



HAL
open science

LA TRANSFORMATION D'ÉTAT DE CHARGE 1+/n+ POUR L'ACCELERATION DES IONS RADIOACTIFS

Nicolas Chauvin

► **To cite this version:**

Nicolas Chauvin. LA TRANSFORMATION D'ÉTAT DE CHARGE 1+/n+ POUR L'ACCELERATION DES IONS RADIOACTIFS. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2000. Français. NNT: . tel-00001315

HAL Id: tel-00001315

<https://theses.hal.science/tel-00001315v1>

Submitted on 19 Apr 2002

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.

Remerciements

Tout d'abord, je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à T. Lamy qui, par sa disponibilité, son attention et sa rigueur, a fortement contribué à la réussite de ce travail. Je lui dois beaucoup, tant sur le plan des connaissances que j'ai pu acquérir qu'au niveau des résultats qui sont présentés dans cette thèse.

Mes remerciements iront à P. Sortais, responsable du Service Source d'Ions de l'Institut des Sciences Nucléaires de Grenoble où j'ai effectué ce travail de thèse. Son dynamisme et ses compétences m'ont beaucoup apportées.

Je remercie vivement J.F. Bruandet, qui a dirigé ma thèse, pour les conseils et les encouragements qu'il a su me prodiguer ainsi que pour l'aide précieuse qu'il m'a apportée au cours de la rédaction du présent document.

Je souhaite également remercier R. Geller pour l'attention particulière qu'il a régulièrement portée à mon travail. Au cours des discussions que nous avons eu, il m'a fait profiter de ses grandes connaissances en physique des plasmas.

J'exprime toute ma reconnaissance à J.C.Curdy, P.Sole, J.L Bouly et J.L.Vieux-Rochaz non seulement leur efficacité et leur savoir-faire sur le plan technique mais aussi pour leur gaîté et leur bonne humeur permanente.

Je tiens à exprimer ma gratitude aux personnes qui ont eut la gentillesse d'accepter de faire partie de mon jury de thèse. Merci à P. Boyer qui a consenti à être président du jury, à D. Guillemaud-Mueller et J. Vervier pour avoir assuré l'écriture des rapports dans un délai aussi bref ; merci à A.C.C. Villari pour l'intérêt qu'il a porté à mon travail.

Je remercie J. Chauvin (avec qui, je le précise, je n'ai aucun lien de parenté !) pour m'avoir accueilli au sein de l'ISN.

Mes remerciements iront également aux membres de l'équipe SPIRAL du GANIL avec qui nous avons collaborés : G. Gaubert, P. Jardin, R.Leroy, M. Lieuvin et J.Y. Paquet.

J'adresse toute ma sympathie à mes compères du laboratoire, Luisa, Christophe, Jacob, Luc, Sébastien et Thomas en souhaitant bon courage à ceux d'entre eux qui n'ont pas encore terminé leur thèse.

Enfin, je voudrais remercier chaleureusement Manuela, qui m'a toujours soutenu et notamment durant la rédaction de ce document.



Table des Matières

Introduction	11
Partie I Rappels théoriques sur les plasmas ECR	25
I.1. Les plasmas : grandeurs caractéristiques	27
I.1.1. Fonctions de distribution.....	27
I.1.2. Longueur de Debye.....	27
I.1.3. Oscillation de plasma.....	28
I.2. Les principes de fonctionnement d'une source ECR.....	29
I.2.1. Le confinement magnétique.....	29
I.2.1.1. Rayon de giration et fréquence cyclotron	29
I.2.1.2. Structure magnétique d'une source ECR.....	30
I.2.2. Le chauffage ECR des électrons	32
I.2.3. Le potentiel plasma	33
I.2.4. L'équilibre d'ionisation.....	34
I.2.4.1. Sections efficaces d'ionisation	34
I.2.4.2. L'échange de charge	34
I.2.4.3. Recombinaison radiative.....	35
I.2.4.4. Temps de confinement	35
I.2.4.5. L'équilibre d'ionisation.....	35
I.2.5. Un exemple de source ECR : ECR 4-M	36
Partie II Les principes de la méthode $1^+ \rightarrow n^+$	39
II.1. Rappels «historiques» de la méthode $1^+ \rightarrow n^+$	41
II.1.1. Origines de la méthode $1^+ \rightarrow n^+$	41
II.1.2. Résultats déjà obtenus.....	41
II.2. Le mode continu.....	42
II.2.1. Les caractéristiques du faisceau d'ions monochargés.....	43
II.2.1.1. Spectre de distribution des états de charge.....	43
II.2.1.2. Emittance du faisceau $1^+[43]$	45
II.2.2. La capture du faisceau incident.....	48
II.2.2.1. Le ralentissement électrostatique.....	48

II.2.2.2. <i>La double extraction [23]</i>	51
II.2.2.3. <i>La thermalisation sur les ions du plasma [23]</i>	51
II.2.3. Spectre de distribution des états de charge des ions n^+	54
II.2.4. Rendement de conversion d'état de charge et rendement global.....	55
II.2.5. Le temps de réponse de la méthode	56
II.3. Le mode pulsé : ECRIT	57
II.3.1. Piégeage des ions dans l'ECRIT.....	57
II.3.2. Extraction des ions n^+	58
II.3.2.1. <i>L'afterglow : principe</i>	58
II.3.2.2. <i>Le mode ECRIT : le pulse d'ions n^+ extraits</i>	59
Partie III Le Dispositif Expérimental	61
III.1. Point de vue général de la ligne d'expérimentation	63
III.2. Les sources 1^+	65
III.2.1. La source à cathode creuse : production de zinc monochargé.....	65
III.2.1.1. <i>Principe</i>	65
III.2.1.2. <i>La source DANFYSIC à cathode creuse</i>	66
III.2.2. La source à ionisation de surface : production de rubidium monochargé	67
III.2.2.1. <i>Principe</i>	67
III.2.2.2. <i>La source à ionisation de surface</i>	68
III.2.3. Source ECR Nanogan 10 GHz.....	69
III.2.4. Source ECR Microgan 10 Ghz	70
III.2.5. Source ECR MONO 1000	71
III.3. La sélection et le diagnostic du faisceau 1^+.....	72
III.3.1. Dipôle 90°	72
III.3.2. Le système de diagnostic de faisceau	73
III.3.2.1. <i>Description du dispositif</i>	73
III.3.2.2. <i>Mesures d'émittance</i>	74
III.3.2.3. <i>La cage de Faraday</i>	77
III.4. La ligne de transport	79
III.4.1. Lentilles de Einzel.....	79
III.4.2. Steerers magnétiques	80
III.5. La source n^+ : MINIMAFIOS.....	80
III.5.1. Caractéristiques de la source.....	81
III.5.2. Injection des ions dans MINIMAFIOS.....	83
III.5.3. Extraction de MINIMAFIOS : dipôle 102°	84

Partie IV Les résultats expérimentaux de la transformation d'état de charge $1^+ \rightarrow n^+$	87
IV.1. Mode continu	89
IV.1.1. Résultats	89
IV.1.1.1. Efficacité d'ionisation de MINIMAFIOS en mode gaz.....	89
IV.1.1.2. Résultats mode $1^+ \rightarrow n^+$ pour quelques éléments.....	90
IV.1.1.3. La différence de potentiel ΔV entre les sources et la capture des ions	99
IV.1.1.4. Résultats $1^+ \rightarrow n^+$ et commentaires.....	104
IV.1.2. Discussion	108
IV.1.2.1. Le temps de réponse du système.....	108
IV.1.2.2. Discussion sur le recyclage.....	111
IV.1.3. Calcul de transport de faisceau	111
IV.1.3.1. Principe du calcul.....	112
IV.1.3.2. Présentation des calculs de transport de faisceau.....	113
IV.1.4. Injection d'ions multichargés.....	115
IV.1.4.1. Protocole expérimental	115
IV.1.4.2. Résultats	116
IV.1.4.3. Modification de la charge moyenne du plasma n^+	119
IV.2. Le mode pulsé.....	121
IV.2.1. Protocole expérimental	121
IV.2.2. Observations préliminaires	122
IV.2.3. Rendement $1^+ \rightarrow n^+$ en mode ECRIT.....	122
IV.2.4. Temps de confinement des ions n^+ dans l'ECRIT	123
IV.2.4.1. Evaluation du temps de confinement.....	123
IV.2.4.2. Accumulation des ions dans l'ECRIT.....	125
IV.2.5. Estimation du temps d'ionisation du Rb^{15+} et Rb^{13+}	127
IV.3. Comparaison entre $1^+ \rightarrow n^+$ et les autres méthodes de production d'ions radioactifs multichargés.....	129
IV.3.1. Méthode de production directe (type SPIRAL phase I).....	129
IV.3.2. Système piège de Penning + source EBIS (type REX-ISOLDE).....	131
 Conclusion et perspectives	 133
 Annexe A Spectres et résultats complémentaires.....	 137

Annexe B Analyse du programme de transport de faisceau	147
Annexe C Analyse du programme du paragraphe IV.2.5	149
Bibliographie.....	151

Table des Figures

Figure 1 : Le paysage nucléaire.	11
Figure 2 : Schéma de principe de la séparation en vol des produits de fragmentation.....	17
Figure 3 : Schéma de principe de la séparation isotopique en ligne (ISOL).	17
Figure I-1 : Profil de champ magnétique axial d'une source ECR.....	30
Figure I-2: Miroirs magnétiques créés par deux bobines coaxiales parcourues par un courant identique.	31
Figure I-3 : Lignes de champ obtenues par superposition du champ axial et du champ radial [25].....	32
Figure I-4 : Le potentiel plasma Φ et le puits $\Delta\Phi$ suivant le rayon et l'axe d'un plasma ECR.	34
Figure I-5 : Schéma de la source ECR4-M.....	37
Figure II-1 : Schéma de principe d'un spectromètre de masse.....	44
Figure II-2 : Spectre de distribution des états de charge d'une source Nanogan 10 Ghz. Puissance de l'onde H.F. injectée : 5 W.	44
Figure II-3 : Projection d'une particule dans le plan (zOx).....	45
Figure II-4 : Evolution du faisceau en fonction de la figure d'émittance.....	47
Figure II-5 : Carte de potentiel en l'absence de plasma à la sortie du tube d'injection de la source MINIMAFIOS.....	49
Figure II-6 : Potentiel « vu » par les ions pendant la transformation $1^+ \rightarrow n^+$	50
Figure II-7 : Potentiels appliqués aux éléments de la ligne de faisceau.	50
Figure II-8 : Allure de la fonction R(u).	52
Figure II-9 : Fonction B(w_i) : le ralentissement d'un faisceau d'ions sur un plasma.....	53
Figure II-10 : Coefficient de ralentissement d'un faisceau d'ions Rb^{1+} sur un plasma d'oxygène de charge moyenne 3.	54
Figure II-11 : Spectre de distribution des états de charge de l'argon en mode $1^+ \rightarrow n^+$ avec la source MINIMAFIOS 10 Ghz. Intensité du faisceau d' Ar^{1+} injecté : 3.8 μA	55
Figure II-12 : L'injection d'ions Ar^{1+} dans la source n+(MINIMAFIOS 10 Ghz) commence au temps $t_0=0$ ms et dure une seconde. Le temps de réponse pour la transformation $Ar^{1+} \rightarrow Ar^{8+}$ est de 80 ms.	56
Figure II-13 : Pulses d'ions Pb^{27+} produits avec ECR 4 14 Ghz pour différents réglages de la source : (a) Courant extrait maximum ; (b) Courant extrait moins important mais meilleure stabilité.....	59
Figure II-14 : Un « pulse » de Rb^{15+} extrait de l'ECRIT (MINIMAFIOS 10 Ghz). Le faisceau de Rb^{1+} d'intensité 440 nA est injecté pendant 200 ms avant l'afterglow.	59

Figure III-1 : Schéma général de la ligne de faisceau.	64
Figure III-2 : Schéma de principe de la source à cathode creuse.	65
Figure III-3 : La source à cathode creuse Danfysik.....	66
Figure III-4 : Photo de la source Danfysik.	66
Figure III-5 : Schéma de la source à ionisation de surface avec son système d'extraction....	68
Figure III-6 : Photo de la source à ionisation de surface avec son système d'extraction.	68
Figure III-7 : Schéma de la source Nanogan	69
Figure III-8 : Schéma de la structure magnétique en aimants permanents de Microgan.	70
Figure III-9 : Photo de Microgan avec l'arrivée du guide d'onde H.F., l'injection de gaz et un four.....	71
Figure III-10 : Schéma de la source ECR MONO 2.45Ghz.	72
Figure III-11 : Schéma en coupe du spectromètre de masse 90°. Une bobine magnétique (rouge), un pôle en fer (bleu) et la trajectoire des ions (noir) sont représentés.	73
Figure III-12 : Schéma du caisson contenant une lentille de Einzel (E2) et l'ensemble de diagnostic de faisceau.	73
Figure III-13 : Principe de mesure d'émittance.	74
Figure III-14 : Exemple de figure d'émittance.	76
Figure III-15 : Légende des densités de courant, en pourcentage du courant maximum.	76
Figure III-16 : Domaine de mesure de l'émittance-mètre. Acceptance : 1520π mm.mrad...	77
Figure III-17 : Schéma d'une cage de Faraday.....	78
Figure III-18 : Carte du potentiel créé par la double lentille de Einzel disposée dans son caisson.	80
Figure III-19 :Schéma de la source MINIMAFIOS en configuration $1^+ \rightarrow n^+$	81
Figure III-20 : Photo de la source MINIMAFIOS.....	82
Figure III-21 : Spectre de distribution des états de charge de MINIMAFIOS 10 Ghz sans injection d'ions 1^+ . Réglages optimisés pour $1^+ \rightarrow n^+$. Tension d'extraction : 15.3 kV	83
Figure III-22 : Acceptance du tube d'injection des ions dans MINIMAFIOS	84
Figure IV-1 Efficacité d'ionisation de la source MINIMAFIOS 10 Ghz en mode injection d'argon gaz en fonction de l'état de charge.....	90
Figure IV-2 : Emittance du faisceau d' Ar^{1+} produit par Nanogan 10 Ghz.....	91
Figure IV-3 : Spectre de distribution des états de charge de l'argon. $I_{40Ar^{1+}}$ injecté = $3.6\mu A$	91
Figure IV-4 : Temps de réponse de la transformation $Ar^{1+} \rightarrow Ar^{8+}$: 80 ms.....	92
Figure IV-5 : Emittance d'un faisceau d' Ar^{1+} produit par la source MONO 1000. Diamètre des électrodes plasma et d'extraction : ϕ 2.4 mm et ϕ 13.8 mm.....	93
Figure IV-6 : Emittance d'un faisceau de $^{84}Kr^{1+}$ produit par la source MONO 1000. Le faisceau est limité par un diaphragme de diamètre ϕ 4 mm.	94
Figure IV-7 : Rendement $^{84}Kr^{1+} \rightarrow ^{84}Kr^{n+}$ en fonction des états de charge.	94
Figure IV-8 : Temps de réponse de la transformation $Kr^{1+} \rightarrow Kr^{11+}$: 180 ms.....	95

Figure IV-9 : Rendement $^{85}\text{Rb}^{1+} \rightarrow ^{85}\text{Rb}^{n+}$ en fonction des états de charge.....	96
Figure IV-10 : Temps de réponse de la transformation $\text{Rb}^{1+} \rightarrow \text{Rb}^{15+}$: 225 ms.....	96
Figure IV-11 : Répartition du rendement $1^+ \rightarrow n^+$ sur les états de charge du ^{64}Zn	97
Figure IV-12 : Emittance d'un faisceau de $^{64}\text{Zn}^{1+}$ produit par la source Microgan 10Ghz...	98
Figure IV-13 : Rendement $^{64}\text{Zn}^{1+} \rightarrow ^{64}\text{Zn}^{n+}$ en fonction des états de charge	98
Figure IV-14 : Emittance d'un faisceau de $^{64}\text{Zn}^{1+}$ produit par Microgan et limité par un diaphragme de diamètre 4 mm.	99
Figure IV-15 : Spectres ΔV pour les transformations $\text{Ar}^{1+} \rightarrow \text{Ar}^{8+}$ (courbe grise) et $\text{Zn}^{1+} \rightarrow \text{Zn}^{11+}$ (courbe noire).....	100
Figure IV-16 : Spectre ΔV pour des faisceaux d'ions 1+ produits par différentes sources..	101
Figure IV-17 : Spectres ΔV pour deux faisceaux de S^{3+} produits pour deux réglages de pression dans la source 1+..	104
Figure IV-18 : Comparaison entre les temps d'ionisation et les temps de réponse $1^+ \rightarrow n^+$ pour le rubidium et le néon.....	108
Figure IV-19 : Evolution du rendement de transformation et du temps de réponse $\text{Rb}^{1+} \rightarrow \text{Rb}^{15+}$ en fonction de la pression dans MINIMAFIOS.	110
Figure IV-20 : Transport d'un faisceau d' $^{40}\text{Ar}^{1+}$ d'emittance $55 \pi \text{ mm.mrad}$	114
Figure IV-21 : Transport de deux faisceaux de $^{64}\text{Zn}^{1+}$ (plan horizontal). A gauche : faisceau d'emittance $28 \pi \text{ mm.mrad}$, rendement $\text{Zn}^{1+} \rightarrow \text{Zn}^{11+}$: 3%	114
Figure IV-22 : Spectre de distribution des états de charge de l'argent produit par Microgan 10 Ghz.....	116
Figure IV-23 : Spectre de distribution des états de charge de l'argent pour un faisceau d'ions Ar^{3+} injecté d'intensité 60 nAe, soit 20 nAp.	117
Figure IV-24 : Rendement global obtenu en fonction de la masse et de la charge du faisceau d'ions injecté dans MINIMAFIOS.	118
Figure IV-25 : Rendement sur l'état de charge maximum en fonction de la masse et de la charge du faisceau d'ions injecté dans MINIMAFIOS.	119
Figure IV-26 : Rendement global pour l'argent en fonction de l'état de charge injecté, pour trois valeurs de puissance H.F. dans MINIMAFIOS.....	120
Figure IV-27 : Structure temporelle de l'onde H.F., de l'injection des ions 1+ dans l'ECRIT et de l'extraction des ions n+.....	121
Figure IV-28 :Piégeage et extraction des ions Rb^{15+} . L'onde H.F. injectée dans MINIMAFIOS est coupée au temps $t=0 \text{ ms}$	122
Figure IV-29 : Pic de Rb^{15+} extrait pour un rendement $\text{Rb}^{1+} \rightarrow \text{Rb}^{15+}$ de 2.2%.....	123
Figure IV-30 : Temps de confinement des ions Rb^{15+} dans le plasma de l'ECRIT : 520 ms.	125
Figure IV-31 : Pic de Rb^{15+} d'intensité crête de $11.5 \mu\text{A}$ extrait de MINIMAFIOS pour un faisceau de Rb^{1+} injecté de 400 nA.....	126
Figure IV-32 : Distribution des états de charge du rubidium en mode ECRIT avec $I_{\text{Rb}^{1+}}=400 \text{ nA}$, $t_{\text{inj}}=1 \text{ s}$ et $\Delta\tau=0 \text{ ms}$	126

Figure IV-33 : Temps d'ionisation du Rb ¹³⁺ et Rb ¹⁵⁺	128
Figure A-1 : Spectre de distribution des états de charge de l'argon. I _{Ar1+} injecté = 3.6μA..	137
Figure A-2 : Spectre de distribution des états de charge du krypton. I _{Kr1+} injecté : 500 nA.	138
Figure A-3 : Spectre de distribution des états de charge du krypton. I _{Kr1+} injecté : 50 nA.	138
Figure A-4 : Temps de réponse de la transformation Xe ²⁺ → Xe ¹⁶⁺ : 220 ms.	139
Figure A-5 : Spectre de distribution des états de charge du Néon. I _{22Ne1+} injecté : 2.45μA.	139
Figure A-6 : Temps de réponse de la transformation Ne ¹⁺ → Ne ⁴⁺ : 50 ms.....	140
Figure A-7 : Spectre de distribution des états de charge du rubidium. I _{85Rb1+} injecté : 200 nA.	140
Figure A-8 : Spectre de distribution des états de charge du ⁶⁴ Zn. I _{64Zn1+} injecté :418 nA....	141
Figure A-9 : Temps de réponse de la transformation Zn ¹⁺ → Zn ¹¹⁺ : 100 ms.	141
Figure A-10 : Spectre de distribution des états de charge de l' ¹⁰⁷ Ag. I _{107Ag1+} injecté : 182 nA.	142
Figure A-11 : Temps de réponse de la transformation Ag ¹⁺ → Ag ¹⁷⁺ : 220 ms.....	142
Figure A-12 : Spectre de distribution des états de charge du ²⁶ Mg. I _{26Mg1+} injecté : 460 nA.	143
Figure A-13 : Temps de réponse de la transformation Mg ¹⁺ → Mg ⁵⁺ : 35 ms.....	143
Figure A-14 : Spectre ΔV de l'azote.	144
Figure A-15 : Temps de réponse de la transformation N ¹⁺ → N ⁴⁺ : 30 ms.....	144
Figure A-16 : Spectre de distribution des états de charge du ¹⁰⁷ Ag. Puissance de l'onde H.F. injectée dans MINIMAFIOS : 70 W. I _{107Ag1+} injecté : 325 nA.	145
Figure A-17 : Spectre de distribution des états de charge du ¹⁰⁷ Ag. Puissance de l'onde H.F. injectée dans MINIMAFIOS : 40 W. I _{107Ag1+} injecté : 260 nA.	145
Figure A-18 : Spectre de distribution des états de charge du ¹⁰⁷ Ag. Puissance de l'onde H.F. injectée dans MINIMAFIOS : 16 W. I _{107Ag1+} injecté : 290 nA.	146

Introduction

La radioactivité artificielle a été mise en évidence par Irène Curie et Frédéric Joliot en 1934. Ils ont obtenu du phosphore radioactif en bombardant une feuille d'aluminium avec des particules alpha par la réaction : ${}_{13}^{27}\text{Al} + {}_2^4\text{He} \rightarrow {}_{15}^{30}\text{P} + \text{n}$.

Dès lors, la synthèse de nouveaux noyaux a constitué un thème permanent de recherche, consacré par l'introduction, à la fin des années 60, du terme « noyaux exotiques », qui désigne les noyaux radioactifs très éloignés de la stabilité. A ce jour plus de 2500 noyaux ont été découverts. Ces noyaux, avec les éléments stables constituent « le paysage nucléaire » représenté Figure 1. Mais cette cartographie des espèces nucléaires est loin d'être achevée puisqu'il reste environ 3000 noyaux à découvrir et à étudier (notamment ceux qui sont riches en neutrons) : on parle de la « terra incognita ». Les limites même de cette zone (limites d'existence des noyaux, appelés « drip line » proton ou neutron) ne sont encore que très partiellement connues.

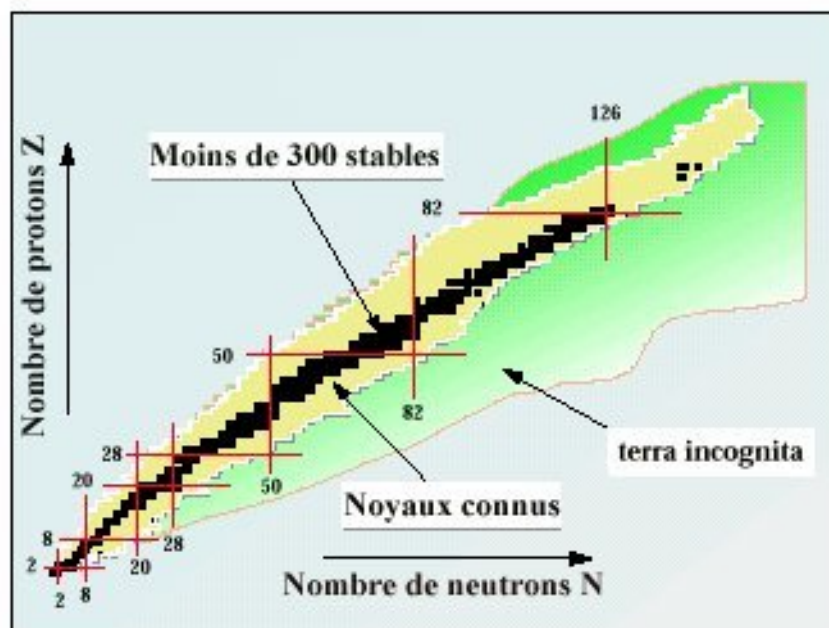


Figure 1 : Le paysage nucléaire.

On comprend donc que les ions radioactifs représentent un enjeu important en physique nucléaire. Les noyaux très exotiques, produits en faible quantité, seront étudiés en tant que tels, et les noyaux moins exotiques, produits en quantité plus importante, pourront être utilisés sous la forme de faisceaux radioactifs accélérés pour induire les réactions nucléaires produisant d'autres noyaux radioactifs.

1. La physique des ions radioactifs

Ce paragraphe donne un aperçu, évidemment non exhaustif, des champs expérimentaux qu'ouvrent les ions radioactifs non seulement au niveau de la physique nucléaire mais aussi dans d'autres domaines scientifiques.

1.1. Physique nucléaire : expériences avec faisceaux d'ions radioactifs accélérés

1.1.1. *Production et étude de noyaux riches en neutrons*

Grâce aux futurs équipements de production d'ions exotiques, des expériences pourront être menées notamment sur des éléments proches de la « drip line » neutron. Par exemple, la mesure de section efficace d'interaction pour des collisions de noyaux légers proches de la « drip line » neutron avec des cibles d'éléments stables qui conduisent, dans certains cas, à une valeur plus grande que celle attendue avec des projectiles stables [1].

Certains noyaux légers situés juste au bord de la « drip line » neutron ont des neutrons qui « orbitent » loin du cœur du noyau. Il s'agit de noyaux dits à « halo de neutrons » qui sont très étendus radialement. Par exemple, le ^{11}Li et le ^6He ont deux neutrons dans leur halo[2].

Avec des faisceaux de noyaux à halo, des investigations pourront être menées dans le domaine des réactions au-dessous de la barrière de potentiel coulombien. Les prévisions à ce sujet sont pour le moment contradictoires. Des théories annoncent une augmentation de la section efficace de réaction avec les noyaux à halo[2]. Des informations sur la distribution radiale des neutrons du halo sont attendues.

Dans la zone de noyaux plus lourds, la séparation entre un cœur et des neutrons de valence semble moins justifiée. Cependant, un rapport N/Z important ainsi que la faible énergie de liaison des neutrons impliquent l'existence d'une peau de neutrons (un excès de neutrons à grande distance) [2]. Les caractéristiques intéressantes de ces noyaux sont une augmentation de leur dimension radiale avec une diminution de l'énergie de séparation des particules. La production d'ions radioactifs riches en neutrons permettra de réaliser des expériences sur les interactions dans cette peau de neutrons, ce qui pourrait déboucher sur une modélisation plus efficace de la dépendance de la force nucléaire forte avec la densité nucléaire.

Par ailleurs, un changement significatif du potentiel nucléaire est attendu loin de la vallée de stabilité. Le nombre magique 20 pour les neutrons disparaît pour le sodium et le magnésium. Dans les régions très riches en neutrons, il est possible que les nombres magiques disparaissent ou encore que de nouveaux nombres magiques apparaissent avec des orbitales déformées [3].

1.1.2. Les noyaux riches en protons

La « drip line » proton étant beaucoup plus proche de la vallée de stabilité elle est beaucoup plus accessible expérimentalement. On peut en effet espérer produire et accélérer les noyaux proches de la « drip line » pour les éléments les plus lourds, c'est-à-dire au moins jusqu'au plomb.

Un phénomène particulier aux noyaux riches en protons est l'émission directe de protons (la radioactivité proton). Pour des éléments lourds ($Z > 50$), la forte barrière coulombienne réduit la probabilité pour un proton de quitter le noyau, ce qui entraîne des demi-vies de désintégration relativement longues (de l'ordre de la ms et plus). La radioactivité proton permet l'étude de la structure nucléaire au voisinage de la « drip line » proton. Par exemple, de récentes expériences sur ^{141}Ho et ^{131}Eu ont apporté la preuve de l'existence de noyaux hautement déformés pour les éléments de $Z < 69$ [4]. Il est donc important de réaliser d'autres expériences sur ces isotopes et leurs proches voisins afin d'accumuler ces données sur la désintégration proton pour valider les modèles théoriques.

1.1.3. Les noyaux doublement magiques

Au-delà du ^{48}Ca les noyaux doublement magiques déjà bien étudiés sont le ^{56}Ni , le ^{132}Sn et le ^{208}Pb . Il a fallu environ deux ans, après la découverte du ^{100}Sn ($N=Z=50$) en 1994 [5], pour mesurer sa masse [6][7] mais ses états excités ne sont pas encore connus. Le ^{78}Ni ($Z=28$, $N=50$) a été produit pour la première fois en 1995 mais les connaissances actuelles sur ce noyau et ses proches voisins sont encore fragmentaires. Enfin, la découverte du ^{48}Ni est encore plus récente puisqu'elle a été réalisée au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL), à Caen, en septembre 1999. De nombreuses expériences sur les noyaux doublement magiques restent à faire, notamment au niveau spectroscopique. Ceci constitue un réservoir d'informations très pertinentes pour tester les limites du modèle en couche nucléaire.

1.1.4. La synthèse des éléments superlourds

En plus des « drip line » proton et neutron, le paysage nucléaire possède une troisième frontière, à savoir, celle des éléments les plus lourds pouvant exister.

Bien que les éléments les plus légers aient été découverts par des moyens chimiques, ceux qui se situent au-delà de l'uranium ($Z=92$) ont été produits dans les 50 dernières années grâce à des réactions nucléaires en utilisant notamment un réacteur à neutrons ou des faisceaux d'ions accélérés.

Avec les récentes découvertes des éléments $^{289}114$ [8] et $^{293}118$ [9] les investigations dans le domaine de la synthèse d'éléments superlourds trouvent un intérêt grandissant en physique nucléaire.

Les réactions de fusion entre des éléments stables (par exemple $^{86}\text{Kr} + ^{208}\text{Pb}$ pour obtenir $^{293}118$) [9] qui permettent de produire les éléments superlourds ont de faibles sections efficaces (de l'ordre du pico-barn). Les superlourds étant des noyaux très riches en neutrons, des sections efficaces plus importantes pourraient être obtenues avec des produits de réaction

déjà riches en neutrons. Il faut alors trouver un compromis entre la section efficace de fusion et l'intensité du faisceau d'ions radioactifs riches en neutrons disponibles.

La découverte des éléments superlourds présente non seulement un grand intérêt en physique nucléaire mais aussi dans l'étude de leurs propriétés chimiques. Selon les calculs basés sur la relativité générale, les couches profondes d'électrons devraient atteindre une vitesse proche de la vitesse de la lumière pour un numéro atomique de $Z=173$. On observe déjà des effets relativistes pour des Z moins élevés ce qui cause des déviations par rapport à la périodicité des éléments dans le tableau de Mendeleev. Des effets de ce type ont été observés sur le rutherfordium ($Z=104$). En effet, dans le tableau périodique, les éléments 112 et 114 sont de la même famille que, respectivement, le mercure et le plomb alors que les prévisions actuelles les décrivent comme ayant des propriétés de gaz.

1.2. Astrophysique nucléaire [10]

Le « Big-Bang » a initialement donné naissance à des noyaux d'hydrogène. Tous les autres éléments que l'on trouve dans la nature ont été synthétisés à partir de l'hydrogène par des réactions nucléaires dans des étoiles stables (comme le carbone ou l'oxygène) ou dans les cataclysmes cosmiques (pour les éléments plus lourds).

Les étoiles puisent leur énergie nucléaire par la transformation, dans les régions centrales, de l'H en ^4He par la chaîne p-p dite « froide » ou par le cycle CNO. La réaction dominante dépend de la masse de l'étoile et de sa composition initiale. Ces deux chaînes de réactions peuvent également constituer une source d'énergie importante, dans des stades ultérieurs de l'évolution de l'étoile, quand l'hydrogène brûle dans les couches périphériques. L'hydrogène peut également être consommé par les chaînes NeNa et MgAl.

Lorsque la température et la densité stellaire sont plus élevées la nucléosynthèse est dite explosive. Dans ces conditions, la capture de particules (notamment le proton) par des noyaux instables devient plus rapide que le temps de désintégration β . Par exemple, le cycle CNO classique évolue vers le cycle CNO « chaud » lorsque la réaction $^{13}\text{N}(p,\gamma)^{14}\text{O}$ devient plus rapide que la désintégration β^+ de ^{13}N . Les novae ou les étoiles supermassives pourraient être le siège de telles réactions.

Dans certaines supernovae par exemple, les cycles comme le CNO « chaud » se transforment en processus de type rp et α p quand les réactions $^{13}\text{O}(\alpha,\gamma)^{16}\text{Ne}$ ou $^{14}\text{O}(\alpha,p)^{17}\text{F}$ deviennent plus rapides que les désintégrations β correspondantes [2]. Dans ces conditions, les noyaux synthétisés vont de la région CNO jusqu'au fer (approximativement), par des réactions (p, γ),(γ ,p) et des désintégrations β^+ . Les taux de réactions des α sur l' ^{14}O et ^{15}O sont des grandeurs cruciales pour déterminer les températures et les densités stellaires pour lesquelles s'opère la transition du cycle CNO chaud aux processus rp et α p. Une mesure directe de ces réactions avec des faisceaux d'ions radioactifs est donc essentielle. Ces expériences sont assez délicates à réaliser à cause des très faibles sections efficaces de réactions. Il faudra donc des systèmes de détection très efficaces ainsi que des intensités de faisceau de l'ordre de 10^7 - 10^{11} particules par seconde [2].

La synthèse des noyaux plus lourds que le fer est attribuée à trois processus différents qui sont les processus s, r et p.

Le processus s (capture lente de neutrons, en anglais, *slow*) a lieu dans les géantes rouges, quand la capture des neutrons par les noyaux est plus lente que la désintégration β . Les éléments ainsi synthétisés sont donc sur (ou très proches de) la vallée de stabilité. Les taux de réaction de capture de neutrons et les désintégrations β peuvent être assez bien mesurés. Cependant, des expériences avec des cibles d'éléments radioactifs à durée de vie moyenne peuvent être envisagées. Un système de séparation isotopique en ligne pourrait être utilisé pour la fabrication de ce type de cibles.

Les processus r et p, respectivement, capture rapide de neutrons et de protons se déroulent dans les cataclysmes cosmiques tels que les explosions de supernovae. Les éléments produits par ces processus sont riches en neutrons ou en protons. La modélisation de ces mécanismes de réactions nécessite de nombreuses données sur des noyaux exotiques très éloignés de la vallée de stabilité. Ces données sont par exemple, les masses des noyaux, les taux de désintégration β , les taux de capture de neutrons, de protons et de particules α . Dans ce domaine, les travaux expérimentaux restant à réaliser avec des faisceaux d'ions radioactifs sont très nombreux.

1.3. Physique du solide

Les noyaux radioactifs sont utilisés comme des sondes pour étudier la structure des solides à l'échelle microscopique. Les ions radioactifs accélérés sont implantés dans un échantillon et interagissent avec le champ électrique et magnétique du réseau cristallin environnant. L'information relative à ces interactions est contenue dans le rayonnement émis lors de la désintégration des noyaux. L'avantage principal des ions radioactifs dans ce domaine d'application est qu'ils permettent une exploration très locale des matériaux. Ils peuvent en effet être implantés à des profondeurs variables dans les solides en fonction de l'énergie à laquelle ils sont accélérés. En outre, des études dynamiques des propriétés des matériaux sont possibles. Par exemple, l'implantation de noyaux radioactifs peut être utilisée pour contrôler les processus d'usure dans des parties mécaniques soumises à des contraintes.

Les faisceaux d'ions radioactifs peuvent également être utilisés pour doper un semi-conducteur. Parfois, il est impossible d'implanter certains éléments dans un réseau cristallin pour cause d'incompatibilité chimique. Le dopage par transmutation est alors une solution. Prenons l'exemple de l'implantation de ^{107}Ag dans un cristal de CdTe qui est impossible par une méthode directe. Grâce à un faisceau accéléré, des ions ^{107}Cd sont implantés dans un échantillon de CdTe. Par capture électronique, le ^{107}Cd ($t_{1/2} = 6.52$ heures) se transmute ensuite en ^{107}Ag , ce qui forme un cristal de CdTe dopé p [2].

En plus des dopants, les défauts intrinsèques (absence d'un atome au nœud d'une maille ou présence d'atome entre deux nœuds) jouent un rôle très important dans les semi-conducteurs. Les noyaux radioactifs permettent non seulement d'étudier les propriétés de ces défauts mais également d'en créer de nouveaux. Prenons l'exemple de l'implantation d'un noyau de ^{111}Sn dans un cristal de germanium. Le ^{111}Sn se désintègre en ^{111}In par capture

électronique avec émission d'un neutrino emportant une énergie cinétique de 2.5 MeV, ce qui entraîne une énergie de recul de 29 eV pour le noyau d' ^{111}In . Dans certaines conditions, cette énergie de recul peut être suffisante pour que l'atome d' ^{111}In puisse « pousser » un atome de germanium voisin dans le réseau cristallin, laissant ainsi derrière lui un nœud vacant dans le réseau [11].

1.4. Applications à la médecine

La plupart des isotopes radioactifs utilisés pour la médecine nucléaire sont produits par des réacteurs ou des petits accélérateurs. Un système de production d'ions radioactifs en ligne permettrait d'augmenter la gamme de radio-isotopes disponibles et d'améliorer leur pureté. Par exemple, il est possible d'avoir accès à des noyaux émetteurs α de masses intermédiaires, comme le ^{149}Tm .

La tomographie à émission de positrons (PET) est une technique en expansion dans le domaine médical. Elle consiste à injecter dans les tissus des radio-isotopes émetteurs de positrons. Les positrons émis sont ensuite détectés, ce qui permet d'avoir une localisation très précise de la partie du corps qui a fixé le radio-isotope. Bien qu'encore à l'état de développement, la tomographie à émission de positrons aura des applications dans le domaine de la détection des cancers, des maladies cardio-vasculaires et des dysfonctionnements cérébraux. En outre, cette technique permet de mesurer les concentrations absolues de radioactivité *in vivo*. Les isotopes émetteurs de positrons produits actuellement grâce à des accélérateurs classiques ont des périodes de décroissance radioactive trop courtes pour des applications dans le domaine de la PET (que ce soit pour la recherche ou la médecine). Par exemple, l'isotope du phosphore émetteur de positron qui a la demi-vie la plus longue est le ^{30}P ($t_{1/2} = 2.5$ mn). Cependant, l'arsenic, qui a des propriétés chimiques comparables au phosphore, possède des isotopes émetteurs de positrons de période radioactive de l'ordre de l'heure très bien adaptée aux recherches sur la PET [2].

2. Les méthodes de production de faisceaux d'ions radioactifs accélérés

Avant de pouvoir disposer de faisceaux d'ions radioactifs, il faut tout d'abord produire les ions radioactifs pour ensuite les accélérer.

La production et la séparation (le tri isotopique) des faisceaux d'ions radioactifs peuvent être réalisées par deux techniques différentes : la séparation « en vol » de produits de fragmentation et la séparation isotopique en ligne (ISOL pour Isotopic Separation On-Line).

La séparation « en vol » à des énergies relativistes et intermédiaires a été développée au début des années 80 à Berkeley (Etats-Unis) et au GANIL (France). Cette méthode consiste à bombarder une cible fine avec un faisceau d'ions lourds à haute énergie (> 30 MeV/A) afin d'y induire des réactions de fragmentation. La perte d'énergie dans la réaction souhaitée est en général inférieure à 10% de l'énergie du faisceau incident. Les produits de fragmentation

sortent donc de la cible en emportant l'énergie restante et sont ensuite sélectionnés par un séparateur isotopique avant d'être transportés vers les aires expérimentales (voir Figure 2).

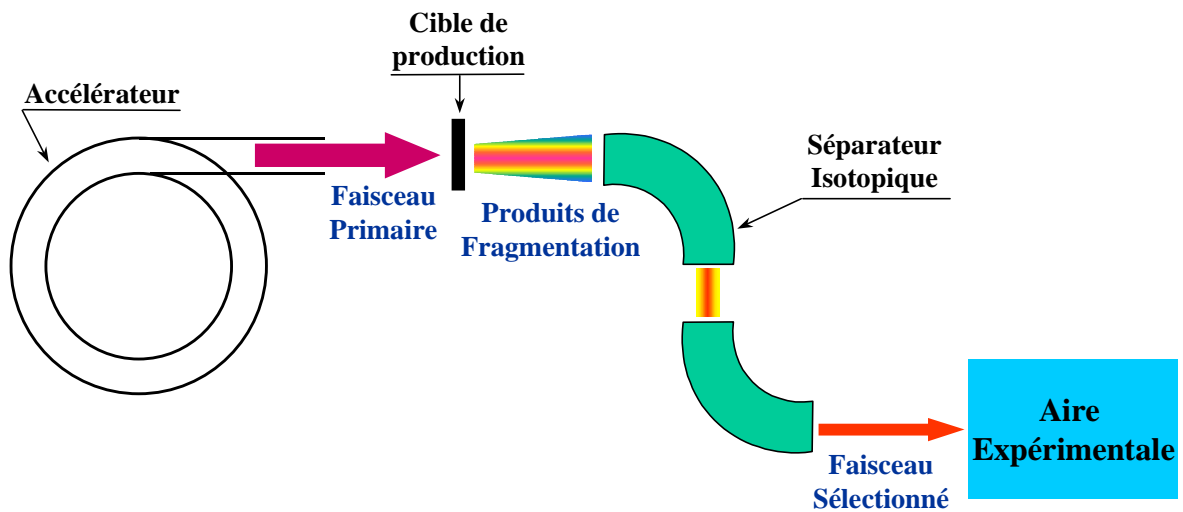


Figure 2 : Schéma de principe de la séparation en vol des produits de fragmentation

Les produits de fragmentations possèdent une énergie allant de 25 MeV/A à une centaine de MeV/A. Par ailleurs, la production des ions radioactifs est très rapide ce qui rend possible des expériences sur des isotopes possédant des périodes de désintégration radioactives très courtes (inférieures à la milliseconde).

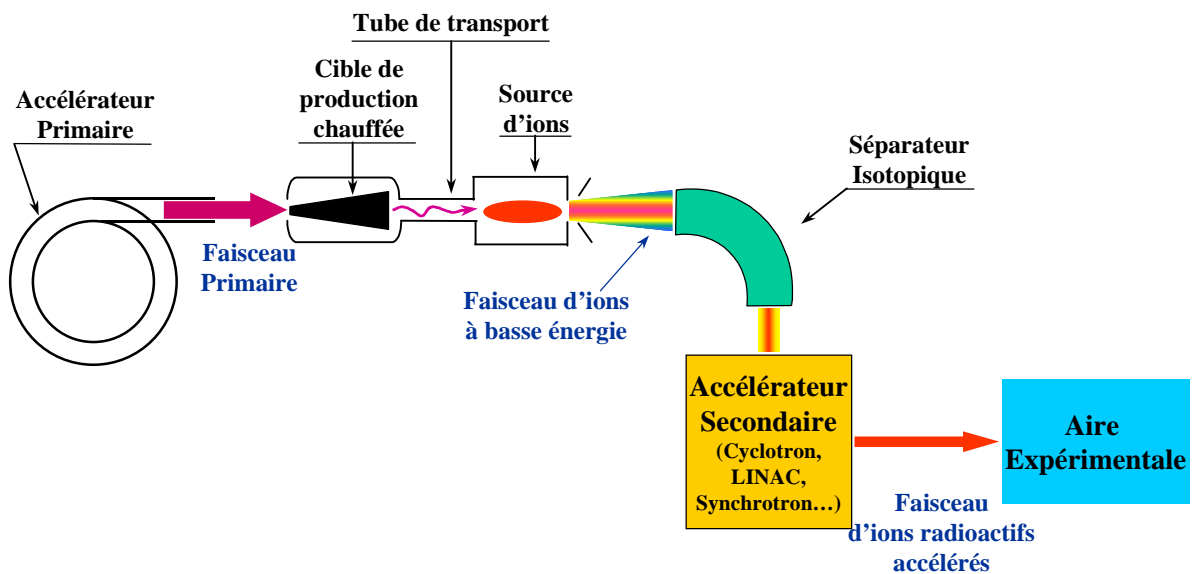


Figure 3 : Schéma de principe de la séparation isotopique en ligne (ISOL).

Dans le cas de la séparation isotopique en ligne, les noyaux radioactifs sont produits au repos dans une cible par bombardement d'un faisceau primaire de particules chargées ou de neutrons. Les éléments radioactifs diffusent hors de la cible et sont transportés dans une source d'ions pour être ionisés et extraits à basse énergie (quelques dizaines de keV). Un spectromètre est utilisé pour sélectionner la masse et l'état de charge des ions voulus. Ils sont

ensuite injectés dans un post-accélérateur (cyclotron, LINAC, tandem ou synchrotron) pour être accélérés (voir Figure 3).

La séparation isotopique en ligne permet d'ajuster les caractéristiques du faisceau d'ions radioactifs aux besoins des expérimentateurs. En effet, l'utilisation d'un post-accélérateur permet d'accéder à des gammes d'énergie très larges, (de quelques dizaines de keV/A à plusieurs dizaines de MeV/A). De plus, les faisceaux produits ont de faibles émittances et une très bonne résolution en énergie. On peut également espérer obtenir de fortes luminosités d'ions radioactifs grâce à des faisceaux primaires de très haute intensité. Par contre, l'inconvénient de l'ISOL est le temps de production des ions radioactifs. Ce temps est principalement dû à la diffusion des éléments radioactifs hors de la cible et à l'ionisation de ceux-ci, ce qui au total est nécessairement plus long que dans le cas de la séparation en vol.

En définitive, les deux techniques sont complémentaires. La séparation en vol sera utilisée pour les expériences nécessitant des ions radioactifs à haute énergie. L'ISOL est mieux adaptée pour les études du noyau avec des faisceaux d'énergie proche et au-dessus de la barrière coulombienne (10-20 MeV/A) ainsi qu'aux expériences d'astrophysique (très en dessous de la barrière coulombienne, à quelques MeV/A) et de physique du solide (< 1 MeV/A).

3. Quelques projets de production de faisceaux d'ions radioactifs accélérés à travers le monde

L'intérêt que porte la communauté scientifique internationale aux noyaux exotiques est illustré par le nombre important de projets de production-accelération d'ions radioactifs qui se développent ou sont en prévision à travers le monde. Le but de ce paragraphe n'est pas de recenser toutes les installations de production d'ions radioactifs accélérés dans le monde mais plutôt de donner un aperçu de quelques projets en cours de réalisation ou existant déjà.

À Riken, au Japon, le projet Radioactive Ion Beam Factory (usine de faisceau d'ions radioactifs) utilisera la méthode de séparation en vol des produits de fragmentation [12]. Les faisceaux d'ions lourds extraits du cyclotron déjà en opération à Riken (RRC) seront injectés dans deux cyclotrons supraconducteurs (SRC-4 et SRC-6). Les ions lourds pourront être accélérés jusqu'à 150 MeV/A et les plus légers jusqu'à 400 MeV/A. Les produits de fragmentation obtenus grâce au faisceau primaire pourront être triés par plusieurs séparateurs de fragments. La seconde partie du projet comporte un impressionnant complexe nommé Multi-Use Experimental Storage Ring (MUSES). Il est constitué d'un anneau (ACR) pour refroidir et accumuler des ions radioactifs, d'un synchrotron (BSR) pour accélérer les ions radioactifs jusqu'à 1400 MeV/A et d'un double anneau de stockage (DSR) destiné à réaliser des collisions. Par exemple, un faisceau d'électrons pourra être accéléré à 2.5 GeV dans l'un des

anneaux afin de réaliser des expériences de diffusion d'électrons sur des ions radioactifs stockés dans l'autre anneau.

Le premier faisceau d'ions radioactifs accélérés obtenu par la technique de séparation isotopique en ligne a été produit à Louvain-La-Neuve en Belgique, à la fin des années 80. Actuellement, un faisceau primaire de $175\mu\text{A}$ de protons à 30 MeV est utilisé pour réaliser des réactions nucléaires dans une cible [13]. Les éléments radioactifs produits sont extraits de la cible, ionisés, triés puis accélérés par un cyclotron (CYCLONE 44) à des énergies variant de 0.1 à 1 MeV/A. Le système peut accélérer des ions jusqu'à la masse de l'argon. Les domaines expérimentaux couverts à Louvain-La-Neuve sont principalement ceux de l'astrophysique et de la physique des matériaux.

Au CERN, à Genève, en Suisse, le séparateur de masse en ligne ISOLDE délivre déjà des ions radioactifs à très basse énergie (60 keV) depuis plusieurs années. Le projet REX-ISOLDE [14] prévoit d'accélérer ces ions. Dans l'installation actuelle, un faisceau de protons de 1GeV, issu du PS-Booster du CERN, bombarde une cible de production. Les ions radioactifs $1+$ sont extraits à 60 keV puis analysés par un séparateur de masse. Dans un second temps, avec REX-ISOLDE, les ions $1+$ sont accumulés dans un piège Penning et extraits par paquets pour être injectés dans une Source d'Ions à Bombardement Electronique (EBIS) où ils seront multi-ionisés. Les ions $n+$ produits sont accélérés jusqu'à 0.3 MeV/A par un Quadrupole Radio-Fréquence (RFQ). Enfin un accélérateur linéaire (LINAC) permet d'accélérer le faisceau d'ions radioactifs à une énergie voulue entre 0.8 à 2.2 MeV/A.

Le projet ISAC (Isotop Separator ACcelerator) à TRIUMPH (Vancouver, Canada) est en cours de réalisation [15]. Le faisceau primaire utilisé est un faisceau de protons de $100\mu\text{A}$ à 500 MeV. L'accélération des ions radioactifs est réalisée par un RFQ puis un LINAC pour porter les ions à une énergie pouvant varier entre 0.15 et 1.5 MeV/A. On notera que le RFQ n'accepte que les rapports charge/masse (q/A) supérieurs à $1/30$.

Le Holifield Radioactive Ion Beam Facility à Oak Ridge, Etats-Unis, produit déjà des faisceaux d'ions radioactifs par la méthode ISOL [16]. On notera que la post-accélération des ions radioactifs est effectuée par un Tandem 25 MV. Un dispositif comparable est relativement avancé à Catane, Italie, avec le projet EXCYT (Exotics with Cyclotron and Tandem) [17].

Le coup d'envoi du projet SPIRAL (Système de Production d'Ions Radioactifs Accélérés en Ligne) à GANIL a été donné en 1993 sous l'impulsion de l'IN2P3/CNRS, de la DSM/CEA et de la région Basse Normandie. Ce système de production de faisceaux d'ions radioactifs utilise la technique de séparation isotopique en ligne [18]. Le faisceau primaire est un faisceau d'ions légers ou lourds accéléré par les cyclotrons du GANIL déjà en activité. Le projet THI (Très Haute Intensité) qui est actuellement en cours de développement vise à augmenter l'intensité de faisceau disponible pour SPIRAL afin d'atteindre une puissance de 6kW. Une cible épaisse en carbone est bombardée par le faisceau primaire pour réaliser des

réactions de fragmentation. Quel que soit l'élément radioactif à produire, la cible reste la même, seuls les ions constituant le faisceau primaire changent. Les atomes radioactifs produits dans la cible diffusent hors de celle-ci par chauffage à environ 2000 K. Ils sont ensuite transportés à travers un tube de transfert et injectés dans une source d'ions à Résonance Cyclotronique Electronique (ECR) 14.5 Ghz à aimants permanents de type NANOGAN II. Les atomes radioactifs sont multi-ionisés de manière à atteindre des états de charge correspondant à un rapport q/A compris entre 0.09 et 0.4. Les ions multichargés sont extraits à une énergie d'environ 20 keV et sont triés par un spectromètre de masse. Le faisceau sélectionné est injecté dans le cyclotron CIME qui permet d'accélérer les ions radioactifs à des énergies de 1.7 à 25 MeV/A. Les premiers faisceaux disponibles à SPIRAL seront des gaz rares allant de ^6He au ^{77}Kr . Les installations de SPIRAL sont déjà réalisées et testées ; le démarrage est donc imminent.

Enfin, il faut évoquer le projet MAAF (dérivé du projet PIAFE-Grenoble), en préparation à Munich, en Allemagne [19]. La production des éléments radioactifs est réalisée grâce aux fragments riches en neutrons induits par les fissions dans un réacteur nucléaire. Ainsi, il est possible d'obtenir des noyaux très riches en neutrons avec des sections efficaces de deux ou trois ordres de grandeur supérieurs à la fragmentation. En outre, un réacteur à haut flux de neutrons permet d'atteindre des intensités de faisceaux d'ions radioactifs assez importantes.

4. La problématique de la production des ions radioactifs accélérés

4.1. Efficacité de productions des faisceaux exotiques [20]

Dans un système de production d'ions radioactifs accélérés, l'intensité finale I de faisceau disponible pour les expériences est donnée par l'expression:

$$I = \sigma \times I_p \times N_C \times \eta_1 \times \eta_2 \times \eta_3 \times \eta_4 \times \eta_5 \quad (0.1)$$

où σ est la section efficace de la réaction de production, I_p l'intensité du faisceau primaire disponible, N_C l'épaisseur utile de la cible de production (nombre de noyaux cibles par unité de surface), η_1 l'efficacité de sortie des atomes radioactifs de la cible et de leur transport dans la source d'ions, η_2 l'efficacité d'ionisation, η_3 l'efficacité du séparateur ; η_4 tient compte des pertes par décroissance radioactive liées à la durée des opérations de transport, ionisation, séparation et accélération (car les pertes par décroissance liées au temps de diffusion des atomes radioactifs hors de la cible de production sont comprises dans η_1) ; enfin η_5 est l'efficacité du post-accélérateur.

Il est évident que l'augmentation de l'intensité d'ions radioactifs disponibles passe par une augmentation de la luminosité L , avec $L = I_p \times N_C$. C'est pourquoi, dans tous les projets de production d'ions radioactifs une attention particulière est portée à l'augmentation substantielle de l'intensité du faisceau primaire.

Ensuite, à travers les différentes opérations d'extraction et de transport, d'ionisation, de séparation et d'accélération conduisant à l'expression de l'efficacité totale $\eta_T = \eta_1 \times \eta_2 \times \eta_3$

$\times \eta_4 \times \eta_5$, il s'agit moins d'augmenter le nombre d'ions radioactifs disponibles que d'essayer d'en perdre le moins possible.

Dans le cadre de la technique de production du type séparation en vol de produits de fragmentation on peut estimer que : $\eta_1 \times \eta_2 \times \eta_4 \times \eta_5 \approx 1$ [20]. En effet, les ions radioactifs produits sortent directement de la cible ($\eta_1 \approx 1$), aucune source d'ions n'est utilisée ($\eta_2 = 1$), la durée du processus est très courte ($\eta_4 \approx 1$) et il n'y a pas d'accélération ($\eta_5 = 1$). Il reste donc l'efficacité du séparateur (η_3) des produits de fragmentation qui peut varier de 1% à 80% suivant la résolution souhaitée.

Avec la méthode ISOL, l'efficacité totale varie, suivant les éléments à produire et les installations, de quelques pour-cent à 10^{-8} . C'est le prix à payer pour obtenir des faisceaux d'ions radioactifs dont l'énergie peut être ajustée dans une gamme de quelques keV à plusieurs MeV par nucléons.

4.2. Accélérer des faisceaux exotiques avec une installation de type ISOL : la solution $1^+ \rightarrow n^+$

On sait que l'accélération des ions est d'autant plus efficace que leur état de charge est plus élevé. C'est pourquoi, pour accélérer des faisceaux exotiques à plusieurs MeV par nucléons, il est nécessaire de multi-ioniser les éléments issus de la cible de production. Par ailleurs, dans la mesure où la post-accélération est réalisée par un cyclotron, les ions injectés doivent avoir un rapport q/A suffisamment élevé afin que les accélérateurs gardent une taille et un coût raisonnables. On a vu également dans la section précédente que dans le cas du projet TRIUMPH, par exemple, l'injection des ions de masse supérieure à 30 uma dans le RFQ-LINAC, n'est possible que si leur charge est supérieure à 1.

Pour obtenir des ions radioactifs plusieurs fois chargés, il est possible de transporter les atomes extraits de la cible de production dans un tube de transfert jusque dans une source d'ions multichargés (n^+). Cette méthode fonctionne pour les gaz rares. Cependant, elle possède plusieurs inconvénients.

Tout d'abord, on peut difficilement envisager l'ionisation des éléments condensables sans une grosse perte d'efficacité. En effet, les atomes métalliques par exemple, en entrant en contact avec les parois du tube de transfert y resteraient collés.

Ensuite, la source d'ions multichargés, nécessairement placée à proximité de la cible de production, est soumise à de fortes doses de rayonnement et de neutrons, ce qui entraîne un remplacement régulier de la source et donc des coûts de fonctionnement importants. En outre, dans le cadre d'un projet où la production d'éléments radioactifs se fait grâce à un réacteur nucléaire, il faut placer la source d'ions près du cœur du réacteur. Ceci implique des contraintes au niveau de l'encombrement et de la résistance aux rayonnements divers. Une source d'ions multichargés peut difficilement répondre à ce type de contraintes.

Enfin, une telle méthode entraîne l'injection dans la source n^+ d'une grande quantité de contaminants qui peuvent perturber son fonctionnement. La source ne peut donc pas attein-

dre ses performances optimales au niveau de l'efficacité d'ionisation et des états de charge maximum produits.

La transformation d'état de charge $1^+ \rightarrow n^+$ constitue une alternative possible et fiable pour la production d'ions radioactifs multichargés. Le principe est de séparer la production des noyaux radioactifs de la multi-ionisation.

La cible de production est intégrée à une source d'ions monochargés ($1+$). Les atomes radioactifs qui diffusent hors de la cible sont ionisés une fois sans passer par un tube de transfert.

Les ions radioactifs monochargés sont extraits de la source $1+$ à basse énergie (quelques dizaines de keV) et analysés par un spectromètre de masse, de manière à sélectionner l'élément destiné à être accéléré par la suite. Le faisceau $1+$ sélectionné est ensuite injecté dans une source d'ions multichargés de type ECR (Résonance Electronique Cyclotronique). Les ions $1+$ sont ralentis au sein de la source $n+$, capturés par le plasma ECR, multi-ionisés et enfin extraits pour être accélérés.

L'intensité finale du faisceau d'ions radioactifs accélérés délivré par une installation utilisant $1^+ \rightarrow n^+$ peut toujours être exprimée par l'équation (0.1) mais en redéfinissant le coefficient η_1 et η_2 . En effet, η_1 est maintenant l'efficacité de l'ensemble cible-source (c'est à dire l'efficacité de sortie des éléments de la cible et l'efficacité d'ionisation $1+$ de la source ; on notera que η_1 tient compte des pertes par décroissance radioactives durant le temps de diffusion des atomes hors de la cible et le temps d'ionisation $1+$) et η_2 est l'efficacité de transformation $1^+ \rightarrow n^+$ des ions radioactifs. On notera que η_4 tient compte des éléments perdus par décroissance radioactive durant le temps nécessaire pour multi-ioniser les ions radioactifs car leur temps de transport à basse énergie entre l'ensemble cible-source et la source $n+$ ainsi que le temps d'accélération sont négligeables.

La transformation d'état de charge $1^+ \rightarrow n^+$ doit donc répondre à un double impératif de *rendement maximal* et de *temps de réponse* (durée totale de l'opération) *minimal*. Les objectifs visés sont, un rendement en particules de plusieurs pour-cent, et un temps de réponse inférieur à la seconde, compte tenu des faibles durées de vie de certains noyaux radioactifs. Il est en effet nécessaire de conserver des intensités suffisantes, qui justifient l'utilisation d'un faisceau accéléré à haute énergie pour des expériences de collisions nucléaires.

Ce mémoire présente les études de recherche et de développement réalisées sur la transformation d'état de charge $1^+ \rightarrow n^+$. La faisabilité de la méthode avait déjà été prouvée et a fait l'objet de la thèse de C.Tamburella [21]. Il restait à améliorer les résultats déjà obtenus et de les rendre plus reproductibles. Il s'agissait notamment de montrer l'universalité du procédé $1^+ \rightarrow n^+$, c'est-à-dire obtenir des résultats satisfaisants quel que soit l'élément à ioniser (gaz rare, alcalin ou métallique). Il était également important de progresser dans la compréhension du processus de transformation $1^+ \rightarrow n^+$ et de pouvoir dégager des résultats en fonction des caractéristiques du faisceau $1+$ injecté dans la source $n+$. En fait, le but de ce

travail de thèse était de valider la méthode $1^+ \rightarrow n^+$ pour qu'elle devienne, à moyen terme, applicable en ligne dans un système de production d'ions radioactifs accélérés.

On notera que le choix d'une source ECR comme source n^+ a été dicté par la volonté d'obtenir conjointement des états de charge élevés et une intensité maximale de faisceau. La mise en œuvre d'un tel dispositif correspond à un développement technologique tout à fait original, qui nécessite de multiples investigations expérimentales. Mais ce travail a également permis d'appréhender des propriétés fondamentales du plasma d'une source d'ions.

Cette thèse s'articule en quatre parties.

La première partie présente brièvement les principales grandeurs qui caractérisent les plasmas. Les principes physiques qui régissent le fonctionnement des sources d'ions de type ECR sont ensuite décrits.

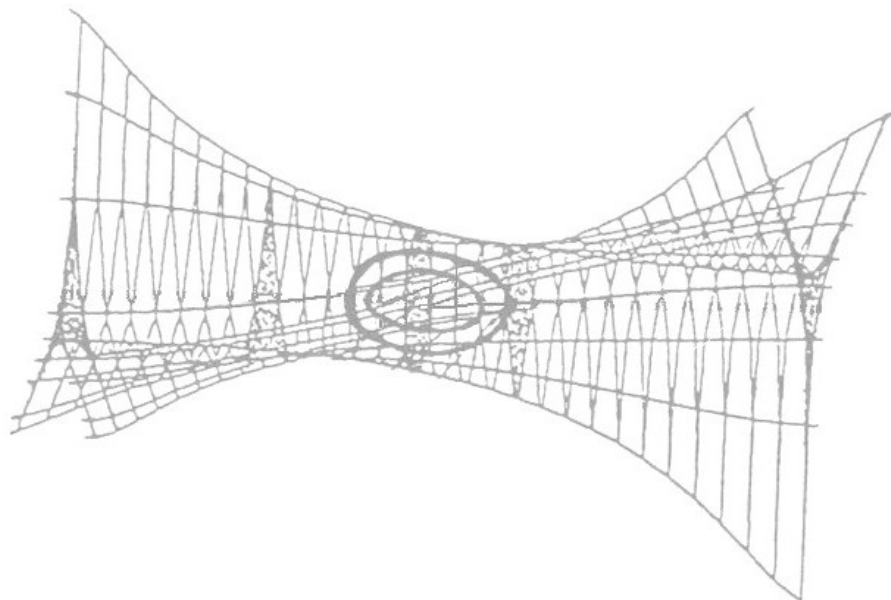
Dans la seconde partie, des résultats déjà obtenus avant que ne commence ce travail de thèse sont rappelés. Les principes généraux mis en jeu lors de la transformation d'état de charge $1^+ \rightarrow n^+$ sont définis. Deux modes de fonctionnement différents sont présentés : le mode continu et le mode pulsé.

Le dispositif expérimental mis en œuvre pour réaliser les expériences de transformation d'état de charge $1^+ \rightarrow n^+$ est présenté dans une troisième partie. Les différentes sources d'ions monochargés que nous avons utilisées sont décrites. Nous décrivons également la source d'ions multichargés MINIMAFIOS qui a été employée pour toutes les expériences.

La quatrième partie est consacrée aux résultats obtenus au cours des diverses investigations expérimentales qui ont été réalisées en $1^+ \rightarrow n^+$. Les mesures de rendement et de temps de réponse en mode continu sont exposées pour plusieurs éléments. Les résultats en mode pulsé sont ensuite présentés. Cette partie s'achève sur la comparaison entre la méthode de transformation d'états de charge $1^+ \rightarrow n^+$ et les autres méthodes de production d'ions radioactifs existantes.

Partie I

Rappels théoriques sur les plasmas ECR



I.1. Les plasmas : grandeurs caractéristiques

Le plasma est souvent défini comme étant le quatrième état de la matière, faisant suite dans l'échelle des températures aux trois états classiques : solide, liquide et gazeux. Les gaz possèdent généralement un faible degré d'ionisation sans pour autant pouvoir être appelés plasmas. Dans un gaz, les particules individuelles sont en majorité des molécules (ou des atomes dans le cas des gaz rares) et les forces électromagnétiques y sont totalement négligeables. Un plasma est un gaz ionisé où les phénomènes collectifs sont prépondérants. Les interactions qui interviennent entre les particules chargées du plasma, ou entre elles et un champ extérieur, sont de nature électromagnétique [22].

L'objet de ce chapitre est de définir de manière très succincte les grandeurs caractéristiques d'un plasma.

I.1.1. Fonctions de distribution

La distribution maxwellienne est couramment utilisée pour décrire la distribution en énergie et en vitesse des particules composant un plasma

La fonction de distribution de vitesse (en module) $F(v)$ est donnée par :

$$F(v) = 4\pi v^2 n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT} \right) \quad (\text{I.1})$$

Comme $f(E) = F(v) \frac{dv}{dE}$, la fonction de distribution en énergie est :

$$f(E) = n \sqrt{\frac{4}{\pi}} (kT)^{-3/2} \sqrt{E} \exp\left(-\frac{E}{kT} \right) \quad (\text{I.2})$$

Par intégration de ces deux expressions on trouve la vitesse moyenne des particules et leur énergie moyenne :

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad (\text{I.3})$$

et

$$\bar{E} = \frac{3}{2} kT \quad (\text{I.4})$$

Pour exprimer les températures des particules constituantes du plasma, on utilise souvent l'électronvolt au lieu du degré kelvin (K). Par définition, la valeur de T en eV est en fait la valeur numérique de kT, avec T en degrés K.

I.1.2. Longueur de Debye

La longueur de Debye est la distance sur laquelle l'influence du champ électrique créé par une particule chargée est « ressentie » par une autre particule chargée à l'intérieur du plasma. En effet, du fait de leur énergie thermique les particules constituantes du plasma se

répartissent de manière à écranter le champ électrique au-delà d'une distance de l'ordre de la longueur de Debye. De la même manière, un champ électrique extérieur ne pourra pas pénétrer dans le plasma au-delà d'une distance supérieure à λ_D .

La longueur de Debye est notée :

$$\lambda_D = \left(\frac{\epsilon_0 k T_e}{n_e e^2} \right)^{1/2} \quad (\text{I.5})$$

où n_e et T_e (en K) sont respectivement la densité et la température des électrons du plasma.

De plus, la longueur de Debye donne une limite inférieure aux dimensions macroscopiques du plasma. En effet, il n'y a pas de neutralité électrique dans la sphère de Debye. Pour avoir un plasma globalement neutre, il faut que la taille de celui-ci soit très supérieure à λ_D .

I.1.3. Oscillation de plasma

Si, dans un plasma initialement neutre, on produit une perturbation locale sous forme d'un excès de charges positives ou négatives, celui-ci va tendre à revenir vers l'état d'équilibre de neutralité.

On peut montrer que la perturbation initiale engendre en général une oscillation radiale du plasma autour de sa position d'équilibre [23].

Les électrons oscillent donc autour de leur position d'équilibre avec une pulsation ω_p telle que :

$$\omega_p = \omega_{pe} = \left(\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e} \right)^{1/2} \quad (\text{I.6})$$

où m_e est la masse de l'électron.

Ce phénomène est appelé oscillation de plasma électronique ou oscillation de Langmuir. Cette pulsation est appelée improprement *fréquence plasma*. En toute rigueur la fréquence plasma est la quantité :

$$f_{pe} = \frac{\omega_{pe}}{2\pi} \quad (\text{I.7})$$

$$f_{pe} \approx 8.97 \sqrt{n_e} \quad (\text{Hz}) \quad (\text{I.8})$$

On peut de même définir la pulsation des oscillations de plasma ioniques :

$$\omega_{pi} = \left(\frac{q_i^2 n_i}{\epsilon_0 m_i} \right)^{1/2} \quad (\text{I.9})$$

Les particules peuvent osciller en réponse à une onde externe appliquée au plasma à condition que sa fréquence soit inférieure ou égale à la fréquence naturelle des particules. Le plasma peut donc répondre à une perturbation qui a pour fréquence $\omega < \omega_p$. Comme $\omega_{pe} \gg \omega_{pi}$, les électrons (contrairement aux ions) sont capables de répondre à des perturbations à hautes fréquences.

I.2. Les principes de fonctionnement d'une source ECR

Les recherches sur les sources d'ions à Résonance Cyclotronique Electronique (ECR) ont débuté à la fin des années 60 sur la base des développements effectués sur l'application des plasmas à la fusion thermonucléaire contrôlée [25]. La première source d'ions utilisant le chauffage ECR capable de produire des ions multichargés a été réalisée par R.Geller et son équipe en 1965 [25].

Les sources d'ions ECR permettent de produire des forts courants d'ions multichargés, ce qui permet d'accélérer des faisceaux à des énergies importantes. C'est pourquoi ces sources sont utilisées dans la majorité des accélérateurs d'ions lourds à travers le monde (Berkeley, CERN, Ganil, GSI, Louvain la Neuve...) [26]. En outre, elles sont également utilisées en physique atomique où les expériences nécessitent d'atteindre de très hauts états de charge (comme l'Ar¹⁷⁺ par exemple) [27].

Les ions sont produits dans une source par l'intermédiaire d'un plasma confiné dans un champ magnétique axial et un champ magnétique radial (voir paragraphe I.2.1). Les électrons du plasma sont accélérés par une onde hyper-fréquence (quelques GHz) à la résonance ECR (voir paragraphe I.2.2) et l'ionisation des atomes vers des états de charge élevés est réalisée par collisions successives avec les électrons (voir paragraphe I.2.4).

I.2.1. Le confinement magnétique

I.2.1.1. *Rayon de giration et fréquence cyclotron*

Si l'on considère une particule chargée plongée dans un champ magnétique \mathbf{B} uniforme, son mouvement est décrit par l'équation :

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (\text{I.10})$$

La particule décrit alors une trajectoire hélicoïdale le long des lignes de champ [23] dont la fréquence de giration, communément appelée fréquence cyclotron vaut :

$$\Omega = \frac{q}{m} B \quad (\text{I.11})$$

où q et m sont respectivement la charge et la masse de la particule considérée. On notera que selon l'usage, on emploie ici le mot *fréquence* bien qu'il s'agisse d'une *vitesse angulaire*. On peut écrire l'expression pratique de cette grandeur pour les électrons (ω_{ce}) :

$$\Omega_e = \omega_{ce} = 1.7588 \times 10^{11} B \quad (\text{I.12})$$

En outre, le rayon de giration de la particule, également appelé rayon de Larmor, s'écrit :

$$\rho_L = \frac{v_{\perp}}{\Omega} \quad (\text{I.13})$$

v_{\perp} étant la composante de la vitesse de la particule perpendiculaire au champ \mathbf{B} .

I.2.1.2. Structure magnétique d'une source ECR

La Figure I-1 montre l'allure du champ magnétique axial d'une source ECR : il comporte deux maxima de champ et un minimum.

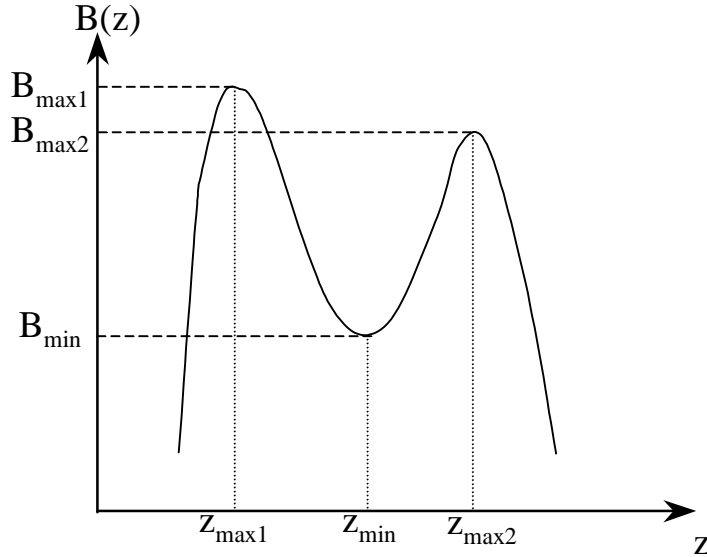


Figure I-1 : Profil de champ magnétique axial d'une source ECR.

Soient \mathbf{v}_0 la vitesse initiale d'une particule chargée de masse m se trouvant à la position z_{\min} où le champ magnétique est minimum (B_{\min}) et θ_0 l'angle formé par \mathbf{v}_0 et \mathbf{B}_{\min} . Soient \mathbf{v} et θ les valeurs correspondantes à une position z , telle que $z_{\max1} < z < z_{\max2}$, où règne un champ \mathbf{B} (voir Figure I-2).

En absence de champ électrique, l'énergie cinétique de la particule est constante. On peut donc écrire :

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}mv_0^2 \quad (\text{I.14})$$

D'autre part, le moment magnétique μ_0 de la particule à z_{\min} s'écrit :

$$\mu_0 = \frac{mv_{0\perp}^2}{2B_{\min}} \quad (\text{I.15})$$

où $v_{0\perp}$ est la composante de la vitesse de la particule perpendiculaire au champ magnétique. Donc : $v_{0\perp}^2 = v_0^2 \sin^2 \theta_0$. Le moment magnétique est un invariant du mouvement [28], ce qui permet d'écrire :

$$\frac{1}{2} \frac{mv^2 \sin^2 \theta}{B} = \frac{1}{2} \frac{mv_0^2 \sin^2 \theta_0}{B_{\min}} \quad (\text{I.16})$$

avec (I.14), il vient :

$$\frac{\sin^2 \theta}{B} = \frac{\sin^2 \theta_0}{B_{\min}} = Cte \quad (\text{I.17})$$

La condition pour que la particule soit réfléchiée au niveau du champ B s'obtient en écrivant que θ est égal à $\pi/2$, soit :

$$\sin \theta = \left(\frac{B_{\min}}{B} \right)^{1/2} \quad (\text{I.18})$$

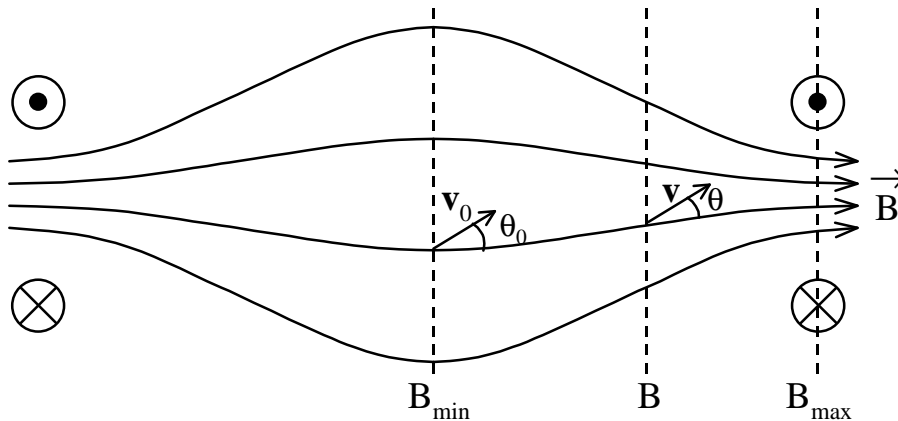


Figure I-2: Miroirs magnétiques créés par deux bobines coaxiales parcourues par un courant identique.

Pour qu'une particule soit piégée dans la structure magnétique, elle doit être réfléchiée avant ou au niveau du champ maximum. On peut donc définir une valeur critique θ_m de θ_0 telle que la particule est réfléchiée au niveau du champ maximum :

$$\sin \theta_{0m} = \left(\frac{B_{\min}}{B_{\max}} \right)^{1/2} = \frac{1}{\sqrt{R}} \quad (\text{I.19})$$

où $R=B_{\max}/B_{\min}$ est appelé le rapport miroir. Dans une source ECR classique le rapport miroir a une valeur de l'ordre de 2.

Les particules dont la vitesse initiale forme avec le champ magnétique un angle θ tel que $\theta > \theta_{0m}$ sont donc réfléchies dans la structure magnétique. Si l'angle θ est tel que $\theta < \theta_{0m}$, les particules s'échappent de la structure magnétique. On définit alors un cône d'angle au sommet θ_{0m} . Ce cône est appelé *le cône de perte*. En effet, les particules dont le vecteur vitesse se trouve dans ce cône seront perdues.

Dans une source ECR, le champ axial est créé grâce des groupes de bobines parcourus par un courant de même sens ou grâce à des aimants permanents. Les électrons et les ions « voient » alors des gradients de champ de part et d'autre du plasma et sont confinés au centre. Ceux dont le vecteur vitesse est à l'intérieur du cône de perte échappent au confinement magnétique et quittent alors le plasma.

En général, on règle le courant circulant dans les bobines de manière à ce que le miroir magnétique ne soit pas symétrique. Le maximum de champ $B_{\max 2}$ (côté extraction de la

source) est inférieur au maximum $B_{\max 1}$ (côté injection) afin de favoriser la fuite des ions du plasma vers l'extraction de la source.

En outre, pour confiner le plasma radialement il est nécessaire d'appliquer un champ magnétique radial. Ce champ est créé par un multipôle. L'hexapôle est le plus couramment employé et il s'agit, la plupart du temps, d'une structure fabriquée à partir d'aimants permanents (Ex : Samarium Cobalt, Fer Néodyme Bore). Il est également possible d'utiliser par exemple, des octupôles et des dodécapôles.

En définitive, le confinement magnétique du plasma dans une source ECR est réalisé par la superposition d'un champs magnétiques axial et d'un champ magnétique radial. On parle de structure magnétique à minimum B. Le champ résultant d'une telle superposition n'est pas symétrique axialement, comme le montre la Figure I-3. On peut remarquer que les surfaces de champ magnétique constant (B_1 , B_2 , B_{\min}) sont des ellipsoïdes de révolution. Les particules sont donc piégées dans un puits magnétique, au centre de la source ECR.

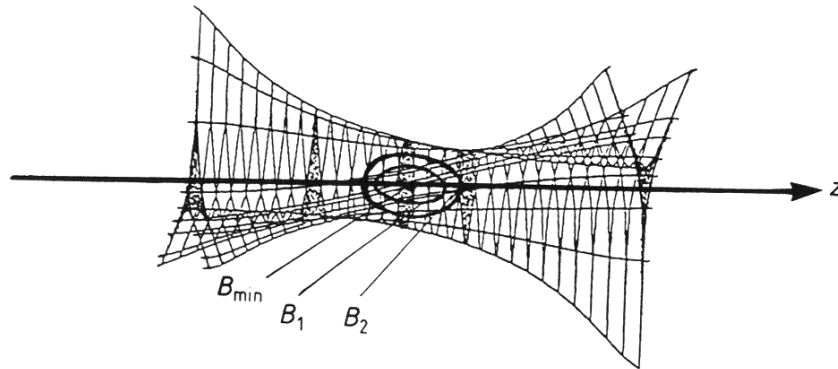


Figure I-3 : Lignes de champ obtenues par superposition du champ axial et du champ radial [25].

I.2.2. Le chauffage ECR des électrons

Dans une source ECR, l'ionisation se produit par collision des électrons sur les atomes ou les ions du plasma. Donc, pour obtenir des ions X^{n+} , il doit exister dans le plasma une population d'électrons dont l'énergie est au moins égale au $n^{\text{ième}}$ potentiel d'ionisation de l'élément X. Par exemple, le dix-septième potentiel d'ionisation de l'argon est de 3.95 keV. Pour que les électrons du plasma atteignent une énergie de quelques keV, il est donc nécessaire de les chauffer.

Pour cela, une onde électromagnétique de haute fréquence est injectée dans la source ECR. Un transfert d'énergie entre l'onde H.F. et les électrons se produit lorsque que la fréquence cyclotronique électronique est égale à la fréquence de l'onde H.F. Il s'agit de la résonance électronique cyclotronique.

Il faut cependant noter que les électrons, en passant dans la zone de résonance peuvent gagner ou perdre de l'énergie suivant l'orientation de leur vitesse transverse avec le champ électrique de l'onde H.F. Les électrons étant confinés dans le plasma par le champ magnétique, ils font plusieurs passages dans la zone ECR. Il s'avère qu'après un grand nombre de

passages, le bilan en énergie des électrons est positif : on parle de chauffage stochastique intrinsèque des électrons [29].

Pour une fréquence de l'onde H.F. ($f_{HF}=2\pi \omega_{HF}$) donnée, le champ magnétique B_R auquel la résonance se produit s'exprime par :

$$B_R = 2\pi f_{HF} \frac{m_e}{q_e} \quad (I.20)$$

Par exemple, pour une fréquence de $f_{HF}=10$ Ghz, B_R vaut : 0.3572 T. Pour $f_{HF}=14$ Ghz, on a $B_R=0.5001$. La zone ECR dans la source est donc un ellipsoïde de révolution.

Le gain en énergie des électrons se fait dans le plan perpendiculaire au champ magnétique. Ainsi, en favorisant la vitesse perpendiculaire des électrons, le chauffage ECR favorise le piégeage des électrons dans la structure magnétique de la source (voir paragraphe I.2.1.2).

On a vu au paragraphe I.1.3 que les électrons du plasma peuvent répondre à une onde externe à condition que leur pulsation ω_p soit inférieure ou égale à la pulsation de l'onde.

Si la pulsation d'oscillation ω_p des électrons est supérieure à la pulsation de l'onde H.F. ($\omega_{H.F.}$), cette dernière peut être réfléchi et ne peut plus donc pénétrer dans le plasma pour chauffer les électrons : il s'agit du phénomène de coupure [25].

Pour que l'onde H.F. puisse pénétrer dans le plasma, on doit nécessairement avoir : $\omega_p \leq \omega_{H.F.}$. L'équation (I.6) montre que ω_p dépend de la racine carrée de la densité des électrons dans le plasma. Par conséquent, la densité électronique dans un plasma ECR est limitée par la fréquence de l'onde H.F. utilisée. Ainsi, pour $f_{HF}=10$ Ghz, on a : $n_e \leq 1.24 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$.

I.2.3. Le potentiel plasma

Dans un plasma ECR, les électrons, du fait de leur plus faible masse, sont beaucoup plus mobiles que les ions. Ils peuvent donc s'échapper du plasma plus rapidement. On a alors un phénomène de diffusion ambipolaire [25]. Donc, un potentiel Φ positif apparaît, puisque les ions, plus lents, deviennent majoritaires dans le plasma ; Φ est appelé potentiel plasma. Ce potentiel permet également de retenir les électrons thermiques afin que le plasma reste globalement neutre. Le potentiel plasma est assez difficile à déterminer précisément mais on l'estime communément à une dizaine de volts [21].

En outre, on a vu au paragraphe précédent que le chauffage ECR favorise le confinement des électrons dans la structure magnétique. On trouve donc au centre du plasma une forte densité d'électrons énergétiques qui créent un puits de potentiel $\Delta\Phi$ (Figure I-4). Ce puits de potentiel abaisse le potentiel plasma, ce qui constitue un piège électrostatique pour les ions au centre du plasma [25].

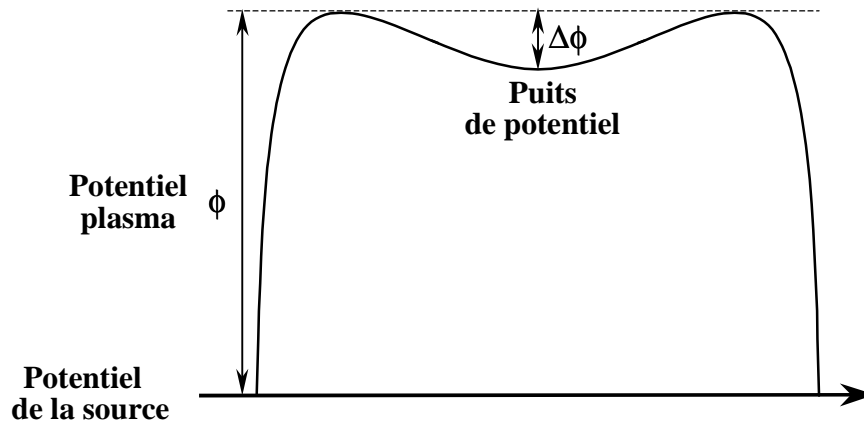


Figure I-4 : Le potentiel plasma Φ et le puits $\Delta\Phi$ suivant le rayon et l'axe d'un plasma ECR.

I.2.4. L'équilibre d'ionisation

I.2.4.1. Sections efficaces d'ionisation

La section efficace d'ionisation d'un état de charge i vers un état de charge $i+1$ par un électron d'énergie E peut être exprimée par [30]:

$$\sigma_{i \rightarrow i+1}(E) = \frac{1.4 \times 10^{-13}}{P_i E} \ln \frac{E}{P_i} \quad (\text{cm}^2) \quad (\text{I.21})$$

où E et P_i , qui est le potentiel d'ionisation de l'état de charge i , sont exprimés en eV.

Le taux d'ionisation $\nu_{i \rightarrow i+1}$ est donné par :

$$\nu_{i \rightarrow i+1} = n_e(E) \sigma_{i \rightarrow i+1}(E) v_e \quad (\text{I.22})$$

où $n_e(E)$ et v_e sont la densité et la vitesse des électrons. Cependant, on suppose généralement que les électrons du plasma obéissent à une distribution maxwellienne de température T_e (voir équation (I.2)). Il faut alors calculer le taux d'ionisation moyen, en intégrant sur l'énergie l'équation (I.22). Il vient finalement [31] :

$$\nu_{i \rightarrow i+1} = \langle n_e(E) \sigma_{i \rightarrow i+1}(E) v_e \rangle = n_e \frac{9.37 \times 10^{-6}}{P_i T_e^{1/2}} \int_{P_i/T_e}^{\infty} \frac{e^{-x}}{x} dx \quad (\text{I.23})$$

I.2.4.2. L'échange de charge

L'échange de charge entre les ions et les atomes neutres du plasma est un processus qui est en concurrence avec l'ionisation puisqu'il défavorise l'augmentation des états de charge.

La section efficace d'échange de charge est donnée par [30]:

$$\sigma_{i \rightarrow i-1}^{ech} = 1.43 \times 10^{-12} i^{1.17} P_0^{-2.76} \quad (\text{cm}^2) \quad (\text{I.24})$$

où P_0 (en eV) est le premier potentiel d'ionisation de l'atome avec lequel l'ion effectue l'échange de charge.

Le taux d'échange de charge est exprimé par :

$$\langle \nu^{ech} \rangle = n_0 \langle \sigma^{ech} v_i(E_i) \rangle \quad (\text{I.25})$$

où n_0 est la densité de neutre, v_i la vitesse de l'ion.

En moyennant sur la distribution en énergie des ions (qui est également supposée maxwellienne), on obtient [31]:

$$v_{i \rightarrow i-1}^{ech} = n_0 3.15 \times 10^{-6} i^{1.17} P_0^{-2.76} \sqrt{\frac{T_i}{A}} \quad (\text{I.26})$$

où T_i et A sont respectivement la température (en eV) et la masse (en uma) de l'ion.

1.2.4.3. Recombinaison radiative

La recombinaison radiative est un phénomène qui, comme l'échange de charge, s'oppose à l'ionisation.

Le taux de recombinaison radiative, toujours dans l'hypothèse d'une distribution électronique maxwellienne, est donné par l'équation [31]:

$$v_{i+1 \rightarrow i}^{rr} = n_e 5.2 \times 10^{-14} i \frac{P_i^{3/2}}{T_e^{3/2}} \exp\left(\frac{P_i}{T_e}\right) \int_0^{\infty} \frac{e^{-x}}{x} dx \quad (\text{I.27})$$

1.2.4.4. Temps de confinement

On a vu au paragraphe 1.2.3 que les électrons énergétiques du plasma qui sont confinés par le champ magnétique créent un puits de potentiel $\Delta\phi$. Les ions doivent franchir cette barrière de potentiel pour sortir du plasma. Plus la charge i de l'ion est élevée, plus son temps de confinement est long puisqu'il doit franchir un potentiel de $i \Delta\phi$.

Le temps de confinement peut être exprimé par [33]:

$$\tau_i = RL \sqrt{\frac{\pi m_i}{2kT_i}} \exp\left(\frac{i\Delta\phi}{kT_i}\right) \quad (\text{I.28})$$

où m_i et T_i sont la masse et la température de l'ion, R est le rapport miroir de la source ECR et L la longueur du plasma.

Les hauts états de charge dans un plasma ECR sont atteints par l'ionisation pas à pas des ions pendant leur temps de confinement. Un bon confinement des ions leur permet ainsi d'atteindre de hauts états de charge. Par ailleurs, un moindre confinement du plasma favorise les fortes intensités des faisceaux extraits. Dans une source ECR, un compromis doit être réalisé au niveau du champ magnétique afin de produire de hauts états de charge avec une intensité suffisante.

1.2.4.5. L'équilibre d'ionisation

On peut dresser le bilan des phénomènes qui favorisent et qui défavorisent l'état de charge i :

- Gain d'ions de charge i : ionisation de l'état de charge ($i-1$), échange de charge de l'état de charge ($i+1$), recombinaison radiative de l'état de charge ($i+1$).

- Perte d'ions de charge i : ionisation vers l'état de charge (i+1), échange de charge vers l'état de charge (i-1), recombinaison radiative vers l'état de charge (i-1) et perte des ions de charge i par déconfinement.

A partir des différentes grandeurs (taux d'ionisation, d'échange de charge, de recombinaison radiative et temps de confinement) définies aux paragraphes précédents, on peut alors écrire l'équation qui décrit l'évolution de la densité d'ions de charge i dans le plasma :

$$\frac{dn_i}{dt} = n_{i-1}v_{i-1 \rightarrow i} + n_{i+1}(v_{i+1 \rightarrow i}^{ech} + v_{i+1 \rightarrow i}^{rr}) - n_i \left(v_{i \rightarrow i+1} + v_{i \rightarrow i-1}^{ech} + v_{i \rightarrow i-1}^{rr} + \frac{1}{\tau_i} \right) \quad (I.29)$$

où n_i , n_{i-1} et n_{i+1} , sont les densités d'ions de charges i, (i-1) et (i+1).

Il est possible d'écrire cette équation pour tous les états de charge d'une espèce d'ion considérée. A l'équilibre, lorsque la source ECR a atteint son régime stationnaire, on peut écrire pour tout i:

$$\frac{dn_i}{dt} = 0 \quad (I.30)$$

En introduisant certains paramètres (T_e , n_e , T_i , n_i , n_0) on peut résoudre ce système d'équations et obtenir la distribution des états de charge d'une source ECR. Un exemple de code de simulation ainsi que les résultats obtenus sont présentés dans la référence [31].

I.2.5. Un exemple de source ECR : ECR 4-M

On présentera ici très brièvement les caractéristiques et les performances d'une source d'ions ECR moderne : ECR4-M [34],[35]. Cette source a été conçue et réalisée au GANIL, sur la base d'une source plus ancienne ECR 4 [36] dans le but d'obtenir des hautes performances pour une consommation minimum.

Un schéma représentant les principaux éléments techniques de la source ECR4-M se trouve sur la Figure I-5.

Le confinement axial est assuré par deux bobines qui peuvent induire un champ magnétique maximum de 1.6T, ce qui permet d'atteindre la résonance avec une onde H.F de fréquence 18 Ghz.

Le champ magnétique radial est produit par un hexaspole constitué d'aimants permanents en Fer Néodyme Bore (FeNdB) montés dans une configuration de Halbach [25]. Le champ magnétique radial est de 1.25 T au niveau des pôles.

L'onde H.F. est injectée dans un cube en cuivre où le mode de cavité peut être réglé par un piston d'accord. On trouve sur l'axe de ce cube un tube coaxial également en cuivre qui pénètre dans la source jusqu'à l'entrée de l'hexaspole.

Deux injections de gaz indépendantes sont possibles dans la source ECR4-M. Le gaz support est injecté au niveau du cube H.F. Le gaz support permet de créer, d'entretenir le plasma, ainsi que d'améliorer les performances de la source de la source ECR.

Le gaz à ioniser est injecté dans la source à travers le tube coaxial. Ce gaz est en général injecté en moins grande quantité que le gaz support. On peut remarquer qu'il est possible de disposer un micro-four [37] dans le tube coaxial afin d'ioniser la vapeur d'éléments métalliques.

Les performances d'une source ECR sont en général meilleures lorsque la masse des atomes du gaz support est plus faible que celle des éléments à ioniser [38],[39].

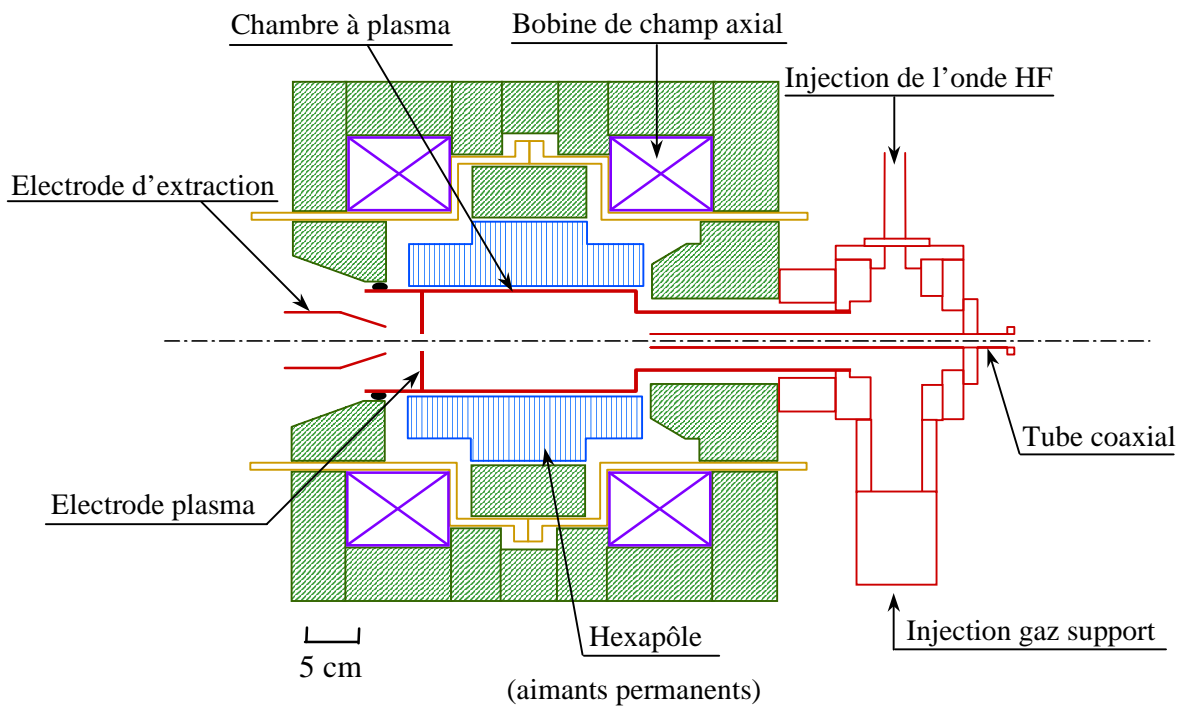


Figure I-5 : Schéma de la source ECR4-M

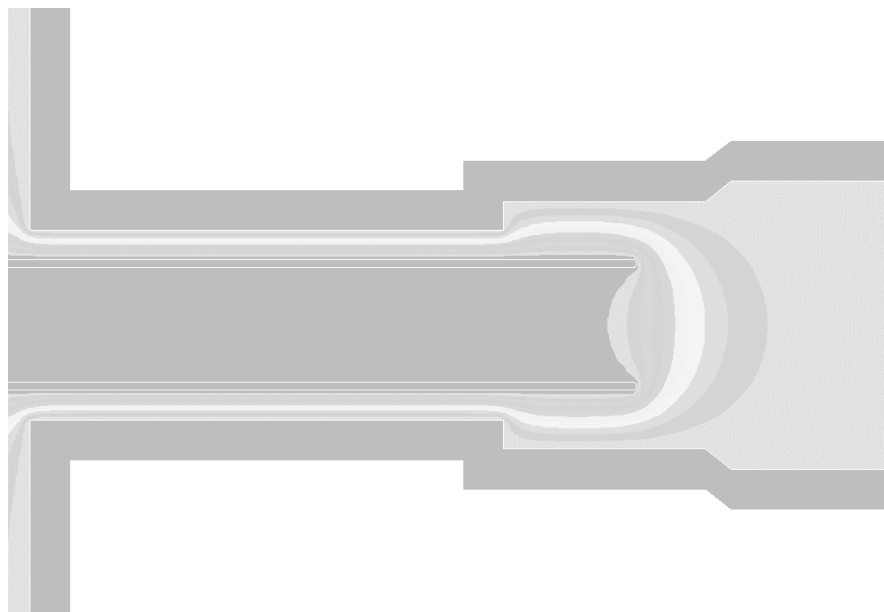
Les performances de la source ECR4-M, fonctionnant avec une onde H.F. de fréquence 14.5 Ghz sont résumées dans le tableau I-1 [35].

Ion produit	Courant maximum (μAe)
$^{40}\text{Ca}^{14+}$	14
$^{16}\text{O}^{6+}$	1000
$^{40}\text{Ar}^{8+}$	650
$^{40}\text{Ar}^{11+}$	200
$^{40}\text{Ar}^{14+}$	15

Tableau I-1 : Exemple des performances de la source ECR4-M.

Partie II

Les principes de la méthode $1^+ \rightarrow n^+$



II.1. Rappels «historiques» de la méthode $1^+ \rightarrow n^+$

II.1.1. Origines de la méthode $1^+ \rightarrow n^+$

Les premiers développements de conversion d'états de charge $1^+ \rightarrow n^+$ ont été réalisés à l'ISN dans le cadre du projet PIAFE (Production Ionisation Accélération de Faisceaux Exotiques) [40]. Ce projet prévoyait de disposer une cible ^{235}U dans un canal du réacteur de l'Institut Laue Langevin afin de produire des fragments de fissions riches en neutrons. Ces fragments de fission devaient être ionisés une fois et transportés dans une ligne de faisceau à basse énergie (30 keV) sur environ 400 m jusqu'à l'Institut des Sciences Nucléaires. Le complexe de cyclotrons SARA (qui était alors encore en activité) aurait permis d'accélérer les noyaux radioactifs à des énergies de 2 à 20 MeV/A.

L'accélération des ions exotiques par un cyclotron rendait nécessaire l'augmentation de leurs états de charge. C'est pourquoi des études visant à établir la faisabilité de la transformation d'états de charge $1^+ \rightarrow n^+$ ont alors été entreprises à l'ISN dès 1992. Ces travaux ont notamment donné lieu à la thèse de doctorat de C. Tamburella [21].

Le principe de base de $1^+ \rightarrow n^+$ est d'injecter des ions monochargés à basse énergie (quelques dizaines de keV) dans une source ECR. Pour être multi-ionisés les ions 1^+ doivent être capturés par le plasma et donc être ralentis à une énergie proche de celle des ions du plasma ECR, (quelques électronvolts). Plusieurs techniques de ralentissement des ions monochargés ont été testées à l'ISN durant une période allant de 1992 à 1997. Nous allons très brièvement rappeler les résultats qui ont été obtenus avant que ne commence mon travail de thèse.

II.1.2. Résultats déjà obtenus

Les premières expériences $1^+ \rightarrow n^+$ consistaient à implanter à très basse énergie (environ 1 keV) les ions monochargés (faisceau primaire) sur une cible solide (appelée « catcher ») placée dans une source ECR MINIMAFIOS 10 Ghz [21]. Ces ions étaient extraits de la cible (par diffusion) à la vitesse thermique sous l'effet du bombardement du faisceau primaire avec ou sans chauffage annexe du catcher. Les atomes extraits étaient alors capturés par le plasma et multi-ionisés. Cette méthode n'ayant pas donné des résultats satisfaisants a été finalement abandonnée.

De nouveaux essais ont alors débuté afin d'étudier un procédé de ralentissement électrostatique au sein de la source ECR .

Ces expériences ont été réalisées avec la source MINIMAFIOS 10 Ghz prêtée par le DRFMC du CEA Grenoble. Une expérience de faisabilité avec une source d'ions multichargés CAPRICE 10 Ghz du complexe accélérateur SARA a également été réalisée [42]. En effet, les deux sources possèdent deux mode d'injection de l'onde hyper-fréquence (H.F) différent : dans les sources de type CAPRICE l'injection de l'onde H.F. est coaxiale, alors qu'elle est radiale dans MINIMAFIOS.

On a vu dans l'introduction que les deux grandeurs importantes sont le rendement $1^+ \rightarrow n^+$ en particules (défini par le rapport du nombre d'ions n^+ produits sur le nombre d'ions 1^+ injectés dans la source ECR) et la durée du processus de transformation $1^+ \rightarrow n^+$ ou temps de réponse. Les résultats obtenus par la méthode du ralentissement électrostatique des ions [21],[41],[42] sont résumés dans le Tableau II-1. On notera que les résultats de rendement sont donnés pour l'état de charge le plus abondant extrait de la source n^+ .

Transformation $1^+ \rightarrow n^+$	Source ECR n^+	Rendement	Temps de réponse
$\text{Rb}^{1+} \rightarrow \text{Rb}^{9+}$	MINIMAFIOS 10 Ghz	2.5 %	50 ms
$\text{Rb}^{1+} \rightarrow \text{Rb}^{9+}$	MINIMAFIOS 10 Ghz	2 %	50 ms
$\text{Rb}^{1+} \rightarrow \text{Rb}^{13+}$	CAPRICE 10 Ghz	0.7 %	-
$\text{Kr}^{1+} \rightarrow \text{Kr}^{9+}$	MINIMAFIOS 10 Ghz	6.5 %	60 ms
$\text{Xe}^{1+} \rightarrow \text{Xe}^{14+}$	MINIMAFIOS 10 Ghz	4 %	70 ms
$\text{Zn}^{1+} \rightarrow \text{Zn}^{9+}$	MINIMAFIOS 10 Ghz	0.7 %	-

Tableau II-1 : Résultats $1^+ \rightarrow n^+$ par ralentissement électrostatique.

Bien que le projet PIAFE ait été suspendu par manque de financement, les études de recherche et développement sur $1^+ \rightarrow n^+$ ont été poursuivies car elles sont susceptibles d'intéresser des instituts qui développent des projets de production d'ions radioactifs par une méthode de type ISOL. En particulier, certaines des expériences décrites dans ce document ont été réalisées dans le cadre d'une collaboration entre l'ISN et le GANIL dans le but d'envisager l'éventuelle implantation de la méthode de transformation des états de charge $1^+ \rightarrow n^+$ sur SPIRAL.

La faisabilité de principe de la méthode $1^+ \rightarrow n^+$ a donc été montrée, mais pour qu'elle soit opérationnelle auprès d'un accélérateur, il faut qu'elle permette d'obtenir un rendement de plusieurs pour-cent quel que soit l'élément à multi-ioniser.

Par ailleurs, les résultats que nous venons de rappeler ont été obtenus en mode continu. Cependant, certains projets de production et d'accélération d'ions radioactifs prévoient d'utiliser un accélérateur secondaire fonctionnant en pulsé (Synchrotrons, LINAC). Il serait alors intéressant d'adapter la conversion d'état de charge $1^+ \rightarrow n^+$ de manière à extraire les ions multichargés par paquets de courte durée (quelques millisecondes). Ce dernier point, qui n'avait jamais été abordé avant que ne commence ce travail de thèse, représente une étape supplémentaire et un élargissement de la méthode que nous avons réussi à mettre en œuvre.

II.2. Le mode continu

On parle de mode continu lorsque le faisceau d'ions monochargés injecté dans la source ECR n^+ et le faisceau d'ions multichargés produit sont tous les deux continus.

Ce paragraphe décrit les principes généraux mis en jeu lors de la transformation d'états de charge $1^+ \rightarrow n^+$ en mode continu.

Pour illustrer certains points, on donnera un spectre issu de données expérimentales, qui ne sera pas commenté de manière quantitative dans ce paragraphe.

II.2.1. Les caractéristiques du faisceau d'ions monochargés

Avant d'injecter le faisceau d'ions monochargés dans la source ECR n^+ , il est nécessaire de le caractériser. C'est pourquoi, le faisceau d'ions 1^+ voulu est sélectionné, son intensité et son émittance sont ensuite mesurées.

II.2.1.1. *Spectre de distribution des états de charge*

Le faisceau d'ions monochargés extrait d'un ensemble cible-source est constitué d'une superposition d'ions de différentes charges et de différentes masses. En effet, outre l'élément voulu, divers éléments diffusent de la cible de production et sont ensuite ionisés et extraits. Même si la source utilisée ne permet d'ioniser qu'un seul type d'élément (une source à ionisation de surface par exemple, n'ionise que les alcalins), plusieurs isotopes de l'élément produit peuvent être superposés dans le faisceau 1^+ .

L'objectif même de la méthode $1^+ \rightarrow n^+$ consiste, a priori, à ne multi-ioniser que l'isotope radioactif qui est destiné à être accéléré. C'est pourquoi il est nécessaire d'effectuer une sélection des ions monochargés après la source 1^+ . Cette sélection est en général réalisée par un spectromètre de masse.

Le principe d'un spectromètre de masse est d'appliquer un champ magnétique \mathbf{B} constant et perpendiculaire à la vitesse \mathbf{v} des particules chargées, sur une portion de leur trajectoire. La force à laquelle sont soumises les particules est constamment perpendiculaire à leur vecteur vitesse. Leur trajectoire est donc circulaire et de rayon de courbure ρ (voir Figure II-1). Les particules sont alors caractérisées par leur rigidité $B\rho$ qui est donnée par [43] :

$$B\rho = \frac{mv}{q} = \frac{p}{q} \quad (\text{II.1})$$

La rigidité est exprimée en Tesla-mètre (T.m).

Les ions sont extraits de la source par une différence de potentiel U appliquée entre la source et la ligne de transport (en général la source est au potentiel U et la ligne est à la masse). Leur énergie E est donc donnée par : $E=qU$. Dans notre cas, U vaut quelques dizaines de kV, les ions ne sont donc pas relativistes, ce qui permet d'écrire :

$$B\rho = \frac{m}{q} \sqrt{\frac{2qU}{m}} = \sqrt{\frac{2mU}{q}} \quad (\text{II.2})$$

Le faisceau d'ions extrait d'une source est en général constitué d'une superposition de plusieurs faisceaux de rigidités différentes. Cependant, on notera que deux ions différents peuvent avoir une rigidité identique si le rapport charge sur masse (q/m) est identique. Par exemple, l' ${}^{40}\text{Ar}^{5+}$ et l' ${}^{16}\text{O}^{2+}$ produits par une source d'ions portée à 18 kV ont un $B\rho$ très proche d'environ 5.48×10^{-2} T.m.

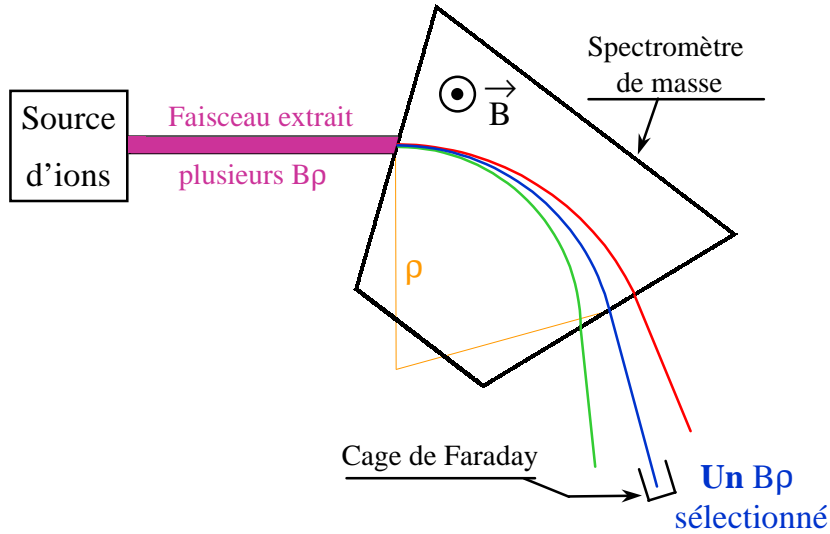


Figure II-1 : Schéma de principe d'un spectromètre de masse.

Dans un spectromètre, le rayon de courbure de la trajectoire des ions étant fixé par construction, en ajustant le champ B , on sélectionne un seul $B\rho$. Par conséquent, il est intrinsèquement impossible de distinguer deux ions d'espèce chimique et de charge différente si leur $B\rho$ est identique.

Après le spectromètre de masse, l'intensité du faisceau sélectionné est mesurée par une cage de Faraday (voir Figure II-1). En faisant varier le champ magnétique B et en mesurant l'intensité sur la cage de Faraday pour chaque valeur de B , on obtient alors un spectre de distribution des états de charge. Ce spectre rend compte de l'ensemble des espèces ioniques extraites de la source (du moins celles ayant un $B\rho$ inférieur au $B\rho$ maximal pouvant être atteint avec le spectromètre). Un exemple de spectre réalisé avec une source ECR Nanogan 10 GHz est donné Figure II-2.

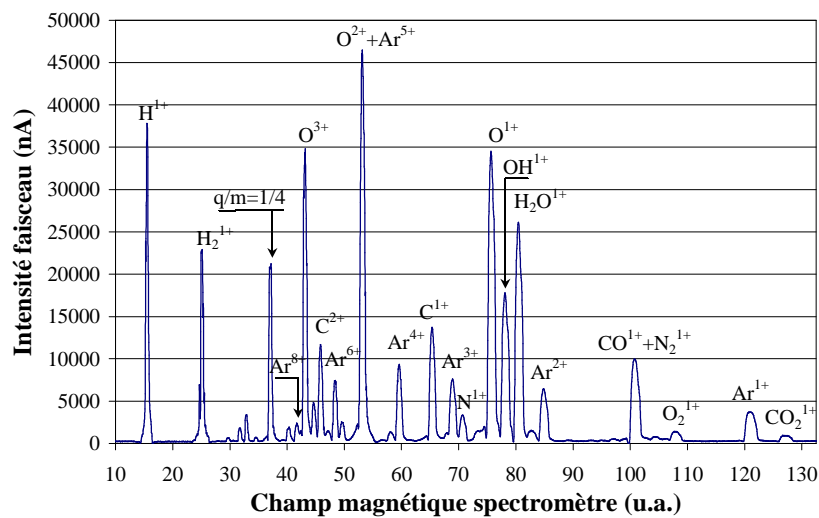


Figure II-2 : Spectre de distribution des états de charge d'une source Nanogan 10 GHz. Puissance de l'onde H.F. injectée : 5 W.

Il est également possible de réaliser une sélection des ions avec un filtre de Wien. Le principe est d'appliquer un champ électrique et un champ magnétique perpendiculaires entre eux et perpendiculaires à la vitesse \mathbf{v} des particules chargées. Les forces induites par les champs agissent sur les ions dans la même direction mais sont de sens opposé. Ces deux forces se compensent exactement pour les ions dont la vitesse est égale au rapport des modules du champ électrique et du champ magnétique. Ces ions sont donc sélectionnés car leur trajectoire reste rectiligne alors que les autres sont déviés et vont se perdre dans la ligne de faisceau. Un tri suivant la vitesse des ions a donc été réalisé. Un spectre de distribution des états de charge est obtenu en gardant le champ électrique constant et en faisant varier le champ magnétique du filtre de Wien (ou inversement).

II.2.1.2. *Emittance du faisceau 1+[43]*

Plaçons-nous dans un référentiel ayant deux dimensions transverses rectilignes notées x et y et une dimension longitudinale curviligne notée z . Chaque particule d'un faisceau peut-être repérée par ses coordonnées x , y , et par l'inclinaison de leur trajectoire sur les axes x et y c'est à dire par les quantités $\frac{dx}{dz}$ et $\frac{dy}{dz}$ notées respectivement x' et y' . De plus, on attribue à chaque particule sa position longitudinale relative ainsi que sa quantité de mouvement relative à une particule de référence notées Δl et $\Delta p/p$. Une particule est donc complètement déterminée dans un espace des phases de dimension 6 : $(x, x', y, y', \Delta l, \Delta p/p)$.

L'émittance est alors le volume de l'espace des phases qui contient l'ensemble des coordonnées des particules constituant le faisceau. Dans la pratique, on travaille par projection sur l'espace longitudinal $(\Delta l, \Delta p/p)$, l'espace transverse horizontal (x, x') et l'espace transverse vertical (y, y') .

L'espace longitudinal permet de décrire la position au cours du temps des particules. Dans cette étude, on s'attachera uniquement aux espaces transverses qui correspondent à l'aspect focalisation et guidage des particules autour de l'axe.

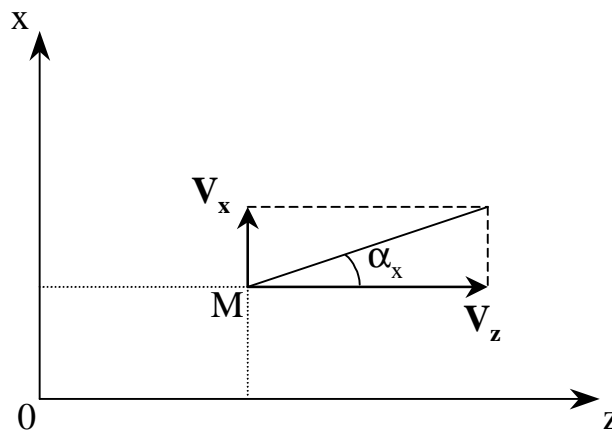


Figure II-3 : Projection d'une particule dans le plan (zOx) .

Considérons un faisceau se propageant suivant (Oz). On projette la trajectoire d'une particule de ce faisceau dans le plan réel (zOx) (voir Figure II-3). On peut alors exprimer la grandeur x' par la relation :

$$x' = \frac{dx}{dz} = \frac{dx}{dt} \times \frac{dt}{dz} = \frac{v_x}{v_z} = \tan(\alpha_x) \quad (\text{II.3})$$

où v_z et v_x sont les modules des composantes en z et x du vecteur vitesse de la particule. En optique ionique, les angles sont de l'ordre du milliradian, il est alors possible de se placer dans les conditions de Gauss, d'où :

$$x' = \tan(\alpha_x) \approx \alpha_x \quad (\text{II.4})$$

La grandeur x' représente la divergence angulaire de la particule dans le plan transverse horizontal. Pour un z donné, chaque particule peut donc être représentée dans un plan de phase (x, x') . L'aire de la région de l'espace des phases dans laquelle sont distribuées les particules est appelée émittance. Dans le cas du plan de phase (x, x') , on parle d'émittance transverse horizontale. De la même manière, l'émittance transverse verticale est obtenue dans le plan (y, y') .

En général, les particules se répartissent dans l'espace des phases de sorte qu'il est possible de les délimiter par une ellipse. L'équation de cette ellipse, en admettant qu'elle soit centrée sur l'origine, est :

$$\beta x'^2 + 2\alpha x x' + \gamma x^2 = \varepsilon \quad (\text{II.5})$$

avec pour normalisation :

$$\beta\gamma - \alpha^2 = 1 \quad (\text{II.6})$$

La surface de l'ellipse est égale à $\pi\varepsilon$. L'orientation de l'ellipse (donc le signe de α) permet de savoir si le faisceau est divergent, convergent ou si l'on est en présence d'un « waist », c'est-à-dire un point où l'enveloppe du faisceau dans l'espace réel est extremum. La Figure II-4 représente ces trois cas.

On donnera ici trois manières d'exprimer l'émittance qui seront utilisées dans la suite de ce document : l'émittance géométrique, l'émittance RMS et l'émittance normalisée.

L'émittance géométrique (notée $\varepsilon_{\text{géo}}$) est donnée par la surface de la figure que forment les particules dans l'espace des phases. Il est pratique de diviser par π cette surface, la valeur de l'émittance s'exprime alors en $\pi.\text{mm.mrad}$. En effet, si les particules sont délimitées par une ellipse, l'émittance géométrique vaut ε .

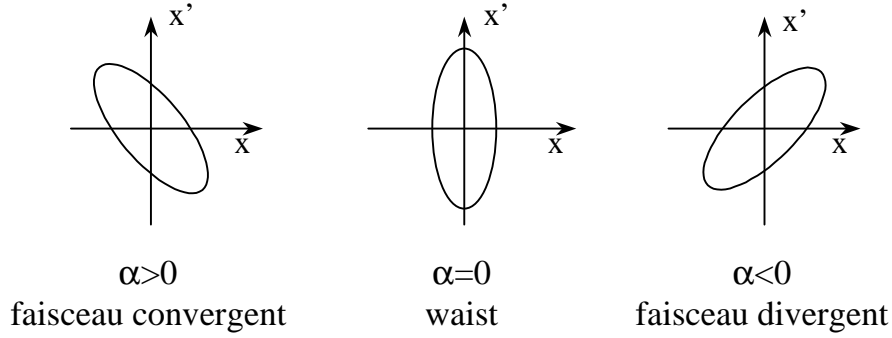


Figure II-4 : Evolution du faisceau en fonction de la figure d'émittance.

Il existe également une formulation statistique de l'émittance : l'émittance RMS, notée ϵ_{RMS} (Root Mean Square en anglais). Pour une population d'ions dans l'espace des phases (à deux dimensions), on peut écrire la matrice de covariance [44] :

$$\Sigma = \begin{bmatrix} \langle x^2 \rangle & \langle xx' \rangle \\ \langle xx' \rangle & \langle x'^2 \rangle \end{bmatrix}$$

avec :

$$\sigma_\epsilon = 2\sqrt{\det(\Sigma)} \quad (\text{II.7})$$

On définit alors une ellipse dite de concentration d'aire $\pi\sigma_\epsilon$ dont l'équation est :

$$\beta x'^2 + 2\alpha xx' + \gamma x^2 = \sigma_\epsilon \quad (\text{II.8})$$

avec :

$$\beta = 2 \frac{\langle x^2 \rangle}{\sigma_\epsilon} \quad (\text{II.9})$$

$$\alpha = -2 \frac{\langle xx' \rangle}{\sigma_\epsilon} \quad (\text{II.10})$$

$$\gamma = 2 \frac{\langle x'^2 \rangle}{\sigma_\epsilon} \quad (\text{II.11})$$

Traçons une ellipse de surface S , homothétique à l'ellipse de concentration. Si la distribution des particules est gaussienne dans l'espace des phases, cette ellipse contient une proportion n de particules. On peut alors montrer que la valeur de n est donnée par :

$$n = 1 - \exp\left(-\frac{S}{\pi\sigma_\epsilon}\right) \quad (\text{II.12})$$

Dans ce cas, σ_ϵ est l'écart type de la distribution des particules. Par exemple, l'ellipse de concentration contient 63% des particules. Une ellipse de surface $2\pi\sigma_\epsilon$ contient 86% des particules (émittance à 2 écarts types).

Les résultats d'émittance RMS qui seront donnés par la suite seront à 2 écarts types.

Si la distribution des particules dans l'espace des phases est uniforme, on peut montrer que 100% des particules sont dans une ellipse d'aire $2\pi\sigma_e$.

L'expression (II.3) montre que la divergence angulaire d'une particule varie en fonction de sa vitesse longitudinale. Les vitesses transverses restant constantes (elles dépendent de la source utilisée), l'émittance d'un faisceau varie donc suivant sa vitesse longitudinale. Il est alors nécessaire d'introduire une émittance normalisée, notée ϵ_n , permettant de comparer des faisceaux extraits à des énergies différentes. L'émittance normalisée est définie par la relation :

$$\epsilon_n = \frac{p}{m_0 c} \epsilon = \frac{v_z/c}{\sqrt{1-(v_z/c)^2}} \epsilon \quad (\text{II.13})$$

où p est l'impulsion des particules du faisceau, m_0 leur masse au repos, v_z leur vitesse longitudinale, c la vitesse de la lumière et ϵ l'émittance géométrique ou RMS.

II.2.2. La capture du faisceau incident

Après avoir été produit à basse énergie (environ 20 keV) puis sélectionné et caractérisé, le faisceau d'ions 1^+ est transporté grâce à des éléments d'optique de faisceau afin d'optimiser leur injection dans la source n^+ . Les ions 1^+ incidents, afin d'être multi-ionisés, doivent d'abord être ralentis pour être capturés par le plasma ECR.

La distribution en énergie des ions du plasma est classiquement assimilée à une distribution maxwellienne. Leur énergie moyenne est de quelques électronvolts. Les ions 1^+ injectés dans la source n^+ doivent donc être ralentis afin que leur énergie soit proche de celle des ions du plasma. Ainsi, ils sont capturés par le plasma et peuvent alors être multi-ionisés par collisions successives avec les électrons.

II.2.2.1. *Le ralentissement électrostatique*

La méthode de ralentissement utilisée est le ralentissement électrostatique des ions 1^+ à l'intérieur de la source n^+ . La géométrie qui a été retenue est celle de l'injection des ions à travers un tube porté au potentiel nul se trouvant du côté dit "gaz support". Cette appellation est due au fait que le tube d'injection des ions est placé au niveau de l'injection de gaz d'une source ECR fonctionnant en mode standard (on appelle « mode standard » un mode de fonctionnement de source ECR en gaz, sans injection d'ions 1^+).

Les ions 1^+ sont donc ralentis par le champ électrique induit par le gradient de potentiel entre le tube (0 V) et la chambre à plasma de la source (~20 kV). La Figure II-5 représente ce potentiel dans la source ECR n^+ MINIMAFIOS en l'absence du plasma. Ce calcul a été réalisé avec le logiciel *Electro* qui utilise une méthode de calcul aux éléments frontières.

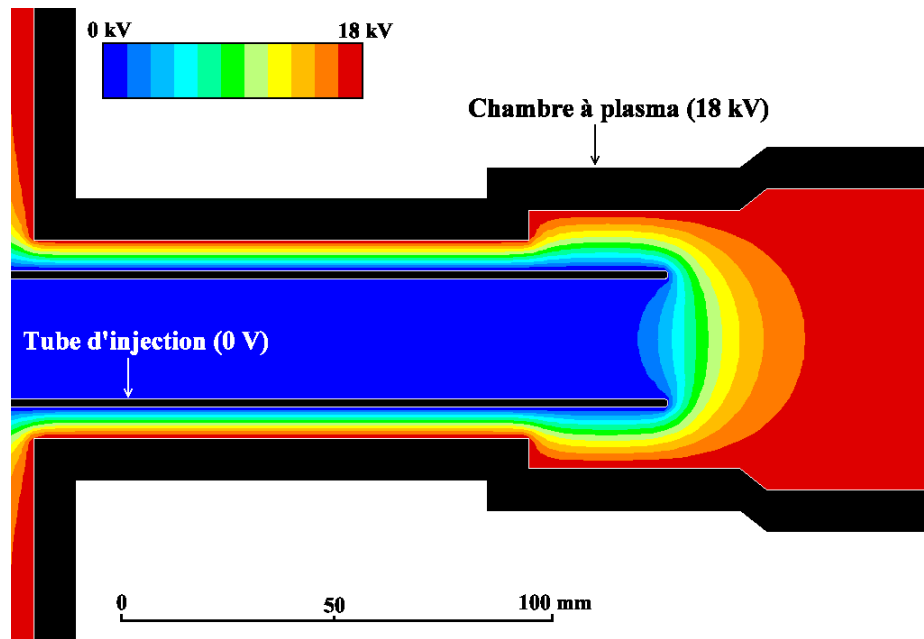


Figure II-5 : Carte de potentiel en l'absence de plasma à la sortie du tube d'injection de la source MINIMAFIOS.

Le ralentissement des ions 1^+ est donc réalisé sur quelques centimètres à la sortie du tube. Cependant, si le faisceau d'ions 1^+ incident était soumis uniquement à un tel champ électrique, le faisceau « éclaterait » totalement de telle sorte que la majorité des ions iraient sur les parois de la chambre à plasma et seraient perdus pour la transformation $1^+ \rightarrow n^+$. En effet, les ions qui composent le faisceau tendent à se repousser entre eux puisqu'ils sont de même charge. Il s'agit de l'effet de charge d'espace [43]. Or, cet effet est d'autant plus important, pour une intensité donnée, que l'énergie des ions diminue.

Il est donc probable que le ralentissement ait lieu dans la gaine du plasma, où se trouvent des électrons de moyenne et basse énergie (plusieurs dizaines d'eV) issus du cône de perte. Ces électrons permettent de neutraliser la charge d'espace du faisceau qui est de plus en plus importante à mesure que les ions 1^+ perdent de l'énergie ; ceci expliquerait que le faisceau ne se perd pas sur les parois.

Il est possible ici de faire une analogie avec le phénomène qui a lieu à l'extraction d'une source ECR [25]. Au niveau de l'électrode plasma, il se forme une interface faisceau-plasma (appelée ménisque) où les électrons froids créent une charge d'espace qui compense celle des ions qui diffusent hors du plasma [35].

L'énergie des ions 1^+ incidents doit cependant être adaptée afin que leur ralentissement se produise de manière optimale. Ils doivent franchir le potentiel plasma ϕ (voir paragraphe I.2.3) sans pour autant avoir une énergie trop grande car ils traverseraient alors le plasma sans être capturés. La Figure II-6 représente le potentiel « vu » par les ions 1^+ depuis leur production jusqu'au plasma ECR n^+ . Sur cette figure, on a pris l'exemple où les ions 1^+ , après le ralentissement, n'ont pas assez d'énergie pour franchir le potentiel plasma. Leur énergie doit donc être adaptée.

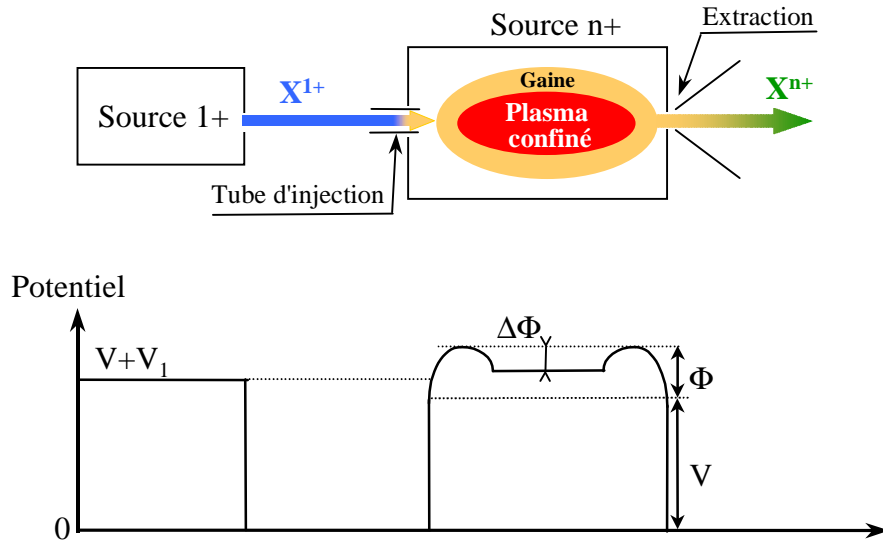


Figure II-6 : Potentiel « vu » par les ions pendant la transformation $1^+ \rightarrow n^+$. On impose la même tension V aux sources 1^+ et n^+ . Les ions 1^+ sont produits au potentiel $V+V_1$ (par exemple, si la source 1^+ est une source ECR, V_1 représente son potentiel plasma). ϕ est le potentiel plasma de la source ECR n^+ et $\Delta\phi$ est le puits de potentiel du plasma.

La solution pour adapter l'énergie des ions 1^+ lors de leur injection dans la source est d'appliquer une légère différence de potentiel entre la source ECR n^+ et la source 1^+ .

En pratique, une alimentation principale impose un potentiel haute tension aux sources 1^+ et n^+ . Une alimentation additionnelle, référencée au potentiel principal, permet de faire varier précisément le potentiel de la source n^+ . Cette différence de tension réglable entre les deux sources est appelée ΔV et sa valeur se situe typiquement entre -100 V et $+100$ V. La Figure II-7 montre la manière dont les potentiels sont appliqués aux deux sources.

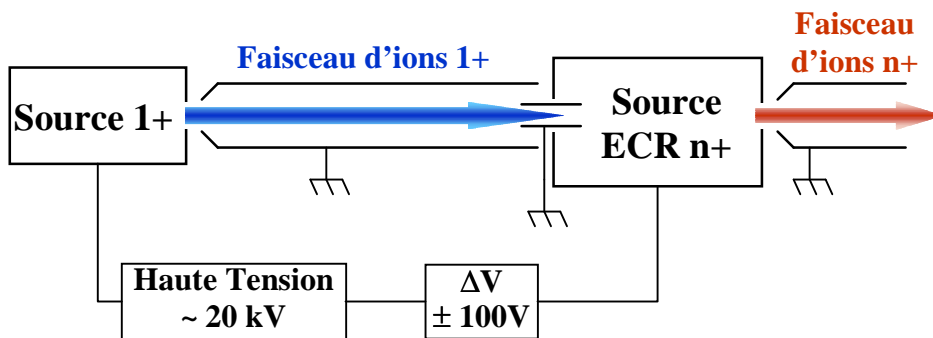


Figure II-7 : Potentiels appliqués aux éléments de la ligne de faisceau.

Avec ce dispositif, les ions 1^+ incidents peuvent franchir le potentiel plasma de la source n^+ et être ralentis à quelques eV. Mais leur capture par le plasma ECR a seulement lieu quand leur énergie est comparable à celle des ions du plasma. Leur thermalisation finale est réalisée par collisions sur les ions du plasma. Ce point sera développé au paragraphe II.2.2.3.

II.2.2.2. La double extraction [23]

On remarquera que la configuration de l'injection côté gaz support entraîne un processus d'extraction des ions multichargés du plasma ECR. En effet, le tube au potentiel nul qui permet l'injection des ions 1^+ dans la source permet également l'extraction des ions n^+ . La géométrie est tout de même moins favorable que dans le cas d'une extraction classique (électrode plasma et électrode d'extraction). De plus, le champ magnétique appliqué au niveau de l'injection est supérieur à celui appliqué à l'extraction, ce qui limite le cône de perte et donc la fuite des ions du plasma de ce côté. On peut donc avancer que le taux d'extraction des ions n^+ par le tube à la masse est, au plus, légèrement inférieur à 50 %.

II.2.2.3. La thermalisation sur les ions du plasma [23]

Les interactions se produisant entre un faisceau de particules chargées et un plasma ont été étudiées par Spitzer [45], appliquant un formalisme introduit par Chandrasekar [46].

Considérons le cas idéal d'un faisceau de particules chargées A pénétrant dans une région où se trouvent des particules chargées d'espèce B. La vitesse initiale d'une particule A est notée par \mathbf{w}_A . $\mathbf{w}_A + \Delta\mathbf{w}_A$ est sa vitesse après un trajet de durée Δt à travers le gaz de particules B. $\Delta\mathbf{w}_A$ variant d'une particule à l'autre, on considère la valeur moyenne de $\Delta\mathbf{w}_A/\Delta t$ calculée sur un grand nombre de particules tests qui est notée : $\langle \Delta\mathbf{w}_A \rangle_B / \Delta t$. On remarque que si la fonction de distribution des vitesses des particules cibles B est isotrope, par raison de symétrie, en prenant pour axe Oz la direction de la vitesse initiale des particules A, les composantes en x et en y de $\langle \Delta\mathbf{w}_A \rangle_B / \Delta t$ sont nulles. Il reste donc la composante en z, que nous noterons désormais $\langle \Delta w_{A\parallel} \rangle_B / \Delta t$, qui est le coefficient de ralentissement des particules A sur les particules B.

Si la fonction de distribution des vitesses $f(\mathbf{w}_B)$ des particules B est, de plus, considérée comme maxwellienne, on obtient la formule du coefficient de ralentissement [23] :

$$\frac{\langle \Delta w_{A\parallel} \rangle_B}{\Delta t} = -\frac{n_B}{4\pi\epsilon_0^2} \left[\frac{Z_A Z_B e^2}{m_A \bar{w}_B} \right]^2 \left(1 + \frac{m_A}{m_B} \right) R(u_{AB}) \ln \Lambda \quad (\text{II.14})$$

où \bar{w}_B est la vitesse moyenne des particules cibles, n_B leur densité. m_B , Z_B , m_A et Z_A sont la masse et la charge des particules A et B. On a également : $u_{AB} = w_A / \bar{w}_B$. Enfin, la fonction $R(u)$ est décrite par :

$$R(u) = \frac{2}{\pi^{1/2}} \frac{1}{u^2} \int_0^u x^2 e^{-x^2} dx \quad (\text{II.15})$$

Cette fonction est tracée sur la Figure II-8.

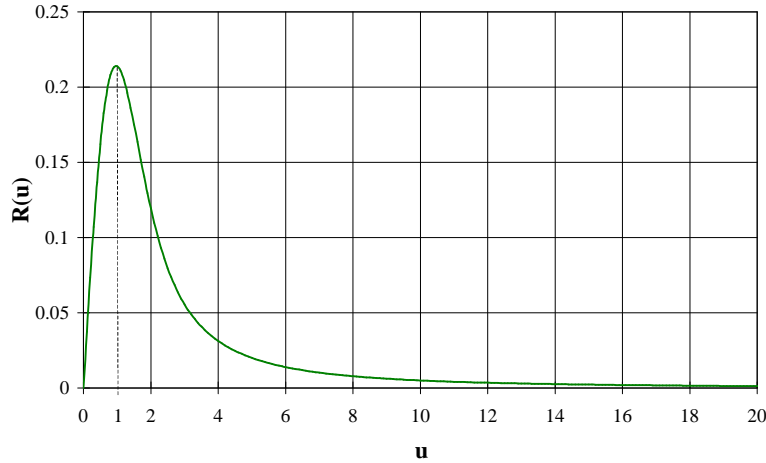


Figure II-8 : Allure de la fonction $R(u)$.

On voit que cette fonction est maximale quand $u=1$. Le ralentissement est donc maximum quand les particules chargées incidentes ont une vitesse identique à la vitesse moyenne des particules cibles b .

Prenons à présent un cas de figure plus proche de notre problème. Un faisceau d'ions pénètre maintenant dans un plasma électriquement neutre. Pour simplifier le raisonnement, on suppose que le plasma est constitué d'électrons et d'une seule espèce d'ions de charge Z . Les distributions de vitesse des électrons et des ions sont toutes deux maxwelliennes.

Le coefficient de ralentissement des ions incidents (indiqués i) est dû à l'action des électrons (indiqués e) et des ions du plasma (indiqués ip). Les actions s'additionnent [23] et on a donc :

$$\langle \Delta w_{i||} \rangle_{e,ip} = \langle \Delta w_{i||} \rangle_e + \langle \Delta w_{i||} \rangle_{ip} \quad (\text{II.16})$$

Pour tracer l'allure du coefficient de ralentissement d'un faisceau d'ions sur un plasma, on prendra, afin d'alléger les expressions, le cas particulier suivant : les ions incidents et les ions cibles du plasma ont la même masse m_i et la même charge $Z=1$. De plus, on suppose que les températures électroniques et ioniques dans le plasma sont identiques ($T_e=T_i$). Compte tenu que $m_e \ll m_i$, (m_e étant la masse de l'électron) on obtient alors :

$$\frac{\langle \Delta w_{i||} \rangle_{e,ip}}{\Delta t} = -\frac{n_e}{2\pi\epsilon_0^2} \left[\frac{e^2}{m_e \bar{w}_e} \right]^2 B(w_i) \ln \Lambda \quad (\text{II.17})$$

n_e étant la densité d'électron dans le plasma. En outre :

$$B(w_i) = Z^2 \frac{m_e}{m_i} \left[R(u_{ie}) + 2ZR(u_{ip}) \right] \quad (\text{II.18})$$

La Figure II-9 représente les variations de $B(w_i)$ qui conditionnent les variations de $\langle \Delta w_{i||} \rangle_{e,ip} / \Delta t$.

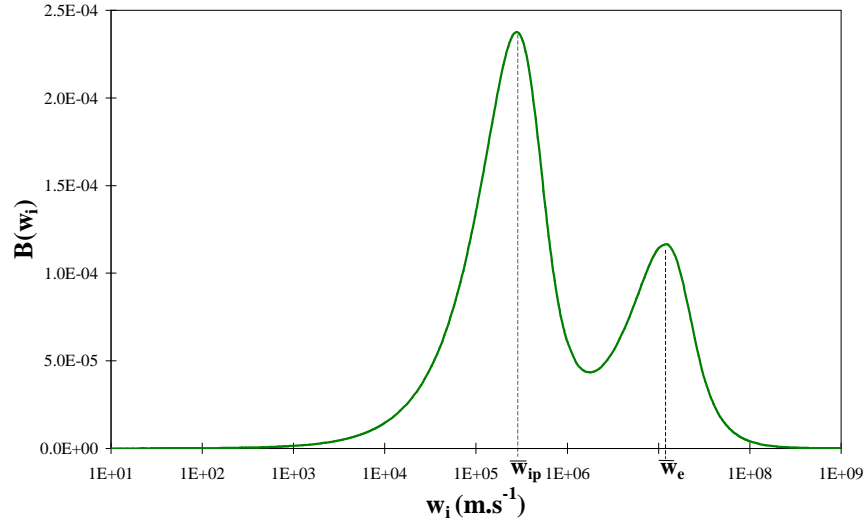


Figure II-9 : Fonction $B(w_i)$: le ralentissement d'un faisceau d'ions sur un plasma.

Comme nous l'avons vu plus haut, le ralentissement des ions incidents se fait sur les ions du plasma si leurs vitesses respectives sont proches. Ce ralentissement est même maximum si $w_i = \bar{w}_{ip}$. Par contre si la vitesse w_i des ions incidents est supérieure à une vitesse de l'ordre de $(m_i/m_e)^{1/4} \bar{w}_{ip}$ leur ralentissement a lieu principalement sur les électrons du plasma. Le coefficient de ralentissement atteint un second maximum pour $w_i = \bar{w}_e$.

Dans notre cas de la capture des ions $1+$ par le plasma ECR, le principe est le même, bien que la supposition $T_e=T_i$ ne soit plus valable. En effet, dans un plasma ECR, la température moyenne des ions (quelques eV) est beaucoup moins élevée que celle des électrons (quelques keV). De plus, les ions $1+$ incidents sont préalablement ralentis de manière électrostatique à quelques eV à l'entrée de la source $n+$. Donc, leur thermalisation finale doit s'effectuer par collisions sur les ions du plasma, la contribution des électrons étant alors négligeable.

Le plasma ECR n'est pas constitué d'une seule espèce ionique mais on peut cependant faire l'approximation qu'il s'agit d'une population d'ions de même masse (le gaz support du plasma) ayant tous une charge égale au Z moyen du spectre de distribution des états de charge.

On obtient alors le coefficient de ralentissement des ions $1+$ sur un plasma ECR :

$$\frac{\langle \Delta w_{1+||} \rangle_{e,ip}}{\Delta t} \approx \frac{\langle \Delta w_{1+||} \rangle_{ip}}{\Delta t} = -\frac{n_{ip}}{2\pi\epsilon_0^2} \left[\frac{Z_{ip}e^2}{m_{1+}\bar{w}_{ip}} \right]^2 \left(1 + \frac{m_{1+}}{m_{ip}} \right) R(u_{1+ip}) \ln \Lambda \quad (\text{II.19})$$

Les valeurs indicées $1+$ et ip , correspondent respectivement aux ions $1+$ incidents et aux ions du plasma.

L'allure du coefficient de ralentissement est tracée en fonction de l'énergie des ions $1+$ incidents sur la Figure II-10 . On a choisi de tracer le coefficient de ralentissement d'ions rubidium sur un plasma cible constitué d'ions oxygène, de charge moyenne $Z_{ip}=3$, d'énergie moyenne 4 eV et de densité $3.10^{11} \text{ cm}^{-3}$.

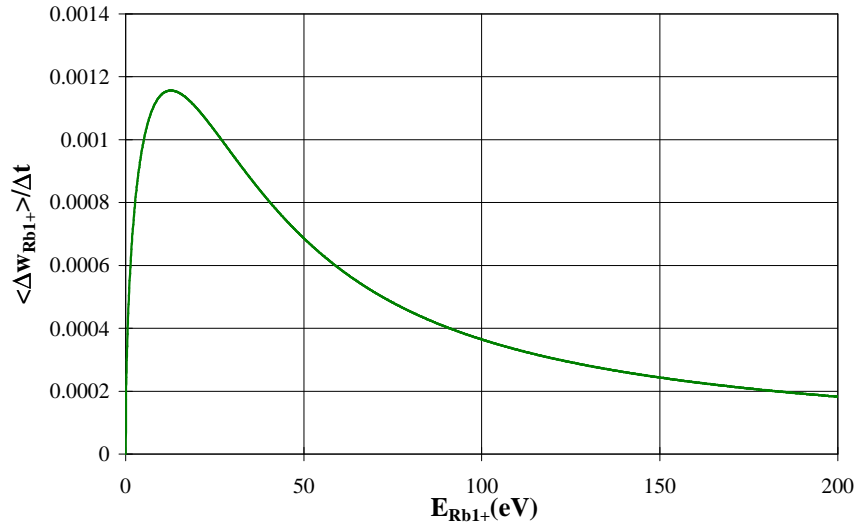


Figure II-10 : Coefficient de ralentissement d'un faisceau d'ions Rb^{1+} sur un plasma d'oxygène de charge moyenne 3.

Un fois que les ions incidents sont thermalisés, ils font alors partie du plasma et peuvent être ionisés pas à pas par collisions successives avec les électrons.

II.2.3. Spectre de distribution des états de charge des ions n^+

Du fait de ce principe d'ionisation pas à pas dans une source ECR, pour un faisceau d'ions 1^+ injecté, il est fondamentalement impossible d'extraire un état de charge n^+ unique. En effet, pour un élément considéré, une source ECR produit une distribution d'états de charge ioniques.

Un second spectromètre de masse et une cage de Faraday sont donc disposés à l'extraction de la source ECR n^+ afin d'analyser les ions n^+ produits et de réaliser les spectres de distribution des états de charge (voir paragraphe II.2.1.1).

Il faut cependant distinguer, d'une part, le spectre de distribution des états de charge relatif à l'ion 1^+ injecté et, d'autre part, le spectre provenant du gaz support et du gaz résiduel présents dans la source ECR n^+ . Pour cela, on réalise une simple soustraction du spectre de la source ECR n^+ sans injection d'ions 1^+ au spectre de la source ECR n^+ avec injection en continu du faisceau d'ions 1^+ . Ainsi, le spectre obtenu correspond seulement au résultat de la transformation $1^+ \rightarrow n^+$ du faisceau injecté. Par exemple, la Figure II-11 représente un spectre de distribution des états de charge de l'argon, issus de la transformation $1^+ \rightarrow n^+$, avec la source MINIMAFIOS 10 Ghz.

On peut également calculer l'état de charge moyen (appelé Z moyen : $\langle Z \rangle$) de la distribution des états de charge pour un élément donné :

$$\langle Z \rangle = \frac{\sum_{i=1}^N Z_i I_i}{\sum_{i=1}^N I_i} \quad (\text{II.20})$$

où Z_i est l'état de charge d'une espèce ionique, I_i l'intensité associée et N l'état de charge maximum mesuré dans le spectre.

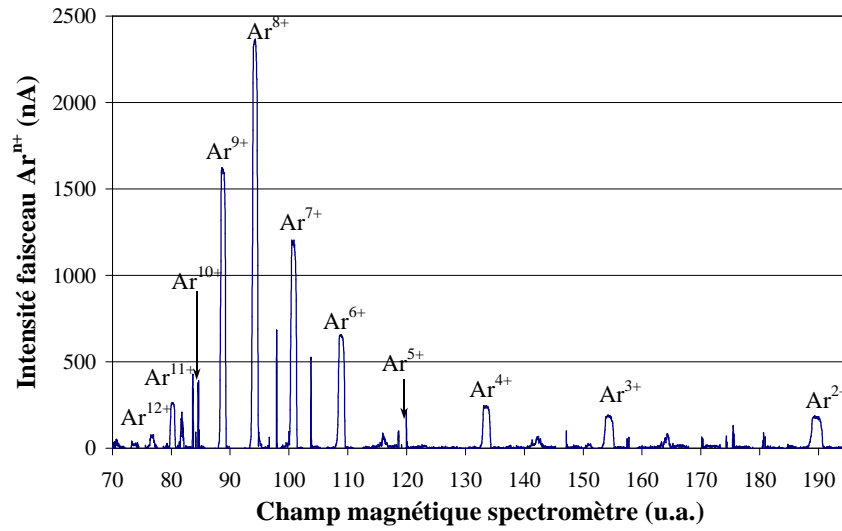


Figure II-11 : Spectre de distribution des états de charge de l'argon en mode $1^+ \rightarrow n^+$ avec la source MINIMAFIOS 10 Ghz. Intensité du faisceau d' Ar^{1+} injecté : $3.8 \mu A$.

II.2.4. Rendement de conversion d'état de charge et rendement global

L'état de charge n^+ (correspondant à l'élément injecté) le plus abondant produit par la source n^+ est sélectionné par le spectromètre de masse. Afin de maximiser le courant d'ions n^+ extrait, on optimise alors l'injection du faisceau (optique, ΔV) ainsi que les paramètres de fonctionnement de la source n^+ (quantité de gaz support injectée, confinement magnétique et puissance H.F.).

Le rendement de transformation $1^+ \rightarrow n^+$ est donné par la relation :

$$\eta_{1^+ \rightarrow n^+} = \frac{1}{n} \frac{I_{n^+}}{I_{1^+}} \quad (\text{II.21})$$

où I_{1^+} est l'intensité électrique du faisceau d'ions 1^+ injecté, n est l'état de charge considéré et I_{n^+} est l'intensité électrique du faisceau d'ions n^+ produit.

Par ailleurs, le rendement de transformation global des ions incidents est défini par :

$$\eta_G = \sum_{i=1}^N \eta_i \quad (\text{II.22})$$

où η_i est le rendement pour chaque état de charge i et N est l'état de charge le plus élevé extrait de la source ECR n^+ . Le rendement global représente la proportion d'ions 1^+ qui ont été capturés par le plasma, multi-ionisés et extraits de la source n^+ .

II.2.5. Le temps de réponse de la méthode

Comme nous l'avons déjà vu plus haut (voir Introduction), la durée du processus de transformation $1^+ \rightarrow n^+$ (que nous appellerons désormais « temps de réponse ») est un point fondamental puisque l'objectif est de multi-ioniser des éléments radioactifs. En effet, les ions radioactifs susceptibles d'être accélérés ont des périodes radioactives qui peuvent être inférieures à la seconde. On peut par exemple citer les éléments suivants (avec leur période radioactive) qui seront produits à SPIRAL [47] : ^{18}Ne $t_{1/2} = 1.7\text{s}$, ^{34}Ar $t_{1/2} = 840\text{ ms}$, ^{32}Ar $= 98\text{ms}$, ou à TRIUMPH [48]: ^{37}K $t_{1/2} = 1.2\text{s}$, ^{142}Xe $t_{1/2} = 1.2\text{s}$. La durée de processus de transformation $1^+ \rightarrow n^+$ doit donc être la plus courte possible, de l'ordre de la centaine de millisecondes, afin de perdre le moins possible de noyaux radioactifs.

Pour mesurer le temps de réponse, il suffit d'injecter le faisceau d'ions monochargés dans la source ECR à partir d'un temps t_0 connu et d'observer l'évolution de l'intensité du faisceau d'ions multichargés extrait en fonction du temps. Dans la pratique, le faisceau d'ions $1+$ est pulsé avant son injection dans la source $n+$ (fréquence : environ 1 hertz) et la mesure des ions multichargés en fonction du temps est déclenchée par le début de l'injection des ions $1+$ (à t_0).

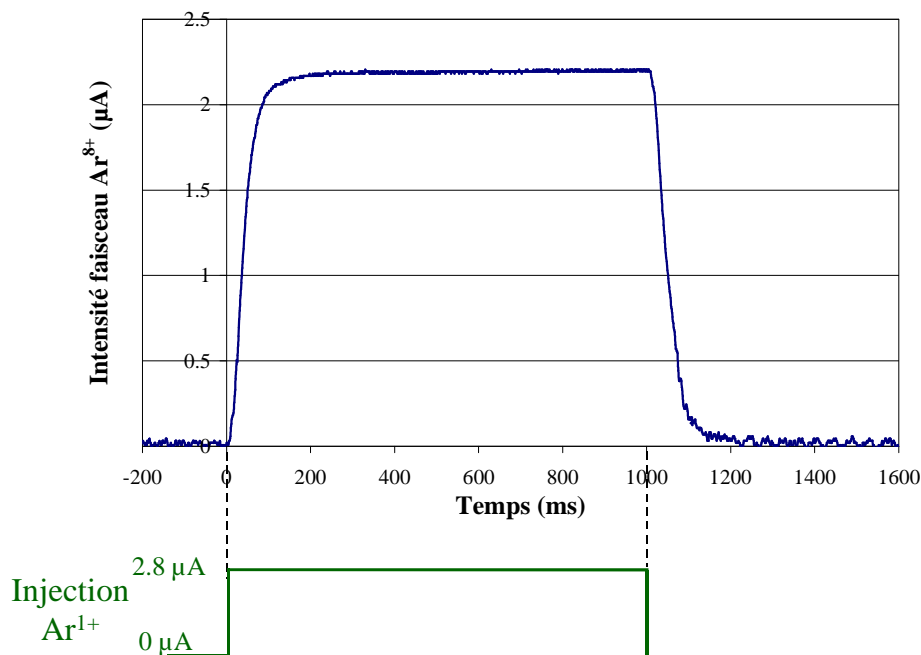


Figure II-12 : L'injection d'ions Ar^{1+} dans la source $n+$ (MINIMAFIOS 10 GHz) commence au temps $t_0 = 0$ ms et dure une seconde. Le temps de réponse pour la transformation $\text{Ar}^{1+} \rightarrow \text{Ar}^{8+}$ est de 80 ms.

Par convention, le temps de réponse de la transformation $1^+ \rightarrow n^+$ est donné par $(t - t_0)$, t_0 étant le début de l'injection des ions $1+$ et t l'instant où l'intensité du faisceau d'ions $n+$ extrait atteint 90% de sa valeur maximale. Dans la suite de ce document, le temps de réponse sera en général donné pour l'état de charge pour lequel le rendement $1^+ \rightarrow n^+$ est le meilleur.

II.3. Le mode pulsé : ECRIT

Quelle que soit la structure en temps du faisceau primaire, les éléments radioactifs sont produits en continu (ou du moins en quasi-continu) notamment à cause de leur temps de diffusion hors de la cible de production. Cependant, certains projets de type ISOL (par exemple Rex-ISOLDE [14]) ont fait le choix d'accélérer le faisceau secondaire avec un accélérateur fonctionnant en pulsé (type Synchrotron ou LINAC). Dans ce cas, la méthode $1^+ \rightarrow n^+$ en continu est mal adaptée. En effet, les accélérateurs pulsés fonctionnent avec des cycles utiles courts (environ 5% par exemple pour le LINAC de REX-ISOLDE), ce qui entraînerait une importante perte d'ions radioactifs multichargés extraits en continu.

Afin de limiter ces pertes, il serait avantageux de produire des faisceaux d'ions multichargés pulsés à partir d'un faisceau d'ions $1+$ continu. Les ions $n+$ doivent alors être extraits par paquets (ou « pulses ») de quelques millisecondes tout en conservant des rendements de transformation $1^+ \rightarrow n^+$ de l'ordre du pour-cent.

En modifiant radicalement les paramètres de la source ECR $n+$, nous avons développé le piège à ions ECR : l'ECRIT (en Anglais : Electron Cyclotron Resonance Ion Trap) [49]. Les ions $1+$ sont donc injectés en continu dans l'ECRIT, capturés par le plasma, multi-ionisés, piégés (voir paragraphe II.3.1) et extraits par pulses grâce au principe d'« afterglow » (voir paragraphe II.3.2).

II.3.1. Piégeage des ions dans l'ECRIT

En mode ECRIT, l'injection, la capture des ions monochargés par le plasma ECR et leur multi-ionisation sont réalisées de la même manière qu'en mode continu. Cependant, les ions multichargés restent ensuite dans le plasma de l'ECRIT : ils y sont piégés.

Dans la section I.2.1.2, il a été montré que les sources ECR ne fonctionnent pas avec un confinement ionique maximal afin de permettre l'extraction de faisceaux d'intensité importante. En ajustant les différents paramètres de la source (champ magnétique, puissance H.F., pression), on cherche à atteindre un compromis entre confinement et extraction des ions.

Ce compromis est totalement abandonné en mode ECRIT. En effet, les réglages de la source ECR sont choisis de manière à favoriser le piégeage des ions $n+$ au détriment de leur extraction.

i) Tout d'abord, une augmentation significative (par rapport au fonctionnement en mode continu) du champ magnétique est réalisée, notamment du côté de l'extraction de la source. Le cône de perte est donc réduit et par conséquent, le confinement magnétique des ions est accru.

ii) Ensuite, la pression dans la chambre à plasma est abaissée pour diminuer la densité ionique du plasma et donc la fréquence des collisions ion-ion. La diffusion des ions multichargés hors du plasma est ainsi réduite.

iii) Enfin, la puissance de l'onde hyper-fréquence injectée dans la source est plus importante qu'en mode continu. De cette façon, la densité d'électrons énergétiques dans le plasma augmente, donc la valeur du puits de potentiel $\Delta\phi$ augmente également. Les ions ont alors un potentiel à franchir plus élevé qu'en mode continu pour s'échapper du plasma.

Les ions multichargés étant créés et piégés dans le plasma, il reste maintenant à les extraire en un « pulse » de courte durée. Le processus déjà connu de l'afterglow est utilisé pour réaliser cette extraction.

II.3.2. Extraction des ions n^+

II.3.2.1. *L'afterglow : principe*

L'afterglow (en français *post décharge*) a été observé pour la première fois par l'équipe du DRFMC à Grenoble en 1988, sur une source de type MINIMAFIOS 16.6 Ghz. Ce mode de fonctionnement a été développé par la suite pour adapter les sources ECR à des accélérateurs d'ions lourds fonctionnant en pulsé. Le mode afterglow est par exemple utilisé au CERN avec une source ECR 4 fonctionnant avec une onde H.F. de fréquence 14.5 Ghz pour délivrer un faisceau pulsé de Pb^{27+} de 80 μAe [50].

Le principe de base de l'afterglow réside dans un arrêt soudain de l'injection de l'onde hyper-fréquence dans une source ECR (alors que le plasma était établi). Un pic d'ions multichargés d'une durée allant de 0.5 ms à quelques millisecondes est alors extrait.

On a vu que le chauffage ECR transmet de l'énergie aux électrons du plasma en augmentant leur vitesse perpendiculaire au champ magnétique (voir paragraphe I.2.2). Ceci permet notamment aux électrons d'être confinés par le champ magnétique puisque la composante transverse de leur vecteur vitesse est alors prépondérante par rapport à leur composante parallèle ($v_{\perp}/v_{\parallel} \gg 1$) ; ils échappent ainsi au cône de perte (voir paragraphe I.2.1.2).

Par cet arrêt brutal de l'injection de l'onde H.F., les électrons les moins « chauds » (une dizaine d'eV) diffusent immédiatement hors du plasma puisqu'ils ne reçoivent plus « d'énergie perpendiculaire ». En outre, les électrons chauds perdent également de l'énergie mais restent cependant dans le plasma pendant quelques millisecondes [25]. Donc, le puits de potentiel $\Delta\phi$ diminue, ce qui se traduit par l'extraction rapide d'ions multichargés qui étaient piégés par ce potentiel. On mesure alors un pulse d'ions n^+ avec une intensité-crête jusqu'à plus de dix fois supérieure à l'intensité des faisceaux produits en continu. Le rapport de ces intensités varie selon la loi [51],[52]:

$$\frac{I_{Af}}{I_{cw}} \propto \exp\left(\frac{ze\Delta\phi}{kT}\right) \quad (II.23)$$

où I_{Af} et I_{cw} sont respectivement les intensités des faisceaux d'ions de charge z extraits en mode afterglow et en mode continu.

La Figure II-13 donne des exemples de pics d'ions extraits en mode afterglow avec la source ECR 4 14 Ghz. En fonction des réglages de la source ECR (champ magnétique, pression), il est possible de modifier légèrement la structure en temps du pic d'afterglow.

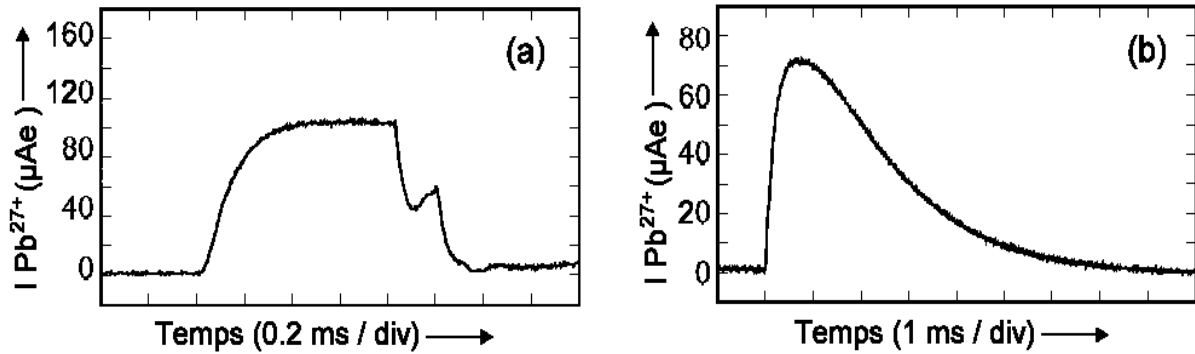


Figure II-13 : Pulses d'ions Pb^{27+} produits avec ECR 4 14 Ghz pour différents réglages de la source : (a) Courant extrait maximum ; (b) Courant extrait moins important mais meilleure stabilité. [50]

II.3.2.2. Le mode ECRIT : le pulse d'ions n^+ extraits

Pour obtenir le nombre d'ions n^+ extraits dans le pic d'afterglow, on mesure l'intensité du pulse extrait en fonction du temps. L'intégrale du signal donne alors le nombre d'ions extraits.

Cependant, il faut s'assurer que l'on ne mesure que les ions n^+ issus de la transformation $1^+ \rightarrow n^+$ en mode ECRIT, il faut s'affranchir du fond d'ions (issus des gaz résiduels de la source) qui sont extraits d'une source ECR. Le procédé utilisé est similaire à celui employé pour obtenir un spectre de distribution des états de charge n^+ en continu (voir paragraphe II.2.3). Le pic d'afterglow extrait de l'ECRIT sans injection du faisceau d'ions 1^+ est soustrait au pic d'afterglow obtenu avec injection du faisceau 1^+ dans l'ECRIT.

Un pic d'ions Rb^{15+} extrait par afterglow de la source MINIMAFIOS 10 Ghz en mode ECRIT est représenté Figure II-14. Dans ce cas, un faisceau de Rb^{1+} d'intensité 440 nA est injecté dans l'ECRIT pendant 200 ms avant la coupure de l'onde H.F..

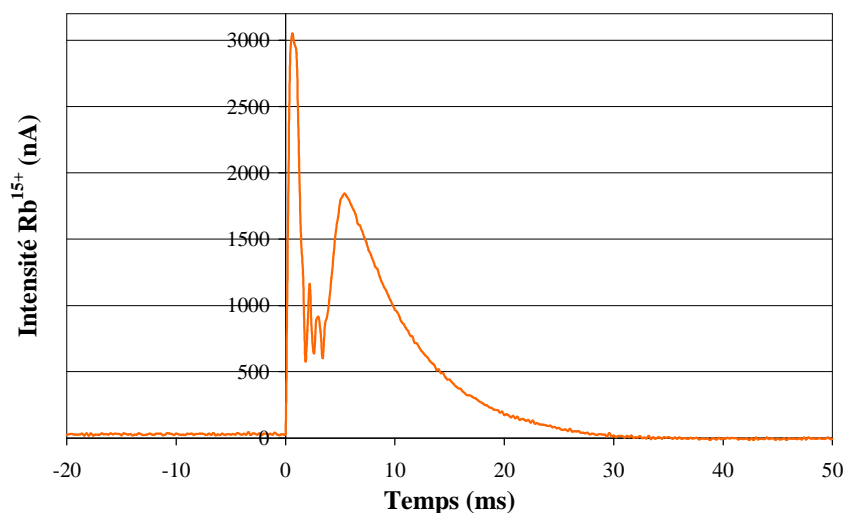


Figure II-14 : Un « pulse » de Rb^{15+} extrait de l'ECRIT (MINIMAFIOS 10 Ghz). Le faisceau de Rb^{1+} d'intensité 440 nA est injecté pendant 200 ms avant l'afterglow.

Le rendement de transformation en mode ECRIT est évidemment donné par le rapport du nombre d'ions n^+ produits au nombre d'ions 1^+ injectés. Le nombre d'ions injectés dans l'ECRIT est :

$$N_{\text{inj}} = \frac{I_{1^+} \times t_{\text{inj}}}{e} \quad (\text{II.24})$$

où I_{1^+} est l'intensité du faisceau d'ions 1^+ (en ampères), e la charge élémentaire de l'électron et t_{inj} est le temps, exprimé en secondes, durant lequel on injecte les ions 1^+ dans l'ECRIT.

Soit A l'intégrale du signal d'afterglow. Le nombre d'ions dans ce pic vaut alors :

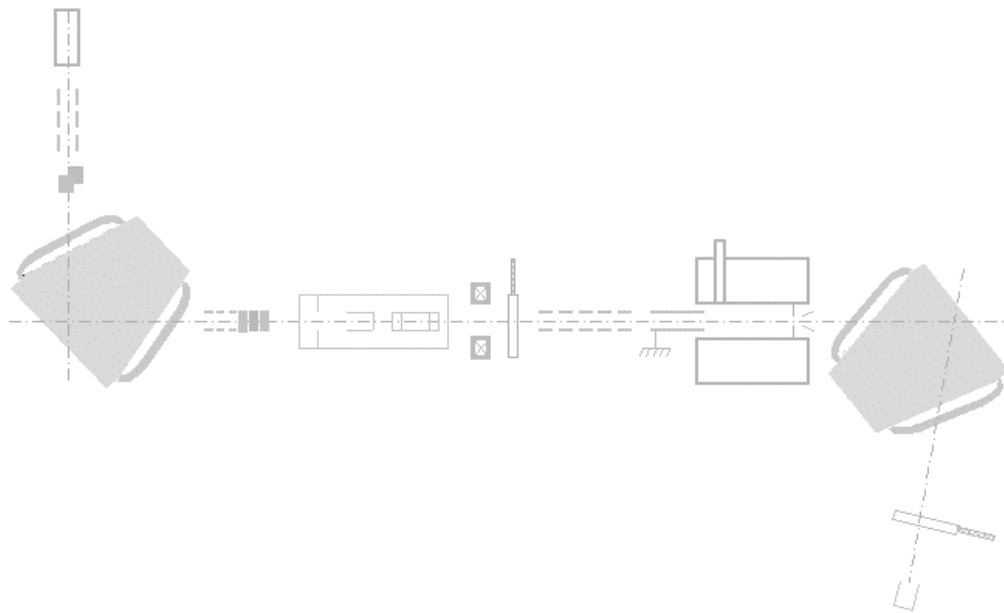
$$N_{\text{ext}} = \frac{A}{n \times e} \quad (\text{II.25})$$

Donc, le rendement $1^+ \rightarrow n^+$ en mode ECRIT est défini par :

$$\eta_{\text{ECRIT}} = \frac{A}{n \times I_{1^+} \times t_{\text{inj}}} \quad (\text{II.26})$$

Partie III

Le Dispositif Expérimental



III.1. Point de vue général de la ligne d'expérimentation

Ce paragraphe donne une vue d'ensemble du dispositif expérimental mis en œuvre pour réaliser les études de recherche et développement sur la transformation des états de charge $1^+ \rightarrow n^+$. Un schéma général de la ligne de faisceau est représenté Figure III-1. Par la suite, on abordera plus précisément les principaux éléments qui composent cette ligne.

Pour nos études, le faisceau d'ions radioactifs monochargés est simulé par un faisceau d'ions monochargés stables. Les différentes sources 1^+ qui ont été utilisées pour produire ces faisceaux d'ions 1^+ sont décrites au paragraphe III.2. Si l'injection d'un gaz support est nécessaire au fonctionnement de la source 1^+ , le débit de celui-ci est finement contrôlé par une vanne de précision. Quand l'élément à ioniser est à l'état gazeux (Ar, Kr, N,...) il faut alors utiliser une seconde vanne de précision afin de contrôler indépendamment les débits du gaz support et du gaz à ioniser. La source 1^+ est portée à la haute tension (entre 15 et 20 kV) afin d'extraire électrostatiquement les ions 1^+ produits.

Une lentille de Einzel (notée E1) placée après l'extraction de la source 1^+ permet de focaliser le faisceau extrait.

Ensuite, deux plaques parallèles et horizontales espacées de 60 mm servent à dévier verticalement le faisceau d'ions 1^+ . Un potentiel d'environ +300 V est appliqué sur une plaque et -300 V sur l'autre. Le champ électrique est d'environ 10^4 V.m^{-1} , ce qui est suffisant pour dévier totalement le faisceau de 20 keV de sa trajectoire. Ce dispositif permet de contrôler l'injection du faisceau dans la source n^+ . On peut ainsi pulser le faisceau 1^+ à une fréquence choisie (pour déterminer le temps de réponse $1^+ \rightarrow n^+$ par exemple), et arrêter totalement l'injection du faisceau lors des expériences (pour réaliser les spectres de distribution des états de charge par exemple, voir paragraphe II.2.3).

L'analyse du faisceau d'ions 1^+ est réalisée par un spectromètre de masse à 90° . Une deuxième lentille de Einzel (notée E2) se trouve juste après.

Le système de diagnostic de faisceau 1^+ est constitué d'un jeu de diaphragmes, d'une cage de Faraday et d'un émittance-mètre.

Les steerers magnétiques et la double lentille de Einzel permettent d'adapter l'injection du faisceau d'ions monochargés dans la source ECR n^+ .

La source n^+ avec laquelle toutes les expériences rapportées dans ce mémoire ont été réalisées est une source ECR MINIMAFIOS 10 Ghz dont la géométrie a été adaptée spécialement pour fonctionner en mode $1^+ \rightarrow n^+$ (voir paragraphe III.5).

Un spectromètre de masse à 102° analyse le faisceau d'ions n^+ produit par MINIMAFIOS. L'intensité des faisceaux extraits est mesurée dans la cage de Faraday n^+ .

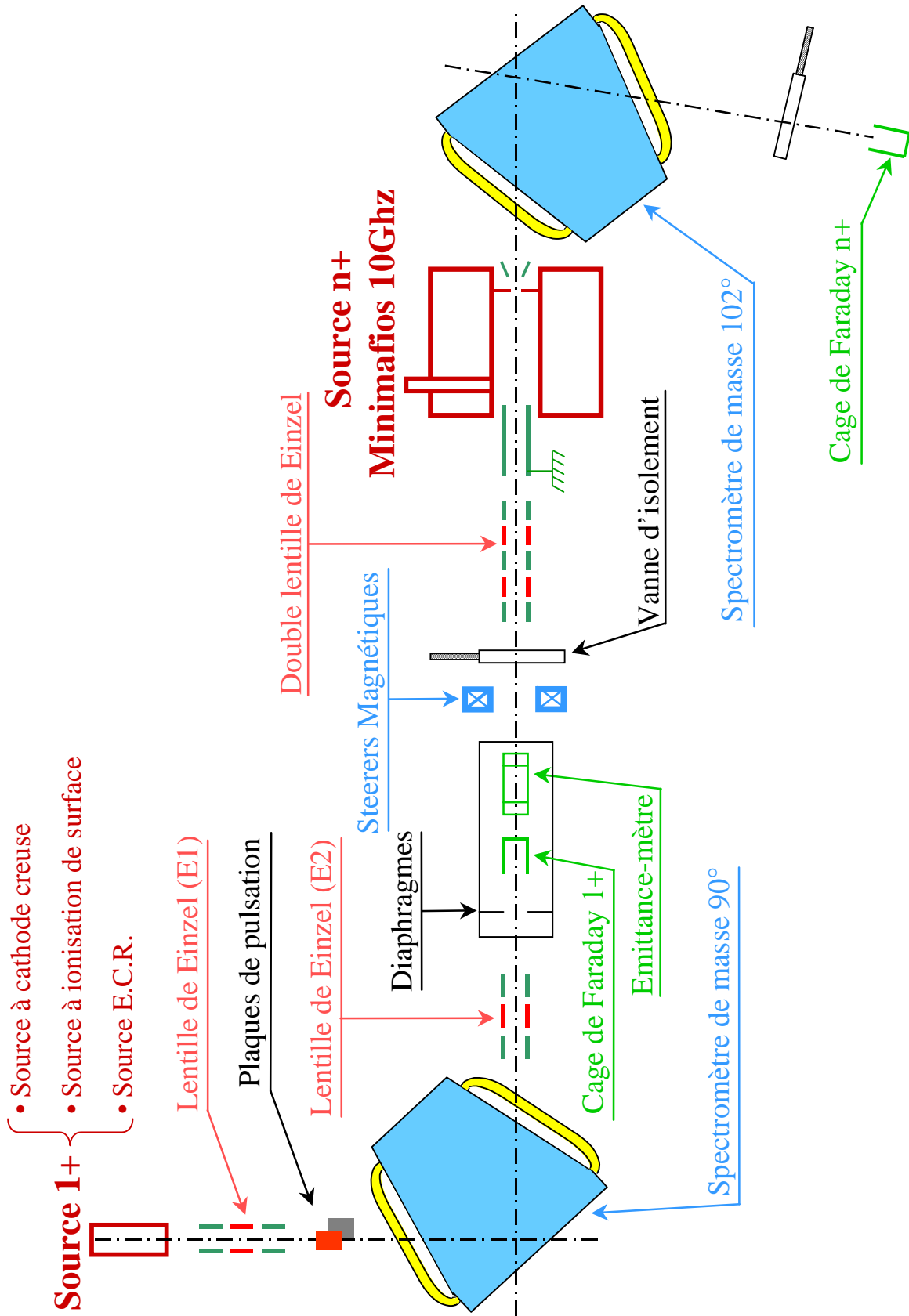


Figure III-1 : Schéma général de la ligne de faisceau.

Un système de contrôle-commande permet l'acquisition des données expérimentales et le pilotage à distance des alimentations. Les mesures d'émittance, par exemple, sont entièrement automatisées.

Le pompage est assuré par plusieurs pompes turbomoléculaires qui assurent une pression de quelques 10^{-7} mbar (10^{-5} Pa) dans la ligne de faisceau.

III.2. Les sources 1+

III.2.1. La source à cathode creuse : production de zinc monochargé

III.2.1.1. Principe

Le principe de fonctionnement d'une source à cathode creuse est le bombardement électronique. Le schéma de principe d'une telle source est représenté sur la Figure III-2. Des électrons sont émis par un filament et sont accélérés entre la cathode et l'anode. Ces électrons dits primaires peuvent entrer en collision avec les atomes (ou les molécules) à ioniser. Si l'électron incident possède une énergie supérieure au potentiel d'ionisation de l'élément considéré, un électron sera arraché, appelé électron secondaire. Ce dernier peut être à son tour accéléré par la différence de potentiel entre la cathode et l'anode pour ioniser un autre atome neutre. Il y a donc apparition d'une décharge. Les ions produits sont extraits électrostatiquement par une différence de potentiel entre l'anode et l'électrode d'extraction. En général, l'ensemble de la source est portée à la haute tension et l'électrode d'extraction est à la masse.

Il est possible d'obtenir des faisceaux d'ions deux ou trois fois chargés. Il faut pour cela augmenter l'énergie des électrons (donc la tension entre la cathode et l'anode) ou la densité d'ions et d'électrons dans la décharge.

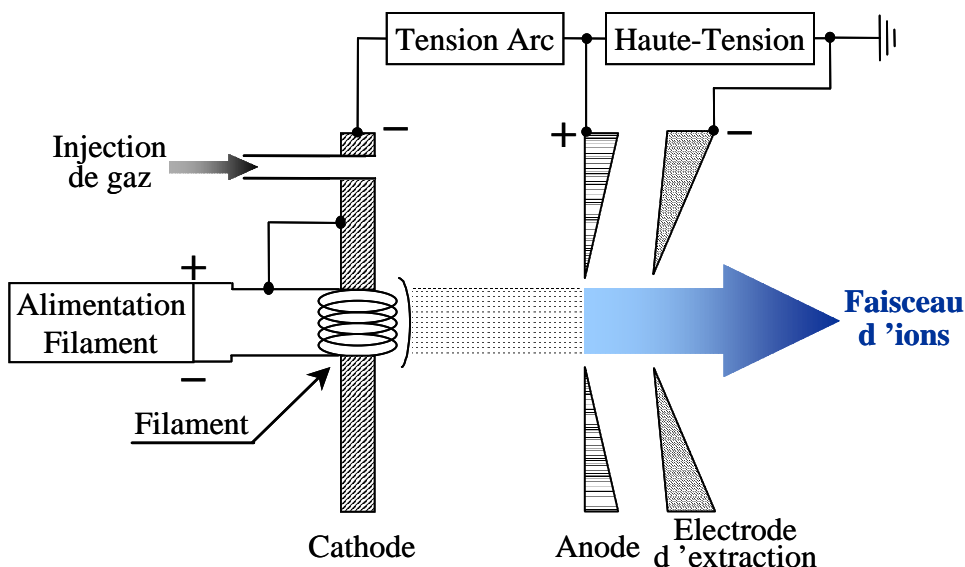


Figure III-2 : Schéma de principe de la source à cathode creuse.

III.2.1.2. La source DANFYSIC à cathode creuse

Cette source nous a été prêtée par le LASIM de Lyon (voir schéma Figure III-3 et photographie Figure III-4). Elle peut fonctionner à haute température (jusqu'à 1700° C) car sa cathode est en tantale (Ta). Cette cathode est formée de deux pièces (dont une creuse) et le filament, qui est en tantale ou en tungstène (W), est placé entre ces deux pièces. L'anode est en tungstène. Les pièces isolantes disposées entre ces électrodes sont en nitrure de bore [26].

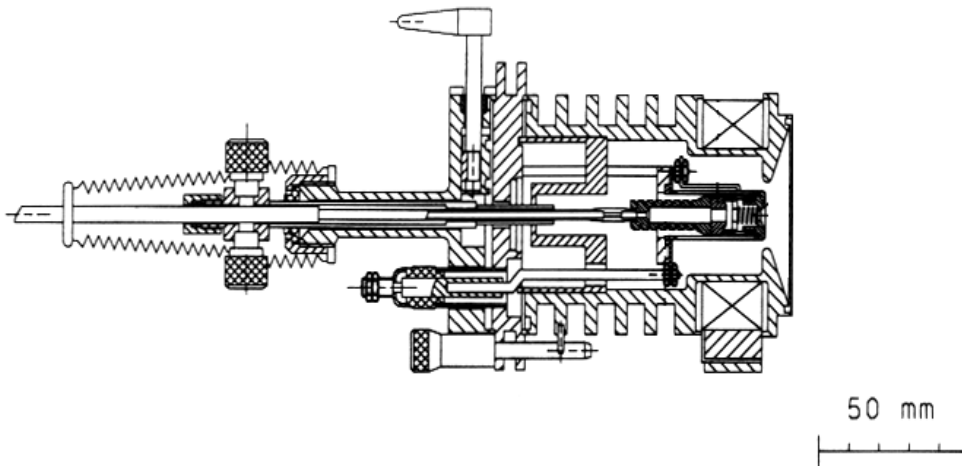


Figure III-3 : La source à cathode creuse Danfysik.

Autour de l'ensemble anode-cathode se trouve une bobine qui permet de confiner les électrons de la décharge par un faible champ magnétique. Les électrons suivent une trajectoire hélicoïdale autour des lignes de champ, ce qui augmente leur probabilité de collision avec un atome neutre. Au cours de l'utilisation de la source, nous avons remarqué que le rôle du champ magnétique était déterminant pour son fonctionnement.

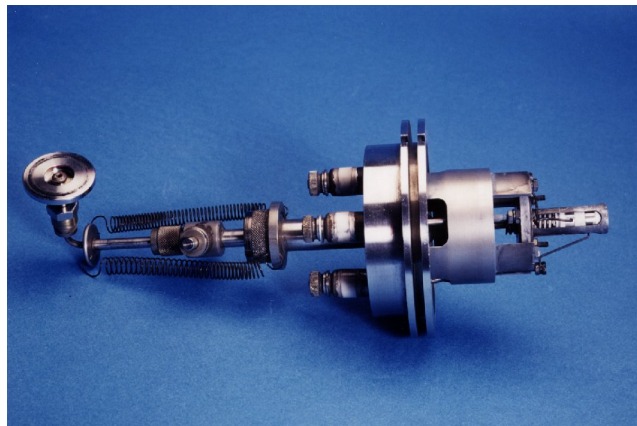


Figure III-4 : Photo de la source Danfysik.

Si l'élément à ioniser est gazeux, il suffit d'injecter ce gaz dans la source pour créer et alimenter la décharge. Si l'élément à ioniser se trouve naturellement à l'état solide (comme les métaux par exemple), il faut amorcer et entretenir la décharge avec un gaz support et va-

poriser le métal grâce au four qui est intégré à la source. Les vapeurs du métal migrent jusque dans la décharge et les atomes sont alors ionisés.

Nous avons utilisé cette source pour produire des ions zinc monochargés. Environ un gramme de zinc solide peut être placé dans le creuset du four. L'azote a été employé comme gaz support. Le four peut fonctionner avec une alimentation auxiliaire, mais nous avons constaté que la chaleur dégagée par la décharge et le filament était suffisante pour vaporiser le zinc.

Pour nos expériences sur $1^+ \rightarrow n^+$, des faisceaux d'ions Zn^{1+} de l'ordre du microampère ont été produits. Cette intensité était suffisante pour nos études, bien que ce type de source permette d'atteindre des intensités plus importantes. En effet, la source 1^+ simule l'ensemble cible-source de production d'ions radioactifs. Dans la mesure où les intensités des futurs faisceaux d'ions radioactifs 1^+ seront de l'ordre du nano-ampère, des expériences en $1^+ \rightarrow n^+$ avec un faisceau incident de forte intensité ne présentent que peu d'intérêt.

III.2.2. La source à ionisation de surface : production de rubidium monochargé

III.2.2.1. *Principe*

Considérons un atome (ou une molécule) adsorbé sur la surface d'un métal. Si la température de la surface est suffisamment élevée pour désorber la particule, celle-ci peut être émise sous forme de neutres ou bien d'ions (négatifs ou positifs). Dans ce dernier cas, il s'agit alors du phénomène d'ionisation de surface.

On définit alors le degré d'ionisation α :

$$\alpha = \frac{n_i}{n_0} \quad (\text{III.1})$$

où n_i et n_0 sont respectivement le nombre d'ions et de neutres qui quittent la surface.

L'efficacité d'ionisation β est le rapport du nombre d'ions créés par le nombre d'atomes qui sont arrivés sur la surface, soit :

$$\beta = \frac{n_i}{n_i + n_0} = \frac{\alpha}{1 + \alpha} \quad (\text{III.2})$$

À l'équilibre thermodynamique, le degré d'ionisation est donné par l'équation de Saha-Langmuir :

$$\alpha = \frac{g_i}{g_0} \exp\left(\frac{e(\phi_s - P_i)}{kT}\right) \quad (\text{III.3})$$

où P_i est le premier potentiel d'ionisation de l'atome adsorbé, ϕ_s et T sont le travail de sortie et la température de la surface, g_0 et g_i sont les poids statistiques de l'atome et de l'ion. Par exemple, pour les alcalins, le rapport g_i/g_0 est égal à $1/2$ [26].

Pour réaliser une ionisation de surface efficace, il faut donc que le travail de sortie du métal ioniseur soit plus grand que le potentiel d'ionisation de l'élément à ioniser et que la différence entre ces deux grandeurs soit la plus élevée possible. C'est pourquoi, les ioniseurs

sont réalisés avec des matériaux possédant un travail de sortie élevé comme par exemple l'iridium ($\phi_s=5.40$ eV), le nickel ($\phi_s=4.61$ eV) ou le tungstène ($\phi_s=4.54$ eV).

III.2.2.2. La source à ionisation de surface

La source à ionisation de surface que nous avons utilisée a été conçue par R.Meunier du CSNSM (voir schéma de la source Figure III-5 et une photo Figure III-6).

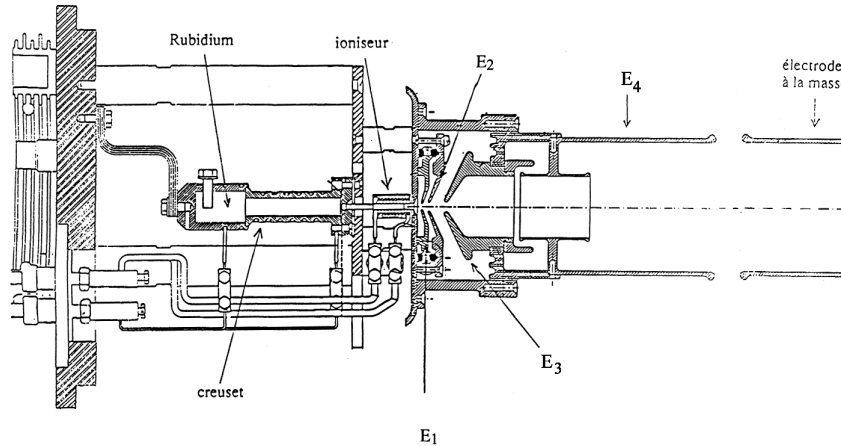


Figure III-5 : Schéma de la source à ionisation de surface avec son système d'extraction.

Une ampoule contenant 1g de rubidium est placée dans le creuset. Cette ampoule est cassée une fois que la source a été mise sous vide car le rubidium s'oxyde très rapidement à l'air et peut même être explosif en fonction de l'humidité ambiante. Le rubidium est évaporé par chauffage dans le creuset. Les vapeurs de rubidium migrent alors vers l'ioniseur constitué de petits tubes de nickel chauffés à environ 800°C. En entrant en contact avec la surface de ces tubes, les atomes sont alors ionisés. Le travail de sortie du nickel est de 4.61 eV et le potentiel de première ionisation du rubidium est de 4.2 eV. Pour une température de 800°C, l'efficacité d'ionisation est alors de 97.5%.

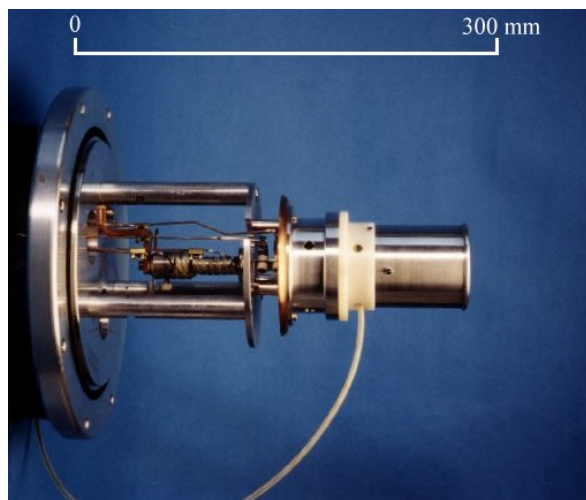


Figure III-6 : Photo de la source à ionisation de surface avec son système d'extraction.

Le corps de la source est porté à la haute tension (autour de 18 kV). Le système d'extraction est composé de 5 électrodes (voir Figure III-5) ce qui permet d'accélérer les ions $1+$ progressivement. En fait, cette accélération a essentiellement lieu entre les deux dernières électrodes qui ont également un rôle de focalisation du faisceau. Soit U le potentiel auquel est porté la source, les valeurs typiques des tensions appliquées sur les électrodes E1, E2, E3 et E4 sont : $(U-100)$ Volts, $(U-150)$ Volts, $(U-2000)$ Volts et $(U-6000)$ Volts. La dernière électrode est la masse.

III.2.3. Source ECR Nanogan 10 GHz

Nanogan 10 GHz est une source ECR compacte développée au GANIL dans le but d'être utilisée pour ioniser très efficacement des éléments gazeux radioactifs [54].

Des couronnes d'aimants permanents en FeNdB définissent une structure magnétique à minimum B dans une chambre à plasma d'un diamètre de 26 mm. Le confinement radial est assuré par un octupôle de 0.65 T (à 1 mm des aimants) et de 20 cm de longueur.

Le couplage de l'onde H.F. avec le plasma est effectué par une transition d'un mode rectangulaire à un mode coaxial. La H.F. est injectée dans un cube en cuivre sur l'axe duquel est placé un tube coaxial, également en cuivre, d'un diamètre ϕ 6-8 mm qui pénètre dans la source jusqu'à l'entrée de l'octupôle (voir Figure III-7). Un piston d'accord placé dans le cube en cuivre permet d'optimiser le couplage de l'onde H.F au plasma. Le tube coaxial peut par ailleurs être polarisé (environ -200 V par rapport au corps de la source) afin d'apporter des électrons supplémentaires au plasma ECR.

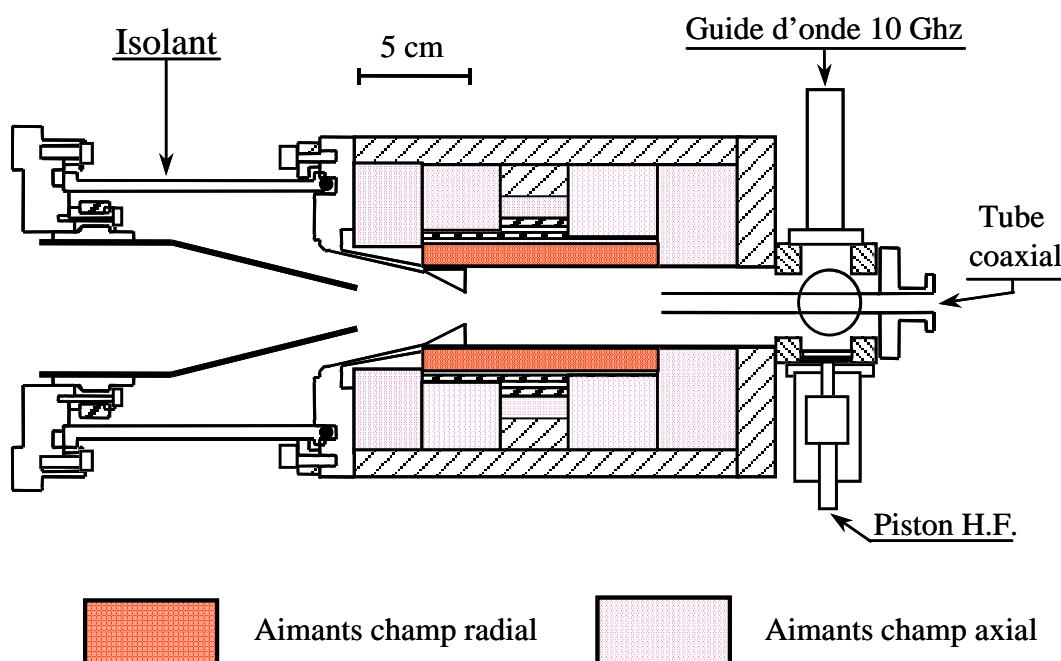


Figure III-7 : Schéma de la source Nanogan

L'ionisation des éléments gazeux se fait en injectant directement le gaz considéré dans le tube coaxial de la source. Il est préférable d'utiliser un gaz support (en général l'oxygène ou

l'azote). Il est également possible d'ioniser des éléments métalliques. Un micro-four est alors introduit sur l'axe de la source, à l'intérieur du tube coaxial. Un gaz support est utilisé pour créer et entretenir le plasma. Les atomes de métal vaporisé migrent donc du four vers le plasma où ils sont ionisés.

Bien que la source Nanogan permette d'atteindre de hauts états de charge (maximum du spectre en argon sur la charge 8+) nous l'avons utilisée en tant que source 1+ pour produire des faisceaux d'ions Ar^{1+} , Kr^{1+} , Zn^{1+} .

III.2.4. Source ECR Microgan 10 Ghz

La source ECR Microgan a été initialement conçue pour la production de faisceaux d'ions intenses et de faibles états de charges [55]. Elle fonctionne avec une onde hyperfréquence à 10 Ghz qui est injectée suivant le même principe que pour Nanogan.

La structure magnétique est simple et entièrement réalisée avec des aimants permanents. Le champ magnétique radial est créé par un dodécapole 0.65 T (à 1 mm des aimants). Le champ magnétique axial est produit par des couronnes d'aimants permanents qui peuvent être déplacées afin de modifier le profil magnétique. Ainsi, la source peut fonctionner avec un profil optimisé pour la production d'ions monochargés ou bien avec une structure magnétique en minimum B pour produire des ions faiblement chargés.

Dans le cadre de nos expériences, des faisceaux d'ions Ar^{1+} , Kr^{1+} , N^{1+} ont été produits en injectant simplement du gaz dans Microgan 10 Ghz. Mais nous avons également produit des ions métalliques (en utilisant un four, de la même manière que dans Nanogan) : Pb^{1+} , Ag^{1+} , Al^{1+} , Zn^{1+} , le gaz support employé étant en général l'oxygène.

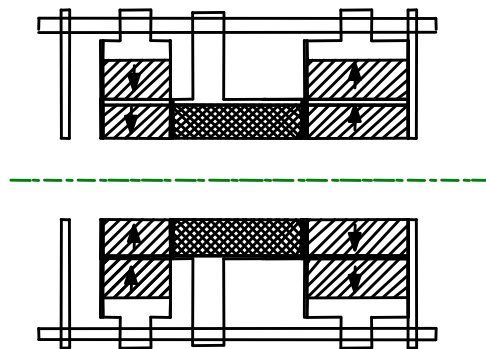


Figure III-8 : Schéma de la structure magnétique en aimants permanents de Microgan.

Au cours des études sur l'injection d'ions plusieurs fois chargés dans la source n+ (voir paragraphe IV.1.4) Microgan 10 Ghz a délivré des faisceaux d'ions allant jusqu'à la charge 6+ avec une intensité d'environ 1 micro-ampère.

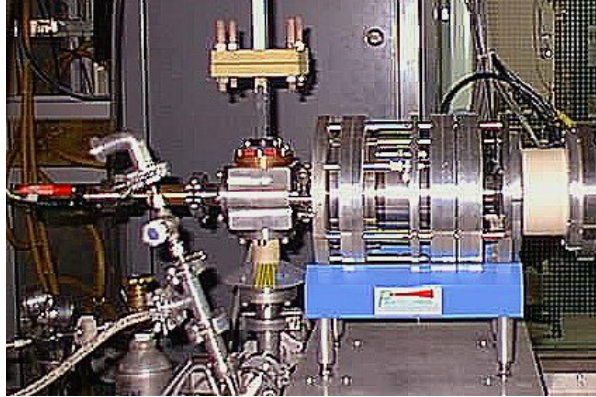


Figure III-9 : Photo de Microgan avec l'arrivée du guide d'onde H.F., l'injection de gaz et un four.

III.2.5. Source ECR MONO 1000

Les mesures que nous avons effectuées en $1^+ \rightarrow n^+$ avec la source ECR MONO 1000 [56] comme source d'ions monochargés ont été réalisées en collaboration avec SPIRAL/GANIL. Le but de ces tests était d'étudier les avantages de la méthode $1^+ \rightarrow n^+$ pour SPIRAL. Ainsi, l'équipe SPIRAL du GANIL a conçu et réalisé un prototype de source destiné, en association avec une cible, à la production d'ions radioactifs monochargés : MONO 1000. Une telle source, dans la mesure où elle doit fonctionner dans un environnement soumis à de fortes doses de rayonnement, doit répondre à certains impératifs : coût peu élevé (elle doit être remplacée régulièrement), bonne efficacité d'ionisation (de manière à perdre le moins d'éléments radioactifs possible) et taille réduite (contraintes dans la casemate de production).

La structure magnétique de la source MONO 1000 est réalisée par deux couronnes d'aimants permanents de façon à créer une surface fermée de 2000 Gauss (Figure III-10). On notera qu'aucun confinement radial n'est appliqué. La chambre à plasma est constituée d'un cylindre en cuivre non refroidi de longueur 230 mm et de diamètre 90 mm. L'onde H.F. de 2.45 Ghz est injectée dans la chambre par une transition coaxiale qui se termine par une antenne à l'intérieur de la chambre.

Des essais d'efficacité d'ionisation de MONO 1000 ont été réalisés au GANIL en injectant de l'argon dans la source à travers une fuite calibrée de $36.5\mu\text{Ap}$. Le gaz support utilisé est l'hélium. L'efficacité d'ionisation est de 90% pour les ions 1^+ .

Pour les expériences effectuées à l'ISN, Grenoble, MONO 1000 a délivré des faisceaux d'ions Ar^{1+} , Ne^{1+} , Kr^{1+} et Xe^{1+} .

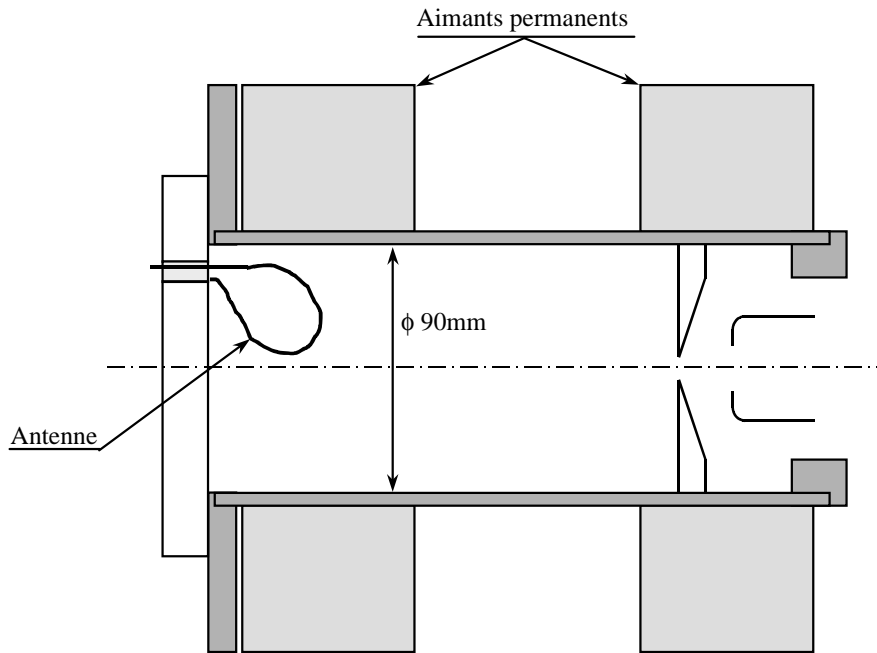


Figure III-10 : Schéma de la source ECR MONO 2.45Ghz [56].

III.3. La sélection et le diagnostic du faisceau 1+

III.3.1. Dipôle 90°

La majeure partie des mesures en rubidium a été effectuée en réalisant le tri en masse du faisceau 1+ avec un filtre de Wien. En plaçant deux diaphragmes (ϕ 20 mm et ϕ 6 mm) après le filtre de Wien, il est possible de séparer l'isotope 85 de l'isotope 87 du rubidium à 18 kV. En effet, la source à ionisation de surface ne peut ioniser que des alcalins ; dans la mesure où on n'alimente le creuset qu'avec du rubidium naturel, les seuls ions produits sont du $^{85}\text{Rb}^{1+}$ et du $^{87}\text{Rb}^{1+}$.

Par la suite, l'utilisation d'un spectromètre de masse a permis d'assurer une meilleure résolution. Dans la mesure où les sources ECR ont une très bonne efficacité d'ionisation, un grand nombre d'espèces ioniques différentes peuvent être repérées. Elles sont issues des gaz résiduels présents dans la source comme par exemple O, N, H₂O, NO, CO₂. Il devient alors très important d'identifier chaque espèce pour caractériser de façon certaine la masse et la charge de l'ion que l'on veut sélectionner.

La distance focale du spectromètre 90° est 800 mm. Le rayon de la trajectoire des ions dans le spectromètre est de 400 mm. Le courant maximal pouvant circuler dans les bobines est de 250 A, cependant, l'alimentation que nous avons utilisée est limitée à 200 A. Dans cette configuration, le Bp maximum du spectromètre est 0.180 T.m environ, ce qui correspond approximativement à un faisceau de Pb²⁺ extrait à 15 kV ou à un faisceau de Rb¹⁺ extrait à 18 keV.

Le spectromètre de masse 90° est schématisé sur la Figure III-11.

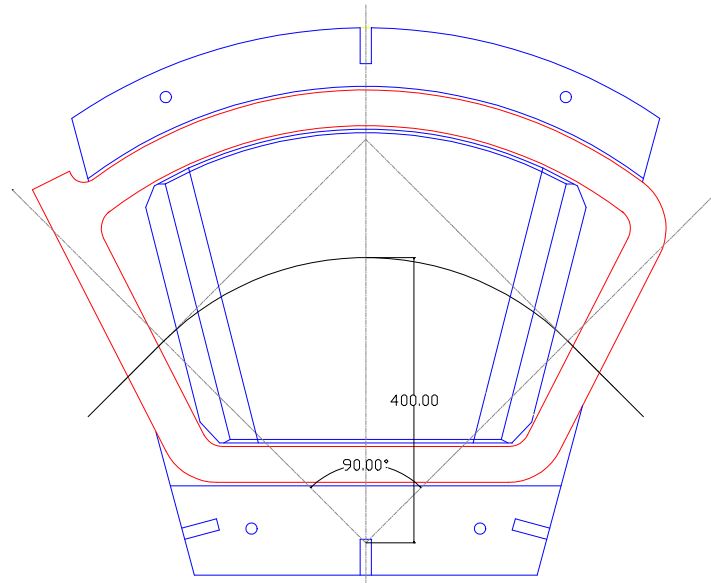


Figure III-11 : Schéma en coupe du spectromètre de masse 90°. Une bobine magnétique (rouge), un pôle en fer (bleu) et la trajectoire des ions (noir) sont représentés.

III.3.2. Le système de diagnostic de faisceau

III.3.2.1. Description du dispositif

Un émittance-mètre (composé de deux fentes et de deux profileurs), un jeu de diaphragmes et une cage de Faraday constituent le système de diagnostic de faisceau de notre dispositif expérimental. L'ensemble est placé dans un caisson permettant également de disposer une lentille électrostatique, deux ensembles de pompage et une mesure de pression (voir Figure III-12).

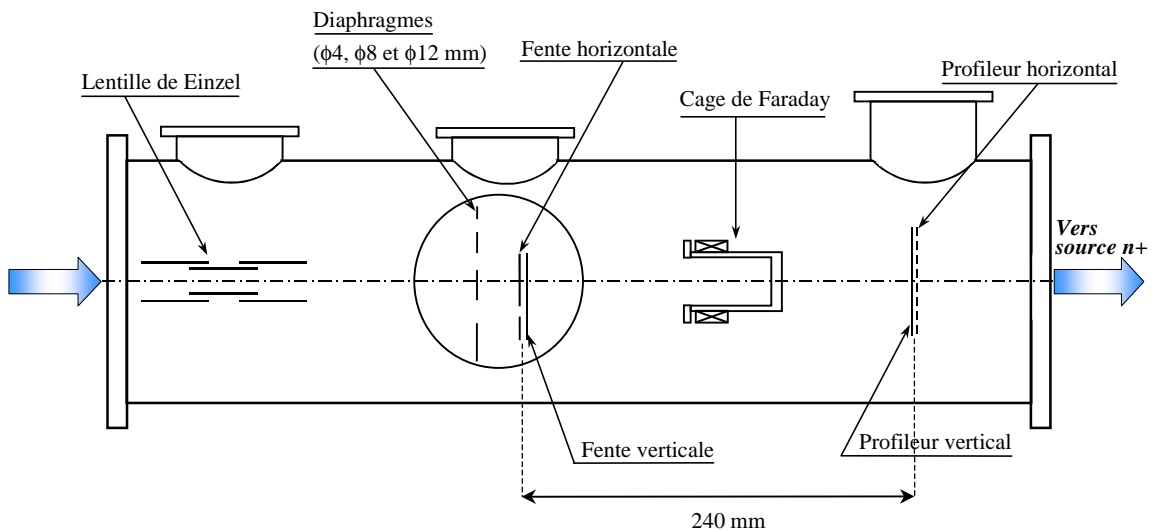


Figure III-12 : Schéma du caisson contenant une lentille de Einzel (E2) et l'ensemble de diagnostic de faisceau.

Les trois diaphragmes (ϕ 4mm, ϕ 8 mm et ϕ 12 mm) sont percés dans une plaque en acier inoxydable fixée sur un axe motorisé qui permet un mouvement de translation vertical. Ainsi, en fonction de la position de la plaque, on peut placer un des trois diaphragmes dans l'axe du faisceau. Cette plaque peut également être totalement retirée du faisceau. Ce système permet de couper l'émission du faisceau d'ions monochargés sans modifier les réglages de la source $1+$.

III.3.2.2. Mesures d'émission

III.3.2.2.1 Protocole de mesure

L'émission-mètre que nous avons utilisé permet de mesurer l'émission du faisceau dans les plans horizontaux et verticaux. Pour simplifier, la description du dispositif sera faite pour le plan horizontal seul, le principe étant évidemment identique pour le plan vertical.

La méthode de mesure d'émission employée est la méthode dite « fente-profileur ». Une plaque dans laquelle a été pratiquée une fente de 0.5 mm de largeur est montée sur un axe motorisé. Cette plaque est placée approximativement au point focal image du spectromètre. Le profileur, qui nous a été prêté par le GANIL, est placé à une distance $L=240$ mm après la fente. Il est constitué de 47 fils espacés d'une distance $d=1$ mm.

La plaque intercepte le faisceau mais la petite portion de faisceau passant à travers la fente est collectée par des fils du profileur. Soit x_i la position de la fente et si l'on prend l'exemple d'un fil touché qui a une position x_j (voir Figure III-13), la dispersion angulaire x'_j est alors donnée par la relation :

$$x'_j = \tan\left(\frac{x_j - x_i}{L}\right) \approx \frac{(x_j - x_i)}{L} \quad (\text{III.4})$$

L'approximation ci-dessus est justifiée puisque l'on travaille avec des angles petits, inférieurs à 50 mrad.

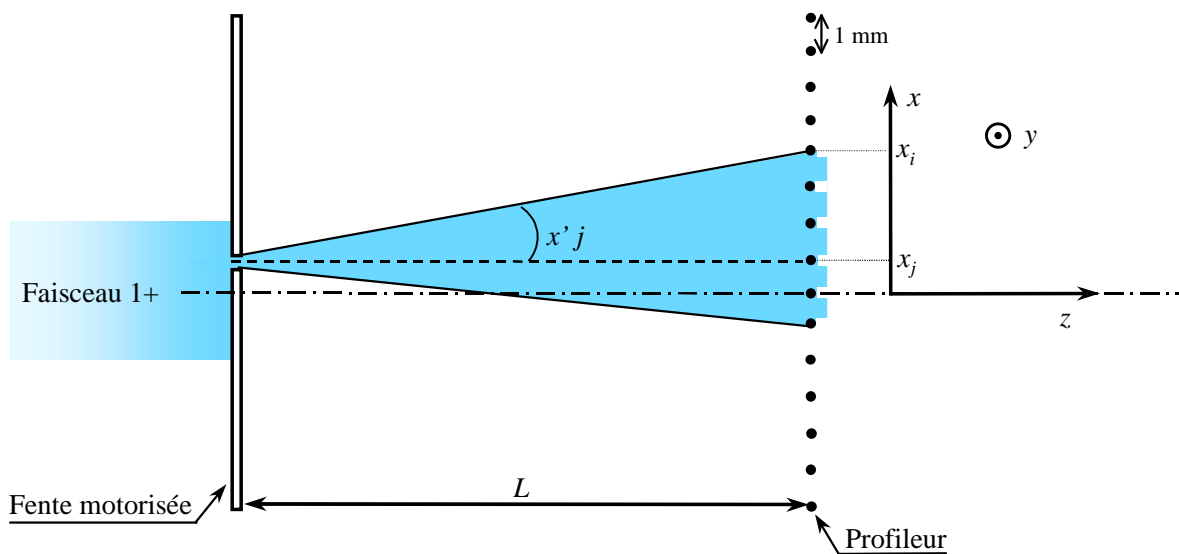


Figure III-13 : Principe de mesure d'émission.

Un couple (x_i, x'_j) est alors obtenu. Pour une même position de fente, plusieurs fils peuvent être touchés par le faisceau et on peut alors avoir d'autres couples (x_i, x'_k) , (x_i, x'_l) , etc. La fente se déplace ensuite par pas de 1 mm et à chaque position, les fils touchés sont repérés. La totalité du faisceau est ainsi balayée.

L'ensemble des couples mesurés peut alors être représenté dans un espace des phases à deux dimensions (x, x') . Ils sont représentés par des rectangles, car ils définissent une émittance élémentaire. En effet, par cette méthode de mesure d'émittance, on réalise une discrétisation de l'espace des phases. Le pas de dispersion angulaire $\delta x'$ est déterminé par l'espacement des fils du profileur (dans notre cas 1 mm), donc : $\delta x' = 1/L$ rad. Le pas en position δx est donné par le déplacement de la fente : $\delta x = 1$ mm pour nos mesures. L'émittance élémentaire représentée par chaque couple vaut donc : $\delta \epsilon = \delta x \cdot \delta x' = 1.33 \pi$ m.mrad.

Il est également possible de mesurer le courant du faisceau touchant chaque fil. Ainsi, on peut construire le profil de densité du faisceau $\rho(x, x')$: à chaque rectangle élémentaire de coordonnées (x, x') est associé une densité de courant.

A partir des données mesurées, on peut déduire l'émittance géométrique, l'émittance RMS et construire une ellipse contenant un pourcentage donné du faisceau.

Le bruit électronique de la mesure est éliminé en ne conservant que les points pour lesquels la densité de courant $\rho(x, x')$ est supérieure à une valeur minimum déterminée expérimentalement. Les densités de courant retenues sont toutes divisées par la densité de courant maximum.

L'émittance géométrique est obtenue en réalisant la somme des émittances élémentaires $\delta \epsilon$ mesurées. La valeur est donnée pour environ 90% de l'intensité totale du faisceau.

L'émittance RMS est calculée à partir de l'équation (II.7) présentée au paragraphe II.2.1.2. Les densités de courant $\rho(x, x')$ étant normées à 1, elles pondèrent chaque point de mesure (x, x') . Le terme $\langle x^2 \rangle$ est donné par :

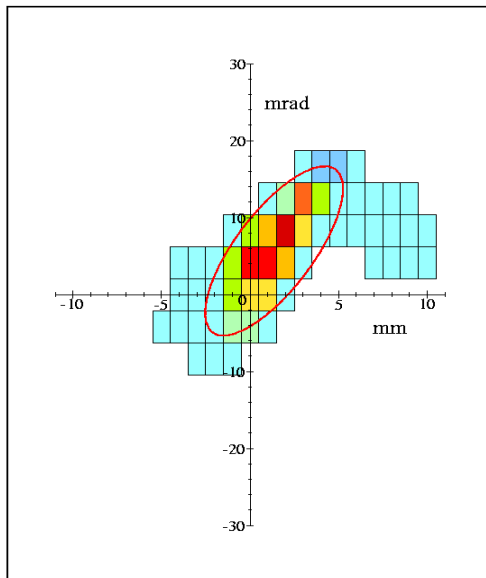
$$\langle x^2 \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\rho(x_i, x'_i) \times x_i)^2 \quad (\text{III.5})$$

où N est le nombre de points de mesure retenus. On obtient de la même manière les grandeurs $\langle x'^2 \rangle$ et $\langle xx' \rangle$. On donnera l'émittance RMS à deux écarts types ainsi que l'émittance RMS (à deux écarts types) normalisée.

L'ellipse est construite avec les coefficients RMS de l'équation (II.8). Son aire est déterminée afin qu'elle contienne une proportion donnée (de l'ordre de 85%) de l'intensité totale du faisceau analysé.

Un exemple de mesure d'émittance est représenté Figure III-14. Les valeurs d'émittance obtenues seront à chaque fois notées à droite de la figure. Les caractéristiques du faisceau (élément, charge, tension d'extraction), la source 1+ utilisée et la présence ou non d'un diaphragme dans la ligne sont également mentionnées. On remarquera que l'abscisse $x=0$ mm représente l'axe optique.

La densité de courant sur les figures d'émittance est représentée par des couleurs. La légende est donnée par la Figure III-15.



Faisceau Ar^{1+}

Source Microgan – $U_{\text{ext}}=18 \text{ kV}$

Intensité : $1.6 \mu\text{Ae}$. – Plein Faisceau

- $\epsilon_{\text{geo}} = 24 \pi \text{ mm.mrad}$ (90% du faisceau)
- $\epsilon_{\text{RMS}} = 27 \pi \text{ mm.mrad}$ (à 2 écarts-types)
- $\epsilon_{\text{RMS norm}} = 0.027 \pi \text{ mm.mrad}$
- Aire de l'ellipse = $29 \pi \text{ mm.mrad}$
(91 % du faisceau dans l'ellipse)

Figure III-14 : Exemple de figure d'émission.

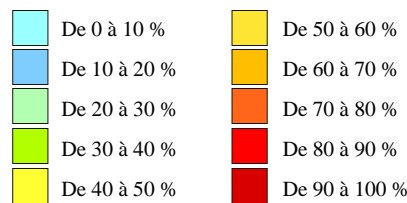


Figure III-15 : Légende des densités de courant, en pourcentage du courant maximum.

III.3.2.2.2 Acceptance et résolution de l'émission-mètre

La fente peut se déplacer entre -15 mm et $+10 \text{ mm}$. Il a été vérifié que cette course est suffisante pour la dimension des faisceaux que nous avons mesurés. Le profileur, qui est centré sur l'axe optique, compte donc 47 fils espacés d'1 mm. Pour des raisons géométriques triviales, lorsque la fente est placée à -15 mm , la divergence angulaire α du faisceau, pour être mesurable par notre système, doit répondre à la condition : $-33 \text{ mrad} < \alpha < 158 \text{ mrad}$; lorsque la fente est à $+10 \text{ mm}$, on a : $-137 \text{ mrad} < \alpha < 54 \text{ mrad}$. L'acceptance de l'émission-mètre est de $1520 \pi \text{ mm.mrad}$. Pour pouvoir être mesurée par notre système, l'émission du faisceau $1+$ doit se trouver dans le domaine de l'espace des phases représenté par le parallélogramme de couleur représenté Figure III-16. Le cas contraire ne s'est jamais présenté au cours de nos expériences.

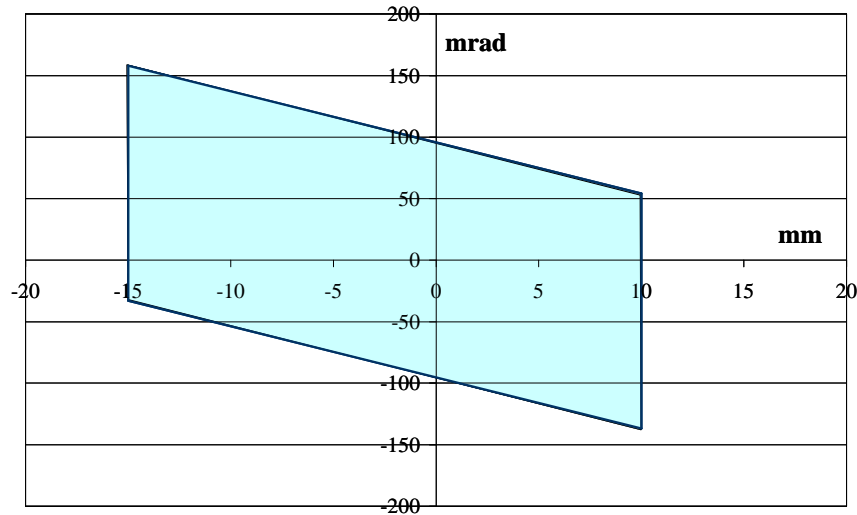


Figure III-16 : Domaine de mesure de l'émittance-mètre. Acceptance : $1520 \pi \text{ mm.mrad}$

La résolution de l'émittance-mètre (soit, la plus petite émittance mesurable avec notre dispositif) est donnée par l'émittance élémentaire évaluée ci-dessus, soit : $\delta\epsilon = 1.33 \pi \text{ m.mrad}$. Cette valeur est inférieure aux émittances supposées que nous avons à mesurer.

III.3.2.2.3 Incertitudes sur la mesure d'émittance

Il a été vérifié que le positionnement de la fente est réalisé à $\pm 0.05 \text{ mm}$ par rapport à la position attendue. En outre, on assimile la fente de largeur 0.5 mm à une fente infiniment fine. L'incertitude spatiale de la fente est alors $\Delta x' = \pm (0.05 + 0.25) = \pm 0.30 \text{ mm}$. A chaque point de mesure, cette incertitude de position entraîne une incertitude $\Delta x'$ sur la divergence qui vaut : $\Delta x' = \Delta x/L$. Donc, l'incertitude totale sur une mesure d'émittance est :

$$\Delta\epsilon = N \times \frac{\Delta x'^2}{L} \quad (\text{III.6})$$

où N est le nombre de points de mesure. Pour l'émittance $\epsilon = 56 \pi \text{ mm.mrad}$ donnée ci-dessus, l'incertitude est : $\Delta\epsilon = \pm 5 \pi \text{ mm.mrad}$. Les valeurs d'émittances géométriques sont donc données à $\pm \Delta\epsilon/\delta\epsilon = \pm 9\%$ près.

III.3.2.3. La cage de Faraday

Pour mesurer les intensités de faisceaux d'ions monochargés et multichargés, des cages de Faraday (notées respectivement CF1+ et CFn+) reliées à des ampèremètres de précision sont utilisées. La cage de Faraday 1+ est amovible (voir figure caisson) puisqu'elle doit laisser passer le faisceau 1+ qui est injecté dans la source ECR n+.

Lorsqu'un ion ayant une énergie d'une dizaine de keV heurte une surface, il en résulte une émission d'électrons secondaires. En effet, un électron quitte la surface d'un matériau lorsqu'il acquiert une énergie supérieure au travail de sortie du matériau. Le taux d'émission secondaire est compris entre 10 et 40 électrons par ion incident possédant une énergie d'une

dizaine de keV [44]. Ce processus peut entraîner une surestimation importante de la mesure de l'intensité d'un faisceau.

D'autres phénomènes physiques peuvent également occasionner des erreurs de mesure. On peut citer par exemple la rétrodiffusion des ions incidents et le sputtering (les ions incidents, en déposant leur énergie sur la surface du matériau permettent l'émission d'ions du matériau).

Les cages de Faraday doivent donc être conçues pour limiter la rétrodiffusion et les émissions secondaires d'électrons et d'ions. Des études ont montré [44] que le meilleur matériau répondant à ces critères est le carbone.

Dans la mesure où ces phénomènes ne peuvent être totalement supprimés, il faut donc éviter que les particules secondaires émises par la surface ne quittent la cage de Faraday. La cage a donc une forme cylindrique dont la profondeur est supérieure au diamètre de son ouverture afin de limiter l'angle solide d'émission. Ensuite, la cage de Faraday est également équipée de dispositifs destinés à piéger les particules chargées. Des aimants permanents créant un champ magnétique transverse à l'axe du cylindre peuvent être utilisés (cas de la CF1+). Il est également possible de placer un anneau polarisé (environ 200 V) au niveau de l'ouverture de la cage de Faraday (voir Figure III-17). La cage de Faraday n+ que nous avons utilisée possède un anneau polarisé.

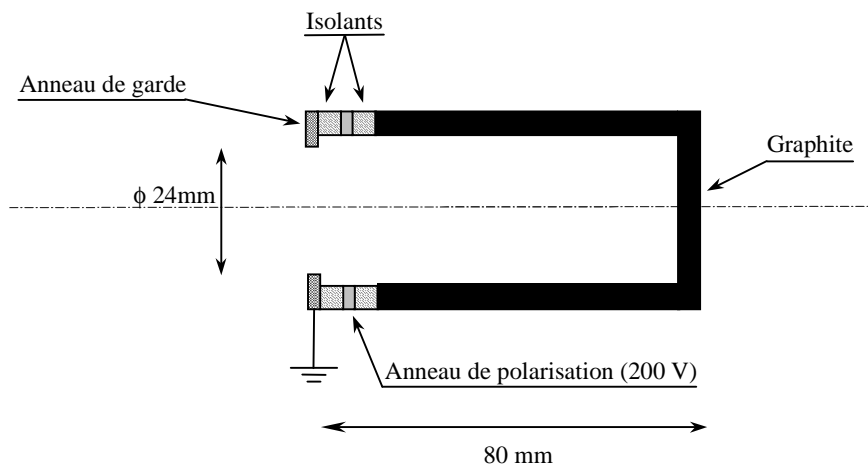


Figure III-17 : Schéma d'une cage de Faraday.

Pour effectuer une mesure de l'intensité du faisceau n+ en fonction du temps (pour le temps de réponse $1^+ \rightarrow n^+$ ou les signaux d'afterglow) la cage de Faraday est directement reliée à un oscilloscope numérique.

Pour estimer l'erreur commise sur les mesures d'intensité des faisceaux d'ions, on utilisera les résultats d'une étude réalisée à l'ISN [41] sur plusieurs cages de Faraday.

Une cage de Faraday équipée de deux anneaux polarisés a été construite. Le premier anneau est polarisé négativement (environ -200 V), afin de repousser les électrons secondaires émis et le second est polarisé positivement pour empêcher les ions retrodiffusés de sortir de la cage. La mesure de faisceau réalisée avec cette cage est prise pour référence.

L'écart de mesure constaté entre cette cage à double repousseur et les cages telles que celles que nous avons utilisées (simple repousseur électrostatique ou magnétique) est de $\pm 3.5\%$ [41].

On considérera que les valeurs d'intensité de faisceaux d'ions sont mesurées à $\pm 3.5\%$ près.

Un rendement de transformation $1^+ \rightarrow n^+$ est calculé à partir des mesures d'intensité du faisceau d'ions n^+ et du faisceau d'ions 1^+ (voir relation (II.21)). Les erreurs commises sur les deux mesures s'additionnent, donc le rendement est donné à $\pm 7\%$.

III.4. La ligne de transport

Pour assurer le transport du faisceau d'ions 1^+ dans la ligne et pour optimiser son injection dans la source n^+ , des éléments d'optique tels que les lentilles de Einzel et des steerers magnétiques sont utilisés.

III.4.1. Lentilles de Einzel

Les lentilles de Einzel permettent d'appliquer un champ électrique à symétrie cylindrique qui a un effet focalisant sur un faisceau de particules chargées.

Une simple lentille de Einzel est formée de trois électrodes consécutives de forme cylindrique. L'électrode centrale est portée à la haute tension et les deux autres sont à la masse. Pour un faisceau d'énergie 18 keV, la haute tension appliquée sur une lentille de Einzel est typiquement de 13 kV. Ce type de lentille est souvent employé après une source d'ions, afin de focaliser le faisceau extrait.

Une double lentille de Einzel possède quant à elle cinq électrodes : deux sont à la haute tension et trois à la masse (voir Figure III-18). Par rapport à une simple lentille de Einzel, la double lentille permet, en faisant varier les valeurs de tension appliquées sur les électrodes, de faire varier de manière significative la distance focale. C'est pourquoi elle est utilisée dans notre cas pour adapter le passage du faisceau à travers le tube d'injection de la source n^+ .

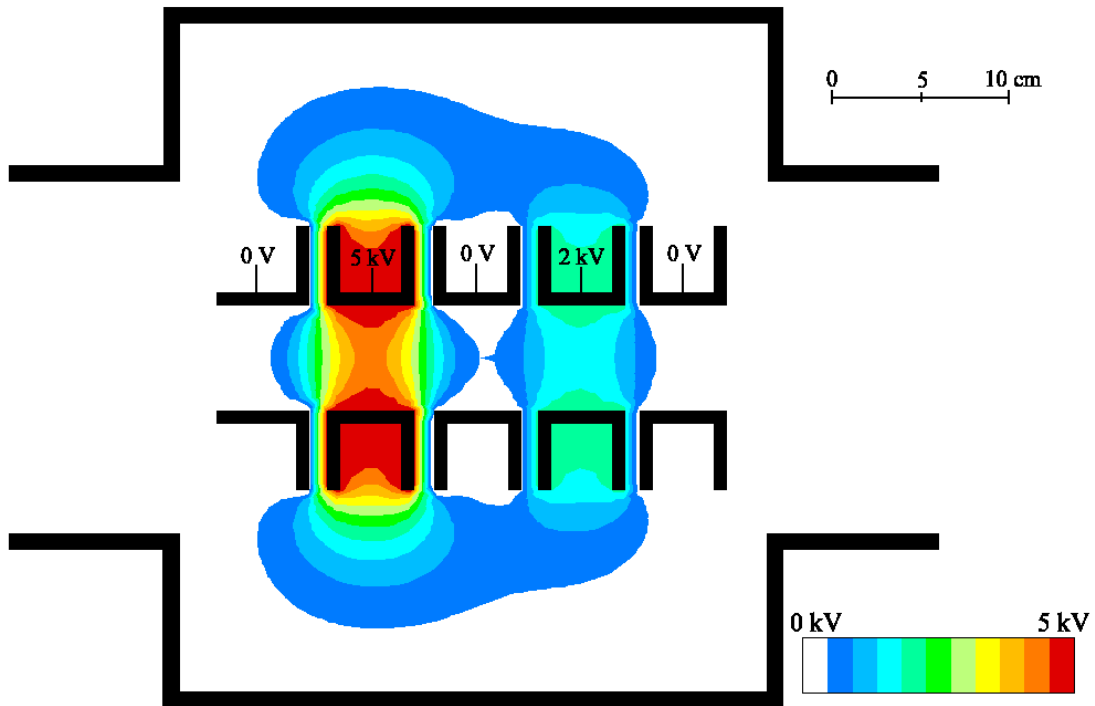


Figure III-18 : Carte du potentiel créé par la double lentille de Einzel disposée dans son caisson. Les valeurs de tensions appliquées aux électrodes (5kV et 2 kV) sont des valeurs standard en fonctionnement $1^+ \rightarrow n^+$. Calcul réalisé avec le logiciel Electro.

III.4.2. Steerers magnétiques

Les steerers magnétiques permettent de dévier un faisceau d'ions, pour corriger les défauts d'alignement, par exemple. Un steerer est composé de deux bobines parcourues par un courant continu qui engendrent un champ magnétique perpendiculaire à l'axe optique. Le champ est appliqué sur une courte distance (environ 20 centimètres dans notre cas). On dispose de deux steerers magnétiques (un dans chaque plan) pour dévier le faisceau verticalement et horizontalement. Le courant parcourant les bobines peut varier de 0 à 2 ampères ce qui correspond à un champ magnétique de 0 à 200 gauss.

III.5. La source n^+ : MINIMAFIOS

La première source ECR de type MINIMAFIOS a été conçue au Centre des Etudes Nucléaire de Grenoble en 1982 par l'équipe de R.Geller [57].

La source MINIMAFIOS que nous avons utilisée pour nos expériences a été prêtée par le CENG mais a subi certaines modifications par rapport à sa configuration initiale puisqu'elle a dû être adaptée pour fonctionner en mode $1^+ \rightarrow n^+$.

III.5.1. Caractéristiques de la source

La Figure III-19 présente le schéma comportant les principaux éléments techniques de la source MINIMAFIOS.

Le champ axial est créé par deux groupes de bobines qui sont alimentés par un courant continu. Les ordres de grandeur de ces courants parcourant les bobines d'injection et d'extraction sont respectivement 1000 A et 600 A environ.

Le confinement radial est assuré par une structure hexapolaire en aimants permanents en SmCo_5 . Le champ magnétique est de 0.8 T au niveau des pôles. L'hexapôle est refroidi par circulation d'eau de manière à ce que la température ne dépasse pas 70°C . En effet, les aimants permanents peuvent être chauffés par le plasma et au-dessus de 70°C ils perdraient leurs propriétés magnétiques.

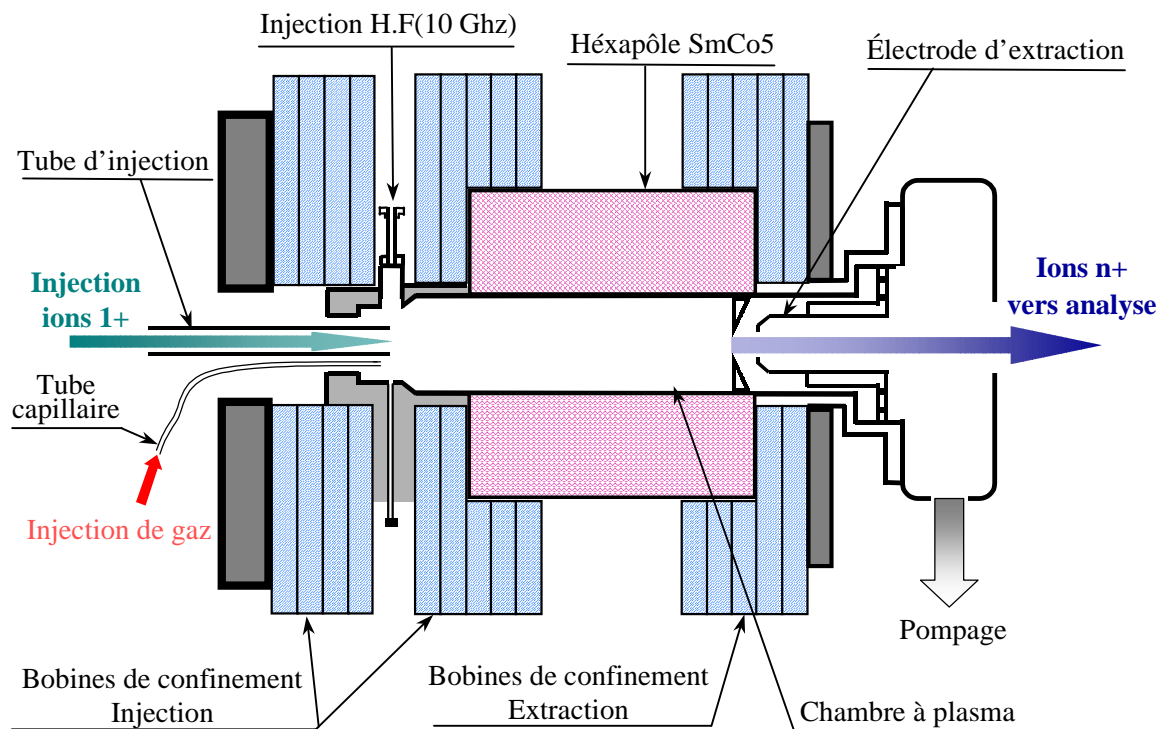


Figure III-19 : Schéma de la source MINIMAFIOS en configuration $1^+ \rightarrow n^+$.

L'injection de l'onde hyper-fréquence dans la chambre à plasma (qui est une cavité multimodes) est radiale. La fréquence utilisée pour nos études en $1^+ \rightarrow n^+$ est de 10 GHz (alors que MINIMAFIOS peut travailler à des fréquences plus élevées, cette source a en effet déjà fonctionné à 16 GHz, avec un champ hexapolaire plus élevé). La puissance délivrée par notre émetteur H.F. était limitée à 350 W.

L'introduction de gaz, qui était initialement radiale, en face de l'injection de l'onde H.F., a été rapidement abandonnée, au profit d'une introduction de gaz axiale, à travers un tube capillaire. Une vanne de précision, régule la quantité de gaz injectée dans le capillaire. Ce dernier pénètre dans la source par un des trous de pompage pratiqués dans la pièce qui sert

de support au tube d'injection des ions. Dans cette configuration, l'ensemble du dispositif d'injection de gaz est à la masse ce qui est moins contraignant que l'injection radiale, qui était à la haute tension.

En fonctionnement $1^+ \rightarrow n^+$, le gaz support utilisé dans MINIMAFIOS est en général l'oxygène. Par la suite, on précisera si des résultats ont été obtenus avec un autre gaz support (hélium ou argon). Le pompage dans la source est assuré du côté de l'extraction par une pompe turbomoléculaire (débit 1000 l.s^{-1}) et également du côté de l'injection, par deux pompes turbomoléculaires (débit 250 l.s^{-1} chacune) situées dans le caisson de la double lentille de Einzel. On peut estimer que la pression obtenue dans la chambre à plasma quand la source n'est pas en fonctionnement est de l'ordre de 10^{-6} mbar.

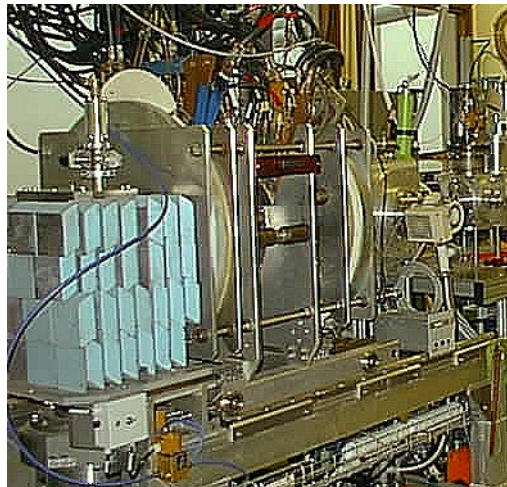


Figure III-20 : Photo de la source MINIMAFIOS avec les câbles de courant pour les bobines magnétiques, les départs et les arrivées d'eau pour le refroidissement. A droite de la source, on peut distinguer le caisson contenant la double lentille de Einzel.

En fonctionnement standard (sans injection d'ions 1^+) les performances de la source MINIMAFIOS 10 GHz sont assez limitées comparées à des sources plus modernes. Par exemple, l'état de charge maximum de la distribution en oxygène avec MINIMAFIOS est le 4^+ (voir Figure III-21). La source ECR-4M, par exemple, peut être optimisée de manière à obtenir un spectre en oxygène « piqué » sur le 6^+ [34].

Le but de nos études était d'obtenir des rendements de transformation $1^+ \rightarrow n^+$ les plus élevés possibles : les paramètres de réglages de MINIMAFIOS (puissance H.F., champ magnétique et pression) ont été optimisés dans ce but. Il s'avère que ces réglages correspondent à des performances moyennes (faibles courants extraits, Z moyen des spectres peu élevé) en mode gaz.

La Figure III-21 présente un spectre de distribution des états de charge de MINIMAFIOS optimisé pour la transformation $1^+ \rightarrow n^+$ mais sans injection d'ions 1^+ . Seul du gaz oxygène est injecté dans la source. Le Z moyen de la distribution de charge de l'oxygène est de 3.1.

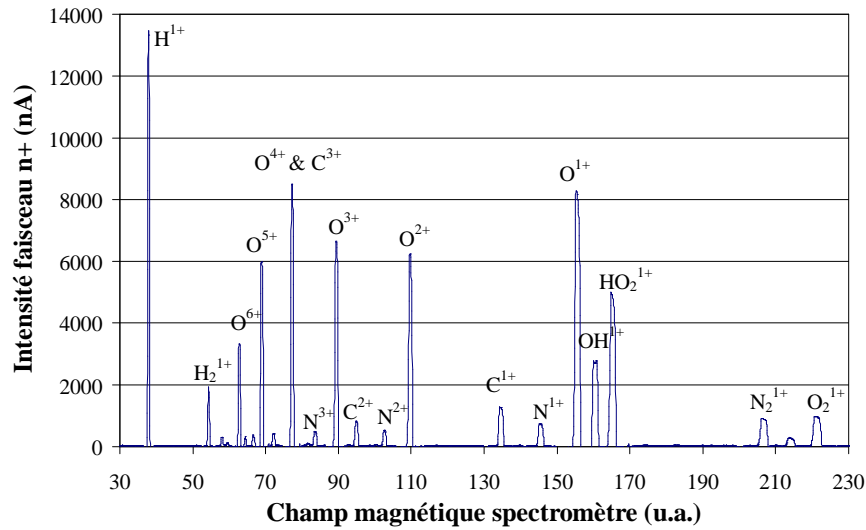


Figure III-21 : Spectre de distribution des états de charge de MINIMAFIOS 10 Ghz sans injection d'ions 1^+ . Réglages optimisés pour $1^+ \rightarrow n^+$. Tension d'extraction : 15.3 kV.

III.5.2. Injection des ions dans MINIMAFIOS

Comme on l'a déjà vu (paragraphe II.2.2.1), l'injection des ions monochargés dans la source ECR se fait à travers un tube porté au potentiel 0 V. Ce tube a un diamètre intérieur de ϕ 28 mm, un diamètre extérieur de ϕ 32 mm et une longueur de 240 mm. Il pénètre dans MINIMAFIOS jusque dans l'axe de l'arrivée de l'onde H.F.. Le support qui fixe le tube est percé de plusieurs trous afin de faciliter le pompage dans la source.

Calculons l'acceptance du tube dans un plan du faisceau, le résultat étant identique dans l'autre plan. Pour cela, on assimile le tube à un diaphragme d'entrée et un diaphragme de sortie ayant un rayon égal au rayon intérieur du tube, noté r_0 . Les deux diaphragmes sont séparés d'une distance L, qui est la longueur du tube.

Les particules de position transverse supérieure au rayon du diaphragme d'entrée sont éliminées. Ce rayon est représenté dans l'espace des phases par les deux droites :

$$x = r_0 \quad (\text{III.7})$$

et

$$x = -r_0 \quad (\text{III.8})$$

Ensuite, il faut ramener le diaphragme de sortie à l'entrée. Une matrice de transfert M permet de relier les conditions d'entrée (X_e) du tube aux conditions correspondantes en sortie (X_s):

$$X_s = M X_e \quad (\text{III.9})$$

avec $X_e = \begin{bmatrix} x \\ x' \end{bmatrix}$ et, comme X_s représente le diaphragme de sortie, on a : $X_s = \begin{bmatrix} r_0 \\ \lambda \end{bmatrix}$ où λ est

une valeur de divergence quelconque. En outre la matrice M caractérise un espace de glissement de longueur L et s'écrit :

$$M = \begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{III.10})$$

On peut alors inverser l'expression (III.9):

$$X_e = M^{-1} X_s \quad (\text{III.11})$$

La matrice M^{-1} représente donc un espace de glissement dans le sens négatif.

En éliminant le paramètre λ , on en déduit l'équation :

$$x' = -\frac{x}{L} + \frac{r_0}{L} \quad (\text{III.12})$$

Pour des raisons de symétrie, le même raisonnement est fait en prenant $-r_0$ à la place de r_0 . On obtient alors l'équation :

$$x' = -\frac{x}{L} - \frac{r_0}{L} \quad (\text{III.13})$$

Les équations de droites (III.7), (III.8), (III.12) et (III.13), qui sont tracées sur la Figure III-22, délimitent alors l'acceptance du tube d'injection des ions. La valeur de cette acceptation est de $1040 \pi \text{ mm.mrad}$.

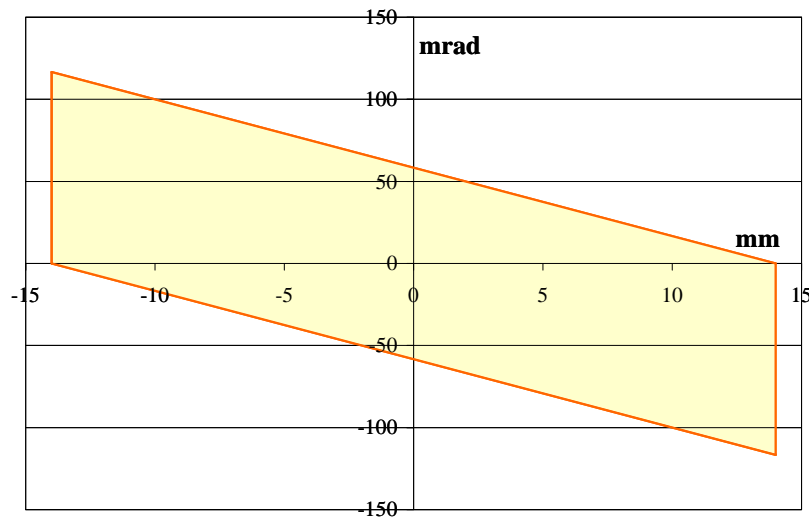


Figure III-22 : Acceptance du tube d'injection des ions dans MINIMAFIOS. Les ions dont les coordonnées dans l'espace des phases ne se trouvent pas à l'intérieur du parallélogramme de couleur ne franchissent pas le tube. Valeur de l'acceptance : $1040 \pi \text{ mm.mrad}$

III.5.3. Extraction de MINIMAFIOS : dipôle 102°

L'électrode plasma et l'électrode d'extraction qui ont été employées pour toutes nos expériences en $1^+ \rightarrow n^+$ ont respectivement un diamètre de $\phi 6 \text{ mm}$ et $\phi 13 \text{ mm}$. La distance inter-électrode est de 30 mm .

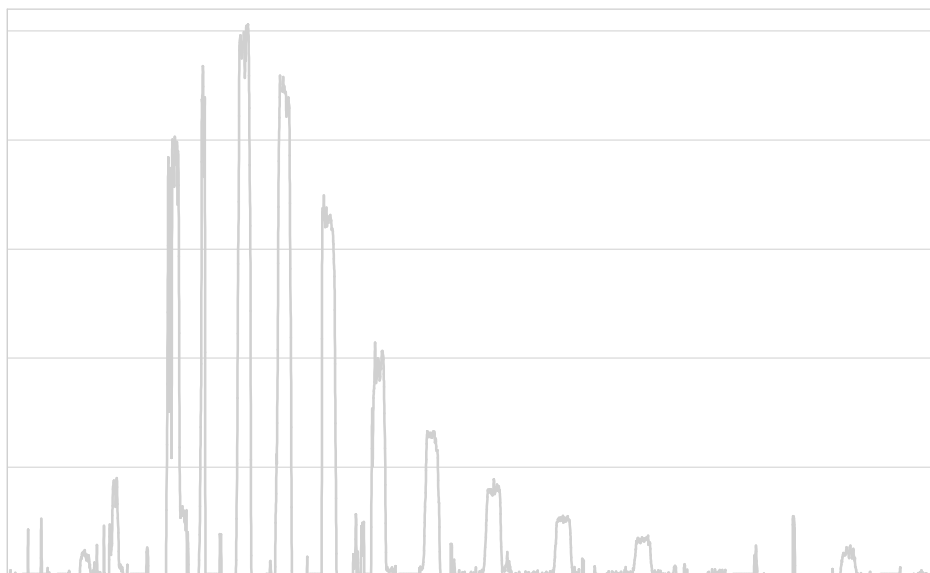
Le faisceau d'ions multichargés extraits de MINIMAFIOS est ensuite analysé par le spectromètre de masse 102° . Le rayon de courbure de la trajectoire des ions dans le spectro-

mètre est de 350 mm. La cage de Faraday n+ mesurant l'intensité du faisceau d'ions sélectionné est placée à 600 mm de la sortie du spectromètre, qui est la distance focale de ce dernier.

Le courant maximum pouvant circuler dans les bobines magnétiques du spectromètre est de 250 A. Le $B\rho$ maximum est alors de 0.117 T.m., ce qui correspond approximativement à un faisceau Ar^{1+} d'énergie 16 keV.

Partie IV

Les résultats expérimentaux de la transformation d'état de charge $1^+ \rightarrow n^+$



Dans la mesure où les modes de fonctionnement en continu et en pulsé sont très différents, les résultats obtenus dans les deux cas sont clairement séparés dans ce chapitre.

IV.1. Mode continu

IV.1.1. Résultats

Après avoir montré l'efficacité d'ionisation de la source MINIMAFIOS en mode gaz (§ IV.1.1.1), on présentera des résultats en mode $1^+ \rightarrow n^+$ pour quelques éléments (§ IV.1.1.2). Il ne s'agit pas dans ce paragraphe d'énumérer de manière exhaustive tous les résultats qui ont été obtenus mais plutôt d'exposer en détail (émittance du faisceau 1^+ , spectre de distribution des états de charges n^+ obtenu, rendements et temps de réponse) quelques mesures réalisées avec différentes sources 1^+ . L'intégralité des performances réalisées en $1^+ \rightarrow n^+$ sera résumées au paragraphe IV.1.1.4, après avoir justifié le processus de capture des ions de différentes espèces (§ IV.1.1.3).

IV.1.1.1. Efficacité d'ionisation de MINIMAFIOS en mode gaz

Avant de présenter les résultats en mode $1^+ \rightarrow n^+$, il convient de s'attacher à une mesure qui pourra servir de point de comparaison par la suite. Il s'agit de la mesure d'efficacité d'ionisation de la source MINIMAFIOS en mode gaz [42]. Pour cela, du gaz argon est injecté dans la source à travers une fuite calibrée qui délivre un flux constant d'atomes. Si la pression d'argon en amont de la fuite calibrée est de 200 mbar ($2 \cdot 10^4$ Pa), elle laisse passer un flux d'argon de $5.8 \mu\text{Ap}$.

Quand cette mesure a été réalisée, l'injection de gaz radiale était encore utilisée dans MINIMAFIOS. Ainsi, le gaz est injecté directement dans la chambre à plasma.

L'efficacité totale en mode injection de gaz de la source est donnée par la relation :

$$\eta_i = \frac{1}{\phi_{fc}} \sum_{i=1}^N \frac{I_i}{q_i} \quad (\text{IV.1})$$

où ϕ_{fc} est le flux d'atomes délivrés par la fuite calibrée, I_i et q_i sont l'intensité et l'état de charge des ions i provenant du gaz injecté et N est l'état de charge maximal produit par la source.

La Figure IV-1 représente la distribution de l'efficacité d'ionisation sur les états de charge de l'argon obtenue avec MINIMAFIOS. Il faut noter que l'intensité des faisceaux $d^{40}\text{Ar}^{10+}$ et $d^{40}\text{Ar}^{5+}$ n'est pas directement mesurable puisqu'ils sont superposés aux pics $d^{16}\text{O}^{4+}$ et $d^{16}\text{O}^{2+}$ (Bp très proches). Pour les charges 5^+ et 10^+ , l'efficacité est évaluée en calculant la moyenne des efficacités des deux charges adjacentes.

L'efficacité maximum est obtenue pour l' Ar^{8+} et l'efficacité totale d'ionisation est de $48 \pm 1.5\%$. Ce résultat peut paraître a priori faible comparé à l'efficacité d'ionisation en gaz d'une source plus moderne (près de 100 % d'efficacité en argon pour Nanogan II [59]). Mais il faut considérer que la source MINIMAFIOS est utilisée dans une configuration particu-

lière, adaptée à la transformation d'état de charge $1^+ \rightarrow n^+$. En effet, on a déjà vu (paragraphe II.2.2.1) que la présence du tube d'injection des ions 1^+ constitue également une extraction pour les ions n^+ . On peut raisonnablement supposer qu'une petite fraction des atomes injectés (quelques pour-cent) dans la source sont perdus par pompage. Les atomes restant sont ionisés mais la moitié environ (ou peut-être un peu moins de la moitié) sont extraits par le tube d'injection. Donc, le chiffre de 48% qui a été mesuré est cohérent.

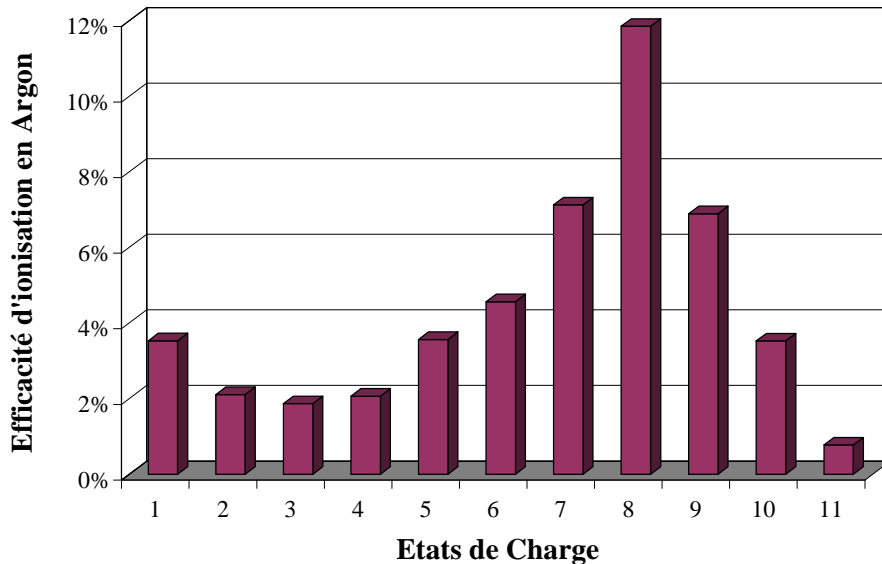


Figure IV-1 Efficacité d'ionisation de la source MINIMAFIOS 10 Ghz en mode injection d'argon gaz en fonction de l'état de charge.

Ce résultat permet de fixer une limite au niveau du rendement global maximum qu'il est possible d'atteindre en mode $1^+ \rightarrow n^+$. Même si le faisceau d'ions 1^+ est capturé directement par le plasma et que, par conséquent, il n'y a pas de perte par pompage, il ne faut pas s'attendre à trouver un rendement global $1^+ \rightarrow n^+$ supérieur à 50 %.

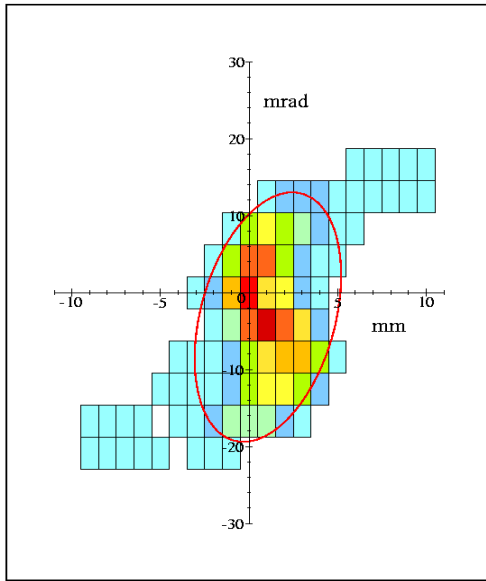
IV.1.1.2. Résultats mode $1^+ \rightarrow n^+$ pour quelques éléments

IV.1.1.2.1. Argon

Le premier résultat de rendement $1^+ \rightarrow n^+$ en argon qui sera présenté a été obtenu avec la source Nanogan comme source 1^+ .

On a vu que la source Nanogan 10 Ghz est conçue pour produire des ions multichargés (paragraphe III.2.3 et [54]). Dans la mesure où l'on cherche à obtenir un faisceau d'ions Ar^{1+} la puissance de l'onde H.F. injectée dans la source est de seulement 5 W environ.

Un faisceau d' $^{40}\text{Ar}^{1+}$ d'intensité $3.6 \mu\text{A}$ et d'émittance $56 \pi \text{ mm.mrad}$ (voir Figure IV-2) est donc injecté dans la source MINIMAFIOS.



Faisceau Ar^{1+}

Source Nanogan – $U_{\text{ext}}=17 \text{ kV}$

Intensité : $3.6 \mu\text{Ae}$. – Plein Faisceau

- $\epsilon_{\text{geo}} = 56 \pi \text{ mm.mrad}$ (91% du faisceau)
- $\epsilon_{\text{RMS}} = 65 \pi \text{ mm.mrad}$ (à 2 écarts-types)
- $\epsilon_{\text{RMS norm}} = 0.062 \pi \text{ mm.mrad}$
- Aire de l'ellipse = $63 \pi \text{ mm.mrad}$
(91 % du faisceau dans l'ellipse)

Figure IV-2 : Emittance du faisceau d' Ar^{1+} produit par Nanogan 10 Ghz.

Le spectre de distribution des états de charge de l'argon obtenu avec la source MINI-MAFIOS par transformation $\text{Ar}^{1+} \rightarrow \text{Ar}^{n+}$ est représenté Figure IV-3. On déduit de ce spectre le rendement $\text{Ar}^{1+} \rightarrow \text{Ar}^{8+}$ ($8+$ est la charge la plus abondante) qui est de **10.4%** ainsi que le rendement global : $\eta_G=48\%$.

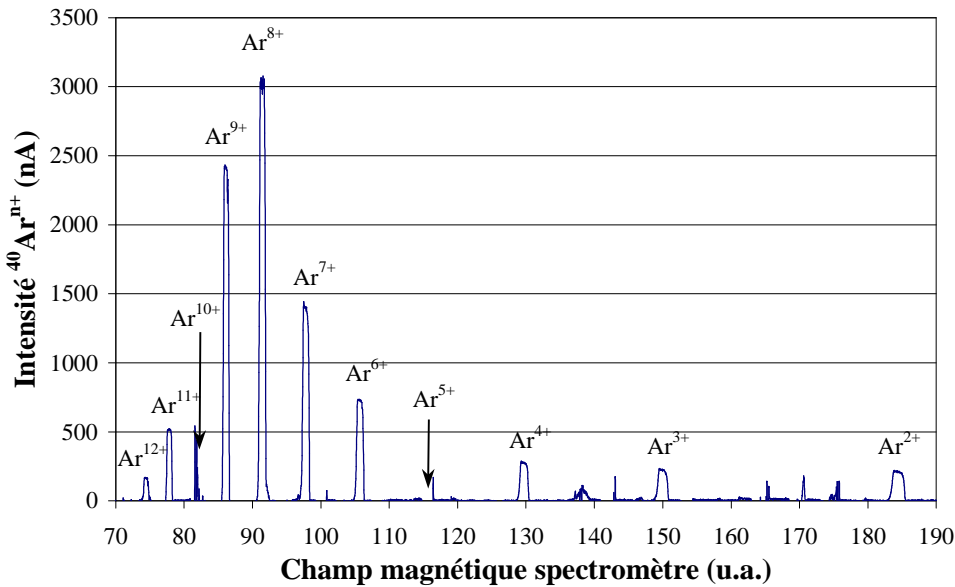


Figure IV-3 : Spectre de distribution des états de charge de l'argon. $I_{40\text{Ar}^{1+}} \text{ injecté} = 3.6 \mu\text{A}$.

En outre, le pic d' Ar^{1+} n'est pas non plus visible sur le spectre à cette tension d'extraction (17 kV). Cependant, il a été vérifié, à une tension d'extraction légèrement plus basse (16kV), que les intensités des faisceaux d' Ar^{1+} et Ar^{2+} extraits de MINIMAFIOS sont identiques.

La Figure IV-4 montre l'évolution de l'intensité du faisceau d'ions Ar^{8+} en fonction du temps. L'injection des ions Ar^{1+} dans MINIMAFIOS commence à $t=0$ ms. Le temps de réponse de la transformation $\text{Ar}^{1+} \rightarrow \text{Ar}^{8+}$ est donc de 80 ms.

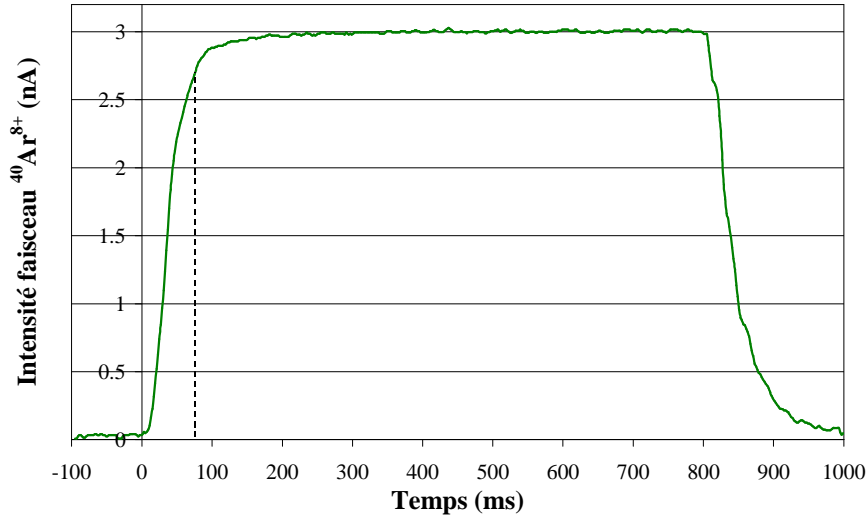
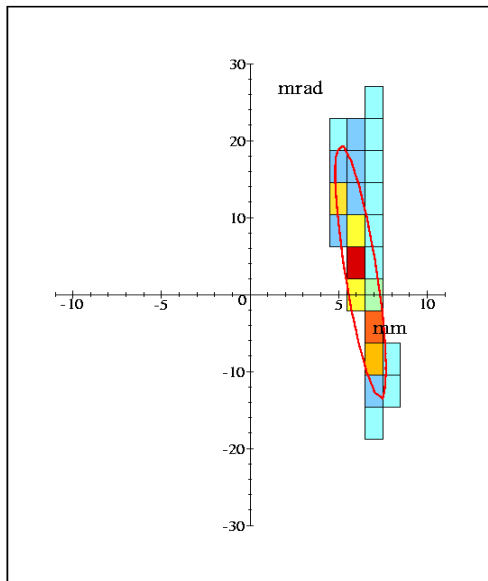


Figure IV-4 : Temps de réponse de la transformation $\text{Ar}^{1+} \rightarrow \text{Ar}^{8+}$: 80 ms. La ligne pointillée marque le temps pour lequel l'intensité du faisceau a atteint 90% de sa valeur maximale.

Dans le cadre d'une collaboration avec l'équipe SPIRAL du GANIL, d'autres mesures ont été réalisées sur la transformation $1^+ \rightarrow n^+$ des gaz rares. Il s'agissait d'utiliser la source MONO 1000 (voir paragraphe III.2.5) comme source $1+$ afin de la valider en tant qu'injecteur de faisceau $1+$ en gaz rares pour la méthode $1^+ \rightarrow n^+$. On ne montrera ici que les mesures réalisées en argon et en krypton. L'intégralité des résultats sera résumée et commentée au paragraphe IV.1.1.4.

Le spectre de distribution des états de charge de l'argon a la même allure que celui représenté sur la Figure IV-3. En effet, l'allure du spectre dépend des caractéristiques (champ hexapolaire, position et structure des bobines de champ axial, diamètre et emplacement des électrodes plasma et d'extraction...) et paramètres de réglage (puissance H.F., confinement magnétique, pression) de la source $n+$. Toutes les mesures en $1^+ \rightarrow n^+$ ont été réalisées avec MINIMAFIOS (qui n'a pas été modifiée) et les paramètres de réglages, qui sont choisis pour avoir le rendement maximum, sont très reproductibles lorsqu'on travaille sur un même élément. Pour un élément donné, le spectre de distribution des états de charge de MINIMAFIOS en fonctionnement $1^+ \rightarrow n^+$ conserve la même allure, quelles que soient les caractéristiques (émittance, intensité) du faisceau $1+$ injecté.



Faisceau Ar^{1+}

Source Mono 1000 – $U_{\text{ext}}=18$ kV

Intensité : **2.8 μAe** . – Plein faisceau

- $\epsilon_{\text{geo}} = \mathbf{16 \pi}$ mm.mrad (92 % du faisceau)
- $\epsilon_{\text{RMS}} = \mathbf{15 \pi}$ mm.mrad (à 2 écarts-types)
- $\epsilon_{\text{RMS norm}} = \mathbf{0.015 \pi}$ mm.mrad
- Aire de l'ellipse = **15 π** mm.mrad
(88% du faisceau dans l'ellipse)

Figure IV-5 : Emittance d'un faisceau d' Ar^{1+} produit par la source MONO 1000. Diamètre des électrodes plasma et d'extraction : ϕ 2.4 mm et ϕ 13.8 mm.

Le rendement $\text{Ar}^{1+} \rightarrow \text{Ar}^{8+}$ et le rendement global obtenus sont respectivement de **10.4%** et **48%**. Ces résultats sont identiques à ceux obtenus avec la source Nanogan.

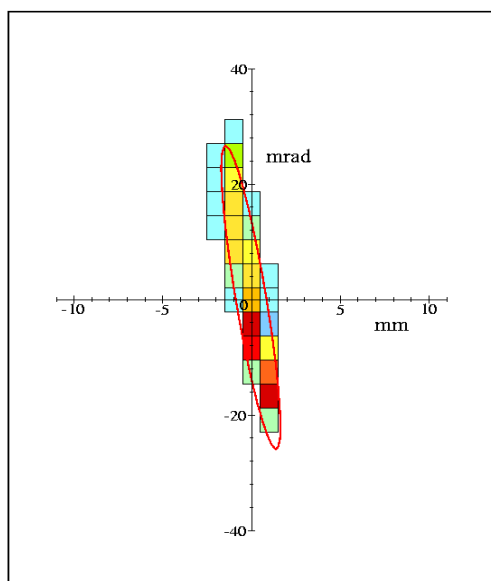
Le temps de réponse de la transformation $\text{Ar}^{1+} \rightarrow \text{Ar}^{8+}$ est de 80 ms et le signal mesuré est identique à celui représenté Figure IV-4.

IV.1.1.2.2. Krypton

Le faisceau de krypton 1^+ est produit par la source MONO 1000. Le diamètre de l'électrode plasma et de l'électrode d'extraction mesurent respectivement ϕ 5.5 mm et ϕ 13.8 mm. La distance inter-électrode est de 34 mm. Le gaz support utilisé est l'azote.

Afin d'établir un résultat clair sur le krypton, il convient d'identifier parfaitement le faisceau 1^+ injecté dans MINIMAFIOS. Or, le spectromètre de masse 90° ne permet pas de séparer clairement les isotopes du krypton. C'est pourquoi, il a été nécessaire de limiter le faisceau par un diaphragme de diamètre ϕ 4 mm placé après le spectromètre 90° . Pour cette expérience, on a sélectionné l'isotope ^{84}Kr (abondance isotopique : 57%).

L'intensité du faisceau de $^{84}\text{Kr}^{1+}$ injecté est de 500 nA. Son émittance, représentée Figure IV-6, vaut 22π mm.mrad.

Faisceau $^{84}\text{Kr}^{1+}$ Source Mono 1000 – $U_{\text{ext}}=18$ kVIntensité : **500 nAe.** – Diaphragme ϕ 4mm

- $\epsilon_{\text{geo}} = 22 \pi$ mm.mrad (94 % du faisceau)
- $\epsilon_{\text{RMS}} = 21 \pi$ mm.mrad (à 2 écarts-types)
- $\epsilon_{\text{RMS norm}} = 0.014 \pi$ mm.mrad
- Aire de l'ellipse = **23 π** mm.mrad
(92 % du faisceau dans l'ellipse)

Figure IV-6 : Emittance d'un faisceau de $^{84}\text{Kr}^{1+}$ produit par la source MONO 1000. Le faisceau est limité par un diaphragme de diamètre ϕ 4 mm.

Le rendement $^{84}\text{Kr}^{1+} \rightarrow ^{84}\text{Kr}^{11+}$ mesuré est de 9%. Le spectre de distribution des états de charge du krypton est représenté. On en déduit le rendement global de transformation : $\eta_G = 50\%$. Les pics de $^{84}\text{Kr}^{7+}$ et de $^{84}\text{Kr}^{14+}$, étant superposés aux pics de C^{1+} et C^{2+} (Bp proches), ne sont pas visibles sur le spectre. On évalue l'intensité de ces faisceaux en faisant la moyenne des deux charges adjacentes.

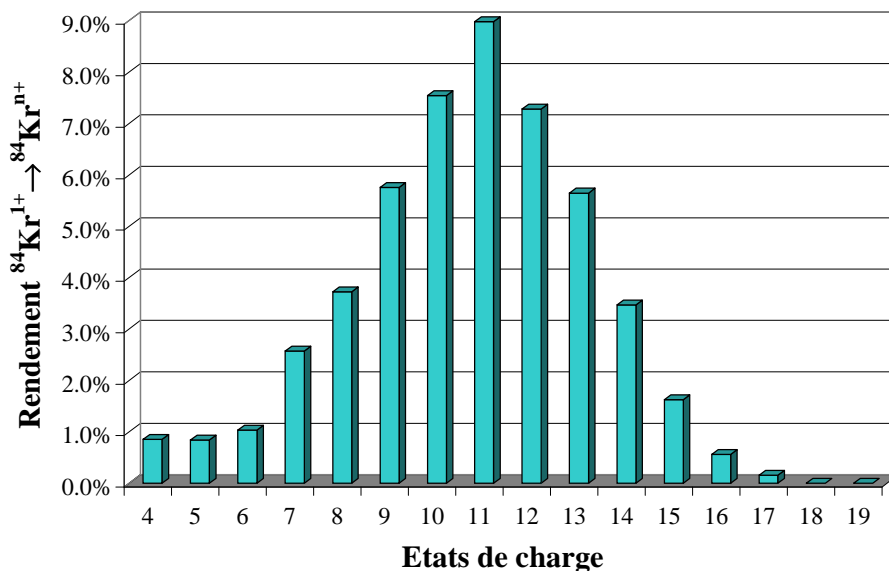


Figure IV-7 : Rendement $^{84}\text{Kr}^{1+} \rightarrow ^{84}\text{Kr}^{n+}$ en fonction des états de charge.

Le temps de réponse de la transformation $\text{Kr}^{1+} \rightarrow \text{Kr}^{11+}$ dans ces conditions expérimentales est de 180 ms (Figure IV-8)

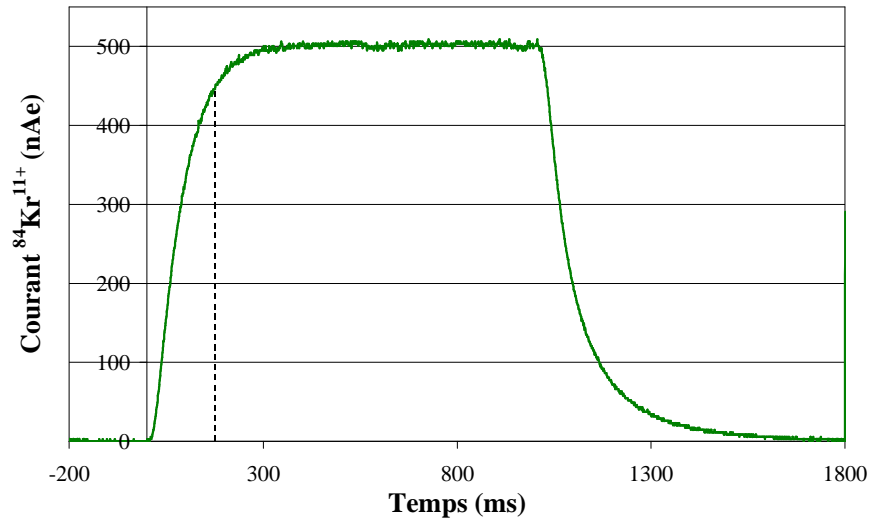


Figure IV-8 : Temps de réponse de la transformation $\text{Kr}^{1+} \rightarrow \text{Kr}^{11+}$: 180 ms.

IV.1.1.2.3. Rubidium

La source à ionisation de surface décrite au paragraphe III.2.2.2 a été utilisée pour produire un faisceau d'ions Rb^{1+} . L'émittance de la source à ionisation de surface (avec son système optique d'extraction) avait été déjà mesurée par une équipe de l'ISN [44]. Les mesures ont été faites avec une tension d'extraction de 25 kV. L'émittance RMS à 2 écarts-types alors trouvée est $\varepsilon = 4.8 \pi$ mm.mrad. L'émittance normalisée vaut donc : 0.0038π mm.mrad.

L'isotope du rubidium est choisi pour être injecté dans la source n+ est l'isotope 85, car il est plus abondant (72.17%) que l'isotope 87 (27.83%). Le faisceau d'ions $^{85}\text{Rb}^{1+}$ injecté a une intensité de 200 nA.

Le spectre de distribution des états de charge en rubidium est présenté Figure IV-9. Le faisceau d'intensité maximal extrait est le Rb^{15+} . Cependant, les rendements de transformation $1^+ \rightarrow n^+$ sont équivalents pour les charges 14^+ et 15^+ . On donnera le rendement pour la charge la plus haute donc pour la transformation $\text{Rb}^{1+} \rightarrow \text{Rb}^{15+}$: 5.5 %. Le rendement global vaut, quant à lui, 35 %.

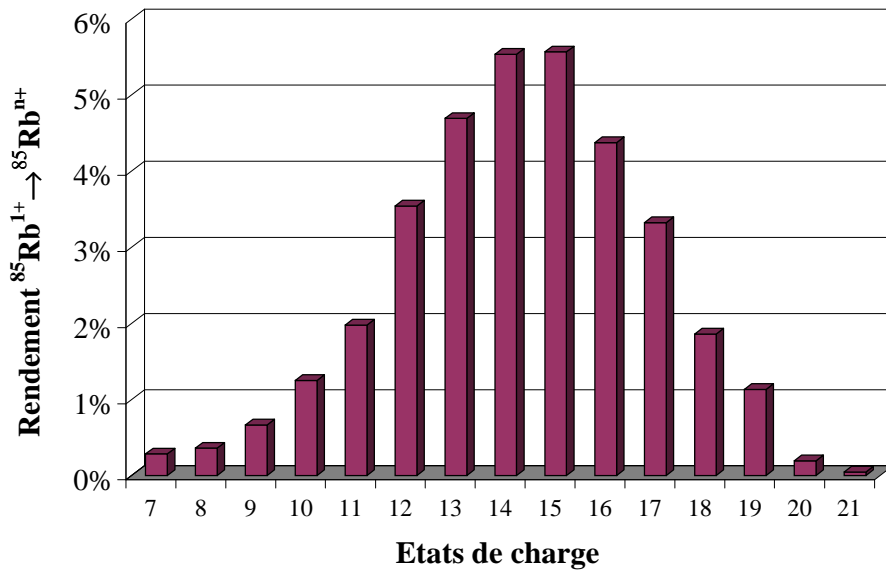


Figure IV-9 : Rendement $^{85}\text{Rb}^{1+} \rightarrow ^{85}\text{Rb}^{n+}$ en fonction des états de charge.

Le temps de réponse de la transformation $\text{Rb}^{1+} \rightarrow \text{Rb}^{15+}$ dans ces conditions expérimentales est de 225 ms (voir Figure IV-10).

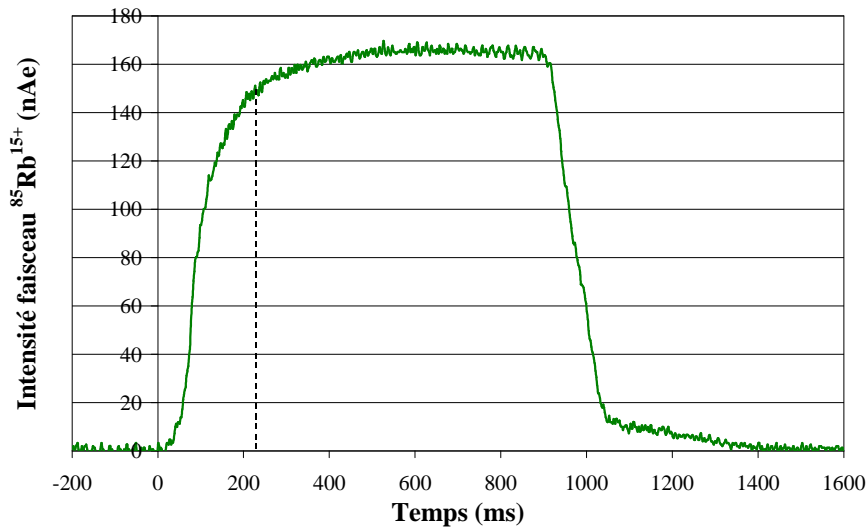


Figure IV-10 : Temps de réponse de la transformation $\text{Rb}^{1+} \rightarrow \text{Rb}^{15+}$: 225 ms.

IV.1.1.2.4. Zinc

Les mesures de transformation $1^+ \rightarrow n^+$ ont été réalisées avec deux types de source 1^+ : avec la source à cathode creuse Danfysik puis avec la source Microgan 10Ghz.

Les expériences en zinc avec la source Danfysik ont été réalisées au tout début de ma thèse et nous ne disposions pas encore de l'émittance-mètre et du spectromètre de masse 1^+ (un filtre de Wien était alors utilisé pour la sélection du faisceau 1^+).

Le faisceau d'ions injecté est un faisceau de $^{64}\text{Zn}^{1+}$ (abondance naturelle de l'isotope 64 du zinc : 48.63) limité par un diaphragme de diamètre 2 mm et son intensité est de 200 nA.

Ce diaphragme était alors nécessaire pour pouvoir séparer distinctement les isotopes du zinc avec le filtre de Wien. D'après les mesures d'émittances effectuées par la suite on peut raisonnablement estimer que l'émittance du faisceau injecté était inférieure à 10π mm.mrad.

La Figure IV-11 montre les valeurs de rendements pour les différents états de charge du zinc. L'état de charge le plus abondant extrait avec ce fonctionnement de MINIMAFIOS est le $9+$, ce qui conduit à un rendement $Zn^{1^+} \rightarrow Zn^{9^+}$ de **3%**. Le rendement global est de **19 %**.

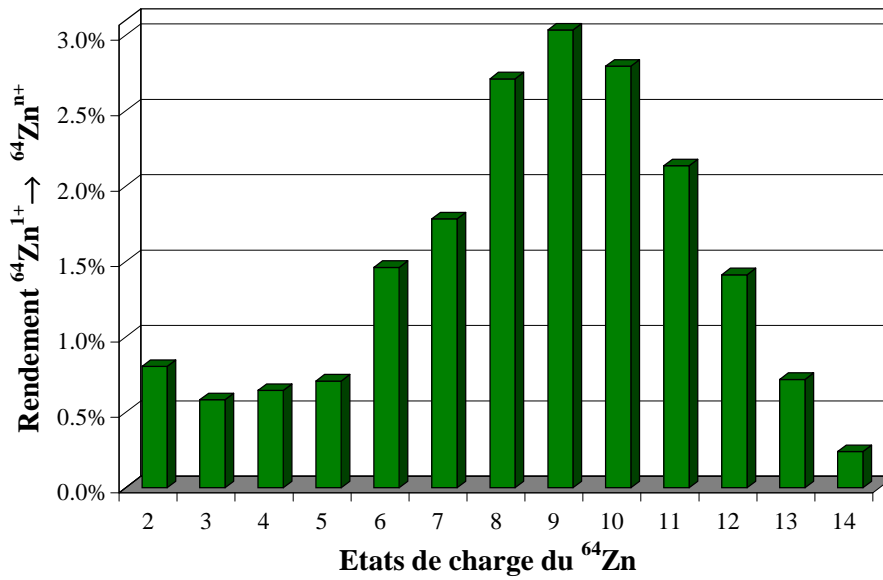
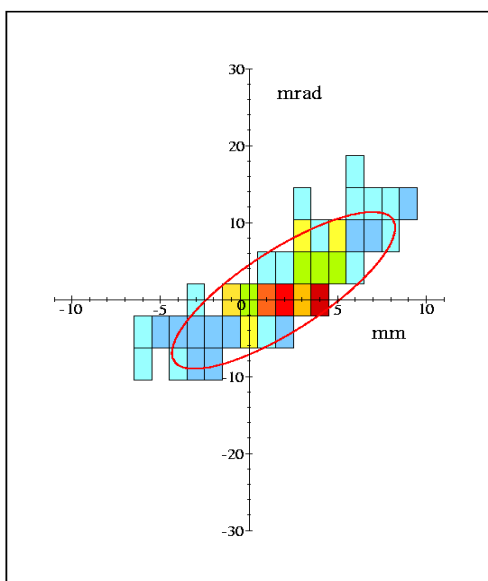


Figure IV-11 : Répartition du rendement $1^+ \rightarrow n^+$ sur les états de charge du ^{64}Zn .

Nous allons maintenant présenter d'autres résultats en zinc obtenus avec la source MICROGAN 10 Ghz comme source $1+$. Les rendements de transformation seront donnés pour deux faisceaux de zinc $1+$ d'émittances différentes.

Le gaz support utilisé dans Microgan pour produire des ions zinc est l'oxygène. Un faisceau de $^{64}\text{Zn}^{1^+}$ d'intensité 418 nA est extrait à 19.5 kV. Son émittance est de 28π mm.mrad (voir Figure IV-12).



Faisceau Zn^{1+}

Source Microgan10Ghz – $U_{ext}=19.5$ kV

Intensité : **180 nAe.** – Plein Faisceau

- $\epsilon_{geo} = 28 \pi$ mm.mrad (91 % du faisceau)
- $\epsilon_{RMS} = 35 \pi$ mm.mrad (à 2 écarts-types)
- $\epsilon_{RMS\ nomm} = 0.0284 \pi$ mm.mrad
- Aire de l'ellipse = **39 π** mm.mrad
(91 % du faisceau dans l'ellipse)

Figure IV-12 : Emittance d'un faisceau de $^{64}Zn^{1+}$ produit par la source Microgan 10Ghz.

Le gaz support utilisé dans MINIMAFIOS est l'hélium. Le spectre de distribution des états de charge du zinc obtenus avec MINIMAFIOS est représenté Figure IV-13. On remarque que le spectre est « piqué » sur la charge 11+. Le fonctionnement de MINIMAFIOS s'est donc bien amélioré par rapport à la mesure présentée ci-dessus. En effet, le rendement maximum se trouvait pour la charge 9+.

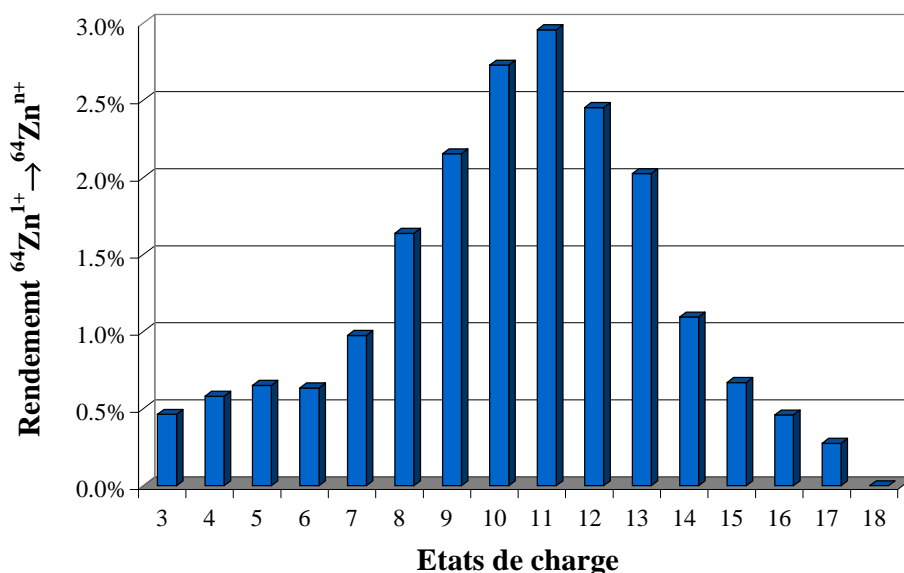
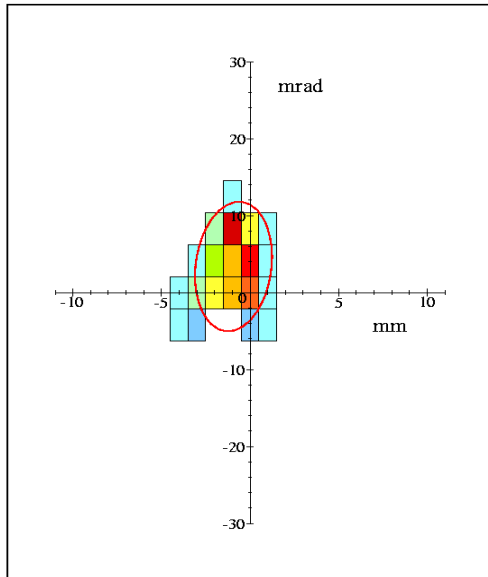


Figure IV-13 : Rendement $^{64}Zn^{1+} \rightarrow ^{64}Zn^{n+}$ en fonction des états de charge

Le rendement de transformation $Zn^{1+} \rightarrow Zn^{11+}$ est de **3 %** avec un temps de réponse de 100 ms. La valeur du rendement global est : $\eta_G = 20 \%$.

Une autre mesure de rendement $1^+ \rightarrow n^+$ en zinc a été effectuée avec un faisceau d'émittance plus faible. Pour cela, on dispose un diaphragme de diamètre 4 mm après le spectromètre de masse. Les conditions de faisceaologie sont donc plus proches du cas où la source Danfysic était utilisée comme source 1^+ .

Le faisceau de $^{64}\text{Zn}^{1+}$ sélectionné a une intensité de 100 nA et son émittance est de 15π mm.mrad (voir Figure IV-14).



Faisceau $^{64}\text{Zn}^{1+}$

Source Microgan10 Ghz – $U_{\text{ext}}=18$ kV

Intensité : **100 nA**. – Diaphragme ϕ 4 mm

- $\epsilon_{\text{geo}} = 15 \pi$ mm.mrad (92 % du faisceau)
- $\epsilon_{\text{RMS}} = 15 \pi$ mm.mrad (à 2 écarts-types)
- $\epsilon_{\text{RMS norm}} = 0.0117 \pi$ mm.mrad
- Aire de l'ellipse = **18 π** mm.mrad
(91 % du faisceau dans l'ellipse)

Figure IV-14 : Emittance d'un faisceau de $^{64}\text{Zn}^{1+}$ produit par Microgan et limité par un diaphragme de diamètre 4 mm.

Le rendement $\text{Zn}^{1+} \rightarrow \text{Zn}^{11+}$ et le rendement global valent respectivement 4.2% et 25%. Le spectre de distribution des états de charge a la même allure que celui représenté sur la Figure IV-13. Le temps de réponse pour la transformation $\text{Zn}^{1+} \rightarrow \text{Zn}^{11+}$ est de 100 ms.

IV.1.1.3. La différence de potentiel ΔV entre les sources et la capture des ions

IV.1.1.3.1. La capture des ions par le plasma

On appelle spectre ΔV le graphe donnant la variation de l'efficacité de transformation $1^+ \rightarrow n^+$ en fonction de la différence de potentiel ΔV entre les sources 1^+ et n^+ . Si V_{1^+} et V_{n^+} sont les potentiels des source 1^+ et n^+ , alors $\Delta V = V_{n^+} - V_{1^+}$.

La Figure IV-15 regroupe deux spectres ΔV : l'un, (en orange), est obtenu dans le cas de la transformation $\text{Ar}^{1+} \rightarrow \text{Ar}^{8+}$; le second (en bleu) est caractéristique de la transformation $\text{Zn}^{1+} \rightarrow \text{Zn}^{11+}$. Les deux spectres sont normés à 1 par rapport à leur maximum respectif. Lorsque le rendement $1^+ \rightarrow n^+$ maximum est atteint, la capture des ions 1^+ incidents est donc optimale.

Il faut tout d'abord noter que pour tous les gaz rares que nous avons étudiés, le spectre ΔV a une allure identique au spectre d'argon représenté sur la Figure IV-15. De même, l'allure du spectre de zinc est similaire à tous les spectres des éléments condensables sur lesquels nous avons travaillé (rubidium, argent, magnésium, plomb).

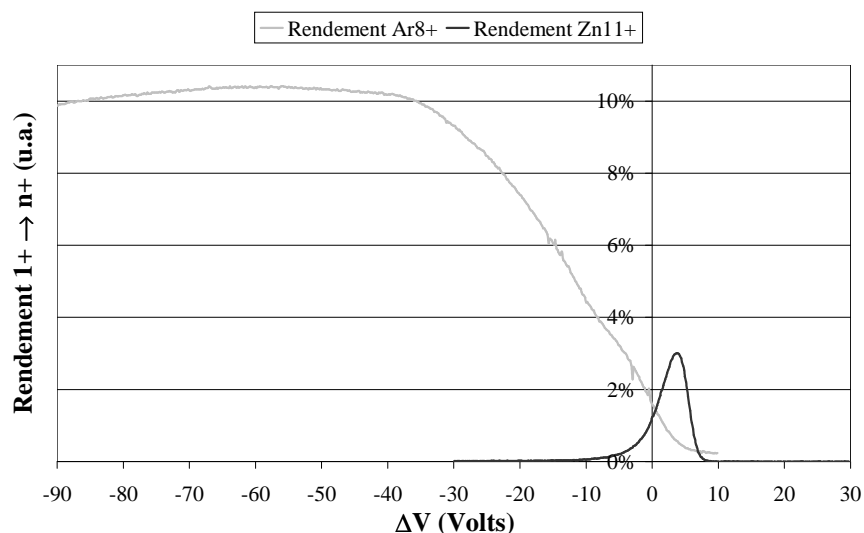


Figure IV-15 : Spectres ΔV pour les transformations $Ar^{1+} \rightarrow Ar^{8+}$ (courbe grise) et $Zn^{1+} \rightarrow Zn^{11+}$ (courbe noire).

La différence d'allure très nette entre les deux courbes est significative d'une différence fondamentale de mode de capture par le plasma entre les ions argon et les ions zinc.

Remarquons tout d'abord que si un ion 1^+ issu d'un élément condensable entre en contact avec une paroi froide, il y reste collé et est définitivement perdu pour la transformation $1^+ \rightarrow n^+$. La capture des ions 1^+ par le plasma doit donc être directe. La preuve de cette capture directe nous est apportée par le spectre ΔV du zinc. Le maximum de rendement est obtenu pour une valeur de ΔV que nous appellerons ΔV_{opt} . On rappelle que les ions 1^+ sont ralentis électrostatiquement à quelques eV mais doivent garder une énergie suffisante pour franchir le potentiel plasma. Ils sont ensuite thermalisés par collisions sur les ions du plasma pour être finalement capturés puis multi-ionisés et extraits. Cependant, si l'énergie des ions Zn^{1+} à l'entrée de la source n'est pas assez importante (donc $\Delta V > \Delta V_{opt}$), ils ne franchissent pas le potentiel plasma et ne sont donc pas capturés. A l'inverse, si leur énergie est supérieure à l'énergie optimale de capture (soit $\Delta V < \Delta V_{opt}$), ils sont trop rapides pour être ralentis par les ions du plasma ; ils traversent alors le plasma en direction des parois de la source où ils restent collés. L'énergie des ions Zn^{1+} (comme pour tous les ions issus d'un élément condensable) doit donc être ajustée très précisément pour optimiser leur capture directe par le plasma, ce qui explique que leur spectre ΔV est étroit (largeur à mi-hauteur : environ 7 V).

On note que le spectre ΔV de l'argon présente un plateau sur lequel l'efficacité $1^+ \rightarrow n^+$ est très proche du maximum. Lorsque les ions pénètrent dans la source avec une énergie de quelques eV, ils sont capturés directement par le plasma. Faire varier le ΔV vers des valeurs négatives revient alors à augmenter l'énergie des ions à l'entrée de la source. Le nombre d'ions capturés directement commence à décroître. Ceux qui ne sont pas capturés traversent alors le plasma et se dirigent vers les parois de la source. Lorsqu'un ion argon arrive à proximité d'une paroi, il est neutralisé en échangeant un électron avec la surface. En outre,

les atomes de gaz rares lorsqu'ils entrent en contact avec une paroi froide sont immédiatement désorbés, ils ne « collent » pas à la paroi (à l'inverse des condensables). De ce fait, les atomes d'argon peuvent être capturés de manière indirecte par le plasma. L'efficacité maximale potentielle de la méthode $1^+ \rightarrow n^+$ se ramène alors à l'efficacité de la source n^+ en mode gaz.

IV.1.1.3.2. L'énergie du faisceau d'ions 1^+

Comparons à présent plusieurs spectres ΔV obtenus par injection d'ions 1^+ produits avec différentes sources 1^+ (voir Figure IV-16). Tous les spectres sont normés à l'unité par rapport à leur maximum respectif.

On peut remarquer que la valeur de ΔV pour lequel le rendement $1^+ \rightarrow n^+$ est maximum, varie suivant la source 1^+ utilisée.

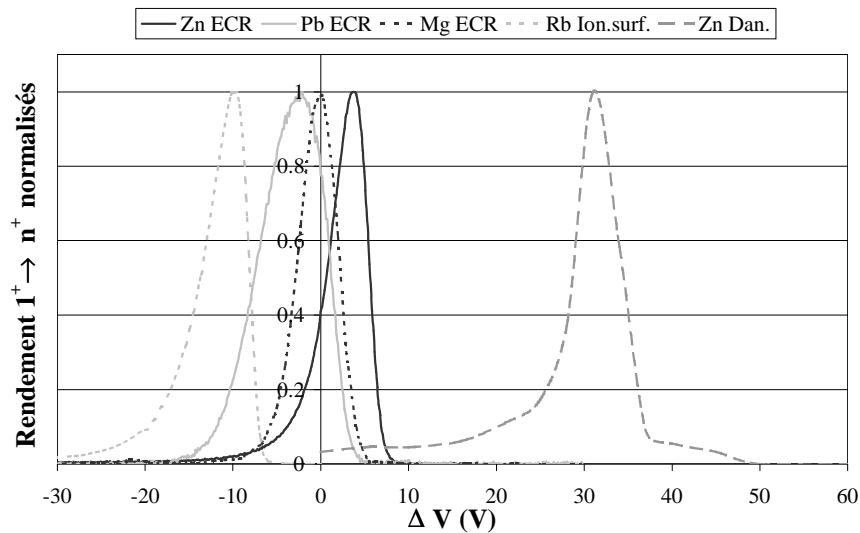


Figure IV-16 : Spectre ΔV pour des faisceaux d'ions 1^+ produits par différentes sources.

Pour commencer, considérons le spectre ΔV de la transformation $Rb^{1+} \rightarrow Rb^{15+}$. Les ions Rb^{1+} sont produits par la source à ionisation de surface, à une énergie proche de l'énergie thermique, avant d'être extraits à 18 kV. En effet, le ioniseur de la source est chauffé à environ 800° ce qui confère une énergie d'environ 0.14 eV aux ions Rb^{1+} .

Par ailleurs, le rendement maximum $Rb^{1+} \rightarrow Rb^{15+}$ est obtenu pour un ΔV d'environ -11 V. Après le ralentissement électrostatique, les ions conservent donc, à l'entrée de la source, une énergie d'une dizaine d'eV. Il s'agit approximativement de l'énergie qui leur est nécessaire pour franchir le potentiel plasma. Ceci est confirmé par le fait que le potentiel du plasma de MINIMAFIOS a été évalué [21] à une dizaine de volts. On voit donc que l'ordre de grandeur est correct.

La meilleure capture par le plasma ECR d'un faisceau de Zn^{1+} produit par la source à cathode creuse Danfysik a lieu pour un ΔV d'environ 32 volts. On a vu au paragraphe III.2.1.2 que dans cette source, l'ionisation est réalisée par des électrons accélérés grâce à une tension appliquée entre deux électrodes. Cette tension est appelée « tension d'arc » et vaut environ

40V. L'ensemble de la source étant porté à la haute tension (U), les ions Zn^{1+} sont extraits à une tension égale à la H.T. plus la tension d'arc (soit : $U + 40$ V environ).

En appliquant une tension ΔV d'environ 32 volts entre la source à cathode creuse et MINIMAFIOS, les ions 1^+ incidents sont donc ralentis à une énergie de : $40 - 32 = 8$ eV environ. On retrouve là encore l'énergie d'une dizaine d'eV qui permet aux ions Zn^{1+} de franchir le potentiel plasma.

La capture optimale des ions 1^+ extraits d'une source ECR se produit pour une valeur de ΔV proche de 0 V. Dans ce cas, les effets des potentiels plasma des sources ECR 1^+ et n^+ se compensent. Les ions 1^+ sont extraits à une énergie de $(U + \phi_{1+})$ eV où ϕ_{1+} est le potentiel plasma en volts de la source ECR 1^+ . Si la capture des ions incidents a lieu pour un ΔV proche de 0V, cela signifie que ϕ_{1+} a une valeur proche du potentiel plasma de MINIMAFIOS, ce qui paraît tout à fait raisonnable.

Le fait de retrouver les ordres de grandeur du potentiel plasma de MINIMAFIOS et de l'énergie à laquelle sont initialement produits les ions 1^+ apporte une preuve supplémentaire de la capture directe des ions par le plasma (dans le cas des condensables).

IV.1.1.3.3. La dispersion en énergie du faisceau d'ions 1^+

Au début des expériences sur $1^+ \rightarrow n^+$, le spectre ΔV avait été attribué à la dispersion en énergie du faisceau d'ions 1^+ [41].

Considérons d'abord le faisceau d'ions Rb^{1+} produit par la source à ionisation de surface. L'ordre de grandeur de la dispersion en énergie maximale d'une source à ionisation de surface est donné par [53]:

$$\Delta E \approx \frac{5}{\pi} kT_{ionis.} \quad (IV.2)$$

où $T_{ionis.}$ est la température du ioniseur. Dans notre cas, cette température vaut environ 800 °C, soit $\Delta E \approx 0.15$ eV. Même s'il ne s'agit que d'une estimation, la dispersion en énergie du faisceau de Rb^{1+} est nécessairement inférieure à 1 électronvolt. Or, le spectre ΔV pour la transformation $1^+ \rightarrow n^+$ du rubidium présente une largeur à mi-hauteur d'environ 7 eV. On en déduit donc que la largeur à mi-hauteur du spectre ΔV en rubidium n'est pas dû à la dispersion en énergie du faisceau 1^+ incident mais est plus vraisemblablement caractéristique du plasma de la source ECR n^+ .

Par ailleurs, la dispersion en énergie d'une source ECR est communément assimilée à quelques eV [25]. Pour la source Danfysik, la dispersion en énergie doit être de plusieurs eV [25], du fait que la tension d'arc d'environ 40 V et que la décharge est longitudinale.

Or, la Figure IV-16 montre que les spectres ΔV obtenus avec des faisceaux produits par la source DANFYSIK ou une source ECR ont approximativement la même largeur (environ 7 V) que le spectre ΔV du rubidium. On en déduit donc le processus de capture des ions 1^+ par le plasma « accepte » la dispersion en énergie (plusieurs eV) induite par les sources 1^+ que nous avons utilisées.

Pour vérifier cette hypothèse, des mesures de dispersion en énergie des différentes sources que nous avons employées seraient nécessaires. Nous n'avons malheureusement pas eu l'opportunité de réaliser de telles mesures.

Cependant, la dispersion en énergie du faisceau 1^+ est tout de même à prendre en compte pour la transformation $1^+ \rightarrow n^+$. Nous allons le montrer de manière qualitative, puisqu'aucune mesure de dispersion en énergie n'a pu être effectuée.

La dispersion en énergie d'une source ECR est principalement due aux collisions élastiques ou inélastiques des ions dans le plasma [53]. En augmentant la quantité de gaz injecté dans une source ECR on augmente la densité du plasma et par conséquent la fréquence de collision des particules ; on peut alors faire varier la dispersion en énergie du faisceau extrait.

On décide alors de réaliser l'expérience suivante. La source Nanogan 10 Ghz est utilisée pour produire un faisceau d'ions soufre. La source est alimentée en gaz SF_6 et le gaz support utilisé est l'oxygène. On dispose une mesure de pression au niveau de l'arrivée de gaz dans la source, c'est à dire sous le cube H.F de Nanogan. Cette mesure ne donne évidemment pas la pression absolue dans la source mais le but est uniquement d'observer une variation relative de pression. L'expérience consiste à injecter dans MINIMAFIOS deux faisceaux d'ions soufre produits pour deux pressions de gaz différentes dans Nanogan. Un spectre ΔV est alors réalisé dans chaque situation expérimentale. Le premier faisceau est produit pour une pression mesurée de 8.10^{-5} mbar ; pour le deuxième, du gaz SF_6 supplémentaire est injecté de manière à doubler la pression : $1.6.10^{-4}$ mbar.

Il faut noter que des faisceaux d'ions S^{3+} sont injectés dans MINIMAFIOS pour cette expérience. En effet, les faisceaux de S^{1+} et S^{2+} ont une rigidité très proche des faisceaux O_2^{1+} et O^{1+} et, par conséquent, ne peuvent être différenciés. Le fait d'injecter des ions $3+$ ne fausse pas l'expérience puisque nous nous intéressons à la capture directe. En outre, nous comparons l'injection dans MINIMAFIOS de deux faisceaux de S^{3+} . La seule différence entre les deux faisceaux est donc leur dispersion en énergie.

La Figure IV-17 montre les deux spectres ΔV observés pour les deux faisceaux de S^{3+} injectés. Les deux spectres sont normés à l'unité par rapport au maximum du spectre qui présente la meilleure efficacité. La largeur à mi-hauteur du spectre ΔV du faisceau produit à la pression de 8.10^{-5} mbar est de 6 volts contre 15 volts pour le spectre du faisceau produit à la pression de $1.6.10^{-4}$ mbar. Cet élargissement entraîne une diminution du rendement de transformation d'un facteur supérieur à 2 du fait de la dispersion en énergie du faisceau incident. En effet, un nombre d'ions plus faible est capturé pour la valeur de ΔV qui donne le rendement maximum. Encore une fois, il serait nécessaire de mesurer quantitativement l'écart de dispersion en énergie des deux faisceaux de S^{3+} afin d'établir la valeur de dispersion en énergie à partir de laquelle le rendement commence à diminuer.

Il faut cependant souligner qu'au cours de nos études, nous n'avons que très peu rencontré le problème de la dispersion en énergie du faisceau 1^+ . Nous avons beaucoup utilisé les sources ECR Nanogan et Microgan comme source 1^+ et les spectres ΔV avaient classiquement une largeur à mi-hauteur inférieure à 10 V.

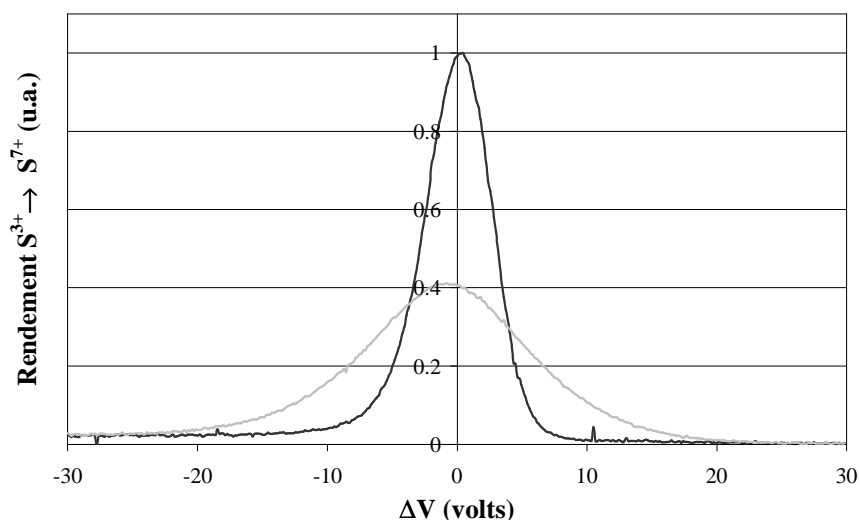


Figure IV-17 : Spectres ΔV pour deux faisceaux de S^{3+} produits pour deux réglages de pression dans la source 1^+ . En noir, spectre ΔV pour le faisceau produit à « basse pression », en gris faisceau produit à « haute pression ». Les deux spectres sont normés à 1 par rapport au maximum du spectre noir.

IV.1.1.4. Résultats $1^+ \rightarrow n^+$ et commentaires

Dans la mesure où l'on a vu que la capture des ions 1^+ est différente dans le cas des gaz rares et des condensables, nous séparerons les résultats.

IV.1.1.4.1. Les gaz rares

Les résultats obtenus en gaz rares sont rassemblés dans le Tableau IV-1.

Transformation $1^+ \rightarrow n^+$	Source 1^+	Intensité 1^+ (μA)	Emittance (mm.mrad)	$\eta_{1^+ \rightarrow n^+}$	Temps de réponse $1^+ \rightarrow n^+$ (ms)	η_G
$^{40}\text{Ar}^{1+} \rightarrow ^{40}\text{Ar}^{8+}$	Nanogan 10 Ghz	3.6 (0.12)	55 (5) π	10.4 (0.7) %	80	48 (3.3) %
$^{40}\text{Ar}^{1+} \rightarrow ^{40}\text{Ar}^{8+}$	Mono 1000 2.45 Ghz	2.8 (0.1)	15 (1.4) π	10.4 (0.7) %	80	48 (3.3) %
$^{84}\text{Kr}^{1+} \rightarrow ^{84}\text{Kr}^{11+}$	Mono 1000 2.45 Ghz	0.5 (0.02)	22 (2) π	9 (0.6) %	180	50 (3.5) %
$^{134}\text{Xe}^{2+} \rightarrow ^{134}\text{Xe}^{16+}$	Mono 1000 2.45 Ghz	0.05 (0.002)	15 (1.4) π	6.2 (0.4) %	220	55 (3.9) %
$^{22}\text{Ne}^{1+} \rightarrow ^{22}\text{Ne}^{4+}$	Mono 1000 2.45 Ghz	2.45 (0.09)	28 (2.5) π	9 (0.6) %	50	38.5 (2.7) %

Tableau IV-1 : Résultats $1^+ \rightarrow n^+$ pour les gaz rares.

Il faut tout d'abord préciser que les résultats présentés ici sont, dans leur ensemble, très reproductibles.

Le rendement global maximum observé en argon en mode $1^+ \rightarrow n^+$ est de 48%. On a vu que les ions Ar^{1+} injectés dans la source n^+ sont capturés indirectement par le plasma après avoir été neutralisés sur les parois. Le rendement maximal attendu en $1^+ \rightarrow n^+$ est de l'ordre de l'efficacité de la source n^+ en mode gaz. Or, l'efficacité d'ionisation de la source MINIMAFIOS en mode gaz est également de 48% (voir § IV.1.1.1). On peut alors considérer, qu'avec MINIMAFIOS comme source n^+ , la limite en rendement global $1^+ \rightarrow n^+$ est atteinte pour l'argon. Dans la mesure où le processus de neutralisation et capture indirecte est identique pour tous les gaz rares, on peut avancer que les rendements $1^+ \rightarrow n^+$ mesurés en gaz rares sont très proches des rendements maxima qui peuvent être obtenus avec la source MINIMAFIOS.

En observant les résultats donnés sur les deux premières lignes du Tableau IV-1, on constate que le même rendement $\text{Ar}^{1+} \rightarrow \text{Ar}^{8+}$ de 10.4% a été obtenu pour des faisceaux d' Ar^{1+} d'intensités comparables (2.8 et 3.6 μA) mais d'émittances respectives de 15 π mm.mrad et 55 π mm.mrad. On n'observe donc pas de diminution de rendement avec une augmentation de l'émittance du faisceau 1^+ , au moins jusqu'à 55 π mm.mrad.

Pour les expériences en krypton nous avons déjà signalé au paragraphe IV.1.1.2.2 qu'il a été nécessaire de limiter le faisceau d'ions 1^+ avec un diaphragme placé après le spectromètre de masse 1^+ afin d'identifier sans équivoque le faisceau de $^{84}\text{Kr}^{1+}$. Son émittance s'en trouve réduite mais nous venons de voir, avec l'argon, que l'émittance du faisceau 1^+ injecté n'avait que peu d'influence sur le rendement $1^+ \rightarrow n^+$. Ce résultat peut s'étendre à tous les gaz rares.

Dans le cas du xénon, le faisceau est également limité par un diaphragme de 4 mm pour les mêmes raisons que ci-dessus. En outre, la charge 2^+ du ^{134}Xe a été injectée dans MINIMAFIOS car la rigidité du faisceau de $^{134}\text{Xe}^{1+}$ extrait à 18 kV est trop grande pour être sélectionnée par le spectromètre de masse 90° (du fait de l'alimentation disponible). L'injection de la charge 2^+ du ^{134}Xe ne modifie ni le principe ni les résultats puisque nous avons vu que, pour les gaz rares, la capture des ions est majoritairement indirecte après neutralisation des ions incidents sur les parois de la source n^+ .

En conclusion, un rendement $1^+ \rightarrow n^+$ d'une dizaine de pour cent a été obtenu pour l'argon, le krypton et le néon. Dans le cas du xénon, le rendement $\text{Xe}^{1+} \rightarrow \text{Xe}^{16+}$ est un peu moins élevé puisqu'il est de 6.2% alors que le rendement global est de 55%. Mais pour le xénon, un plus grand nombre d'états de charge n^+ sont extraits de la source MINIMAFIOS par rapport aux autres gaz rares étudiés (voir les spectres de distribution des états de charge des différents éléments dans l'annexe A). Le rendement global se distribuant sur un plus grand nombre de charges, le rendement sur la charge maximum s'en trouve affaibli.

L'ensemble de ces résultats répond donc aux objectifs que l'on s'était fixé dans l'optique de l'application de la méthode $1^+ \rightarrow n^+$ aux ions radioactifs. Les rendements de transformation $1^+ \rightarrow n^+$, avec une dizaine de pour-cent dépassent même les résultats attendus au départ de ce projet. Les temps de réponse sont de l'ordre de la centaine de millisecondes, donc suffisamment courts pour la plupart des ions radioactifs que l'on se propose d'accélérer (voir

paragraphe II.2.5). Nous reviendrons cependant sur les temps de réponse au paragraphe IV.1.2.1.

Enfin, la source ECR MONO 1000 à 2.45 Ghz, qui est un prototype de source destinée à produire des ions radioactifs 1^+ , est totalement validée dans le cadre de la méthode transformation $1^+ \rightarrow n^+$ pour les gaz rares.

IV.1.1.4.2. Les éléments condensables

Les principaux résultats obtenus au cours des expériences $1^+ \rightarrow n^+$ sur les éléments condensables sont résumés dans le Tableau IV-2.

Transformation $1^+ \rightarrow n^+$	Source 1^+	Intensité 1^+ (nAp)	Emittance (mm.mrad)	$\eta_{1^+ \rightarrow n^+}$	Temps de réponse $1^+ \rightarrow n^+$ (ms)	η_G
$^{85}\text{Rb}^{1+} \rightarrow ^{85}\text{Rb}^{15+}$	Ionisation de surface	200 (7)	4.8 (0.4) π	5.5 (0.4) %	225	35 (2.4) %
$^{64}\text{Zn}^{1+} \rightarrow ^{64}\text{Zn}^{11+}$	DANFYSIK	200 (7)	-	3 (0.2) %	-	19 (1.3) %
$^{64}\text{Zn}^{1+} \rightarrow ^{64}\text{Zn}^{11+}$	MICROGAN 10 Ghz	100 (3.5)	13.5 (1.2) π	4.2 (0.3) %	100	25 (1.7) %
$^{64}\text{Zn}^{1+} \rightarrow ^{64}\text{Zn}^{11+}$	MICROGAN 10 Ghz	180 (6.3)	28 (2.5) π	3 (0.2) %	100	20 (1.4) %
$^{107}\text{Ag}^{1+} \rightarrow ^{107}\text{Ag}^{17+}$	MICROGAN 10 Ghz	340 (12)	28 (2.5) π	3.2 (0.2) %	225	22.5 (1.6) %
$^{26}\text{Mg}^{1+} \rightarrow ^{26}\text{Mg}^{5+}$	MICROGAN 10 Ghz	165 (5)	-	2.8 (0.2) %	35	13 (0.9) %
$^{15}\text{N}^{1+} \rightarrow ^{15}\text{N}^{4+}$	MICROGAN 10 Ghz	900 (31)	-	1.9 (0.1) %	30	9.1 (0.6) %

Tableau IV-2 : Résultats $1^+ \rightarrow n^+$ pour les éléments condensables.

Bien que l'azote soit évidemment un gaz, les résultats le concernant sont donnés avec les condensables car il se comporte comme tel vis à vis de la transformation $1^+ \rightarrow n^+$. En effet, le spectre ΔV de l'azote est similaire à celui des éléments métalliques et du rubidium (voir spectres Annexe A), ce qui laisse penser que le temps de désorption de l'azote sur les parois est assez long. La capture des ions N^{1+} est donc directe.

Comme on peut le constater dans le tableau certaines mesures d'émission n'ont pas pu être effectuées. Cependant, les expériences en argent, zinc, magnésium et azote ont été réalisées avec la même source 1^+ (Microgan 10 Ghz) avec des modes de fonctionnement très proches. On peut donc raisonnablement supposer que l'émission des faisceaux de Mg^{1+} et N^{1+} est proche de 30π mm.mrad.

Il faut noter que la méthode de transformation des états de charge $1^+ \rightarrow n^+$ a été validée pour trois types de sources 1^+ différents. En effet, nous avons utilisé successivement une source à cathode creuse (ionisation par bombardement électronique), une source à ionisation de surface et deux sources ECR différentes (Microgan et Nanogan) pour produire les faisceaux d'ions monochargés destinés à être injectés dans MINIMAFIOS. Un rendement de plusieurs pour-cent est obtenu quelle que soit la source 1^+ .

On remarque que les rendements $1^+ \rightarrow n^+$ sont moins élevés que dans le cas des gaz rares. En effet, au contraire des gaz rares, un ion issu d'un élément condensable qui n'est pas capturé directement par le plasma est perdu pour la transformation $1^+ \rightarrow n^+$ puisqu'il va se coller sur les parois de la source n^+ .

Quand on réduit l'émittance du faisceau (en général en le limitant par un diaphragme), le rendement $1^+ \rightarrow n^+$ s'améliore. Ainsi, dans le cas du zinc par exemple, le rendement $Zn^{1^+} \rightarrow Zn^{11^+}$ passe de 3% à 4.2% en réduisant l'émittance du faisceau 1^+ d'un facteur 2. C'est pourquoi le meilleur résultat que nous ayons obtenu est un rendement de 5.5 % pour la transformation $Rb^{1^+} \rightarrow Rb^{15^+}$. En effet, la source à ionisation de surface permet de délivrer des faisceaux 1^+ de très faible émittance.

Cependant, l'émittance du faisceau ne semble pas être un facteur trop limitatif pour la méthode $1^+ \rightarrow n^+$ puisqu'on conserve des rendements de l'ordre de 3% pour des émittances classiques de sources ECR (autour de 30π mm.mrad).

Enfin, il faut noter que la capture des ions 1^+ par le plasma semble moins efficace lorsque la masse des ions injectés dans MINIMAFIOS diminue. En effet, pour des faisceaux d'émittances comparables, le rendement global passe de 22% pour l'argent à 9.1% pour l'azote en passant par 20% pour le zinc et 13.5% pour le magnésium.

Cependant, le rendement sur l'état de charge maximum diminue avec la masse de l'élément dans de moins fortes proportions que le rendement global. En effet, les éléments ayant une faible masse ont également un faible $\langle Z \rangle$; les états de charge extraits de la source ECR n^+ sont donc moins nombreux. Même si le rendement global est plus faible, il se distribue sur un moins grand nombre d'états de charge. En conséquence, un rendement sur l'état de charge maximum d'environ 3% est conservé pour le zinc et le magnésium. Seul le rendement $N^{1^+} \rightarrow N^{4^+}$ est un peu plus faible, autour de 2%. Nous reviendrons sur ce problème au paragraphe IV.1.4 et nous verrons comment ces rendements peuvent être améliorés.

En résumé, on peut conclure que la méthode $1^+ \rightarrow n^+$ permet d'obtenir des rendements de transformation d'états de charge de plusieurs pour-cent quelle que soit la source utilisée et quel que soit l'élément considéré. Les temps de réponse avec les conditions de source MINIMAFIOS sont pour tous les éléments de l'ordre de la centaine de millisecondes. Les conditions nécessaires pour l'application de la méthode $1^+ \rightarrow n^+$ à la production d'ions radioactifs multichargés sont donc remplies.

IV.1.2. Discussion

IV.1.2.1. Le temps de réponse du système

IV.1.2.1.1. Temps de réponse comparé au temps d'ionisation

Afin de comprendre les phénomènes physiques amenant les temps de réponse mesurés, nous allons tout d'abord les comparer aux temps d'ionisation $1^+ \rightarrow n^+$ dans un plasma ECR. Le taux d'ionisation $\nu_{i \rightarrow i+1}$ d'un état de charge i à un état de charge $i+1$ est donné par l'équation (I.23). Dans un plasma ECR, l'ionisation se déroule principalement pas à pas et, par suite, le temps d'ionisation de l'état de charge 1^+ à l'état de charge n^+ est donné par :

$$t_{1^+ \rightarrow n^+} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{\nu_{i \rightarrow i+1}} \quad (\text{IV.3})$$

Pour effectuer les calculs de temps d'ionisation dans la source ECR MINIMAFIOS 10 Ghz, il faut estimer la densité (n_e) et la température électronique moyenne (T_e) du plasma. Pour un plasma ECR chauffé par une onde H.F. à 10 Ghz on a déjà vu que la densité électronique vaut environ : $n_e = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ du fait de la fréquence de coupure (voir § I.2.2). La température électronique moyenne dans une source ECR est généralement estimée à quelques keV [25][31][32]. Nous prendrons donc : $T_e = 2 \text{ keV}$.

La Figure IV-18 montre d'une part les temps d'ionisation calculés pour le néon et le rubidium et, d'autre part, les temps de réponse $1^+ \rightarrow n^+$ mesurés pour différents états de charge ces deux éléments.

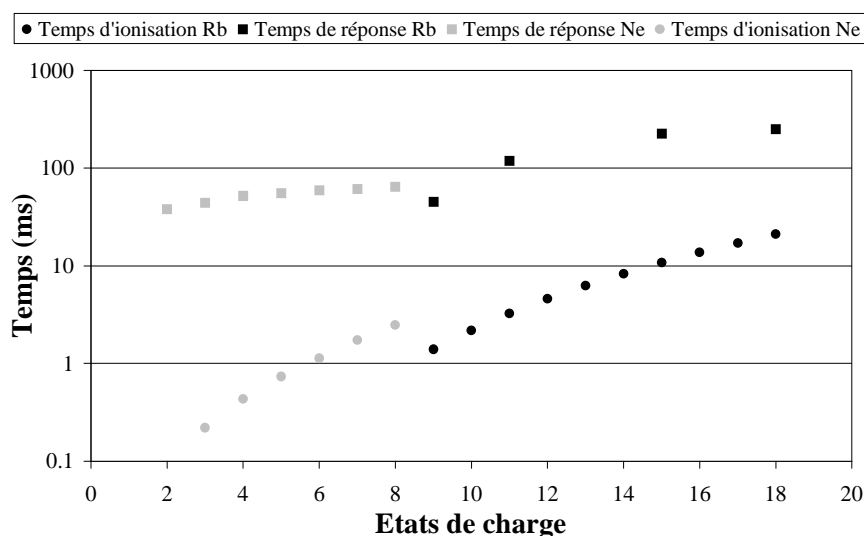


Figure IV-18 : Comparaison entre les temps d'ionisation et les temps de réponse $1^+ \rightarrow n^+$ pour le rubidium et le néon.

On peut constater que les temps d'ionisation calculés sont inférieurs d'environ une décade aux temps de réponse. Il est donc clair que le temps de réponse de la transformation $1^+ \rightarrow n^+$ n'est pas lié au temps d'ionisation.

Les ions 1^+ sont capturés, multi-ionisés et ne sont pas immédiatement extraits. Ils restent plusieurs millisecondes dans le plasma, piégés par le puits de potentiel $\Delta\phi$ du plasma (voir § I.2.3). Pour un ion n fois chargé la barrière de potentiel à franchir est $n\Delta\phi$. Comme

l'énergie des ions du plasma est très peu dépendante de leur charge [25], les ions multichargés restent donc confinés d'autant plus longtemps que leur charge est élevée. Ceci est confirmé par les résultats expérimentaux puisque, par exemple, le temps de réponse de la transformation $\text{Rb}^{1+} \rightarrow \text{Rb}^{18+}$ est de 250 ms contre 120 ms pour la transformation $\text{Rb}^{1+} \rightarrow \text{Rb}^{11+}$. On peut également se reporter aux résultats du paragraphe IV.1.1.4. Le temps de réponse de la transformation $1^+ \rightarrow n^+$ est donc caractéristique d'un temps de confinement des ions multichargés dans le plasma.

IV.1.2.1.2. Vers une diminution du temps de réponse

Nous avons vu dans l'introduction que la plupart des éléments radioactifs susceptibles d'être produits et accélérés par les installations de types ISOL ont des périodes radioactives de l'ordre de la seconde. Dans ce cas, les temps de réponse $1^+ \rightarrow n^+$ que nous avons obtenus pour les différents éléments sont suffisamment courts pour ne pas trop perdre de noyaux radioactifs pendant la transformation d'état de charges (voir exemples ci-dessous).

Cependant, certains éléments possèdent des périodes de désintégration très inférieures à la seconde. On peut citer par exemple ^{31}Ar qui a une période radioactive de $T_{1/2} = 15$ ms. Même si ces éléments ont des taux de production très faibles, on pourra envisager leur utilisation pour certaines expériences lorsque les intensités des faisceaux primaires seront plus importantes. Ainsi, pour le projet SPIRAL, lorsque les développements entrepris pour porter la puissance du faisceau primaire à 6 kW (projet THI [18]) auront abouti, une production de quelques dizaines de particules par seconde de ^{31}Ar pourra être obtenue [59].

Pour des éléments qui ont une durée de vie aussi courte, il faut calculer le rendement de transformation $1^+ \rightarrow n^+$ en tenant compte des pertes d'ions radioactifs par désintégration.

On rappelle que pour un nombre N_0 de noyaux radioactifs à l'instant $t=0$, l'évolution du nombre de ces noyaux en fonction du temps est donné par :

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (\text{IV.4})$$

avec $\lambda = \ln 2 / T_{1/2}$.

Le rendement de transformation $1^+ \rightarrow n^+$ pour les ions radioactifs est donné par :

$$\eta = \eta_{1^+ \rightarrow n^+} e^{-\lambda \tau_{1^+ \rightarrow n^+}} \quad (\text{IV.5})$$

où $\tau_{1^+ \rightarrow n^+}$ est le temps de réponse de la transformation. Ce rendement est spécifique à chaque isotope puisqu'il dépend de $T_{1/2}$.

On peut vérifier que si la période radioactive est de l'ordre de la seconde, les temps de réponse que nous avons actuellement sont suffisants. Prenons l'exemple du ^{78}Zn ($T_{1/2} = 1.47$ s). Avec nos résultats ($\eta_{1^+ \rightarrow 11^+} = 3\%$ et $\tau_{1^+ \rightarrow 11^+} = 100$ ms), le rendement $^{78}\text{Zn}^{1+} \rightarrow ^{78}\text{Zn}^{11+}$ est de 2.9%, donc très proche du rendement obtenu avec les éléments stables.

Si on prend maintenant l'exemple de ^{31}Ar , à partir des résultats qui ont été obtenus sur l'argon ($\eta_{1^+ \rightarrow 8^+} = 10.4\%$ et $\tau_{1^+ \rightarrow 8^+} = 80$ ms), le rendement $^{31}\text{Ar}^{1+} \rightarrow ^{31}\text{Ar}^{8+}$ vaut seulement 0.26%.

Pour que la méthode $1^+ \rightarrow n^+$ soit applicable à des ions radioactifs ayant des périodes de désintégration de l'ordre de la dizaine de milliseconde, il faut donc envisager de réduire le temps de réponse de la transformation.

On a vu, au paragraphe précédent, que le temps de réponse était principalement dû au piégeage des ions dans le plasma. Or, la fuite des ions multichargés hors du plasma est favorisée par les collisions avec des atomes neutres ou d'autres ions du plasma [25]. Donc, pour diminuer le temps de réponse, il faut déconfiner les ions en augmentant, par exemple, leur taux de collisions. Pour cela, on peut par exemple augmenter la densité d'ions et d'atomes neutres dans la source ECR en augmentant la quantité de gaz support injecté.

Une telle expérience a été réalisée pour la transformation $Rb^{1+} \rightarrow Rb^{15+}$. On a mesuré le rendement $1^+ \rightarrow n^+$ et le temps de réponse de la transformation pour plusieurs valeurs de pression dans la source MINIMAFIOS. Les résultats obtenus sont représentés sous forme de graphe sur la Figure IV-19.

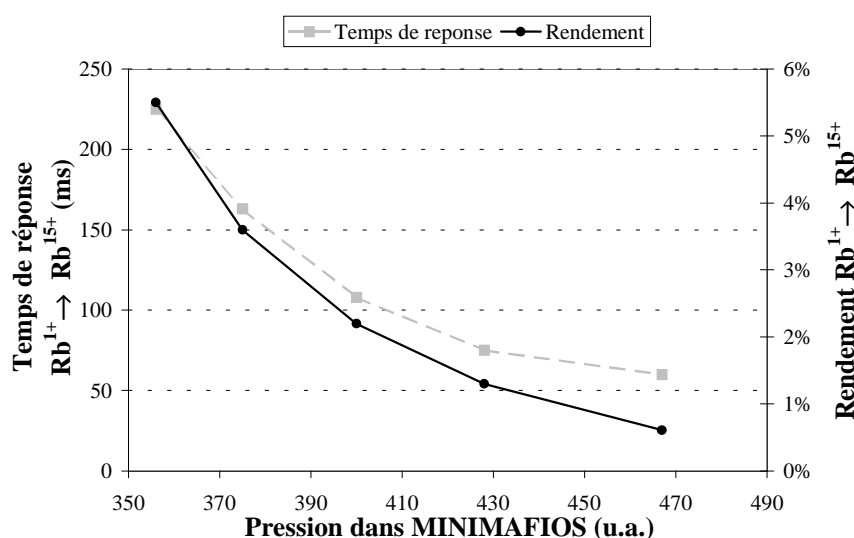


Figure IV-19 : Evolution du rendement de transformation et du temps de réponse $Rb^{1+} \rightarrow Rb^{15+}$ en fonction de la pression dans MINIMAFIOS.

Conformément aux attentes, le temps de réponse diminue avec l'augmentation de la pression dans MINIMAFIOS. On atteint même des temps de l'ordre de 60 ms. Cependant, lorsque la pression augmente dans la source, le rendement diminue également. On se heurte ici à des difficultés liées intrinsèquement à la source MINIMAFIOS. Cette source est ancienne (elle a été construite il y a 15 ans) et offre des possibilités de réglage limitées au niveau du champ magnétique et de la puissance de l'onde H.F. injectée. Pourtant, il serait nécessaire de modifier ces paramètres lorsqu'on augmente la quantité de gaz dans la source afin d'essayer de conserver un rendement de transformation $1^+ \rightarrow n^+$ maximum. La plage de réglage de MINIMAFIOS étant très restreinte, il est impossible d'explorer des points de fonctionnement pouvant mener à d'éventuels meilleurs rendements avec une plus grande quantité de gaz support. C'est pourquoi nous n'avons que très peu travaillé à améliorer le temps de réponse.

Dans l'optique de l'implantation de la méthode de transformation des états de charge $1^+ \rightarrow n^+$ auprès d'un accélérateur d'ions radioactifs, la source n^+ utilisée ne sera évidemment pas MINIMAFIOS. Il faudra alors construire une nouvelle source ECR dédiée à $1^+ \rightarrow n^+$.

Nous avons montré ci-dessus que, dans le principe, il était possible de diminuer le temps de réponse $1^+ \rightarrow n^+$ en augmentant la densité du plasma. Avec une nouvelle source n^+ basée sur des technologies modernes on peut espérer diminuer le temps de réponse tout en conservant un rendement de transformation optimal.

IV.1.2.2. Discussion sur le recyclage

IV.1.2.2.1. L'hypothèse du recyclage

Nous avons vu au paragraphe IV.1.1.3.1 que les ions issus d'éléments condensables qui ne sont pas capturés par le plasma restent collés aux parois de la source. Partant de cette observation, une hypothèse a été avancée : les atomes implantés sur les parois de la chambre pourraient être désorbés par sputtering provoqué par le faisceau 1^+ incident. Les éléments des parois seraient alors recyclés puisqu'ils peuvent alors être capturés indirectement par le plasma et multi-ionisés. Dans cette hypothèse, les temps de réponse seraient beaucoup plus longs que ceux effectivement mesurés : un atome peut avoir séjourné sur les parois pendant plusieurs secondes avant d'être ionisé et extrait. Ceci rendrait la méthode $1^+ \rightarrow n^+$ inutilisable pour les éléments radioactifs.

Nous allons montrer que cette hypothèse n'est pas valide.

IV.1.2.2.2. Rejet de l'hypothèse du recyclage

Afin de rejeter l'hypothèse du recyclage induit par le faisceau 1^+ incident, on propose l'expérience suivante :

On règle tout d'abord l'optique d'injection du faisceau 1^+ et la source MINIMAFIOS de manière à obtenir un rendement de 5.5 % pour la transformation $^{85}\text{Rb}^{1+} \rightarrow ^{85}\text{Rb}^{15+}$. Le champ magnétique du spectromètre de masse n^+ est ajusté de manière à sélectionner le faisceau de $^{85}\text{Rb}^{15+}$. Ensuite, le champ magnétique du spectromètre 1^+ est modifié de manière à injecter dans MINIMAFIOS un faisceau de $^{87}\text{Rb}^{1+}$, tout en surveillant *en ligne* l'évolution de l'intensité du faisceau de $^{85}\text{Rb}^{15+}$ extrait. Avant cette expérience, nous avons travaillé pendant plusieurs mois en injectant du $^{85}\text{Rb}^{1+}$ dans la source MINIMAFIOS. Si du rubidium 85 implanté sur les parois de la source était recyclé par le faisceau incident, on devrait continuer à extraire des ions de $^{85}\text{Rb}^{15+}$ en injectant du $^{87}\text{Rb}^{1+}$.

Or, dès que le faisceau de $^{87}\text{Rb}^{1+}$ est injecté (et que par conséquent l'injection des $^{85}\text{Rb}^{1+}$ cesse) dans MINIMAFIOS la production de $^{85}\text{Rb}^{15+}$ cesse immédiatement et seuls des ions $^{87}\text{Rb}^{n+}$ sont extraits. Cette expérience prouve de manière indubitable qu'il n'y a pas de recyclage des éléments condensables déposés sur les parois de la source.

IV.1.3. Calcul de transport de faisceau

Un programme de calcul de transport de faisceau a été écrit afin de caractériser les conditions d'injection du faisceau 1^+ dans la source ECR n^+ . Par exemple il fallait vérifier que la diminution du rendement avec l'augmentation de l'émittance pour les éléments condensables ne soit pas due à un défaut d'adaptation du faisceau. Enfin, il faut signaler que les éléments d'optique de la ligne d'injection (double lentille de Einzel, steerers magnéti-

ques) ont été placés par rapport à MINIMAFIOS de manière empirique. Un calcul de transport de faisceau peut alors permettre d'optimiser l'optique d'injection.

IV.1.3.1. Principe du calcul

Le programme de calcul que nous avons développé est directement dérivé du programme *Extract* écrit par J.Mandin [35] qui simulait l'extraction d'un faisceau d'une source ECR. Nous n'avons conservé ici que la partie concernant le transport de faisceau du programme *Extract*.

Le faisceau est transporté du point où l'émittance est mesurée (les fentes mobiles de l'émittancemètre) jusqu'à l'extrémité du tube d'injection. Les conditions initiales sont donc données par les mesures d'émittances du faisceau 1^+ . Le calcul est effectué en deux dimensions : z représente la dimension longitudinale du faisceau et x la dimension transverse. Le programme a été codé en C++ et son analyse se trouve dans l'annexe B.

IV.1.3.1.1. Conditions initiales

Le faisceau de la source est divisé en un nombre fini de « macroparticules » (i.e un paquet d'ions) qui représentent chacune une fraction I_i du courant total I . Chaque macroparticule i repérée par ses coordonnées $(x_i, z_i, v_{xi}, v_{zi})$ se comporte comme un ion soumis aux champs électriques et magnétiques extérieurs et qui évolue dans le champ d'interaction des autres macroparticules.

Les macroparticules sont générées à partir des mesures d'émittances. On rappelle que ces mesures donnaient un ensemble d'émittances élémentaires (x, x') avec, pour chaque couple, une densité de courant associée $\rho(x, x')$. On associe donc une macroparticule à chaque émittance élémentaire mesurée. La position initiale est donné par x , sa vitesse transverse est déduite de la divergence x' : $v_x = x' \times v_z$. L'intensité I_i emportée par la macroparticule est attribuée à partir de $\rho(x, x')$ par l'expression :

$$I_i = I \rho_i(x, x') \sum_{j=1}^N \frac{1}{\rho_j(x, x')} \quad (\text{IV.6})$$

où N est le nombre total de macroparticules (le nombre d'émittances élémentaires mesurées). Ainsi, on retrouve bien :

$$I = \sum_{i=1}^N I_i \quad (\text{IV.7})$$

La vitesse axiale v_z des macroparticules est donnée par l'énergie du faisceau d'ions 1^+ .

IV.1.3.1.2. Equation du mouvement

Chaque ion de masse m et de charge q du faisceau doit obéir à l'équation du mouvement :

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) \quad (\text{IV.8})$$

où v est la vitesse de l'ion considéré, E et B sont les champs électriques et magnétiques auxquels il est soumis.

Le pas de calcul du programme est un pas en z . On fait alors le changement de variable :

$$\frac{d}{dt} = \frac{dz}{dt} \frac{d}{dz} = v_z \frac{d}{dz} \quad (\text{IV.9})$$

L'équation à laquelle doit satisfaire chaque macroparticule devient alors :

$$m \frac{d\vec{v}}{dz} = \frac{q}{v_z} (\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) \quad (\text{IV.10})$$

Cette équation est résolue numériquement par la méthode de Runge-Kutta [58]. On obtient alors les valeurs des coordonnées des vecteurs vitesse \vec{v} (v_x, v_z) et position \vec{r} (x, z) des macroparticules à chaque pas de calcul du programme. Le pas de calcul utilisé est 1 mm.

IV.1.3.1.3. Champs électriques et magnétiques

Le champ électrique produit par la double lentille de Einzel est calculé indépendamment du programme de transport avec le logiciel *Electro*. Une carte de champ électrique est générée et est ensuite relue par notre programme.

La carte du champ électrique créé par la différence de potentiel entre le tube ralentisseur et la source MINIMAFIOS n'est pas introduite : le calcul ne porte que sur le transport du faisceau jusqu'à l'extrémité du tube, pour préciser notamment les conditions de convergence du faisceau à l'entrée de MINIMAFIOS. On notera également que le champ magnétique de fuite créé par les bobines de MINIMAFIOS est négligé dans ce calcul.

Le champ magnétique créé par les steerers a été mesuré expérimentalement. Les mesures sont interpolées par un polynôme d'ordre 6. Ce polynôme est utilisé par le programme.

La charge d'espace est calculée par le théorème de Gauss appliqué à un cylindre élémentaire de faisceau [35]. Ainsi le champ électrique radial dû à la charge d'espace vu par une macroparticule ayant un rayon r s'exprime :

$$E_{r.ch.esp} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0 r} \sum_{i=1}^n \frac{I_i}{v_{zi}} \quad (\text{IV.11})$$

où n est le nombre de macroparticules de rayon inférieur à r , v_{zi} et I_i sont respectivement la vitesse longitudinale et le courant associé à ces macroparticules.

IV.1.3.2. Présentation des calculs de transport de faisceau

Au cours du calcul, le programme génère un fichier de résultats contenant les coordonnées de position (x, z) et de vitesse (v_x, v_z) de chaque macroparticule tous les 10 pas de calcul (donc tous les 10 mm puisque le pas de calcul choisi est de 1 mm). Ce fichier est ensuite utilisé pour la représentation graphique de la trajectoire du faisceau. Les steerers magnétiques, la double lentille de Einzel et le tube d'injection sont également schématisés. L'axe longitudinal (z) est gradué en mètres et l'axe transverse (x) en millimètres.

Nous présenterons le calcul de transport pour un faisceau d' $^{40}\text{Ar}^{1+}$ d'émittance 55π mm.mrad (voir Figure IV-20). Le rendement $\text{Ar}^{1+} \rightarrow \text{Ar}^{8+}$ obtenu dans ce cas est de 10.4%.

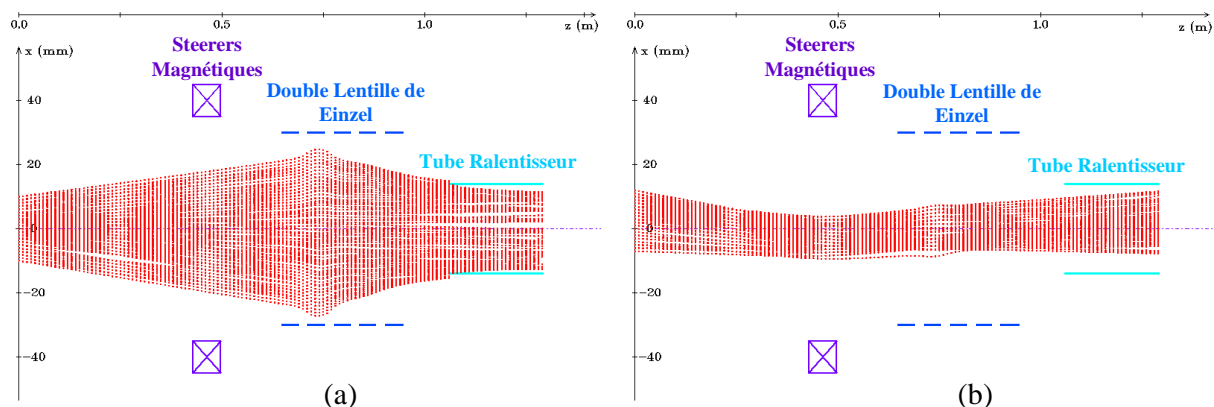


Figure IV-20 : Transport d'un faisceau d' $^{40}\text{Ar}^{1+}$ d'émittance $55 \pi \text{ mm.mrad}$. A gauche, trajectoire du faisceau dans le plan horizontal transverse ; à droite, trajectoire du faisceau dans le plan vertical.

Pour le zinc, les résultats des calculs de transport de faisceau seront donnés seulement dans le plan horizontal du faisceau, car nous avons eu un problème expérimental au niveau de la mesure de l'émittance verticale. Sans cette mesure, les conditions initiales du faisceau dans le plan vertical ne peuvent donc pas être définies.

La Figure IV-21 montre les trajectoires calculés de deux faisceaux de $^{64}\text{Zn}^{1+}$. Le premier a une émittance horizontale de $28 \pi \text{ mm.mrad}$ et conduit à rendement $\text{Zn}^{1+} \rightarrow \text{Zn}^{11+}$ de 3%. L'émittance du second vaut $15 \pi \text{ mm.mrad}$ et le rendement est alors de 4.2%.

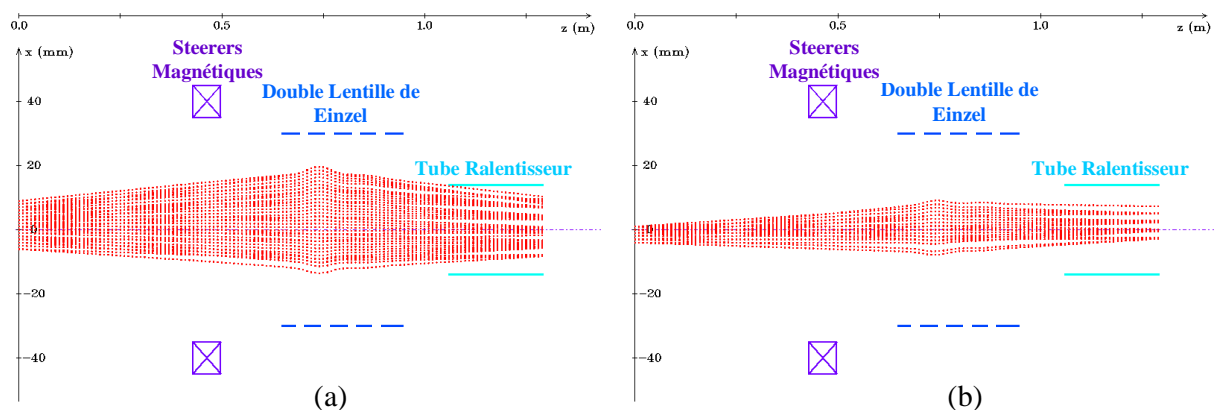


Figure IV-21 : Transport de deux faisceaux de $^{64}\text{Zn}^{1+}$ (plan horizontal). A gauche : faisceau d'émittance $28 \pi \text{ mm.mrad}$, rendement $\text{Zn}^{1+} \rightarrow \text{Zn}^{11+}$: 3%. A droite faisceau d'émittance $15 \pi \text{ mm.mrad}$, rendement $\text{Zn}^{1+} \rightarrow \text{Zn}^{11+}$: 4.2 %.

On remarque que les conditions les plus favorables pour l'injection des ions 1^+ dans la source ECR semblent être remplie dans le cas d'un faisceau 1^+ peu convergent. Lorsque les meilleurs rendements $1^+ \rightarrow n^+$ sont obtenus, les potentiels auxquels sont portés les deux électrodes de la double lentille de Einzel sont classiquement compris entre 5 et 8 kV pour la première électrode et entre 1.5 et 4.5 kV pour la seconde. En augmentant les tensions appliqués aux électrodes, on obtient un faisceau de plus petit diamètre et plus convergent à l'entrée de la source. Pourtant, nous avons observé expérimentalement qu'avec de tels réglages sur la double lentille de Einzel, le rendement $1^+ \rightarrow n^+$ était nettement moins bon.

Dans le cas de l'argon, l'injection des ions dans la source ECR est peu contraignante. En effet, le fait que le diamètre du faisceau d' Ar^{1+} dans le plan horizontal à l'entrée de la source soit quasiment identique à celui du tube (voir Figure IV-20 (a)) n'empêche pas d'obtenir un rendement $1^+ \rightarrow n^+$ global de 48 %. Mais on rappelle que les ions ne sont pas capturés directement par le plasma. On remarque par ailleurs que quelques macroparticules n'entrent pas dans la source (Figure IV-20 (a)) et sont arrêtées à l'entrée du tube. Toutefois, ces macroparticules ne représentent que 2% de l'intensité totale du faisceau.

Pour le faisceau de zinc la capture des ions semble plus efficace lorsque les ions incidents sont proches de l'axe de la source. En effet, un rendement de transformation $\text{Zn}^{1+} \rightarrow \text{Zn}^{11+}$ de 4.2% est obtenu pour le faisceau représenté sur la Figure IV-21 (b) qui présente un petit diamètre (environ 9 mm) à la sortie du tube d'injection. Dans le cas du faisceau d'émittance $28 \pi \text{ mm.mrad}$, on constate que tous les ions entrent dans la source $n+$ (voir Figure IV-21(a)) mais ils sont moins bien capturés puisque le rendement $\text{Zn}^{1+} \rightarrow \text{Zn}^{11+}$ est alors de 3%.

IV.1.4. Injection d'ions multichargés

Lorsque nous avons voulu faire des mesures en $1^+ \rightarrow n^+$ sur le plomb, nous avons vérifié qu'un faisceau de Pb^{1+} extrait à 18 kV avait une rigidité trop importante pour être sélectionné par notre spectromètre de masse $1+$. L'état de charge minimum du plomb qui peut être sélectionnée est le $2+$ pour une tension d'extraction de 15 kV. Nous avons donc décidé de vérifier que les résultats de rendement étaient indépendants de l'état de charge de l'ion injecté. Pour cela, nous avons effectué une expérience consistant à injecter successivement dans la source $n+$ un faisceau d'ions Zn^{1+} puis un faisceau d'ions Zn^{3+} . Nous avons alors observé un rendement de transformation $\text{Zn}^{3+} \rightarrow \text{Zn}^{11+}$ très supérieur au rendement $\text{Zn}^{1+} \rightarrow \text{Zn}^{11+}$. Une étude plus approfondie sur l'injection dans la source $n+$ de faisceaux d'ions de charge supérieure à 1 était alors nécessaire.

Le but de ces expériences sur l'injection d'ions multichargés est de mettre en évidence l'efficacité de la capture par le plasma ECR des ions incidents en fonction de leur charge. On a déjà vu que, dans le cas des gaz rares, les ions sont neutralisés avant d'être capturés par le plasma ; l'injection d'ions gaz rares multichargés dans la source $n+$ ne présente que peu d'intérêt. En conséquence, les mesures seront donc réalisées sur des éléments condensables (Mg, Zn, Ag, Pb) et sur l'azote car on a vu que pour ce gaz, la capture des ions était directe (voir § IV.1.1.4.2.).

On injecte donc tour à tour dans MINIMAFIOS des faisceaux d'ions de différents états de charge pour un élément donné.

IV.1.4.1. *Protocole expérimental*

La source utilisée pour produire le faisceau d'ions destiné à être injecté dans MINIMAFIOS est la source MICROGAN 10 Ghz.

On règle la source MICROGAN de manière à obtenir des ions multichargés pour un élément métallique (typiquement de 1^+ à 7^+). On commence par injecter le faisceau d'ions 1^+ dans MINIMAFIOS. L'optique de la ligne et la source n^+ sont alors ajustés de façon à optimiser le rendement $1^+ \rightarrow n^+$. Par la suite, les paramètres de la source 1^+ et de MINIMAFIOS ne sont pas modifiés. Pour le même élément, un faisceau de charge plus élevée (charge 2 par exemple) est sélectionné à l'aide du spectromètre de masse 90° . Ce faisceau est ensuite injecté dans la source n^+ . Seul le courant alimentant les steerers magnétiques est modifié pour optimiser la capture des ions (à tension d'extraction constante, seule la force magnétique est proportionnelle à la charge des ions). Le rendement sur la charge la plus abondante extraite de MINIMAFIOS et le rendement global sont alors mesurés. L'opération peut être ensuite renouvelée en injectant d'autres états de charge.

IV.1.4.2. Résultats

Dans le paragraphe IV.1.4.2.1., nous présenterons en détail la série d'expériences réalisée sur l'injection de différents états de charge de l'argent. Ensuite, étant donné que la démarche est la même pour tous les éléments sur lesquels nous avons travaillé, on résumera l'ensemble des résultats obtenus dans le paragraphe IV.1.4.2.2.

IV.1.4.2.1. Injection d'ions argent multichargés

Afin de pouvoir sélectionner le faisceau d' Ag^{1+} avec le spectromètre de masse 1^+ , la tension d'extraction est de 15.275 kV. Une partie du spectre de MICROGAN est représentée Figure IV-22.

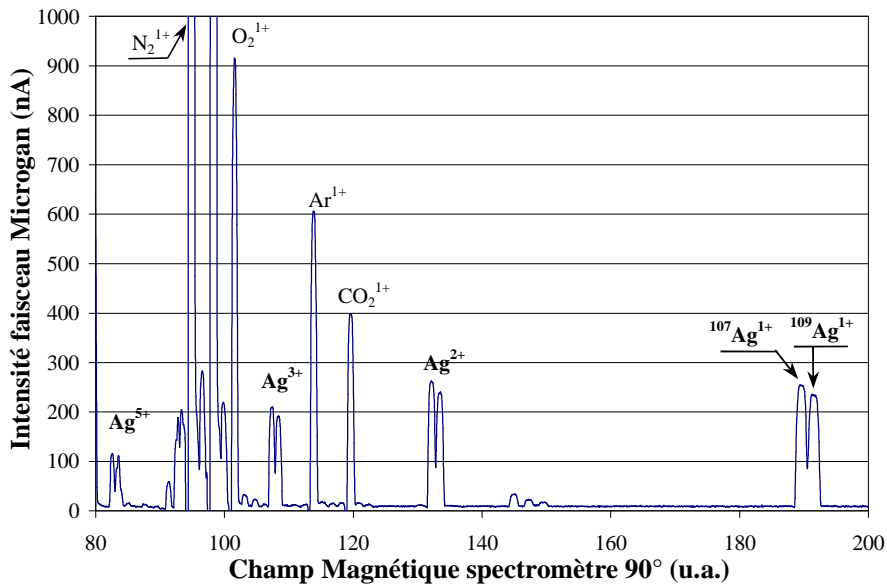


Figure IV-22 : Spectre de distribution des états de charge de l'argent produit par Microgan 10 Ghz.

Les pics Ag^{1+} , Ag^{2+} , Ag^{3+} et Ag^{5+} sont éloignés de toute impureté éventuelle. Ces faisceaux, clairement caractérisés, sont donc injectés successivement dans MINIMAFIOS. L'isotope 107 de l'argent (abondance isotopique 51.84 %) est choisi pour ces expériences.

Pour chaque faisceau d'ions Ag injecté, on mesure son émittance, le rendement $n^+ \rightarrow n^+$ sur la charge optimale (Ag^{17+}) et le rendement global. Les résultats obtenus sont rassemblés dans le Tableau IV-3.

Faisceau injecté	Emittance du faisceau	Rendement Ag^{17+}	Rendement global
Ag^{1+}	28 (2.5) π	3.2 (0.2) %	22 (1.5) %
Ag^{2+}	27 (2.4) π	6.3 (0.4) %	40 (2.8) %
Ag^{3+}	24 (2.2) π	7.3(0.5) %	48 (3.36) %
Ag^{5+}	22 (2) π	8.3 (0.6) %	54 (3.8) %

Tableau IV-3: Résultats pour l'injection de faisceaux d'ions Ag^{1+} , Ag^{2+} , Ag^{3+} et Ag^{5+} .

On notera tout d'abord que le fait d'injecter dans la source MINIMAFIOS des ions plusieurs fois chargés ne modifie pas l'allure du spectre de distribution des états de charge. La charge maximum extraite de MINIMAFIOS est toujours l' Ag^{17+} (voir Figure IV-23) quel que soit l'état de charge de l'ion argent injecté (1+,2+,3+ ou 5+). Le temps de réponse est également identique quelle que soit la charge injectée. Le spectre ΔV conserve également la même allure quelle que soit la charge du faisceau incident. La largeur à mi hauteur du spectre est toujours de 7 volts environ.

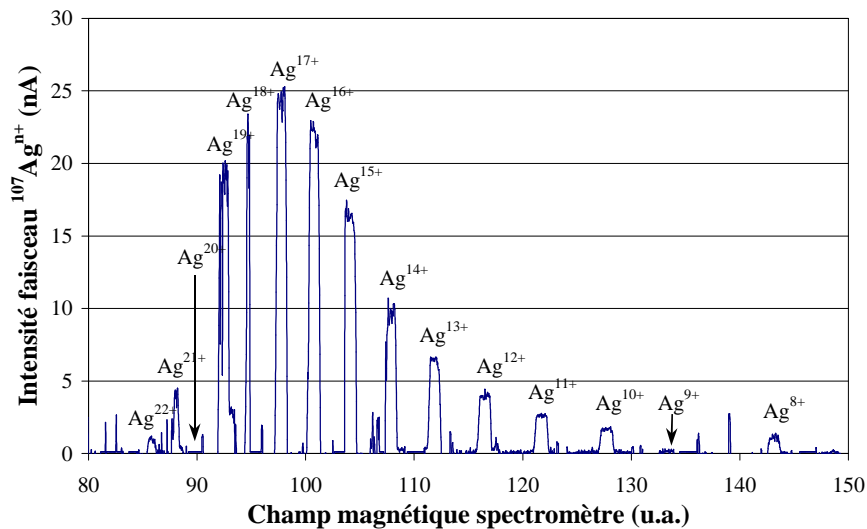


Figure IV-23 : Spectre de distribution des états de charge de l'argent pour un faisceau d'ions Ar^{3+} injecté d'intensité 60 nAe, soit 20 nAp.

Les émittances des différents faisceaux diminuent légèrement l'augmentation de leur état de charge. Cependant, les variations sont faibles, puisqu'on passe de 28 π mm.mrad pour le faisceau d' Ar^{1+} à 22 π mm.mrad pour celui d' Ar^{5+} . Ces faibles écarts entre les émittances ne

peuvent pas expliquer l'augmentation spectaculaire du rendement de transformation en fonction de la charge du faisceau incident.

IV.1.4.2.2. Résultats obtenus

Afin d'améliorer la lisibilité des résultats, nous les présenterons sous une forme de graphiques (voir Figure IV-24 et Figure IV-25). En abscisses et en ordonnées du graphique, on porte la masse et la charge des faisceaux d'ions injectés. La Figure IV-24 donne les valeurs de rendement global pour les six éléments sur lesquels nous avons travaillé ; chaque sphère représente un résultat et son diamètre est proportionnel au rendement.

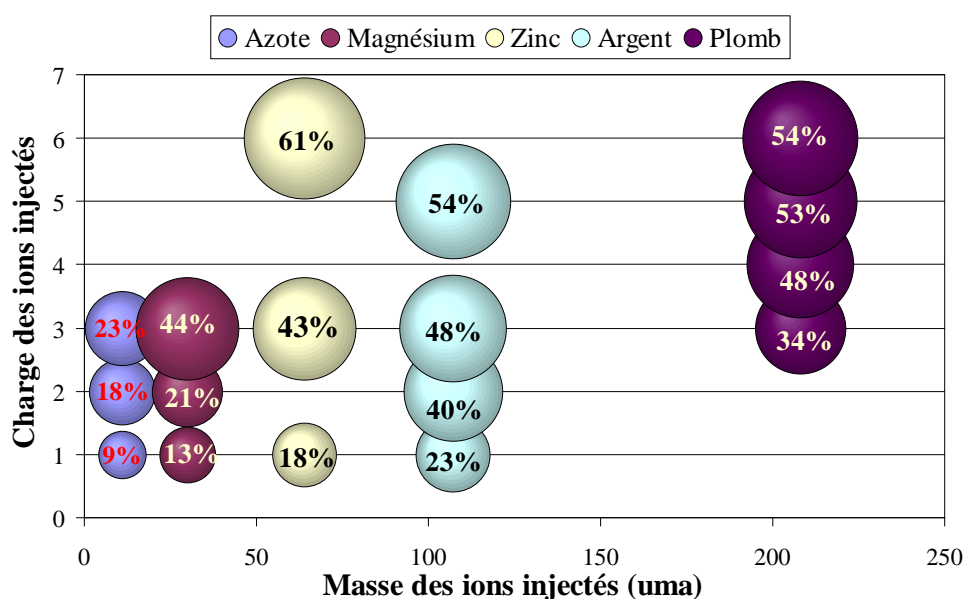


Figure IV-24 : Rendement global obtenu en fonction de la masse et de la charge du faisceau d'ions injecté dans MINIMAFIOS.

La Figure IV-25, donne les rendements obtenus sur l'état de charge maximum extrait de la source MINIMAFIOS. C'est à dire : charge 4+ pour l'azote, charge 5+ pour le magnésium, charge 11+ pour le zinc, charge 17+ pour l'argent et charge 20+ pour le plomb. On parlera à présent de rendement de transformation $n^{'+} \rightarrow n^+$.

Les résultats montrent clairement que l'augmentation de la charge du faisceau incident entraîne une augmentation du rendement global. Pour le magnésium par exemple, le rendement global passe de 13% en injectant des ions 1+ à 44% en injectant des ions 3+. La capture des ions par le plasma ERC n^+ dépend donc fortement de la charge de l'ion incident. En effet, les expériences sont réalisées avec des conditions de sources 1+ et n^+ constantes, on met donc bien en évidence la capture des ions incidents par le plasma.

Ce résultat est cohérent avec le modèle de thermalisation ions-ions présenté au paragraphe II.2.2.3. Le coefficient de ralentissement est en effet proportionnel au produit du carré de la charge des ions incidents et des ions cibles (voir équation (II.14)). Cependant, ce formalisme ne décrit qu'incomplètement notre cas de figure car la présence de la masse de l'ion incident au dénominateur de l'équation (II.14) devrait entraîner un meilleur ralentissement

pour les ions incidents de faible masse. Or, les résultats expérimentaux montrent le contraire puisque, à charge constante, la capture des ions injectés diminue avec leur masse : le rendement global est de 22 % avec l'injection d'ions d' $^{107}\text{Ag}^{1+}$ alors qu'il n'est que de 9% avec l'injection de $^{15}\text{N}^{1+}$.

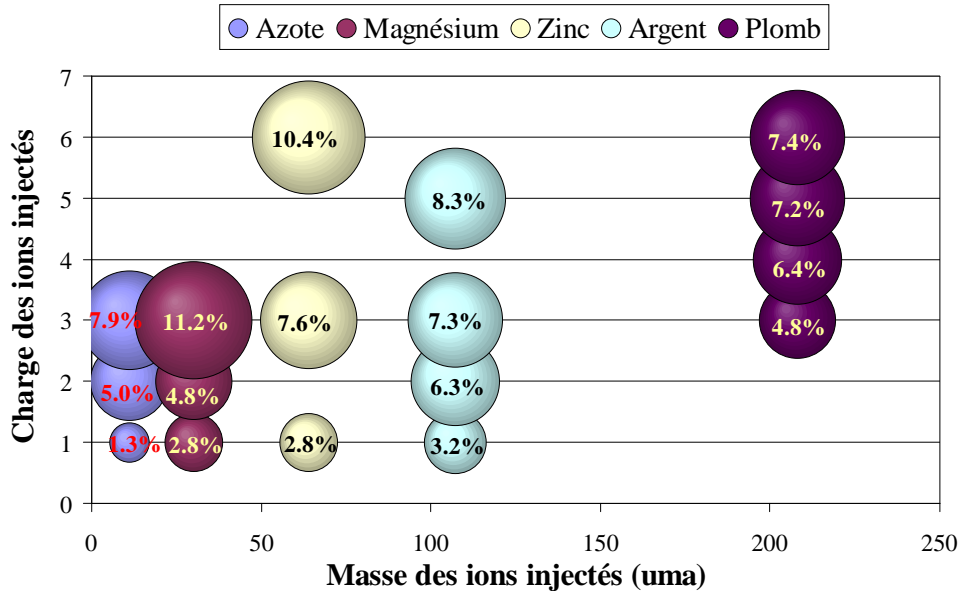


Figure IV-25 : Rendement sur l'état de charge maximum en fonction de la masse et de la charge du faisceau d'ions injecté dans MINIMAFIOS.

Du fait de la meilleure capture des ions plusieurs fois chargés, les résultats de rendement de transformation $n^+ \rightarrow n^+$ sur l'état de charge maximum extrait de MINIMAFIOS sont beaucoup plus élevés que les rendements $1^+ \rightarrow n^+$. On voit sur la Figure IV-25 qu'en injectant des ions plusieurs fois chargés, des rendements d'au moins 8% peuvent être obtenus quel que soit l'élément considéré.

Si on admet que l'efficacité de capture dépend du produit du carré de la charge des ions incidents et des ions cibles, en augmentant la charge des ions du plasma cible ECR, on devrait améliorer la capture des ions 1^+ . Ainsi, le rendement $1^+ \rightarrow n^+$ pour les éléments de faible masse comme l'azote pourrait être amélioré.

IV.1.4.3. Modification de la charge moyenne du plasma n^+

Afin d'améliorer le rendement en $1^+ \rightarrow n^+$ nous avons tout d'abord pensé à augmenter la charge moyenne du plasma cible (soit le Z moyen). Pour cela, il faut injecter une puissance d'onde H.F. plus importante dans MINIMAFIOS. Cependant, nous nous sommes encore une fois heurtés à des limitations techniques propres à MINIMAFIOS qui ne nous ont pas permis de réaliser une telle expérience. En effet, lorsqu'on injecte une puissance H.F. comprise entre 70 W et 150 W dans MINIMAFIOS, le Z moyen n'évolue pas. Au-delà de 150 W, il augmente très légèrement mais on se heurte à des problèmes de dégazage des parois qui rendent la source instable ce qui nous empêche d'obtenir des résultats fiables et cohérents.

Cependant, on a pu réaliser l'expérience inverse, à savoir, baisser la puissance H.F. de MINIMAFIOS, ce qui permet de diminuer le Z moyen du plasma.

Cette expérience a donc été réalisée en injectant les 4 états de charge de l'argent pour différentes puissances H.F. MINIMAFIOS ($P_{H.F.}$) : 70W, 40W et 16 W. La Figure IV-26 montre les variations d'efficacité globale en fonction de la charge du faisceau injecté pour ces trois valeurs de puissances H.F..

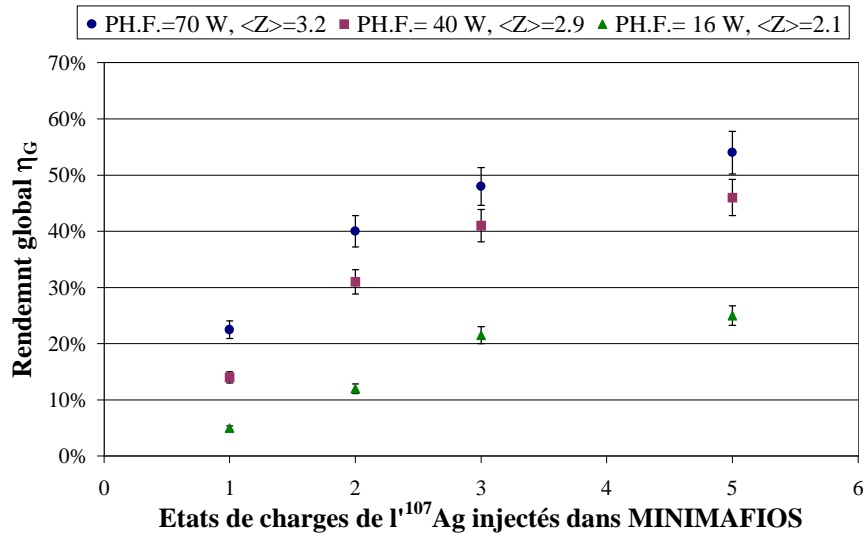


Figure IV-26 : Rendement global pour l'argent en fonction de l'état de charge injecté, pour trois valeurs de puissance H.F. dans MINIMAFIOS.

Un spectre de distribution des états de charge de la source MINIMAFIOS sans injection d'ions Ag a été réalisé pour les trois valeurs de puissance H.F. Le gaz support employé étant l'oxygène, il s'agit donc du gaz majoritairement présent dans MINIMAFIOS. On calcule alors le Z moyen de l'oxygène pour chaque valeur de $P_{H.F.}$, ce qui nous donne une idée approximative du Z moyen du plasma. Pour $P_{H.F.}=70W$, $\langle Z \rangle=3.2$, pour $P_{H.F.}=40 W$, $\langle Z \rangle=2.9$ et pour $P_{H.F.}=16 W$, $\langle Z \rangle=2.1$. On vérifie donc bien que le Z moyen du plasma diminue avec la puissance de l'onde H.F. injectée dans la source.

Les résultats avec une puissance H.F. de 70 W sont ceux qui ont été présentés au paragraphe IV.1.4.2.1. On notera que pour une puissance H.F. de 40 W dans MINIMAFIOS, la charge la plus abondante du spectre d'argent est le 15^+ . Pour une puissance H.F. de 16W, le spectre est « piqué » sur l' Ag^{11+} . Les spectres de distribution des états de charge de l'argent sont présentés dans l'annexe A.

Les résultats de cette expérience montrent clairement que la capture des ions incidents varie avec le Z moyen du plasma cible. En effet, le rendement global (donc la capture des ions incidents) diminue lorsque le Z moyen du plasma diminue et ce, quel que soit l'état de charge des ions argent injectés.

Avec une source ECR permettant de produire un plasma au Z moyen plus élevé que celui de MINIMAFIOS, il doit être possible de combler le défaut d'efficacité en $1^+ \rightarrow n^+$ par rapport à l'efficacité $n^{'+} \rightarrow n^+$. Un rendement global maximal (de l'ordre de 50%) devrait pouvoir être approché en injectant des ions monochargés. Donc, on obtiendrait des rende-

ments $1^+ \rightarrow n^+$ de l'ordre de la dizaine de pour cent pour la charge majoritaire quel que soit l'élément (gaz rare ou condensable) considéré.

Une fois encore, on voit apparaître la nécessité de construire une source ECR, dédiée à la transformation des états de charge $1^+ \rightarrow n^+$ afin d'améliorer nos résultats en mode continu.

IV.2. Le mode pulsé

IV.2.1. Protocole expérimental

Nous avons vu que le mode de fonctionnement en pulsé consiste à injecter un faisceau d'ions 1^+ en continu dans la source n^+ et à extraire les ions multichargés par « pulse » de quelques millisecondes (voir § II.3). Cependant, au cours des diverses études que nous avons menées sur le mode ECRIT, nous ne nous sommes pas limités à injecter le faisceau 1^+ en continu. Pour étudier les caractéristiques de l'ECRIT (comme le temps de piégeage des ions par exemple) nous avons été amenés à synchroniser l'injection des ions 1^+ dans MINIMAFIOS avec la coupure de l'onde H.F. qui déclenche l'afterglow.

La Figure IV-27 présente les temps caractéristiques (et les abréviations correspondantes que nous utiliserons par la suite) utilisés lors des expériences $1^+ \rightarrow n^+$ en mode ECRIT. Le temps durant lequel l'onde H.F. est injectée dans l'ECRIT est $t_{\text{H.F.}}$. Le faisceau d'ions 1^+ est injecté dans l'ECRIT pendant un temps t_{inj} ; $\Delta\tau$ est le temps qui s'écoule entre la fin de l'injection des ions et la coupure de la H.F. Durant $\Delta\tau$ les ions 1^+ injectés sont capturés par le plasma, ionisés n fois et piégés dans le plasma de l'ECRIT.

On remarquera que les expériences en mode ECRIT ont principalement été réalisées sur l'élément rubidium. Quelques mesures ont cependant été effectuées sur le plomb pour confirmer les résultats.

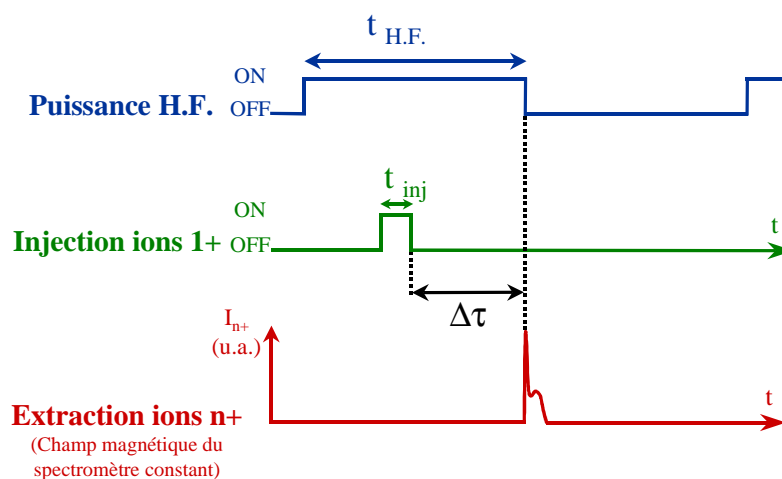


Figure IV-27 : Structure temporelle de l'onde H.F., de l'injection des ions 1^+ dans l'ECRIT et de l'extraction des ions n^+ .

IV.2.2. Observations préliminaires

Tout d'abord, nous allons montrer de manière qualitative que des ions multichargés restent piégés dans le plasma de l'ECRIT pendant plusieurs centaines de millisecondes après leur injection et avant d'être extraits par afterglow.

Pour cela, on injecte dans l'ECRIT un faisceau de Rb^{1+} de 600 nA pendant 50 ms ($t_{\text{inj}}=50$ ms). Après la fin de l'injection des ions Rb^{1+} , on attend un temps $\Delta\tau=800$ ms avant de couper l'injection de l'onde H.F. pour déclencher l'afterglow. On a par ailleurs : $t_{\text{H.F.}} = 1500$ ms.

L'intensité du faisceau d'ions Rb^{15+} extrait de MINIMAFIOS qui est mesurée dans de telles conditions expérimentales est représentée Figure IV-28.

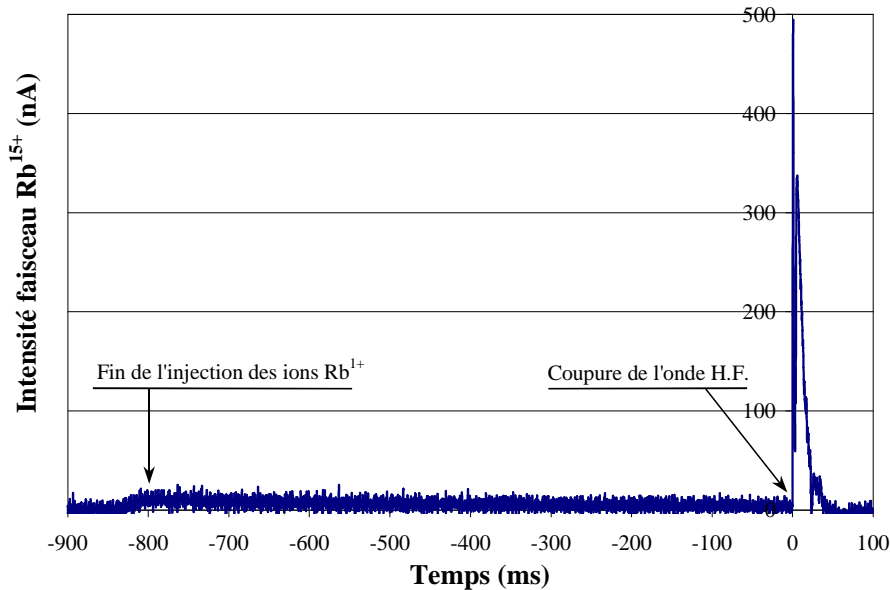


Figure IV-28 : Piégeage et extraction des ions Rb^{15+} . L'onde H.F. injectée dans MINIMAFIOS est coupée au temps $t=0$ ms.

Tout d'abord, on constate que la quantité d'ions Rb^{15+} extraits avant la coupure de l'onde H.F. est très faible. En effet, on observe un fond continu de Rb^{15+} de quelques nanoampères seulement après l'injection des ions Rb^{1+} .

Ensuite, on remarque que 800 ms après la fin de l'injection des ions Rb^{1+} dans l'ECRIT, un « pulse » d'ions Rb^{15+} est extrait par afterglow. On dénombre 1.6×10^9 ($\pm 5.6 \times 10^7$) particules de Rb^{15+} dans ce pulse.

Ceci montre bien que les ions Rb^{1+} sont capturés par le plasma et multi-ionisés et que la majorité des ions Rb^{n+} produits sont confinés dans le plasma de l'ECRIT pendant plusieurs centaines de millisecondes. Donc, un piège à ions a bien été réalisé.

IV.2.3. Rendement $1^+ \rightarrow n^+$ en mode ECRIT

Afin d'obtenir un rendement de transformation $1^+ \rightarrow n^+$ optimal, il convient de faire coïncider la fin de l'injection des ions 1^+ avec la coupure de l'onde H.F. (soit $\Delta\tau=0$). En effet, des ions sont perdus pendant le temps $\Delta\tau$, car le piège n'est évidemment pas parfait. En

prenant $\Delta\tau=0$, on limite ces pertes. De plus, on a vu que le temps de confinement est de plusieurs centaines de millisecondes. Le temps d'injection des ions ne doit donc pas être trop long pour réduire les pertes d'ions par confinement. On observe expérimentalement que le meilleur rendement $\text{Rb}^{1+} \rightarrow \text{Rb}^{15+}$ est obtenu pour : $100 \text{ ms} \leq t_{\text{inj}} \leq 200 \text{ ms}$.

On injecte alors un faisceau de Rb^{1+} d'intensité 130 nA dans l'ECRIT avec $t_{\text{inj}}=200 \text{ ms}$. Le pic d'ions Rb^{15+} extrait est représenté Figure IV-29. En intégrant le pic d'afterglow sur une durée de 20 ms, le rendement $\text{Rb}^{1+} \rightarrow \text{Rb}^{15+}$ obtenu est alors de $2.2 (\pm 0.15) \%$.

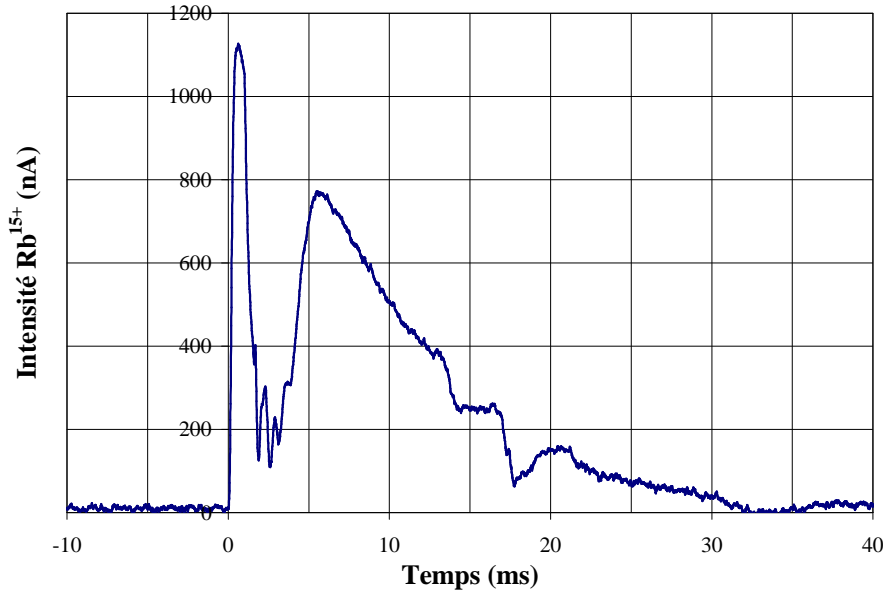


Figure IV-29 : Pic de Rb^{15+} extrait pour un rendement $\text{Rb}^{1+} \rightarrow \text{Rb}^{15+}$ de 2.2%.

On notera que l'allure du pic d'afterglow est très reproductible. L'allure et la durée (environ 20 ms) de ce pic sont propres à la source MINIMAFIOS. En effet on a vu au paragraphe II.3.2.1 que les signaux d'afterglow, pour le Pb^{27+} obtenus avec la source ECR 4 ont une durée de quelques millisecondes seulement (voir Figure II-13).

Des mesures de rendement en mode ECRIT ont également été réalisées avec le plomb. Un faisceau de Pb^{3+} d'intensité 270 nAe (soit 90 nAp) est injecté dans MINIMAFIOS pendant 150 ms. La charge la plus abondante produite en mode ECRIT est le Pb^{22+} , comme en mode continu. Le pic d'afterglow extrait a la même allure que celui du rubidium qui est représenté Figure IV-29. Le rendement $\text{Pb}^{3+} \rightarrow \text{Pb}^{22+}$ obtenu est de $1.3 (\pm 0.1)\%$.

IV.2.4. Temps de confinement des ions $n+$ dans l'ECRIT

IV.2.4.1. Evaluation du temps de confinement

Pour évaluer le temps de confinement, on injecte dans l'ECRIT un faisceau d'ions Rb^{1+} pendant 20 ms ($t_{\text{inj}}=20 \text{ ms}$) en faisant varier la valeur de $\Delta\tau$ de 100 à 1300 ms. Pour chaque valeur de $\Delta\tau$, on mesure le nombre d'ions Rb^{15+} extraits dans le pic d'afterglow. Pour cette

expérience, on prend $t_{H.F.}=1500$ ms et l'intensité du faisceau de Rb^{1+} injecté est de 340 nA. Les valeurs expérimentales obtenues sont reportées sur la Figure IV-30.

Pour interpréter cette expérience, nous allons d'abord faire l'hypothèse que le temps mis pour que les ions Rb^{1+} soient multi-ionisés en Rb^{15+} est négligeable devant le temps de confinement, soit :

$$\tau_{ioni1^+ \rightarrow 15^+} \ll \tau_{conf} \quad (IV.12)$$

On a vu dans le paragraphe IV.1.2.1 que le temps d'ionisation de la charge 1^+ à la charge 15^+ est de l'ordre de 10 ms. En réalité, dans un plasma ECR, les phénomènes d'échange de charge ralentissent l'ionisation pas à pas, mais on peut raisonnablement estimer que le temps mis pour atteindre l'état de charge 15^+ du rubidium est de l'ordre de quelques dizaines de millisecondes.

Or, nous avons remarqué au paragraphe IV.2.2 que le temps de confinement des ions Rb^{15+} dans le plasma de l'ECRIT est de l'ordre de plusieurs centaines de millisecondes. Donc, l'hypothèse (IV.12) que nous avons faite est justifiée et l'on peut considérer les ions Rb^{1+} injectés dans la source MINIMAFIOS sont quasi instantanément transformés en ions Rb^{15+} .

Replaçons nous maintenant dans le cas de l'expérience décrite ci-dessus, en appliquant l'hypothèse que nous avons faite. A la fin de l'injection des ions Rb^{1+} , le nombre d'ions Rb^{15+} dans le plasma, est :

$$n_{Rb15^+} = \alpha \frac{t_{inj} I_{Rb^{1+}}}{e} \quad (IV.13)$$

où α est le rendement de transformation $Rb^{1+} \rightarrow Rb^{15+}$ en mode continu. Donc on a : $\alpha=0.055$. Le nombre d'ions Rb^{15+} dans le plasma immédiatement après l'injection des ions Rb^{1+} est de $n_{Rb15^+}=2.4 \times 10^9$.

L'évolution du nombre d'ions Rb^{15+} dans le plasma en fonction du temps s'écrit alors :

$$\frac{dn_{Rb^{15+}}(t)}{dt} = -\frac{n_{Rb^{15+}}(t)}{\tau_{conf}} \quad (IV.14)$$

où τ_{conf} est le temps de confinement des ions Rb^{15+} dans le plasma de l'ECRIT.

A $t=0$ on a $n_{Rb^{15+}}(t=0)=2.4 \times 10^9$ et on obtient donc :

$$n_{Rb^{15+}}(t) = n_{Rb^{15+}}(t=0) e^{-\frac{t}{\tau_{conf}}} \quad (IV.15)$$

La coupure brutale de l'onde H.F. provoque une extraction des ions présents dans le plasma en quelques millisecondes. Les ions n'étant plus piégés par le puits de potentiel $\Delta\phi$, ils sont brusquement libérés mais seulement une proportion d'entre eux sont extraits de la source ECR à travers le trou de l'électrode plasma. Ceci peut expliquer l'écart de rendement $1^+ \rightarrow n^+$ observé entre le mode continu et le mode pulsé.

Pour obtenir le nombre d'ions Rb^{15+} mesurés, il faut multiplier l'équation (IV.15) par un coefficient β qui tient compte de l'extraction en mode ECRIT. La valeur de ce coefficient est donc prise comme le rapport entre le rendement $Rb^{1+} \rightarrow Rb^{15+}$ en mode pulsé et le rendement $Rb^{1+} \rightarrow Rb^{15+}$ en mode continu, soit : $\beta=2.2/5.5=0.4$. L'équation (IV.15) devient :

$$n_{Rb^{15+}}(t) = \beta n_{Rb^{15+}}(t=0) e^{-\frac{t}{\tau_{conf}}} = 9.6 \times 10^8 e^{-\frac{t}{\tau_{conf}}} \quad (IV.16)$$

Cette équation est tracée sur la figure V-29. On évalue alors τ_{conf} à partir des points expérimentaux et on obtient $\tau_{conf} = 520$ ms.

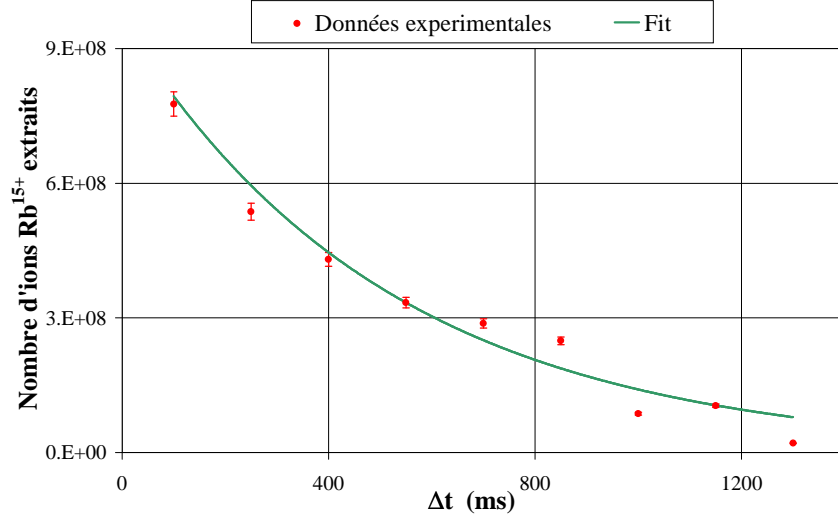


Figure IV-30 : Temps de confinement des ions Rb^{15+} dans le plasma de l'ECRIT : 520 ms.

IV.2.4.2. Accumulation des ions dans l'ECRIT

Dans la mesure où nous venons de voir que le temps de confinement des ions Rb^{15+} dans l'ECRIT est de 520 ms, il est alors possible d'accumuler des ions dans le plasma. On peut estimer une autre caractéristique importante de l'ECRIT : sa capacité en charge, c'est à dire, le nombre de charges qu'il est possible d'accumuler dans le plasma. Pour cela, on injecte dans l'ECRIT un faisceau de Rb^{1+} de 400 nA. Par ailleurs, les ions et l'onde H.F sont injectés en coïncidence dans l'ECRIT, de telle façon que, $t_{inj} = t_{H.F.} = 1000$ ms et $\Delta\tau = 0$.

Un pic d'afterglow d'ions Rb^{15+} extrait a une intensité crête de $11.5 \mu A$ (Figure IV-31). Dans ce pic, on mesure 2.4×10^{10} d'ions Rb^{15+} .

La distribution des états de charge du rubidium en mode ECRIT obtenu dans ces conditions expérimentales est présentée sur la Figure IV-32. Son allure est proche de la distribution des états de charge du rubidium obtenu en mode continu. On remarque que le nombre d'ions rubidium multichargés présents dans l'ensemble du spectre s'élève à $1.45 \times 10^{11} (\pm 5 \times 10^9)$. Dans la mesure où la charge moyenne extraite est de l'ordre de 13.7, le nombre de charges mesuré est de $1.5 \times 10^{12} (\pm 7 \times 10^{10})$. Ceci donne la limite inférieure de la capacité en charge du le plasma de l'ECRIT. En effet, tous les ions piégés dans le plasma ne sont pas extraits à travers l'électrode d'extraction de la source (par exemple, des ions sont extraits à travers le tube d'injection). Dans cette expérience, on ne mesure donc pas tous les ions qui ont été accumulés dans l'ECRIT.

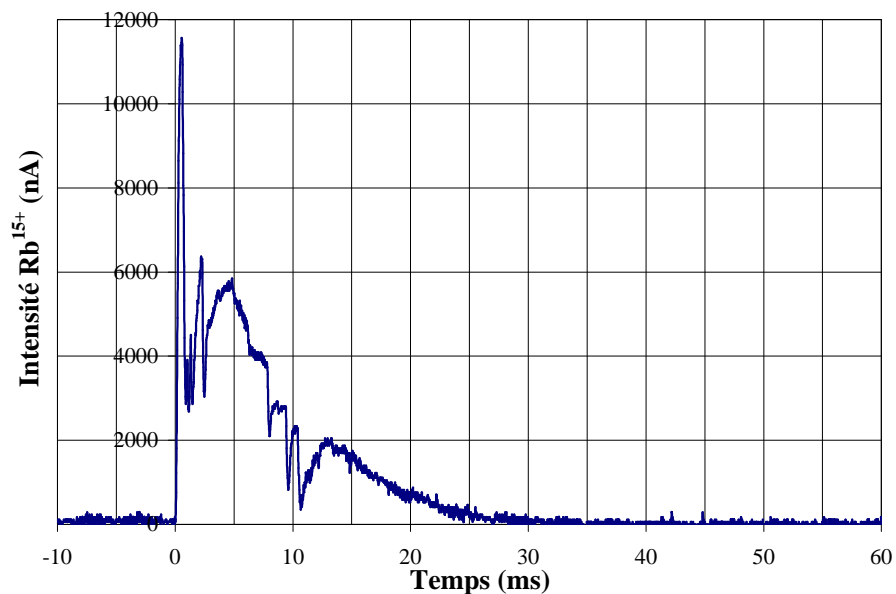


Figure IV-31 : Pic de Rb^{15+} d'intensité crête de 11.5 μ A extrait de MINIMAFIOS pour un faisceau de Rb^{1+} injecté de 400 nA.

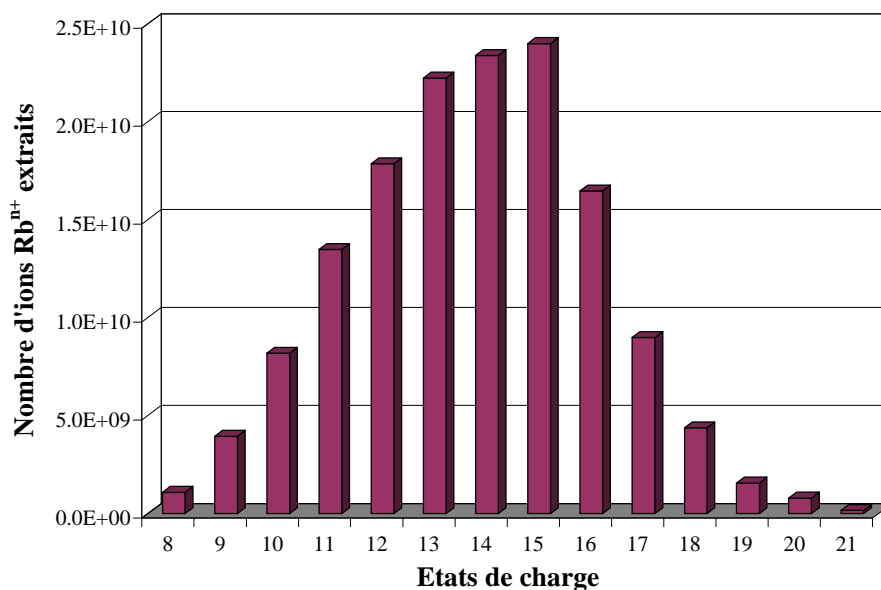


Figure IV-32 : Distribution des états de charge du rubidium en mode ECRIT avec $I_{Rb^{1+}}=400$ nA, $t_{inj}=1$ s et $\Delta\tau=0$ ms.

Il peut être intéressant de disposer d'une telle capacité en charge même pour des faisceaux d'ions radioactifs. Dans le cas de la production d'éléments radioactifs par fission induite par des neutrons, des taux de production de quelques 10^{12} éléments par seconde peuvent être atteints [41].

IV.2.5. Estimation du temps d'ionisation du Rb^{15+} et Rb^{13+}

Le fait d'extraire les ions multichargés très rapidement par afterglow permet de connaître le nombre d'ions présents dans le plasma au moment de la coupure de l'onde H.F. On considère qu'avec l'afterglow, on a une « image » du plasma. En outre, dans la mesure où l'on synchronise l'injection des ions 1^+ par rapport à la coupure de l'onde H.F., il est possible de mesurer l'évolution du nombre d'ions dans le plasma en fonction du temps. Ainsi on peut estimer le temps d'ionisation de la charge 1^+ à la charge n^+ .

Pour cela, un faisceau d'ions Rb^{1+} d'intensité 450 nA est injecté dans l'ECRIT. On prend $t_{\text{H.F.}}=1\text{s}$, $\Delta\tau=0\text{ms}$, et on fait varier t_{inj} de 0 ms à 80 ms par pas de 5 ms. A chaque pas, les pulses d'ions Rb^{15+} et Rb^{13+} extraits sont mesurés. Les mesures expérimentales sont reportées sur la Figure IV-33.

Pour interpréter cette expérience, nous allons intégrer numériquement l'équation (I.29). On discrétise tout d'abord cette équation :

$$\frac{\Delta n_i}{\Delta t} = \frac{n_i(t + \Delta t) - n_i(t)}{\Delta t} = n_{i-1}(t)v_{i-1 \rightarrow i} + n_{i+1}(t)(v_{i+1 \rightarrow i}^{\text{ech}} + v_{i+1 \rightarrow i}^{\text{rr}}) - n_i(t) \left(v_{i \rightarrow i+1} + v_{i \rightarrow i-1}^{\text{ech}} + v_{i \rightarrow i-1}^{\text{rr}} + \frac{1}{\tau_i} \right) \quad (\text{IV.17})$$

Donc, le nombre d'ions rubidium de charge i dans le plasma est connu au temps t , le nombre au temps $(t+\Delta t)$ est donné par :

$$n_{\text{Rb}^{i+}}(t + \Delta t) = n_{\text{Rb}^{i+}}(t) + \Delta t \left\{ n_{\text{Rb}^{i-1}}(t)v_{i-1 \rightarrow i} + n_{\text{Rb}^{i+1}}(t)(v_{i+1 \rightarrow i}^{\text{ech}} + v_{i+1 \rightarrow i}^{\text{rr}}) - n_{\text{Rb}^{i+}}(t) \left(v_{i \rightarrow i+1} + v_{i \rightarrow i-1}^{\text{ech}} + v_{i \rightarrow i-1}^{\text{rr}} + \frac{1}{\tau_i} \right) \right\} \quad (\text{IV.18})$$

On sait qu'à $t=0$, $n_i=0$ quelle que soit la charge i . Par ailleurs, on sait qu'à chaque pas de temps Δt , $(I_{\text{Rb}^{1+}} \times \Delta t / e)$ ions Rb^{1+} sont injectés dans la source MINIMAFIOS. Mais tous les ions 1^+ ne sont pas capturés, il faut donc pondérer le nombre d'ions injectés par un coefficient α afin d'obtenir le nombre d'ions Rb^{1+} effectivement capturés par le plasma, soit : $\alpha I_{\text{Rb}^{1+}} \times \Delta t / e$ (en exprimant $I_{\text{Rb}^{1+}}$ en ampères). On considère que la capture des ions est la même en mode continu qu'en mode pulsé, donc α prend la valeur du rendement global $\text{Rb}^{1+} \rightarrow \text{Rb}^{n+}$ mesuré en continu, soit $\alpha=0.35$. Au temps $t=\Delta t$, on connaît donc le nombre d'ions Rb^{1+} présents dans le plasma : $n_{\text{Rb}^{1+}}(\Delta t) = 0.35 \times I_{\text{Rb}^{1+}} \times \Delta t / e$. On peut alors calculer, d'après l'équation ci-dessus, le nombre d'ions de chaque état de charge i présents dans le plasma au temps $t=\Delta t$. Par itérations successives sur Δt , on calcule alors le nombre d'ions Rb^{i+} dans le plasma à chaque instant t .

Le nombre d'ions extraits de l'ECRIT est obtenu en multipliant le nombre d'ions $n_{\text{Rb}^{i+}}$ dans le plasma par un coefficient β_i qui est calculé de la même manière que dans le paragraphe IV.2.4, à savoir, le rapport du rendement $\text{Rb}^{1+} \rightarrow \text{Rb}^{i+}$ en mode pulsé par le rendement en mode continu. Soit pour le Rb^{15+} , $\beta_{15+}=0.40$ et pour le Rb^{13+} , $\beta_{13+}=0.35$ (car le rendement $\text{Rb}^{1+} \rightarrow \text{Rb}^{13+}$ en pulsé est de 1.6% pour 4.6% en continu).

Pour réaliser ce calcul, un programme a été écrit en langage C++. On trouvera l'analyse de ce programme dans l'annexe C. Afin de calculer les taux d'ionisation, les taux d'échange de charge et les taux de recombinaison, des paramètres doivent être passés en entrée du programme. Ces paramètres sont la température et la densité électronique T_e et n_e , la température et la densité ionique T_i et n_i , la densité d'atomes neutres dans le plasma n_0 . Le temps de confinement du Rb^{15+} a été mesuré : 520 ms. On déduit alors le temps de confinement des autres états de charge à partir de l'équation (I.28) sachant que le rapport miroir R dans MINIMAFIOS vaut 2 et la longueur estimée du plasma (L) est de 30 cm.

Le pas de calcul en temps Δt est fixé à 10 μs . On a vérifié qu'avec un pas de temps inférieur les résultats n'étaient pas modifiés.

La Figure IV-33 donne les résultats du calcul comparés aux valeurs expérimentales pour les charges 13+ et 15+ du rubidium. Un bon accord est trouvé entre l'expérience et le calcul pour les paramètres suivants : $T_e=2500$ eV, $n_e=10^{12}$ cm^{-3} , $T_i=3$ eV, $n_i=3.3 \times 10^{11}$ cm^{-3} et $n_0=7.5 \times 10^9$ cm^{-3} . Ces valeurs sont cohérentes avec les valeurs correspondantes déjà trouvées par plusieurs auteurs de simulations de distribution des états de charge de sources ECR [31],[32].

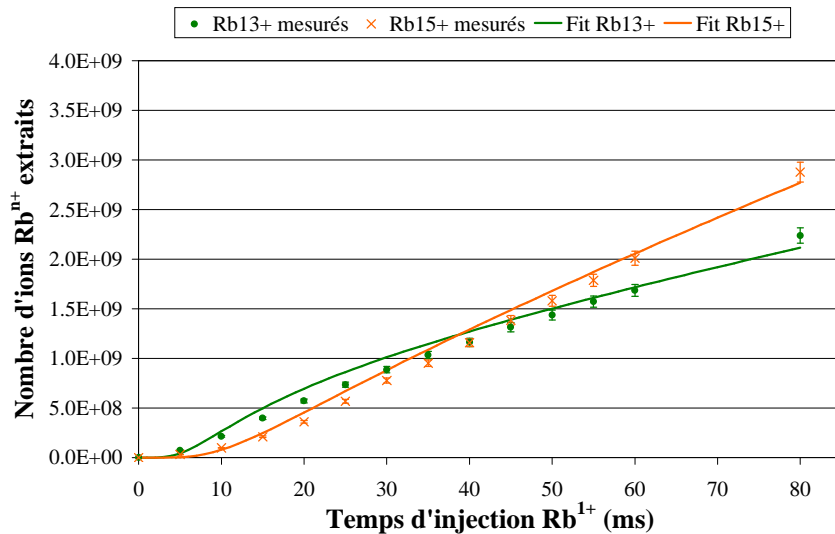


Figure IV-33 : Temps d'ionisation du Rb^{13+} et Rb^{15+} .

A l'aide de la densité et de la température électronique obtenus par le calcul, on peut alors calculer, avec la formule (IV-3) les temps d'ionisation du Rb^{13+} : 6.2 ms et du Rb^{15+} : 10.5 ms.

IV.3. Comparaison entre $1^+ \rightarrow n^+$ et les autres méthodes de production d'ions radioactifs multichargés

IV.3.1. Méthode de production directe (type SPIRAL phase I)

La méthode de production d'ions radioactifs multichargés que nous appellerons directe consiste à coupler la cible de production avec une source d'ions qui permet de produire des ions multichargés. C'est avec cette méthode de production que va démarrer le projet SPIRAL [59], grâce à l'ensemble cible-source NANOGAN III [60]. Les atomes radioactifs qui sortent de la cible de production par diffusion migrent dans la source par un tube de transfert. Le tube n'étant pas chauffé, les éléments condensables se collent aux parois et seuls les gaz parviennent jusqu'à la source. Cet ensemble cible-source est donc dédié aux gaz rares. Les premiers faisceaux radioactifs seront produits à SPIRAL sont donc des faisceaux de krypton, d'argon, de néon et d'hélium [59].

La source NANOGAN III est entièrement constituée d'aimants permanents (pour le champ magnétique axial et radial) et fonctionne avec une onde H.F de fréquence 10 Ghz. Son efficacité d'ionisation a été mesurée : l'efficacité totale est de 100 % pour les gaz rares et de 16% pour l' Ar^{8+} .

Cette méthode fonctionne pour les gaz rares mais, comme nous l'avons déjà vu dans l'introduction (paragraphe 1.4), elle possède plusieurs inconvénients.

- Afin d'ioniser les éléments condensables, il est nécessaire de chauffer le tube de transfert entre la cible et la source. Il faut donc développer une technologie spécifique pour les éléments condensables. De plus, il faut vraisemblablement s'attendre à des efficacités d'ionisation moindres que dans le cas des gaz rares.
- La source d'ions multichargés est soumise à une forte dose de rayonnement et de neutrons. Par exemple, en bombardant une cible de carbone avec un faisceau primaire d'ions accélérés à environ 80 MeV/A pour produire des noyaux radioactifs par fragmentation, environ 0.5 neutrons sont produits par ions incidents sur la cible [61]. Les neutrons détériorent des aimants permanents de la source et leurs propriétés magnétiques s'en trouvent alors diminuées. Le fonctionnement de la source évolue donc au cours du temps. Il est donc nécessaire de remplacer l'ensemble cible-source régulièrement (environ tous les 15 jours), ce qui entraîne un coût de fonctionnement important.
- Le fonctionnement de la source n^+ peut difficilement être optimal puisqu'une grande quantité d'éléments contaminants sont extraits de la cible et migrent à travers le tube de transfert. Ce problème serait accru dans le cas de la production des éléments condensables avec un tube de transfert chauffé. Il serait donc difficile d'atteindre des états de charge élevés dans ces conditions.

La méthode $1^+ \rightarrow n^+$ permet de limiter les inconvénients énumérés ci-dessus.

Les ions radioactifs sont produits dans une ensemble cible-source 1^+ . La cible est intégrée à la source 1^+ ce qui permet de se passer du tube de transfert. Il est alors possible de produire des ions radioactifs 1^+ quel que soit l'élément (gaz ou condensables).

De nombreux développements ont notamment été réalisés à ISOLDE (CERN) au niveau des ensembles cible-source 1^+ . En effet, divers types de sources sont utilisés (source à ionisation de surface, source à décharge, source laser) en fonction de l'élément que l'on désire ioniser une fois [62].

Le fait de dissocier la production des ions radioactifs 1^+ de leur multi-ionisation présente les avantages suivants :

- Seul l'ensemble cible-source 1^+ est contaminé par le rayonnement et nécessite d'être remplacé régulièrement. Une source d'ions monochargés est beaucoup moins coûteuse qu'une source d'ions multichargés. De plus, elle est de plus beaucoup plus compacte, ce qui réduit la masse des déchets radioactifs à stocker.
- La source 1^+ peut fonctionner correctement même dans l'environnement proche de la cible de production. Si on prend l'exemple d'une source ECR 1^+ , les points de fonctionnements sont moins contraignant que dans le cas d'une source n^+ . La production d'ions monochargés peut donc être réalisée de manière optimale même en présence des contaminants extraits de la cible.
- La source n^+ n'est exposée qu'à une dose négligeable de rayonnement puisque qu'elle est placée à l'extérieur de la casemate de production et que seuls les ions radioactifs 1^+ sélectionnés sont injectés. Elle ne subit donc qu'une détérioration négligeable au cours du temps.
- Les performances de la source n^+ ne sont pas altérées. En effet le faisceau 1^+ injecté ne représente qu'une petite perturbation par rapport au point de fonctionnement optimal de la source. Il est donc possible d'obtenir des états de charge élevés.

Nous avons vu que la méthode $1^+ \rightarrow n^+$ pouvait être appliquée à la multi-ionisation de tous les types d'éléments (gaz rares et condensables). Un rendement de transformation $1^+ \rightarrow n^+$ de plusieurs pour-cent est en effet obtenu quel que soit l'élément et quelle que soit la source 1^+ utilisée.

On peut évaluer l'efficacité de production d' Ar^{8+} par la méthode $1^+ \rightarrow n^+$ afin de la comparer avec l'efficacité obtenue par la méthode directe.

La source MONO 1000, qui a été conçue pour la production d'ions radioactifs monochargés issus des gaz rares, a une efficacité d'ionisation pour l'argon 1^+ de 90% [56]. On suppose que l'efficacité du spectromètre de masse servant à sélectionner le faisceau d'ions 1^+ après la source MONO 1000 est de 90%. Le rendement $\text{Ar}^{1+} \rightarrow \text{Ar}^{8+}$ que nous avons mesuré est de 10.4%. On obtient alors une efficacité de transformation de l'argon neutre en Ar^{8+} de 8.4 %. Or, nous avons vu ci-dessus que l'efficacité d'ionisation de l' Ar^{8+} avec la source Nanogan III est de 16 %.

Avec la méthode $1^+ \rightarrow n^+$ l'efficacité en argon est donc inférieure d'un facteur 2 par rapport à la méthode directe. Cependant, en utilisant une source n^+ plus performante que MINIMAFIOS, il sera possible d'atteindre des plus hauts états de charges qu'avec la source NANOGAN III. En outre, cette perte d'efficacité d'un facteur 2 est compensée par les avantages que présente la méthode $1^+ \rightarrow n^+$.

Enfin, on remarquera que pour les éléments condensables, aucun résultat n'a été obtenu par la méthode directe. A ce jour, la méthode $1^+ \rightarrow n^+$ est la seule à avoir apporté des résultats pour la multi-ionisation des éléments condensables.

IV.3.2. Système piège de Penning + source EBIS (type REX-ISOLDE)

Une méthode $1^+ \rightarrow n^+$ a été développée pour le projet REX-ISOLDE en utilisant une source EBIS (Electron Bombardement Ion Source, soit en français Source d'ions à bombardement électronique) comme source n^+ [62].

Il s'agit en fait d'un système composé d'un piège de Penning [63] et d'une source EBIS [25].

Le faisceau d'ions radioactifs d'ISOLDE qui a une émittance typique de 30π mm.mrad à 60keV doit être décéléré à environ 70 eV, refroidi et accumulé dans un piège de Penning (appelé REXTRAP) avant d'être injecté de manière pulsée dans l'EBIS [64]. En effet, pour atteindre de bons rendements de transformation $1^+ \rightarrow n^+$, le faisceau d'ions 1^+ doit être injecté dans l'EBIS avec une émittance de l'ordre de 3π mm.mrad et par pulses de $10 \mu\text{s}$ [64]. La capacité en charge du piège de Penning est limitée à 10^6 charges par cm^3 . En fonction des dimensions du piège (longueur : 1.3 m) et du taux de répétition de 100 Hz auquel il peut fonctionner, le nombre d'ions 1^+ piégés peut atteindre 10^7 ions par seconde.

Le faisceau d'ions 1^+ ainsi refroidi et pulsé est donc injecté dans l'EBIS. Les ions sont multi-ionisés dans l'EBIS et extraits par pulses très brefs d'environ $100 \mu\text{s}$ [65]. L'état de charge maximum extrait dépend du temps durant lequel les ions restent confinés dans l'EBIS. Pour un temps de confinement de 20 ms, on peut donner des exemples d'états de charge atteints pour différents éléments : Ar^{11+} , Rb^{18+} , Pb^{22+} [65]. Le taux de répétition de l'EBIS peut alors atteindre 50 Hz.

L'efficacité $1^+ \rightarrow n^+$ attendue de l'ensemble du système piège de Penning + EBIS est de 10% pour un état de charge. La durée du processus est évalué entre 20 et 40 ms. Il faut noter que ces chiffres ont été obtenus par simulation [65] et qu'à ce jour, aucun résultat expérimental confirmant les simulations n'a été publié.

On notera pour finir que les rendements $1^+ \rightarrow n^+$ obtenus en injectant un faisceau d'ions 1^+ continus dans une EBIS sont très faibles. Pour un faisceau de N^{1+} de quelques π mm.mrad injecté en continu, un rendement inférieur à 0.1 % a été obtenu pour la transformation $N^{1+} \rightarrow N^{5+}$ avec l'EBIS Dioné à Saclay [66].

Comparons à présent cette méthode de production d'ions radioactifs multichargés à notre méthode $1^+ \rightarrow n^+$ en mode pulsé (ECRIT).

On remarque tout d'abord que l'EBIS peut extraire des pulses d'ions n^+ de courte durée (environ $100 \mu\text{s}$) ce qui est favorable pour l'injection des ions dans un LINAC comme celui de REX ISOLDE fonctionnant avec un cycle utile inférieur à 10%. Les pulses d'ions extraits de l'ECRIT sont de l'ordre de la dizaine de millisecondes avec MINIMAFIOS. Cependant, nous avons vu qu'avec une source de type ECR4, la durée des pics d'afterglow est de l'ordre de la milliseconde.

Le meilleur rendement que nous ayons obtenu en mode ECRIT est de 2.2%, pour la transformation $\text{Rb}^{1+} \rightarrow \text{Rb}^{15+}$. Les rendements $1^+ \rightarrow n^+$ attendus avec le piège de Penning et l'EBIS sont de 10% quel que soit l'élément considéré. Cependant, il faut attendre les premiers résultats expérimentaux pour conclure définitivement sur l'efficacité d'une méthode par rapport à une autre.

Mais une limite importante apparaît au niveau de la capacité en charge du piège de Penning. En effet, seulement 10^7 ions $1+$ par seconde peuvent être extraits du piège. En considérant la distribution des états de charge de l'EBIS, le nombre maximum d'ions extraits, pour un état de charge, ne peut donc dépasser quelques 10^6 ions par seconde.

On a vu que dans l'ECRIT, il est possible d'accumuler jusqu'à 1.5×10^{12} charges par seconde et d'extraire 2.4×10^{10} ions de Rb^{15+} , ce qui est supérieur de plus de 4 ordres de grandeur comparé au système piège de Penning+EBIS.

Enfin, on notera qu'une source ECR nécessite des maxima de champ magnétique de l'ordre du tesla (pour travailler avec des fréquences d'onde H.F. allant jusqu'à 18 GHz), ce qui peut être atteint facilement avec des conducteurs classiques.

Le piège de Penning nécessite quant à lui un champ magnétique de 3 T qui est créé par des bobines supra conductrices [62]. Le champ magnétique de l'EBIS est de 2 T, également induit également par une bobine supra conductrice [62]. Un refroidissement à l'hélium liquide est donc nécessaire.

On peut conclure que la simplicité technologique est largement en faveur de la méthode $1^+ \rightarrow n^+$ en mode ECRIT.

Conclusion et perspectives

L'objectif de ce travail de thèse était de valider, d'étendre et de fiabiliser la méthode de transformation des états de charge $1^+ \rightarrow n^+$ dans le but de l'appliquer à la production et à l'accélération des faisceaux d'ions radioactifs. Afin de pouvoir disposer de faisceaux d'ions radioactifs suffisamment intenses pour être utilisables pour des expériences de physique, la méthode doit répondre à deux impératifs : le rendement de transformation $1^+ \rightarrow n^+$ doit être au moins de quelques pour cent et la durée totale de l'opération doit être de l'ordre de la centaines de millisecondes.

A la suite de cette étude, nous avons montré que la méthode $1^+ \rightarrow n^+$ peut fonctionner soit en mode continu, soit en mode pulsé.

Le mode continu.

Le faisceau d'ions monochargés est injecté en continu dans la source n^+ et le faisceau d'ions multichargés est extrait en continu. Ce mode est utile pour les projets qui prévoient un accélérateur secondaire fonctionnant en continu, comme un cyclotron par exemple.

Les rendements obtenus sont de l'ordre de la dizaine de pour-cent pour les gaz rares (10.4% pour la transformation $\text{Ar}^{1+} \rightarrow \text{Ar}^{8+}$) et de plusieurs pour-cent pour les éléments condensables (3% pour la transformation $\text{Zn}^{1+} \rightarrow \text{Zn}^{11+}$). Nous avons mesuré ces rendements, dans le cas des éléments condensables, pour des faisceaux d'ions 1^+ d'émittance standard $30 \pi \text{ mm.mrad}$ à 18 keV. Lorsque l'émittance est de l'ordre de $10 \pi \text{ mm.mrad}$, des rendements plus importants peuvent être obtenus (5.5 % pour la transformation $\text{Rb}^{1+} \rightarrow \text{Rb}^{15+}$).

Les temps de réponse obtenus sont de l'ordre de la centaine de millisecondes, ce qui est suffisamment rapide pour la majorité des éléments radioactifs à multi-ioniser.

Enfin, l'universalité de la méthode a été prouvée, puisque ces résultats ont été obtenus avec différentes sources d'ions monochargés : source ECR 1^+ , source à ionisation de surface, source à décharge.

Le mode pulsé ou mode ECRIT

Le faisceau d'ions monochargés est injecté en continu dans la source n^+ et les ions multichargés sont extraits par pulses d'une dizaine de millisecondes. Les faisceaux d'ions radioactifs 1^+ étant produits en mode continu (à cause du temps de diffusion des éléments dans la cible de production), il est alors intéressant de pulser le faisceau d'ions n^+ afin de pouvoir utiliser un accélérateur fonctionnant en pulsé, comme un LINAC ou un synchrotron.

Les rendements obtenus en mode pulsé sont de 2.2% pour la transformation $\text{Rb}^{1+} \rightarrow \text{Rb}^{15+}$ et de 1.3% pour la transformation $\text{Pb}^{1+} \rightarrow \text{Pb}^{22+}$. En outre, on a pu mettre en évidence qu'une accumulation de 1.5×10^{12} charges dans le plasma de l'ECRIT était possible. Des études res-

tent à faire sur ce mode de fonctionnement mais les résultats déjà obtenus sont très prometteurs.

Au cours des différentes expériences que nous avons menées, nous avons vu apparaître des limitations au niveau des résultats sur les rendements et les temps de réponse qui ne semblent pas être des limitations fondamentales de la méthode $1^+ \rightarrow n^+$ mais plutôt des limitations dues à la source d'ions multichargés que nous avons utilisée : MINIMAFIOS. Afin de rendre la méthode encore plus performante, il convient de construire une nouvelle source n^+ basée sur des technologies modernes et ayant des caractéristiques adaptées spécialement à la transformation $1^+ \rightarrow n^+$. Une telle source a été conçue et construite à l'ISN, il s'agit de PHOENIX Booster [67] qui fait actuellement l'objet de nouvelles expériences.

Cette source d'ions multichargés possède de grandes possibilités de réglages au niveau du champ magnétique axial. Elle est prévue pour fonctionner avec une onde H.F. de fréquence pouvant aller jusqu'à 14 Ghz. L'injection des ions 1^+ dans la source PHOENIX pourra également être optimisée.

Avec la source PHOENIX Booster, des états de charge plus élevés qu'avec la source MINIMAFIOS pourront être atteints. De plus, les rendements $1^+ \rightarrow n^+$ pourront être améliorés par une augmentation de la charge moyenne du plasma cible. Une plus grande densité ionique dans le plasma pourra être obtenue, ce qui permettra de diminuer le temps de réponse de la transformation $1^+ \rightarrow n^+$. Enfin, en mode ECRIT, la durée du pulse d'ions n^+ extrait pourra être réduite d'un facteur 3 ou 4. Les premiers résultats obtenus avec la source PHOENIX Booster sont déjà très prometteurs.

Annexes & Bibliographie



Annexe A Spectres et résultats complémentaires

Cette annexe présente les spectres de distribution des états de charge, les spectres ΔV et les signaux de temps de réponse qui n'ont pas été donnés dans la Partie IV pour des raisons de lisibilité.

A.1. Expériences en mode continu $1^+ \rightarrow n^+$

Les spectres de distribution des états de charge obtenus avec la source MINIMAFIOS ainsi que les temps de réponse $1^+ \rightarrow n^+$ sont montrés pour les différents éléments sur lesquels nous avons réalisés nos expériences.

A.1.1. Argon

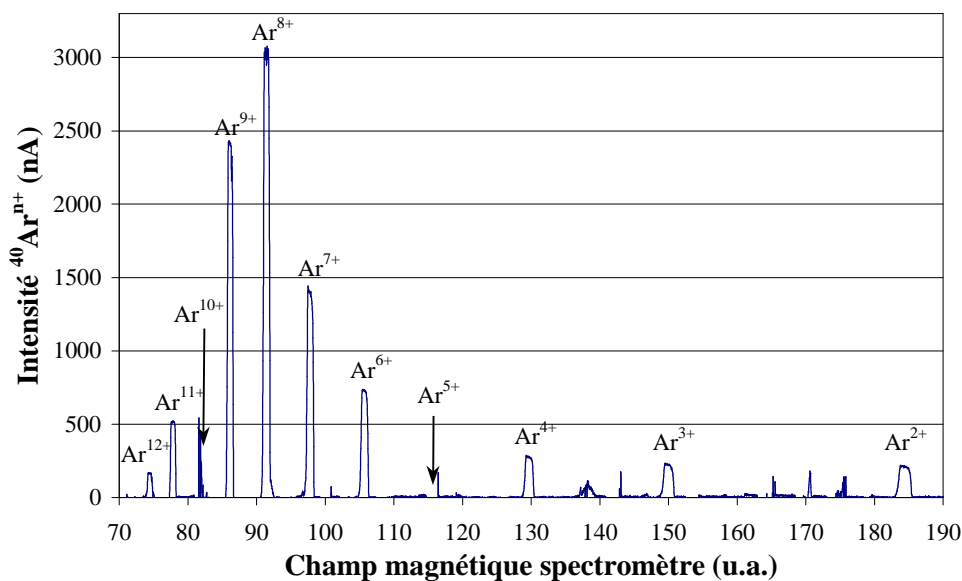


Figure A-1 : Spectre de distribution des états de charge de l'argon. $I_{\text{Ar}^{1+}}$ injecté = $3.6\mu\text{A}$.

A.1.2. Krypton

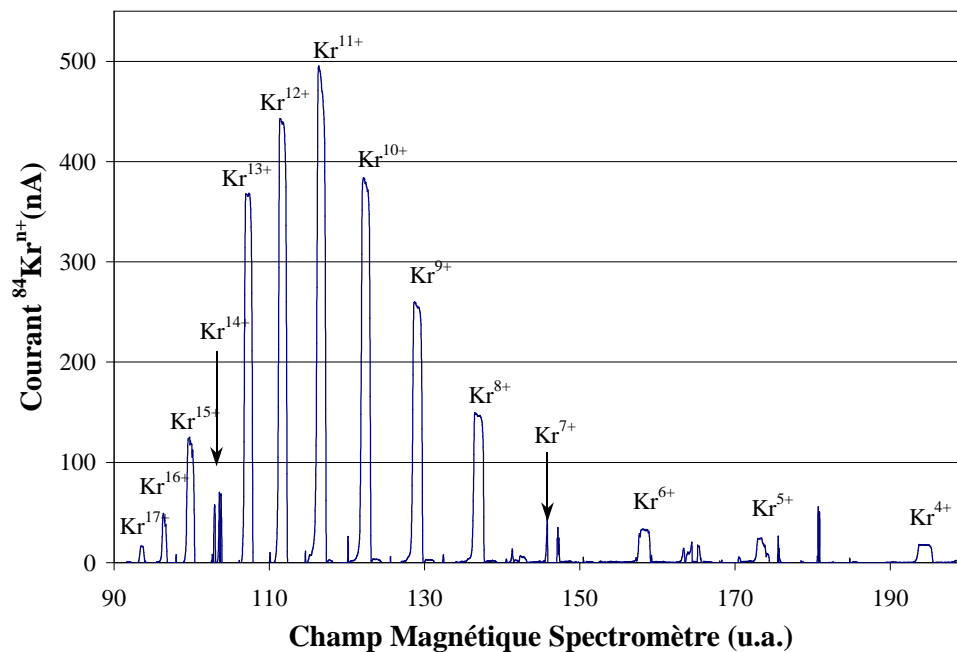


Figure A-2 : Spectre de distribution des états de charge du krypton. $I_{\text{Kr}^{1+}}$ injecté : 500 nA.

A.1.3. Xénon

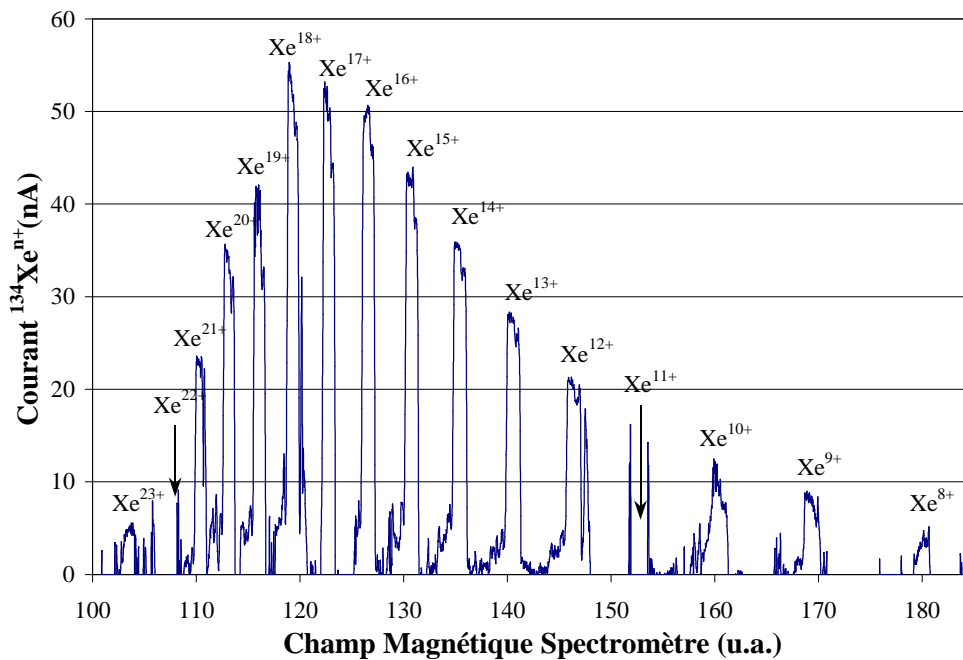


Figure A-3 : Spectre de distribution des états de charge du xénon. $I_{\text{Kr}^{1+}}$ injecté : 50 nAp.

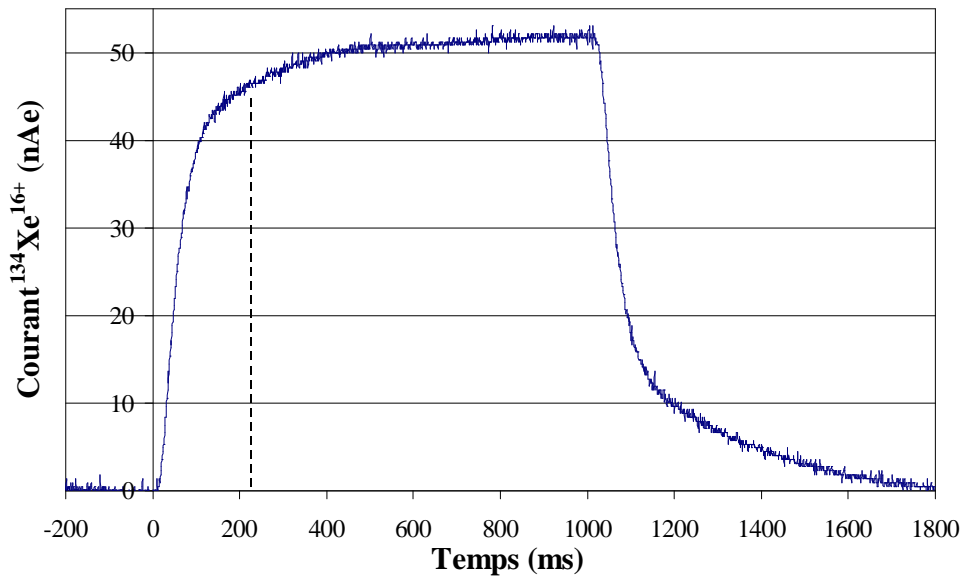


Figure A-4 : Temps de réponse de la transformation $\text{Xe}^{2+} \rightarrow \text{Xe}^{16+}$: 220 ms.

A.1.4. Néon

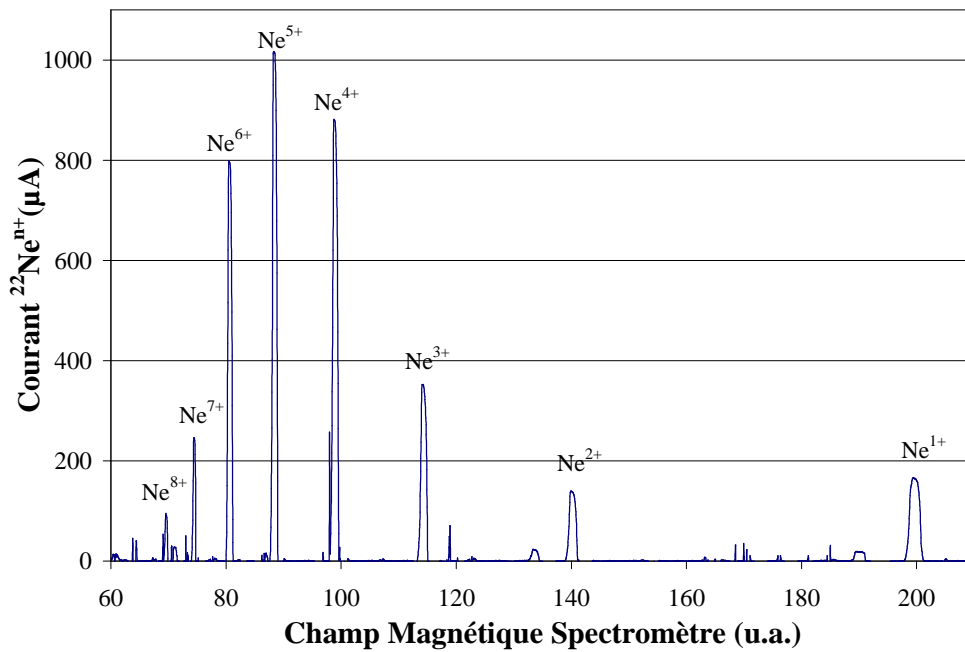


Figure A-5 : Spectre de distribution des états de charge du Néon. $I_{22\text{Ne}^{1+}}$ injecté : $2.45\mu\text{Ap}$.

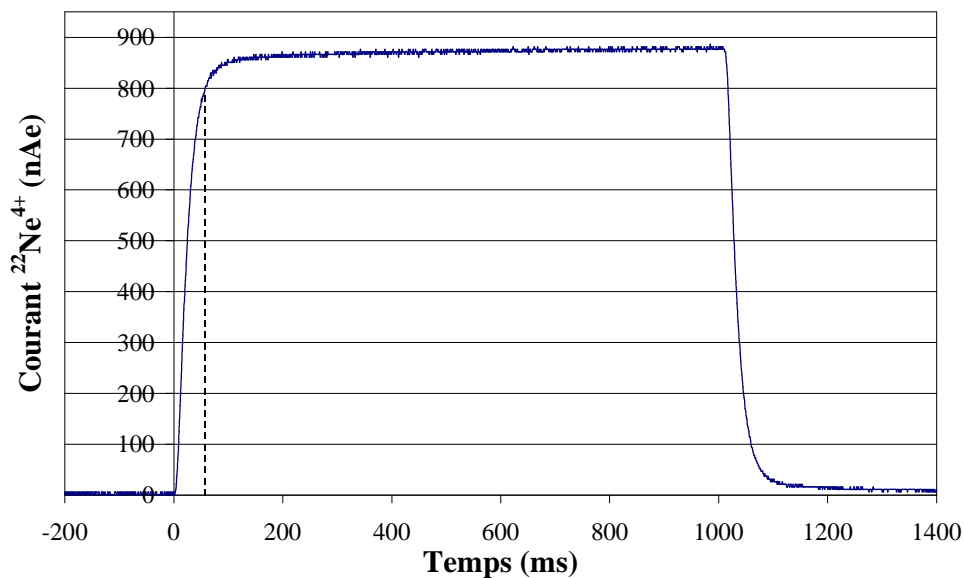


Figure A-6 : Temps de réponse de la transformation $\text{Ne}^{1+} \rightarrow \text{Ne}^{4+}$: 50 ms.

A.1.5. Rubidium

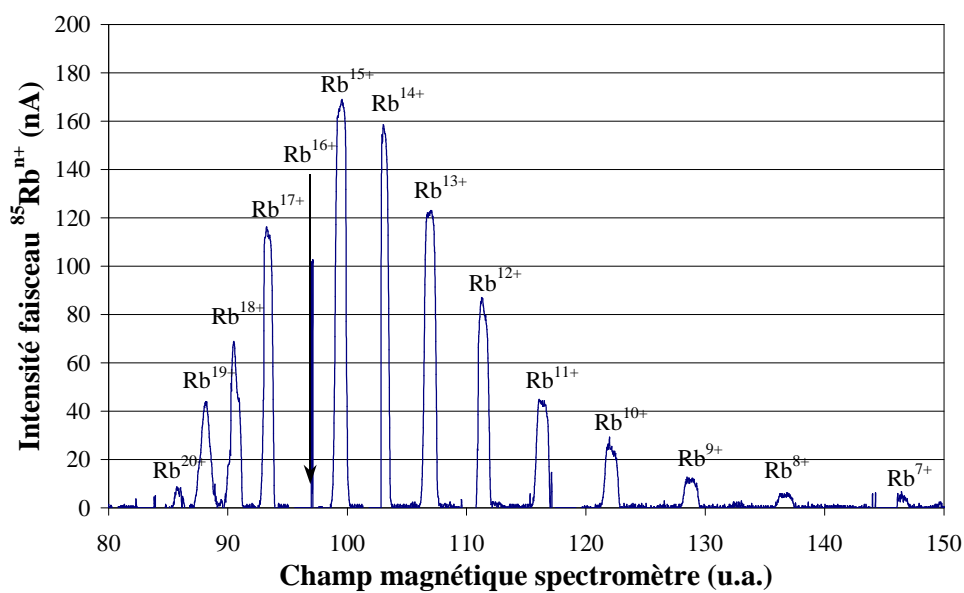


Figure A-7 : Spectre de distribution des états de charge du rubidium. $I_{85\text{Rb}^{1+}}$ injecté : 200 nA.

A.1.6. Zinc

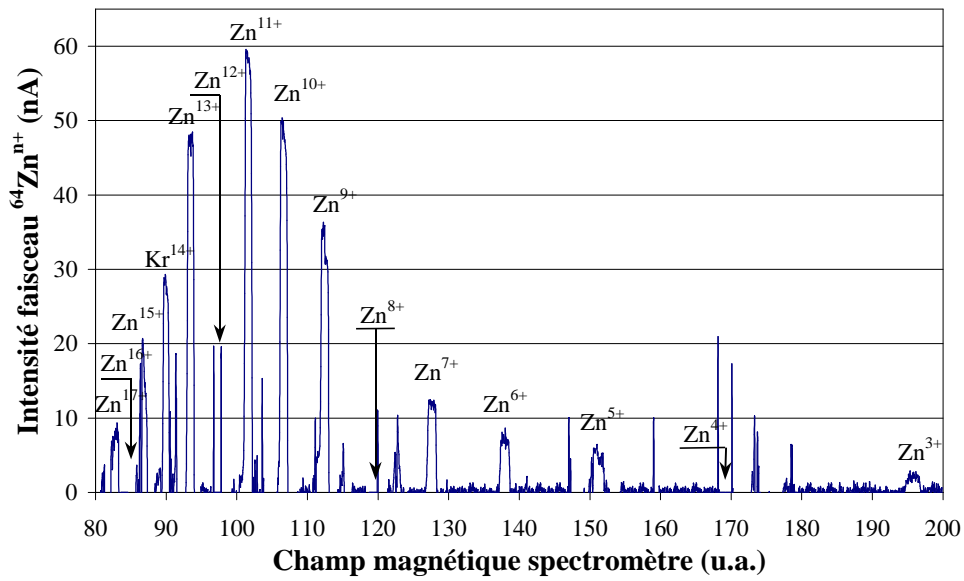


Figure A-8 : Spectre de distribution des états de charge du ^{64}Zn . $I_{^{64}\text{Zn}^{1+}}$ injecté : 418 nA.

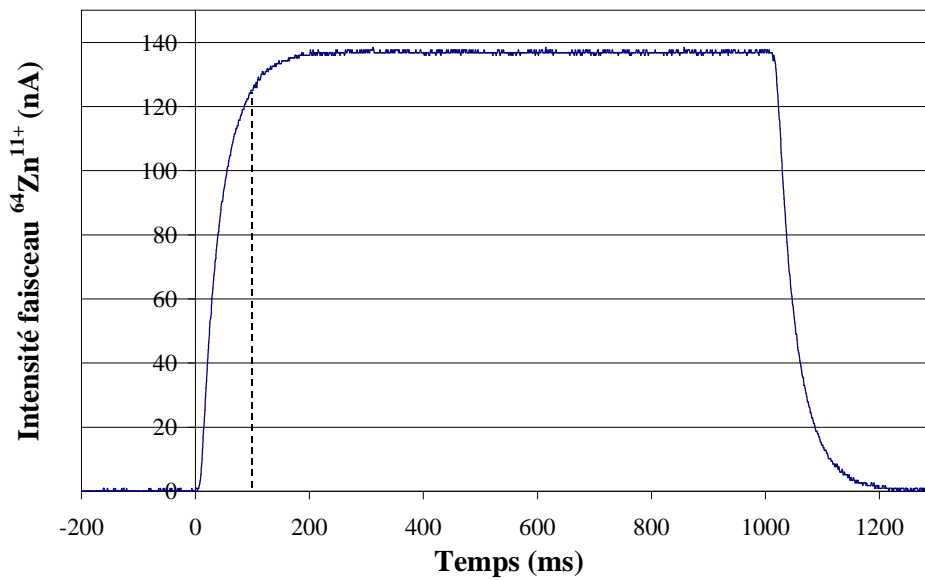


Figure A-9 : Temps de réponse de la transformation $\text{Zn}^{1+} \rightarrow \text{Zn}^{11+}$: 100 ms.

A.1.7. Argent

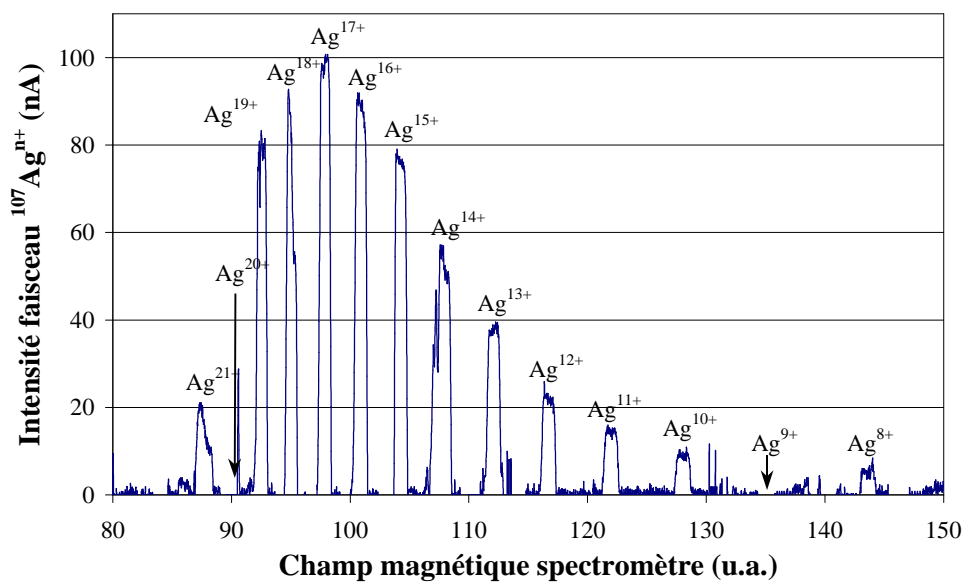


Figure A-10 : Spectre de distribution des états de charge de l' ^{107}Ag . $I_{^{107}\text{Ag}^{1+}}$ injecté : 182 nA.

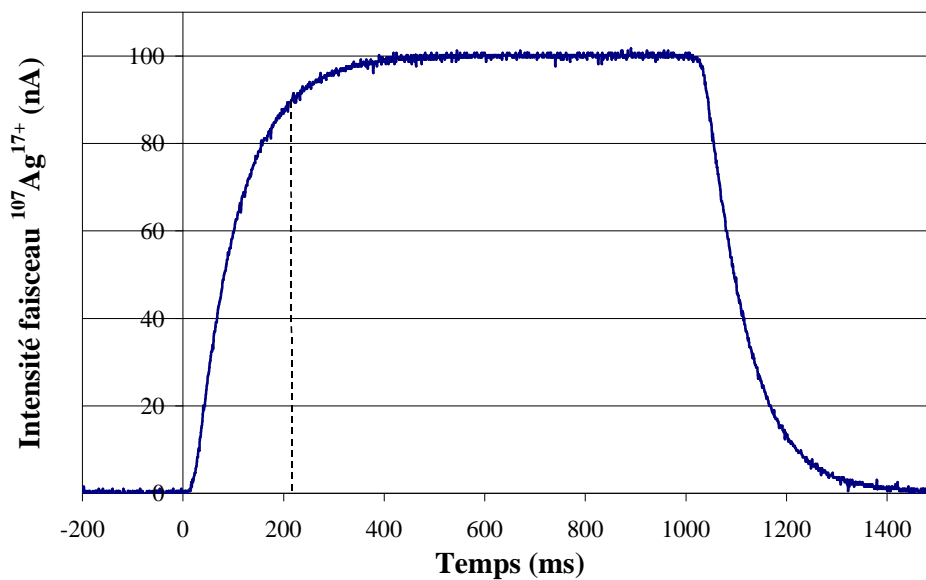


Figure A-11 : Temps de réponse de la transformation $\text{Ag}^{1+} \rightarrow \text{Ag}^{17+}$: 220 ms.

A.1.8. Magnésium

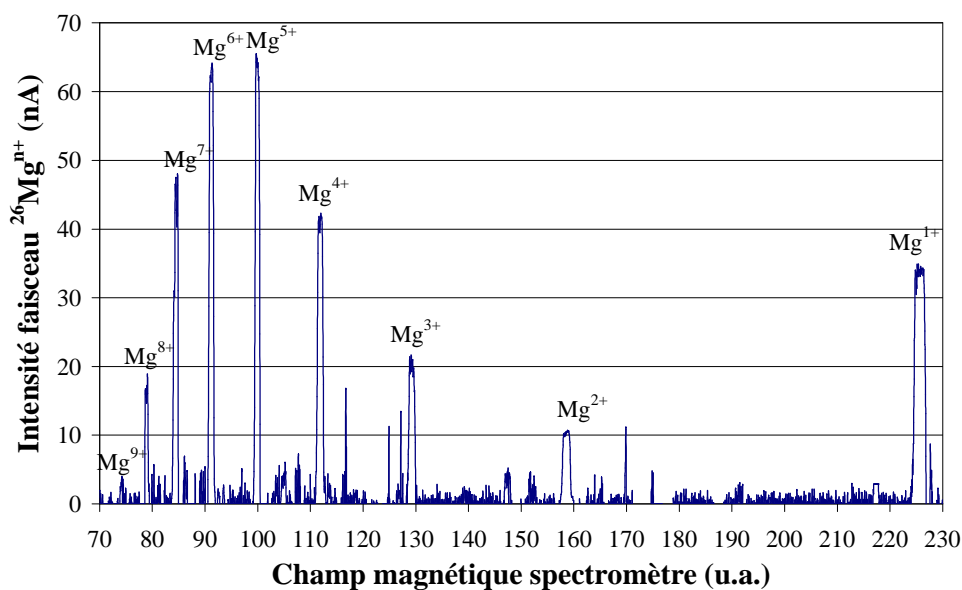


Figure A-12 : Spectre de distribution des états de charge du ^{26}Mg . $I_{^{26}\text{Mg}^{1+}}$ injecté : 460 nA.

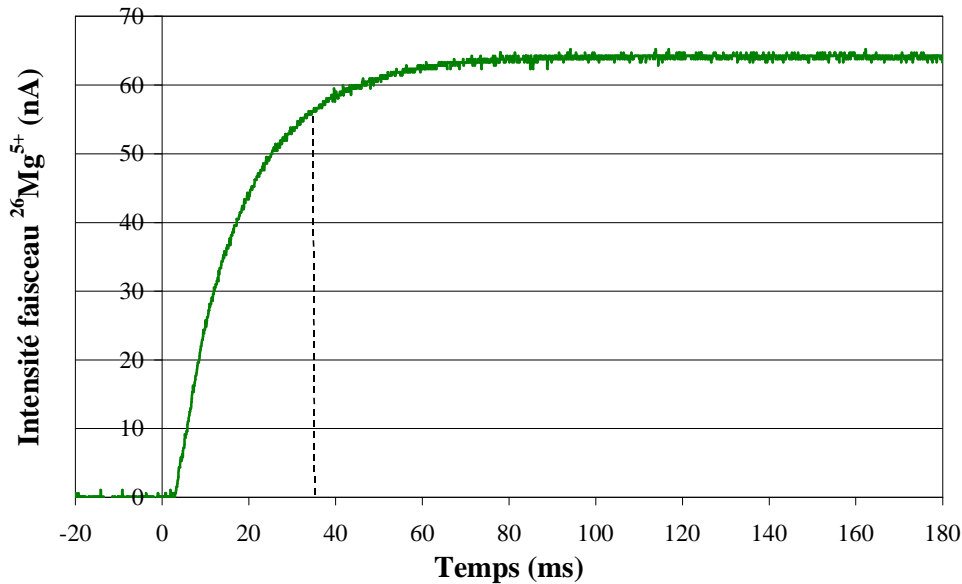


Figure A-13 : Temps de réponse de la transformation $\text{Mg}^{1+} \rightarrow \text{Mg}^{5+}$: 35 ms.

A.1.9. Azote

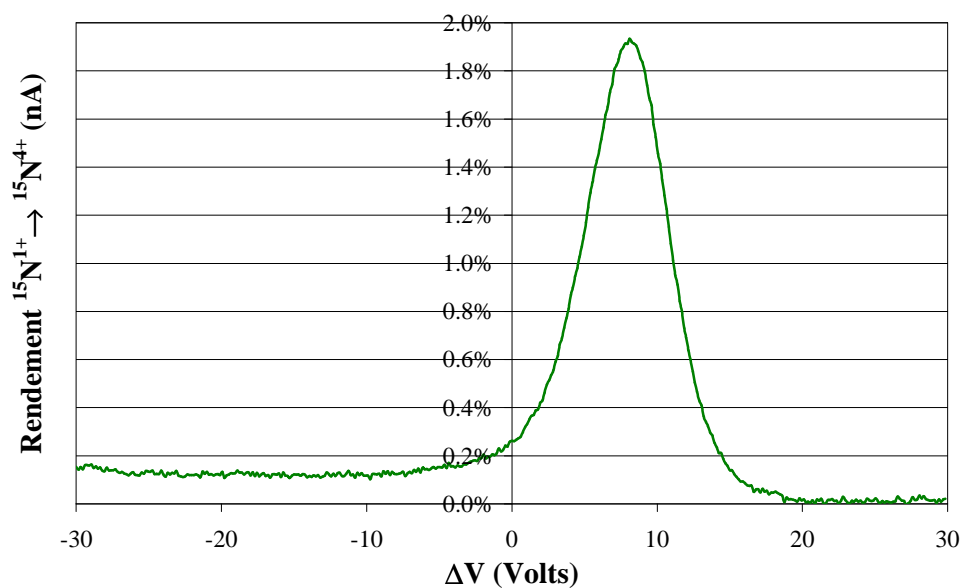


Figure A-14 : Spectre ΔV de l'azote.

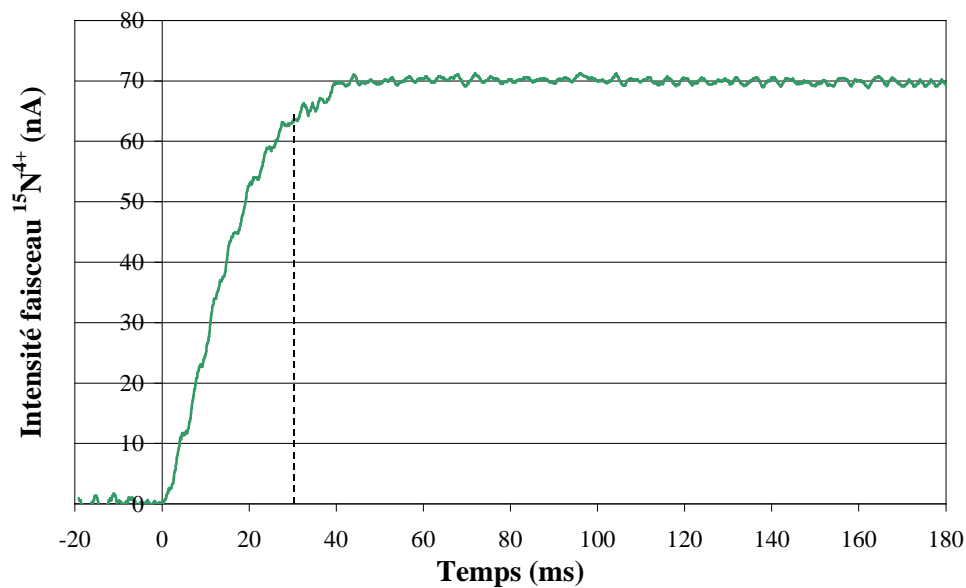


Figure A-15 : Temps de réponse de la transformation $\text{N}^{1+} \rightarrow \text{N}^{4+}$: 30 ms.

A.2. Injection d'ions multichargés

Les spectres présentés dans cette section ont été obtenus au cours de l'expérience décrite au paragraphe IV.1.4.3. Il s'agit des spectres de distribution des états de charge de l'argent

obtenus pour trois valeurs de puissance de l'onde H.F. (70W, 40W et 16 W) injectée dans MINIMAFIOS.

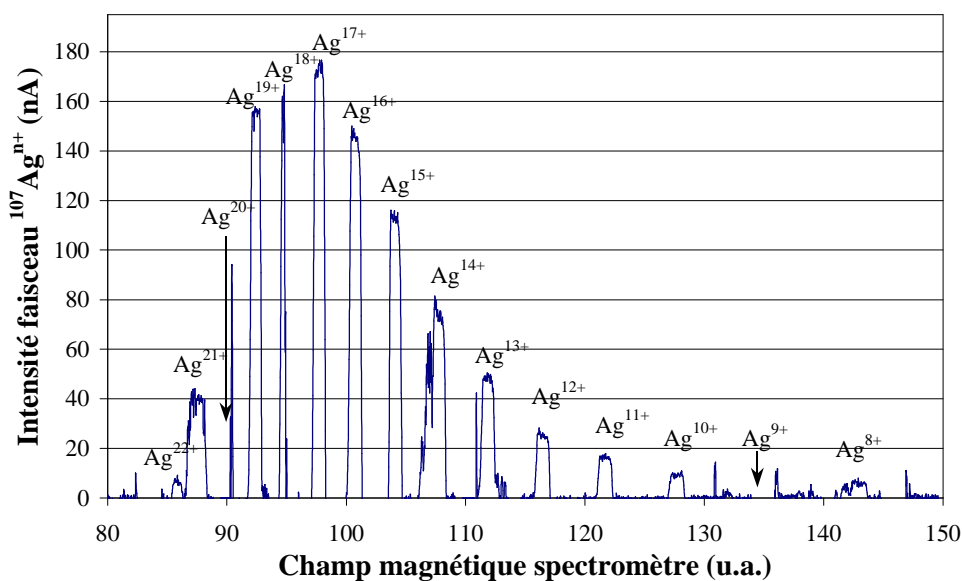


Figure A-16 : Spectre de distribution des états de charge du ^{107}Ag . Puissance de l'onde H.F. injectée dans MINIMAFIOS : 70 W. $I_{^{107}\text{Ag}^{1+}}$ injecté : 325 nA.

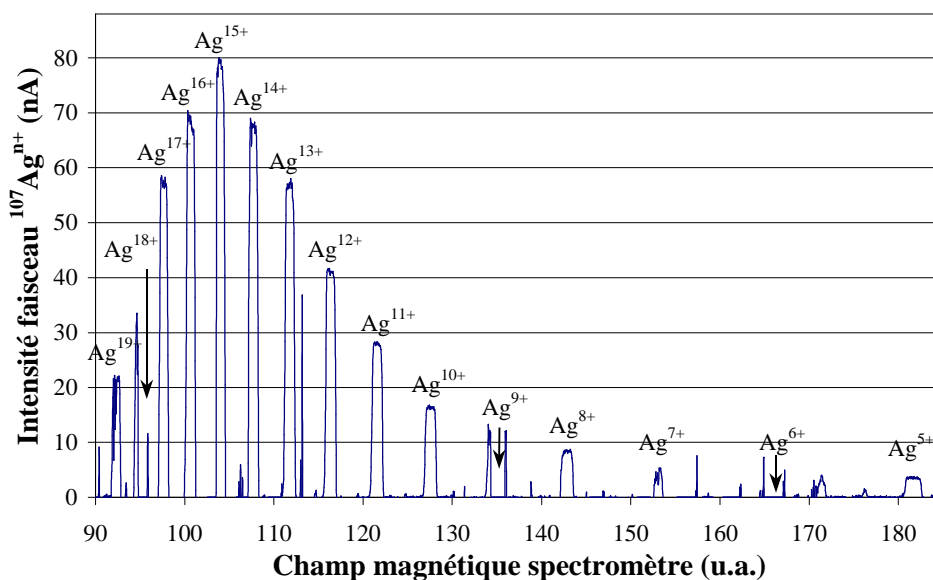


Figure A-17 : Spectre de distribution des états de charge du ^{107}Ag . Puissance de l'onde H.F. injectée dans MINIMAFIOS : 40 W. $I_{^{107}\text{Ag}^{1+}}$ injecté : 260 nA.

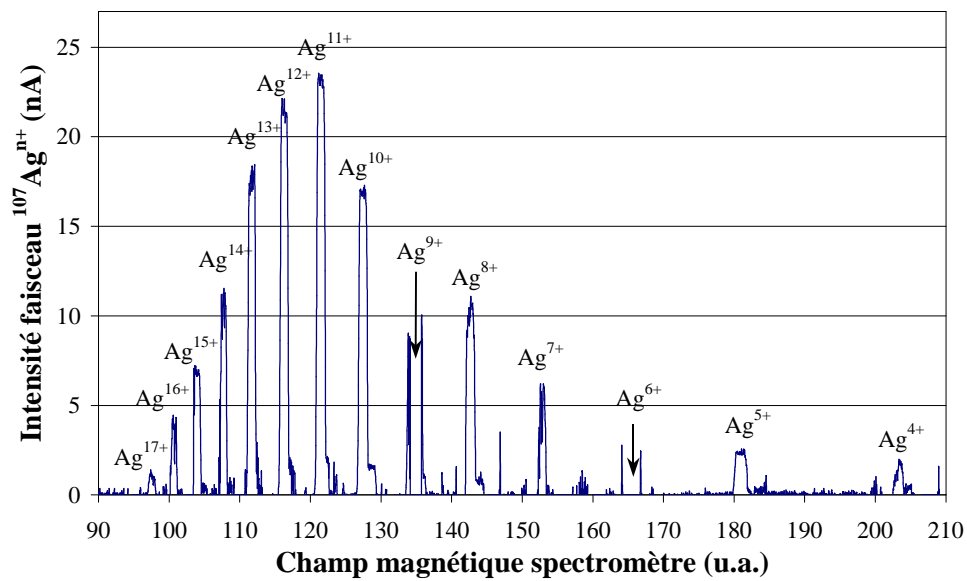
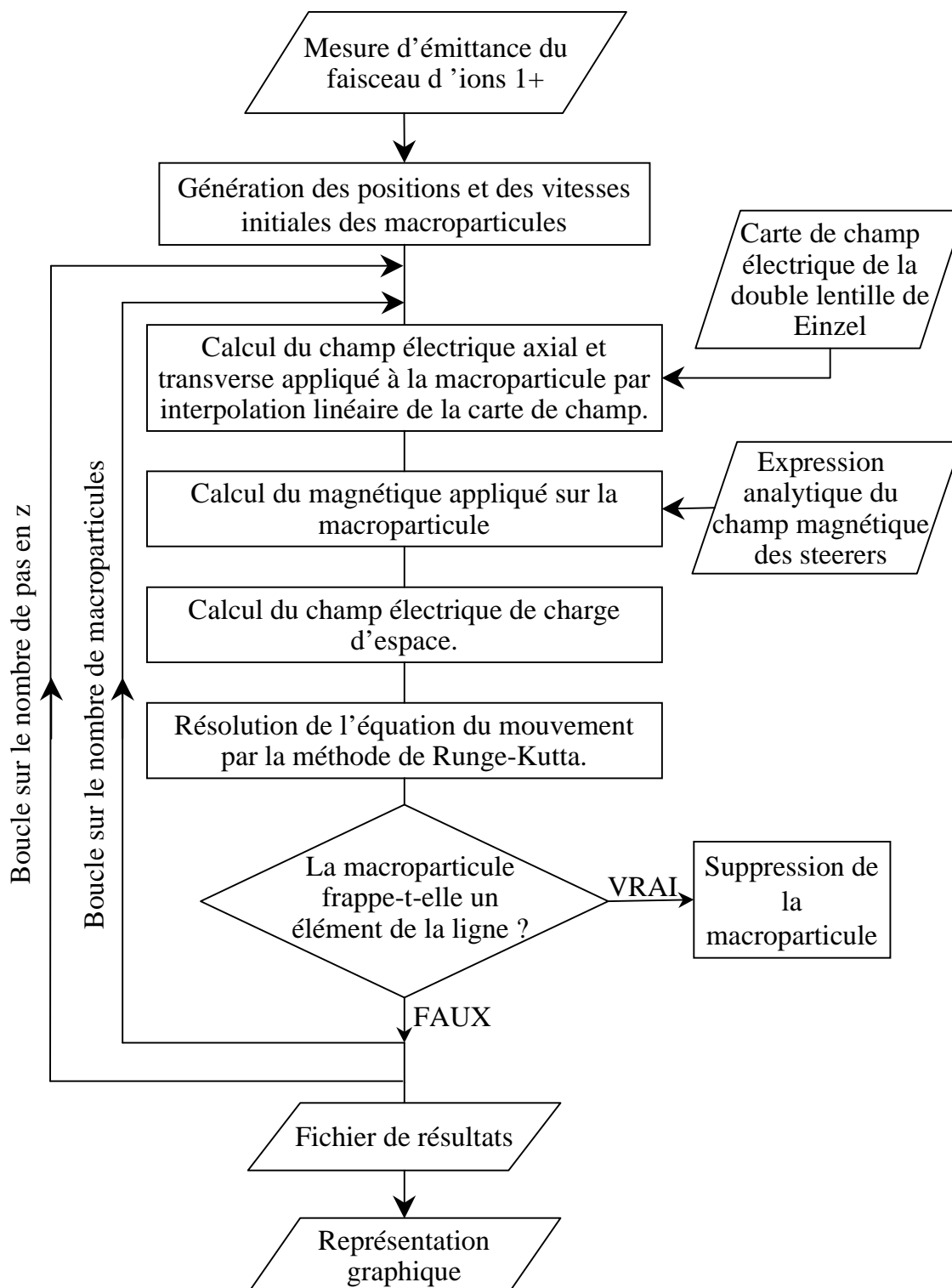


Figure A-18 : Spectre de distribution des états de charge du ^{107}Ag . Puissance de l'onde H.F. injectée dans MINIMAFIOS : 16 W. $I_{^{107}\text{Ag}^{1+}}$ injecté : 290 nA.

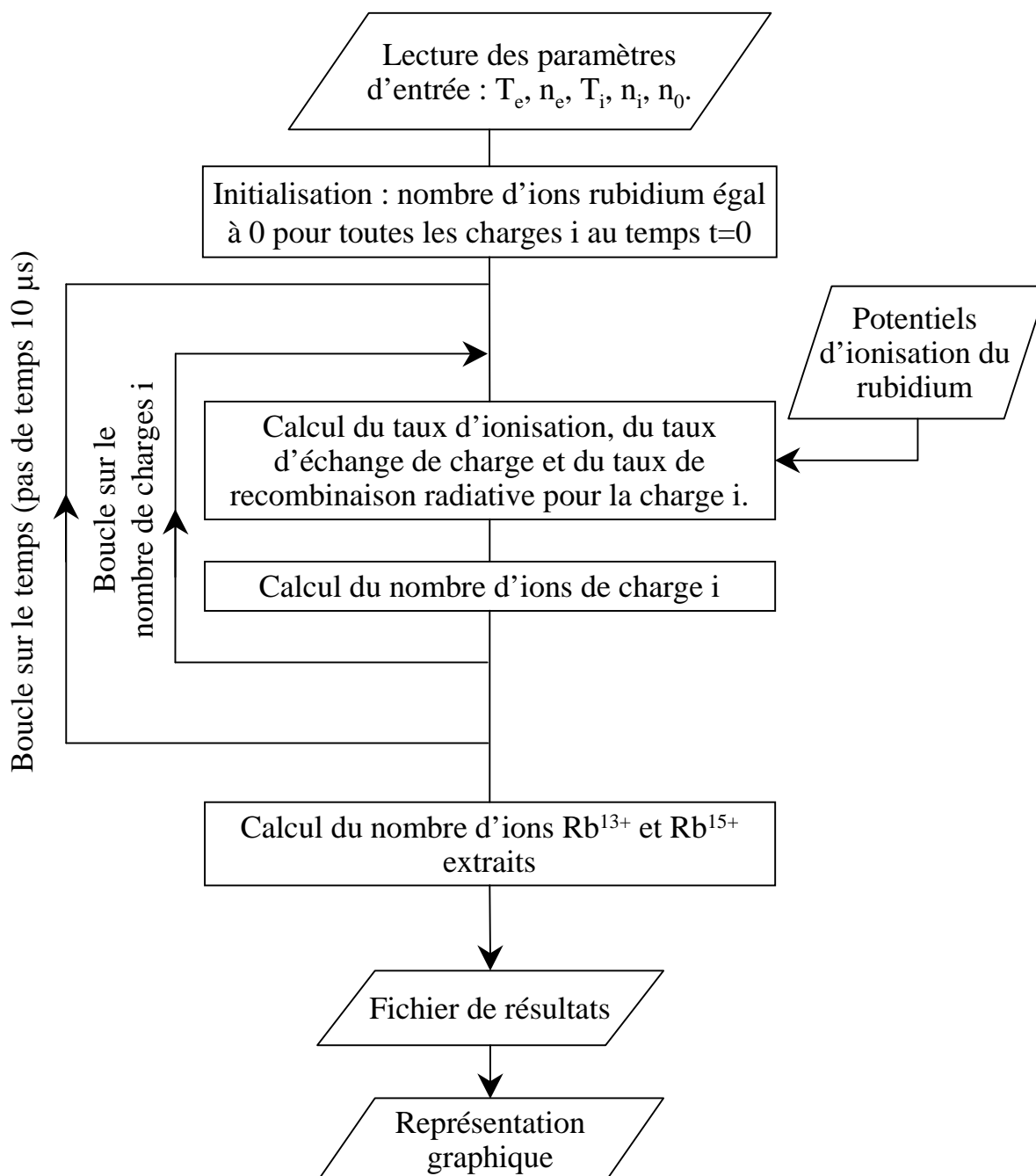
Annexe B Analyse du programme de transport de faisceau

Cette annexe présente l'organigramme du programme qui a été écrit pour calculer le transport du faisceau d'ions monochargés (voir paragraphe IV.1.3).



Annexe C Analyse du programme du paragraphe IV.2.5

On présente dans cette annexe l'analyse du programme qui nous permet de calculer l'évolution en fonction du temps du nombre d'ions rubidium multichargés extraits de l'ECRIT.



Bibliographie

- [1] P.G. Hansen : *Experiment with radioactive beams*. Nucl. Phys. **A630** (1998).
- [2] *Scientific Opportunities with an Advanced ISOL Facility*, Report, November 1997, <http://www.er.doe.gov/production/henp/isolopaper.pdf>.
- [3] Isao Tanihata : *RI Beam Factory Project*. Nucl. Phys. **A616** (1997).
- [4] C.N. Davids et al. : *Proton radioactivity from Highly deformed nuclei*. Phys. Rev. Lett. **80** p1849 (1998)
- [5] R. Scheinder et al. : *Production and identification of ^{100}Sn* . Z.Phys **A348**, p241 (1994).
- [6] M. Lewitowicz et al : *Identification of the doubly-magic nucleus ^{100}Sn in the reaction $^{112}\text{Sn} + ^{\text{Nat}}\text{Ni}$ at 63 Mev/nucleons*. Phys. Lett. **B332**, p 20 (1994).
- [7] M. Chartier et al : *Mass Measurement of ^{100}Sn* . Phys. Rev. Lett. **77**, p2400 (1996).
- [8] Yu. Ts. Oganessian et al : *Synthesis of superheavy nuclei in the $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$ reaction*. Phys. Rev. Lett. **83** p 3154 (1999).
- [9] V. Ninov et al : *Observation of superheavy nuclei produced in the reaction of ^{86}Kr with ^{208}Pb* . Phys. Rev. Lett. **83** p1104 (1999).
- [10] M.Arnould : *From the nuclear physics laboratory to the cosmos*. Proceedings of the international workshop on the physics and techniques of secondary nuclear beams, Dourdan, France. Editeurs : J.F. Bruandet, B. Fernandez et M. Bex. Editions Frontières (1992).
- [11] H.-E. Mahnke : *Radioactive nuclei in material science research*. Nucl. Phys. **A588** (1995).
- [12] I.Tanihata : *RI Beam factory project*. Nucl. Phys. **A616** (1997).
- [13] J. Vervier : *Recent achievements and experiments at the Louvain-la-Neuve Radioactive Nuclear Beam facility*. Nucl. Phys. **A616** (1997).
- [14] D.Habs et al : *The REX-ISOLDE project*. Nucl. Phys. **A616** (1997).
- [15] <http://www.triumf.ca/isac/lothar/isac.html>.
- [16] J.D. Garrett : *The latest from the new Holifield Radioactive Ion Beam facility at Oak Ridge National Laboratory*. Nucl. Phys. **A616** (1997).

- [17] C.Ciavola et al : *Recent developments of the EXCYT project*. Nucl. Phys. **A616** (1997).
- [18] A.C.C Villari et al : *News from the SPIRAL project at GANIL*. Nucl. Phys. **A616** (1997).
- [19] D.Habs et al : *The Munich fission fragment accelerator*. Nucl. Phys. **A616** (1997).
- [20] Alex C. Mueller : *Exotic Nuclei : Recent Highlights and Perspectives*. Nucl. Phys. **A654** (1999).
- [21] C.Tamburella : *Projet P.I.A.F.E. : Productions d'états de charges élevées pour les ions radioactifs*. Thèse de Doctorat Université Paris VII , Juin 1996.
- [22] Francis F.Chen : *Introduction to plasma physics and controlled fusion*. Plenum Press.
- [23] J.-L. Delcroix et A. Bers : *Physique des plasmas, tome 1&2*. Interédition/CNRS Editions (1994).
- [24] R.Geller et al, Proceedings of the 1st International Conference on Ion Sources, Saclay, France (1969).
- [25] R.Geller : *Electron Cyclotron Resonance Ion Sources and ECR Plasmas*. Institute of Physics Publishing (1996).
- [26] B. Wolf : *Handbook of ion sources*. CRC Press (1995).
- [27] T. Lamy et al : *Conception and performance of the new Lagrippa facility*. Rev. Sci. Instrum **61** (1990).
- [28] L. Artsimovitch, S. Loukianov : *Mouvement des particules chargées dans des champs électriques et magnétiques*. Editions Mir (1975).
- [29] R. Geller et al : *Le chauffage stochastique des électrons par la résonance cyclotronique électronique. Etude expérimentale d'un plasma dans une structure à puits magnétique*. Rapport EUR-CEA-FC-1138. (1982).
- [30] A. Müller et al : *Scaling of cross-sections for multiple electron transfer to highly charged ions colliding with atoms and molecules*. Phys. Letters **62A**, 391 (1977).
- [31] H. I. West, Jr. : *Calculation of ion charge-state distribution in ECR ion sources*. Lawrence Livermore National Laboratory, Report UCRL-53391 (1982).
- [32] G.D. Shirkov et al : *A classical model of ion confinement and losses in ECR ion sources*. Plasma Sources Sci. Technol. **2** p 250 (1993).
- [33] V.P. Pastoukov, Review of plasma Physics, vol **13**, p 203 (1987).
- [34] R. Leroy et al : *ECRIS optimisation for on line production*. Proceedings of the 12th international workshop on ECR ion sources, Riken, Japon. Editeurs : M. Sekiguchi, T. Nakagawa (1995).

- [35] J. Mandin : *Etude expérimentale et simulation des conditions d'extraction d'un faisceau d'ions multichargés d'une source à résonance cyclotronique électronique*. Thèse de Doctorat Université de Caen, Décembre 1996.
- [36] P. Sortais *et al* : *Developments of compact permanent magnet ECRIS*. Proceedings of the 12th international workshop on ECR ion sources, Riken, Japon. M. Sekiguchi, T. Nakagawa. (1995).
- [37] P. Leherissier *et al* : *Les sources de faisceaux primaires à GANIL*. Proceedings des Journées sources d'ions, Ganil, Caen. (1999)
- [38] A.G Drentje, J. Sijbring : KVI annual report (1983).
- [39] G. Melin *et al* : *Ion behavior and gas mixing in electron cyclotron resonance plasmas as sources of highly charged ions*. Proceedings of the 14th international workshop on ECR sources, CERN, Genève, Suisse. (1999).
- [40] J.-L. Belmont *et al* : *The P.I.A.F.E. project at Grenoble*. Proceedings of the international workshop on the physics and techniques of secondary nuclear beams, Dourdan, France. J.F. Bruandet, B. Fernandez et M. Bex. Editions Frontières (1992).
- [41] C.Tamburella *et al* : *Production of multicharged radioactive ions beams : The I^+ to n^+ charge state transformation for the Production, Ionisation, Accélération, de Faisceaux Exotique project*. Rev. Sci. Instrum. Vol **68** n°6, (1997).
- [42] T. Lamy *et al* : *Production of multicharged radioactive ions beams : New results for the $I^+ \rightarrow n^+$ method with the MINIMAFIOS and SARA-CAPRICE electron cyclotron resonance ion sources*. Rev. Sci. Instrum. Vol **69** n°3, (1998).
- [43] J.-M. De Conto : *Eléments d'optique corpusculaire et introduction à la physique des accélérateurs de particules*. Cours de D.E.A. (1997).
- [44] V. Nibard : *Projet P.I.A.F.E. : Transport d'ions exotiques de basse énergie sur longue distance*. Thèse de Doctorat Université Joseph Fourier – Grenoble 1, Janvier 1996.
- [45] L.Spitzer : *Physics of fully ionized gases*, deuxième édition. Wiley, New York, (1962)
- [46] S. Chandrasekhar : *Principles of stellar dynamics*. University of Chicago Press, Chicago, (1942)
- [47] <http://www.ganil.fr/spiral/presentation.html>.
- [48] <http://www.triumf.ca/isac/lothar/facility/yieldtable/yieldtable.html>.
- [49] N. Chauvin *et al* : *Electron Cyclotron resonance ion trap, a multicharged ion breeder/buncher*. Nucl. Inst. Meth. A **419** (1998).
- [50] C.E. Hill and K. Langbein : *Pulsed ECR source in afterglow operation at CERN*. Rev. Sci. Instrum. Vol **67** n°3, (1996).

- [51] G. Melin *et al* : *Some particular aspects of the physics of the ECR sources for multicharged ions*. Rev. Sci. Instrum. Vol **61** n°1, (1990).
- [52] P. Sortais : *Pulsed ECR ion source using the afterglow mode*. Rev. Sci. Instrum. Vol **63** n°4, (1992).
- [53] H. Zhang : *Ion sources*. Science Press, Springer.
- [54] P. Sortais et al : *Developments of compact permanent magnet ECRIS*. Proceedings of the 12th international workshop on ECR ion sources, Riken, Japon. M. Sekiguchi, T. Nakagawa. (1995).
- [55] P. Sortais et al : *Advanced implantation systems and development of general purpose unlimited lifetime ECRIS for application on implantation devices*. Proceedings of the 14th international workshop on ECR sources, CERN, Genève, Suisse (1999).
- [56] R. Leroy et al : *Ion source developments for stable and radioactive ion beams*. Proceedings of the 14th international workshop on ECR sources, CERN, Genève, Suisse. (1999).
- [57] R. Geller et B. Jacquot : Nucl. Inst. Meth **202** p 399 (1982).
- [58] J. Bass : *Cours de mathématiques, Tome II*, Masson. (1978).
- [59] L. Maunoury : *Production de faisceaux d'ions radioactifs multichargés pour SPIRAL : Etudes et réalisation du premier ensemble cible-source*. Thèse de Doctorat Université de Caen, Novembre 1998.
- [60] F. Landré-Pellemoine *et al* : *La production d'ions radioactifs à SPIRAL*. Journées sources d'ions, Ganil, Caen. (mars 1999).
- [61] P. Jardin et al : *Contraintes liées à la production de faisceaux d'ions radioactifs pour le projet SPIRAL*. Journées sources d'ions, CEA, Saclay. (juin 1997).
- [62] D. Habs et al : *The REX-ISOLDE project*. Nucl. Phys. **A616** (1997).
- [63] F. Ames et al, *Proceedings of the 2nd International Conference on Exotic Nuclei and Atomic Masses*, Bellaire, Michigan, USA. p 927 (1998).
- [64] J.A Lettry : *Review of ion-source developments for radioactive ion-beam facilities*. Proceedings of the 1999 particle accelerator conference, New-York (1999).
- [65] F. Wenander : *EBIS as charge breeder for radioactive ion beam accelerators*. Proceedings of the 5th conference on radioactive ion beam, Divonne, France (avril 2000), à paraître.
- [66] B. Visentin et al : *Efficiency measurements for a low charge state ionic injection into an electron beam ion source*. Nucl. Inst. Meth. **B 101** (1995).

- [67] N. Chauvin et al : *The $I^+ \rightarrow n^+$ charge breeding method for the production of radioactive and stable continuous/pulsed multi-charged ion beams*. Proceedings of the 14th international workshop on ECR sources, CERN, Genève, Suisse (1999).