HAL
open science

Piégeage d'ions très chargés pour la mesure de durée de vie d'états métastables.

Dina Attia

To cite this version:

Dina Attia. Piégeage d'ions très chargés pour la mesure de durée de vie d'états métastables.. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2007. Français. NNT : . tel-00194354

HAL Id: tel-00194354

https://theses.hal.science/tel-00194354

Submitted on 6 Dec 2007

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.

Laboratoire Kastler Brossel

Thèse de doctorat de l'Université Paris VI
spécialité: Physique Atomique

Dina ATTIA

pour obtenir le grade de Docteur
de l'Université Paris VI

Piégeage d'ions très chargés pour la mesure de durée de vie d'états métastables

Soutenue le 9 octobre 2007 devant le jury composé de :

M. Gilles Ban	Rapporteur
Mme. Jacqueline Fayeton	Rapporteur
M. Paul Indelicato	Directeur de thèse
M. Serge Martin	Examinateur
M. Jean-Pierre Rozet	Président du Jury

A mes très chers parents
pour leurs espoirs et leurs convictions.

A mes grands frêres, Patrick, Ilane et Daniel!!!
Pour leur présence et leur soutien

Remerciements!

Alors voilà... On arrive à la fin de ces trois années de thèse. Et à la fin de ce petit préambule, tout le monde aura compris que l'objectif de ma thèse a été de construire en France un nouveau type de piège israélien pour y piéger des ions un peu spéciaux (très chargés) à une énergie un peu inhabituelle (4.2 keV au lieu des 14keV habituels pour notre ECR). Ces ions étant surexcités bien sûr ils doivent se calmer dans mon petit piège en émettant de la lumière. Toute l'histoire étant de récolter cette lumière afin de tester des théories ô combien compliquées de physique atomique... Bien sûr, cela a suscité de ma part beaucoup d'efforts et d'acharnement pour y arriver. Et si je ne dois garder qu'un seul souvenir de cette expérience, ça restera le jour (vendredi 13 avril 2007, si, si), où j'ai vu ces ions osciller dans ce sacré piège. Voici, l'extrait d'un mail que j'ai envoyé le 15 avril à un de mes meilleurs amis en Israël pour lui faire part de ce que je vivais.

[...] Je suis surexcitée, je n'arrive pas à retrouver des nuits calmes, je rebondis dans tous les sens, épuisée par le manque de sommeil c'est sûr, mais super heureuse, ça va CARTONNER!!

Là les résultats sont flagrants et ce dont je suis le plus fière c'est que ces 5 longs derniers mois, j'ai remué ciel et terre sur la manip, il a fallut réparer la source, dompter un faisceau d'un diamètre de 2 cm, extraire des HCI à faible énergie (4.2kV au lieu de 14kV), faire trois choppers jusqu'à trouver le bon, faire 5 préamplis différents, reconnecter les fils flottants dans la chambre du piège, réaligner 5 fois, survivre à deux incendies dans le labo (et ce n'est pas de ma faute!) et 2 inondations ...

enfin, bref avec l'espoir des désepérés, j'y suis arrivé!!!!

Super heureuse! [...]

Heureuse d'avoir surmonté les mille et une coupures de courant et d'arrivée d'air comprimé, heureuse d'avoir surmonté toutes les difficultés dans des conditions ô combien hostiles (cf. désamiantage à Jussieu) et surtout impressionnée d'avoir réussi à tout gérer, de la première petite vis du piège (Il a fallut commencer de rien!!!) aux derniers résultats obtenus. Voilà je suis

heureuse et très fière!

Bien sûr, cette formidable aventure, je ne l'ai pas vécue seule... Tout d'abord, je tiens à remercier très chaleureusement mon directeur de thèse Paul Indelicato pour son aide dans ce projet. Et même si je reste nostalgique de ma première année de thèse quand il n'était pas encore directeur du laboratoire, je sais qu'il a toujours fait de son mieux pour m'aider le plus possible et a su être là dans les moments importants et cruciaux à la réalisation de mon projet de thèse. Il aura été mon plus proche collaborateur ces trois dernières années. Je le remercie pour sa volonté de toujours vouloir me faire progresser et pour son exigence dans la qualité de mon travail. Il a toujours eu la patience de lire et de répondre à mes nombreux emails et sa présence par ordinateur interposé a été sans faille. Ce fut une réelle chance d'évoluer avec un physicien aussi prestigieux qui est aussi à l'aise en physique théorique qu'en physique expérimentale. De plus, je le remercie d'avoir donné un goût international à ma thèse en acceptant que je passe plusieurs mois à l'Institut Weizmann en Israël et que je m'investisse dans un projet à grande échelle au GSI en Allemagne. Aussi, je le remercie pour les nombreux séminaires et conférences auxquels j'ai pu participer en Autriche, Pologne, Israël et surtout pour mon petit voyage diplomatique en Chine... Paul, lis dans ces lignes toute ma reconnaissance, mon profond respect et mon amitié sincère. Je n'oublierai pas tes encouragements, ton soutien et ton écoute tout au long de ma thèse.

Autre grand personnage pour moi ces dernières années : Daniel Zajfman de l'Institut Weizmann. Je le remercie de m'avoir permit d'évoluer dans son équipe durant mon stage de master et pendant les premiers mois de ma thèse. Sa rencontre a été pour moi déterminante à bien des égards. J'ai toujours été fascinée par sa grande aisance dans ses rapports humains et la grande facilité qu'il a à propulser les gens pour qu'ils aillent au bout d'eux-mêmes. Je considère comme un luxe le fait d'avoir pu côtoyer un physicien de sa pointure. Je le remercie de m'avoir toujours renouvelé sa confiance dans les moments où c'est moi qui ne me faisais plus confiance... Mais lui, y a définitivement toujours cru, (des ions + un piège = des ions piégés, même si les ions sont des ions très chargés!). Je le remercie aussi pour sa volonté de me faire connaître une société des plus contrastées : la société israélienne. Et je reste admirative de son humilité et de sa grande générosité. Daniel, tu as toujours su être un réel ami !

Avant de passer à des remerciements un peu plus conventionnels, je tiens à remercier mes deux meilleurs amis au LKB: Jean-Pierre Okpisz (alias JPO ou encore Jpok) et Brigitte Delamour pour leur soutien moral redoutable au jour le jour. D'un point de vu professionnel, je remercie JPO pour son inventivité, son génie d'électronicien et sa très grande efficacité. Il ne va

pas sans dire que cela s'en ressent pleinement sur la manip ! Je remercie Brigitte pour l'excellente qualité de son travail, sa rapidité et sa volonté affirmée d'aider à faire avancer les choses. D'un point de vu personnel, Jean-Pierre et Brigitte ont été deux personnes extrêmement importantes pour moi, je me rappellerai toujours de nos longues discussions lors des pauses déjeuners, de mon fameux sandwich au saumon, des sardines de JPO et des pommes au combien savoureuses que nous ramenait Brigitte. Aussi, j'ai énormément appris sur l'Atlantide, la préhistoire, l'égyptologie, l'homo-halawit et plein d'autres choses dont seul JPO connaît le secret ! Je les remercie pour la formidable aventure qu'a représenté pour nous, notre rêve bâptisé OKDYNSUN et j'espère qu'un jour, nous arriverons à concrétiser cela d'une manière ou d'une autre. Voilà... J'ai été très touchée par votre amitié sincère et vous remercie du fond du cœur.

Maintenant, je tiens à remercier mes rapporteurs pour avoir accepter de juger la qualité de mon manuscrit de thèse: Jacqueline Fayeton et Gilles Ban. Je remercie chaleureusement Jacqueline Fayeton pour son aide dans ce projet, son soutien, sa grande ouverture d'esprit et son dynamisme. C'est un personnage dont je reste admirative en tant que Femme de Sciences !

Je remercie les autres membres du jury : Jean-Pierre Rozet et Serge Martin pour l'attention qu'ils ont portée à mon travail.

Je remercie les membres, anciens membres et visiteur de mon équipe : Csilla, Sergio, EOL, Sophie, Martino et Stéphane. Avec un clin d'œil spécial à Sergio et Csilla qui m'ont rejoint ces derniers mois sur la manip et qui m'ont donné un sacré coup de main dans l'obtention des derniers résultats. Je remercie aussi Sophie pour son aide précieuse lors du montage du piège. Je remercie EOL pour ses lumières en informatique.

Maintenant, je tiens à remercier les ingénieurs et techniciens sans qui rien de tout cela n'aurait été possible : un grand merci à toute l'équipe de mécanique du LKB (Pascal, Say-Savanh, Jean-Michel et Alain), merci à toute l'équipe d'électronique du LKB (JPO, Brigitte, Mohammed et Bernard), merci à l'équipe de mécanique de l'INSP (Jacques et Bernard), merci à Florence à la tête de l'atelier de verrerie au LKB, merci au secrétariat du LKB (Monique, Laetitia et Viviane). Tous ont contribué au succès de notre expérience.

Je remercie tous les membres du Laboratoire Kaster Brossel, en particulier François Biraben et son équipe (Estefania, Malo, F2, Saïda et Catherine) pour m'avoir accueillie dans leur bureau et pour toutes nos discussions sympathiques. Je remercie mes compères de galère du bureau d'à côté Jean, Gaëlle, Charles, Antonino et tous les autres!

Je remercie tous les membres de l'équipe de l'INSP avec qui l'on partage la source d'ions SIMPA . Clin d'œil spécial à Emily pour sa grande gentil-

lesse et son soutien moral constant.

En ce qui concerne l'international... Je remercie toute l'équipe de Daniel Zajfman en particulier Oded Heber, Michaël Rappaport et Yoni Toker. Ils ont toujours répondu extrêmement vite à mes questions, leur aide m'a toujours été précieuse et décisive. Ils ont toujours su me faire profiter au maximum de leur expérience avec le piège. De plus, le contexte un peu spécial de nos relations a fait que nous sommes devenus de vrais amis. Je les remercie pour tous les bons moments passés en Israël.

Pour mon travail en Allemagne au GSI, je remercie Heinrich Beyer, Shyamal Chatterjee, Dieter Liesen et Thomas Stoelker. Ce fut une belle aventure que de participer à cet immense projet qu'est l'expérience FOCAL.

Maintenant, il est temps pour moi de remercier les équipes enseignantes avec lesquelles j'ai travaillé au jour le jour pour mener à bien ma tâche au combien plaisante d'enseignante dans le cadre de mon monitorat...

Tout d'abord, un grand merci à Victor Dana et à toute l'équipe du module LP203 « Induction et Electromagnétisme ». Victor Dana aura été un acteur très important pour moi sur la scène de l'enseignement. C'est réellement avec lui que j'ai fait mes premiers pas d'enseignante et c'est avec un grand plaisir que j'ai évolué dans son équipe. Je le remercie pour son soutien chaleureux. J'en profite pour remercier nos différents collaborateurs Anne-Marie Goulay, Alain Chevy, Boris Vodungbo, et Odile Hamon.

J'ai eu la chance durant mon monitorat de travailler avec une deuxième équipe dirigée par Xavier Clady et Cyril Dahon dans le module LE205 « Initiation au logiciel Matlab». C'est dans une ambiance très détendue que nous avons travaillé avec le reste de l'équipe Eli Benaïm et Emilie Scherrer. Aussi, je tiens à remercier en particulier Xavier pour la confiance qu'il m'a portée notamment en me donnant la responsabilité du module « Remise à niveau en langage C ».

Aussi, c'est tous mes étudiants que je remercie, car j'ai eu l'occasion durant ces trois années d'enseignement de travailler dans une très bonne ambiance et je reste toujours stupéfaite de la reconnaissance qu'ils me portent!

Et pour finir... Je remercie toute ma famille pour m'avoir soutenue ces dernières années ! J'ai été impressionnée pour leur réel intérêt pour le piège à ions, pour toutes leurs idées sur le piège et leurs progrès bien réels en physique atomique. Ils ont vibré avec moi à chaque rebondissement de cette thèse et leur joie a atteint son paroxysme le jour où j'ai finalement réussi à piéger mes petits ions (mine de rien on s'attache à ces petites bêtes...). Merci à tous pour votre enthousiasme et pour toutes les fois où vous m'avez aidé à RE-LA-TI-VI-SER !!!! Et oui... il y a une vie en dehors du labo. Et j'ai bien pris conscience dans ce schmilblick scientifique que rien n'est plus

important que les gens qui vous entourent et vous aiment, ils sont souvent les catalyseurs de votre réussite ! Je vous remercie pour tout !

Table des matières

Table des matières **1**

Remerciements! **4**

Résumé **6**

Introduction **10**

1 Les ions très chargés **13**
1.1 Production des ions très chargés 13
Ionisation par impact d'électrons 14
1.2 Les sources de type ECRIS 15
Principe de fonctionnement 16
Résonance cyclotronique des électrons 16
Confinement du plasma 18
Optimisations 19
1.3 La source ECR SIMPA 20
Présentation générale de la source SIMPA 21
Dispositif expérimental 21
Champ magnétique de confinement 22
Injection des micro-ondes 22
Performances en Extraction de la source SIMPA à 14 kV et avec une chambre plasma en cuivre 23
Description de la ligne de transport à 14 kV . 24
Résultats 27
Performances en Extraction de la source SIMPA à 4.2 kV et avec une chambre plasma en aluminium 30
1.4 Conclusion 33

2 Les pièges électromagnétiques **35**
2.1 Introduction au piégeage électromagnétique 35

Intérêt du piégeage électromagnétique 35
Généralités sur le piégeage de particules chargées 36
2.2 Les grands types de pièges électromagnétiques 38
Le piège de Paul 38
Le piège de Penning 41
2.3 Le piège électrostatique à faisceaux d'ions 45
Introduction aux résonateurs électrostatiques 45
Lentilles de Einzel 48
Principe de fonctionnement du piège 50
Le piège en mode de diffusion 52
Le piège en mode de synchronisation 54
2.4 Conclusion 57

3 Simulations et Modèles 59
3.1 Simulations de la cinématique des ions dans le piège. 59
Espace des phases stable 60
Evolution temporelle de l'espace des phases stable 61
Sections de Poincaré 62
Zones de stabilité du piège 66
Mouvement longitudinal 67
Mouvement transversal: Oscillations Betatron 70
3.2 Vers un modèle en trois dimensions du potentiel életrostatique du piège 71
Schématisation du piège par deux paires de deux électrodes 71
Expression générale d'un potentiel harmonique 71
Application au piége électrostatique 73
3.3 Conclusion 75

4 Piégeage des ions très chargés dans le piège électrostatique 79
4.1 Description Technique 79
A- Description de la ligne de faisceau 79
B- Montage Mécanique du piège 82
B-1 Le Piège 82
B-2 Les "Pickups" 84
C- Montage électronique 85
C-1 Les alimentations hautes tensions du piège 85
C-2 L'interface de contrôle du piège 86
C-3 Le hâcheur de faisceau 88
C-4 Le piégeage des ions 89
C-5 Chaîne d'acquisition 89
4.2 Résultats expérimentaux 91

Le piège en mode de synchronisation 91
Zone de stabilité du piège 91
Effet du hâcheur de faisceau 94
Fréquences d'oscillation 98
Ajout d'un champ radiofréquence 101
Effet du vide dans la chambre du piège 103
Le piège en tant que spectrométre de masse 105
Le piège en mode de diffusion 109
4.3 Conclusion 110

5 Vers la mesure de durée de vie d'états métastables 113
5.1 Intérêt de la mesure 113
5.2 Processus de perte des ions dans le piège 116
Capture d'électron (I) 117
Diffusion Ion-Gaz résiduel (II) 122
Diffusion Ion-Ion (III) 122
5.3 Simulations analytiques 123
Calculs analytiques 123
Résultats 125
5.4 Dispositif expérimental 126
5.5 Conclusion 128

Conclusion 134

Bibliographie 137

Annexes 140

Liste des figures 165

Liste des tableaux 172

Résumé

L'objectif de cette thèse a été la mise en oeuvre d'un nouveau dispositif expérimental couplant la source ECR SIMPA à un nouveau type de piège électrostatique pour la mesure de durée de vie d'états métastables. La source ECR SIMPA produit des ions dans des états métastables avec des temps de vie de l'ordre de la dizaine de millisecondes. Notre dispositif expérimental permet de mesurer les durées de vie de transitions (M1) des états métastables de l'Ar^{9^+},de l'Ar^{13^+} et de l'Ar^{14^+}. Ceci nous permet de tester les théories du problème relativiste à n corps. Le piège que nous avons construit a été inventé il y a quelques années à L'Institut Weizmann en Israël par l'équipe du Prof. D. Zajfman. Il permet de piéger des ions d'une énergie de plusieurs keV avec des temps de vie de l'ordre de la seconde. Ce type de piège a été conçu à l'origine pour étudier la dynamique de molécules excitées et n'avait jusqu'à lors été utilisé qu'avec des atomes et des molécules simplement ou doublement chargés. Nous avons démontré pour la première fois, théoriquement et expérimentalement, le fonctionnement de ce piège avec des ions très chargés et étudié la dynamique du faisceau pour ces ions très chargés. A ce jour le piège a été testé avec plusieurs espèces d'ions et différents états de charges ((de l'O^+ à l'O^{6^+}, de l'Ar^{8^+} à l'Ar^{13^+} et du Kr^{13^+} au Kr^{20^+}).

Introduction

Présentation générale

La mesure de durée de vie de transitions dipolaires electriques nous fournit des informations complémentaires à celles obtenues lors des mesures des niveaux d'énergies associés. Depuis longtemps, les mesures de durée de vie dans les ions multichargés ont été effectuées presque exclusivement par la spectroscopie faisceau-feuille (Beam foil spectroscopy). Dans cette technique, un faisceau de particules rapides, produit par un accélérateur, traverse une cible mince (la feuille) dans laquelle les particules s'ionisent et s'excitent. Après la cible, elles se désexcitent en émettant notamment de la lumière que l'on observe grâce à un spectromètre. En enregistrant le signal en fonction de la position de la cible, on peut en déduire la durée de vie des niveaux excités. Cependant, certaines transitions sont trop lentes pour permettre leur mesure par ces techniques conventionnelles qui utilisent des faisceaux rapides.

C'est pour cela, que de nouvelles méthodes expérimentales ont été mises en place. Par exemple, on utilise des pièges à ions électrostatiques de type Kingdon où la source d'ions est découplée du piège, les ions sont créés à l'extérieur puis injectés dans le piège. Ceci permet de faire des mesures avec des pressions dans le piège entre 10^{-9} et 10^{-11} mbar et les ions dans ce type de piège ont une énergie de l'ordre du keV. A ce jour, des mesures de durées de vie sur des ions très chargés ont été effectuées dans ces pièges électrostatiques en utilisant une source d'ions ECRIS (Electron Cyclotron Ion source). Deux dispositifs de ce genre existent: l'un au JPL (Caltech), l'autre à Reno dans le Nevada. Les durées de vie pouvant être mesurées sont de l'ordre de plusieurs dizaines de millisecondes.

Un autre moyen de piéger les ions est l'utilisation de grands anneaux de stockage où les ions avec des énergies de l'ordre du GeV peuvent être conservés pendant plusieurs minutes. Les ions peuvent y être refroidis à l'aide d'un refroidissement électronique: les ions traversent longitudinalement un

faisceau d'électrons froid. A ce jour, les anneaux de stockage utilisés pour la physique atomique sont implantés en Europe: ASTRID et ELISA (Aarhus), CRYRING (Stockholm), ESR (Darmstadt) et TSR (Heidelberg).

Une autre méthode pour la mesure de durée de vie est l'utilisation de sources d'ions EBIT (Electron Beam Ion Trap) qui utilisent un faisceau d'électrons très collimaté le long du champ magnétique pour piéger radialement les ions, un puit de potentiel est utilisé pour le confinement longitudinal des ions. Les EBIT permettent de piéger les ions pendant plusieurs secondes.

L'objectif de cette thèse est de proposer une nouvelle méthode pour la mesure de durée de vie d'états métastables dans les ions très chargés avec des énergies cinétiques de l'ordre du keV . On veut coupler la source d'ions ECRIS SIMPA à un piège à ions linéaire.

Organisation de la thèse

Chapitre 1 Dans le premier chapitre, je décrirai la source d'ions multichargés SIMPA qui a été acquise en 2003 par l'équipe de Paul Indelicato en partenariat avec l'équipe de Dominique Vernhet et de Jean-Pierre Rozet de l'INSP. Cette source permet de produire des faisceaux d'ions multichargés de basses vitesses. Il nous a fallu caractériser cette source d'ions pour connaître ses performances en matière d'états de charge produits et d'intensités de courants extraits.

Chapitre 2 Dans le second chapitre, je présenterai les différentes techniques de piégeage électromagnétique en étudiant notamment deux grands types de piège: les pièges de Paul et de Penning. Puis, je présenterai de manière théorique le piége à ions électrostatique que nous avons construit en introduisant les résonateurs électrostatiques. Le piège à ions a deux modes de fonctionnement, un mode de synchronisation où un paquet d'ions oscillent dans le piège tout en restant groupés et un mode de diffusion où les ions diffusent rapidement dans le piège. J'étudierai théoriquement ces deux modes de fonctionnement.

Chapitre 3 Dans le chapitre 3, je présente les résultats de simulations de la cinématique des ions dans le piège. Je détermine tout d'abord l'espace des phases stables et je décris l'évolution temporelle de cet espace des phases. Ces études nous ont amené à nous intéresser aux sections de Poincaré en faisant référence à la théorie du chaos. Par la suite, on détermine les zones de stabilité du piège et l'on s'intéresse à la fréquence longitudinale des ions

dans le piège. Pour terminer, je mets en évidence le fait que le mouvement transversal des ions est périodique, nous avons nommé ces oscillations, les oscillations betatron.

Chapitre 4 Le chapitre 4 est composé de deux parties. Dans la première partie, je fais une description du dispositif expérimental que nous avons mis en place pendant ma thèse pour piéger les ions. Je décris la ligne de faisceau d'ions, le montage mécanique du piège, puis le montage électronique. Dans une seconde partie, je présente les résultats expérimentaux obtenus. Je montrerai que notre piège fonctionne en mode de synchronisation et en mode de diffusion. Nous avons caractérisé la dynamique du faisceau d'ions dans le piège, puis avons étudié l'effet sur le temps de piègeage d'un champ radiofréquence. De plus, nous avons montré que notre piége à ions fonctionne aussi en tant que spectromètre de masse.

Chapitre 5 Dans le chapitre 5, je présente des cas pertinents d'états métastables que l'on est susceptible de mesurer avec le dispositif expérimental que nous avons mis en place. Je me suis intéressée à l'étude de la transition (M1) pour les ions Ar^{9^+}, Ar^{13^+} et Ar^{15^+}. Pour étudier l'évolution temporelle de la population d'états métastables dans le piège, j'ai dû caractériser les processus de pertes d'ions dans le piège. Pour conclure ce chapitre, je présente les simulations analytiques que j'ai effectuées pour estimer le nombre de photons susceptibles d'être détectés avec notre dispositif de détection.

Piégeage d'ions très chargés avec la source ECR SIMPA

Chapitre 1

Les ions très chargés

La physique des ions très chargés [16] est l'un des domaines en plein essor de la physique atomique moderne. La plus grande partie de l'univers visible est constituée de matière hautement ionisée [12]. Cette matière fortement ionisée est très rare sur terre. Nous ne pouvons l'observer qu'à travers l'atmosphère terrestre qui absorbe fortement les rayons X. De nos jours, des outils puissants sont mis à notre disposition afin de produire des ions très chargés et de les étudier en laboratoire. Il existe deux grandes familles de dispositifs : les sources d'ions de type EBIS (Electron Beam Ion Source) ou ECRIS (Electron Cyclotron Ion Source) et les grands accélérateurs. Les sources d'ions sont relativement petites et permettent de créer des ions à différents degrés d'ionisation avec des énergies de l'ordre du keV. Les grands accélérateurs couvrent de très grandes surfaces (plusieurs centaines de mètres carrés) et produisent des ions avec des énergies du l'ordre du Gev. Ces vingt dernières années, les champs d'applications de la physique des ions très chargés se sont énormément multipliés. On peut citer à titre d'exemple: l'astrophysique mais aussi les applications en médecine ou encore dans le domaine des biotechnologies.

1.1 Production des ions très chargés

Différentes possibilités s'offrent à nous pour produire des ions très chargés. Le mécanisme fondamental le plus utilisé dans la production d'ions très chargés est l'ionisation par impact d'électrons [17]. Nous décrirons dans la suite de cette section, ce processus puis nous verrons sa mise en oeuvre dans les sources de types ECRIS [15]. Par la suite nous présenterons en détail la source d'ions ECRIS SIMPA que nous avons utilisée lors de nos

expériences.

Ionisation par impact d'électrons

Dans le processus d'ionisation par impact d'électrons, des électrons dotés d'une très grande énergie entrent en collision avec un atome et lui retirent un électron lié. L'épluchage de l'atome de ses électrons se poursuit après des collisions successives jusqu'à ce que l'énergie d'ionisation devienne plus grande que l'énergie des électrons. L'électron projectile peut être soit un électron libre, ou l'électron lié d'un autre ion. Ainsi, pour une production d'ions très chargés optimale il est nécessaire de travailler avec des électrons d'une énergie élevée et une forte densité électronique. L'ionisation par impact d'électron s'effectue aisément pour les premiers électrons enlevés, mais ce mécanisme devient plus difficile lorsque la charge augmente. Ceci peut s'expliquer de deux manières : tout d'abord les électrons les plus profondément liés nécessitent plus d'énergie pour être retirés, de plus l'interaction avec le gaz résiduel lors de l'ionisation successive stoppe par neutralisation la progression vers l'état de charge désiré.

L'ionisation multiple directe par impact d'électron joue un rôle mineur dans la production d'ions multichargés, les sections efficaces de ce processus sont au moins d'un ordre de grandeur inférieur à celui de la simple ionisation [14]. Les ions multichargés sont majoritairement produits par un processus d'ionisations simples successives. On peut ainsi établir une condition quantitative pour la production des ions en définissant la densité de courant électronique

$$j_e = e n_e v_e \tag{1.1}$$

où e est la charge de l'électron, n_e est la densité électronique et v_e la vitesse des électrons. On définit alors un paramètre I qui décrit le processus d'ionisation, appelé le facteur d'ionisation, dont l'unité est le cm^{-2}.

$$I = j_e \frac{\tau}{e} \tag{1.2}$$

Le terme τ désigne le temps de confinement des ions dans le plasma. Si ce temps de confinement est plus long que le temps moyen du processus d'ionisation par impact d'électron et si le facteur d'ionisation est supérieur à la section efficace d'ionisation simple, les ions de charge q dans le plasma sont ionisés et obtiennent un état de charge $q + 1$. Ceci se traduit par l'équation suivante

$$I = j_e \frac{\tau}{e} \geq \sigma_{q,q+1}^{-1} \tag{1.3}$$

où le terme $\sigma_{q,q+1}$ désigne la section efficace d'ionisation simple par impact électronique d'un ion de charge q. Aussi, pour produire un ion d'un état de charge n à partir d'un atome neutre, il faut que le facteur d'ionisation soit supérieur à la somme des inverses des sections efficaces d'ionisation simple, ce qui s'écrit

$$I \geq \sum_{k=0}^{n-1} \frac{1}{\sigma_{k,k+1}} \tag{1.4}$$

Comme nous l'avons mentionné plus haut, il existe d'autres processus dans un plasma qui ont une influence sur l'état de charge des ions. Les deux processus principaux sont la recombinaison électronique et l'échange de charge avec des ions ou atomes du plasma.

Dans la recombinaison électronique ($A^{q+} + e^- \rightarrow A^{(q-1)^{+*}}$) un ion de charge q capture un électron et obtient la charge $q-1$. La section efficace de recombinaison électronique est donc proportionnelle au nombre d'électrons dans le plasma, néanmoins si les électrons ont une énergie suffisamment élevée, l'infuence de ce processus est diminué.

Dans le processus d'échange de charge ($A^{q+} + B \rightarrow A^{q-1} + B^+$), l'ion de charge q capture un électron à un atome ou ion du plasma. A basse vitesse, la section efficace de capture par échange de charge est supérieure à la section efficace d'ionisation par impact d'électron. C'est pour cela qu'il est nécessaire de limiter la quantité de particules neutres dans le plasma.

1.2 Les sources de type ECRIS

Nous allons maintenant décrire le fonctionnement des sources ECRIS (*Electron Cyclotron Resonance Ion Source*), c'est en effet ce type de source qui a été utilisé dans notre dispositif expérimental.

Les sources d'ions ECR ont été inventées et développées par R. Geller et ses collaborateurs en 1969. Dans les sources ECR, les électrons d'un plasma sont chauffés à de hautes énergies à l'aide de micro-ondes et atteignent ainsi des énergies suffisament élevées pour pouvoir éplucher par collision les atomes de leurs électrons et ainsi créer des ions multichargés. Ces sources d'ions délivrent des courants continus d'ions très chargés et l'émission radiative de leur plasma peut être utilisé comme source de rayons X pour la spectroscopie X. De nos jours les sources ECR sont reconnues pour leur stabilité et leur faible coût. Elles sont utilisées dans la plupart des grands accélérateurs dans le monde (TRIUMF, CERN, GSI, GANIL). De plus, les ECRIS sont aussi utilisées dans de petits dispositifs expérimentaux avec

des domaines d'applications très variés (interaction ions-surface, physique des plasmas, physique atomique).

Principe de fonctionnement

Dans une source ECR, on confine un plasma à l'aide d'un champ magnétique intense qui est obtenu à l'aide d'une structure multipôlaire et d'une structure (bobines de Helmotz ou aimants permanents) fournissant une configuration dite en champ minimum le long de l'axe. La structure en champ minimum confine les électrons longitudinalement en créant une bouteille magnétique alors que l'hexapôle assure le confinement radial. Un champ radiofréquence accordé à la fréquence cyclotron des électrons est utilisé pour chauffer les électrons du plasma qui peuvent acquérir des énergies de plusieurs dizaines de keV et ioniser fortement des atomes introduits dans la source (ionisation par impact d'électrons). Ces ions très chargés sont alors extraits à l'aide d'une haute tension. Une représentation schématique du fonctionnement des sources ECR est présentée dans la figure 1.1.

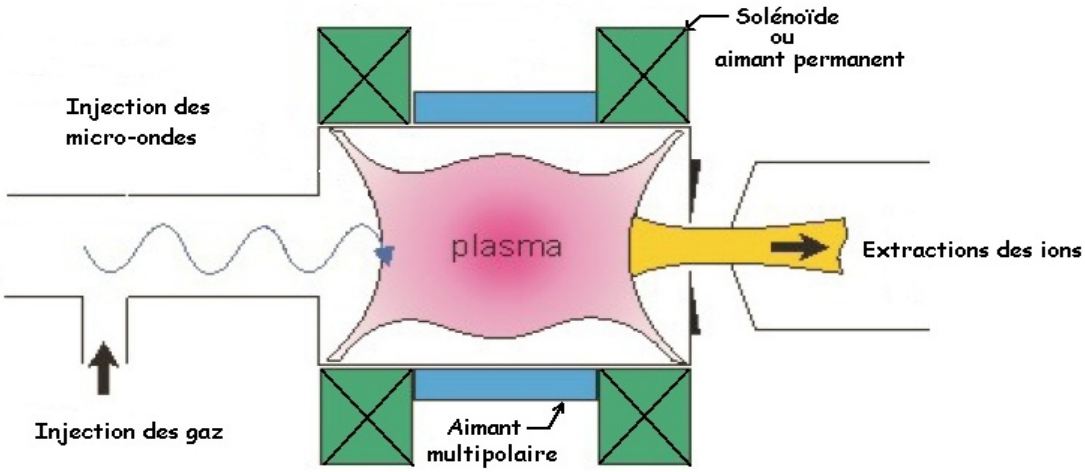


Figure 1.1: Représentation schématique du fonctionnement des sources ECR

Résonance cyclotronique des électrons

Les électrons sont chauffés et accélérés grâce aux micro-ondes injectées dans le plasma. Dans un champ magnétique, les électrons ont une trajectoire

circulaire autour des lignes de champ avec une fréquence dite cyclotron f_{cycl} définie en fonction de la charge de l'électron e, de sa masse m, et du champ magnétique B :

$$f_{cycl} = \frac{\omega_{cycl}}{2\pi} = \frac{e}{2\pi m}B \tag{1.5}$$

La résonance cyclotronique se produit quand la fréquence de gyration des électrons f_{cycl} est égale à la fréquence des micro-ondes injectées. Dans ce cas, le module de la vitesse transversale des électrons $v_\perp$ croît proportionnellement au champ électrique des micro-ondes, ainsi:

$$\Delta v_\perp = \frac{e}{m}Ecos(\alpha)\Delta t \tag{1.6}$$

où E est l'intensité du champ électrique, α est l'angle entre le vecteur du champ électrique et la vitesse transversale, et Δt est le temps pendant lequel les électrons sont restés sur la surface de résonance. Pour des champs magnétiques de l'ordre du Tesla, les fréquences de résonance typiques sont de l'ordre de quelques GHz.

Un chauffage optimum des électrons par les micro-ondes est obtenu lorsque les micro-ondes sont polarisées circulairement à droite [16], le vecteur du champ électrique de l'onde tourne ainsi dans le même sens que les électrons qui tournent autour des lignes du champ magnétique (voir Fig. 1.2). Pour pouvoir chauffer longtemps les électrons du plasma, afin qu'ils acquièrent des énergies élevées, il est nécessaire de confiner le plasma à l'aide d'un champ magnétique ainsi les électrons pourront passer à plusieurs reprises dans la surface de résonance. Les électrons peuvent ainsi atteindre des énergies de plusieurs centaines de keV [16].

Confinement du plasma

La figure 1.3 montre l'évolution du champ magnétique le long de l'axe de la source. Une bouteille magnétique est créée et assure le confinement longitudinal du plasma. Cette bouteille magnétique n'est pas complètement symétrique ($B_{max1} > B_{max2}$) afin d'assurer une meilleur extraction des ions produits. Quant au confinement radial, il est assuré par un multipôle magnétique, en général un hexapôle, dont on peut voir les lignes de champ sur la figure 1.4. Dans ce cas, le plasma prend une forme hexagonale comme le montre une photo du plasma (voir Fig. 1.4) de la source ECRIT au Paul Scherrer Institute.

Cette configuration magnétique permet de confiner les électrons dans la chambre de la source. On peut montrer, qu'une condition pour qu'un électron reste piégé dans la source s'écrit

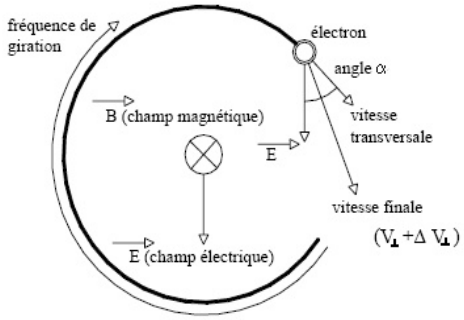


Figure 1.2: Modification du vecteur vitesse par le champ électrique. Schéma issu de la Thèse de N. Adrouche [1].

$$\frac{|v_\perp|}{|v_{//}|}_{B=B_{min}} = sin\theta_0 \geq \sqrt{\frac{B_{min}}{B_{max}}} \tag{1.7}$$

où $v_{//}$ et $v_\perp$ sont respectivement les composantes parallèle et orthogonale de la vitesse de l'électron par rapport au champ magnétique et où θ_0 est l'angle entre la vecteur vitesse de l'électron et la ligne de champ magnétique où le champ est minimum (voir Fig. 1.3). Le rapport B_{max}/B_{min} est appelé le rapport miroir du champ magnétique. C'est une des caractéristiques essentielles des sources ECR. Un rapport miroir se situant entre 1.5 et 5 permet un piégeage efficace des électrons [16].

Quant à eux, les ions sont piégés dans la charge d'espace créée par les électrons. Les électrons chauds s'accumulent dans la zone où le champ magnétique est minimum, ils créent un puits de potentiel négatif où les ions positifs sont attirés et piégés (voir Fig. 1.5). En effet, la fréquence cyclotron des ions est très inférieure à celle des électrons, l'interaction des ions avec le champ magnétique ou les micro-ondes est négligeable.

Optimisations

Plusieurs solutions s'offrent à nous pour optimiser les performances des sources ECR. On peut en effet augmenter la quantité d'électrons libres dans le plasma en introduisant peu profondèment dans la chambre à plasma une électrode polarisée négativement et en utilisant une chambre plasma en aluminium qui est un émetteur d'électrons secondaires très efficace. Aussi, la production d'ions très chargés peut être sensiblement améliorée

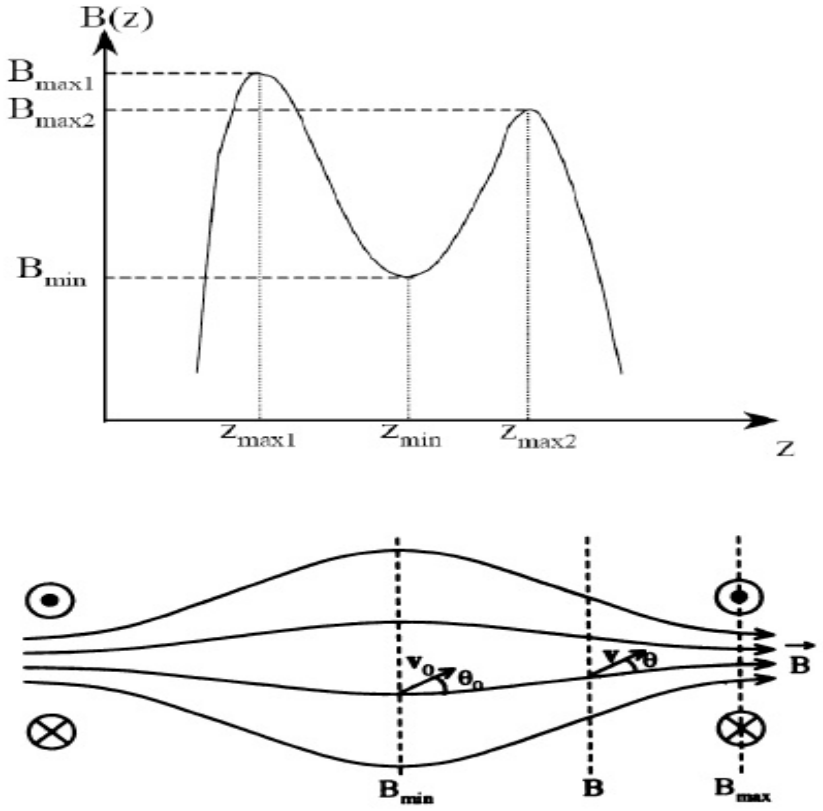


Figure 1.3: Haut: Champ axial le long de la source ECR. Bas: Lignes du champ magnétique dans la source.

en ajoutant dans le plasma un gaz support plus léger que le gaz principal. L'interprétation la plus probable de ce phénomène est que les ions du gaz support refroidissent les ions très chargés du gaz principal. Le refroidissement des ions augmenterait leur temps de confinement dans le plasma et leur permettrait ainsi d'atteindre des états de charge plus élevés [16].

1.3 La source ECR SIMPA

En septembre 2002, l'équipe de Paul Indelicato du Laboratoire Kastler Brossel et l'équipe de Dominique Vernhet et Jean-Pierre Rozet de l'INSP ont fait l'acquisition conjointement d'une source ECR SuperNanogan de la marque Pantechnik [28]. Notre groupe au LKB avait pour objectif d'étudier les rayons X émis par la source ainsi que les états métastables que l'on pou-

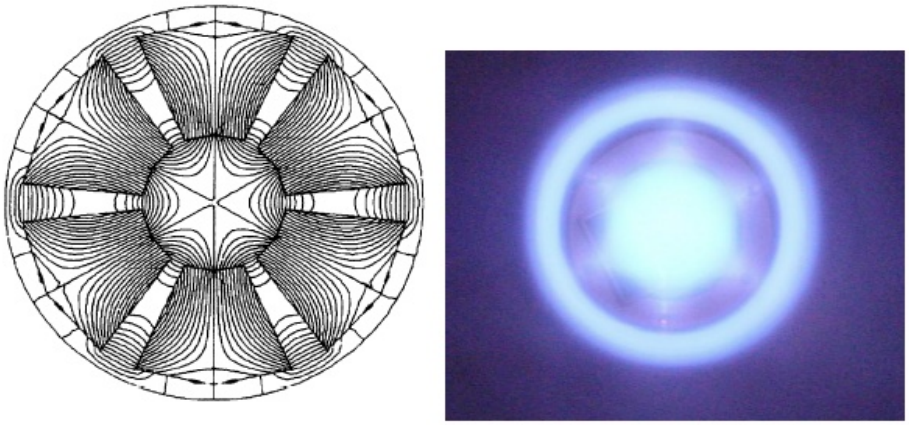


Figure 1.4: Gauche:Vu de profil de l'hexapôle d'une source ECR et de ses lignes de champ. Droite: Image du plasma à l'intérieur de la chambre de la source

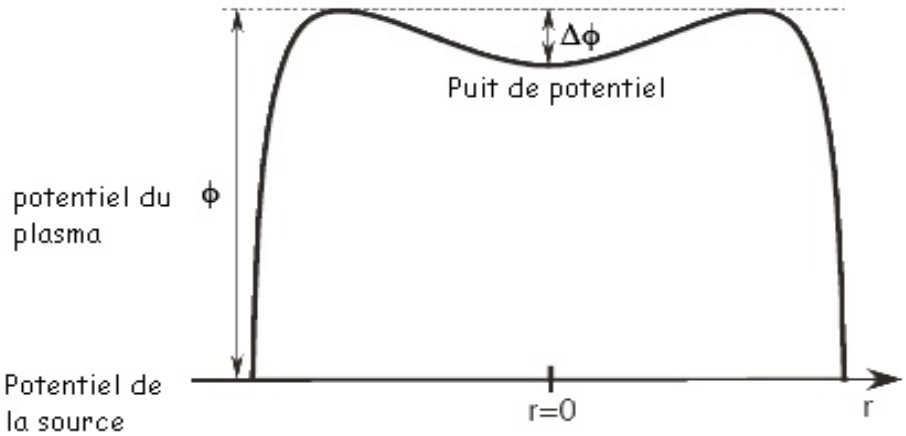


Figure 1.5: Forme du potentiel du plasma le long de l'axe radial. Schéma issu de la thèse de M. Trassinelli [36].

vait en extraire. Quant au groupe de l'INSP, leur objectif était l'utilisation des ions très chargés pour des expériences d'interaction ion-surface. La source d'ions a été baptisée SIMPA, pour Source d'Ions Multichargés de Paris.

Présentation générale de la source SIMPA

Dispositif expérimental La source SIMPA fonctionne à une fréquence micro-ondes de 14,5 GHz . Le confinement magnétique du plasma est assuré par des aimants permanents: deux aimants cylindriques pour le confinement axial du plasma et un aimant hexapôlaire pour son confinement radial. L'injection des micro-ondes et des gaz se fait par un cube en cuivre perpendiculairement à l'axe de la source. Une ligne de transfert composée de deux tubes coaxiaux de longueurs différentes permet le transport des micro-ondes et du gaz jusqu'à la chambre plasma. Le tube intérieur de cette ligne de transfert est en cuivre et constitue l'électrode de polarisation qui fournit des électrons au plasma (voir la figure 1.7). Le pompage de la source est assuré par deux pompes turbo-moléculaires situées respectivement à l'entrée de la source (vitesse de pompage: $40l/s$) et à la sortie de la source (vitesse de pompage: 500 l/s). Ce système permet d'atteindre un vide de l'ordre de 10^{-7} mbar lorsque aucun gaz n'est injecté. La figure 1.6 montre une photo de la source et la figure 1.7 en donne une représentation schématique.

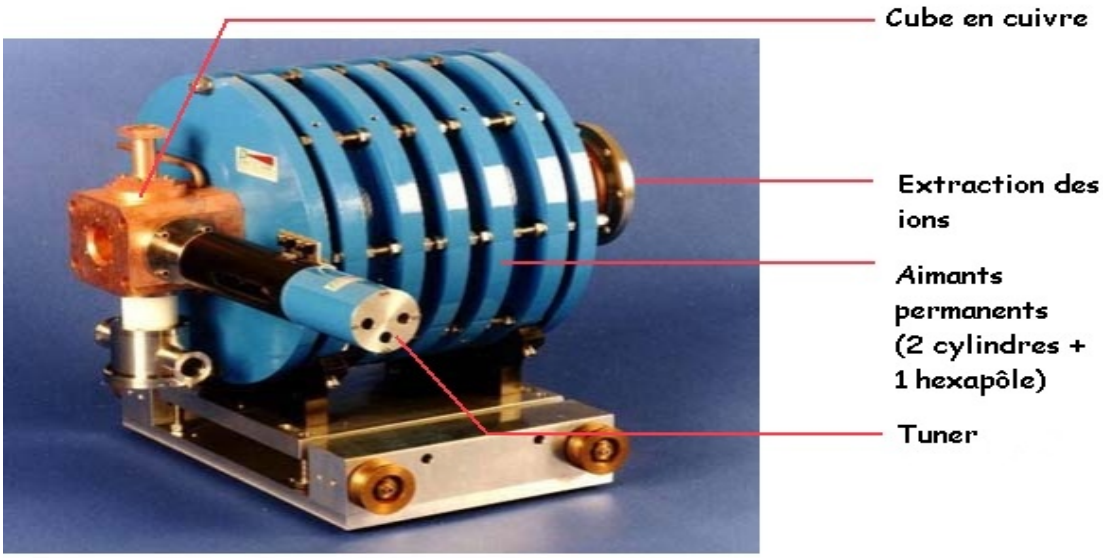


Figure 1.6: Source ECR SuperNanogan fonctionnant à 14,5 GHz avec un rapport miroir d'environ 2,4 et une tension d'extraction pouvant aller jusqu'à 34kV

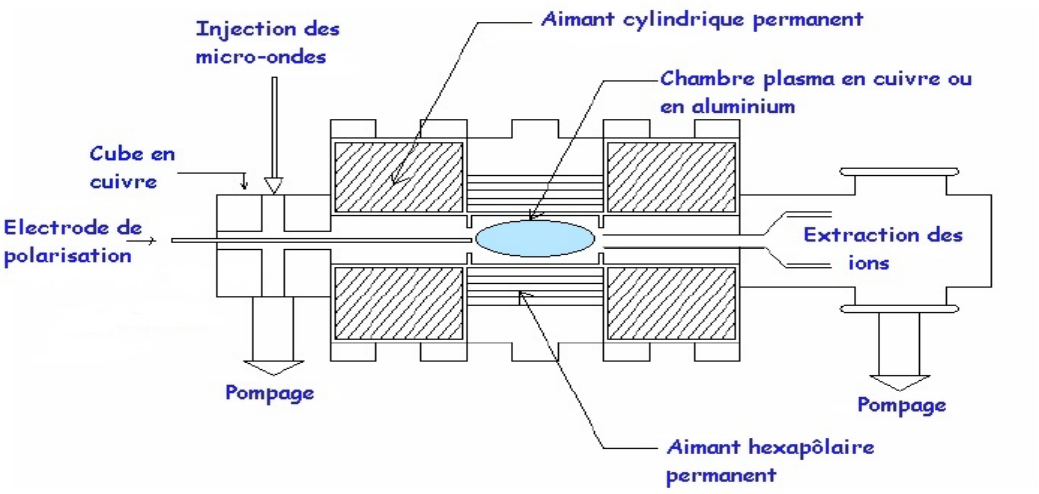


Figure 1.7: Représentation schématique de la source SIMPA. Schéma issu de la thèse de N. Adrouche [1].

Champ magnétique de confinement Une exploration du champ magnétique axial de la source a été effectuée à l'aide d'un magnétomètre. La figure 1.8 met bien en évidence la configuration dite en champ minimum, avec un champ minimum pour la bouteille magnétique de 469 mT, un champ maximum en injection de 1182 mT et un champ maximum en extraction de 970 mT. Nous rappelons que l'intérêt d'avoir un champ maximum en extraction inférieur au champ maximum en injection est de permettre une meilleure extraction des ions. Le rapport miroir de la structure magnétique a ainsi pu être mesuré, il est de 2.52 à l'injection et de 2.07 à l'extraction. Avec une fréquence de 14,5 Ghz les électrons rentrent en résonance avec un champ magnétique de 518 mT (cf. Eq. 1.5). Cela nous permet de conclure en se réferant à la courbe du champ magnétique axial que la longueur du plasma est d'environ 34 mm. Une description détaillée de la méthode de mesure peut se trouver dans la thèse de Nacer Adrouche [1].

Injection des micro-ondes Les ondes hautes fréquences de 14,5 GHz injectées dans la source sont produites par un klystron qui peut atteindre une puissance de 2000 watts. Le klystron est utilisé comme un amplificateur de micro-ondes. Les micro-ondes sont conduites jusqu'à la source par un guide d'onde rectangulaire connecté au cube d'injection en cuivre. Les micro-ondes passent à travers un tube en cuivre. On dispose d'un piston

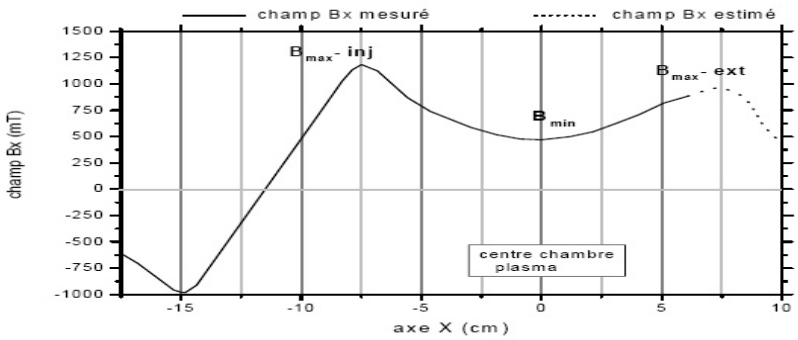


Figure 1.8: Représentation schématique de la source SIMPA. Schéma issu de la thèse de N. Adrouche [1].

(tuner) mû par un moteur commandé électroniquement sur le côté du cube et qui permet d'optimiser le couplage entre le plasma et les micro-ondes. La figure 1.9 montre une simulation de la propagation des micro-ondes à l'intérieur de la chambre plasma. Cette simulation a été réalisée par A. Bleiker et L. Stingelin du groupe d'hyperfréquences de l'Institut Paul Scherrer [5].

La figure 1.9 représente le principe de fonctionnement d'un klystron. Un canon à électrons produit des électrons qui sont confinés par un champ magnétique axial puis accélérés jusqu'à une première cavité ("Buncher"). Lors de leur passage dans la première cavité, l'intensité du faisceau d'électrons est modulée par un signal RF faible, ainsi des paquets d'électrons ("Bunchs" d'électrons) sont crées et sont attirés par une anode positive (collecteur) à l'autre bout de la chambre de résonance. Lors de leur passage dans la chambre de résonance (Zone entre les deux cavités) les électrons émettent des ondes stationnaires à la même fréquence que le signal RF injecté, le signal émit est récupéré dans une seconde cavité ("Catcher").

Performances en Extraction de la source SIMPA à 14 kV et avec une chambre plasma en cuivre

Dans cette partie, nous allons décrire brièvement les performances de la source SIMPA avec une tensions d'extraction à 14kV et une chambre plasma en cuivre. Ces résultats ont été obtenus pendant ma première année de thèse. Nous avons pu tester la source avec des gaz d'Argon ($Z = 18, A = 40$) et de Krypton ($Z = 36, A = 84$) avec Z le nombre de charge et A le nombre

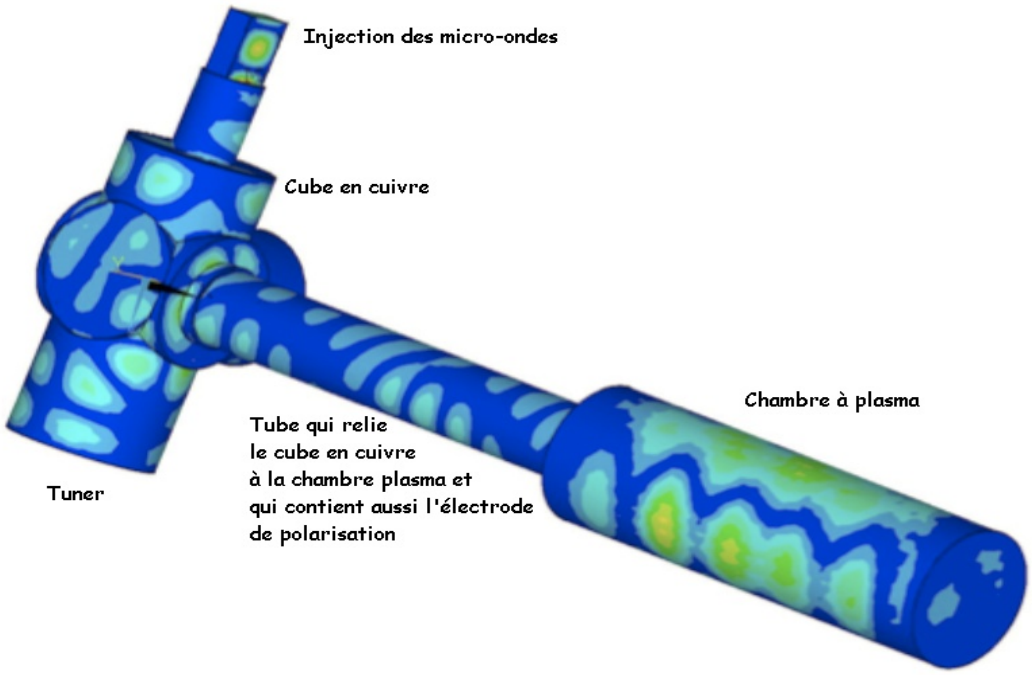


Figure 1.9: Propagation des micro-ondes du cube en cuivre jusqu'à la chambre plasma. Les micro-ondes sont représentées en jaune-vert.

de nucléons. Nous décrirons les performances de la source SIMPA pour ces deux gaz lorsque le gaz support utilisé est de l'oxygène ($Z = 8, A = 16$). Dans une première partie, nous présenterons le dispositif expérimental, en décrivant la ligne de transport des ions, puis dans une seconde partie nous détaillerons les résultats obtenus.

Description de la ligne de transport à 14 kV

Extraction des ions Les ions sont extraits du plasma par un champ électrique, via deux électrodes cylindriques coaxiales, les électrodes d'extraction. Une différence de potentiel entre le plasma et les électrodes d'extraction est créée afin d'extraire les ions, cette différence de potentiel peut atteindre jusqu'à 34 kV, pour une extraction optimale. En effet, Le corps de la source peut être soumis à un potentiel maximal de 20 kV. L'électrode intérieure des deux électrodes d'extractions peut être soumise à un potentiel négatif maximal de 14 kV. La seconde électrode d'extraction est quant à elle toujours mise à la masse. Les tests ont été effectués avec un potentiel

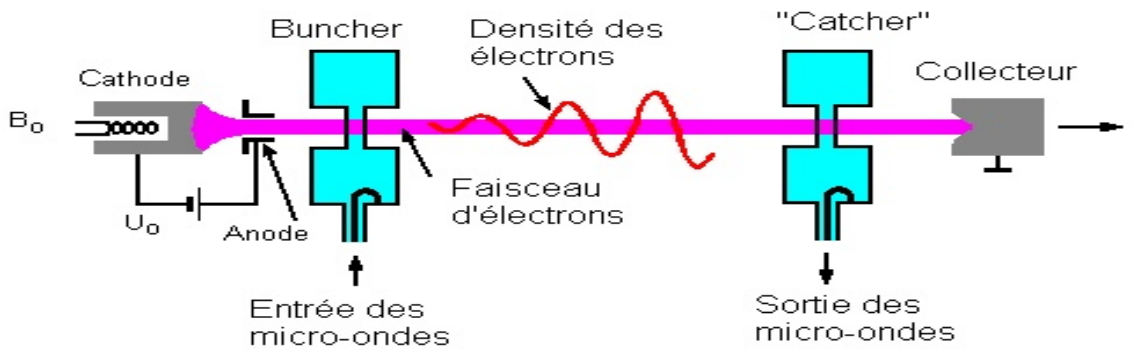


Figure 1.10: Principe de fonctionnement d'un klystron : Un faisceau d'électrons modulé en vitesse par un faible signal RF rémet un signal RF beaucoup plus important

de 14 kV sur le corps de la source, les électrodes d'extraction restant à la masse. De plus, pour optimiser l'intensité du faisceau d'ions extrait, un dispositif mécanique a été mis en place qui permet de modifier la position axiale des électrodes d'extractions par rapport au corps de la source, mais aussi leurs positions l'une par rapport à l'autre. Juste après les électrodes d'extraction, un solénoïde (voir Fig. 1.11) permet de focaliser le faisceau d'ions, un champ magnétique longitudinal pouvant atteindre 0.4 Tesla peut ainsi être produit.

Mesure du courant Après focalisation par le solénoïde, le faisceau est selectionné en état de charge et en masse à travers un dipôle magnétique. Un champ magnétique intense (jusqu'à 0.3 Tesla) est produit et donne une trajectoire circulaire aux ions. Le rayon de courbure r de cette trajectoire dépend du champ magnétique B, du rapport charge sur masse des ions q/m et de l'énergie cinétique des ions. En utilisant un jeu de fentes métalliques après le dipôle (voir jeu de fentes (2) sur la figure 1.11), on peut sélectionner précisément les ions que l'on veut conduire en bout de ligne :

$$B \propto \frac{1}{r}\sqrt{\frac{mV}{q}} \tag{1.8}$$

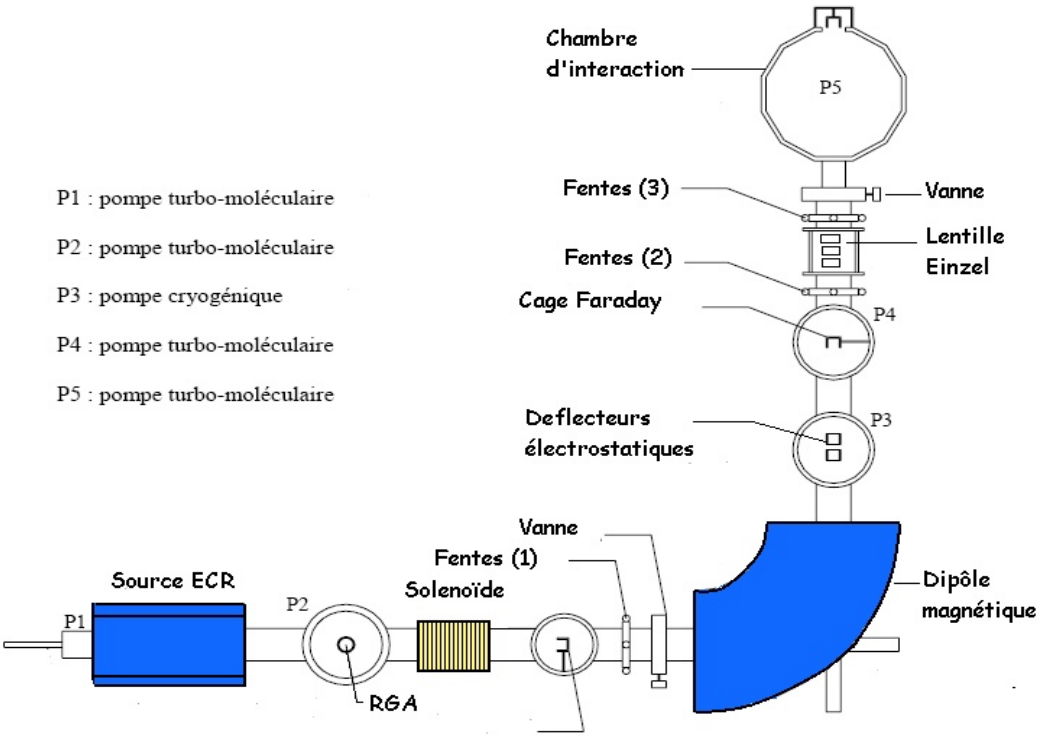


Figure 1.11: Ligne de transport du faisceau qui a servit à la caractérisation des performances de la source à 14 kV avec une chambre plasma en cuivre

où V est le potentiel d'extraction des ions. Par la suite les ions sont refocalisés à l'aide d'une lentille de Einzel cylindrique. Le courant ainsi extrait peut être mesuré à l'aide d'une cage de Faraday muni d'un anneau de garde, si les courants sont supérieurs à environ 0.1μA. Pour mesurer des courants plus faibles, nous avons utilisé un intégrateur de courant en accumulant le courant sur la cage de Faraday pendant de longues périodes de temps (plusieurs dizaines de minutes), ainsi des courants de l'ordre de plusieurs dizaines de pA ont pu être mesurés.

Chambre d'interaction Une chambre d'interaction est placée après la cage de Faraday et permet de faire interagir le faisceau d'ions soit avec un jet de gaz, soit avec un jet d'agrégats, soit avec une cible solide. L'interaction du faisceau d'ion avec une cible permet d'étudier les interactions ion-surface ou encore les collisions ions-atomes. Le résultat de cette interaction permet aussi de mieux caractériser le faisceau d'ions en analysant les radiations

émises pendant la collision. Quand un ion entre en collision avec une cible, il capture un ou plusieurs électrons ce qui produit une cascade radiative dans l'ion. L'énergie des photons émis dépend fortement de l'état de charge initial de l'ion et mesurer leurs énergies permet de mieux caractériser l'ion. En particulier, cette méthode est très utile dans la détection de faisceaux d'ions peu intenses, ou encore pour distinguer des ions qui ont des rapports charge sur masse très proches et qui sont donc difficilement séparables par le dipôle magnétique, les cascades radiatives pouvant servir de signature pour les ions.

Résultats

Paramètres d'optimisation de la source Afin d'optimiser la production de courant tout en assurant une bonne stabilité, nous pouvons agir sur plusieurs paramètres. Pour ce faire, il faut sélectionner un état de charge avec le dipôle magnétique et faire varier les paramètres de la source afin de recueillir un courant maximum sur la cage de Faraday en bout de ligne. Nous allons maintenant récapituler l'ensemble des paramètres et décrire leurs effets.

- ***Gaz support*** Un des paramétres les plus importants est la proportion entre la quantité de gaz support et la quantité de gaz principal introduits dans la chambre plasma. Généralement, pour fournir assez d'électrons au plasma, la quantité de gaz support (ici, l'oxygène) est d'environ 8 à 10 fois plus importante que la quantité de gaz principal.

- ***Puissance HF*** On peut faire la varier la puissance des micro-ondes que l'on introduit dans la chambre pour ainsi chauffer de plus en plus les électrons, la plage de variation va de 1 à 2000 W. Néanmoins, la puissance optimale se situe vers 400 W, si l'on va au-delà de 400 W les performances de la source ne sont plus améliorées. Ce phénomène s'interprète [20] par le fait qu'à partir d'une certaine puissance les électrons acquièrent une vitesse transversale trop élevée pour rester confinés dans la bouteille magnétique, ils quittent donc le plasma qui n'a plus assez d'électrons pour ioniser les atomes.

- ***Piston d'accord HF - plasma*** On peut faire varier la position d'un piston (tuner), situé à l'intérieur d'un cube de cuivre à l'arrière de la source. Le cube a pour but de réfléchir dans l'axe de la source les micro-ondes qui sont injectées perpendiculairement à celui ci. Selon la position du piston un bon couplage est obtenu entre les micro-ondes et les électrons du plasma.

- ***Solenoïde*** Le solénoïde permet de focaliser le faisceau et son point focal se situe après le dipôle magnétique. Le champ magnétique produit par ce solénoïde peut varier de 0 à 400 mT. Il est ajouté pour maximiser le courant.

- ***Electrodes d'extraction*** Comme nous l'avons déjà fait remarquer, nous avons la possibilité de modifier la position des électrodes d'extraction, cela a un impact important sur l'intensité du faisceau extrait. Lors de nos expériences la source était soumise à un potentiel de 14 kV et la seconde électrode est mise à la masse.

- ***Electrode de polarisation*** Nous rappelons qu'en appliquant une tension négative sur l'électrode de polarisation nous fournissons ainsi des électrons au plasma. Nous pouvons optimiser cet apport d'électrons en faisant varier la valeur de la tension appliquée, cette tensions peut aller jusqu'à plusieurs centaines de volts. Aussi, en faisant varier de quelques millimètres la position axiale de l'électrode de polarisation par rapport à la chambre plasma on peut augmenter sensiblement la quantité et la stabilité du courant.

Courants d'ions Argon à 14 kV avec une chambre en cuivre Nous avons optimisé la source pour obtenir un courant d'ions Ar^{13+} avec une puissance HF optimale de 400W. La tension d'extraction était de 14 kV, nous avons utilisé de l'oxygène comme gaz support. Tous les jeux de fentes de la ligne étaient ouverts. Nous avons ensuite effectué un scan du champ magnétique du dipôle, ce qui nous permet de présenter le spectre en état de charge sur la figure 1.12. Nous observons la présence de 57 nA d'ions Ar^{16+} mais la présence d'ions argon hydrogénoïdes n'est pas visible sur ce spectre car le courant est trop faible et est difficile à séparer.

Pour mettre en évidence la présence d'ions argon hydrogénoïdes, nous avons fais interagir le faisceau d'ions avec une cible d'aluminium placée dans la chambre d'interaction, l'objectif étant de détecter les photons X émis par la désexcitation radiative après capture d'un électron pendant la collision de l'ion Ar^{17+} avec la cible. La détection de photons X dûs à la transition $1snp$ vers $1s^2$ de l'ion Ar^{16+} (argon héliumoïde après capture d'un électron) est alors une signature exclusive de la production d'ions Ar^{17+}. Nous avons obtenu cette signature, la figure 1.15 montre le spectre enregistré sur un détecteur à photon X placé dans la chambre interaction et ce lorsque un faisceau d'ion Ar^{17+} entre en collision avec la cible d'aluminium. En prenant en compte la géométrie du problème et les différentes sections efficaces mis en jeu, on a pu remonter à l'intensité du courant d'ion Ar^{17+} qui s'est

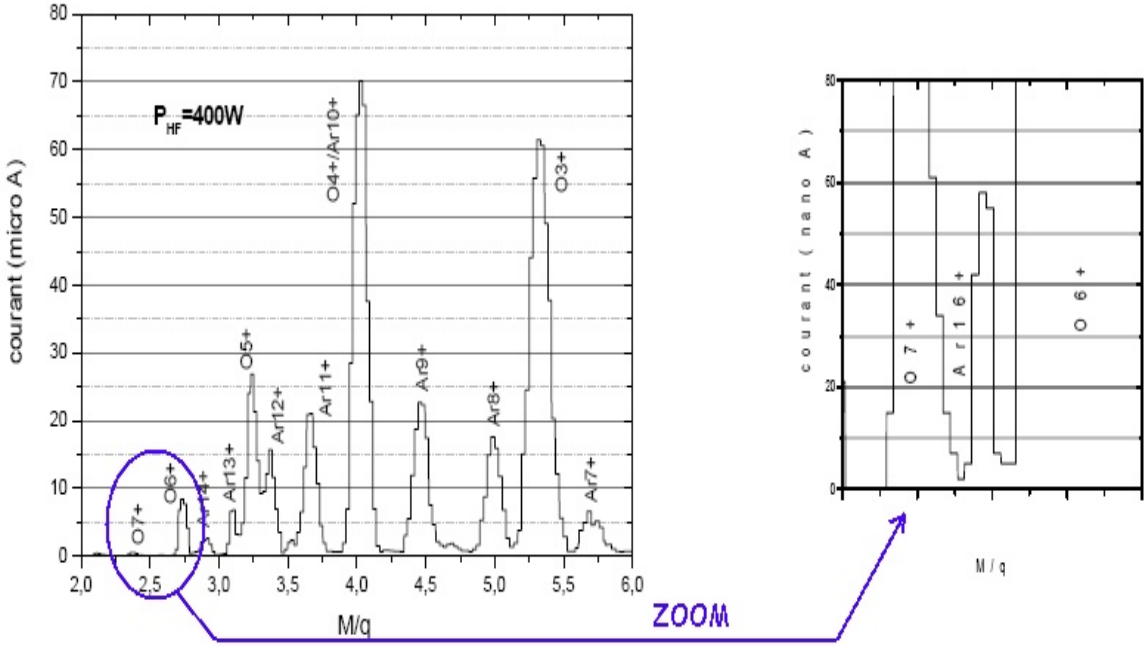


Figure 1.12: Spectre en états de charge de l'Argon obtenu avec une puissance HF de 400W à 14 kV. Schéma issu de la thèse N. Adrouche [1].

avérée être de 116 pA. La difficulté de produire de l'argon hydrogénoïde vient du fait que l'énergie d'ionisation du premier électron de la couche $1s$ est d'environ 4120 eV, la présence d'électrons dans le plasma ayant une énergie supérieure ou égale à cette énergie d'ionisation est donc nécessaire.

Courants d'ions Krypton à 14 kV avec une chambre en cuivre Nous avons effectué le même travail avec des ions de Krypton en optimisant les paramètres afin d'atteindre un courant maximal d'ions Kr^{17+}, la puissance HF optimale restant 400W. Nous présentons en figure 1.14 le spectre en état de charge associé. Le plus haut état de charge ayant été mesuré est le Kr^{24+}, avec un courant de 110 nA. La présence d'états de charge aussi élevés s'explique par le fait que les énergies d'ionisation de la couche $3s$ du krypton sont inférieures à 1200 eV. Il est donc plus aisé de produire des ions Kr^{24+} que des ions Ar^{17+}.

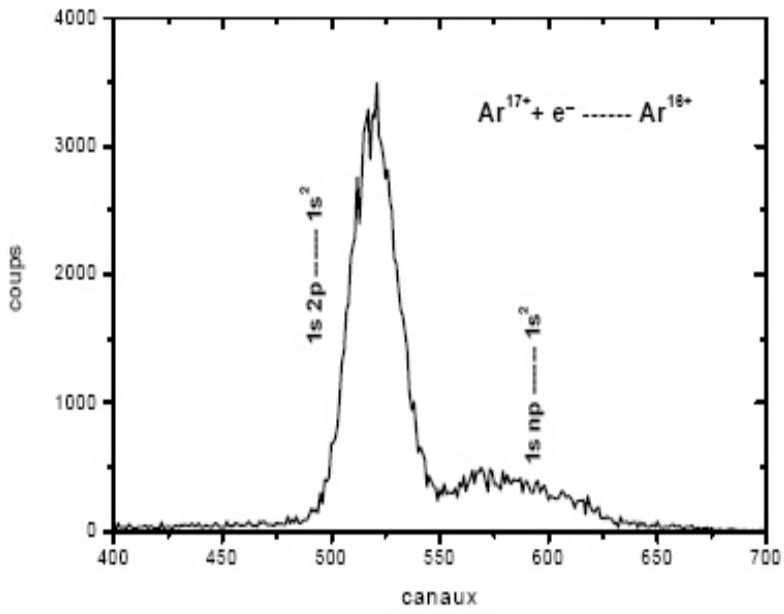


Figure 1.13: Détection de l'ion Ar^{17+} avec le détecteur à photons X placé dans la chambre d'interaction à 14 kV. Schéma issu de la thèse N. Adrouche [1].

Performances en Extraction de la source SIMPA à 4.2 kV et avec une chambre plasma en aluminium

Dans cette partie, nous allons décrire brièvement les performances de la source SIMPA avec une tensions d'extraction à 4.2kV et une chambre plasma en aluminium. En effet, notre piège à ions fonctionne de manière optimale avec des ions d'une énergie cinétique de l'ordre de quelques kilo volts. De plus, le piège est bien caractérisé avec des ions d'une énergie cinétique de 4.2 keV. C'est pour cela, que nous utilisons une tension d'extraction de 4.2 kV. Notre objectif en remplaçant la chambre en cuivre par une chambre aluminium était d'obtenir de plus haut états de charges, en effet l'aluminium est connu pour émettre facilement des électrons secondaires. Ces résultats ont été obtenus pendant ma troisième année de thèse . Nous avons pu tester la source avec des gaz d'Argon et de Krypton, le gaz support étant de l'Oxygène.

Nous ne décrirons pas ici en détail la ligne de transport des ions qui est légèrement différentes de celle utilisée lorsque nous étudions la source

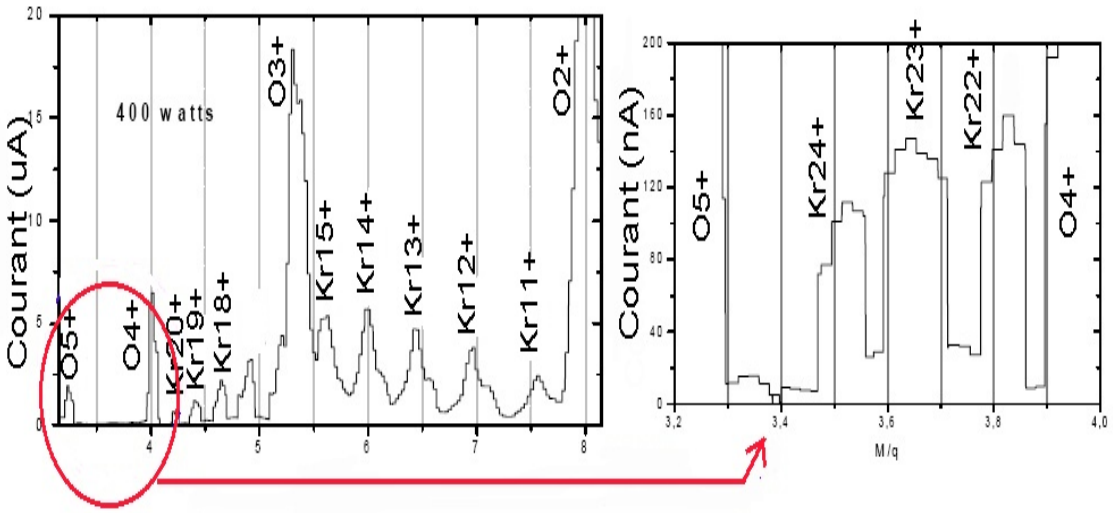


Figure 1.14: Spectre en états de charge du Krypton obtenu avec une puissance HF de 400W à 14 kV. Schéma issu de la thèse N. Adrouche [1].

à 14 kV. La seule différence est que le piège à ions et des réductions de conductances ont été rajoutés avant la cage de Faraday. Le lecteur trouvera une description précise de cette nouvelle ligne dans le chapitre 4, section 4.1A.

Les figures 1.15 et 1.16 montrent le spectre en état de charge obtenu pour respectivement des ions Argon et des ions Krypton. Dans le cas de l'Argon, la puissance HF était de 72W et la tension de l'électrode de polarisation était de 120V. Pour le Krypton, la puissance HF était de 146W et la tension de l'électrode était de 215W. Grâce à la chambre en aluminium, il n'est plus nécessaire d'utiliser une puissance HF supérieure à 150 W pour obtenir de hauts états de charges. Néanmoins, le fait d'extraire à seulement à 4.2 kV diminue d'environ par 10 les courants extraits par rapport à une extraction à 14kV. Les spectres montrent qu'il est possible d'obtenir 800 nA de Kr^{22+} (état de charge maximal obtenu) et 300 nA de Ar^{13+}. Le spectre de Krypton de la figure 1.17 met en évidence la présence des isotopes du Krypton, par exemple pour l'ion Kr^{14+}, on voit les pics associés des isotopes $^{82}Kr^{14+}$, $^{83}Kr^{14+}$, $^{84}Kr^{14+}$, et $^{86}Kr^{14+}$.

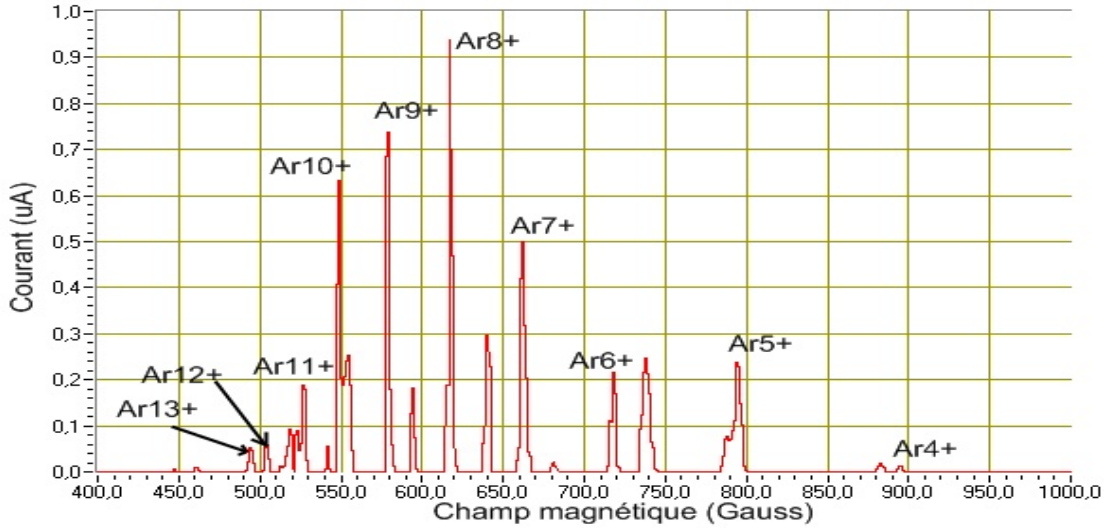


Figure 1.15: Spectre en états de charge de l'Argon obtenu avec une puissance HF de 72W à 4.2 kV et une chambre plasma en aluminium.

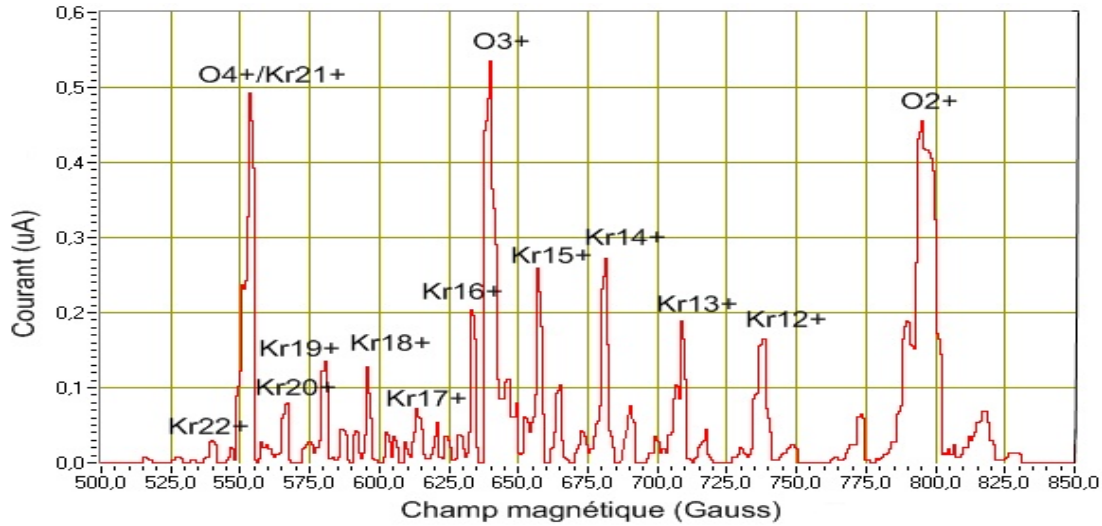


Figure 1.16: Spectre en états de charge du Krypton obtenu avec une puissance HF de 146W à 4.2 kV et une chambre plasma en aluminium.

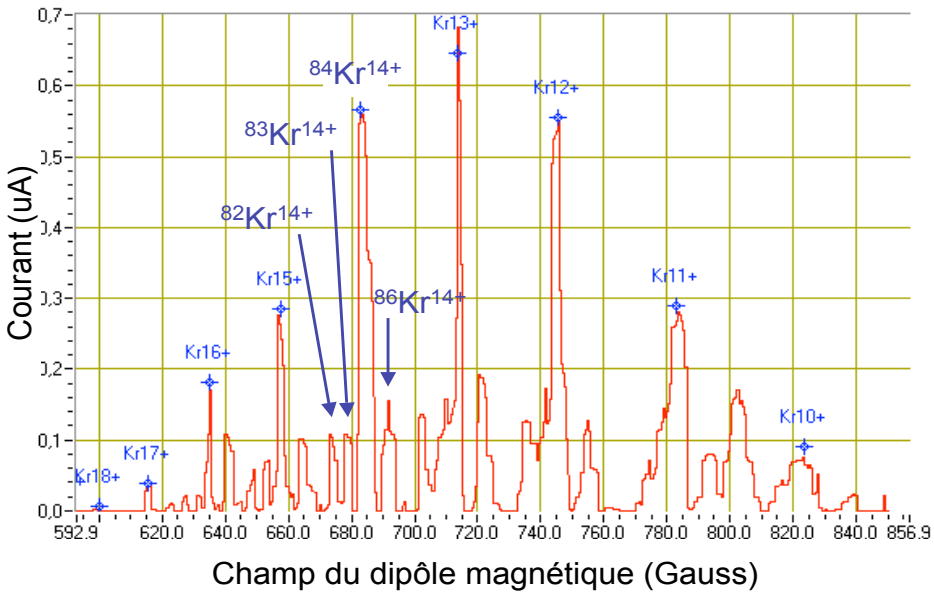


Figure 1.17: Spectre en états de charge du Krypton à 4.2 keV mettant en évidence la présence dans le plasma des différents isotopes du Krypton.

1.4 Conclusion

Dans ce premier chapitre, j'ai décrit la source d'ions multichargés SIMPA qui a été acquise en 2002 par l'équipe de Paul Indelicato en partenariat avec l'équipe de Dominique Vernhet et de Jean-Pierre Rozet de l'INSP. Cette source permet de produire des faisceaux d'ions multichargés de basse vitesse. Nous avons exploré les performances de la source d'ions, en terme des courants extraits pour deux elements, que sont l'argon et le krypton. Il apparait que cette source produit des etats de charges moyens avec une intensite de l'ordre de la dizaine de micro-Ampere à 14kV. Elle produit egalement des états de charges relativement élevés avec des intensites de l'ordre du μA, voir du nA pour les états de charges les plus élevés. Lors de nos expériences avec le piège électrostatique, la tension d'extraction sera de 4.2 keV, les courants extraits sont divisés environ par 10. Ceci est dû au fait que la tension d'extraction est moins importante et au fait que le piège installé sur la ligne de faisceau agit comme réducteur de conductance, le

diamètre des électrodes variant de 16 à 26 mm.

Chapitre 2

Les pièges électromagnétiques

2.1 Introduction au piégeage électromagnétique

Intérêt du piégeage électromagnétique

Depuis une cinquantaine d'années les techniques permettant de piéger des particules se sont énormément développées. Plusieurs raisons viennent expliquer cela. Tout d'abord, la possibilité de confiner des ions dans un espace donné permet des temps d'observation beaucoup plus long et cela nous donne les moyens d'augmenter d'autant la précision des mesures faites sur le système. D'autre part, piéger les ions nous permet d'isoler le système et de le rendre moins sensible aux perturbations extérieures. De multiples applications peuvent tirer profit d'un temps de piégeage long des particules, ainsi un large spectre de découvertes et de nouvelles expériences ont pu voir le jour. De nos jours, les techniques de piégeage ne cessent de s'améliorer et sont vecteurs d'avancées notables dans des domaines aussi variés que la physique atomique, moléculaire [11], nucléaire [38], la biophysique et la physique des plasmas. Citons quelques exemples pratiques, la spectroscopie de haute résolution, notamment pour la mesure de constantes fondamentales [7],[19] ou encore pour la spectroscopie de masse [42]. Nous pouvons citer aussi la mesure de temps de vie d'états métastables [22] ou encore le refroidissement des degrés de libertés internes [37] et externes [3] des particules chargées par diverses techniques.

En pratique pour piéger des ions il est nécessaire de créer une force de rappel. En laboratoire, on utilise l'interaction électromagnétique pour confiner les ions dans un domaine restreint de l'espace. Les pièges les plus

communément utilisés sont les pièges de Paul [24] et de Penning [9]. On peut aussi citer le piège de Kingdon [6], de conception plus simple, où l'on utilise un champ électrique créé entre un cylindre et un fil situé dans son axe pour confiner les ions. Un autre type de piège électrostatique, le piège Conique (Conetrap), a été développé en 2001 par Schmidt et al. [29]. La possibilité d'utiliser un champ électromagnétique oscillant quadrupolaire a été évoquée la première fois par Wolfgang Paul en 1953[24] en se basant sur les avancées techniques dans le domaine des accélérateurs à haute énergie. L'idée du piège de Penning [9] qui combine un champ quadrupolaire électrostatique à un champ magnétique uniforme à quant à elle été proposée par Hans Dehmelt et baptisée ainsi pour rendre hommage à Francis Michel Penning qui en combinant un champ magnétique à une décharge électrique a réalisé la jauge qui porte son nom. Le Prix Nobel a été remis à Wolfgang Paul et à Hans Dehmelt en 1989 pour leurs travaux sur le développement des pièges à ions.

Généralités sur le piégeage de particules chargées

Le principe de base qui est utilisé dans la plupart des pièges réside dans le théorème de Earnshaw qui stipule *qu'un ensemble de charges ponctuelles ne peut être maintenu en équilibre par le seul effet de leur interaction électrostatique*. La démonstration du théorème d'Earnshaw est simple. La force statique, fonction de la position $\vec{F}(x)$ agissant sur tout objet dans le vide, due au champ électrostatique a toujours une divergence nulle $\nabla\vec{F} = 0$. Au point d'équilibre la force est nulle. Si l'équilibre est stable, la force au voisinage du point d'équilibre doit pointer vers ce point d'équilibre. Toutefois, le théorème de Gauss nous rappelle que

$$\int_S \vec{F}(x).dS = \int_V \nabla\vec{F}dV \tag{2.1}$$

Ainsi, l'intégrale de la composante radiale de la force sur la surface doit être égale à la divergence de la force intégrée dans le volume intérieur à la surface, qui est nulle, donc l'équilibre n'est pas stable. C'est pour cette raison que la plupart des pièges utilisent des champs oscillants ou magnétiques qui agissent sur des particules en mouvement. Dans les pièges les plus connus, on couple un champs électrostatique à un champ magnétique ou à un champ électrique oscillant. La trajectoire des ions est alors fonction de ces champs et est en générale bien comprise.

Piéger une particule chargée revient à la confiner dans un domaine restreint de l'espace grâce à une force de rappel de nature électromagnétique. Pour cela, il faut créer un gradient de potentiel qui puisse maintenir les

particules à l'intérieur du piège. Le moyen le plus simple pour piéger des ions est de créer un champ électrique dont l'intensité croît linéairement avec la distance par rapport au centre du piège. On peut par exemple créer un potentiel quadratique en trois dimensions qui s'écrit:

$$\Phi(x, y, z) = A(\alpha x^2 + \beta x^2 + \gamma z^2) \tag{2.2}$$

Ce champ quadrupolaire offre l'avantage d'être très facilement réalisable mécaniquement et procure la force de rappel la plus importante pour de petites distances par rapport au centre du piège. Si l'on se place dans l'approximation quelque peu paradoxale où il n'y a pas de charges dans le champ alors le potentiel doit satisfaire à l'équation de Laplace qui s'exprime par :

$$\nabla^2\Phi(x, y, z) = 0 \Longrightarrow \alpha + \beta + \gamma = 0. \tag{2.3}$$

Cette condition peut être satisfaite en générant soit un potentiel à deux dimensions Φ_{2D} soit un potentiel à trois dimensions Φ_{3D}:

$$\alpha = -\beta; \gamma = 0 \Longrightarrow \Phi_{2D}(x, y) = A(x^2 - y^2), \tag{2.4}$$

$$\alpha = \beta = 1; \gamma = 2 \Longrightarrow \Phi_{3D}(x, y, z) = A(x^2 + y^2 - 2z^2). \tag{2.5}$$

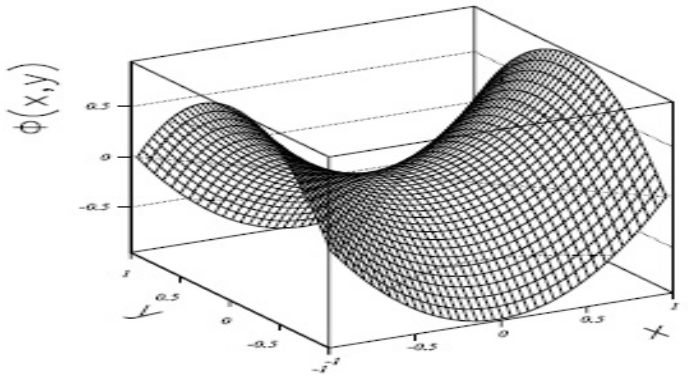


Figure 2.1: Représentation d'un potentiel dans le cas d'un piège à deux dimensions

Comme nous le précise le théorème d'Earnshaw, un potentiel quadratique électrostatique satisfaisant à l'équation de Laplace ne peut à lui seul permettre le piégeage des ions. La figure ci dessus représente le cas d'un

potentiel quadratique à deux dimensions communément assimilé à une selle de cheval. Le champ qui en résulte confine les ions dans une seule direction.

Deux solutions sont alors possibles pour piéger les ions dans les deux directions. Soit l'on fait osciller un potentiel électrostatique à une fréquence convenablement choisie, on aura constitué alors un piège de Paul, soit on superpose au champ électrostatique un champ magnétique homogène, on aura alors constitué un piège de Penning. Nous reviendrons plus en détail sur le fonctionnement des pièges de Paul et de Penning dans la suite de cette thèse.

2.2 Les grands types de pièges électromagnétiques

Le piège de Paul

Nous allons décrire les équations du mouvement dans la forme la plus générale du piège de Paul [24], la forme tridimensionnelle. Nous ne traiterons pas ici le cas d'une autre forme du piège qui est une forme à deux dimensions appelée piège de Paul linéaire [34], qui est couramment utilisée en spectroscopie de masse .

Les équipotentielles décrites par l'équation 2.5 forment une courbe hyperbolique à trois dimensions. Pour reproduire cette configuration on utilise des électrodes dont la forme suit ces équipotentielles. On prendra alors préférentiellement des électrodes à symétrie cylindrique : une première électrode centrale en forme d'anneau de rayon interne r_0 et deux coupelles situées à une distance z_0 du centre du piège, comme nous le montre la figure 2.2.

La géométrie de ce piège est décrite par les équations suivantes pour l'anneau :

$$\frac{r^2}{r_0^2} - \frac{z^2}{z_0^2} = 1 \tag{2.6}$$

et pour l'ensemble constitué des deux coupelles :

$$\frac{r^2}{r_0^2} - \frac{z^2}{z_0^2} = -1 \tag{2.7}$$

Si l'on note Φ_0 le potentiel extérieur appliqué sur les électrodes,le potentiel à l'intérieur du piège s'écrit compte tenu des conditions aux limites :

$$\Phi_{3D}(x, y, z, t) = \frac{\Phi_0(t)}{r_0 r + 2z_0^2}(x^2 + y^2 - 2z^2) \tag{2.8}$$

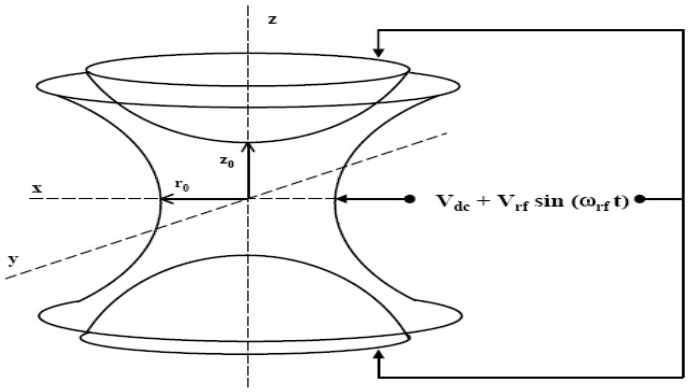


Figure 2.2: Vue schématique d'un piège de Paul tri-dimensionnel

Le potentiel oscillant appliqué sur les électrodes est de la forme:

$$\Phi_0(t) = V_{dc} + V_{rf} cos(\omega_{rf} t + \Psi) \tag{2.9}$$

Cette configuration idéale est néanmoins peu accessible dans la pratique pour des raisons évidentes de fabrication, mais aussi par la difficulté d'insertion des ions dans le piège.

En écrivant la relation fondamentale de la dynamique pour les trois coordonnées de l'espace $u = x, y, z$ et en notant e la charge de l'ion et m sa masse, nous obtenons l'équation de mouvement 2.10, qui nous mène aux équations de Mathieu [27]:

$$\frac{d^2u}{dt^2} + \frac{e}{m}\frac{d\phi_{3D}(x,y,z,t)}{du} = 0 \tag{2.10}$$

$$\frac{d^2u}{d\xi^2} + (a_u - 2q_u cos2\xi)u = 0 \quad avec \quad \xi = \frac{\omega_{rf} t}{2} \tag{2.11}$$

En ce qui concerne les équations de Mathieu, leurs propriétés sont établies depuis longtemps dans la littérature et nous ne discuterons ici que de la nature des solutions. Pour cela, nous introduisons les paramètres de Mathieu $a_{x,y}$ et $q_{x,y}$:

$$a_{x,y} = -\frac{a_z}{2} = \frac{4eV_{dc}}{mr_0^2\omega_{rf}^2} \qquad q_{x,y} = -\frac{q_z}{2} = \frac{2eV_{rf}}{mr_0^2\omega_{rf}^2} \tag{2.12}$$

Les paramètres de Mathieu sont sans dimensions et dépendent de la géométrie du piège, des paramètres de confinement, ainsi que de la charge

et de la masse de l'ion. Ils permettent de caractériser la stabilité du mouvement de l'ion dans le piège. Une solution stable sera caractérisée par une amplitude de mouvement finie dans toutes les directions. A l'inverse un ion décrivant une trajectoire instable verra son amplitude croître exponentiellement avec le temps dans au moins une direction du mouvement et sera perdu par choc sur une électrode. La forme générale des équations de Mathieu s'écrit

$$u(\xi) = Me^{\mu\xi} \sum_{k=-\infty}^{k=+\infty} C_{2k} e^{2ik\xi} + Ne^{-\mu\xi} \sum_{k=-\infty}^{k=+\infty} C_{2k} e^{-2ik\xi} \tag{2.13}$$

où N et M sont des constantes d'intégration qui dépendent des conditions initiales de l'ion (vitesse, position et phase) alors que C_{2k} et μ sont des constantes sans dimensions dépendantes des paramètres de Mathieu a_u et q_u. Il va apparaître ainsi que la nature du mouvement des ions dans le piège ne dépend pas de leurs conditions initiales mais uniquement des paramètres de Mathieu. Toutes les particules ayant les mêmes paramètres de Mathieu (a_u, q_u) auront un mouvement de même période, seule l'amplitude de ce mouvement dépendra des conditions initiales des ions.

Parmi l'ensemble des solutions, les seules qui soient stables sont celles où u demeure fini quand $\xi \to +\infty$ tandis que les solutions instables verront u diverger avec ξ. Ces deux types de solutions dépendent de la nature du terme μ. Dans le cas le plus général μ est un nombre complexe, pour aboutir aux solutions stables périodiques μ doit être imaginaire pur, $\mu = \pm i\beta$ avec β réel non entier.

En utilisant l'identité $e^{i\theta} = cos\theta + isin\theta$ et en écrivant $\mu = i\beta$ on obtient:

$$u(\xi) = (M+N) \sum_{k=-\infty}^{k=+\infty} C_{2k} cos[(2k+\beta)\xi] + i(N-M) \sum_{k=-\infty}^{k=+\infty} C_{2k} sin[(2k+\beta)\xi] \tag{2.14}$$

Il apparaît alors que les solutions stables sont une superposition d'oscillations de fréquences

$$\omega_k = (2k+\beta)\frac{\omega_{rf}}{2} \quad avec \quad k = 0, 1, 2, ..., +\infty \tag{2.15}$$

Dans la pratique les coefficients C_{2k} décroissent très rapidement et seuls les termes d'ordre $k = 0, 1, 2$ sont d'importance. La composante de plus basse fréquence de ces oscillations est donc déterminée par le terme β correspondant aux paramètres de Mathieu. Ce terme définit alors les zones limite de stabilité dans l'espace (a_u, q_u). Les limites entre les zones stables et instables sont définies par des valeurs pour lesquelles β est entier.

Quand on utilise le piège avec le paramétre $a_u = 0$ (ie $V_{dc} = 0$) tous les ions tels que $q < 0,908$ sont stables. Pour que le mouvement d'un ion soit stable il faut évidemment considérer les zones de stabilité communes aux directions z et $r = \sqrt{x^2 + y^2}$. Il apparaît alors plusieurs régions d'intérêt pour lesquelles ces zones se superposent. Pour des raisons techniques, on travaille essentiellement dans les régions où les paramètres de Mathieu sont les plus faibles.

Nous avons vu que le terme β détermine la stabilité ou non des trajectoires. Comme ce terme ne dépend que du couple (a_u, q_u), les régions de stabilité peuvent être représentées dans cet espace voir Fig. 2.3.

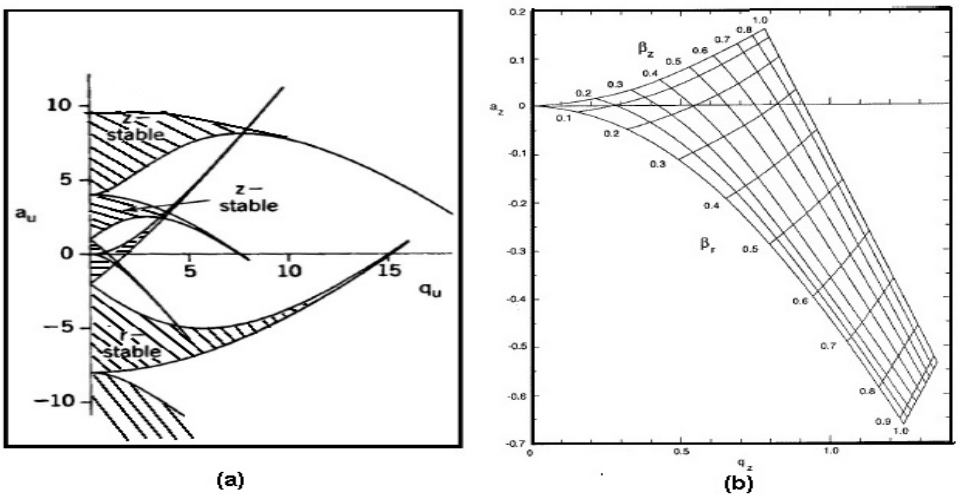


Figure 2.3: En (a) : diagramme de stabilité pour un piège de Paul 3D dans l'espace (a_u, q_u). En (b): Vue de la première zone de stabilité en fonction du paramètre β.

Dans la figure 2.3(a), les régions où le mouvement des ions est stable sont celles hâchurées sur le diagramme. La première zone de stabilité, 2.3(b) est pour des raisons techniques la plus couramment utilisée. En effet, les valeurs des tensions à appliquer ainsi que les dimensions de l'instrument r_0 sont réalistes et permettent de piéger une grande gamme d'ions.

Le piège de Penning

L'idée originale d'un piège de Penning [9] est d'utiliser un champ électrique couplé à un champ magnétique pour augmenter le temps passé par des

ions dans une décharge électrique. Cette idée due à Penning en 1936, a été étendue et il est maintenant possible de confiner des ions pendant plusieurs heures voire plusieurs jours. Il suffit pour cela de combiner un champ électrostatique quadrupolaire à un champ magnétique homogène axial. La configuration mécanique est semblable à celle d'un piège de Paul : une électrode centrale en forme d'anneau et deux électrodes en forme de coupelle (voir figure 2.4).

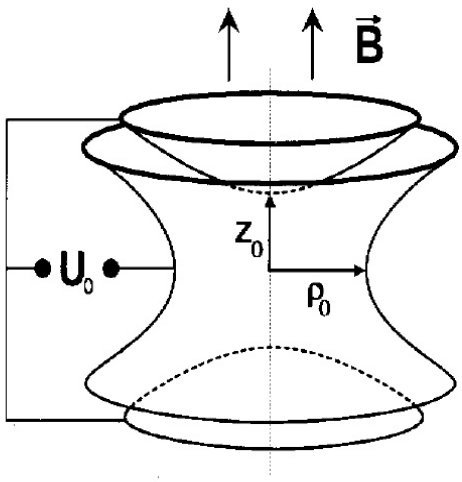


Figure 2.4: Représentation schématique idéale de la structure d'un piège de Penning

La configuration mécanique du piège de Penning étant identique à celle du piège de Paul dans le paragraphe précédent, la distribution du potentiel peut de même être donnée par:

$$\Phi(x, y, z) = \frac{\phi_0}{2z_0^2 + r_0^2}(x^2 + y^2 - 2z^2) \tag{2.16}$$

Comme, nous l'avons démontré avec le théorème d'Earnshaw, il est impossible de piéger dans les trois directions du mouvement par l'application d'un simple potentiel électrostatique. La solution consiste alors à utiliser un potentiel de piègeage harmonique axial et d'introduire un champ magnétique homogène pour prévenir l'action défocalisante dans les directions transverses. Nous allons maintenant traiter de manière classique la description du mouvement d'un ion dans le piège de Penning. L'équation générale du mouvement sera alors :

$$m\overrightarrow{a} = e(\overrightarrow{v} \wedge \overrightarrow{B} + \overrightarrow{E}) \qquad avec \qquad \overrightarrow{B} = (0, 0, B_z) \tag{2.17}$$

En développant cette équation, on obtient pour la composante z, l'équation d'un oscillateur harmonique:

$$\frac{d^2z(t)}{dt^2} + \omega_z^2 z(t) = 0 \qquad avec \qquad \omega_z = \sqrt{\frac{4e\phi_0}{m(2z_0^2 + r_0^2)}} \tag{2.18}$$

En ce qui concerne les équations pour les composantes x et y, nous obtenons deux équations couplées qui s'écrivent, en notant $\omega_c = \frac{eB}{m}$ la fréquence cyclotron de l'ion dans le champ magnétique, comme suit:

$$\frac{d^2x(t)}{dt^2} - \omega_c \frac{dy(t)}{dt} - \frac{\omega_z^2}{2} x(t) = 0 \tag{2.19}$$

$$\frac{d^2y(t)}{dt^2} + \omega_c \frac{dx(t)}{dt} - \frac{\omega_z^2}{2} x(t) = 0 \tag{2.20}$$

Ces équations se résolvent en écrivant $u = x + iy$, ce qui nous donne:

$$\frac{d^2u(t)}{dt^2} + i\omega_c \frac{du(t)}{dt} - \frac{\omega_z^2}{2} u(t) = 0 \tag{2.21}$$

En posant $u = exp(-i\omega t)$, on obtient l'équation caractéristique du second degré suivante:

$$2\omega^2 - 2\omega_c\omega + \omega_z^2 = 0 \tag{2.22}$$

dont les racines sont

$$\omega\pm = \frac{1}{2}(\omega_c \pm \omega_0) \qquad avec \qquad \omega_0 = \sqrt{\omega_c^2 - 2\omega_z^2} \tag{2.23}$$

Le mouvement est donc celui d'un oscillateur harmonique dans la direction axiale z. Radialement, la présence d'un champ défocalisant modifie le mouvement cyclotron classique en un mouvement cyclotron réduit de fréquence ω_+ et introduit un lent mouvement circulaire appelé mouvement magnétron de fréquence ω_-. La trajectoire de l'ion est schématisée sur la figure 2.5, où l'on a mis en exergue le rôle des trois fréquences ω_z, ω_+ et ω_-.

L'énergie du mouvement axial oscille entre énergie cinétique et énergie potentielle comme c'est le cas dans toutes les directions du mouvement dans un piège de Paul. L'énergie du mouvement cyclotron est principalement cinétique tandis que l'énergie magnétron est essentielle potentielle. Nous obtenons une condition de stabilité pour le piège de Penning en écrivant

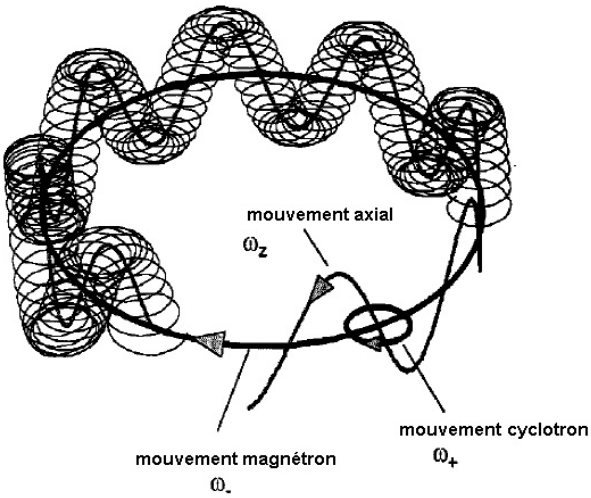


Figure 2.5: Trajectoire d'un ion dans un piège de Penning

que le terme $\omega_c^2 - 2\omega_z^2$ sous la racine doit être positif, ce qui conduit à l'inégalité suivante à satisfaire.

$$\frac{m}{e} \leq \frac{B^2 r_0 r}{4\phi_0} \tag{2.24}$$

Si ce critère est vérifié alors on a la relation qui suit:

$$\omega_+ \simeq \omega_c \gg \omega_z \gg \omega_- \tag{2.25}$$

Le potentiel vecteur et scalaire dans un piège de Penning s'exprimant par $\overrightarrow{A} = \frac{1}{2}\overrightarrow{B} \wedge \overrightarrow{u}$ et par l'équation 2.16, on peut exprimer l'hamiltonien du système par la relation suivante:

$$H = \frac{1}{2m}(\overrightarrow{p} - \frac{e}{2}\overrightarrow{B} \wedge \overrightarrow{u})^2 + e\phi(u) \tag{2.26}$$

En développant cette dernière égalité et en exploitant le fait que le champ magnétique ait une composante unique selon l'axe z, on obtient:

$$H = \frac{1}{2m}(p_x^2 + p_y^2 + p_z^2) - \frac{\omega_c}{2}(xp_y - yp_x) + \frac{m}{4}\omega_0^2(x^2 + y^2) + \frac{1}{2}m\omega_z^2 z^2 \tag{2.27}$$

Cette expression comporte des termes croisés qu'il est intéressant d'éliminer pour faire apparaître la contribution de chacun des mouvements à l'énergie

totale du système. Dans ce but, on peut introduire les termes suivants en posant $C = \sqrt{(}m\omega_0/2)$

$$q\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(C.x \pm \frac{p_y}{C}), \qquad p\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(\pm C.x\frac{p_x}{C}), \tag{2.28}$$

$$q_z = \sqrt{m\omega_0}, \qquad p'_z = \frac{p_z}{\sqrt{m\omega_0}}. \tag{2.29}$$

On obtient alors une expression équivalente de l'Hamiltonien d'un ion dans le piège:

$$H = \frac{\omega_0}{2}(q_z'^2 + p_z'^2) + \frac{\omega_+}{2}(q_+^2 + p_+^2) - \frac{\omega_-}{2}\omega_0^2(q_-^2 + p_-^2). \tag{2.30}$$

Cette dernière expression met en évidence le fait que la contribution du mouvement magnétron à l'énergie totale du système est négative. Cela traduit la nature particulière de ce mouvement et spécialement son instabilité. Cependant, il est plus approprié de considérer ce mouvement comme métastable car il est relativement lent (voir équation 2.25) vis à vis du mouvement axial et du mouvement cyclotron.

2.3 Le piège électrostatique à faisceaux d'ions

Dans cette partie nous allons décrire en détail le piège à ions que nous utilisons pour nos expériences. Ce piège est un résonateur électrostatique qui a été développé par D. Zajfman et son équipe à l'Institut Weizmann en Israël en 1997 [41]. C'est un nouveau type de piège qui se situe à mi-chemin entre les grands anneaux de stockage et les pièges de taille plus réduite comme le sont les pièges de Paul et de Penning.

Introduction aux résonateurs électrostatiques

Il est bien connu des physiciens que le mouvement de particules chargées dans un champ électrostatique est similaire à la propagation de la lumière dans un milieu d'indice de réfraction proportionnel à la racine carrée du potentiel électrique. Cette analogie est souvent exploitée pour la description du transport de faisceaux d'ions dans divers accélérateurs. Se basant sur cette analogie, D. Zajfman et son équipe ont développé un piège à ions électrostatique dont le principe de fonctionnement est similaire à un résonateur optique Fabry Perot. Dans un résonateur optique, un faisceau de photons peut être piégé entre deux miroirs (voir Fig. 2.6) si certaines conditions portant sur les rayons de courbure sont satisfaites.

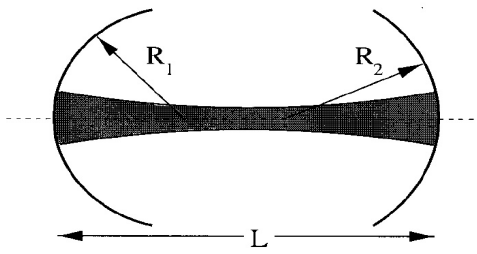


Figure 2.6: Résonnateur optique avec des rayons de courbures R_1 et R_2

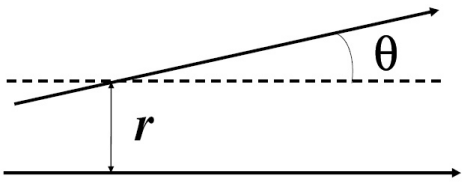


Figure 2.7: Coordonnées d'un rayon lumineux

Mettons en évidence ces conditions en utilisant l'optique matricielle. Dans le cadre de l'approximation paraxiale (qui suppose une faible divergence du faisceau par rapport à son axe), le transport de faisceau est décrit à l'aide de matrices de transfert, c'est la théorie des matrices ABCD. Un rayon lumineux peut être défini par deux coordonnées : sa position r et son angle par rapport à l'axe l'optique θ (voir Fig. 2.7). La matrice de transfert permet d'exprimer les caractéristiques finales du faisceau (r_{out}, θ_{out}) à partir de ses caractéristiques initiales (r_{in}, θ_{in}). On exprime alors les coefficients A,B,C,D de la matrice de transfert. Les déplacements étant supposés petits, on utilise les dérivées partielles pour exprimer ces coefficients.

$$\begin{pmatrix} r_{out} \\ \theta_{out} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_{in} \\ \theta_{in} \end{pmatrix} \tag{2.31}$$

$$avec \qquad A = \frac{\partial r_{out}}{\partial r_{in}}, \qquad B = \frac{\partial r_{out}}{\partial \theta_{in}}, \qquad C = \frac{\partial \theta_{out}}{\partial r_{in}} \qquad et \qquad D = \frac{\partial \theta_{out}}{\partial \theta_{in}}. \tag{2.32}$$

Dans le cadre de cette théorie, on peut décrire le déplacement d'un rayon lumineux sur une distance d à travers un milieu homogène par la matrice:

$$\begin{pmatrix} r_{out} \\ \theta_{out} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_{in} \\ \theta_{in} \end{pmatrix} \tag{2.33}$$

De la même manière, on calcule la matrice de transfert pour une lentille de longueur focale f :

$$\begin{pmatrix} r_{out} \\ \theta_{out} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_{in} \\ \theta_{in} \end{pmatrix}. \tag{2.34}$$

Appliquons ce résultat à un résonateur optique constitué de deux miroirs de rayon de courbure respectifs $R_1 = 1/f_1$ et $R_2 = -1/f_2$ séparés par une distance d. Alors la matrice de transfert pour un rayon lumineux traversant ce système optique se calcule en multipliant les matrices de transfert de chaque élément de ce système. Ce qui nous donne, pour un rayon lumineux effectuant un aller-retour entre les deux miroirs la matrice de transfert ci-dessous, (on note n le nombre de révolution effectuées dans le résonateur optique) :

$$\begin{pmatrix} r_{n+1} \\ \theta_{n+1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_1} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_2} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_n \\ \theta_n \end{pmatrix}. \quad (2.35)$$

Ce qui s'écrit encore:

$$\begin{pmatrix} r_{n+1} \\ \theta_{n+1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{d}{f_2} & d(2 - \frac{d}{f_2}) \\ -[\frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2}(1 - \frac{d}{f_1})] & -[\frac{d}{f_1} - (1 - \frac{d}{f_2})(1 - \frac{d}{f_1})] \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_n \\ \theta_n \end{pmatrix}. \quad (2.36)$$

$$En \;\; posant \qquad A = 1 - \frac{d}{f_2} \;, \quad B = d(2 - \frac{d}{f_2}) \;, \quad (2.37)$$

$$C = -[\frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2}(1 - \frac{d}{f_1})] \quad et \qquad D = -[\frac{d}{f_1} - (1 - \frac{d}{f_2})(1 - \frac{d}{f_1})]. \quad (2.38)$$

On trouve l'équation de récurrence suivante:

$$r_{n+2} - 2br_{n+1} + r_n = 0 \quad avec \quad b = \frac{1}{2}(A+D) = (1 - \frac{d}{f_2} - \frac{d}{f_1} + \frac{d^2}{2f_1f_2}). \quad (2.39)$$

Cette équation posséde une solution de type oscillant [18] qui peut s'écrire $r_n = r_0 e^{\mp n\theta + \phi}$ avec $cos\theta = b$. Ceci nous donne une condition sur b à savoir que son module doit être inférieur ou égal à 1:

$$-1 \leq (1 - \frac{d}{f_2} - \frac{d}{f_1} + \frac{d^2}{2f_1f_2}) \leq 1 \quad (2.40)$$

ou encore

$$0 \leq (1 - \frac{d}{2f_1})(1 - \frac{d}{2f_2}) \leq 1 \quad (2.41)$$

Dans le cas d'un résonateur symétrique c'est à dire dans le cas où $R1 = R_2 = 1/f$, on obtient :

$$0 \leq (1 - \frac{d}{2f})^2 \leq 1 \Rightarrow 0 \leq d \leq 4f \quad (2.42)$$

Ainsi, la condition de stabilité fait intervenir la longueur focale des deux lentilles et la distance qui les sépare. Physiquement, cela revient à dire que la distance qui sépare les deux lentilles ne doit pas dépasser une certaine limite et cette limite dépend du pouvoir de focalisation des lentilles. Nous utiliserons ces résultats dans le chapitre 3 et 4.

Pour créer un piège électrostatique, on crée deux miroirs électrostatiques à l'aide de deux barrières de potentiel. Les ions rebondissent entre les deux miroirs et la même condition de stabilité portant sur la longueur focale des miroirs s'applique. Pour déterminer la longueur focale dans le cas d'un miroir électrostatique on introduit la notion de lentille électrostatique plus communément appelée lentille de Einzel.

Lentilles de Einzel

Une lentille de Einzel est un ensemble de trois électrodes permettant de focaliser un faisceau d'ions. Pour cela, les deux électrodes des extrémités sont portées au même potentiel, alors que l'électrode centrale est portée à un potentiel différent. Il existe deux sortes de lentille Einzel: les lentilles à électrodes cylindriques et les lentilles à disques troués. L'avantage des lentilles cylindriques est qu'elles dévient le faisceau moins brutalement et ont une capacité moins importante, néanmoins elles ont le désavantage d'être encombrantes.

Figure 2.8: Lentille Einzel cylindrique constitué de trois électrodes de 4 cm de diamètre et de 3 cm de longueur

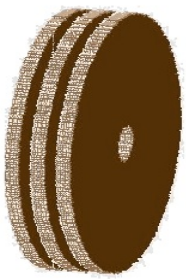


Figure 2.9: Lentille Einzel à disques troués de diamètre intérieur 2cm et de diamètre externe 6 cm

Dans la pratique, les deux électrodes extrémales sont mises à la masse alors que l'électrode centrale est soumise à un potentiel du même ordre de grandeur que celui de l'énergie cinétique des ions que l'on veut focaliser. On peut ainsi définir la notion de longueur focale pour cette lentille. En faisant

varier la tension appliquée sur l'électrode centrale, on fait varier la longueur focale de ce miroir électrostatique. Sur les figures 2.10 et 2.11, on a simulé la trajectoire des ions dans le potentiel électrostatique crée par les lentilles pour deux tensions différentes sur la lentille centrale. On remarque que le point de focalisation des ions dépend fortement de la tension appliquée. La figure 2.12 représente la longueur focale du miroir électrostatique en fonction de la tension que l'on applique sur l'électrode centrale d'une lentille Einzel.

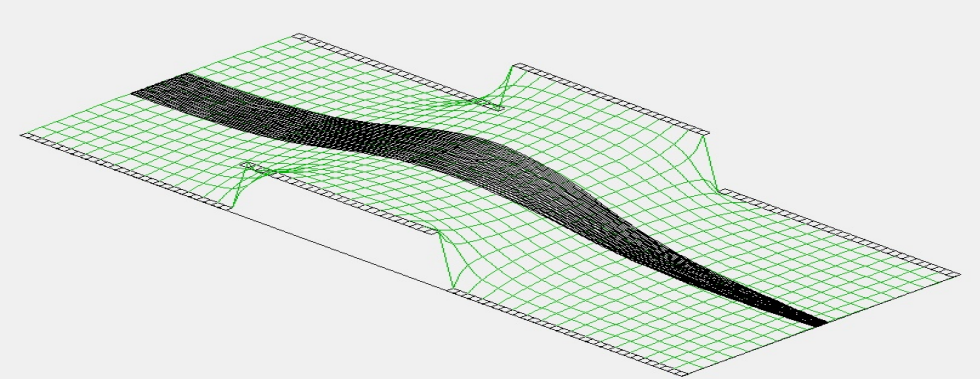


Figure 2.10: Focalisation d'un faisceau d'ions Ar^+ d'énergie cinétique 4.2 keV en appliquant une tension de $3800V$ sur l'électrode centrale

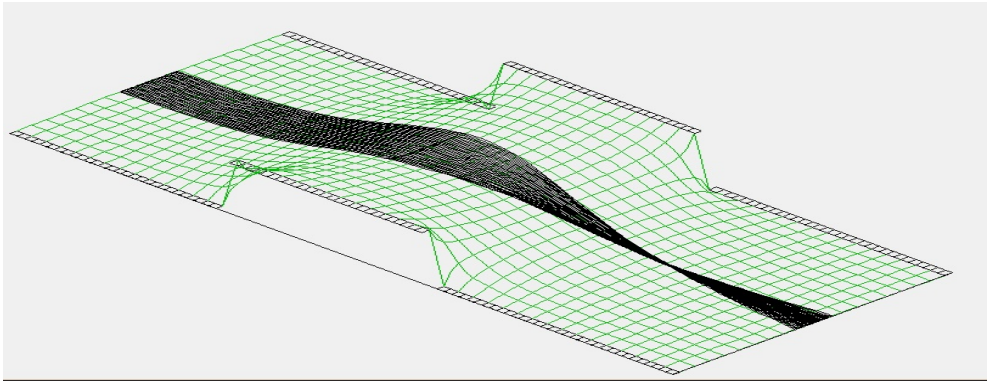


Figure 2.11: Focalisation d'un faisceau d'ions Ar^+ d'énergie cinétique 4.2 keV en appliquant une tension de $4600V$ sur l'électrode centrale

Le piège électrostatique, dont nous allons aborder en détail le fonctionnement dans le prochain paragraphe, utilise deux lentilles de Einzel pour assurer le confinement radial des ions dans le piège.

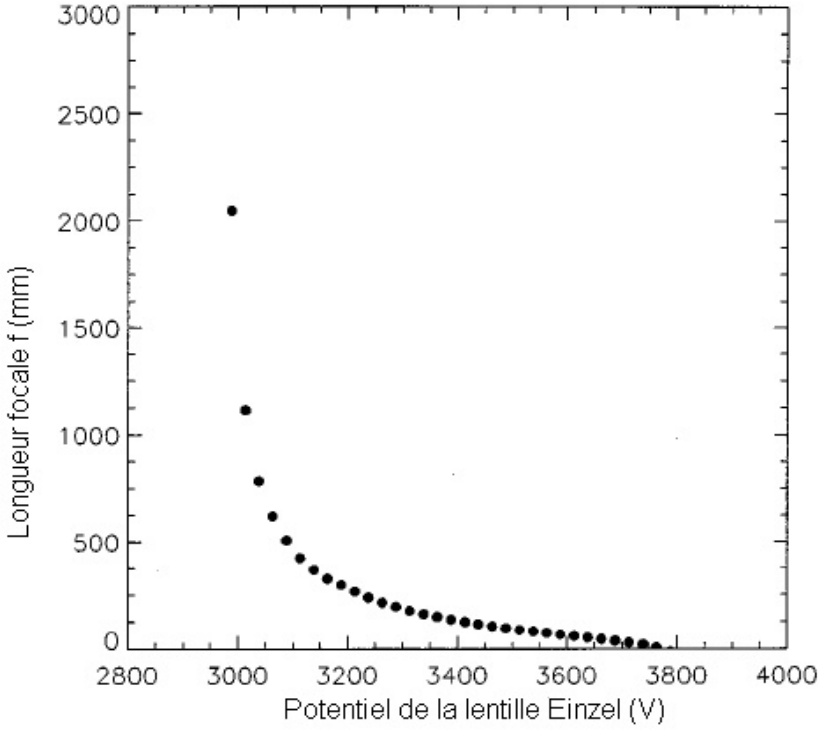


Figure 2.12: Longueur focale de la lentille en fonction de la tension appliquée sur la lentille Einzel pour des ions d'une énergie de 4.2 keV.

Principe de fonctionnement du piège

Pour pouvoir piéger des particules chargées entre deux miroirs électrostatiques deux conditions doivent être satisfaites. La première condition porte sur le confinement radial des particules et est donnée par l'équation qui suit, que nous avons démontrée dans le paragraphe consacré aux résonateurs électrostatiques :

$$\frac{L}{4} \leq f \leq \infty. \tag{2.43}$$

La seconde condition qui est liée au confinement longitudinal des particules impose que la barrière de potentiel dans la direction du mouvement des ions soit supérieure à leur énergie cinétique. Pour plus de simplicité dans la conception du système, il a été choisi de découpler ces deux conditions dans le design du piège. La figure 2.13 montre un schéma du piège. Le confinement longitudinal est assuré à l'aide de 4 électrodes soumises à des hautes tensions, ces électrodes sont désignées V_1, V_2, V_3, V_4. La première

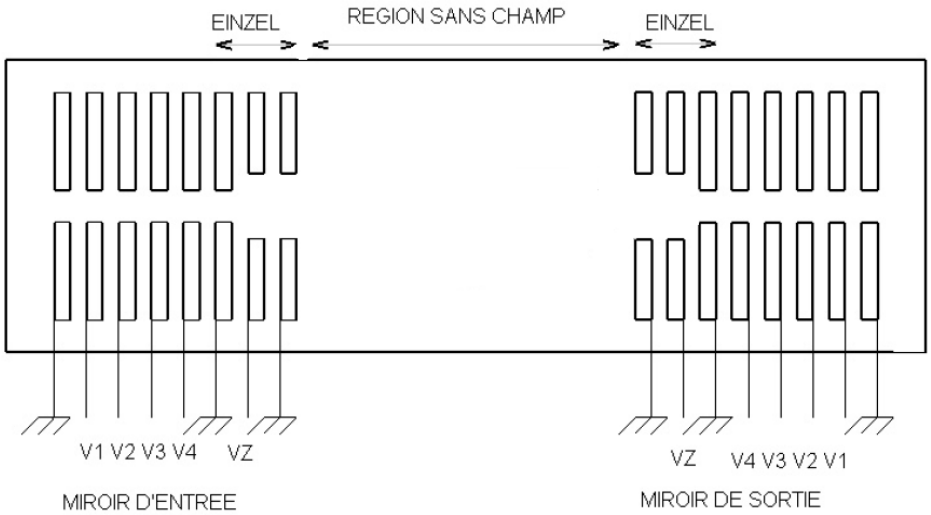


Figure 2.13: Représentation schématique du piège mettant en évidence les deux miroirs électrostatiques, les deux lentilles Einzel et la zone sans champ du piège

électrode V_1 est soumise à un potentiel suffisamment important pour stopper les ions, i.e., tel que

$$V_1 > \frac{E_k}{q} \tag{2.44}$$

où E_k est l'énergie cinétique du faisceau d'ions et q la charge des ions. Le confinement radial est quant à lui assuré par un jeu de trois électrodes qui constituent une lentille Einzel. L'extrémité externe de ce miroir électrostatique est complétée d'une électrode à la masse permettant de limiter le champ à l'extérieur du piège. D'autre part, étant donné que l'extrémité interne du miroir est constitué d'une lentille Einzel, le piège a l'avantage de présenter une région sans champ, où les ions ont alors une trajectoire rectiligne. Ainsi pour une longueur L du piège et une énergie cinétique E_k des ions, le piège est caractérisé par deux paramètres qui sont la tension maximale V_1 appliquée sur les électrodes et la tension de focalisation des lentilles Einzel que l'on notera V_z.

Lors d'expériences réalisées par Pedersen *et al.* [25], un paquet d'ions Ar^+ d'une énergie de 4.2 keV a été injecté dans le piège, le paquet ayant une largeur temporelle de d'environ 0.2 μs. L'étude de l'évolution au cours

du temps de ce paquet d'ions pour différentes configurations du piège a mis en évidence l'existence de deux modes distincts de fonctionnement du piège. Dans le premier mode, *le mode de diffusion*, le paquet d'ions s'élargit avec le temps. Dans le second mode de fonctionnement, *le mode de synchronisation*, la largeur du paquet d'ions reste essentiellement constante pendant le temps de piégeage.

Le piège en mode de diffusion

Quatre mécanismes sont à l'origine du mouvement de diffusion longitudinal du paquet d'ions. Le premier mécanisme résulte du fait que les ions ont des temps d'oscillation légèrement différents dans le piège. Ceci s'explique par une dispersion intrinsèque ΔT_i des temps d'oscillations des ions dans le piège qui dépend de la configuration du piège mais aussi des conditions d'injection des ions. En effet, des ions ayant des conditions initiales différentes auront des trajectoires différentes dans le piège. Le deuxième mécanisme vient du fait que les ions injectés ont une dispersion en énergie lorsqu'ils émergent de la source d'ions. Cela rajoute une dispersion dans les temps d'oscillation notée ΔT_v. L'influence de l'énergie de l'ion sur le temps d'oscillation dépend de la trajectoire particulière de l'ion et est donc ainsi directement liée aux conditions d'injection et à la configuration du piège. Le troisième mécanisme regroupe les perturbations extérieures, par exemple le bruit des hautes tensions appliquées sur les électrodes, ou encore l'interaction avec les particules du gaz résiduel. Le dernier mécanisme est la répulsion coulombienne des ions entre eux, ce qui peut conduire à augmenter la dispersion en énergie.

La dynamique de la diffusion du paquet d'ions a été décrite par Pedersen *et al.* [25] de la manière suivante: on considère un paquet d'ions possédant une largeur temporelle W_0 initialement placé au centre du piège. Le temps d'arrivée de l'ion i au centre du piège après n oscillations est donné par

$$t'_n(i) = t_s(i) + t_n(i) \tag{2.45}$$

où $t_s(i)$ est le temps initial et $t_n(i)$ est donné par

$$t_n(i) = \sum_{j=1}^{n} T_j(i) \tag{2.46}$$

et où $T_j(i)$ est le temps d'oscillation de l'ion i pendant l'oscillation j. Vu que la largeur initiale du paquet d'ions est indépendante du processus de diffusion, la largeur temporelle W_n du paquet après n oscillations est donné

par

$$W_n = \sqrt{W_0^2 + \langle t_n^2 \rangle - \langle t_n \rangle^2} = \sqrt{W_0^2 + \Delta t_n^2} \tag{2.47}$$

Les moyennes sont effectuées sur tous les ions piégés. La distribution des temps d'oscillation à la $n^{ième}$ oscillation est caractérisée par une moyenne $< T_n >$ et une largeur ΔT_n. La largeur de la distribution des temps d'arrivée au centre du piège peut s'écrire alors comme suit :

$$\Delta t_n^2 = \Delta t_{n-1}^2 + \Delta T_n^2 + 2 < (T_n - \langle T_n \rangle)(t_{n-1} - \langle t_{n-1} \rangle) \rangle \tag{2.48}$$

Avec $\Delta t_0 = 0$, les équations 2.47 et 2.48 permettent une évaluation itérative de la largeur temporelle du paquet. Deux cas particuliers doivent être soulignés. Sans tenir compte des interactions entre particules ni des perturbations extérieures, les ions sont caractérisés par une distribution des temps d'oscillation avec une moyenne constante $\langle T_n \rangle = T$ et une largeur $\Delta T_n = \Delta T$ donné par

$$\Delta T = \sqrt{\Delta T_v^2 + \Delta T_i^2} \tag{2.49}$$

Dans ce cas l'équation 2.48 se réduit à

$$\Delta t_n^2 = \Delta t_{n-1}^2 + (2n-1)\Delta T^2 = n^2 \Delta T^2 \tag{2.50}$$

et la largeur du paquet s'écrit alors

$$W_n = \sqrt{W_0^2 + n^2 \Delta T^2} \tag{2.51}$$

Ce type de diffusion a été qualifié de diffusion *cohérente*, car les ions se comportent comme un système isolé dans lequel chaque ion préserve son temps d'oscillation initial et la phase initiale de chaque ion reste constante.

Le deuxième cas à souligner est celui où l'on ne néglige plus les perturbations extérieures, ainsi chaque temps d'oscillation de chaque ion change de manière stochastique après chaque oscillation en suivant la loi de distribution des temps d'oscillation possible pour la configuration spécifique du piège. Dans ce cas, le dernier terme de l'équation 2.48 s'annule :

$$\Delta t_n^2 = \Delta t_{n-1}^2 + \Delta T^2 = n \Delta T^2 \tag{2.52}$$

$$W_n = \sqrt{W_0^2 + n \Delta T^2} \tag{2.53}$$

Ce type de diffusion est qualifié de diffusion *non cohérente* car dans ce cas de figure la phase de chaque ion évolue de manière stochastique. Pour finir, si la trajectoire de l'ion est sensible aux perturbations internes comme les collisions ion-ion, la valeur de Δt_n dépend de la configuration du piège, de la densité des ions et de la nature exacte de l'interaction.

Le piège en mode de synchronisation

Dans le mode de synchronisation, la largeur du paquet reste essentiellement constante. En utilisant le formalisme statistique du paragraphe précèdent, la condition de synchronisation peut s'écrire $\Delta t_n^2 = \Delta t_{n-1}^2$, ou de manière équivalente (voir Eq. 2.48)

$$\Delta T_n^2 + C_n = 0 \tag{2.54}$$

où $C_n = 2\langle (T_n - \langle T_n \rangle)(t_{n-1} - \langle t_{n-1} \rangle) \rangle$. Cela implique que le coefficient de corrélation doit prendre une valeur négative. Intuitivement, cela peut se comprendre ainsi: si un ion j est en tête du paquet d'ions à l'oscillation $n-1$, ce qui s'écrit encore $t_{n-1} - \langle t_{n-1} \rangle < 0$, alors à l'oscillation n il sera en bout de paquet, ce qui s'écrit $(T_n - \langle T_n \rangle) < 0$. Pour comprendre plus précisément le mouvement de l'ion dans ce mode de fonctionnement, on considère un potentiel à une dimension (voir Fig. 2.14) qui s'écrit :

$$U_n(x) = 0 \quad si \quad |x| < d \qquad et \qquad U_n(x) = A_n(|x| - d)^n \quad si \quad |x| \geq d \tag{2.55}$$

avec $n > 0$, c'est une généralisation du potentiel donné par Pedersen *et al.* [25]. Il est important de souligner que pour une particule dans ce potentiel, la période d'oscillation T n'est pas une fonction monotone de l'énergie de la particule E. Un moyen pratique de caractériser le mouvement d'un ion dans ce potentiel est d'utiliser le paramètre sans dimension $\alpha(n, E)$

$$\alpha(n, E) = \frac{E}{T}\frac{dT}{dE} \tag{2.56}$$

On remarque que $\alpha(n, E)$ et $\frac{dT}{dE}$ ont le même signe.

La période d'oscillation est la somme du temps passé dans la région sans champ T_f et du temps passé dans les barrières de potentiels $|x| > d$, temps noté T_w. Pour plus de simplicité, on considère le cas où $d = 0$, ceci donne :

$$T = T_w = \int_{t_s}^{t_f} dt = 2\int_0^{x_{max}} dx \frac{1}{\sqrt{2\frac{E}{m}(1 - \frac{qU_n(x)}{E})}} \tag{2.57}$$

où t_s et t_f sont respectivement les temps d'entrée et de sortie de l'ion dans le piège, x_{max} est la profondeur de pénétration de l'ion dans la barrière de potentiel, m et q sont respectivement la masse et la charge de l'ion. Avec $d = 0$, $\alpha(n, E)$ peut s'écrire analytiquement, ce qui donne

$$\alpha(n, E) = (\frac{1}{n} - \frac{1}{2}) \tag{2.58}$$

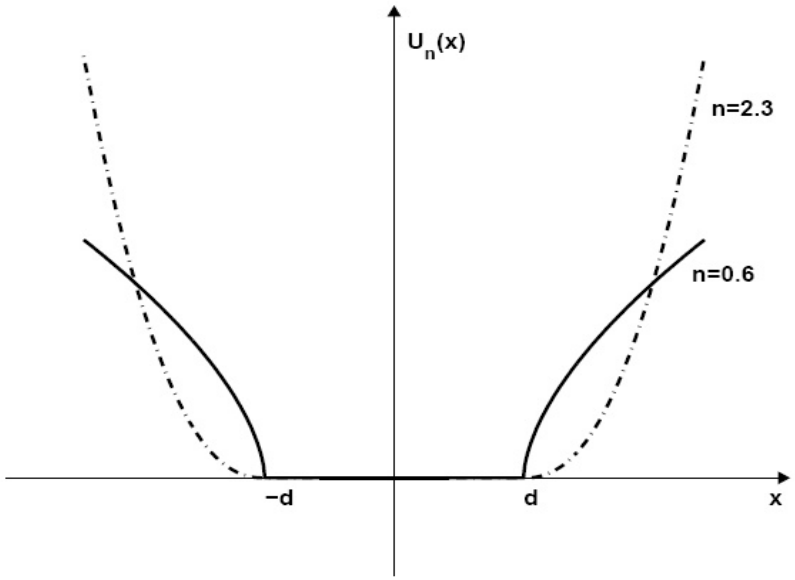


Figure 2.14: Potentiel électrostatique généralisé 1D U_n avec $n = 2.3$ et n=0.6

Le cas $n = 2$ correspond à un potentiel harmonique, dans lequel la période d'oscillation est indépendante de l'énergie de la particule, on obtient $\alpha(n, E) = 0$ et $\frac{dT}{dE} = 0$.

Pour $n < 2$, $\alpha(n, E) > 0$ et donc $\frac{dT}{dE} > 0$ (voir Eq. 2.56, $\alpha(n, E)$ et $\frac{dT}{dE}$ sont de même signe): les particules les plus rapides pénètrent plus profondément dans la barrière de potentiel, ce qui leur donne un temps d'oscillation plus long que les particules plus lentes.

Pour $d > 0$, le temps passé dans la région sans champ s'écrit $T_f = 2d/\sqrt{\frac{2E}{m}}$ et $\frac{dT_f}{dE} < 0$. La figure 2.15 représente $\alpha(n, E = 4.2keV)$ pour $d = 0$ et $d = 140$ mm, le coefficient A_n a été choisi de tel sorte que x_{max} soit égal à 30 mm quelque soit la valeur de n. On remarque que le coefficient $\alpha(n, E) = 0$ change de signe pour différentes valeurs de n.

Considérant maintenant un paquet d'ions qui oscille dans le potentiel U_n. Pour $\alpha(n, E) < 0$ et donc $\frac{dT}{dE} < 0$ (voir Eq. 2.56, $\alpha(n, E)$ et $\frac{dT}{dE}$ sont de même signe), les ions les plus rapides ont les temps d'oscillation les plus courts et seront donc situés en tête du paquet d'ions, alors que les particules les plus lentes seront en bout de paquet. La répulsion coulombienne agissant sur les particules entraînera les particules en tête du paquet vers l'avant, augmentant ainsi leurs vitesses, elle va de plus repousser les particules en

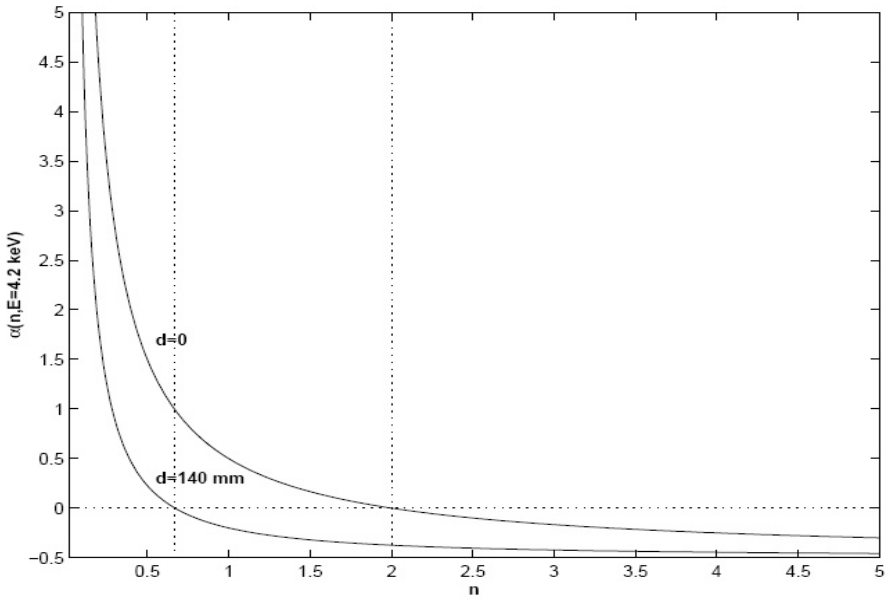


Figure 2.15: $\alpha(n, E = 4.2keV)$ pour $d = 0$ et $d = 140$ mm

bout de paquet qui vont ainsi ralentir. La combinaison de ces deux processus va conduire à ce que la distance moyenne entre les particules va croître plus rapidement que dans un mode de diffusion.

Pour $\alpha(n, E) > 0$, les particules les plus rapides ont des temps d'oscillation les plus longs, elles vont ainsi tendre à être en fin de paquet, alors que les particules les plus lentes se retrouveront en tête du paquet d'ions. La répulsion coulombienne agissant sur les particules va ici réduire la vitesse des particules les plus rapides et augmenter celle des particules les plus lentes. La combinaison de ces deux processus va propulser en avant les particules qui sont en bout de paquet et ramener les particules en tête de paquet en arrière. Ainsi la longueur du paquet d'ions restera constante.

Les simulations et expériences effectuées par Strasser *et al.*[33] montrent que le critère cinématique qui suit :

$$\frac{dT}{dE} > 0 \tag{2.59}$$

est un critère nécessaire, bien que non suffisant, pour être en mode de synchronisation. Un modèle analytique du mouvement de l'ion dans le piège mène au même critère de synchronisation (voir 2.59).

2.4 Conclusion

Dans ce second chapitre, j'ai présenté les différentes techniques de piégeages électromagnétiques en étudiant notamment deux grands types de piège: les pièges de Paul et de Penning. Puis, j'ai présenté de manière théorique le piége électrostatique à faisceaux d'ions que nous avons construit en introduisant les résonateurs électrostatiques. Le piège à ions a deux modes de fonctionnement, un mode de synchronisation où un paquet d'ions oscillent dans le piège tout en restant groupés et un mode de diffusion où les ions diffusent rapidement dans le piège. J'ai étudié théoriquement ces deux modes de fonctionnement. Plusieurs raisons nous ont amené à choisir le piège électrostatique à faisceaux d'ions. D'une part, la présence d'une région sans champ dans le piège est avantageuse pour des mesures de durées de vie, la section de diffusion ion-ion et ion-gaz résiduel y sont constantes. D'autre part, le piège pouvant fonctionner en mode de synchronisation, la détection des ions est facile en utilisant un "pickup" (voir chapitre 4). Nous allons utiliser ce piège pour piéger des ions multichargés avec des énergies de l'ordre du keV, des temps de piégeage allant de 10 à 50 ms. Ceci nous permettra par la suite d'effectuer des mesures de durée de vie d'ions très chargés à cette énergie.

Chapitre 3

Simulations et Modèles

Je vais tout d'abord présenter des résultats de simulations que j'ai effectuées concernant la cinématique des ions dans le piège afin de mieux caractériser le mouvement des ions dans le piège et obtenir des informations utiles à l'interprétation de nos résultats expérimentaux. Puis, je décrirai un nouveau modèle en 3 dimensions du potentiel électrostatique dans le piège que j'ai développé pendant ma thèse.

3.1 Simulations de la cinématique des ions dans le piège.

L'objectif de cette partie est d'étudier la cinématique d'ions multichargés dans le piège afin d'obtenir des résultats théoriques susceptibles d'être comparés aux résultats expérimentaux. Les simulations présentées ici ont été réalisées avec le logiciel SIMION 7.0 [32]. Ce logiciel permet de calculer avec précision la trajectoire des ions dans le piège . Pour cela, l'équation de Laplace est résolue en utilisant comme méthode numérique la méthode de Runge-Kutta au cinquième ordre avec un pas adaptatif. Néanmoins, SIMION ne prend pas en compte ni le phénomène de charge d'espace (interaction entre les ions piégés) ni le phénomène de diffusion multiples (interaction des ions piégés avec les particules du gaz résiduel). Nous présenterons donc ici les résultats obtenus avec des simulations mettant en oeuvre qu'une seule particule d'une énergie initiale donnée, insérée au centre du piège.

Espace des phases stable

La connaissance de l'espace des phases stable permet de mieux comprendre les propriétés dynamiques des ions pour une configuration donnée du potentiel électrostatique du piège. On définit l'axe X comme étant l'axe longitudinal, i.e., l'axe de propagation des ions dans le piège et (Y, Z) comme étant les composantes transversales de la position de l'ion. Nous allons considérer l'espace des phases transverse initial constitué de points (Y_i, Vy_i) qui déterminent les conditions initiales transverses de l'ion i lancé à partir du centre du piège, à une position $X = 220$ mm par rapport à l'entrée du piège. La symétrie cylindrique du piège nous permet de restreindre notre étude de la cinématique de l'ion aux composantes (Y, V_y) de l'ion. Pour chaque particule la trajectoire est tracée au cours du temps. Une particule est considérée comme stable si elle reste piégée plus de 500 μs, ce qui correpond à environ 200 oscillations pour l'Ar^+ à 4.2 keV. Une particule instable quitte le piège après un temps de vol inférieur à 20 μs. L'espace des phases stable tranverse à deux dimensions (Y, Vy) a été étudié pour différentes configurations électrostatiques du piège.

Comme nous l'avons expliqué dans la section 2.3 du chapitre 2, il existe deux modes de fonctionnement pour le piège, le mode de diffusion et le mode de synchronisation. Ces deux modes sont déterminés par la valeur des deux tensions V_1 et V_z du piège. Pour des ions d'une énergie cinétique de 4.2 keV, les tensions optimales dans un mode de diffusion sont $V_1 = 6500$ V et $V_z = 3200$ V. Pour un mode de synchronisation les tensions optimales sont $V_1 = 4500$ V et $V_z = 4000$ V. Nous allons revenir par la suite sur ces résultats.

Tout d'abord, nous présentons dans la figure 3.1 le résultat de simulations d'ions Ar^{10+} d'une énergie de 4.2 keV par charge, le piège fonctionnant dans un mode de diffusion, c'est à dire avec les tensions $(V_1, V_2, V_3, V_4, V_z) = (6500, 4850, 3250, 1650, 3200)$ V. Chacun des 300 ions lancés dans la simulation correspond à un point de l'espace des phases. La distribution initiale en énergie est une gaussienne dans les directions Y et Z centré sur 0 et avec un écart type de 1 eV. J'ai tracé la trajectoire de chaque ion en fonction du temps. Les ions dont les conditions initiales $(Y(0), V_y(0))$ ont permis à l'ion de resté piégé plus de 500 μs sont représentés en bleu, les autres sont représentés en rouge. La figure montre que le rayon admissible du faisceau est de 4 mm.

Les mêmes simulations ont été effectuées dans le cas où le piège fonctionne dans un mode de synchronisation. La figure 3.2 présente les résultats obtenus. Il est intéressant de noter que l'on peut dénombrer moins d'ions stables dans ce mode de fonctionnement. Le fait que l'efficacité de piégeage

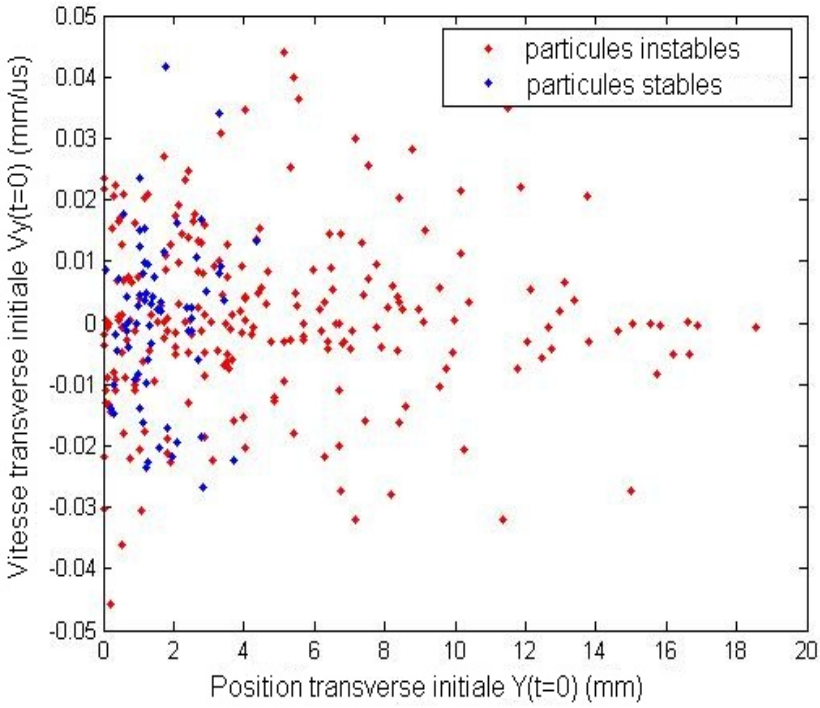


Figure 3.1: Espace des phases stables. Cette simulation a été effectuée pour des ions Ar^{10+} à une énergie de 4.2 keV par charge, le piège fonctionnant dans un mode de diffusion avec $V_1 = 6500$ V et $V_z = 3200$V.

est moins importante dans le mode de synchronisation a été vérifié expérimentalement par Pedersen et al. [25].

Evolution temporelle de l'espace des phases stable

Il est intéressant maintenant d'étudier l'évolution temporelle de l'espace des phases stables. Pour cela, j'ai enregistré pour chaque ion les valeurs Y et V_y lorsqu'il passe au milieu du piège. J'ai découpé l'espace des phases à l'instant $t = 0$ en plusieurs parties avec trois couleurs (voir Fig. 3.3) et suivi comment un point d'une couleur donnée évolue dans l'espace des phases, après n oscillations. J'ai parcouru l'espace des phases transverse initial de manière uniforme. Il est suprenant de noter qu'en partant avec un espace des phases uniformément rempli, on obtient une répartition des ions dans l'espace des phases non uniforme et qui est étrange, pour chaque nouvelle oscillation, des creux apparaissent. Ce comportement que nous

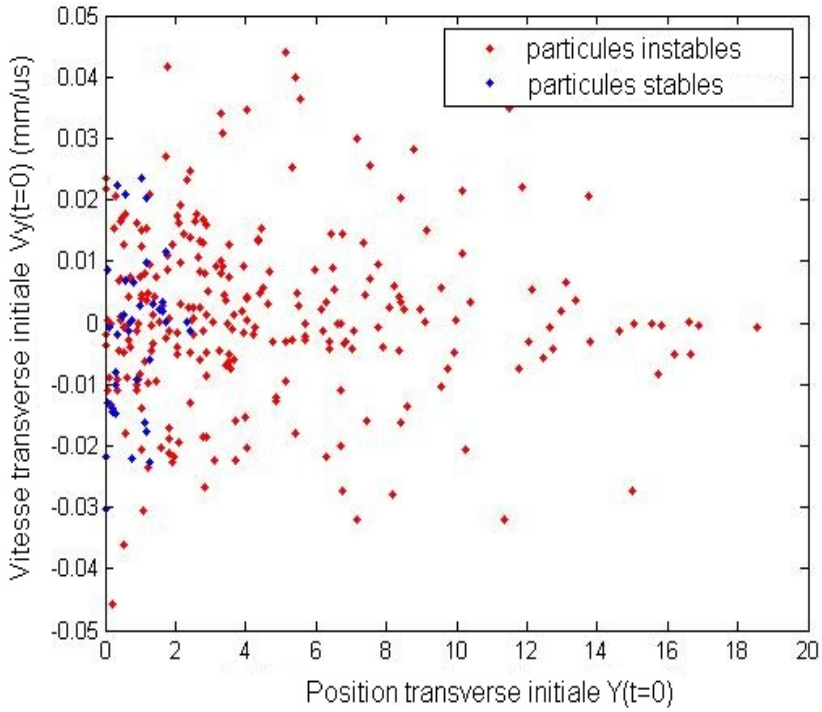


Figure 3.2: Espace des phases stables. Ces simulations ont été effectuées pour des ions Ar^{10+} à une énergie de 4.2 keV par charge, le piège fonctionnant dans un mode de synchronisation avec $V_1 = 4500$ V et $V_z = 4000$V.

comprenons mal nous à amené à nous intéresser aux sections de *Poincaré*, qui permettent de mettre en évidence les mouvements chaotiques.

Sections de Poincaré

Une section de Poincaré est une accumulation à énergie constante sur un plan de l'espace des phases transverse des valeurs (Y_i, V_{y_i}) de chaque ion i. Si des attracteurs ou des creux apparaissent dans la section de Poincaré, on peut conclure que la dynamique des ions à l'intérieur du piège est chaotique. L'objectif de ce paragraphe n'est pas de donner une vision exhaustive des sections de Poincaré dans le piège mais seulement de donner quelques perspectives intéressantes pour la compréhension des résultats expérimentaux que nous avons obtenus.

J'ai tracé les sections de Poincaré pour l'Ar^{10+} et l'Ar^{+} sur 100 oscillations dans un mode de synchronisation et dans un mode de diffusion

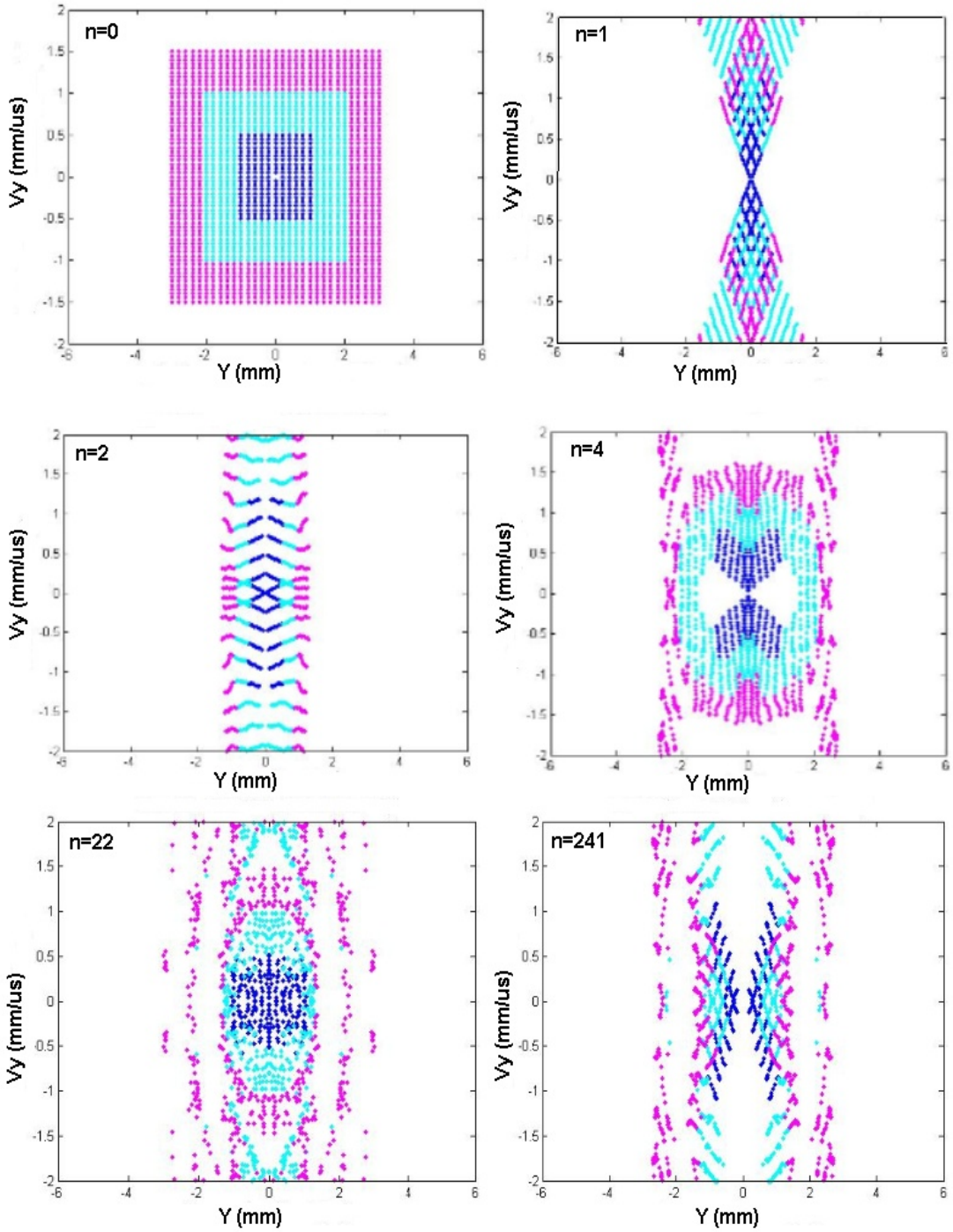


Figure 3.3: Evolution temporelle de l'espace des phases transverses (Y, V_y) au milieu du piège en fonction du nombre d'oscillation n. Ces simulations ont été effectuées pour des ions Ar^{8+} à une énergie de 4.2 keV par charge, le piège fonctionnant dans un mode de diffusion avec $V_1 = 6500$ V et $V_z = 3200$V.

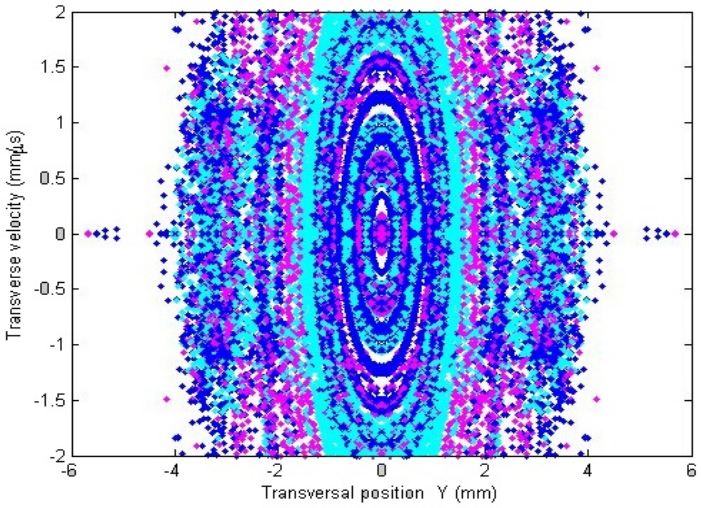


Figure 3.4: Section de Poincaré de l'espace des phases transverses (Y, V_y) au milieu du piège pour les 100 premières oscillations. Ces simulations ont été effectuées pour des ions Ar^{10+} à une énergie de 4.2 keV par charge, le piège fonctionnant dans un mode de diffusion avec $V_1 = 6500$ V et $V_z = 3200$V.

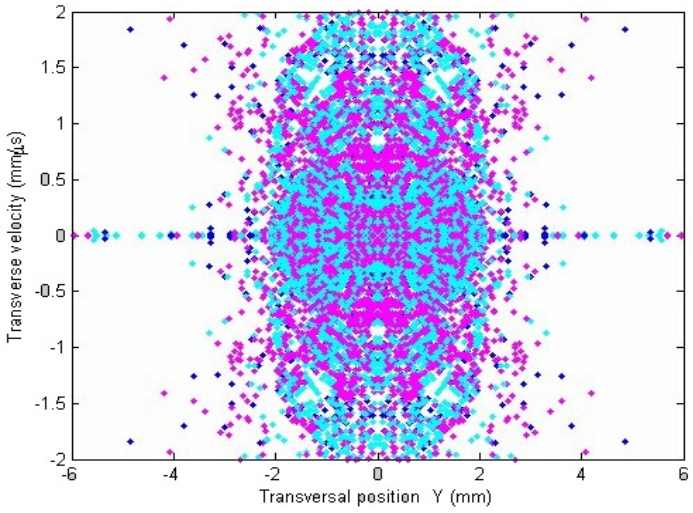


Figure 3.5: Section de Poincaré de l'espace des phases transverses (Y, V_y) au milieu du piège pour les 100 premières oscillations. Ces simulations ont été effectuées pour des ions Ar^{10+} à une énergie de 4.2 keV, le piège fonctionnant dans un mode de synchronisation avec $V_1 = 4500$ V et $V_z = 4000$V.

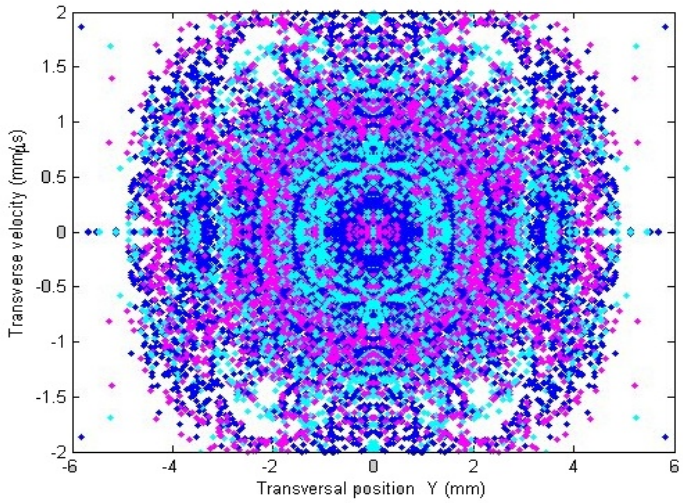


Figure 3.6: Section de Poincaré de l'espace des phases transverses (Y, V_y) au milieu du piège pour les 100 premières oscillations. Ces simulations ont été effectuées pour des ions Ar^+ à une énergie de 4.2 keV, le piège fonctionnant dans un mode de diffusion avec $V_1 = 6500$ V et $V_z = 3200$V.

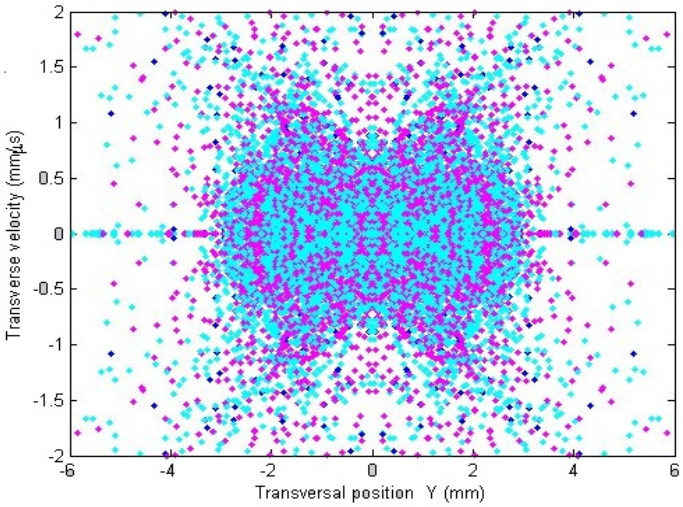


Figure 3.7: Section de Poincaré de l'espace des phases transverses (Y, V_y) au milieu du piège pour les 100 premières oscillations. Ces simulations ont été effectuées pour des ions Ar^+ à une énergie de 4.2 keV, le piège fonctionnant dans un mode de synchronisation avec $V_1 = 4500$ V et $V_z = 4000$V.

du piège. Ceci nous permet de voir l'effet de l'état de charge et du mode de fonctionnement du piège sur la dynamique des ions. Tout d'abord une différence claire apparaît entre le mode de diffusion et le mode de synchronisation (cf. figures 3.4 et 3.5). Dans le mode de synchronisation, après 100 oscillations, les ions initialement en bleu dans l'espace des phases initiale (i.e., ceux au centre de l'espace des phases) n'apparaissent plus sur la section de Poincaré. Dans un mode de diffusion, une partie des ions représentés en bleu se retrouvent redistribués en périphérie de l'espace des phases, cela nous fait penser à des attracteurs. Néanmoins nous ne pouvons pas encore conclure sur le caractère chaotique de la dynamique des ions car à ce jour, je n'ai pas réussi à effectuer des simulations avec SIMION 7.0 assurant une conservation de l'énergie parfaite tout au long de la trajectoire. Nous avons en effet remarqué que l'erreur sur l'énergie pouvait atteindre 200 eV après 100 oscillations. C'est une erreur numérique cumulative qui induit cette non-conservation de l'énergie.

Les figures 3.6 et 3.7 montrent les mêmes résultats pour des ions Ar^+. La différence entre les sections de Poincaré de l'Ar^{10+} et de l'Ar^+ vient du fait que les simulations ont été effectuées avec une dispersion en énergie de 1 eV sur l'énergie totale de l'ion (i.e., 42000 eV pour l'Ar^{10+} et 4200 eV pour l'Ar^+). Dans ce cas, la vitesse transversale V_y représentée sur l'axe des ordonnées de la section de Poincaré représente pour chaque état de charge un pourcentage différent de la vitesse totale de l'ion.

Zones de stabilité du piège

Nous allons revenir maintenant sur les zones de stabilité du piège en fonction de la tension Einzel V_z qui détermine la longueur focale du piège. Selon le mode de fonctionnement du piège on peut voir une ou deux zones de stabilités qui correspondent à la condition de stabilité ci dessous (démonstration faite dans le section 2.3 du chapitre 2):

$$0 \leq \left(1 - \frac{L}{R_1}\right)\left(1 - \frac{L}{R_2}\right) \leq 1 \tag{3.1}$$

La figure 3.8 réprésente la résolution graphique de cette inégalité et met en valeur trois points dans le cas où le résonnateur est symétrique à savoir $f = +\infty, L/4, L/2$. Ce sont ces trois points qui vont déterminer les zones de stabilité qui vont apparaître dans les simulations.

Pour déterminer les zones de stabilité du piège, j'ai lancé 300 ions avec des conditions initiales distribuées uniformément sur l'espace des phases transverses et j'ai compté le nombre d'ions qui restaient piégés plus de 500 μs par rapport au nombre d'ions lancés. J'ai normalisé le résultat par rap-

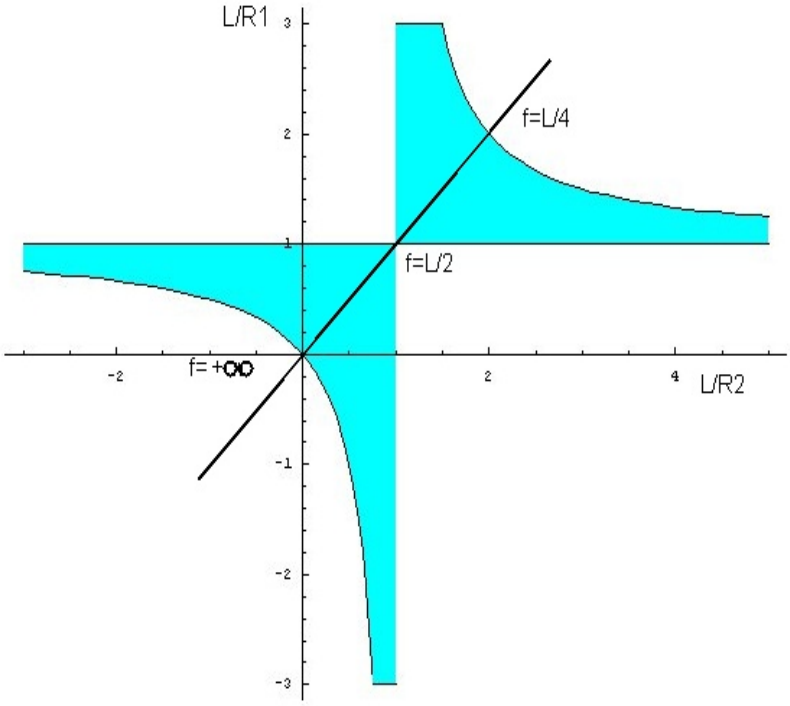


Figure 3.8: Diagramme de stabilité pour un résonateur optique constitué de deux miroirs de rayon de courbure R_1 et R_2 et séparé par une distance L. La zone de stabilité est la région en bleu sur le diagramme.

port au nombre maximum d'ions piégés pour obtenir l'efficacité de piégeage. J'ai effectué ces simulations dans un mode de synchronisation, en faisant varier le tension de focalisation V_z de manière systématique. Ces simulations ont été effectués pour l'Ar^{10+}, l'Ar^{9+} et l'Ar^{8+}. La figure 3.9 montre que le résultat est indépendant de la charge, résultat auquel on pouvait s'attendre car la condition de piégeage longitudinal dépend du rapport energie cinétique sur charge. La figure 3.10 montre l'efficacité de piégeage en fonction de la tension Einzel pour des ions Ar^+, le piège fonctionnant en mode de diffusion.

Mouvement longitudinal

L'objectif de ce paragraphe est de donner la fréquence longitudinale des ions quand le piège fonctionne dans un mode de synchronisation. En effet, expérimentalement c'est dans ce mode que nous travaillons. J'ai effectué

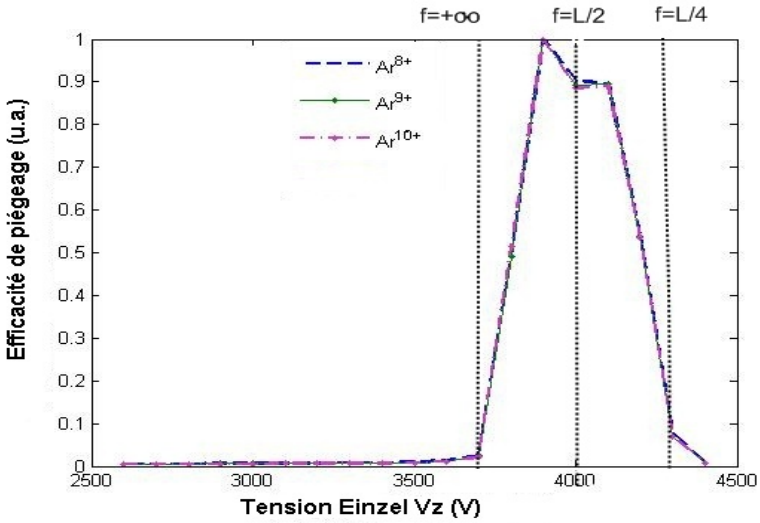


Figure 3.9: Efficacité de piégeage **en mode de synchronisation** en fonction de la tension de focalisation V_z pour pour l'Ar^{10+}, l'Ar^{9+} et l'Ar^{8+} à 4.2 keV. Les tensions appliquées sont les suivantes $(V_1, V_2, V_3, V_4, V_z) = (\mathbf{4500}, 4850, 3250, 1650, V_z)$ V.

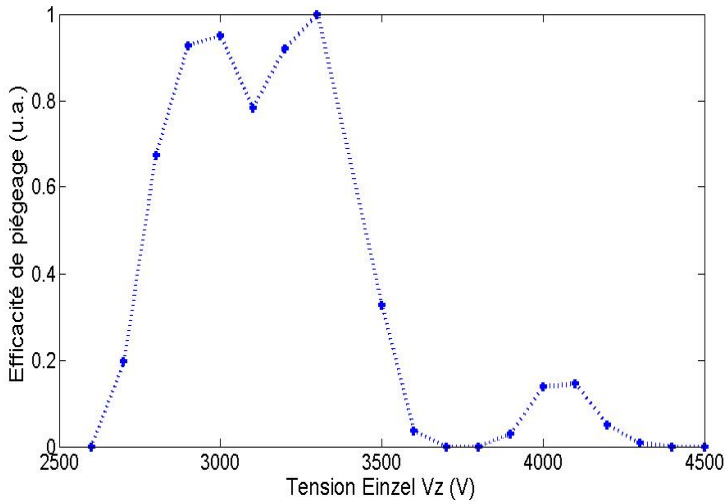


Figure 3.10: Efficacité de piégeage **en mode de diffusion** en fonction de la tension de focalisation V_z pour pour l'Ar^{+} à 4.2 keV. Les tensions appliquées sont les suivantes $(V_1, V_2, V_3, V_4, V_z) = (\mathbf{6500}, 4850, 3250, 1650, V_z)$ V

les simulations pour différents états de charge ($Ar^{8+}, Ar^{9+}, Ar^{10+}, Ar^{11+}$) en scannant la tension V_z et pour 300 ions distribués uniformément dans l'espace des phases . Les données ont été enregistrées à chaque fois que les ions passaient au milieu du piège, ceci afin de pouvoir reproduire au mieux la mesure expérimentale qui utilise un pickup situé au milieu du piège. Pour exploiter ces données, nous avons fait un histogramme des temps d'arrivée des ions au milieu du piège avec un pas de 0.1 μs. Un exemple est montré dans la figure 3.11 pour des ions Ar^{10^+} avec $Vz = 4000$V qui correspond à la tension optimale de focalisation.

Nous avons ensuite effectué une transformée de Fourier rapide (FFT) du signal obtenu et relevé la fréquence du pic de plus haute intensité. La figure 3.12 récapitule l'ensemble des résultats pour les différents états de charge. On peut remarquer que dans la zone de stabilité du piège, c'est à dire pour V_z compris entre 3800 et 4200 V, plus la tension de focalisation est grande plus les ions sont lents, en effet plus Vz est grand plus les ions seront ralentis dans la zone des lentilles Einzel.

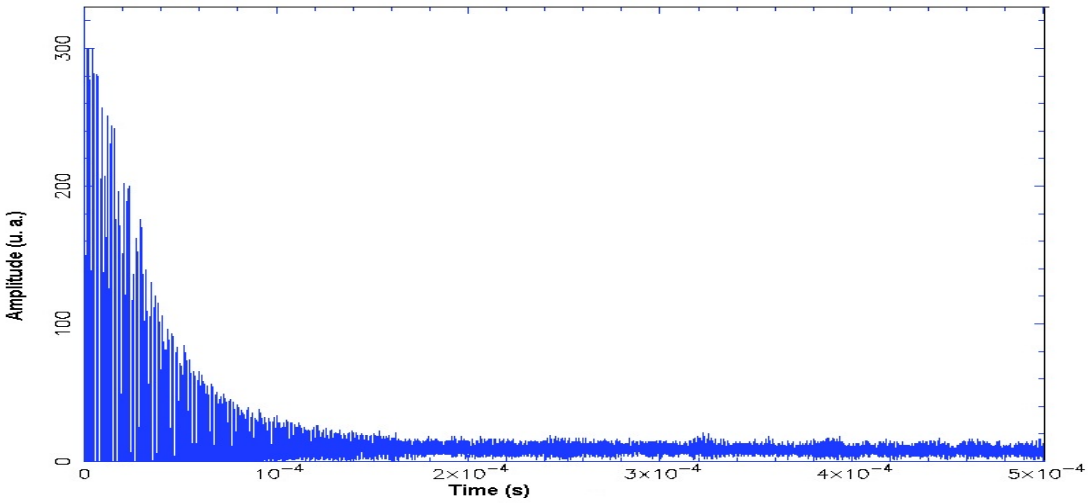


Figure 3.11: Histogramme des temps d'arrivée des 300 ions à chaque fois qu'ils passent au milieu du piège. Simulation effectuée pour des ions Ar^{10^+} avec $V_z = 4000$V.

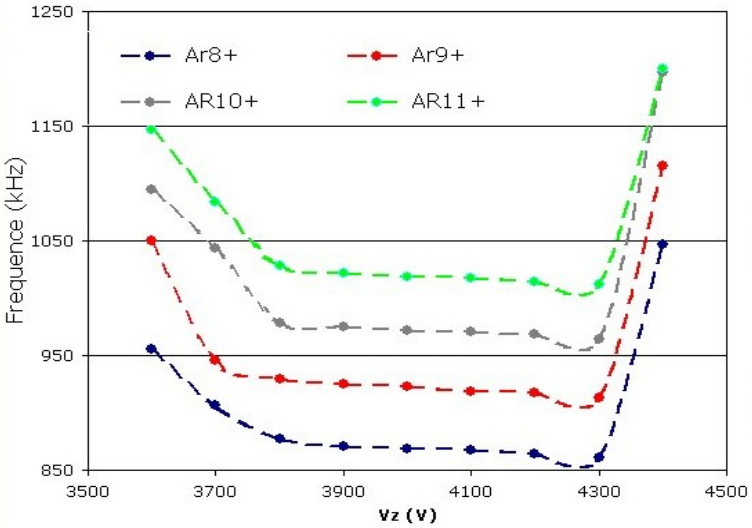


Figure 3.12: Fréquence longitudinale en fonction de la tension Einzel V_z.Simulations effectuées pour des ions Ar^{11+}, Ar^{10+}, Ar^{9+}, Ar^{8+} à une énergie de 4.2 keV par charge, le piège fonctionnant dans un mode de synchronisation avec $V_1 = 4500$ V.

Mouvement transversal: Oscillations Betatron

Dans ce paragraphe, je vais mettre en évidence le fait que le mouvement transversal des ions dans le piège est périodique. On appelle ces oscillations transversales, *les oscillations bétatron*. Dans la section 2.3 du chapitre 2, nous avons donné un modèle optique qui nous a permis d'aboutir à la matrice de transfert pour le piège ci-dessous:

$$\begin{pmatrix} r_{out} \\ \theta_{out} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_{in} \\ \theta_{in} \end{pmatrix} \tag{3.2}$$

$$avec \qquad A = 1 - \frac{d}{f_2} \ , \quad B = d(2 - \frac{d}{f_2}) \ , \tag{3.3}$$

$$C = -[\frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2}(1 - \frac{d}{f_1})] \quad et \qquad D = -[\frac{d}{f_1} - (1 - \frac{d}{f_2})(1 - \frac{d}{f_1})]. \tag{3.4}$$

On a pu montrer, dans la section 2.3 du chapitre 2, qu'en résolvant les équations de récurrence on pouvait écrire $\theta_n = \theta_0 e^{\mp n\omega + \phi}$

Or la vitesse transversale V_y peut s'exprimer par

$$V_y = sin(\theta)V \simeq \theta V \tag{3.5}$$

On met ainsi en évidence deux fréquences dans le mouvement transverse, l'une liée au mouvement longitudinal, l'autre liée à θ. Ces deux fréquences sont dépendantes des conditions initiales. Les simulations mettent bien en évidence ces deux fréquences, l'une est rapide, du même ordre de grandeur que la fréquence longitudinale f_X et est notée f_{fast}, l'autre est plus lente et est notée f_{slow}. J'ai effectué des simulations en traçant la trajectoire d'un ion avec un pas de 0.01 μs. La figure 3.13 montre l'évolution temporelle de la trajectoire transversale pour des ions Ar^+ avec différentes vitesses transverses initiales. On voit que la fréquence d'oscillation lente est très dépendante des conditions initiales. Le tableau 3.1 récapitule les fréquences longitudinales et transverses pour différents états de charge de l'argon.

3.2 Vers un modèle en trois dimensions du potentiel életrostatique du piège

Schématisation du piège par deux paires de deux électrodes

Ici, notre objectif est de trouver un modèle $3D$ simple du potentiel qui existe à l'intérieur du piége afin de pouvoir résoudre les équations du mouvement des ions numériquement. Ce modèle devra respecter la symétrie du piége, i.e., cylindrique et devra aussi satisfaire l'équation de Poisson. Pour cela, on schématise le piége par deux paires d'électrodes disposées de maniére symétrique par rapport à l'axe (Ox) (voir la figure 3.14). Les électrodes internes sont soumises au potentiel V_0, les électrodes externes sont elles soumises au potentiel positif V_1. Les électrodes sont des disques perforés au centre d'un trou de rayon r_o.

Expression générale d'un potentiel harmonique

On cherche une distribution de potentiel dans l'espace ayant une symétrie cylindrique et ne dépendant donc que des variables x et r. L'origine de l'axe (Ox) est définie au centre du piége, r représente la distance à l'axe (Ox) d'un point dans l'espace. On peut alors penser à développer le potentiel en série entiére par rapport à r. L'équation de Laplace nous amène alors à écrire le potentiel sous la forme

$$\Phi(x,r) = \sum_{n=0}^{\infty} = \frac{(-1)^n}{n!^2 2^{2n}} r^{2n} \Phi^{(2n)}(x)$$

où $\Phi^{(n)}$ représente la dérivée n^{ieme} de la fonction Φ.

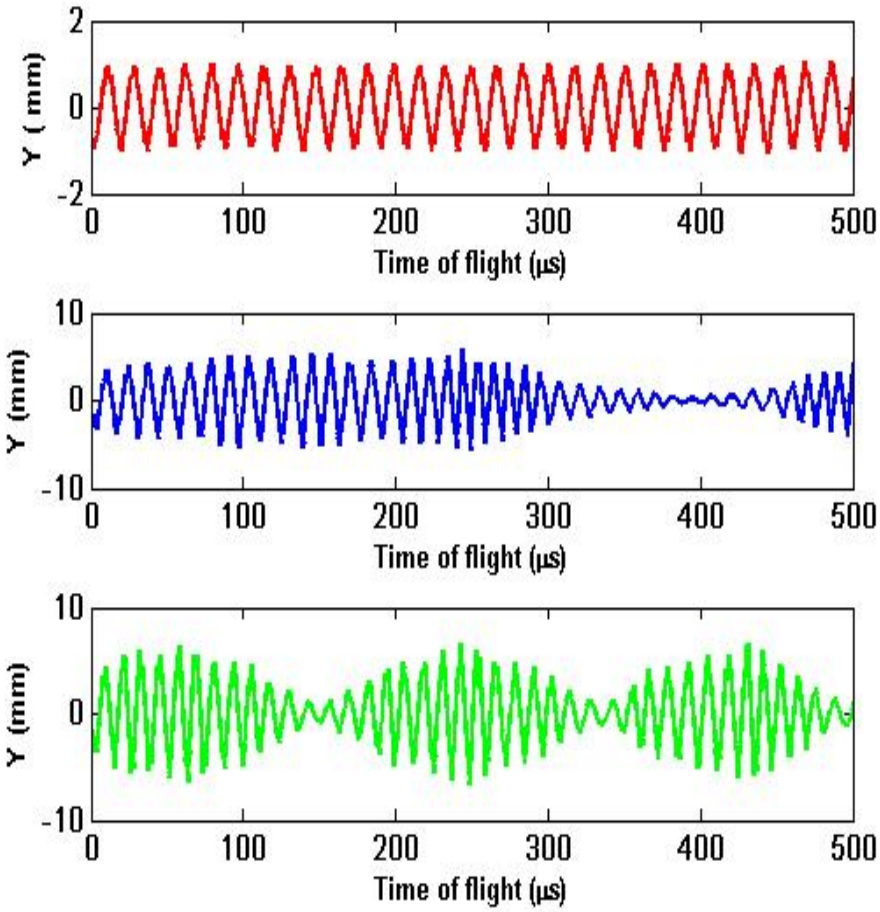


Figure 3.13: Position transversale Y en fonction du temps de vol pour des ions l'Ar^+ avec différentes conditions transverses initiales, ($Y(0) = 0.5\ mm$ et $V_y(0) = 0.2\ mm/\mu s$) en rouge, ($Y(0) = 0.5\ mm$ et $V_y(0) = 1\ mm/\mu s$) en bleu et ($Y(0) = 0.5\ mm$ et $V_y(0) = 1.7\ mm/\mu s$)

	f_X (kHz)	f_{fast} (kHz)	f_{slow} (kHz)
Ar^{8+}	454	434	72
Ar^{10+}	487	483	80
Ar^{13+}	518	456	91

Tableau 3.1: Estimation de la fréquence longitudinale f_X, de la fréquence transversale rapide f_{fast} et de la fréquence lente associée f_{slow}

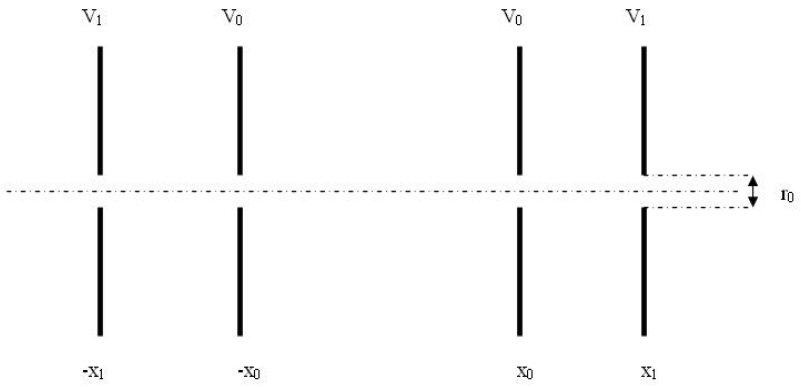


Figure 3.14: On modélise le piége par deux paires d' électrodes soumises respectivement au potentiel V_0 et V_1, les deux paires sont disposées de maniére symétrique par rapport à l'axe de $(0x)$

Application au piége électrostatique

Il nous faut maintenant calculer la distribution du potentiel le long de l'axe (Ox). Le potentiel créé par une électrode en forme de disque perforé par un trou de rayon r_0 s'écrit en résolvant l'équation de Laplace comme suit :

$$\Phi(x) = a + bx + cx \arctan(\frac{x}{r_0})$$

Revenons à notre cas, tout d'abords nous pouvons considérer trois régions dans le piège, la région sans champ comprise entre les électrodes internes, et les deux autres régions situées réspectivement à droite et à gauche de la région sans champ.

Considérons la région située à droite de la région sans champ et calculons le potentiel dans cette région sur l'axe Ox. Le théorème de superposition, nous permet d'écrire le potentiel comme une combinaison linéaire des potentiels crées par les deux électrodes, que nous noterons $\Phi_o(x)$ et $\Phi_1(x)$.

$$\Phi_o(x) = a_o + b_o(x + x_o) + c_o(x + x_o) \arctan(\frac{x + x_o}{r_o})$$

$$\Phi_1(x) = a_1 + b_1(x + x_1) + c_1(x + x_1) \arctan(\frac{x + x_1}{r_o})$$

On recherche alors une distribution de potentiel pour la région de droite Φ_d sous la forme

$$\Phi_d(x) = C_1\Phi_o(x) + C_2\Phi_1(x)$$

soit

$$\Phi_d(x) = A + Bx + C(x + x_o)\arctan(\frac{x + x_o}{r_o}) + D(x + x_1)\arctan(\frac{x + x_1}{r_o})$$

On remarque immédiatement, que la distribution de potentiel doit être symétrique par rapport à (Ox),donc $B = 0$. De plus pour x tendant vers l'infini le potentiel doit être constant.

$$A + Cx\frac{\pi}{2} + Dx\frac{\pi}{2} = cste$$

donc $D = -C$. Notre distribution se réduit à

$$\Phi_d(x) = A + C((x + x_o)\arctan(\frac{x + x_o}{r_o}) - (x + x_1)\arctan(\frac{x + x_1}{r_o}))$$

Maintenant, nous allons exploiter d'une part le fait qu'en $x = x_o$ on a un potentiel nul et d'autre part qu'en $x = x_1$ on a un potentiel égal à V_1

$$A + 2Cx_o\arctan(\frac{2x_o}{r_o}) - C(x_o + x_1)\arctan(\frac{x_o + x_1}{r_o}) = 0$$

$$A + C(x_o + x_1)\arctan(\frac{x_o + x_1}{r_o}) - 2Cx_1\arctan(\frac{2x_1}{r_o}) = V_1$$

Si l'on soustrait les deux équations on a

$$2C((x_o + x_1)\arctan(\frac{x_o + x_1}{r_o}) - x_1\arctan(\frac{2x_1}{r_o}) - x_o\arctan(\frac{2x_o}{r_o})) = V_1$$

Ce qui donne

$$C = \frac{V_1}{2((x_o + x_1)\arctan(\frac{x_o+x_1}{r_o}) - x_1\arctan(\frac{2x_1}{r_o}) - x_o\arctan(\frac{2x_o}{r_o}))}$$

et

$$A = C\frac{V_1}{2}(x_o\arctan(\frac{2x_o}{r_o}) - x_1\arctan(\frac{2x_1}{r_o})$$

où encore

$$A = \frac{V_1^2(x_o\arctan(\frac{2x_o}{r_o}) - x_1\arctan(\frac{2x_1}{r_o}))}{4((x_o + x_1)\arctan(\frac{x_o+x_1}{r_o}) - x_1\arctan(\frac{2x_1}{r_o}) - x_o\arctan(\frac{2x_o}{r_o}))}$$

En conclusion la distribution de potentiel à droite de la région sans champ peut s'écrire

$$\Phi_d(x) = A + C((x + x_o)\arctan(\frac{x + x_o}{r_o}) - (x + x_1)\arctan(\frac{x + x_1}{r_o}))$$

et

$$\Phi(x, r) = \sum_{n=0}^{\infty} = \frac{(-1)^n}{n!^2 2^{2n}} r^{2n} \Phi_d^{(2n)}(x)$$

La figure 3.15 représente le potentiel obtenu pour $V_0 = 1650$ et $V_1 = 6500$V. Le résultat a été obtenu avec le logiciel Mathematica, néanmoins les simulations de trajectoire des ions en résolvant les équations de mouvement se sont avérées trop lentes pour être exploitables. Néanmoins, nous présentons dans la figure 3.16 une simulation du potentiel dans le piège obtenue avec le logiciel simion pour une comparaison qualitative.

3.3 Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai présenté les résultats de simulations de la cinématique des ions dans le piège. J'ai déterminé tout d'abord l'espace des phases stables et j'ai décrit l'évolution temporelle de cet espace des phases. Ces études nous ont amené à nous intéresser aux sections de Poincaré en faisant référence à la théorie du chaos. Par la suite, j'ai déterminé les zones de stabilité du piège et je me suis intéressée à la fréquence longitudinale des ions dans le piège. Pour terminer, j'ai mis en évidence le fait que le mouvement transversal des ions est périodique, nous avons nommé ces oscillations les oscillations betatron. Le chapitre 4 abordera la comparaison entre les résultats expérimentaux et les résultats de ces simulations.

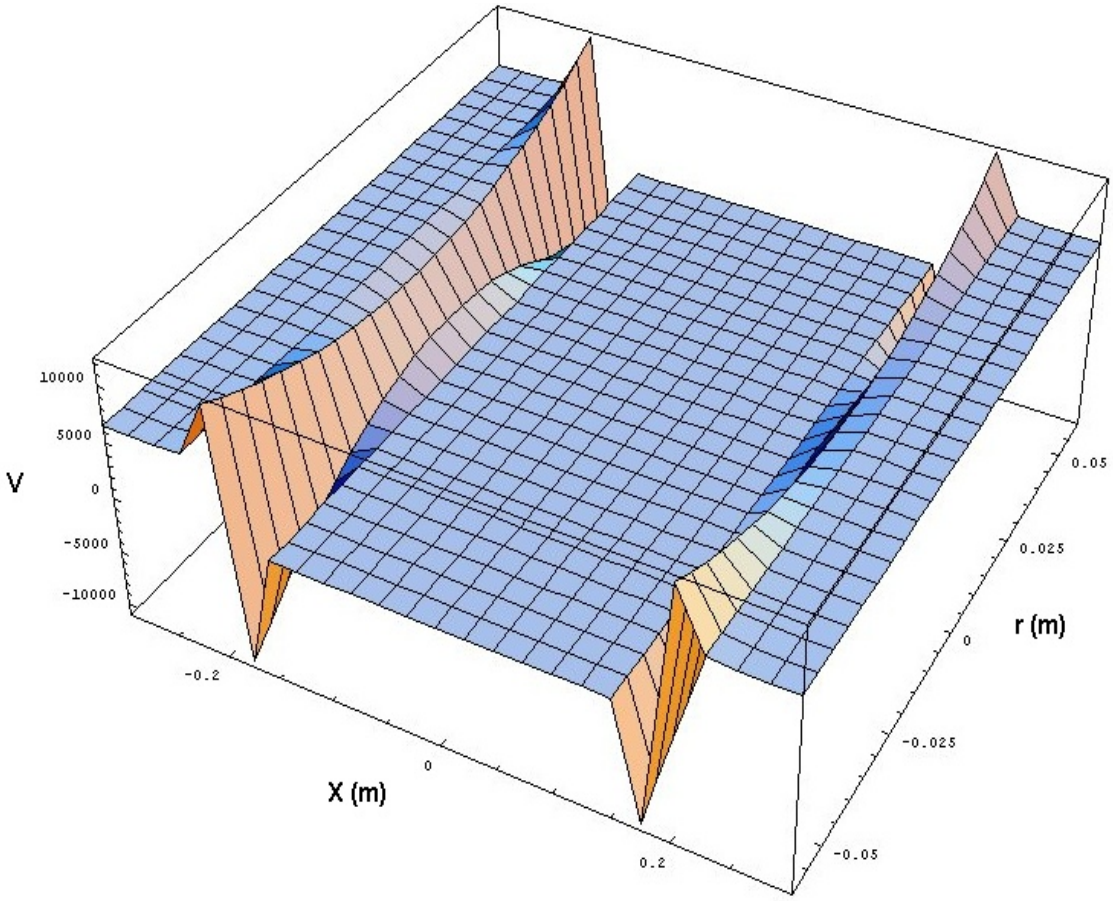


Figure 3.15: Potentiel électrostatique obtenu avec le modèle développé .

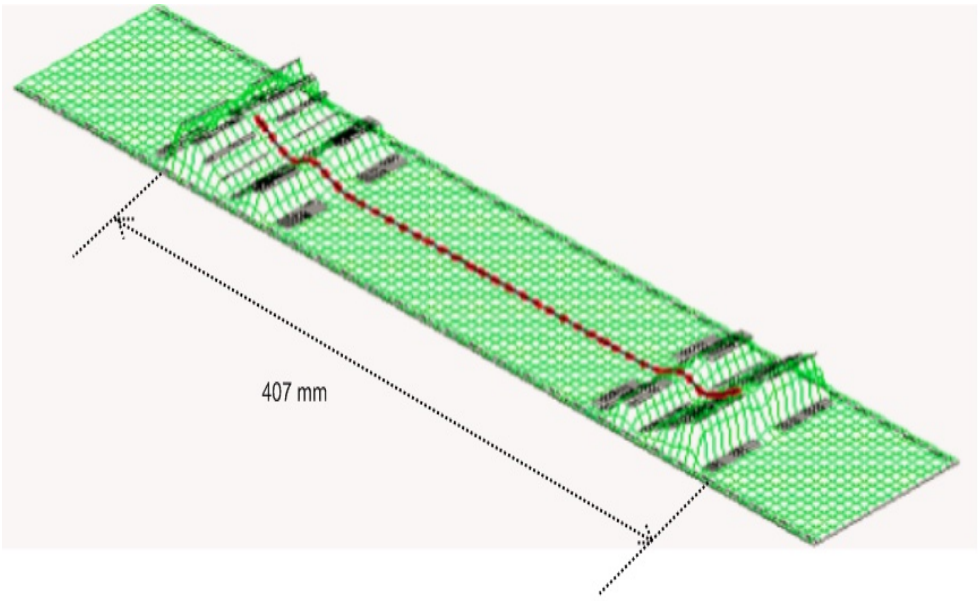


Figure 3.16: Potentiel électrostatique dans le piège obtenu avec le logiciel simion

Chapitre 4

Piégeage des ions très chargés dans le piège électrostatique

4.1 Description Technique

L'objectif de cette partie est de décrire d'un point de vu technique ce qu'il a fallu mettre en place pour faire fonctionner le piège. Dans un premier temps, je décrirai la nouvelle ligne de transport qui inclut le piége à ions et qui est utilisée à 4.2 keV. Dans un second temps, je développerai les aspects mécanique et électronique du piège.

A- Description de la ligne de faisceau

Dans ce paragraphe, je vais présenter la ligne de transport des ions de la source SIMPA vers le piège électrostatique (voir Figure 4.1). Cette nouvelle disposition de la ligne de faisceau a été mise en place en novembre 2006.

Les ions sont extraits de la source à travers les électrodes d'extraction (voir section 1.2.4 du Chap. 1), la chambre à plasma étant portée à un potentiel de 4.2 kV et l'électrode d'extraction étant mise à la masse. Les ions passent à travers un solénoïde, qui sert à focaliser le faisceau et sont sélectionnés sur leur rapport charge sur masse par un dipôle magnétique. Deux paires de déflecteurs électrostatiques situés après le dipôle permettent d'ajuster l'angle et la position du faisceau d'ions verticalement et horizontalement avant son entrée dans le piège (voir Fig. 4.2). Deux jeux de fentes placés avant le dipôle et après les déflecteurs électrostatiques permettent de réduire la taille du faisceau avant son entrée dans le piège (voir Fig. 4.3).

La chambre contenant le piège, qui est installée sur un bâti indépendant,

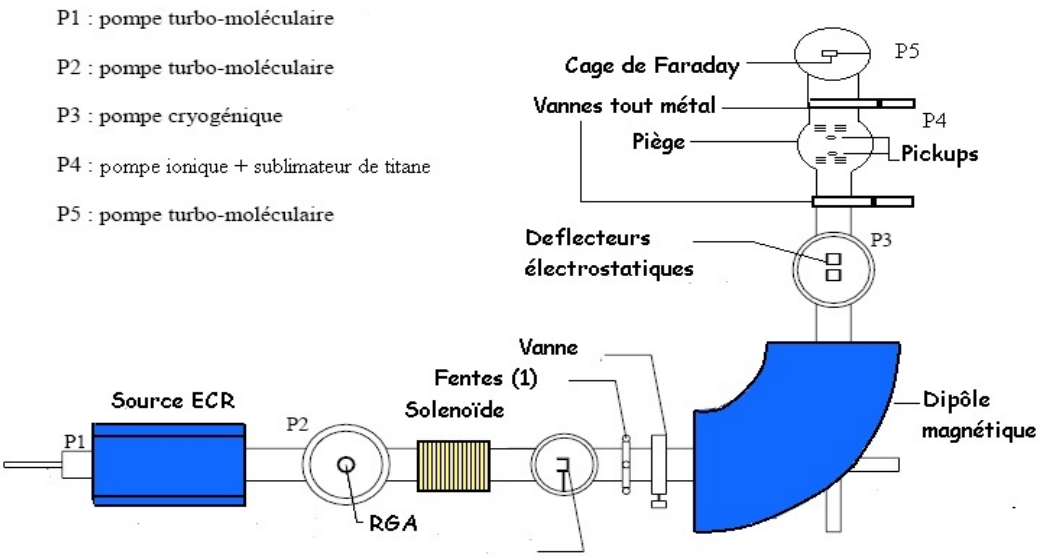


Figure 4.1: Ligne de transport des ions de la source ECR SIMPA au piège à ions électrostatique.

peut être séparée du reste de la ligne grâce à deux vannes tout métal manuelles. La croix du piège est encadrée par deux soufflets équipés en leur centre de réduction de conductance (tubes en inox d'un diamètre de 2 cm et d'une longueur de 8 cm), ces réductions ont pour but de créer un vide différentiel (voir Fig. 4.4). En effet, le vide est meilleur dans la chambre du piège (4×10^{-9} mbar) que sur le reste de la ligne (1×10^{-8} mbar). Le meilleur vide atteint dans la chambre du piège avec les vannes tout métal fermées est de 8×10^{-11} mbar. Lorsque les vannes sont ouvertes ce vide passe à 5×10^{-10} mbar, puis à 4×10^{-9} mbar lorsque la source est alimentée en gaz. Derrière cette chambre se trouve une croix dans laquelle est insérée une cage Faraday, ce qui nous permet de faire une mesure du courant lorsque les deux miroirs électrostatiques du piège sont éteints.

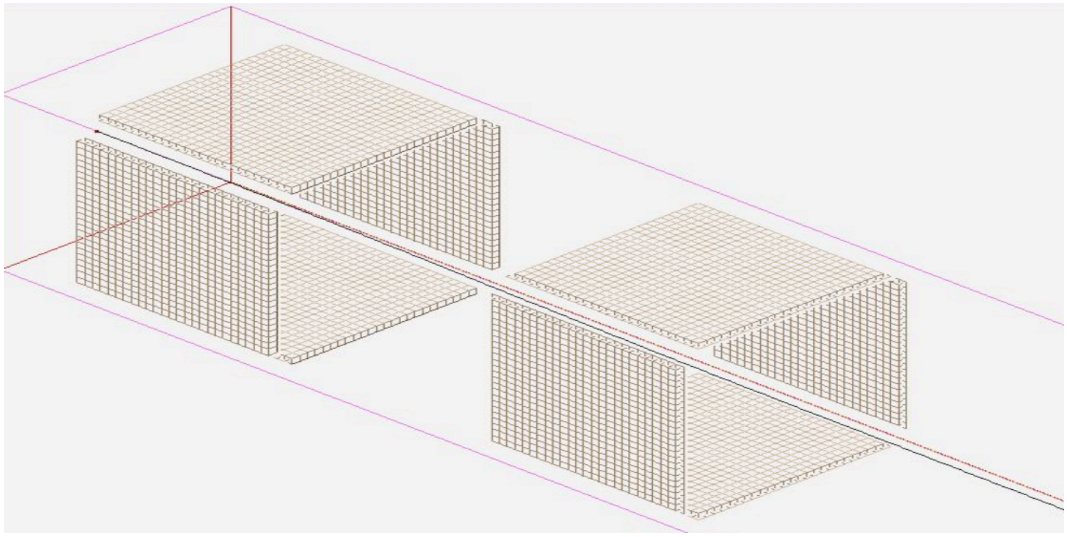


Figure 4.2: Vue en trois dimensions des déflecteurs électrostatiques situés après le dipôle magnétique. Les électrodes ont une longueur de 6 cm et une largeur de 4 cm. On applique une tension sur ces électrodes à travers des passages BNC ultra-vide.

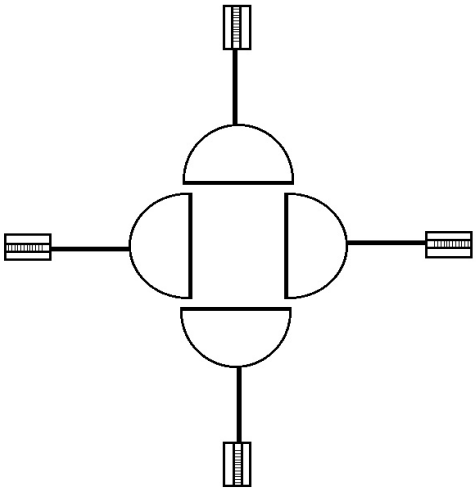


Figure 4.3: Vue de face d'un jeu de fentes permettant de réduire la taille du faisceau. La position de chacune des fentes peut être modifiée grâce à des manipulateurs ultra-vides, le réglage de la position de ces fentes peut se faire avec une précision de l'ordre du dixième de millimètre.

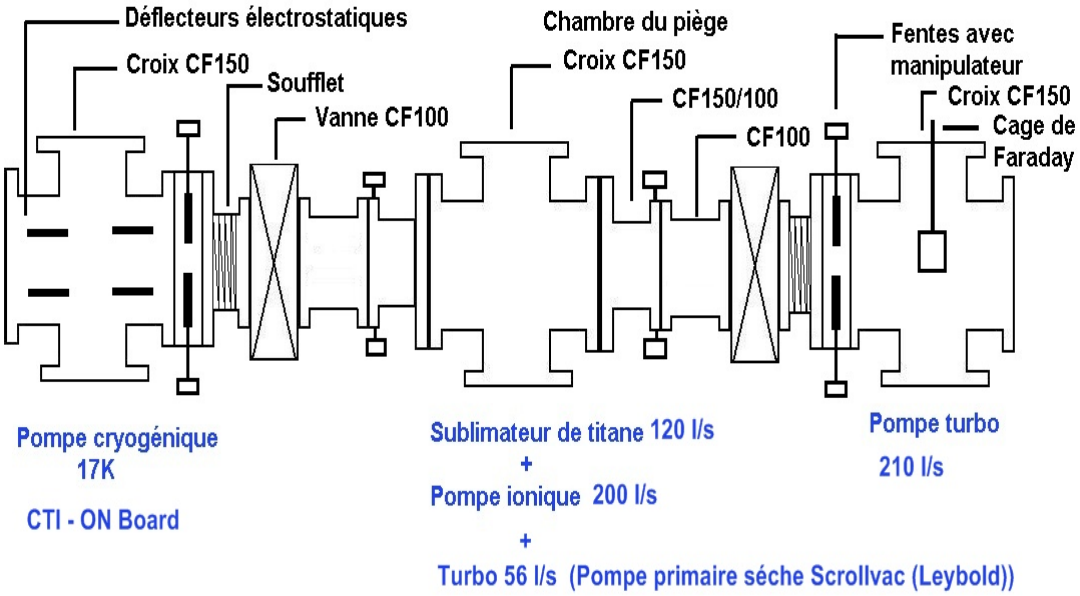


Figure 4.4: Schéma de la ligne de transport des ions après le dipôle magnétique et montrant le système de pompage.

B- Montage Mécanique du piège

B-1 Le Piège

Dans cette section, je vais décrire en détail le piège à ions que avons construit pendant ma thèse. Nous avons repris la même conception que les pièges qui ont été construits à ce jour à l'Institut Weizmann, dans l'équipe du Professeur Daniel Zajfman. Dans une première partie, je décrirai la mécanique du piège et de ses détecteurs de paquets d'ion ("les pickups"). Dans une seconde partie je décrirai l'électronique du piège.

La figure 4.5 montre une photo du piège qui a été réalisé et construit dans l'atelier de mécanique du Laboratoire Kastler Brossel, la figure 4.6 en montre une image en 3 dimensions. Toutes les électrodes du piège sont des disques perforés en leur centre. Ils sont en acier inoxydable UHV (316L), amagnétique afin de ne pas perturber la trajectoire des ions. Le piège est constitué de deux miroirs électrostatiques, chaque miroir étant constitué d'un jeu de 8 électrodes. Pour chaque miroir, les électrodes sont séparées entre elles par des billes en céramique. Ces billes en céramique permettent

aux électrodes d'être isolées les unes des autres. De plus, ce système de montage permet d'assurer que les électrodes sont alignées sur un même axe tout en fixant la distance entre les électrodes. Les électrodes de chaque miroir sont maintenues entre elles par trois colonettes en acier (voir Fig. 4.6). Les deux miroirs sont reliés entre eux par 4 colonnes (voir Fig. 4.6), les deux miroirs sont ainsi coaxiaux.

Le diamètre interne de chaque électrode est de 16 mm (voir Figure 4.7), leur épaisseur est de 3 mm. Pour deux des trois électrodes qui constituent la lentille Einzel de chaque miroir, le diamètre interne est de 26 mm, ce choix a été fait pour diminuer les phénomènes d'aberration pour la lentille. De plus, la distance entre chaque électrode est de 6 à 8 mm selon les électrodes et est fixée par des billes de diamètre de 8 et 9.5 mm. La longueur totale du piège est de 407 mm.

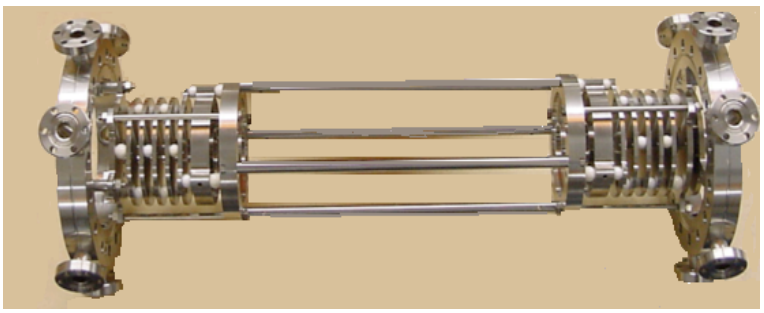


Figure 4.5: Photo du piège à ions électrostatique

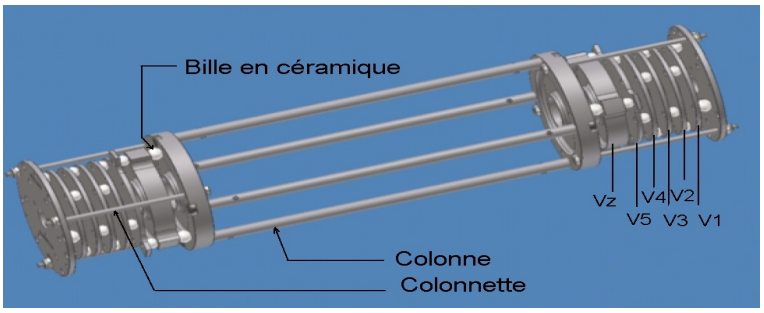


Figure 4.6: Image 3D du piège à ions électrostatique. Les électrodes du piège sont notées $V1, V2, V3, V4, V_z$. Trois colonnettes maintiennent entre elles les électrodes de chaque miroir. Quatre colonnes relient les deux miroirs entre eux

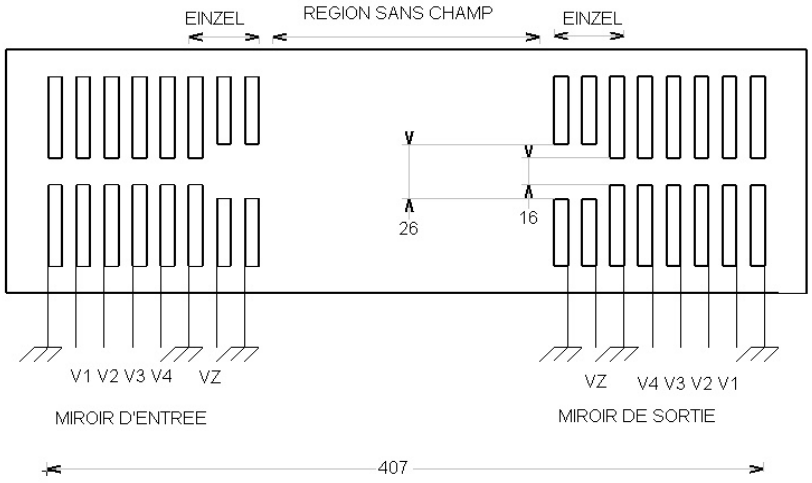


Figure 4.7: Schéma du piège à ions mettant en évidence les miroirs d'entrèe et de sortie du piège.

B-2 Les "Pickups"

Je vais décrire les deux détecteurs d'ions appelés "pickup" et placés dans la région sans champ du piège. Tout d'abord, décrivons le principe de fonctionnement d'un pickup : il s'agit d'un anneau en acier inoxydable placé dans l'axe du piège. Lorsqu'un paquet d'ions passe à travers cet anneau, une charge image est crée sur l'anneau. Ce signal est ensuite amplifié avec un préamplificateur de charge. Le paquet d'ions peut être considéré comme le primaire d'un transformateur dont le pickup est le secondaire. Durant ma thèse, nous avons conçu deux pickups. Le premier pickup, situé au milieu du piège, est constitué d'un anneau en acier de 15 mm de diamètre. Le second pickup, plus proche du miroir de sortie est quant à lui appelé "pickup segmenté", car il est constitué d'un pseudo anneau coupé en quatre parties égales. En récupérant le signal induit par l'effet de charge image sur chacune des 4 électrodes, on peut mieux diagnostiquer la position transverse du paquet d'ions dans le piège. La figure 4.8 représente le pickup segmenté, les quatre segments sont isolés de leur support avec de la céramique usinable (MACOR). Le support du pickup est quant à lui fixé sur deux des colonnes du piège. Chaque segment est prolongé par un fil en acier qui est connecté à un passage BNC ultravide par des connecteurs en cupro-bérryllium (voir Fig. 4.9). Les signaux sont récupérés sur 4 passages BNC soudés sur une bride CF40.

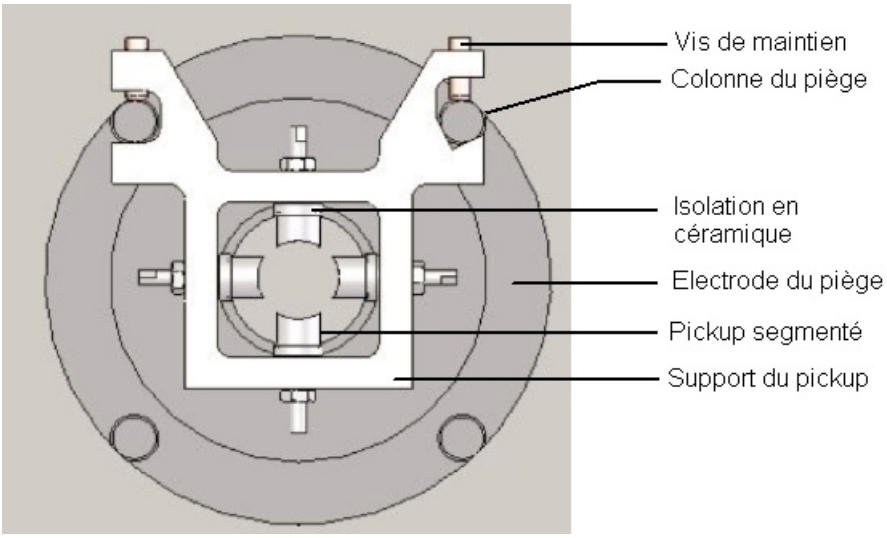


Figure 4.8: Pickup segmenté

C- Montage électronique

Dans cette partie, nous allons décrire l'électronique du piège qui a été construite pendant ma thèse. Tout d'abord, je décrirais les alimentations hautes tensions du piège, puis je décrirais l'interface de contrôle associée, pour terminer par la description du hâcheur de faisceau que nous avons mis en place.

C-1 Les alimentations hautes tensions du piège

Chaque électrode du miroir électrostatique est connectée à des alimentations hautes tensions. Les connexions électriques sont assurées par des fils en acier inoxydable rigides connectés aux électrodes via des vis. Ces fils en acier sont reliés à des alimentations extérieures par des passages ultravides en CF16 (supportant jusqu'à 12kV). On connecte les fils en acier aux passages ultravides grâce à des connecteurs en cupro-béryllium (voir Fig. 4.9). Les passages ultravides sont reliés aux hautes tensions à travers de câbles non coaxiaux ce qui a pour but de limiter les effets capacitifs. Les hautes tensions des miroirs peuvent monter jusqu'à 8kV. En ce qui concerne le miroir d'entrée, chaque haute tension est connectée aux électrodes du piège via un interrupteur haute tension ultra-rapide (Behlke, series HTS), ce dispositif permet l'injection des ions avec des temps de montée à 6kV de l'ordre de 200 ns. Durant ma thèse, nous n'avons pas mis en place

un système permettant une extraction efficace des ions, il faudrait en effet utiliser des interrupteurs hautes tensions avec des temps de descente ultra-rapides, afin que le faisceau d'ions puisse sortir du piège sans être influencé par le champ électrostatique. Tout le montage électronique a été réalisé dans le laboratoire d'électronique du Laboratoire Kastler Brossel (voir le schéma électronique en annexe.).

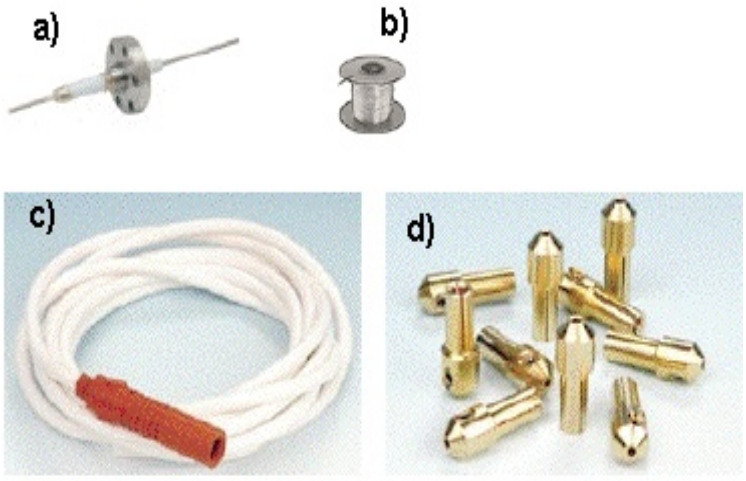


Figure 4.9: Ensemble permettant de relier les électrodes du piège au alimentations hautes tensions : a) Passage ultravide supportant jusqu'à 12kV, b) fil en acier inoxydable, c) câble non coaxial, d) connecteurs en cupro-béryllium

C-2 L'interface de contrôle du piège

J'ai réalisé une interface Labview de contrôle et de commande des hautes tensions, en mettant en place un banc de modules FieldPoint de la marque National Instruments (voir le schéma de principe dans la figure 4.10). Les modules FieldPoints sont des modules externes qui communiquent avec l'ordinateur de contrôle du piège en utilisant une interface réseau. Pour contrôler les tensions du piège, on utilise trois modules. Le premier module (FP-1601) sert de base centrale sur lequel viennent se brancher deux modules secondaires. Ce module principal permet d'alimenter en tension les modules secondaires que l'on branche l'un à la suite de l'autre sur ce terminal principal. Le premier module secondaire que j'ai rajouté est le module de commande des tensions (FP-A0-210). Il permet de générer

5 tensions comprises entre 0 et 10V codées sur 12 bits (On obtient une résolution de 3V pour les hautes tensions). Les tensions appliquées sur les deux miroirs devant être symétriques, ces 5 tensions sont multipliés par 1000 puis envoyées vers les alimentations d'entrée et de sortie du piège. Les interrupteurs du piège ne pouvant supporter une tension supérieure à 8kV, l'interface de contrôle assure le fait que les tensions envoyées vers les alimentations ne dépassent pas 7,5 V afin de ne pas dépasser une tension effective de 7500 V sur les alimentations. Le second module (FP-AI-112) que j'ai rajouté permet de contrôler la valeur des hautes tensions. A partir de chaque alimentation du piège, une tension comprise en 0 et 8 V, codée sur 10 bits (résolution de 10V pour les hautes tensions), est renvoyée vers le module, la valeur de cette tension est multiplié par 1000 puis affiché sur l'interface de contrôle Labview.

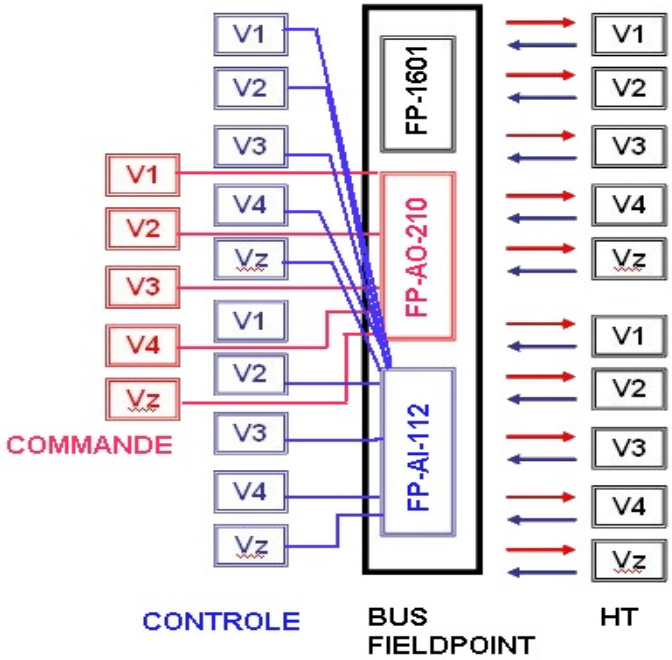


Figure 4.10: Représentation schématique de l'interface de contrôle. La valeur des hautes tensions est commandée par le module FieldPoint FP-A0-210 avec une résolution de 3V et est contrôlée par le module FieldPoint FP-AI-112 avec une résolution de 10V. Des tensions symétriques sont appliquées à l'entrée et à la sortie du piège.

C-3 Le hâcheur de faisceau

Pour pouvoir détecter les ions à travers un préamplicateur de charge connecté sur l'un des pickups, il nous a fallu concevoir un hâcheur de faisceau. En effet, le pickup ne nous permet pas de détecter la charge image d'un faisceau d'ions continu avec un préamplificateur de charge. La charge image est constante, la tension est donc constante et le courant est ainsi nul. Le hâcheur de faisceau a pour but de créer des paquets d'ions. Pour créer ce paquet d'ions, on utilise deux des plaques déflectrices horizontales et les deux fentes verticales situées avant l'entrèe du piège (voir Fig. 4.11) . On applique sur les deux plaques déflectrices une tension V_h, qui déflêchit les ions verticalement et ne les laisse passer dans l'axe du piège que pendant un temps t_p (voir 4.12). Le temps du pulse pendant lequel les ions entrent dans le piège peut varier de 200 ns à 5 μs avec un pas de 100 ns. La tension V_h de déflection, peut varier de 10 à 80 V. Les interrupteurs d'entrée du piège sont contrôlés par un signal TTL. Pour mieux contrôler l'instant où les ions entrent dans le piège par rapport à ce signal TTL, le signal du hâcheur de faisceau est synchronisé à ce signal TTL. On peut contrôler la fermeture de l'entrée du piège par un temps de retard t_r qui peut varier de 0 à 10 μs avec un pas de 100 ns (voir Fig. 4.12).

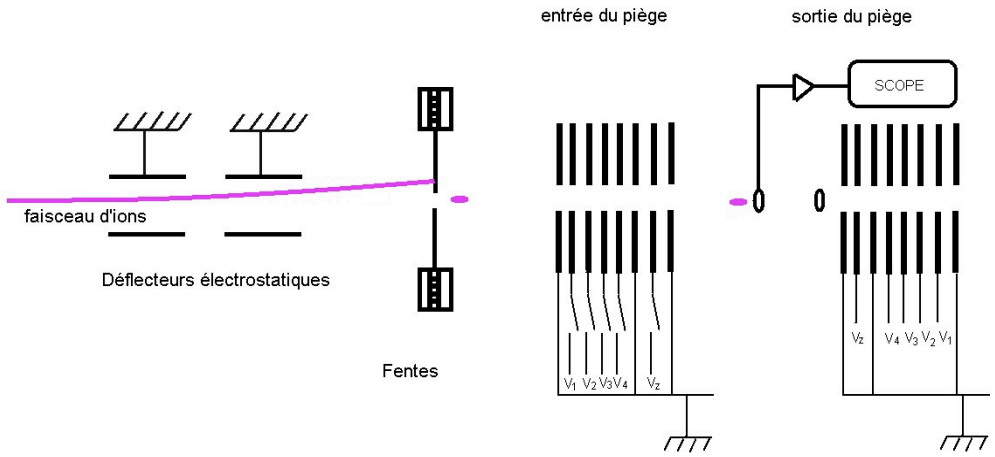


Figure 4.11: Schéma de principe du fonctionnement du hâcheur de faisceau

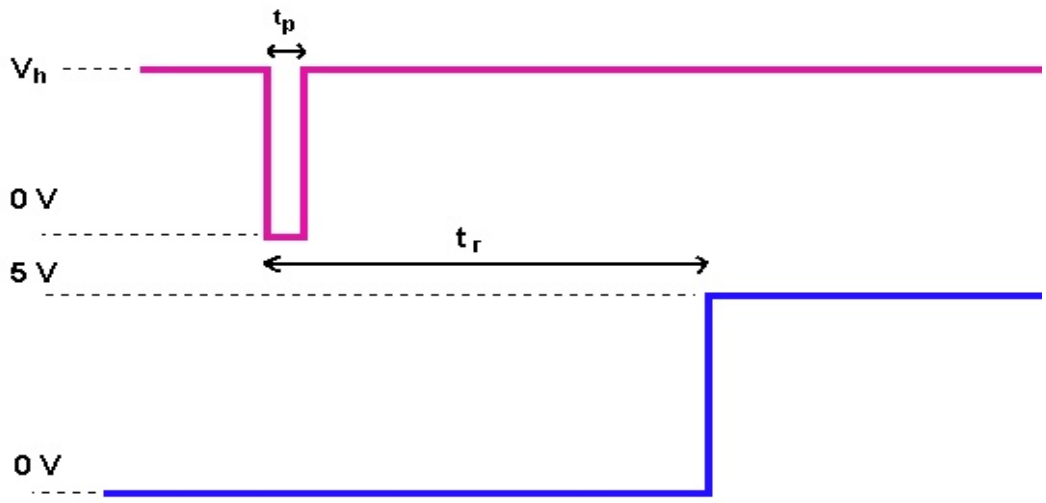


Figure 4.12: Signaux de contrôle du piège : en rose, signal du hâcheur de faisceau, en bleu, signal TTL de contrôle des interrupteurs du piège. La durée t_p du pulse du hâcheur peut varier de 200 ns à 5 μs. Le retard entre la créaton du paquet d'ions et la fermeture du piège est noté t_r, ce temps peut varier de 0 à 10 μs.

C-4 Le piégeage des ions

Pour piéger les ions, on baisse la barrière de potentiel de l'entrèe du piége pour permettre aux ions de pénétrer dans le piège tout en maintenant les tensions sur les électrodes de sortie du piège. On commute ensuite rapidement les hautes tensions des électrodes d'entrèe du piège quand les ions sont localisés dans le piège. Il est important de basculer les tensions dans un laps de temps plus rapide que la période typique d'oscillation des ions dans le piège. Dans notre cas, les temps de montée de hautes tensions est de l'ordre de 300 ns.

C-5 Chaîne d'acquisition

La figure 4.13 montre la chaîne d'acquisition du signal induit par les ions lors de leur passage à travers le pickup. Le paquet crée une charge image qui est amplifiée par un amplificateur de charge. L'amplificateur de charge a été développé dans le laboratoire d'électronique du laboratoire Kastler-Brossel et a été nommé JPO3. Ce signal passe ensuite par un amplificateur (gain: 80) qui est couplé à un filtre passe-bande (1 kHz à 10 MHz). Le

filtre passe bande permet d'éliminer une partie du bruit créé par les interrupteurs du piége au début du piégeage. Le signal est visualisé sur un oscilloscope LeCroy et enregistré pendant 10 à 100 ms selon le temps de piégeage. Un programme (FIT-TRAP) développé dans l'équipe permet de calculer la transformée de Fourier rapide du signal, afin de connaître la période d'oscillation des ions.

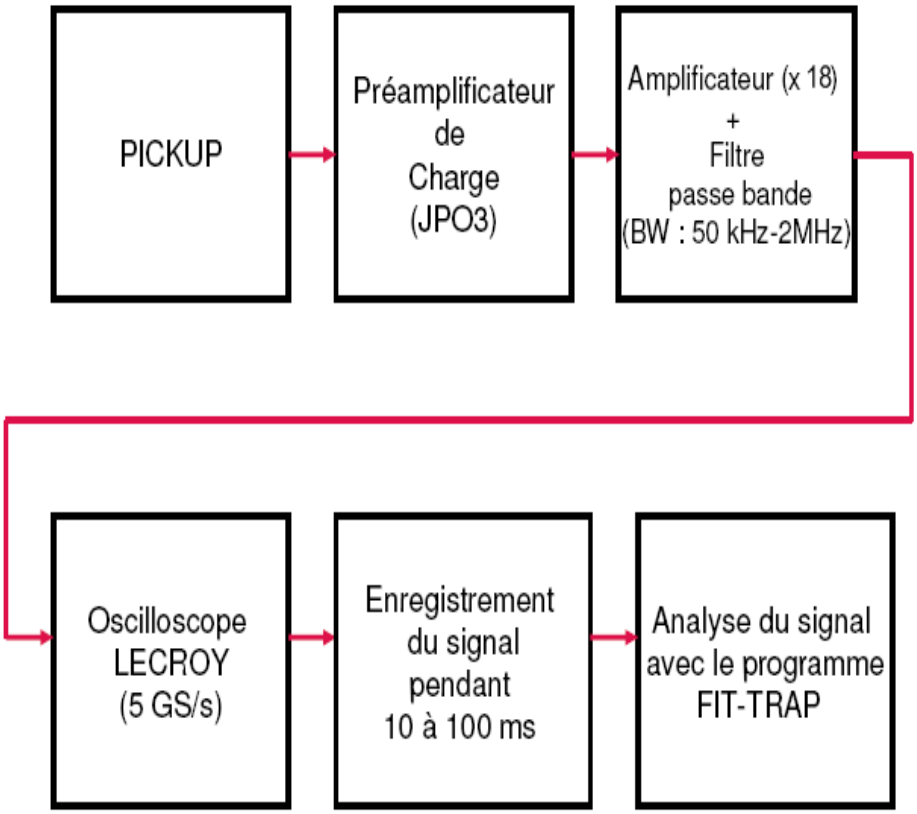


Figure 4.13: Chaîne d'acquistion: le paquet d'ions passe par le pickup induit une charge image qui est amplifiée par un amplificateur de charge, ce signal passe ensuite par un amplificateur qui est couplé à un filtre passe-bande. Le signal est visualisé sur un oscilloscope LeCroy et enregistré pendant 10 à 100 ms selon le temps de piégeage. On calcule la transformée de Fourier rapide du signal (FFT) avec le programme FIT-TRAP

4.2 Résultats expérimentaux

Je vais présenter les résultats expérimentaux que nous avons obtenus avec le piège à ions. Dans une première partie, je décrirai le fonctionnement du piège dans un mode le synchronisation. Dans ce mode de fonctionnement, nous avons étudié la cinématique des ions, puis l'effet d'un champ radiofréquence sur la synchronisation des ions. Nous avons aussi montré l'effet du vide sur le temps de piégeage. Je concluerai cette première partie en démontrant que le piège à ions peut être utilisé comme un spectromètre de masse de bonne résolution. Dans une seconde partie, j'étudierai brièvement le fonctionnement du piège en mode de diffusion. Dans toute la suite de cette thèse, les expériences ont été faites pour des ions d'une énergie totale de 4.2 keV par état de charge.

Le piège en mode de synchronisation

Zone de stabilité du piège

Nous rappellons que le mode de synchronisation est le mode de fonctionnement qui permet de faire osciller un paquet d'ions en limitant sa dispersion spatiale dans le piège, les ions tendent à rester groupés. La démonstration théorique de ce phénomène de synchronisation a été faite dans la section 2.3 du chapitre 2. Nous avons enregistré le signal induit par les ions sur le pickup situé au milieu du piège (voir figure 4.14 dans le cas d'ions Ar^{10^+}). On observe l'oscillation des ions dans le piège et la décroissance de l'amplitude du signal correspond à la perte progressive des ions. Les figures 4.15 et 4.16 montrent respectivement l'évolution temporelle de la largeur du paquet d'ions et de la surface des pics positifs pour 100 oscillations. La surface des pics est proportionnelle au nombre d'ions dans le piège, cette surface a été obtenue en utilisant le maximum de chaque pic positif et la largueur temporelle du pic.

Néanmoins, nous n'avons pu obtenir le temps de vie des ions dans le piège. En effet, la taille des fichiers de données pour des temps d'acquisition de l'ordre de la dizaine de milliseconde est de l'ordre de 100 MB et n'est pas gérable avec des logiciels comme Matlab, Excel ou Kaleidagraphe. C'est pour cela, qu'un programme d'analyse nommé *Fittrap* a été développé en fortran pour exploiter les fichiers. De plus, les courbes expérimentales obtenues présentent quelques fois des pics dédoublés ou des méta-oscillations (voir les figures 4.17, 4.18, 4.19 et 4.20) qui n'ont pas permis une étude systématique de l'évolution temporelle de la largeur du paquet d'ions et du nombre d'ions dans le piège. Ces méta-oscillations ap-

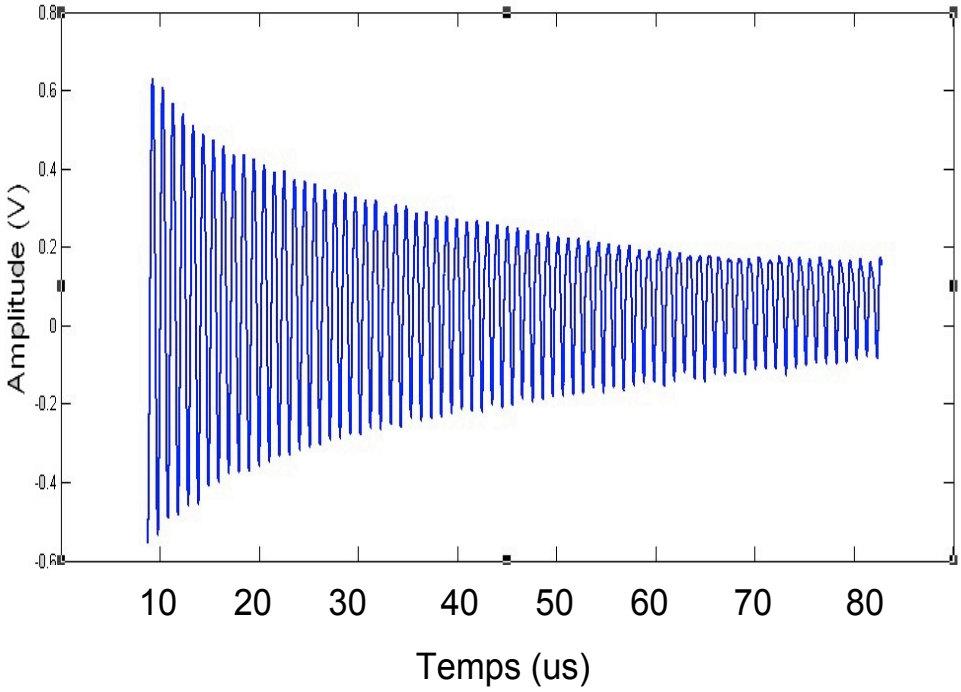


Figure 4.14: Signal induit par un paquet d'ions Ar^{10^+} d'une énergie de 4.2 keV par charge, avec $(V_1, V_2, V_3, V_4, V_z) = (4530, 4850, 3250, 1650, 4000)$ V

paraissent de manière aléatoire, elles ne dépendent ni de la charge des ions (voir la figure 4.18 et 4.20), ni de la quantité d'ions injectés, ni de la présence ou non d'un champ radiofréquence.

De ces spectres, nous avons extrait plusieurs informations: la fréquence d'oscillation des ions et la durée pendant laquelle on est suceptible de détecter les ions dans le piège. Cette dernière donnée est obtenue de manière très approximative en zoomant de manière successive sur la courbe jusqu'à ne plus voir les oscillations des ions. Dans la suite de cette section, on assimilera le temps de piégeage au temps pendant lequel on détecte le paquet d'ions.

Notre premier objectif a été de trouver la zone de stabilité du piège en

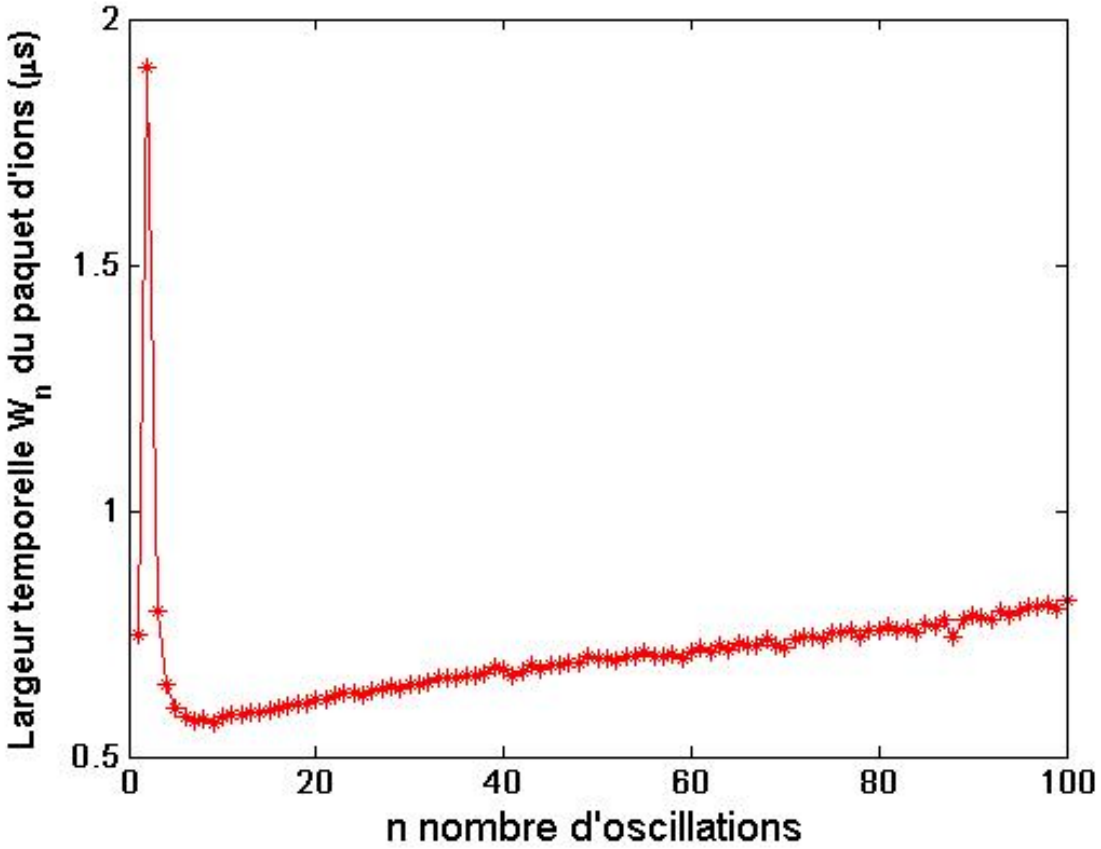


Figure 4.15: Largeur temporelle du paquet d'ions Ar^{10+} en fonction du nombre d'oscillations

fonction de la tension Einzel V_z de focalisation du piège. Pour cela, nous avons appliqué les tensions suivantes sur les électrodes du piège $(V_1, V_2, V_3, V_4, V_z) = (V_1, 4850, 3250, 1650, V_z)$ V (voir la table 4.1)en faisant varier systématiquement V_z et en prenant la tension V_1 optimale comprise entre 4530 et 4575 V. On mesure pour chaque tension V_z la durée pendant laquelle on voit les oscillations des ions sur le pickup. On normalise la courbe par le temps maximal de piégeage afin de pouvoir comparer les résultats avec différents courants injectés dans le piège. Les mesures sont moyennées sur 100 injections d'ions dans le piège. Les résultats obtenus pour des ions Ar^{11+} et Ar^{12+} sont présentés sur la figure 4.21. On observe une seule zone de stabilité comme prédit par les simulations en mode de synchronisation (voir section 3.1 du chapitre 3), néanmoins cette zone allant de $V_z = 3700$ V à

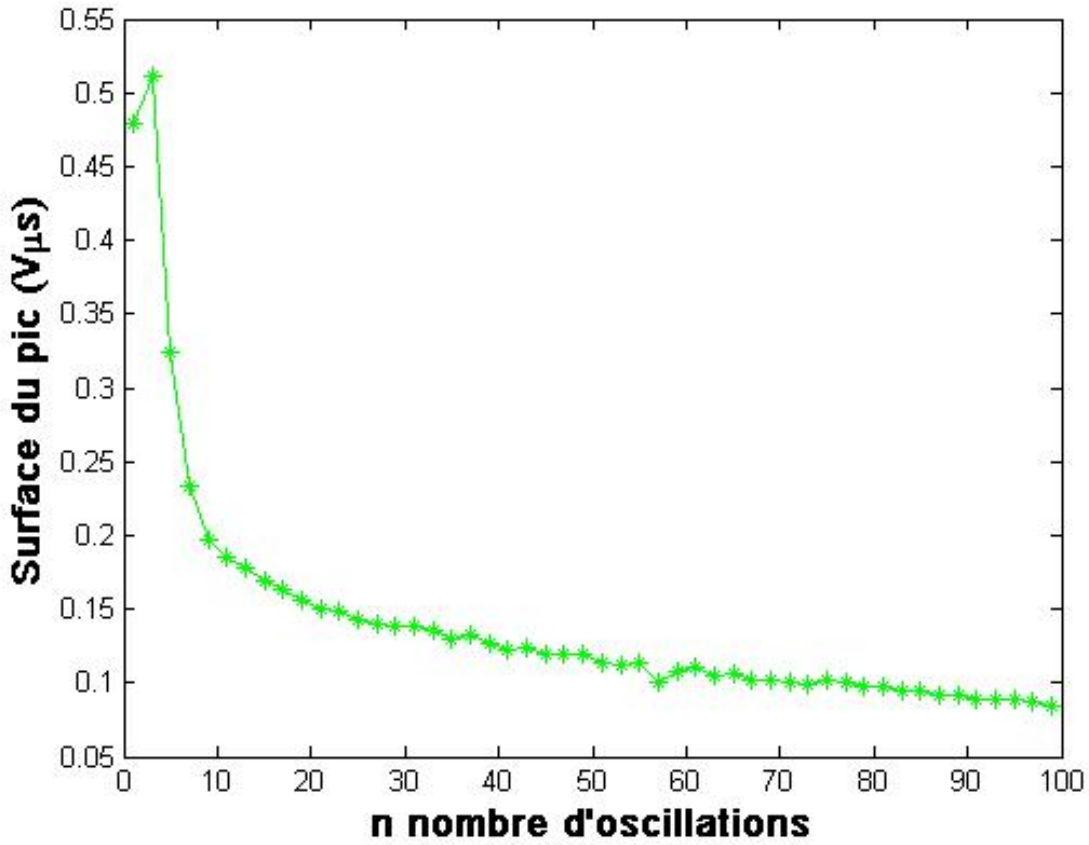


Figure 4.16: Surface des pics positifs de la courbe expérimentale d'ions Ar^{10+} en fonction du nombre d'oscillations

$V_z = 4000$ V est plus étroite que celle prédite par les simulations (piégeage pour V_z allant 3700 à 4400 V). Ceci a déjà été observé lors des expériences effectuées pendant mon séjour à l'Institut Weizmann [2] et a été interprété comme provenant d'une grande distribution en vitesses initales transverses, supérieure à 1% de la vitesse longitudinale. D'autre part, cette zone de stabilité est indépendante de la charge, comme on le voit sur la figure 4.21, ce qui est aussi confirmé par les simulations.

Effet du hâcheur de faisceau

Par la suite, nous avons voulu étudier l'efficacité de piégeage en fonction de la largeur temporelle t_p du paquet d'ions injecté et en fonction du retard

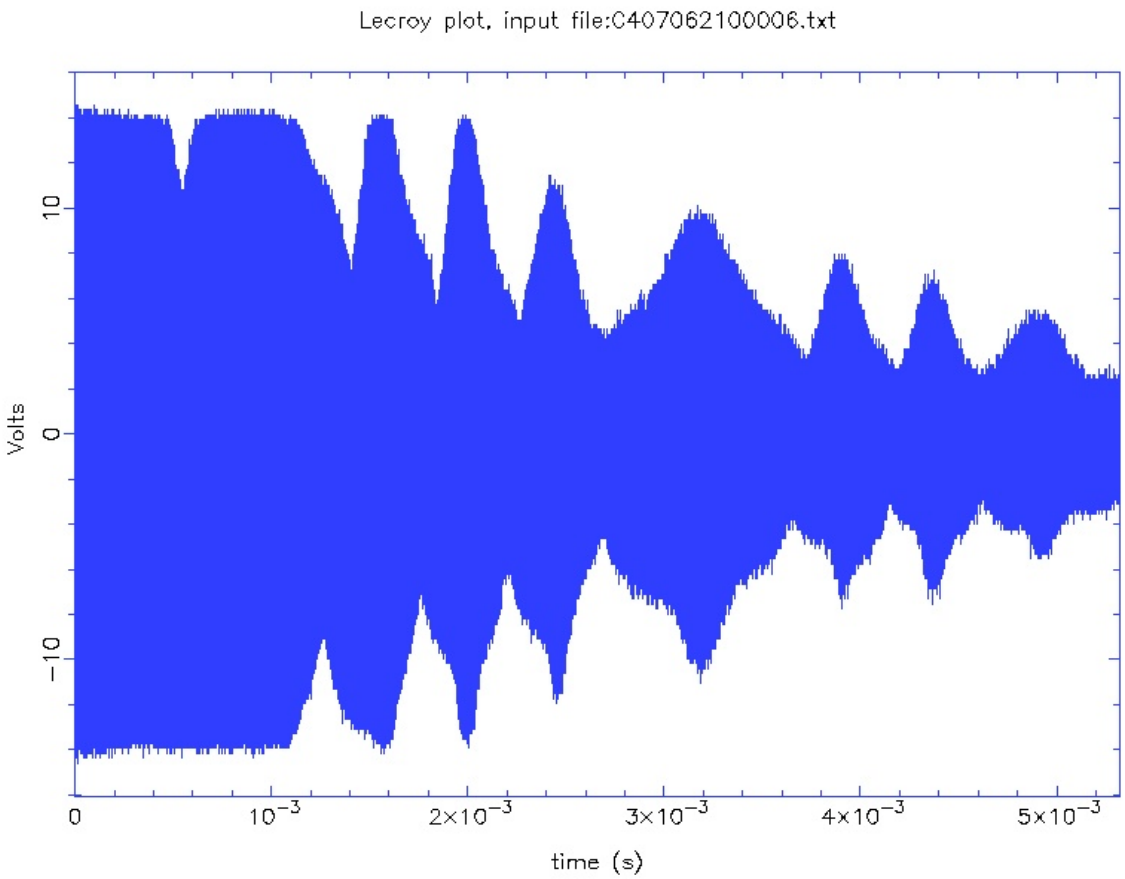


Figure 4.17: Signal induit par un paquet d'ions Ar^{8+} d'une énergie de 4.2 keV par charge. On observe des méta-oscillations. Une radiofréquence a été utilisée pour garder les ions synchronisés plus longtemps (voir le paragraphe intitulé "Rajout d'un champ radiofréquence").

Figure 4.18: Signal induit par un paquet d'ions Ar^{8+} d'une énergie de 4.2 keV par charge. On observe des méta-oscillations.

t_r entre les signaux du hâcheur de faisceau et du signal TTL de contrôle des interrupteurs du piège. Pour cela, nous avons fait une étude en injectant des paquets d'ions Ar^{8+} d'une largeur de 640 ns et en faisant varier systématiquement le retard t_r entre le moment où l'on crée le paquet d'ions (front descendant du signal du hâcheur de faisceau) et le moment où l'on ferme le piège. La figure 4.22 montre que la durée t_r est un paramètre important pour le piègeage dont la valeur optimale est de 1.6 μs. Ce qui correspond au moment où les ions sont au milieu du piège. Les ions ne doivent pas être perturbés par le bruit des interrupteurs du piège et ne doivent pas avoir le temps de faire demi-tour avant la fermeture du piège. Ce retard est donc à optimiser pour chaque état de charge, car il dépend

Figure 4.19: Signal induit par un paquet d'ions Ar^{8+} d'une énergie de 4.2 keV par charge. Les méta-oscillations ne sont pas observées.

de la vitesse des ions.

Pour étudier ensuite l'effet de la largeur du paquet d'ions sur le temps de piégeage, nous avons fait varier systématiquement la largeur t_p du paquet d'ions injectés en fixant le retard t_r à 1.12 μs. La figure 4.23 montre que le piégeage est peu sensible à la largeur du paquet d'ions, mais qu'il faut tout de même injecter suffisament d'ions pour bien détecter le signal des ions, ce qui correspondait dans notre cas à une largeur du paquet d'ions supérieure à 1 μs.

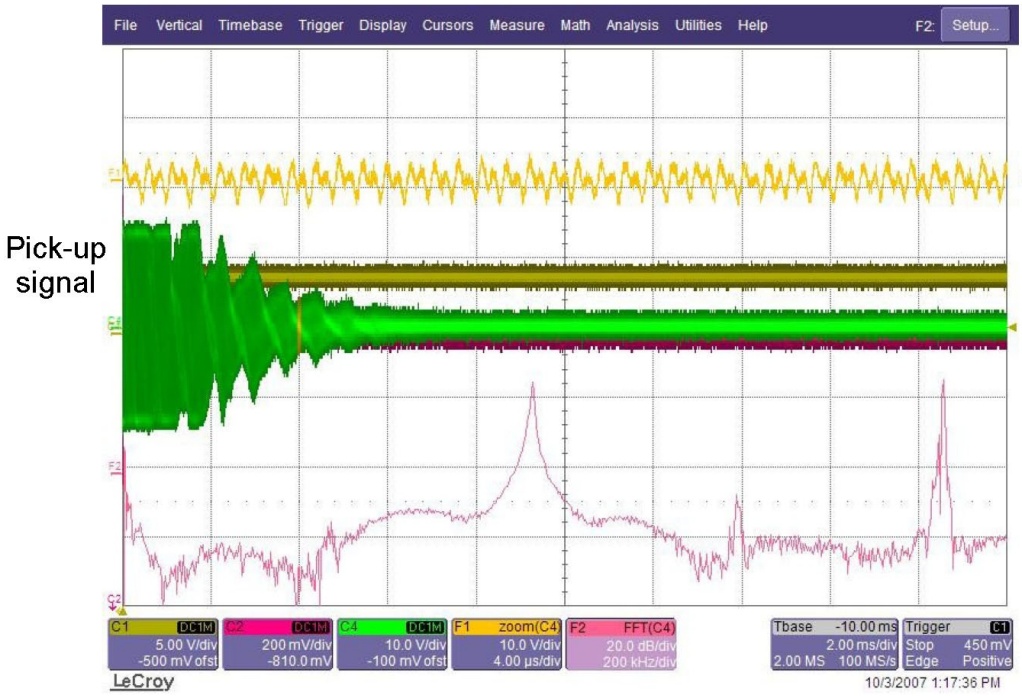


Figure 4.20: Signal induit par un paquet d'ions Ar^{9+} d'une énergie de 4.2 keV par charge. On observe des méta-oscillations.

Electrodes	V_1	V_2	V_3	V_4	V_z
Tension en mode de diffusion (V)	6500	4850	3250	1650	3200
Tension en mode de synchronisation (V)	4500	4850	3250	1650	4000

Tableau 4.1: Tensions appliquées sur les électrodes du piège en fonction du mode de fonctionnement

Fréquences d'oscillation

L'objectif de ce paragraphe est de montrer comment la fréquence d'oscillation des ions évolue en fonction de l'état de charge de l'ion, de sa masse et de

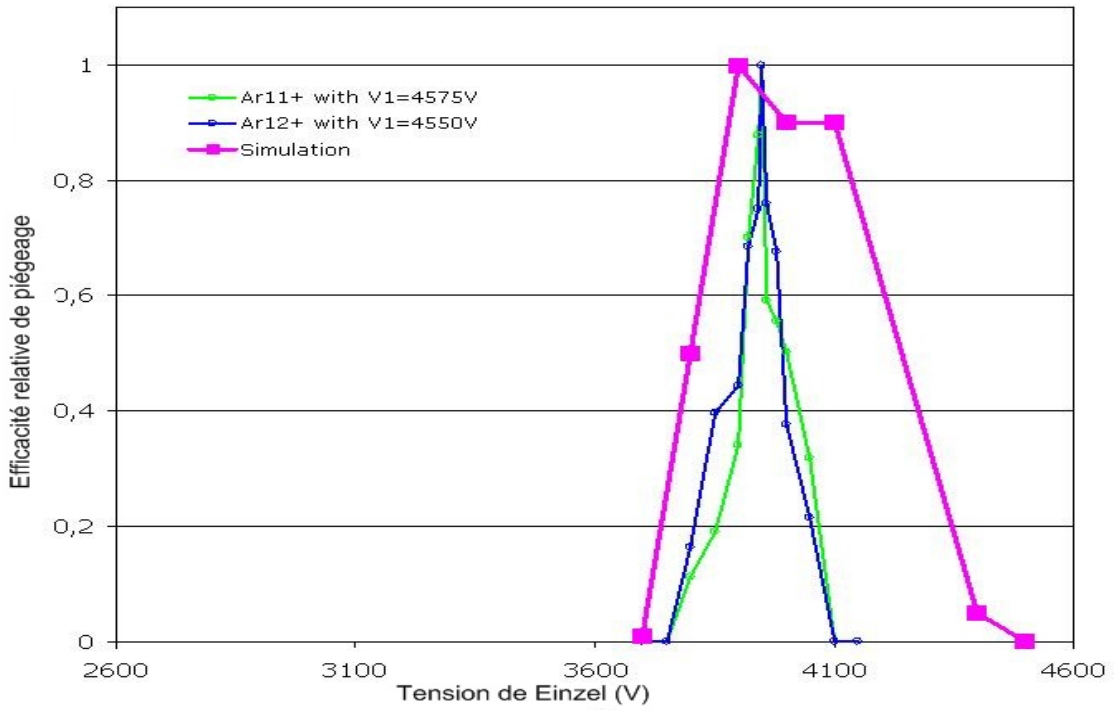


Figure 4.21: Efficacité de piégeage en mode de synchronisation en fonction de la tension Einzel V_z pour des ions Ar^{11+} et Ar^{12+} avec une énergie de 4.2 keV par état de charge.

la tension Einzel V_z. Nos expériences ont été réalisées pour des ions O ($m = 16$) , des ions Ar ($m = 40$) et des ions Kr ($m = 84$) pour différents états de charge.

Nous allons tout d'abord présenter les résultats pour des ions Ar avec des états de charge variant de 8 à 12. Nous avons fait varier systématiquement la tension V_z afin de comparer nos résultats expérimentaux aux simulations que nous avons faites. Le signal induit sur le pickup par les ions a été enregistré pendant 10 ms et une transformée de Fourier a été effectuée, la résolution en fréquence est donc de 100 Hz. Au moment où les expériences ont été faites, 10 ms correspondait au temps maximal de piégeage, nous verrons par la suite comment nous avons amélioré ce temps de piégeage à l'aide d'un champ radiofréquence.

La figure 4.24 montre les résultats obtenus comparés aux simulations (cf. section 3.1 du chapitre 3). Les simulations sont représentées par des sym-

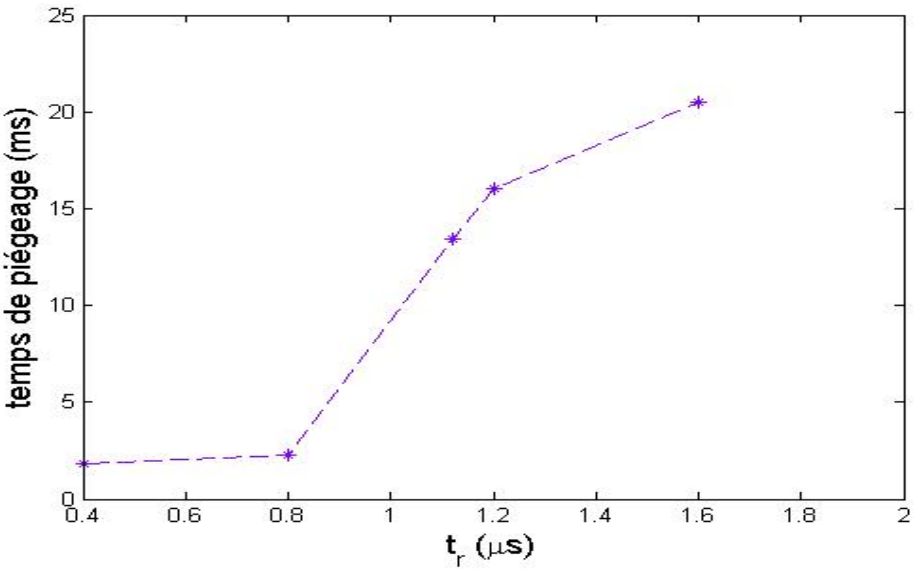


Figure 4.22: Temps de piégeage d'ions Ar^{8+} en fonction du retard t_r entre le moment où l'on crée le paquet d'ions et le moment où l'on ferme le piège. La demi-période d'oscillation des ionsAr^{8+} est de 1.14 μs

boles creux et les résultats expérimentaux par des symboles pleins. Deux faits sont à noter, tout d'abord, expérimentalement on observe que ce qui a été prédit par les simulations est vérifié: dans la zone de stabilité du piège, la fréquence d'oscillation décroit avec V_z. Ce comportement est dû au fait que les ions subissent une plus grande focalisation et sont plus ralentis dans la zone des lentilles Einzel. La seconde chose à noter est qu'il existe un décalage constant de quelques kHz entre les simulations et l'expérience. Nous avons cherché à interpréter ce résultat et nous avons vérifié que le logiciel SIMION n'était pas assez précis pour fournir des résultats de qualité suffisante. En effet, après 100 oscillations dans le piège la distribution en énergie au milieu du piège est au moins 300 fois plus grande que la dispersion en énergie initiale.

La figure 4.25 récapitule les fréquences d'oscillations expérimentales obtenues avec des ions d'oxygène, d'argon et de krypton. La figure 4.26 montre que la période d'oscillation est proportionnelle à la racine carrée du rapport m/q. C'est à dire :

$$T \propto \sqrt{\frac{m}{q}}$$

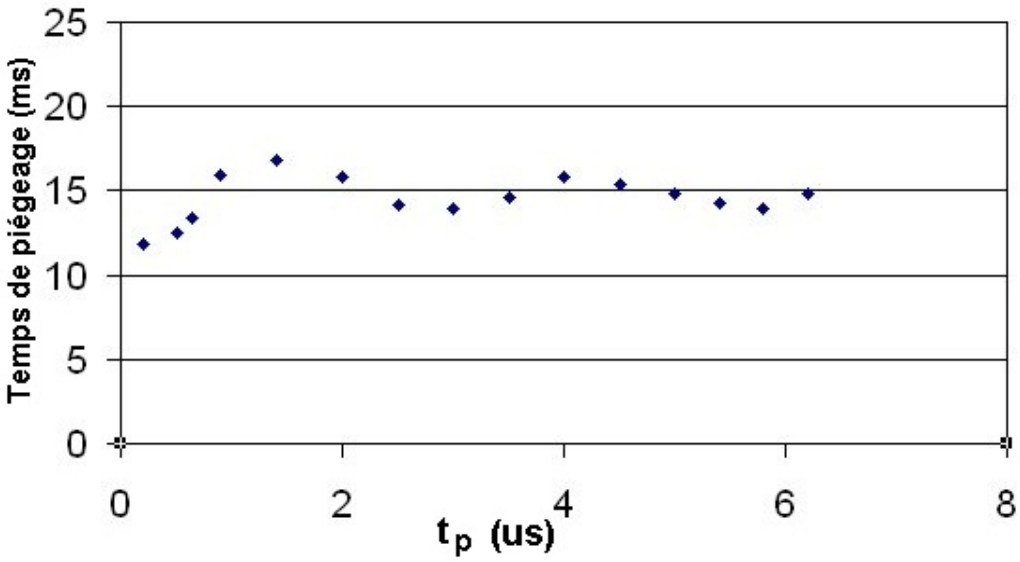


Figure 4.23: Temps de piégeage d'ions Ar^{8+} en fonction de la largeur temporelle t_p du paquet d'ions injecté, le retard t_r étant égal à 1.12 μs.

où T est la période d'oscillations des ions, m leur masse et q leur état de charge.

Ajout d'un champ radiofréquence

Dans cette section, nous allons montrer l'effet d'un champ radiofréquence accordé à la fréquence d'oscillation des ions dans le piège, ce qui permet de multiplier jusqu'à 6 fois le temps de piégeage. Pour cela, lors de nos expériences nous avons appliqué 500 μs après le début du piégeage, une tension sinusoïdale d'environ 20 V sur l'électrode V_5 (voir le schéma du piège dans la section 4.1-B) à la sortie du piège. Cette électrode V_5 est l'une des 3 électrodes utilisées comme lentille Einzel et est normalement à la masse. Le retard de 500 μs entre le moment où l'on ferme le piège et le moment où la tension radiofréquence est allumée, a pour objectif de ne pas pertuber les ions pendant les premières oscillations. En effet, juste après la fermeture du piége les ions sont perturbés pendant quelques μs en raison du bruit des interrupteurs des hautes tensions du piège. Il faut laisser le temps aux ions de stabiliser leur trajectoire dans le piège.

Dans un premier temps, nous avons étudié comment la fréquence de la tension RF influence le temps de piégeage, en scannant systématiquement la

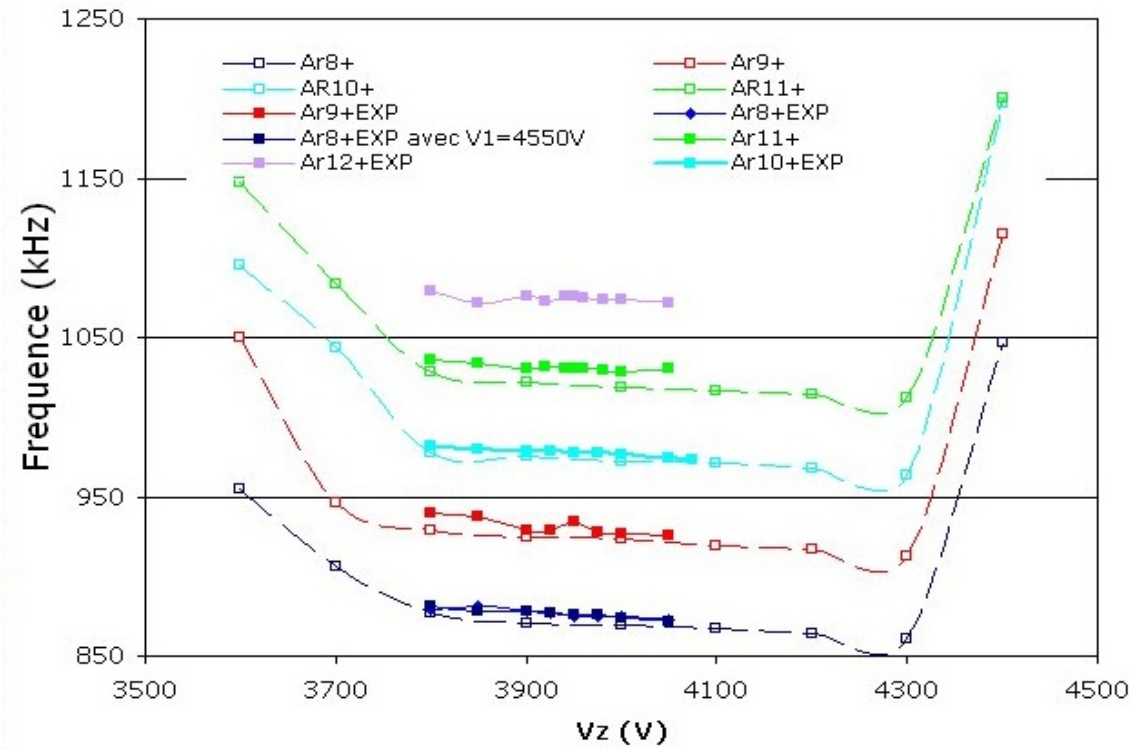


Figure 4.24: Fréquence d'oscillation des ions en fonction de la tension Einzel V_z pour des ions Ar^{8+},Ar^{9+},Ar^{10+},Ar^{11+},Ar^{12+} (symboles pleins). Ces résultats sont à comparer aux simulations (symboles creux)

fréquence. Nous avons effectué ces expériences pour des ions Ar^{8+}. La figure 4.27 montre qu'il existe une fréquence de résonance à 876 kHz. Néanmoins lorsque nous faisons la transformée de Fourier du signal induit sur le pickup, nous trouvons une fréquence différente qui est de 878 kHz. Lors de ces expériences nous utilisions un générateur de fréquences dont la précision était du kHz à 1000 kHz et nous suspectons ce manque de précision à l'origine de ce décalage. Dans un second temps, nous avons effectué des expériences pour des ions Ar^{10+},Ar^{11+} et Ar^{12+} pour différentes pressions dans le piège. On a relevé le temps de piégeage obtenu en utilisant une radiofréquence, on note ce temps τ_{RF} et nous l'avons comparé au temps de piégeage τ_{max} obtenu sans radiofréquence à 4×10^{-9} mbar. Le tableau de la figure 4.2 récapitule les résultats obtenus. On note que travailler avec une radiofréquence augmente le temps de piégeage seulement si le vide est meilleur que 10^{-8} mbar, ceci s'explique par le fait que dans ces vides la

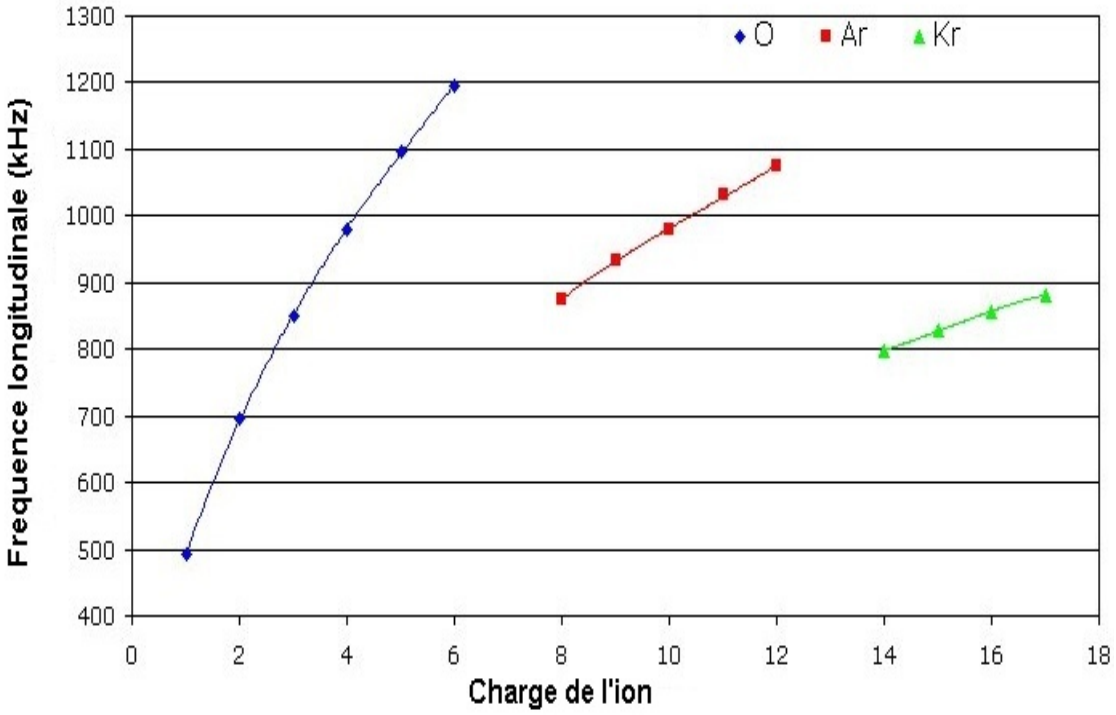


Figure 4.25: Fréquence d'oscillation des ions dans le piège en fonction de l'état de charge de l'ion.

capture d'électrons est un phénomène important.

L'accélération et la décélération périodique permet de garder les ions synchronisés. Ainsi, on peut détecter leurs oscillations plus longtemps. L'idée d'utiliser une radiofréquence nous a été donnée par l'équipe du Professeur Daniel Zajfman de l'Institut Weizmann.

Effet du vide dans la chambre du piège

Un paramètre important pour garder les ions dans le piège est le vide dans la chambre. Nous avons effectué des mesures pour différentes pressions dans le piège. Pour cela, nous avons éteint de manière successive les différentes pompes de la ligne de faisceau d'ions. Notre objectif a été de comparer les résultats expérimentaux avec les temps de vie relatifs à la capture d'électrons calculé dans la section 5.3 du chapitre 5. La figure 4.28 montre l'effet du vide sur le piégeage pour des ions Ar^{11+}. Lors de nos expériences nous avons utilisé une radiofréquence pour augmenter le

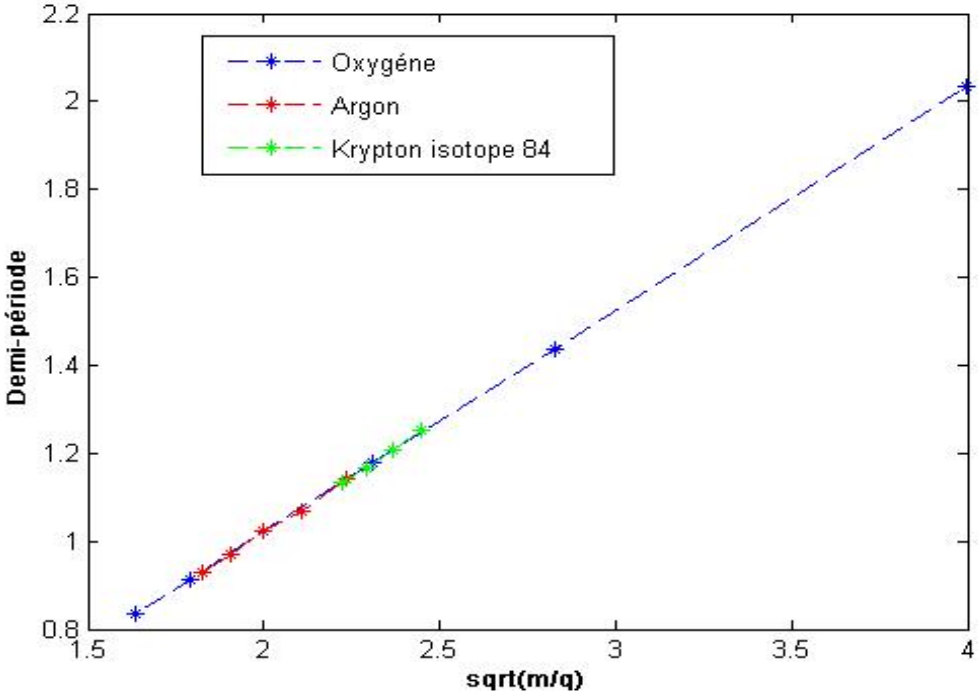


Figure 4.26: Demi-période d'oscillation des ions en fonction du rapport $\sqrt{\frac{m}{q}}$ pour les ions Oxygène, Argon et Krypton.

temps de piégeage. En début de piégeage, l'amplificateur de charge sature en raison d'un courant trop important, nous n'observons une décroissance du nombre d'ions piégés qu'après que ce phénomène disparaisse.

Dans le tableau 4.3 les temps de piégeage expérimentaux τ_{RF} sont comparés aux temps de vie théoriques τ_I liés à la capture d'électron. Nous voyons que ces deux temps sont du même ordre de grandeur mais que les temps de vie liés à la capture d'électron sont plus longs. Les calculs théoriques sont détaillés dans le chapitre 5, on y utilise une approximation grossière de la section efficace de capture d'électron. C'est pour cela, que ces résultats semblent indiquer qu'à la pression à laquelle nous travaillons ($4 \times 10^{-9} \quad mbar$), l'interaction ion-ion joue un faible rôle. En effet, comme nous le verrons dans le chapitre 5, d'autres processus de pertes d'ions existent: la diffusion d'un ion avec un atome ou une molécule du gaz résiduel et la diffusion ion-ion. La figure 4.29 montre comment l'inverse du temps de vie théorique et expérimental évolue linéairement en fonction de la pression.

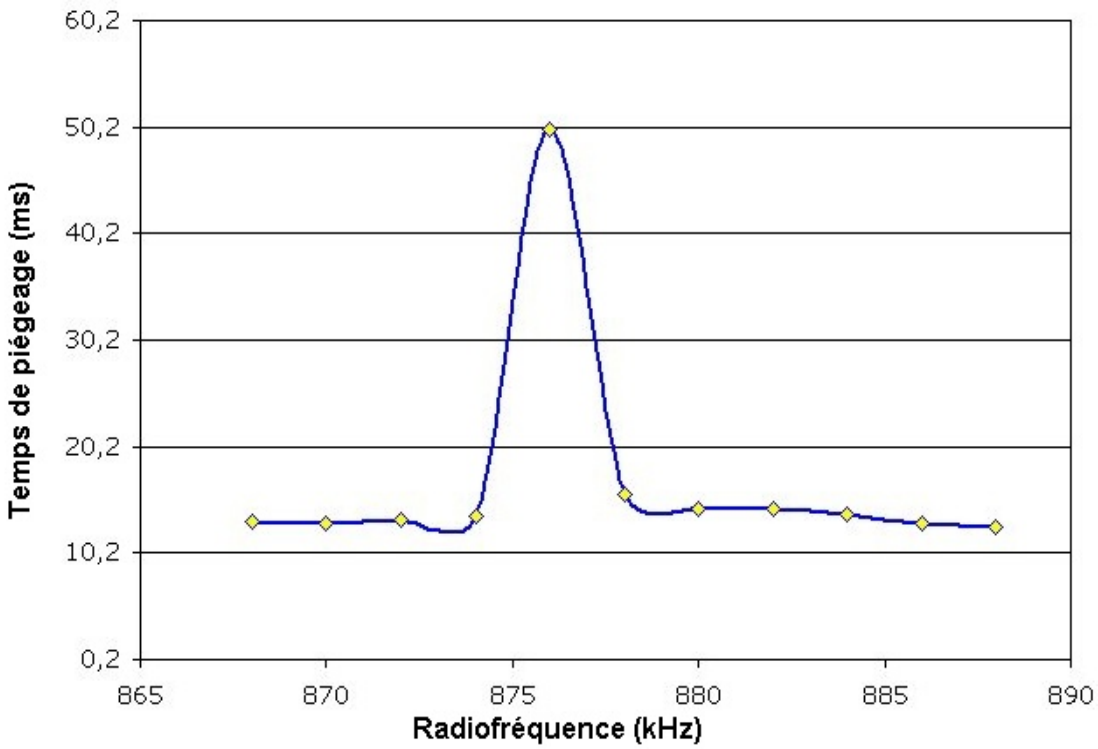


Figure 4.27: Temps de piégeage des ions en fonction de la radiofréquence, pour des ions Ar^{8+}. Les mesures ont été faites en faisant varier la radiofréquence avec un pas de 1kHz. Néanmoins, la figure ne montre que les points pertinents dont nous avons fait l'analyse.

Ce comportement était attendu, en effet $1/\tau = n\sigma V$ avec n la densité du gaz résiduel, σ la section efficace de capture d'électrons et V la vitesse des ions.

Le piège en tant que spectromètre de masse

L'objectif de cette section est de montrer qu'il est possible d'utiliser le piège en tant que spectromètre de masse. Un brevet a été déposé par le Prof. Daniel Zajfman en 2004 [40] et de la spectrométrie de masse sur des ions Xenon a été effectuée dans son laboratoire [42] en obtenant une résolution en masse de $\delta(m)/m = 10^{-4}$ et une résolution en fréquence de $\delta(f)/f = 5 \times 10^{-5}$. Pour cela, il faut travailler dans un mode de synchronisation, enregistrer le signal induit sur le pickup puis effectuer une transformée de Fourier de ce signal.

	Ar^{10+}		Ar^{11+}		Ar^{12+}
Pression (mbar)	τ_{RF}/τ	Pression (mbar)	τ_{RF}/τ	Pression (mbar)	τ_{RF}/τ
$4,9 \times 10^{-9}$	**3**,74	4,3e-9	**6**,91	6,5e-9	**6**,59
$1,7 \times 10^{-8}$	**1**,76	1,3e-8	**3**,07	1,5e-8	**4**,48
$2,9 \times 10^{-7}$	**0**,11	2,8e-7	**0**,13	2.7e-7	**0**,21

Tableau 4.2: Etude du rapport τ_{RF}/τ pour des ions Ar^{10+},Ar^{11+} et Ar^{12+} en fonction de la pression dans la chambre du piége.

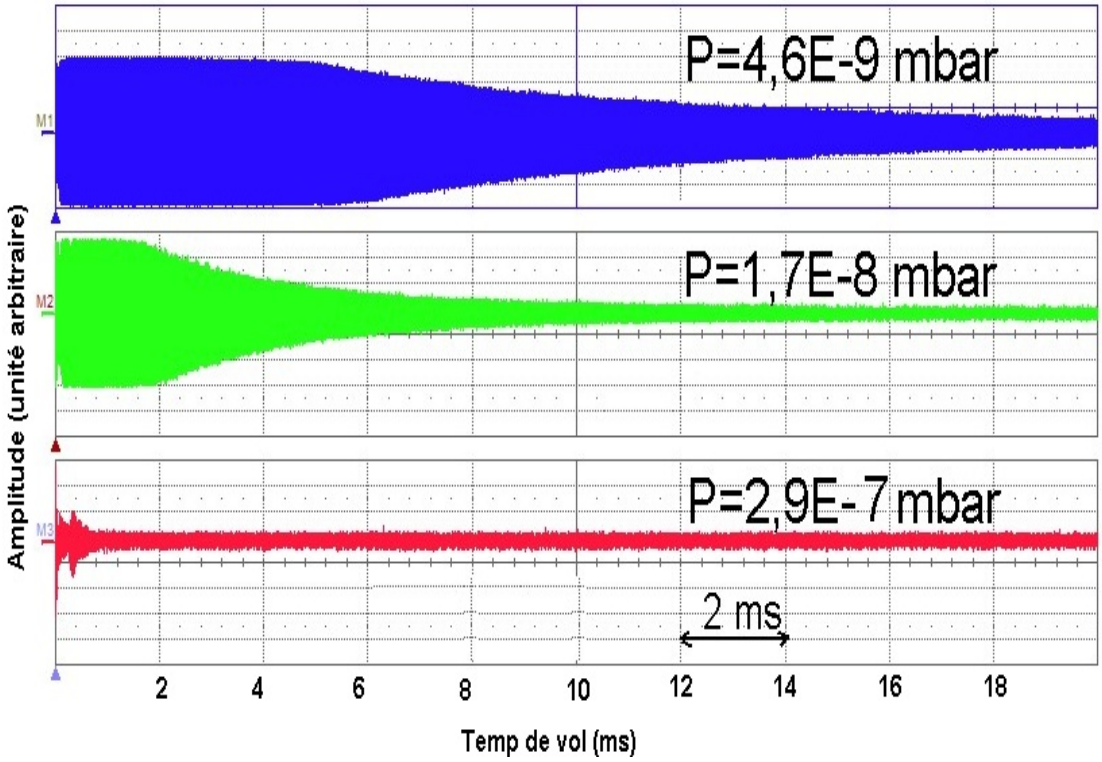


Figure 4.28: Signal induit sur le pickup pour des ions Ar^{11+} pour différentes pression dans le piège

Notre source d'ions SIMPA produit des isotopes du Krypton que l'on peut distinguer sur le spectre magnétique (voir la figure 4.4). Nous avons successivement piégé des ions $^{82}Kr^{14+}$, $^{83}Kr^{14+}$, $^{84}Kr^{14+}$, et $^{86}Kr^{14+}$. Nos expériences ont été effectuées avec $V_1 = 4530$ V et $V_z = 3950$ V, tensions qui correspondent aux conditions optimales de piégeage. Nous avons moyenné

Ar^{11+}	Pression (mbar)	τ_{RF} (ms)	τ_I (ms)
	4,60E-09	30	42
	1,70E-08	14	12
	2,90E-07	0,9	0,7

Tableau 4.3: Comparaison des temps de piégeage expérimentaux τ_{RF} avec les temps de vie théoriques τ_I liés à la capture d'électron en fonction de la pression dans le piège

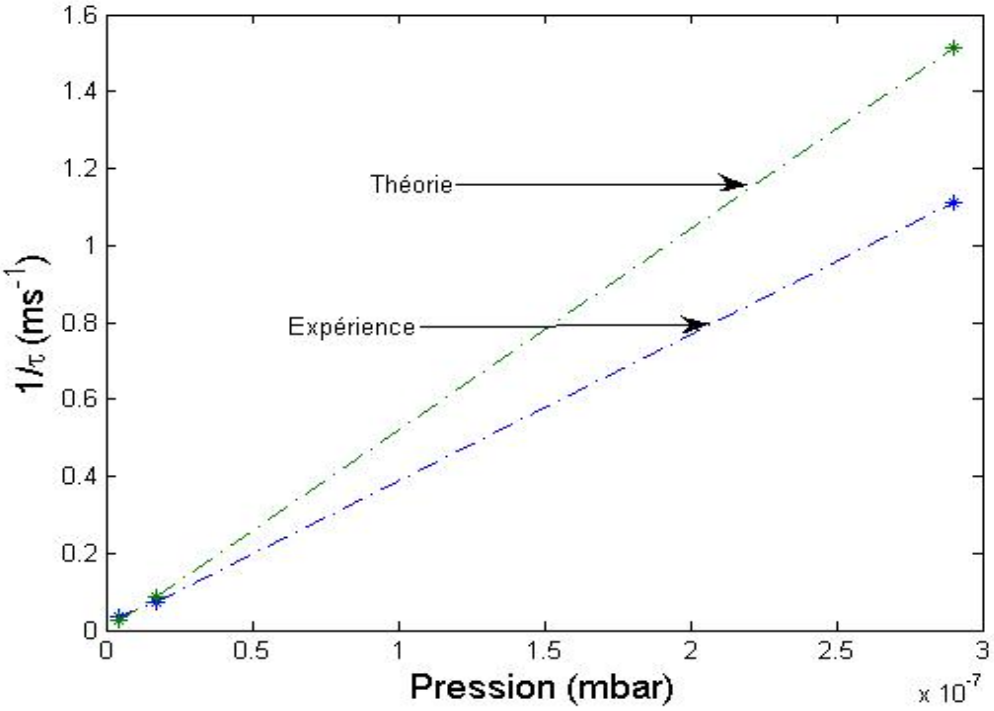


Figure 4.29: Temps vie théorique et expérimental en fonction de la pression dans la chambre du piège pour des ions Ar^{11+} à 4.2 keV.

nos résultats sur 100 injections d'ions et enregistré les spectres pendant une durée de 10 ms. De plus nous, n'avons pas utilisé de radiofréquence dans ces expériences, celle ci aurait pour effet d'éjecter les ions qui ne sont pas à la bonne fréquence dans le cas où plusieurs isotopes seraient piégés simultanément. Le tableau 4.4 récapitule les masses des différents isotopes et la fréquence mesurée. Nous obtenons une résolution en fréquence de

$\delta(f)/f = 2 \times 10^{-4}$.

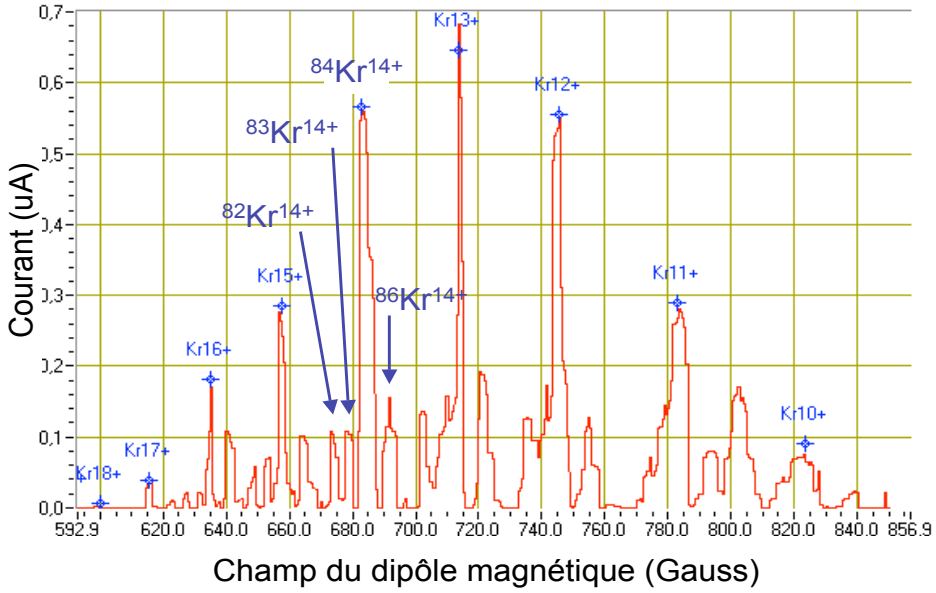


Figure 4.30: Spectre magnétique obtenu avec la source SIMPA pour des ions Krypton.

Atome	masse (ua)	Ion	masse (ua)	fréquence (kHz)
^{82}Kr	81.913482 (6)	$^{82}Kr^{14+}$	81.905801 (6)	812
^{83}Kr	82.914135 (4)	$^{83}Kr^{14+}$	82.906454 (4)	805,8
^{84}Kr	83.911507 (4)	$^{84}Kr^{14+}$	83.903826 (4)	799
^{86}Kr	85.910616 (5)	$^{86}Kr^{14+}$	85.902935 (5)	790,9

Tableau 4.4: Tableau récapitulatif des masses et des fréquences d'oscillations des différents isotopes obtenues en effectuant la transformée de Fourier du signal induit sur le pickup et enregistré pendant 10 ms.

Nous voulions vérifier à quel point cette spectrométrie de masse était sensible au pouvoir de focalisation du piège. Pour cela, nous avons scanné la

tension Einzel pour chaque isotope, dans les mêmes conditions que précédemment. La figure 4.31 présente les résultats obtenus et montre que nous pouvons distinguer les différents isotopes quelques soit la tension Einzel, l'optimum correspondant à $V_z = 3950$ V qui correspond à la tension focalisation optimale en mode de synchronisation.

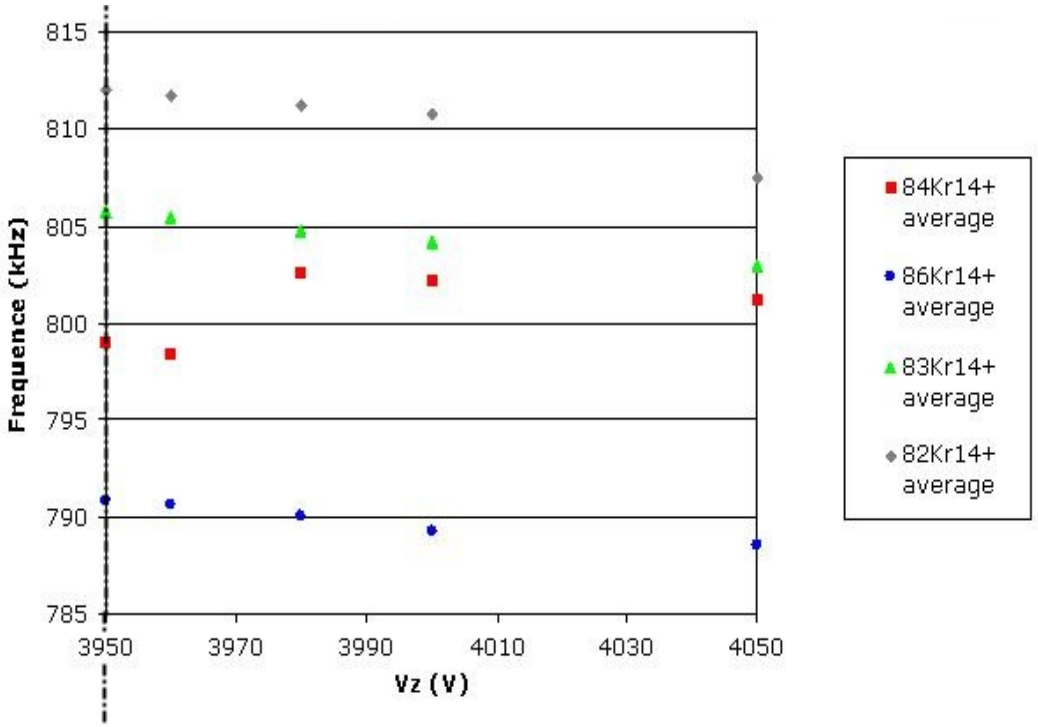


Figure 4.31: Fréquence d'oscillation en fonction de la tension Einzel V_z pour les différents isotopes de Krypton piégés.

Le piège en mode de diffusion

Dans cette section, nous présentons les résultats obtenus avec le piège fonctionnant dans un mode de diffusion. Notre sytème de détection est peu adapté pour travailler dans ce mode là, les ions diffusent vite dans le piège. Même si les ions restent piégés, un courant continu se crée dans le piège qui n'est plus détectable avec le pickup. Ce mode de fonctionnement est plus souvent utilisé avec un détecteur MCP (Multi Channel Plate) placé en sortie du piège [2] et en étudiant comment les ions sortent du piége.

Néanmoins, il nous est apparut intéressant de démontrer que le piége fonctionnait aussi en mode de diffusion, car c'est un mode où l'on piège plus d'ions du fait que la barrière de potentiel est plus élevée ($V_1 = 6500$ V à comparer $V_1 = 4500$ V en mode de synchronisation). Or, un des objectifs étant de faire des mesures de durée de vie d'états métastables, il faut augmenter le nombre d'ions piégés. Il sera intéréssant de constater cela expérimentalement en mesurant le nombre de photons émis pour les deux modes de fonctionnement du piège lors de la mesure de durée de vie d'états métastables.

Notre objectif a été de retrouver les deux zones de stabilité prévues par les simulations en mode de diffusion (voir section 3.1 du chapitre 3). Nous avons piégé des ions Ar^{11^+} avec les tensions suivantes $(V_1, V_2, V_3, V_4, V_z) = (6500, 4850, 3250, 1650, V_z)$ V en faisant varier systématiquement V_z. Jusqu'à présent, nous avons assimilé le temps de piégeage au temps pendant lequel on pouvait observer les oscillations sur le signal induit sur le pickup. Il a été montré par Pedersen et al. en 2002 [25] que c'est une bonne approximation quand on travaille en mode de synchronisation. Néanmoins, en mode de diffusion ceci n'est plus vrai, donc nous notons T_{bunch} le temps pendant lequel nous pouvons détecter les oscillations des ions. La figure 4.32 présente les résultats obtenus en moyennant sur 100 injections d'ions. Les deux zones de stabilité sont bien visibles pour V_z compris entre 2800 V et 3100 V et entre 3800 et 4200 V.

4.3 Conclusion

Dans la première partie de ce chapitre, j'ai fait une description du dispositif expérimental que nous avons mis en place pour piéger les ions. J'ai décrit la ligne de faisceau d'ions, le montage mécanique du piège, puis le montage électronique. Dans la seconde partie ce chapitre, j'ai présenté les résultats expérimentaux obtenus pendant ma thèse. J'ai démontré que notre piège fonctionne en mode de synchronisation et en mode de diffusion. Nous avons caractérisé la dynamique du faisceau d'ions dans le piège, puis avons étudié l'effet sur le temps de piègeage d'un champ radiofréquence. De plus nous avons montré que notre piége à ions fonctionne aussi en tant que spectromètre de masse.

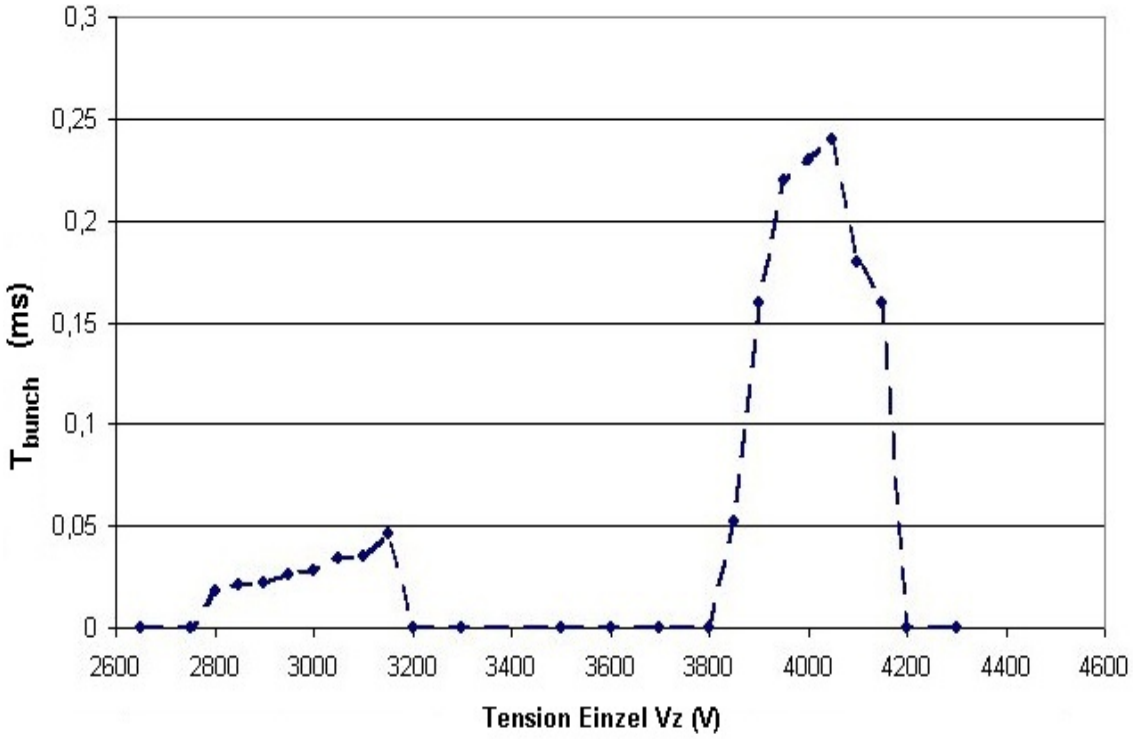


Figure 4.32: Temps de piégage en fonction de la tension Einzel V_z, le piège fonctionnant dans un mode de diffusion

Chapitre 5

Vers la mesure de durée de vie d'états métastables

L'objectif de ce chapitre est de montrer comment il est possible de mesurer les durées de vie d'états métastables produits par la source ECR SIMPA grâce à un nouveau dispositif expérimental utilisant le piège à ions électrostatique. Notre étude portera en particulier sur trois transitions magnétiques dipolaires *(M1)*, on veut mesurer les temps de vie du niveau $2s^22p^5\ {}^2P^0_{\frac{1}{2}}$ de l'Ar^{9+} fluoroïde, du niveau $1s^22s^22p\ {}^2P_{\frac{3}{2}}$ de l'Ar^{13+} boronoïde et du niveau $1s^22s2p\ {}^3P_2$ de l'Ar^{14+} bérylliumoïde.

5.1 Intérêt de la mesure

La mesure de durée de vie d'états métastables dans les systèmes ioniques fournit des informations pertinentes pour la compréhension des raies d'émission des objets astrophysiques, la modélisation de plasma, la physique solaire ou encore pour tester des théories en physique atomique. Les atomes à quelques électrons sont suffisamment simples pour être traités avec une grande précision et ils sont intéressants pour tester les théories à n corps en particulier dans un contexte relativiste.

Ces dernières années, il a été montré, grâce à des calculs de structure atomique utilisant la théorie de l'électrodynamique quantique (QED), que la contribution QED à l'énergie de la transition interdite $1s^22s^22p\ {}^2P_{\frac{1}{2}} - {}^2P_{\frac{3}{2}}$ de l'Ar^{13+} boronoïde était de 0.2 % [31]. La mesure de l'énergie de cette transition a été réalisée avec une précision de l'ordre de 3 ppm par Draganic et al. [10] en 2003. Les dernières mesures expérimentales [35] [21] [30] du

temps de vie de cet état métastable n'atteignent qu'une précision de 2% ce qui ne permet pas de trancher parmi les différents modèles théoriques proposés. Les contributions QED pour le temps de vie de l'état métastable $2p\ ^2P_{\frac{3}{2}}$ de l'Ar^{13^+} a été évalué à 0.5%. Notre objectif est donc de mesurer expérimentalement les durées de vie des états métastables de l'Ar^{9+}, l'Ar^{13+} et de l'Ar^{14+} afin de mieux comprendre les probabilités de transitions interdites qui testent la fonction d'onde à courte distance du noyau.

La figure 5.1 présente les diagrammes d'énergie de structure fine du terme fondamental de l'argon boronoïde Ar^{13+} et la figure 5.2 présente le diagramme de structure fine pour les niveaux P $2s2p$ de l'argon bérylliumoïde Ar^{14+} .

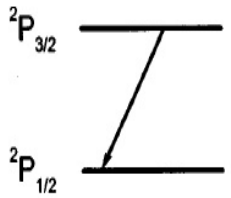


Figure 5.1: Diagramme de structure fine du terme fondamental de l'Ar^{13+} boronoïde.

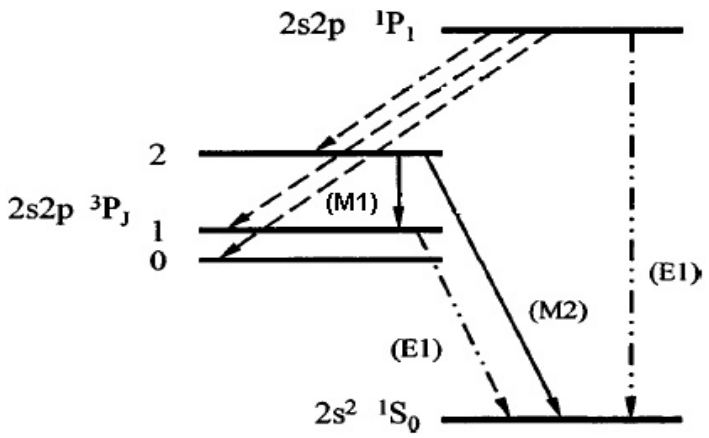


Figure 5.2: Diagramme de structure fine pour les niveaux P $2s2p$ de l'Ar^{14+} berylliumoïde.

Les tableaux 5.1, 5.2 et 5.3 récapitulent l'ensemble des mesures expérimentales de temps de vie pour l'Ar^{9+}, l'Ar^{13+} et l'Ar^{14+}. Certaines mesures de l'énergie des transitions étudiées ainsi que certains calculs théoriques y sont aussi rapportés. Les différences entre les différentes mesures expérimentales et les prédictions théoriques motivent l'investigation de nouvelles méthodes de mesures, comme nous proposons de le faire dans cette thèse. De plus, cela permet de tester notre dispositif expérimental en ayant des mesures théoriques et expérimentales de références.

		Temps de vie (ms)	
		Expérience	**Théorie**
(1)	Krueger et al. 1966		9.52
(2)	Cheng et al. 1979		9.58
(3)	Kaufman et al. 1986		9.43
(4)	Yang et al. 1994	$8.53 \mp 0.24 - 0.17$	
(5)	Moehs et al. 1998	8.70 ∓ 0.37	
(6)	Trabert et al. 2000	9.32 ∓ 0.12	

Tableau 5.1: Tableau présentant les résultats de différentes mesures expérimentales et de différents calculs théoriques pour la transition *M1* de l'Ar^{9+}.

		Temps de vie (ms)		Longueur d'onde (nm)	
		Expérience	**Théorie**	**Expérience**	**Théorie**
(5)	Moehs et al. 1998	9.12(18)			
(7)	Serpa et al. 1998	8.7(5)			
(6)	Träbert et al. 2000	9.7 ∓ 0.12			
(8)	Lapierre et al. 2006	$9.573(4) \mp 0.12$	9.53(1)		
(9)	Draganic et al. 2003			441.25 ∓ 0.003	
(10)	Bhatia et al. 1986				441.6
(11)	Dong et al. 2000				441.65

Tableau 5.2: Tableau présentant les résultats de différentes mesures expérimentales et de différents calculs théoriques pour la transition *M1* de l'Ar^{13+}.

		Temps de vie (ms)		Longueur d'onde (nm)	
		Expérience	**Théorie**	**Expérience**	**Théorie**
(5)	Moehs et al. 1998	13,4(7)			593
(6)	Träbert et al. 2000	15 ∓ 0.8			
(9)	Draganic et al. 2003			$594,38 \mp 0005$	594,79

Tableau 5.3: Tableau présentant les résultats de différentes mesures expérimentales et de différents calculs théoriques pour la transition *M1* de l'Ar^{14+}.

5.2 Processus de perte des ions dans le piège

Pour pouvoir prédire l'évolution temporelle de la population d'ions dans dans un état métastable dans le piège, il faut pour cela étudier en détail les différents processus qui peuvent mener à la perte d'un ion piégé. Notre objectif est de pouvoir prendre en compte ces processus de pertes d'ions dans les calculs analytiques qui vont suivre. Aussi, il est important de caractériser ces différents processus afin de savoir comment le piégeage des ions va influencer nos mesures de durée de vie. Les deux premiers processus viennent de l'interaction d'une particule piégée avec un atome ou une molécule du gaz résiduel ce qui peut mener soit à une capture d'électron, processus noté (I), soit à une diffusion, processus noté (II). Un troisième processus qui peut mener à la perte d'un ion est sa collision avec le reste des particules piégées, ce processus est noté (III). Pour un faisceau d'ion Ar^{q+} les processus (I), (II) et (III) peuvent s'écrire comme suit:

$$(I) \qquad Ar^{q+} + R \rightarrow Ar^{(q-1)+} + R^{+} \tag{5.1}$$

$$(II) \qquad Ar^{q+}(p_i) + R \rightarrow Ar^{q+}(p_f) + R \tag{5.2}$$

$$(III) \qquad Ar^{q+}(p_1) + Ar^{q+}(p_2) \rightarrow Ar^{q+}(p_3) + Ar^{q+}(p_4) \tag{5.3}$$

où les p_i représentent les impulsions des ions et R est une particule du gaz résiduel.

Chacun de ces trois processus va être traité séparément. Pour quantifier le nombre de collisions possibles, on définit la probabilité P_X pour un ion dans le piège de subir une collision de type X pendant une oscillation où X représente un des trois processus (I,II ou III). On peut alors écrire

$$P_X = 1 - e^{-\lambda_X^{q^+}} \tag{5.4}$$

Pour l'interaction des ions de charge q avec le gaz résiduel, le nombre moyen de collisions $\lambda_{I,II}^{q^+}$ peut s'écrire

$$\lambda_{I,II}^{q^+} = n_g \int_{T_q} \sigma_{I,II}(v_i) v_i dt \tag{5.5}$$

où n_g est la densité du gaz résiduel, $\sigma(v_i)$ est soit la section efficace de capture soit la section efficace de diffusion en fonction de la vitesse v_i de l'ion. L'intégrale est faite sur une révolution des ions dans le piège, on note T_q la période d'oscillation d'un ion Ar^{q^+}. Pour l'interaction ion-ion, le nombre moyen de collisions pendant une révolution des ions dans le piège s'écrit

$$\lambda_{III}^{q^+} = \int_{T_q} n_+ \sigma_{III}(\Delta(v_i)) \Delta(v_i) dt \tag{5.6}$$

où n_+ est la densité des ions et $\sigma_{III}(\Delta(v_i))$ est la section efficace de diffusion en fonction de la vitesse relative des ions $\Delta(v_i)$.

Capture d'électron (I)

Dans cette première réaction, un ion piégé Ar^{q+} capture un électron d'un atome ou d'une molécule R gaz résiduel. Des simulations effectuées avec le logiciel SIMION montre que la probabilité de garder piégé un ion après une capture d'électron $Ar^{(q-1)+}$ est nulle lorsque le piège travaille en mode de synchronisation. Lorsque le piège fonctionne en mode de diffusion, on montre que la probabilité augmente avec l'état de charge initial mais n'excéde jamais 20%. On fera l'hypothèse dans le reste de cette étude que l'ion quitte le piège après une capture d'électron.

La section efficace de capture σ_I ne dépend que très peu de l'énergie de l'ion et ce pour des énergies de l'ordre de plusieurs keV [23]. Ainsi, on la supposera constante dans le domaine des énergies présentes dans le piège. Avec cette hypothèse, le nombre moyen de captures d'électron pendant une révolution de l'ion dans le piège peut s'écrire explicitement :

$$\lambda_I^{q^+} = n_g \int_{T_q} \sigma_{I,II}(v_i) v_i dt = k \frac{P\sigma_I}{T} \int_{T_q} v dt \tag{5.7}$$

ou k est une constante ($k = 6.276 \times 10^{18} K/(cm^3 mbar)$), P est la pression du gaz résiduel en mbar et T est la température en Kelvin. Nous allons estimer $\lambda_I^{q^+}$ et le temps de vie associé $\tau_I^{q^+}$ pour des états de charge q allant de 8 à 13, le piège fonctionnant dans un mode de synchronisation $(V_1, V_2, V_3, V_4, V_z) = (4500, 4850, 3250, 1650, 4000)$ V (voir la section 2.3 chapitre 2).

Estimation de la section efficace de capture d'électron

Modèle de la sphère absorbante En considérant le modèle de la sphère absorbante, il a été montré par Weinberg et al. [39] que la section efficace de capture d'électron varie linéairement avec l'état de charge q (voir la droite d'ajustement de la figure 5.3).

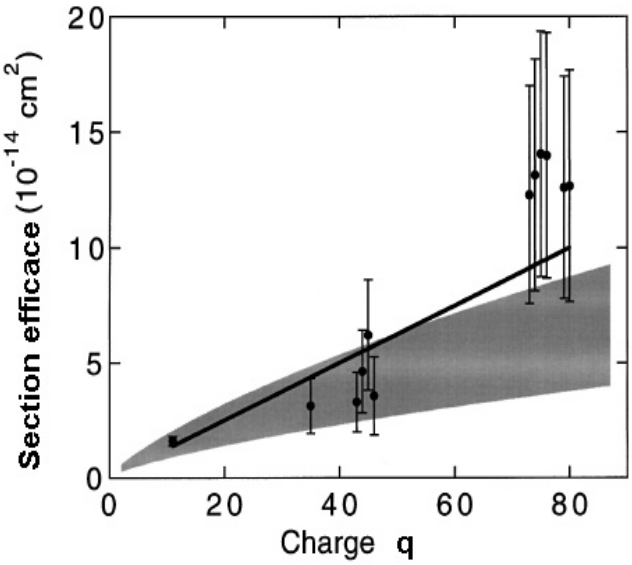


Figure 5.3: Section efficace de capture d'électron en fonction de l'état de charge q d'après Weinberg et al. [39].

L'équation de l'ajustement linéaire représenté dans la figure 5.3 s'écrit $\sigma_I^{q^+} \simeq \beta q \sigma_0$, avec $\sigma_0 = 10^{-14}\ cm^2$ et où $\beta = 0.125$ est le coefficient de proportionalité. Ainsi, $\lambda_I^{q^+}$ peut s'écrire

$$\lambda_I^{q^+} = \frac{kP}{T} \times \beta q \sigma_0 \times 2LT_q \tag{5.8}$$

où $L = 35.5\ \ cm$ est la longueur effective du piège, i.e., la longueur réellement parcourue par les ions pendant une demi-oscillation et T_q est la période d'oscillation pour un ion Ar^{q^+} d'une énergie de 4.2 keV. La période a été calculée avec le logiciel SIMION 7.0 pour un ion lancé au centre du piège et sans vitesse transversale.

Le tableau 5.4 récapitule le temps de vie lié à la capture d'électrons pour différents états de charges et à différentes pressions.

P=5×10^{-9} mbar	Ar^{8+}	Ar^{9+}	Ar^{10+}	Ar^{11+}	Ar^{12+}	Ar^{13+}
τ_I (ms)	62	59	55	52	50	49
λ_I (s^{-1})	1,6E-05	1,7E-05	1,8E-05	1,8E-05	1,9E-05	2,0E-05

P=1×10^{-9} mbar	Ar^{8+}	Ar^{9+}	Ar^{10+}	Ar^{11+}	Ar^{12+}	Ar^{13+}
τ_I (ms)	310	293	278	264	253	244
λ_I (s^{-1})	3,22E-06	3,42E-06	3,60E-06	3,78E-06	3,95E-06	4,10E-06

P=5×10^{-10} mbar	Ar^{8+}	Ar^{9+}	Ar^{10+}	Ar^{11+}	Ar^{12+}	Ar^{13+}
τ_I (ms)	619	584	555	528	506	487
λ_I (s^{-1})	1,61E-06	1,71E-06	1.80e-006	1,89E-06	1,97E-06	2,05E-06

P=1×10^{-10} mbar	Ar^{8+}	Ar^{9+}	Ar^{10+}	Ar^{11+}	Ar^{12+}	Ar^{13+}
τ_I(ms)	3100	2900	2800	2600	2500	2400
λ_I (s^{-1})	3,20E-07	3,42E-07	3,60E-07	3,78E-07	3,95E-07	4,10E-07

Tableau 5.4: Probabilité λ_I et temps de vie τ_I lié à la capture d'électron pour différents états de charge d'ions argon et pour différentes pressions dans le piége.

Modèle classique "Over Barrier" Nous ferons référence ici largement à la thèse d'Etat de D. Vernhet dans laquelle la dynamique du processus d'échange de charge lors de la collision ion multichargé-atome est étudiée. Un des modèles présentés est le modèle classique "Over Barrier". Le mécanisme de base y est décrit comme la réalisation de transitions classiquement permises au dessus de la barrière de potentiel séparant les deux ions. On fait donc implicitement l'hypothèse que les niveaux d'énergie inoccupés de l'ion multichargé constitutent un quasi-continuum et on néglige les transitions par effet tunnel.

Pour une collision d'un ion multichargé de charge q sur un atome cible du gaz résiduel, le potentiel de l'électron actif dans le champ des deux ions est donné par

$$V(x) = -\frac{1}{|R-x|} - \frac{q}{x} \tag{5.9}$$

où x est la distance par rapport au projectile (l'ion de charge q) et R la distance internucléaire.

La hauteur de la barrière de potentiel entre les ions est

$$V_{max} = -\frac{(q^{1/2}+1)^2}{R}. \tag{5.10}$$

On considère que la capture se produit si la condition de quasi-résonance est remplie et si l'électron peut classiquement passer la barrière. Les conditions pour la capture (voir la figure 5.4) s'écrivent donc $I_o^* = I_q^*$ et $I_o^* > V_{max}$ où I_o^* et I_q^* sont les énergies de liaison abaissées de l'électron autour de la cible et du projectile.

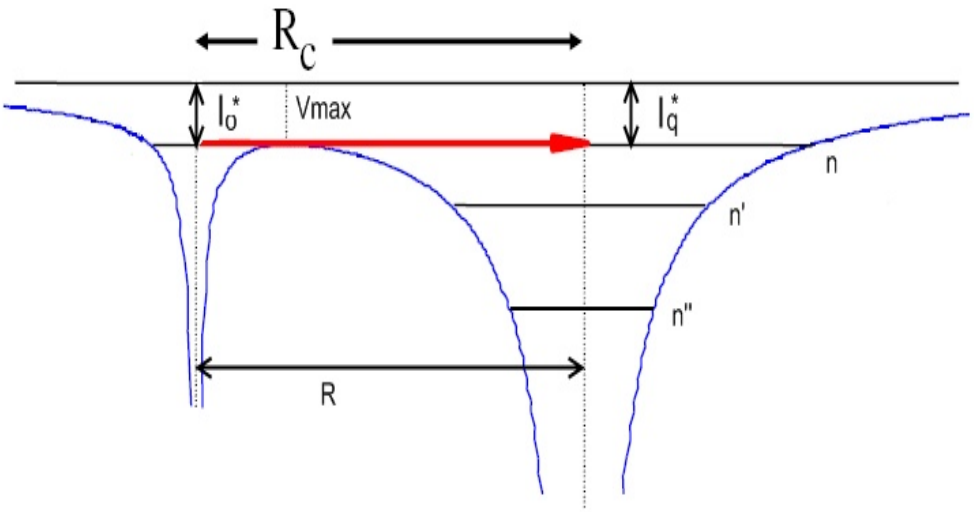


Figure 5.4: Schématisation de la transition du modèle classique "Over Barrier".

On montre alors que la section efficace de capture d'électron totale s'écrit

$$\sigma_I^{q^+} = A\pi R_c^2 a_0^2 \tag{5.11}$$

où A représente la probabilité de capture dont la valeur est de l'ordre de 0.5, a_0 est le rayon de Bohr et

$$R_c = \frac{1+2\sqrt{q}}{I_o} \tag{5.12}$$

avec I_o l'énergie d'ionisation de l'atome cible.

Dans ce cas, $\lambda_{I'}^{q^+}$ associé au processus de perte I en utilisant le modèle "Over Barrier" peut s'écrire :

$$\lambda_{I'}^{q^+} = \frac{kP}{T} \times A\pi(\frac{1+2\sqrt{q}}{I_o})^2 a_0^2 \times 2LT_q, \tag{5.13}$$

avec I_o et q exprimés en unité atomique.

La figure 5.5 montre en fonction de la charge q de l'ion, les sections efficaces de capture d'électron calculées respectivement avec le modèle "Over Barrier" et le modèle de la sphère absorbante. Dans le cas du modèle "Over Barrier", l'atome cible considéré est un atome d'hydrogène. Une différence apparaît pour des états de charge supérieurs à 3. Le modèle qui rend compte au mieux de l'expérience est le modèle de la sphère absorbante (voir la figure 4.29 de la section 4.2).

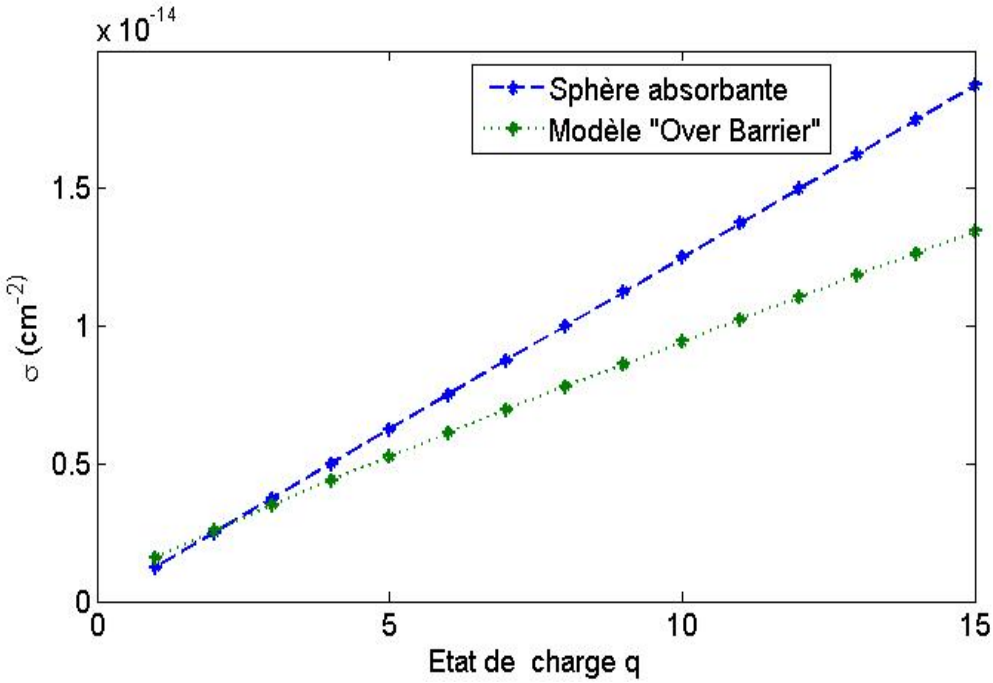


Figure 5.5: Comparaison des sections efficaces de capture d'électron calculées avec le modèle de la sphère absorbante et le modèle "Over Barrier". Dans le cas du modèle "Over Barrier", l'atome cible considéré est un atome d'hydrogène.

Diffusion Ion-Gaz résiduel (II)

Dans ce second processus un ion piégé de charge q interagit avec une particule supposée neutre du gaz résiduel. Pour estimer de manière quantitative l'influence de cette diffusion sur la perte des ions piégés il faut évaluer la section efficace de diffusion et l'angle maximale de diffusion pour lequel l'ion reste piégé, on définit cette valeur comme l'acceptance angulaire du piége. La difficulté que pose ce genre de calcul est le fait que les sections efficaces de diffusion varient beaucoup avec l'énergie cinétique des ions (Effet Rainbow [13]). Or dans la région des miroirs du piège la vitesse des ions varie beaucoup, il ne nous a donc pas été possible de predire le temps de vie associé au processus II. Il en est de même pour le processus III.

Diffusion Ion-Ion (III)

L'interaction ion-ion dans le piège est un processus important là où la densité d'ions est grande ce qui arrive dans les régions où la vitesse des ions est faible. Nos expériences n'ont pu montrer un effet de l'interaction ion-ion en travaillant avec une pression de 5×10^{-9} mbar. Une explication possible est le fait que qu'à cette pression, le facteur limitant soit la capture d'électron et non pas la difussion ion-ion. Le tableau 5.5 récapitule nos meilleures mesures à ce jour pour différents ions avec et sans utilisation du champ radiofréquence et moyennées sur 100 injections. Par exemple, nous obtenons un temps de piégeage plus long pour de l'Ar^{12^+} que pour de l'Ar^{11^+}. Néanmoins, le fait d'avoir des courants en bout de ligne différents (respectivement 0.5 et 1 μA), ne nous permet pas de conclure. Il nous a été en effet très difficile de contrôler l'intensité du courant produit par la source ECR en travaillant à 4.2 keV. Les expériences ont été effectuées dans les conditions où le courant extrait était le plus stable.

L'effet de la diffusion ion-ion dépend directement de la densité d'ions présents dans le piège. Pedersen et al. [26] ont montré expérimentalement comment la densité d'ions influence le temps de vie des ions dans le piège en injectant 10^7 puis 5×10^6 ions dans le piège. Ils ont pour cela placé un détecteur (MCP Microchannel Plate) à la sortie du piège et compté le nombre de neutres qui sortaient du piège. Ces expériences ont été effectuées avec des ions Ar^+ d'une énergie cinétique de 4.2 keV avec une pression inférieure à 2×10^{-10} mbar. La figure 5.6 montre le résultat qu'ils ont obtenu.

RF	Ion	Courant en bout de ligne (μA)	Temps de piégeage (ms)
avec RF	Ar^{8+}	1,4	32,8
avec RF	Ar^{9+}	3,6	30,5
avec RF	Ar^{10+}	1,2	30,7
avec RF	Ar^{11+}	1	31,1
avec RF	Ar^{12+}	0,5	46,1
avec RF	Ar^{13+}	0,1	0,4
sans RF	Kr^{14+}	0,4	4
sans RF	Kr^{15+}	0,4-0,5	5,1
sans RF	Kr^{16+}	0,4-0,5	2,9
sans RF	Kr^{17+}	0,7	2,7

Tableau 5.5: Tableau récapitulatif de nos meilleurs mesures à ce jour moyennées sur 100 injections

5.3 Simulations analytiques

Calculs analytiques

L'objectif de cette partie est d'évaluer analytiquement le nombre de photons qui vont pouvoir être détectés par le photomultiplicateur. Pour cela, on va considérer le nombre total d'ions de charge q à l'instant $t = 0$, noté $N_{q^+}(0)$, parmi ces ions on note $N^*_{q^+}(0)$ le nombre d'ions qui sont dans un état métastable et $N^0_{q^+}(0)$ le nombre d'ions qui sont dans un état fondamental. On note α la proportion d'ions qui se trouvent dans un état excité. On veut calculer dans la suite l'évolution temporelle des populations $N^*_{q^+}$ et $N^0_{q^+}$ en tenant compte des processus de perte d'ions I, II et III. On note $\lambda^{q^+}_*$ l'inverse de la durée de vie de l'état métastable relatif à un ion de charge q.

On exprime ainsi les différentes populations d'ions à l'instant $t = 0$

$$N_{q^+}(0) = \alpha N_{q^+}(0) + (1-\alpha)N_{q^+}(0) \tag{5.14}$$

$$N^*_{q^+}(0) = \alpha N_{q^+}(0) \tag{5.15}$$

$$N^0_{q^+}(0) = (1-\alpha)N_{q^+}(0). \tag{5.16}$$

L'équation qui régit l'évolution temporelle de la population d'ions dans un état métastable s'écrit en tenant compte du fait que l'ion peut être perdu

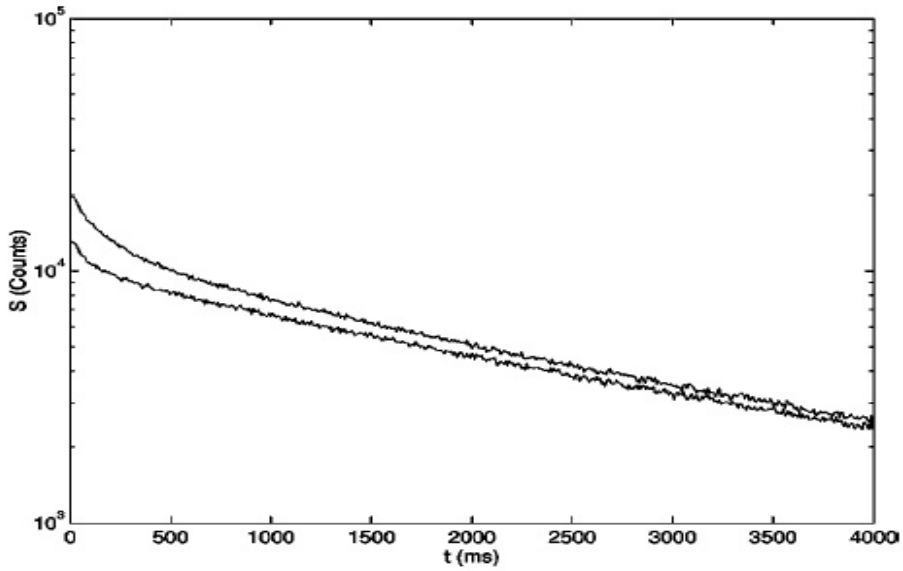


Figure 5.6: Taux de neutre évacuant le piège mesuré avec le détecteur MCP pour un courant injecté fort (10^7 ions, courbe du haut) et un courant injecté faible 5×10^6 ions. Ces résultats ont été moyennés sur 100 injections.

par un des trois processus I,II,III et qu'il peut aussi se désexciter:

$$dN^*_{q^+} = (-\lambda_I^{q^+} - \lambda_{II}^{q^+} - \lambda_{III}^{q^+} - \lambda_*^{q^+})N^*_{q^+}dt. \tag{5.17}$$

Pour la population des ions dans un état fondamental il faut considérer la perte des ions par les processus I,II et III et tenir compte des ions qui se sont désexcités.

$$dN^0_{q^+} = (-\lambda_I^{q^+} - \lambda_{II}^{q^+} - \lambda_{III}^{q^+})N^0_{q^+}dt + \lambda_*^{q^+}N^*_{q^+}dt. \tag{5.18}$$

On résout ce système de deux équations couplées et l'on obtient :

$$N^*_{q^+}(t) = \alpha N_{q^+}(0)exp(-(\lambda_I^{q^+} + \lambda_{II}^{q^+} + \lambda_{III}^{q^+} + \lambda_*^{q^+})t) \tag{5.19}$$

$$\begin{aligned} N^0_{q^+}(t) = \quad & N_{q^+}(0)exp(-(\lambda_I^{q^+} + \lambda_{II}^{q^+} + \lambda_{III}^{q^+})t) \\ & \times[1 - (1-\alpha)exp(-\lambda_*^{q^+}t)]. \end{aligned} \tag{5.20}$$

On utilise ce résultat pour exprimer le signal $S(t)$ qui est le nombre de photons émis par les états métastables, on note δ la constante temporelle

d'intégration.

$$S(t) = -\frac{\lambda_*^{q^+}}{\lambda_*^{q^+} + \lambda_I^{q^+} + \lambda_{II}^{q^+} + \lambda_{III}^{q^+}} \int_t^{t+\delta} \frac{dN_{q^+}^*}{dt} dt \tag{5.21}$$

$$S(t) = -\frac{\lambda_*^{q^+}}{\lambda_*^{q^+} + \lambda_I^{q^+} + \lambda_{II}^{q^+} + \lambda_{III}^{q^+}} (N_{q^+}^*(t+\delta) - N_{q^+}^*(t)). \tag{5.22}$$

Pour exprimer le bruit B(t), on fait l'hypothèse que seul le processus (I) à savoir la capture d'électron donne lieu à l'émission d'un photon parasite.

$$\begin{aligned} B(t) = & -\frac{\lambda_I}{\lambda_*^{q^+} + \lambda_I^{q^+} + \lambda_{II}^{q^+} + \lambda_{III}^{q^+}} \int_t^{t+\delta} \frac{dN_{q^+}^*}{dt} dt \\ & -\frac{\lambda_I}{\lambda_I^{q^+} + \lambda_{II}^{q^+} + \lambda_{III}^{q^+}} \int_t^{t+\delta} \frac{dN_{q^+}^0}{dt} dt. \end{aligned} \tag{5.23}$$

Ce qui se réecrit :

$$\begin{aligned} B(t) = & -\frac{\lambda_I}{\lambda_*^{q^+} + \lambda_I^{q^+} + \lambda_{II}^{q^+} + \lambda_{III}^{q^+}} (N_{q^+}^*(t+\delta) - N_{q^+}^*(t)) \\ & -\frac{\lambda_I}{\lambda_I^{q^+} + \lambda_{II}^{q^+} + \lambda_{III}^{q^+}} (N_{q^+}^0(t+\delta) - N_{q^+}^0(t)). \end{aligned} \tag{5.24}$$

Résultats

Je vais présenter dans ce paragraphe les résultats obtenus à partir des expressions analytiques calculées. Je traiterai ici de manière plus détaillée les résultats pour la transition (M1) de l'Ar^{13^+} car notre dispositif de détection a été optimisé pour la longueur d'onde associée (voir le tableau récapitulatif 5.6). Puis je décrirai brièvement les résultats pour l'argon fluoroïde et bérylliumoïde. Je n'ai considéré dans mes calculs que les temps de vie liés à la capture d'électron et aux états métastables.

Cas de l'argon boronoïde Ar^{13^+} Dans mon étude, il a fallu tenir compte des différents éléments de la chaîne de détection. J'ai fait l'hypothèse que le hublot de la chambre du piège, par lequel on observe les photons, avait un taux de transmission dans la gamme des longueurs d'ondes qui nous intéressent de 80% [8]. J'ai fait la même hypothèse pour ce qui concerne la lentille optique. Je n'avais en effet pas d'informations précises sur la composition de ces deux verres. J'ai de plus pris en compte la taille de

l'image du faisceau après passage par la lentille. Pour cela, j'ai considéré que vu du hublot le faisceau d'ions avait une forme rectangulaire de surface 8 mm $\times$ 15 cm (largeur du faisceau$\times$ diamètre du hublot) et qu'il couvrait une surface totale dans le piège de 8$\times$ 350 mm^2 (la longueur effective du piège étant de 350 mm). J'ai aussi pris en compte le taux de transmission du filtre (60%), la surface du photomultiplicateur (8$\times$24 mm^2), son efficacité quantique à 440 nm (20%) et l'angle au solide entre le détecteur et le faisceau d'ions.

Je me suis tout d'abord intéressée à l'évolution temporelle de la population d'ions dans un état fondamental et de la population d'ions dans un état excité pour différentes pressions dans la chambre du piège. J'ai considéré 10^6 ions dans le piège à $t = 0$ et un rapport $\alpha = 0.3$ entre le nombre d'ions dans un état excité et le nombre d'ions dans un état fondamental. Ce rapport α a été estimé à 2/3 par Moehs et Church [21]. La figure 5.7 montre les résultats obtenus pour des pressions allant de 5×10^{-9} à 1×10^{-10} mbar. Le nombre d'ions dans un état fondamental augmente au fur et à mesure que les ions dans un état métastable se désexcitent.

La figure 5.8 montre le nombre de photons détectés par le photomultiplicateur en fonction de la pression dans le piège avec une constante d'intégration temporelle $\delta = 0.01$s (voir Eq. (5.21) et Eq. (5.24)).

La figure 5.9 montre le nombre de coups mesurés par le photomultiplicateur en fonction du rapport α avec 10^6 ions dans le piège à $t = 0$ et une pression de 5×10^{-10} mbar.

La figure 5.10 montre le nombre de coups mesurés par le photomultiplicateur en fonction du nombre d'ions dans le piège à l'instant $t = 0$ avec 10^6 ions avec un rapport $\alpha = 0.3$ et une pression de 5×10^{-10} mbar.

Cas de l'argon fluoroïde Ar^{9+} et de l'argon bérylliumoïde Ar^{14+} Je présente ici les résultats obtenus pour l'argon fluoroïde et l'argon bérylliumoïde avec un nombre d'ions initial de 10^6 ions, un rapport $\alpha = 0.3$ et une pression dans le piège de 5×10^{-10} mbar. Le tableau 5.6 récapitule les caractéristiques du filtre et du photomultiplicateur pour ces deux cas. Les figures 5.11 et 5.12 montrent les résultats obtenus.

5.4 Dispositif expérimental

Je vais maintenant décrire brièvement le dispositif expérimental qui a été mis en place pour la mesure des durées de vie des états métastables. La chambre du piège dispose d'un hublot de 15 cm de diamètre qui nous permet de collecter la lumière émise par les ions. Nous utilisons une lentille

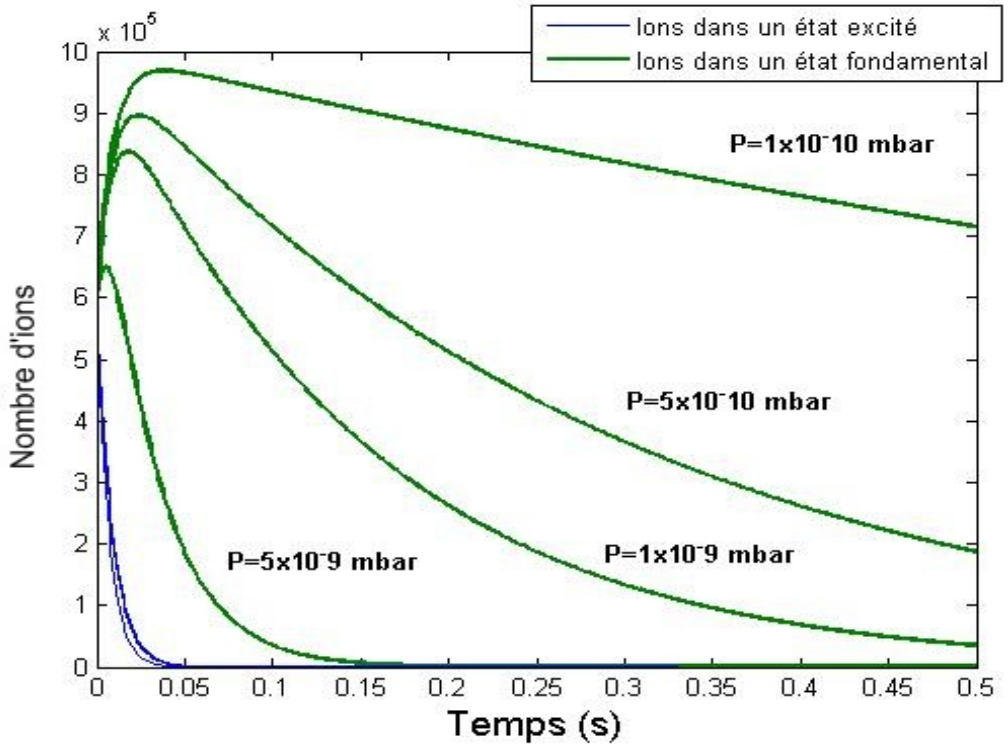


Figure 5.7: Evolution temporelle des populations des ions dans un état excité (courbes en bleu) et dans un état fondamental (courbes en vert) en fonction de la pression dans la chambre du piège.

optique d'une longueur focale de 120 mm afin de focaliser la lumière sur un photomultiplicateur. Le photomultiplicateur est refroidi pour limiter sont courant d'obscurité. Pour sélectionner la longueur d'onde de la transition étudiée, on place un filtre différentiel avant le photomultiplicateur. Le signal emis par le photomultiplicateur est amplifié par un module Ortec puis transmis à un analyseur multi-échelles connecté à l'ordinateur de contrôle. La figure 5.13 montre un schéma du dispositif expérimental mis en place.

Le photomultiplicateur Le photomultiplicateur que nous avons choisi est le modèle R1527 de la société Hamamatsu, il peut être refroidi par effet Peltier jusqu'à 243 Kelvin, son courant noir minimum est de 0.1 nA, son nombre de coups minimum est de 10 coups. La bande spectrale dans laquelle il est sensible est de 185 à 680 nm et son efficacité quantique (QE) peut atteindre 20% vers 400 nm. Sa surface est de $8 \times 24\ mm^2$.

Les filtres Pour la transition de l'Ar^{9+}, nous avons choisi un filtre

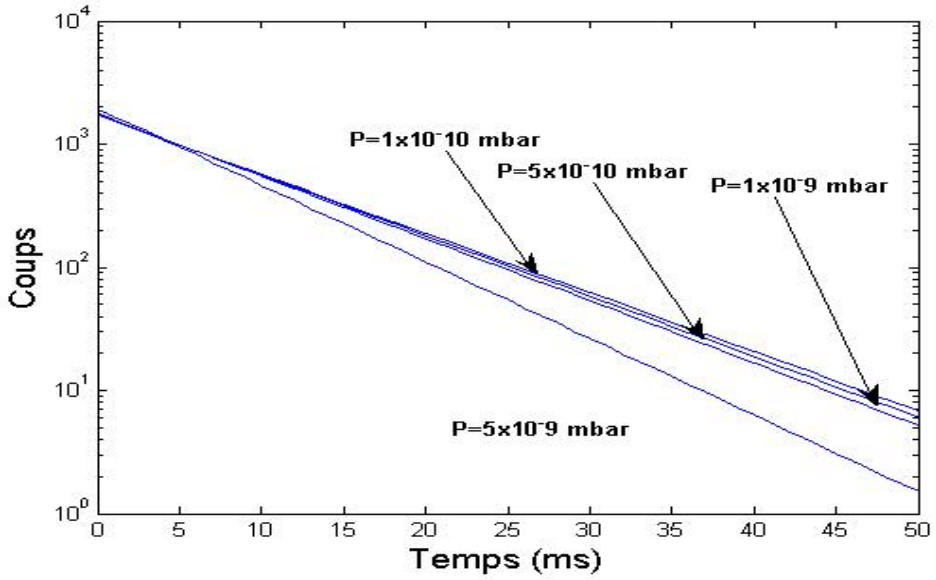


Figure 5.8: Nombre de photons en fonction du temps pour différentes pressions dans le piège et 10^6 ions dans le piège à $t = 0$, un taux de métastables $\alpha = 0.3$ et $\delta t = 0.01s$.

centré sur 550 nm avec une largeur à mi-hauteur de 10 nm, une transmission de 45% et un diamètre de 24.15 mm. Pour la transition de l'Ar^{13+} nous avons choisi un filtre centré sur 441 nm avec une largeur à mi-hauteur de 10 nm, une transmission de 60% et un diamètre de 25.4 mm. Pour la transition de l'Ar^{14+}, nous avons choisi un filtre centré sur 589 nm avec une largeur à mi-hauteur de 10 nm, une transmission de 40% et un diamètre de 24.15 mm. L'ensemble lentille, filtre, photomultiplicateur est protégé de la lumière parasite par un long tube en aluminium dont la paroi interne est peinte en noir.

Le tableau 5.6 récapitule les caractéristiques de chaque éléments de la chaîne de détection pour chaque transition.

5.5 Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai présenté des cas pertinents d'états métastables que l'on est susceptible de mesurer avec le dispositif expérimental que nous avons mis en place. Je me suis intéressée à l'étude de la transition (M1) pour les ions Ar^{9+},Ar^{13+} et Ar^{14+}. Pour étudier l'évolution temporelle de la popu-

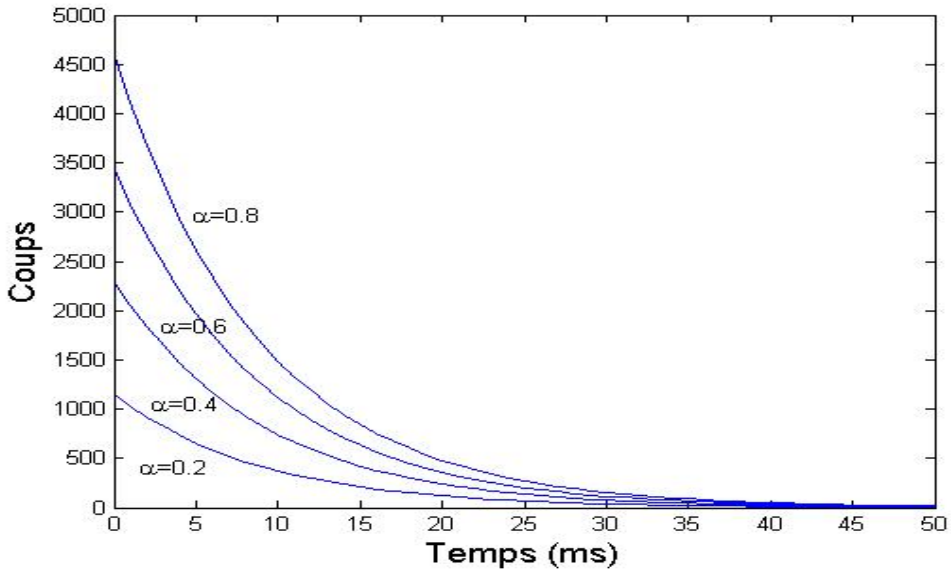


Figure 5.9: Nombre de photons détectés en fonction du temps pour différentes valeurs de α et 10^6 ions dans le piège à $t = 0$ et une pression de 5×10^{-10} mbar.

lation d'états métastables dans le piège, j'ai dû caractériser les processus de pertes d'ions dans le piège. Puis, j'ai présenté les simulations analytiques que j'ai effectuées pour estimer le nombre de photons susceptibles d'être détectés avec le dispositif de détection que nous avons mis en place. J'ai démontré qu'il était possible de faire des mesures de durée de vie avec le dispositif expérimental mis en place. Les premiers spectres expérimentaux obtenus montrent que de la lumière émise par les ions est détectée par notre photomultiplicateur.

Néanmoins, vu notre incapacité à mesurer le temps de vie des ions dans le piège en exploitant seulement le signal issu du pickup du piège, nous ne pouvons à ce jour obtenir une mesure de la durée de vie des états métastables. En effet, comme l'ont montré Bhushan et al. [4] en 2000 en mesurant le temps de vie d'ions Xe^{2+} avec ce piège, on a la relation :

$$\frac{1}{\tau_{meta}} = \frac{1}{\tau_{meas}} - \frac{1}{\tau_{beam}} \tag{5.25}$$

où τ_{meta} est la durée de vie des états métastables, τ_{meas} est le temps de vie mesuré avec photomultiplicateur et τ_{beam} est le temps de vie des ions dans le piège mesuré avec le détecteur MCP.

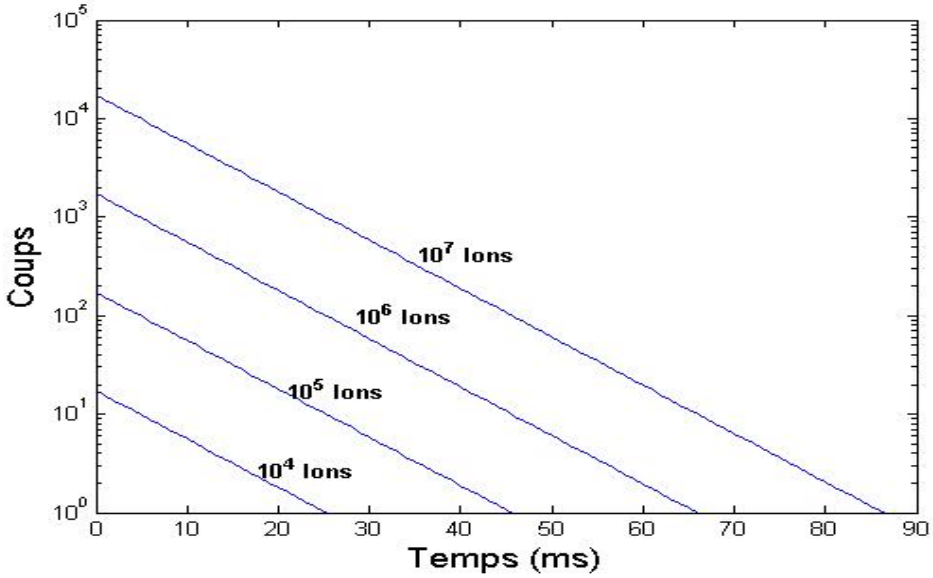


Figure 5.10: Nombre photons détectés en fonction du temps pour différentes valeurs du nombre d'ions injectés et un taux de métastables $\alpha = 0.3$ et une pression de 5×10^{-10} mbar.

Une autre manière de procéder, qui va être entreprise prochainement dans l'équipe en collaboration avec l'équipe de l'INSP, sera de placer un spectromètre ionique à la sortie du piège. Ce spectrométre a été conçu par l'équipe de l'INSP et fonctionne sur le principe d'une déflection des particules chargées dans un champ électrostatique. Une decription du principe et du fonctionnement du spectrométre peut se trouver dans la thèse de N. Adrouche [1]. Il sera ainsi possible faire une mesure précise du temps de vie des ions dans le piège en étudiant les ions qui sortent du piège.

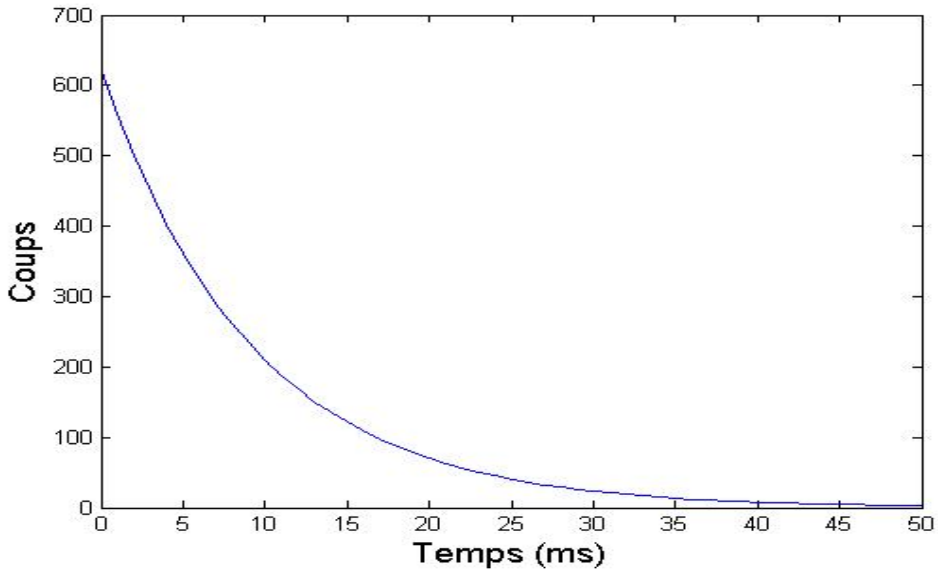


Figure 5.11: Nombre de coups mesurés pour l'Ar^{9+} en fonction du temps avec 10^6 ions dans le piège à $t = 0$, un taux de métastables $\alpha = 0.3$ et une pression de 5×10^{-10} mbar.

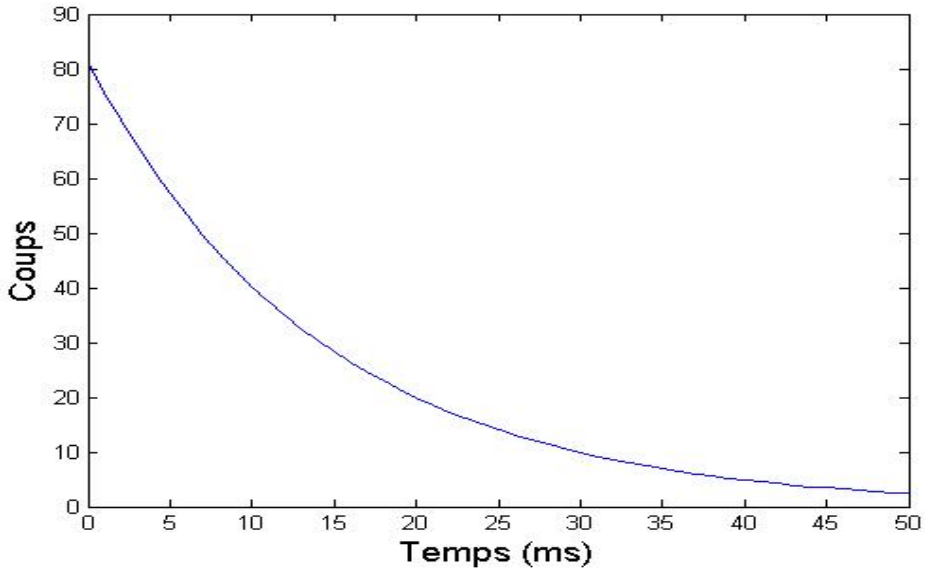


Figure 5.12: Nombre de coups mesurés pour l'Ar^{14+} en fonction du temps avec 10^6 ions dans le piège à $t = 0$, un taux de métastables $\alpha = 0.3$ et une pression de 5×10^{-10} mbar.

Chaîne de détection	Ar^{9+}	Ar^{13+}	Ar^{14+}
Longueur d'onde du filtre (nm)	550	440	590
Transmission du filtre (%)	45	60	40
diamètre du filtre (mm)	24,15	25,4	24,15
QE du PMT (%)	10	20	2

Tableau 5.6: Tableau récapitulatif des élèments de la chaîne de détection pour les transitions de l'argon fluoroïde Ar^{9+}, l'argon boronoïde Ar^{13+} et l'argon bérylliumoïde Ar^{14+}

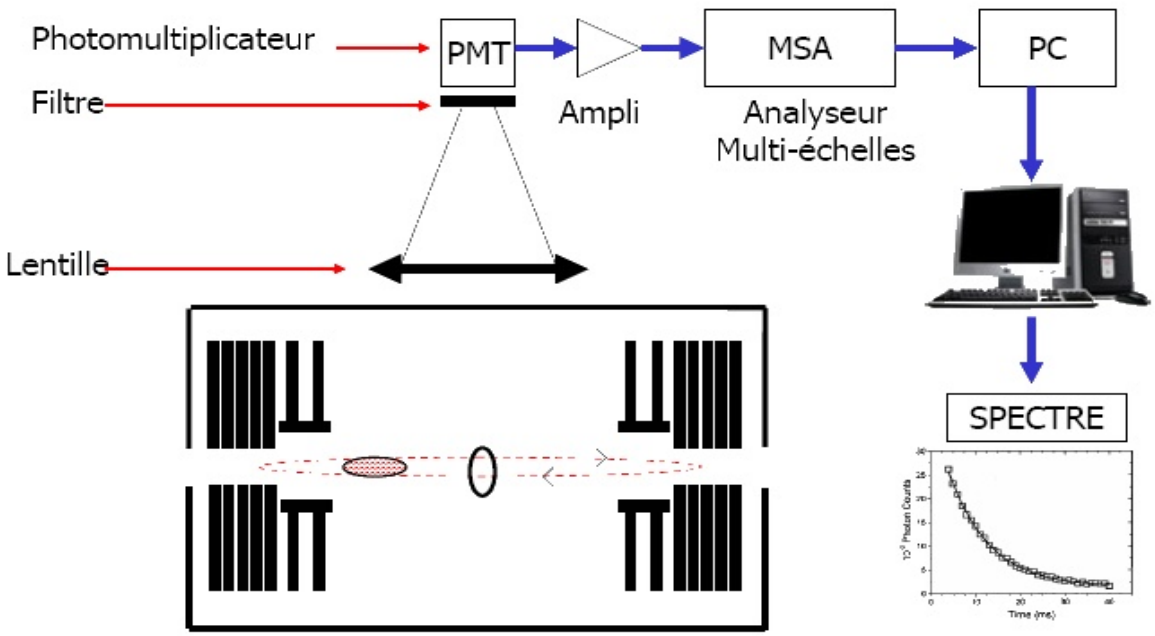


Figure 5.13: Dispositif expérimental mis en place pour la détection des états métastables.

Conclusion

Dans cette thèse, j'ai décrit la mise en oeuvre d'un nouveau dispositif expérimental couplant une source ECR à un nouveau type de piège électrostatique. Le piège à ions permet de piéger des ions d'une énergie de plusieurs keV avec des temps de vie de l'ordre de la milliseconde. Nous avons démontré pour la première fois, théoriquement et expérimentalement, le fonctionnement de ce piège avec des ions très chargés et étudié la dynamique du faisceau pour ces ions très chargés. A ce jour le piège a été testé avec plusieurs espèces d'ions et différents états de charges (de l'O^+ à l'O^{6^+}, de l'Ar^{8^+} à l'Ar^{13^+} et du Kr^{13^+} au Kr^{20^+}). J'ai de plus, démontré dans cette thèse qu'il était possible d'effectuer des mesures de durée de vie d'états métastables produits par la source SIMPA, les temps de vie sont de l'ordre de plusieurs dizaines de milliseconde.

Dans le premier chapitre, j'ai décrit la source d'ions multichargés SIMPA qui a été acquise en 2003 par l'équipe de Paul Indelicato en commun avec l'équipe de Dominique Vernhet et de Jean-Pierre Rozet de l'INSP. Cette source permet de produire des faisceaux d'ions multichargés de basses vitesses. Dans un premier temps, il fallait caractériser cette source d'ions pour connaître ses performances en matière d'états de charge produits et d'intensités de courants extraits. Nous avons étendu et élargi la caractérisation de la source d'ions à l'étude de son plasma, site de production des ions, par spectroscopie X. Cette méthode permet de déterminer l'énergie des électrons et la densité des ions dans le plasma, rendant possible une caractérisation complète de la source d'ions et la connaissance des limites de ses performances.

Dans le second chapitre, j'ai présenté les différentes techniques de piégeage électromagnétique en étudiant notamment deux grands types de piège: les pièges de Paul et de Penning. Puis, j'ai présenté de manière théorique le piége électrostatique à faisceaux d'ions que nous avons construit en introduisant les résonateurs électrostatiques. Le piège à ions a deux modes de fonctionnement, un mode de synchronisation où un paquet d'ions oscille

dans le piège tout en restant groupés et un mode de diffusion où les ions diffusent rapidement dans le piège. J'ai étudié théoriquement ces deux modes de fonctionnement.

Dans le troisième chapitre, j'ai présenté les résultats de simulations de la cinématique des ions dans le piège. J'ai déterminé tout d'abord l'espace des phases stables et j'ai décris l'évolution temporelle de cet espace des phases. Ces études nous ont amené à nous intéresser aux sections de Poincaré en faisant référence à la théorie du chaos. Par la suite, j'ai déterminé les zones de stabilité du piège et je me suis intéressée à la fréquence longitudinale des ions dans le piège. Pour terminer, j'ai mis en évidence le fait que le mouvement transversal des ions est périodique, nous avons nommé ces oscillations, les oscillations betatron.

Le quatrième chapitre est composé de deux parties. Dans la première partie, j'ai fais une description du dispositif expérimental que nous avons mis en place pour piéger les ions. J'ai décris la ligne de faisceau d'ions, le montage mécanique du piège, puis le montage électronique. Dans une seconde partie, j'ai présenté les résultats expérimentaux obtenus pendant ma thèse. J'ai montré que notre piège fonctionne en mode de synchronisation et en mode de diffusion. Nous avons caractérisé la dynamique du faisceau d'ions dans le piège, puis avons étudié l'effet sur le temps de piègeage d'un champ radiofréquence. De plus, nous avons montré que notre piége à ions fonctionne aussi en tant que spectromètre de masse.

Dans le cinquième chapitre, j'ai présenté des cas pertinents d'états métastables que l'on est susceptible de mesurer avec le dispositif expérimental que nous avons mis en place. Je me suis intéressée à l'étude de la transition (M1) pour des les ions Ar^{9+}, Ar^{13+} et Ar^{15+}. Pour étudier l'évolution temporelle de la population d'états métastables dans le piège, j'ai dû caractériser les processus de pertes d'ions dans le piège. J'ai présenté les simulations analytiques que j'ai effectuées pour estimer le nombre de photons susceptibles d'être détectés avec notre dispositif de détection.

A court terme, nous envisageons de tester notre système de détection pour la mesure de durée de vie d'états métastables. Une des perspectives à moyen terme est le refroidissement des ions piégés, une des techniques de refroidissement envisagé est le refroidissement résistif. Ceci, permettra de réduire l'effet Doppler. Aussi, il sera possible d'extraire du piège un paquet d'ions refroidis et de le faire interagir de manière très précise avec une surface. Ce genre d'expérience aura des applications intéressantes en nanotechnologie.

Bibliographie

[1] N. Adrouche. *Diagnostic du plasma de la source d'ions ECR SIMPA par spectroscopie X. Collisions d'ions néon hydrogénoides avec des agrégats d'argon.* Université Pierre et Marie Curie - Paris VI (2006), 2006.

[2] D. Attia, D. Strasser, O. Heber, M. L. Rappaport, and D. Zajfman. Transverse kinematics of ions stored in an electrostatic ion beam trap. *Nuclear Instruments and Methods A*, 547:pp. 279–286, 2005.

[3] N. Beverini, V. Lagomarsino, G. Manuzio, G. Scuri, F.and Testera, and G. Torelli. Stochastic cooling in penning traps. *Phys. Rev. A*, 38:107–114, 1988.

[4] K. G. Bhushan, H. B. Pedersen, N. Altstein, O. Heber, M. L. Rappaport, and D. Zajfman. Radiative lifetime of the metastable $^1s_0$ state of xe^{2+}. *Phys. Rev. A*, 62(1):012504, Jun 2000.

[5] A. Bleiker and Stingelin L. Simulation of an ecr ion source with ansys. *Paul Scherrer Institute - Technical Report*, 2003.

[6] R. Blumel. Dynamic kingdon trap. *Phys. Rev. A*, 51(1):R30–R33, Jan 1995.

[7] Pierre Cladé, Estefania de Mirandes, Malo Cadoret, Saïda Guellati-Khélifa, Catherine Schwob, François Nez, Lucile Julien, and François Biraben. Determination of the fine structure constant based on bloch oscillations of ultracold atoms in a vertical optical lattice. *Phys. Rev. Lett.*, 96:033001, 2006.

[8] Optical Components. *http://www.optical-components.com/optical-materials.html.*

[9] Hans Dehmelt. Experiments with an isolated subatomic particle at rest. *Rev. Mod. Phys.*, 62(3):525–530, Jul 1990.

[10] I. Draganić, J. R. Crespo López-Urrutia, R. DuBois, S. Fritzsche, V. M. Shabaev, R. Soria Orts, I. I. Tupitsyn, Y. Zou, and J. Ullrich. High precision wavelength measurements of qed-sensitive forbidden transitions in highly charged argon ions. *Phys. Rev. Lett.*, 91(18):183001, Oct 2003.

[11] M Eritt, A. Diner, J. Toker, O. Aviv, O. Heber, M. L. Rappaport, and D. Zajfman. Size effects in the interaction between ionic clusters and low-energy electrons. *Physica Scipta*, 73:C32–C35, 2005.

[12] Taotao Fang and Claude R. Canizares. Probing cosmology with the x-ray forest. *Astrophysical Journal*, 539:532, 2000.

[13] M. Gargaud, F. Fraija, M.C. Bacchus-Montabonel, and R. McCarroll. Total and differential electron capture cross sections in b3+/he collisions. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 27:3985–3992(8), 1994.

[14] R. Geller. *Electron Cyclotron Resonance Ion Sources and ECR plasmas*. Institute of Physics Publishing (1996), 1996.

[15] R. Geller. volume 69, pages 1302–1310. AIP, 1998.

[16] J. D. Gillaspy. Highly charged ions. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 34:R93–R130, 2001.

[17] Mark Giroux and Paul R. Shapiro. The reionization of the intergalactic medium and its observational consequences. *Astrophys. J. Suppl.*, 102:191, 1996.

[18] R. D. Guenther. Modern Optics. *Wiley, New York*, page 144, 1990.

[19] H. Häffner, T. Beier, S. Djekic, N. Hermanspahn, H.-J. Kluge, W. Quint, S. Stahl, J. Verdú, T. Valenzuela, and G. Werth. Double penning trap technique for precise g factor determinations in highly charged ions. *Eur. Phys. J. D*, 22:163–182, 2003.

[20] G. Melin and et al. Status of development of ecr ion sources at grenoble. *Review of Scientific Instruments*, 65, 1994.

[21] D. P. Moehs and D. A. Church. Magnetic dipole transition rates from measured lifetimes of levels of be-like and b-like argon ions. *Phys. Rev. A*, 58(2):1111–1114, Aug 1998.

[22] A. Naaman, K. G. Bhushan, H. B. Pedersen, N. Altstein, O. Heber, M. L. Rappaport, R. Moalem, and D. Zajfman. Metastable states of negative carbon clusters:. *Journal of Chemical Physics*, 113:4662–4667, 2000.

[23] R. E. Olson and A. Salop. Electron transfer between multicharged ions and neutral species. *Phys. Rev. A*, 14(2):579–585, Aug 1976.

[24] Wolfgang Paul. Electromagnetic traps for charged and neutral particles. *Rev. Mod. Phys.*, 62(3):531–540, Jul 1990.

[25] H. B. Pedersen, D. Strasser, B. Amarant, O. Heber, M. L. Rappaport, and D. Zajfman. Diffusion and synchronization in an ion-trap resonator. *Phys. Rev. A*, 65(4):042704, Mar 2002.

[26] H. B. Pedersen, D. Strasser, O. Heber, M. L. Rappaport, and D. Zajfman. Stability and loss in an ion-trap resonator. *Phys. Rev. A*, 65(4):042703, Mar 2002.

[27] L. Ruby. Applications of the Mathieu equation. *American Journal of Physics*, 64:39–44, January 1996.

[28] Pantechnik SA. www.pantechnik.net.

[29] H.T. Schmidt, H. Cederquist, J. Jensen, and A. Fardi. Conetrap: A compact electrostatic ion trap. *Nuclear Instruments and Methods B*, 173(4):pp. 523–527(5), 2001.

[30] F G Serpa, J D Gillaspy, and E Träbert. Lifetime measurements in the ground configuration of img and img using an electron beam ion trap. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 31(15):3345–3352, 1998.

[31] V. M. Shabaev. Two-time green function method in quantum electrodynamics of high-z few-electron atoms. *Physics Reports*, 356:119, 2002.

[32] Simion. Electron and ion optics simulator. *www.simion.com*, 2007.

[33] D. Strasser, T. Geyer, H. B. Pedersen, O. Heber, S. Goldberg, B. Amarant, A. Diner, Y. Rudich, I. Sagi, M. Rappaport, D. J. Tannor, and D. Zajfman. Negative mass instability for interacting particles in a 1d box: Theory and application. *Phys. Rev. Lett.*, 89(28):283204, Dec 2002.

[34] R. Takai, K. Ito, Y. Iwashita, H. Okamoto, S. Taniguchi, and Y. Tomita. Design and fabrication of a linear Paul trap for the study of space-charge-dominated beams. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 532:508–512, October 2004.

[35] E. Träbert, P. Beiersdorfer, S. B. Utter, G. V. Brown, H. Chen, C. L. Harris, P. A. Neill, D. W. Savin, and A. J. Smith. Experimental m1 transition rates of coronal lines from ar x, ar xiv, and ar xv. *apj*, 541:506–511, September 2000.

[36] M. Trassinelli. *Tests d'Électrodynamique Quantique et Étalons de Rayons-X à l'Aide des Atomes Pioniques et des Ions Multichargés.* Université Pierre et Marie Curie - Paris VI (2005), 2005.

[37] C. Walther, G. Dietrich, W. Dostal, K. Hansen, S. Krückeberg, K. Lützenkirchen, and L. Schweikhard. Radiative cooling of a small metal cluster: The case of v13+. *Phys. Rev. Lett.*, 83:3816–3819, 1999.

[38] C. Weber, G. Audi, D. Beck, K. Blaum, G. Bollen, F. Herfurth, A. Kellerbauer, H.-J. Kluge, D. Lunney, and Schwarz S. Weighing excited nuclear states with a penning trap mass spectrometer. *Physics Letters A*, 347:81–87, 2005.

[39] G. Weinberg, B. R. Beck, J. Steiger, D. A. Church, J. McDonald, and D. Schneider. Electron capture from h_2 to highly charged th and xe ions trapped at center-of-mass energies near 6 ev. *Phys. Rev. A*, 57(6):4452–4461, Jun 1998.

[40] D. Zajfman, O. Heber, H. B. Pedersen, Y Rudich, I. Sagi, and M. L. Rappaport. Ion trapping. *US Patent 6744042*, 2004.

[41] D. Zajfman, O. Heber, L. Vejby-Christensen, I. Ben-Itzhak, M. Rappaport, R. Fishman, and M. Dahan. Electrostatic bottle for long-time storage of fast ion beams. *Phys. Rev. A*, 55(3):R1577–R1580, Mar 1997.

[42] D. Zajfman, Y. Rudich, I. Sagi, D. Strasser, D. W. Savin, S. Goldberg, M. Rappaport, and O. Heber. High resolution mass spectrometry using a linear electrostatic ion beam trap. *Int. J. Mass. Spec.*, 229:55–60, 2003.

Annexe I: Transverse Kinemactics in an Electrostatic Ion Beam Trap

Mesure de la vitesse transversale des ions

Lors de mon séjour à l'Institut Weizmann dans l'équipe du Prof. Daniel Zajfman, nous avons mis en place un système de détection qui permet de mesurer la vitesse transversale des ions dans le piège. Ceci a donné lieu à une publication que nous avons insérée dans cette thèse. Nous donnons des résultats expérimentaux et théoriques sur la distribution en vitesse transversale dans le piège. Nous démontrons que pour des ions monochargés la vitesse transversale représente 1% de la vitesse totales des ions et que les ions remplissent l'ensemble de l'espace des phases stable. De plus nous montrons que la perte des ions dûe à l'interaction des ions avec des particules du gaz résiduel est un facteur important limitant le temps de piégeage.

Available online at www.sciencedirect.com
SCIENCE DIRECT®
ELSEVIER
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 547 (2005) 279–286
NUCLEAR INSTRUMENTS & METHODS IN PHYSICS RESEARCH Section A
www.elsevier.com/locate/nima

Transverse kinematics of ions stored in an electrostatic ion beam trap

D. Attia[a,b], D. Strasser[a], O. Heber[a], M.L. Rappaport[c], D. Zajfman[a,*]

[a]*Department of Particle Physics, Weizmann Institute of Science, Rehovot 76100, Israel*
[b]*Laboratoire Kastler Brossel, École Normale Supérieure et Université Pierre et MarieCurie, Boite 74, 4 Place Jussieu, F-75252 Paris CEDEX 05, France*
[c]*Physics Services, Weizmann Institute of Science, Rehovot 76100, Israel*

Received 3 January 2005; received in revised form 14 March 2005; accepted 24 March 2005
Available online 10 May 2005

Abstract

We present experimental results, as well as numerical simulations, for the transverse velocity distribution of ions stored in an electrostatic ion beam trap. The measurements indicate that the transverse velocity spread is about 1% of the longitudinal velocity, and that the ions fill the whole transverse stable phase space. We also demonstrate that ion losses from the trap due to multiple scattering with molecules from the residual gas is an important factor limiting the lifetime of the beam.
© 2005 Elsevier B.V. All rights reserved.

Keywords: Ion traps; Multiple scattering; Cooling

1. Introduction

The use and development of ion trapping techniques, which started about 50 years ago [1], have led to a broad range of discoveries and new experiments in physics and chemistry. In particular, one can cite high-precision spectroscopy, mass measurements, particle dynamics, nuclear and atomic processes and the measurement of fundamental constants [2]. During the last few years, a new type of ion trap has been developed in which ion beams, instead of ion clouds, are trapped [3,4]. This new trap stores particles using only electrostatic fields and works on a principle similar to that of an optical resonator. The main advantages of the trap are the possibility to trap fast (keV) beams without need of deceleration, the well-defined beam direction, easy access to the trapped beam by various probes, and simple requirements in terms of external beam injection. Different types of experiments have already been performed with

*Corresponding author. Tel.: +972 8 9344537; fax: +972 8 9344166.
E-mail address: fndaniel@wicc.weizmann.ac.il (D. Zajfman).

0168-9002/$ - see front matter © 2005 Elsevier B.V. All rights reserved.
doi:10.1016/j.nima.2005.03.141

these traps, such as the measurement of metastable state lifetimes of atomic and molecular ions [5,6], the lifetimes of metastable negative ions [7,8], and electron impact detachment cross-sections of negative clusters [9]. Cluster cooling has also been observed [10]. Interesting dynamics of the ion motion have been discovered, such as self-bunching (due to the so-called negative mass instability phenomenon) and the possibility of using simple phase space manipulation to reduce the velocity spread [11,12]. Electrostatic ion storage rings [13,14] have also been used during the last several years in a variety of experiments [15,16].

Although the motion of the ions in the trap can be readily simulated, no measurements of the transverse velocity distribution (TVD) of the stored beam have hitherto been performed. The TVD is needed to understand the trapping efficiency, as well as the beam loss processes, especially the ones related to multiple scattering. We describe here the method that we have developed to characterize the TVD of the stored ions. The results are compared to numerical trajectory simulations, which confirm that multiple scattering is the dominant loss process in these traps, and that the available area of the stable transverse phase space directly influences the lifetime of the trapped ion beam.

2. Experimental setup

2.1. Ion trap

Fig. 1 shows a schematic view of the electrostatic ion trap and the detection system. Two different setups were used for creating the ions. For light ions, an electron impact ionization source was used and the ions were mass selected with two magnets. For heavier species, a matrix-assisted laser desorption and ionization (MALDI)[17] source was used to create an ion bunch, which was mass selected using time of flight. In both cases, the ions were accelerated to an energy of 4.2 keV. Three different types of ions were used in this work: $Au^+(m = 197)$ and singly charged angiotensin II ($m = 1046$) (both produced by the MALDI source), and $Ar^+(m = 40)$ (produced by the electron impact source). After focusing and collimation, the beam is directed into the ion trap along its axis. A complete description of the ion trap is given in Ref. [4], and only the details relevant for the present experiment will be given here.

The trap is made of two identical cylindrically symmetric "electrostatic mirrors" that both trap the beam in the longitudinal direction and focus it in the lateral direction. Upon injection, the entrance set of electrodes (left-hand side in Fig. 1) is grounded so that the ion bunch can

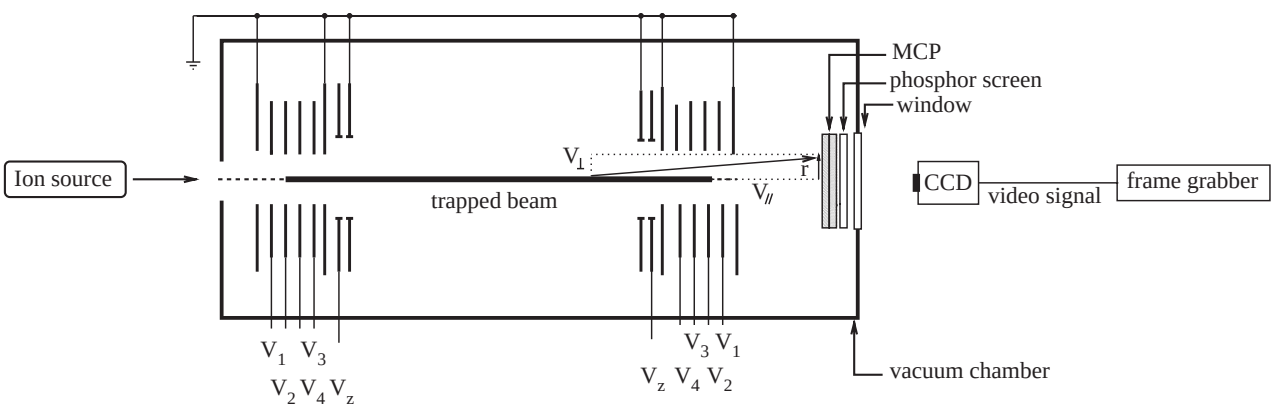


Fig. 1. Schematic view of the experimental setup. The bunch is injected through the left hand side of the trap (entrance electrodes), and the neutral particles escaping from the trap through the exit electrodes are counted by the MCP detector, whose phosphor screen is imaged by a CCD camera. The drawing is not to scale.

reach the exit mirror (right-hand side in Fig. 1), where they are reflected. Before the reflected bunch reaches the entrance electrodes, the potentials of these electrodes are rapidly switched on (~100 ns rise time) to the same values as those of the exit electrodes. For proper choices of voltages, the ions bounce back and forth between the two mirrors, their lifetime being limited mainly by collisions with the residual gas molecules. The low pressure in the trap, of the order of 5×10^{-10} Torr when the electron impact source was used, and 4×10^{-11} Torr for the MALDI setup, is maintained by a cryopump.

Each electrostatic mirror comprises eight electrodes. The potentials of the electrodes labeled V_1 to V_4 and V_z in Fig. 1 are independently adjustable. The other electrodes are always grounded. Thus the 228 mm long central region of the trap between the two innermost electrodes is essentially field-free. The diameter of the central hole is 16 mm in the outer six electrodes and 26 mm in the two innermost electrodes. The distance between the outermost electrodes is 407 mm.

In order for the ions to be trapped, the electrode potentials have to satisfy certain conditions. It is well known that many principles of geometric optics can be applied to ion optics. In fact, our trap is based on a optical resonator made of two cylindrically symmetric mirrors [18]. For an optical resonator with identical mirrors and a Gaussian beam, the stability criterion (for a beam close to the symmetry axis) is related to the focusing properties of the mirrors:

$$L/4 \leqslant f \leqslant \infty, \tag{1}$$

where f is the focal length of each mirror and L is the distance between them. This condition is easy to fulfill with the above design. Another obvious requirement is that the maximum potential on the mirror axis, $V_{\max}$, has to be high enough to reflect the ions , i.e., $qV_{\max} > E_k$, where q is the charge of the ions and E_k is their kinetic energy.

Some important aspects of the design should be emphasized. First, the trap is completely electrostatic, so there is no limit on the mass that can be trapped. Second, the trapping depends only on the ratio E_k/q, which means that ions of different mass that are accelerated through the same potential difference can be stored simultaneously. Third, the central part of the ion trap is (nearly) field-free, so the ions travel in straight lines in this region.

Various electrode voltage configurations are possible to achieve trapping. We define a particular configuration by the set of potentials $\{V_1, V_2, V_3, V_4, V_z\}$. V_z is connected to the central electrode of an Einzel lens that plays the major role in determining the focusing properties of the mirrors. In the present work, only symmetric configurations, i.e., where identical potentials are applied to the two mirrors, are considered. The potentials on the four outmost electrodes were set to $\{V_1, V_2, V_3, V_4\} = \{6.5, 4.875, 3.25, 1.65\}$ kV, while the Einzel voltage was varied between $2700 < V_z < 3200$ V and $4000 < V_z < 4300$ V. These two ranges correspond to the known values where the trap is stable, i.e., they satisfy the criterion Eq. (1), as has been shown in Ref. [18]. Additional details about trapping stability and the comparison to optical models can be found in the literature [18].

2.2. Detection system

One of the ion loss processes from the trap is charge exchange, which leads to neutralization of the stored particles. These neutral particles pass freely through the mirrors and can be detected by a microchannel plate (MCP) detector located downstream of the trap (see Fig. 1). The detector is coupled to a phosphor screen so that the spatial distribution of the neutral particles exiting the trap can be imaged. The location and size of the MCP was different for the two different ion source setups used in this work: The MCP was 25 mm in diameter, and located at a distance of 80.3 cm from the center of the trap for the MALDI setup, while for the electron impact ionization source the MCP was 40 mm in diameter, and located at a distance of 90.3 cm from the center of the trap. The imaging is performed by a charge-coupled device (CCD) camera located outside the vacuum that is connected to a frame grabber which digitizes the picture in real time. The first image is taken in coincidence with the raising of the potentials on

the entrance mirror, and subsequent images are digitized at a rate of 25 Hz for the whole trapping time (~1 s). The positions of impact ((x, y) on the front surface of the MCP) are determined for all hits producing an amount of light (as measured by the CCD camera) above a preprogrammed threshold. Images of about 50 to 150 injections are averaged to produce statistically significant results. The radial coordinate r is calculated as

$$r = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}, \tag{2}$$

where (x_0, y_0) is the point where the trap axis crosses the detector plane. This point is determined at a later stage by finding the center of the measured radial distribution.

2.3. Data analysis

In order to study the TVD inside the trap, we analyze the radial distribution of the neutral particles hitting the MCP detector. Fig. 1 shows the relationship between the ion position and velocity inside the trap at the instant of its neutralization, and the point of impact of the neutralized particle on the detector, r. The ion's position at the neutralization point is given by its distance R from the optical axis of the trap and distance from the MCP, s. The ion's velocity at the same point is defined in terms of its longitudinal and transversal velocities $v_\parallel$ and $v_\perp$, respectively (see Fig. 1). If we assume that the angular scattering taking place during the charge exchange is small compared to the angular dispersion of the beam (a very good approximation for the heavy ions created in the MALDI source) [19], then the position of impact on the MCP can be calculated from

$$r = R + \frac{s v_\perp}{v_\parallel}. \tag{3}$$

If we also use the fact that $R \ll r$, then we obtain for the transverse velocity

$$v_\perp = \frac{r v_\parallel}{s} \approx \frac{r}{s}\sqrt{\frac{2E_k}{m}}, \tag{4}$$

where m is the particle mass. Two problems arise from this simple formula: First, the velocities $v_\parallel$ and $v_\perp$ are not constant in the trap, as the particles are slowed down and focused (or defocused, see Ref. [18]) inside the mirrors. Second, the exact distance s between the neutralization point in the trap and the MCP is unknown. The importance of these two effects, which can smear the radial distribution measurement, will be treated separately using numerical simulation, as described in the next section.

3. Numerical simulations

In order to verify the different approximations made in the derivation of Eq. (4), and to provide a better understanding of the trap behavior, we have performed numerical simulations of the particle trajectories in the actual potentials of the ion trap. The calculations were carried out using SIMION [20], which can solve the Laplace equation for a specific potential configuration in space and propagate ions on the computed potential grid. The program uses a fourth-order Runge–Kutta method to solve the Newtonian equations of motion. The density of ions in the trap is assumed to be low enough for ion–ion interactions to be neglected, and the trajectories are calculated for one ion at a time (the actual number of ions in the trap was of the order of 10^5 ions per injection).

For different values of V_z, while keeping the other potentials constant, we have traced the stable trajectories, starting from an initial distribution that covers the whole transverse stable (i.e., trapped) phase space of the electrostatic trap, as described in Ref. [18]. The stable phase space was found by systematically varying the initial conditions of the particles. A stable trajectory was defined as one for which a propagated ion was trapped for more than 500 μs (about 200 oscillations for 4.2 keV Ar^+, or 90 for 4.2 keV Au^+). It was found that ions in unstable trajectories were usually lost from the trap after a few oscillations (<20 μs). The calculations were made using a constant integration time step, and the positions and velocities of the ions were recorded in a file at each of these time steps. Using this information, simulated distributions for the radial distribution at the MCP were calculated by assuming an equal

probability for neutralization at each of these integration time steps, and propagating the (neutral) particles in straight lines, using the initial positions and velocities as recorded. This method has the advantage of representing faithfully the local ion density along the length of the trap. Implicit in the assumption of equal probability of neutralization in each time step is the assumption that the neutralization cross section is independent of kinetic energy for energies below 4.2 keV [21], even in the mirrors where the kinetic energies approach zero. The results can then be directly compared to the experimental distributions.

4. Experimental and simulation results

Fig. 2 shows a comparison between the measured (dotted line) and simulated (solid line) normalized distributions for the distance squared ($P(r^2)$) at the MCP for 4.2 keV Au^+, and $V_z = 3200$ V. We choose to plot the r^2 distributions as they display the radial density information in the most relevant manner. The number of particles located in an interval of width $d(r^2) = 2rdr$ is proportional to the number of particles in the ring between r and $r + dr$, whose area is given by $2\pi rdr$. Similar distributions were measured for Ar^+ and angiotensin II^+ ions. Each of the measured distributions was characterized by the standard deviation of the radial distribution which in the present case is equal to the square root of the mean of r^2: $\sigma_r = \sqrt{\langle r^2 \rangle}$. Using Eq. (4), and replacing r by σ_r and s by the distance from the center of the trap to the MCP, typical transverse velocities $v_\perp$ could be obtained for the different masses and values of the Einzel lens voltage (V_z). Fig. 3 shows the results for the three different ions as a function of V_z. Only a weak dependence of transverse velocity $v_\perp$ on V_z is observed, except for Ar^+ around 3250 V. The ratio $v_\perp/v_\parallel \approx 9\times10^{-3}$ is found to be approximately constant for all ions.

Based on the excellent agreement between the experimental data and the simulations (see Fig. 2), one can now use the simulation to check the assumptions which led to Eq. (4), especially the assumption related to the contribution of the neutral particles produced inside the mirrors to $P(r^2)$ and the unknown distance between the neutralization point and the MCP. Fig. 4 shows an example of the distribution of the square of the transverse velocity $P(v_\perp^2)$ from Simion simulations. The case presented is for all stable Ar^+ ions in the field-free region of the trap, for an Einzel lens voltage of $V_z = 3300$ V. To compare this distribution to the experimentally deduced typical

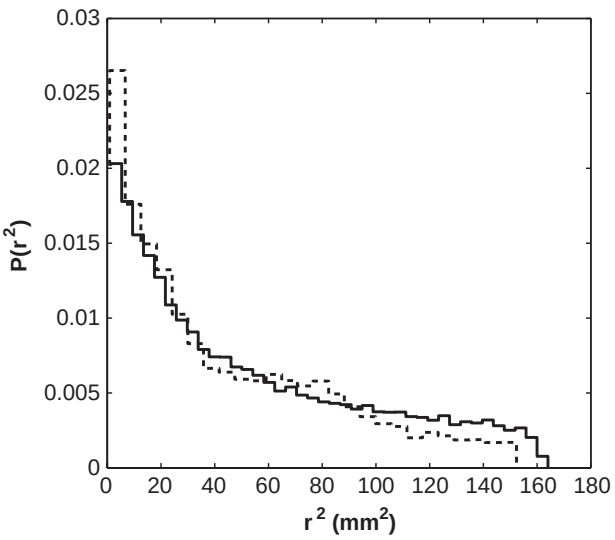


Fig. 2. Normalized r^2 distributions for 4.2 keV Au^+. Dotted line: measured by the MCP detector; solid line: simulation with Simion [20]. The Einzel lens voltage was 3200 V.

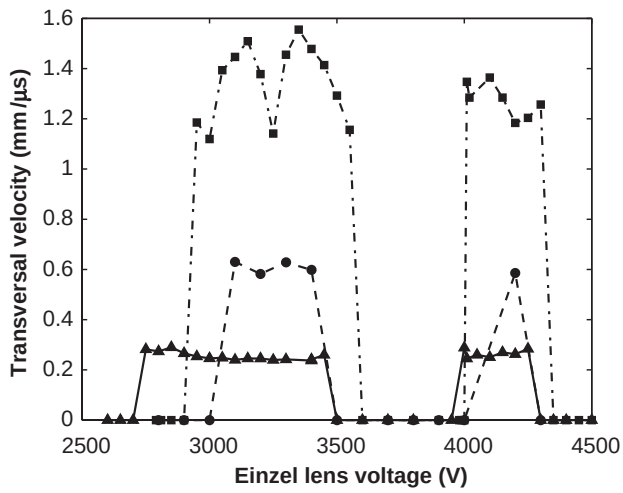


Fig. 3. Measured transverse velocity as a function of the Einzel lens voltage for three different ions: Ar^+ (■); Au^+ (•); angiotensin II^+ (▲). The transverse velocity is set to zero for unstable configurations.

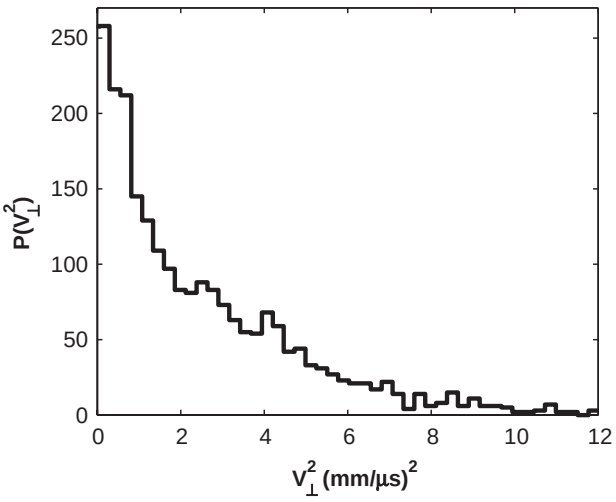


Fig. 4. Calculated transverse velocity distribution in the field-free region of the trap for Ar^+ ions with $V_z = 3300\,V$.

transverse velocity, we characterize this distribution in a similar way as the squared radial distribution (see Fig. 2), using the square root of its mean, which is equivalent to the standard deviation of the TVD, yielding $\sigma_{v\perp} = 1.16\,mm/\mu s$. This value is slightly lower than the one derived directly from the measured radial distributions (see Fig. 3), as can be expected since the latter includes some contributions from slower ions inside the mirrors that tend to have also larger $v_\perp/v_\parallel$ ratio. However, the difference is relatively small (the reduced detection efficiency of the MCP for the slower particles also contributes to the fact that these have a minor effect on the measured distributions), and we conclude that the data shown in Fig. 3 are an upper limit of the transverse velocity of the trapped ions in the central (field-free) region of the trap.

5. Transverse phase space

The results obtained in the previous section show that the measured and simulated transverse velocities are in good agreement. Since the simulated value is obtained by filling the stable phase space of the trap, one can conclude that the ions stored in the trap always fill the available (stable) transverse phase space. This has an important implication as far as the ion loss processes are concerned. As pointed out previously [18], two processes play an important role in limiting the lifetime of the ions in the trap. The first is neutralization of the ions via charge exchange with the residual gas molecules, and the second is multiple scattering, which increases the transverse velocity of the ions until they reach the limit of the stable transverse phase space. Although the importance of the neutralization process can be observed experimentally by counting the number of neutral particles exiting the trap, the importance of multiple scattering is more difficult to observe experimentally. Also, it is quite clear that the loss due to neutralization is independent of the trap configuration, while the loss due to multiple scattering will be strongly dependent on the available transverse phase space, if the stable transverse phase space is always full. The fact that the measured transverse velocity is found to be equal to the one extracted from a simulated "full transverse phase space" suggests that the loss due to multiple scattering is very important, and that the lifetime of the ions is mostly limited by this process, a conclusion which was already reached by Pedersen et al. [18] using arguments based on known angular scattering cross-sections.

In order to demonstrate the importance of multiple scattering as a loss process, we have calculated the area of the stable transverse phase space for the Ar^+ ions as a function of the Einzel lens voltage V_z. The area was calculated by recording the transverse position and velocity for each pass of a stable ion through the midplane of the trap. A scatter plot of these coordinates was then made, and the area filled by the points was estimated by dividing the phase space into a fine grid and counting the number of cells for which at least four points were found. These cells are then called "stable cells" (the minimum number of points required for a cell to be defined as stable has only a small influence on the final results). Fig. 5(a) shows the results of such a calculation as a function of V_z, while Fig. 5(b) shows the lifetime of the ions in the trap, as obtained by measuring the rate of neutral Ar hitting the MCP as a function of storage time and fitting the decay using

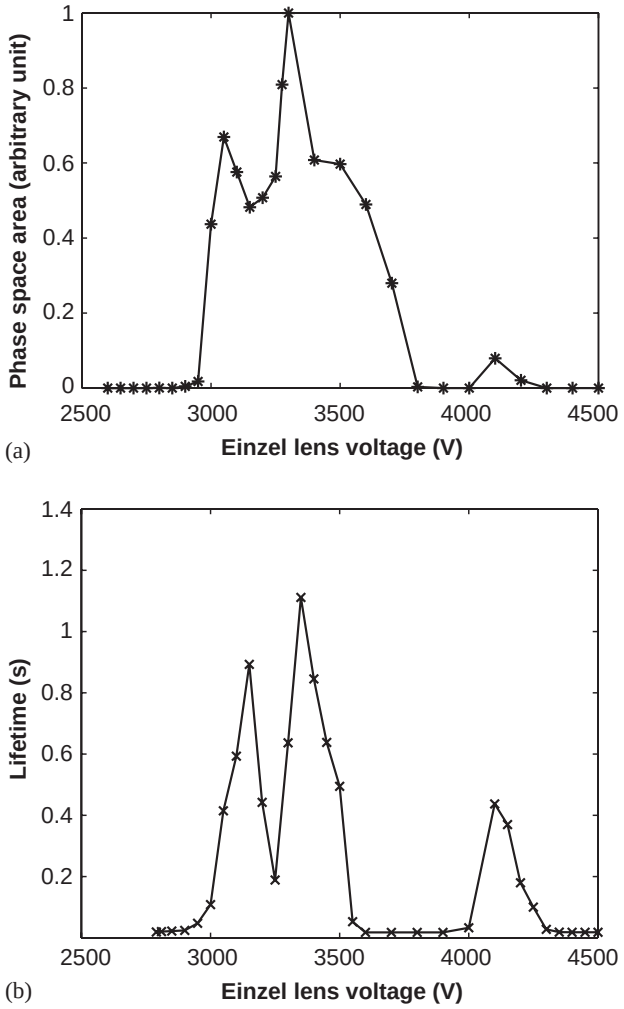


Fig. 5. (a) Area of the stable transverse phase space in the midplane of the trap as a function of V_z; (b) measured lifetime for Ar^+ as a function of V_z.

an exponential function. A clear correspondence between the lifetime and the area of the transverse phase space is observed, including the dip around $V_z = 3200\,\mathrm{V}$.

6. Conclusions

We have measured the transverse velocity distribution of 4.2 keV Ar^+, Au^+, and angiotensin II^+ stored in a linear electrostatic ion trap. The results show that the width of the TVD is mass dependent, and represents about 1% of the longitudinal beam velocity for the present trap geometry. The experimental results are in excellent agreement with the numerical simulation. More important, it shows that in the existing experimental setup, the phase space of the trap is filled very soon after injection. Thus, we can expect multiple scattering to be an important ion loss process (the other being neutralization). This is also demonstrated by the correlation between the area of transverse phase space and the measured lifetimes.

A consequence of our results is that the lifetime in the trap will also be a function of the trap length. Indeed, for a given angular dispersion of the beam and for a given mirror geometry, a trap with longer distance between the mirrors will be less stable, as the particles will be further away from the central axis of the trap when they enter the mirrors. On the other hand, although shorter traps will probably be more stable, they can store less ions.

The tool that we have developed to measure the transverse velocity distribution of the stored ions can now be used in studies of transverse cooling. Specifically, if a kicker for stochastic cooling is installed in the field-free region of the trap, it should be possible to shrink the r^2 distribution, and thereby increase the storage lifetime. Moreover, because of Coulomb repulsion between the ions (especially near the turning points in the mirrors) and the radial mixing induced by the mirror, we can expect that transverse cooling will also affect the longitudinal velocity distribution.

Acknowledgements

This work was supported in part by the Israel Science Foundation. Laboratoire Kastler Brossel is Unité Mixte de Recherche du CNRS no. 8552, of the Physics Département of Ecole Normale Supérieure and Université Pierre et Marie Curie.

References

[1] W. Paul, H. Steinwedel, Z. Naturforsch A 8 (1953) 448.
[2] For a review on ion trapping, see Phys. Scripta T59 (1995), and Proceedings of the Conference on Trapped Charged

Particles and Fundamental Interactions, J. Phys. B 36 (3,5) (2002).
[3] D. Zajfman, et al., Phys. Rev. A 55 (1997) 1577.
[4] M. Dahan, et al., Rev. Sci. Instrum. 69 (1998) 76.
[5] R. Wester, K.G. Bhushan, N. Alstein, D. Zajfman, O. Heber, M.L. Rappaport, J. Chem. Phys. 110 (1999) 11 830.
[6] K.G. Bushan, H.B. Pedersen, N. Alstein, O. Heber, M.L. Rappaport, D. Zajfman, Phys. Rev. A 62 (2000) 012504.
[7] A. Wolf, K.G. Bhushan, I. Ben-Itzhak, N. Alstein, D. Zajfamn, O. Heber, M.L. Rappaport, Phys. Rev. A 59 (1999) 267.
[8] L. Knoll, K.G. Bhushan, N. Alstein, D. Zajfman, O. Heber, M.L. Rappaport, Phys. Rev. A 60 (1999) 1710.
[9] A. Diner, et al., Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 063402.
[10] A. Naaman, et al., J. Chem. Phys. 113 (2000) 4662.
[11] H.B. Pedersen, D. Strasser, S. Ring, O. Heber, M.L. Rappaport, Y. Rudich, I. Sagi, D. Zajfman, Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 055001-1.
[12] S. Goldberg, D. Strasser, O. Heber, M.L. Rappaport, A. Diner, D. Zajfman, Phys. Rev. A 68 (2003) 043410.
[13] S.P. Møller, Nucl. Instr. and Meth. A 394 (1997) 281.
[14] S.P. Møller, U.V. Pedersen, Phys. Scripta T92 (2001) 105.
[15] U.V. Pedersen, M. Hyde, S.P. Møller, T. Andersen, Phys. Rev. A 64 (2001) 012503-1.
[16] K. Hansen, J.U. Andersen, P. Hvelplund, S.P. Møller, U.V. Pedersen, V.V. Petrunin, Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 123401.
[17] F. Hillenkamp, et al., Anal. Chem. 63 (1991) 1193A.
[18] H.B. Pedersen, D. Strasser, O. Heber, M.L. Rappaport, D. Zajfman, Phys. Rev. A 65 (2002) 042703.
[19] L.K. Johnson, R.S. Gao, C.L. Hakes, K.A. Smith, R.F. Stebbings, Phys. Rev. A 40 (1989) 4920.
[20] SIMION, Version 6.0, Ion Source Software (http://www.srv.net/~klack/simion.html).
[21] G.J. Lockwood, Phys. Rev. A 2 (1970) 1406.

Annexe II: Expérience FOCAL au GSI

Présentation de l'expérience

Dans cette partie je présente un rapport d'activité concernant l' expérience FOCAL (Focussing Compensated Assymetric Laue Spectrometer) qui a eu lieu en Mars 2006 dans l'anneau de stockage ESR au GSI à Darmstadt. J'ai participé dans ce travail à la construction et au montage du nouveau spectromètre FOCAL et aux mesures qui ont été faites. Dans cette expérience on fait interagir un faisceau d'ions $Pb^{82}+$ à une vitesse correspondant à $\beta = 0.59$ avec un faisceau gazeux. L'objectif de cette expérience est la détermination du Lamb Shift 1s dans les ions lourds à 1 électron par spectroscopie haute résolution de la transition Lyman-α correspondante. La figure 1 du rapport d'activié montre un schéma du dispositif expérimental. Un nouveau spectromètre FOCAL a été installé, les deux spectromètres jumeaux sont placés perpendiculairement au faisceau d'ions et font face à la source des rayon X. Des détecteurs basses températures sont placés à un angle de 150 degrés par rapport à la source. Dans des campagnes de mesures précédentes chacun des composants du système a été testé séparémment. Maintenant, le dispositif complet a été utilisé ensemble pour la première fois afin d'obtenir les premières données pertinentes. Le rapport d'activité qui suit présente les résultats les plus importants, une analyse plus détaillé étant encore en cours.

Accurate X-Ray Spectroscopy with FOCAL*

H.F. Beyer[†1], D. Attia[2], D. Banaś[3], K. Beckert[1], J. Bojowald[4], F. Bosch[1], S. Chatterjee[1], J.-Cl. Dousse[5], E. Förster[6], A. Gumberidze[1], S. Hagmann[1], S. Heß[1], J. Hoszowska[7], P. Indelicato[2], P. Jagodziński[3], H.-J. Kluge[1], Chr. Kozhuharov[1], E.-O. Le Bigot[2], D. Liesen[1], X. Ma[8], B. Manil[9], I. Mohos[4], F. Nolden[1], M. Pajek[3], U. Popp[1], D. Protić[4], R. Reuschl[1], J. Rzadkiewicz[1], A. Simon[10], A. Simionovici[11], J. Slachetko[5], U. Spillmann[1], Z. Stachura[10], M. Steck[1], Th. Stöhlker[1], S. Tachenov[1], M. Trassinelli[1], A. Warczak[10], O. Wehrhan[6], and E. Ziegler[7]

[1]GSI, Darmstadt, Germany; [2] Lab. Kastler Brossel, Université P. et M. Curie, Paris, France; [3]AS, Kielce, Poland; [4]Institut für Kernphysik, FZ Jülich, Germany; [5]Université Fribourg, Switzerland; [6]Inst. für Optik und Quantenelektronik, F. Schiller-Universität, Jena, Germany; [7]ESRF, Grenoble, France; [8]Institute of Modern Physics, Lanzhou, China; [9]CIRIL-GANIL, rue Claude Bloche, Caen, France; [10]Institute of Physics, Jagiellonian University, Cracow, Poland; [11]Laboratoire de Sciences de la Terre, ENS, Lyon, France

The twin crystal-spectrometer assembly, Bi-FOCAL, operated in the FOcusing Compensated Asymmetric Laue geometry [1] has been arranged for accurate x-ray spectroscopy at the ESR gas jet as schematically depicted in figure 1. The goal of this experiment, conducted in a joint effort with the development of suitable calorimetric low-temperature detectors [2] is the measurement of the $1s$ Lamb shift in a heavy one-electron ion as a test of QED in the domain of strong fields.

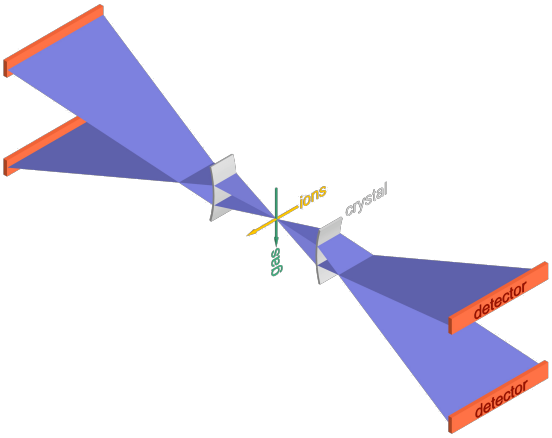


Figure 1: The Bi-FOCAL crystal spectrometer arrangement at the ESR gas jet.

In March 2006 the two kinds of spectrometers were successfully operated together during a beam time using bare Pb^{82+} ions in the ESR at a velocity corresponding to $\beta \approx 0.59$. In this run one of the FOCAL spectrometers was equipped with a new two-dimensionally position-sensitive Ge strip detector [3]. The latter has a 250 μm $\times$ 1167 μm pitch structure where the fine strips were oriented horizontally, *i.e.* perpendicular to the dispersive direction. It was demonstrated that the newly developed crystal optics [4] in concert with the position sensitive detector can cope with the low count-rate situation encountered. Background could be effectively reduced, *first* by proper shielding facilitated by the existence of a polychromatic focus and *secondly* by making use of the time and energy resolving capabilities of our detectors.

Figure 2 shows a two-dimensional image of the Lyman-$\alpha_{1,2}$ doublet of hydrogen like Pb^{81+}. The slanted lines observed for the first time are the experimental proof of the underlying x-ray-optical design. This way spectral resolving power can be retained also for fast moving sources. Coming in pairs the x-ray optics will provide Doppler cancellation capabilities. To take full advantage of these features for the next run, a second 2D detector is presently under construction. Further improvements concentrate on the long-term mechanical stability of the system required for the high accuracy demanded.

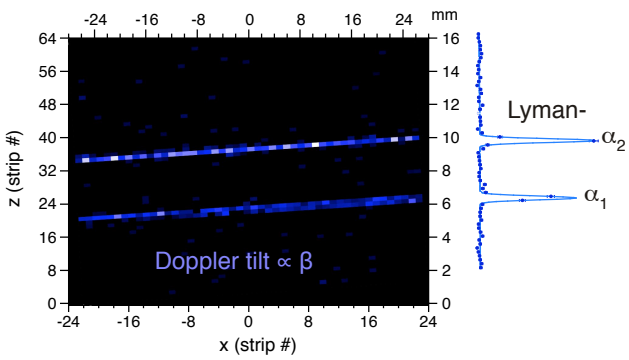


Figure 2: Lyman-α doublet of Pb^{81+} recorded with the new 2D Ge strip detector.

We thank W. Brüchle and the Institut für Kernchemie in Mainz and B. Lommel, B. Kindler and the GSI target lab for helping with the preparation of calibration sources and for the assistence in glueing our silicon crystals.

References

[1] H. F. Beyer, Nucl. Instrum. Methods. A**400** (1997) 137.

[2] P. Egelhof *et al.*, this scientific report.

[3] D. Protić *et al.* IEEE Trans. Nucl. Sc. **52** (2005) 3194.

[4] H.F. Beyer *et al.*, Spectrochimica Acta **B 59** (2004) 1535.

* Work supported by EU, Marie Curie Fellowship Programme IHP under contract number HPMT-CT-2000-00197 and EURONS contract No. 506065. D. Banas acknowledges the support by the Polish Ministry of Education and Science under Grant No. 1P03B00629.

† h.beyer@gsi.de

Annexe III: Schéma électronique des hautes tensions et des intérrupteurs à l'entrée du piège

Le schéma à la fin de cette annexe, est le schéma électronique des hautes tensions et des intérrupteurs à l'entrèe du piège. La conception et la réalisation de l'ensemble a été effectuée dans le laboratoire Kastler Brossel par Jean-Pierre Okpisz et Brigitte Delamour. On utilise dans ce montage 5 hautes tension Ultravolt 10A24P-156M et 5 commutateurs haute tension HTS 81-12-B.

Description des commutateurs et des alimentations haute tension

L'alimentation HT Ultravolt 10A24P-156M est une série avec sortie positive unipolaire non isolée variable de 0V à 10KV. Un câble HT en silicone est utilisé en sortie. La sortie de test de tension utilise un diviseur de tension de 750M/806k. On peut lire le courant de sortie en mesurant la tension entre le pin 3 et 5. La température tolérée est de -40 à 65°C.

Le module (HTS 81-12-B) commutateur HT est un Mosfet rapide il est commandé par un signal positif allant de 3V à 6V. Alimenté en +5V, le temps de fermeture peut être réglable entre 250ns et l'infini par la largeur de l'impulsion du contrôle. Un circuit de surveillance permet de prévenir tout dépassement de la fréquence ou de la température autorisées. Le switch est éteint immédiatement dans le cas ou les conditions d'utilisation ne sont pas respectées ou tout disfonctionnement, un signal d'erreur est généré (TTL).

Chaque ensemble alimentation-commutateur peut être ajusté et commuté indépendamment. Les alimentations (Ultravolt type : 10A24P-15-M) peuvent être ajustées (sur la broche 6 : Remote adjust input) par

l'application d'une tension de référence extérieure. Cette tension (comprise entre 0 et 5V) peut être fournie soit à l'aide d'un potentiomètre (50 Kohms branchés sur la broche 7 : $+5V$ référence output), soit via l'interface Labview (la tension issue de l'ordinateur étant écrêtée par une diode zener 3,9V, afin de limiter l'excursion de la tension de sortie des alims HT à 8000V). Un interrupteur permet de sélectionner l'origine de la tension d'ajustement : soit le potentiomètre ou soit l'interface Labview. La broche 9 (Eout Monitor) des alimentations HT fourni une tension image (1/1000ième) de leur tension de sortie, grâce à un pont diviseur résistif interne. Néanmoins, cette tension n'est exacte que si on branche une résistance de charge de 10Mohms (celle d'un voltmètre) sur la broche 9 ; ce n'était pas le cas avec les afficheurs utilisés pour visualiser les tension de sortie des alimentations. On a donc été amené à rajouter des amplificateurs suiveurs (TLC2201) afin d'adapter les impédances, (Les afficheurs Datel DMS-40PC-2-RS , de 4,5 digits, permettent de mesurer les tensions des alim HT au volt près).

Performances

Les commutateurs (Behlke HTS8-1) peuvent commuter jusqu'à 8000 volts avec un temps de montée de 100ns. Leur courant de sortie élevé permet de charger rapidement les capacités parasites des fils de connexion et des électrodes. En théorie, le commutateur peut fournir jusqu'à un courant de 30A pendant 10 μs, avec une résistance de 50 ohms en position "On". En pratique, on a placé une résistance de $1Kohms/6W$ en série avec chaque commutateur. Ainsi, ce courant crête a une valeur moindre, cela limite les risques d'oscillation LC parasite en sortie. Le courant en sortie des commutateurs atteint environ 1 A pour 6000V et pour une capacité parasite de 100 pF, avec un temps de montée de 600ns.

Avec une sonde haute tension, on observe en effet une montée de l'ordre de 100 ns par KV, soit 600 ns pour 6000 V. Lors de la fermeture des commutateurs, l'énergie est fournie par des capacités tampon de 0,5 $\mu F/10KV$ (LCSM) (les alimentations ne pouvant fournir que 1,5mA), de sorte que le commutateur puisse transmettre une puissance instantanée de 6 kW. Certaines des résistances de 1 Kohms (en série avec les tensions les plus élevées) ont d'ailleurs été surdimensionnées à une puissance de 50 watts, sans quoi elles étaient détériorées lorsqu'on montait la fréquence de commutation à plus de 200Hz (la limite étant de 400Hz).

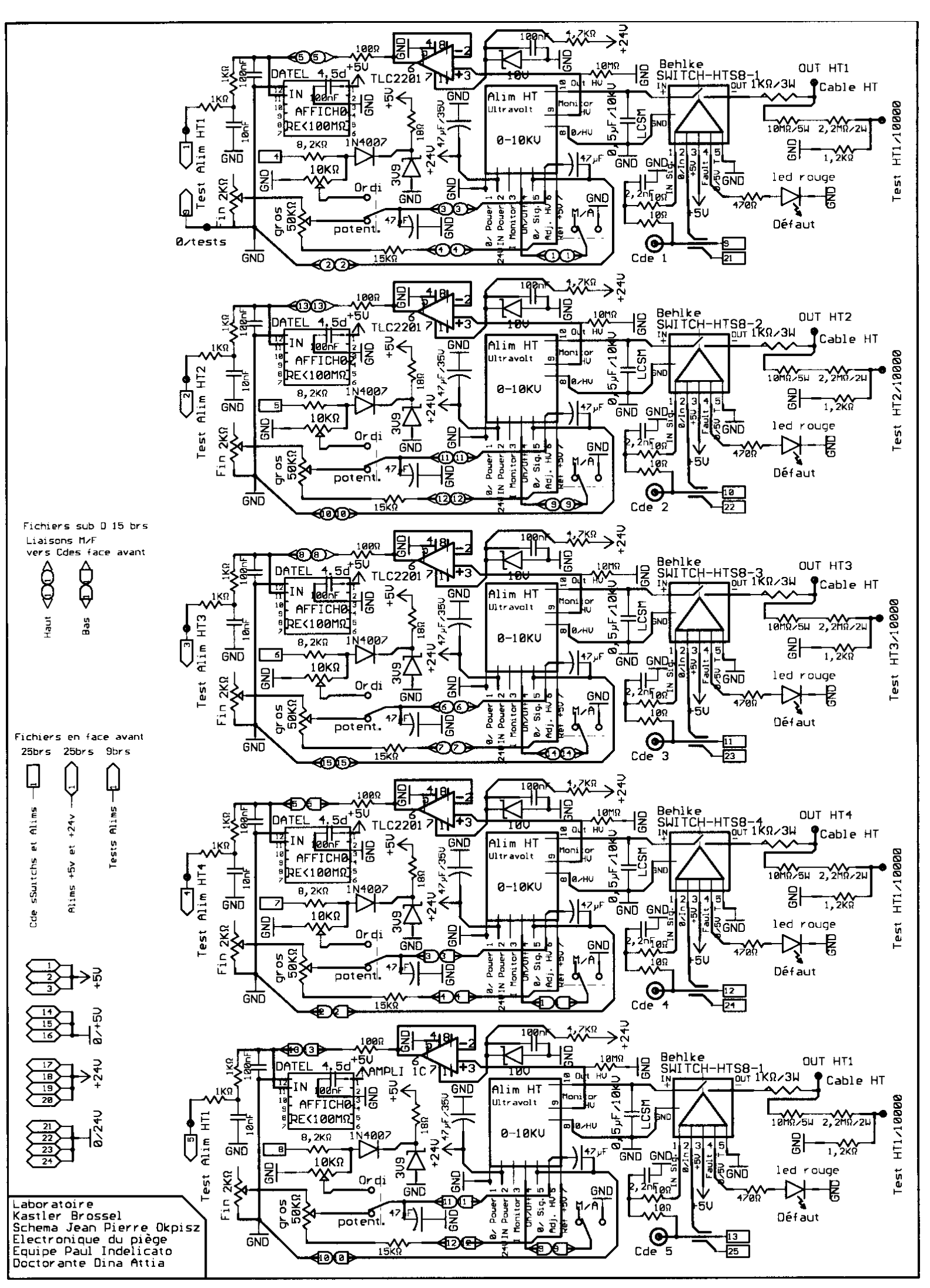
Montage de l'ensemble

Les inductances parasites des connections (de l'ordre de 2 μH pour 2 mètres) en sortie des commutateurs ont été neutralisées par un enroulement de fil de masse autour de chaque fil HT. On n'observe pas d'oscillations parasites au niveau des électrodes avec la sonde de test HT. Les commutateurs peuvent être commandés par un signal TTL appliqué sur une BNC sur la face avant, ou sinon par l'interface Labview.

Des ponts diviseurs 1/10000 permettent de tester les tensions de sortie des arrière sur la face arrière du coffret. D'autres points de tests branchés sur les amplificateurs adaptateur d'impédance (TLC2201) permettent de vérifier les niveaux des tensions des alimentationss HT, les signaux sont ensuite envoyé vers l'interface Labview.

Les commutateurs ont été placés sur deux étages dans un coffret de taille minimale (279x 222x 432) (h221.5mm Radiospares). Sur chaque étage, les commutateurs sont isolés par des plaques de nylon de 5mm d'épaisseur, elles même supportées par des plans de masse, sous forme de plaque aluminium de 3mm, afin de minimiser le rayonnement électromagnétique des commutateurs et d'accroître leur rapidité. Les alimentations et les commutateurs sont eux-mêmes blindés et reliés au plan de masse et au coffret. Les 5 câbles HT de 2m effectuant les connections entre le coffret et les électrodes du piège sont chacun blindé par un fil de masse enroulé autour (à un tour tous les 10cm). Le coffret et les 5 fils de masse sont reliés à la terre et à la masse du piège. Une plaque de nylon de 1cm d'épaisseur placée à l'intérieur du coffret sur la face arrière supporte des cosses (fixées par vis de 5mm) et permet de fixer les connections, les fils HT de sortie et les résistances reliées à la haute tension. L'isolement réalisé avec le nylon et les câbles HT est supérieur à 50KV. Les liaisons entre les cmmutateurs et la face avant du coffret ont été réalisées par l'intermédiaire de connecteurs, afin que l'ensemble soit facilement démontable.

Deux ventilateurs, placés sur le capot supérieur du boitier des hautes tensions, refroidissent les alimentations et les commutateurs. Des blocs alimentations extérieurs de 24V et 5V fournissent les tensions d'entrées des alimentations HT et des commutateurs.


Fichiers sub D 15 brs
Liaisons M/F
vers Cdes face avant
Haut
Bas
Fichiers en face avant
25brs
25brs
9brs
Cde sSwitchs et Alims
Alims +5v et +24v
Tests Alims
+5V
0/+5V
+24V
0/24V
Laboratoire
Kastler Brossel
Schema Jean Pierre Okpisz
Electronique du piège
Equipe Paul Indelicato
Doctorante Dina Attia
DATEL 4,5d
TLC2201
AMPLI IC
AFFICHO
RE<100MΩ
Alim HT
Ultravolt
0-10KV
Behlke
SWITCH-HTS8-1
SWITCH-HTS8-2
SWITCH-HTS8-3
SWITCH-HTS8-4
OUT HT1
OUT HT2
OUT HT3
OUT HT4
Cable HT
Test HT1/10000
Test HT2/10000
Test HT3/10000
Test HT4/10000
Test Alim HT1
Test Alim HT2
Test Alim HT3
Test Alim HT4
Fin 2KΩ
gros 50KΩ
potent.
Ordi
0/tests
1N4007
LCSM
led rouge
Défaut
Cde 1
Cde 2
Cde 3
Cde 4
Cde 5
GND

Annexe IV: Schéma électronique du préamplificateur de charge JPO3

Le schéma à la fin de cette annexe est le schéma électronique du préamplificateur de charge utilisé pour amplifier le signal induit sur le pickup du piège. La conception et la réalisation de l'ensemble a été effectuée dans le laboratoire Kastler Brossel par Jean-Pierre Okpisz et Brigitte Delamour.

L'amplificateur FET haute impédance présente un bruit relativement faible grâce aux qualités du transistor d'entrée : un transistor à effet de champ (JFET 2N4416, canal N, 400MHz, à boitier métallique, relié à la masse). On observe 0,1 Vcc de bruit en sortie (Néanmoins, une partie du bruit correspond au parasitage des champs électromagnétiques ambiants).

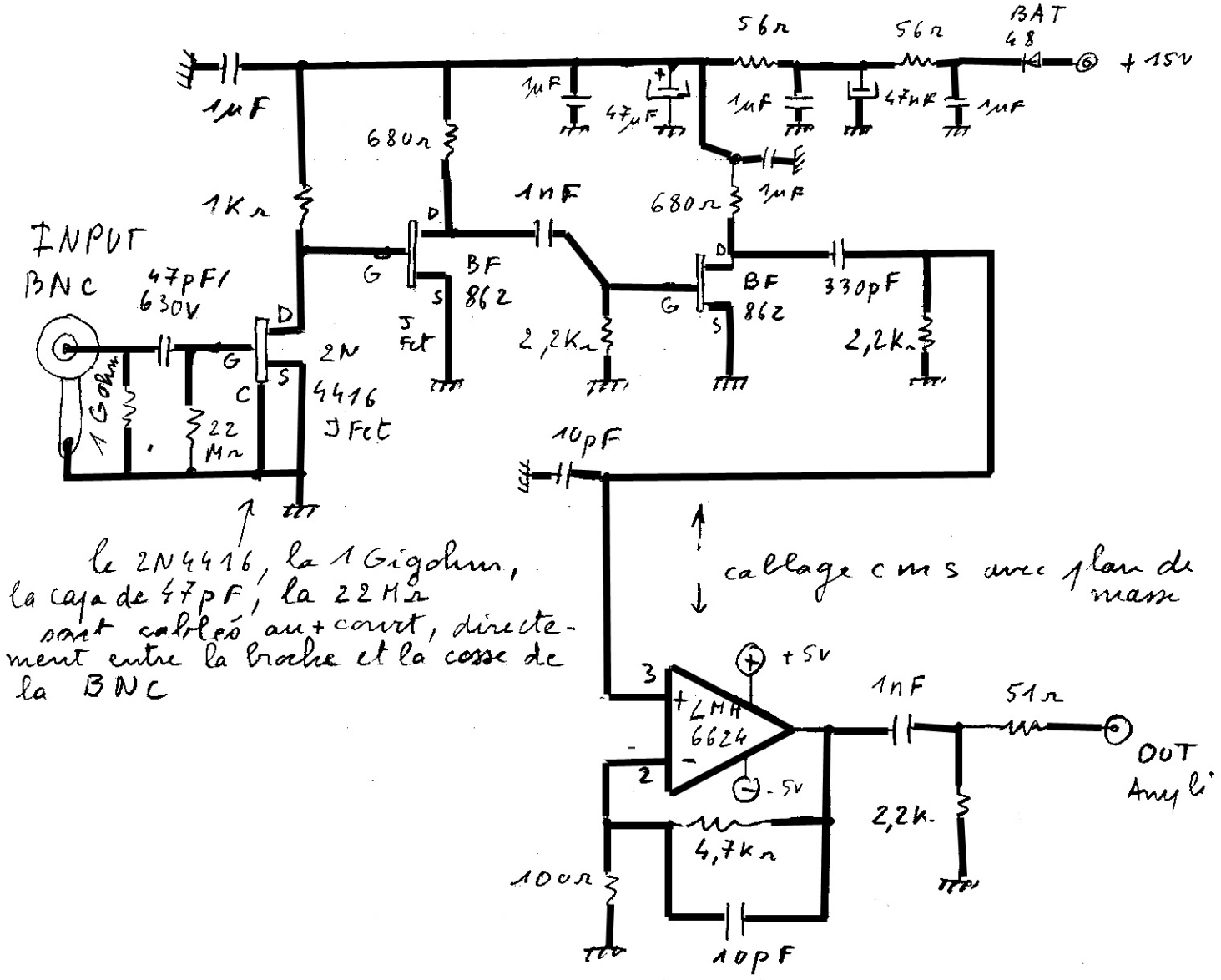
L'impédance d'entrée de l'ampli est de 22Mohms avec une capacité d'entrée parallèle de l'ordre de 3pF(2pFpour le 2N 4416). La capacité d'isolement vis à vis du continu est de 47pF (La capacité d'entrée de l'amplificateur a été minimisée grâce au câblage du transistor et de sa capacité d'isolement au plus prés de la BNC).

L'amplificateur peut admettre une tension continue maximum de 600V sur un Gohm à l'entrée, avec une pente de fluctuation maximale de 10V/ms (ce qui correspondrait à un saut de courant continu d'environ 100nA sur 1 milliseconde, pour une capacité parasite de 10pF sur l'électrode et ses connections, le courant maximal étant de 600nA sur un gigohm. Néanmoins le transistor étant protégé, il peut admettre des courants de quelques dizaines de mA sans destruction).

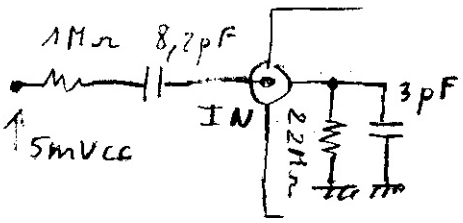
Des filtre RC (passe-haut avec 330pF/2,2Kohms et passe-bas avec 10pF/4,7Kohms) limitent sa bande passante entre 200 KHz et 3 MHz. Compte tenu du bruit en sortie, l'amplificateur peut détecter des courants de l'ordre de 2nA à 1,5MHz. Le gain en tension de l'amplicateur, avec 1 Mohm en série sur l'entrée, est de l'ordre de 40dB à 0,5MHz, et de 26dB à 1,5MHz. Son gain

tension-courant en dynamique est de l'ordre de 60V/p-coulombs. La tension de sortie peut varier entre +/- 4V.

AMPLIFICATEUR FET FAIBLE BRUIT, HAUTE IMPEDANCE, PERFORMANT JPO3
avec un JFET 2N4416 à l'entrée



Si on place une résistance de 1MΩ en série avec 8,2pF à l'entrée de l'ampl, et qu'on injecte 5mV cc à 1,5MHz, on obtient 100mV cc en sortie avec un signal/bruit de 1/2



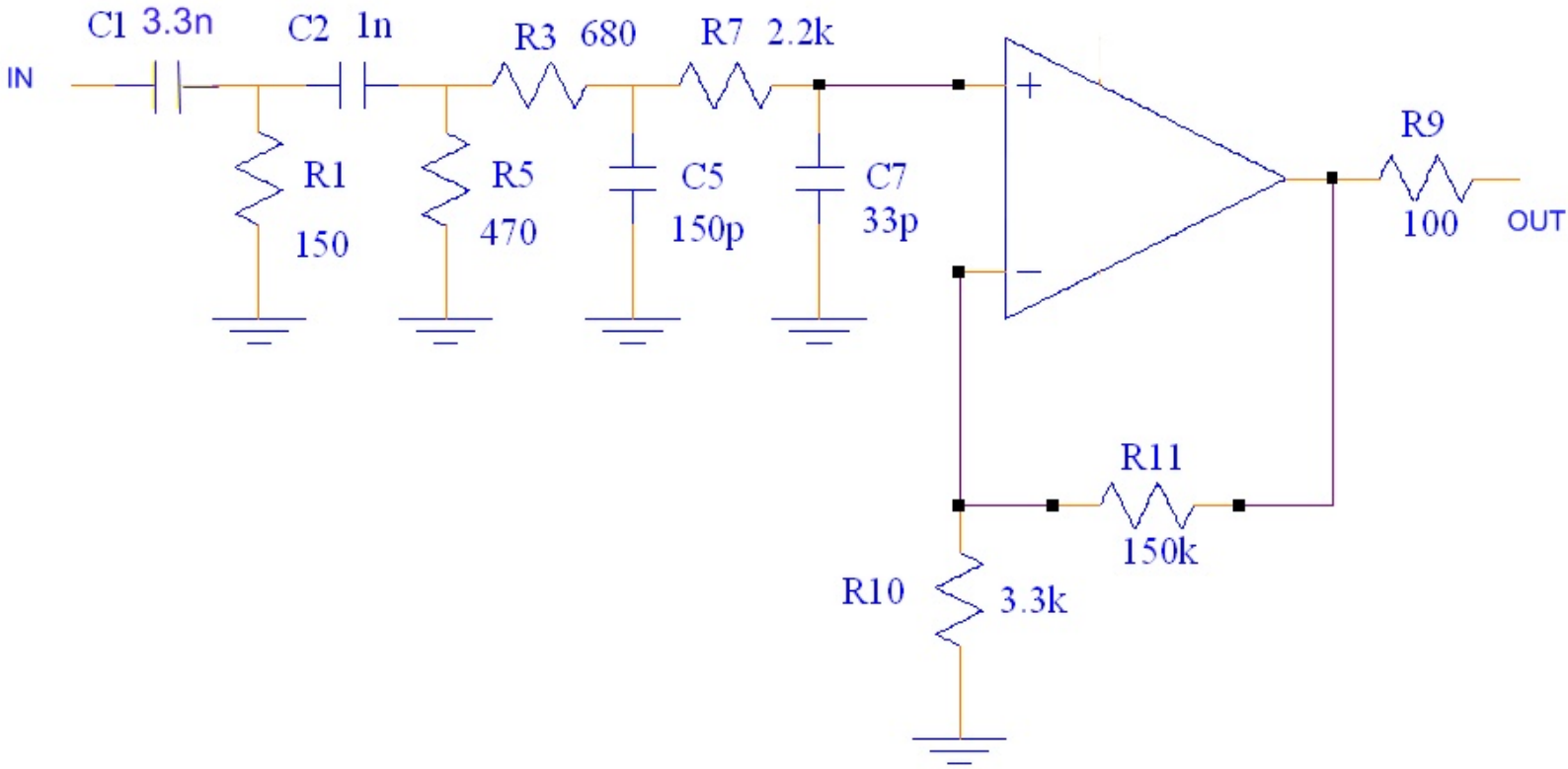
l'ampli peut donc permettre de détecter environ $2\,10^{-9}$ A. à 1,5MHz (le bruit est + faible avec le montage du piège)

Annexe V: Schéma Electronique de l'amplificateur passe bande

Le schéma dans la page suivante est le schéma électronique de l'amplificateur passe bande utilisé pour amplifier et filtrer le signal issu du préamplicateur JPO3. La conception et la réalisation de l'ensemble a été effectuée dans le laboratoire Kastler Brossel par Jean-Pierre Okpisz et Brigitte Delamour.

L'amplificateur passe bande est constitué de 4 filtres RC (deux passe-haut suivit de deux passe-bas) permettant de délimiter deux fréquences séparées (plus de 0,2MHz pour les passe-haut et moins de 2MHz pour les passe-bas), avec un plat entre les deux et des pentes de 12dB/octave. Le signal est ensuite amplifié avec un amplificateur rapide (Lm7171), le gain global étant de 25dB.

Amplificateur Passe Bande 0.2 à 2 MHz et G=18

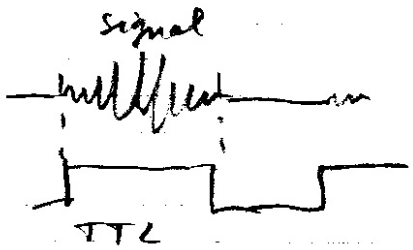


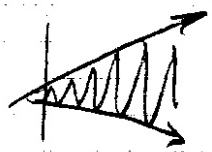
Annexe VI: Schéma Electronique du modulateur de signal radiofréquence

Le schéma dans la page suivante est le schéma électronique de la radiofréquence que l'on applique sur l'électrode V5 du piège pour synchroniser les ions afin de limiter la diffusion du paquet d'ions. La conception et la réalisation de l'ensemble a été effectuée dans le laboratoire Kastler Brossel par Jean-Pierre Okpisz et Brigitte Delamour.

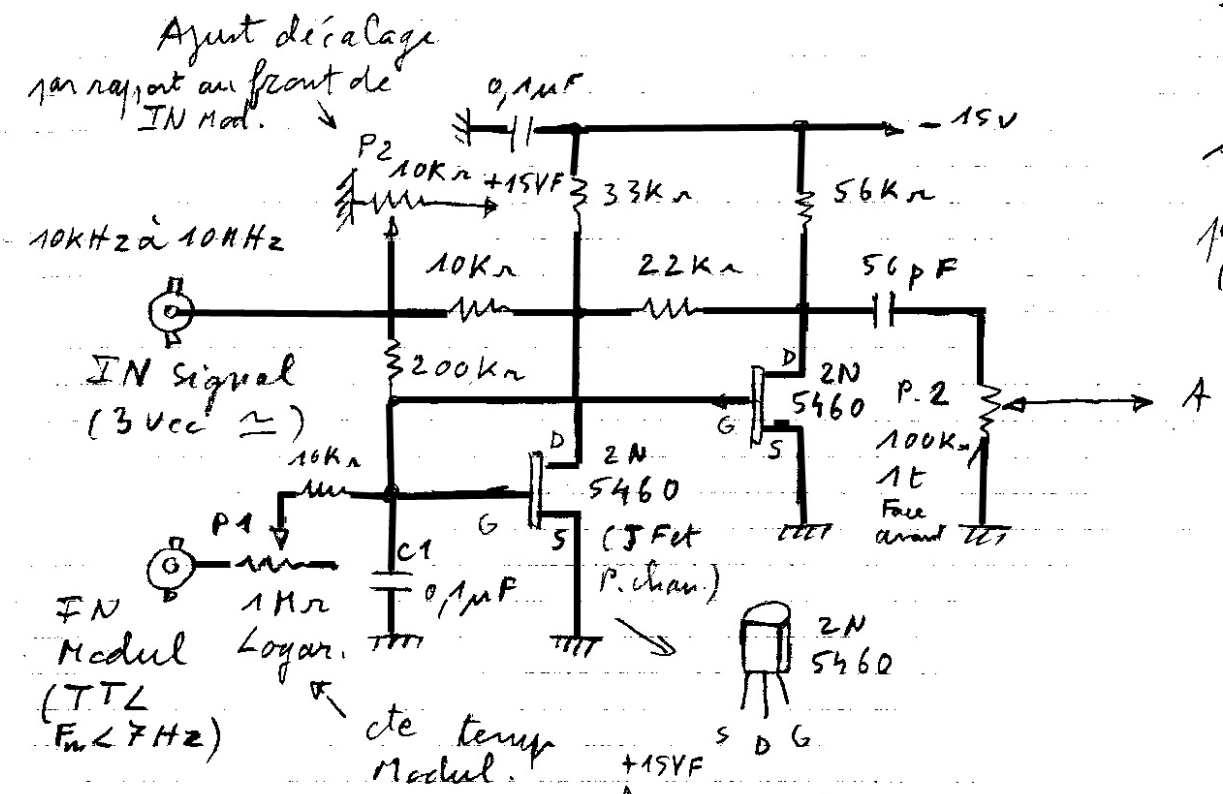
Le modulateur d'amplitude d'un signal RF peut moduler un signal sinusoïdal dans une plage comprise entre 10KHz et 10MHz. Il utilise la variation de résistance drain-source d'un transistor FET canal P, en fonction de sa tension gate-source ; la variation de la résistance drain-source de ce transistor modifie ensuite la valeur du pont diviseur avec la résistance de 10Kohms sur l'entrée IN signal. Avec un FET canal P, plus la tension gate-source est élevée, plus sa résistance drain-source augmente et donc dans le cas de ce modulateur, plus le signal de sortie s'accroît en amplitude. Le signal TTL de modulation fait donc varier la tension gate-source d'un transistor FET 2N5460 selon une constante de temps déterminée par la résistance du potentiomètre P1 et la capacité d'entrée C1 (on peut faire varier la pente de modulation en faisant varier P1 ou C1). Il serait possible d'augmenter la fréquence de fonctionnement en diminuant C1, P1, et la resistance de 10Kohms sur l'entrée du signal.

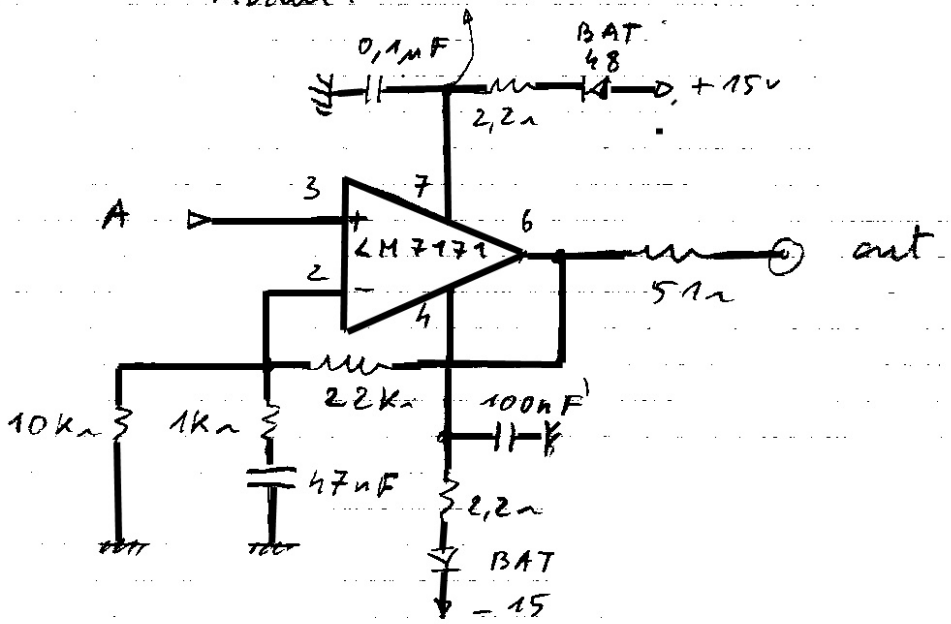
MODULATEUR D'AMPLITUDE D'UN SIGNAL ENTRE 10kHz et 10MHz





pente ajustable (jusqu'à 20ms) selon C1





Liste des figures

1.1 Représentation schématique du fonctionnement des sources ECR 16

1.2 Modification du vecteur vitesse par le champ électrique. Schéma issu de la Thèse de N. Adrouche [1]. 17

1.3 Haut: Champ axial le long de la source ECR. Bas: Lignes du champ magnétique dans la source. 18

1.4 Gauche:Vu de profil de l'hexapôle d'une source ECR et de ses lignes de champ. Droite: Image du plasma à l'intérieur de la chambre de la source 19

1.5 Forme du potentiel du plasma le long de l'axe radial. Schéma issu de la thèse de M. Trassinelli [36]. 20

1.6 Source ECR SuperNanogan fonctionnant à 14,5 GHz avec un rapport miroir d'environ 2,4 et une tension d'extraction pouvant aller jusqu'à 34kV 21

1.7 Représentation schématique de la source SIMPA. Schéma issu de la thèse de N. Adrouche [1]. 22

1.8 Représentation schématique de la source SIMPA. Schéma issu de la thèse de N. Adrouche [1]. 23

1.9 Propagation des micro-ondes du cube en cuivre jusqu'à la chambre plasma. Les micro-ondes sont représentées en jaune-vert. . . 24

1.10 Principe de fonctionnement d'un klystron : Un faisceau d'électrons modulé en vitesse par un faible signal RF rémet un signal RF beaucoup plus important 25

1.11 Ligne de transport du faisceau qui a servit à la caractérisation des performances de la source à 14 kV avec une chambre plasma en cuivre 26

1.12 Spectre en états de charge de l'Argon obtenu avec une puissance HF de 400W à 14 kV. Schéma issu de la thèse N. Adrouche [1]. 29

1.13 Détection de l'ion Ar^{17+} avec le détecteur à photons X placé dans la chambre d'interaction à 14 kV. Schéma issu de la thèse N. Adrouche [1]. 30
1.14 Spectre en états de charge du Krypton obtenu avec une puissance HF de 400W à 14 kV. Schéma issu de la thèse N. Adrouche [1]. 31
1.15 Spectre en états de charge de l'Argon obtenu avec une puissance HF de 72W à 4.2 kV et une chambre plasma en aluminium. . . 32
1.16 Spectre en états de charge du Krypton obtenu avec une puissance HF de 146W à 4.2 kV et une chambre plasma en aluminium. . . 32
1.17 Spectre en états de charge du Krypton à 4.2 keV mettant en évidence la présence dans le plasma des différents isotopes du Krypton. 33

2.1 Représentation d'un potentiel dans le cas d'un piège à deux dimensions 37
2.2 Vue schématique d'un piège de Paul tri-dimensionnel 39
2.3 En (a) : diagramme de stabilité pour un piège de Paul 3D dans l'espace (a_u, q_u). En (b): Vue de la première zone de stabilité en fonction du paramètre β. 41
2.4 Représentation schématique idéale de la structure d'un piège de Penning 42
2.5 Trajectoire d'un ion dans un piège de Penning 44
2.6 Résonnateur optique avec des rayons de courbures R_1 et R_2 . . 46
2.7 Coordonnées d'un rayon lumineux 46
2.8 Lentille Einzel cylindrique constitué de trois électrodes de 4 cm de diamètre et de 3 cm de longueur 48
2.9 Lentille Einzel à disques troués de diamètre intérieur 2cm et de diamètre externe 6 cm 48
2.10 Focalisation d'un faisceau d'ions Ar^+ d'énergie cinétique 4.2 keV en appliquant une tension de $3800V$ sur l'électrode centrale . . . 49
2.11 Focalisation d'un faisceau d'ions Ar^+ d'énergie cinétique 4.2 keV en appliquant une tension de $4600V$ sur l'électrode centrale . . . 49
2.12 Longueur focale de la lentille en fonction de la tension appliquée sur la lentille Einzel pour des ions d'une énergie de 4.2 keV. . . 50
2.13 Représentation schématique du piège mettant en évidence les deux miroirs électrostatiques, les deux lentilles Einzel et la zone sans champ du piège 51
2.14 Potentiel électrostatique généralisé 1D U_n avec $n = 2.3$ et n=0.6 55
2.15 $\alpha(n, E = 4.2keV)$ pour $d = 0$ et $d = 140$ mm 56

3.1 Espace des phases stables. Cette simulation a été effectuée pour des ions Ar^{10+} à une énergie de 4.2 keV par charge, le piège fonctionnant dans un mode de diffusion avec $V_1 = 6500$ V et $V_z = 3200$V. 61
3.2 Espace des phases stables. Ces simulations ont été effectuées pour des ions Ar^{10+} à une énergie de 4.2 keV par charge, le piège fonctionnant dans un mode de synchronisation avec $V_1 = 4500$ V et $V_z = 4000$V. 62
3.3 Evolution temporelle de l'espace des phases transverses (Y, V_y) au milieu du piège en fonction du nombre d'oscillation n. Ces simulations ont été effectuées pour des ions Ar^{8+} à une énergie de 4.2 keV par charge, le piège fonctionnant dans un mode de diffusion avec $V_1 = 6500$ V et $V_z = 3200$V. 63
3.4 Section de Poincaré de l'espace des phases transverses (Y, V_y) au milieu du piège pour les 100 premières oscillations. Ces simulations ont été effectuées pour des ions Ar^{10+} à une énergie de 4.2 keV par charge, le piège fonctionnant dans un mode de diffusion avec $V_1 = 6500$ V et $V_z = 3200$V. 64
3.5 Section de Poincaré de l'espace des phases transverses (Y, V_y) au milieu du piège pour les 100 premières oscillations. Ces simulations ont été effectuées pour des ions Ar^{10+} à une énergie de 4.2 keV, le piège fonctionnant dans un mode de synchronisation avec $V_1 = 4500$ V et $V_z = 4000$V. 64
3.6 Section de Poincaré de l'espace des phases transverses (Y, V_y) au milieu du piège pour les 100 premières oscillations. Ces simulations ont été effectuées pour des ions Ar^{+} à une énergie de 4.2 keV, le piège fonctionnant dans un mode de diffusion avec $V_1 = 6500$ V et $V_z = 3200$V. 65
3.7 Section de Poincaré de l'espace des phases transverses (Y, V_y) au milieu du piège pour les 100 premières oscillations. Ces simulations ont été effectuées pour des ions Ar^{+} à une énergie de 4.2 keV, le piège fonctionnant dans un mode de synchronisation avec $V_1 = 4500$ V et $V_z = 4000$V. 65
3.8 Diagramme de stabilité pour un résonateur optique constitué de deux miroirs de rayon de courbure R_1 et R_2 et séparé par une distance L. La zone de stabilité est la région en bleu sur le diagramme. 67
3.9 Efficacité de piégeage **en mode de synchronisation** en fonction de la tension de focalisation V_z pour pour l'Ar^{10+}, l'Ar^{9+} et l'Ar^{8+} à 4.2 keV. Les tensions appliquées sont les suivantes $(V_1, V_2, V_3, V_4, V_z) = (\mathbf{4500}, 4850, 3250, 1650, V_z)$ V. 68

3.10 Efficacité de piégeage **en mode de diffusion** en fonction de la tension de focalisation V_z pour pour l'Ar^+ à 4.2 keV. Les tensions appliquées sont les suivantes $(V_1, V_2, V_3, V_4, V_z) = (\mathbf{6500}, 4850, 3250, 1650, V_z)$ V 68
3.11 Histogramme des temps d'arrivée des 300 ions à chaque fois qu'ils passent au milieu du piège. Simulation effectuée pour des ions Ar^{10+} avec $V_z = 4000$V. 69
3.12 Fréquence longitudinale en fonction de la tension Einzel V_z.Simulations effectuées pour des ions Ar^{11+}, Ar^{10+}, Ar^{9+}, Ar^{8+} à une énergie de 4.2 keV par charge, le piège fonctionnant dans un mode de synchronisation avec $V_1 = 4500$ V. 70
3.13 Position transversale Y en fonction du temps de vol pour des ions l'Ar^+ avec différentes conditions transverses initiales, $(Y(0) = 0.5\ mm$ et $V_y(0) = 0.2\ mm/\mu s)$ en rouge, $(Y(0) = 0.5\ mm$ et $V_y(0) = 1\ mm/\mu s)$ en bleu et $(Y(0) = 0.5\ mm$ et $V_y(0) = 1.7\ mm/\mu s)$ 72
3.14 On modélise le piége par deux paires d' électrodes soumises respectivement au potentiel V_0 et V_1, les deux paires sont disposées de maniére symétrique par rapport à l'axe de $(0x)$ 73
3.15 Potentiel électrostatique obtenu avec le modèle développé 76
3.16 Potentiel électrostatique dans le piège obtenu avec le logiciel simion 77

4.1 Ligne de transport des ions de la source ECR SIMPA au piège à ions électrostatique. 80
4.2 Vue en trois dimensions des déflecteurs électrostatiques situés après le dipôle magnétique. Les électrodes ont une longueur de 6 cm et une largeur de 4 cm. On applique une tension sur ces électrodes à travers des passages BNC ultra-vide. 81
4.3 Vue de face d'un jeu de fentes permettant de réduire la taille du faisceau. La position de chacune des fentes peut être modifiée grâce à des manipulateurs ultra-vides, le réglage de la position de ces fentes peut se faire avec une précision de l'ordre du dixième de millimètre. 81
4.4 Schéma de la ligne de transport des ions après le dipôle magnétique et montrant le système de pompage. 82
4.5 Photo du piège à ions électrostatique 83
4.6 Image 3D du piège à ions électrostatique. Les électrodes du piège sont notées $V1, V2, V3, V4, V_z$. Trois colonnettes maintiennent entre elles les électrodes de chaque miroir. Quatre colonnes relient les deux miroirs entre eux 83

4.7 Schéma du piège à ions mettant en évidence les miroirs d'entrèe et de sortie du piège. 84
4.8 Pickup segmenté 85
4.9 Ensemble permettant de relier les électrodes du piège au alimentations hautes tensions : a) Passage ultravide supportant jusqu'à 12kV, b) fil en acier inoxydable, c) câble non coaxial, d) connecteurs en cupro-béryllium 86
4.10 Représentation schématique de l'interface de contrôle. La valeur des hautes tensions est commandée par le module FieldPoint FP-A0-210 avec une résolution de 3V et est contrôlée par le module FieldPoint FP-AI-112 avec une résolution de 10V. Des tensions symétriques sont appliquées à l'entrée et à la sortie du piège. . . 87
4.11 Schéma de principe du fonctionnement du hâcheur de faisceau . 88
4.12 Signaux de contrôle du piège : en rose, signal du hâcheur de faisceau, en bleu, signal TTL de contrôle des interrupteurs du piège. La durée t_p du pulse du hâcheur peut varier de 200 ns à 5 μs. Le retard entre la créaton du paquet d'ions et la fermeture du piège est noté t_r, ce temps peut varier de 0 à 10 μs. 89
4.13 Chaîne d'acquistion: le paquet d'ions passe par le pickup induit une charge image qui est amplifiée par un amplificateur de charge, ce signal passe ensuite par un amplificateur qui est couplé à un filtre passe-bande. Le signal est visualisé sur un oscilloscope LeCroy et enregistré pendant 10 à 100 ms selon le temps de piégeage. On calcule la transformée de Fourier rapide du signal (FFT) avec le programme FIT-TRAP 90
4.14 Signal induit par un paquet d'ions Ar^{10^+} d'une énergie de 4.2 keV par charge, avec $(V_1, V_2, V_3, V_4, V_z) = (4530, 4850, 3250, 1650, 4000)$ V 92
4.15 Largeur temporelle du paquet d'ions Ar^{10^+} en fonction du nombre d'oscillations 93
4.16 Surface des pics positifs de la courbe expérimentale d'ions Ar^{10^+} en fonction du nombre d'oscillations 94
4.17 Signal induit par un paquet d'ions Ar^{8^+} d'une énergie de 4.2 keV par charge. On observe des méta-oscillations. Une radiofréquence a été utilisée pour garder les ions synchronisés plus longtemps (voir le paragraphe intitulé "Rajout d'un champ radiofréquence"). 95
4.18 Signal induit par un paquet d'ions Ar^{8^+} d'une énergie de 4.2 keV par charge. On observe des méta-oscillations. 96
4.19 Signal induit par un paquet d'ions Ar^{8^+} d'une énergie de 4.2 keV par charge. Les méta-oscillations ne sont pas observées. 97

4.20 Signal induit par un paquet d'ions Ar^{9^+} d'une énergie de 4.2 keV par charge. On observe des méta-oscillations. 98
4.21 Efficacité de piégeage en mode de synchronisation en fonction de la tension Einzel V_z pour des ions Ar^{11^+} et Ar^{12^+} avec une énergie de 4.2 keV par état de charge. 99
4.22 Temps de piégeage d'ions Ar^{8+} en fonction du retard t_r entre le moment où l'on crée le paquet d'ions et le moment où l'on ferme le piège. La demi-période d'oscillation des ionsAr^{8+} est de 1.14 μs100
4.23 Temps de piégeage d'ions Ar^{8+} en fonction de la largeur temporelle t_p du paquet d'ions injecté, le retard t_r étant égal à 1.12 μs. 101
4.24 Fréquence d'oscillation des ions en fonction de la tension Einzel V_z pour des ions Ar^{8^+},Ar^{9^+},Ar^{10^+},Ar^{11^+},Ar^{12^+} (symboles pleins). Ces résultats sont à comparer aux simulations (symboles creux) 102
4.25 Fréquence d'oscillation des ions dans le piège en fonction de l'état de charge de l'ion. 103
4.26 Demi-période d'oscillation des ions en fonction du rapport $\sqrt{\frac{m}{q}}$ pour les ions Oxygène, Argon et Krypton. 104
4.27 Temps de piégeage des ions en fonction de la radiofréquence, pour des ions Ar^{8^+}. Les mesures ont été faites en faisant varier la radiofréquence avec un pas de 1kHz. Néanmoins, la figure ne montre que les points pertinents dont nous avons fait l'analyse. 105
4.28 Signal induit sur le pickup pour des ions Ar^{11^+} pour différentes pression dans le piège 106
4.29 Temps vie théorique et expérimental en fonction de la pression dans la chambre du piège pour des ions Ar^{11+} à 4.2 keV. 107
4.30 Spectre magnétique obtenu avec la source SIMPA pour des ions Krypton. 108
4.31 Fréquence d'oscillation en fonction de la tension Einzel V_z pour les différents isotopes de Krypton piégés. 109
4.32 Temps de piégage en fonction de la tension Einzel V_z, le piège fonctionnant dans un mode de diffusion 111

5.1 Diagramme de structure fine du terme fondamental de l'Ar^{13+} boronoïde. 114
5.2 Diagramme de structure fine pour les niveaux P $2s2p$ de l'Ar^{14+} berylliumoïde. 114
5.3 Section efficace de capture d'électron en fonction de l'état de charge q d'après Weinberg et al. [39]. 118
5.4 Schématisation de la transition du modèle classique "Over Barrier". 120

5.5 Comparaison des sections efficaces de capture d'électron calculées avec le modèle de la sphère absorbante et le modèle "Over Barrier". Dans le cas du modèle "Over Barrier", l'atome cible considéré est un atome d'hydrogène. 121
5.6 Taux de neutre évacuant le piège mesuré avec le détecteur MCP pour un courant injecté fort (10^7 ions, courbe du haut) et un courant injecté faible 5×10^6 ions. Ces résultats ont été moyennés sur 100 injections. 124
5.7 Evolution temporelle des populations des ions dans un état excité (courbes en bleu) et dans un état fondamental (courbes en vert) en fonction de la pression dans la chambre du piège. . . . 127
5.8 Nombre de photons en fonction du temps pour différentes pressions dans le piège et 10^6 ions dans le piège à $t = 0$, un taux de métastables $\alpha = 0.3$ et $\delta t = 0.01s$. 128
5.9 Nombre de photons détectés en fonction du temps pour différentes valeurs de α et 10^6 ions dans le piège à $t = 0$ et une pression de 5×10^{-10} mbar. 129
5.10 Nombre photons détectés en fonction du temps pour différentes valeurs du nombre d'ions injectés et un taux de métastables $\alpha = 0.3$ et une pression de 5×10^{-10} mbar. 130
5.11 Nombre de coups mesurés pour l'Ar^{9+} en fonction du temps avec 10^6 ions dans le piège à $t = 0$, un taux de métastables $\alpha = 0.3$ et une pression de 5×10^{-10} mbar. 131
5.12 Nombre de coups mesurés pour l'Ar^{14+} en fonction du temps avec 10^6 ions dans le piège à $t = 0$, un taux de métastables $\alpha = 0.3$ et une pression de 5×10^{-10} mbar. 132
5.13 Dispositif expérimental mis en place pour la détection des états métastables. 133

Liste des tableaux

3.1 Estimation de la fréquence longitudinale f_X, de la fréquence transversale rapide f_{fast} et de la fréquence lente associée f_{slow} . 72

4.1 Tensions appliquées sur les électrodes du piège en fonction du mode de fonctionnement 98
4.2 Etude du rapport τ_{RF}/τ pour des ions Ar^{10^+},Ar^{11^+} et Ar^{12^+} en fonction de la pression dans la chambre du piége. 106
4.3 Comparaison des temps de piégeage expérimentaux τ_{RF} avec les temps de vie théoriques τ_I liés à la capture d'électron en fonction de la pression dans le piège 107
4.4 Tableau récapitulatif des masses et des fréquences d'oscillations des différents isotopes obtenues en effectuant la transformée de Fourier du signal induit sur le pickup et enregistré pendant 10 ms.108

5.1 Tableau présentant les résultats de différentes mesures expérimentales et de différents calculs théoriques pour la transition *M1* de l'Ar^{9+}.115
5.2 Tableau présentant les résultats de différentes mesures expérimentales et de différents calculs théoriques pour la transition *M1* de l'Ar^{13+}.115
5.3 Tableau présentant les résultats de différentes mesures expérimentales et de différents calculs théoriques pour la transition *M1* de l'Ar^{14+}.116
5.4 Probabilité λ_I et temps de vie τ_I lié à la capture d'électron pour différents états de charge d'ions argon et pour différentes pressions dans le piége. 119
5.5 Tableau récapitulatif de nos meilleurs mesures à ce jour moyennées sur 100 injections 123
5.6 Tableau récapitulatif des élèments de la chaîne de détection pour les transitions de l'argon fluoroïde Ar^{9+}, l'argon boronoïde Ar^{13+} et l'argon bérylliumoïde Ar^{14+} 132