



**HAL**  
open science

# Préparation des expériences de mesures de masses de grande précision avec le spectromètre de masse à base de pièges à ions MLLTRAP à ALTO

Elodie Morin

► **To cite this version:**

Elodie Morin. Préparation des expériences de mesures de masses de grande précision avec le spectromètre de masse à base de pièges à ions MLLTRAP à ALTO. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université Paris-Saclay, 2022. Français. NNT : 2022UPASP152 . tel-03992067

**HAL Id: tel-03992067**

**<https://theses.hal.science/tel-03992067v1>**

Submitted on 16 Feb 2023

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Préparation des expériences de mesures  
de masses de grande précision avec le  
spectromètre de masse à base de pièges à  
ions MLLTRAP à ALTO

*Preparation of high-precision mass measurements with the double  
Penning trap mass spectrometer MLLTRAP at ALTO*

**Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay**

École doctorale n°576 Particules, Hadrons, Énergie et Noyau : Instrumentation,  
Imagerie, Cosmos et Simulation (PHENIICS)  
Spécialité de doctorat : Structure et réactions nucléaires  
Graduate School : Physique, Référent : Faculté des sciences d'Orsay

Thèse préparée dans l'unité de recherche IJCLab (Université Paris-Saclay, CNRS), 91405,  
Orsay, France, sous la direction de Enrique MINAYA RAMIREZ, ingénieur de recherche, et  
la co-direction de Araceli LOPEZ-MARTENS, directrice de recherche

**Thèse soutenue à Paris-Saclay, le 9 décembre 2022, par**

**Elodie MORIN**

**Composition du jury**

<b>Elias KHAN</b> Professeur des universités, IJCLab - Université Paris-Saclay	Président
<b>Bertram BLANK</b> Directeur de recherche, LP2i Bordeaux - Univer- sité de Bordeaux	Rapporteur & Examineur
<b>Xavier FLÉCHARD</b> Directeur de recherche, LPC Caen - Université de Caen	Rapporteur & Examineur
<b>Pierre DELAHAYE</b> Chargé de recherche, GANIL - Université de Caen	Examineur
<b>Barbara SULIGNANO</b> Directrice de recherche, CEA-Irfu - Université Paris-Saclay	Examinatrice
<b>Enrique MINAYA RAMIREZ</b> Ingénieur de recherche, IJCLab - Université Paris- Saclay	Directeur de thèse

**Titre :** Préparation des expériences de mesures de masses de grande précision avec le spectromètre de masse à base de pièges à ions MLLTRAP à ALTO

**Mots clés :** mesures de masses, manipulation de faisceaux, pièges de Penning, RFQCB, structure nucléaire

**Résumé :**

Les masses nucléaires sont une des propriétés primordiales dans la compréhension de la structure du noyau atomique. Elles sont aussi importantes pour les calculs en astrophysique nucléaire simulant les processus de nucléosynthèse. De grandes précisions sur les masses sont cependant requises pour que celles-ci soient utiles à l'étude de la structure nucléaire et de l'astrophysique nucléaire. Les pièges de Penning sont de performants outils pour effectuer des mesures de grande précision. Le principe de fonctionnement d'un piège de Penning est basé sur la superposition d'un champ magnétique et d'un champ électrostatique pour confiner des ions dans les trois dimensions de l'espace.

Le spectromètre de masse à base de pièges de Penning MLLTRAP est en cours d'installation dans la plateforme de recherche ALTO à IJCLab à Orsay. Son premier objectif sera la mesure de masses d'isotopes d'argent autour de la fermeture de couche  $N = 82$ . Dans le cadre de la mise en service de MLLTRAP à ALTO, différents développements ont été effectués dans le but de faire de MLLTRAP un instrument de pointe avant son installation dans le hall DESIR au GANIL à Caen. Ces derniers concernent notamment l'implémentation de la récente méthode de détection PI-ICR et du contrôle et commande associé. Cette méthode est ba-

sée sur la projection du mouvement des ions piégés dans le plan transverse et nécessite un système de détection à la fois sensible et rapide. Des sources d'ions stables d'alcalins mono-chargés ( $^{133}\text{Cs}^+$  et  $^{85-87}\text{Rb}^+$ ) ont aussi été conçues pour la mise en service de l'expérience et la calibration du champ magnétique dans les pièges de Penning.

Dans le cadre des collaborations entre le GSI et l'IN2P3, une collaboration scientifique et technique entre l'expérience MLLTRAP et l'expérience SHIPTRAP a été mise en place. L'expérience SHIPTRAP est installée au GSI, à Darmstadt en Allemagne et est similaire à MLLTRAP. Les deux expériences réalisent des travaux de recherche et développement complémentaires tels que l'implémentation du PI-ICR à MLLTRAP, par exemple. Des données acquises lors de la préparation de la campagne expérimentale sur des isotopes super-lourds à SHIPTRAP en 2021 ont été analysées conjointement avec l'équipe de SHIPTRAP. Les isotopes analysés appartiennent à des chaînes de décroissance  $\alpha$ , Fr-At-Bi, autour de  $A = 200$ . Leurs états fondamentaux ainsi que leurs états excités ont été observés et leur masses mesurées. Ces mesures ont permis de déterminer les énergies des états excités, encore inconnues dans le cas de la chaîne  $^{206}\text{Fr}-^{202}\text{At}-^{198}\text{Bi}$ .

**Title :** Preparation of high precision mass measurements with the double Penning trap mass spectrometer MLLTRAP at ALTO

**Keywords :** mass measurements, beam manipulation, Penning traps, RFQCB, nuclear structure

**Abstract :**

Nuclear masses are one of the essential properties for atomic nuclei structure understanding. They are also important for nuclear astrophysics calculations which model nucleosynthesis processes. High precision are however needed on the masses to be useful for nuclear structure and nuclear astrophysics studies. Penning traps are high-performance tools for high precision measurements. The principle of Penning traps is based on superimposing a magnetic field and an electrostatic field to confine ions in the 3-dimensional space.

The double Penning trap mass spectrometer MLLTRAP is being installed at the ALTO research facility at IJCLab at Orsay. Its first purpose will be the mass measurement of silver isotopes around  $N = 82$  shell closure. Within the scope of MLLTRAP commissioning at ALTO, some developments have been made in order to maintain MLLTRAP as a state-of-the-art instrument before its installation in the DESIR hall at GANIL at Caen. The latter concerns the implementation of the novel PI-ICR method and its associated control system. This method is based on

the trapped ions' motion projection in the transverse plane and requires a sensitive and fast detection system. Alkali stable ion sources ( $^{133}\text{Cs}$  et  $^{85-87}\text{Rb}$ ) were also developed to perform the experiment commissioning and calibrate the magnetic field inside the Penning traps.

In the framework of GSI-IN2P3 collaborations, a scientific and technical collaboration between MLLTRAP and SHIPTRAP experiments have been set up. SHIPTRAP is installed at GSI, at Darmstadt in Germany and is similar to MLLTRAP. The two experiments perform complementary research and development activities as PI-ICR implementation at MLLTRAP, for example. Data acquired during the preparation of the experimental campaign on super-heavy isotopes at SHIPTRAP in 2021 have been analyzed together with SHIPTRAP team members. The analyzed isotopes belong to Fr-At-Bi  $\alpha$ -decay chains around  $A = 200$ . Their ground states as well as their excited states have been observed and their masses measured. These measurements allowed to determine excited states energies, still unknown up to now in  $^{206}\text{Fr}-^{202}\text{At}-^{198}\text{Bi}$  case.

## Remerciements

Je souhaite tout d'abord remercier les membres de mon jury d'avoir accepté la tâche ingrate de relire et juger mon travail, en particulier mes rapporteurs Bertram Blank et Xavier Fléchar.

Je tiens ensuite à remercier toutes les personnes que j'ai cotoyé durant ces trois années : mes collègues du pôle de physique des accélérateurs mais aussi ceux du pôle de physique nucléaire pour leur sympathie et leur soutien, et plus particulièrement durant les derniers mois. Merci aussi à l'équipe d'ALTO pour votre aide en salle 110 mais aussi les agréables échanges que j'ai pu avoir avec vous. Tous vous citer un par un serait bien trop long et j'aurais peur d'en oublier.

Je voudrais aussi remercier mes collègues doctorants en particulier le bureau des étudiants d'avoir relancé la vie étudiante avec moi et maintenant sans moi et aussi Sébastien Descotes-Genon pour ton soutien dans cette tâche, merci et bravo !

Je souhaite remercier mes collègues doctorants et doctorantes avec qui j'ai pu animer des ateliers de médiation scientifique à la MISS. Merci aussi à Valérie et Elisabeth pour votre confiance, votre gentillesse et votre soutien, non-seulement à mon égard et d'une manière générale à l'égard de l'ensemble des doctorantes et doctorants de la MISS.

J'aimerais aussi remercier ma codirectrice de thèse, Waely, qui a accepté la tâche induite par le fait de codiriger ma thèse et m'a beaucoup aidée dans la compréhension des résultats de mes analyses de données et de leur implication pour la physique nucléaire.

Un grand merci aussi à Enrique qui m'a donnée ma chance en me choisissant pour cette thèse très intéressante malgré les imprévus dont elle a souffert, pour tout ce que tu m'as appris durant ces trois ans, avec beaucoup de pédagogie, de patience et ce, jusqu'à la fin.

Je vais aussi ajouter une pensée pour Kévin ainsi que pour Rodrigue qui m'ont tous deux, chacun à sa manière, accompagnée dans mes questionnements et tout autant que lors des cours de judo et pour Patrick qui fut notre enseignant et dont j'ai suivi les cours tout au long de mes études, pour ton intérêt, jusqu'à ta présence à ma soutenance.

Merci à Manar pour ta sympathie, tous les intéressants échanges que nous avons eus, ton soutien dans le maintien du bureau des étudiants dans les moments les plus difficiles, c'est aussi grâce à toi que la vie étudiante a pu redémarrer.

Merci à Adrien pour ton amitié inconditionnelle, ton soutien lorsque je me questionnais et d'une manière générale pour tous les moments partagés que ce soit durant et après nos ateliers à la MISS, au laboratoire pour corriger des copies et échanger pour se changer les idées, ou encore en dehors du laboratoire.

Une pensée à mes amis, en particulier Nadia et Anne qui m'ont soutenue et accepté cet épisode où la vie nous détache un peu, ainsi qu'à mes amis doctorants, Thibault et Nastasia avec qui nous avons partagé doutes et questionnements lors de nos bon repas du samedi soir et Etienne, présent depuis le début du parcours.

Je ne peux clore ces remerciements sans mentionner les plus proches personnes qui m'ont accompagnées durant ce plus ou moins long parcours. Olivier, tu as été présent même avant le début de cette thèse et c'est ensemble que nous avons réussi à traverser cette étape qui s'est pour chacun conclue par une réussite. Bravo à toi aussi ! Enfin, les dernières phrases concluant ces remerciements vont à mon frère, Florent, qui dans l'ombre m'a soutenue sans vraiment le dire et ma mère, Sylvie, qui m'a accompagnée et soutenue de tout ce qu'elle pouvait et malgré les difficultés que nous avons rencontrées.

Merci à vous tous pour votre présence, votre bienveillance et votre soutien.

*A Joël, mon père et Hélène, ma grand-mère.*

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>7</b>
<b>1 Des masses pour la physique et l'astrophysique nucléaire</b>	<b>9</b>
1.1 Des masses atomiques aux énergies de liaison nucléaires et les variables dérivées . . . . .	10
1.2 La place de la masse dans la physique nucléaire et l'astrophysique nucléaire . . . . .	17
1.2.1 Structure des noyaux déficients en neutrons au delà du plomb . . . . .	18
1.2.2 Structure des noyaux riches en neutrons autour de la fermeture de couche $N = 82, Z < 50$ et impact sur le processus-r de nucléosynthèse . . . . .	19
<b>2 Spectrométrie et mesures de masses directes avec des pièges à ions</b>	<b>23</b>
2.1 Méthodes de mesures par spectrométrie de masse pour la physique nucléaire . . . . .	23
2.2 Piégeage d'ions . . . . .	24
2.2.1 Principe de fonctionnement d'un piège de Paul . . . . .	25
2.2.2 Principe de fonctionnement d'un piège de Penning . . . . .	27
2.3 Masse et fréquence cyclotron . . . . .	30
2.4 Manipulation des ions dans un piège de Penning . . . . .	31
2.5 Préparation des ions pour les mesures de fréquence cyclotron dans les pièges de Penning	34
2.5.1 Refroidir des ions avec un gaz tampon . . . . .	34
2.5.2 Arrêter un faisceau de haute énergie dans une cellule de gaz . . . . .	36
2.5.3 Amélioration de la qualité et mise en paquet du faisceau d'ions dans un piège quadropolaire . . . . .	36
2.5.4 Séparation isobarique dans un piège de Penning . . . . .	38
2.6 Méthodes de mesure de fréquences cyclotron avec des pièges de Penning . . . . .	39
2.6.1 Mesures de temps de vol : TOF-ICR . . . . .	39
2.6.2 Mesures de phase : PI-ICR . . . . .	41
<b>3 Mise en place de l'expérience MLLTRAP à ALTO</b>	<b>47</b>
3.1 Du MLL à ALTO . . . . .	48
3.1.1 Première mise en service de MLLTRAP au MLL . . . . .	49
3.1.2 Installation ALTO et production des ions . . . . .	50
3.1.3 MLLTRAP à ALTO . . . . .	53
3.2 Ligne de transport du faisceau . . . . .	54
3.3 Conception et mise en place d'une source d'ions stables à la haute tension . . . . .	56
3.3.1 Développement avec <i>SIMION</i> <sup>©</sup> . . . . .	57
3.3.2 Faisceau d'ions produit . . . . .	60
3.3.3 Conception mécanique, montage de la source et installation à ALTO . . . . .	60
3.4 Eléments pour la préparation et l'injection du faisceau dans les pièges de Penning . . . . .	63
3.4.1 Le RFQCB et la section décélétratrice . . . . .	64
3.4.2 La section d'injection des ions dans les pièges . . . . .	66
3.5 Alignement du tube à vide dans l'aimant . . . . .	69
3.5.1 Vide requis . . . . .	69
3.5.2 Le canon à électrons . . . . .	70
3.5.3 Protocole d'alignement . . . . .	71
3.5.4 Mesure de l'angle entre l'axe du tube à vide et les lignes de champ magnétique	72

3.6	Suivi du champ magnétique au centre de l'aimant . . . . .	73
3.7	Mise en place du nouveau système de contrôle-commande pour MLLTRAP . . . . .	77
3.8	Préparation des campagnes de mesures de masses avec MLLTRAP à ALTO . . . . .	79
3.8.1	Production et transport des ions radioactifs pour MLLTRAP . . . . .	79
3.8.2	Séparation des contaminants . . . . .	83
<b>4</b>	<b>Analyse des données des expériences de mesures de masses utilisant le PI-ICR, traitement des incertitudes</b>	<b>85</b>
4.1	Expérience SHIPTRAP . . . . .	85
4.1.1	Production des ions . . . . .	85
4.1.2	Dispositif expérimental . . . . .	86
4.2	Protocole de prise des données . . . . .	87
4.3	Analyse statistique des données brutes . . . . .	88
4.3.1	Selection des données d'intérêt à partir des données brutes . . . . .	88
4.3.2	Determination de la fréquence cyclotron vraie $\nu_c$ . . . . .	89
4.3.3	Calibration et interpolations . . . . .	93
4.3.4	Calcul du rapport de fréquences cyclotron . . . . .	94
4.4	Evaluation des incertitudes systématiques . . . . .	95
4.4.1	Variations et imperfections des champs électromagnétiques . . . . .	95
<b>5</b>	<b>Campagne expérimentale avec SHIPTRAP au GSI utilisant la méthode PI-ICR</b>	<b>99</b>
5.1	Production des ions lors de la campagne . . . . .	99
5.1.1	Faisceau pour les expériences avec SHIPTRAP . . . . .	100
5.1.2	Production des isotopes de francium, astate et bismuth . . . . .	100
5.2	Analyse des isotopes et résultats expérimentaux . . . . .	100
5.2.1	Analyse détaillée des données de PI-ICR, exemple de l'astate 201 . . . . .	100
5.2.2	Confrontation des résultats de mesure avec la littérature . . . . .	103
	<b>Conclusion</b>	<b>109</b>
	<b>Appendices</b>	<b>111</b>
<b>A</b>	<b>Emittances de la source d'ions d'après les simulations avec SIMION<sup>®</sup></b>	<b>113</b>
A.1	1 keV . . . . .	114
A.2	10 kV . . . . .	115
A.3	30 kV . . . . .	116
A.4	50 kV . . . . .	117
<b>B</b>	<b>Analyse des figures de PI-ICR des isotopes de francium, astate et bismuth</b>	<b>119</b>
B.1	Analyse du bismuth . . . . .	119
B.2	Analyse de l'astate . . . . .	120
B.3	Analyse du francium . . . . .	122

# Introduction

Les masses atomiques jouent un rôle très important en physique nucléaire. C'est grâce à leurs mesures qu'ont été découverts les isotopes et que la structure en couches du noyau atomique, analogue à celle du cortège électronique de l'atome, a été mise en évidence. C'est aussi par les mesures de masses qu'a été mise en évidence l'énergie de liaison.

L'énergie de liaison permet de comprendre à quel point les nucléons sont liés au sein d'un noyau atomique. Elle peut être vue comme le montant d'énergie que les nucléons cèdent afin de rester liés ensemble. Elle est donc aussi un indicateur de la stabilité du noyau.

De nombreux progrès ont été faits dans le domaine de la spectrométrie de masse depuis les premières mesures de masses au début du siècle dernier afin d'améliorer la précision sur les mesures effectuées. L'évolution des techniques a mené aujourd'hui à utiliser des spectromètres de masses pouvant piéger les ions. Les pièges à ions sont universels et permettent d'étudier n'importe quel noyau, indépendamment de son nombre de protons ou de neutrons, mais aussi des particules élémentaires comme les électrons. Les principaux pièges à ions utilisés en physique nucléaire sont les pièges de Paul et les pièges de Penning. Les pièges de Paul sont des pièges utilisant des potentiels électrostatiques modulés en radiofréquence dans lesquels des ions peuvent être piégés en deux ou en trois dimensions. Les pièges de Penning sont des pièges électromagnétiques confinant les ions dans les trois dimensions de l'espace. Leur principe de piégeage repose sur le confinement des ions dans le plan transverse grâce au champ magnétique. Le piégeage dans la direction longitudinale est permis à l'aide d'un champ électrostatique. Un spectromètre de masse à base de pièges de Penning est en cours d'installation au laboratoire de physique des deux infinis Irène Joliot Curie (IJCLab), dans la plateforme de recherche ALTO (Accélérateur Linéaire et Tandem à Orsay). Il s'agit du spectromètre MLLTRAP, provenant du Maier Leibnitz Laboratory (MLL) à Garching, et qui sera installé dans le hall DESIR au GANIL à Caen d'ici la fin de cette décennie. Différents développements ont été faits autour de MLLTRAP ou sont en cours afin d'améliorer ses performances et en faire un instrument à la pointe de la technologie avant son envoi vers DESIR. Parmi ces développements, la mise à jour du système de contrôle et commande est en cours et permettra d'utiliser la méthode de mesure PI-ICR récemment développée et ayant montré d'importantes améliorations par rapport aux méthodes utilisées antérieurement pour les mesures de masses, entre autres. Elle a notamment apporté un gain d'un facteur 20 sur les résolutions et d'un facteur 5 sur la précision des mesures. L'utilisation de MLLTRAP à ALTO permettra aussi l'étude des noyaux exotiques riches en neutrons produits par la plateforme.

Après une introduction des notions de masse atomique et masse nucléaire et des grandeurs qu'elles permettent de déduire pour la compréhension de la structure nucléaire, la structure de noyaux pour des régions précises de la carte des noyaux,  $Z > 82$  et  $N = 82$ , sera présentée. Cette partie sera suivie d'une introduction des notions de piégeage d'ions avec des pièges de Paul et des pièges de Penning. Leurs applications pour le refroidissement et la mesure de masses et les méthodes de mesures utilisées pour la physique nucléaire seront aussi introduites. L'installation ALTO ainsi que les étapes de la mise en service de MLLTRAP seront ensuite



détaillés. Le développement d'une source d'ions stables, l'installation et les tests effectués ou envisagés avec MLLTRAP lors de sa mise en service seront alors présentés. Enfin l'analyse de données expérimentales obtenues avec un spectromètre de masse similaire à MLLTRAP, le spectromètre SHIPTRAP installé au GSI à Darmstadt en Allemagne, sera détaillée. Cette analyse de données expérimentales s'inscrit dans une collaboration entre les deux expériences MLLTRAP et SHIPTRAP et plus largement dans le cadre des collaborations entre le GSI et l'IN2P3. Les résultats obtenus grâce à cette analyse de données seront présentés de la même façon que leur impact pour la physique nucléaire.

# Chapitre 1

## Des masses pour la physique et l'astrophysique nucléaire

Les atomes, constituants de la matière, ont été classifiés par Dimitri Mendeleïev en 1869 dans le tableau périodique des éléments chimiques montré en figure 1.1. Ce dernier classe les atomes en fonction de leurs propriétés chimiques. L'atome possède un noyau chargé positivement, entouré d'électrons chargés négativement et liés au noyau par l'interaction électromagnétique. Ses propriétés chimiques résultent de sa structure électronique ainsi que de la charge et la distribution de charge de son noyau.

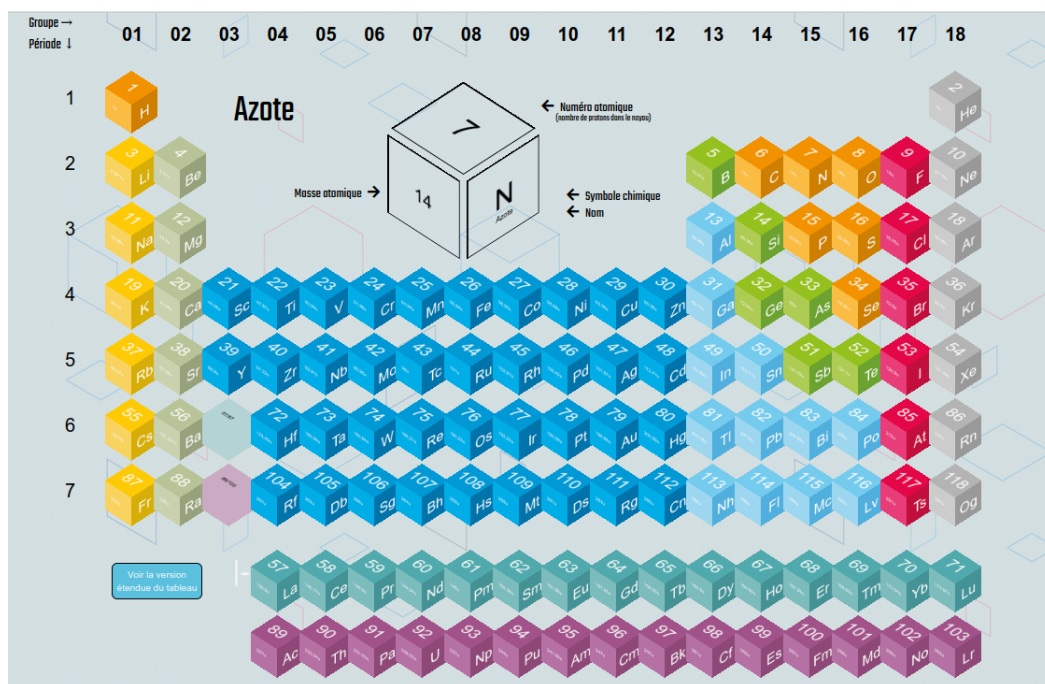
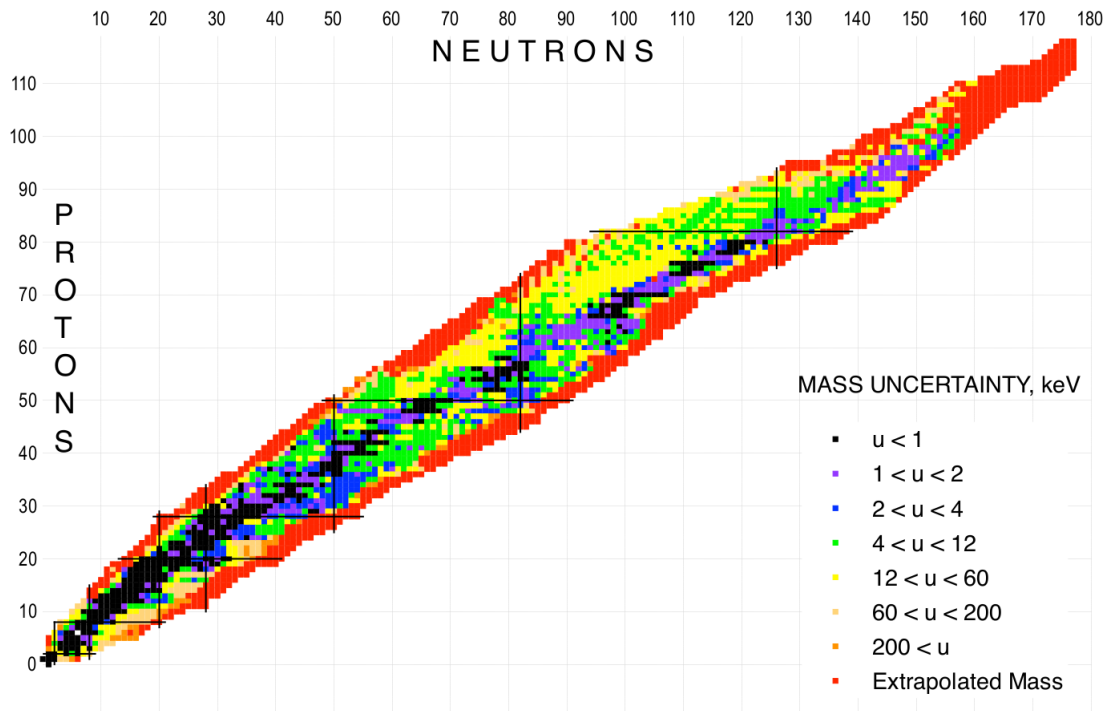


Figure 1.1 – Tableau moderne de Mendeleïev [1].

Le noyau atomique, quant à lui, contient des protons et des neutrons, liés ensemble par l'interaction forte et l'interaction coulombienne. Les protons et les neutrons appartiennent à une famille de particules que l'on appelle les nucléons. Le nombre de protons dans le noyau atomique, qui est égal au nombre d'électrons qui l'entourent, caractérise une espèce donnée, un élément chimique. Chacune des cases du tableau périodique des éléments chimiques contient alors un élément, désigné par son symbole  $X$  et le nombre de protons  $Z$  contenus dans son noyau de la manière suivante :  ${}_Z X$ . Le nombre  $Z$  est aussi appelé numéro atomique.

Pour un élément chimique donné, de numéro atomique  $Z$ , il existe plusieurs noyaux contenant des nombres de neutrons  $N$  différents. Ces noyaux sont appelés isotopes et sont classés dans un tableau nommé la carte des noyaux montré en figure 1.2. Les isotopes  $y$  sont classés verticalement en fonction du nombre de protons dans le noyau et horizontalement en fonction du nombre de neutrons dans le noyau.



**Figure 1.2** – Carte des noyaux montrant par le code couleur les précisions avec lesquelles sont connues les masses de chaque isotope, extraite de la NUBASE2020 [2].

Les couleurs sur la carte des noyaux représentent la précision absolue avec laquelle sont connues les masses, autrement dit le niveau de certitude sur ces masses. Les couleurs les plus foncées du dégradé correspondent aux masses connues avec les meilleures précisions. Il s'agit des masses des noyaux stables (ayant des durées de vies plus grandes que l'âge de l'univers) ou de très longue durée de vie, avoisinant les noyaux stables. L'ensemble de ces noyaux stables correspond à ce qui est appelé la vallée de stabilité. En opposition, les noyaux que l'on qualifie loin de la stabilité correspondent aux noyaux éloignés de la vallée de la stabilité, plus proches de l'enveloppe entourant la carte des noyaux.

## 1.1 Des masses atomiques aux énergies de liaison nucléaires et les variables dérivées

Les masses atomiques contiennent des informations sur les interactions dans l'atome, entre le noyau et le cortège électronique. La masse d'un atome est inférieure à la somme des masses des particules le constituant, nucléons et électrons. Ces derniers cèdent une part de leur masse sous forme d'énergie afin de former un système lié. La différence de masse entre le système lié et la somme des masses de ses constituants est appelée énergie de liaison.

On écrit la masse d'un atome  $M_{at}$  de numéro atomique  $Z$ , dont le noyau de masse  $M_{noy}$

comporte  $N$  neutrons, sous la forme suivante :

$$M_{at} = M_{noy} + Zm_e - B_e \quad (1.1)$$

où  $m_e$  est la masse de l'électron,  $B_e$  l'énergie de liaison électronique, c'est-à-dire l'énergie qu'il faut fournir à l'atome pour lui arracher tous ses électrons et

$$M_{noy} = Zm_p + Nm_n - B_{nuc} \quad (1.2)$$

où  $m_p$  est la masse du proton,  $m_n$  la masse du neutron et  $B_{nuc}$  est l'énergie de liaison nucléaire, c'est-à-dire l'énergie qu'il faut fournir au noyau pour le dissocier.

On distingue dans l'atome deux types d'énergies de liaison, l'énergie de liaison électronique  $B_e$  et l'énergie de liaison nucléaire  $B_{nuc}$ . Cette distinction provient du fait que les forces mises en jeu pour maintenir les électrons liés au noyau ne sont pas les mêmes que les forces qui maintiennent les nucléons ensemble pour former le noyau. Les ordres de grandeur ne sont d'ailleurs pas les mêmes dans les deux cas. Pour séparer l'ensemble des électrons du noyau auquel ils sont liés, il faut leur fournir des énergies allant de quelques eV jusqu'à quelques centaines de keV pour les atomes les plus lourds. Pour dissocier les nucléons liés dans le noyau atomique, il faut lui fournir des énergies avoisinant 8 MeV par nucléon.

L'énergie de liaison du noyau  $B_{nuc}$  représente la somme des différentes interactions entre les nucléons.

Les premiers indices mettant en évidence l'énergie de liaison dans le noyau atomique datent des années 1920. Cette découverte est corrélée à l'histoire des mesures de masses nucléaires et au développement des spectrographes et spectromètres de masse. Le principe des spectrographes et spectromètres de masse repose sur la séparation d'objets chargés (particules ou ions) dans des champs électromagnétiques par le ratio entre leur charge et leur masse  $q/m$ . Un spectrographe utilise des champs fixes pour séparer les objets chargés et les observer sur un détecteur. Dans un spectromètre, on fait varier l'intensité du champ électrique ou magnétique pour construire un spectre.

La spectrométrie de masse a vu le jour à la fin du XIX<sup>me</sup> siècle avec la mesure du rapport charge sur masse de l'électron par J. J. Thomson [3]. Il mesura ensuite les masses d'atomes légers ce qui permit la découverte des isotopes en 1913 en observant que le néon avait deux masses différentes (20 et 22). Quelques années plus tard, F. W. Aston, qui avait été l'élève de Thomson, développa son propre spectrographe [4] et mesura un certain nombre de masses d'éléments légers. Il constata que les masses mesurées étaient toutes proportionnelles, à l'exception d'une. En utilisant comme référence la masse de l'oxygène à laquelle il avait attribué la valeur 16, définissant ainsi une unité de masse atomique, il constata que la masse de l'hydrogène dans cette même unité ne valait pas 1.000 mais 1.008 [5]. C'est finalement Eddington, compte tenu des résultats d'Aston, qui émit l'hypothèse de l'existence d'une énergie de liaison au sein du noyau, apportant par là même une explication à l'énergie solaire, provenant de la transformation ("transmutation") de l'hydrogène en hélium [6, 7]. Les mesures effectuées par la suite par Aston sur plus de 200 isotopes montrèrent que les énergies de liaisons par nucléon atteignent une saturation à environ 8 MeV par nucléon pour la grande majorité de ces isotopes.

Depuis lors, les techniques de spectrométrie ont évolué et permis d'améliorer grandement les précisions sur les mesures de masse  $m$ , c'est-à-dire leur degré d'exactitude défini par les incertitudes  $u_m$  sur les mesures. L'amélioration de la précision sur les mesures est corrélée à l'amélioration du pouvoir de résolution des équipements, c'est-à-dire leur capacité à séparer les différents objets analysés. Il est alors défini comme le rapport  $\frac{m}{\Delta m}$  de la masse  $m$  mesurée sur la plus petite différence de masses séparable notée ici  $\Delta m$ . Les précisions relatives  $\frac{u_m}{m}$

mesurées étaient autour de  $10^{-3}$  avec des pouvoirs de résolution autour de 100 dans le cas du premier spectromètre de masse développé par A. J. Dempster [8] en 1918 et du spectrographe d'Aston [4]. L'amélioration du pouvoir de résolution et des précisions est devenue un véritable enjeu afin de mieux appréhender les propriétés des objets analysés (structure du noyau atomique par exemple). Les techniques actuelles mises en œuvre pour déterminer les masses atomiques d'isotopes exotiques permettent d'atteindre des précisions allant jusqu'à  $10^{-8}$  tandis que les masses de certains éléments stables sont connues avec une précision de  $10^{-11}$  [9, 10, 11]. Ainsi, le panorama des champs de la physique pour lesquels les masses atomiques et nucléaires ont un impact s'est élargi, de la même manière que l'état des connaissances dans ces différents domaines. Un facteur déterminant si une masse peut apporter à un domaine particulier de la physique sera la précision avec laquelle est connue cette dernière. La table 1.1 montre des exemples de précisions requises sur les mesures de masses afin d'impacter certains champs de la physique.

Motivation physique	Precision requise	Précision relative requise $\delta m/m$
Chimie moléculaire	$\geq 100$ keV	$\geq 10^{-6}$
Évolution de la structure en couches, appariement, phénomènes collectifs	$\leq 10$ keV	$\leq 10^{-7}$
Modèles nucléaires et structure fine du noyau : halos et déformations	1 keV	$10^{-8}$
Astrophysique nucléaire : processus de capture rapide de nucléons et "waiting points"	1-10 keV	$10^{-8} - 10^{-7}$
Symétries fondamentales et interaction faible	$\leq 100$ eV	$\leq 10^{-9}$
Physique atomique	1 eV	$10^{-11}$

**Table 1.1** – Tableau présentant les incertitudes requises pour que les mesures de masses aient un impact sur les différents champs de la physique [12, 13].

Dès les premières mesures de masses atomiques, il est apparu utile voire nécessaire de les référencer dans des tables. C'est ainsi qu'Aston publia les mesures qu'il effectua avec son premier spectrographe. Les premières évaluations de masses apparurent dans les années 1930, de la même manière que les premières compilations de masses et de données spectroscopiques, jusque là publiées séparément. Il apparut, à l'aube des années 1950, que les masses disponibles dans ces compilations (évaluées à partir de réactions nucléaires) étaient surévaluées par rapport aux masses mesurées par spectrographie. A. H. Wapstra proposa alors une procédure utilisant la méthode des moindres carrés pour corriger cette surévaluation des masses. Il publia, avec J. R. Huizenga, la première table utilisant cette méthode en 1955 [14, 15, 16]. Il continua par la suite de publier des évaluations des masses dans ce que l'on appelle l'AME (Atomic Mass Evaluation), dont la première parut en 1971. Les évaluations des masses de l'AME sont obtenues à l'aide des mesures directes mais aussi en utilisant les énergies associées aux réactions de décroissances radioactives mesurées par spectroscopie. L'AME fournit aussi des extrapolations de masses qui n'ont pas été mesurées ou qui ne peuvent être déduites des énergies de décroissances. L'extrapolation d'une masse inconnue est obtenue en fonction de la tendance d'évolution des masses connues des isotopes voisins mais aussi des énergies de décroissances. L'exemple le plus récent est l'AME publiée en 2021 [17, 11]. J'invite toute personne intéressée par l'histoire des techniques de mesures de masses et de l'évaluation des masses à lire l'article de Georges Audi

de 2006 à ce sujet [18].

Il devient cependant de plus en plus difficile d'apporter de nouvelles données dans le répertoire des masses atomiques. Les masses inconnues ou connues avec des précisions non exploitables en physique nucléaire correspondent aux isotopes radioactifs loin de la stabilité. Leurs durées de vie sont très petites, de l'ordre de la dizaine de ms ou inférieures, et sont inférieures aux temps caractéristiques d'analyse des techniques de mesures de masses actuellement utilisées, de l'ordre de la ms à la centaine de ms. Diminuer d'un ordre de grandeur les temps caractéristiques d'analyse permettraient d'accéder à des noyaux plus exotiques.

Les masses ne sont pas la seule propriété pour laquelle les techniques expérimentales atteignent leurs limites. Des modèles théoriques sont donc nécessaires afin de déterminer les masses inconnues et plus généralement, comprendre la structure du noyau et l'effet de l'interaction forte pour lier les nucléons en son sein. Divers modèles théoriques ont vu le jour pour les masses depuis les années 1930. Le modèle le plus célèbre est la formule de Von Weizsäcker [19], dont la première version vit le jour en 1935, donnant l'énergie de liaison nucléaire :

$$B_n = a_V A - a_S A^{2/3} - a_C \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_{sym} \frac{(N - Z)^2}{A} \pm \delta. \quad (1.3)$$

Le premier terme, proportionnel à  $a_V$  représente l'énergie volumique, proportionnelle au nombre de nucléons présents dans le noyau. Le deuxième terme, proportionnel à  $a_S$  caractérise l'énergie de surface signifiant que les nucléons en surface du noyau sont moins liés aux autres. Le troisième terme en  $a_C$  décrit les forces de répulsion coulombienne entre les protons du noyau. Le quatrième terme en  $a_{sym}$  désigne l'énergie de symétrie, représentant le déséquilibre entre le nombre de protons et le nombre de neutrons dans le noyau. Le terme  $\delta$  caractérise l'énergie d'appariement des protons et des neutrons.  $+\delta$  correspond au cas où le noyau possède un nombre pair de protons et de neutrons et  $-\delta$  au cas où le nombre de protons et de neutrons sont tous deux impairs. Dans les autres cas,  $\delta = 0$ . La formule de Von Weizsäcker est une approche macroscopique inspirée du modèle de la goutte liquide. Cette formule semi-empirique montre un bon accord avec les données expérimentales. Elle ne représente cependant pas la structure du noyau ni les déformations.

La structure du noyau est décrite à partir du modèle en couches qui a été formulé une première fois par Walter M. Elsasser en 1933. Ce dernier avait remarqué à partir des masses mesurées par Aston que les énergies de liaison de l'hélium et de l'oxygène (avec  $N = Z$ ) étaient particulièrement élevées en comparaison aux autres éléments connus de l'époque [20]. À partir des considérations sur les nombres quantiques, il relia ce constat à l'hypothèse des enveloppes (couches) nucléaires qui avait été suggérée par Bartlett [21]. Selon celle-ci, un système dont l'ensemble des particules est dans une enveloppe fermée possède une grande stabilité tandis que les éléments d'une nouvelle couche sont peu liés au noyau. Cette hypothèse a cependant été peu soutenue par la communauté scientifique à l'époque en raison de la bonne adéquation du modèle de la goutte liquide avec les résultats expérimentaux. C'est, entre autres, M. Goeppert-Mayer qui l'a réhabilitée à la fin des années 1940. Cette description de la structure du noyau est analogue à la description de la structure du cortège électronique de l'atome qui avait été mise en évidence antérieurement. Dans cette dernière, les électrons sont disposés sur des orbitales d'énergies croissantes à mesure que le nombre d'électrons augmente. Les électrons les plus éloignés du noyau sont alors moins liés à celui-ci et nécessitent donc moins d'énergie pour être arrachés à l'atome que les électrons des orbitales les plus internes. La distribution en énergie de ces orbitales montre aussi une structure en couche, une couche contenant plusieurs orbitales et étant séparée d'une autre couche par une différence d'énergie entre deux orbitales plus importante.

Les nucléons s'organisent séparément en couches de protons et de neutrons. Les nombres de protons ou de neutrons contenus dans les noyaux pour lesquels on observe des couches fermées sont 2, 8, 20, 28, 50, 82 et additionnellement pour les neutrons, 126 [22]. Ces nombres sont appelés nombres magiques. D'autres nombres magiques ont été identifiés localement dans certaines régions de la carte des noyaux [23]. Par ailleurs, pour les nombres magiques historiques, un affaiblissement de la fermeture de couche est observé (l'écart entre la couche fermée et la couche suivante diminue) lorsque l'on s'éloigne de la stabilité. Des configurations impliquant les orbitales de la couche suivante deviennent alors plus liées que la configuration de couche fermée. On appelle ces zones îlots d'inversion [24].

Les orbitales, que ce soit dans le cas du cortège électronique ou bien des nucléons, sont décrites à l'aide de la mécanique quantique. A chaque orbitale nucléaire sont associés 3 nombres quantiques, le nombre quantique radial noté  $n$ , le nombre quantique azimutal noté  $\ell$  et représentant le moment cinétique orbital des nucléons et le nombre quantique  $j$ , représentant le moment cinétique total. Le moment cinétique total  $\vec{j}$  est issu du couplage entre le moment cinétique orbital  $\vec{\ell}$  et le moment magnétique de spin  $\vec{s}$  tel que  $\vec{j} = \vec{\ell} + \vec{s}$ . Les valeurs prises par le nombre  $j$  sont donc égales à  $\ell - s$  et  $\ell + s$ . Le spin d'un nucléon étant  $1/2$ , les valeurs prises par  $j$  sont finalement  $\ell - 1/2$  et  $\ell + 1/2$ . La figure 1.3 montre l'évolution des énergies associées aux orbitales neutroniques calculées en approximant le potentiel dans le noyau à un potentiel de Wood-Saxon [25]. La nomenclature des orbitales est donnée par  $n\ell j$  et une orbitale peut contenir  $(2j+1)$  nucléons. La lettre représente la valeur de  $\ell$  telle que montré dans le tableau 1.2.

$\ell$	0	1	2	3	4	5	6	7
lettre associée	s	p	d	f	g	h	i	j

**Table 1.2** – Association des valeurs de  $\ell$  avec les lettres utilisées pour nommer les orbitales

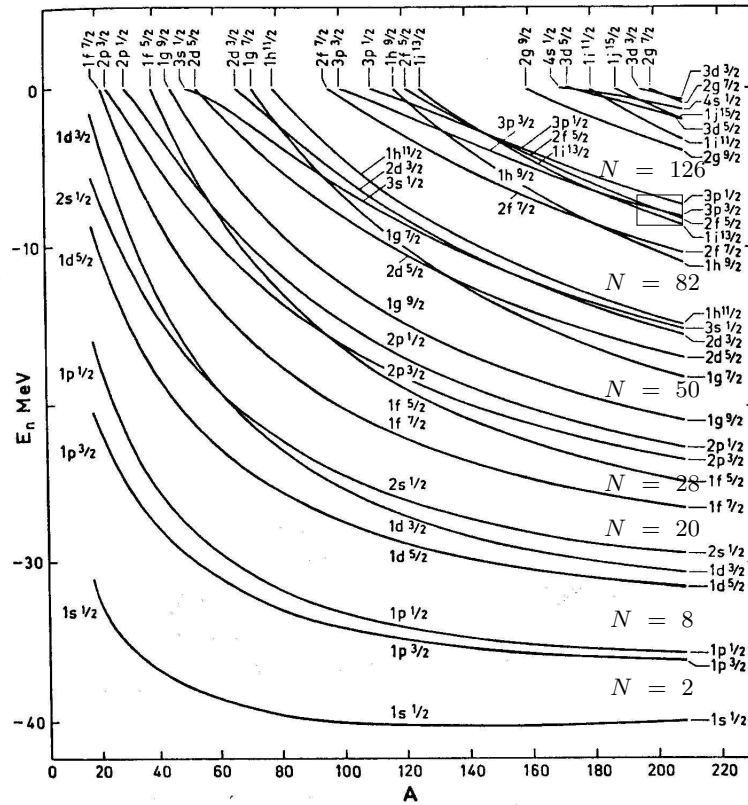
La répartition énergétique des orbitales de la figure 1.3 montre la structure en couche décrite précédemment avec des différences d'énergies entre deux orbitales singulièrement plus élevées. Il est aussi intéressant de constater que l'ordre énergétique des orbitales n'est pas toujours le même lorsque le nombre de nucléons augmente dans le noyau. Les orbitales au sein d'une même couche se croisent parfois modifiant ainsi la configuration des noyaux.

Chaque isotope possède des états métastables, que l'on appelle aussi états excités. Un ou plusieurs de leurs protons ou neutrons les plus externes se trouvent alors sur une orbitale d'énergie plus élevée. L'état pour lequel l'ensemble des protons et neutrons externes sont sur les niveaux de plus basses énergies possibles est alors appelé état fondamental. Les états excités ne sont cependant pas observables pour l'ensemble des isotopes connus, en raison de leur durée de vie. L'ensemble des états d'un isotope, fondamental et excités et de durée de vie supérieure à 10 ns, est appelé états isomériques ou isomères. Les états excités peuvent aussi avoir dans de rares cas des temps de demi-vie plus élevés que les états fondamentaux.

Les états excités jouent aussi un rôle important lors de mesures de masses car ces derniers peuvent aussi être produits lors des réactions produisant les états fondamentaux. Leur présence dans les dispositifs de mesure nécessite des pouvoirs de résolution très élevés, supérieures à  $10^6$  lorsque les différences en masses entre les isomères sont inférieures à 100 keV.

En dérivant les énergies de liaison nucléaires, il est possible d'accéder à des variables décrivant la structure nucléaire, les énergies de séparation. On obtient les énergies de séparation de  $x$  neutrons  $S_{xn}$  ou  $x$  protons  $S_{xp}$  :

$$S_{xn} = B_{nuc}(Z, N) - B_{nuc}(Z, N - x) \quad (1.4)$$



**Figure 1.3** – Evolution des énergies des orbitales neutroniques calculées en approximant le potentiel nucléaire à un potentiel de Wood-Saxon [25] ; la zone encadrée correspond à des orbitales mises en question en section 1.2.1.

$$S_{xp} = B_{nuc}(Z, N) - B_{nuc}(Z - x, N). \quad (1.5)$$

De manière analogue, on calcule les énergies de séparation de particules  $\alpha$  :

$$S_{\alpha} = B_{nuc}(Z, N) - B_{nuc}(Z - 2, N - 2) - B_{nuc}(^4He). \quad (1.6)$$

En traçant l'évolution des énergies de séparation de neutrons (ou de protons) en fonction du nombre de neutrons (ou protons) dans le noyau, nous voyons apparaître des structures donnant des indications sur leur organisation dans le noyau. Lorsque nous observons par exemple l'évolution de l'énergie de séparation d'un proton  $S_p$  en fonction du nombre de protons, pour un nombre fixe de neutrons, nous remarquons que  $S_p$  oscille en dents de scies. Les maxima correspondent aux nombres pairs de protons et les minima aux nombres impairs de protons. Les énergies de séparation d'un neutron  $S_n$  évoluent de manière similaire en fonction du nombre de neutrons pour un nombre fixe de protons. Il faut donc fournir plus d'énergie à un noyau pour lui arracher un seul proton (ou neutron) lorsqu'il en possède un nombre pair. Le fait que les noyaux aient une meilleure stabilité lorsque leur nombre de proton ou de neutron est pair est interprété comme la conséquence d'un phénomène d'appariement. Les énergies de séparation d'un seul nucléon permettent aussi de définir les limites d'existence des noyaux. Si l'énergie de séparation est positive, il faut fournir de l'énergie pour séparer le nucléon du noyau. Cependant, lorsque

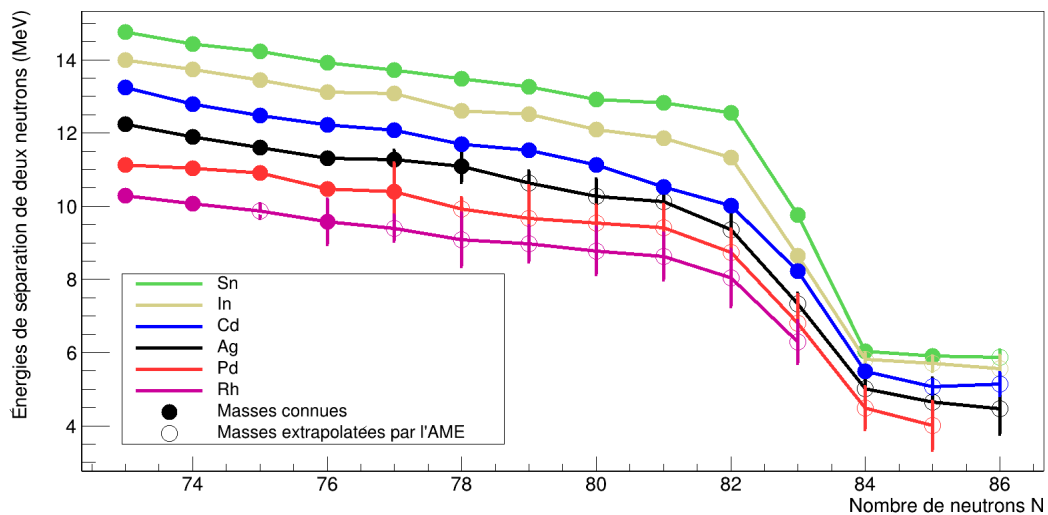


l'énergie de séparation est négative, le noyau a besoin de se séparer du nucléon en question pour retrouver de la stabilité. Cela signifie que le noyau ne peut pas être lié dans ce cas.

Nous pouvons aussi regarder l'évolution de l'énergie de séparation de deux protons  $S_{2p}$  ou de deux neutrons  $S_{2n}$  [11]. L'évolution des énergies de séparation de deux neutrons en fonction de  $N$  est peu fluctuante. Elle suit une tendance qui se répète sur des isotopes voisins. Nous observons cependant, loin des nombres magiques précédemment énoncés, des fluctuations locales dans l'évolution des  $S_{2n}$ , n'intervenant que sur une chaîne isotopique de la zone. Ces variations reflètent des changements dans la structure du noyau comme des déformations par exemple ou encore un changement dans l'ordre des orbitales. Nous remarquons aussi une brisure de cette monotonie aux nombres magiques de neutrons (et de manière analogue, de protons). La pente varie brutalement aux nombres magiques puis retrouve la tendance générale après avoir ajouté deux neutrons dans la nouvelle couche tel que le montre la figure 1.4. L'écart entre deux couches est accessible en dérivant les énergies de séparation de deux neutrons (ou protons) :

$$\Delta_{2n} = S_{2n}(Z, N_0) - S_{2n}(Z, N_0 + 2) \quad (1.7)$$

où  $N_0$  représente un nombre magique de neutrons.



**Figure 1.4** – Evolution des énergies de séparation de deux neutrons autour de  $N = 82$ .

De nombreux modèles, purement théoriques et semi-empiriques, ont été élaborés afin de décrire le noyau et essayer de prédire les propriétés non-mesurées des noyaux les plus exotiques [26, 23]. Des modèles théoriques que l'on qualifie de macroscopique-microscopiques mélangent l'approche de la goutte liquide avec l'approche du modèle en couches et des corrections liées à l'appariement des nucléons [27, 28]. Enfin des modèles théoriques purement microscopiques essaient de résoudre l'équation de Schrödinger par différentes approches. Des modèles uniquement théoriques tentent de résoudre le problème à N-corps ou bien de traiter les nucléons comme des spineurs de Dirac [29]. D'autres modèles mélangent l'aspect microscopique et l'aspect phénoménologique en traitant le noyau à l'aide de modèles de champ moyen en ajoutant des interactions phénoménologiques et des corrélations [30, 31, 32, 33]. La capacité de prédiction des masses de certains de ces modèles a été comparée par A. Sobiczewski et Y. A Litvinov [34, 35] en utilisant des masses évaluées par l'AME. Ils ont aussi regardé la justesse des dif-

férents modèles qu'ils comparent dans les différentes régions de la carte des noyaux (définies par des gammes de masses). Ils ont conclu de ces études que la justesse d'un modèle et son pouvoir de prédiction dépend de la région de la carte des noyaux regardée. Ils n'ont cependant pas trouvé de corrélations entre la justesse d'un modèle sur des masses connues et leur pouvoir de prédictions sur des masses inconnues. Cela rend donc difficile la discrimination des différents modèles à partir des données connues. Cela impose alors la nécessité d'apporter de nouvelles données expérimentales pour discriminer les différents modèles théoriques.

Les données expérimentales sur les masses ont permis d'importantes découvertes sur les noyaux et leur structure. La découverte des isotopes en est l'un des exemples les plus importants, accompagnée de la mise en évidence de la structure en couche du noyau atomique, analogue à celle du cortège électronique de l'atome. La masse atomique joue un rôle primordial dans la compréhension de la structure du noyau. Les données expérimentales sur les masses ont donc une grande importance en physique nucléaire. De la même manière que les autres propriétés du noyaux (probabilités de décroissances, temps de demi-vie, etc) dont elles sont complémentaires, elles apportent aussi un moyen de contraindre les nombreux modèles théoriques cherchant à décrire l'interaction forte mais aussi les procédés de nucléosynthèse (section 1.2.2).

## 1.2 La place de la masse dans la physique nucléaire et l'astrophysique nucléaire

La masse est une grandeur fondamentale dans l'étude des propriétés du noyau telles que sa structure. Sa mesure est complémentaire à l'étude des autres propriétés du noyau telles que les temps de demi-vies et les probabilités de décroissances ou de capture. Le tableau 1.1, présenté en section précédente, montre des exemples d'impacts des masses en physique nucléaire. Nous nous intéressons plus précisément ici à leur impact sur l'étude des isomères et sur l'étude de la structure en couche et de son évolution.

La structure du noyau, résultant de l'interaction entre les nucléons le constituant, est étudiée à l'aide de la spectroscopie. La spectroscopie étudie les différentes transitions induites par les décroissances radioactives et mesure les énergies des rayonnements émis (photons  $\gamma$  et électrons de conversion interne, particules  $\alpha$  ou  $\beta$ ). Ces énergies mesurées donnent accès aux différences de masses entre le noyau émettant le rayonnement, appelé le noyau père et le noyau produit par la décroissance, appelé le noyau fils. Si la masse d'un des deux noyaux est indéterminée, les énergies mesurées permettent alors la détermination de la masse inconnue. Cela a permis notamment de déterminer des masses jamais mesurées par spectrométrie de masse à l'aide des décroissances  $\alpha$  et  $\beta$ . Cependant, dans certains cas, les transitions ne peuvent être détectées car inexistantes ou bien de trop faible intensité. Les mesures de masses directes deviennent alors complémentaires à la spectroscopie, permettant de déterminer individuellement les masses de chaque noyau présent dans le dispositif de mesure.

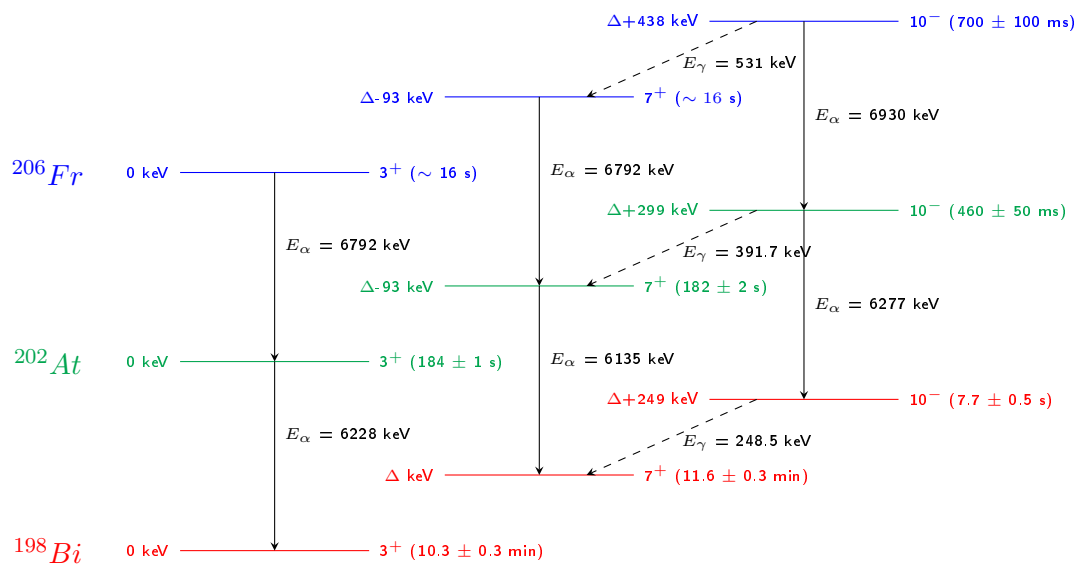
En ce qui concerne l'étude de la structure en couches du noyau, un des axes intéressants est l'évolution des écarts entre deux couches pour des espèces différentes. Pour plusieurs fermetures de couche, il a été observé que l'écart entre les deux couches est plus grand pour les noyaux les plus stables et décroît lorsque l'on s'écarte de la stabilité [26]. C'est le cas des fermetures de couches de neutrons pour  $N = 20$ ,  $N = 28$  et  $N = 50$  par exemple. L'évolution des fermetures de couches n'est cependant pas complètement connue pour toutes les couches (notamment  $N = 82$  et  $N = 126$ ) et nécessite la mesure des masses de noyaux loin de la stabilité. Les noyaux autour des fermetures de couches sont aussi d'un grand intérêt pour les

procédés de nucléosynthèse compte tenu de leur grande stabilité (en comparaison avec leurs voisins) [36]. Les propriétés de ces noyaux sont nécessaires afin de contraindre les modèles décrivant les chemins de ces processus, c'est à dire l'ordre dans lequel les noyaux sont créés.

Nous nous intéressons ici à des noyaux déficitaires en neutrons au delà du plomb ( $Z = 82$ ), présentant des états excités de basse énergie (inférieure à 1 MeV) et de longue durée de vie (supérieure à 1 s) pour la majorité des noyaux étudiés. Nous nous intéresserons ensuite à des noyaux riches en neutrons, près de la fermeture de couche à  $N = 82$ , possédant aussi des états excités de basse énergie (quelques dizaines de keV pour les plus basses) et des temps de demi-vie très bas (quelques dizaines de ms pour les plus bas), mettant au défi les méthodes de mesures actuelles.

### 1.2.1 Structure des noyaux déficitaires en neutrons au delà du plomb

De nombreux isotopes dans la région de la carte des noyaux autour de la fermeture de couche  $Z = 82$  présentent des états excités de basse énergie dont la forme des noyaux varie d'un isomère à l'autre. On parle alors de coexistence de formes [37, 38]. Dans le cas des noyaux déficitaires en neutrons, la coexistence de forme et la présence des nombreuses configurations associées résultent des forces d'appariement et de l'interaction proton-neutron. Leur étude présente donc un grand intérêt dans la compréhension de ce phénomène. Bien que les noyaux les plus proches de la stabilité aient été largement étudiés, ceux qui en sont plus éloignés restent encore moins bien connus. C'est le cas par exemple de la chaîne de décroissance  $\alpha$   $^{206}\text{Fr} - ^{202}\text{At} - ^{198}\text{Bi}$ . De nombreuses études ont été menées sur cette dernière depuis les années 1990 afin de déterminer la structure de ces noyaux [39, 40, 41]. Le schéma le plus récent, proposé par Lynch et ses collaborateurs [41] est présenté en figure 1.5.



**Figure 1.5** – Schéma de niveaux montrant les isomères de basse énergie pour la chaîne de décroissance  $\alpha$   $^{206}\text{Fr} - ^{202}\text{At} - ^{198}\text{Bi}$  établi par Lynch et ses collaborateurs [41].

Malgré ces études de décroissances  $\alpha$ ,  $\gamma$  et électrons de conversion interne, qui ont apporté des informations sur leurs schémas de décroissance, les énergies des états excités de ces trois isotopes restent indéterminées expérimentalement. En particulier, aucune transition interne n'a été mesurée pour ces trois noyaux entre les états  $3^+$  et les états  $7^+$ . Cela laisse donc une

incertitude quant à l'ordonnement de ces deux niveaux, provenant de l'ordonnement des orbitales de neutrons pour cette chaîne.

Etant des noyaux impairs à la fois en protons et en neutrons, les deux nucléons célibataires interagissent entre eux et génèrent un multiplet d'états résultant du couplage de leurs moments angulaires. La première orbitale protonique au delà du plomb est l'orbitale  $1h_{9/2}$ . Cette dernière, couplée à l'orbitale neutronique  $3p_{3/2}$  engendre le multiplet d'états  $3^+$ ,  $4^+$ ,  $5^+$ ,  $6^+$ . Le couplage avec l'orbitale  $2f_{5/2}$  engendre le multiplet d'états  $2^+$ ,  $3^+$ ,  $4^+$ ,  $5^+$ ,  $6^+$  et  $7^+$ . L'ordonnement des niveaux  $3^+$  et  $7^+$  dans la chaîne  $^{206}Fr$ - $^{202}At$ - $^{198}Bi$  dépend donc du résultat du couplage entre un proton de l'orbitale  $1h_{9/2}$  et un neutron provenant soit de l'orbitale  $3p_{3/2}$  soit de l'orbitale  $2f_{5/2}$ . Or ces orbitales sont énergétiquement très proches pour les noyaux voisins (différence inférieure à 100 keV) ce qui rend difficile les prédictions pour ces noyaux à partir de modèles théoriques (ou semi-empiriques).

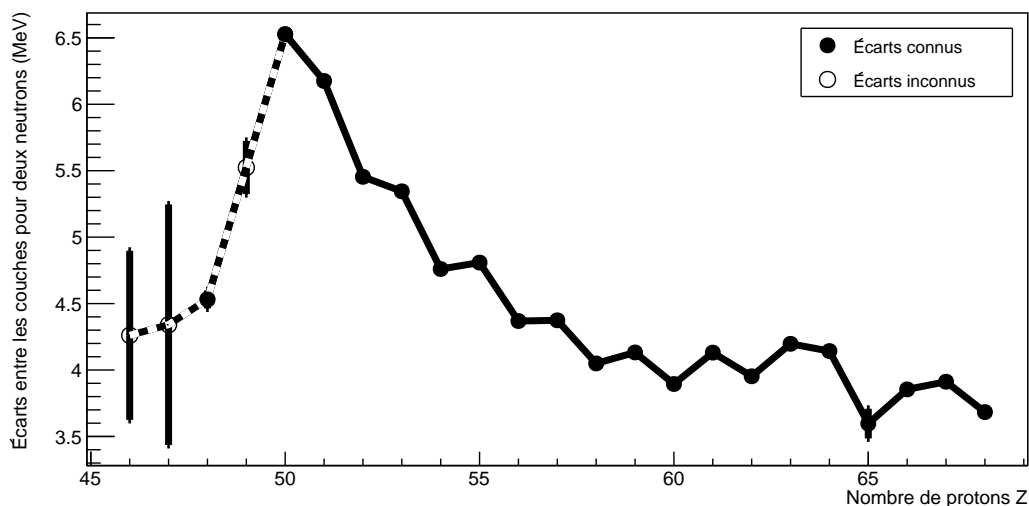
Pour les isotopes de la chaîne de décroissance  $^{204}Fr$ - $^{200}At$ - $^{196}Bi$  possédant deux neutrons de moins, l'état fondamental correspond à l'état  $3^+$ . Dans le cas du plomb, possédant un proton de moins que le bismuth, l'état fondamental pour l'isotope  $^{197}Pb$ , possédant 115 neutrons, correspond à l'état pour lequel le neutron célibataire occupe l'orbitale  $3p_{3/2}$ . Cependant pour l'isotope  $^{201}Pb$  possédant 119 neutrons, l'état fondamental correspond à l'état pour lequel le neutron célibataire occupe l'orbitale  $2f_{5/2}$ . Dans le cas de l'isotope  $^{199}Pb$  ( $N = 117$ ), l'ordre entre les deux orbitales  $3p_{3/2}$  et  $2f_{5/2}$  n'est pas connu. Compte tenu de l'évolution énergétique des orbitales  $3p_{3/2}$  et  $2f_{5/2}$  dans le cas du plomb, une inversion de l'ordre entre ces deux orbitales est tout à fait plausible pour le  $^{198}Bi$  et les isotopes suivants.

Mesurer la masse d'un seul des états excités de la chaîne  $^{206}Fr$ - $^{202}At$ - $^{198}Bi$  pourrait permettre de déterminer les énergies de l'ensemble des états excités montrés en figure 1.5 et ainsi lever l'incertitude sur l'ordre des orbitales neutroniques pour cette chaîne.

### 1.2.2 Structure des noyaux riches en neutrons autour de la fermeture de couche $N = 82$ , $Z < 50$ et impact sur le processus-r de nucléosynthèse

La fermeture de couche  $N = 82$  est une des fermetures de couches les plus robustes [22], possédant sept noyaux stables et un noyau double-magique,  $^{132}Sn$ . Au delà de  $^{132}Sn$  la fermeture de couche est bien connue et on observe un affaiblissement de cette dernière à mesure que le nombre de protons dans le noyau augmente. Cela est visible sur la figure 1.6, montrant l'évolution de l'écart entre les deux couches entourant  $N = 82$ . Des modèles théoriques, prenant en considération cet affaiblissement au delà de  $^{132}Sn$  prédisent un affaiblissement aussi pour les noyaux plus légers. C'est le cas par exemple du modèle développé par S. Goriely et ses collaborateurs [43]. Ce modèle est en bon accord avec les données expérimentales pour l'ensemble des fermetures de couches qu'ils étudient. Il montre aussi une décroissance nettement plus importante pour les noyaux légers que pour les noyaux lourds de la chaîne isotopique à  $N = 82$ , jusqu'à un effacement total de la fermeture de couche pour le noyau le plus léger (pour  $Z = 34$ ).

Les données actuelles sur les noyaux pour  $Z < 50$  ne permettent pas d'affirmer que la fermeture de couche s'affaiblit cependant, des résultats expérimentaux semblent aller dans ce sens. Des expériences de spectroscopie effectuées sur le  $^{130}Cd$  [44] montrent des résultats qui sont en accord seulement avec des modèles prédisant un affaiblissement de la fermeture de couche. Des mesures de masses récentes sur la chaîne isotopique du cadmium [45] ont permis de déterminer  $\Delta_{2n}(Z = 48, N = 82)$  grâce à la mesure pour la première fois de la masse du  $^{132}Cd$ . L'ajout de cette donnée à l'évolution de la fermeture de couche  $N = 82$  appuie l'hypothèse d'un affaiblissement. Elle ne permet cependant pas de confirmer cette hypothèse



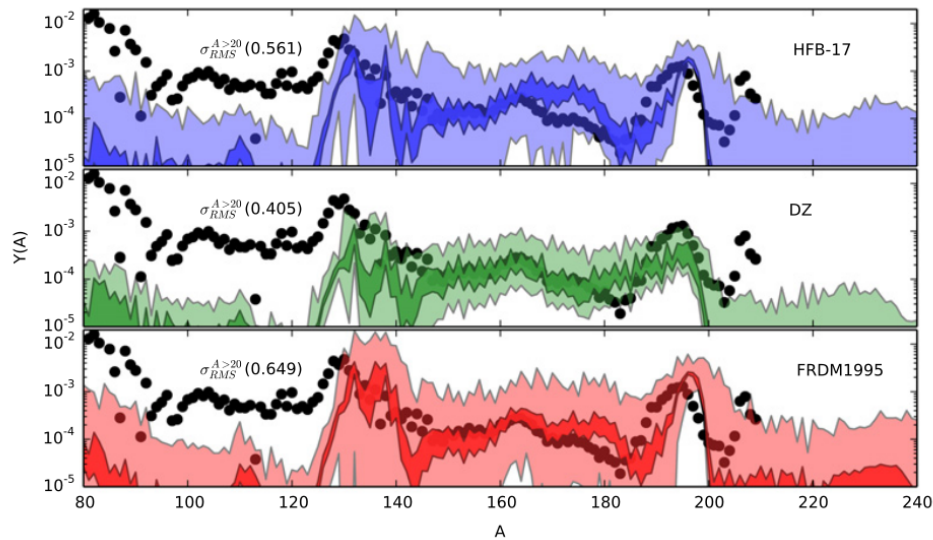
**Figure 1.6** – Evolution de la fermeture de couche  $N = 82$ ; les données sont extraites de l'AME2020 [11].

et d'autres mesures sur des noyaux aux nombres de protons décroissants sont nécessaires afin de la valider.

Les masses des noyaux autour de  $N = 82$  sont aussi d'un grand intérêt pour l'étude du processus de nucléosynthèse de capture rapide de neutrons, le processus-r. D'après des hypothèses astrophysiques, le processus-r serait à l'origine de la création d'environ la moitié des éléments plus lourds que le fer ainsi que de certains éléments plus légers. Il est en particulier à l'origine d'éléments loin de la vallée de la stabilité, pour lesquels le taux de capture neutronique est plus grand que le taux de décroissance bêta. Cependant, lorsque l'on s'approche des nombres magiques de neutrons, les taux de captures neutroniques ( $n, \gamma$ ) et de photodissociation ( $\gamma, n$ ) tendent à devenir égaux, amenant à un équilibre entre les réactions ( $n, \gamma$ ) et ( $\gamma, n$ ). Le chemin de capture neutronique est alors interrompu sur un isotope. Ce point d'équilibre est appelé "waiting point". L'équilibre entre les réactions ( $n, \gamma$ ) et ( $\gamma, n$ ) est maintenu jusqu'à ce que l'isotope se désintègre par décroissance bêta. La capture neutronique recommence alors à partir du noyau produit par désintégration jusqu'à atteindre de nouveau l'équilibre entre les réactions ( $n, \gamma$ ) et ( $\gamma, n$ ). Le processus se répète alors en créant des isotopes de plus en plus lourds jusqu'à atteindre les masses pour lesquelles les noyaux deviennent fissionables. L'interaction des neutrons et électrons avec ces noyaux va provoquer la fission de ces derniers et le processus de capture neutronique va recommencer à partir des produits de fission. Ce processus de recyclage est appelé "fission recycling".

Le processus est encore mal connu, les modèles théoriques le simulant sont alors importants pour sa compréhension. Notamment, le chemin suivi par le processus-r n'est pas connu correctement et les différents modèles permettant de le déterminer divergent. Ces modèles nécessitent des données nucléaires telles que les masses des noyaux, leurs temps de demi-vie, les taux d'émission de neutrons bêta-retardés, les taux de captures neutroniques, entre autres. La connaissance de ces grandeurs permet de contraindre les différents modèles et ainsi de discriminer ceux qui ne restituent pas les données déjà connues. Il est donc important que ces données soient connues avec une grande précision.

L'impact des précisions sur les masses sur les résultats de calculs modélisant le processus-r a été étudié par M. R. Mumpower [46]. Il a notamment calculé les abondances des éléments

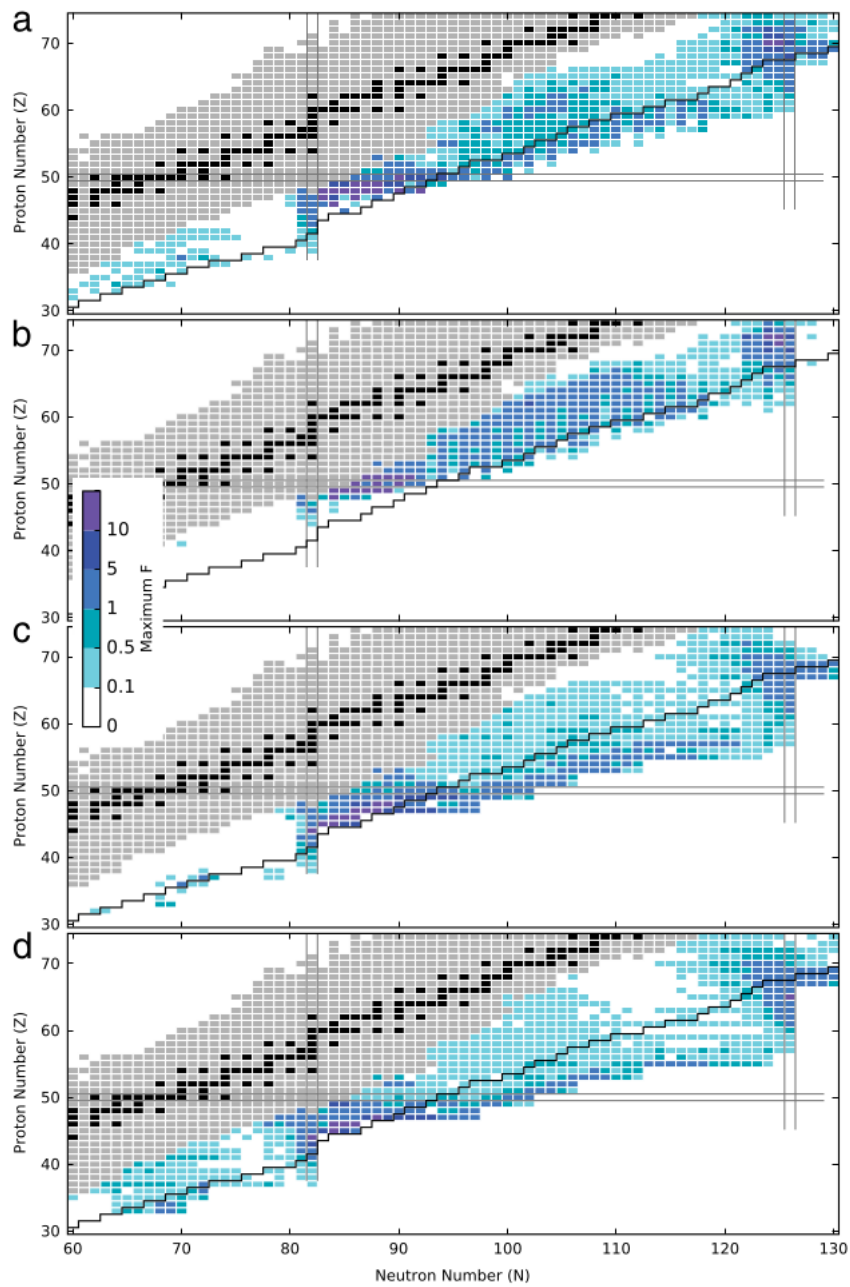


**Figure 1.7** – Variances des abondances solaires des isotopes produits par un modèle de processus-r calculées en utilisant des masses théoriques issues de trois modèles différents (HFB-17, DZ33 et FRDM1995), comparées aux abondances solaires mesurées expérimentalement, provenant de la revue publiée en 2016 par M. R. Mumpower et ses collaborateurs (figure 10) [46] ; les bandes pâles représentent le pouvoir prédictif de chacun des modèles tandis que les bandes plus foncées sont obtenues en abaissant les erreurs rms associées à chaque modèle à 100 keV.

présents dans le système solaire créés par processus-r en utilisant des masses obtenues à l'aide de différents modèles théoriques. Il a appliqué à ces masses les incertitudes associées aux modèles théoriques dans un premier temps et les a abaissées à 100 keV dans un second temps (figure 1.7). Il a remarqué que les incertitudes sur les masses prédites par les modèles théoriques ne permettaient pas de choisir quel modèle apportait les meilleures estimations. En contrepartie, abaisser les incertitudes à 100 keV permet de mieux comparer les différents modèles.

Il a constaté le même problème en utilisant les probabilités de décroissance  $\beta$  et de capture neutronique prédites par les mêmes modèles théoriques. Des données expérimentales ainsi que des progrès dans la modélisation théorique des propriétés nucléaires loin de la stabilité sont donc nécessaires pour alimenter les modèles prédictifs du processus-r. Mumpower a aussi réalisé une étude de sensibilité dans le but de mettre en évidence les données nucléaires et les noyaux ayant le plus gros impact sur la modélisation du processus-r. Il a effectué cette étude pour quatre scénarios (quatre milieux astrophysiques) différents. Dans le cas de l'étude de sensibilité associée aux masses, il a étudié l'impact d'une variation de 500 keV de la masse de l'isotope  $^{140}\text{Sn}$  (figure 1.8). Les résultats qu'il présente montrent que les noyaux possédant des couches fermées de neutrons ( $N = 82$  et  $N = 126$ ) et leurs voisins ont l'impact le plus important sur les modèles décrivant chacun des quatre scénarios étudiés.

Les masses apportent d'importantes informations pour différents aspects de l'étude de la physique nucléaire. Leur mesure est donc nécessaire afin d'une part de compléter les connaissances actuelles sur la structure du noyau. D'autre part, leur détermination avec une grande précision est primordiale pour discriminer parmi les différents modèles théoriques qui divergent pour les données inconnues. Des mesures de grande précision sur des noyaux exotiques peuvent être obtenues à l'aide de la spectrométrie de masse avec des pièges à ions.



**Figure 1.8** – Représentation des noyaux ayant un impact significatif sur les abondances solaires des éléments produits par le processus-r de nucléosynthèse dans quatre milieux astrophysiques ; a : vent chaud avec une faible entropie, b : vent chaud avec une forte entropie, c : vent froid et d : fusion d'étoiles à neutrons ; le paramètre F est le paramètre d'impact défini pour cette étude ; la figure provient de la revue de 2016 de M. R. Mumpower et de ses collaborateurs (figure 13) [46].

# Chapitre 2

## Spectrométrie et mesures de masses directes avec des pièges à ions

Les principales méthodes exploitées de nos jours pour les mesures directes de masses atomiques utilisent des anneaux de stockage, des miroirs électrostatiques ou des pièges à ions. Ces techniques se différencient par leur vitesse d'exécution, leur pouvoir de résolution, l'énergie des ions et l'espace nécessaire pour les mettre en œuvre notamment. Ces différences rendent ces équipements complémentaires, permettant ainsi de couvrir une grande partie de la carte des noyaux. Cependant, les meilleures précisions sur les mesures de masses sont obtenues à l'aide de pièges à ions. Les principaux pièges à ions utilisés dans les installations de physique nucléaire sont les pièges de Paul et les pièges de Penning. Après une brève introduction des équipements utilisés en spectrométrie de masse pour la physique nucléaire, ces deux types de pièges, leur principe de fonctionnement et leur utilisation spécifique en spectrométrie de haute résolution et haute précision seront décrits.

### 2.1 Méthodes de mesures par spectrométrie de masse pour la physique nucléaire

Les anneaux de stockage sont des dispositifs constitués de multipoles magnétiques permettant la focalisation et la déviation de faisceaux. Ils sont utilisés pour stocker des ions depuis la fin des années 1980 [47] et sont encore utilisés de nos jours [48]. Les ions circulent dans l'anneau de stockage sur une orbite fermée, oscillant autour d'une trajectoire idéale de manière quasi-périodique. On appelle ce mouvement oscillation bétatron et son amplitude dépend entre autres des champs magnétiques dans l'anneau. Deux techniques complémentaires et non-destructives de mesures sont utilisées dans les anneaux de stockage : Schottky Mass Spectrometry (SMS) permettant d'atteindre de hauts pouvoirs de résolution de l'ordre de  $7.5 \times 10^5$  et Isochronous Mass Spectrometry (IMS) permettant d'étudier des isotopes de demi-vie très courtes, inférieures à la milliseconde. Actuellement, quelques anneaux de stockages sont utilisés dans le monde pour les mesures de masses de grande précision dont deux exemples sont l'ESR au GSI en Allemagne [49, 50] et le Rare RI-ring au RIKEN au Japon [51]. L'ESR au GSI mesure 108.36 m de circonférence et fait circuler des ions à haute énergie, entre quelques dizaines de MeV/u et quelques GeV/u. Le Rare RI-ring au RIKEN mesure 60.35 m de circonférence et l'énergie des ions circulant dans l'anneau vaut plusieurs centaines de MeV/nucléon.

Un instrument linéaire utilisant des miroirs électrostatiques peut aussi être utilisé comme spectromètre de masse, il s'agit du MR-TOF-MS (Multi-Reflexion Time-Of-Flight Mass Spectrometer) [52, 53, 54, 55]. Les miroirs électrostatiques sont disposés à chaque extrémités du MR-TOF-MS et sont séparés d'une zone de dérive. Les ions présents dans un MR-TOF-MS traversent ce dernier dans sa longueur et sont donc réfléchis à chaque extrémité. Les ions de



masses différentes ont la même énergie cinétique et donc des vitesses différentes. Il est alors possible de séparer les ions d'espèces différentes durant leur trajectoire. Le MR-TOF-MS est alors utilisé comme séparateur pour envoyer les ions vers un autre dispositif de mesure. Il peut aussi permettre de mesurer les masses des ions piégés entre les miroirs en fixant la distance parcourue par les ions et en mesurant leur temps de vol. Les MR-TOF-MS ont été développés à la fin des années 1980 [52]. Ce sont des équipements très rapides permettant à la fois d'atteindre des pouvoirs de résolution comparables à la technique SMS mais aussi d'analyser des isotopes de très courtes demi-vies. Ces appareils ont de surcroît l'avantage d'être compacts, mesurant en général environ un mètre de long. Par ailleurs, leur petite taille ainsi que leur rapidité d'exécution rend possible l'utilisation de ces derniers comme séparateurs pour sélectionner des ions d'intérêts pour des expériences nécessitant des faisceaux ultra-purs. Des MR-TOF-MS sont utilisés pour faire de la séparation isobarique ou bien des mesures de masses au RIKEN au Japon [56, 57, 58, 59, 60], à ISOLDE au CERN en Suisse [53, 61, 62, 63, 45, 64], à TRIUMPH [55, 66, 67] au Canada ou encore au GSI en Allemagne [65, 55, 68] et au GANIL en France pour SPIRAL2/S<sup>3</sup>-LEB [69]. De plus, la précision sur les mesures de masses d'isotopes loin de la stabilité atteint  $10^{-7}$  avec ces deux types d'instruments.

Enfin, une autre type de dispositif est utilisé pour les mesures de masses de haute précision et haute résolution, ce sont les pièges à ions. Plus particulièrement, deux catégories de pièges à ions sont utilisées : les pièges de Paul et les pièges de Penning. Les pièges de Paul sont utilisés pour la préparation du faisceau tandis que les pièges de Penning sont exploités pour séparer avec une grande résolution en masse et pour la mesure de masse à proprement parler.

Les pièges à ions ont été développés à partir des problématiques liées aux faisceaux moléculaires, à la spectrométrie de masse et aux accélérateurs de particules. L'utilisation de champ multipolaires, sur laquelle sont basés les pièges à ions, a d'abord été mise en oeuvre pour des faisceaux moléculaires permettant leur focalisation et améliorant ainsi la qualité d'analyse des ions. Les principes des pièges électromagnétiques développés à cette époque sont toujours utilisés de nos jours.

## 2.2 Piégeage d'ions

Les pièges de Paul et les pièges de Penning sont des outils universels permettant leur application dans un vaste choix de domaines physiques. Les pièges de Paul trouvent en particulier des applications en chimie, en physique nucléaire [70] mais aussi en informatique quantique [71]. Ils peuvent être utilisés pour piéger en 2 ou en 3 dimensions mais aussi en tant que refroidisseur-groupeurs pour fournir des faisceaux d'ions de faible dispersion spatiale et temporelle.

De la même façon, les pièges de Penning sont des pièges permettant l'analyse de particules et d'ions dans une large gamme de masses et d'applications différentes. Ils sont notamment utilisés pour étudier l'antimatière et tester les symétries CPT [72, 73] ou encore pour mesurer des masses [45, 64] et des énergies de réactions en physique nucléaire [74, 75].

L'application qui nous intéresse plus particulièrement ici concerne la physique nucléaire et les mesures de masses de haute résolution et de haute précision. La notion de précision doit cependant être ramenée au domaine d'étude, qui dans notre cas concerne des noyaux exotiques, de faibles durées de vie en particulier. Nous allons donc décrire dans les sections suivantes les pièges à ions utilisés pour les mesures de masses d'isotopes exotiques et les méthodes permettant ces mesures.

### 2.2.1 Principe de fonctionnement d'un piège de Paul

Les pièges de Paul sont des pièges électrostatiques basés sur l'utilisation de champs électriques quadripolaires. Cette technique a vu le jour dans les années 1950 sous l'impulsion de Wolfgang Paul et de ses étudiants. En exploitant l'effet focalisant récemment découvert à ce moment-là des multipôles sur des particules chargées, ils fabriquèrent le premier piège quadripolaire linéaire que Paul nomma tout d'abord *quadrupole mass spectrometer* [76, 77]. Ce dernier permettait alors un confinement en deux dimensions. L'idée fut ensuite étendue au cas du confinement à trois dimensions.

Un champ quadripolaire est obtenu grâce à un potentiel quadratique qui peut être exprimé sous la forme :

$$\Phi_{Paul} = \frac{\Phi_{Paul0}}{2r_0^2}(\alpha x^2 + \beta y^2 + \gamma z^2) \quad (2.1)$$

où  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$  sont des coefficients,  $r_0$  est la distance entre le centre du piège et les électrodes et  $\Phi_{Paul0} = U + V \cos(\omega t)$  est le potentiel appliqué aux électrodes, combinaison d'un potentiel statique (DC) d'amplitude  $U$  et d'un potentiel modulé en radiofréquence d'amplitude  $V$  et de pulsation  $\omega$ . D'après l'équation de Laplace, on a  $\Delta \Phi_{Paul} = 0$  ce qui implique  $\alpha + \beta + \gamma = 0$ . Si l'on considère l'axe  $z$  comme l'axe supportant la trajectoire macroscopique des ions, on peut trouver deux cas simples. Si  $\alpha = -\beta$ , on a  $\gamma = 0$ . On peut poser  $\alpha = 1$ ,  $\beta = -1$  et  $\gamma = 0$ . Le potentiel  $\Phi_{Paul}$  devient alors :

$$\Phi_{Paul} = \frac{\Phi_{Paul0}}{2r_0^2}(x^2 - y^2), \quad (2.2)$$

un potentiel à deux dimensions. Un tel potentiel peut être obtenu à l'aide de quatre électrodes parallèles de forme hyperbolique comme c'est le cas du spectromètre de masse quadripolaire conçu par Paul tel que montré en figure 2.1. On appelle ces dispositifs guides d'ions ou pièges de Paul linéaires. Si  $\alpha = \beta$ , on a  $\gamma = -2\alpha = -2\beta$ , c'est-à-dire,  $\alpha = \beta = -\frac{\gamma}{2}$ . Une combinaison simple de  $(\alpha, \beta, \gamma)$  remplissant cette condition est  $\alpha = 1$ ,  $\beta = 1$  et  $\gamma = -2$ . Le potentiel  $\Phi$  devient alors :

$$\Phi_{Paul} = \frac{\Phi_{Paul0}(r^2 - 2z^2)}{2r_0^2} \quad (2.3)$$

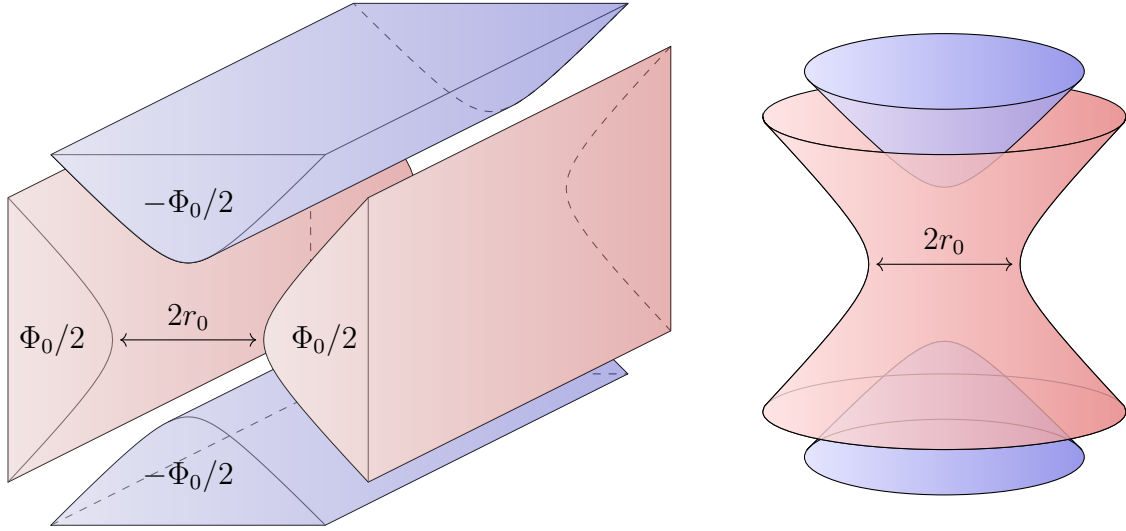
avec  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ , permettant un confinement en 3 dimensions. Ce type de confinement est obtenu à l'aide d'un piège constitué de trois électrodes de forme hyperbolique à symétrie radiale tel que montré en figure 2.1.

Les champs résultants des potentiels précédemment présentés sont obtenus en appliquant dans les pièges des tensions combinant des potentiels statique et quadripolaire. Dans le cas du piège linéaire, le potentiel appliqué à une électrode est en opposition de phase avec celui appliqué à ses proches voisines, tel que montré en figure 2.1. Dans le cas du piège hyperbolique, le potentiel appliqué à l'anneau central est en opposition de phase avec celui appliqué aux deux électrodes d'extrémités (figure 2.1).

En appliquant le principe fondamental de la dynamique, on détermine les équations du mouvement des ions dans le piège de Paul.

Pour un ion de masse  $m$ , de charge  $q$  dans un guide d'ions (2 dimensions), les équations du mouvement obtenues ont la forme

$$\frac{d^2u}{d\tau^2} + (a_u + 2q_u \cos(2\tau))u = 0 \quad (2.4)$$



**Figure 2.1** – Schéma représentant les électrodes d'un piège de Paul et ses grandeurs caractéristiques ; à gauche, géométrie linéaire-hyperbolique pour confiner en 2 dimensions ; à droite, géométrie entièrement hyperbolique pour confiner en 3 dimensions.

avec  $u$  représentant les coordonnées transverses  $x$  ou  $y$ ,  $\tau = \frac{\omega t}{2}$ ,  $a_u$  représentant  $a_x$  ou  $a_y$  tels que  $a_x = -a_y = \frac{4qU}{m\omega^2 r_0^2}$  et  $q_u$  représentant  $q_x$  ou  $q_y$  tels que  $q_x = -q_y = \frac{2qV}{m\omega^2 r_0^2}$ .

Cette équation a la forme d'un cas particulier de l'équation de Hill, l'équation de Mathieu. Ses solutions s'écrivent de la manière suivante :

$$u = \alpha' e^{\mu\tau} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} C_{2n} e^{2in\tau} + \alpha'' e^{-\mu\tau} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} C_{2n} e^{-2in\tau}. \quad (2.5)$$

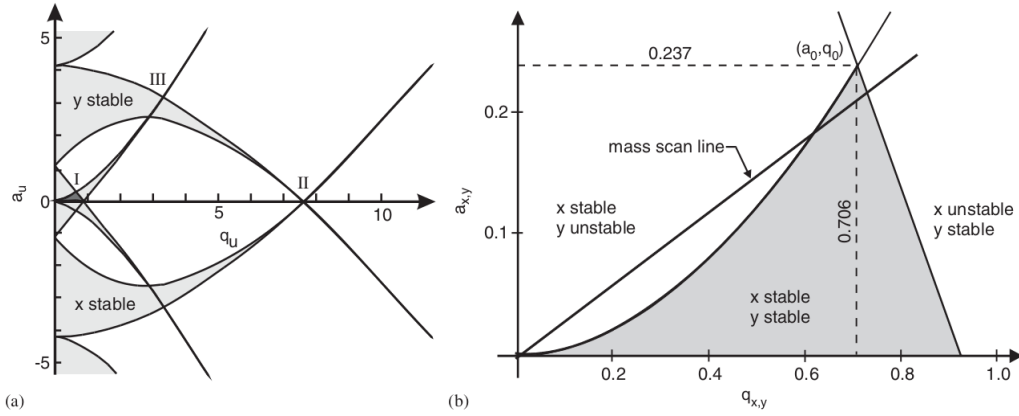
Les  $\alpha$  sont des constantes d'intégration dépendant des conditions initiales  $u_0$ ,  $du_0/dt$  et  $\tau_0$ .  $C_{2n}$  et  $\mu$  sont des constantes qui dépendent de  $a_u$  et  $q_u$  (et pas des conditions initiales).

La stabilité des solutions dépend de la nature de la constante  $\mu$ . Si  $\mu$  est un complexe quelconque de partie réelle non-nulle, les solutions sont instables et quelconques. Si  $\mu$  est un imaginaire pur tel que  $\mu = i\beta$  avec  $\beta$  non entier, les solutions sont périodiques et stables. Enfin, si  $\mu$  est un imaginaire pur tel que  $\mu = im$  avec  $m$  un entier, les solutions sont périodiques et instables. Ces solutions appelées fonctions de Mathieu d'ordre intégral forment les bords dans l'espace des  $(a_u, q_u)$  entre les régions stables et instables. La connaissance de l'ensemble des solutions permet de tracer le diagramme de stabilité en  $(a_u, q_u)$ , tel que montré en figure 2.2.

Ce dernier montre pour quelles combinaisons de valeurs des potentiels  $U$  et  $V$  un ion de masse  $m$  et de charge  $q$  a une trajectoire stable dans un piège quadripolaire de distance caractéristique  $r_0$ .

On remarque aussi que les coefficients  $a_u$  et  $q_u$  dépendent de la masse des ions. Cela implique, compte tenu des conditions de stabilité, que l'on peut piéger ensemble que des ions de masse appartenant à un intervalle défini par les paramètres appliqués au piège. Lorsque les conditions de stabilité sont réunies, le mouvement des ions peut être décrit par une combinaison d'un mouvement macroscopique et d'un mouvement microscopique [12]. Cette description du mouvement des ions émerge de sa décomposition spectrale telle que les harmoniques ont des fréquences  $\omega_{u,n}$  :

$$\omega_{u,n} = \left(\frac{1}{2}\beta_u + n\right)\omega \quad (2.6)$$



**Figure 2.2** – Diagramme de stabilité dans un piège de Paul [12], la figure (a) montre l'ensemble du diagramme à partir de  $q_u = 0$  et la figure (b) montre un zoom sur la zone I exploitée pour les pièges.

avec  $\beta_u \approx \sqrt{a_u + \frac{1}{2}q_u^2}$  et  $n \in \mathbb{Z}$ . Le macromouvement est causé par les oscillations du mode fondamental avec  $n = 0$  tel que  $\omega_{u,0} = \frac{1}{2}\beta_u\omega$  tandis que le micromouvement est provoqué par la première harmonique avec  $n = 1$ , tel que  $\omega_{u,1} = (\frac{1}{2}\beta_u + 1)\omega$ . L'amplitude du mouvement associé à ces harmoniques décroît à mesure que l'ordre (et donc la fréquence) augmente ce qui permet de négliger les ordres supérieurs. Dans le cas du piège réel, possédant des imperfections des champs (résultant par exemple de potentiels légèrement différents pour les électrodes opposées deux à deux), l'effet du micromouvement peut engendrer des instabilités sur le mouvement des ions dans le piège. Il est donc préférable de le minimiser le plus possible par le choix des paramètres appliqués aux pièges (dimensions, potentiels, radiofréquence).

Le piège de Paul peut être employé dans deux modes différents : en guide d'ions ou en filtre de masses. Le mode guide d'ion est obtenu avec un potentiel  $U$  nul et donc un coefficient  $a_u$  nul. La gamme de masse transmise pour une fréquence donnée (et  $q_x$ ,  $r_0$ ,  $q$  et  $V$  fixés) est alors très large. En appliquant un potentiel  $U \neq 0$ , le pouvoir de résolution du piège augmente à mesure que  $U$  augmente ( $a_u$  augmente et on s'approche de la pointe supérieure de la zone de stabilité montrée en figure 2.2(b)). Le piège est alors dans le mode filtre de masses.

### 2.2.2 Principe de fonctionnement d'un piège de Penning

Les pièges de Penning sont des pièges électromagnétiques qui permettent un confinement en trois dimensions des ions en utilisant un champ magnétique ultra-intense (quelques T) et un faible champ électrique statique.

Des ions plongés dans un champ magnétique  $\vec{B}$  dans la direction  $z$ , sans champ électrique, subissent une force  $F_{magn} = q\vec{v} \wedge \vec{B}$ . Leur mouvement dans un plan orthonormé est décrit d'un point de vue classique par le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} \ddot{x} + \left(\frac{qB}{m}\right)^2 x = 0 \\ \ddot{y} + \left(\frac{qB}{m}\right)^2 y = 0 \\ \ddot{z} = 0 \end{cases} \quad (2.7)$$

correspondant à un mouvement harmonique appelé mouvement cyclotron de pulsation  $\omega_c = 2\pi\nu_c = \frac{qB}{m}$ . Les ions oscillent dans le plan transverse aux lignes de champ magnétique, selon

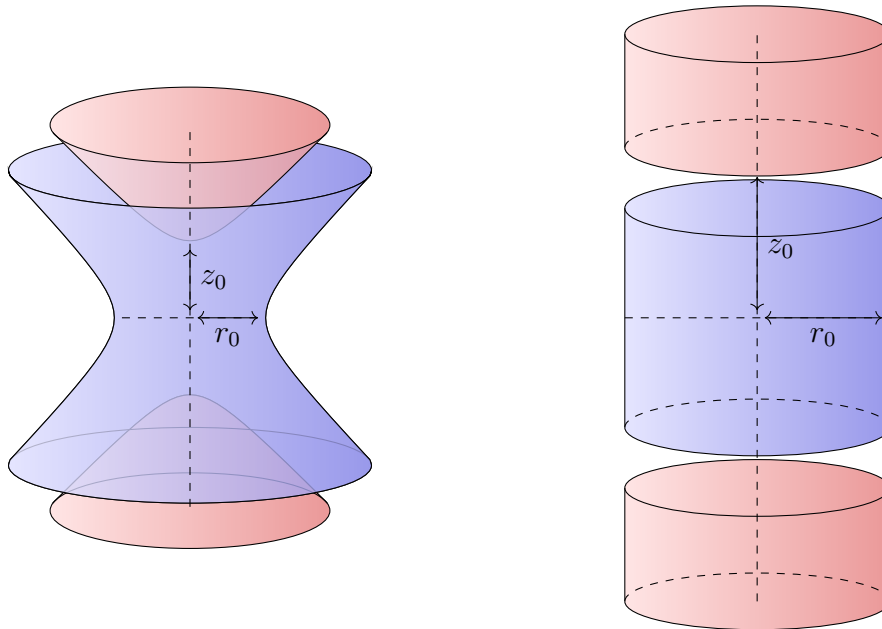
une trajectoire circulaire autour de ces dernières. Un champ magnétique ne permet donc qu'un confinement en deux dimensions, les ions pouvant se déplacer librement le long des lignes de champ (selon la direction  $z$ ). Le confinement le long de l'axe  $z$  est alors obtenu par application d'un puits de potentiel.

Le champ électrique appliqué dans un piège de Penning est un champ quadripolaire  $\vec{E}$  généré par un potentiel de la forme :

$$\Phi_{Pen} = \Phi_{Pen0} \left( z^2 - \frac{1}{2}(x^2 + y^2) \right) \quad (2.8)$$

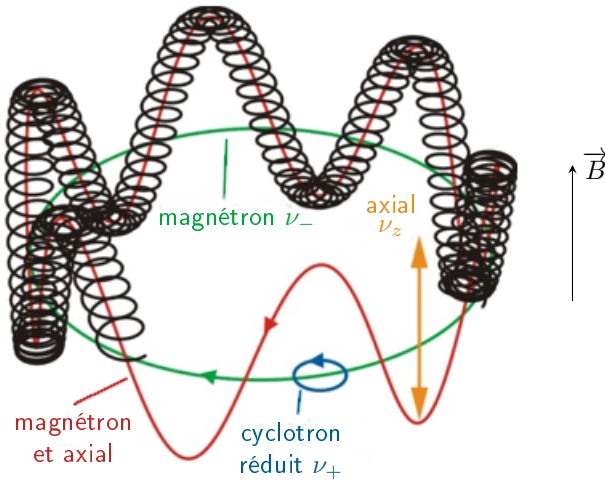
satisfaisant l'équation de Laplace  $\Delta\Phi_{Pen} = 0$ .  $\Phi_{Pen0} = \frac{U_{dc}}{2z_0}$  représente le puits de potentiel obtenu par application d'une différence de potentiel  $U_{dc}$  entre des électrodes de forme cylindrique ou hyperbolique, distantes de  $z_0$  tel que montré sur la figure 2.3. L'électrode centrale est appelée anneau et les deux électrodes positionnées de part et d'autre de l'anneau sont appelées end caps.

Il est cependant difficile de fabriquer des électrodes parfaitement hyperboliques. Les pièges à géométrie hyperbolique présentent en général des imperfections mécaniques qui, cumulées avec des défauts d'alignement, introduisent des imperfections dans le champ électrique. Ces imperfections provoquent des oscillations anharmoniques des particules. Des pièges de Penning aux électrodes cylindriques, comme le montre le schéma de la figure 2.3, peuvent être utilisés comme une alternative aux pièges hyperboliques [78, 79]. Un des avantages majeurs des électrodes cylindriques provient du fait qu'elles sont beaucoup plus faciles à usiner précisément et présentent donc moins d'imperfections par rapports aux électrodes hyperboliques idéales. De plus, les pièges cylindriques apportent aussi un plus grand espace de stockage des ions. Des électrodes correctrices sont utilisées afin de compenser les imperfections des champs électriques dans les pièges hyperboliques et cylindriques et créer des champs hyperboliques.



**Figure 2.3** – Schéma représentant les électrodes d'un piège de Penning et ses grandeurs caractéristiques ; à gauche, géométrie hyperbolique ; à droite, géométrie cylindrique.

En combinant les deux champs électrique et magnétique présentés ci-dessus, tels que



**Figure 2.4** – Décomposition du mouvement des ions dans les pièges de Penning en trois mouvements propres.

$\vec{F}_{totale} = q(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B})$  on obtient les équations du mouvement suivantes :

$$\begin{cases} \ddot{x} - \frac{q}{m} (\Phi_{Pen0} x - B\dot{y}) = 0 \\ \ddot{y} - \frac{q}{m} (\Phi_{Pen0} y + B\dot{x}) = 0 \\ \ddot{z} + \frac{q}{m} \Phi_{Pen0} z = 0 \end{cases} \quad (2.9)$$

Le mouvement dans la direction de  $z$  correspond à un oscillateur harmonique de pulsation  $\omega_z = \sqrt{\frac{q}{m} \Phi_{Pen0}}$ . On réécrit alors les équations du mouvement :

$$\begin{cases} \ddot{x} - \frac{\omega_z^2}{2} x - \omega_c \dot{y} = 0 \\ \ddot{y} - \frac{\omega_z^2}{2} y + \omega_c \dot{x} = 0 \\ \ddot{z} + \omega_z^2 z = 0 \end{cases} \quad (2.10)$$

Afin de résoudre ces équations, on pose  $u(t) = x(t) + iy(t)$ . Ce changement de variable fait émerger une nouvelle équation :

$$\ddot{u} + i\omega_c \dot{u} - \frac{1}{2}\omega_z^2 u = 0 \quad (2.11)$$

possédant des solutions indépendantes, fonctions des pulsations  $\omega_+ = \frac{1}{2}(\omega_c + \sqrt{\omega_c^2 - 2\omega_z^2})$  et  $\omega_- = \frac{1}{2}(\omega_c - \sqrt{\omega_c^2 - 2\omega_z^2})$ .  $\nu_+ = \frac{\omega_+}{2\pi}$  est appelée fréquence cyclotron réduite ou fréquence cyclotron modifiée.  $\nu_- = \frac{\omega_-}{2\pi}$  est appelée fréquence magnétron. Afin de distinguer la fréquence cyclotron réduite  $\nu_+$  de la fréquence cyclotron  $\nu_c$ ,  $\nu_c$  est aussi appelée fréquence cyclotron vraie. La figure 2.4 montre la décomposition du mouvement cyclotron des ions en les trois mouvements propres de fréquence  $\nu_+$ ,  $\nu_-$  et  $\nu_z$ .

En combinant les deux nouvelles fréquences propres  $\nu_+$  et  $\nu_-$ , on obtient les relations suivantes :

$$\omega_+ + \omega_- = \omega_c \quad (2.12)$$

$$\omega_+\omega_- = 2\omega_z^2 \quad (2.13)$$

$$\omega_+^2 + \omega_-^2 = \omega_c^2 - \omega_z^2 \Rightarrow \omega_c^2 = \omega_+^2 + \omega_-^2 + \omega_z^2 \quad (2.14)$$

L'équation 2.14 est appelée le théorème d'invariance [80].

Le mouvement des ions dans les pièges de Penning est donc une combinaison de trois mouvements propres : un mouvement axial de pulsation  $\omega_z$ , un mouvement radial lent de pulsation  $\omega_-$  et un mouvement radial rapide de pulsation  $\omega_+$ . Dans un champ magnétique de 7 T avec un puits de potentiel électrique d'environ 100 V de profondeur dans le piège, l'ordre de grandeur de  $\nu_z$  est de quelques dizaines de kHz. Dans les mêmes conditions, l'ordre de grandeur de  $\nu_-$  est de quelques kHz tandis que la fréquence  $\nu_+$  se trouve entre quelques centaines de kHz et quelque MHz.

On déduit des relations précédentes entre les différents mouvements propres :

$$\omega_c > \omega_+ > \omega_z > \omega_- . \quad (2.15)$$

$$\omega_c^2 \geq 2\omega_z^2 \quad (2.16)$$

Cette dernière condition permet de déterminer les conditions pour un confinement stable des objets chargés dans les pièges de Penning dans le cas idéal (sans imperfections ni inhomogénéités de champs) :

$$\frac{|q|}{m} B^2 > 2|\Phi_{Pen0}| \quad (2.17)$$

La condition donnée par l'équation 2.17 impose l'intensité minimale du champ magnétique permettant de compenser la composante radiale introduite par le champ électrique.

Dans les pièges de Penning, le champ magnétique doit être homogène afin de piéger les ions et manipuler leurs mouvements propres. Cette zone homogène se trouve au centre de l'aimant, où sont disposés les pièges de Penning et les ions sont soumis à un gradient de champ en dehors de la zone. Pour cette raison, la qualité du faisceau pénétrant le champ magnétique doit être la meilleure possible afin notamment de transmettre correctement le faisceau aux pièges de Penning (section 2.5.3). Ce gradient de champ magnétique est aussi exploité à la sortie des pièges lors des mesures de fréquences cyclotron avec les méthodes TOF-ICR et PI-ICR qui sont décrites en section 2.6.

## 2.3 Masse et fréquence cyclotron

La fréquence cyclotron d'un ion chargé plongé dans un champ magnétique est liée à sa masse par la relation  $\nu_c = \frac{qB}{2\pi m}$  introduite en section précédente.

En connaissant très précisément l'intensité du champ magnétique au moment de la mesure de la fréquence cyclotron, on peut déterminer la masse de l'ion avec une grande précision. Cependant, en pratique, le champ magnétique dans les pièges de Penning n'est pas mesuré directement au moment de la mesure de fréquence cyclotron pour un ion de masse inconnue. Or ce dernier n'est pas constant et varie légèrement entre deux mesures. L'ordre de grandeur de ces variations est de quelques  $\mu\text{T}$  pendant une demi-journée avec des variations de températures de quelques  $^\circ\text{C}$  [81]. Le champ magnétique est donc déterminé à l'aide d'une calibration en mesurant la fréquence cyclotron d'un ion dont la masse est déjà connue avec une grande

précision. On appelle communément cet ion de masse connue "ion de référence". Ce dernier est choisi en fonction de la gamme de masse des ions dont on souhaite mesurer la masse, que l'on appelle communément "ion d'intérêt". Les ions de référence sont faciles à produire à l'aide de sources d'ions stables. Des exemples d'ions utilisés comme références sont les ions alcalins tels que le  $^{133}\text{Cs}$ , le  $^{85}\text{Rb}$  et le  $^{87}\text{Rb}$ .

La mesure de la fréquence cyclotron de l'ion de référence est généralement faite immédiatement avant et immédiatement après la mesure pour l'ion d'intérêt. Une interpolation de la fréquence mesurée pour l'ion de référence est alors faite pour estimer la fréquence qui aurait été mesurée pour l'ion de référence au moment de la mesure pour l'ion d'intérêt. On fait alors l'hypothèse que le champ magnétique évolue de manière linéaire durant ce temps. On a donc  $\nu_{c_{ref}} = \frac{q_{ref}B}{2\pi m_{ref}}$  et  $\nu_{c_{int}} = \frac{q_{int}B}{2\pi m_{int}}$ . De ces deux relations, on obtient

$$\frac{\nu_{c_{ref}}}{\nu_{c_{int}}} = \frac{q_{ref}m_{int}}{q_{int}m_{ref}}. \quad (2.18)$$

Cependant, la masse mesurée n'est pas la masse atomique mais la masse ionique. L'ordre de grandeur de l'énergie de liaison électronique est de quelques eV, ce qui est bien inférieur à l'ordre de grandeur des incertitudes sur les masses des noyaux exotiques (quelques keV à quelques centaines de keV). On peut donc réécrire la masse ionique  $m$  :  $m = M - nm_e$  ou  $M$  est la masse atomique,  $n$  le nombre d'ionisations et  $m_e$  est la masse de l'électron. A partir de l'équation 2.18 on détermine la masse atomique associée à l'ion d'intérêt :

$$M_{int} = \frac{\nu_{c_{ref}}n_{int}}{\nu_{c_{int}}n_{ref}}(M_{ref} - n_{ref}m_e) + n_{int}m_e. \quad (2.19)$$

## 2.4 Manipulation des ions dans un piège de Penning

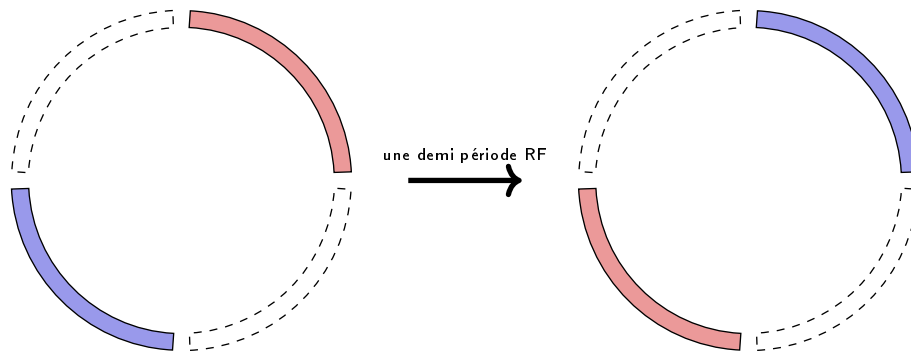
L'énergie totale des ions contenus dans les pièges est la somme des énergies des différents mouvements propres. Tandis que les énergies des mouvements axial et cyclotron modifié contribuent positivement à l'énergie totale, l'énergie du mouvement magnétron y contribue avec un terme soustractif. Cela a pour conséquence en particulier de faire diminuer l'énergie totale des ions lorsque l'on excite le mouvement magnétron et augmente son amplitude.

Dans le cas des pièges de Penning, on exploite les propriétés de résonance des ions en les manipulant avec les champs multipolaires. Plus précisément, ce sont les différents mouvements propres émergeant du piégeage dans un champ électrique quadripolaire et un champ magnétique que l'on manipule. En utilisant des champs oscillants multipolaires radiofréquence aux fréquences des mouvements propres, il est possible de leur faire gagner ou perdre de l'énergie. En conséquence, cela revient à modifier l'amplitude d'oscillation des différents modes propres des ions. Ces champs sont appliqués à l'électrode centrale des pièges de Penning, l'anneau, qui pour cela est divisée en plusieurs segments. On peut alors, avec un anneau segmenté en quatre parties, appliquer des excitations dipolaires et quadripolaires. La figure 2.5 montre schématiquement l'application de champ dipolaire et quadripolaire sur les segments de l'anneau.

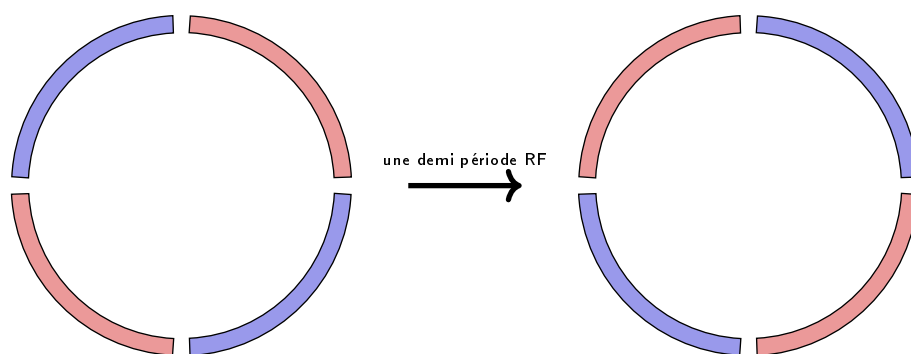
Le potentiel appliqué aux électrodes colorées en rouge sur la figure 2.5 oscille en opposition de phase par rapport au potentiel appliqué aux électrodes colorées en bleu.

Dans le cas d'une excitation dipolaire, les tensions sont appliquées à deux électrodes opposées par rapport au centre et oscillent en opposition de phase. Le champ électrique  $E_{d_u}(t)$  résultant est unidimensionnel et s'exprime analytiquement par :  $\vec{E}_{d_u}(t) = \frac{aU_{D_{max}}}{r_0} \cos(\omega_D t + \phi_D) \vec{u}$ .  $u$  correspond à une des coordonnées radiales  $x$  ou  $y$  et  $\vec{u}$  est le vecteur unitaire dans la direction de la coordonnée  $u$ ,  $U_{D_{max}}$  est l'amplitude de l'excitation dipolaire,  $\omega_D$  est sa fréquence et  $\phi_D$





Excitation dipolaire



Excitation quadripolaire

**Figure 2.5** – Vues schématiques transverses d'un anneau segmenté en quatre parties et sur lequel on applique une excitation dipolaire (en haut) ou une excitation quadripolaire (en bas).

sa phase. Le coefficient  $a$  représente la force de la composante dipolaire du champ en raison de la forme des électrodes et de leur segmentation [82].

L'application d'un champ dipolaire de fréquence égale à une fréquence propre des ions permettra d'exciter le mouvement correspondant indépendamment des autres mouvements propres. L'effet du champ dipolaire oscillant sur les ions piégés dépend de la différence de phase entre le champ et le mouvement des ions [82]. Ainsi, un choix judicieux de la différence de phase entre la phase du mouvement de l'ion et celle du champ permettra de fixer le rayon de l'orbite magnétron. On peut donc non seulement augmenter l'amplitude du mouvement mais aussi la réduire afin de préparer les ions dans un mouvement cyclotron réduit pur.

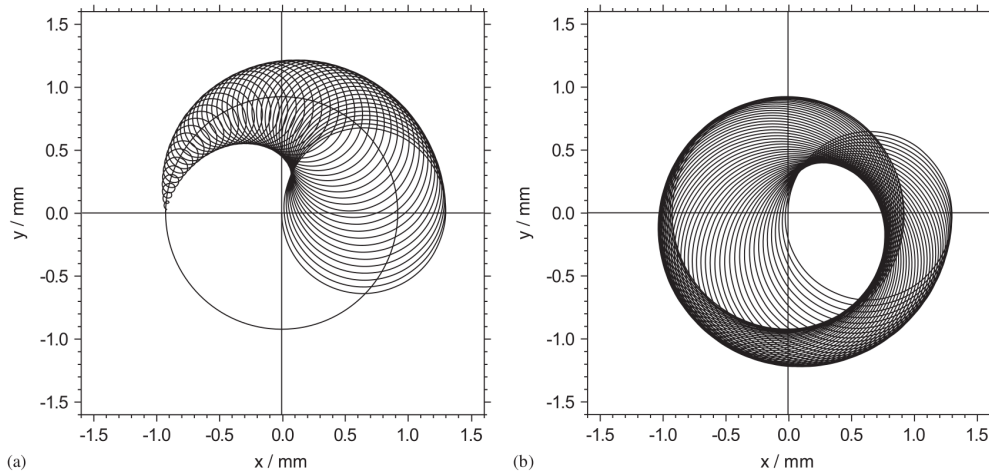
Appliquée à la fréquence magnétron des ions, l'excitation dipolaire est utilisée pour réduire leur énergie tout en augmentant l'amplitude de leur mouvement. La fréquence magnétron des ions étant indépendante, en première approximation, de leur masse, tous les ions présents dans le piège sont impactés par le champ dipolaire. Appliqué à la fréquence du mouvement cyclotron réduit d'un ion, le champ dipolaire fait augmenter son amplitude et son énergie.

On peut utiliser un tel champ pour se débarrasser de contaminants (connus) en augmentant le rayon de leur mouvement cyclotron modifié jusqu'à ce que ces derniers soient perdus contre les parois du piège. On peut aussi l'utiliser dans le cas de mesures de la fréquence cyclotron

réduite propre d'un ion, tel que nous le décrirons plus tard.

Pour une excitation quadripolaire, les tensions appliquées oscillent en opposition de phase pour deux électrodes voisines. Deux électrodes opposées ont donc la même tension. Le champ électrique résultant de l'application d'une excitation quadripolaire est un champ bi-dimensionnel dont les composantes ont la forme  $\vec{E}_x = \frac{aU_{qmax}y}{2r_0^2} \cos(\omega_q t + \phi_q) \vec{u}_x$  et  $\vec{E}_y = \frac{aU_{qmax}x}{2r_0^2} \cos(\omega_q t + \phi_q) \vec{u}_y$ ,  $U_{qmax}$  étant l'amplitude de l'excitation quadripolaire,  $\omega_q$  sa fréquence et  $\phi_q$  sa phase. Une description analytique des effets d'une excitation quadripolaire sur le mouvement des ions est détaillée par M. König et ses collaborateurs dans [83].

Si l'on applique un champ électrique quadripolaire à une fréquence égale à la somme de fréquences propres de l'ion, l'effet résultant est un couplage de ces deux mouvements propres. Il est alors possible de convertir un des mouvements pur en l'autre. Si la fréquence du champ appliqué est différente de la somme de deux des fréquences propres de l'ion, la conversion ne sera pas complète. En appliquant une excitation quadripolaire à la fréquence cyclotron propre d'un ion  $\nu_c = \nu_+ + \nu_-$  préparé dans un mouvement cyclotron réduit pur, on peut convertir son mouvement en un mouvement magnétron pur et réciproquement. La figure 2.6 montre la trajectoire des ions lorsqu'une excitation quadripolaire est appliquée à leur fréquence cyclotron propre. On utilise cette propriété de résonance afin de mesurer directement la fréquence cyclotron  $\nu_c$ .



**Figure 2.6** – Mouvement des ions préparés dans un mouvement magnétron pur ; lorsqu'on les soumet à une excitation quadripolaire à leur fréquence cyclotron propre, le mouvement magnétron pur est converti en un mouvement cyclotron modifié pur en conservant l'amplitude du mouvement initial ; l'image (a) représente la première moitié de la conversion et l'image (b) la seconde partie de la conversion [12].

Les excitations dipolaires et quadripolaires sont à la fois utilisées pour préparer les ions à la mesure de la fréquence cyclotron en sélectionnant les ions d'intérêt et pour la mesure à proprement parler.

Des excitations octupolaires peuvent aussi être appliquées avec un anneau possédant huit segments. L'excitation octupolaire est appliquée à la place d'une excitation quadripolaire et son effet est similaire. Cependant, cet effet dépend des conditions initiales de mouvement des ions. L'effet de l'excitation octupolaire a été étudié [92, 93] dans le cas de mesures avec la technique du TOF-ICR, décrite en section 2.6.1. Ces études ont montré que l'application de champs octupolaires permet d'atteindre des pouvoirs de résolutions plus élevés que l'utilisation de champs quadripolaires, par une réduction de la largeur de la figure de résonance du TOF-

ICR. Un exemple de mesure permise grâce à ce gain en résolution est la mesure d'énergies de réactions  $Q_{2EC}$  de doubles captures d'électrons de  $^{164}\text{Er}$  par S. Eliseev et ses collaborateurs [74]. Ces derniers ont aussi montré durant leur expérience que la mesure n'aurait pas pu être possible avec une excitation quadripolaire. Les excitations octupolaires ont cependant été peu utilisées en raison de la dépendance des effets de l'excitation des amplitudes et des phases initiales du mouvement des ions.

De plus, le développement de la méthode du PI-ICR, décrite en section 2.6.2, a permis d'augmenter le pouvoir de résolution lors des mesures de fréquence cyclotron en utilisant des excitations quadripolaires.

## 2.5 Préparation des ions pour les mesures de fréquence cyclotron dans les pièges de Penning

Pour atteindre une haute résolution et réaliser des mesures de masses de grande précision pour des noyaux exotiques avec des pièges de Penning, il est nécessaire d'envoyer dans le piège un faisceau de bonne qualité. Cela signifie notamment que son émittance doit être la plus faible possible avant d'entrer dans le champ magnétique afin de transmettre le maximum d'ions d'intérêt vers les pièges. L'émittance du faisceau est la grandeur qui caractérise sa dynamique et sa divergence dans un espace à 6 dimensions :  $(x, y, z, x', y', t)$  où  $x'$  et  $y'$  sont les angles de divergence des ions (ou particules) du faisceau dans le plan transverse  $(x, y)$ .

Afin d'atteindre des grandes précisions, il est aussi nécessaire de discriminer au mieux les contaminants, voire de s'en débarrasser pour avoir un faisceau le plus pur possible à injecter dans le piège de mesure. La dispersion, la taille et la pureté du faisceau peuvent être améliorées en refroidissant les ions à l'aide d'un gaz tampon dans des pièges.

La réduction de l'émittance du faisceau avant l'entrée dans le champ magnétique peut être faite avec un refroidisseur-regroupeur quadripolaire radiofréquence (ou RFQCB, RadioFrequency Quadrupole Cooler and Buncher). Ce dernier permet une mise en paquet du faisceau et une première sélection isotopique peut être obtenue. Une seconde sélection, isobarique, peut être effectuée en refroidissant et en manipulant les ions dans un piège de Penning. Refroidir les ions signifie abaisser leur température en leur faisant perdre de l'énergie. On peut soustraire de l'énergie au faisceau d'ions en le faisant collisionner avec des électrons ou alors un gaz tampon, en utilisant un laser, avec un circuit résistif, par évaporation ou bien par refroidissement stochastique [94]. Dans les deux cas introduits précédemment (RFQCB et pièges de Penning), le refroidissement des ions est fait à l'aide d'un gaz tampon.

### 2.5.1 Refroidir des ions avec un gaz tampon

L'utilisation d'un gaz tampon pour refroidir les ions lors d'expériences pour la physique nucléaire, et en particulier l'étude de noyaux exotiques, est largement étendue [41, 95, 96, 97, 98].

Le refroidissement avec un gaz tampon est une technique universelle permettant de refroidir de petites quantités d'ions tout comme un grand nombre d'ions. Elle ne nécessite pas d'adaptation particulière à l'espèce que l'on veut refroidir et le risque de neutralisation est réduit avec un gaz tampon judicieusement choisi.

En présence d'un gaz tampon, les ions incidents échangent de l'énergie cinétique dans des collisions élastiques avec les atomes du gaz.

L'effet du gaz tampon (ses atomes ayant une faible énergie cinétique) sur les ions dépend à la fois de la hiérarchie et de la différence entre leurs masses respectives. Trois cas sont alors

distinguable et ont été étudiés et expliqués par Dehmelt et Major dans un article publié en 1968 [84]. Dans leur étude Dehmelt et Major considèrent les neutres au repos. Cependant, des résultats expérimentaux obtenus depuis ont montrés un bon accord avec les résultats de cette étude. Si les atomes du gaz tampon ont une masse plus élevée que les ions incidents, ces derniers vont diffuser élastiquement sur les atomes du gaz et en moyenne gagner de l'énergie cinétique. Si les masses des neutres et celles des ions sont comparables, l'énergie cinétique des ions varie très peu en moyenne. Enfin, si les atomes du gaz tampon sont plus légers que les ions, les collisions entre eux vont entraîner un amortissement visqueux du mouvement des ions. Cet amortissement visqueux résulte en un transfert d'énergie des ions vers les atomes du gaz.

Le cas intéressant pour le refroidissement des ions correspond au troisième cas où les atomes sont plus légers que les ions. De plus, la quantité de mouvement transférée aux neutres dépend de la différence de masse entre les ions et ces derniers. Plus la différence est grande, plus la quantité de mouvement transférée sera importante. Cela signifie que les atomes du gaz doivent être les plus légers possibles afin d'optimiser le transfert de quantité de mouvement des ions au gaz.

Dans les collisions avec les atomes légers, les ions sont soumis à une force due à l'amortissement visqueux qui peut être écrite sous la forme :

$$\vec{F} = -\delta m \vec{v}, \quad (2.20)$$

$m \vec{v}$  représentant la quantité de mouvement de l'ion de masse  $m$  se déplaçant à la vitesse  $v$  et  $\delta$  représentant le coefficient d'amortissement dû aux collisions avec le gaz tampon. Ce dernier est proportionnel à la mobilité  $K$  des ions de rapport masse sur charge  $\frac{m}{q}$  dans le gaz, qui représente la transparence du gaz vis-à-vis des ions, tel que :

$$\delta = \frac{q}{m} \frac{1}{K} \frac{p}{p_0} \frac{T_0}{T} \quad (2.21)$$

où  $p$  et  $T$  sont respectivement la pression et la température du gaz et  $p_0$  et  $T_0$  sont respectivement la pression standard égale à 1013 mbar et la température standard égale à 273.15 K.

On constate alors que plus la pression est élevée et la température basse, plus le transfert de quantité de mouvement sera rapide. Le temps caractéristique de refroidissement des ions avec un gaz tampon est de l'ordre de 1 à 100 ms à des pressions allant de  $10^{-4}$  à  $10^{-2}$  mbar à température ambiante.

La notion de refroidissement implique la notion de température. En transmettant leur énergie cinétique aux atomes du gaz, les ions font diminuer leur température jusqu'à atteindre une température légèrement supérieure à celle du gaz. La température du gaz tampon est donc un facteur limitant au refroidissement puisque l'on ne peut refroidir les ions à des températures inférieures à celle du gaz. Cela implique aussi que le choix du gaz doit se porter sur un gaz qui a une température de transition liquide-gaz la plus basse possible à la pression considérée pour le refroidissement en ligne.

Lors des collisions avec les atomes du gaz, les ions peuvent échanger des électrons et ainsi de nouveau être ionisés ou alors se neutraliser. Les ions échangeant des charges seront alors perdus.

Cependant, les échanges lors de collisions ion-gaz peuvent être réduits en choisissant un gaz d'énergie d'ionisation élevée, comme un gaz noble par exemple. L'hélium est un candidat de choix, étant un gaz noble, très léger, même le plus léger, possédant l'énergie d'ionisation la

plus élevée, et dont la température de transition liquide-gaz autour de  $10^{-3}$  mbar est très basse (autour de 1 K)

Pour une application à des expériences de physique nucléaire, le refroidissement des ions peut être opéré dans des pièges à ions. Cela permet notamment de maintenir les ions sur leur trajectoire et donc d'éviter leur dispersion dans le plan transverse. La technique de refroidissement avec un gaz tampon est aussi dans le cas des pièges un choix adapté car il perturbe peu la trajectoire stable des ions imposée par les champs électromagnétiques.

### 2.5.2 Arrêter un faisceau de haute énergie dans une cellule de gaz

Parmi les applications d'un gaz tampon, on trouve les cellules de gaz. Le principe d'une cellule est d'arrêter un faisceau d'ions à l'aide du gaz tampon (à une pression de quelques dizaines de mbar). Les ions arrêtés dans la cellule de gaz en sont extraits en utilisant le flux du gaz tampon circulant dans la cellule, permettant de créer un jet en sortie. Certaines cellules de gaz utilisent aussi des champs électriques afin de focaliser, guider et aider à l'extraction des ions. Le faisceau d'ions extrait est alors un faisceau de basse énergie qui peut être envoyé vers des dispositifs de spectroscopie ou de piégeage.

En physique nucléaire, les cellules de gaz peuvent aussi être utilisées pour neutraliser un faisceau d'ions afin d'effectuer des études spectroscopiques ou bien pour l'ioniser de nouveau de manière sélective. C'est le cas de la cellule de gaz qui sera installée auprès du spectromètre  $S^3$  au GANIL (Caen, France) dans le cadre des expériences de spectroscopie de  $S^3$ -LEB [85]. Dans ce cas, seul le flux de gaz peut permettre l'extraction des atomes (ions neutralisés).

Lorsque l'on ne souhaite pas neutraliser les ions, le gaz tampon choisi est un gaz noble, le plus léger possible et avec une énergie d'ionisation élevée (hélium) telle qu'expliqué en section 2.5.1. Cependant, à température ambiante, le gaz introduit dans la cellule peut contenir des contaminants. La présence de contaminants va alors entraîner la recombinaison non-souhaitée et de manière non-contrôlée des ions introduits dans la cellule de gaz. Le phénomène de recombinaison est d'autant plus important dans le cas des cellules de gaz que la pression nécessaire pour arrêter un faisceau d'ions de haute énergie est importante (quelques mbar). Afin de diminuer la présence des contaminants, le principe de la cellule de gaz cryogénique a été développé à SHIPTRAP au GSI en Allemagne [86, 87].

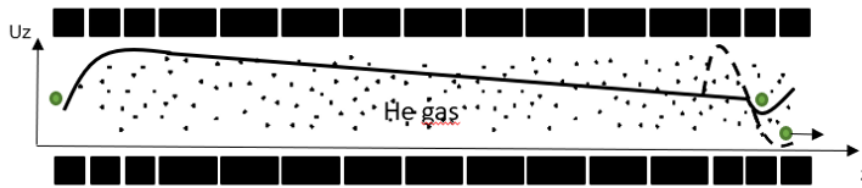
Le principe de la cellule de gaz cryogénique est de refroidir à basse température, de l'ordre de 40 K, le gaz qui y est injecté. La pression du gaz qui est envoyé dans la cellule de gaz est égale à 50 mbar environ à température ambiante. Les contaminants présents, qui ont en général une température de condensation supérieure à 40 K vont alors geler. Ils sont par conséquent extraits du gaz tampon, permettant alors de purifier ce dernier et réduisant la probabilité de recombinaison.

### 2.5.3 Amélioration de la qualité et mise en paquet du faisceau d'ions dans un piège quadrupolaire

Une autre utilisation du refroidissement avec un gaz tampon dans un piège est faite dans un piège quadripolaire (ou piège de Paul linéaire), le RFQCB. Lors des collisions avec le gaz tampon, sans champ électromagnétique, les ions se dispersent aléatoirement dans le gaz, sans direction privilégiée. Un champ électrique quadrupolaire oscillant appliqué dans le piège, tel que décrit en section 2.2.1, permet de confiner radialement le faisceau afin de maintenir sa trajectoire le long de l'axe du piège. Cette combinaison du refroidissement et du confinement radial des ions permet de diminuer l'émission du faisceau.

Un gradient DC est aussi appliqué afin de guider les ions de l'entrée du piège vers la sortie

tandis qu'ils perdent de l'énergie. L'application d'un tel potentiel est permise en segmentant les électrodes du quadrupole et en appliquant des potentiels décroissants aux différents segments. La segmentation des électrodes a aussi un intérêt pour confiner les ions prêt de la sortie du piège et les accumuler en paquet avant de les libérer. Pour ce faire, une barrière de potentiel est appliquée au niveau des derniers segments du RFQ (figure 2.7). Les ions continuent de perdre de l'énergie dans les collisions avec le gaz et s'accumulent alors à l'endroit du piège ou le potentiel statique est minimum. Tandis qu'ils entrent dans le RFQCB de manière continue, leur accumulation entre les derniers segments du piège permet de créer des paquets. Ces paquets sont libérés lorsqu'ils contiennent le nombre d'ions souhaité et à l'énergie souhaitée.



**Figure 2.7** – Schéma représentant un RFQCB possédant 15 segments; la courbe à l'intérieur représente l'évolution du potentiel DC appliqué aux différents segments pour guider les ions, la courbe pleine représente le potentiel pendant accumulation avec une barrière de potentiel appliquée sur le dernier segment et la courbe en pointillés représente le potentiel lorsque les ions sont éjectés du piège.

Si on combine la force électrostatique présente dans un piège quadrupolaire linéaire avec la force d'amortissement visqueux exercée par le gaz tampon, on obtient après application du principe fondamentale de la dynamique l'équation suivante :

$$\begin{cases} -q \frac{\Phi_{Pa0}}{r_0^2} x - \delta m \frac{dx}{dt} = m \frac{d^2 x}{dt^2} \\ q \frac{\Phi_{Pa0}}{r_0^2} y - \delta m \frac{dy}{dt} = m \frac{d^2 y}{dt^2} \\ -\frac{d\Phi_z(z)}{dz} - \delta m \frac{dz}{dt} = m \frac{d^2 z}{dt^2} \end{cases} \quad (2.22)$$

$\Phi_z$  représente le potentiel statique appliqué aux segments pour guider les ions dans le RFQCB.

Ces équations sont valables dans le cas idéal où les atomes du gaz ont une énergie cinétique nulle. Une étude plus précise du mouvement des ions dans le RFQCB peut être faite à l'aide d'une approche microscopique en regardant les collisions des ions individuellement par des simulations Monte Carlo [88, 89].

Un phénomène de chauffage apparait dans le RFQCB lorsque les ions sont soumis à la radiofréquence. Ce phénomène, appelé chauffage RF, provoque l'augmentation de la température des ions et donc de l'émission du faisceau et limite l'efficacité de refroidissement dans un RFQCB. Il est d'autant plus important lorsque la quantité d'ions est élevée et est lié au rapport de masse entre les ions et atomes du gaz.

Bien que le RFQCB possède des propriétés permettant de sélectionner les ions par rapport à leur rapport masse sur charge, son pouvoir de résolution n'est pas suffisant et ne permet de discriminer que jusqu'aux isotopes en mode séparateur [90]. De plus, en raison des instabilités introduites dans la trajectoire par le micromouvement, les RFQCB sont en général utilisés en mode "guide d'ion" avec le paramètre  $a_u = 0$ .

#### 2.5.4 Séparation isobarique dans un piège de Penning

Dans les installations de physique nucléaire de basse énergie, les ions radioactifs sont créés et séparés par des méthodes sélectives afin de fournir aux expériences de précision des faisceaux de faible dispersion en énergie, de faible émittance et dépourvus de contaminants. Les contaminants rencontrés dans ce cas et les plus difficiles à discriminer sont des contaminants isobariques dont la différence de masse est de l'ordre de la dizaine de MeV pour des isotopes autour de  $N = 82$  et  $A = 130$ . Le pouvoir de résolution nécessaire pour discriminer de tels contaminants vaut entre 10000 et 12000. L'abondance relative de ces contaminants isobariques par rapport aux isotopes d'intérêt provient du fait que les noyaux en question sont des noyaux très exotiques, aux courtes durées de vies (de la dizaine à la centaine de milliseconde). Les contaminants isobariques qui posent problème sont alors ceux ayant une durée de vie plus grande et qui sont potentiellement produits en plus grande quantité. Dans les pièges de Penning, ces contaminants ont un impact non-négligeable sur les mesures effectuées. Leur présence en grands nombres impacte les trajectoires de l'ensemble des ions piégés en raison de la répulsion coulombienne. L'impact sur les mesures de fréquences est l'introduction d'un décalage sur les valeurs mesurées et donc d'erreurs supplémentaires. Il est possible dans un piège de Penning de purifier un faisceau d'ions avec une très haute résolution. Un gaz tampon est pour cela introduit dans le piège et des excitations dipolaires et quadripolaires sont appliquées.

Dans les collisions avec le gaz tampon, les ions vont perdre de l'énergie ce qui va diminuer l'amplitude des oscillations des mouvements axial et cyclotron réduit. Au contraire, l'amplitude du mouvement magnétron va augmenter à mesure que les ions vont perdre de l'énergie. Le mouvement des ions tend alors à devenir un mouvement magnétron pur, dont le rayon augmente lors des collisions. Tous les ions (d'espèces différentes) présents dans le piège subissent cet effet. Par application d'une excitation quadripolaire, on sélectionne en masse les ions d'intérêt en convertissant leur mouvement magnétron en mouvement cyclotron réduit.

Tandis que le rayon du mouvement cyclotron réduit après conversion est égal au rayon du mouvement magnétron en l'absence de gaz tampon, l'effet des collisions avec le gaz ramène les ions d'intérêt sur une orbite faible, proche du centre du piège. Plus précisément, en choisissant judicieusement l'amplitude de la radiofréquence et la pression du gaz, la combinaison d'une excitation quadripolaire et des collisions avec le gaz entraîne une réduction des amplitudes des deux mouvements propres de manière sélective en masse [91, 12]. Les contaminants quant à eux maintiennent une orbite élevée qui continue d'augmenter avec les collisions, étant peu impactés par l'excitation quadripolaire. Lorsque les ions d'intérêts sont recentrés, la barrière de potentiel confinant les ions dans l'axe longitudinal est abaissée. Les ions sont alors filtrés avec un collimateur qui ne laisse passer que les ions dont les orbites sont les plus faibles.

Cette préparation des ions en sélectionnant les ions d'intérêt est faite dans un piège de Penning différent et en amont de celui dédié à la mesure.

## 2.6 Méthodes de mesure de fréquences cyclotron avec des pièges de Penning

Après les étapes de préparation consistant en un refroidissement pour diminuer l'émittance du faisceau, une mise en paquet dans le RFQCB et une séparation des contaminants dans un piège de préparation, les ions sont envoyés dans un piège de mesure afin de réaliser à proprement parler la mesure de la fréquence cyclotron.

Les différentes méthodes de mesure de fréquences cyclotron avec des pièges de Penning utilisent la résonance des ions lorsque l'on excite leurs mouvements propres dans les pièges, tel que décrit en section 2.4.

Trois méthodes de mesure sont principalement utilisées pour la détermination de la fréquence cyclotron en spectrométrie de masse de haute précision : le FT-ICR, le TOF-ICR et le PI-ICR. Le FT-ICR (Fourier-Transform Ion-Cyclotron Resonance) est une méthode non-destructive détectant le courant induit par le mouvement des ions sur les électrodes du piège [99]. Le TOF-ICR (Time-Of-Flight Ion-Cyclotron Resonance) est une méthode destructive reposant sur la mesure du temps de vol des ions après excitation dans le piège de Penning. Jusqu'à récemment, ces deux techniques étaient les seules utilisées pour la spectrométrie de masse de haute précision. Au cours des années 2010, une nouvelle méthode a vu le jour au GSI, le PI-ICR (Phase-Imaging Ion-Cyclotron-Resonance). Le PI-ICR repose sur la projection du mouvement des ions sur un détecteur sensible à la position transverse. Il s'agit, tout comme le TOF-ICR d'une technique destructive.

### 2.6.1 Mesures de temps de vol : TOF-ICR

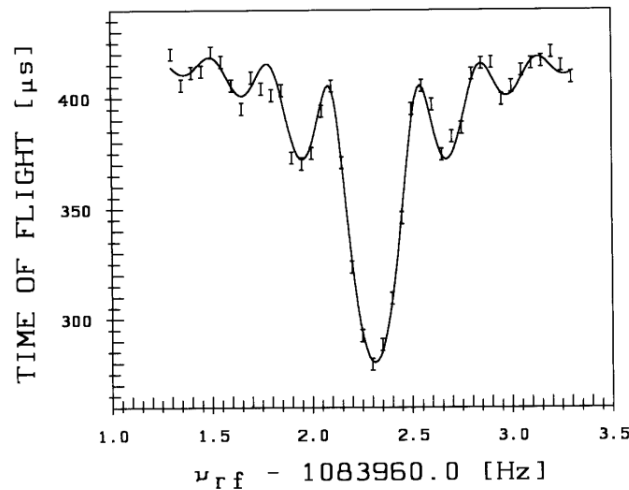
Les ions sélectionnés dans le piège de préparation sont d'abord excités à l'aide d'un champ dipolaire oscillant à la fréquence magnétron afin de fixer les ions à une orbite donnée. Une excitation quadripolaire, de fréquence proche de la fréquence cyclotron des ions (estimée par calibration), est alors appliquée afin de convertir le mouvement magnétron en mouvement cyclotron réduit. L'amplitude et la durée de cette excitation sont choisies afin que la conversion soit complète à la résonance. Les ions sont ensuite extraits des pièges en abaissant le potentiel de sortie. L'énergie radiale accumulée par les ions est alors convertie en énergie axiale et les ions sont accélérés dans le gradient de champ magnétique. Enfin, ils sont envoyés vers un détecteur sensible à un faible nombre d'ions, une galette à microcanaux (MCP). On mesure alors le temps de vol des ions entre le moment où ils sont éjectés du piège de mesure et le moment où ils sont détectés.

Ce protocole est alors appliqué en balayant une plage de fréquences centrée sur la fréquence cyclotron propre estimée des ions afin d'obtenir une figure de résonance dont la forme est montrée en figure 2.8.

La force subie par les ions dans le champ magnétique est proportionnelle à leur moment magnétique ainsi qu'au gradient du champ magnétique :  $\vec{F}_{grad} = -\mu(\vec{\nabla} \cdot \vec{B}) = -\frac{E_z}{B} \frac{\partial B}{\partial z} \vec{u}_z$ . Le gradient de champ magnétique joue en quelque sorte le rôle d'amplificateur de la force subie par les ions. Plus le gradient sera élevé, plus ils seront accélérés et par conséquent, plus la courbe de résonance sera prononcée.

Lorsque la fréquence d'excitation quadripolaire est égale à la fréquence cyclotron des ions piégés, la conversion du mouvement magnétron vers le mouvement cyclotron réduit est complète. L'énergie radiale accumulée par les ions est alors maximale et leur temps de vol minimal. L'évolution du temps de vol en fonction de la fréquence d'excitation est décrite analytiquement





**Figure 2.8** – Figure de résonance obtenue avec le TOF-ICR, une régression est effectuée sur les données expérimentales à l'aide de l'équation 2.23 [83].

par la fonction suivante [83] :

$$T_{TOF} = \int_{z_0}^{z_{det}} \sqrt{\frac{m}{2(E_0 - qU(z) - \mu(\omega_{RF})B(z))}} dz \quad (2.23)$$

où  $z_0$  et  $z_{det}$  sont les positions axiales respectives du centre du deuxième piège et du détecteur,  $E_0$  est l'énergie axiale initiale des ions (au moment où on les éjecte du piège),  $U(z)$  et  $B(z)$  sont respectivement le potentiel électrique et le champ magnétique à la position  $z$ ,  $\mu$  correspond au moment magnétique des ions ayant subi l'excitation quadripolaire à la pulsation  $\omega_{RF}$ .

La résolution obtenue avec le TOF-ICR est proportionnelle à la durée d'excitation donc il est préférable que celle-ci soit la plus grande possible. Cela s'explique par le fait que lorsque le temps d'excitation augmente, le nombre de conversions complètes augmente aussi et plus vite pour les ions en résonance que pour les autres. Cela a alors pour effet de plus séparer les ions en résonance des ions qui ne le sont pas. Des valeurs approchées des largeurs à mi-hauteur de courbes obtenues avec le TOF-ICR sont données dans le tableau 2.1.

Durée du pulse d'excitation (s)	1	2	4	8
Largeur à mi-hauteur de la courbe de résonance (Hz)	0.25	0.12	0.07	0.04

**Table 2.1** – Estimation des largeurs à mi-hauteur des courbes de résonance à différents temps d'excitation, pour des ions  $^{116}\text{Sn}$ , présentées dans [13].

Au début des années 1990, une méthode d'excitation consistant en l'application de plusieurs impulsions pendant la durée de l'excitation a été introduite [100]. Cette méthode est appelée méthode Ramsey. Le principe de cette méthode repose sur le fait de préparer un système dans un état donné, de le laisser ensuite évoluer et finalement de réinterroger cet état. Au cours des années 2000, cette méthode a été étudiée de nouveau et a permis d'améliorer la précision sur les mesures de fréquences cyclotron [101, 102, 103]. Les résultats obtenus par S. Georges [101, 102] et ses collaborateurs illustrent expérimentalement l'amélioration de la résolution

d'un facteur 1.5 environ du TOF-ICR par son application. Cependant, en raison de la constance de l'amplitude des oscillations, la distinction de deux ions dont les masses sont très proches (isobares et isomères) est compliquée.

### 2.6.2 Mesures de phase : PI-ICR

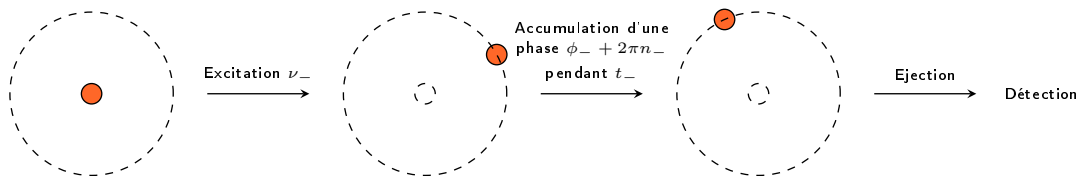
Le PI-ICR a vu le jour sur l'expérience SHIPTRAP au GSI au début des années 2010 sous l'impulsion de S. Eliseev et de ses collaborateurs [104, 105]. Cette nouvelle approche est 25 fois plus rapide que les mesures de temps de vol et a permis d'atteindre un pouvoir de résolution 40 fois plus grand et d'améliorer la précision sur les mesures de fréquence cyclotron d'un facteur 5. Le principe de la méthode du PI-ICR repose sur la projection de la position radiale des ions sur un détecteur adapté, disposé le plus loin possible de l'aimant.

Le détecteur utilisé lors des mesures avec le PI-ICR est une galette à microcanaux (MCP pour MultiChannel Plate) avec des lignes à retard qui permet la détermination de la position des ions dans le plan transverse. La localisation dans le plan transverse se fait à l'aide de deux fils passant à l'arrière de la MCP (un pour la dimension verticale, un pour la dimension horizontale). Les électrons créés dans la MCP heurtent ces fils et un courant électrique se propage alors vers les deux extrémités de chaque fil. Ces courants sont détectés et la différence de temps d'arrivée du courant sur chaque extrémité d'un fil est mesurée pour permettre de déterminer à quel endroit du fil les électrons sont arrivés.

Tout comme avec le TOF-ICR, on applique des excitations dipolaires afin de modifier le rayon de chaque mouvement propre et des excitations quadripolaires afin de convertir un mouvement pur en l'autre. Plus précisément, deux modèles d'excitations ont été élaborés pour les mesures de PI-ICR [105].

Le premier modèle permet la détermination des deux fréquences magnétron  $\nu_-$  et cyclotron réduite  $\nu_+$ . Les deux fréquences sont mesurées indépendamment l'une de l'autre et la fréquence cyclotron  $\nu_c$  est obtenue en les sommant (equation 2.12). On peut alors calculer le rapport des fréquences  $\nu_+$ ,  $\nu_-$  ou  $\nu_c$  entre l'ion d'intérêt et l'ion de référence.

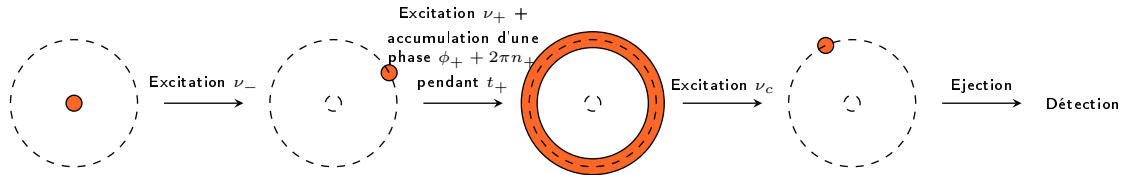
Les étapes de la mesure dans le piège de mesure des fréquences  $\nu_-$  et de  $\nu_+$ , décrites ci-après, sont schématisées sur les figures 2.9 et 2.10 respectivement.



**Figure 2.9** – Schéma représentant les étapes de manipulation des ions dans le piège de mesure avant détection lors de la mesure de la fréquence  $\nu_-$ , le cercle orange représente ce que l'on observerait sur un détecteur à chaque étape ; les ions arrivent centrés dans le piège de mesure en raison de la manipulation effectuée dans le piège de préparation, ils sont ensuite excités à la fréquence magnétron puis éjectés après une période d'accumulation de phase.

La mesure de la fréquence magnétron est faite en appliquant une excitation dipolaire à la fréquence magnétron  $\nu_-$  des ions afin de les exciter dans le mode magnétron. Cela aura pour conséquence d'augmenter le rayon de leur trajectoire, les mettant ainsi sur une orbite sur laquelle ils oscillent à la fréquence magnétron (lente). On laisse ensuite les ions accumuler une certaine phase  $\phi_-$  pendant un temps  $t_-$  fixé durant lequel les ions réalisent un nombre de révolutions  $n_-$  tels que  $\phi_- + 2\pi n_- = 2\pi\nu_-t_-$ . Ensuite, les ions sont libérés et envoyés sur le détecteur sur lequel leur position est projetée. La mesure de la phase  $\phi_-$  nécessite cependant de connaître la

position du paquet d'ions au début de la période d'accumulation. Un cycle lors duquel les ions sont éjectés du piège immédiatement après l'excitation magnétron (temps d'accumulation nul) est donc effectué afin de déterminer cette position de référence. L'angle  $\phi_-$  mesuré correspond alors à l'angle défini par la position de référence, la position après accumulation et le centre de la trajectoire circulaire (magnétron) des ions (figure 2.11).

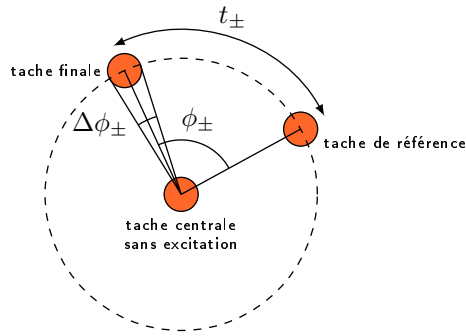


**Figure 2.10** – Schéma représentant les étapes de manipulation des ions dans le piège de mesure lors de la mesure de la fréquence  $\nu_+$ , la couleur orange représente ce que l'on observerait sur le détecteur à chaque étape; les ions entrent centrés dans le piège de mesure, sont excités à la fréquence cyclotron réduite puis leur mouvement cycotron réduit est converti en mouvement magnétron après accumulation d'une phase et avant d'être éjectés du pièges pour être détectés.

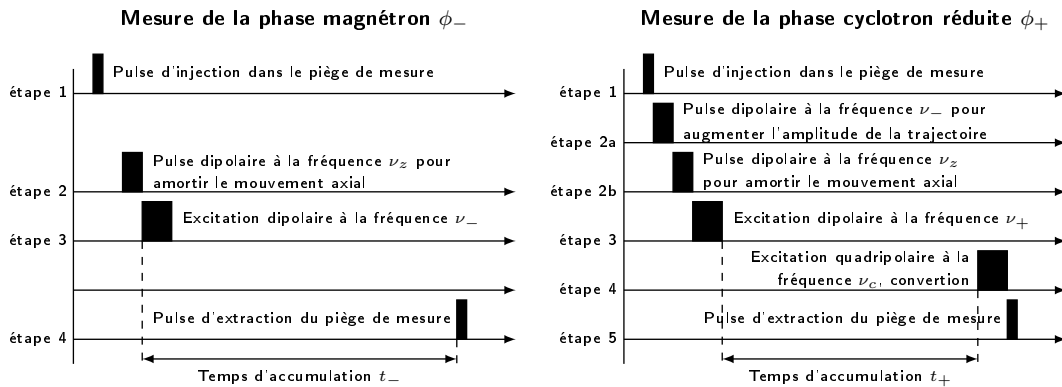
Dans le cas de la mesure de la fréquence cyclotron réduite, les ions sont aussi excités à la fréquence magnétron  $\nu_-$  afin d'augmenter le rayon de leur orbite d'oscillation. On applique ensuite un autre champ radiofréquence dipolaire à la fréquence cyclotron réduite  $\nu_+$  dans le but d'exciter les ions dans le mode cyclotron réduit. Les ions vont alors osciller à la fréquence cyclotron réduite  $\nu_+$  (rapide). On laisse les ions accumuler une certaine phase  $\phi_+$  pendant un temps  $t_+$  fixé durant lequel les ions réalisent un nombre de révolutions  $n_+$  tels que  $\phi_+ + 2\pi n_+ = 2\pi\nu_+ t_+$ . Compte-tenu de la très haute fréquence du mouvement cyclotron réduit, l'image projetée sur le détecteur ressemble à un anneau si les ions sont éjectés en oscillant à la fréquence  $\nu_+$ . Cet effet sur le détecteur provient du fait que la période d'oscillation des ions à la fréquence cyclotron réduite est bien plus petite que la distribution temporelle associée au temps de vol des ions entre le piège et le détecteur. On convertit alors, à l'aide d'une excitation quadripolaire, leur mouvement cyclotron réduit pur en un mouvement magnétron pur afin de relocaliser le paquet d'ions sur le détecteur. Enfin, les ions sont éjectés et envoyés vers le détecteur immédiatement après une conversion complète. De la même manière que pour la mesure de la phase  $\phi_-$ , la détermination de  $\phi_+$  nécessite la connaissance de la position du paquet d'ions au début de la période d'accumulation. Cette position de référence est donc aussi déterminée dans ce cas en éjectant les ions immédiatement après l'excitation dipolaire à la fréquence  $\nu_+$  et l'angle  $\phi_+$  mesuré entre la position de référence, la position après accumulation et le centre de la trajectoire (figure 2.11).

Les temps  $t_{\pm}$  sont calculés à partir du nombre de révolutions  $n_{\pm}$  choisi. Nous avons vu que la mesure des phases  $\phi_+$  ou  $\phi_-$  nécessite la connaissance de la position du centre du cercle sur lequel les ions se déplacent. La détermination du centre est faite en envoyant directement sur le détecteur les ions préparés au centre dans le premier piège (avec une très faible amplitude d'oscillation) sans les piéger dans le second. Cela peut être fait à l'aide de l'ion de référence.

Les schémas temporels d'excitation dans le piège de mesure pour les mesures des deux fréquences propres indépendamment sont montrés en figure 2.12. Ces schémas sont préférés dans le cas de mesures sur des doublets en masses c'est-à-dire des noyaux de masse très proches (isobares par exemple) pouvant être analysés dans une courte période de temps afin de s'affranchir des dérives de champs électromagnétiques. Dans ce cas, la référence est un des membres du doublet. Cela permet par exemple de mesurer des énergies de réactions. Chacun des deux schémas temporels présentés sur la figure 2.12 représente un cycle de piègeage.



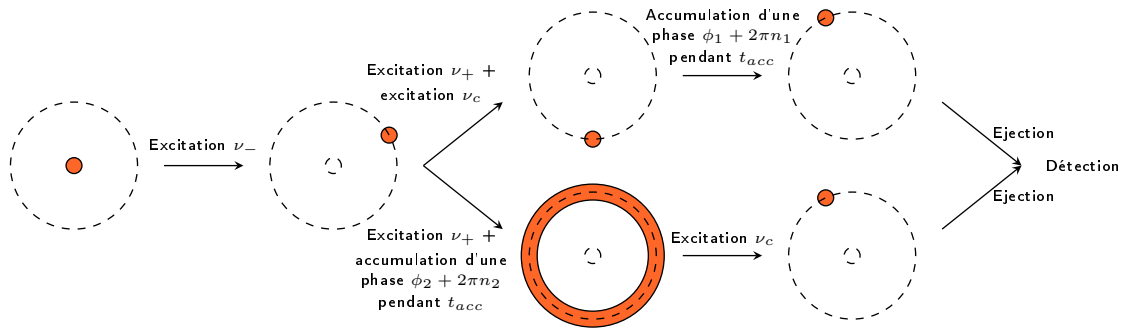
**Figure 2.11** – Schéma représentant une figure de PI-ICR contenant la tache centrale obtenu sans appliquer d'excitation, la tache de référence obtenu pour  $t_{\pm} = 0$ , c'est-à-dire sans accumulation et la tache finale pour  $t_{\pm} \neq 0$ , c'est-à-dire après accumulation d'une phase  $\phi_{\pm}$ ; les deux taches sur le cercle sont acquises avec le même schéma d'excitation; le principe est le même pour la mesure de la phase  $\phi_{-}$  et de la phase  $\phi_{+}$ .



**Figure 2.12** – Schémas temporels appliqués dans le cas où on mesure indépendamment la fréquence magnétron et la fréquence cyclotron modifiée.

Le second modèle permet la détermination directe de la fréquence cyclotron des ions contenus dans les pièges. Cela signifie que contrairement au premier modèle qui permettait d'obtenir  $\nu_c$  à partir de la mesure des fréquences  $\nu_{+}$  et  $\nu_{-}$ ,  $\nu_c$  est déterminée directement à partir des données extraites des figures de PI-ICR. Les étapes de la mesure directe de  $\nu_c$ , décrites ci-après, sont schématisées sur la figure 2.13.

Tout comme pour les mesures indépendantes de  $\nu_{+}$  et  $\nu_{-}$  le paquet d'ions est envoyé sur une orbite en appliquant une excitation magnétron, augmentant l'amplitude du mouvement propre. Les ions sont ensuite excités à la fréquence cyclotron réduite et vont osciller rapidement dans les pièges tout en restant sur l'orbite établie avec l'excitation à la fréquence magnétron. Comme il l'a été expliqué pour la mesure de  $\nu_{+}$ , l'image projetée sur le détecteur ressemblerait à un anneau compte-tenu de la vitesse d'oscillation des ions. Afin de relocaliser le paquet d'ions sur la figure de PI-ICR, le mouvement cyclotron réduit est converti en mouvement magnétron en appliquant une excitation quadripolaire à la fréquence  $\nu_c$ . Les ions sont ensuite éjectés du piège immédiatement après une conversion complète. La conversion peut cependant être effectuée après une période d'accumulation de phase (les ions oscillent alors à la fréquence  $\nu_{+}$  pendant l'accumulation) ou bien immédiatement après l'excitation à la fréquence  $\nu_{+}$ , avant la période d'accumulation (les ions oscillent alors à la fréquence  $\nu_{-}$  pendant l'accumulation). C'est sur ce

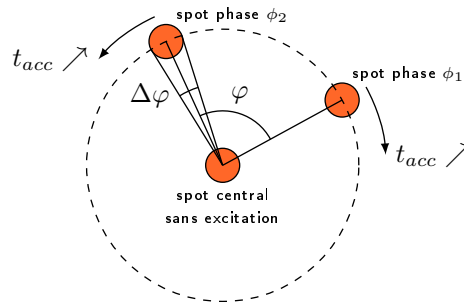


**Figure 2.13** – Schéma représentant les étapes de manipulation des ions dans le piège de mesure lors de la mesure de la fréquence  $\nu_c$ , la couleur orange représente ce que l'on observerait sur le détecteur à chaque étape, la mesure se fait en deux temps : la projection de la phase  $\phi_1$  avec un premier paquet d'ions puis la projection de la phase  $\phi_2$  avec un second paquet d'ions, les ions arrivent centrés du piège de préparation et sont excités à la fréquence cyclotron réduite avant d'accumuler une phase puis de convertir leur mouvement en un mouvement magnétron et d'être libérés ou bien avant de convertir leur mouvement en mouvement magnétron, les laisser accumuler une phase et enfin les éjecter vers le détecteur.

principe que repose la mesure directe de  $\nu_c$ .

La détermination de  $\nu_c$  se fait en mesurant l'angle  $\varphi$  entre la position obtenue en laissant les ions accumuler une phase  $\phi_1$  à la fréquence  $\nu_-$  et la position obtenue en laissant les ions accumuler une phase  $\phi_2$  à la fréquence  $\nu_+$  (figure 2.14) [105] :

$$\varphi = 2\pi\nu_c t - 2\pi(n + m) = \phi_1 - \phi_2. \quad (2.24)$$

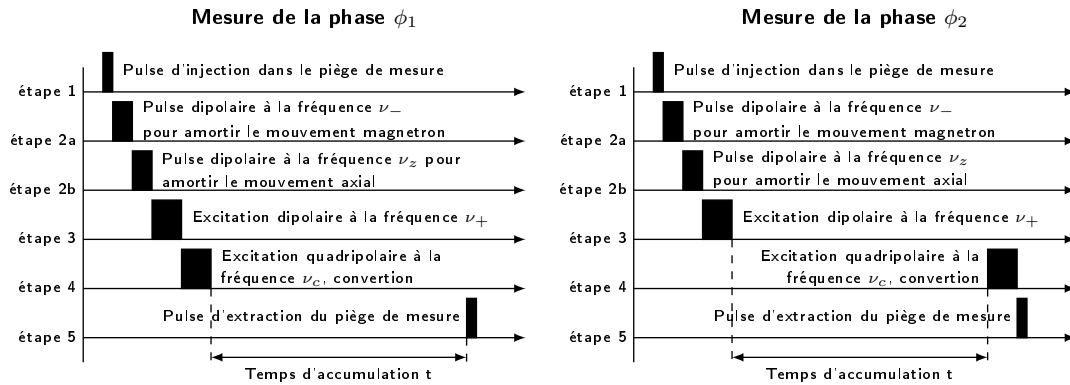


**Figure 2.14** – Schéma représentant une figure de PI-ICR contenant les taches centrale et obtenues après application du schéma d'excitation pour la mesure de  $\phi_1$  et du schéma d'excitation pour la mesure de  $\phi_2$ , les flèches montrent la direction de déplacement des taches lorsque l'on augmente le temps d'accumulation.

La détermination de la position du centre est aussi dans ce second cas nécessaire pour la mesure de l'angle  $\varphi$  et est faite de manière identique aux cas des mesures indépendantes de  $\nu_-$  et  $\nu_+$ .

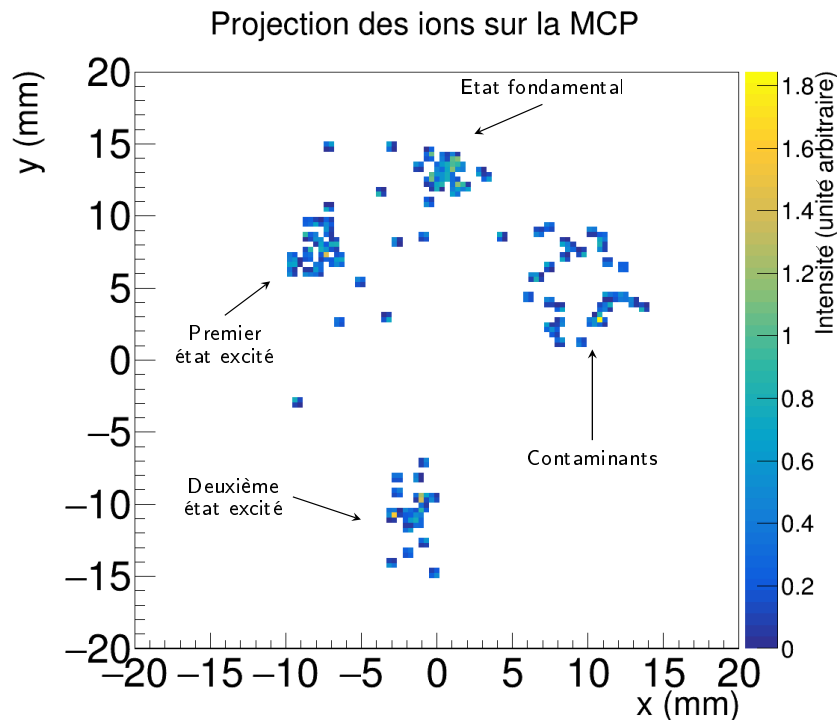
Le schéma d'excitations découpé en deux motifs, est montré en figure 2.15. Un cycle de mesure de  $\nu_c$  correspond à l'application à la suite des deux motifs temporels présentés sur la figure 2.15 sur deux paquets d'ions différents. Ce second modèle est utilisé dans la plupart des cas ne mettant pas en jeu un doublet de masses.

Compte tenu de sa rapidité et du gain en pouvoir de résolution et en précision sur les mesures, le PI-ICR est devenu la méthode privilégiée pour les mesures de masse avec des pièges



**Figure 2.15** – Schéma temporel des excitations appliquées pour une mesure directe de la fréquence cyclotron vraie des ions en deux motifs.

de Penning pour la physique nucléaire. Son pouvoir de résolution, supérieur à  $10^6$  permet notamment de discriminer la plupart des isomères ce qui en fait une technique de choix pour l'étude des noyaux exotiques tel que le montre la figure 2.16.



**Figure 2.16** – Projection sur une MCP à ligne à retard des positions des ions dans le plan transverse après excitation et accumulation pendant 250 ms d'une phase  $\phi_2$  dans les pièges ; les différentes taches correspondent aux ions de masses différentes présents dans le piège de mesure, il s'agit dans ce cas des différents isomères de l'isotope  $^{200}\text{At}$  ainsi que d'un contaminant.

La séparation des ions de masses différentes provient des excitations aux fréquences  $\nu_+$  et  $\nu_c$  qui sont sélectives en masse. Leurs fréquences d'oscillation vont donc être légèrement différentes (de quelques Hz) ce que entraîne leur séparation durant la période d'accumulation.

Le pouvoir de séparation du PI-ICR augmente avec le temps d'accumulation. Une limitation à cela se trouve donc lorsque l'on doit analyser des isomères de temps de vie faibles, de l'ordre de la centaine de ms et dont les différences de masses ne valent que quelques dizaines de keV. Regardons par exemple le cas de l'isotope  $^{126}\text{Ag}$ . L'énergie de l'état excité de demi-vie 108.4 ms est estimée (par extrapolation) par la NUBASE2020 [2] autour de 100 keV. Le pouvoir de résolution nécessaire pour distinguer le fondamental et l'état excité vaut  $1.2 \cdot 10^6$ . Dans un aimant de 7 T, pour des taches de dispersion angulaire (angle minimum) de  $15^\circ$ , le temps d'accumulation minimal permettant de discriminer les deux isomères vaut 57 ms. Cependant, le temps de demi-vie de l'état fondamental de l'isotope  $^{126}\text{Ag}$  vaut 52 ms et est donc du même ordre de grandeur que le temps d'accumulation minimal calculé. Il s'agit donc ici d'un cas où l'échantillon d'ions d'intérêt piégés va diminuer si on augmente le temps d'accumulation.

Pour mesurer la fréquence cyclotron de ces états excités, il est aussi préférable que la différence entre les phases accumulées entre les états excités et le fondamental (qui est en général celui pour lequel on a fixé les paramètres d'excitation) n'excède pas  $2\pi$ . Si tel est le cas, il est important d'avoir des mesures à différents temps d'accumulation permettant de recouper les mesures pour lesquelles la différence de phase est supérieure à  $2\pi$  avec des mesures pour lesquelles elle est inférieure à  $2\pi$ . Lorsque les énergies d'excitation sont prédites (par extrapolation par exemple, ou pour des isomères pour lesquels il y avait des incertitudes sur l'assignation), les paramètres du PI-ICR peuvent être réglés en conséquence. Cependant, dans le cas d'isotopes pour lesquels les énergies d'excitation sont totalement inconnues, les paramètres du PI-ICR ne peuvent être réglés en conséquence et des tests avec de nombreux temps d'accumulation doivent être effectués. C'est le cas par exemple de nombreux noyaux super-lourds.

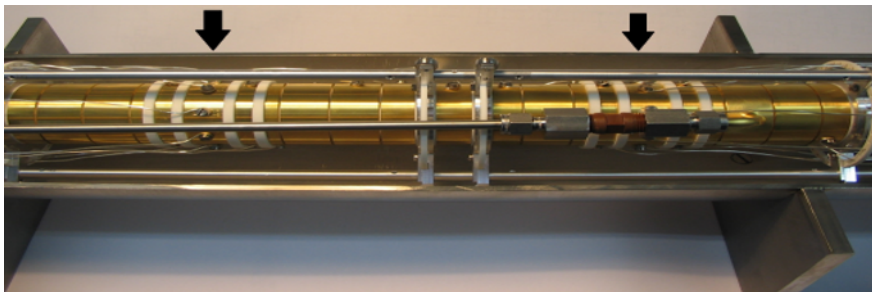
# Chapitre 3

## Mise en place de l'expérience MLLTRAP à ALTO

MLLTRAP est un spectromètre de masse à base de pièges de Penning actuellement en cours d'installation dans la plateforme de recherche ALTO (Accélérateur Linéaire et Tandem à Orsay) à IJCLab. Une fois mis en service, MLLTRAP sera utilisé à ALTO pour effectuer des mesures de masses sur des isotopes exotiques riches en neutrons. Il sera le premier spectromètre de masse à base de pièges de Penning en France à analyser des faisceaux d'ions radioactifs de basse énergie.

MLLTRAP a vocation à être installé dans le hall DESIR (SPIRAL2/GANIL, Caen) lorsque ce dernier sera opérationnel. La mise en place de MLLTRAP à ALTO a pour objectif principal la préparation de l'instrument pour son utilisation avec des faisceaux plus exotiques produits au GANIL.

Le spectromètre de masse MLLTRAP est constitué des deux pièges de Penning cylindriques identiques, dont une photographie est donnée en figure 3.1, insérés dans un aimant supraconducteur de 7 T (figure 3.2). Le premier piège contient un gaz tampon et est dédié à la

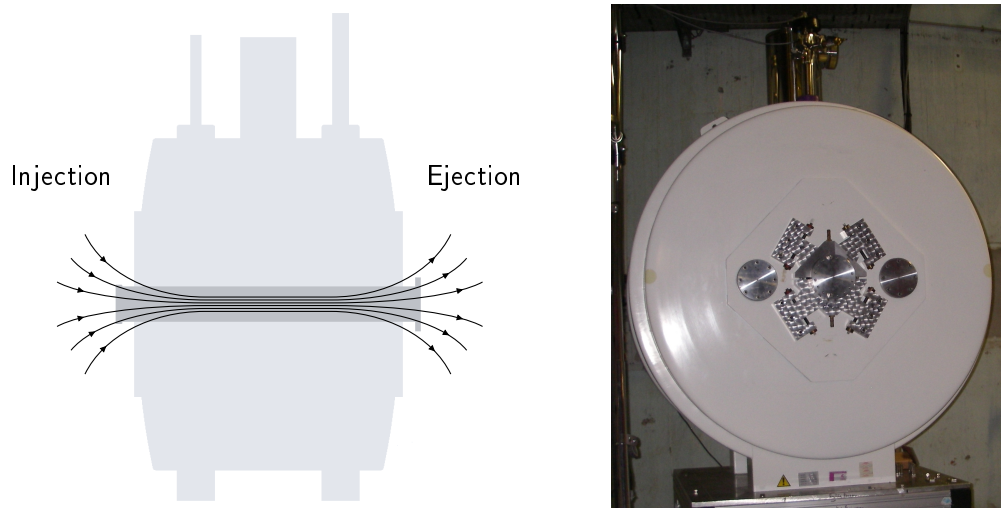


**Figure 3.1** – Pièges de Penning de MLLTRAP ; les deux pièges cylindriques sont identiques, les flèches indiquent la position du centre de chaque piège (à gauche, celui de mesure et à droite, celui de préparation).

purification isobarique de faisceaux d'ions tandis que le second est utilisé pour les mesures de fréquences cyclotron. Les deux pièges sont séparés d'un collimateur limitant à la fois le passage du gaz tampon entre les deux pièges et sélectionnant les ions préparés au centre du premier piège pour les transmettre au second.

Avant son arrivée à ALTO, MLLTRAP était installé hors-ligne au Maier Leibnitz Laboratory (MLL) à Garching en Allemagne où il a été mis en service avec une source stable. La première campagne expérimentale avec MLLTRAP portera sur la mesure de masses d'isotopes d'argent vers la fermeture de couche  $N = 82$ , dont l'intérêt scientifique a été présenté en section 1.2.2.





**Figure 3.2** – Schéma montrant les lignes de champ magnétique dans l'aimant en vue de côté (à droite) et photographie de l'aimant supraconducteur de 7 T vu de face côté injection (à gauche) ; le champ magnétique est homogène sur une longueur de 300 mm autour du centre de l'aimant et diverge lorsque l'on s'en éloigne.

### 3.1 Du MLL à ALTO

L'aimant supraconducteur de 7 T a été installé au MLL et mis en service en 2005. L'homogénéité atteinte dans les deux pièges était de 0.1 ppm. Les pièges de Penning, les systèmes d'injection et d'éjection ont été installés l'année suivante. Une première mise en service de l'ensemble a été faite et s'est achevée en 2009 [118].

Initialement et dans un premier temps, MLLTRAP avait vocation à effectuer des mesures sur des ions radioactifs de charge élevée au MLL. Le but de ces mesures était d'étudier des produits de réactions de fusion-évaporation en déterminant leurs énergies de réactions. Dans un second temps, MLLTRAP devait être intégré dans le hall DESIR [106], montré en figure 3.3, afin d'étudier les isotopes radioactifs créés à partir des faisceaux d'ions lourds de SPIRAL 2 (Système de Production d'Ions Radioactifs en Ligne) au GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds) à Caen.

Dans l'attente de la construction du hall DESIR, le spectromètre de masse a été amené en 2016 à Orsay. Un nouveau projet a donc vu le jour, MLLTRAP@ALTO. Son but est la modernisation de MLLTRAP en étudiant des isotopes produits à ALTO, avant son envoi à DESIR. La modernisation de MLLTRAP passe notamment par l'implémentation de la méthode du PI-ICR et par conséquent d'un nouveau système de contrôle et commande. Un autre développement démarré au LMU (Ludwig-Maximilians Universität à Munich) pour faire de la spectroscopie dans les pièges de Penning, In-trap [107, 109], est aussi poursuivi à Orsay [116, 117] dans la perspective d'être utilisé à DESIR pour étudier les noyaux super-lourds.

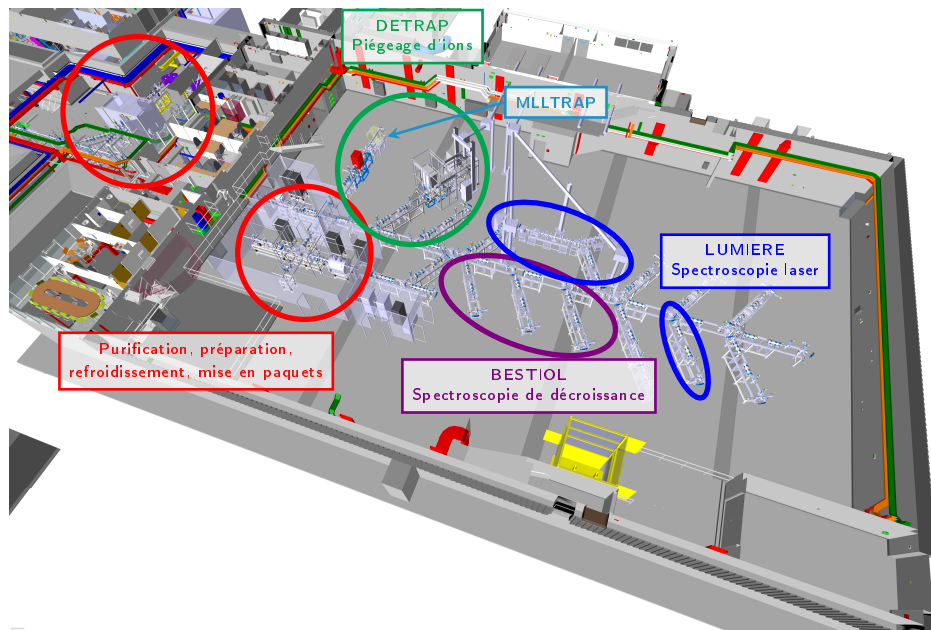


Figure 3.3 – Vue d’ensemble du hall DESIR avec les thématiques et projets associés.

### 3.1.1 Première mise en service de MLLTRAP au MLL

La première mise en service de MLLTRAP à Garching a consisté en un alignement de l’axe longitudinal des pièges avec les lignes de champ magnétique dans la zone homogène de l’aimant et des tests hors-ligne des pièges.

L’alignement a été effectué à l’aide d’un canon à électrons et de cages de faraday disposés dans le tube à vide traversant l’aimant. La démarche d’alignement, qui a été répétée lors de l’installation de MLLTRAP à ALTO, est expliquée en section 3.5. A l’issue de ce premier alignement, l’angle maximal entre les lignes de champ et l’axe du tube à vide a été estimé à 0.0025 rad [118].

Les tests hors-ligne des pièges qui ont suivi ont été effectués avec une source de rubidium. Cette dernière délivrant un courant d’ions constant, un faisceau pulsé a été obtenu en changeant le potentiel appliqué à l’électrode d’extraction. Le faisceau d’ions était ainsi envoyé sous la forme de pulses d’une durée de 10  $\mu$ s à chaque cycle de piégeage.

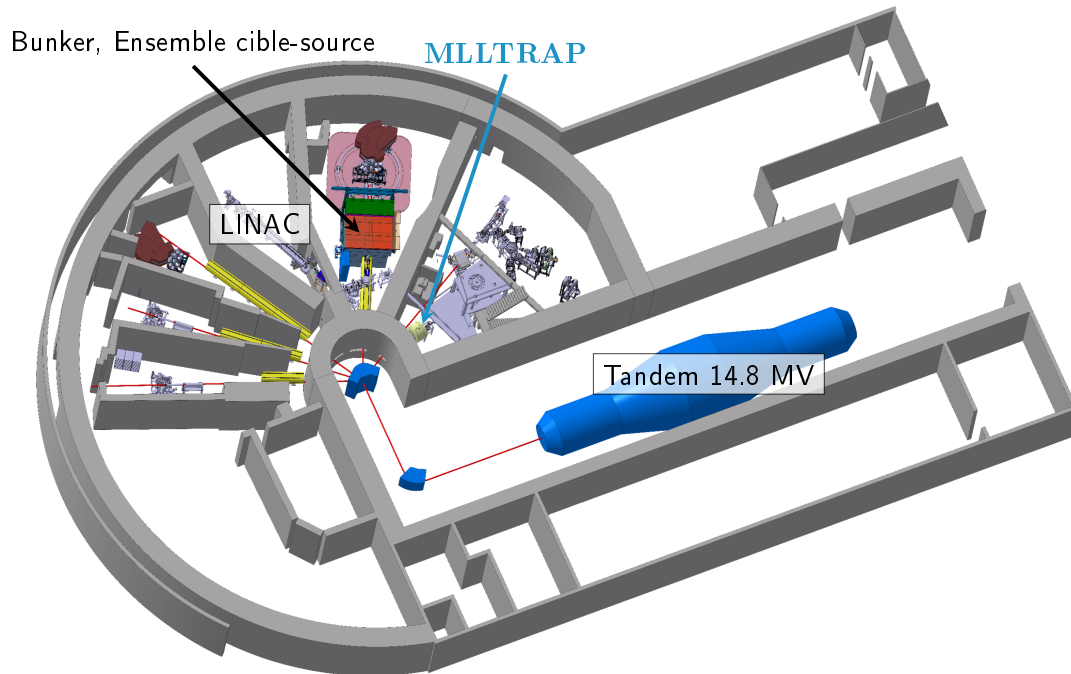
Un test a été effectué dans le premier piège contenant un gaz tampon pour refroidir les ions de  $^{85}\text{Rb}$ . Le pouvoir de séparation obtenu lors de ce test était égal à  $(1.39 \pm 0.02) \times 10^5$ .

Un test de mesure de masse a aussi été effectué pour des ions de  $^{87}\text{Rb}$  en utilisant du  $^{85}\text{Rb}$  comme référence. Le rapport de fréquences a été mesuré et la masse calculée avec l’équation 2.19. Les incertitudes statistiques relatives sur la masse mesurée étaient égales à  $2.9 \times 10^{-8}$  tandis que l’écart relatif avec la valeur disponible dans la littérature de l’époque valait  $\frac{m_{lit} - m_{meas}}{m_{lit}} = 3.6 \times 10^{-8}$ .

La précision obtenue lors de cette première mise en service servira de référence lors de la mise en service de MLLTRAP à ALTO.

### 3.1.2 Installation ALTO et production des ions

L'installation ALTO est une plateforme de recherche située au laboratoire de physique des deux infinis Irène Joliot Curie à Orsay. Elle se décompose en deux zones, exploitant deux accélérateurs (figure 3.4).

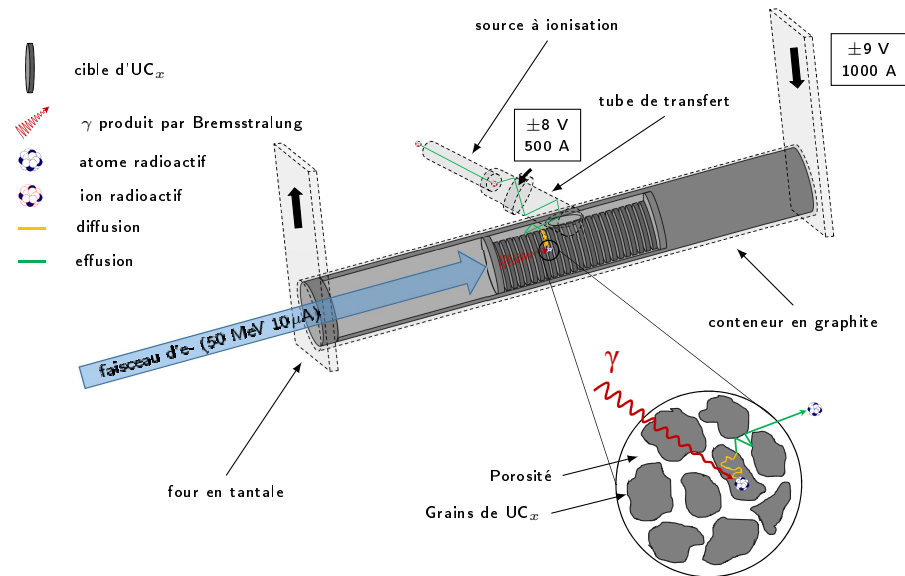


**Figure 3.4** – Vue en 3 dimensions de l'installation ALTO, avec les deux accélérateurs et les emplacements de l'ensemble cible-source (ECS) pour la production des ions radioactifs dans ALTO-LEB et MLLTRAP.

La première zone, ALTO-HEB (ALTO High Energy Beam), utilise des faisceaux stables (protons, ions atomiques ou moléculaires, agrégats) de haute énergie accélérés par un tandem de 14.8 MV. La seconde zone, ALTO-LEB (ALTO Low Energy Beam), exploite un accélérateur linéaire (LINAC) d'électrons afin de produire des faisceaux d'ions radioactifs de basse énergie par photofission.

Dans ALTO-LEB, les électrons sont accélérés dans le LINAC à 50 MeV et 10  $\mu\text{A}$  puis sont envoyés vers une cible de carbure d'uranium  $UC_x$  dans laquelle ils sont ralentis.

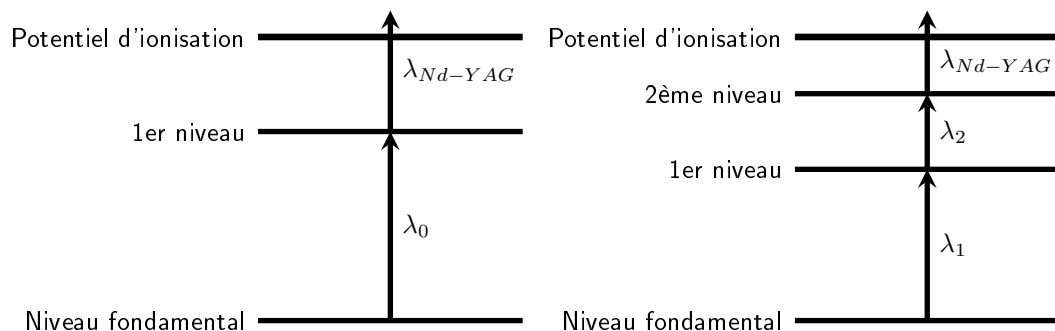
La cible est constituée d'une série de pastilles d' $UC_x$  contenue dans un tube en graphite disposé dans un four (voir figure 3.5). Les électrons ralentis dans la cible émettent alors de l'énergie sous la forme d'un rayonnement de freinage (de Bremsstrahlung) dans le domaine des rayons gamma. Ces photons gamma peuvent être absorbés par les noyaux d'uranium ce qui aura pour conséquence de les faire fissionner. L'énergie de ces photons doit être comprise entre 11 et 17 MeV pour faire fissionner les noyaux d'uranium. L'énergie des photons étant corrélée à l'énergie des électrons incidents, cette dernière est fixée en conséquence [110]. L'ensemble est chauffé par le four afin que les produits de fission diffusent et effusent dans la cible jusqu'à en être extraits. Ils effusent ensuite jusqu'à un tube de transfert dans lequel ils sont ionisés, soit par ionisation de surface, soit à l'aide d'une source à impact d'électrons de type FEBIAD (Forced Electrons Beam-Induced Arc Discharge), soit par ionisation laser résonante.



**Figure 3.5** – Schéma du processus de production des ions radioactifs par photofission.

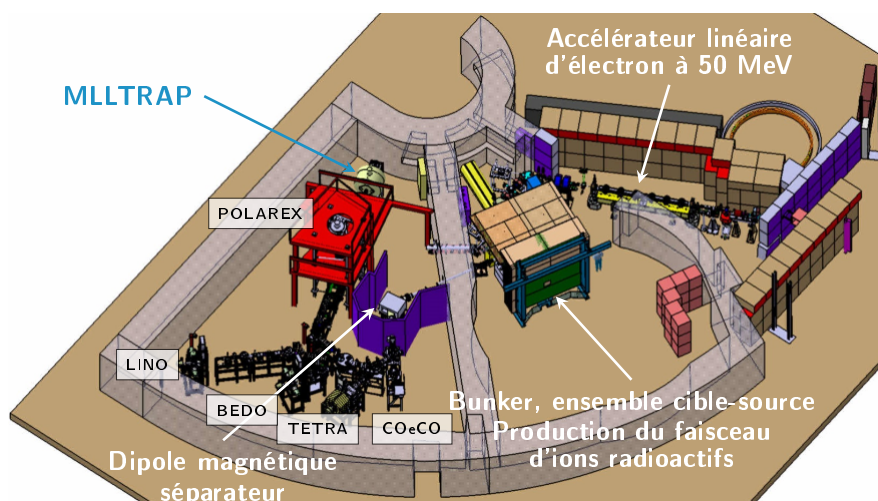
L'ionisation de surface est faite en chauffant le tube d'ionisation. Si l'énergie transmise aux atomes traversant le tube est supérieure à leur énergie d'ionisation ces derniers seront alors ionisés. Quel que soit le type de source d'ions utilisée, une partie des ions sera quand même ionisée par ionisation de surface car l'ensemble cible-source est chauffé afin d'extraire les ions de la cible. La source FEBIAD d'ALTO-LEB, nommée IRENA (Ionization by Radial Electron Neat Adaptation) a été conçue sur le principe des sources à plasma généré par un faisceau d'ions (EBGP) [111]. Des électrons sont accélérés et envoyés dans une chambre à plasma. Les atomes provenant de la cible et traversant la chambre à plasma sont ionisés lors des impacts des électrons créant ainsi un plasma. Les sources FEBIAD sont particulièrement intéressantes pour ioniser des atomes d'énergie d'ionisation élevée. La source laser d'ALTO RI-ALTO (Résonance Ionization) possède trois lasers à colorants et deux lasers Nd-YAG utilisés pour le pompage des lasers à colorants. Elle permet une ionisation sélective des atomes d'intérêt en utilisant des lasers dont l'énergie (la longueur d'onde) est égale aux écarts entre les niveaux d'énergie (électroniques) des atomes (figure 3.6). Un des électrons externes de l'atome est alors excité sur le premier ou le deuxième niveau d'énergie (inférieurs à l'énergie d'ionisation) en utilisant les lasers à colorants. Un laser Nd-YAG d'énergie supérieure à la différence entre le niveau sélectionné avec les lasers à colorant et l'énergie d'ionisation expulse l'électron en dehors du cortège électronique.

Le faisceau d'ions radioactifs produit est ensuite accéléré à l'aide d'une électrode d'extraction puis séparé en ligne (technique ISOL, pour Isotope Separation On-Line) avec un pouvoir de résolution de 1500. Enfin, il est transmis aux expériences de la salle de basse énergie d'ALTO, qui apparaît sur la vue 3D de la figure 3.7. La zone ALTO-LEB a récemment subi des travaux dans le but d'améliorer et de moderniser l'ensemble de production par photofission. Ces travaux comprennent l'amélioration des cibles [112] et du front-end ainsi que des modifications du bunker afin de permettre d'augmenter la haute tension appliquée à l'ensemble cible-source (ECS). Les chantiers associés ont démarré au cours de l'année 2019 et se sont terminés pendant l'été 2022. Un robot sera aussi prochainement installé autour du bunker afin de permettre l'extraction de



**Figure 3.6** – Schéma d’ionisation résonante par laser à deux (gauche) et à trois (droite) niveaux.

l’ensemble cible-source sans l’intervention d’une personne. Cela permettra ainsi de doubler le temps de faisceau fourni chaque année. La mise en service du nouveau Front-end avec des faisceaux stables et radioactifs a été programmée après l’été 2022.



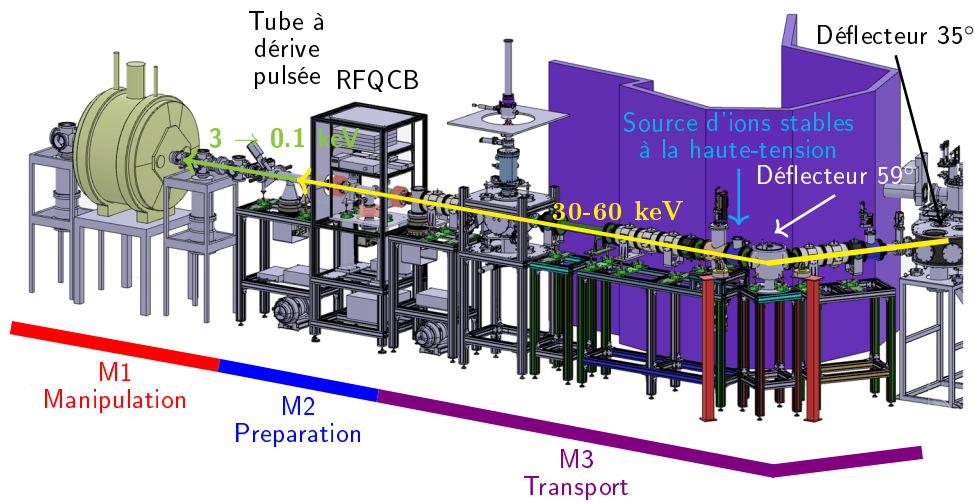
**Figure 3.7** – Vue en 3 dimensions de la zone de basse énergie de l’installation ALTO (ALTO-LEB) avec les dispositifs expérimentaux installés.

Les isotopes pouvant être produits par photofission à ALTO sont des isotopes exotiques riches en neutrons. Ils sont localisés sur la carte des noyaux dans deux régions différentes, autour de  $N = 50$ ,  $Z > 28$  et autour de  $N = 82$ ,  $Z = 50$  [113, 114]. Leur étude a un grand intérêt à la fois pour la physique nucléaire et pour l’astrophysique nucléaire (section 1.2.2).

### 3.1.3 MLLTRAP à ALTO

Pour accueillir dans ALTO le spectromètre de masse MLLTRAP venu de Garching, il a d'abord été nécessaire de trouver un emplacement approprié dans la salle d'expérience d'ALTO-LEB. Le fort champ magnétique imposait de le positionner à l'écart de toute structure magnétique. Or la salle expérimentale d'ALTO-LEB avait vu arriver peu de temps avant MLLTRAP l'expérience POLAREX, installée sur une plateforme en fer, représentée en rouge près de MLLTRAP sur la figure 3.7. Le choix de l'emplacement final de MLLTRAP a conditionné la conception de l'ensemble de la ligne de transport du faisceau jusqu'au spectromètre et en particulier sa longueur et son orientation dans la salle expérimentale (angle de déviation du faisceau).

L'expérience MLLTRAP à ALTO comporte 3 sections principales : une section de transport (M3), une section de préparation du faisceau (M2) et une section dédiée à la manipulation du faisceau (M1), montrées sur la figure 3.8.



**Figure 3.8** – Vue en 3 dimensions des 3 sections du projet MLLTRAP, l'énergie du faisceau d'ions dans la ligne est indiquée à l'aide des flèches jaune et verte.

La section de transport du faisceau jusqu'aux pièges a été conçue dans le but de transporter les ions dans les mêmes conditions que dans le hall DESIR. Elle est constituée de trois steerers et de sept quadrupoles identiques à ceux développés pour DESIR, de deux déflecteurs et de deux points de diagnostics faisceau. Une source d'ions alcalins stables à la haute tension est installée en section M3. Cette dernière produit des ions  $^{133}\text{Cs}^+$  et  $^{85-87}\text{Rb}^+$  qui seront utilisés comme références pour la calibration du champ magnétique de l'aimant. Elle permet aussi d'effectuer des tests hors-ligne avec les pièges.

La section de préparation comporte un RFQCB pour diminuer l'émission du faisceau et le mettre en paquet ainsi qu'un tube à dérive pulsée pour diminuer son énergie.

Enfin, la section de manipulation contient les pièges de Penning dans l'aimant supraconducteur et le détecteur. Une série d'électrodes est installée en amont de l'aimant afin de transporter le faisceau et corriger sa trajectoire avant injection dans l'aimant. Un déflecteur et une source d'ions alcalins stables (à basse tension) sont placés avant les électrodes d'injection. Une autre série d'électrodes est installée à la sortie de l'aimant afin de transporter les ions dans le gradient de champ magnétique jusqu'à une MCP à lignes à retard.

L'ensemble des alimentations et des commutateurs pour les sections M1 et M2 sera piloté

de manière centralisée à l'aide du système de contrôle et commande décrit en section 3.7. Les alimentations et commutateurs sont sensibles aux variations de température. Les variations des tensions associées ont un impact important sur le piègeage des ions et sur la précision sur les mesures avec les pièges de Penning. Un système de régulation de la température est donc envisagé pour ces alimentations et commutateurs sous la forme d'une armoire climatisée. Cet aspect ne sera cependant pas développé dans les sections suivantes en ce qui concerne les alimentations et commutateurs.

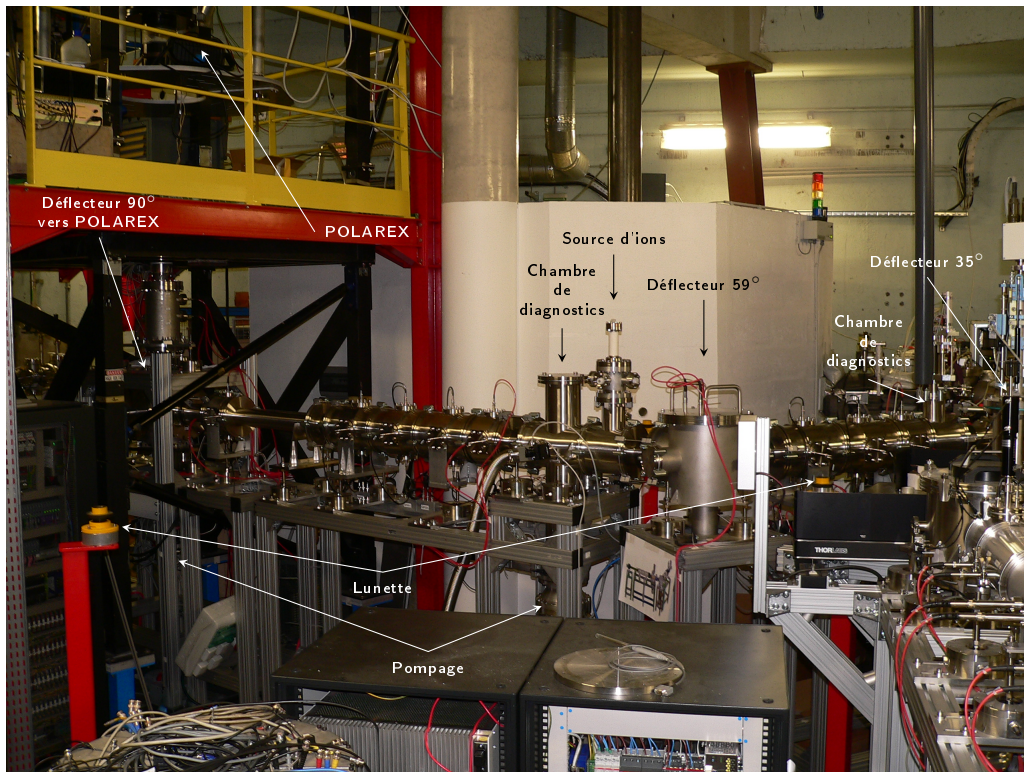
La conception des trois sections de MLLTRAP est antérieure aux travaux qui sont présentés dans les sections suivantes mais elle a tout de même conditionné ces derniers. Des travaux d'infrastructure ont aussi été réalisés dans la salle expérimentale afin de permettre l'accès à la cage haute tension alimentant l'ECS, rendue inaccessible par la ligne de transport de MLLTRAP. Un escalier reliant la plateforme de POLAREX à la cage haute-tension a donc été conçu au début de l'année 2022 et installé en septembre 2022 dans la salle expérimentale.

## 3.2 Ligne de transport du faisceau

L'installation et l'alignement de la section M3 dans la salle expérimentale ont démarré en 2019 et se sont achevés en 2022. La ligne entièrement montée est montrée en figure 3.9. Les chambres à vide contenant les steerers, quadrupoles et défecteurs sont raccordées les unes avec les autres par des raccords aux standards ISO-K et ISO-F. L'alignement a été réalisé en utilisant une lunette et des points de repères dans la salle. Les positions de la lunette ont été choisies et sa hauteur soigneusement réglée au préalable pour servir de point de référence lors de l'alignement des deux portions droites de la section M3 (figure 3.8). L'ensemble des chambres n'est pas supporté directement, seulement quelques-unes possèdent des pieds de maintien les reliant directement à leur support. L'alignement a donc consisté à régler la position dans le plan transverse à la trajectoire des ions et la hauteur de ces pieds. Des mires, positionnées en entrée et en sortie de ces chambres ont été pour cela utilisées. La hauteur et position transverse de la chambre étaient alors réglées afin de faire coïncider le centre des mires avec le centre de la lunette. Pour la section comprise entre le défecteur à 35° et le défecteur à 59°, les points de référence (points fixes) sont le défecteur à 35° et la lunette. Pour l'autre section, les points de référence sont le défecteur à 59° et un point repéré dans le prolongement de la ligne, marqué sur le mur. Pour être utilisé comme référence pour la deuxième portion, la chambre du défecteur à 59° a été alignée préalablement avec la section comprise entre le défecteur à 35° et la lunette. Le point de référence repéré sur le mur pour la deuxième portion n'étant pas tout le temps accessible, le défecteur à 90° a été aligné préalablement avec les deux autres points de repère de la portion afin de devenir un nouveau point fixe. Le reste des chambres a donc été aligné en utilisant ces points fixes.

La précision sur l'alignement est donnée par la précision de la lunette ainsi que la taille et la position des repères au centre des mires. L'origine du repère de référence est défini par le centre de la lunette et les points fixes de la ligne (les défecteurs et la lunette). La précision de la lunette dans les deux directions transverses vaut 0.2 mm, ce qui permet d'estimer la précision radiale de la lunette à 0.28 mm. Le diamètre de la mire vaut 1 mm. Les centres de la lunette et des mires sont superposés lorsque l'on regarde dans la lunette ce qui apparente la lecture du centre de la mire à la lecture sur un instrument analogique. La précision sur l'alignement est alors calculée à l'aide d'une distribution triangulaire. Les incertitudes sur l'alignement sont donc estimées telles que :

$$\frac{1mm}{2\sqrt{6}} \simeq 0.2mm \quad (3.1)$$



**Figure 3.9** – Ligne de transport de la section M3 de MLLTRAP alignée, fermée et sous vide.

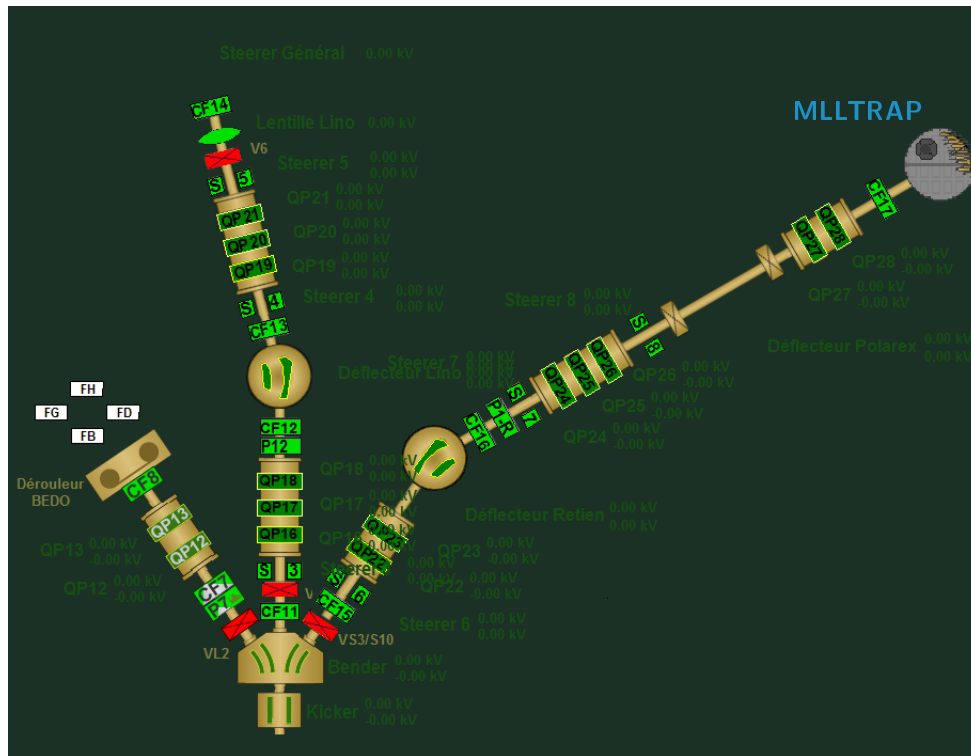
La précision sur la position de la mire (au centre) est estimée à 0.5 mm. En propageant (quadratiquement) les différentes sources d'incertitudes, la tolérance sur l'alignement a été estimée à 0.61 mm. Cette tolérance est radiale compte-tenu de la symétrie radiale des objets générant les incertitudes sur l'alignement. Lorsque l'ensemble a été totalement monté et aligné, les éléments électrostatiques ont été câblés et connectés au système de contrôle et commande dont une impression d'écran est montrée en figure 3.10.

La section a ensuite été fermée et testée sous vide. Elle est pompée par deux pompes primaires raccordées chacune à une pompe turbomoléculaire, positionnées au niveau de la chambre diagnostic et de la chambre du déflecteur à 90° menant à POLAREX (figure 3.9). Le vide atteint dans cette section vaut  $10^{-7}$  mbar. La section M3 comporte aussi deux vannes positionnées au niveau des systèmes de pompage afin de protéger les pompes turbomoléculaires lorsque l'on a besoin d'ouvrir rapidement la ligne. Deux autres vannes sont installées à proximité du déflecteur à 35° et du déflecteur à 90° permettant d'isoler la section M3 du reste de la ligne. Le suivi du vide et la gestion des valves permettant de fermer les portions de la section M3 sont faits par un automate développé à ALTO. Cet automate permet notamment de fermer automatiquement les vannes et protéger les pompes turbomoléculaires si le vide augmente dans la ligne. Il a aussi été testé lors des premiers tests de vide et est opérationnel.

Deux points de diagnostics sont disposés à proximité du déflecteur à 35° et immédiatement après la source d'ions. Ces points de diagnostics comportent des cages de Faraday. Un profileur sera aussi prochainement installé à proximité de la source d'ions.

Ces diagnostics permettront de mesurer les paramètres du faisceau produit par l'ensemble cible-source afin d'optimiser son transport dans la ligne.





**Figure 3.10** – Impression d’écran du programme Panorama dédié au pilotage des lignes faisceau d’ALTO-LEB montrant les lignes allant jusqu’aux expériences BEDO et LINO ainsi que la ligne allant jusqu’à MLLTRAP.

### 3.3 Conception et mise en place d’une source d’ions stables à la haute tension

Dans le but de tester et caractériser l’ensemble des pièges à ions, une source d’ions stables à la haute tension a été développée. Cette source a vocation à créer des ions alcalins stables ( $^{133}\text{Cs}$  et  $^{85-87}\text{Rb}$ ) à une énergie comparable à celle des ions radioactifs créés par l’installation ALTO. Elle a été conçue à partir d’une source thermionique constituée d’un cylindre de poudre compacte (voir figure 3.11) contenant un mélange de rubidium et de césium. Un filament traverse le bloc de poudre afin de lui communiquer de l’énergie par effet Joule en faisant circuler du courant dans le filament. Une seconde source qui sera décrite en section 3.4.2 a été conçue pour fonctionner à basse tension à partir d’une source thermoionique identique.

La source d’ions à la haute tension a été conçue pour être installée sur la ligne de transport du faisceau vers MLLTRAP. L’emplacement indiqué sur la figure 3.8 était le seul emplacement disponible après conception de la ligne. Cependant, cet emplacement permet de transmettre au RFQCB les ions stables créés par la source avec les mêmes conditions initiales que le faisceau produit par l’installation ALTO. La conception de la source d’ions a donc été soumise aux contraintes d’espace liées à la chambre dans laquelle sont injectés les ions. L’autre contrainte importante lors de la conception de la source d’ions était le transport du faisceau produit par la source. Les simulations effectuées avaient notamment comme but de vérifier, pour les géométries testées, que le faisceau pourrait être transmis par la ligne jusqu’au RFQCB.

La source thermoionique est fixée à l’aide d’une pièce conductrice à une bride mise à



**Figure 3.11** – Source thermoionique; le cylindre de poudre solide, de longueur 9.9 mm et diamètre 6.35 mm, est entouré d’une plaque métallique fixée à l’aide de trois tiges à une bague percée de quatre trous, permettant ainsi de fixer la source à l’aide de vis sur un support approprié; le filament traverse le cylindre de poudre, ses deux extrémités sortant du même côté et passant au centre de la bague.

la haute tension. Son filament est aussi porté à la haute tension en faisant flotter à l’aide d’un transformateur le générateur de courant l’alimentant. On utilise en aval de la source thermoionique une électrode d’extraction mise à la masse. La différence de potentiels entre la source et l’électrode d’extraction permet alors d’accélérer les ions. L’électrode d’extraction est séparée de la source et de la bride la supportant à l’aide d’un tube isolant standard. Enfin, les ions accélérés sont focalisés puis transmis par un déflecteur vers la ligne de transport de la section M3.

Cette source a été développée avec le logiciel *SIMION*<sup>©</sup> 8.1. Des simulations ont été effectuées en faisant varier la forme et les dimensions des électrodes ainsi que l’énergie initiale des ions et les tensions appliquées aux différentes électrodes. Le but de l’ensemble de ces tests était de trouver la géométrie la plus simple correspondant aux contraintes d’espace et aux intérêts expérimentaux. On peut citer parmi ces intérêts celui de pouvoir envoyer les ions à différentes gammes d’énergies entre 1 keV et 60 keV (énergie maximale des ions produits par ALTO). A partir de la géométrie retenue, un travail a été mené avec le bureau d’étude afin de concevoir mécaniquement la source d’ions. Enfin, l’ensemble mécanique conçu a été monté et installé sur la ligne de transport, dans la section M3.

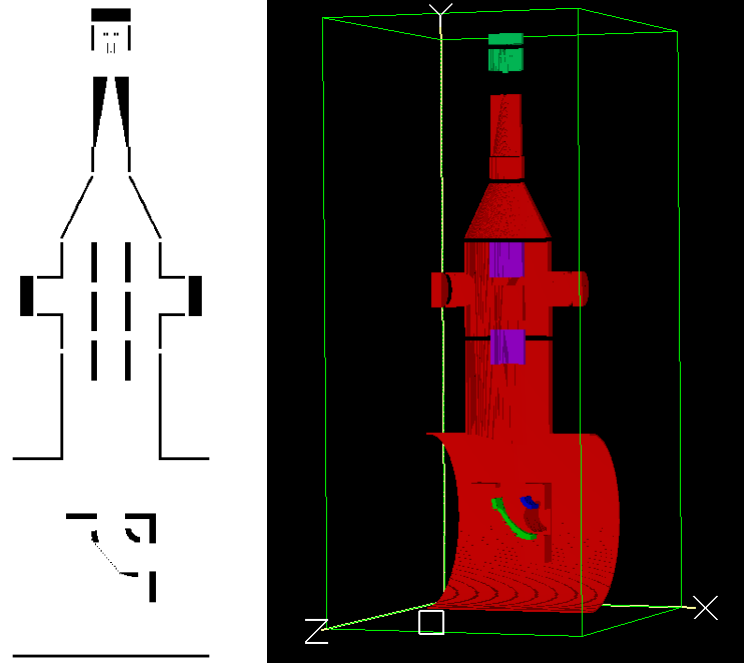
### 3.3.1 Développement avec *SIMION*<sup>©</sup>

*SIMION*<sup>©</sup> [115] est un logiciel permettant de faire des simulations en 2 ou 3 dimensions de systèmes optiques électromagnétiques pour le transport d’ions à basse énergie. Les optiques sont modélisées sous la forme de matrices de potentiels électromagnétiques. Le logiciel résout l’équation de Laplace  $\Delta V = 0$  en chaque maille de la matrice. Il calcule les champs électriques et magnétiques générés par les optiques à partir des paramètres de potentiels fixés par l’utilisateur.

*SIMION*<sup>©</sup> a été utilisé pour le développement de la source d’ions afin de concevoir un système permettant de produire un faisceau d’ions et de le transmettre dans une ligne perpendiculaire à la direction d’extraction, à différentes gammes d’énergies.

Les électrodes et chambres ont donc été simulées, leur dimensions et géométries modifiées

afin de trouver un compromis entre la divergence du faisceau transmis et l'encombrement du système complet. Certains objets ont cependant des dimensions fixes, étant standards ou basés sur des standards disponibles en catalogues. C'est le cas du tube isolant, des brides (et par conséquent de l'ouverture des chambres), des adaptateurs et de la source thermoionique.

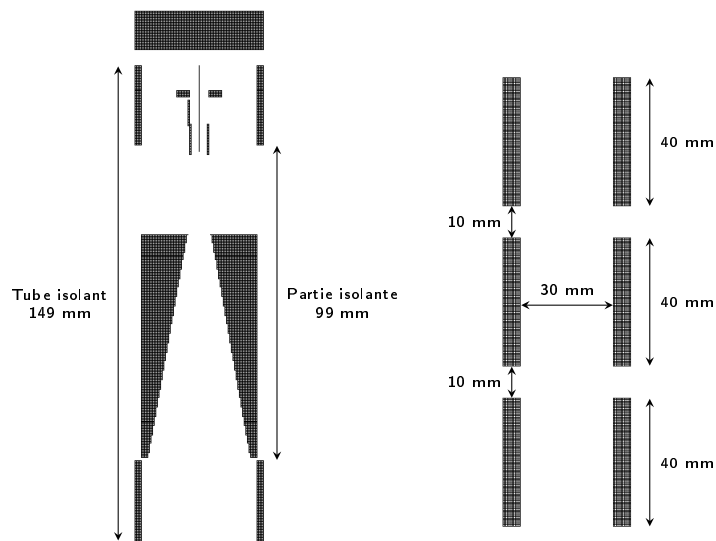


**Figure 3.12** – Vue d'ensemble de la simulation complète de la source d'ions dans *SIMION*<sup>®</sup> ; l'image de gauche montre une coupe en 2D vue de côté tandis que l'image de droite montre une coupe en 3D, les différentes couleurs indiquant les différents potentiels appliqués, les pièces à la masse étant les pièces en rouge.

Une première simulation, montrée en figure 3.12, a été validée à 1 kV, 10 kV, 30 kV et 50 kV et des discussions ont eu lieu avec le bureau d'étude pour la conception mécanique de l'ensemble. A l'issue de ces discussions, la simulation a été modifiée en prenant en considération les contraintes mécaniques imposées par le maintien des différentes pièces, puis testée.

La source thermoionique est fixée à une bride standard modifiée (ajout d'un passage étanche). L'ensemble est mis à la haute tension (couleur verte en figure 3.12). Un tube isolant raccorde cette bride au reste des chambres qui sont à la masse (couleur rouge sur la figure 3.12). Dans la simulation, la partie isolante du tube est représentée par le vide entre ses deux extrémités. Une électrode d'extraction est disposée en aval de la source, à l'intérieur du tube isolant (figure 3.13). Sa forme intérieure est conique afin d'adapter son acceptation à l'émission du faisceau d'ions divergent. Son diamètre extérieur est choisi égal au diamètre intérieur du tube isolant afin de bloquer d'éventuels électrons créés par des collisions des ions avec le matériau isolant.

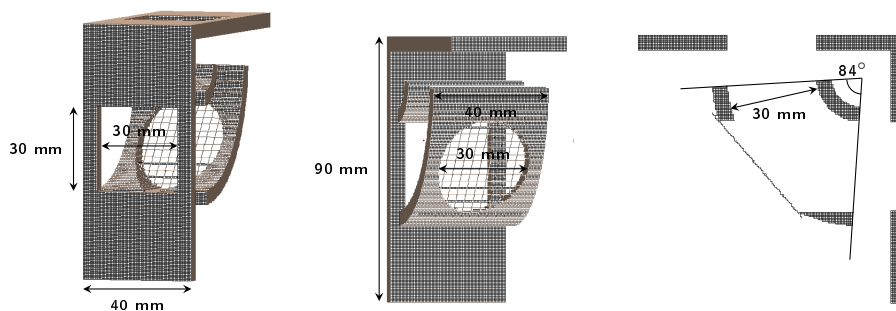
Une lentille électrostatique constituée de trois électrodes est disposée après l'électrode d'extraction afin de focaliser le faisceau. Les trois électrodes sont identiques géométriquement (figure 3.13). Les deux électrodes extérieures sont portées au même potentiel tandis que l'électrode centrale est à la masse. Mettre l'électrode centrale à la masse permet de n'utiliser qu'une seule alimentation à la haute tension pour la lentille. De plus, porter l'électrode centrale à la tension n'apporte pas d'amélioration sur la divergence du faisceau lorsqu'il est injecté dans la



**Figure 3.13** – A gauche : partie supérieure de la source d’ions contenant la source thermoionique connectée à la bride supérieure, parties conductrices du tube isolant (la partie isolant étant représentée électrostatiquement par du vide) et électrode d’extraction à la masse, la partie du tube isolant côté source est à la haute tension tandis que l’autre extrémité est à la masse; à droite : électrodes de la lentille einzel.

ligne de transport.

Enfin, le faisceau convergent est injecté verticalement dans un déflecteur à  $90^\circ$  et transmis horizontalement à la ligne de transport. Le déflecteur est disposé à l’intersection entre l’axe de la trajectoire verticale des ions provenant de la source et l’axe horizontal de la ligne de transport. Il est constitué de deux électrodes en arc de cylindre, tel que le montre l’image en figure 3.14. Un trou est percé dans l’électrode externe afin de permettre le passage au travers du faisceau produit par ALTO lorsque le déflecteur est à la masse.



**Figure 3.14** – Vue en 3 dimensions du déflecteur à  $90^\circ$ .

Le diamètre, de 30 mm, de ce trou a été choisi en adéquation avec la taille du faisceau dans cette zone d’après les études préliminaires de transport effectuées par simulation. Une grille conductrice, possédant un pas de 6 mm, recouvre le trou afin de permettre la continuité du champ électrique et aux ions d’être déviés lorsque le déflecteur est alimenté. La pièce en angle droit est mise à la masse et permet de diminuer les champs de fuite. Le choix de cette conception est inspiré du déflecteur à  $90^\circ$  qui a été conçu pour devier les ions transportés dans

la section M3 vers l'expérience POLAREX.

### 3.3.2 Faisceau d'ions produit

Les caractéristiques du faisceau produit et transmis par le déflecteur ont été étudiées à différentes gammes d'énergies afin de s'assurer de la flexibilité du système conçu. Les figures d'émittance juste après accélération et après passage dans le déflecteur ont été tracées (voir annexe A) pour un faisceau accéléré à 1 kV, 10 kV, 30 kV et 50 kV.

Lors des simulations, les ions ont émis avec une énergie initiale distribuée de façon gaussienne de 0.1 eV en moyenne avec un écart-type de 0.01 eV. Leur distribution spatiale est aussi gaussienne dans les deux directions transverses et l'écart-type est égal à 0.5 mm. Le vecteur vitesse est dirigé dans le sens de l'axe de la source (axe de la trajectoire idéale du faisceau). La simulation avec SIMION intègre les ions de césium 133 et de rubidium 85 et 87.

Dans la version finale de la simulation, l'émittance du faisceau après accélération à 50 kV et avant focalisation est égal à  $9 \pi$  mm.mrad dans les deux directions transverses. Elle vaut après déviation par le déflecteur  $14 \pi$  mm.mrad dans la direction horizontale et  $23 \pi$  mm.mrad dans la direction verticale du plan transverse au faisceau.

L'objectif principal de cette source d'ions était de pouvoir produire un faisceau à différentes gammes d'énergie transmissible à travers la ligne de transport d'ALTO jusqu'au RFQCB. Le RFQCB requiert un faisceau parallèle en entrée cependant, compte tenu de la quantité d'ions émis par la source, il est possible de contourner cette contrainte.

Un travail sur l'optimisation du transport de la ligne ALTO par simulation est en cours afin de s'assurer de la possibilité d'envoyer un faisceau parallèle dans le RFQCB.

### 3.3.3 Conception mécanique, montage de la source et installation à ALTO

La conception mécanique de la source d'ions a été faite par le bureau d'étude d'IJClab à partir de la simulation présentée en section 3.3.1. La conception a entraîné des modifications de la géométrie initiale qui ont été implémentées dans *SIMION*<sup>©</sup> afin de vérifier qu'elles n'altéraient pas les caractéristiques du faisceau transmis. La géométrie retenue ainsi que la simulation associée sont montrées en figure 3.15.

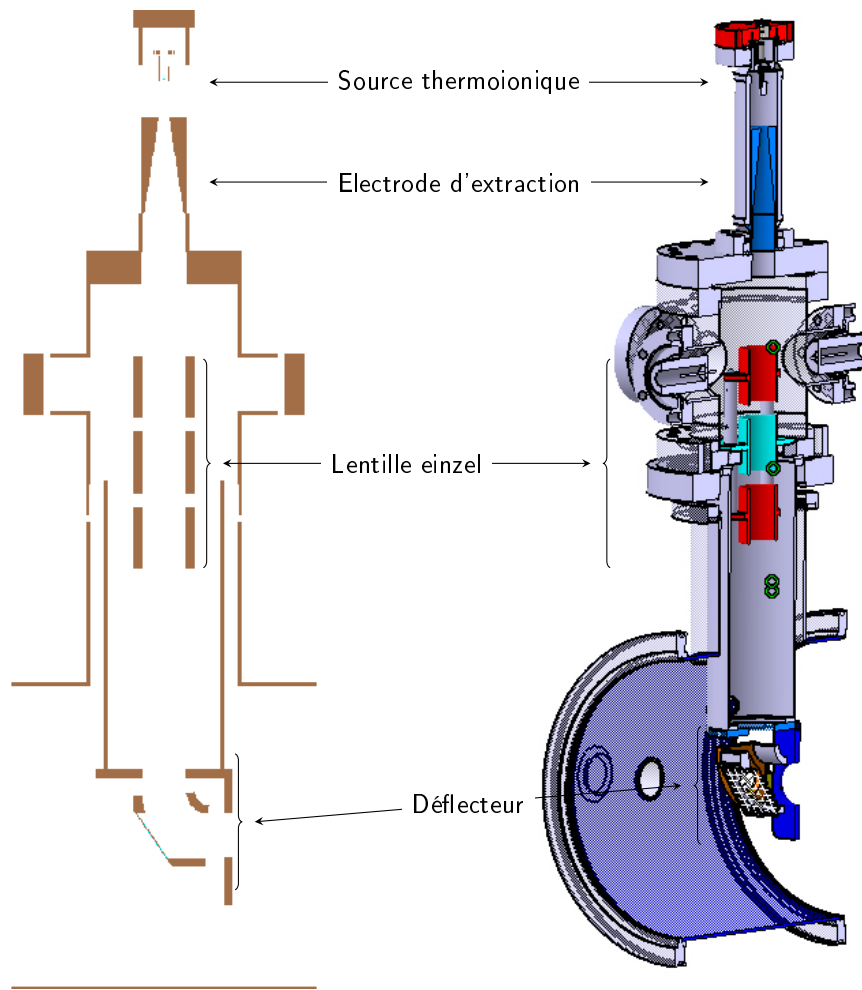
La figure 3.16 montre la partie supérieure de la source d'ions, comprenant la source thermoionique fixée sur la bride, l'électrode d'extraction, le tube isolant et la bride d'adaptation CF40-CF100. La source thermoionique est fixée à la bride à l'aide d'une pièce en forme de chandelle elle-même fixée à la bride. La pièce est entièrement métallique afin d'assurer la conduction de la haute-tension entre la bride et la source.

L'électrode d'extraction est maintenue par une bride d'adaptation dont le diamètre intérieur est inférieur à celui des brides standards. Cette bride d'adaptation remplace aussi la pièce cônica d'adaptation que l'on voit sur la simulation en figure 3.12.

Les électrodes de la lentille einzel sont fixées à la chambre à vide en croix, adaptée dans ce but (figure 3.17).

Enfin, le déflecteur est fixé à un tube lui-même accroché à la chambre en croix. L'ensemble est visible sur la photographie de la figure 3.18. Le tube permet de figer l'alignement du déflecteur avec le reste des éléments de la source d'ions.

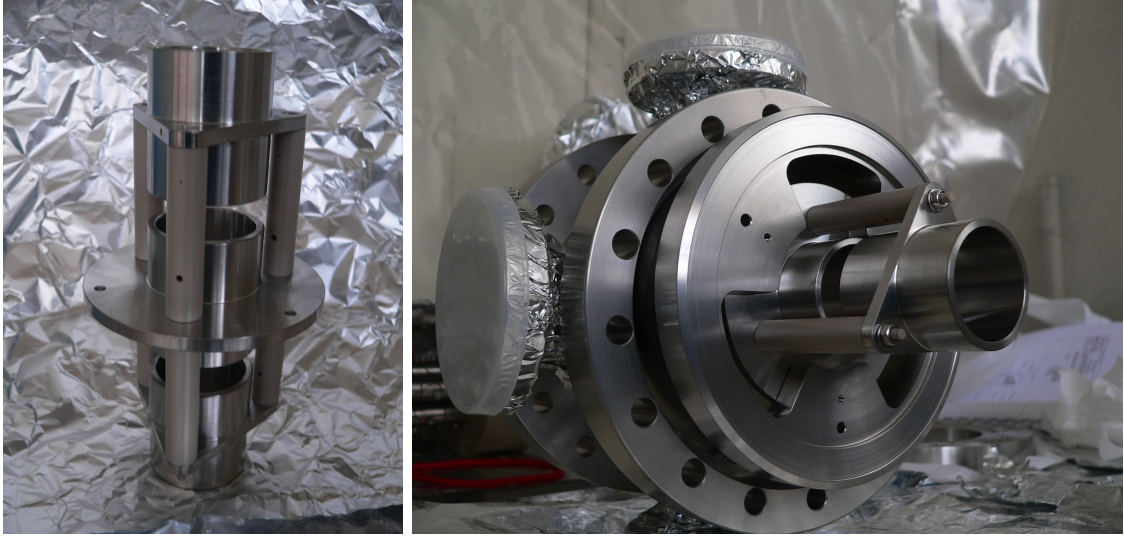
L'alignement de l'ensemble a été choisi lors de la conception mécanique pour être figé au moment du montage et n'avoir aucun degré de liberté pour le modifier. La source d'ions a été montée et installée à ALTO sur la ligne de transport de faisceau (figure 3.19). Elle sera testée lorsque les alimentations haute-tension et cages de protections seront installées (figure 3.20).



**Figure 3.15** – Vue d’ensemble de la source d’ions ; l’image de gauche montre une coupe en 2D vue de côté dans *SIMION*<sup>®</sup> tandis que l’image de droite montre une coupe en 3D de la maquette après conception mécanique.



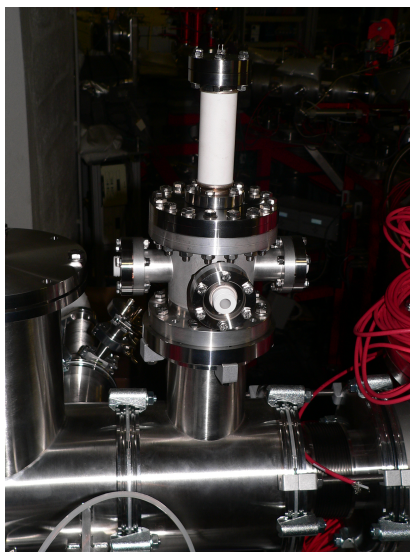
**Figure 3.16** – Source thermoionique fixée à la bride supérieure (gauche), électrode d’extraction sur la bride d’adaptation modifiée (droite).



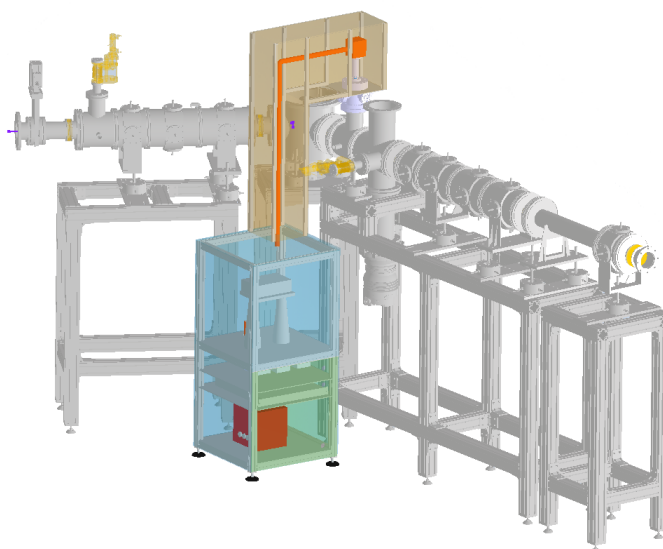
**Figure 3.17** – A gauche, électrode de la lentille einzel maintenue avec des pièces isolantes ; à droite, lentille fixée à la pièce de fixation dans la croix.



**Figure 3.18** – Deflecteur fixé à la chambre à vide par l'intermédiaire du tube, permettant aussi son alignement avec le reste des éléments de la source d'ions.



**Figure 3.19** – Source d'ions installée sur la ligne de transport faisceau à ALTO



**Figure 3.20** – Vue en trois dimensions de la cage de protection qui sera prochainement installée sur la source d'ions, le faisceau circule de la gauche vers la droite.

### 3.4 Éléments pour la préparation et l'injection du faisceau dans les pièges de Penning

Le faisceau d'ions créé par l'installation ALTO est un faisceau continu transporté à 30 keV (avec la possibilité d'atteindre 60 keV) à travers les lignes avec une émittance de  $28 \pi$  mm.mrad ( $20 \pi$  mm.rad à 60 keV) jusqu'aux pièges à ions. Il est d'abord injecté (parallèle) dans un RFQCB dans lequel il est refroidi et mis en paquets. L'émittance du faisceau sortant du RFQCB est  $3 \pi$  mm.mrad à 60 keV. Ce dernier est ensuite décéléré avec un tube à dérive pulsée (pulse drift tube en anglais) jusqu'à 3 keV. Son émittance sera alors de  $13 \pi$  mm.mrad. Le faisceau décéléré



et mis en paquets est alors injecté dans l'aimant à l'aide d'un système d'électrodes permettant de transporter et focaliser le faisceau à très basse énergie. Les sous-sections suivantes décrivent les deux phases de préparation du faisceau dans la section M2 et la section d'injection dans les pièges de Penning (section M3).

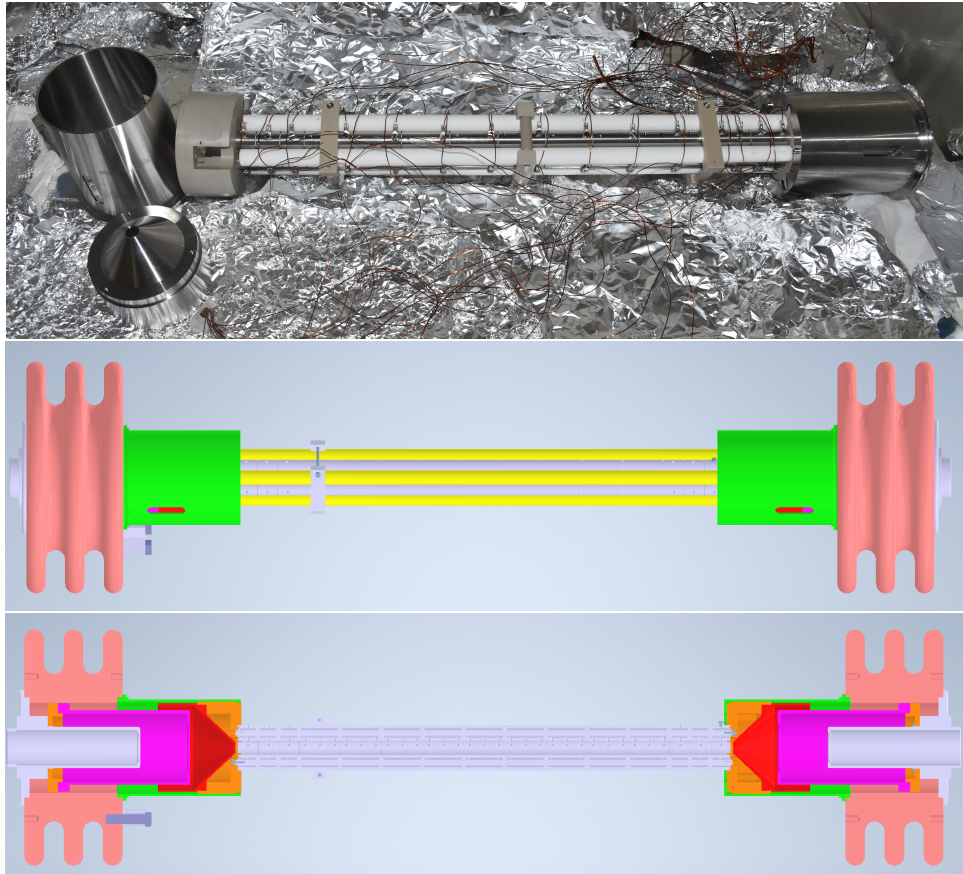
### 3.4.1 Le RFQCB et la section décélétratrice

Le RFQCB est un piège de Paul linéaire contenant un gaz tampon. Il est dédié à la réduction de l'émittance du faisceau et sa mise en paquet, tel qu'expliqué en section 2.5.3. Le RFQCB de l'expérience MLLTRAP est conçu selon les mêmes critères que le RFQCB COLETTE [121] qui possède les caractéristiques requises pour les expériences avec MLLTRAP. COLETTE a d'abord été construit et installé avec le spectromètre MISTRAL à ISOLDE au CERN. Il est désormais exploité pour l'expérience TRIGA-SPEC à Mayence, en Allemagne [98], également avec un faisceau de basse énergie à 30 keV.

Le RFQCB de l'expérience MLLTRAP est constitué de 4 barres cylindriques découpées en 15 segments (figure 3.21) dont 6 segments mesurent 20 mm de long et 9 segments mesurent 40 mm de long. La distance caractéristique  $2r_0$  entre deux électrodes opposées d'un segment, de même phase, est égale à 14 mm. Quatre barreaux isolants sont disposés de manière à confiner mécaniquement le gaz dans le piège en fermant les ouvertures entre les quatre pôles. Des électrodes sont disposées symétriquement à l'entrée et à la sortie du RFQCB afin de créer un gradient de potentiel lisse entre l'extérieur du RFQCB et le RFQCB lui-même, porté à la haute-tension à 30 kV (ou 60 kV). Afin de mettre le RFQCB à la haute-tension, ce dernier est placé dans une cage portée à la haute tension, contenant aussi les alimentations associées au RFQCB. L'ensemble est entouré d'une seconde cage à la masse permettant de protéger les éléments à proximité de la zone à la haute tension. La radiofréquence sera appliquée à l'ensemble des segments sauf le dernier segment qui fournit la barrière de potentiel. Cette radiofréquence sera appliquée à l'aide d'un Drive-HF développé par Stahl Electronics adapté à la capacité du RFQCB. La conception de cet équipement a nécessité des mesures de la capacité du RFQCB câblé. La capacité du RFQCB a donc pour cela été mesurée dans un premier temps avec 60 câbles de longueur identique (400 mm), correspondant à un câble par électrode. La capacité du RFQCB a alors été mesurée à environ 158.5 pF à 200 MHz. Sur une suggestion du fabricant du Drive-HF, le nombre de câbles a été réduit à 30 (de longueur 700 mm), ayant ainsi un câble pour deux électrodes, dans le but de mieux définir la RF avec le couplage DC. Les deux électrodes d'un même segment ayant la même phase ont donc été reliées (avec des câbles de 95 mm de long) afin d'être alimentées par le même câble provenant du Drive-HF, tel que montré sur la photographie en figure 3.21. La capacité du RFQCB avec les 30 câbles a été mesurée à environ 158.8 pF à 200 MHz. L'impact de ce changement a finalement été minime mais c'est ce dernier câblage qui a été retenu.

Le Drive-HF, tel qu'il a été conçu permettra de transmettre des ions avec deux fréquences de résonance, à 0.7 MHz et à 1 MHz, à l'aide de deux résonateurs. Cela permettra d'accéder à une gamme de masses étendue allant de  $A = 12$  à  $A = 201$  pour un paramètre de Mathieu  $q_u$  du piège (équation 2.4) à 0.706. L'amplitude de la tension RF sera autour de 400 V crête à crête.

Le gradient de potentiel dans le RFQCB sera croissant jusqu'à 250 V dans les quatre premiers segments puis décroissant jusqu'à l'avant dernier segment. Le dernier segment fournira une barrière de potentiel. Lorsque les ions seront libérés, cette barrière de potentiel sera abaissée, l'avant dernier segment restera en un minimum de potentiel tandis que le segment précédent (13<sup>me</sup> segment) verra son potentiel augmenter afin de réaccélérer les ions pour les éjecter du



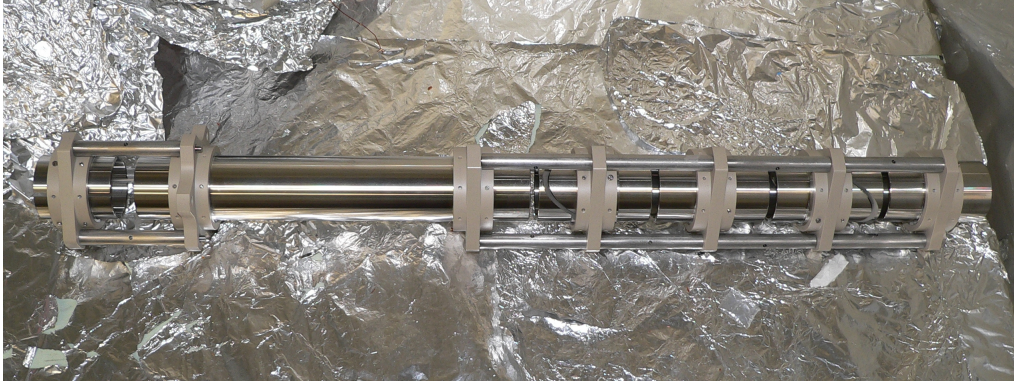
**Figure 3.21** – Photographie (haut), vue en 3D pleine (milieu) et vue en 3D en coupe (bas) du RFQCB ; les électrodes permettant de lisser le gradient sont représentés en rouge, magenta et vert sur la vue 3D.

RFQCB.

Enfin, la pression du gaz dans le RFQCB envisagée est de l'ordre de  $5 \cdot 10^{-2}$  mbar et sera obtenue en contrôlant le flux de gaz injecté. Deux grosses pompes turbomoléculaire de 1200 L/s permettent de maintenir cette pression dans la zone du RFQCB tout en évitant de faire augmenter la pression en dehors. La forme conique de la pièce en rouge sur la figure 3.21 a pour but, avec la pièce magenta, de limiter la quantité de gaz s'échappant du RFQCB.

Des simulations effectuées avec *SIMION*<sup>©</sup> avec ces paramètres pour un faisceau à 60 keV ont montré une transmission de 42% [119].

La section décélétratrice est disposée à la suite du RFQCB. Elle est constituée d'un tube à dérive pulsée ainsi que d'électrodes de transport. Le tube à dérive pulsée est utilisé pour diminuer l'énergie des ions de 30 keV (ou 60 keV) à 3 keV. Pour cela, la valeur du potentiel appliquée au tube change au moment du passage des ions dans ce dernier, passant de 60 kV à 3 kV sur une échelle de quelques  $\mu$ s. Ces quelques  $\mu$ s de décroissance du potentiel du tube à dérive pulsée sont suffisantes pour influencer sur les caractéristiques du faisceau et peuvent notamment réaugmenter son émittance. En amont du tube se trouve un cylindre divisé en 4 électrodes formant un steerer permettant de centrer les ions. En aval du tube sont disposées six électrodes permettant la focalisation (figure 3.22). Ces électrodes sont des lentilles électrostatiques qui ont la particularité d'être segmentées dans la diagonale afin de permettre le recentrage des ions en plus de leur focalisation.



**Figure 3.22** – Section décélétratrice comportant, de gauche à droite, un steerer constitué de quatre électrodes, le tube à dérive pulsé, un groupe de deux électrodes (cylindre segmenté en diagonale) formant un steerer, une électrode cylindrique, un second groupe de deux électrodes formant un steerer et une seconde électrode cylindrique.

Le RFQCB et la section décélétratrice constituent la section M2 que l'on voit sur l'image de la figure 3.8.

### 3.4.2 La section d'injection des ions dans les pièges

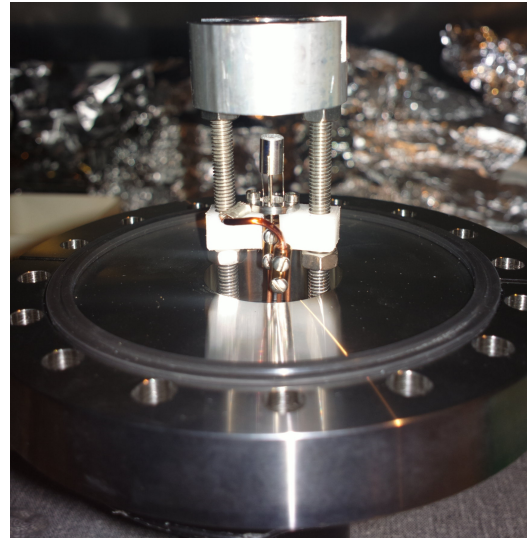
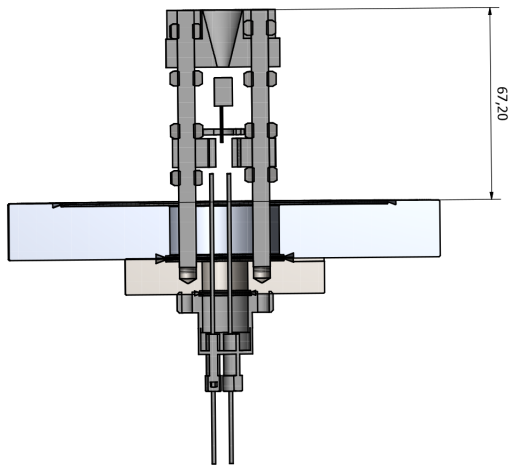
A la suite de la section décélétratrice se trouve un ensemble d'électrodes dédiées à l'injection des ions dans les pièges de Penning. Ce dernier est constitué de 9 électrodes utilisées pour transporter et focaliser les ions. Si cela est nécessaire, ces électrodes pourront aussi permettre de décélérer légèrement le faisceau d'ions (jusqu'à 1 keV) afin de traverser de manière optimale de gradient de champ magnétique, c'est-à-dire en perdant le moins d'ions possible. Ce système d'injection est précédé d'un déflecteur quadripolaire permettant d'injecter des ions à 90°.

Une source d'ions stables a donc été développée et installée au niveau du déflecteur dans l'optique de tester la section d'injection et les pièges de Penning indépendamment du reste de la ligne.

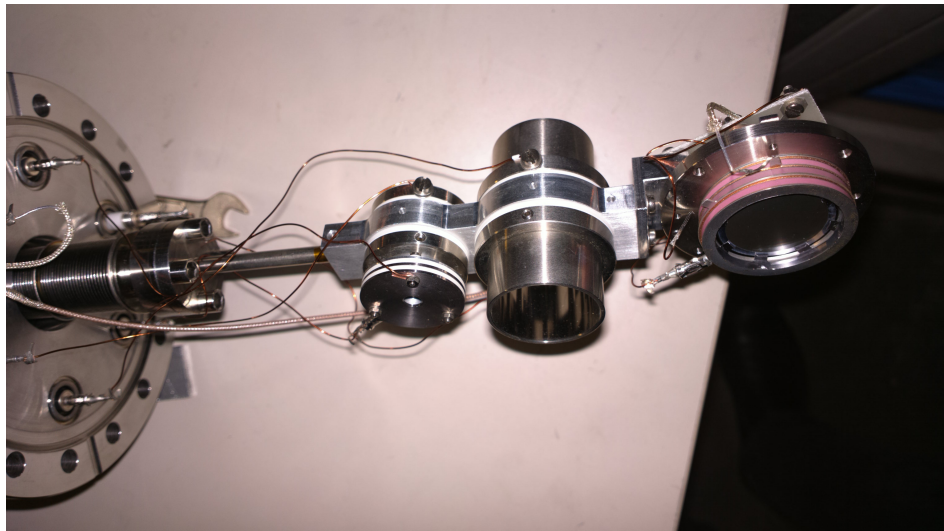
La source d'ions est utilisée à basse tension et a été développée comme un prototype de la source à la haute-tension présentée en section 3.3. La photographie en figure 3.23 montre la source d'ions développée pour la section d'injection. Elle est constituée d'une source thermoionique identique à celle présentée en figure 3.11. La source thermoionique est alimentée en courant à l'aide d'un passage étanche dont les fils sont reliés au filament de la source. Les fils et l'alimentation de courant sont aussi mis à la tension ainsi que l'ensemble des parties métalliques de la source thermoionique. Deux morceaux d'isolant permettent d'isoler la source à la tension du reste du système mis à la masse. Une électrode d'extraction, à la masse, est placée en aval de la source, permettant d'accélérer les ions.

Un ensemble diagnostic, montré en figure 3.24, est disposé à la fin de la ligne d'injection. Ce dernier est constitué d'une cage de Faraday et d'une galette à microcanaux. Les deux détecteurs sont fixés à un système permettant de les translater verticalement pour choisir le détecteur à placer sur la ligne. Une électrode cylindrique est aussi fixée sur ce système pour transmettre les ions vers les pièges.

Le système d'injection et la source d'ions ont été simulés à l'aide du logiciel *SIMION*®. Une coupe de la simulation est montrée en figure 3.25. Des tests expérimentaux de la source d'ions, du déflecteur et du système d'injection ont été réalisés. Ces tests ont en particulier permis de caractériser la source d'ions et le déflecteur utilisé pour transmettre les ions dans



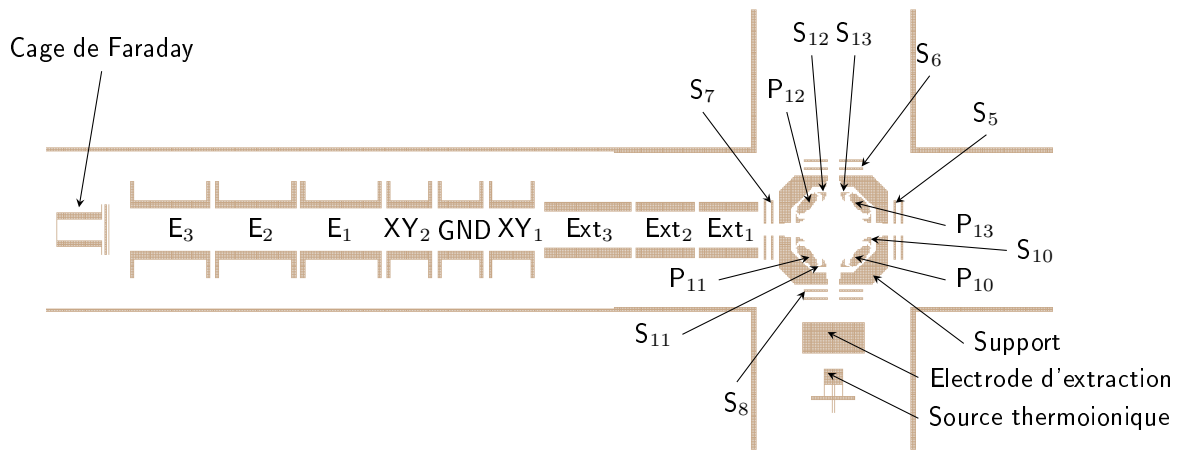
**Figure 3.23** – Source d’ions à la basse tension montée au début de la section d’injection.



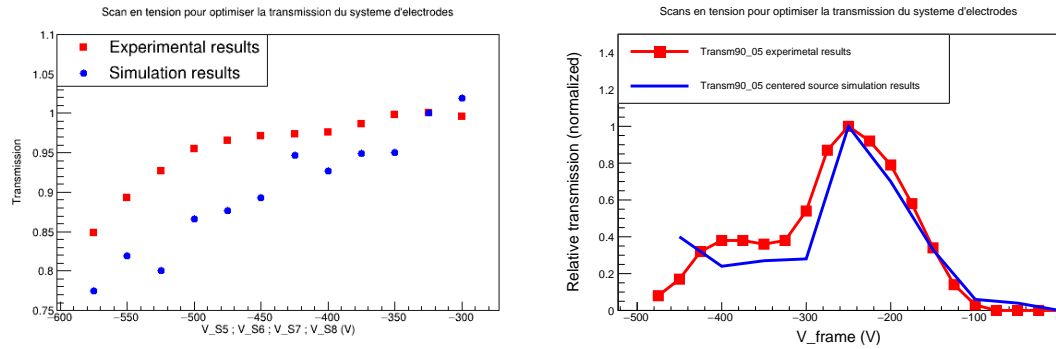
**Figure 3.24** – Diagnostics de la section d’injection, comportant (de gauche à droite) une cage de Faraday, une électrode pour transmettre les ions vers les pièges et une galette à microcanaux.

le système d’injection. La transmission du déflecteur a été optimisée en mode déflexion (à  $90^\circ$ ) et en mode transmission sans déflexion (à  $0^\circ$ ) en effectuant des scans en tensions sur l’ensemble de ses électrodes. Les résultats ont été comparés avec les résultats obtenus grâce à la simulation, avec des paramètres identiques. Les tests effectués ont la forme de scans en tensions des différentes électrodes du déflecteur et du système d’injection. Un exemple de ces tests est montré en figure 3.26 lors duquel le potentiel appliqué aux steerers du déflecteur se trouvant aux quatre entrées de ce dernier a été scanné. Les résultats d’un test analogue sur le support du déflecteur sont aussi présentés en figure 3.26.

Les configurations optimales, montrées dans les tableaux 3.1 en transmission à  $90^\circ$  et 3.2 en transmission à  $0^\circ$ , ont été trouvées pour une tension d’accélération de 60 V avec un courant de 1.4 A circulant dans le filament. Cette dernière correspond aux conditions de faisceaux associées



**Figure 3.25** – Coupe de la simulation de la ligne d’injection dans MLLTRAP avec le déflecteur et la source d’ions à la basse tension ; les légendes désignent la nomenclature de chaque électrode ; les électrodes  $S_{10,11,12,13}$  correspondent aux deux électrodes de correction entourant chaque pôle  $P_{10,11,12,13}$ .



**Figure 3.26** – Transmission à  $90^\circ$  obtenues en scannant la tension appliquée aux steerers du déflecteur (à gauche) ou au support du déflecteur (à droite) ; les transmissions ont été normalisées sur la valeur la plus élevée mesurée afin de comparer les résultats de simulations avec les résultats expérimentaux.

à la source d’ions et pourront varier pour les faisceaux provenant de la source d’ions à la haute tension ou d’ALTO.

Électrode	Support	$P_{10,12}, S_{10,12}$	$P_{11,13}$	$S_{11,13}$	$S_{5,6,7,8}$
Tension (V)	-250	0	-250	-725	-325
Électrode	$Ext_{1,3}$	$Ext_2$	$XY_{1,2}, GND$	$E_{1,3}$	$E_2$
Tension (V)	-250	-350	-250	-75	-250

**Table 3.1** – Potentiels appliqués aux différentes électrodes du système d’injection et au déflecteur pour lesquels la meilleure transmission à  $90^\circ$  a été mesurée.

Electrode	Support	P <sub>10,11,12,13</sub>	S <sub>10,11,12,13</sub>	S <sub>5,6,7,8</sub>
Tension (V)	-250	-250	-250	-575

**Table 3.2** – Potentiels appliqués aux différentes électrodes du déflecteur pour lesquels la meilleure transmission à 0° a été mesurée.

### 3.5 Alignement du tube à vide dans l'aimant

D'après la description du mouvement des ions faites en partie 2.2.2, il est nécessaire que le champ magnétique soit aligné avec le champ électrostatique. Mathématiquement, cela signifie que les repères orthonormés dans lesquels les champs sont décrits doivent être superposés (équation 2.2.2). Par conséquent, les électrodes du piège de Penning doivent être orientées de manière à faire coïncider leur axe de symétrie avec les lignes du champ magnétique.

Compte tenu de l'impact de l'angle de désalignement des champs sur la précision des mesures effectuées dans les pièges [122], leur alignement est une étape primordiale de préparation des pièges.

L'alignement du tube à vide a été effectué avec un canon à électrons disposé dans le tube à vide dans l'aimant, dont l'axe de symétrie coïncide avec celui des pièges. Des cages de faraday segmentées disposées de part et d'autre de la source d'électrons permettent de localiser le faisceau dans le plan transverse. La détection de la position des électrons dans le plan transverse permet de modifier l'orientation du tube à vide de manière à l'approcher le plus possible de l'orientation des lignes de champ magnétique. Lorsque l'orientation du tube à vide ne peut plus être approchée de l'orientation des lignes de champ, l'angle maximal entre l'axe du tube et les lignes de champ est mesuré.

La mesure de cet angle n'a cependant de sens que dans la zone où le champ magnétique est homogène, c'est-à-dire, où les lignes de champ sont parallèles. Dans l'aimant supraconducteur utilisé pour les pièges de Penning, cette zone se trouve au centre de l'aimant, sur une longueur de 300 mm.

Au préalable, il est important de vérifier que les électrons pourront être transportés jusqu'aux détecteurs. Pour cela, la pression maximale à laquelle peuvent être effectués les tests a été calculée.

#### 3.5.1 Vide requis

Dans l'optique de créer et transporter des électrons à l'intérieur du tube à vide, il est nécessaire que ces derniers n'entrent pas en collision avec des molécules présentes dans le tube à vide. Leur libre parcours moyen doit donc être supérieur à la distance que ces derniers doivent parcourir pour atteindre les détecteurs. Le libre parcours moyen des électrons  $\lambda$ , dans un gaz à la pression  $P$ , à la température  $T$  et constitué de molécules de rayon moyen  $r$  s'écrit

$$\lambda = \frac{k_B T}{P \pi r^2}. \quad (3.2)$$

On écrit alors la pression  $P$  nécessaire pour un libre parcours moyen  $\lambda$  donné

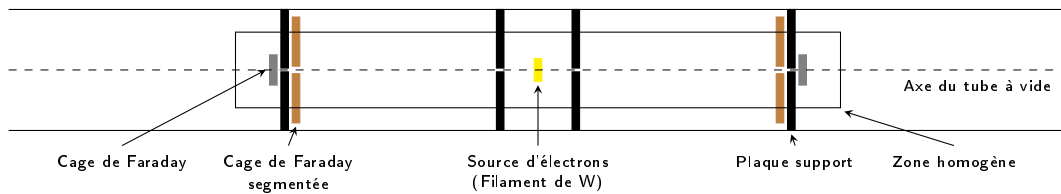
$$P = \frac{k_B T}{\lambda \pi r^2}. \quad (3.3)$$

Pour que les électrons aient un libre parcours moyen d'un mètre environ (dimension du tube à vide) à température ambiante, la pression dans le tube à vide doit être inférieure à  $10^{-3}$  mbar.

Durant l'alignement du tube à vide, la pression dans celui-ci était comprise entre  $10^{-8}$  mbar et  $10^{-6}$  mbar.

### 3.5.2 Le canon à électrons

Le canon à électrons est constitué de cages de Faraday, de collimateurs et d'une source d'électrons sous la forme d'un filament de tungstène dans lequel on fait passer un courant (figure 3.27). Il est placé de manière à ce que la position de la source d'électrons coïncide avec le centre du tube à vide. Une photographie ainsi qu'un schéma du canon à électrons sont montrés en figure 3.27. Les électrons sont produits en faisant circuler un courant d'environ 16 A dans le filament de tungstène.

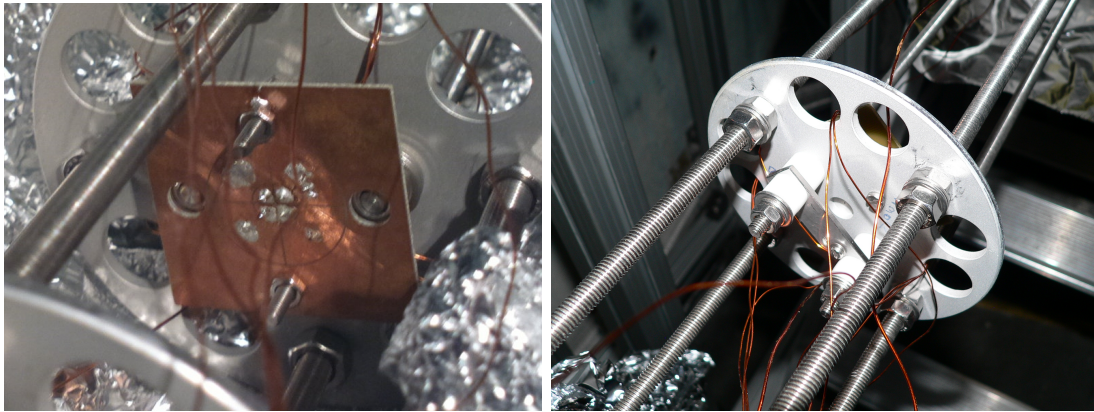


**Figure 3.27** – Photographie et schéma du canon à électrons.

Deux disques comprenant un collimateur de 0.22 mm de diamètre sont disposées à proximité de la source d'électrons, de part et d'autre de celle-ci à une distance de 20.5 mm. Le diamètre de ces disques est ajusté au diamètre du tube à vide. Le filament est porté à un potentiel de -100 V, permettant ainsi d'accélérer les électrons entre leur point d'émission et les plaques, à la masse.

Deux cages de Faraday segmentées (figure 3.28) sont utilisées pour détecter les électrons émis par la source. Ces dernières sont circulaires et segmentées en huit parties dont quatre en un disque intérieur de rayon 5 mm et quatre en une couronne extérieure d'épaisseur 10 mm (figure 3.28).

Elles comportent aussi un trou en leur centre dont le diamètre est compris entre 0.5 et 1 mm. En aval de ces dernières se trouvent d'autres cages de Faraday permettant de détecter les électrons qui traversent ce trou ainsi que le collimateur du disque (figure 3.27). L'ensemble des cages de Faraday est fixé à des disques identiques aux deux plaques entourant et supportant le filament de tungstène.



**Figure 3.28** – Cage de Faraday segmentée (image de gauche) et cage de Faraday arrière (image de droite).

Les disques sont amovibles et peuvent être rapprochés ou éloignés de la source d'électrons et ainsi tester l'alignement du tube à vide à plusieurs positions. Il est cependant important de ne pas trop éloigner les détecteurs du centre de l'aimant afin de ne pas sortir de la zone où le champ magnétique est homogène.

### 3.5.3 Protocole d'alignement

Au cours de la campagne d'alignement, trois positions des cages de Faraday ont été testées. Pour une position des cages de Faraday fixée, on fait varier l'angle  $\theta$  en changeant la direction de l'axe du tube à vide. Cela peut être fait en déplaçant transversalement les extrémités du tube à vide à l'aide du système mécanique montré en figure 3.29. Ce système est constitué de quatre pièces entourant le tube à vide et pouvant être déplacées à l'aide des vis qui les traversent.

On fait traverser au filament un courant de 14 à 16 A afin d'apporter suffisamment d'énergie pour ioniser les atomes du filament et en extraire les électrons. Un potentiel de -100 V est appliqué au filament, permettant ainsi de créer une différence de potentiel entre le filament et le premier collimateur.

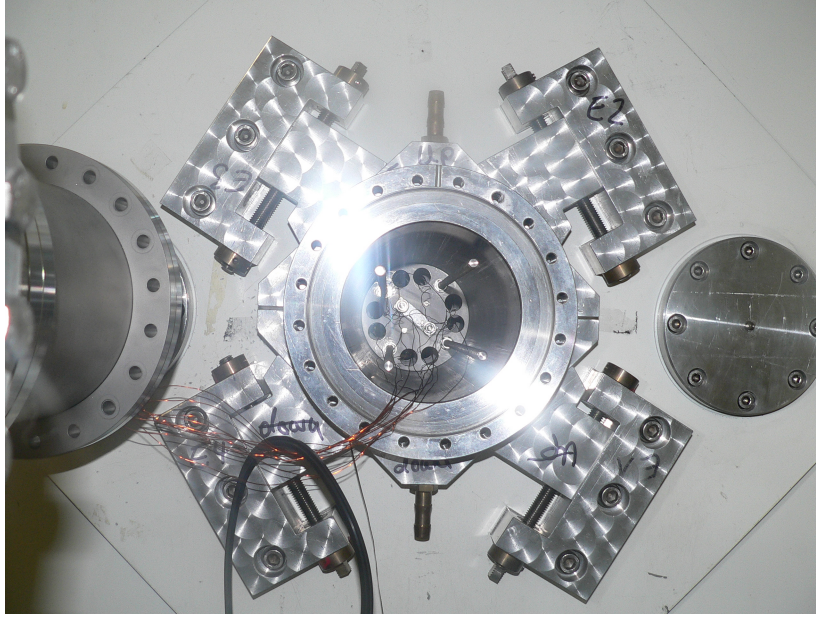
La première étape lorsque l'on commence l'alignement du tube à vide est de s'assurer que l'on arrive à détecter les électrons sur l'ensemble des cages de Faraday.

Si du faisceau est détecté, on mesure le courant sur chacun des détecteurs. Cela permet d'estimer la trajectoire macroscopique des électrons. En fonction de cette estimation, on déplace les extrémités du tube en tournant les vis d'alignement.

Lorsque l'on tourne les vis d'alignement, il est important de procéder par itération. Il faut tourner les vis d'une petite fraction de tour, un quart de tour par exemple et mesurer le courant sur chaque détecteur. En fonction de la position du point d'impact des électrons, on déplace les extrémités du tube à vide afin de déplacer le point d'impact des électrons sur le détecteur dans la direction souhaitée.

On répète cette étape jusqu'à ce que l'on détecte les électrons uniquement (ou majoritairement) sur les cages de Faraday de derrière (c'est-à-dire que la majeure partie du faisceau passe dans le collimateur au centre du détecteur segmenté). Une fois cette dernière condition atteinte, on ouvre le tube à vide, sort le canon à électrons et déplace les détecteurs. Les éloigner permet d'affiner l'alignement et réduire l'estimation de l'angle entre l'axe du tube et les lignes de champ. Si l'on n'arrive pas à détecter les électrons sur la cage de Faraday arrière malgré un grand nombre de déplacements des extrémités du tube, il est préférable de vérifier si cette





**Figure 3.29** – Vue extérieure du tube à vide, le canon à électrons est à l'intérieur du tube à vide, les pièces permettant de déplacer les extrémités du tube à vide sont fixées sur la cuve entourant l'aimant, autour du tube à vide; les extrémités du tube à vide peuvent être déplacées dans le plan transverse à l'aide des vis traversant ces pièces, le pas de ces vis étant égal à 1.75 mm, permettant de déplacer la pièce de 0.40 mm en un quart de tour, poussant le tube à vide d'environ 0.2 mm vers le centre.

dernière est toujours connectée correctement au passage étanche de la bride. Si la connexion est bonne, rapprocher les détecteurs de la source peut permettre de reprendre l'alignement afin d'augmenter les chances que les électrons traversent le collimateur au centre du détecteur segmenté.

### 3.5.4 Mesure de l'angle entre l'axe du tube à vide et les lignes de champ magnétique

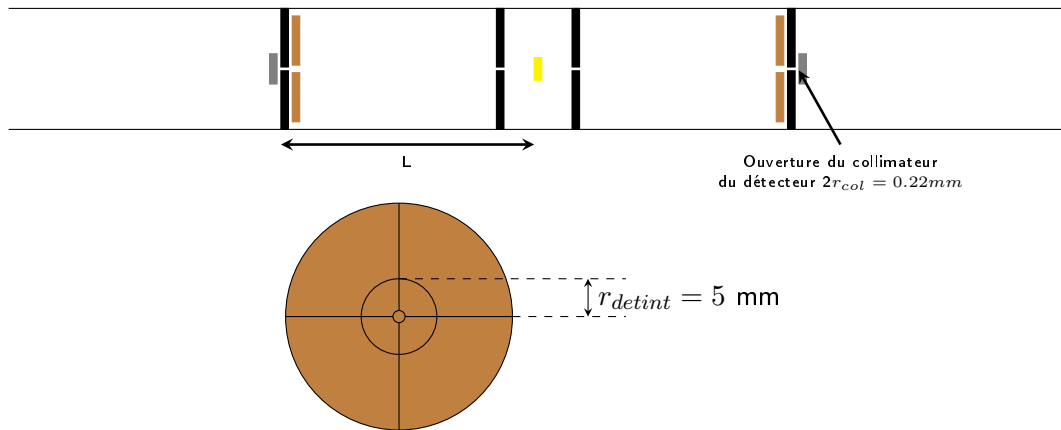
L'angle  $\theta$  et la direction de l'axe du tube à vide peuvent être estimés en regardant sur quels segments des cages de Faraday les électrons sont détectés. Connaissant la distance  $L$  entre la source d'électrons et les cages de Faraday, l'angle  $\theta$  est calculé tel que

$$\theta = \arcsin\left(\frac{d}{L}\right) \quad (3.4)$$

et les incertitudes  $u_\theta$  sur l'angle  $\theta$  sont estimées telles que

$$u_\theta = \sqrt{\frac{1}{L^2 - d^2} u_d^2 + \frac{1}{\frac{L^4}{d^2} - D^2} u_D^2}. \quad (3.5)$$

$d$  représente le rayon de la couronne intérieure des détecteurs segmentés  $r_{detint}$  ou bien le rayon de l'ouverture du collimateur  $r_{col}$  (si le faisceau est détecté sur la cage de Faraday arrière). Ces grandeurs sont représentées sur les schémas de la figure 3.30. Aucun signal n'a été détecté sur les segments extérieurs des cages de Faraday segmentées. Ces derniers ne seront donc plus mentionnés pas la suite.



**Figure 3.30** – Schéma du canon à électron et d'un détecteur segmenté indiquant les grandeurs requises pour le calcul de l'angle  $\theta$ .

L'alignement a été effectué pour une distance  $L$  égale à 141.25 mm. Dans cette configuration, les électrons étaient détectés intégralement sur la cage de Faraday arrière du côté de l'extraction. Du côté de l'injection, la majorité des électrons ont été détectés sur la cage de Faraday arrière. Cependant, une fraction de 1 à 2 % des électrons ont été détectés sur le détecteur segmenté. A partir de cette configuration, il n'a pas été possible d'améliorer l'alignement. Les cages de Faraday ont donc été déplacées aux positions des centres des pièges afin d'améliorer l'alignement et de le valider. Cette nouvelle position correspond à  $L = 83$  mm, où les cages de Faraday arrière sont à l'emplacement du centre des pièges. Dans cette configuration, l'intégralité des électrons ont été détectés sur les cages de Faraday arrière. Cela signifie qu'à 83 mm du centre du tube à vide, les électrons sont écartés de l'axe du tube à vide de moins de 0.11 mm.

L'angle maximal  $\theta$  entre l'axe du tube à vide et les lignes de champ magnétique est donc calculé en prenant  $L = 83$  mm et  $d = 0.11$  mm. On trouve alors  $\theta = 1.1 \pm 0.1$  mrad.

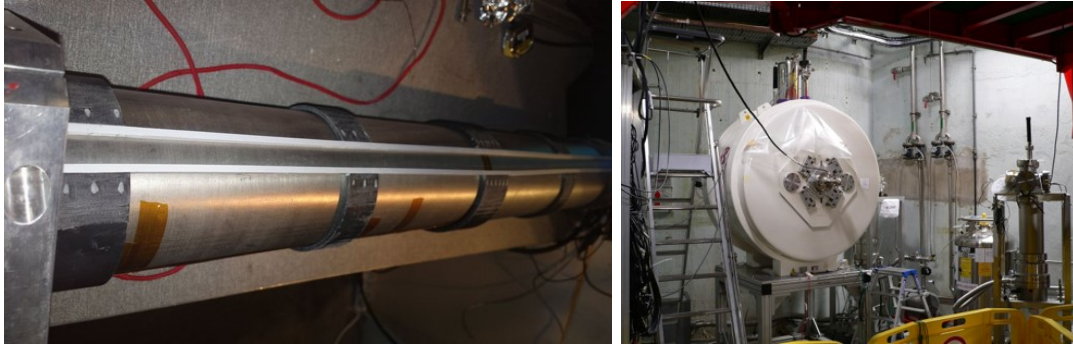
### 3.6 Suivi du champ magnétique au centre de l'aimant

L'homogénéité et la stabilité du champ magnétique dans les pièges de Penning jouent un rôle important dans la précision requise sur les mesures de masses d'isotopes exotiques. L'alignement entre les lignes de champ électrique et magnétique présenté en section précédente est un des aspects important lié au champ magnétique. Un autre aspect reliant le champ magnétique à la précision sur les mesures de masse est sa stabilité dans le temps.

La calibration du champ magnétique à intervalles réguliers permet une estimation de l'évolution du champ magnétique lors des mesures avec une bonne précision. Cela permet aussi d'interpoler la valeur de l'intensité du champ magnétique pendant la mesure sur l'ion d'intérêt. Cependant, cette interpolation, généralement linéaire, ne prend pas en considération les variations du champ entre deux mesures avec l'ion de référence.

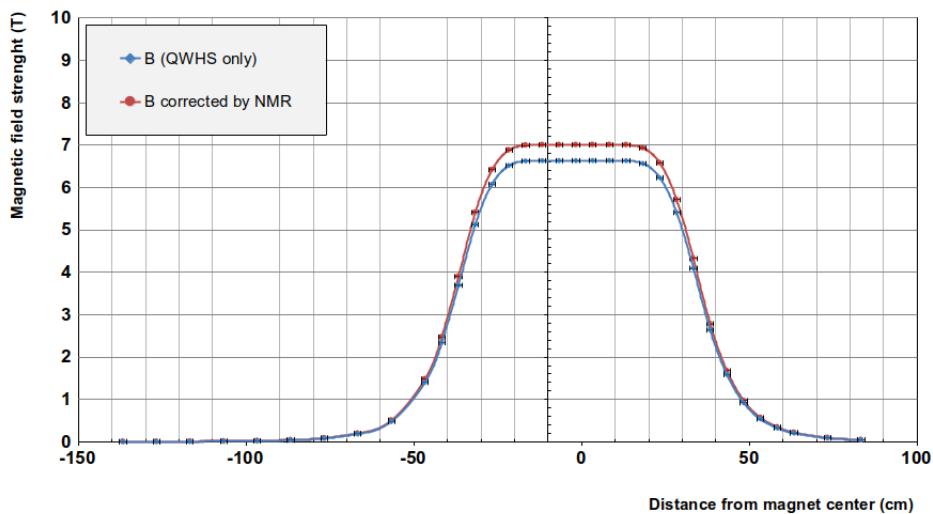
Une sonde magnétique a été développée dans le cadre d'un partenariat avec l'entreprise Caylar pour suivre l'évolution en temps réel du champ magnétique dans l'aimant. Cette dernière a été installée le long du tube à vide (figure 3.31) et testée.

La mesure du champ magnétique est faite par résonance magnétique nucléaire (RMN), en mesurant la fréquence d'oscillation des ions d'un échantillon dans le champ. La fréquence lue est convertie en champ magnétique en utilisant le rapport gyromagnétique du proton  $\gamma_p/\pi =$



**Figure 3.31** – A gauche, rail permettant de fixer la position de la sonde le long du tube à vide ; à droite, entrée du câble dans l'aimant.

425774806 MHz/T. La mesure RMN est calibrée avec une mesure par effet Hall. Des premiers tests avaient été effectués avant la mise en place de la sonde avec un premier prototype, notamment pour chercher le long du tube à vide de l'aimant une zone homogène, nécessaire pour la précision de la sonde. La composante Hall de la sonde a aussi été utilisée pour cartographier l'intensité du champ magnétique à l'intérieur et à l'extérieur de l'aimant [119]. L'intensité du champ magnétique alors mesurée est montrée en figure 3.32.



**Figure 3.32** – Cartographie du champ magnétique de l'aimant le long de son axe (axe de la trajectoire du faisceau le traversant), à l'intérieur et à l'extérieur de celui-ci. La courbe bleue représente les mesures brutes obtenues avec la sonde de hall tandis que la courbe rouge représente les mesures corrigées à partir d'une calibration utilisant des mesures RMN.

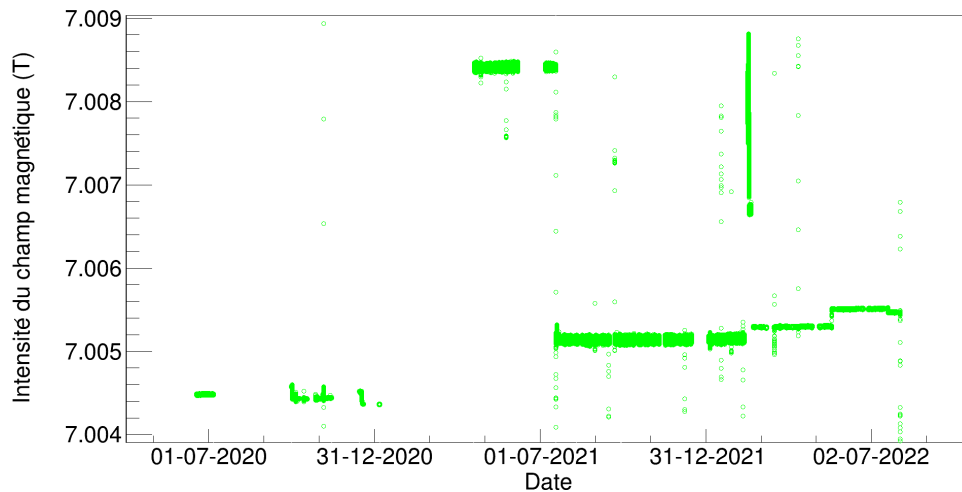
Les courbes sur la figure montrent que l'intensité du champ magnétique est constante sur les 40 cm qui entourent le centre de l'aimant. Le gradient est ensuite très fort à partir d'une distance de 20 cm par rapport au centre.

En tout, trois sondes magnétiques ont été testées pour le suivi du champ magnétique. Le premier prototype a permis de cartographier le champ à l'intérieur de l'aimant mais ne pouvait pas être utilisé pour être placé entre le tube à vide et l'alésage de l'aimant. Le deuxième

prototype n'était pas assez fin pour rentrer entre le tube à vide et l'alésage une fois le tube aligné géométriquement. Enfin, le troisième prototype de la sonde est une version miniaturisée des sondes précédentes en partie grâce à son électronique d'amplification déportée. C'est avec cette dernière sonde que les tests décrits ci-après, ont été effectués ou sont envisagés.

La sonde a été installée dans l'aimant, le long du rail montré en figure 3.31. Un suivi de l'évolution de l'intensité du champ magnétique a alors été fait afin d'observer la dispersion des mesures mais aussi la stabilité de la sonde. Ce suivi a été fait en parallèle des différentes activités effectuées autour de l'aimant pour la préparation des expériences avec MLLTRAP. Ces activités ont parfois nécessité le retrait de la sonde entraînant un changement de position lors de sa remise en place. Le suivi de l'évolution du champ magnétique est couplé au suivi de la température dans l'aimant (le long du tube à vide) et à l'extérieur de l'aimant (dans l'environnement proche).

La figure 3.33 montre l'évolution de l'intensité du champ magnétique mesurée par la sonde entre son installation durant l'été 2020 jusqu'à l'été 2022.



**Figure 3.33** – Evolution du champ magnétique mesuré avec la sonde entre l'été 2020 et l'été 2022.

On remarque sur la figure 3.33 que la valeur moyenne du champ a évolué durant les deux années de tests. Les différentes valeurs moyennes que l'on observe correspondent à des positions différentes de la sonde dans l'aimant. Durant les deux années de prise de données, il a été nécessaire d'enlever et de remettre la sonde en place plusieurs fois afin de travailler sur l'alignement du tube à vide. On distingue alors 7 périodes différentes. La première période correspond aux 6 premiers mois de mise en place de la sonde. On remarque durant cette période une absence de données entre juillet et septembre ainsi qu'en décembre. Cette dernière est due à des dérèglements du gaussmètre qui ont finalement été résolus grâce à des interventions des fabricants de la sonde. La deuxième période va de janvier 2021 et avril 2021. A ce moment, la sonde a été sortie du champ magnétique pour reprendre les tests d'alignement du tube à vide qui avaient démarré quelques mois plus tôt. La troisième période, entre avril 2021 et juillet 2021 correspond à la remise en route de la sonde, après avoir réoptimisé le signal du gaussmètre. La sonde a été extraite de l'aimant en juillet afin d'observer l'influence de l'action d'extraction sur l'alignement du tube à vide. L'alignement n'est pas impacté par les mouvements nécessaires pour extraire la sonde. La quatrième période, de juillet 2021 à janvier 2022, correspond à une période de fonctionnement normal de la sonde. On remarque cependant que la répartition des

données pour cette période et pour la précédente est plus large que lors de la première période ou des deux périodes suivantes.

Afin de caractériser l'influence du déplacement de la sonde des tests ont été réalisés à trois positions différentes repérées. La sonde a alors été placée à 10 cm du centre de l'aimant, à 5 cm du centre et au centre et les valeurs de dispersion sont données dans la table 3.3.

Distance par rapport au centre	Avant tests ( $\sim 1$ cm)	10 cm	5 cm	0 cm
Dispersion relative $\sigma(B)/B$	$10^{-6}$	$10^{-5}$	$10^{-6}$	$10^{-7}$

**Table 3.3** – Dispersions relatives des champs magnétiques mesurés avant les tests et pour chaque position testée.

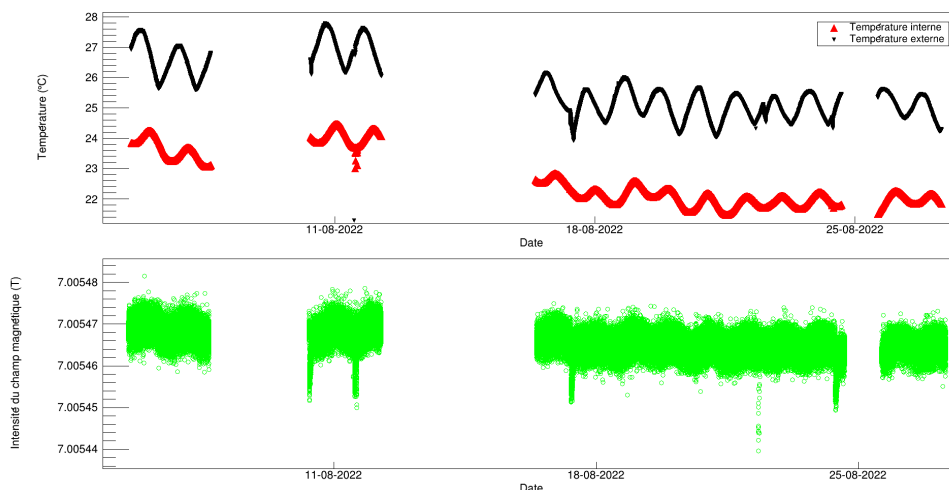
La cinquième période entre février 2022 et mai 2022 correspond à la période entre les tests de position et le retrait du canon à électrons de l'aimant. La sixième période entre mai 2022 et juillet 2022 correspond à la période après le retrait du canon à électron.

Compte-tenu de l'impact de chacune des actions effectuées durant ces deux années sur la valeur moyenne du champ mesuré et sa dispersion, on peut affirmer que le placement de la sonde a un impact très important dans la fiabilité des mesures. Cela est d'autant plus vrai que le fonctionnement de la sonde nécessite que cette dernière soit dans une zone où le champ magnétique est aussi homogène qu'au centre de l'aimant.

Un autre facteur impactant les mesures obtenues avec la sonde est la température. En réalité, l'impact de la température vient surtout du fait que le champ magnétique est sensible aux variations de températures [123]. Cette sensibilité provient de la manière dont sont isolées les bobines de correction de l'aimant permettant d'avoir une grande homogénéité. Ces dernières sont notamment situées près du tube intérieur qui n'est pas isolé par une épaisseur de vide contrairement à la partie extérieure de la cuve.

La figure 3.34 montre l'évolution du champ magnétique et de la température à l'intérieur et à l'extérieur de l'aimant sur une période d'un mois. On remarque dans un premier temps que l'évolution de la température intérieure est décalée par rapport à celle de la température extérieure. Cela s'explique par le fait que la zone dans laquelle est placée la sonde est isolée de l'environnement extérieur à l'aimant. De plus, l'évolution du champ magnétique suit l'évolution de la température à l'intérieur de l'aimant.

Sans aucune régulation des conditions environnementales la dispersion la plus faible obtenue sur le champ magnétique est de l'ordre de  $10^{-7}$  pour une dispersion en température de  $10^{-4}$  sur des périodes de 8 heures. Un système de régulation de la température va être mis en place afin de réguler la température à l'intérieur de l'aimant à une précision relative de  $10^{-5}$  de façon constante. C'est un aspect très important dans les pièges de Penning car les ions piégés sont sensibles aux variations des potentiels induites par les variations de température. L'influence de la régulation en température sur la précision de la sonde sera alors mesurée, l'objectif étant d'obtenir une précision relative de  $10^{-8}$  sur l'intensité du champ magnétique mesurée.



**Figure 3.34** – Evolution de la température à l’intérieur et à l’extérieur de l’aimant et du champ magnétique à l’intérieur de l’aimant durant le mois d’août 2022, les périodes sans données correspondent à des arrêts de l’acquisition.

### 3.7 Mise en place du nouveau système de contrôle-commande pour MLLTRAP

Le programme de contrôle et commande utilisé lors de la caractérisation de MLLTRAP au MLL est une ancienne version d’un programme développé au GSI pour les mesures avec des pièges de Penning. Ce dernier utilisait l’interface utilisateur MM6 qui permet notamment de programmer les modèles temporels d’excitation mais aussi d’acquérir les données relatives aux mesures avec la méthode TOF-ICR. Il permet aussi de piloter les alimentations associées à chaque électrode du système.

MLLTRAP est arrivé à ALTO avec cette ancienne version du programme de contrôle et commande. Lors des tests de la section d’injection, le programme a été remis en route dans le but de piloter les alimentations utilisées pour la section d’injection et d’effectuer des scans automatiques en tension sur les électrodes de la section. Cependant, la limite des capacités du programme ont rapidement été atteintes par rapport aux besoins que nous avons pour MLLTRAP et par le fait que cette version ne pouvait pas être mise à jour.

Il a donc été décidé de reprendre à zéro le système de contrôle et commande. Le choix du nouveau système de contrôle et commande s’est porté sur la nouvelle version développée par le GSI car elle proposait différentes options permettant d’intégrer la nouvelle méthode de mesure PI-ICR, qui jusqu’alors était toujours intégrée séparément. Ce nouveau système utilise l’interface utilisateur MM8 qui est d’ailleurs utilisée sur d’autres spectromètres tels que le spectromètre SHIPTRAP au GSI.

Le nouveau programme de contrôle et commande, nommé CS++, est développé en C++ et Labview. Il intégrera, en plus des fonctionnalités de prise de mesures des anciennes versions, la préparation des motifs temporels pour le PI-ICR et l’interprétation des signaux provenant de la carte principale de la galette à microcanaux à lignes à retard. Tout comme MM6 et MM8 permettent de voir en temps réel l’acquisition du TOF-ICR, la vision en temps réel de l’acquisition avec le PI-ICR sera intégrée dans MM8. Pour permettre cette intégration, de nombreux tests sont effectués en collaboration avec le GSI.

Ces tests permettent d’une part de corriger les éventuelles erreurs dans le programme ré-

vement développé et d'autre part d'intégrer les différents équipements associés à MLLTRAP (générateurs de fréquences, gaussmètre, picoampèremètre, etc). L'ensemble de ces équipements sera alors synchronisé ce qui permettra par exemple d'effectuer un suivi en temps réel de la température et du champ magnétique dans l'aimant durant l'acquisition.

L'intégration de la méthode PI-ICR dans le CS++ est la plus grosse amélioration de ce dernier. Son intégration est cependant complexe car la calibration de la MCP (seuil de détection) est une étape délicate compte-tenu de sa grande sensibilité de détection.

Le pilotage de l'ensemble des instruments se fera à travers un chassis NI PXIe-1082 de chez National Instrument connecté à un ordinateur via une carte Thunderbolt (figure 3.35). Ce dernier centralise à l'aide de cartes FPGA, GPIB et ethernet, le contrôle de l'ensemble des équipements alimentant les pièges et électrodes situés entre le RFQCB et le détecteur. Une des cartes FPGA sera dédiée aux motifs temporels tandis que la seconde sera utilisée pour l'acquisition des données. La carte TDC8HP de chez RoentDek permettant d'acquérir les données de la galette à microcanaux à lignes à retard communique avec l'ordinateur via une carte PCI2PCle installée dans l'ordinateur.



**Figure 3.35** – Chassis PXI contenant une carte Thunderbolt, deux cartes FPGA, une carte GPIB et une carte ethernet pour le contrôle et commande des équipements de MLLTRAP.

Le système de contrôle et commande est déjà opérationnel dans le sens où il peut déjà permettre de piloter les alimentations et commutateurs et pour effectuer des cycles de piégeage. L'intégration au programme de l'acquisition pour le PI-ICR est cependant encore en cours mais n'empêche pas en théorie d'effectuer des premiers tests dès que les pièges seront installés à ALTO.

## 3.8 Préparation des campagnes de mesures de masses avec MLLTRAP à ALTO

Lorsque le spectromètre de masse sera complètement installé et caractérisé, il pourra être utilisé lors de campagnes expérimentales pour analyser les isotopes produits à ALTO.

Afin de comprendre et d'affiner l'analyse des futures données acquises avec MLLTRAP, il est intéressant de regarder quels seront les ions qui pourront réellement être analysés.

La première campagne expérimentale avec MLLTRAP à ALTO sera dédiée à la mesure de masses d'isotopes d'argent ( $Z = 47$ ) près de la fermeture de couche  $N = 82$  ( $A = 124 - 129$ ). La faisabilité des expériences sur ces isotopes dépend de leurs propriétés physiques et des performances liées à la production, au transport du faisceau, à la préparation et l'analyse du faisceau.

En l'absence de mesures de production, on peut étudier la faisabilité des mesures à partir des résultats des simulations faites pour la production et le transport du faisceau. De la même manière, les données connues sur l'efficacité de préparation, de transmission à travers les pièges et de détections des ions permettent une première estimation des futures performances de MLLTRAP.

### 3.8.1 Production et transport des ions radioactifs pour MLLTRAP

Les atomes d'argent produits par photofission, processus introduit en section 3.1.2, sont ionisés avec une source laser à partir d'un schéma d'excitation résonnante développé au CERN [124, 125]. Ce schéma, montré en figure 3.36, a une efficacité d'ionisation égale à 14 %. Il a été testé à RIALTO, la source laser d'ALTO, et validé à l'aide d'une unité de faisceau atomique puis avec le nouveau front-end d'ALTO-LEB lors de sa mise en service avec des faisceaux stables.

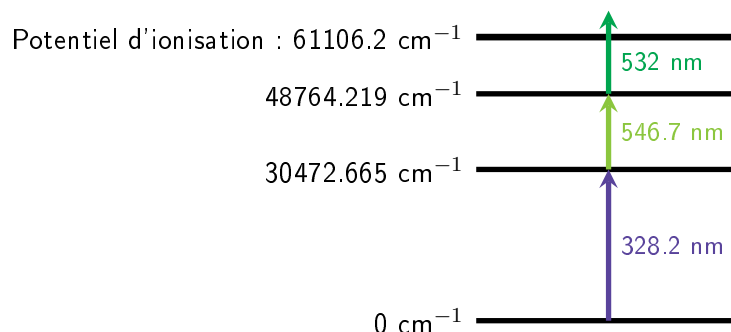


Figure 3.36 – Schéma d'ionisation résonnante par laser à trois niveaux pour l'argent.

La quantité d'ions produits est étudiée à l'aide d'un programme de simulation nommé FLUKA [112]. Plus précisément, ce dernier calcule la quantité d'atomes produits dans les cibles utilisées à ALTO. A partir de ces quantités, B. Roussière a calculé la quantité d'ions produits par l'ensemble cible-source en prenant en considération l'efficacité d'effusion de la cible jusqu'à la source d'ions ainsi que l'efficacité d'ionisation, pour chaque isotope produit. Pour les isotopes  $^{124-131}\text{Ag}$ , la quantité d'atomes produits à partir de  $6 \times 10^8$  électrons incidents de 50 MeV interagissant dans une cible de 6 cm de longueur, 13mm de diamètre et de densité égale à  $3.82 \text{ g/cm}^3$  est donnée dans la table 3.4. Pour un faisceau d'électrons de  $10 \mu\text{A}$ , cela équivaut à un pulse de 10 ps.

La quantité d'ions parvenant au détecteur est calculée en multipliant ces quantités par les



Isotope	Nombre d'atomes produits dans la cible (/s)	Nombre d'ions produits dans la source d'ions (/s)
$^{124}\text{Ag}$	$2.63 \cdot 10^7$	$2.07 \cdot 10^5$
$^{125}\text{Ag}$	$1.71 \cdot 10^7$	$1.13 \cdot 10^5$
$^{126}\text{Ag}$	$4.68 \cdot 10^6$	$1.05 \cdot 10^4$
$^{127}\text{Ag}$	$2.70 \cdot 10^6$	$1.25 \cdot 10^4$
$^{128}\text{Ag}$	$3.12 \cdot 10^5$	$7.78 \cdot 10^2$
$^{129}\text{Ag}$	$6.24 \cdot 10^5$	$1.24 \cdot 10^3$
$^{130}\text{Ag}$	$1.04 \cdot 10^5$	$1.89 \cdot 10^2$
$^{131}\text{Ag}$	$1.04 \cdot 10^5$	$1.58 \cdot 10^2$

**Table 3.4** – Quantité d'atomes produits calculée par simulation pour les isotopes  $^{124-131}\text{Ag}$  dans une cible de  $\text{UC}_x$  avec  $6 \times 10^8$  électrons incidents et nombre d'ions produits après ionisation par laser ; le nombre d'ions produits tient compte de l'efficacité de diffusion et d'effusion de la cible vers la source d'ions et de l'efficacité d'ionisation par laser.

efficacités de transmission des différentes étapes de transports et de traitement des ions. Ces dernières sont données dans la table 3.5.

Etape/Equipement	Transport en ligne	RFQCB	Pièges	Détecteur
Efficacité/Transmission	40 %	25 %	80 %	60 %

**Table 3.5** – Efficacité des différentes étapes entre la production des ions par ALTO et leur détection avec MLLTRAP.

Le transport en ligne correspond au transport entre la sortie de la source d'ions et l'entrée du RFQCB. La transmission des ions après transport dans la ligne est estimée à l'aide d'une simulation de la ligne et dépend des paramètres du faisceau créé par la source. La transmission du RFQCB ainsi que celle des pièges sont estimées grâce aux données déjà connues sur les autres RFQCB et pièges de Penning actuellement en opération. Enfin, l'efficacité de détection est fixée par les données constructeur du détecteur.

En appliquant l'ensemble de ces facteurs à la quantité d'ions produits par l'ensemble cible-source, on obtient le nombre d'ions pouvant atteindre le détecteur. Cependant, les isotopes créés étant radioactifs, il faut ajouter un facteur de transmission prenant en compte les durées de vies des isotopes. Les données de la simulation avec FLUKA ne donnent pas les proportions dans lesquels sont créés les différents isomères pour chaque isotope. Nous prendrons donc ici par défaut les temps de demi-vie des états fondamentaux pour calculer les facteurs de transmission associés aux temps de vie. Les temps de demi-vie des noyaux de la chaîne isotopique  $^{124-131}\text{Ag}$ , résumés dans le tableau 3.6, sont inférieurs à 200 ms.

La plupart des isotopes de cette chaîne isotopique possèdent des états métastables qu'il faudra donc correctement séparer lors de l'analyse de ces isotopes. Les énergies d'excitation du premier état excité de chaque isotope, correspondant aussi dans chaque cas au plus petit écart de masse entre les isomères de l'isotope, sont aussi données dans la table 3.6. Le temps d'accumulation nécessaire pour séparer les isomères a été calculé pour chaque isotope et inscrit dans la table 3.6.

A partir des temps d'accumulation minimums calculés afin de séparer les isomères et des

Isotope	Temps de demi-vie	Energie du premier état excité (keV)	temps d'accumulation minimum pour résoudre les isomères
$^{124}\text{Ag}$	$177.9 \pm 2.6$ ms	$50\# \pm 50\#$	111 ms
$^{125}\text{Ag}$	$160 \pm 5$ ms	$97.1 \pm 0.5$	58 ms
$^{126}\text{Ag}$	$52 \pm 10$ ms	$100\# \pm 100\#$	57 ms
$^{127}\text{Ag}$	$89 \pm 2$ ms	$20\# \pm 20\#$	291 ms
$^{128}\text{Ag}$	$60 \pm 3$ ms	/	/
$^{129}\text{Ag}$	$49.9 \pm 3.5$ ms	$20\# \pm 20\#$	300 ms
$^{130}\text{Ag}$	$40.6 \pm 4.5$ ms	/	/
$^{131}\text{Ag}$	$35 \pm 8$ ms	/	/

**Table 3.6** – Temps de demi-vie des états fondamentaux des noyaux de la chaîne isotopique  $^{124-131}\text{Ag}$  d'après la NUBASE2020 [2], énergies d'excitation des premiers états excités et temps d'accumulation minimums pour résoudre les isomères pour chaque isotope ; les valeurs suivies d'un # correspondent à des valeurs extrapolées par la NUBASE2020 [2] en l'absence de résultats expérimentaux.

efficacités de transmission données dans la table 3.5, nous déduisons la quantité d'ions qui pourra être détectée. Ces quantités sont résumées dans la table 3.7 (pour les isotopes possédant des états excités).

Isotope	Durée d'un cycle de piégeage (ms)	quantité d'ions détectable
$^{124}\text{Ag}$	461 ms	$1.19 \cdot 10^3$
$^{125}\text{Ag}$	508 ms	$5.23 \cdot 10^2$
$^{126}\text{Ag}$	507 ms	$1.74 \cdot 10^{-1}$
$^{127}\text{Ag}$	641 ms	2.02
$^{129}\text{Ag}$	650 ms	$2.02 \cdot 10^{-3}$

**Table 3.7** – Durée maximale d'un cycle de piégeage estimée afin de résoudre les isomères de la chaîne isotopique  $^{124-131}\text{Ag}$  et quantité d'ions détectables en appliquant ces temps d'accumulation, avec un temps d'accumulation dans le RFQCB de 100 ms et un temps de préparation de 250 ms comprenant la séparation isobarique dans le piège de préparation et les excitations dans le piège de mesure et après transport à 30 keV.

Il sera donc possible de détecter plus d'un ion par heure dans le cas de chacun des isotopes présentés dans la table 3.7. Cependant, les calculs de production ne prennent pas en considération la manière dont sont peuplés les différents états isomériques. Afin de mieux estimer la quantité d'ions détectables, il serait intéressant de connaître la manière dont sont peuplés les états isomériques afin de tenir compte aussi des temps de demi-vie des états excités. On peut cependant en comparant les temps de demi-vie des états excités avec ceux des états fondamentaux estimer les isotopes pour lesquels il sera possible d'observer plusieurs isomères. La table 3.8 résume les temps de demi-vie des états fondamentaux et des états excités des isotopes d'argent étudiés.

Pour l'ensemble de ces isotopes, il sera peu probable de détecter les 2èmes et 3ème états excités compte tenu des temps de demi-vie inférieurs à 1 ms. Il sera cependant possible de détecter à la fois l'état fondamental et le premier état excité de l'isotope  $^{124}\text{Ag}$  si les deux états sont peuplés lors de la production car l'ordre de grandeur de leurs temps de demi-vie est le même. Ce sera aussi le cas pour  $^{126}\text{Ag}$  (si les deux états sont peuplés lors de la production) car

Isotope	$^{124}\text{Ag}$	$^{125}\text{Ag}$	$^{126}\text{Ag}$	$^{127}\text{Ag}$	$^{128}\text{Ag}$	$^{129}\text{Ag}$	$^{130}\text{Ag}$	$^{131}\text{Ag}$
Temps de demi-vie	177.9 (2.6) ms	160 (5) ms	52 (10) ms	89 (2) ms	60 (3) ms	49.9 (3.5) ms	40.6 (4.5)	35 (8)
Nombre d'états excités	3	2	2	2	0	1	0	0
Temps de demi-vie du 1er état excité	144 (20) ms	50# ms	108.4 (2.4) ms	20# ms	/	10# ms	/	/
Temps de demi-vie du 2eme état excité	140 ns (50)	491 ns (20)	27 (6) $\mu\text{s}$	67.5 (0.9) $\mu\text{s}$	/	/	/	/
Temps de demi-vie du 3eme état excité	1.48 $\mu\text{s}$ (0.15)	/	/	/	/	/	/	/

**Table 3.8** – Nombre d'états excités et temps de demi-vie des isomères pour la chaîne isotopique  $^{124-131}\text{Ag}$  extraits de la NUBASE2020 [2].

le temps de demi-vie de son premier état excité est supérieur à celui de son état fondamental. Cependant, il est plus difficile d'estimer si les états excités des isotopes  $^{125}\text{Ag}$ ,  $^{127}\text{Ag}$  et  $^{129}\text{Ag}$  pourront être détectés. D'une part, leurs temps de demi-vie ne sont pas connus et d'autre part, ils sont estimés par la NUBASE2020 comme étant inférieurs à 50 ms. Les limites de temps d'analyse avec des pièges de Penning seront donc atteintes pour ces états excités. Si un noyau décroît pendant son analyse dans le piège, il sera perdu, n'étant plus (ou étant moins) sensible aux excitations sélectives en masse ou alors en raison du recul modifiant sa trajectoire ou son temps de vol.

En ce qui concerne les isotopes  $^{128}\text{Ag}$ ,  $^{130}\text{Ag}$  et  $^{131}\text{Ag}$ , aucun état excité n'est attendu. Nous pouvons alors calculer la durée d'un cycle de piégeage qui permettra de détecter au minimum un ion par heure (table 3.9).

Isotope	Durée d'un cycle de piégeage (ms)	Temps d'accumulation associé (ms)
$^{128}\text{Ag}$	1022	581
$^{130}\text{Ag}$	609	168
$^{131}\text{Ag}$	516	75

**Table 3.9** – Temps d'accumulation maximums pour détecter au minimum un ion par heure dans le cas des trois isotopes ne présentant aucun état excité d'après les données de la NUBASE2020 [2].

Ces isotopes devraient donc aussi être détectables lors des campagnes expérimentales de MLLTRAP.

### 3.8.2 Séparation des contaminants

Un autre aspect important à étudier afin de déterminer si les mesures sur ces ions d'argent seront possibles est la présence de contaminants isobariques. Dans le cas de l'argent, le principal contaminant isobarique pour une production par photofission est l'indium [125]. D'après les calculs effectués avec FLUKA, l'indium est produit en quantités plus importantes que l'argent (entre 10 fois et 1000 fois plus importantes). Malgré l'ionisation laser qui permet une ionisation sélective de l'élément d'intérêt, la nécessité de chauffer le four pour faire diffuser et effuser les atomes produits entraîne aussi de l'ionisation de surface, qui elle, n'est pas sélective. Le tableau 3.10 résume les quantités d'atomes d'indium produits dans la cible et d'ions d'indium obtenus par ionisation de surface.

Isotope	Nombre d'atomes produits dans la cible (/s)	Nombre d'ions produits dans la source (/s)
$^{124}\text{In}$	$2.34 \cdot 10^8$	$1.20 \cdot 10^5$
$^{125}\text{In}$	$4.18 \cdot 10^8$	$1.91 \cdot 10^5$
$^{126}\text{In}$	$3.35 \cdot 10^8$	$1.23 \cdot 10^5$
$^{127}\text{In}$	$3.78 \cdot 10^8$	$1.13 \cdot 10^5$
$^{128}\text{In}$	$2.19 \cdot 10^8$	$5.49 \cdot 10^4$
$^{129}\text{In}$	$1.71 \cdot 10^8$	$3.37 \cdot 10^4$
$^{130}\text{In}$	$6.57 \cdot 10^7$	$7.04 \cdot 10^3$
$^{131}\text{In}$	$2.83 \cdot 10^7$	$2.94 \cdot 10^3$

**Table 3.10** – Quantité d'atomes produits pour les isotopes  $^{124-131}\text{In}$  dans une cible de  $\text{UC}_x$  avec  $6 \times 10^8$  électrons incidents et nombre d'ions produits après ionisation de surface; le nombre d'ions produits tient compte de l'efficacité de diffusion et d'effusion de la cible vers la source d'ions et de l'efficacité d'ionisation de surface.

La quantité d'ions d'indium produits par ionisation de surface est supérieure à la quantité d'ions d'argent produits par ionisation laser. Cela signifie d'une part que des ions d'indium seront transportés jusqu'aux pièges. D'autre part, les temps de demi-vie des noyaux d'indium étant supérieurs au temps de demi-vie des noyaux d'argents (entre 280 ms et 3.2 s pour les isotopes d'indium), les ions d'indium arriveront en quantités supérieures dans les pièges.

Le pouvoir de résolution nécessaire pour discriminer les ions d'indium et les ions d'argent va de 5000 à 7000 pour la chaîne isotopique étudiée. L'ordre de grandeur du pouvoir de séparation dans le piège de préparation étant de l'ordre de  $10^5$ , d'après les premiers tests effectués avec MLLTRAP à Garching. Ces derniers devraient donc être séparés dans le piège de préparation.

Il n'est cependant pas exclu que des ions d'indium atteignent le piège de mesure. Il seront dans ce cas séparés à l'aide des excitations radiofréquence afin d'être projetés sur le détecteur à une position différente de celle des ions d'argent. La présence de ces contaminants aura cependant un impact sur les trajectoires des ions dans les pièges en raison notamment de la répulsion coulombienne [126]. Cela se traduira alors sur la figure de PI-ICR par une augmentation de la taille des taches.



# Chapitre 4

## Analyse des données des expériences de mesures de masses utilisant le PI-ICR, traitement des incertitudes

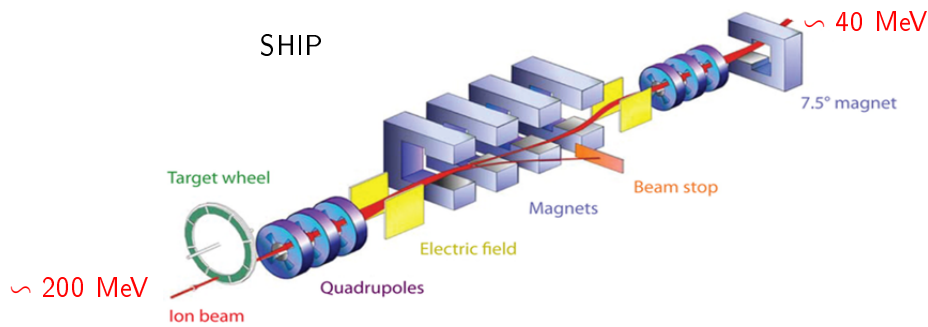
En raison du gain en performances par rapport au TOF-ICR, la méthode du PI-ICR est devenue la technique de choix pour les mesures de précisions sur des radionucléides. Elle a été implémentée sur plusieurs expériences utilisant des pièges de Penning telles que le spectromètre CPT à Argonne [127], JYFLTRAP à Jyväskylä en Finlande [128] ou encore ISOLTRAP au CERN [129, 45, 64]. Son développement récent a cependant pour conséquence un manque d'études sur le caractère des données issues de son application. Notamment, les incertitudes systématiques associées à l'application du PI-ICR sont encore à caractériser. Les données obtenues lors de mesures avec le PI-ICR sont sous la forme d'intensités détectées à chaque position sur le détecteur. Dans le cadre de la collaboration GSI-IN2P3 entre MLLTRAP et SHIPTRAP, il a été possible d'étudier la méthode PI-ICR avec des faisceaux radioactifs à travers l'analyse de données expérimentales obtenues en ligne avec l'expérience SHIPTRAP. Ces données expérimentales ont été acquises lors d'une campagne de mesures qui a eu lieu en 2021.

### 4.1 Expérience SHIPTRAP

L'expérience SHIPTRAP est située au GSI à Darmstadt en Allemagne. Elle utilise deux pièges de Penning cylindriques, identiques à ceux de MLLTRAP, disposés dans un aimant supraconducteur de 7 T. Les études de spectrométrie de masses pour la physique nucléaire à SHIPTRAP se focalisent depuis plus de quinze ans sur les noyaux super-lourds.

#### 4.1.1 Production des ions

Les ions du faisceau primaire sont accélérés à une énergie de 11.4 MeV/u par l'accélérateur linéaire du GSI, UNILAC (universal linear accelerator), et envoyés sur une cible en rotation pour créer des ions lourds et super-lourds par fusion-évaporation. Les ions sont ensuite séparés en vol par le séparateur SHIP et envoyés vers le hall expérimental de SHIPTRAP.



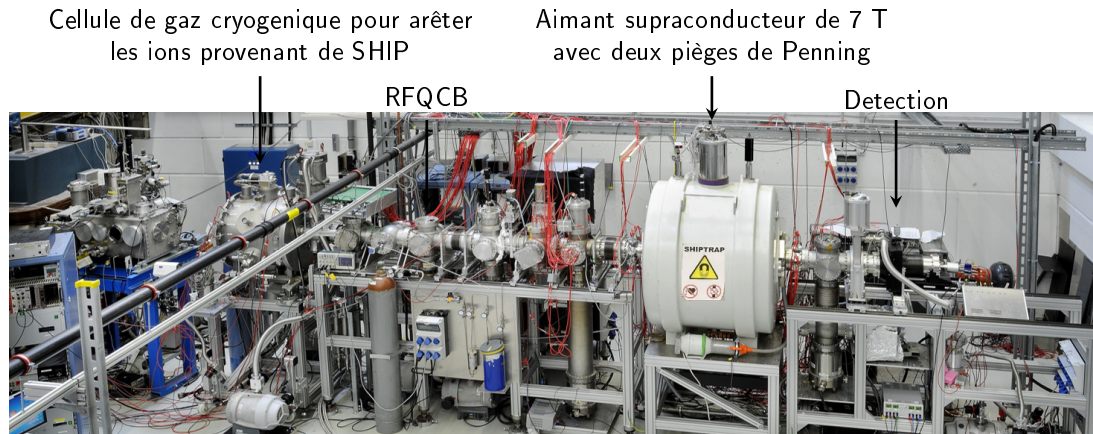
**Figure 4.1** – Spectromètre SHIP sélectionnant et guidant les ions produits par fusion-évaporation depuis la cible vers l'expérience SHIPTRAP.

#### 4.1.2 Dispositif expérimental

Les ions provenant du séparateur SHIP sont arrêtés à l'intérieur d'une cellule de gaz cryogénique après avoir traversé une fenêtre en titane. L'épaisseur de cette fenêtre est choisie de manière à ce que les ions perdent 90 % de leur énergie avant d'entrer dans la cellule de gaz. Cette dernière est remplie avec de l'hélium à une température de 40 K. Le gaz est envoyé dans la cellule à une pression correspondant à 50 mbar à température ambiante. La cellule de gaz est connectée à un refroidisseur cryogénique de type SUMITOMO RDK-400 (54 W à 40 K) à l'aide de fils de cuivre standards. Le gaz est purifié à l'aide d'un purificateur de type Monotorr S4-MT3. Afin d'augmenter l'efficacité de purification du gaz, ce dernier passe dans un tuyau en cuivre refroidi installé entre le refroidisseur cryogénique et la cellule de gaz. Les contaminants présents dans le gaz dont la température de condensation est supérieure à 40 K sont alors gelés à la surface du tuyau de cuivre avant d'atteindre la cellule de gaz. Les ions arrêtés dans la cellule de gaz cryogénique sont guidés par le flux de gaz et à l'aide de tensions DC les dirigeant vers la sortie de la cellule. Un champ radiofréquence est aussi appliqué afin d'augmenter l'efficacité d'extraction des ions de la cellule de gaz [96]. Les ions extraits sont ensuite refroidis et mis en paquets dans un RFQCB avant d'être injectés dans le spectromètre SHIPTRAP. Une étape de purification du gaz injecté dans le RFQCB est opérée en refroidissant la ligne de gaz le fournissant avec de l'azote liquide. La figure 4.2 montre la ligne de transfert entre SHIP et le spectromètre de masse avec les différents équipements utilisés pour préparer le faisceau.

Le spectromètre SHIPTRAP est constitué de deux pièges de Penning cylindriques dans un aimant supraconducteur de 7 T similaires à ceux de MLLTRAP. Les ions manipulés dans les pièges de Penning sont ensuite éjectés vers une galette à microcanaux à lignes à retard.

La température dans l'aimant est régulée en faisant circuler de l'air chauffé à température constante (25°) le long du tube à vide [81]. L'aimant est enfermé dans une cage en plexiglas afin de l'isoler de l'environnement de la salle dans laquelle il se trouve. La température du hall expérimental dans lequel est installé SHIPTRAP est sensible aux variations de la température extérieure au hall. La température dans la cage est régulée avec une climatisation. Les alimentations et commutateurs de SHIPTRAP sont installés dans une armoire climatisée afin de permettre leur refroidissement et donc stabiliser leur température.



**Figure 4.2** – Dispositif expérimental de l'expérience SHIPTRAP, ligne de transport du faisceau entre SHIP et les pièges de Penning et jusqu'au détecteur.

## 4.2 Protocole de prise des données

La connaissance de la manière dont sont prises les données est très importante lorsque l'on élabore un protocole d'analyse de données. Cela l'est d'autant plus lorsque l'on rencontre des cas où le schéma de prise de données n'est pas périodique car il sera nécessaire d'adapter l'analyse aux différents cas rencontrés. Les mesures prises lors des campagnes expérimentales sont une alternance de données prises sur un ion de référence et un ion d'intérêt.

Les schémas d'excitations appliqués à SHIPTRAP correspondent au modèle permettant la détermination directe de  $\nu_c$ , présentés en section 2.6.2. Les ions de référence sont traités en appliquant les deux motifs présentés en figure 2.15 à la suite lors d'un même cycle de piégeage. Un fichier de mesure contient donc les données pour les deux phases.

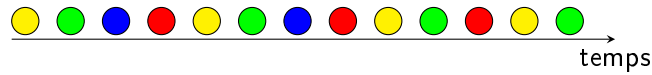
Les ions d'intérêt sont quant à eux analysés en appliquant un seul des deux motifs dans un cycle de piégeage. Les deux phases ne sont donc pas mesurées en même temps, contrairement à l'ion de référence. Le mouvement de l'ion oscillant dans un mouvement magnétron pur est peu sensible aux variations des conditions environnementales contrairement au mouvement cyclotron réduit. De plus, le fait que  $\nu_+ \gg \nu_-$  implique que les incertitudes sur la fréquence cyclotron vraie sont dominées par la mesure de la projection du mouvement cyclotron réduit. La phase associée à la projection du mouvement cyclotron réduit (conversion après accumulation) est donc mesurée plus régulièrement (figure 4.3) que la phase associée à la projection du mouvement magnétron (conversion avant accumulation).

Il a été mentionné, en section 2.3, la nécessité de mesurer régulièrement la fréquence cyclotron d'un ion de référence afin d'estimer le champ magnétique au moment de la mesure sur l'ion d'intérêt. Afin de l'estimer le plus précisément possible en raison des variations du champ magnétique, les mesures sur l'ion de référence sont toujours effectuées avant et après une mesure sur l'ion d'intérêt (figure 4.3).

Les centres sont mesurés indépendamment des phases. Si les champs électriques sont stables dans le temps il n'est pas nécessaire de les mesurer régulièrement et une mesure par jour est suffisante. Cependant, si les champs électriques sont instables, ce qui est le cas notamment si les alimentations et/ou les commutateurs ne sont pas stabilisés en température, il est préférable de mesurer le centre régulièrement. Dans le cas des données analysées et présentées ci-après, les centres ont été mesurés immédiatement avant et immédiatement après une mesure de la



phase associée à la projection du mouvement cyclotron de l'ion d'intérêt (figure 4.3).



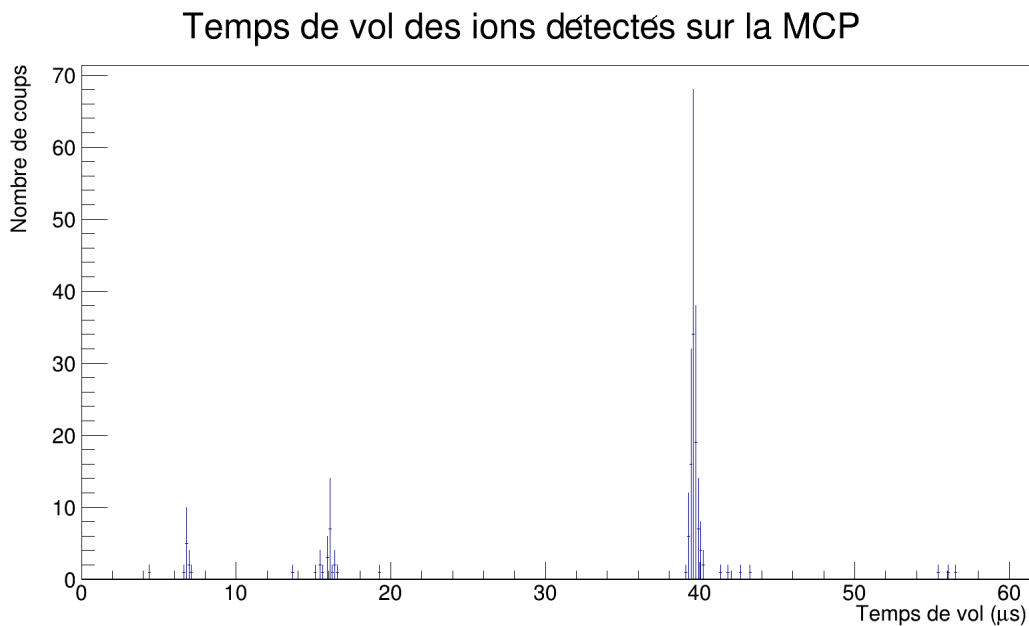
**Figure 4.3** – Exemple de schéma de prise de données lors de la campagne expérimentale de SHIPTRAP en 2021 ; les cercles jaunes représentent la mesure des phases  $\phi_1$  et  $\phi_2$  pour l'ion de référence, les cercles verts représentent l'acquisition du centre de la figure, les cercles bleus représentent la mesure de la phase  $\phi_1$  pour l'ion d'intérêt et les cercles rouges représentent la mesure de la phase  $\phi_2$  pour l'ion d'intérêt.

### 4.3 Analyse statistique des données brutes

Les données brutes obtenues à l'issue de mesures avec le PI-ICR consistent en un ensemble de positions mesurées sur une galette à microcanaux avec des lignes à retard. Les positions mesurées correspondent à l'ensemble des positions transverses des ions à l'issue des excitations appliquées dans le piège de mesure. La répartition des ions sur une figure de PI-ICR se fait sous la forme de taches gaussiennes dont la position moyenne dépend du type d'excitation appliquée, de la durée d'accumulation des ions après excitation et de la masse des ions considérés.

#### 4.3.1 Selection des données d'intérêt à partir des données brutes

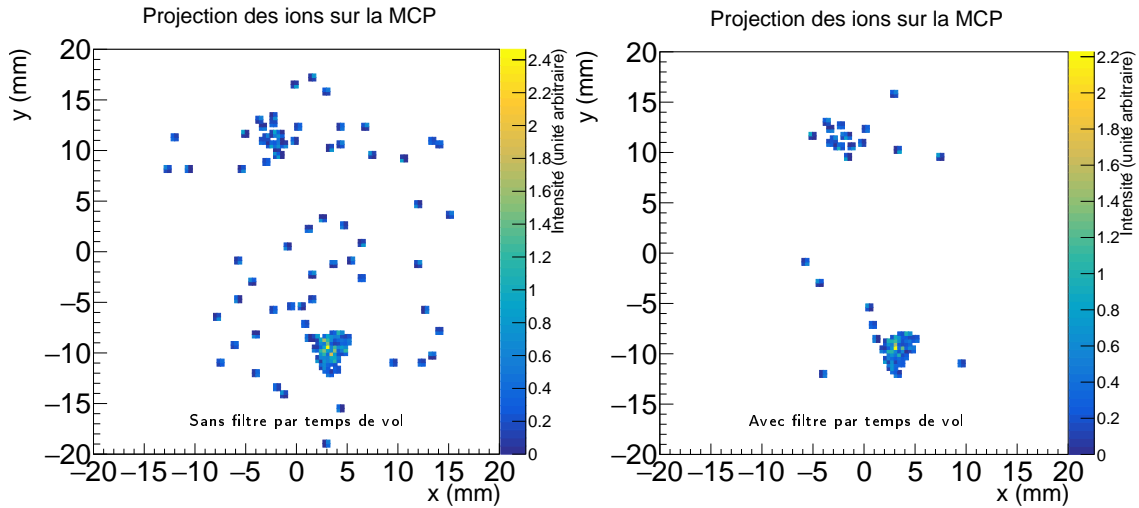
En plus de la position des ions sur la galette à microcanaux, le temps de vol des ions entre leur libération des pièges et leur détection est aussi mesuré. Un exemple de cette mesure est montré en figure 4.4.



**Figure 4.4** – Exemple de mesure temps de vol des ions détectés sur la MCP, le pic le plus intense autour de  $39 \mu s$  correspond aux ions d'intérêt.

Les contaminants n'entrent pas en résonance lors de l'application des pulses d'excitation et accumulent moins d'énergie que les ions d'intérêt. Leur temps de vol est donc en général

différent de celui des ions d'intérêt. Sur la figure 4.4, le temps de vol des ions d'intérêts est centré autour de  $39 \mu\text{s}$ , qui correspond aussi au pic le plus intense. L'ensemble des coups mesurés pour d'autres temps de vols correspond à des contaminants. En conséquence, en sélectionnant la fenêtre de temps de vol appropriée (celle autour de  $39 \mu\text{s}$  dans ce cas), on discrimine la majorité de contaminants (figure 4.5).



**Figure 4.5** – Exemple d'évolution de la figure de PI-ICR lorsque l'on sélectionne l'ion d'intérêt avec son temps de vol ; cette figure est obtenue pour des ions  $^{202}\text{At}^{2+}$  avec un temps d'accumulation de 240 ms et correspond au même fichier d'acquisition que le temps de vol montré en figure 4.4.

L'image de gauche de la figure 4.5 montre l'ensemble des ions présents dans le piège de mesure qui ont été détectés. Deux taches se distinguent tandis que d'autres ions ont été détectés à des positions aléatoires. En appliquant un filtre temporel sur le pic autour de  $39 \mu\text{s}$  observé sur la figure de temps de vol, la majeure partie du bruit de fond disparaît tel que le montre l'image de droite de la figure 4.5. Ce bruit de fond observé correspond soit à des contaminants isobariques (du polonium dans le cas de l'astate), soit à des ions créés par une source radioactive se trouvant dans la cellule de gaz et fournissant en continu des ions de plomb en quantité importante qui n'ont pu être filtrés dans le piège de préparation, soit à des ions d'intérêt dont la trajectoire a été déviée par des collisions avec d'autres ions ou du gaz qui s'est échappé du piège de préparation.

#### 4.3.2 Détermination de la fréquence cyclotron vraie $\nu_c$

Les positions des taches centrales ( $x_{cent} \pm u(x_{cent}), y_{cent} \pm u(y_{cent})$ ), issues du premier motif ( $x_1 \pm u(x_1), y_1 \pm u(y_1)$ ) et du deuxième motif d'excitations ( $x_2 \pm u(x_2), y_2 \pm u(y_2)$ ) sont déterminées à l'aide de régressions gaussiennes. Les coordonnées de chaque tache ( $\bar{x}_i \pm u(\bar{x}_i), \bar{y}_i \pm u(\bar{y}_i)$ ) par rapport au centre sont déterminées en soustrayant les coordonnées absolues de ce dernier aux coordonnées absolues des taches obtenues après excitations :

$$\begin{cases} \bar{x}_i = x_i - x_{cent} \\ \bar{y}_i = y_i - y_{cent} \end{cases} \quad (4.1)$$

$$\begin{cases} u(\bar{x}_i) = \sqrt{u(x_i)^2 + u(x_{cent})^2 + u(x_{cent})_{syst}^2} \\ u(\bar{y}_i) = \sqrt{u(y_i)^2 + u(y_{cent})^2 + u(y_{cent})_{syst}^2} \end{cases} . \quad (4.2)$$

Les incertitudes systématiques  $u(x_{cent})_{syst}$  et  $u(y_{cent})_{syst}$  représentent les incertitudes apportées par la dérive de la position du centre sur les images de PI-ICR. Elles sont décrites en section 4.4.1.

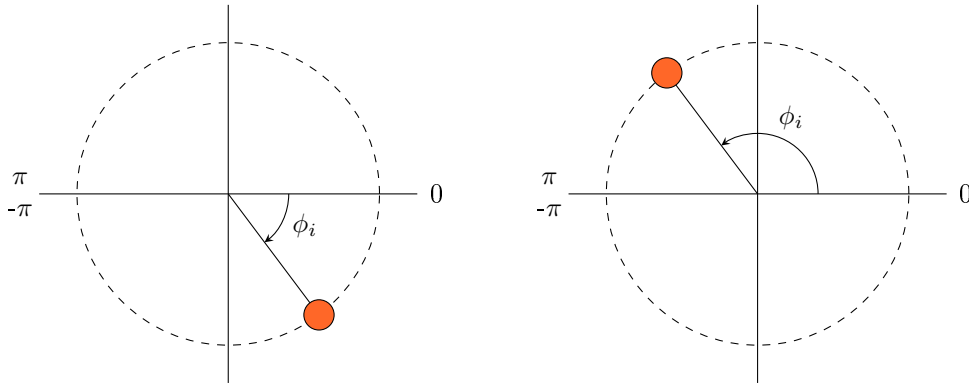
Les phases absolues  $\phi_1$  et  $\phi_2$  des taches sont déterminées à l'issue des deux motifs d'excitations à l'aide de la fonction arctangente à deux arguments atan2 :

$$\phi_i = \text{atan2}(\bar{y}_i, \bar{x}_i) = \begin{cases} \arctan(\frac{\bar{y}_i}{\bar{x}_i}) & \text{si } x > 0 \\ \arctan(\frac{\bar{y}_i}{\bar{x}_i}) + \pi & \text{si } x < 0, y \geq 0 \\ \arctan(\frac{\bar{y}_i}{\bar{x}_i}) - \pi & \text{si } x < 0, y < 0 \\ +\frac{\pi}{2} & \text{si } x = 0, y > 0 \\ -\frac{\pi}{2} & \text{si } x = 0, y < 0 \\ \text{indfini} & \text{si } x = 0, y = 0 \end{cases} . \quad (4.3)$$

Les incertitudes  $u(\phi_i)$  associées aux phases  $\phi_i$  s'écrivent alors :

$$u(\phi_i) = \frac{\sqrt{(\bar{x}_i u(\bar{y}_i))^2 + (\bar{y}_i u(\bar{x}_i))^2}}{\bar{x}_i^2 + \bar{y}_i^2} . \quad (4.4)$$

La figure 4.6 montre la projection des valeurs des phases  $\phi_1$  et  $\phi_2$  calculées avec la fonction atan2.



**Figure 4.6** – Projection des phases calculées avec la fonction atan2, entre  $-\pi$  et  $\pi$ , si la tache se trouve sur la partie inférieure du cercle, la phase absolue  $\phi_i$  associée sera négative tandis qu'elle sera positive si la tache se trouve dans la partie supérieure du cercle.

L'angle  $\varphi$  est alors calculé comme la différence entre les deux phases absolues :

$$\varphi = \phi_1 - \phi_2 \quad (4.5)$$

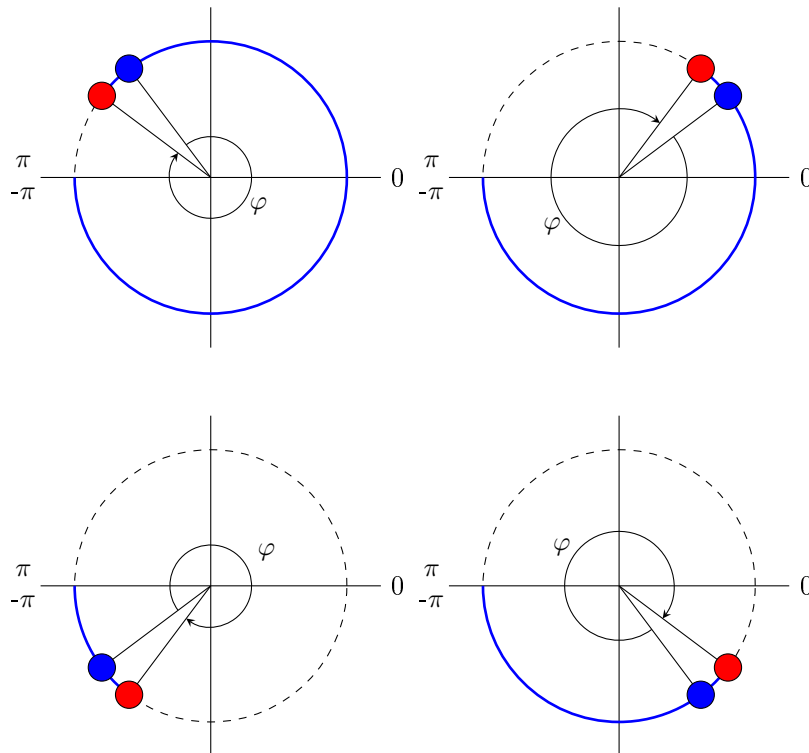
et les incertitudes associées sont obtenues de la façon suivante :

$$u(\varphi) = \sqrt{u(\phi_1)^2 + u(\phi_2)^2} \quad (4.6)$$

Les données de PI-ICR sont prises de manière à superposer les deux taches correspondant respectivement à  $\phi_1$  et  $\phi_2$ . Cela est fait de manière à minimiser les erreurs associées aux

éventuelles déformations du détecteur ou à un mauvais placement de celui-ci entraînant un angle entre le plan du détecteur et le plan transverse à l'axe des pièges.

La fonction  $\text{atan2}$  est définie telle que le résultat obtenu, d'après les coordonnées d'un point dans un repère orthonormé, est compris entre  $-\pi$  et  $+\pi$ . Dans le cas où des états excités sont présents dans le piège, il n'est pas possible de superposer les taches de tous les ions présents (pour la mesure de la phase  $\phi_2$ ) avec la tache correspondant à la mesure de la phase  $\phi_1$ . Les états excités ayant une masse plus élevée, donc une fréquence cyclotron plus faible, leur phase sera décalée dans le sens trigonométrique. Dans le cas où le chemin entre la tache correspondant à  $\phi_1$  et la tache correspondant à  $\phi_2$  passe par  $\pi$  sur le cercle trigonométrique (figure 4.7), il est nécessaire d'ajouter  $2\pi$  à  $\phi_2$  en raison de la fonction  $\text{atan2}$ .



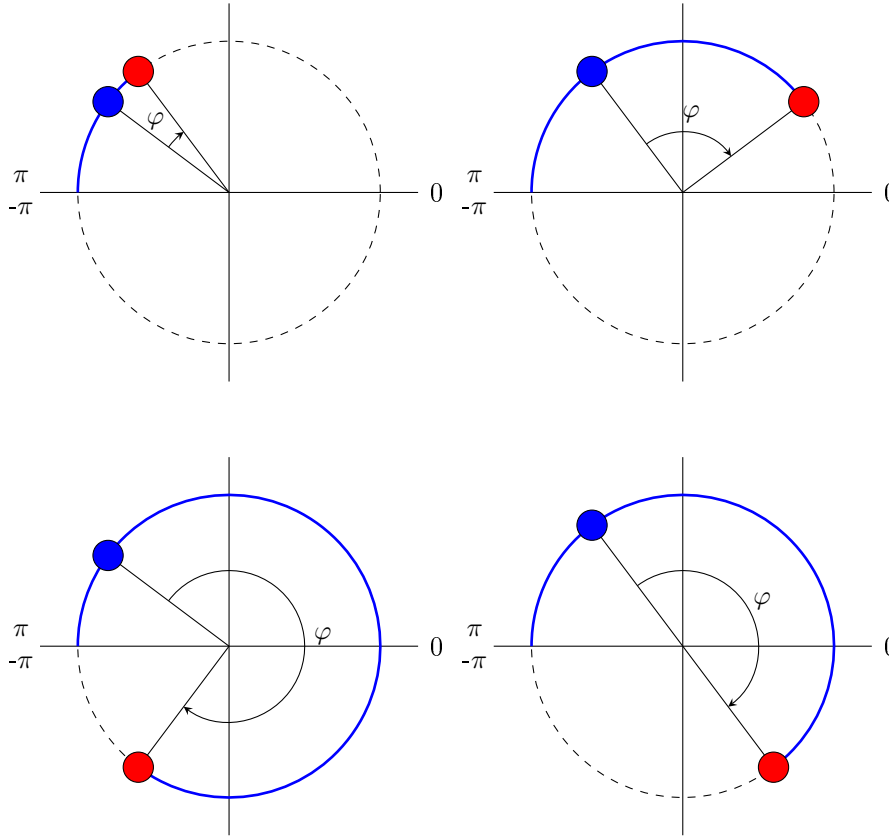
**Figure 4.7** – Configurations pour lesquelles il est nécessaire d'ajouter  $2\pi$  à  $\phi_2$  pour le calcul de la différence de phase  $\varphi$ ; les cercles rouges représentent les taches correspondant à la mesure de  $\phi_1$ , les cercles bleus représentent des taches correspondant à la mesure de  $\phi_2$  et les arcs de cercle bleus représentent l'ensemble des positions des cercles bleus pour lesquelles il est nécessaire d'ajouter  $2\pi$  à  $\phi_2$ ; lorsque l'on relie les cercles rouges avec les cercles bleus conformément à l'équation 4.5, on passe par  $\pi$  ce qui implique un saut de phase nécessitant de corriger  $\phi_2$ .

Dans tous les autres cas (montrés en figure 4.8), aucune action sur  $\phi_2$  n'est nécessaire.

La fréquence cyclotron est alors déterminée telle que :

$$\nu_c = \frac{(n + m) + \varphi/2\pi}{t_{acc}} \quad (4.7)$$

où  $n$  est le nombre de tours effectués par les ions dans le cas où leur mouvement cyclotron réduit est converti en mouvement magnétron immédiatement après l'excitation dipolaire,  $m$  est le nombre de tours effectués par les ions lorsqu'ils accumulent de la phase directement après



**Figure 4.8** – Configurations pour lesquelles le calcul de  $\varphi$  ne nécessite aucune modification sur  $\phi_2$  ; les cercles rouges représentent les taches correspondant à la mesure de  $\phi_1$ , les cercles bleus représentent les taches correspondant à la mesure de  $\phi_2$  et l'arc de cercle bleu représente l'ensemble des positions du cercle bleu pour lesquelles il ne faut pas modifier  $\phi_2$ , ces positions étant complémentaires aux positions présentées en figure 4.7 ; lorsque l'on relie les cercles rouges avec les cercles bleus conformément à l'équation 4.5, on ne passe pas par  $\pi$ .

l'excitation dipolaire et leur mouvement converti après accumulation,  $\varphi$  est l'angle entre la position des deux taches correspondantes (équation 2.24) et  $t_{acc}$  est le temps d'accumulation.

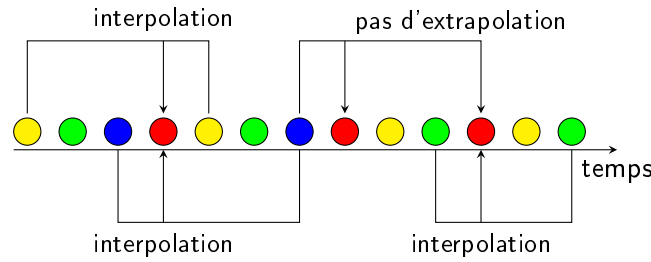
Les incertitudes statistiques sur la fréquence cyclotron associées sont définies par :

$$u(\nu_c) = \frac{u(\varphi)}{2\pi t_{acc}}. \quad (4.8)$$

Les nombres de révolution  $n$  et  $m$  ne contribuent pas aux incertitudes car ce sont des nombres entiers fixés et qui plus est, fixés préalablement. Le temps d'accumulation est appliqué à l'aide de générateurs de fréquences dont l'horloge est réglée à l'aide d'une horloge au rubidium fournissant un signal de 10MHz et dont l'instabilité en fréquence est inférieure à  $10^{-11}$ . Les incertitudes sur les temps d'accumulation sont donc négligeables au regard des incertitudes sur les mesures des fréquences cyclotron.

### 4.3.3 Calibration et interpolations

Le calcul de la masse des ions d'intérêt à partir de l'équation 2.19 nécessite que le champ magnétique soit identique lors de la mesure des fréquences  $\nu_{cref}$  et  $\nu_{cint}$ . Ce n'est cependant pas le cas en pratique car les mesures sur les ions de référence et sur les ions d'intérêt ne sont pas faites en même temps. De la même manière, les deux phases de l'ion d'intérêt ainsi que le centre ne sont pas mesurés en même temps tel qu'expliqué en section 4.3. Les variations temporelles de la phase  $\phi_1$  et de la fréquence cyclotron de l'ion de référence sont approximées à des variations linéaires aux échelles de temps considérées. On effectue alors des interpolations linéaires de ces dernières. Un exemple est schématisé en figure 4.9.



**Figure 4.9** – Différents cas pour lesquels on effectue une interpolation linéaire : les phases  $\phi_1$  pour l'ion d'intérêt, les centres et les fréquences cyclotrons pour l'ion de référence sont interpolées au moment de la mesure de la phase  $\phi_2$  pour l'ion d'intérêt ; les cercles jaunes représentent la mesure des phases  $\phi_1$  et  $\phi_2$  pour l'ion de référence, les cercles verts représentent l'acquisition du centre de la figure, les cercles bleus représentent la mesure de la phase  $\phi_1$  pour l'ion d'intérêt et les cercles rouges représentent la mesure de la phase  $\phi_2$  pour l'ion d'intérêt.

La tache mesurée lorsque les ions accumulent la phase  $\phi_2$  dans le mouvement cyclotron réduit (deuxième motif du second modèle décrit en section 2.6.2) est choisie comme référence temporelle car elle est plus sensible aux variations environnementales (en particulier aux variations de température auxquelles sont sensibles les générateurs de tensions et de fréquences). Les mesures sur le centre et les phases  $\phi_i$  pour l'ion de référence sont toujours prises avant et après la mesure de la phase  $\phi_2$ . Cependant, il arrive qu'il n'y ait aucune mesure de  $\phi_1$  avant ou après des mesures de  $\phi_2$  pour un temps d'accumulation donné. S'il n'y a aucune mesure de  $\phi_1$  avant une ou plusieurs mesures de  $\phi_2$ , la première phase  $\phi_1$  mesurée après est prise telle quelle pour calculer la fréquence cyclotron associée à chaque mesure de  $\phi_2$ . De la même manière, si aucune mesure de  $\phi_1$  n'est acquise après une ou plusieurs mesures de  $\phi_2$ , la dernière mesure de  $\phi_1$  est utilisée pour calculer la fréquence cyclotron associée à chaque phase  $\phi_2$  correspondante, tel que l'illustre la figure 4.9.

L'interpolation  $\bar{G}$  à un temps  $t_i$  d'une grandeur  $G$  mesurée à un temps  $t_{i-1}$  et à un temps  $t_{i+1}$  est obtenue à l'aide de l'équation suivante :

$$\bar{G}(t_i) = \frac{t_i - t_{i-1}}{t_{i+1} - t_{i-1}}(G(t_{i+1}) - G(t_{i-1})) + G(t_{i-1}). \quad (4.9)$$

Les incertitudes associées à la grandeurs  $\bar{G}$  sont définies par :

$$u(\bar{G}(t_i)) = \sqrt{\left(\frac{t_i - t_{i-1}}{t_{i+1} - t_{i-1}}u(G(t_{i+1}))\right)^2 + \left(\left(1 - \frac{t_i - t_{i-1}}{t_{i+1} - t_{i-1}}\right)u(G(t_{i-1}))\right)^2}. \quad (4.10)$$

#### 4.3.4 Calcul du rapport de fréquences cyclotron

Pour chaque mesure de la fréquence cyclotron de l'ion d'intérêt, la fréquence cyclotron de l'ion de référence est interpolée d'après l'équation 4.9 avec  $\bar{G}(t_i) = \bar{\nu}(t_i)$ . Le rapport de fréquences cyclotron est alors déterminé tel que :

$$r(t_i) \equiv \frac{\bar{\nu}_{c_{ref}}(t_i)}{\nu_{c_{int}}(t_i)}, \quad (4.11)$$

et les incertitudes associées telles que :

$$u(r(t_i)) = \sqrt{\left(\frac{u(\bar{\nu}_{c_{ref}}(t_i))}{\nu_{c_{int}}(t_i)}\right)^2 + \left(\frac{\bar{\nu}_{c_{ref}}(t_i)u(\nu_{c_{int}}(t_i))}{\nu_{c_{int}}(t_i)^2}\right)^2 + \xi_B^2 r(t_i)^2 + \xi_D^2 r(t_i)^2}. \quad (4.12)$$

$\xi_B$  représente les incertitudes générées par la dérive du champ magnétique et  $\xi_D$  représente les incertitudes systématiques provenant de déformations des images de phases (taches). L'ordre de grandeur de  $\xi_D$  est inférieur à  $10^{-10}$  ce qui est bien inférieur à l'ordre de grandeur des incertitudes statistiques ( $10^{-9}$ - $10^{-8}$ ) [130].

A partir de l'ensemble des rapports de fréquences obtenus pour un isotope  $^A X$ , la moyenne pondérée  $r(^A X)$  des rapports  $r(t_i)$  est calculée et l'évaluation des incertitudes statistiques est obtenue par la méthode de Birge, d'après l'équation 4.13 [131] :

$$r(^A X) = \frac{\sum_N w_i r(t_i)}{\sum_N w_i} \quad (4.13)$$

$$u_{int}(r(^A X)) = \sqrt{\frac{1}{\sum_N w_i}}. \quad (4.14)$$

$$u_{ext}(r(^A X)) = \sqrt{\frac{\sum_N w_i (r(t_i) - r(^A X))^2}{(N - 1) \sum_N w_i}}. \quad (4.15)$$

$w_i$  correspond au poids de chaque mesure de  $\nu_c$  tel que  $w_i = \frac{1}{u(r(t_i))^2}$ .  $u_{int}(r)$  correspond à l'erreur interne et  $u_{ext}(r)$  correspond à l'erreur externe sur le rapport moyenné.  $N$  est le nombre de rapports de fréquences mesurés pour un isotope.

Les incertitudes sur le rapport final sont alors calculées telles que :

$$u(r(^A X)) = \sqrt{u(r)_{int}^2 + u_{\Delta m}^2 + (u_{syst}(r)r)^2}. \quad (4.16)$$

Les incertitudes  $u_{\Delta m}$  correspondent aux incertitudes associées à la variation de la dérive des fréquences mesurées engendrée par le désalignement des champs pour des ions de masses différentes (section 4.4). Les incertitudes internes et externes sont comparées afin d'évaluer l'influence d'incertitudes systématiques inconnues, représentées par  $u_{syst}(r)$  dans l'équation 4.16 [132]. Pour cela, le rapport  $\frac{u_{ext}}{u_{int}}$ , appelé rapport de Birge, est calculé. Un rapport de Birge éloigné de 1 signifie que l'évaluation des incertitudes statistique n'est pas cohérente avec la répartition autour de la moyenne et donc que cette dernière n'est pas correcte.

Les rapports de fréquence déterminés de cette manière sont alors utilisés pour calculer la masse de l'isotope analysé tel que présenté dans l'équation 2.19 avec  $r(^A X) = \frac{\nu_{c_{ref}}}{\nu_{c_{int}}}$ .

## 4.4 Evaluation des incertitudes systématiques

Les incertitudes statistiques obtenues avec les équations 4.14 et 4.15 ne décrivent que les incertitudes associées à la taille et la dispersion des ions pour chaque tache. Afin de décrire les dérives physiques associées aux équipements et aux procédures de mesures, il est nécessaire d'étudier les différentes sources d'incertitudes systématiques. Pour les mesures dans les pièges de Penning, ces erreurs systématiques sont associées aux variations des champs électriques et magnétique et aux imperfections de ces derniers.

### 4.4.1 Variations et imperfections des champs électromagnétiques

Les variations des champs électriques sont causées par les variations des conditions environnementales auxquelles sont soumises les alimentations. De la même manière, ces dernières entraînent des variations du champ magnétique à l'intérieur de l'aimant. Ces variations sont minimisées en utilisant des systèmes de climatisation et de régulation en température mais ont cependant un impact sur les mesures.

En plus des variations dues aux conditions environnementales, le champ magnétique varie sur le long terme de manière non linéaire. La variation peut cependant être approximée, pour la durée d'une campagne de mesures, à une variation linéaire.

Enfin, l'alignement des champs électriques et magnétique (présenté en section 3.5) a aussi un impact sur la précision des mesures avec les pièges de Penning. Un défaut d'alignement des champs entraîne une dérive des fréquences cyclotron mesurées.

L'estimation des incertitudes associées aux champs électromagnétiques est détaillée ci-après.

#### Dérive du champ magnétique

La détermination de la dérive du champ magnétique est faite en mesurant à intervalles réguliers la fréquence cyclotron d'un ion de masse connue avec une grande précision pendant plusieurs heures voire plusieurs jours. Aux données de mesures est appliquée une régression linéaire approximant l'évolution des fréquences cyclotron. A partir des données brutes et de la régression linéaire, on calcule l'écart type :

$$\sigma((B - B_{lin})/B)(\Delta T) = \sigma((\nu - \nu_{lin})/\nu)(\Delta T) = \sqrt{\frac{\sum_N (r_i - \bar{r})^2}{N - 1}} \quad (4.17)$$

$N$  étant la quantité de rapports  $r_i$  mesurés et  $\Delta T$  représente l'intervalle de temps entre la mesure  $i - 1$  et la mesure  $i + 1$ . Le rapport  $r_i$  correspond à l'écart relatif entre la fréquence mesurée  $\nu_i$  et la fréquence calculée grâce à la régression linéaire des mesures. Il est alors défini par :

$$r_i \equiv \frac{\nu_i - \nu_{lin}}{\nu_i} = \frac{\nu_i - \frac{t_i - t_{i-1}}{t_{i+1} - t_{i-1}} \times (\nu_{i+1} - \nu_{i-1}) + \nu_{i-1}}{\nu_i} \quad (4.18)$$

où  $\nu_{lin}$  est la variation linéaire de la fréquence cyclotron (obtenue par regression) et  $\nu_i$  est la  $i^{me}$  fréquence cyclotron mesurée. La valeur moyenne des rapports  $\bar{r}$  est calculée d'après :

$$\bar{r} = \frac{\sum_N \frac{r_i}{u(r_i)^2}}{\sum_N \frac{1}{u(r_i)^2}} \quad (4.19)$$

Les incertitudes associées aux rapports  $r_i$  sont définies par :

$$u(r_i) = \sqrt{\left(\frac{\partial r_i}{\partial \nu_i} u(\nu_i)\right)^2 + \left(\frac{\partial r_i}{\partial \nu_m} u(\nu_m)\right)^2 + \left(\frac{\partial r_i}{\partial \nu_n} u(\nu_n)\right)^2} \quad (4.20)$$



L'évolution de l'écart-type  $\sigma((B - B_{lin})/B)(\Delta T)$  est approximée à une évolution linéaire et son facteur de proportionnalité donne l'évolution temporelle du champ magnétique  $\delta B$ . En multipliant  $\delta B$  avec l'intervalle de temps entre deux mesures  $\Delta T$ , on obtient les incertitudes systématiques associées à la dévire du champ magnétique  $\xi_B$  :

$$\xi_B \equiv \Delta T \times \delta B. \quad (4.21)$$

Ce terme est ajouté (quadratiquement) aux incertitudes sur chaque rapport de fréquence calculé (chaque mesure individuelle de fréquence cyclotron) tel que présenté dans l'équation 4.12.

Nécessitant des mesures à intervalles réguliers avec un ion de masse connue précisément et sur une période de plusieurs jours, il est aisé de faire cette mesure en dehors d'une campagne expérimentale. De plus, il s'agit d'une propriété de l'aimant qui varie très peu si l'aimant de subit pas d'importantes perturbations (un quench par exemple).

### Alignement entre les champs électriques et magnétique

Dans le cas idéal, les électrodes d'un piège de Penning sont disposées de manière à être alignées selon le même axe de symétrie (circulaire). Cet axe coïncide avec les lignes de champ magnétique dans la zone où le champ est homogène, au centre de l'aimant.

Cependant, un piège réel est construit avec une certaine tolérance et l'ensemble des électrodes peuvent montrer des imperfections, à la fois dans leur forme et dans leur disposition les unes par rapport aux autres. Ces imperfections entraînent une distorsion incompréhensible du potentiel harmonique que l'on décrit par un terme  $\epsilon$ .

De plus, l'alignement du champ magnétique avec l'axe de symétrie des pièges ne peut être parfait. Il peut cependant être approché au maximum par des méthodes d'alignement comme celle expliquée en section 3.5. Le champ magnétique est alors décrit dans un repère orthonormé tel que l'axe du piège coïncide avec l'axe  $z$  :

$$\begin{cases} B_x = B \sin(\theta) \cos(\phi) \\ B_y = B \sin(\theta) \sin(\phi) \\ B_z = B \cos(\theta) \end{cases} \quad (4.22)$$

Le désalignement du champ avec l'axe des pièges, représenté par les angles  $\theta$  et  $\phi$ , entraîne aussi des décalages des mesures de fréquences cyclotron.

Ces décalages, causés par les imperfections des pièges et le désalignement des champs a été décrit par G. Gabrielse dans [122]. On représente ces derniers par le terme  $\Delta\bar{\omega}_c(\theta, \phi, \epsilon)$ . La pulsation cyclotron mesurée dans un piège de Penning réel  $\bar{\omega}(\theta, \phi, \epsilon)$  est alors décrite par :

$$\bar{\omega}(\theta, \phi, \epsilon) = \omega_c + \Delta\bar{\omega}_c(\theta, \phi, \epsilon). \quad (4.23)$$

A partir du théorème d'invariance de Brown-Gabrielse, G. Gabrielse détermine le terme  $\Delta\bar{\omega}_c(\theta, \phi, \epsilon)$  en l'approximant à :

$$\Delta\bar{\omega}_c(\theta, \phi, \epsilon) \approx \bar{\omega}_-(\theta, \phi, \epsilon) \left( \frac{9}{4}\theta^2 - \frac{1}{2}\epsilon^2 \right) \quad (4.24)$$

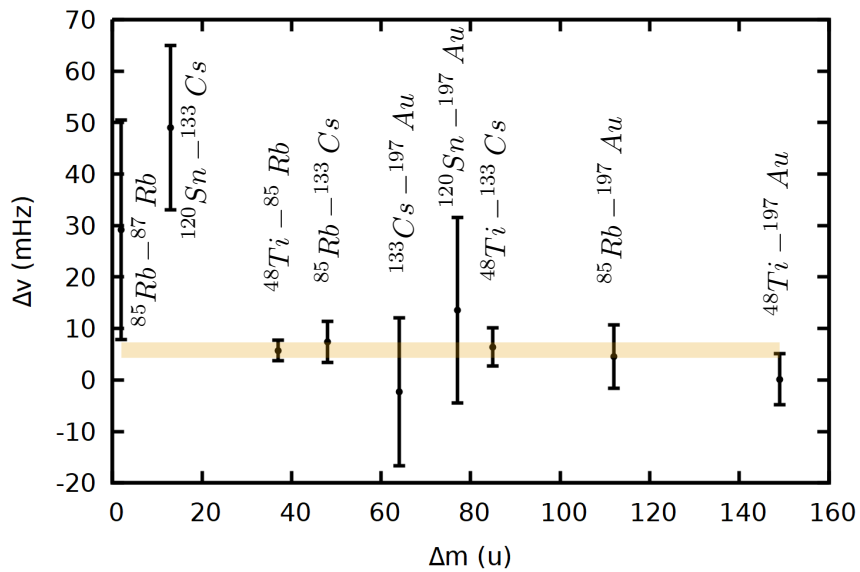
L'angle mesuré lors de l'alignement des champs pour MLLTRAP (section 3.5) correspond à l'angle  $\theta$  présenté ici. Les incertitudes systématiques associées au désalignement des champs peuvent aussi être estimées en mesurant directement le décalage entre des rapports expérimentaux et les rapports attendus (d'après les valeurs de masses de la littérature) pour différents

écarts en masses. C'est de cette manière qu'elles sont estimées pour l'expérience SHIPTRAP. Pour l'expérience MLLTRAP, ce type d'estimation pourra aussi être effectué et comparé au résultat obtenu avec l'équation 4.24.

En première approximation, cette dérive est indépendante de la masse et permet de réécrire le rapport des fréquences cyclotrons de la manière suivante :

$$r = \frac{\omega_c^{ref} + \Delta\bar{\omega}_c}{\omega_c^{int} + \Delta\bar{\omega}_c} \quad (4.25)$$

La valeur de  $\Delta\bar{\nu}_c$  est déterminée expérimentalement en mesurant le rapport en masses de plusieurs couples d'ions.  $\Delta\bar{\nu}_c$  est alors tracé en fonction de la différence de masse entre les deux ions tel que montré en figure 4.10.



**Figure 4.10** – Influence de la différence de masse entre l'ion de référence et l'ion d'intérêt sur la détermination du rapport charge/masse récemment mesurée à SHIPTRAP.

Le décalage en fréquences est alors déterminé comme la moyenne pondérée de l'ensemble des décalages mesurés.

Par un développement limité du rapport  $\frac{m_{int}}{m_{ref}} = \frac{q_{int}(\nu_{c_{ref}} + \Delta\bar{\nu}_c)}{q_{ref}(\nu_{c_{int}} + \Delta\bar{\nu}_c)}$ , le rapport de masses pondéré du décalage en fréquence est estimé :

$$r = \frac{m_{int}}{m_{ext}} = \frac{q_{int}}{q_{ref}} \left( \frac{\nu_{c_{ref}}}{\nu_{c_{int}}} + \frac{\nu_{c_{int}} - \nu_{c_{ref}}}{\nu_{c_{int}}^2} \Delta\bar{\nu}_c \right) \quad (4.26)$$

et les incertitudes associées sont ajoutées quadratiquement aux incertitudes sur le rapport final (équation 4.16) :

$$u_{\Delta m} = \frac{q_{int}}{q_{ref}} \frac{\nu_{c_{int}} - \nu_{c_{ref}}}{\nu_{c_{int}}^2} u_{\Delta\bar{\nu}_c} \quad (4.27)$$

C'est de cette manière que seront estimées les incertitudes définitives liées à la différence de masse entre l'ion d'intérêt et l'ion de référence pour la campagne expérimentale de SHIPTRAP en 2021. Les mesures associées sont cependant encore en cours à SHIPTRAP. La valeur  $u_{\Delta m}$

qui est présentement utilisée pour les mesures expérimentales présentées en section 5.1 a été estimée par une autre formule, en utilisant la même méthode de mesure.

Cette autre formule a été utilisée pour la campagne expérimentale de 2018 à SHIPTRAP et est présentée dans la thèse d'O. Kaleja [133] :

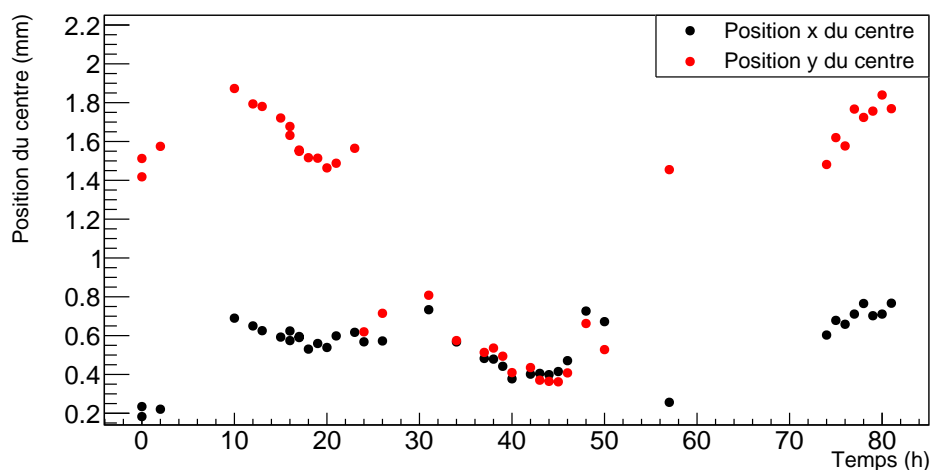
$$u_{\Delta m} = \left( \Delta \frac{m}{q} \right) \delta_M r. \quad (4.28)$$

$\Delta \frac{m}{q}$  représente la différence entre les rapports  $m/q$  entre la masse et la charge des ions d'intérêt et de référence.  $\delta_M$  est la variation de la différence  $r_{exp} - r_{lit}$  entre les rapports de masses  $r_{lit}$  calculés avec les données de la littérature et les rapports de fréquences mesurées  $r_{exp}$ , par rapport à la différence  $\Delta \frac{m}{q}$ .

### Dérive de la position du centre

Durant les campagnes expérimentales à SHIPTRAP, il a été constaté que l'emplacement du centre avait changé plusieurs fois. Un exemple est montré en figure 4.11. On constate sur la figure 4.11 que la position verticale du centre a changé (d'environ 1 mm) autour de 25 heures et est revenue autour de la première valeur après 55 heures. Ces changements pourraient être dû à une variation soudaine de la pression ou alors de potentiels (générateurs de fréquences, alimentations DC ou commutateurs) dans le piège de préparation. Aucun suivi n'a cependant été fait des pressions dans les pièges ainsi que des potentiels appliqués lors des mesures. La manière dont sont acquises les données (problème logiciel ou de câblage par exemple) peut aussi impacter la position à laquelle est détecté un ion. On remarque aussi des variations sur quelques mm de la position des centres. Pour le moment, aucune explication ni aucune solution n'ont été trouvées à ce phénomène qui est encore en cours d'investigation. Il est alors nécessaire de le prendre en considération dans l'étude des incertitudes systématiques.

Cette dérive du centre est caractérisée en calculant l'écart-type de la position du centre pour l'ensemble des centres pris en considération dans la détermination d'un rapport de fréquence. Pour un groupe de données, pour un temps d'accumulation donné, l'écart-type sur les positions en x et en y du centre est calculé. Il est ensuite ajouté (quadratiquement) aux incertitudes sur la distance entre les taches obtenues après excitation et le centre tel que le montre l'équation 4.2.



**Figure 4.11** – Dérive du centre pendant une semaine de prise de données à SHIPTRAP lors de la campagne expérimentale de 2021.

# Chapitre 5

## Campagne expérimentale avec SHIPTRAP au GSI utilisant la méthode PI-ICR

Dans le cadre de la collaboration GSI-IN2P3, une collaboration entre SHIPTRAP et MLLTRAP a été mise en place. Cet échange entre les deux expériences permet de partager les développements et améliorer les méthodes et dispositifs expérimentaux. Le développement et les tests du nouveau système de contrôle commande ou encore le développement d'un code d'analyse de données pour les expériences de PI-ICR font partie des développements permis par cette collaboration. L'analyse de données introduite dans le chapitre 4 a été faite dans le cadre d'un échange avec l'expérience SHIPTRAP. Les deux dispositifs expérimentaux de MLLTRAP et SHIPTRAP sont similaires, utilisant chacun un RFQCB pour la préparation des paquets d'ions et deux pièges de Penning cylindriques, de géométrie identique. Le RFQCB de SHIPTRAP est cependant utilisé à la masse contrairement à celui de MLLTRAP car le faisceau d'ions à quelques keV est créé avec la cellule de gaz cryogénique disposée en amont du RFQCB. Comme nous l'avons vu en section 3.7, la technique de mesure du PI-ICR, actuellement utilisée sur l'expérience SHIPTRAP est aussi en cours d'implémentation à MLLTRAP. L'analyse des données de SHIPTRAP permettra alors d'apporter des améliorations au développement pour le système de contrôle et commande de MLLTRAP.

Après avoir introduit la campagne expérimentale de 2021 au GSI, nous verrons ici le développement de l'analyse pour un temps d'accumulation donné pour un isotope, l'astate 201. Enfin, les résultats obtenus à l'issue de la première analyse des données sur le bismuth, l'astate et le francium seront présentés.

### 5.1 Production des ions lors de la campagne

La campagne de mesures à SHIPTRAP en 2021 a porté sur des mesures de masses d'isotopes super-lourds de  $^{257}\text{Rf}$  et  $^{258}\text{Db}$ . Des mesures sur des noyaux lourds, de nombre de masse avoisinant  $A = 200$ , ont aussi été effectuées lors de cette campagne. Ces dernières ont été obtenues en exploitant un faisceau parasite lors de la mise en route des campagnes expérimentales. L'intensité du faisceau parasite vaut  $1/10^{me}$  de l'intensité du faisceau normal. Les mesures obtenues avec le faisceau parasite ont permis de calibrer l'ensemble du dispositif expérimental de SHIPTRAP, notamment pour discriminer les contaminants. Elles ont aussi permis de vérifier son bon fonctionnement lors de la campagne, en analysant les données associées.

### 5.1.1 Faisceau pour les expériences avec SHIPTRAP

Les faisceaux d'ions exploités durant la campagne expérimentale de SHIPTRAP en 2021 ont été créés à partir de faisceaux primaires de  $^{48}\text{Ca}$  et de  $^{50}\text{Ti}$ . Le faisceau de calcium a été exploité uniquement de manière parasite pour les réglages des équipements. Le faisceau de titane a été quant à lui exploité à la fois de manière parasite et pour la campagne sur les super-lourds.

En plus d'affiner les réglages des équipements et vérifier leur bon fonctionnement, les ions produits lors de la campagne de faisceau parasite ont permis d'étudier des ions d'intérêt pour l'étude de la structure nucléaire. Parmi eux se trouvent les isotopes des chaînes de décroissance  $\alpha$   $^{204,205,206}\text{Fr}$  –  $^{200,201,202}\text{At}$  –  $^{196,198}\text{Bi}$ . Les masses des états fondamentaux de ces isotopes ont déjà été mesurées avec une précision inférieure à 30 keV [11]. Cependant, les énergies des états excités ne sont pas toutes connues. C'est le cas des trois isotopes  $^{198}\text{Bi}$ ,  $^{202}\text{At}$  et  $^{206}\text{Fr}$ , présentés en section 1.2.1. Ces isotopes ont été analysés avec la méthode du PI-ICR et les résultats sont présentés en section 5.2.2.

### 5.1.2 Production des isotopes de francium, astate et bismuth

Pour produire les isotopes précédemment mentionnés, les faisceaux primaires de calcium et de titane ont été envoyés sur des cibles en rotation dans SHIP. Les isotopes de bismuth ont été produits lors de l'interaction du faisceau de calcium avec une cible de  $^{153}\text{EuF}_3$ . Les isotopes d'astate sont obtenus en faisant collisionner les ions du faisceau primaire de calcium avec une cible de  $^{159}\text{TbF}_3$ . Enfin, les isotopes de francium ont été produits à l'aide du faisceau primaire de titane interagissant dans une cible de  $^{159}\text{TbF}_3$ .

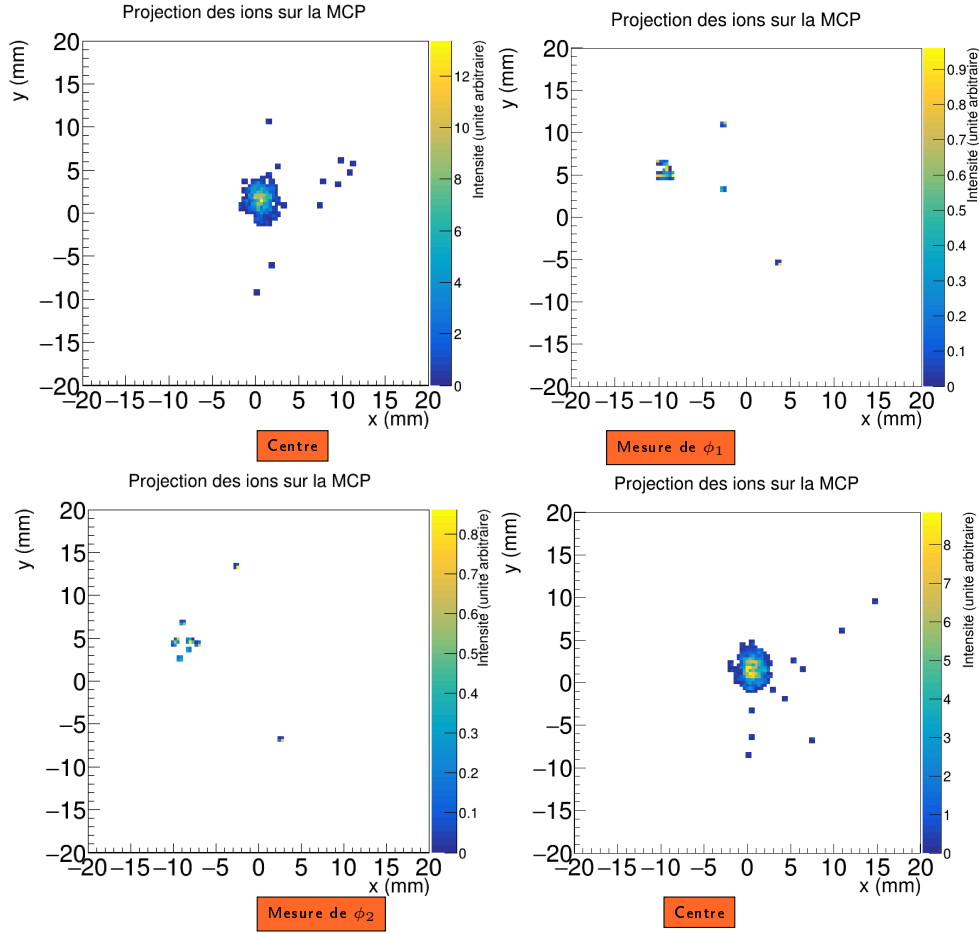
## 5.2 Analyse des isotopes et résultats expérimentaux

Les données associées aux 8 isotopes étudiés ont été analysées par la méthodologie présentée dans le chapitre précédent. Nous allons ici suivre en détail la détermination d'un rapport de fréquences pour l'un de ces isotopes, l'astate 201, afin de mieux appréhender l'impact de chacune des étapes.

### 5.2.1 Analyse détaillée des données de PI-ICR, exemple de l'astate 201

La figure 5.1 montre les figures de PI-ICR obtenues pour une mesure de fréquence cyclotron de l'astate 201 pour un temps d'accumulation de 488.435928 ms (par la suite, on dira 500 ms pour désigner le jeu de données pris avec ce temps d'accumulation). Rappelons que chaque phase est mesurée avec un motif d'excitations différent. Les phases  $\phi_1$  sont acquises en convertissant les mouvements propres des ions avant accumulation de phase. Les phases  $\phi_2$  sont acquises en convertissant les mouvements propres après accumulation de phase. Enfin, le centre est obtenu sans excitation dans le piège de mesure. La tache centrale est obtenue à l'aide de l'ion de référence, le rubidium 87 pour l'ensemble des isotopes présentés.

La position de chaque tache (dont les coordonnées sont données en mm) est mesurée grâce à une régression gaussienne obtenue à l'aide d'un programme d'analyse sous Labview<sup>®</sup>, à partir des données du détecteur extraites dans un fichier au format .bin. La position du centre mesurée avant et après la mesure de  $\phi_2$  est respectivement  $(0.679 \pm 0.054, 1.620 \pm 0.069)$  et  $(0.659 \pm 0.057, 1.577 \pm 0.080)$ . La position du centre à l'instant de la mesure de  $\phi_2$  est approximée à l'aide d'une interpolation linéaire (équation 4.9) entre les coordonnées de ces deux positions. De la même façon, une interpolation des centres est faite pour la mesure de la phase  $\phi_1$ . Dans



**Figure 5.1** – Figures de PI-ICR pour la mesure des phases de l’ion d’intérêt avec les deux centres utilisés pour l’interpolation.

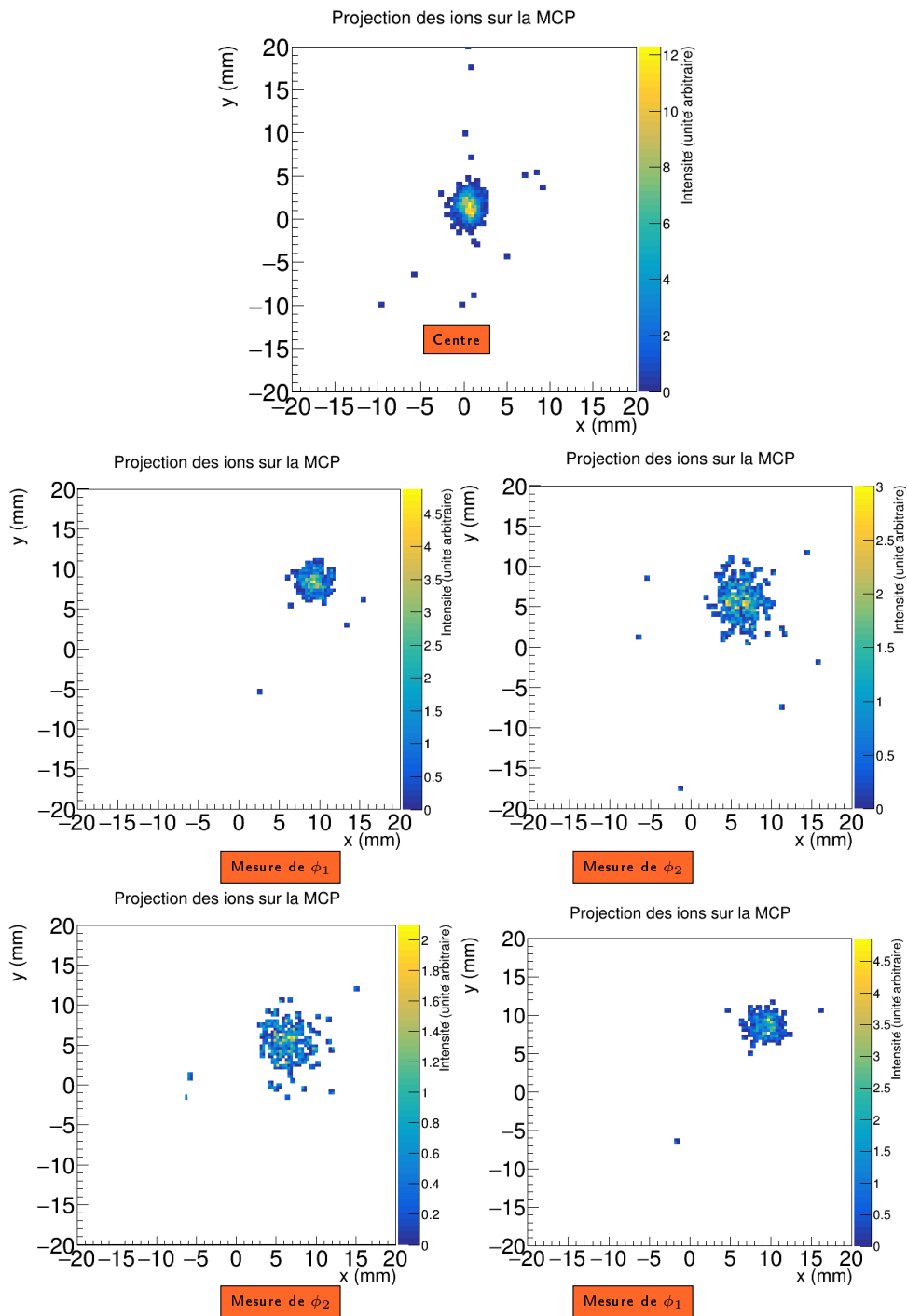
le cas de l’astate 201 avec un temps d’accumulation de 500 ms, une seule figure de PI-ICR a été acquise pour la mesure de  $\phi_1$ . Par conséquent, aucune interpolation de  $\phi_1$  à l’instant de la mesure de  $\phi_2$  n’est faite.

Les coordonnées des taches correspondant à la mesure de  $\phi_1$  et à la mesure de  $\phi_2$  sont respectivement  $(-9.605 \pm 0.154)$  et  $(-8.560 \pm 0.433, 4.483 \pm 0.314)$  si bien que  $\phi_1 = 2.7854 \pm 0.0175$  rad et  $\phi_2 = 2.8376 \pm 0.0345$  rad. L’angle  $\varphi$  défini par ces trois positions est alors égal à  $-0.0522 \pm 0.0387$  rad.

A partir de l’équation 4.7 et avec  $n + m = 522200$ , la fréquence cyclotron calculée pour cette figure de PI-ICR est égale à  $1069126.9044 \pm 0.0126$  Hz.

De la même manière, la fréquence cyclotron de l’ion de référence est mesurée avant et après la mesure sur l’ion d’intérêt (figure 5.2). Pour chacune des deux mesures, les centres acquis avant et après la mesure des phases sont utilisés pour interpoler linéairement la position du centre à l’instant de la mesure.

Les deux phases  $\phi_1$  et  $\phi_2$  associées à la référence sont mesurées en même temps. Les coordonnées des taches associées aux mesures de  $\phi_1$  et  $\phi_2$  sont respectivement  $(9.388 \pm 0.058, 8.633 \pm 0.061)$  et  $(6.252 \pm 0.085, 5.853 \pm 0.091)$  pour la mesure précédant et  $(9.535 \pm 0.065, 8.633 \pm 0.064)$  et  $(6.483 \pm 0.103, 5.468 \pm 0.106)$  pour la mesure suivant la mesure



**Figure 5.2** – Figures de PI-ICR pour la mesure des phases de l’ion de référence avec le premier centre utilisé pour l’interpolation, les deux suivants étant montrés en figure 5.1.

sur l’ion d’intérêt. Les centres utilisés pour ces deux mesures sur l’ion de référence ont été respectivement acquis avant la première mesure (figure 5.2), entre les deux mesures et après la deuxième mesure (figure 5.1). Ces deux derniers centres sont ceux utilisés pour l’ion d’intérêt et leur coordonnées sont celles précédemment données. Les coordonnées du premier centre (figure

5.2) sont  $(0.603 \pm 0.072, 1.482 \pm 0.090)$ . Les phases ainsi que la fréquence cyclotron de l'ion de référence mesurées avant la mesure sur l'ion d'intérêt sont  $\phi_1 = 0.8924 \pm 0.0093$  rad,  $\phi_2 = 0.9205 \pm 0.0156$  rad et  $\nu_{c_{ref}} = 1236246.3430 \pm 0.0022$  Hz. Les phases ainsi que la fréquence cyclotron de l'ion de référence mesurées après la mesure sur l'ion d'intérêt sont  $\phi_1 = 0.8994 \pm 0.0103$  rad,  $\phi_2 = 0.9822 \pm 0.0174$  rad et  $\nu_{c_{ref}} = 1236246.3507 \pm 0.0025$  Hz. On a dans ces deux cas  $(n + m) = 1\ 593\ 200$ .

A partir de ces deux mesures, la fréquence cyclotron de l'ion de référence est interpolée linéairement au moment de la mesure de la fréquence cyclotron de l'ion d'intérêt telle que  $\bar{\nu}_{c_{ref}} = 1236246.3495 \pm 0.0021$  Hz.

Le rapport des fréquences  $\frac{\nu_c(^{87}Rb^+)}{\nu_c(^{201}At^{2+})}$  est alors égal à  $1.1563139459 \pm 0.0000000142$ .

Le tableau 5.1 montre l'ensemble des rapports de fréquences calculés à partir des différentes figures de PI-ICR obtenues pour l'astate 201.

Temps d'accumulation (ms)	Rapport de fréquences
150	$1.1563139459 \pm 0.0000000142$
150	$1.1563139459 \pm 0.0000000142$
150	$1.1563139358 \pm 0.0000000308$
150	$1.1563138922 \pm 0.0000000405$
500	$1.1563139459 \pm 0.0000000142$
500	$1.1563139545 \pm 0.0000000163$
500	$1.1563139263 \pm 0.0000000107$
1200	$1.1563139360 \pm 0.0000000085$
1200	$1.1563139317 \pm 0.0000000110$
1200	$1.1563139366 \pm 0.0000000085$

**Table 5.1** – Ensemble des rapports de fréquences calculés à partir des figures de PI-ICR pour l'astate 201.

Le rapport de fréquence  $\frac{\nu_{c_{ref}}}{\nu_{c_{int}}}$  est alors déterminé pour l'isotope à partir de l'équation 4.13 et vaut  $1.1563139349 \pm 0.0000000066$ . La masse est ensuite calculée à partir de la masse de l'ion de référence (ici l'ion  $^{87}Rb^+$ ) à l'aide de l'équation 2.19 avec  $n_{int} = 2$  et  $n_{ref} = 1$ . La masse de l'astate 201 mesurée à SHIPTRAP est alors  $200988422 \pm 2 \mu\text{u}$  soit  $187219531 \pm 2$  keV.

### 5.2.2 Confrontation des résultats de mesure avec la littérature

Parmi les trois isotopes  $^{206}Fr$ ,  $^{202}At$  et  $^{198}Bi$ , seule la masse du bismuth a déjà été mesurée directement [49]. Lors de ces mesures deux isomères ont été observés et ils avaient été désignés comme étant le fondamental et le deuxième état excité. D'après ces mesures, la différence d'énergie entre les deux états serait de 532 keV.

Un programme en C++/root a été développé afin d'analyser les données acquises lors des mesures à SHIPTRAP. Ce programme analyse l'ensemble des données qu'il lit de manière identique d'un jeu de données à l'autre en prenant en considération les différents cas présentés dans le chapitre 4.

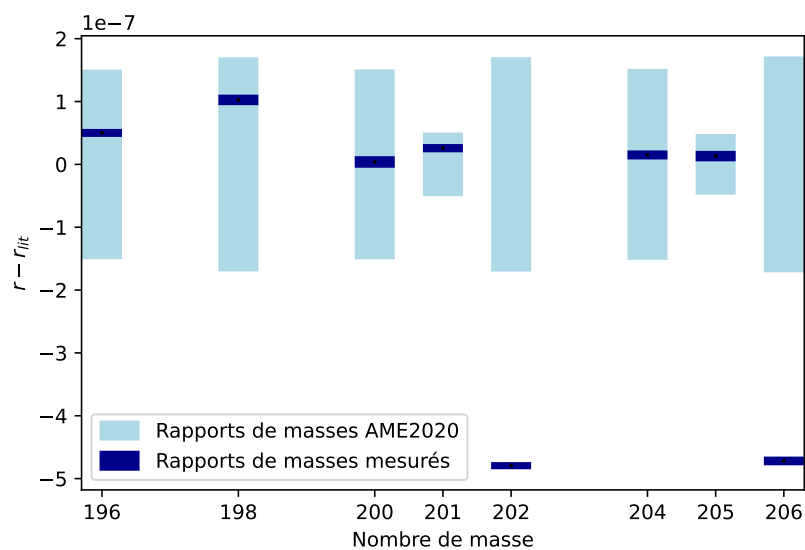
Les rapports de fréquences cyclotron mesurés ont été utilisés pour calculer les masses atomiques des différents isotopes analysés telles que :

$$M_{int} = \frac{\nu_{c_{ref}} n_{int}}{\nu_{c_{int}} n_{ref}} (M_{ref} - n_{ref} m_e) + n_{int} m_e \quad (5.1)$$



L'ion de référence pour l'intégralité des mesures sur les isotopes de bismuth, astate et francium est le  $^{87}\text{Rb}^+$ . Sa masse est calculée à partir de la masse atomique évaluée par l'AME2020 [17].

Les données de l'AME2020 ont aussi permis de calculer pour chacun des isotopes les rapports de fréquences attendus. Des détails sur l'analyse de chaque isotope sont donnés en annexe B. Les valeurs expérimentales ont été comparées à ces derniers tel que montré en figure 5.3. Les incertitudes données avec les mesures présentées ci-après ne sont cependant pas les incertitudes définitives car les incertitudes sur la dérive du champ magnétique et sur la différences de rapport  $m/q$  entre les ions de références et d'intérêts sont encore en cours d'étude à SHIPTRAP. Les incertitudes calculées utilisent les anciennes valeurs qui avaient été calculées pour la campagne de mesures de 2018 à SHIPTRAP. Afin de prendre en considération les différences entre les anciennes valeurs et les futures valeurs associées à ces incertitudes, les valeurs de 2018 ont été augmentées de 30% pour nos calculs. Cette augmentation de 30% permet aussi d'englober d'autres erreurs qui n'auraient pas encore été identifiées.



**Figure 5.3** – Comparaison entre le rapport des masses ioniques du  $^{87}\text{Rb}$  avec les isotopes  $^{196,198}\text{Bi}$ ,  $^{200,201,202}\text{At}$  et  $^{204,205,206}\text{Fr}$  mesuré et le rapport des masses ioniques calculé à partir des valeurs de la littérature [17]

On remarque que pour les deux chaînes de décroissance  $^{204}\text{Fr}-^{200}\text{At}-^{196}\text{Bi}$  et  $^{205}\text{Fr}-^{201}\text{At}$  les rapports mesurés sont compatibles avec les rapports attendus. Ce n'est cependant pas le cas pour la chaîne de décroissance  $^{206}\text{Fr}-^{202}\text{At}-^{198}\text{Bi}$ . On remarque que le rapport de masses mesuré pour le  $^{198}\text{Bi}$  est consistant avec le rapport calculé avec les masses disponibles dans l'AME2020 alors que ce n'est pas le cas des rapports mesurés pour  $^{202}\text{At}$  et  $^{206}\text{Fr}$ .

Les isotopes  $^{202}\text{At}$  et  $^{206}\text{Fr}$  sont pourtant indiqués liés au  $^{198}\text{Bi}$  par une réaction dans l'AME et leurs masses ont été déterminées en utilisant les énergies des  $\alpha$  mesurées par spectroscopie. Il y a donc dans ce cas une incohérence dans les valeurs des états fondamentaux pour cette chaîne de décroissance.

La table 5.2 montre les masses des états fondamentaux et excités ainsi que les énergies d'excitation calculées à partir des mesures obtenues avec le PI-ICR.

En ce qui concerne la chaîne de décroissance  $^{204}\text{Fr}-^{200}\text{At}-^{196}\text{Bi}$ , les énergies d'excitation mesurées sont compatibles avec les valeurs attendues, en dehors de  $^{200}\text{At}$  et du deuxième état

excité de  $^{198}\text{Bi}$ . Dans ces deux cas, l'explication de la différence observée est aussi en cours d'investigation.

Pour la chaîne  $^{206}\text{Fr}$ - $^{202}\text{At}$ - $^{198}\text{Bi}$ , on remarque que les valeurs mesurées sont différentes des valeurs attendues, de la même manière que pour les états fondamentaux. De plus, l'écart avec les valeurs attendues est supérieur dans chaque cas à 50 keV. Enfin, les écarts entre les  $1^{\text{ers}}$  et  $2^{\text{mes}}$  états excités ne correspondent pas non plus aux valeurs attendues mesurées par spectrométrie gamma [39, 40, 41].

Species	Masses		Energie d'excitation	
	Littérature (keV)	Mesurée (keV)	Littérature (keV)	Mesurée (keV)
$g^{196}\text{Bi}$	$182554837 \pm 24$	$182554845 \pm 2$	0	0
$m^{196}\text{Bi}$	$182555003 \pm 25$	$182555010 \pm 2$	$166.4 \pm 2.9$	$165 \pm 3$
$n^{196}\text{Bi}$	$182555109 \pm 25$	$182555109 \pm 3$	$272 \pm 3$	$264 \pm 3$
$g^{198}\text{Bi}$	$184416459 \pm 28$	$184416477 \pm 3$	0	0
$m^{198}\text{Bi}$	$184416749 \pm 49$	$184416596 \pm 10$	$290 \pm 40$	$119 \pm 10$
$m^{198}\text{Bi}$	$184416999 \pm 49$	$184416731 \pm 2$	$540 \pm 40$	$254 \pm 4$
$g^{200}\text{At}$	$186289834 \pm 24$	$186289835 \pm 2$	0	0
$m^{200}\text{At}$	$186289947 \pm 25$	$186289954 \pm 2$	$112.9 \pm 2.9$	$119 \pm 3$
$n^{200}\text{At}$	$186290178 \pm 25$	$186290210 \pm 2$	$343.8 \pm 3.0$	$375 \pm 3$
$g^{201}\text{At}$	$187219527 \pm 8$	$187219531 \pm 2$	0	0
$g^{202}\text{At}$	$188151216 \pm 28$	$188151138 \pm 1$	0	0
$m^{202}\text{At}$	$188151406 \pm 49$	$188151328 \pm 4$	$190 \pm 40$	$190 \pm 4$
$n^{202}\text{At}$	$188151806 \pm 49$	$188151541 \pm 3$	$590 \pm 40$	$403 \pm 3$
$g^{204}\text{Fr}$	$190025406 \pm 24$	$190025408 \pm 2$	0	0
$m^{204}\text{Fr}$	$190025456 \pm 25$	$190025454 \pm 4$	$50 \pm 4$	$46 \pm 4$
$n^{204}\text{Fr}$	$190025732 \pm 25$	$190025740 \pm 3$	$326 \pm 4$	$332 \pm 3$
$g^{205}\text{Fr}$	$190954983 \pm 7$	$190954985 \pm 2$	0	0
$g^{206}\text{Fr}$	$191886540 \pm 28$	$191886465 \pm 2$	0	0
$n^{206}\text{Fr}$	$191887270 \pm 49$	$191887009 \pm 5$	$730 \pm 40$	$544 \pm 5$

**Table 5.2** – Energies des états excités des isotopes de francium, astate et bismuth mesurées et comparées aux valeurs attendues d'après la littérature [2]; les exposants  $g$  désignent l'état fondamental, les exposants  $m$  désignent le premier état excité tandis que les exposants  $n$  indiquent le deuxième état excité.

Cependant, les énergies d'excitation assignées au deuxième état excité de ces trois isotopes est similaire, à moins de 20 keV près, aux énergies des transitions internes qui avaient été mesurées par spectroscopie [41] et montrées sur la figure 1.5. Cette similitude pourrait signifier que l'état  $7^+$  est l'état fondamental et le  $3^+$ , le premier état excité. Cette hypothèse est par ailleurs cohérente avec l'assignation qui avait été faite par Litvinov et ses collaborateurs à partir de leurs mesures de masses [49].

Afin de tester cette hypothèse, les énergies  $\alpha$  attendues pour les masses mesurées ont été calculées et comparées aux énergies mesurées par Lynch et ses collaborateurs [41]. Le tableau 5.3 résume les énergies  $\alpha$  mesurées et celles calculées d'après nos mesures de masses. Les énergies associées aux états  $3^+$  sont comparées avec les énergies calculées pour les premiers états excités tandis que les énergies associées aux état  $7^+$  sont comparées aux énergies calculées pour les états fondamentaux.

Transition	Energie mesurée par spectroscopie (keV)	Energie calculée mesures SHIPTRAP (keV)
$^{206}\text{Fr}(3^+) \rightarrow ^{202}\text{At}(3^+)$	6792	/
$^{202}\text{At}(3^+) \rightarrow ^{198}\text{Bi}(3^+)$	6228	$6205 \pm 11$
$^{206}\text{Fr}(7^+) \rightarrow ^{202}\text{At}(7^+)$	6792	$6791 \pm 3$
$^{202}\text{At}(7^+) \rightarrow ^{198}\text{Bi}(7^+)$	6135	$6134 \pm 4$
$^{206}\text{Fr}(10^-) \rightarrow ^{202}\text{At}(10^-)$	6930	$6929 \pm 6$
$^{202}\text{At}(10^-) \rightarrow ^{198}\text{Bi}(10^-)$	6277	$6281 \pm 4$

**Table 5.3** – Comparaison entre les énergies  $\alpha$  mesurées par spectroscopie [41] et les énergies  $\alpha$  calculées à partir des masses mesurées à SHIPTRAP.

La comparaison des énergies  $\alpha$  semble corroborer l'hypothèse selon laquelle l'état  $7^+$  serait l'état fondamental et l'état  $3^+$  le premier état excité. De plus, cela expliquerait l'écart observé en figure 5.3 pour les états fondamentaux. Le calcul des masses des états fondamentaux de  $^{202}\text{At}$  et  $^{206}\text{Fr}$  à partir de l'état fondamental de  $^{198}\text{Bi}$  en utilisant les énergies  $\alpha$  associées aux états  $3^+$  surestime ces masses par rapport à l'utilisation des énergies  $\alpha$  associées aux états  $7^+$ . Or nos mesures indiquent que les masses de  $^{202}\text{At}$  et  $^{206}\text{Fr}$  sont inférieures aux masses évaluées par l'AME2020.

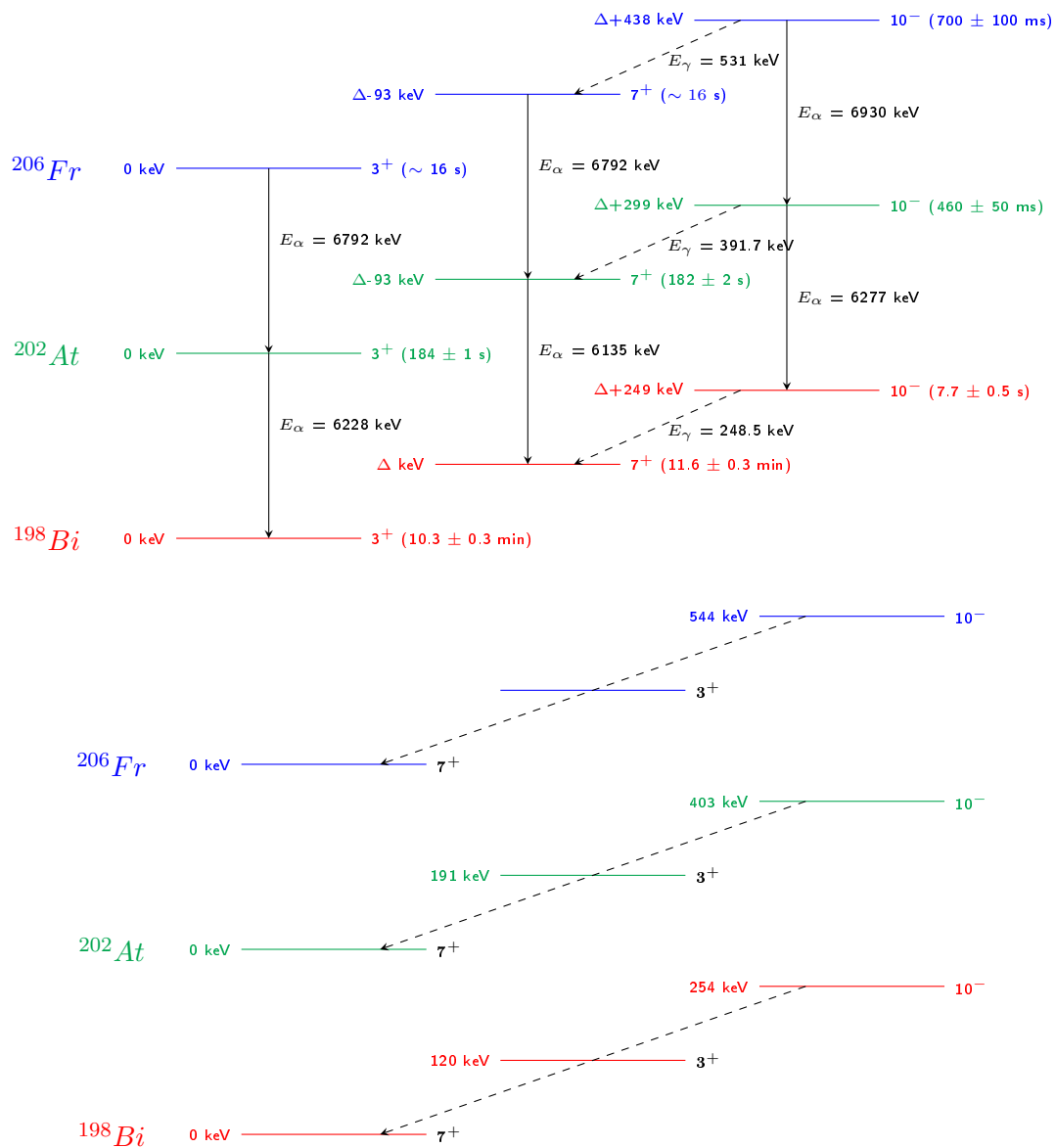
A partir des mesures de masses effectuées sur cette chaîne de décroissance  $\alpha$ , nous pouvons proposer un nouveau schéma des isomères, montré en figure 5.4, que nous comparons ici à l'ancien schéma.

Les résultats présentés sont des résultats préliminaires pour lesquels les incertitudes semblent sous-estimées. Une vérification de la méthode de calcul de ces erreurs est donc en cours.

De plus, une étude autour des rapports de Birge (section 4.3.4) calculés pour l'ensemble de ces isotopes analysés est aussi en cours. Ces rapports sont compris entre 0.70 et 3 pour la majorité des cas. Ils sont cependant en dehors de cet intervalle pour  $^{n196}\text{Bi}$  (3.94),  $^{m198}\text{Bi}$  (6.87),  $^{n202}\text{At}$  (4.79),  $^{m204}\text{Fr}$  (3.33) et  $^{n206}\text{Fr}$  (4.60). Ces rapports très différents de 1 montrent qu'il y a une incohérence entre les incertitudes statistiques et la répartition des valeurs autour de leurs moyennes. Cette incohérence est actuellement en cours d'investigation et un programme a été écrit pour tester une autre méthode de régression pour les positions des taches sur les figure de PI-ICR. Un article en cours de préparation traitera en détails cet aspect. Par ailleurs, une seconde analyse est en cours au GSI et permettra de vérifier la correction des résultats obtenus et présentés.

Les résultats obtenus pour ces mesures de masses ont un impact sur l'évaluation des masses fournies par l'AME [17]. Les isotopes analysés font partie de chaînes de décroissance alpha contenant aussi des isotopes d'actinium et de protactinium. Les masses mesurées directement pour le bismuth, l'astate et le francium auront donc une influence sur les masses de l'actinium et du protactinium.

Présentement, les masses de ces isotopes de francium 206, d'astate 202, d'actinium 210 et de protactinium 214 sont majoritairement déterminées d'après les énergies de décroissance, à partir de la mesure directe de la masse du bismuth 198 par Litvinov et ses collaborateurs à l'ESR au GSI [49]. Le tableau 5.4 montre l'ensemble des liens entre les masses des isotopes de la chaîne de décroissance alpha comprenant les isotopes  $^{206}\text{Fr}$ ,  $^{202}\text{At}$  et  $^{198}\text{Bi}$ . Les masses présentées seront intégrées à l'évaluation des masses lorsque ces dernières seront validées et publiées.



**Figure 5.4** – Schéma de niveaux montrant les isomères de basse énergie pour la chaîne de décroissance  $\alpha$   $^{206}\text{Fr}$ - $^{202}\text{At}$ - $^{198}\text{Bi}$  établi par la spectroscopie et extrait de [41] (en haut) comparé au nouveau schéma établi grâce aux mesures de masses à SHIPTRAP (en bas).

Isotope	Méthode	Impact sur la masse évaluée
$^{198}\text{Bi}$	directe	97 %
	$^{202}\text{At}(\alpha)^{198}\text{Bi}$	3 %
$^{202}\text{At}$	$^{202}\text{At}(\alpha)^{198}\text{Bi}$	97 %
	$^{206}\text{Fr}(\alpha)^{202}\text{At}$	3 %
$^{206}\text{Fr}$	$^{206}\text{Fr}(\alpha)^{202}\text{At}$	97 %
	$^{210}\text{Ac}(\alpha)^{206}\text{Fr}$	3 %
$^{210}\text{Ac}$	directe	16 %
	$^{210}\text{Ac}(\alpha)^{206}\text{Fr}$	84 %
$^{214}\text{Pa}$	$^{214}\text{Pa}(\alpha)^{210}\text{Ac}$	100 %

**Table 5.4** – Tableau résumant les impacts sur l'évaluation des masses d'après l'AME2020 [17] des mesures effectuées sur les noyaux de la chaîne de décroissance alpha du bismuth 198, de l'astate 202 et du francium 206.

# Conclusion

Le spectromètre de masse à base de pièges de Penning de MLLTRAP est en cours d'installation dans la zone de basse énergie de la plateforme ALTO à IJCLab à Orsay. En attendant son installation à DESIR et dans l'optique d'en faire un instrument de pointe, des développements ont été effectués lors de sa mise en service.

Une nouvelle ligne a été installée et alignée avec une tolérance de 0.61 mm et testée sous vide, allant jusqu'à  $10^{-7}$  mbar. Cette nouvelle ligne a aussi été implémentée d'un système de contrôle et commande pour piloter les optiques électromagnétiques. Des diagnostics ont été installés sur cette ligne afin de caractériser le faisceau transporté. L'automate de contrôle et commande programmé pour contrôler les ouvertures et fermetures des vannes, mettre en sécurité les pompes et lire la pression mesurée par les différentes jauges a aussi été testé et est opérationnel.

Un nouveau RFQCB à la haute tension ainsi qu'une section décélétratrice ont été montés, sont en cours d'installation et seront bientôt mis en service à ALTO. Un Drive-HF, permettant de moduler un signal en radiofréquence et de l'amplifier, a été développé par Stahl Electronics à partir des caractéristiques du RFQCB pour l'alimenter. Ce dernier permettra notamment d'utiliser le RFQCB pour une gamme de masses élargie en raison des deux fréquences de résonance qui pourront être fournies.

Deux sources d'ions stables, à la haute et à la basse tension ont été développées afin d'effectuer des tests hors-ligne des pièges. La source d'ions à la basse tension est installée à proximité des pièges de Penning, en amont de la section d'injection des ions dans les pièges. Elle a permis de tester la section d'injection et de caractériser un déflecteur placé au début de cette dernière. La source d'ions à la haute tension est installée sur la section de transport vers MLLTRAP, en amont du RFQCB. Cette source a été développée avec le logiciel SIMION<sup>©</sup> qui a permis de tester différentes géométries afin d'adapter la source aux contraintes de la ligne de transport et de produire un faisceau transmissible jusqu'aux pièges. Elle permettra de produire des ions dans différentes gammes d'énergies, allant de 1 keV à 50 keV.

L'axe des pièges de Penning a aussi été aligné avec les lignes de champ magnétique au centre de l'aimant et l'angle maximal mesuré vaut  $1.1 \pm 0.1$  mrad. Une sonde magnétique développée par Caylar a été testée dans l'aimant dans les conditions environnementales non contrôlées de la salle expérimentale. La dispersion relative des mesures obtenue dans le meilleur des cas vaut  $10^{-7}$  pour une dispersion relative en température de  $10^{-4}$  sur des périodes de 8 heures.

Enfin le système de contrôle et commande pour MLLTRAP a été mis à jour avec la dernière version du programme de contrôle et commande CS++ développé par le Control System Network du GSI. Cette dernière version est encore en cours de déploiement en partenariat avec le GSI pour permettre d'améliorer les caractéristiques de ce nouveau CS. Ce travail conjoint avec le GSI pour améliorer le CS a aussi pour but d'intégrer la prise des données avec le PLICR au CS pour la première fois. De nouveaux équipements tels que le gaussmètre pour la sonde magnétique sont encore en cours d'intégration dans le CS. Le CS++ est cependant déjà opérationnel et pourrait permettre de commencer les premiers tests avec les pièges dès que

ceux-ci seront installés. La nouvelle version du CS pourra alors être implémentée sur d'autres installations utilisant le PI-ICR.

En parallèle des travaux sur MLLTRAP, un nouveau front-end et un nouvel ensemble cible-source ont été mis en place dans l'installation ALTO et ont été testés. L'ionisation par laser a aussi été testée pour de l'argent et du galium stables et a permis de produire des faisceaux d'ions qui ont été transportés jusqu'à plusieurs expériences dans la salle expérimentale d'ALTO-LEB. Le nouveau front-end et la source laser sont opérationnels et permettront de fournir à MLLTRAP des faisceaux radioactifs d'argent pour sa première campagne expérimentale et de mise en service en ligne.

Des données expérimentales ont pu être analysées dans le cadre d'une collaboration avec l'expérience SHIPTRAP au GSI (collaborations GSI-IN2P3). Elles ont été acquises grâce à des faisceaux parasites lors de la préparation de la campagne expérimentale sur des super-lourds à SHIPTRAP en 2021. Ces données concernant des isotopes de francium, astate et bismuth autour de  $A = 200$  ont permis des études sur la structure du noyau et des isomères dans cette région de la carte des noyaux. Un programme a été écrit en C++/root pour analyser ces données de PI-ICR. Ce programme servira aussi pour l'analyse des données de MLLTRAP et pour améliorer la manière de générer les données de PI-ICR lors de l'acquisition.

Les masses des états fondamentaux et excités des isotopes de la chaîne de décroissance  $\alpha$   $^{206}\text{Fr}$ - $^{202}\text{At}$ - $^{198}\text{Bi}$  ont été mesurées. Les énergies de leur états excités n'ont jamais été mesurées auparavant. Il a été constaté que la différence de masse entre l'état fondamental et le deuxième état excité était consistant avec l'écart entre les états  $7^+$  et  $10^-$ , qui étaient auparavant assignés comme étant les deux états excités. Cela remet donc en question la séquence des états isomériques dans ces isotopes qui avait auparavant été établie et qui était  $3^+$ ,  $7^+$ ,  $10^-$ . Le nouvel ordre proposé est  $7^+$ ,  $3^+$ ,  $10^-$  pour ces trois isotopes. Des études sur les incertitudes systématiques associées à l'expérience sont actuellement en cours à SHIPTRAP et permettront d'estimer les incertitudes définitives associées à ces mesures.

La nouvelle ligne fournissant le faisceau d'ions radioactif d'ALTO à MLLTRAP sera prochainement mise en service. Des mesures des caractéristiques du faisceau d'ions produit par ALTO pourront être effectuées. Une étude de transmission et d'optimisation du transport dans les lignes nécessitant ce type de mesures a démarré. Cette étude sera étendue au RFQCB dès que ce dernier sera opérationnel en ligne. Des mesures avec un émittancemètre sont par ailleurs prévues à la sortie de l'ensemble cible-source et permettront de mesurer les caractéristiques du faisceau dès le début de son parcours dans les lignes. Ces mesures sont d'autant plus importantes que la transmission dans la ligne dépend fortement de ses conditions initiales.

Une fois la source d'ions stables à la haute tension opérationnelle, les pièges pourront être testés et caractérisés indépendamment. Notamment, les paramètres d'injection pourront être optimisés dans des conditions similaires au faisceau produit par ALTO.

La première campagne expérimentale avec MLLTRAP à ALTO permettra la mise en service en ligne du spectromètre de masse. Des mesures de masses connues d'isotopes d'argent radioactifs ( $A < 121$ ) seront effectuées afin de vérifier que la méthode PI-ICR est bien maîtrisée avant de procéder aux mesures sur les isotopes vers  $N = 82$ .

# Appendices





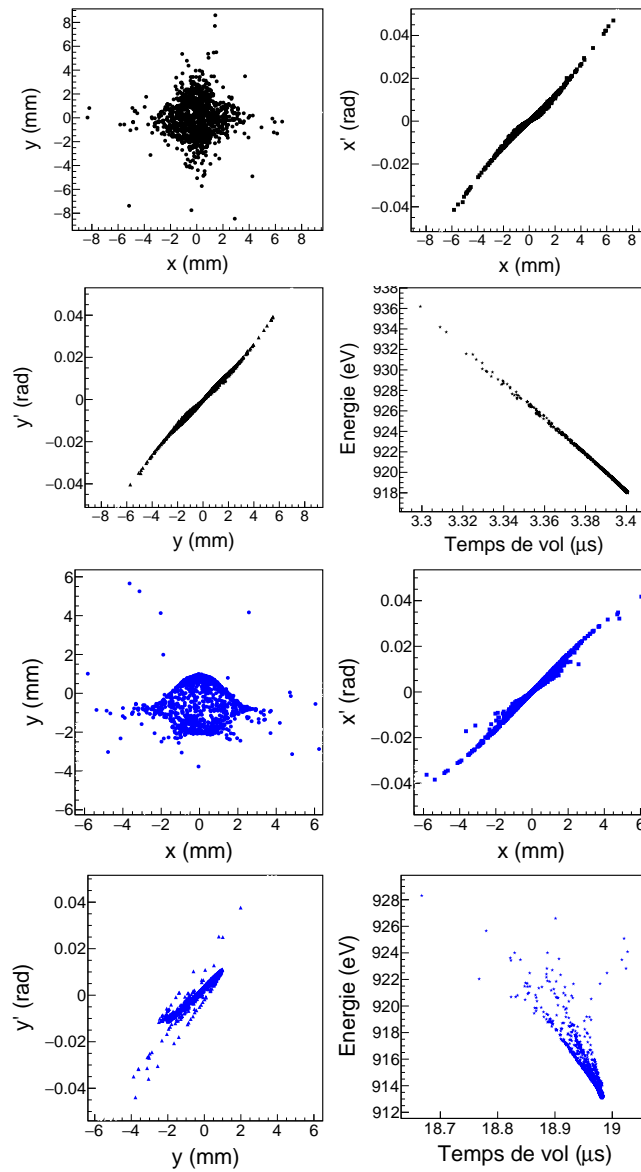
## Annexe A

# Emittances de la source d'ions d'après les simulations avec *SIMION*®

Les figures d'émittances du faisceau d'ions produit par la source d'ions stables à la haute-tension ont été tracées pour quatre tensions d'accélération : 1 kV, 10 kV, 30 kV et 50 kV.

Les asymétries observées sur les figures d'émittances proviennent de la nature du maillage, cubique, dans le logiciel *SIMION*®. En réduisant le maillage, les assymétries tendent à disparaître cependant, le temps de calcul devient très grand.

## A.1 1 keV

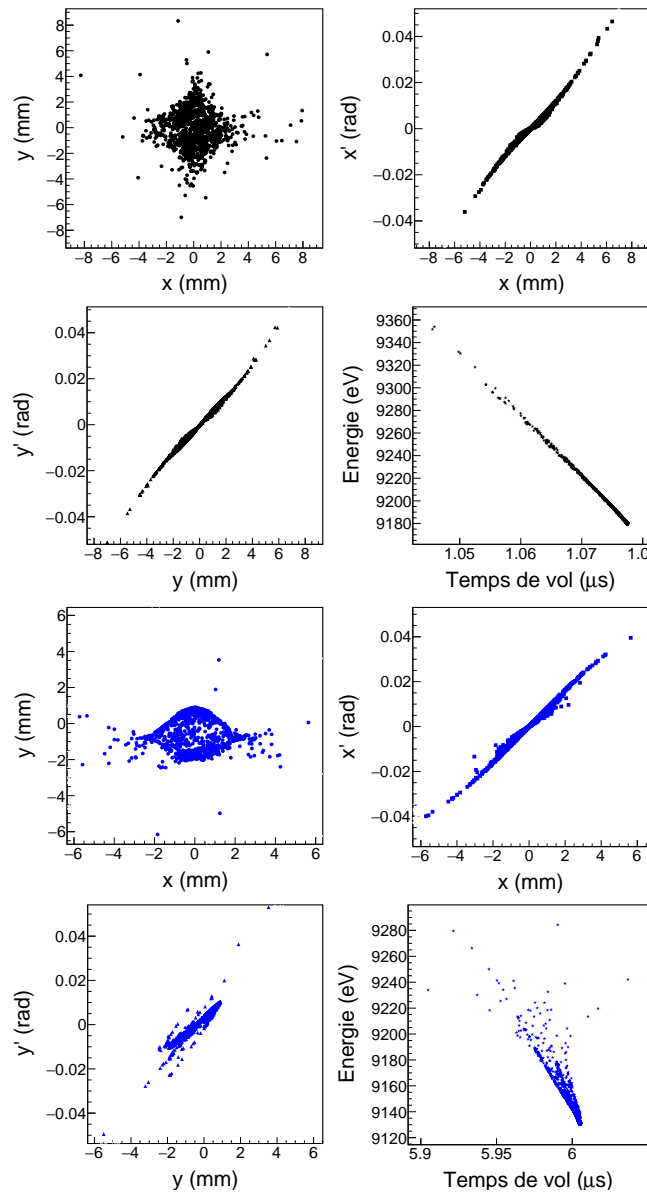


**Figure A.1** – Figures d'émittances à 1 kv (en haut, en noir : avant déviation par le déflecteur, en bas, en bleu : après déviation par le déflecteur).

Electrode	Chambres à vide	Source	Electrodes extérieures lentille	Electrode intérieure lentille	Electrode intérieure déflecteur	Electrode extérieure déflecteur
Potentiels appliqués (V)	0	1000	480	0	-847	+847

**Table A.1** – Tableau contenant les potentiels appliqués aux différentes électrodes de la source d'ions lorsque celle-ci est portée à 1 kV.

## A.2 10 kV

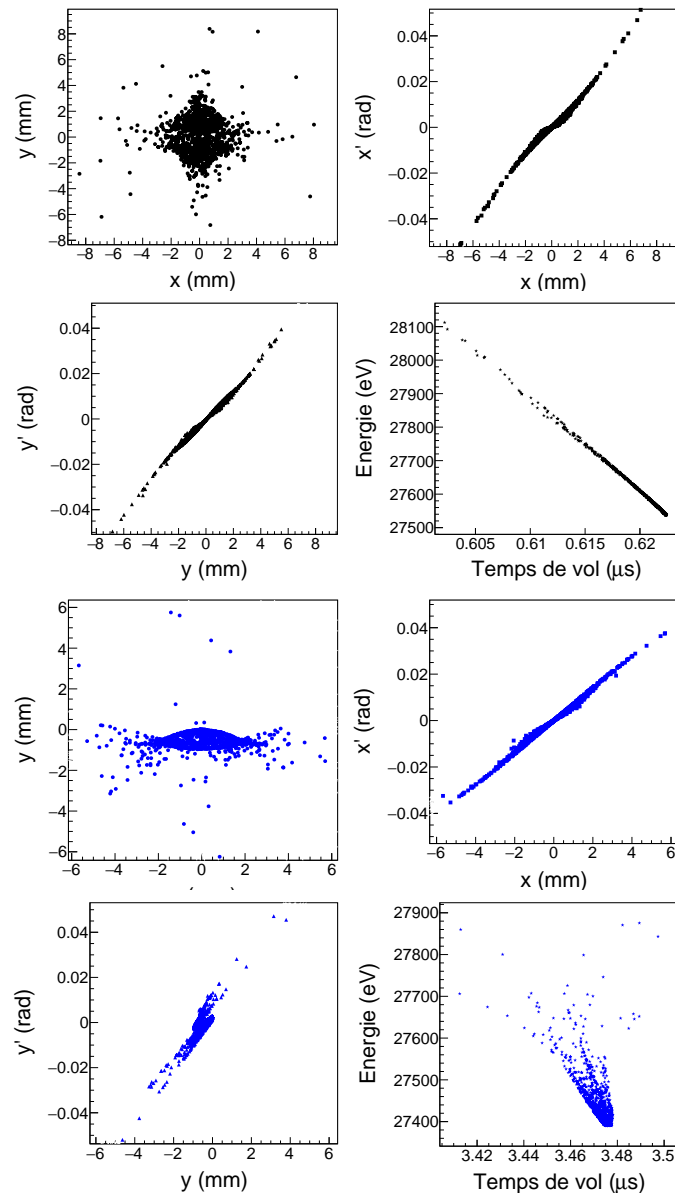


**Figure A.2** – Figures d'émittances à 10 kV (en haut, en noir : avant déviation par le déflecteur, en bas, en bleu : après déviation par le déflecteur).

Electrode	Chambres à vide	Source	Electrodes extérieures lentille	Electrode intérieure lentille	Electrode intérieure déflecteur	Electrode extérieure déflecteur
Potentiels appliqués (V)	0	10000	4800	0	-8470	+8470

**Table A.2** – Tableau contenant les potentiels appliqués aux différentes électrodes de la source d'ions lorsque celle-ci est portée à 10 kV.

### A.3 30 kV

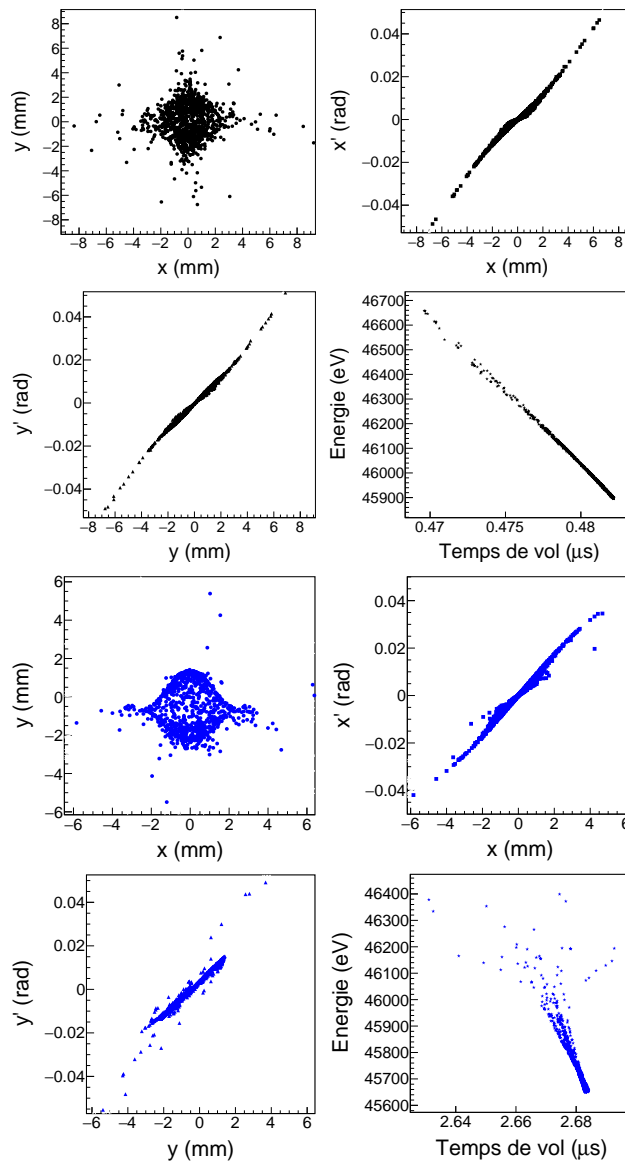


**Figure A.3** – Figures d'émittances à 30 kV (en haut, en noir : avant déviation par le déflecteur, en bas, en bleu : après déviation par le déflecteur).

Electrode	Chambres à vide	Source	Electrodes extérieures lentille	Electrode intérieure lentille	Electrode intérieure déflecteur	Electrode extérieure déflecteur
Potentiels appliqués (V)	0	30000	14200	0	-25400	+25400

**Table A.3** – Tableau contenant les potentiels appliqués aux différentes électrodes de la source d'ions lorsque celle-ci est portée à 30 kV.

## A.4 50 kV



**Figure A.4** – Figures d'émittances à 50 kV (en haut, en noir : avant déviation par le déflecteur, en bas, en bleu : après déviation par le déflecteur).

Electrode	Chambres à vide	Source	Electrodes extérieures lentille	Electrode intérieure lentille	Electrode intérieure déflecteur	Electrode extérieure déflecteur
Potentiels appliqués (V)	0	50000	23800	0	-42400	+42400

**Table A.4** – Tableau contenant les potentiels appliqués aux différentes électrodes de la source d'ions lorsque celle-ci est portée à 50 kV.



# Annexe B

## Analyse des figures de PI-ICR des isotopes de francium, astate et bismuth

Les figures de PI-ICR obtenues pour l'ensemble des isotopes analysés lors de la campagne expérimentale de SHIPTRAP en 2021 ont été étudiées de manière à distinguer les différentes taches présentes. Dans certains cas, ces taches se détachent totalement du bruit ou des éventuels contaminants isobariques qui seraient entrés dans le piège de mesure. Une régression gaussienne est alors faite directement sur la tache afin de définir les coordonnées de son centre, sa dispersion et les incertitudes statistiques associées. Cependant, il arrive que la figure de PI-ICR soit bruitée car la quantité d'ions présents dans les pièges est élevée et des contaminants isobariques sont présents. Dans ce cas, les taches sont cherchées en comparant les différentes figures de PI-ICR obtenues pour un même temps d'accumulation mais aussi pour des temps d'accumulation différents. La position des taches ne doit pas changer ou que très peu d'une figure à l'autre pour un temps d'accumulation donné tandis que le bruit se répartit de manière aléatoire. De plus, en n'affichant que les coups correspondant à l'arrivée d'un seul ion, il est possible de supprimer du bruit (ou des contaminants) afin de mieux repérer la position des taches. La comparaison entre des figures de PI-ICR obtenues avec des temps d'accumulation différents peut permettre de quantifier le nombre de taches observées pour l'ion d'intérêt. Les figures de PI-ICR présentées ci-après sont des figures associées à la mesure de la phase  $\phi_2$ , pour laquelle les masses différentes sont séparées lors de la période d'accumulation. Ces figures sont obtenues après sélection par temps de vol.

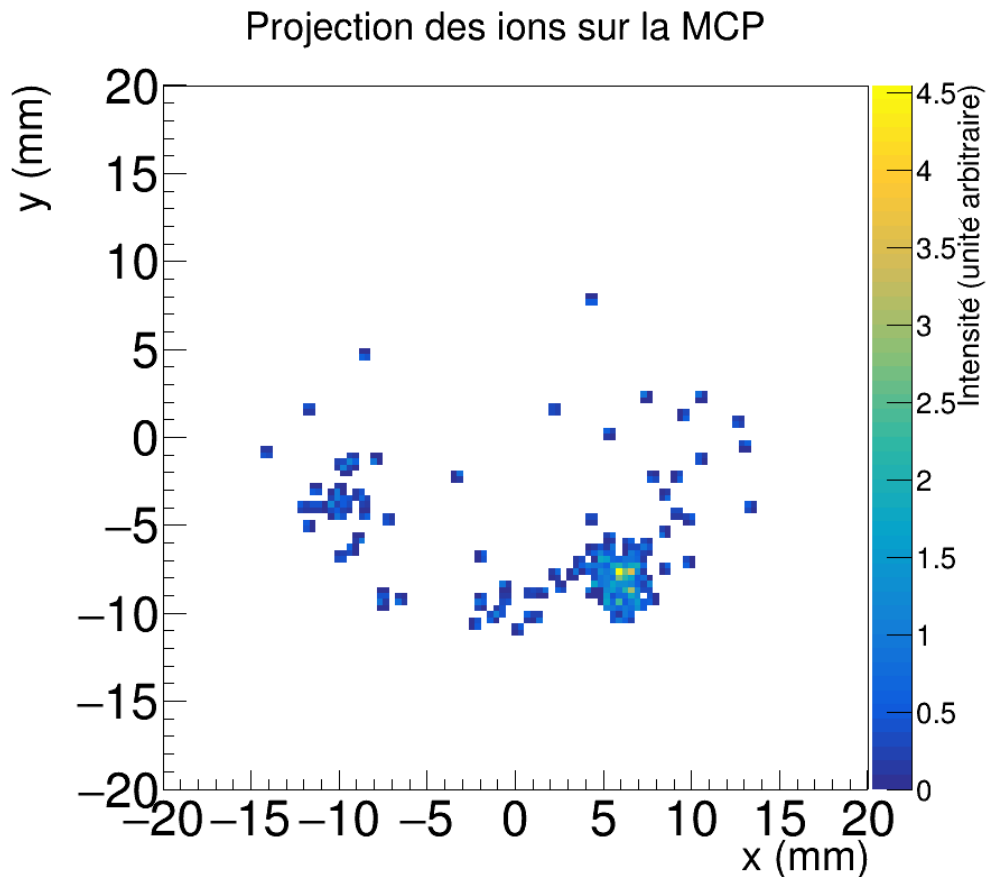
### B.1 Analyse du bismuth

Les données sur le bismuth ont été acquises durant une période de 5 heures avec 3 temps d'accumulation différents pour chaque isotope.

Ces trois temps d'accumulation sont dans les deux cas 100 ms, 200 ms et 420 ms. On s'attend dans le cas de ces deux isotopes à observer trois taches correspondant aux trois isomères. L'ensemble des figures était cependant bruité ce qui dans certains cas a pu rendre l'analyse et l'identification des taches délicate. En particulier pour le temps d'accumulation 420 ms, seulement deux taches ont pu être identifiées pour les deux isotopes.

Un exemple de figure de PI-ICR obtenue pour la mesure de la phase  $\phi_2$  est montré en figure B.1.





**Figure B.1** – Figure de PI-ICR obtenue pour l'isotope  $^{198}\text{Bi}$  pour un temps d'accumulation de 200 ms.

## B.2 Analyse de l'astate

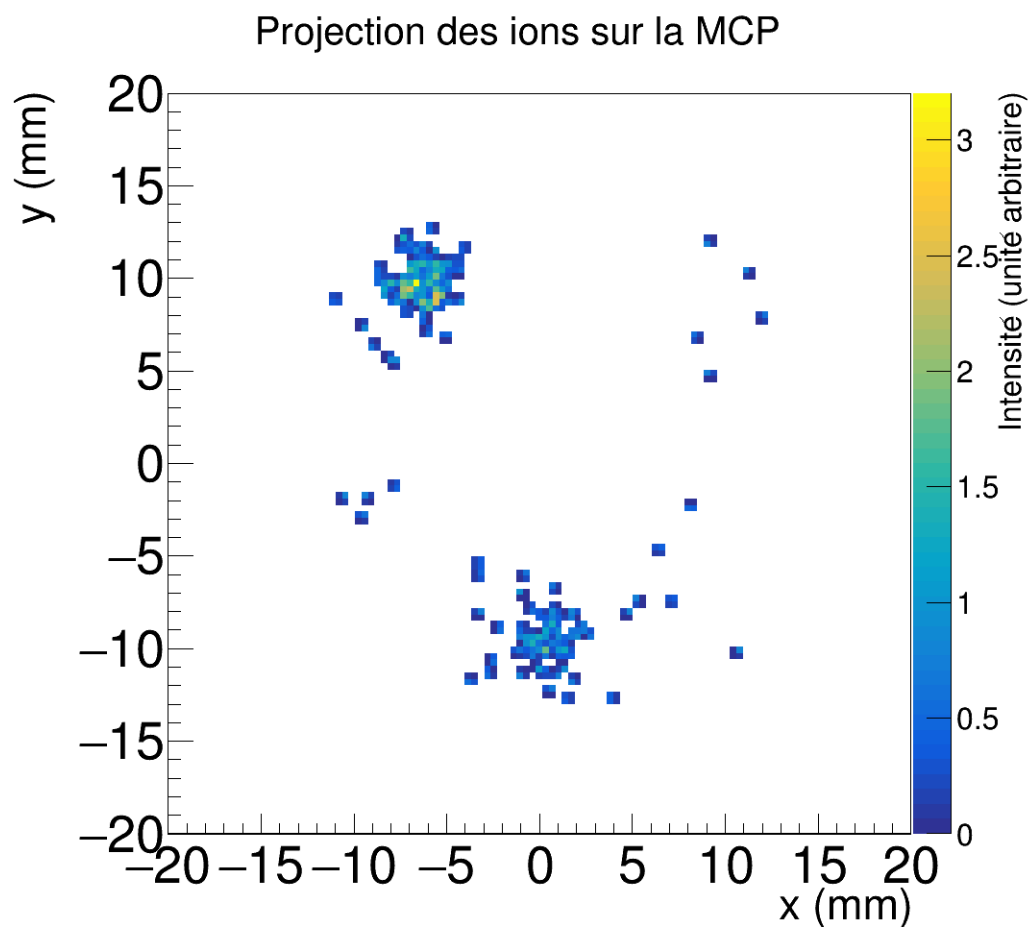
Les données sur l'astate ont été acquises durant 3 jours et huit heures.

Pour l'astate 200, 3 temps d'accumulation différents ont été appliqués, 150 ms, 250 ms et 350 ms. Pour ces trois temps d'accumulation, les trois isomères ont été observés avec un contaminant. Le contaminant a pu être discriminé sur l'image en raison de sa taille cependant, il est superposé au premier état excité pour le temps d'accumulation de 350 ms. Cela a donc empêché d'exploiter la tache associée pour ce temps d'accumulation.

Pour l'astate 201, 3 temps d'accumulation différents ont été appliqués, 150 ms, 500 ms et 1200 ms. Dans le cas de l'astate 201, une seule tache était attendue. Cette dernière a été identifiée sur chaque figure acquise.

Pour l'astate 202, 10 temps d'accumulation différents ont été appliqués : 56 ms, 87 ms, 88 ms, 170 ms, 185 ms, 240 ms, 255 ms, 485 ms, 690 ms et 715 ms. Pour les temps d'accumulation allant de 87 à 185 ms, trois taches ont été identifiées tandis que seulement deux tâches l'ont été pour les temps d'accumulation supérieurs ou égaux à 240 ms. Les figures obtenues avec un temps d'accumulation de 56 ms n'ont pu être exploitées car elles n'offraient pas une résolution suffisante pour distinguer correctement les différents états.

La figure B.2 montre un exemple de figure de PI-ICR obtenu pour l'astate 202 avec un temps d'accumulation de 170 ms.



**Figure B.2** – Figure de PI-ICR obtenue pour l'isotope  $^{202}\text{At}$  pour des temps d'accumulation de 170 ms.

### B.3 Analyse du francium

Les données sur le Francium ont été acquises sur une période de 3 jours et 21h.

Pour le francium 204, 8 temps d'accumulation différents ont été appliqués : 50 ms, 160 ms, 350 ms, 425 ms, 875 ms, 915 ms, 995 ms et 1000 ms. Pour l'ensemble de ces temps d'accumulation, les trois isomères attendus ont été observés et leurs fréquences cyclotron extraites.

Pour le francium 205, 3 temps d'accumulation différents ont été appliqués : 400 ms, 775 ms et 1000 ms. Dans le cas de  $^{205}\text{Fr}$ , une seule tache était attendue et a été observée sur l'ensemble des figures de PI-ICR acquises pour cet isotope.

Pour le francium 206, 8 temps d'accumulation différents ont été appliqués : 5 ms, 10 ms, 100 ms, 250 ms, 255 ms, 360 ms, 500 ms et 850 ms. Les temps de 5 et 10 ms n'ont cependant pas été pris en compte dans l'analyse de données car ces derniers ne permettent pas de résoudre correctement les isomères et contaminants. Pour l'ensemble des temps d'accumulation exploités, seulement deux taches ont été distinguées, alors que l'on pourrait s'attendre à en observer trois de la même façon que pour les deux autres isotopes de la chaîne de décroissance. La figure B.3 montre un exemple d'image de PI-ICR obtenue pour le  $^{206}\text{Fr}$  avec un temps d'accumulation de 250 ms.

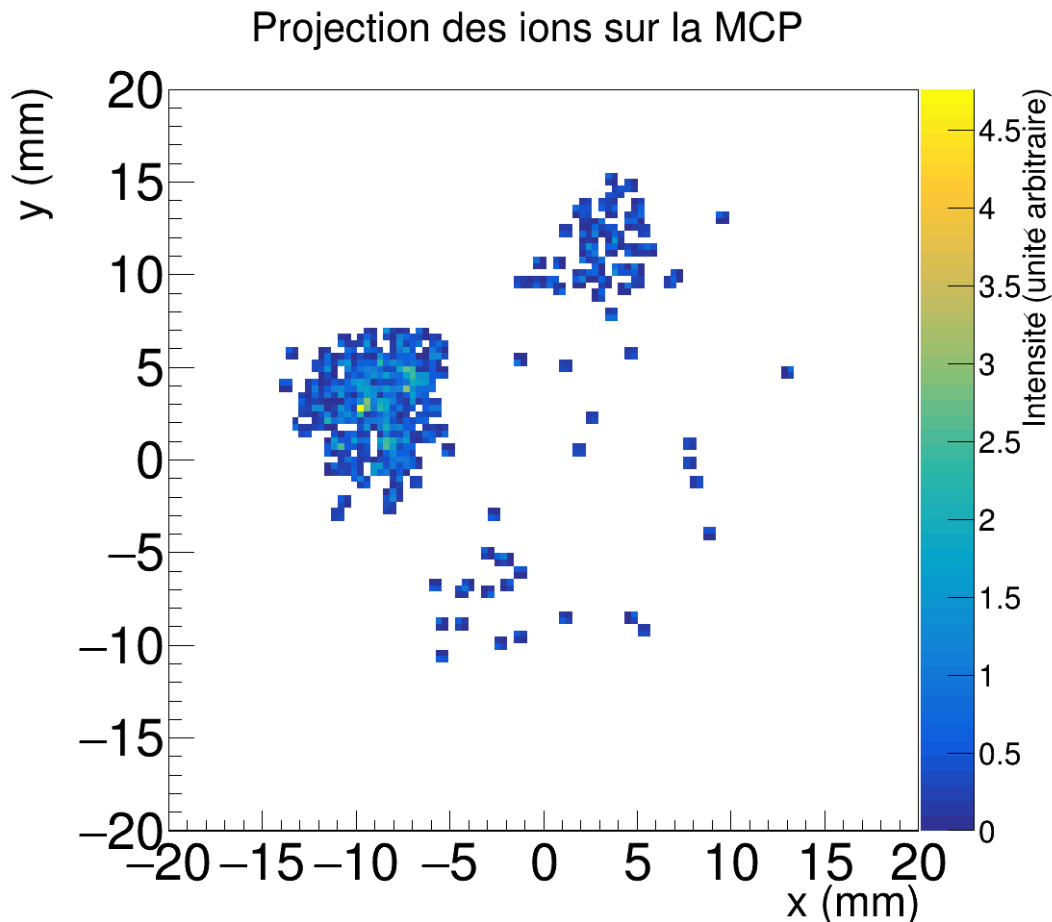


Figure B.3 – Figure de PI-ICR obtenue pour l'isotope  $^{206}\text{Fr}$  pour un temps d'accumulation de 250 ms.

# Table des figures

1.1	Tableau moderne de Mendeleiev [1]. . . . .	9
1.2	Carte des noyaux montrant par le code couleur les précisions avec lesquelles sont connues les masses de chaque isotope, extraite de la NUBASE2020 [2]. . . . .	10
1.3	Evolution des énergies des orbitales neutroniques calculées en approximant le potentiel nucléaire à un potentiel de Wood-Saxon [25]; la zone encadrée correspond à des orbitales mises en question en section 1.2.1. . . . .	15
1.4	Evolution des énergies de séparation de deux neutrons autour de $N = 82$ . . . . .	16
1.5	Schéma de niveaux montrant les isomères de basse énergie pour la chaîne de décroissance $\alpha$ $^{206}\text{Fr}$ - $^{202}\text{At}$ - $^{198}\text{Bi}$ établi par Lynch et ses collaborateurs [41]. . . . .	18
1.6	Evolution de la fermeture de couche $N = 82$ ; les données sont extraites de l'AME2020 [11]. . . . .	20
1.7	Variances des abondances solaires des isotopes produits par un modèle de processus-r calculées en utilisant des masses théoriques issues de trois modèles différents (HBF-17, DZ33 et FRDM1995), comparées aux abondances solaires mesurées expérimentalement, provenant de la revue publiée en 2016 par M. R. Mumpower et ses collaborateurs (figure 10) [46]; les bandes pâles représentent le pouvoir prédictif de chacun des modèles tandis que les bandes plus foncées sont obtenues en abaissant les erreurs rms associées à chaque modèle à 100 keV. . . . .	21
1.8	Représentation des noyaux ayant un impact significatif sur les abondances solaires des éléments produits par le processus-r de nucléosynthèse dans quatre milieux astrophysiques; a : vent chaud avec une faible entropie, b : vent chaud avec une forte entropie, c : vent froid et d : fusion d'étoiles à neutrons; le paramètre F est le paramètre d'impact défini pour cette étude; la figure provient de la revue de 2016 de M. R. Mumpower et de ses collaborateurs (figure 13) [46]. . . . .	22
2.1	Schéma représentant les électrodes d'un piège de Paul et ses grandeurs caractéristiques; à gauche, géométrie linéaire-hyperbolique pour confiner en 2 dimensions; à droite, géométrie entièrement hyperbolique pour confiner en 3 dimensions. . . . .	26
2.2	Diagramme de stabilité dans un piège de Paul [12], la figure (a) montre l'ensemble du diagramme à partir de $q_u = 0$ et la figure (b) montre un zoom sur la zone I exploitée pour les pièges. . . . .	27
2.3	Schéma représentant les électrodes d'un piège de Penning et ses grandeurs caractéristiques; à gauche, géométrie hyperbolique; à droite, géométrie cylindrique. . . . .	28
2.4	Décomposition du mouvement des ions dans les pièges de Penning en trois mouvements propres. . . . .	29
2.5	Vues schématiques transverses d'un anneau segmenté en quatre parties et sur lequel on applique une excitation dipolaire (en haut) ou une excitation quadripolaire (en bas). . . . .	32

2.6	Mouvement des ions préparés dans un mouvement magnétron pur ; lorsqu'on les soumet à une excitation quadripolaire à leur fréquence cyclotron propre, le mouvement magnétron pur est converti en un mouvement cyclotron modifié pur en conservant l'amplitude du mouvement initial ; l'image (a) représente la première moitié de la conversion et l'image (b) la seconde partie de la conversion [12]. . . . .	33
2.7	Schéma représentant un RFQCB possédant 15 segments ; la courbe à l'intérieur représente l'évolution du potentiel DC appliqué aux différents segments pour guider les ions, la courbe pleine représente le potentiel pendant accumulation avec une barrière de potentiel appliquée sur le dernier segment et la courbe en pointillés représente le potentiel lorsque les ions sont éjectés du piège. . . . .	37
2.8	Figure de résonance obtenue avec le TOF-ICR, une régression est effectuée sur les données expérimentales à l'aide de l'équation 2.23 [83]. . . . .	40
2.9	Schéma représentant les étapes de manipulation des ions dans le piège de mesure avant détection lors de la mesure de la fréquence $\nu_-$ , le cercle orange représente ce que l'on observerait sur un détecteur à chaque étape ; les ions arrivent centrés dans le piège de mesure en raison de la manipulation effectuée dans le piège de préparation, ils sont ensuite excités à la fréquence magnétron puis éjectés après une période d'accumulation de phase. . . . .	41
2.10	Schéma représentant les étapes de manipulation des ions dans le piège de mesure lors de la mesure de la fréquence $\nu_+$ , la couleur orange représente ce que l'on observerait sur le détecteur à chaque étape ; les ions entrent centrés dans le piège de mesure, sont excités à la fréquence cyclotron réduite puis leur mouvement cycotron réduit est converti en mouvement magnétron après accumulation d'une phase et avant d'être éjectés du pièges pour être détectés. . . . .	42
2.11	Schéma représentant une figure de PI-ICR contenant la tache centrale obtenu sans appliquer d'excitation, la tache de référence obtenu pour $t_{\pm} = 0$ , c'est-à-dire sans accumulation et la tache finale pour $t_{\pm} \neq 0$ , c'est-à-dire après accumulation d'une phase $\phi_{\pm}$ ; les deux taches sur le cercle sont acquises avec le même schéma d'excitation ; le principe est le même pour la mesure de la phase $\phi_-$ et de la phase $\phi_+$ . . . . .	43
2.12	Schémas temporels appliqués dans le cas où on mesure indépendamment la fréquence magnétron et la fréquence cyclotron modifiée. . . . .	43
2.13	Schéma représentant les étapes de manipulation des ions dans le piège de mesure lors de la mesure de la fréquence $\nu_c$ , la couleur orange représente ce que l'on observerait sur le détecteur à chaque étape, la mesure se fait en deux temps : la projection de la phase $\phi_1$ avec un premier paquet d'ions puis la projection de la phase $\phi_2$ avec un second paquet d'ions, les ions arrivent centrés du piège de préparation et sont excités à la fréquence cyclotron réduite avant d'accumuler une phase puis de convertir leur mouvement en un mouvement magnétron et d'être libérés ou bien avant de convertir leur mouvement en mouvement magnétron, les laisser accumuler une phase et enfin les éjecter vers le détecteur. . . . .	44
2.14	Schéma représentant une figure de PI-ICR contenant les taches centrale et obtenues après application du schéma d'excitation pour la mesure de $\phi_1$ et du schéma d'excitation pour la mesure de $\phi_2$ , les flèches montrent la direction de déplacement des taches lorsque l'on augmente le temps d'accumulation. . . . .	44
2.15	Schéma temporel des excitations appliquées pour une mesure directe de la fréquence cyclotron vraie des ions en deux motifs. . . . .	45

2.16	Projection sur une MCP à ligne à retard des positions des ions dans le plan transverse après excitation et accumulation pendant 250 ms d'une phase $\phi_2$ dans les pièges; les différentes taches correspondent aux ions de masses différentes présents dans le piège de mesure, il s'agit dans ce cas des différents isomères de l'isotope $^{200}\text{At}$ ainsi que d'un contaminant. . . . .	45
3.1	Pièges de Penning de MLLTRAP; les deux pièges cylindriques sont identiques, les flèches indiquent la position du centre de chaque piège (à gauche, celui de mesure et à droite, celui de préparation). . . . .	47
3.2	Schéma montrant les lignes de champ magnétique dans l'aimant en vue de côté (à droite) et photographie de l'aimant supraconducteur de 7 T vu de face côté injection (à gauche); le champ magnétique est homogène sur une longueur de 300 mm autour du centre de l'aimant et diverge lorsque l'on s'en éloigne. . . . .	48
3.3	Vue d'ensemble du hall DESIR avec les thématiques et projets associés. . . . .	49
3.4	Vue en 3 dimensions de l'installation ALTO, avec les deux accélérateurs et les emplacements de l'ensemble cible-source (ECS) pour la production des ions radioactifs dans ALTO-LEB et MLLTRAP. . . . .	50
3.5	Schéma du processus de production des ions radioactifs par photofission. . . . .	51
3.6	Schéma d'ionisation résonnante par laser à deux (gauche) et à trois (droite) niveaux. . . . .	52
3.7	Vue en 3 dimensions de la zone de basse énergie de l'installation ALTO (ALTO-LEB) avec les dispositifs expérimentaux installés. . . . .	52
3.8	Vue en 3 dimensions des 3 sections du projet MLLTRAP, l'énergie du faisceau d'ions dans la ligne est indiquée à l'aide des flèches jaune et verte. . . . .	53
3.9	Ligne de transport de la section M3 de MLLTRAP alignée, fermée et sous vide. . . . .	55
3.10	Impression d'écran du programme Panorama dédié au pilotage des lignes faisceau d'ALTO-LEB montrant les lignes allant jusqu'aux expériences BEDO et LINO ainsi que la ligne allant jusqu'à MLLTRAP. . . . .	56
3.11	Source thermoionique; le cylindre de poudre solide, de longueur 9.9 mm et diamètre 6.35 mm, est entouré d'une plaque métallique fixée à l'aide de trois tiges à une bague percée de quatre trous, permettant ainsi de fixer la source à l'aide de vis sur un support approprié; le filament traverse le cylindre de poudre, ses deux extrémités sortant du même côté et passant au centre de la bague. . . . .	57
3.12	Vue d'ensemble de la simulation complète de la source d'ions dans <i>SIMION</i> <sup>®</sup> ; l'image de gauche montre une coupe en 2D vue de côté tandis que l'image de droite montre une coupe en 3D, les différentes couleurs indiquant les différents potentiels appliqués, les pièces à la masse étant les pièces en rouge. . . . .	58
3.13	A gauche : partie supérieure de la source d'ions contenant la source thermoionique connectée à la bride supérieure, parties conductrices du tube isolant (la partie isolant étant représentée électrostatiquement par du vide) et électrode d'extraction à la masse, la partie du tube isolant côté source est à la haute tension tandis que l'autre extrémité est à la masse; à droite : électrodes de la lentille einzel. . . . .	59
3.14	Vue en 3 dimensions du déflecteur à 90°. . . . .	59
3.15	Vue d'ensemble de la source d'ions; l'image de gauche montre une coupe en 2D vue de côté dans <i>SIMION</i> <sup>®</sup> tandis que l'image de droite montre une coupe en 3D de la maquette après conception mécanique. . . . .	61
3.16	Source thermoionique fixée à la bride supérieure (gauche), électrode d'extraction sur la bride d'adaptation modifiée (droite). . . . .	61

3.17	A gauche, électrode de la lentille einzel maintenue avec des pièces isolantes ; à droite, lentille fixée à la pièce de fixation dans la croix. . . . .	62
3.18	Deflecteur fixé à la chambre à vide par l'intermédiaire du tube, permettant aussi son alignement avec le reste des éléments de la source d'ions. . . . .	62
3.19	Source d'ions installée sur la ligne de transport faisceau à ALTO . . . . .	63
3.20	Vue en trois dimensions de la cage de protection qui sera prochainement installée sur la source d'ions, le faisceau circule de la gauche vers la droite. . . . .	63
3.21	Photographie (haut), vue en 3D pleine (milieu) et vue en 3D en coupe (bas) du RFQCB ; les électrodes permettant de lisser le gradient sont représentés en rouge, magenta et vert sur la vue 3D. . . . .	65
3.22	Section décélétratrice comportant, de gauche à droite, un steerer constitué de quatre électrodes, le tube à dérive pulsé, un groupe de deux électrodes (cylindre segmenté en diagonale) formant un steerer, une électrode cylindrique, un second groupe de deux électrodes formant un steerer et une seconde électrode cylindrique. . . . .	66
3.23	Source d'ions à la basse tension montée au début de la section d'injection. . . . .	67
3.24	Diagnostics de la section d'injection, comportant (de gauche à droite) une cage de Faraday, une électrode pour transmettre les ions vers les pièges et une galette à micro-canaux. . . . .	67
3.25	Coupe de la simulation de la ligne d'injection dans MLLTRAP avec le déflecteur et la source d'ions à la basse tension ; les légendes désignent la nomenclature de chaque électrode ; les électrodes $S_{10,11,12,13}$ correspondent aux deux électrodes de correction entourant chaque pôle $P_{10,11,12,13}$ . . . . .	68
3.26	Transmission à $90^\circ$ obtenues en scannant la tension appliquée aux steerers du déflecteur (à gauche) ou au support du déflecteur (à droite) ; les transmissions ont été normalisées sur la valeur la plus élevée mesurée afin de comparer les résultats de simulations avec les résultats expérimentaux. . . . .	68
3.27	Photographie et schéma du canon à électrons. . . . .	70
3.28	Cage de Faraday segmentée (image de gauche) et cage de Faraday arrière (image de droite). . . . .	71
3.29	Vue extérieure du tube à vide, le canon à électrons est à l'intérieur du tube à vide, les pièces permettant de déplacer les extrémités du tube à vide sont fixées sur la cuve entourant l'aimant, autour du tube à vide ; les extrémités du tube à vide peuvent être déplacées dans le plan transverse à l'aide des vis traversant ces pièces, le pas de ces vis étant égal à 1.75 mm, permettant de déplacer la pièce de 0.40 mm en un quart de tour, poussant le tube à vide d'environ 0.2 mm vers le centre. . . . .	72
3.30	Schéma du canon à électron et d'un détecteur segmenté indiquant les grandeurs requises pour le calcul de l'angle $\theta$ . . . . .	73
3.31	A gauche, rail permettant de fixer la position de la sonde le long du tube à vide ; à droite, entrée du câble dans l'aimant. . . . .	74
3.32	Cartographie du champ magnétique de l'aimant le long de son axe (axe de la trajectoire du faisceau le traversant), à l'intérieur et à l'extérieur de celui-ci. La courbe bleue représente les mesures brutes obtenues avec la sonde de hall tandis que la courbe rouge représente les mesures corrigées à partir d'une calibration utilisant des mesures RMN. . . . .	74
3.33	Evolution du champ magnétique mesuré avec la sonde entre l'été 2020 et l'été 2022. . . . .	75

3.34	Evolution de la température à l'intérieur et à l'extérieur de l'aimant et du champ magnétique à l'intérieur de l'aimant durant le mois d'août 2022, les périodes sans données correspondent à des arrêts de l'acquisition. . . . .	77
3.35	Chassis PXI contenant une carte Thunderbolt, deux cartes FPGA, une carte GPIB et une carte ethernet pour le contrôle et commande des équipements de MLLTRAP. . . .	78
3.36	Schéma d'ionisation résonnante par laser à trois niveaux pour l'argent. . . . .	79
4.1	Spectromètre SHIP sélectionnant et guidant les ions produits par fusion-évaporation depuis la cible vers l'expérience SHIPTRAP. . . . .	86
4.2	Dispositif expérimental de l'expérience SHIPTRAP, ligne de transport du faisceau entre SHIP et les pièges de Penning et jusqu'au détecteur. . . . .	87
4.3	Exemple de schéma de prise de données lors de la campagne expérimentale de SHIPTRAP en 2021 ; les cercles jaunes représentent la mesure des phases $\phi_1$ et $\phi_2$ pour l'ion de référence, les cercles verts représentent l'acquisition du centre de la figure, les cercles bleus représentent la mesure de la phase $\phi_1$ pour l'ion d'intérêt et les cercles rouges représentent la mesure de la phase $\phi_2$ pour l'ion d'intérêt. . . . .	88
4.4	Exemple de mesure temps de vol des ions détectés sur la MCP, le pic le plus intense autour de $39 \mu s$ correspond aux ions d'intérêt. . . . .	88
4.5	Exemple d'évolution de la figure de PI-ICR lorsque l'on sélectionne l'ion d'intérêt avec son temps de vol ; cette figure est obtenue pour des ions $^{202}At^{2+}$ avec un temps d'accumulation de 240 ms et correspond au même fichier d'acquisition que le temps de vol montré en figure 4.4. . . . .	89
4.6	Projection des phases calculées avec la fonction atan2, entre $-\pi$ et $\pi$ , si la tache se trouve sur la partie inférieure du cercle, la phase absolue $\phi_i$ associée sera négative tandis qu'elle sera positive si la tache se trouve dans la partie supérieure du cercle. . .	90
4.7	Configurations pour lesquelles il est nécessaire d'ajouter $2\pi$ à $\phi_2$ pour le calcul de la différence de phase $\varphi$ ; les cercles rouges représentent les taches correspondant à la mesure de $\phi_1$ , les cercles bleus représentent des taches correspondant à la mesure de $\phi_2$ et les arcs de cercle bleus représentent l'ensemble des positions des cercles bleus pour lesquelles il est nécessaire d'ajouter $2\pi$ à $\phi_2$ ; lorsque l'on relie les cercles rouges avec les cercles bleus conformément à l'équation 4.5, on passe par $\pi$ ce qui implique un saut de phase nécessitant de corriger $\phi_2$ . . . . .	91
4.8	Configurations pour lesquelles le calcul de $\varphi$ ne nécessite aucune modification sur $\phi_2$ ; les cercles rouges représentent les taches correspondant à la mesure de $\phi_1$ , les cercles bleus représentent les taches correspondant à la mesure de $\phi_2$ et l'arc de cercle bleu représente l'ensemble des positions du cercle bleu pour lesquelles il ne faut pas modifier $\phi_2$ , ces positions étant complémentaires aux positions présentées en figure 4.7 ; lorsque l'on relie les cercles rouges avec les cercles bleus conformément à l'équation 4.5, on ne passe pas par $\pi$ . . . . .	92
4.9	Différents cas pour lesquels on effectue une interpolation linéaire : les phases $\phi_1$ pour l'ion d'intérêt, les centres et les fréquences cyclotrons pour l'ion de référence sont interpolées au moment de la mesure de la phase $\phi_2$ pour l'ion d'intérêt ; les cercles jaunes représentent la mesure des phases $\phi_1$ et $\phi_2$ pour l'ion de référence, les cercles verts représentent l'acquisition du centre de la figure, les cercles bleus représentent la mesure de la phase $\phi_1$ pour l'ion d'intérêt et les cercles rouges représentent la mesure de la phase $\phi_2$ pour l'ion d'intérêt. . . . .	93



4.10	Influence de la différence de masse entre l'ion de référence et l'ion d'intérêt sur la détermination du rapport charge/masse récemment mesurée à SHIPTRAP. . . . .	97
4.11	Dérive du centre pendant une semaine de prise de données à SHIPTRAP lors de la campagne expérimentale de 2021. . . . .	98
5.1	Figures de PI-ICR pour la mesure des phases de l'ion d'intérêt avec les deux centres utilisés pour l'interpolation. . . . .	101
5.2	Figures de PI-ICR pour la mesure des phases de l'ion de référence avec le premier centre utilisé pour l'interpolation, les deux suivants étant montrés en figure 5.1. . . . .	102
5.3	Comparaison entre le rapport des masses ioniques du $^{87}\text{Rb}$ avec les isotopes $^{196,198}\text{Bi}$ , $^{200,201,202}\text{At}$ et $^{204,205,206}\text{Fr}$ mesuré et le rapport des masses ioniques calculé à partir des valeurs de la littérature [17] . . . . .	104
5.4	Schéma de niveaux montrant les isomères de basse énergie pour la chaîne de décroissance $\alpha$ $^{206}\text{Fr}$ - $^{202}\text{At}$ - $^{198}\text{Bi}$ établi par la spectroscopie et extrait de [41] (en haut) comparé au nouveau schéma établi grâce aux mesures de masses à SHIPTRAP (en bas).107	
A.1	Figures d'émittances à 1 kv (en haut, en noir : avant déviation par le déflecteur, en bas, en bleu : après déviation par le déflecteur). . . . .	114
A.2	Figures d'émittances à 10 kV (en haut, en noir : avant déviation par le déflecteur, en bas, en bleu : après déviation par le déflecteur). . . . .	115
A.3	Figures d'émittances à 30 kV (en haut, en noir : avant déviation par le déflecteur, en bas, en bleu : après déviation par le déflecteur). . . . .	116
A.4	Figures d'émittances à 50 kV (en haut, en noir : avant déviation par le déflecteur, en bas, en bleu : après déviation par le déflecteur). . . . .	117
B.1	Figure de PI-ICR obtenue pour l'isotope $^{198}\text{Bi}$ pour un temps d'accumulation de 200 ms.120	
B.2	Figure de PI-ICR obtenue pour l'isotope $^{202}\text{At}$ pour des temps d'accumulation de 170 ms.121	
B.3	Figure de PI-ICR obtenue pour l'isotope $^{206}\text{Fr}$ pour un temps d'accumulation de 250 ms.122	

# Liste des tableaux

1.1	Tableau présentant les incertitudes requises pour que les mesures de masses aient un impact sur les différents champs de la physique [12, 13]. . . . .	12
1.2	Association des valeurs de $\ell$ avec les lettres utilisées pour nommer les orbitales . . . .	14
2.1	Estimation des largeurs à mi-hauteur des courbes de résonance à différents temps d'excitation, pour des ions $^{116}\text{Sn}$ , présentées dans [13]. . . . .	40
3.1	Potentiels appliqués aux différentes électrodes du système d'injection et au déflecteur pour lesquels la meilleure transmission à $90^\circ$ a été mesurée. . . . .	68
3.2	Potentiels appliqués aux différentes électrodes du déflecteur pour lesquels la meilleure transmission à $0^\circ$ a été mesurée. . . . .	69
3.3	Dispersion relative des champs magnétiques mesurés avant les tests et pour chaque position testée. . . . .	76
3.4	Quantité d'atomes produits calculée par simulation pour les isotopes $^{124-131}\text{Ag}$ dans une cible de $\text{UC}_x$ avec $6 \times 10^8$ électrons incidents et nombre d'ions produits après ionisation par laser ; le nombre d'ions produits tient compte de l'efficacité de diffusion et d'effusion de la cible vers la source d'ions et de l'efficacité d'ionisation par laser. . .	80
3.5	Efficacité des différentes étapes entre la production des ions par ALTO et leur détection avec MLLTRAP. . . . .	80
3.6	Temps de demi-vie des états fondamentaux des noyaux de la chaîne isotopique $^{124-131}\text{Ag}$ d'après la NUBASE2020 [2], énergies d'excitation des premiers états excités et temps d'accumulation minimums pour résoudre les isomères pour chaque isotope ; les valeurs suivies d'un # correspondent à des valeurs extrapolées par la NUBASE2020 [2] en l'absence de résultats expérimentaux. . . . .	81
3.7	Durée maximale d'un cycle de piégeage estimée afin de résoudre les isomères de la chaîne isotopique $^{124-131}\text{Ag}$ et quantité d'ions détectables en appliquant ces temps d'accumulation, avec un temps d'accumulation dans le RFQCB de 100 ms et un temps de préparation de 250 ms comprenant la séparation isobarique dans le piège de préparation et les excitations dans le piège de mesure et après transport à 30 keV. . . . .	81
3.8	Nombre d'états excités et temps de demi-vie des isomères pour la chaîne isotopique $^{124-131}\text{Ag}$ extraits de la NUBASE2020 [2]. . . . .	82
3.9	Temps d'accumulation maximums pour détecter au minimum un ion par heure dans le cas des trois isotopes ne présentant aucun état excité d'après les données de la NUBASE2020 [2]. . . . .	82
3.10	Quantité d'atomes produits pour les isotopes $^{124-131}\text{In}$ dans une cible de $\text{UC}_x$ avec $6 \times 10^8$ électrons incidents et nombre d'ions produits après ionisation de surface ; le nombre d'ions produits tient compte de l'efficacité de diffusion et d'effusion de la cible vers la source d'ions et de l'efficacité d'ionisation de surface. . . . .	83

5.1	Ensemble des rapports de fréquences calculés à partir des figures de PI-ICR pour l'astate 201 . . . . .	103
5.2	Energies des états excités des isotopes de francium, astate et bismuth mesurées et comparées aux valeurs attendues d'après la littérature [2]; les exposants $g$ désignent l'état fondamental, les exposants $m$ désignent le premier état excité tandis que les exposants $n$ indiquent le deuxième état excité. . . . .	105
5.3	Comparaison entre les énergies $\alpha$ mesurées par spectroscopie [41] et les énergies $\alpha$ calculées à partir des masses mesurées à SHIPTRAP. . . . .	106
5.4	Tableau résumant les impacts sur l'évaluation des masses d'après l'AME2020 [17] des mesures effectuées sur les noyaux de la chaîne de décroissance alpha du bismuth 198, de l'astate 202 et du francium 206. . . . .	108
A.1	Tableau contenant les potentiels appliqués aux différentes électrodes de la source d'ions lorsque celle-ci est portée à 1 kV. . . . .	114
A.2	Tableau contenant les potentiels appliqués aux différentes électrodes de la source d'ions lorsque celle-ci est portée à 10 kV. . . . .	115
A.3	Tableau contenant les potentiels appliqués aux différentes électrodes de la source d'ions lorsque celle-ci est portée à 30 kV. . . . .	116
A.4	Tableau contenant les potentiels appliqués aux différentes électrodes de la source d'ions lorsque celle-ci est portée à 50 kV. . . . .	117

# Bibliographie

- [1] <https://lejournal.cnrs.fr/infographies/le-tableau-de-mendeleiev-150-ans-dhistoire>.
- [2] F.G. Kondev, Meng Wang, W.J. Huang, S. Naimi and G. Audi, *The NUBASE2020 evaluation of nuclear physics properties*, Chinese Physics C 45 (2021) 030001 <https://doi.org/10.1088/1674-1137/abddae>.
- [3] Joseph John Thomson, *Cathode rays*, Philosophical Magazine 44 (1897) 293-316 Reprinted in Philosophical Magazine 90 (2010) 25-29 <https://doi.org/10.1080/14786431003659214>.
- [4] F. W. Aston, *A Positive Ray Spectrograph*, Philosophie Magasine (1919), Journal of the Franklin Institute 189 (1920) 370 [https://doi.org/10.1016/S0016-0032\(20\)90970-5](https://doi.org/10.1016/S0016-0032(20)90970-5).
- [5] F. W. Aston, *The constitution of elements*, Nature 105 (1920) 8 <https://doi.org/10.1038/105008a0>.
- [6] A. S. Eddington, Nature 106 (1920) 14-20 <https://doi.org/10.1038/106014a0>.
- [7] A. S. Eddington, *The source of Stellar Energy*, Supplement to Nature No. 2948 (1926) 25-32 <https://doi.org/10.1038/117025a0>.
- [8] A. J. Dempsters, *A new method of positive ray analysis* Physical Review 11 (1918) 316-325 <https://doi.org/10.1103/PhysRev.11.316>.
- [9] S. Sturm, F. Köhler, J. Zatorski, A. Wagner, Z. Harman, G. Werth, W. Quint, C. H. Keitel et K. Blaum, *High-precision measurement of the atomic mass of the electron*, Nature, 506 (2014) 467-470 <https://doi.org/10.1038/nature13026>.
- [10] S. Rainville, J. K. Thompson, D. E. Pritchard, *An Ion Balance for Ultra-High-Precision Atomic Mass Measurements*, Science 303 (2004) 334-338 <https://doi.org/10.1126/science.1092320>.
- [11] M. Wang, W.J. Huang, F.G. Kondev, G. Audi and S. Naimi, *The Ame2016 atomic mass evaluation (II). Tables, graphs and references*, Chinese Physics C 45 (2021) 030003 <https://doi.org/10.1088/1674-1137/abddaf>.
- [12] K. Blaum, *High-accuracy mass spectrometry with stored ions*, Physics Report 425 (2006) 1-78 <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2005.10.011>.
- [13] T. Eronen, A. Kankainen et J. Äystö, *Ion traps in nuclear physics-Recent results and achievements*, Progress in Particle and Nuclear Physics 91 (2016) 259-293 <https://doi.org/10.1016/j.pnpnp.2016.08.001>.
- [14] A. H. Wapstra, *Isotopic Masses I.  $A < 34$* , Physica XXI (1955) 367-384 [https://doi.org/10.1016/S0031-8914\(54\)92106-0](https://doi.org/10.1016/S0031-8914(54)92106-0).
- [15] A. H. Wapstra, *Isotopic Masses II.  $33 < A < 202$* , Physica XXI (1955) 385-409 [https://doi.org/10.1016/S0031-8914\(54\)92160-6](https://doi.org/10.1016/S0031-8914(54)92160-6).
- [16] J. R. Huizenga, *Isotopic Masses III.  $A > 201$* , Physica XXI (1955) 385-409 [https://doi.org/10.1016/S0031-8914\(54\)92214-4](https://doi.org/10.1016/S0031-8914(54)92214-4).

- [17] W.J. Huang, M. Wang, F.G. Kondev, G. Audi and S. Naimi, *The AME2020 atomic mass evaluation (I). Evaluation of input data, and adjustment procedures*, Chinese Physics C 45 (2021) 030002 <https://doi.org/10.1088/1674-1137/abddb0>.
- [18] G. Audi, *The History of Nuclidic Masses and of their Evaluation*, International Journal of Mass Spectrometry 251 (2006) 85-94 <https://doi.org/10.1016/j.ijms.2006.01.048>.
- [19] C. F. von Weizsäcker, *Zur Theorie der Kernmassen*, Zeitschrift für Physik 96 (1935) 431-458 <http://doi.org/10.1007/BF01337700>.
- [20] W. M. Elsasser, *Sur le principe de Pauli dans les noyaux*, Journal de Physique 10 (1933) 549-556 <https://hal.archive-ouvertes.fr/jpa-00233175>.
- [21] J. H. Bartlett, *Structure of atomic nuclei*, Physical Review 41 (1932) 370-371 <https://doi.org/10.1103/PhysRev.41.370.2>.
- [22] O. Sorlin et M.-G. Porquet, *Nuclear magic numbers : New features far from stability*, Progress in Particle and Nuclear Physics 61 (2008) 602-673 <https://doi.org/10.1016/j.ppnp.2008.05.001>.
- [23] T. Yamaguchi, H. Koura, Yu.A. Litvinov et M. Wang, *Masses of exotic nuclei*, Progress in Particle and Nuclear Physics 120 (2021) 103882 <https://doi.org/10.1016/j.ppnp.2021.103882>.
- [24] F. Nowacki, A. Obertelli et A. Poves, *The neutron-rich edge of the nuclear landscape : Experiment and theory*, Progress in Particle and Nuclear Physics 120 (2021) 103866 <https://doi.org/10.1016/j.ppnp.2021.103866>.
- [25] Aa. Bohr et B. R. Mottelson, *Nuclear Structure*, Vol. 1. (1969) W. A. Benjamin, New York, Amsterdam, 78.
- [26] D. Lunney, J. M. Pearson and C. Thibault, *Recent trends in the determination of nuclear masses*, Review of Modern Physics 75 (2003) 1021-1082 <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.75.1021>.
- [27] P. Möller, A.J. Sierk, T. Ichikawa, H. Sagawa, *Nuclear ground-state masses and deformations : FRDM(2012)*, Atomic Data and Nuclear Data Tables 109-110 (2016) 1-204 <http://doi.org/10.1016/j.adt.2015.10.002>.
- [28] K.-L. Kratz, K. Farouqi et P. Möller, *A High-Entropy Wind R-Process Study Based On Nuclear-Structure Quantities From The New Finite-Range Droplet Model FRDM(2012)*, ArXiv <http://doi.org/10.48550/arXiv.1406.2529>.
- [29] S. Furusawa, H. Togashi, K. Sumiyoshi, K. Saito, S. Yamada et H. Suzuki, *Nuclear statistical equilibrium equation of state with a parametrized Dirac-Brückner Hartree-Fock calculation*, Progress of Theoretical and Experimental Physics 2020 (2020) 013D05 <https://doi.org/10.1093/ptep/ptz135>.
- [30] M. Bender, G. F. Bertsch et P.-H. Heenen, *Global study of quadrupole correlation effects*, Physical Review C 73 (2006) 034322 <http://doi.org/10.1103/PhysRevC.73.034322>.
- [31] S. Goriely et E. Khan, *Large-scale QRPA calculation of E1-strength and its impact on the neutron capture cross section*, Nuclear Physics A 706 (2002) 217-232 [https://doi.org/10.1016/S0375-9474\(02\)00860-6](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(02)00860-6).
- [32] S. Goriely, *Further explorations of Skyrme-Hartree-Fock-Bogoliubov mass formulas. XV : The spin-orbit coupling*, Nuclear Physics A 933 (2015) 68-81 <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2014.09.045>.

- [33] Z. Wang, T. Naito et H. Liang, *Tensor-force effects on shell-structure evolution in  $N = 82$  isotones and  $Z = 50$  isotopes in the relativistic Hartree-Fock theory*, Physical Review C 103 (2021) 064326 <http://doi.org/10.1103/PhysRevC.103.064326>.
- [34] A. Sobczewski, Yu. A. Litvinov, *Accuracy of theoretical descriptions of nuclear masses*, Physical Review C 89 (2014) 017302 <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.89.024311>.
- [35] A. Sobczewski et Y. A. Litvinov, *Predictive power of nuclear-mass models*, Physical Review C 90 (2014) 024311 <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.90.017302>.
- [36] M. Arnould et S. Goriely, *Astronuclear Physics : A tale of the atomic nuclei in the skies*, Progress in Particle and Nuclear Physics 112 (2020) 103766 <https://doi.org/10.1016/j.pnpnp.2020.103766>.
- [37] K. Heyde et J. L. Wood, *Shape coexistence in atomic nuclei*, Review of Modern Physics 83 (2011) 1467-1521 <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.83.1467>.
- [38] K. Heyde, J. J. Wood, *Nuclear Shape : from earliest ideas to multiple shapes co-existing structure*, Physica Scripta 91 (2016) 083008 <https://doi.org/10.1088/0031-8949/91/8/083008>.
- [39] M. Huyse, P. Decroock, P. Dendooven, G. Reusen, P. Van Duppen and J. Wauters, *Isomers in three doubly odd Fr-At-Bi  $\alpha$ -decay chains*, Physical Review C 46 (1992) 1209-1217 <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.46.1209>.
- [40] J. Uusitalo, M. Leino, T. Enqvist, K. Eskola, T. Grahn, P. T. Greenlees, P. Jones, R. Julin, S. Juutinen, A. Keenan, H. Kettunen, H. Koivisto, P. Kuusiniemi, A.-P. Leppänen, P. Nieminen, J. Pakarinen, P. Rahkila and C. Scholey,  *$\alpha$  decay studies of very neutron-deficient francium and radium isotopes*, Physical Review C 71 (2005) 024306 <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.71.024306>.
- [41] K. M. Lynch, T. E. Cocolios, J. Billowes, M. L. Bissell, I. Budinčević, T. Day Goodacre, R. P. de Groote, G. J. Farooq-Smith, V. N. Fedosseev, K. T. Flanagan, S. Franchoo, R. F. Garcia Ruiz, H. Heylen, R. Li, B. A. Marsh, G. Neyens, R. E. Rossel, S. Rothe, H. H. Stroke, K. D. A. Wendt, S. G. Wilkins, and X. Yang, *Combined high-resolution laser spectroscopy and nuclear decay spectroscopy for the study of the low-lying states in  $^{206}\text{Fr}$ ,  $^{202}\text{At}$ , and  $^{198}\text{Bi}$* , Physical Review C 93 (2016) 014319 <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.93.014319>.
- [42] <https://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>.
- [43] S. Goriely, N. Chamel et J. M. Pearson, *Further explorations of Skyrme-Hartree-Fock-Bogoliubov mass formulas. XIII. The 2012 atomic mass evaluation and the symmetry coefficient*, Physical Review C 88 (2013) 024308 <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.88.024308>.
- [44] I. Dillmann, K.-L. Kratz, A. Wöhr, O. Arndt, B. A. Brown, P. Hoff, M. Hjorth-Jensen, U. Köster, A. N. Ostrowski, B. Pfeiffer, D. Seweryniak, J. Shergur and W. B. Walters,  *$N = 82$  Shell Quenching of the Classical  $r$ -process "Waiting Point" Nucleus  $^{130}\text{Cd}$* , Physical Review Letter 91 2003 162503 <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.91.162503>.
- [45] V. Manea, J. Karthein, D. Atanasov, M. Bender, K. Blaum, T. E. Cocolios, S. Eliseev, A. Herlert, J. D. Holt, W. J. Huang, Yu. A. Litvinov, D. Lunney, J. Menéndez, M. Mougeot, D. Neidherr, L. Schweikhard, A. Schwenk, J. Simonis, A. Welker, F. Wienholtz and K. Zuber, *First Glimpse of the  $N = 82$  Shell Closure below  $Z = 50$  from Masses of Neutron-Rich Cadmium Isotopes and Isomers*, Physical Review Letter 124 (2020) 092502 <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.124.092502>.

- [46] M. R. Mumpower, R. Surman, G. C. MacLaughlin and A. Aprozhamian, *The impact of individual nuclear properties on r-process nucleosynthesis*, Progress in Particle and Nuclear Physics 86 (2016) 86-126 <https://doi.org/10.1016/j.pnpnp.2015.09.001>.
- [47] B. Frankze, *The heavy ion storage and cooler ring project ESR at GSI*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 24/25 (1987) 18-25 [https://doi.org/10.1016/0168-583X\(87\)90583-0](https://doi.org/10.1016/0168-583X(87)90583-0).
- [48] M. Zhang, Y.H. Zhang, M. Wang, X. Zhou, Y.J. Yuan, X.L. Yan, Y.M. Xing, C.Y. Fu, R.J. Chen, X. Xu, P. Shuai, Q. Zeng, M.Z. Sun, H.F. Li, M. Si, Q. Wang, T. Bao, H.Y. Deng, M.Z. Liu, T. Liao, J.Y. Shi, Y.N. Song, H.Y. Jiao, X.H. Zhou, H.S. Xu, J.C. Yang, W.W. Ge, Yu.A. Litvinov, S.A. Litvinov, T. Yamaguchi, S. Suzuki, *Precision measurement of the transition energy  $\gamma_t$  versus magnetic rigidity for storage-ring isochronous mass spectrometry*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 1027 (2022) 166329 <https://doi.org/10.1016/j.nima.2022.166329>.
- [49] Yu.A. Litvinov, H. Geissel, T. Radon, F. Attallah, G. Audi, K. Beckert, F. Bosch, M. Falch, B. Franzke, M. Hausmann, M. Hellström, Th. Kerscher, O. Klepper, H.-J. Kluge, C. Kozhuharov, K.E.G. Löbner, G. Münzenberg, F. Nolden, Yu.N. Novikov, W. Quint, Z. Patyk, H. Reich, C. Scheidenberger, B. Schlitt, M. Steck, K. Sümmerer, L. Vermeeren, M. Winkler, Th. Winkler et H. Wollnik, *Mass measurement of cooled neutron-deficient bismuth projectile fragments with time-resolved Schottky mass spectrometry at the FRS-ESR facility*, Nuclear Physics A 756 (2005) 3-38 <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2005.03.015>.
- [50] R. Knöbel, M. Diwisch, F. Bosch, D. Boutin, L. Chen, C. Dimopoulou, A. Dolinskii, B. Franczak, B. Franzke, H. Geissel, M. Hausmann, C. Kozhuharov, J. Kurcewicz, S.A. Litvinov, G. Martinez-Pinedo, M. Matoš, M. Mazzocco, G. Münzenberg, S. Nakajima, C. Nociforo, F. Nolden, T. Ohtsubo, A. Ozawa, Z. Patyk, W.R. Plaß, C. Scheidenberger, J. Stadlmann, M. Steck, B. Sun, T. Suzuki, P.M. Walker, H. Weick, M.-R. Wu, M. Winkler et T. Yamaguchi, *First direct mass measurements of stored neutron-rich isotopes with FRS-ESR  $^{129,130,131}\text{Cd}$* , Physics Letter B 754 (2016) 288-293 <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2016.01.039>.
- [51] H. F. Li, S. Naimi, T. M. Sprouse, M. R. Mumpower, Y. Abe, Y. Yamaguchi, D. Nagae, F. Suzuki, M. Wakasugi, H. Arakawa, W. B. Dou, D. Hamakawa, S. Hosoi, Y. Inada, D. Kajiki, T. Kobayashi, M. Sakaue, Y. Yokoda, T. Yamaguchi, R. Kagesawa, D. Kamioka, T. Moriguchi, M. Mukai, A. Ozawa, S. Ota, N. Kitamura, S. Masuoka, S. Michimasa, H. Baba, N. Fukuda, Y. Shimizu, H. Suzuki, H. Takeda, D. S. Ahn, M. Wang, C. Y. Fu, Q. Wang, S. Suzuki, Z. Ge, Yu. A. Litvinov, G. Lorusso, P. M. Walker, Zs. Podolyak, and T. Uesaka, *First Application of Mass Measurements with the Rare-RI Ring Reveals the Solar r-Process Abundance Trend at  $A = 122$  and  $A = 123$* , Physical Review Letters 128 (2022) 152701 <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.128.152701>.
- [52] H. Wollnik et M. Przewloka, *Time-Of-Flight Mass Spectrometer with multiply reflected ion trajectories*, International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes 96 (1990) 267-274 [https://doi.org/10.1016/0168-1176\(90\)85127-N](https://doi.org/10.1016/0168-1176(90)85127-N).
- [53] R. N. Wolf, M. Eritt, G. Marx et L. Schweikhard, *A multi-reflection time-of-flight mass separator for isobaric purification of radioactive ion beams*, Hyperfine Interact 199 (2011) 115–122 <https://doi.org/10.1007/s10751-011-0306-8>.
- [54] P. Schury, M. Wada, Y. Ito, S. Naimi, T. Sonoda, H. Mita, A. Takamine, K. Okada, H. Wollnik, S. Chon, H. Haba, D. Kaji, H. Koura, H. Miyatake, K. Morimoto, K. Morita,

- A. Ozawa, *A high-resolution multi-reflection time-of-flight mass spectrograph for short-lived and super-heavy nuclei*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 319 (2013) 537-543 <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2013.06.025>.
- [55] W. R. Plaß, T. Dickel, S. Ayet San Andres, J. Ebert, F. Greiner, C. Hornung, C. Jesch, J. Lang, W. Lippert, T. Majoros, D. Short, H. Geissel, E. Haettner, M. P. Reiter, A.-K. Rink, C. Scheidenberger et M. I. Yavor, *High-performance multiple-reflection time-of-flight mass spectrometers for research with exotic nuclei and for analytical mass spectrometry*, Physica Scripta T166 (2015) 014069 <https://doi.org/10.1088/0031-8949/2015/T166/014069>.
- [56] P. Schury, M. Wada, Y. Ito, F. Arai, S. Naimi, T. Sonoda, H. Wollnik, V. A. Shchepunov, C. Smorra et C. Yuan, *A high-resolution multi-reflection time-of-flight mass spectrograph for precision mass measurements at RIKEN/SLOWRI*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 335 (2014) 39-53 <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2014.05.016>.
- [57] P. Schury, M. Wada, Y. Ito, D. Kaji, F. Arai, M. MacCormick, I. Murray, H. Haba, S. Jeong, S. Kimura, H. Koura, H. Miyatake, K. Morimoto, K. Morita, A. Ozawa, M. Rosenbusch, M. Reponen, P.-A. Söderström, A. Takamine, T. Tanaka et H. Wollnik, *First online multireflection time-of-flight mass measurements of isobar chains produced by fusion-evaporation reactions : Toward identification of superheavy elements via mass spectroscopy* Physical Review C 95 (2017) 011305 <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.95.011305>.
- [58] Y. Ito, P. Schury, M. Wada, F. Arai, H. Haba, Y. Hirayama, S. Ishizawa, D. Kaji, S. Kimura, H. Koura, M. MacCormick, H. Miyatake, J. Y. Moon, K. Morimoto, K. Morita, M. Mukai, I. Murray, T. Niwase, K. Okada, A. Ozawa, M. Rosenbusch, A. Takamine, T. Tanaka, Y. X. Watanabe, H. Wollnik, et S. Yamaki, *First Direct Mass Measurements of Nuclides around  $Z = 100$  with a Multireflection Time-of-Flight Mass Spectrograph*, Physical Review Letter 120 (2018) 152501 <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.120.152501>.
- [59] T. Niwase, M. Wada, P. Schury, P. Brionnet, S. D. Chen, T. Hashimoto, H. Haba, Y. Hirayama, D. S. Hou, S. Imura, H. Ishiyama, S. Ishizawa, Y. Ito, D. Kaji, S. Kimura, J. Liu, H. Miyatake, J. Y. Moon, K. Morimoto, K. Morita, D. Nagae, M. Rosenbusch, A. Takamine, T. Tanaka, Y. X. Watanabe, H. Wollnik, W. Xian et S. X. Yan, *Alpha-decay-correlated mass measurement of  $^{206,207}\text{g,mRa}$  using an  $\alpha$ -TOF detector equipped multi-reflection time-of-flight mass spectrograph system*, arXiv <https://doi.org/10.48550/arXiv.2108.06245>.
- [60] M. Rosenbusch, M. Wada, S. Chen, A. Takamine, S. Imura, D. Hou, W. Xian, S. Yan, P. Schury, Y. Hirayama, Y. Ito, H. Ishiyama, S. Kimura, T. Kojima, J. Lee, J. Liu, S. Michimasa, H. Miyatake, J. Y. Moon, M. Mukai, S. Nishimura, S. Naimi, T. Niwase, T. Sonoda, Y.X. Watanabe et H. Wollnik, *The new MRTOF mass spectrograph following the ZeroDegree spectrometer at RIKEN's RIBF facility*, arXiv <https://doi.org/10.48550/arXiv.2110.11507>.
- [61] R.N. Wolf, F. Wienholtz, D. Atanasov, D. Beck, K. Blaum, Ch. Borgmann, F. Herfurth, M. Kowalska, S. Kreim, Yu. A. Litvinov, D. Lunney, V. Manea, D. Neidherr, M. Rosenbusch, L. Schweikhard, J. Stanja et K. Zuber, *ISOLTRAP's multi-reflection time-of-flight mass separator/spectrometer*, International Journal of Mass Spectrometry 349–350 (2013) 123–133 <https://doi.org/10.1016/j.ijms.2013.03.020>.
- [62] B.A. Marsh, B. Andel, A.N. Andreyev, S. Antalic, D. Atanasov, A.E. Barzakh, B. Bastin, Ch. Borgmann, L. Capponi, T.E. Cocolios, T. Day Goodacre, M. Dehairs, X. Derkx, H. De Witte, D.V. Fedorov, V.N. Fedosseev, G.J. Focker, D.A. Fink, K.T. Flanagan, S.



- Franchoo, L. Ghys, M. Huyse, N. Imai, Z. Kalaninova, U. Köster, S. Kreim, N. Kesteloot, Yu. Kudryavtsev, J. Lane, N. Lecesne, V. Liberati, D. Lunney, K.M. Lynch, V. Manea, P.L. Molkanov, T. Nicol, D. Pauwels, L. Popescu, D. Radulov, E. Rapisarda, M. Rosenbusch, R.E. Rossel, S. Rothe, L. Schweikhard, M.D. Seliverstov, S. Sels, A.M. Sjödin, V. Truesdale, C. Van Beveren, P. Van Duppen, K. Wendt, F. Wienholtz, R.N. Wolf et S.G. Zemlyanoy, *New developments of the in-source spectroscopy method at R-LIS/ISOLDE*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 317 (2013) 550–556 <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2013.07.070>.
- [63] S. Sels, P. Fischer, H. Heylen, V. Lagaki, S. Lechner, F.M. Maier, P. Plattner, M. Rosenbusch, F. Wienholtz, R.N. Wolf, W. Nörtershäuser, L. Schweikhard et S. Malbrunot-Ettenauer, *First steps in the development of the Multi Ion Reflection Apparatus for Collinear Laser Spectroscopy*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 463 (2020) 310–314 <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2019.04.076>.
- [64] M. Mougeot, D. Atanasov, J. Karthein, R. N. Wolf, P. Ascher, K. Blaum, K. Chrysalidis, G. Hagen, J. D. Holt, W. J. Huang, G. R. Jansen, I. Kulikov, Yu. A. Litvinov, D. Lunney, V. Manea, T. Miyagi, T. Papenbrock, L. Schweikhard, A. Schwenk, T. Steinsberger, S. R. Stroberg, Z. H. Sun, A. Welker, F. Wienholtz, S. G. Wilkins and K. Zuber, *Mass measurements of  $^{99\sim 101}\text{In}$  challenge ab initio nuclear theory of the nuclide  $^{100}\text{Sn}$*  Nature 17 (2021) 1099–1107 <https://doi.org/10.1038/s41567-021-01326-9>.
- [65] W. R. Plaß, T. Dickel, C. Scheidenberger, *Multiple-reflection time-of-flight mass spectrometry*, International Journal of Mass Spectrometry 349–350 (2013) 134–144 <https://doi.org/10.1016/j.ijms.2013.06.005>.
- [66] M. P. Reiter, S. Ayet San Andrés, J. Bergmann, T. Dickel, J. Dilling, A. Jacobs, A. A. Kwiatkowski, W. R. Plaß, C. Scheidenberger, D. Short, C. Will, C. Babcock, E. Dunling, A. Finlay, C. Hornung, C. Jesch, R. Klawitter, B. Kootte, D. Lascar, E. Leistenschneider, T. Murböck, S. F. Paul, M. Yavor, for the TITAN Collaboration, *Commissioning and performance of TITAN's Multiple-Reflection Time-of-Flight Mass-Spectrometer and isobar separator*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 1018 (2021) 165823 <https://doi.org/10.1016/j.nima.2021.165823>.
- [67] S. Beck, B. Kootte, I. Dedes, T. Dickel, A. A. Kwiatkowski, E. M. Lykiardopoulou, W. R. Plaß, M. P. Reiter, C. Andreoiu, J. Bergmann, T. Brunner, D. Curien, J. Dilling, J. Dudek, E. Dunling, J. Flowerdew, A. Gaamouci, L. Graham, G. Gwinner, A. Jacobs, R. Klawitter, Y. Lan, E. Leistenschneider, N. Minkov, V. Monier, I. Mukul, S. F. Paul, C. Scheidenberger, R. I. Thompson, J. L. Tracy Jr., M. Vansteenkiste, H.-L. Wang, M. E. Wieser, C. Will et J. Yang, *Mass Measurements of Neutron-Deficient Yb Isotopes and Nuclear Structure at the Extreme Proton-Rich Side of the  $N = 82$  Shell*, Physical Review Letters 127 (2021) 112501 <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.127.112501>.
- [68] A. Spătaru, C. Hornung, T. Dickel, E. Haettner, S. Pietri, S. Ayet San Andrés, S. Bagchi, D.L. Balabanski, J. Bergmann, J. Ebert, A. Finley, H. Geissel, F. Greiner, O. Hall, S. Kaur, W. Lippert, I. Miskun, J.-H. Otto, W.R. Plaß, A. Prochazka, S. Purushothaman, C. Rappold, A.-K. Rink, C. Scheidenberger, Y.K. Tanaka, H. Toernqvist, H. Weick, J.S. Winfield, for the Super-FRS Experiment collaboration, *First coupling of the FRS particle identification and the FRS-Ion Catcher data acquisition systems : The case of  $^{109}\text{In}$* , Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 522 (2022) 32–37 <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2022.04.003>.

- [69] P. Chauveau, P. Delahaye, G. De France, S. El Abir, J. Lory, Y. Merrer, M. Rosenbusch, L. Schweikhard et R.N. Wolf, *PILGRIM, a Multi-Reflection Time-of-Flight Mass Spectrometer for Spiral2-S<sup>3</sup> at GANIL*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 376 (2016) 211-215 <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2016.01.025>.
- [70] P. Delahaye, G. Ban, M. Benali, D. Durand, X. Fabian, X. Fléchar, M. Herbane, E. Liénard, F. Mauger, A. Méry, Y. Merrer, O. Naviliat-Cuncic, G. Quéméner, B. M. Retailleau, D. Rodriguez, J. C. Thomas, P. Ujic, *The open LPC Paul trap for precision measurements in beta decay*, ArXiv <https://doi.org/10.48550/arXiv.1810.09246>.
- [71] I. Pogorelov, T. Feldker, Ch. D. Marciniak, L. Postler, G. Jacob, O. Krieglsteiner, V. Podlesnic, M. Meth, V. Negnevitsky, M. Stadler, B. Höfer, C. Wächter, K. Lakhmanskiy, R. Blatt, P. Schindler, T. Monz, *Compact Ion-Trap Quantum Computing Demonstrator*, PRX Quantum 2 (2021) 020343 <https://doi.org/10.1103/PRXQuantum.2.020343>.
- [72] M. Ahmadi, B. X. R. Alves, C. J. Baker, W. Bertsche, E. Butler, A. Capra, C. Carruth, C. L. Cesar, M. Charlton, S. Cohen, R. Collister, S. Eriksson, A. Evans, N. Evetts, J. Fajans, T. Friesen, M. C. Fujiwara, D. R. Gill, A. Gutierrez, J. S. Hangst, W. N. Hardy, M. E. Hayden, C. A. Isaac, A. Ishida, M. A. Johnson, S. A. Jones, S. Jonsell, L. Kurchaninov, N. Madsen, M. Mathers, D. Maxwell, J. T. K. McKenna, S. Menary, J. M. Michan, T. Momose, J. J. Munich, P. Nolan, K. Olchanski, A. Olin, P. Pusa, C. Ø. Rasmussen, F. Robicheaux, R. L. Sacramento, M. sameed, E. Sarid, D. M. Silveira, S. Stracka, G. Stutter, C. So, T. D. Tharp, J. E. Thompson, R. I. Thompson, D. P. Van Der Werf et J. S. Wurtele, *Observation of the hyperfine spectrum of antihydrogen*, Nature 548 (2017) 66–69 <https://doi.org/10.1038/nature23446>.
- [73] M. S. Safronova, D. Budker, D. DeMille, D. F. J. Kimball, A. Derevianko, C. W. Clark, *Search for new physics with atoms and molecules*, Review of Modern Physics 90 (2018) 025008-1 - 025008-106 <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.90.025008>.
- [74] S. Eliseev, C. Roux, K. Blaum, M. Block, C. Droese, F. Herfurth, M. Kretzschmar, M. I. Krivoruchenko, E. Minaya Ramirez, Yu N. Novikov, L. Schweikhard, V. M. Shabaev, F. Simkovic, I. I. Tupitsyn, K. Zuber et N. A. Zubova, *Octupolar-Excitation Penning-Trap Mass Spectrometry for Q-Values Measurement of Double-Electron Capture in <sup>164</sup>Er*, Physical Review Letter 107 (2011) 152501 <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.107.152501>.
- [75] R. Sandler, G. Bollen, J. Dissanayake, M. Eibach, K. Gulyuz, A. Hamaker, C. Izzo, X. Mougeot, D. Puentes, F. G. A. Quarati, M. Redshaw, R. Ringle, et I. Yandow, *Direct determination of the <sup>138</sup>La β-decay Q value using Penning trap mass spectrometry*, Physical review C 100 (2019) 014308 <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.100.014308>.
- [76] W. Paul, H. P. Reinhard et U. von Zahn, *Das elektrische Massenfilter als Massenspektrometer und Isotopentrenner*, Zeitschrift für Physik 152 (1958) 143-182 <https://doi.org/10.1007/BF01327353>.
- [77] W. Paul, *Electromagnetic traps for charged and neutral particles*, Review of Modern Physics 62 (1990) 531-540 <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.62.531>.
- [78] G. Gabrielse et F. C. Mackintosh, *Cylindrical Penning traps with orthogonalized anharmonicity compensation*, International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes 57 (1984) 1-17 [https://doi.org/10.1016/0168-1176\(84\)85061-2](https://doi.org/10.1016/0168-1176(84)85061-2).
- [79] J. Tan et G. Gabrielse, *One electron in an orthogonalized cylindrical Penning trap*, Applied Physics letter 55 (1989) 2144-2146 <https://doi.org/10.1063/1.102084>.

- [80] L. S. Brown et G. Gabrielse, *Geonium theory : Physics of a single electron or ion in a Penning trap* Review of Modern Physics 58 (1986) 233-311 <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.58.233>.
- [81] C. Droese, M. Block, M. Dworschak, S. Eliseev, E. Minaya Ramirez, D. Nesterenko, L. Schweikhard, *Investigation of the magnetic field fluctuation and implementation of a temperature and pressure stabilization at SHIPTRAP*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 632 (2011) 157–163 <https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.12.176>.
- [82] K. Blaum, G. Bollen, F. Herfurth, A. Kellerbauer, H.-J. Kluge, M. Kuckein, S. Heinz, P. Schmidt and L. Schweikhard, *Recent developments at ISOLTRAP : towards a relative mass accuracy of exotic nuclei below  $10^{-8}$* , Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics 36 (2003) 921-930 <https://doi.org/10.1088/0953-4075/36/5/311>.
- [83] M. König, G. Bollen, H.-J. Kluge, T. Otto, J. Szerypo, *Quadrupole excitation of stored ion motion at the true cyclotron frequency*, International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes 142 (1995) 95-116 [https://doi.org/10.1016/0168-1176\(95\)04146-C](https://doi.org/10.1016/0168-1176(95)04146-C).
- [84] F. G. Major et H. G. Dehmelt, *Exchange-Collision Technique for the rf Spectroscopy of Stored Ions*, Physical Review 170-1 (1968) 91-107 <https://doi.org/10.1103/PhysRev.170.91>.
- [85] J. Romans, A. Ajayakumar, M. Authier, F. Boumard, L. Caceres, J.-F. Cam, A. Claessens, S. Damoy, P. Delahaye, P. Desrues, A. Drouart, P. Duchesne, R. Ferrer, X. Fléchar, S. Franchoo, P. Gangnant, R. P. de Groote, S. Kraemer, N. Lecesne, R. Leroy, J. Lory, F. Lutton, V. Manea, Y. Merrer, I. Moore, A. Ortiz-Cortes, B. Osmond, J. Piot, O. Pochon, B.-M. Retailleau, H. Savajols, S. Sels, E. Traykov, J. Uusitalo, C. Vandamme, M. Vandebrouck, P. Van den Bergh, P. Van Duppen, M. Verlinde, E. Verstraelen et K. Wend, *First Offline Results from the S3 Low-Energy Branch*, Atoms 10 (2022) 21 <https://doi.org/10.3390/atoms10010021>.
- [86] S. Eliseev, M. Block, M. Dworschak, F. Herfurth, H.-J. Kluge, A. Martin, C. Rauth, G. Vorobjev, *A new cryogenic gas-filled stopping chamber for SHIPTRAP*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 266 (2008) 4475–4477 <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2008.05.055>.
- [87] C. Droese, S. Eliseev, K. Blaum, M. Block, F. Herfurth, M. Laatiaoui, F. Lautenschläger, E. Minaya Ramirez, L. Schweikhard, V.V. Simon, P.G. Thirolf, *The cryogenic gas stopping cell of SHIPTRAP*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 338 (2014) 126–138 <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2014.08.004>.
- [88] R. Boussaïd, *Etude et développement d'un refroidisseur radiofréquence à gaz tampon pour des faisceaux radioactifs de très hautes intensités* Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 2012. <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00787132>.
- [89] S. Schwarz, *IonCool—A versatile code to characterize gas-filled ion bunchers and coolers (not only) for nuclear physics applications*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 566 (2006) 233–243 <https://doi.org/10.1016/j.nima.2006.07.004>.
- [90] E. Haettner, W. R. Plaß, U. Czok, T. Dickel, H. Geissel, W. Kinsel, M. Petrick, T. Schäfer, C. Scheidenberger, *A versatile triple radiofrequency quadrupole system for cooling, mass separation and bunching of exotic nuclei*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 880 (2018) 138–151 <https://doi.org/10.1016/j.nima.2017.10.003>.
- [91] G. Savard, St. Becker, G. Bollen, H.-J. Kluge, R.B. Moore, Th. Otto, L. Schweikhard, H. Stolzenberg et U. Wiess, *A new cooling technique for heavy ions in a Penning trap*, Physics Letters A 158 (1991) 247—252 [https://doi.org/10.1016/0375-9601\(91\)91008-2](https://doi.org/10.1016/0375-9601(91)91008-2).

- [92] R. Ringle, G. Bollen, P. Schury, S. Schwarz et T. Sun *Octupolar excitation of ion motion in a Penning trap - A study performed at LEBIT*, International Journal of Mass Spectrometry 262 (2007) 33-44 <https://doi.org/10.1016/j.ijms.2006.10.009>.
- [93] S. Eliseev, M. Block, A. Chaudhuri, F. Herfurth, H.-J. Kluge, A. Martin, C. Rauth et G. Vorobjev, *Octupolar excitation of ion stored in a Penning trap mass spectrometer - A study performed at SHIPTRAP*, International Journal of Mass Spectrometry 262 (2007) 45-50 <https://doi.org/10.1016/j.ijms.2006.10.003>.
- [94] Wayne M. Itano, J. C. Bergquist, J. J. Bollinger, D. J. Wineland, *Cooling Methods in Ion Traps*, Physica Scripta T59 (1995) 106-120 <https://doi-org/10.1088/0031-8949/1995/T59/013>.
- [95] R.P. de Groote, A. de Roubin, P. Campbell, B. Cheal, C.S. Devlin, T. Eronen, S. Geldhof, I.D. Moore, M. Reponen, S. Rinta-Antila, M. Schuh, *Upgrades to the collinear laser spectroscopy experiment at the IGISOL*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 463 (2020) 437-440 <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2019.04.028>.
- [96] O. Kaleja, B. Anđelić, K. Blaum, M. Block, P. Chhetri, C. Droese, Ch.E. Düllmann, M. Eibach, S. Eliseev, J. Even, S. Götz, F. Giacoppo, N. Kalantar-Nayestanaki, M. Laatiaoui, E. Minaya Ramirez, A. Mistry, T. Murböck, S. Raeder, L. Schweikhard, P.G. Thirolf, *The performance of the cryogenic buffer-gas stopping cell of SHIP-TRAP*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 463 (2020) 280-285 <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2019.05.009>.
- [97] S.Schwarz, G. Bollen, R. Ringle, J. Savory et P. Schury, *The LEBIT ion cooler and buncher*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 816 (2016) 131-141 <https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.01.078>.
- [98] T. Beyer, K. Blaum, M. Block, Ch. E. Düllmann, K. Eberhardt, M. Eibach, N. Frömmgen, C. Geppert, C. Gorges, J. Grund, M. Hammen, S. Kaufmann, A. Krieger, Sz. Nagy, W. Nörterhäuser, D. Renisch, C. Smorra, E. Will, *An RFQ cooler and buncher for the TRIGA-SPEC experiment*, Applied Physics B 114 (2014) 129-136 <https://doi.org/10.1007/s00340-013-5719-4>.
- [99] A. Rischka, H. Cakir, M. Door, P. Filianin, Z. Harman, W. J. Huang, P. Indelicato, C. H. Keitel, C. M. König, K. Kromer, M. Müller, Y. N. Novikov, R. X. Schüssler, Ch. Schweiger, S. Eliseev, and K. Blaum, *Mass-Difference Measurements on Heavy Nuclides with an  $eV/c^2$  Accuracy in the PENTATRAP Spectrometer*, Physical Review Letter 124 (2020) 113001 <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.124.113001>.
- [100] G. Bollen, HA. Kluge, T. Otto, G. Savard et H. Stolzenberg, *Ramsey technique applied in a Penning trap mass spectrometer*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 70 (1992) 490-493 [https://doi.org/10.1016/0168-583X\(92\)95971-S](https://doi.org/10.1016/0168-583X(92)95971-S).
- [101] S. George, S. Baruah, B. Blank, K. Blaum, M. Breitenfeldt, U. Hager, F. Herfurth, A. Herlert, A. Kellerbauer, H.J. Kluge, M. Kretzschmar, D. Lunney, R. Savreux, S. Schwarz, L. Schweikhard et C. Yazidjian, *Ramsey Method of Separated Oscillatory Fields for High-Precision Penning Trap Mass Spectrometry*, Physical Review Letter 98 (2007) 162501 <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.162501>.
- [102] S. George, K. Blaum, F. Herfurth, A. Herlert, M. Kretzschmar, S. Nagy, S. Schwarz, L. Schweikhard et C. Yazidjian, *Ramsey Method in high-precision mass spectrometry with Penning traps : Experimental results*, Physical Review Letter 98 (2007) 162501 <https://doi.org/10.1016/j.ijms.2007.04.003>.

- [103] M. Kretzschmar, *The Ramsey method in high-precision mass spectrometry with Penning traps : Theoretical foundations*, International Journal of Mass Spectrometry 264 (2007) 122–145 <https://doi.org/10.1016/j.ijms.2007.04.002>.
- [104] S. Eliseev, K. Blaum, M. Block, C. Droese, M. Goncharov, E. Minaya Ramirez, D. A. Nesterenko, Y. N. Novikov et L. Schweikhard, *Phase-Imaging Ion-Cyclotron-Resonance Measurements for Short-Lived Nuclides*, Physical Review Letter 110 (2013) 082501 <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.082501>.
- [105] S. Eliseev, K. Blaum, M. Block, A. Dörr, C. Droese, T. Eronen, M. Goncharov, M. Höcker, J. Ketter, E. Minaya Ramirez, D. A. Nesterenko, Y. N. Novikov et L. Schweikhard, *A phase-imaging technique for cyclotron-frequency measurements*, Applied Physics B Laser and Optics 114 (2014) 107-128 <https://doi.org/10.1007/s00340-013-5621-0>.
- [106] B. Blank, S. Grévy, P. G. Thirolf, C. Weber, International Journal of Mass Spectrometry 349-350 (2013) 264-269 <https://doi.org/10.1016/j.ijms.2013.03.006>.
- [107] C. Weber, P. Müller, P. G. Thirolf, *Developments in Penning trap (mass) spectrometry at MLLTRAP : Towards in-trap decay spectroscopy*, International Journal of Mass Spectrometry 349-350 (2013) 270-276 <http://doi.org/10.1016/j.ijms.2013.05.006>.
- [108] C. Weber, R. Meiner, P. Müller, P. G. Thirolf, *Recent developments at MLLTRAP : Improving the system for mass measurements and in-trap observation of nuclear decays*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, B 317 (2013) 532-536 <http://doi.org/10.1016/j.nimb.2013.07.048>.
- [109] C. Weber, R. Meiner, P. Müller, P. G. Thirolf, *Status of the MLLTRAP setup and future plans*, Hyperfine Interactions 227 (2014) 247-258 <https://doi.org/10.1007/s10751-014-1044-5>.
- [110] Yu. Ts. Oganessian, S. N. Dmitriev, J. Kliman, O. A. Maslov, G. Ya. Starodub, A. G. Belov, S. P. Tretiakova, *RIB production with photofission of uranium*, Nuclear Physics A 701 (2002) 87c-95c [https://doi.org/10.1016/S0375-9474\(01\)01553-6](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(01)01553-6).
- [111] M. Cheikh Mhamed, C. Lau, S. Essabaa, J. Arianer, O. Bajeat, H. Croizet, M. Ducourtieux et H. Lefort, *Development of a plasma ion source for next-generation facilities*, Review Of Scientific Instruments 77 (2006) 03A702 <https://doi.org/10.1063/1.2165575>.
- [112] J. Guillot, B. Roussière, S. Tusseau-Nenez, D. S. Grebenkovb, M. Ignacio, *Influence of density and release properties of UCx targets on the fission product yields at ALTO*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 468 (2020) 1-7 <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2020.02.016>.
- [113] F. Ibrahim, D. Verney, M. Lebois, B. Roussière, S. Essabaa, S. Franchoo, S. Gales, D. Guillemaud Mueller, C. Lau, F. Le Blanc, J. F. Le Du, M. C. Mhamed, A. C. Mueller, J. Sauvage a and the ALTO collaboration, *The ALTO facility at IPN Orsay and study of neutron rich nuclei in the vicinity of  $^{78}\text{Ni}$* , Nuclear Physics A 787 (2007) 110c–117c <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2006.12.021>.
- [114] S. Essabaa, N. Barré-Boscher, M. Cheikh Mhamed, E. Cottureau, S. Franchoo, F. Ibrahim, C. Lau, B. Roussière, A. Saïd, S. Tusseau-Nenez, D. Verney, *The radioactive beam facility ALTO* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 317 (2013) 218-222 <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2013.06.029>.
- [115] D. A. Dahl, *SIMION for the personal computer in reflection*, International Journal of Mass Spectrometry 200 (2000) 3–25 [https://doi.org/10.1016/S1387-3806\(00\)00305-5](https://doi.org/10.1016/S1387-3806(00)00305-5).

- [116] P. Chauveau, K. Hauschild, A. Lopez-Martens, M. MacCormick, E. Minaya Ramirez, P. G. Thirolf, C. Weber, *Simulations of the novel double-Penning trap for MLLTRAP : Trapping, cooling and mass measurements*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A 982 (2020) 164508 <https://doi.org/10.1016/j.nima.2020.164508>.
- [117] P. Chauveau, S. Franchoo, K. Hauschild, J. Ljungvall, A. Lopez-Martens, D. Lunney, M. MacCormick, E. Minaya Ramirez, P. G. Thirolf, C. Weber, *Application of in-trap  $\alpha$  spectroscopy to lifetime measurements with MLLTRAP*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, B 463 (2020) 371-374 <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2019.04.057>.
- [118] V. S. Kolhinen, M. Bussmann, E. Gartzke, D. Habs, J. B. Neumayr, C. Schürmann, J. Szerypo et P. G. Thirolf, *Commissioning of the double Penning trap system MLLTRAP*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A 600 (2009) 391-397 <https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.12.004>.
- [119] E. Minaya Ramirez, P. Chauveau, S. Franchoo, J. Ljungvall, A. Lopez-Martens, D. Lunney, M. MacCormick, L. Perrot, P. G. Thirolf, *New program for measuring masses of silver isotopes near the  $N = 82$  shell closure with MLLTRAP at ALTO*, Nuclear Instruments and Methods in Physics research, B 463 (2020) 315-319 <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2019.04.075>.
- [120] P. Chauveau, Thèse de doctorat, *Design, simulations and test of a Time-of-flight spectrometer for mass measurement of exotic beams from SPIRAL1/SPIRAL2 and  $\gamma$ -ray spectroscopy of  $N=Z$  nuclei close to  $^{100}\text{Sn}$*  Nuclear Experiment, Université de Caen Normandie, 2016, English. <https://hal.in2p3.fr/tel-01469429>.
- [121] D. Lunney, C. Bachelet, C. Guénaut, S. Henry, M. Sewtz, *COLETTE : A li-near Paul-trap beam cooler for the on-line mass spectrometer MISTRAL*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 598 (2009) 379–387 <https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.09.050>.
- [122] G. Gabrielse, *The true cyclotron frequency for particles and ions in a Penning trap*, International Journal of Mass Spectrometry 279 (2009) 107–112 <https://doi.org/10.1016/j.ijms.2008.10.015>.
- [123] M. Block, D. Ackermann, K. Blaum, A. Chaudhuri, Z. Di, S. Eliseev, R. Ferrer, D. Habs, F. Herfurth, F. P. Heßberger, S. Hofmann, H.-J. Kluge, G. Maero, A. Martin, G. Marx, M. Mazzocco, M. Mukherjee, J. B. Neumayr, W. R. Plaß, W. Quint, S. Rahaman, C. Rautj, D. Rodrigez, C. Scheidenberger, L. Schweikhard, P. G. Thirolf, G. Vorobjev et C. Weber, *Towards direct mass measurements of nobelium at SHIPTRAP*, The European Physical Journal D 45 (2007) 39-45 <https://doi.org/10.1140/epjd/e2007-00189-2>.
- [124] V.I. Mishin, V.N. Fedoseyev, H.-J. Kluge, V.S. Letokhov, H.L. Ravn, F. Scheerer, Y. Shirakabe, S. Sundell, O. Tengblad and the ISOLDE Collaboration, *Chemically selective laser ion-source for the CERN-ISOLDE on-line mass separator facility*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 73 (1993) 550-560 [https://doi.org/10.1016/0168-583X\(93\)95839-W](https://doi.org/10.1016/0168-583X(93)95839-W).
- [125] V.N. Fedoseyev, Y. Jading, O.C. Jonsson, R. Kirchner, K.-L. Kratz, M. Krieg, E. Kugler, J. Lettry, T. Mehren, V.I. Mishin, H.L. Ravn, T. Rauscher, H.L. Ravn, F. Scheerer, O. Tengblad, P. Van Duppen, A. Wihhr, The ISOLDE Collaboration, *Study of short-lived silver isotopes with a laser ion source*, Zeitschrift Für Physik A 353 (1995) 9-10 <https://doi.org/10.1007/BF01297718>.

- [126] D. Beck, F. Ames, M. Beck, G. Bollen, B. Delauré, P. Schuurmans, S. Schwarz, P. Schmidt, N. Severijns et O. Forstner, *Space Charge Effects in a Gas Filled Penning Trap*, Atomic Physics at Accelerators : Mass Spectrometry (2001) 473-478 [https://doi.org/10.1007/978-94-015-1270-1\\_52](https://doi.org/10.1007/978-94-015-1270-1_52).
- [127] R. Orford, J.A. Clark, G. Savard, A. Aprahamian, F. Buchinger, M.T. Burkey, D.A. Gorelov, J.W. Klimes, G.E. Morgan, A. Nystrom, W.S. Porter, D. Ray, K.S. Sharma, *Improving the measurement sensitivity of the Canadian Penning Trap mass spectrometer through PI-ICR* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 463 (2020) 491–495 <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2019.04.016>.
- [128] D.A. Nesterenko, T. Eronen, A. Kankainen, L. Canete, A. Jokinen, I.D. Moore, H. Penttilä, S. Rinta-Antila,, A. de Roubin, and M. Vilen, *Phase-Imaging Ion-Cyclotron-Resonance technique at the JYFLTRAP double Penning trap mass spectrometer*, The European Physics Journal A 54 (2018) 154 <https://doi.org/0.1140/epja/i2018-12589-y>.
- [129] J. Karthein, D. Atanasov, K. Blaum, S. Eliseev, P. Filianin, D. Lunney, V. Manea, M. Mougeot, D. Neidherr, Y. Novikov, L. Schweikhard, A. Welker, F. Wienholtz, K. Zuber, *Direct decay-energy measurement as a route to the neutrino mass* Hyperfine Interact 240 (2019) 61 <https://doi.org/10.1007/s10751-019-1601-z>.
- [130] P. Filianin, S. Schmidt, K. Blaum, M. Block, S. Eliseev, F. Giacoppo, M. Goncharov, F. Lautenschlaeger, Yu. Novikov, K. Takahashi, *The decay energy of the pure s-process nuclide  $^{123}\text{Te}$* , Physics Letters B 758 (2016) 407–411 <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2016.04.059>.
- [131] O. Bodnar et C. Elster, *On the adjustment of inconsistent data using the Birge ratio*, Metrologia 51 (2014) 516–521 <https://doi.org/10.1088/0026-1394/51/5/516>.
- [132] A. Chaudhuri, M. Block, S. Eliseev, R. Ferrer, F. Herfurth, A. Martin, G. Marx, M. Mukherjee, C. Rauth, L. Schweikhard, et G. Vorobjev, *Carbon-cluster mass calibration at SHIPTRAP*, The European Physical Journal D 45(1) (2007) 47–53 <https://doi.org/10.1140/epjd/e2007-00001-5>.
- [133] O. Kaleja, *High-precision mass spectrometry of nobelium, lawrencium and rutherfordium isotopes and studies of long-lived isomers with SHIPTRAP*, These de doctorat, JGU Mainz <https://doi.org/10.25358/openscience-5111>.