET83, ZHO91, GIL87, VIE86, ORR91, GOF82] sont sur-liées par rapport au comportement attendu pour une fermeture de couche. L'étude de cette sur-liaison est l'objet de ce chapitre.
- Le premier niveau d'énergie d'excitation 2^+ des noyaux pairs-pairs se situe aux alentours de 1,5 MeV pour les isotopes de magnésium et même un peu plus pour les couches fermées comme par exemple pour la sous-couche fermée $N=14$ (Figure 85). Si le noyau se déforme, on observe un abaissement du premier niveau excité 2^+ ainsi qu'un espacement caractéristique (proportionnel à $l.(l+1)$ où l est le moment orbital) entre les différents états excités. Le premier niveau d'énergie d'excitation de ^{32}Mg a été trouvé relativement bas à 885 keV [GUI84].
- La probabilité de transition de ce premier niveau d'énergie 2^+ des noyaux pairs-pairs [PRI99] déformés vers le fondamental est plus forte que dans les noyaux sphériques.

Les mesures de masses étant l'objet de cette thèse, je vais m'intéresser à l'observation, par les mesures de masses, du phénomène de déformation de la région $N \approx 20$.

Les masses sont des données globales : seules les anomalies ou changements du comportement de la structure nucléaire impliquant des variations importantes d'énergie de liaison sont observables mais sans permettre d'en identifier la cause. D'autres expériences sur les mêmes noyaux permettent de conclure sur la structure proposée.

On pourrait directement étudier la surface de masse mais il est préférable de construire un ensemble de courbes S_{2n} de la région en question où S_{2n} est l'énergie nécessaire pour arracher deux neutrons au noyau étudié (annexe 9.1). Il s'agit en fait d'une dérivée de la surface des masses qui met mieux en évidence les éventuelles structures (Figure 86). Ces courbes ont un comportement en pente douce : l'énergie S_{2n} diminue avec l'augmentation du nombre de neutrons. La drip-line se situe au moment où l'énergie de séparation d'un ou de deux neutrons devient négative. Les courbes S_{2n} s'étendent sur des énergies de plusieurs MeV et nous recherchons un effet de seulement 1 MeV ou moins. Il est donc assez difficile d'observer directement des différences de comportement sur une figure du type Figure 86. Les effets de structures peuvent être dilatés en ramenant artificiellement les courbes S_{2n} proches de

l'horizontale. On retranche une droite ajustée grossièrement sur la courbe S_{2n} des isotopes du magnésium (Figure 87).

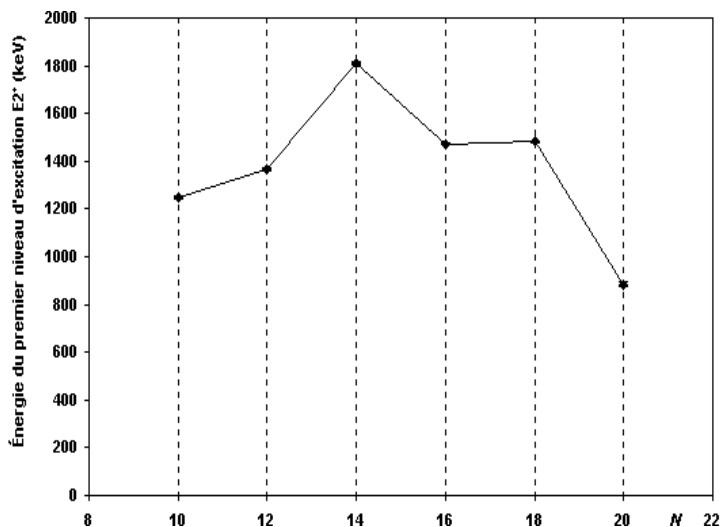


Figure 85 : Variation avec N de l'énergie du premier niveau 2^+ dans les isotopes pairs-pairs de magnésium. À $N = 14$, on voit une augmentation de cette énergie. Elle est due à la fermeture de sous-couche $1d_{5/2}$. Le niveau d'énergie baisse brusquement pour ^{32}Mg ($N = 20$) alors qu'il était à peu près constant pour un nombre de neutrons inférieur ou égal à 18.

Une des structures nucléaires qui vont être étudiées dans ce travail sont les fermetures de couche. Après les nombres magiques, une brusque diminution de l'énergie de liaison est observée : en effet le neutron supplémentaire se place sur une couche d'énergie supérieure beaucoup moins liée que la précédente. On observe ainsi un comportement doux et lisse entre deux nombres magiques (pendant le remplissage des couches) suivi de brusques diminutions après ceux-ci. Pour les noyaux proches de la stabilité, $N = 20$ est une fermeture de couche. Sur la Figure 86, ce phénomène est visible pour les isotopes de phosphore (P) et de soufre (S). Les isotopes de Al, Mg, Na, Ne n'ont pas ce comportement.

Pour les noyaux $N = Z$, on observe une sur-liaison dite de « Wigner » qui se traduit, pour $N = Z+1$ et $N = Z+2$, par une chute des courbes S_{2n} . Cette chute est visible sur les Figures 86 et 87 depuis $^{16,17,18}\text{O}$ jusqu'à $^{32,33,34}\text{S}$.

Aucun effet de fermeture de sous-couche ($1d_{5/2}$) à $N = 14$ n'est observé alors qu'une différence d'énergie importante est attendue entre les niveaux $2s_{1/2}$ et $1d_{5/2}$. Il apparaît à $N = 15$ une forte chute de la fonction S_{2n} (Figure 87), pour $^{23}\text{O}_{15}$, $^{24}\text{F}_{15}$, $^{25}\text{Ne}_{15}$, $^{26}\text{Na}_{15}$, $^{27}\text{Mg}_{15}$. L'effet, pour $^{28}\text{Al}_{15}$, $^{29}\text{Si}_{15}$, $^{30}\text{P}_{15}$ et $^{31}\text{S}_{15}$, se mélange avec l'effet du terme de Wigner. Cette observation à $N = 15$ avait déjà été signalée par Vieira et al. dans la référence [VIE88].

La déformation est la structure nucléaire qui régit les noyaux loin de la stabilité au-dessus de $N=18$. Les mesures de MISTRAL de ^{30}Na et ^{32}Mg donnent des valeurs de masses plus liées que celles de la table de masses, 180 keV pour ^{30}Na et 280 keV pour ^{32}Mg . L'anomalie au-delà de $N = 18$ est donc renforcée par les mesures de masse de MISTRAL. À partir des données expérimentales disponibles, seule une limite « gauche » de cette zone de déformation, tracée sur la Figure 87, peut être définie. Elle semble assez locale et centrée sur ^{32}Na . Pour avoir une idée plus précise de son étendue, il faudrait plus de mesures de masses vers des noyaux plus exotiques avec une précision meilleure que 500 keV.

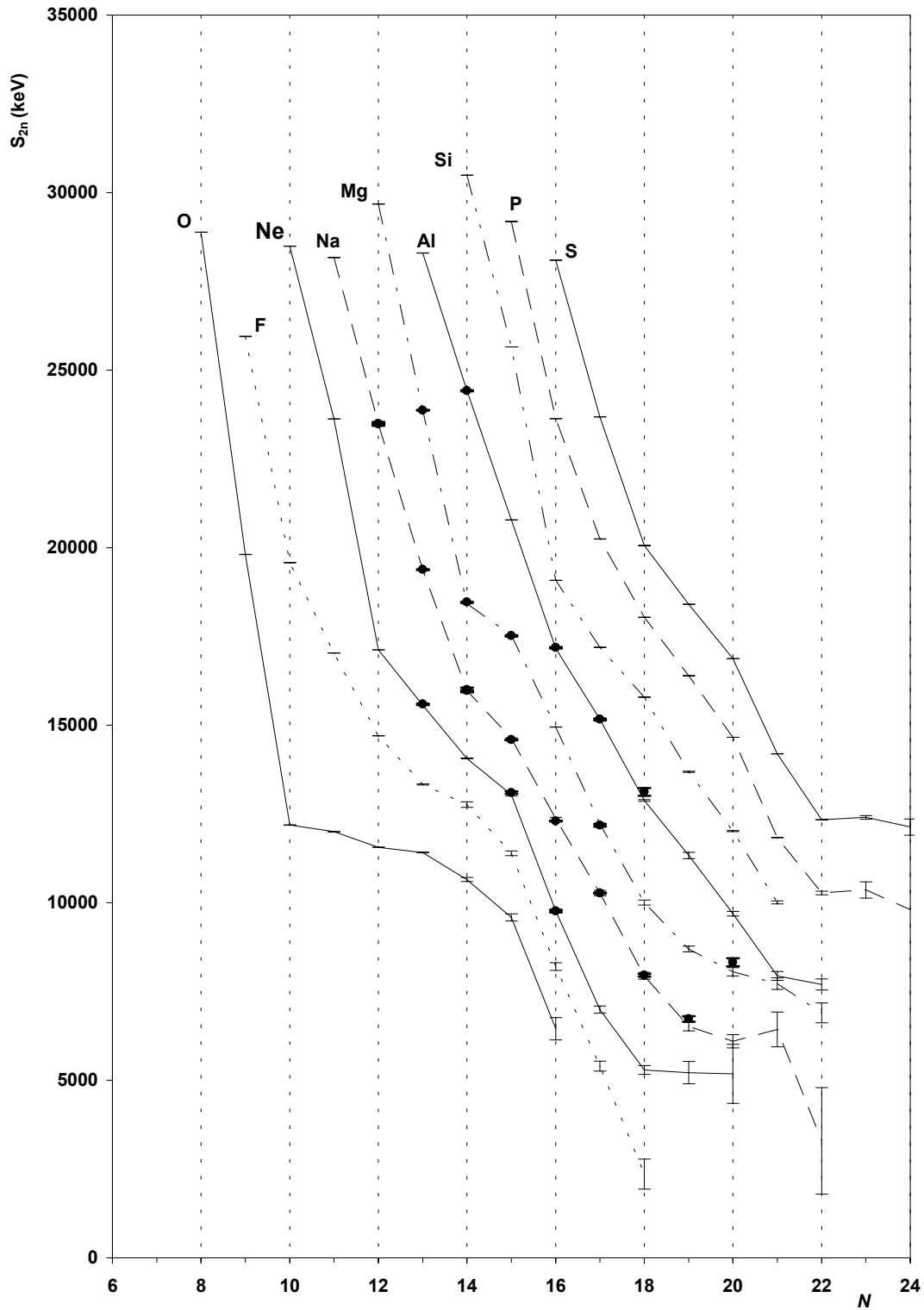


Figure 86 : Courbes S_{2n} expérimentales. Les données proviennent de la table des masses AME'95. Les mesures de MISTRAL des années 1998 [TOA99] et 1999 (ce travail) ainsi que leurs barres d'erreur sont représentées par les points noirs. On observe ici le comportement lisse de S_{2n} avec l'augmentation du nombre de neutrons.

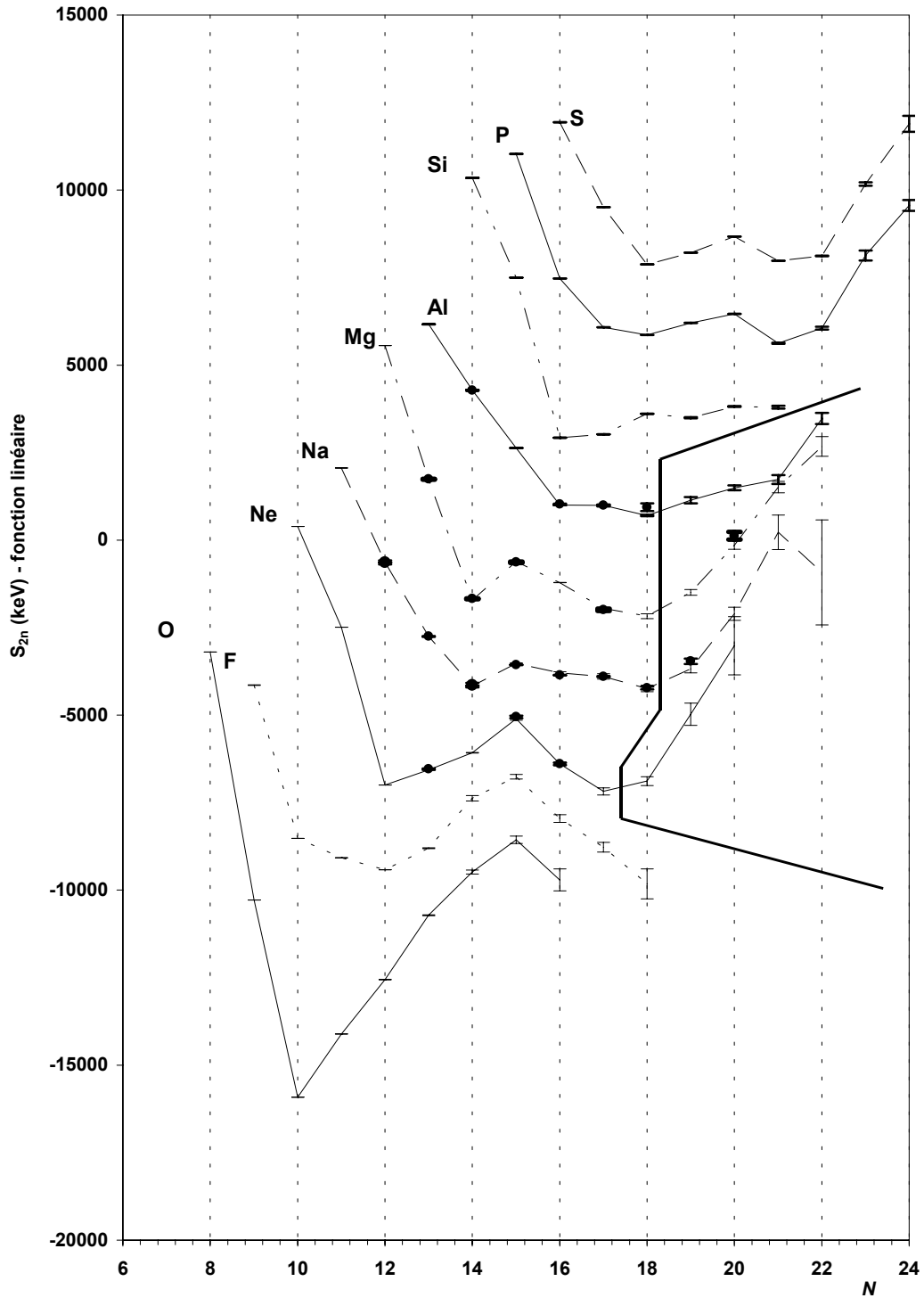


Figure 87 : Courbes S_{2n} auxquelles a été retranchée une fonction linéaire d'équation : $-1990.N + 48000$. Le fait que les courbes soient artificiellement horizontales permet de mieux observer les comportements « anormaux ». À droite de la ligne en gras, la zone de déformation au-delà de $N=18$ est visible. Les données expérimentales ne permettent pas de donner une limite sur le côté riche en neutrons. Les modèles qui prédisent cette déformation la situent vers $N = 22$.

7.2.2 Explication des observables par les modèles

Pour la plupart des modèles, la région $N = 20$ est l'occasion de s'approcher de la drip-line neutrons qui n'est pas encore beaucoup explorée du point de vue expérimental. Je vais me concentrer sur quatre grandes sortes de modèles (macroscopique-microscopique, semi-microscopique, modèle en couche, Hartree-Fock). Dans l'ensemble des figures présentées, la valeur de masse de ^{32}Mg est celle mesurée par MISTRAL en avril 1999. Les autres valeurs expérimentales sont celles de AME'95.

Bethe-Weizsäcker : c'est le premier modèle macroscopique goutte liquide défini par Weizsäcker en 1935 [WEI35] et mis au point par Bethe en 1936 [BET36]. Il étudie globalement le noyau en prenant en compte l'énergie de volume, l'énergie d'asymétrie, l'énergie de surface, l'énergie coulombienne. Les valeurs des coefficients utilisées pour le calcul des valeurs S_{2n} dans ce travail sont celles de 1936 : terme de volume $\alpha = 13,86$ MeV, terme d'asymétrie $\beta = 19,5$ MeV, terme de surface $\gamma = 13,2$ MeV. Les effets de couches n'étant pas du tout pris en compte, ce modèle s'écarte assez rapidement des valeurs expérimentales (Figure 88–a). Il va servir dans ce travail de fonction régulière à retrancher aux différents modèles étudiés ou aux valeurs expérimentales pour mieux mettre en évidence leurs structures.

Modèle macroscopique-microscopique : Cette approche [MOL95] est basée sur la formule de Bethe-Weizsäcker. Elle apporte en plus l'énergie d'appariement et les fermetures de couches. Ses paramètres sont ajustés sur toutes les masses expérimentales disponibles en 1995. Le modèle FRDM (Finite Range Droplet Model) est assez performant dans cette catégorie : il contient une trentaine de paramètres et génère une très large gamme de données intéressantes en physique nucléaire et en astrophysique nucléaire. Il reproduit bien la masse expérimentale de ^{32}Mg mais pas les masses voisines (Figure 88). Il faut aussi remarquer qu'il ne reproduit pas les accidents des courbes S_{2n} expérimentales et qu'il en comporte d'autres.

Modèle semi-microscopique : Le modèle de Duflo et Zuker ([DUF95], [DUF96]) est une formule de masse à seulement 7 paramètres. Les sept paramètres ont chacun une signification physique, les principaux sont l'interaction nucléon-nucléon comprenant directement le terme d'isospin, un terme d'interaction proton-neutron, l'énergie d'appariement, un terme de spin-orbite et l'énergie coulombienne. Ce modèle est comparé aux valeurs expérimentales en Figure 89. Il est le modèle qui s'approche le plus de celles-ci et son écart quadratique est faible (Tableau 21). Par contre, toutes les structures nucléaires semblent gommées. L'effet de Wigner semble très affaibli. La zone de déformation n'est pas prédite. À $N = 20$, un effet de fermeture de couche est visible.

Modèle en couche : Le modèle en couche est basé sur des particules indépendantes. Les nucléons sont confinés dans un potentiel moyen. Le potentiel le plus simple après le modèle de Fermi (puits carré) est celui de l'oscillateur harmonique s'annulant à la surface du noyau. Les nucléons se positionnent alors sur des quanta d'énergie successifs, $\hbar \omega \approx 50A^{-1/3}$. Une perturbation spin-orbite est ajoutée pour traduire les corrélations entre les spins des nucléons et le moment cinétique orbital. Le remplissage ayant l'énergie totale la plus basse est appelé état fondamental du noyau. Expérimentalement 2, 8, 20, 28, 50 etc.. sont appelées nombres magiques. Les trois premiers nombres magiques peuvent être bien décrits par l'oscillateur harmonique seul. Les autres ne peuvent être décrits qu'en tenant compte du couplage spin-orbite.

Wildenthal et Chung [WIL80] ont montré que le modèle en couche sphérique ne reproduit pas l'anomalie de structure de la région $N = 20$ mais qu'il décrit par contre très bien les

noyaux ayant un nombre de neutrons $N \leq 18$. Ils ont indiqué que l'agrandissement de l'espace de valence dans les calculs permettrait de mieux décrire le phénomène vu dans la région étudiée. Il s'agit d'autoriser les neutrons d'occuper la couche $f_{7/2}$. Ces états « intrus » peuvent devenir les états de plus basse énergie au voisinage de $N = 20$ (Figure 90). Cette région est souvent appelée îlot d'inversion car la différence d'énergie entre les états « intrus » et l'état « normal » de ces noyaux devient négative.

Trois modèles [WAR90, CAU98, SII99] sont comparés aux valeurs expérimentales (Figure 91). Ils sont basés sur les calculs de Wildenthal [WIL80] et reproduisent donc tous très bien les valeurs expérimentales jusqu'à $N = 18$. La structure nucléaire à $N = 14$ est bien reproduite. À partir de $N = 20$ pour le modèle de Caurier et al. [CAU98] et à partir de $N = 21$ pour les autres, les modèles en couche choisis commencent à décrire une déformation des noyaux. Dans la zone $N = 20-22$, ils reproduisent la tendance des courbes S_{2n} et l'amplitude de la déformation qui, expérimentalement, sont vues dès $N = 18-19$. Sur la Figure 90, un abaissement en énergie des états intrus de l'ordre de 1,5 MeV permettrait de s'approcher de la réalité.

Actuellement un autre type de modèle en couche se développe : le modèle en couche Monte-Carlo. Il s'agit de s'affranchir de la limitation de l'espace de valence. Le modèle de Otsuka [OTS00] est présenté en Figure 91-b. Il semble faire apparaître la déformation à $N = 19$. Il faudrait avoir les données pour les noyaux impairs et l'intensité de la déformation pourrait être renforcée, d'après l'auteur, par l'augmentation du nombre d'états pris en compte. Ce modèle est cependant porteur d'espoir.

Calcul Hartree-Fock : Les approches Hartree-Fock sont basées sur la description directe des interactions nucléon-nucléon. Elles sont construites à partir d'ensembles d'opérateurs à un ou deux corps. Une interaction « efficace » (effective force) crée par auto-cohérence (self-consistency) le champ moyen dans lequel évoluent les nucléons. Les différents calculs Hartree-Fock sont classés en plusieurs familles de forces « efficaces ». Ces forces sont ajustées sur un nombre réduit de valeurs expérimentales. Les noyaux doublement magiques sont souvent choisis pour ces ajustements. Deux groupes existent :

- Champ moyen non relativiste ou Hartree-Fock classique. Dans ce travail, je vais utiliser deux modèles, [LOM96, SII99]. La force utilisée est celle de Skyrme. Le premier modèle cité ne reproduit pas bien les valeurs expérimentales autour de $N = 14$ et se rapproche de la courbe expérimentale vers les noyaux plus exotiques pour être presque en accord avec les données expérimentales entre $N = 18-20$ (Figure 92). Au contraire, Le modèle de Siiskonen et al. [SII99] reproduit bien la structure à $N = 14$ mais amplifie la déformation entre $N = 18$ et $N = 20$. Le désaccord est important avec la valeur expérimentale à $N = 22$.
- Champ moyen relativiste (R.M.F.). De même, j'ai choisi deux modèles [REN96, PAT97] dans cette catégorie. La référence [PAT97] décrit le modèle qui présente le moins d'accidents (Figure 92). Il est très proche de l'expérience sauf à $N = 14$. Le deuxième modèle [REN96] présente un effet de Wigner atténué. Ensuite il suit l'expérience mais avec un décalage de l'ordre de 1 MeV. Vers $N = 21-22$, il commence à présenter plus de cassures que la réalité.

Ces modèles ne reproduisent pas bien les surfaces de masses car ils n'utilisent pas de paramètres ajustés. C'est aussi leur force : il y a moins d'ajustements numériques. Ces modèles ne décrivent pas la région $N = 20$ comme une région de déformation [SII99]. Mais la plupart d'entre eux trouvent que plusieurs formes peuvent exister pour la même énergie de

liaison (prolate et oblate pour Patra et al. [PAT97], sphérique et prolate pour Ren et al. [REN96]). Patra et al. [PAT97] appellent cette situation la coexistence de forme.

Les écarts moyens des modèles par rapport aux valeurs expérimentales, pour les isotopes de magnésium entre $N=12$ et $N=23$, sont donnés dans le Tableau 21. Les modèles en couche ont une dispersion plus petite que les modèles Hartree-Fock non relativiste. Ce n'est pas une surprise car les modèles Hartree-Fock utilisent un ajustement plus global sur les valeurs expérimentales que les modèles en couche. Ren et al. obtiennent une dispersion faible pour leur modèle Hartree-Fock car leurs prédictions oscillent autour des valeurs expérimentales.

Tableau 21 : Comparaison des écarts quadratiques moyens des différents modèles utilisés dans ce travail. L'écart quadratique moyen est défini par (avec n nombre d'isotopes considérés) :

$$\sqrt{\frac{\sum_i (m_{\text{modèle}}^i - m_{\text{expérience}}^i)^2}{n \cdot (n-1)}}$$

modèles	Écarts quadratiques (keV)
Möller et Nix [MOL95]	536
Duflo et Zucker [DUF95]	274
Warburton [WAR90]	408
Caurier [CAU98]	239
Otsuka [OTS00]	308
Siiskonen SM [SII99]	371
Lombard [LOM90]	1111
Siiskonen HF [SII99]	1092
Ren [REN96]	342
Patra [PAT97]	520

Conclusion : Les modèles précédemment décrits sont comparés à la formule de Bethe et Weizsäcker (de manière à mieux mettre en évidence les structures nucléaires). Plus le nombre de neutrons augmente plus la formule de Bethe et Weizsäcker s'écarte de l'expérience. En effet, elle ne prend pas en compte les fermetures de couche. Les autres types de modèles suivent la tendance des S_{2n} expérimentales. Ils décrivent bien les données expérimentales mais s'en écartent jusqu'à 2 MeV. Il faut donc regarder ces modèles comme des indications de structure et non pas comme des valeurs absolues. Les modèles en couche reproduisent bien la tendance de la surface des masses mais décalée de un neutron pour Caurier et al. [CAU98] ou de deux neutrons pour les autres.

L'ensemble des modèles et des expériences montre qu'une anomalie de structure est bien présente au-delà de $N=18$. Elle est due à une déformation des noyaux. La zone est assez locale et elle est prédite centrée sur ^{32}Na .

7.2.3 Conclusion

Les masses sont un bon moyen pour découvrir la présence de nouvelles structures mais elles ne permettent pas de connaître la véritable identité de ces structures. D'autres expériences donnent aussi des indications comme l'étude des premiers niveaux d'énergie d'excitation des noyaux pairs-pairs. L'étude la plus précise pour étudier les déformations est l'étude des moments quadripolaires qui sont directement liés au paramètre de déformation β . L'expérience COLLAPS [KEI98] notamment fait ce genre d'étude par spectroscopie laser. Actuellement aucune de ces études n'a porté sur les isotopes du magnésium.

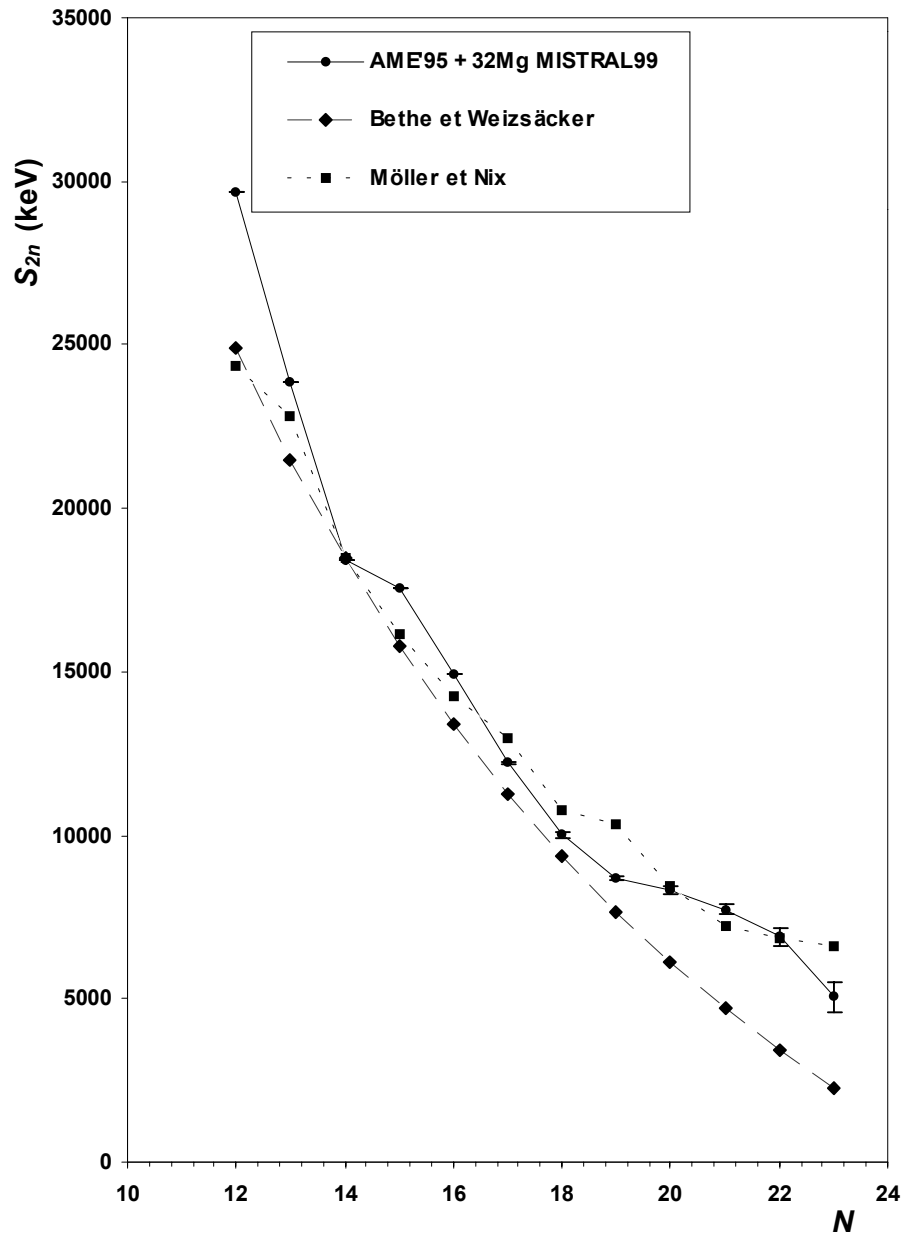


Figure 88-a: Courbes S_{2n} pour les isotopes de magnésium du modèle de Möller et Nix [MOL95] (carrés), de Bethe et Weizsäcker (losanges) et de l'expérience (disques).

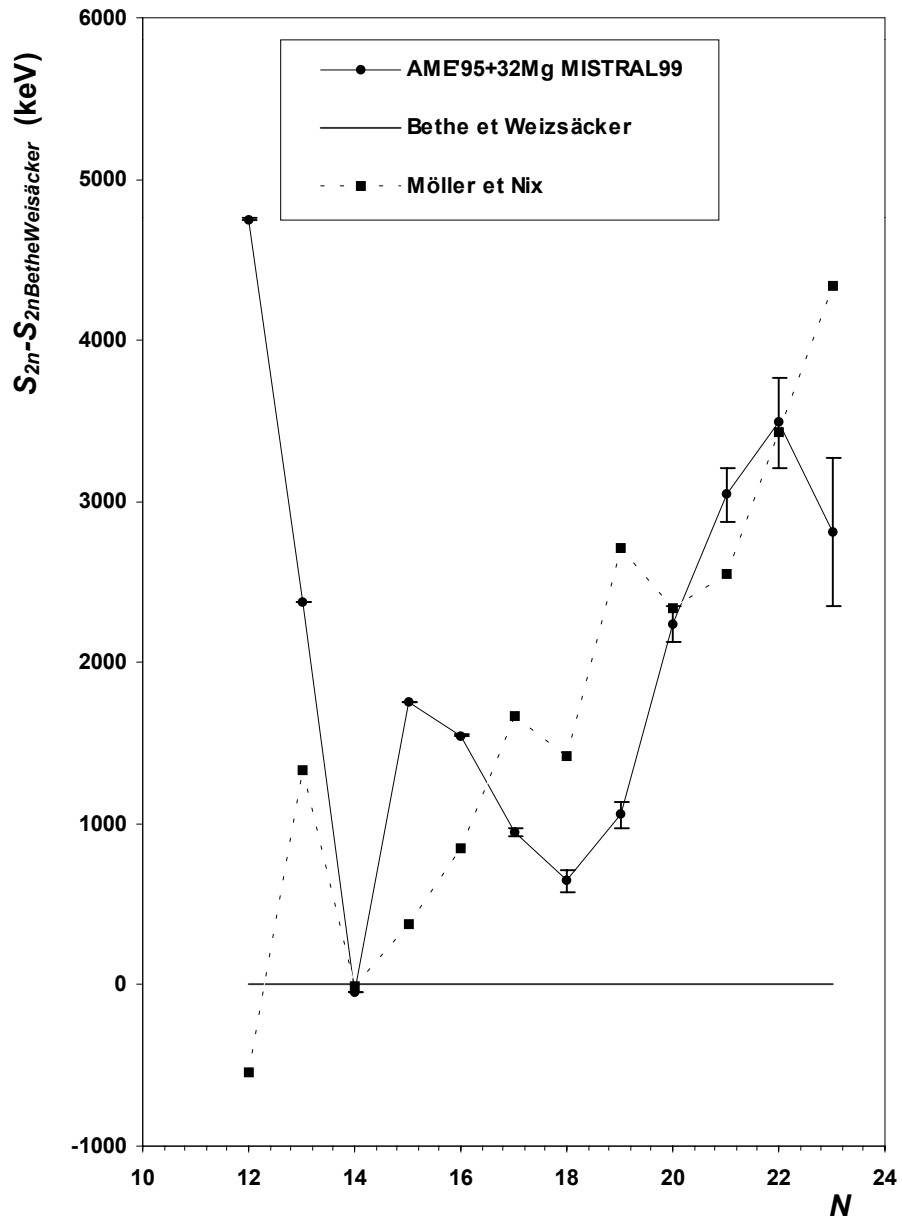


Figure 88-b: Courbes S_{2n} pour les isotopes de magnésium du modèle de Möller et Nix [MOL95] (carrés) et de l'expérience (disques) auxquels a été retranché la formule de Bethe et Weizsäcker.

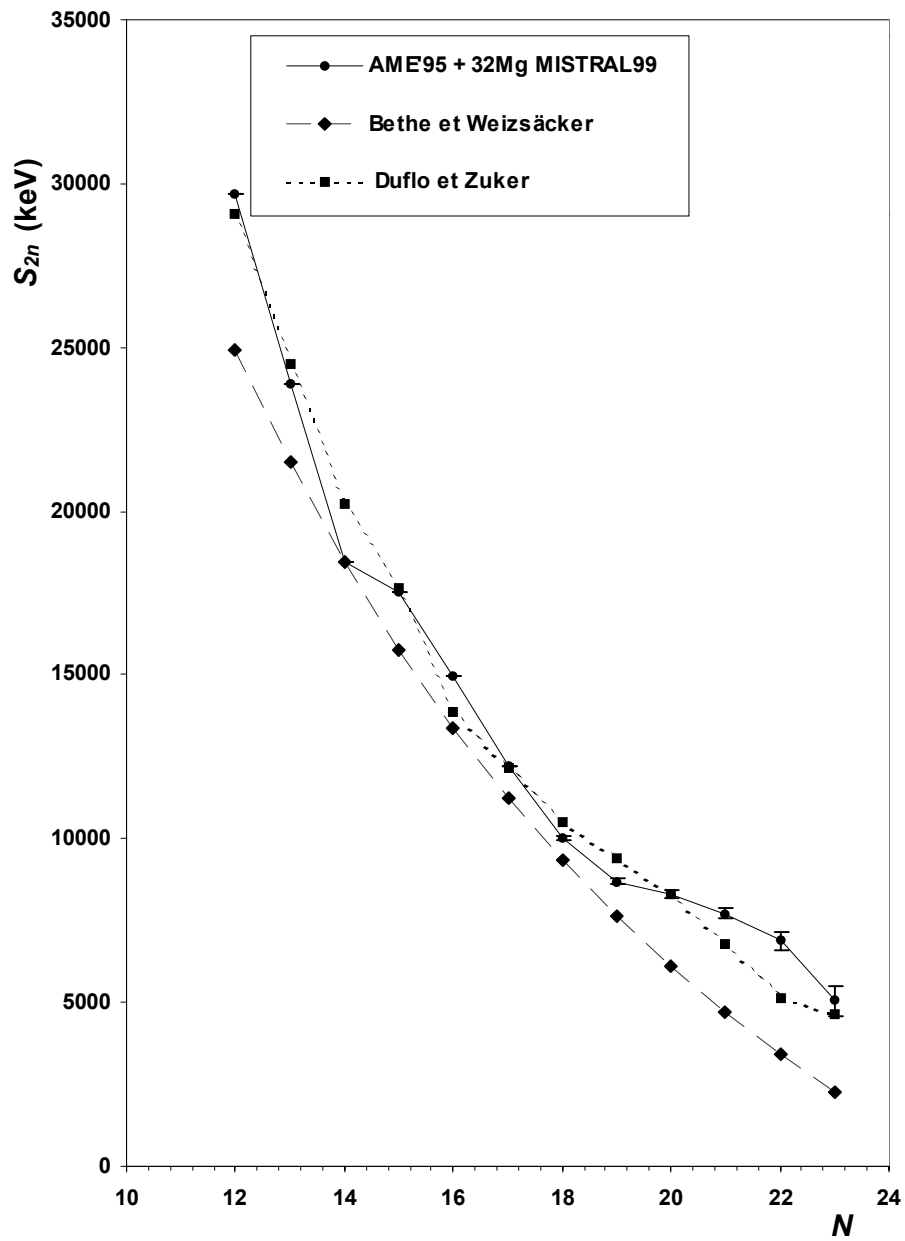


Figure 89-a : Courbes S_{2n} pour les isotopes de magnésium du modèle de Duflo et Zuker [DUF95] (carrés), de Bethe et Weizsäcker (losanges) et de l'expérience (disques).

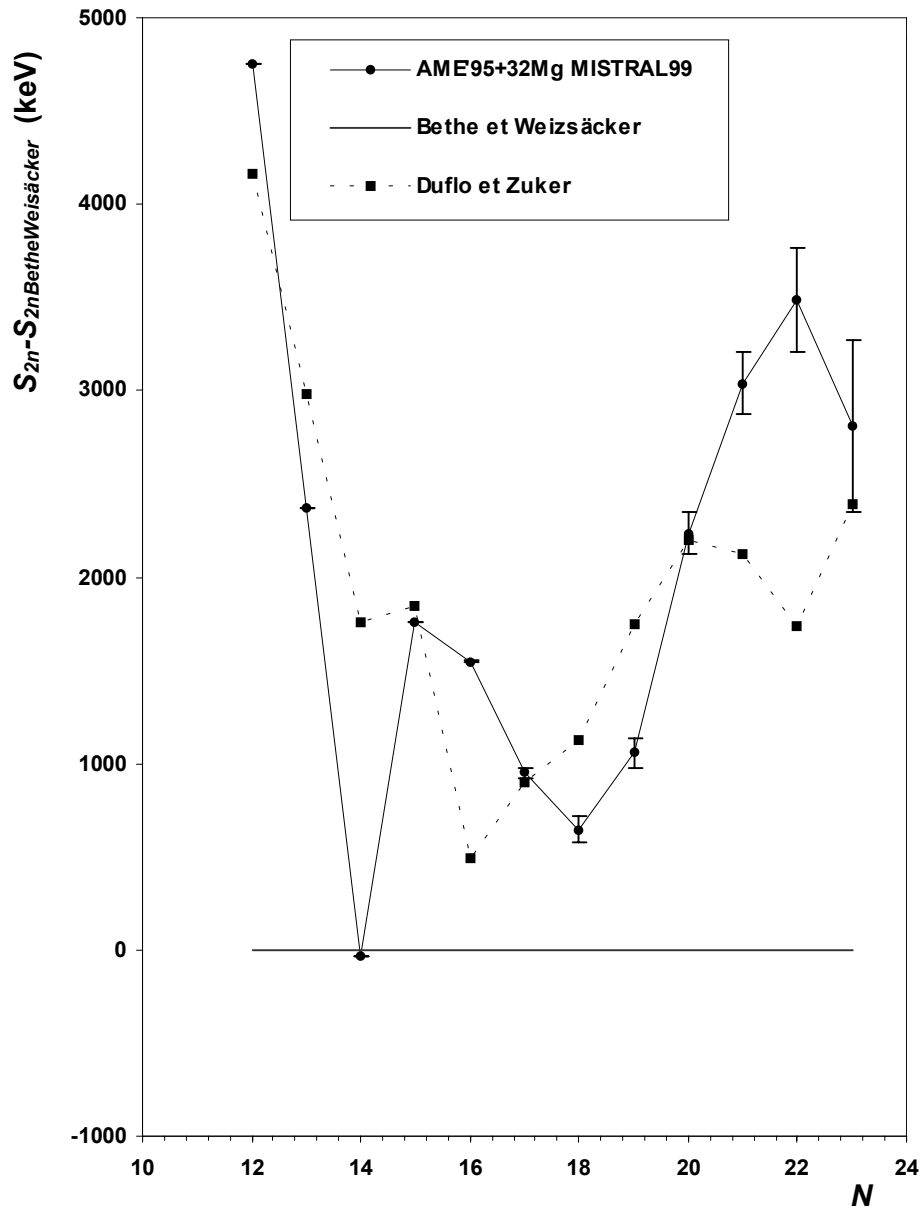


Figure 89-b : Courbes S_{2n} pour les isotopes de magnésium du modèle de Duflo et Zuker [DUF96] (carrés) et de l'expérience (disques) auxquels a été retranchée la formule de Bethe et Weizsäcker.

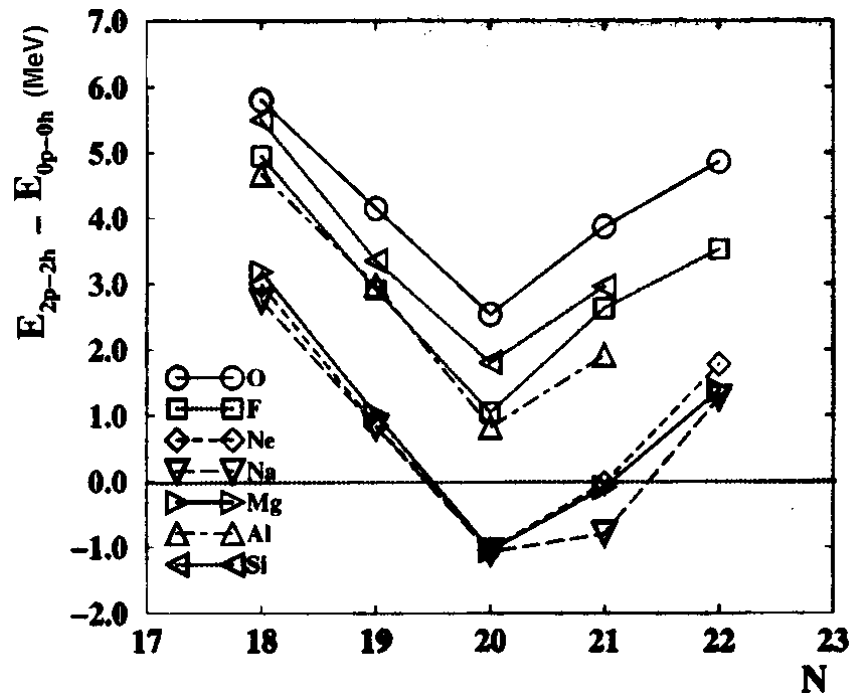


Figure 90 : Différence entre l'énergie de l'état « normal » et des états « intrus » d'après Caurier et al. [CAU98]. Très peu de noyaux subissent une inversion de niveaux : ^{30}Ne , ^{31}Na , ^{32}Na , ^{32}Mg . Les masses expérimentales montrent qu'à $N = 19$ les états « intrus » et les états « normaux » sont déjà plus proches que prédits.

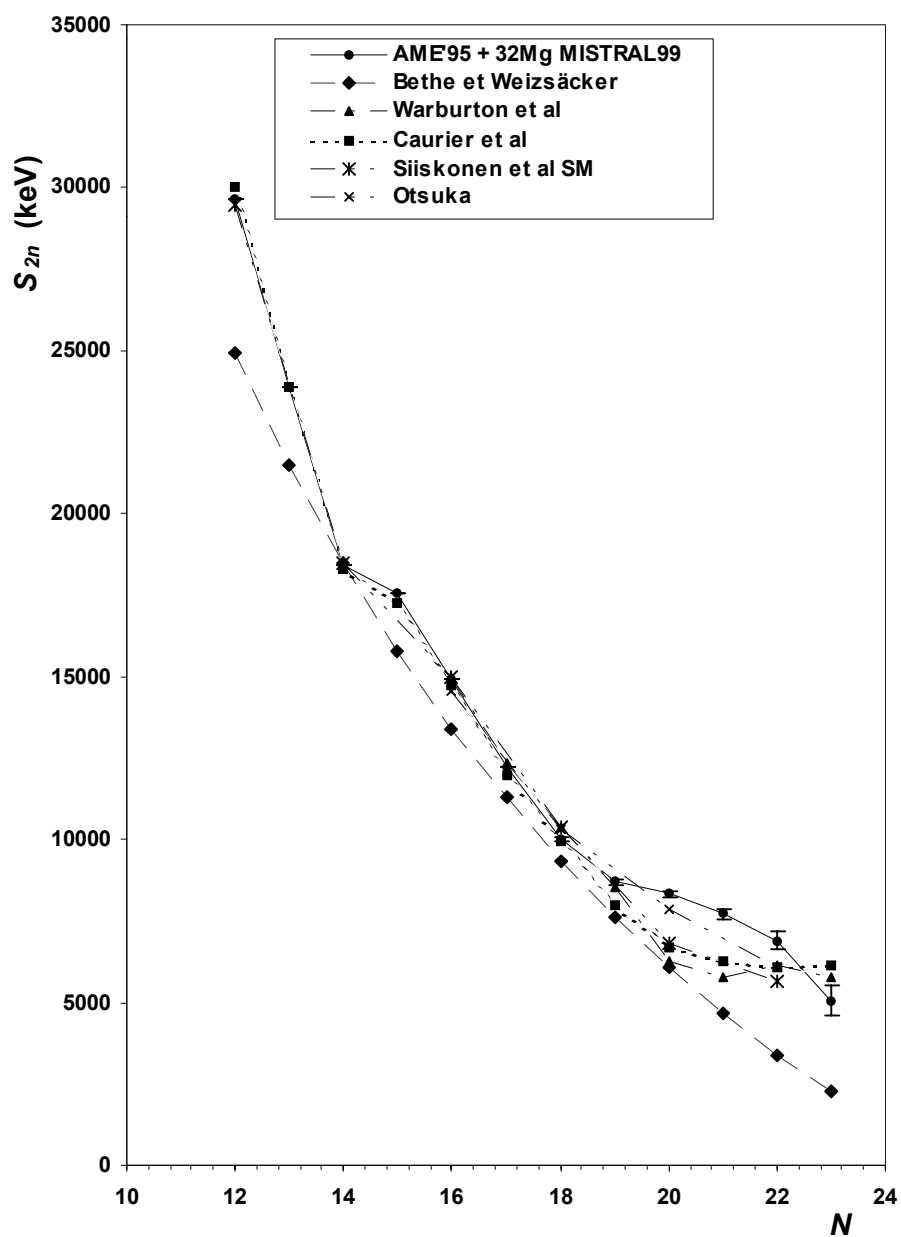


Figure 91-a : Courbes S_{2n} pour les isotopes de magnésium des modèles en couche de Warburton et al. [WAR90] (triangles à partir de $N = 16$), de Caurier et al. [CAU98] (carrés), de Siiskonen et al. [SII99] (étoiles, N pair), de Otsuska [OTS00] (croix, N pair), de Bethe et Weizsäcker [BET36] (losanges) et de l'expérience (disques).

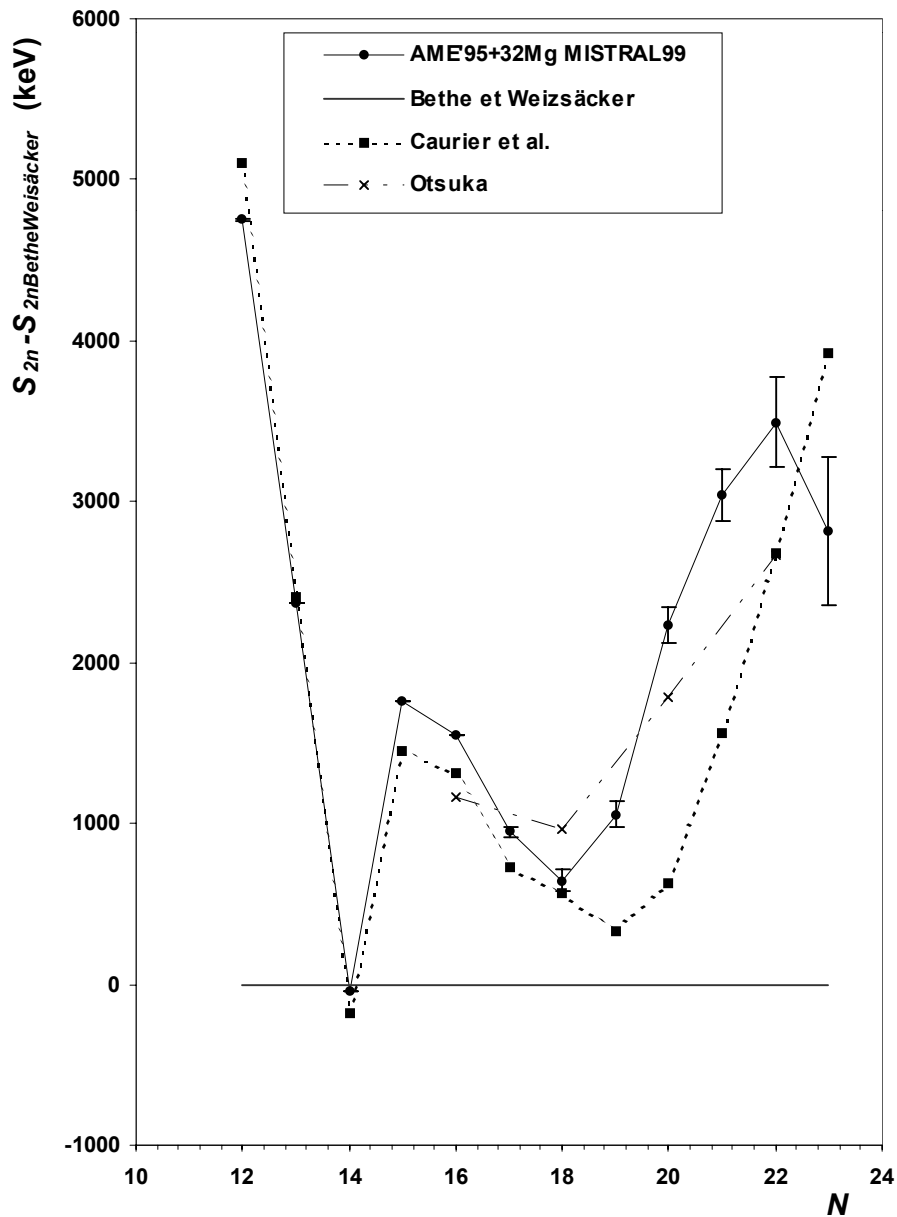


Figure 91-b : Courbes S_{2n} pour les isotopes de magnésium des modèles en couche de Caurier et al. [CAU98] (carrés), de Otsuka [OTS00] (croix, N pair), de Bethe et Weizsäcker [BET36] (lignes) et de l'expérience (disques) auxquels a été retranché la formule de Bethe et Weizsäcker. Ce type de modèle reproduit assez bien les tendances expérimentales avec un décalage après $N = 19$ pour Caurier ou une atténuation d'amplitude de la déformation pour Otsuka.

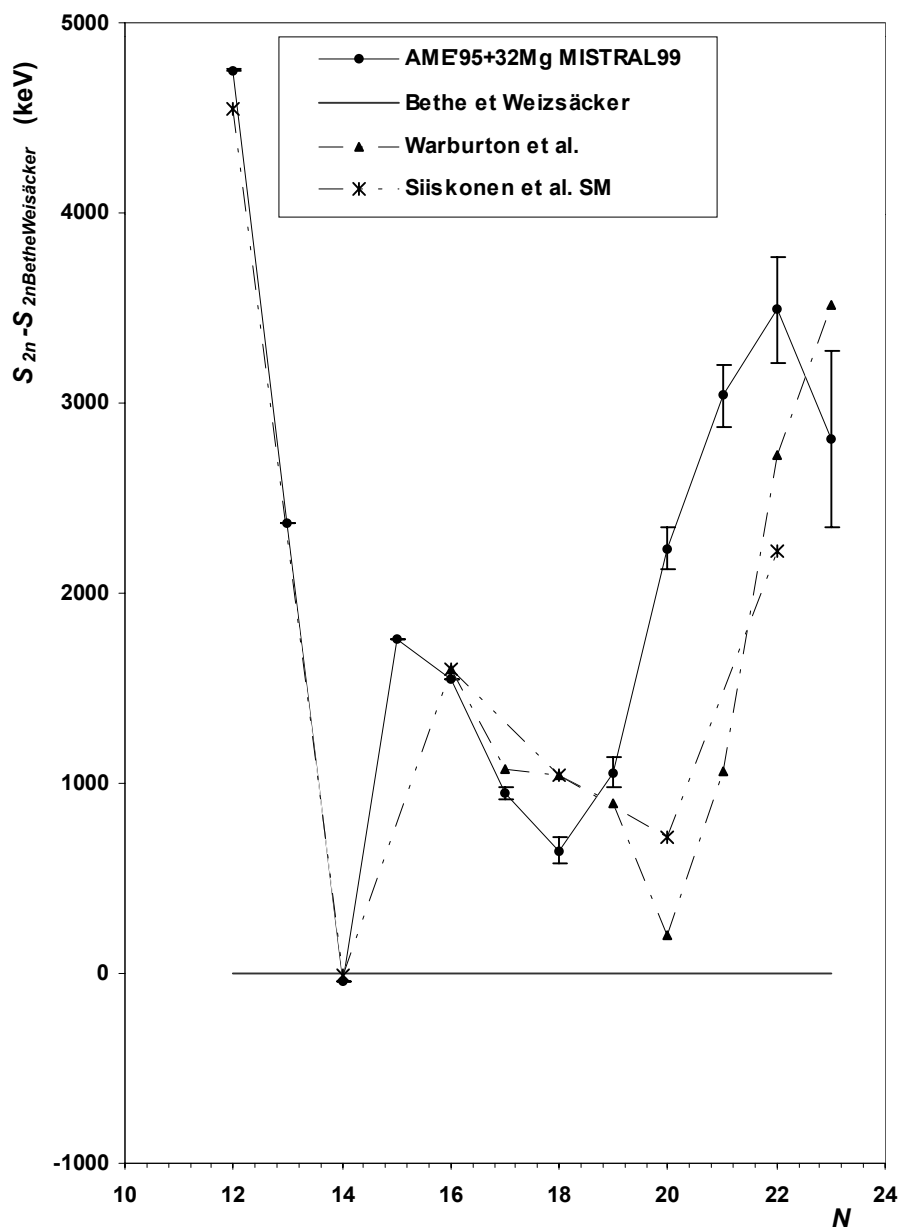


Figure 91-c : Courbes S_{2n} pour les isotopes de magnésium des modèles en couche de Warburton et al. [WAR90] (triangles à partir de $N = 16$), de Siiskonen et al. [SII99] (étoiles, N pair), de Bethe et Weizsäcker [BET36] (lignes) et de l'expérience (disques) auxquels a été retranché la formule de Bethe et Weizsäcker.

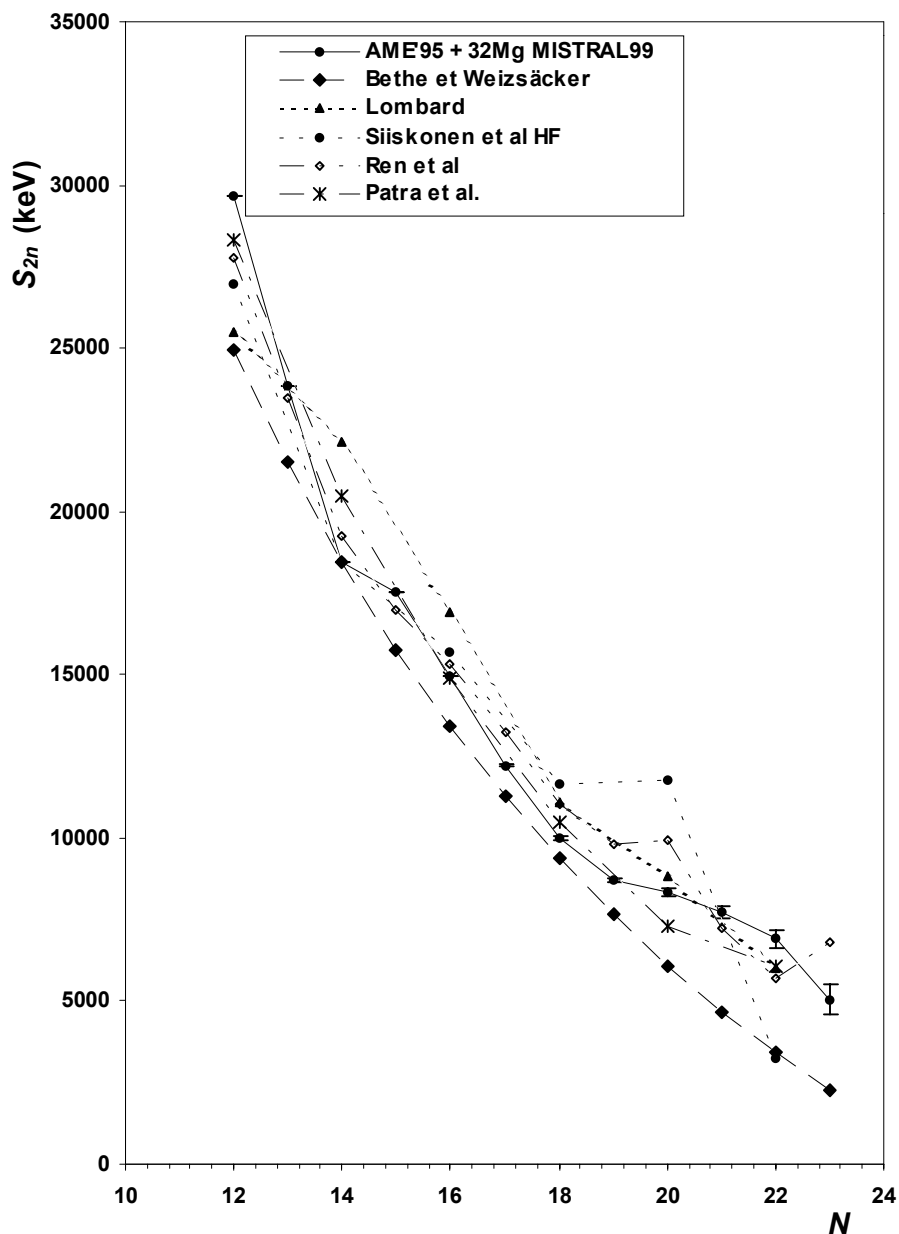


Figure 92-a : Courbes S_{2n} pour les isotopes de magnésium des modèles Hartree-Fock de Lombard [LOM90] (triangles) Siiskonen et al. [SII99] (disques, N pair) et RMF de Patra et al. [PAT97] (étoiles), de Ren et al. [REN96] (losanges vides), de Bethe et Weizsäcker (losanges pleins) et de l'expérience (disques).

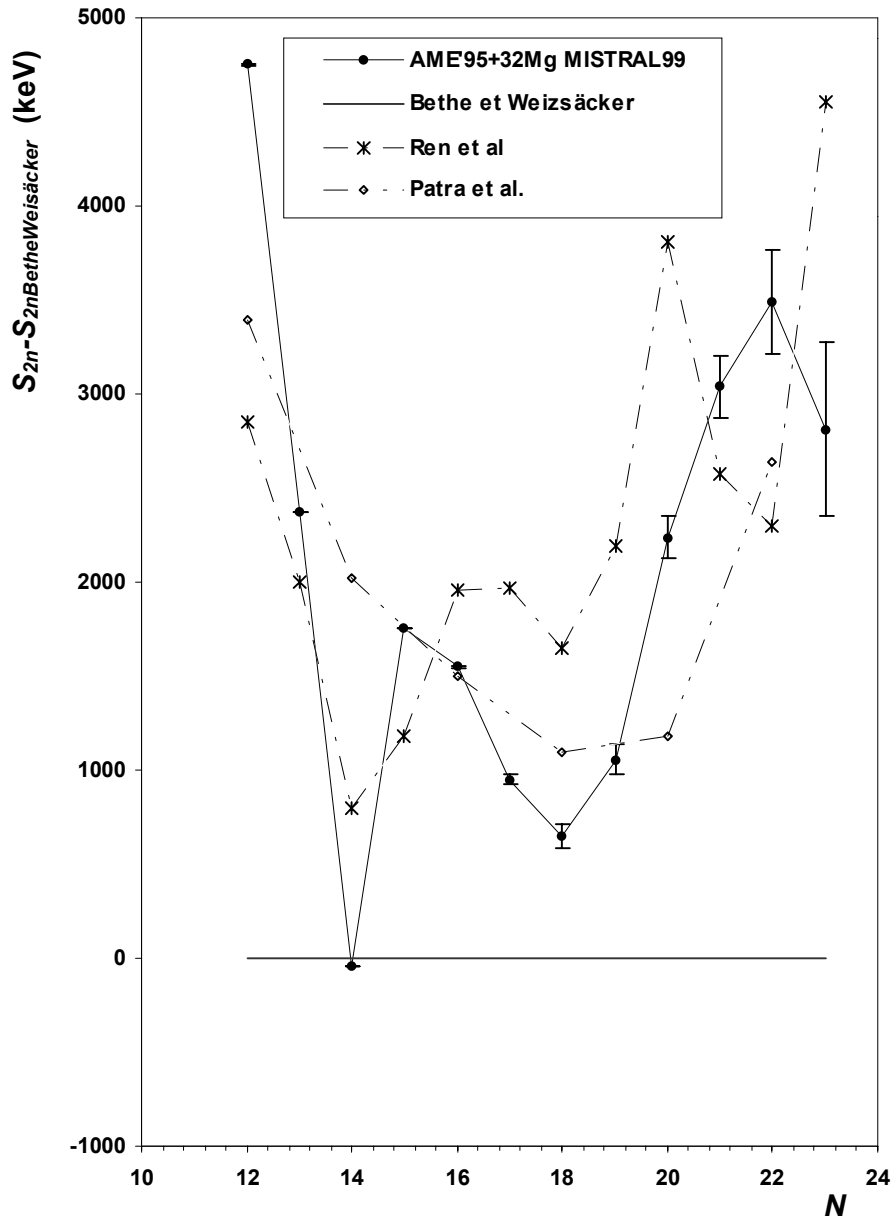


Figure 92-b : Courbes S_{2n} pour les isotopes de magnésium des modèles RMF de Patra et al. [PAT97] (étoiles), de Ren et al. [REN96] (losanges vides), et de l'expérience (disques) auxquels a été retranché la formule de Bethe et Weizsäcker. On voit que ce type de modèle présente beaucoup de structures non visibles sur les valeurs expérimentales.

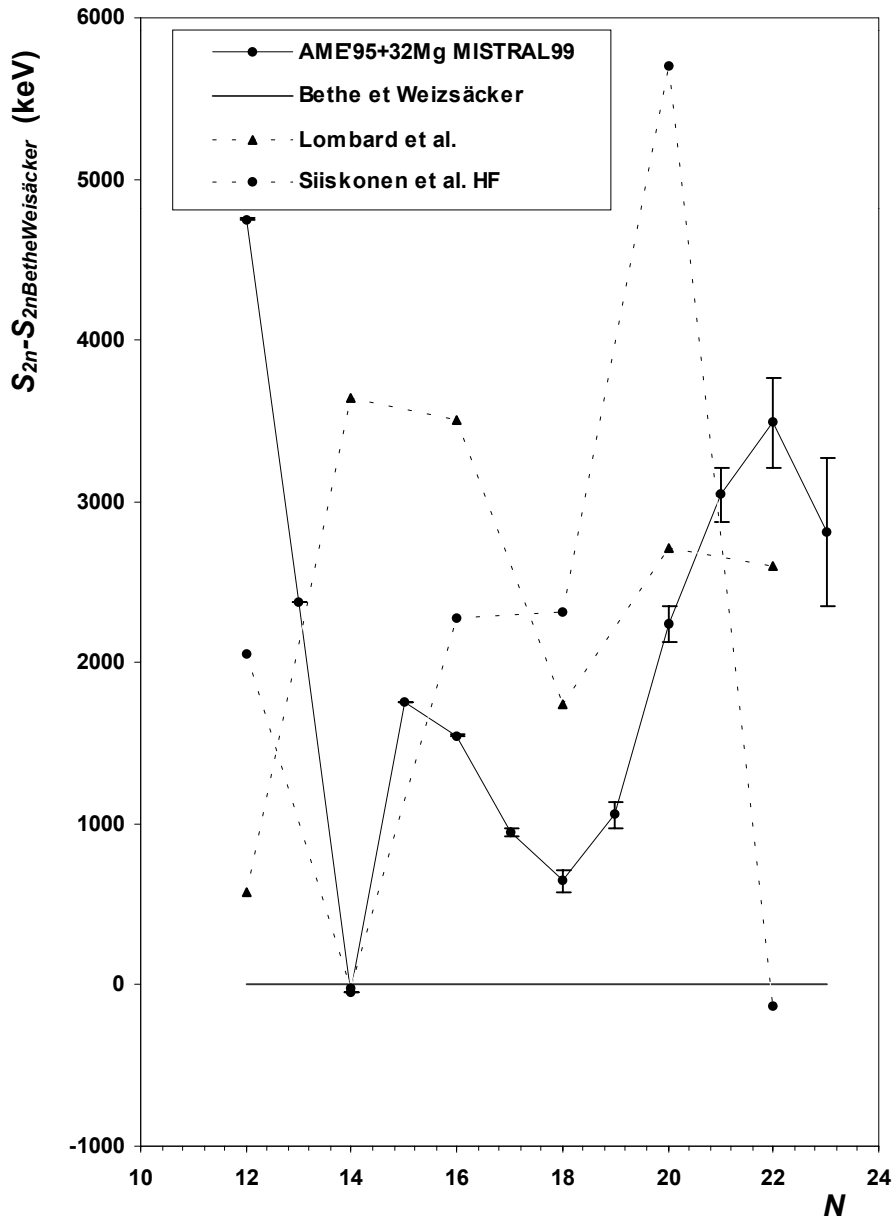


Figure 92-c : Courbes S_{2n} pour les isotopes de magnésium des modèles Hartree-Fock de Lombard [LOM90] (triangles) Siiskonen et al. [SI99] (disques, N pairs) et de l'expérience (disques) auxquels a été retranché la formule de Bethe et Weizsäcker. On voit que ce type de modèle présente beaucoup de structures non visibles sur les valeurs expérimentales. L'écart aux valeurs expérimentales est beaucoup plus grand que pour des modèles type modèles en couche (Figure 91).

8 CONCLUSION

Ce travail continue et affine l'exploration, commencée en 1975, de la région des noyaux riches en neutrons autour de $N = 20$. Les masses de ^{25}Ne , ^{26}Ne et ^{32}Mg ont été mesurées de façon très précise (1.10^{-6}) malgré un manque de mesures de calibration pour ^{32}Mg .

Nous trouvons ^{32}Mg plus lié de 280 keV que la valeur AME'95. La masse mesurée de ^{32}Mg renforce la tendance de la région $N = 20$. Nous précisons et confirmons les mesures de masse effectuées depuis 1986 par d'autres méthodes expérimentales.

Nous avons montré que MISTRAL peut mesurer des masses de noyaux de très courte durée de vie (jusqu'à 95 ms dans ce travail) avec une précision de 1.10^{-6} . La précision pourrait être nettement meilleure mais elle est dégradée par la prise en considération d'une erreur systématique de 12.10^{-7} sur chaque mesure. De grands efforts expérimentaux sont tournés vers la compréhension de cette erreur systématique.

Une méthode « mesures isobariques » a été testée. Elle semble prometteuse car elle permet de s'affranchir de la calibration du décalage en fréquences entre les faisceaux ISOLDE et MISTRAL ainsi que de la calibration du saut de masse. Des précisions de 4.10^{-7} ont été atteintes. Une expérience, venant d'avoir lieu, a exclusivement utilisé cette méthode de mesures de masses. Les résultats préliminaires de la masse de ^{29}Mg sont compatibles avec la valeur déterminée dans ce travail. Cette masse est à nouveau trouvée décalée de quelques 50 keV. Ceci nous donne confiance à la fois dans cette nouvelle méthode et aussi dans notre mesure de ^{29}Mg qui a été utilisée ici comme calibrant.

La principale limitation du spectromètre est sa sensibilité. En effet, la transmission à partir de la source d'ISOLDE jusqu'à notre détecteur est de seulement 1.10^{-4} . Ceci nous empêche, par exemple, de mesurer la masse de ^{33}Mg . Pour augmenter l'acceptance de MISTRAL, un projet de refroidissement du faisceau d'ISOLDE pour diminuer son émittance est en cours d'étude. Cet appareil devrait permettre à MISTRAL d'accéder à des noyaux plus exotiques. Il devrait aussi permettre d'oublier « l'histoire » des différents faisceaux et d'éliminer les décalages en masse observés en fonction de l'origine du faisceau.

Dans un avenir proche, une autre expérience autour de ^{32}Mg avec la source laser (sans isobares) est prévue pour confirmer les résultats de ce travail. Nous espérons pouvoir déterminer les valeurs d'énergie de séparation de deux neutrons de ^{33}Mg et de ^{34}Al qui sont, fait assez inhabituel, très proches l'une de l'autre. Il serait intéressant aussi de pouvoir mesurer la masse de ^{34}Al pour pouvoir départager entre les deux mesures déjà existantes et distantes de 500 keV. Nous pensons aussi pouvoir accéder à la fermeture de couche $N = 28$, qui présente le même type de structure nucléaire, par la mesure de la masse de ^{46}Ar .

MISTRAL tient donc ses promesses et montre par cette troisième prise de données que c'est un appareil de mesures de masse capable de donner des hautes précisions pour des noyaux loin de la stabilité.

9 ANNEXES

9.1 Masses atomiques-définitions diverses

Dans cette annexe je définis les termes usuels de la physique nucléaire tels que masse, excès de masse, S_{2n} , décroissance β^+ , β^- , CE (capture électronique).

L'écriture synthétique pour décrire un atome est de le présenter sous la forme A_ZX_N où A est le nombre de masse, Z le nombre de protons (charge positive) et N le nombre de neutrons (charge neutre).

$$A=Z+N$$

Le nombre d'électrons (charge négative) est égal au nombre de protons.

La masse atomique de cet atome est donc :

$$M_{\text{atome}} = Z M_{\text{protons}} + N M_{\text{neutrons}} + Z M_{\text{électrons}} - E_{\text{liaison}}^{e^-} - E_{\text{liaison}}^{\text{noyau}}$$

$$M_{\text{atome}} = M_{\text{noyau}} + Z M_{\text{électrons}} - E_{\text{liaison}}^{e^-}$$

L'énergie de liaison nucléaire $E_{\text{liaison}}^{\text{noyau}}$ est de l'ordre de 8 MeV / nucléon sauf pour les faibles valeurs de A . Les forces d'interaction nucléaire sont des forces à courte portée. Un nucléon n'interagit en première approximation qu'avec ses voisins.

L'unité du système international est le kg. Si cette unité est adaptée pour les objets de la vie courante, elle est tout à fait inadaptée pour décrire les atomes. Pour cela une autre unité, l'unité de masse atomique, ou u , a été définie par rapport à la masse de ${}^{12}\text{C}$, élément très courant dans la nature, telle que :

$$u = \frac{M_{{}^{12}\text{C}}}{12}$$

L'unité de masse atomique a comme valeur :

$$u = 1\,660\,540,2 \pm 1,0 \cdot 10^{-33} \text{ kg}$$

ou en unité d'énergie :

$$u = 931\,494,86 \pm 0,07 \text{ keV.}$$

où l'électronvolt (eV) est une unité d'énergie adaptée aux systèmes nucléaires par la formule $E=mc^2$.

	<i>Masse en μu</i>	<i>Masse en eV</i>
électron	548,579 903 \pm 0,000 013	510 999,06 \pm 0,15
proton	1 007 276,466 6 \pm 0,000 6	938 272 851,2 \pm 0,6
neutron	1 008 664,923 6 \pm 0,002 3	939 566 191,8 \pm 2,1

9.1.1 Excès de masse ou $\Delta M_{atomique}$

L'excès de masse atomique est une autre quantité très facile à manier quand on veut connaître les différences de masses entre différents isobares par exemple. Elle est reliée aux autres quantités par l'équation :

$$\Delta M_{atomique} = M_{atome} - A u$$

9.1.2 Énergie de séparation

D'autres quantités comme les énergies de séparation de deux neutrons ou de deux protons sont aussi très utilisées. Elles sont définies comme étant l'énergie qu'il faut apporter pour arracher deux neutrons (resp. protons). Les courbes S_{2n} tracées en fonction de N (resp. Z) permettent généralement d'étudier la surface de masse et bien sûr ses accidents ou anomalies. Les fermetures de couches sont notamment très visibles sur ce genre de courbes.

$$S_{2n} = 2 \Delta M_{atomique}(1,0) - \Delta M_{atomique}(N,Z) + \Delta M_{atomique}(N-2,Z)$$

$$S_{2p} = 2 \Delta M_{atomique}(0,1) - \Delta M_{atomique}(N,Z) + \Delta M_{atomique}(N,Z-2)$$

9.1.3 Énergies de désintégration

Plusieurs modes de désintégration sont possibles. Pour l'essentiel, les noyaux sont soit émetteurs β^+ , soit émetteurs β^- suivant leur localisation autour de la ligne de stabilité. Leur désintégration les conduit en cascade vers un noyau final stable. Cette cascade est définie par les bilans énergétiques de ces désintégrations. Ils doivent être positifs pour que la désintégration puisse avoir lieu.

- La désintégration β^+ .

$$Q_{\beta^+} = M_{\text{atomique}}(A, Z) - M_{\text{atomique}}(A, Z-1) - 2 M_{\text{électron}}$$

Cette désintégration résulte de la transformation d'un proton en un neutron avec émission d'un positron et d'un neutrino.

- La capture électronique ou CE.

$$Q_{CE} = M_{\text{atomique}}(A, Z) - M_{\text{atomique}}(A, Z-1)$$

Elle résulte de la capture d'un électron du cortège électronique par un proton pour donner un neutron avec émission d'un neutrino. Cette désintégration est directement en compétition avec la précédente (β^+). Lorsque la différence de masse est inférieure à $2 \times M_{\text{électron}}$, seule CE est possible.

- La désintégration β^- .

$Q_{\beta^-} = M_{\text{atomique}}(A, Z) - M_{\text{atomique}}(A, Z+1)$. Elle résulte de la transformation d'un neutron en proton avec émission d'un électron et d'un antineutrino.

- La désintégration α .

$Q_{\alpha} = M_{\text{atomique}}(A, Z) - M_{\text{atomique}}(A-4, Z-2) - M({}^4_2\text{He})$. Elle résulte de l'émission du noyau d'hélium.

Sur la figure suivante est représentée schématiquement la désintégration β^- .

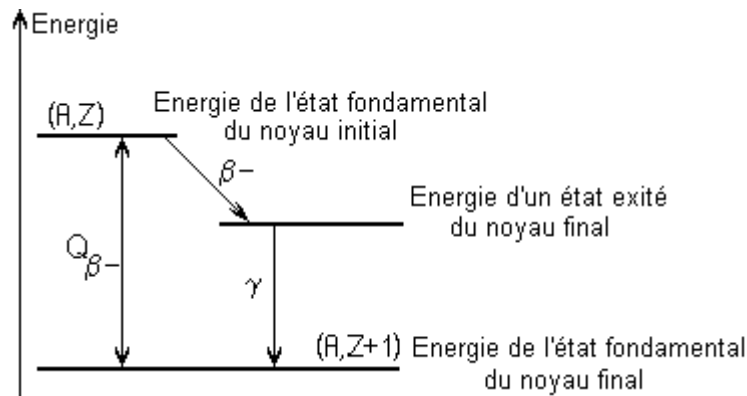


Figure 93 : La décroissance β^-

L'ensemble des désintégrations isobariques peut se représenter sur la parabole des masses. Le noyau stable est le point d'arrêt des désintégrations.

Les désintégrations décrites ci-dessus sont les plus courantes. Il en existe beaucoup d'autres : émission de protons ou de neutrons par exemple.

9.1.4 Énergie de réaction

Soit une réaction $A+a \rightarrow b+B$, notée en physique nucléaire $A(a,b)B$ où « a » est le projectile et « b » l'éjectile.

La conservation de l'énergie donne le bilan en énergie suivant :

$$Q = M_A + M_a - M_b - M_B, \text{ avec } Q \text{ énergie de réaction.}$$

C'est une méthode très utilisée pour mesurer les masses de noyaux assez proches de la stabilité, puisqu'en général la cible « A » et le projectile « a » sont stables ou de longue durée de vie.

9.2 Moyennes

Soit une série de n mesures indépendantes x_i avec une précision δx_i d'une même quantité x , nous prenons comme valeur moyenne de l'ensemble la moyenne pondérée définie par :

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^n \frac{1}{\sigma_{x_i}^2} \cdot x_i}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{\sigma_{x_i}^2}}$$

avec $\sigma_x = \sqrt{\frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{\sigma_{x_i}^2}}}$

En effet, cette valeur moyenne prend en compte la précision de chaque mesure indépendante : plus une mesure aura été faite précisément plus elle aura un grand poids dans la valeur moyenne. $\frac{1}{\sigma_{x_i}^2}$ est appelé le poids de la mesure x_i .

Une série de mesures peut être considérée comme un ensemble statistique ayant une distribution qui tend vers une distribution gaussienne (normale) quand le nombre n de mesures est grand et tend vers l'infini.

Cette probabilité, qui a pour équation $\frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma} \cdot e^{-\frac{(x_i - \bar{x})^2}{2\sigma^2}}$ (gaussienne centrée sur \bar{x}), prédit que:

68% des mesures x_i se trouvent dans l'espace défini par $\bar{x} \pm \sigma$

95,5% des mesures x_i se trouvent dans l'espace défini par $\bar{x} \pm 2\sigma$

99,7% des mesures x_i se trouvent dans l'espace défini par $\bar{x} \pm 3\sigma$

Pour vérifier que notre ensemble de mesures est bien statistique le calcul du χ^2 normalisé donne à partir de tables le degré de confiance de notre ensemble.

$$\chi^2 = \frac{\sum_{i=1}^n \frac{1}{\sigma_{x_i}^2} \cdot (x_i - \bar{x})^2}{n-1}$$

si $\chi^2 \approx 1$ alors l'ensemble statistique est correct

si $\chi^2 \leq 3-4$ on multiplie la déviation standard σ par χ pour tenir compte du mauvais degré de confiance. L'erreur s'appelle alors l'erreur externe.

Sinon la dispersion des résultats par rapport à leur barre d'erreur est trop grande. Nous utilisons alors la moyenne arithmétique qui donne des poids égaux à toutes les mesures.

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^n x_i}{n} \text{ et } \sigma_x^2 = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}{n \cdot (n-1)}$$

La dispersion est égale :

$$disp = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}{n}}$$

Elle représente l'erreur individuelle de chaque mesure.

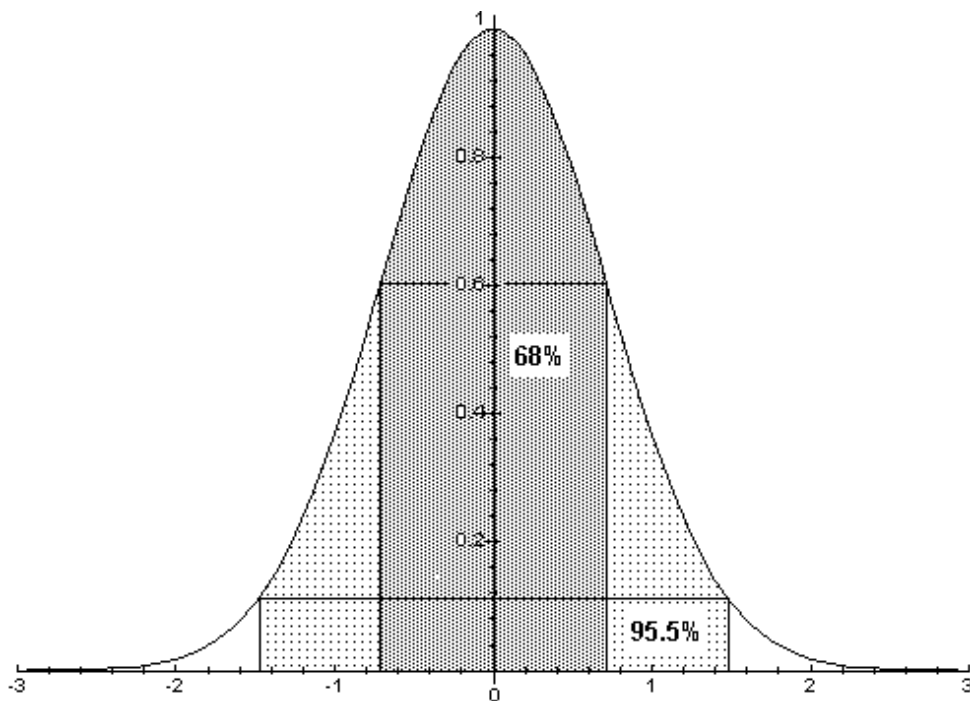


Figure 94 : Distribution statistique gaussienne.

9.3 Probabilité de désintégration

La désintégration radioactive est un phénomène aléatoire régi par les lois de la probabilité statistique.

La constante de désintégration est traditionnellement appelée λ . Elle est identique pour tous les atomes d'une espèce d'atomes donnée et est indépendante de l'âge des nucléides considérés.

La probabilité qu'un noyau radioactif se désintègre en une seconde est λ :

Soit N_0 le nombre d'atomes présents à $t = 0$.

Soit $N(t)$, le nombre d'atomes présents à t .

Alors le nombre d'atomes présents à $t+dt$ est $N(t+dt)=N(t)+dN$

$$dN = -\lambda \cdot N(t)dt$$

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

La demi-vie d'un nucléide, $T_{1/2}$, est l'intervalle de temps au bout duquel la moitié des noyaux présents à l'instant t se sont désintégrés, c'est-à-dire $N(t + T_{1/2}) = 0.5 \cdot N(t)$.

L'évolution du nombre de noyaux dans un échantillon (Figure 95) au cours du temps est donc :

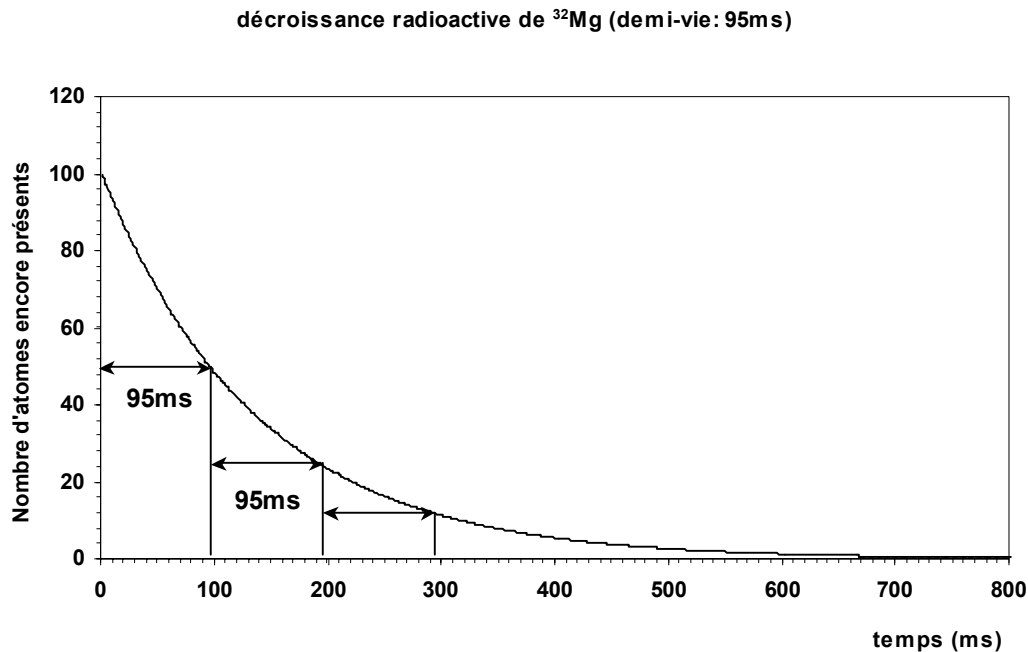


Figure 95 : Évolution d'un ensemble de 100 noyaux du nucléide ^{32}Mg en fonction du temps. Toutes les 95 ms, il y a moitié moins de magnésium 32.

$$N(t) = N_0 e^{-0.693 \frac{t}{T_{1/2}}}$$

$$\text{et } \lambda = \frac{0,693}{T_{1/2}} = \frac{1}{\tau} \text{ avec } \tau \text{ vie moyenne du noyau}$$

Si un noyau a plusieurs modes possibles de désintégrations alors sa probabilité de désintégration est la somme des probabilités de désintégration, donc sa constante de désintégration est la somme des constantes de désintégration de chaque mode :

$$\lambda_{\text{totale}} = \lambda_{\beta^+} + \lambda_{\text{CE}} + \lambda_{\beta^-}.$$

9.4 Transport d'impédances

Quelques rappels sur les transports d'impédances sont utiles afin d'appréhender plus facilement le fonctionnement du système radiofréquence permettant d'obtenir un champ électrique RF au niveau du modulateur.

Une onde de fréquence f se propageant dans un ligne coaxiale d'impédance caractéristique Z_c et de longueur l , verra l'impédance d'entrée :

$$Z_e = Z_c \cdot \frac{Z_s + j \cdot Z_c \operatorname{tg}(\beta \cdot l)}{Z_c + j \cdot Z_s \operatorname{tg}(\beta \cdot l)}$$

avec $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$, $\lambda = c/f_{RF}$, Z_c proportionnelle à $\ln(\frac{d_1}{d_2})$ et Z_s l'impédance de la charge placée à la sortie du câble (Figure 96).

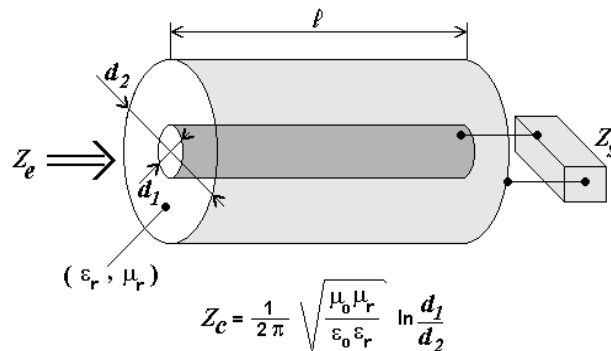


Figure 96: Câble coaxial de diamètre interne d_1 et de diamètre externe d_2 .

Cas particuliers (hors pertes) :

- $l = \frac{\lambda}{2}$: l'impédance est la même à chaque extrémité du câble coaxial: $\beta \cdot l = \pi \Rightarrow Z_e = Z_s$
- court circuit : $Z_s = 0 \Rightarrow Z_e = j \cdot Z_c \operatorname{tg}(\beta \cdot l)$ si $l = \frac{\lambda}{4}$ alors Z_e est infini.

Selon les cas particuliers précédents, la ligne $\lambda/2$ (au bout du laquelle le modulateur se trouve) ne se justifie donc que pour des raisons mécaniques. Nous pouvons simplifier le schéma en positionnant le modulateur au point « A » (Figure 15). Il peut être représenté comme une capacité $C = 40$ pF d'impédance $Z = -j \cdot \frac{1}{C \cdot 2\pi \cdot f_{RF}}$ et le court-circuit comme une inductance d'impédance $Z = j \cdot L \cdot 2\pi \cdot f_{RF}$.

Le système résonant, compte-tenu des pertes de puissance représentées par la résistance R , est schématisé en Figure 97 :

$$Z = \frac{R}{1 + j \cdot Q \left(\frac{f_{RF}}{f_{RF}^0} - \frac{f_{RF}^0}{f_{RF}} \right)}$$

où f_{RF}^0 est la fréquence de résonance avec $2\pi \cdot f_{RF}^0 = \frac{1}{\sqrt{L \cdot C}}$ et $Q = R \cdot C \cdot 2\pi \cdot f_{RF}^0$ (facteur de qualité du système).

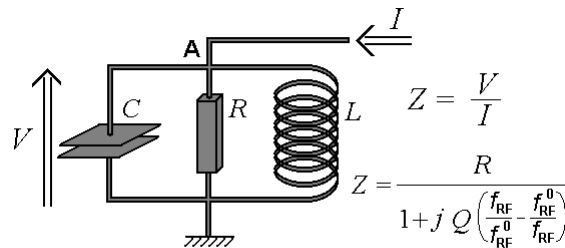


Figure 97 : Schéma de principe du système résonant.

Pour que le résonateur accepte la puissance envoyée par l'amplificateur, il faut au point A, une impédance équivalente à une résistance quasiment pure : $L \cdot C \cdot (2\pi \cdot f_{RF})^2 = 1$.

9.5 Développement de Taylor

Dans cette annexe, se trouve le développement de Taylor de l'équation (éq.2-8-b) :

$$\Delta D_{finale} = 2 \cdot D_m \cdot \sin\left(2\pi \cdot f_{RF} \cdot t + \frac{\Delta\phi}{2}\right) \cdot \cos\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right)$$

Il s'agit de connaître de façon approchée la variation du diamètre de la trajectoire après les deux modulations (cf 2.3.2) au voisinage de la fréquence de résonance f_{RF}^0 et donc de $\Delta\phi^0 = (2n+1)\pi$ sachant que $\Delta\phi = 2\pi \cdot f_{RF} \cdot T_c$ avec T_c temps cyclotron (cf 2.3.1).

$$\begin{aligned} \Delta D_{finale} &= f(f_{RF}^0) + f^{(1)}(f_{RF}^0)(f_{RF} - f_{RF}^0) \\ &= 2 \cdot D_m \cdot \sin\left(2\pi \cdot f_{RF}^0 \cdot t + \frac{\Delta\phi^0}{2}\right) \underbrace{\cos\left(\frac{\Delta\phi^0}{2}\right)}_{\approx 0} \\ &\quad + 4 \cdot \pi \cdot D_m \cdot \left(\begin{array}{l} - \sin\left(2\pi \cdot f_{RF}^0 \cdot t + \frac{\Delta\phi^0}{2}\right) \underbrace{\sin\left(\frac{\Delta\phi^0}{2}\right)}_{\approx 1} \frac{T_c^0}{2} \\ + \cos\left(2\pi \cdot f_{RF}^0 \cdot t + \frac{\Delta\phi^0}{2}\right) \underbrace{\cos\left(\frac{\Delta\phi^0}{2}\right)}_{\approx 0} \left(t + \frac{T_c^0}{2}\right) \end{array} \right) \cdot (f_{RF} - f_{RF}^0) \\ &= -2 \cdot D_m \cdot \pi \cdot T_c^0 \cdot \sin\left(2\pi \cdot f_{RF}^0 \cdot t + (n+1/2) \cdot \pi\right) (f_{RF} - f_{RF}^0) \\ &= 2 \cdot D_m \cdot \pi \cdot T_c^0 \cdot \cos\left(2\pi \cdot f_{RF}^0 \cdot t\right) (f_{RF} - f_{RF}^0) \end{aligned}$$

En posant $\Delta f_{RF} = f_{RF} - f_{RF}^0$

$$\Delta D_{finale} = 2 \cdot \pi \cdot D_m \cdot \cos\left(2\pi \cdot f_{RF}^0 \cdot t\right) N \cdot \frac{\Delta f_{RF}}{f_{RF}^0}$$

❖ Bibliographie

- AME95** Nucl. Phys. A595 (1995) 409.
- ARI97** **J. Arianer**, Les sources de particules chargées, Livre de cours du DEA « Grands Instruments » Université PARIS VI, PARIS VII et PARIS XI (1997).
- AUD97** **G. Audi** et al., The Nubase evaluation of nuclear and decay properties, Nucl. Phys A624 (1997) 1.
- BER94** **F. Bergsma** et al., Field mapping for RF mass experiment, Rapport CSNSM 9424 (1994)
<ftp://csnftp.in2p3.fr/AMDC/experimental/csnsm9424.pdf>.
- BET36** **H. A. Bethe and R.F. Bacher**, Rev. Mod. Phys. 8 (1936) 82.
- BOL97** **G. Bollen**, Modern approaches for direct mass measurements far from stability, Nucl. Phys. A626 (1997) 297.
- CAM75** **X. Campi** et al., Nucl. Phys. A251 (1975) 193.
- CAU98** **E. Caurier** et al., Shell model study of the very neutron rich isotopes from oxygen to silicon, Phys. Rev. C58 (1998) 2033.
- COC88** **A. Coc** et al., Theoretical resolving power of a radiofrequency mass spectrometer, Nucl. Instr. and Meth. A271 (1988) 512.
- COC91** **A. Coc** et al., Field mapping and corrections of the magnet of a radio-frequency mass spectrometer, Nucl. Instr. and Meth. A305 (1991) 143.
- COU99** **R. Cousin**, L'expérience MISTRAL, Stage de DEA CSNSM (1999)
<ftp://csnftp.in2p3.fr/AMDC/experimental/stg-cousin.pdf>.
- DET79** **C. Détraz** et al., Beta decay of $^{27-32}\text{Na}$ and their descendants, Phys. Rev. C19 (1979) 164.
- DET83** **C. Détraz** et al., Mapping of the onset of a new region of deformation : the masses of ^{31}Mg and ^{32}Mg . Nucl. Phys. A394 (1983) 378.
- DUF95** **J. Duflo et A. P. Zucker**, Phys.Rev. C52 (1995) 52.
- DUF96** Communication privée à A.M.D.C. février 1996
ftp://csnftp.in2p3.fr/AMDC/theory/du_zu_10.feb96
- GIL87** **A. Gillibert** et al., New mass measurements far from stability, Phys. Lett. B192 (1987) 39.
- GOF82** **M.C. Goffri-Kouassi**, Détermination des masses des noyaux de ^{31}Mg et ^{32}Mg par mesures d'énergie de désintégration β , Thèse de 3^{ème} cycle Orsay IPNO T 82 04 (1982).

- GUI84** **D. Guillemaud-Mueller** et al., β -decay schemes of very neutron-rich sodium isotopes and their descendants, Nucl. Phys. A426 (1984) 37.
- HAG91** **E. Hagebo** et al., New Production systems at ISOLDE, CERN-PPE/91-179, Nucl. Instr. and Meth. B70 (1992) 165.
- KEI98** **M. Keim**, Recent measurements of nuclear moments far from stability, ENAM98, AIP conference proceedings (eds B.M. Sherrill, D.J. Morrissey and C.N. Davids) 455 (1998) 50.
- LOM90** **R.J. Lombard**, Self-consistent calculations of light nuclei, Nucl. Part. Phys. 16 (1990) 1311.
- KUG92** **E. Kugler** et al. The new CERN-ISOLDE on-line mass-separator facility at the PS-BOOSTER, Nucl. Instr. and Meth. B70 (1992) 41.
- LET97** **J. Lettry** et al., Pulse shape of the ISOLDE radioactive ion beams, Nucl. Instr. and Meth. B126 (1997) 130.
- MIT97** **W. Mittig** and al., Mass measurements far from stability, Annu. Rev. Nucl. Sci. 47 (1997) 27.
- MOL95** **P. Möller** et al., Nuclear Ground-State Masses and Deformations, At. Nucl. Data Tables 59 (1995) 185.
- MON98** **C. Monsanglant** et al., Present status of the MISTRAL mass measurements experiment, AIP conference Proceedings, G. Fioni et al (Eds), 447 (1998) 175.
- NAN80** **A. Nann** et al., Identification and measurements of the mass ^{26}Ne (g.s.) by the $^{26}\text{Mg}(\pi^-, \pi^+)^{26}\text{Ne}$ reaction, Phys. Lett. B96 (1980) 261.
- NUBASE97** voir AUD97
- ORR91** **N.A. Orr** et al., New mass measurements of neutron-rich nuclei near $N=20$, Phys. Lett. B258 (1991) 29.
- OTS00** communication privée
- PAT97** **S.K. Patra** et al., Relativistic mean-field theory and the structural properties of Ne, Mg, Si, S Ar and Ca nuclei from proton- to neutron-drip lines, International Journal of Modern Physics E6 (1997) 641.
- PRI99** **B.V. Pritychenko** et al., Role of intruder configurations in $^{26,28}\text{Ne}$ and $^{30,32}\text{Mg}$, Phys. Lett. B461 (1999) 322.
- REN96** **Z. Ren** et al., Relativistic mean-field study of Mg isotopes, Phys Lett. B380 (1996) 241.
- SAI94** **M. de Saint Simon** et al., The RF modulator for the mass experiment, Rapport CSNSM 9422 (1994)
<ftp://csnftp.in2p3.fr/AMDC/experimental/csns9422.pdf>.
- SIM95** **D. A. Dahl**, le programme de simulation SIMION, INEL-95/0403 (1995).
- SMI60** **L. Smith**, Design of a new RF mass spectrometer, Proc. Int. Conf. on Nuclidic Masses, éd. H. E. Duckworth (Toronto) (1960) 418.
- THI75** **C. Thibault** et al., Direct measurement of the masses of ^{11}Li and $^{26-32}\text{Na}$ with an on-line mass spectrometer, Phys. Rev. C12 (1975) 644.

- THI90** **C. Thibault**, Calculation of the efficiency of the current shims used in PS189, Rapport CERN PS189/90 (1990)
<ftp://csnftp.in2p3.fr/AMDC/experimental/cern9002.pdf>.
- TOA99** **C. Toader**, Mesures de masses atomiques de nucléides très éloignés de la vallée de stabilité β à l'aide d'un spectromètre de masse à radiofréquence, Thèse Paris XI N° 5820 (1999)
<ftp://csnftp.in2p3.fr/AMDC/experimental/th-toader.pdf>.
- TOU78** **F. Touchard**, A movable dynode electron multiplier for the detection of radioactive ions in an on-line mass spectrometer, Nucl. Instr. and Meth. 155 (1978) 449.
- VIE86** **D.J. Vieira** et al., Direct mass measurements of neutron-rich light nuclei near $N=20$, Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 3253.
- VIE88** **D.J. Vieira** et al., Direct mass measurements of light neutrons-rich nuclei using fast recoil spectrometers, AIP Conference Proceedings, I. S. Towner (Ed.), 164 (1988) 1.
- WAR90** **Warburton** et al., Mass systematics for $A=29_{-44}$ nuclei: The deformed $A\sim$ region, Phys. Rev. C41 (1990) 1147.
- WEI35** **C. F. von Weizsäcker**, Z. Phys. 96 (1935) 431
- WIL73** **K.H. Wilcox** et al., New spectroscopic measurements via Exotic nuclear Rearrangement the reaction $^{26}\text{Mg}(^7\text{Li}, ^8\text{B})^{25}\text{Ne}$, Phys. Rev. Lett. 30 (1973) 866.
- WIL80** **B.H. Wildenthal et W. Chung**, Collapse of the conventional shell-model ordering in the very neutron-rich isotopes of Na and Mg, Phys. Rev. C22 (1980) 2260.
- WOO85** **C.L. Woods** et al., A study of ^{25}Ne via the $^{26}\text{Mg}(^{13}\text{C}, ^{14}\text{O})^{25}\text{Ne}$ reaction, Nucl. Phys. A437 (1985) 454.
- ZHO91** **X.G. Zhou** et al., Direct mass measurements of the neutron-rich isotopes of fluorine through Chlorine, Phys. Lett. B260 (1991) 285.

Résumé

L'exploration de la vallée de stabilité dans la direction des isospins est actuellement un enjeu très important en physique nucléaire. Dans ce cadre, les mesures de masses sont de très bonnes indications des changements de structures nucléaires et permettent la contrainte, loin de la stabilité, des modèles existants. Ce travail est consacré à l'étude de la région riche en neutrons autour de ${}_{12}^{32}\text{Mg}_{20}$, nucléide radioactif de très courte durée de vie (95 ms).

MISTRAL est un spectromètre à radiofréquence et à transmission en ligne installé au CERN à ISOLDE au cours de l'été 1997. La mesure de masse s'effectue par la mesure de la fréquence cyclotron de l'ion tournant dans un champ magnétique homogène comparée à celle d'un ion de référence. Cette méthode permet des mesures de masse très rapides et très précises (quelques 10^{-7}).

Des mesures de la masse de ${}^{25,26}\text{Ne}$ et ${}^{32}\text{Mg}$ ont été effectuées en 1999. L'analyse a été rendue complexe par la présence de nombreux isobares dans le faisceau radioactif. La masse de ${}^{32}\text{Mg}$ a été trouvée plus liée de 280 keV par rapport aux tables. Les valeurs de MISTRAL pour les trois nucléides sont plus précises et ont donc le plus grand poids dans la nouvelle évaluation. La zone de déformation de la région étudiée est renforcée. La fermeture de couche à $N=20$ semble disparaître pour ces nucléides.

Une nouvelle méthode de mesure de masse avec le spectromètre MISTRAL ainsi que des comparaisons à des modèles classiques en physique nucléaire (modèle en couche, modèle de champ moyen, etc.) ont également été étudiées.

Mots-clés : noyaux exotiques, spectrométrie de masse, radiofréquence, précision, masses atomiques, structure nucléaire, faisceaux radioactifs.

Abstract

Masses measurements of high accuracy using MISTRAL spectrometer around ${}_{12}^{32}\text{Mg}_{20}$

The exploration of the stability valley in the isospin direction is at present time an important goal in nuclear physics. Mass measurements are very good indications of changes in nuclear structures and put constraints, far from stability, on existing models. This work is devoted to the study of the neutron rich region around ${}_{12}^{32}\text{Mg}_{20}$, a very short-lived nuclide (95 ms).

MISTRAL is an on-line transmission and radiofrequency spectrometer installed at CERN in the ISOLDE hall during the summer of 1997. The mass measurement are obtained by the measurement of the cyclotron frequency of the ion turning in an homogeneous magnetic field compared to that of a reference ion. This method allows very fast and precise mass measurements (a few 10^{-7}).

Mass measurements of ${}^{25,26}\text{Ne}$ et ${}^{32}\text{Mg}$ have been performed in 1999. The analysis has been rendered more complex by the presence of many isobars in the radioactive beam. MISTRAL values for these three nuclides are more precise and have the bigger weight in the new evaluation. The mass of ${}^{32}\text{Mg}$ has been found to be 280 keV more bound than in the tables. The intensity of the deformation is reinforced and the shell closure at $N=20$ seems to disappear for this nuclide.

Comparisons to classical models in nuclear physics (shell models, Mean field models, etc.) have also been studied.

Key-words : exotic nuclides, mass spectrometry, radiofrequency, accuracy, atomic masses, nuclear structure, radioactive beams.

Université de Paris-Sud UFR scientifique d'Orsay, Discipline : Physique nucléaire.
CSNSM bât. 108
91405 ORSAY CAMPUS

