



HAL
open science

Étude expérimentale et simulation des conditions d'extraction d'un faisceau d'ions multichargés d'une source à résonance cyclotronique électronique

J. Mandin

► **To cite this version:**

J. Mandin. Étude expérimentale et simulation des conditions d'extraction d'un faisceau d'ions multichargés d'une source à résonance cyclotronique électronique. Physique des accélérateurs [physics.acc-ph]. Université de Caen, 1996. Français. NNT: . in2p3-00008706

HAL Id: in2p3-00008706

<https://hal.in2p3.fr/in2p3-00008706>

Submitted on 20 Oct 2016

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.

(NT) i+e 97000339

GANIL T 97 01



FR9703252

Université de Caen

THESE

présentée

par

Jérôme MANDIN

pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR en SCIENCES de l'UNIVERSITE DE CAEN

Spécialité : Plasmas Chauds

Sujet :

ETUDE EXPERIMENTALE ET SIMULATION DES
CONDITIONS D'EXTRACTION D'UN FAISCEAU D'IONS
MULTICHARGES D'UNE SOURCE A RESONANCE
CYCLOTRONIQUE ELECTRONIQUE

soutenu le 17 décembre 1996 devant le jury composé de :

MM	R. GELLER	
	B. HEUSCH	rapporteur
	A. JOUBERT	
	D. LECLER	président du jury
	P. SORTAIS	
	N. STOLTERFOHT	rapporteur
	M. TOULEMONDE	directeur de thèse

REMERCIEMENTS

Je remercie Alain Joubert et Marcel Lieuvin qui, en m'accueillant respectivement au sein du secteur Développement du GANIL puis du projet SPIRAL, m'ont permis d'effectuer cette thèse dans de bonnes conditions.

Ma reconnaissance va à Marcel Toulemonde, directeur de thèse, et à Pascal Sortais, responsable de thèse, qui ont pris la responsabilité de m'encadrer.

Je tiens à exprimer ma gratitude aux membres du jury, Richard Geller, Bernard Heusch, Alain Joubert, Daniel Lecler, Pascal Sortais, Nikolaus Stolterfoht et Marcel Toulemonde qui m'ont fait l'honneur de s'intéresser à mon travail.

Un très grand merci à Marcel Bisch, Renan Leroy, Laurent Maunoury, Jean-Yves Pacquet et Emmanuel Robert. Leur aide quotidienne, aussi bien dans les expériences que dans les discussions, a été primordiale dans la réussite de mon travail.

Je n'oublie pas non plus dans ces remerciements les personnes du groupe SPIRAL avec lesquelles j'ai eu de précieuses conversations : Patrick Bertrand, Bernard Bru, André Chabert, Charles Ricaud et Antonio Villari.

Toute ma sympathie va, bien entendu, à mes collègues de bureau, Lionel Boy, Nathalie Lecesne et Laurent Maunoury qui m'ont toujours manifesté gentillesse et amitié. Je leur souhaite beaucoup de courage pour la fin de leur thèse.

Enfin, la personne qui mérite le plus de remerciements est quelqu'un qui m'est très cher, Lise. Elle a toujours été à côté de moi dans les moments les plus difficiles et n'a cessé de croire en moi. C'est grâce à toi, Lise, que j'ai réussi cette thèse.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION.....	9
--------------------------	----------

PARTIE I

LES SOURCES D'IONS DE TYPE ECR

I-1. Principes de base d'une source ECR.....	14
I-1.1. Structure magnétique.....	14
I-1.1.1. Le champ axial	14
I-1.1.2. Le champ radial	16
I-1.2. Chauffage des électrons	17
I-1.3. Plasma ECR.....	18
I-1.3.1. Potentiel plasma.....	18
I-1.3.2. Fréquence plasma et densité de coupure	19
I-1.4. Equilibre d'ionisation	20
I-2. Caractéristiques techniques des Sources ECR	22
I-2.1. La Source ECR4-M.....	22
I-2.1.1. Système magnétique.....	23
I-2.1.2. Système d'injection et chambre plasma	24
I-2.1.3. Système d'extraction	24
I-2.2. Nanogan II.....	26
I-2.2.1. Système magnétique.....	27

Table des matières

I-2.2.2. Système d'injection et chambre plasma.....	27
I-2.2.3. Système d'extraction.....	27
I-3. Qualités des faisceaux extraits d'une source ECR	29
I-3.1. Courants et spectres de sources ECR	29
I-3.1.1. Courants.....	29
I-3.1.2. Spectres	29
I-3.1.3. Performances de ECR4-M et Nanogan II.....	31
I-3.1.4. Efficacité de transport.....	32
I-3.2. Emittances - Définitions générales.....	33
I-3.3. Emittance intrinsèque.....	35
I-3.4. Charge d'espace et émittance.....	36
I-3.5. Emittance due au champ magnétique	39
I-3.6. Acceptance.....	41
I-3.7. Aberrations des émittances	41
I-3.8. Valeurs d'émittances de sources ECR.....	42
I-4. Contexte de l'étude	43

PARTIE II

SIMULATION

II-1. Le programme Extract.....	49
II-1.1. Présentation générale.....	49
II-1.2. Conditions initiales	49
II-1.2.1. Les macroparticules.....	50
II-1.2.2. Positions initiales et densité.....	50
II-1.2.3. Energies initiales	50
II-1.3. Equation du mouvement.....	51
II-1.4. Les champs électriques.....	52
II-1.5. La charge d'espace	53
II-1.6. Neutralisation de la charge d'espace.....	53
II-1.6.1. Gaine	53
II-1.6.2. Echange de charge et ionisation	54
II-1.7. Les champs magnétiques	55
II-2. Le programme Dip3D	55
II-2.1. Présentation générale.....	55

II-2.2. Traitement du champ magnétique.....	56
II-2.3. Equation du mouvement.....	56
II-3. Organigramme et traitement des données de Extract et Dip3D	57
Annexe de la partie II.....	62

PARTIE III

L'INSTALLATION EXPERIMENTALE

III-1. Le banc 1	68
III-1.1. L'ensemble d'extraction multiélectrode.....	68
III-1.1.1. Description technique.....	68
III-1.1.2. Système d'extraction conique	70
III-1.1.3. Système d'extraction multiélectrode	71
III-1.2. Transport.....	73
III-1.2.1. Eléments optiques.....	73
III-1.2.2. Acceptance.....	74
III-2. Le banc 2	75
III-2.1. L'enceinte d'extraction.....	75
III-2.2. Transport.....	76
III-2.2.1. Eléments optiques.....	76
III-2.2.2. Acceptance.....	77
III-3. Diagnostics et émittance-mètre	77
III-3.1. Principe de mesure des émittances	78
III-3.2. Traitement des émittances	79
III-3.3. Acceptances et incertitudes de l'émittance-mètre.....	80
III-3.3.1. Acceptances de l'émittance-mètre	80
III-3.3.2. Incertitude sur la mesure	81

PARTIE IV

RESULTATS EXPERIMENTAUX

IV-1. Source ECR4-M sur le banc 1	83
IV-1.1. Extraction conique.....	84

Table des matières

IV-1.1.1. Figures d'émittances.....	84
IV-1.1.2. Tendances des émittances.....	86
IV-1.2. Extraction multiélectrode.....	89
IV-1.2.1. Figures d'émittances.....	89
IV-1.2.2. Tendances des émittances.....	91
IV-2. Source Nanogan II sur le banc 2.....	93
IV-2.1. Emittances de l'azote.....	93
IV-2.1.1. Figures d'émittances.....	94
IV-2.1.2. Tendances des émittances.....	96
IV-2.2. Emittances à forte tension d'extraction.....	96
IV-2.3. Emittances en fonction de la masse.....	98

PARTIE V

COMPARAISON SIMULATION-EXPERIENCE

V-1. Simulation des systèmes d'extraction de ECR4-M.....	103
V-1.1. Système d'extraction conique.....	103
V-1.2. Système d'extraction multiélectrode.....	106
V-2. Causes du grossissement des émittances.....	109
V-3. Simulation des conditions d'extraction de Nanogan II.....	118

CONCLUSION.....	125
------------------------	------------

Références.....	129
Bibliographie.....	134

NEXT PAGE(S)
left BLANK

INTRODUCTION

Ces dernières années, un engouement croissant pour les faisceaux d'ions radioactifs est apparu. Ces faisceaux intéressent non seulement les physiciens nucléaires, désireux d'étudier des noyaux loin de la vallée de stabilité, mais aussi les astrophysiciens ou encore les physiciens atomistes.

C'est dans ce contexte que le projet de Système de Production d'Ions Radioactifs Accélérés en Ligne (SPIRAL) est lancé au début des années 90. Ce système vise à compléter l'infrastructure déjà existante du Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL), par l'installation d'un cyclotron supplémentaire destiné à accélérer un faisceau secondaire d'ions radioactifs. La méthode de production de ce faisceau utilisera une source d'ions à résonance cyclotronique électronique (Source d'Ions ECR). Ce type de source est déjà utilisé depuis de nombreuses années dans les accélérateurs d'ions lourds (au GANIL notamment). Mais l'accélération d'ions radioactifs impose que les faisceaux fournis par la source ECR aient de très bonnes qualités optiques. En effet, le nombre d'atomes radioactifs créés dans la cible de production est très faible; ceux-ci doivent être ionisés par la source puis transportés jusqu'au cyclotron tout en minimisant au maximum les pertes de faisceau.

Dans le cadre du projet SPIRAL, il est alors devenu important de mener une étude détaillée des conditions d'extraction du faisceau d'une source ECR. Cette étude, qui fait l'objet de la présente thèse, a été mise en œuvre sur deux fronts. Tout d'abord une phase expérimentale, longue et complexe, pendant laquelle un nouveau système d'extraction des ions a été mis en place, puis testé. Des mesures d'émission des faisceaux s'en sont suivies. Conjointement nous avons développé et utilisé une simulation permettant d'une part de reproduire nos résultats expérimentaux et d'autre part

Introduction

d'expliquer certains aspects de l'extraction et de la formation des faisceaux de sources ECR. Dans ce manuscrit, nous détaillons ces deux aspects au sein de cinq parties.

Dans la première partie, nous proposons un rappel des principes physiques de base des sources de type ECR. Nous décrivons les caractéristiques techniques et les performances de deux types de source. Les définitions des différentes notions d'optique ionique indispensables dans le domaine des sources sont ensuite détaillées. Nous situons enfin les sources ECR par rapport au projet SPIRAL en décrivant les grandes lignes techniques de ce projet.

Nous consacrons la deuxième partie à la présentation de deux programmes de simulation de l'extraction et du transport des ions extraits d'une source ECR. Les conditions des calculs, ainsi que la structure interne des programmes sont abordées.

La troisième partie est dédiée à la description des dispositifs expérimentaux. Ces dispositifs regroupant sources d'ions, systèmes d'extraction, lignes de transport et ensembles de diagnostics sont précisément décrits. Le principe de mesure des émittances fait l'objet d'une section détaillée.

Les mesures ainsi obtenues (notamment les mesures d'émittances) sont exposées en quatrième partie. Nous accompagnons l'exposé de ces mesures d'une discussion sur leur évolution en fonction de différents paramètres tels que la charge ou la masse des particules constituant le faisceau.

Nous présentons enfin dans la cinquième partie les résultats des simulations numériques. Ils sont, dans un premier temps, confrontés aux résultats expérimentaux. Nous montrons ensuite qu'il est possible, à partir de la simulation, de quantifier les différentes causes de création des émittances au cours du processus d'extraction des ions d'une source de type ECR.

**NEXT PAGE(S)
left BLANK**

I

LES SOURCES D'IONS DE TYPE ECR

Les sources d'ions à résonance cyclotronique électronique (Sources d'ions de type ECR - Electron Cyclotron Resonance -) [Gel-77] sont principalement utilisées comme injecteurs de faisceau basse énergie pour les accélérateurs d'ions lourds.

Parmi leurs intérêts, on peut noter leurs compacité, performances, fiabilité et facilité d'utilisation. Permettant de produire des projectiles très spécifiques comme des noyaux nus (par exemple Ar^{18+} [Sor-85]), les sources ECR intéressent les expérimentateurs en physique atomique [Bli-83]. Elles peuvent être aussi utilisées dans des domaines appliqués comme l'implantation ionique ou le traitement de surface. Enfin, plus récemment, leur utilisation a été prévue pour la production d'ions radioactifs (Projet SPIRAL [Lie-94, Lie-95, Vil-95]).

Nous consacrons les deux premières sections de cette partie aux principes de base et aux caractéristiques techniques des sources ECR. Ensuite les définitions des notions d'optique ionique concernant les faisceaux extraits de ces sources sont exposées. Enfin en dernière section nous présentons le projet SPIRAL et détaillons la place qu'occupent les sources d'ions de type ECR.

I-1. Principes de base d'une source ECR

Les ions multichargés produits par une source ECR sont extraits d'un plasma chaud et dense confiné magnétiquement. L'interaction entre les électrons et une onde électromagnétique de chauffage communique à ceux-ci de l'énergie perpendiculaire aux lignes de champ magnétique. Les électrons rapides ainsi créés peuvent ioniser pas à pas les neutres ou les ions faiblement chargés du plasma. L'état de charge de ces derniers se trouve alors augmenté.

I-1.1. Structure magnétique

La structure magnétique constitue la partie essentielle d'une source ECR. En contrôlant les pertes d'électrons (confinement des électrons), elle conditionne, en effet, le bon fonctionnement et l'efficacité d'ionisation de la source. Cette structure magnétique de confinement est composée d'un champ axial et d'un champ radial, elle est appelée structure à minimum $|B|$, où B est le champ magnétique. Le champ croît alors dans toutes les directions à partir du centre.

I-1.1.1. Le champ axial

Le champ magnétique axial d'une source ECR est constitué de deux maxima et d'un minimum central (*Figure I-1*).

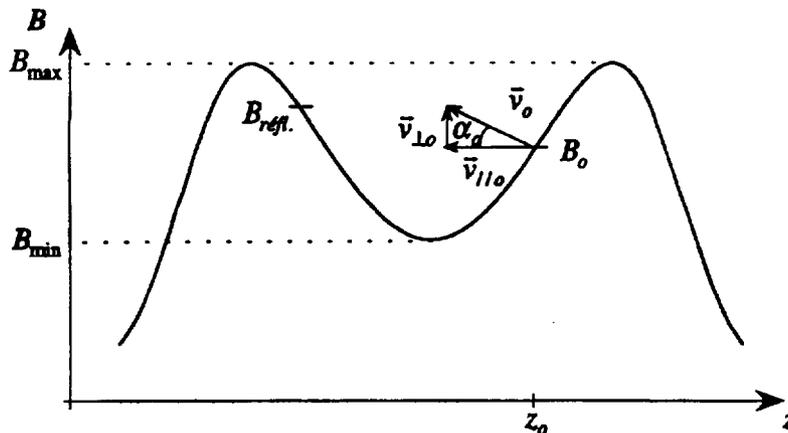


Figure I-1 : Champ magnétique axial d'une source ECR.

Le principe du miroir magnétique est le suivant. Considérons un électron de vitesse initiale v_o à la position z_o dans le champ B_o . Cette vitesse se décompose en une vitesse $v_{//o}$ parallèle et une vitesse $v_{\perp o}$ orthogonale à la ligne de champ autour de laquelle l'électron décrit une trajectoire hélicoïdale. Son énergie E_o (énergie cinétique pure) et son moment magnétique μ_o sont des invariants du mouvements et sont donnés par :

$$E_o = \frac{1}{2} m_e v_{\perp o}^2 + \frac{1}{2} m_e v_{//o}^2$$

$$\mu_o = \frac{m_e v_{\perp o}^2}{2B_o}$$

L'angle α_o entre la vitesse de l'électron et son axe de révolution vérifie :

$$\sin^2 \alpha_o = \frac{v_{\perp o}^2}{v_{//o}^2 + v_{\perp o}^2}$$

soit : $\sin^2 \alpha_o = \frac{\mu_o B_o}{E_o}$.

L'électron est réfléchi sur un des miroirs magnétiques en un point de champ $B_{réfl.}$ lorsque sa vitesse parallèle s'annule, c'est à dire lorsque son énergie est $E_{réfl.} = \mu_{réfl.} \cdot B_{réfl.}$. Ceci donne la condition de réflexion suivante :

$$\sin^2 \alpha_o = \frac{B_o}{B_{réfl.}}$$

La valeur du champ où se réfléchit l'électron piégé est inférieure à la valeur maximum $B_{max.}$ du champ axial. La condition de piégeage d'un électron s'écrit :

$$\sin^2 \alpha_o \geq \frac{B_o}{B_{max.}}$$

ou encore : $v_{\perp o}^2 \cdot \left(1 - \frac{B_o}{B_{max.}}\right) \geq v_{//o}^2$,

définissant un cône de pertes des électrons (*Figure I-2*).

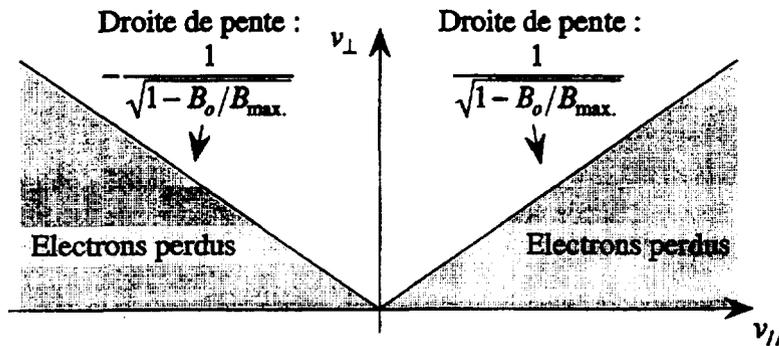


Figure I-2 : Cône de pertes des électrons d'un plasma ECR.

La condition de piégeage d'un électron au centre de la structure magnétique est alors :

$$\sin^2 \alpha_{\min.} \geq \frac{B_{\min.}}{B_{\max.}}$$

Le rapport $B_{\max.} / B_{\min.} = R_{\text{miroir}}$ est appelé rapport miroir. Il constitue une des caractéristiques du champ axial de la structure magnétique d'une source ECR. Les rapports miroir utilisés sur les sources ECR sont de l'ordre de deux.

La structure magnétique axiale est généralement créée par deux bobines. Récemment, des sources ECR compactes ont été développées. Elles possèdent un champ magnétique axial créé par plusieurs couronnes d'aimants permanents.

I-1.1.2. Le champ radial

Une structure magnétique à miroirs axiaux seuls est en fait instable car les électrons diffusent radialement. Pour parfaire le confinement électronique l'adjonction d'un champ magnétique radial s'avère nécessaire. Ce champ doit croître radialement (Figure I-3). La structure magnétique globale est alors un puits magnétique présentant un minimum de champ au centre de la source. La configuration magnétique n'est en fait optimale que si les champs radial et axial permettent de définir une surface fermée où le module du champ est égal à une valeur $B_{\text{rés.}}$ (définie dans la sous-section I-1.2.). Dans la pratique, le champ magnétique radial est un champ multipolaire (hexapolaire, décipolaire, dodécipolaire) créé par des aimants permanents (voir la section I-2.).

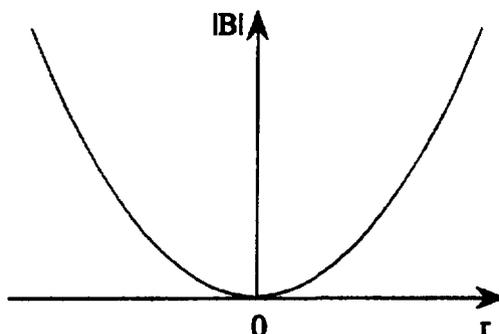


Figure I-3 : Exemple de champ radial d'une source ECR.

I-1.2. Chauffage des électrons

Afin de chauffer les électrons du plasma, une onde électromagnétique de haute fréquence est injectée dans la source ECR. Il permet de générer des électrons d'énergies égales à quelques keV nécessaires à l'obtention de hauts états de charge. Par exemple, l'ionisation de l' Ar^{17+} vers l' Ar^{18+} nécessite un électron de 4.2 keV au minimum.

Le principe de chauffage haute fréquence est le suivant. Un électron dont la fréquence de giration dans le champ magnétique de confinement est égale à la fréquence de l'onde injectée tourne à la même fréquence que le champ électrique. Ce dernier peut alors accélérer l'électron. Cette résonance n'intervient que lorsque le module du champ magnétique vérifie :

$$B_{rds.} = \frac{m_e \cdot \omega_{ECR}}{e} ,$$

ω_{ECR} , pulsation de l'onde haute fréquence,
 m_e et e masse et charge de l'électron.

A chaque passage dans une zone de résonance (Figure I-4), l'électron subit un gain en énergie perpendiculaire. Il peut s'agir d'un gain positif ou négatif : on parle de chauffage ECR stochastique [Gel-82].

I Les Sources d'Ions de type ECR

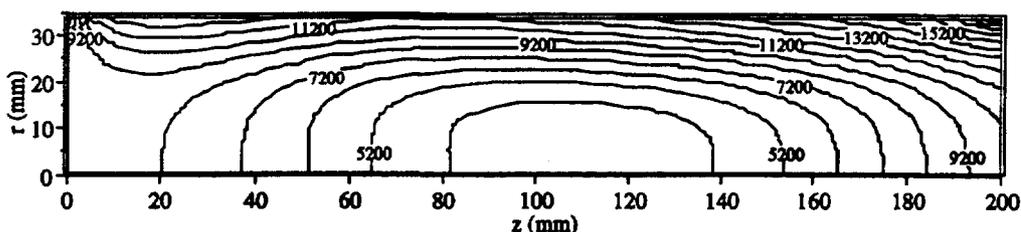


Figure I-4 : Demi-coupe axiale des surfaces équipotentielle (en Gauss) d'une source ECR (Cas de la source d'ions ECR4-M, ici la résonance est à 5200 Gauss).

L'étude de la distribution en énergie des électrons d'un plasma de source ECR a permis de déterminer deux populations d'électrons : les électrons tièdes et les électrons chauds. Les électrons tièdes dont les énergies sont de l'ordre de quelques dizaines d'eV sont issus des processus collisionnels. Ils n'ionisent que les couches externes et produisent des ions une à deux fois chargés. Les électrons chauds, quant à eux, ont des énergies de plusieurs keV (voire quelques MeV) et permettent d'obtenir des états de charge très élevés.

I-1.3. Plasma ECR

I-1.3.1. Potentiel plasma

Du fait de leur masse plus faible, les électrons sont plus mobiles que les ions et fuient le plasma plus rapidement : on parle de diffusion ambipolaire. Il en résulte l'établissement dans le plasma d'un potentiel positif V_{pl} , appelé potentiel plasma. De plus le centre du plasma est le lieu de piégeage d'électrons chauds important (les électrons les mieux confinés); ceci induit alors un abaissement du potentiel plasma d'une valeur ΔV au centre de la structure magnétique (Figure I-5). La condition de piégeage d'un électron au centre de cette structure magnétique (cf. 1.1.) se trouve alors modifiée (il faut ajouter son énergie potentielle) pour devenir :

$$v_{\perp 0}^2 \left(\frac{B_{\max}}{B_{\min}} - 1 \right) - 2 \frac{e \cdot \Delta V}{m_e} \geq v_{//0}^2,$$

m_e et e masse et charge d'un électron.

Il est à noter que le potentiel plasma n'est pas sans influence sur l'énergie des ions. En effet, les ions de charge Z qui sortent du plasma vont dévaler cette

différence de potentiel. Leur énergie thermique va donc s'accroître de $e.Z.V_{pl}$. Différentes mesures du potentiel plasma [Xie-94, Kle-96] ont permis de montrer que celui-ci ne dépassait jamais une centaine de Volts.

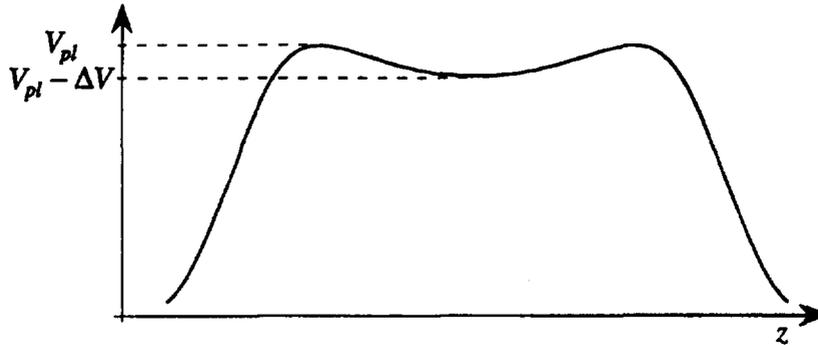


Figure I-5 : Allure du potentiel plasma d'une source ECR.

I-1.3.2. Fréquence plasma et densité de coupure

Les électrons, plus mobiles que les ions, sont soumis à des forces de rappel coulombiennes lorsqu'ils s'éloignent de ces derniers. Ce mouvement, assimilable à celui d'un oscillateur harmonique, se fait à la fréquence f_p , dite fréquence plasma. Cette fréquence est fonction de la densité du plasma :

$$f_p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{n_e \cdot e^2}{m_e \cdot \epsilon_0}}$$

n_e densité électronique,
 m_e et e , masse et charge d'un électron,
 ϵ_0 permittivité du vide.

Il s'agit d'un paramètre important du plasma. En effet, le plasma étant transparent à l'introduction de fréquences HF supérieures à f_p , on peut définir la densité dite de coupure liée à la pulsation de l'onde HF injectée, ω_{ECR} :

$$n_{co} = \frac{m_e \cdot \epsilon_0 \cdot \omega_{ECR}^2}{e^2}$$

Cette densité constitue en fait la limite supérieure que peut atteindre la densité

électronique dans le cas de la propagation d'une onde dans un plasma froid, infini, stationnaire, homogène, isotrope et non magnétisé. Le seul moyen d'augmenter la densité d'un plasma qui est limité par des effets de coupure est alors d'utiliser des fréquences HF élevées.

Pour une fréquence de 14.5 GHz (fréquence actuelle de fonctionnement de la source ECR4-M du GANIL), la densité de coupure ainsi définie est de $2,5 \cdot 10^{12}$ électrons par cm^3 .

I-1.4. Equilibre d'ionisation

Les processus présents au sein du plasma sont nombreux et complexes. Aussi, il peut s'avérer utile de développer un modèle permettant de tester différents jeux de paramètres du plasma ECR [Sor-95c]. Si l'on considère le plasma comme étant homogène et stationnaire, l'équation qui régit la densité ionique n_i d'un état de charge i est donnée par :

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = n_e n_{i-1} \langle \sigma_{\text{ionis.}}^{i-1 \rightarrow i} v_e \rangle + n_o n_{i+1} \langle \sigma_{\text{éch.}}^{i+1 \rightarrow i} v_i \rangle - n_e n_i \langle \sigma_{\text{ionis.}}^{i \rightarrow i+1} v_e \rangle - n_o n_i \langle \sigma_{\text{éch.}}^{i \rightarrow i-1} v_i \rangle - \frac{n_i}{\tau_i} = 0$$

$\sigma_{\text{ionis.}}^{i \rightarrow j}$, section efficace d'ionisation de l'état de charge i vers l'état de charge j ,

$\sigma_{\text{éch.}}^{i \rightarrow j}$, section efficace d'échange de charge de l'état de charge i vers l'état de charge j ,

n_e et v_e , densité et vitesse des électrons,

τ_i , temps de confinement de l'état de charge i ,

v_i , vitesse de l'état de charge i

n_o , densité des atomes neutres.

Cette équation regroupe des termes de créations et de pertes. Les termes de créations sont l'ionisation d'un état de charge $i-1$ et la recombinaison par échange de charge. Les termes de pertes sont l'ionisation et l'échange de charge de l'état de charge i ainsi que la diffusion de ce même état de charge, associé à son temps de diffusion (ou temps de vie ionique) τ_i . Les sections efficaces d'ionisation ont été déterminées expérimentalement; il s'agit des formules de Lotz [Lot-68] :

$$\sigma_{\text{ionis.}}^{i \rightarrow j} = A_{\text{ionis.}}^i \cdot \frac{\log(E_e / E_{\text{ionis.}}^i)}{E_e \cdot E_{\text{ionis.}}^i}$$

E_e , énergie de l'électron incident, $E_{\text{ionis.}}^i$, potentiel d'ionisation de l'état de charge i ,

$A_{\text{ionis.}}^i$, constante d'ionisation.

I Les Sources d'Ions de type ECR

Les valeurs des sections efficaces d'échange de charge sont données par les formules semi-empiriques de Müller-Salzborn [Mue-80] :

$$\sigma_{éch.}^{i \rightarrow j} = A_{éch.}^i / (E_{ionis.}^0)^3$$

$E_{ionis.}^0$, potentiel d'ionisation du neutre,

$A_{éch.}^i$, constante.

Dans ce modèle, il est possible de jouer sur les paramètres principaux du plasma tels la densité électronique, la distribution en vitesse des électrons, la densité des neutres ou le temps de confinement de l'état de charge i . Ainsi suivant les valeurs utilisées de ce temps τ_i , on a des solutions multiples permettant de reproduire la distribution en état de charge (voir la sous-section I-3.1.) délivrée par la source.

I-2. Caractéristiques techniques des Sources ECR

Les sources d'ions de type ECR peuvent être généralement décomposées en trois systèmes :

- le système magnétique,
- le système d'injection et la chambre plasma,
- le système d'extraction.

Nous détaillons dans les deux sous-sections suivantes les caractéristiques techniques de deux types de sources utilisées durant la présente étude : ECR4-M, une source classique à bobines et Nanogan II, une source compacte à aimants permanents.

I-2.1. La Source ECR4-M

La source ECR4-M [Ler-95], entièrement élaborée au GANIL a été utilisée lors des nombreuses expériences effectuées pendant la thèse. Cette source, directement dérivée d'une source plus ancienne, ECR4 [Sor-94], a été conçue pour obtenir de hautes performances pour une puissance et une consommation minimum (*Figure I-6*).

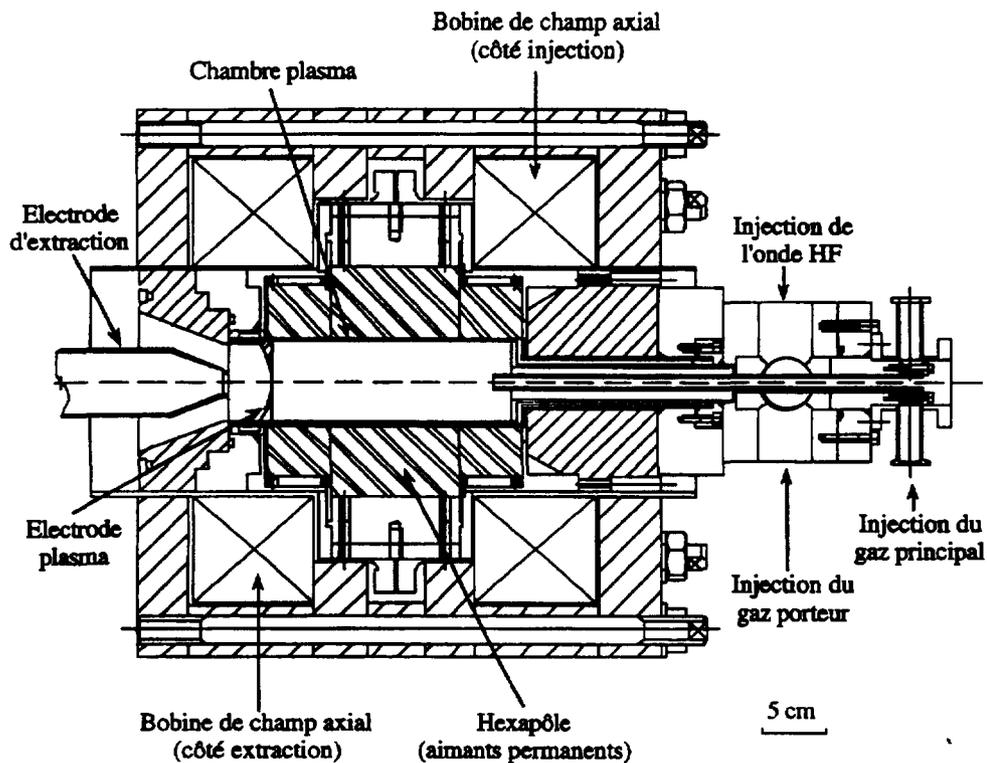


Figure I-6 : Coupe de la Source ECR4-M.

I-2.1.1. Système magnétique

Le confinement axial est assuré par deux bobines : une bobine injection, une bobine extraction. Chaque bobine étant indépendante, on peut, en appliquant des courants différents à chacune d'entre elles, régler le confinement axial de la source et ainsi optimiser son fonctionnement. Les valeurs classiques de courant se situent autour de 800 A (Figure I-7). Il est toutefois possible, compte tenu des alimentations en courant dont nous disposons de monter jusqu'à 1250 A, donnant un champ axial maximum de 1,6 Teslas.

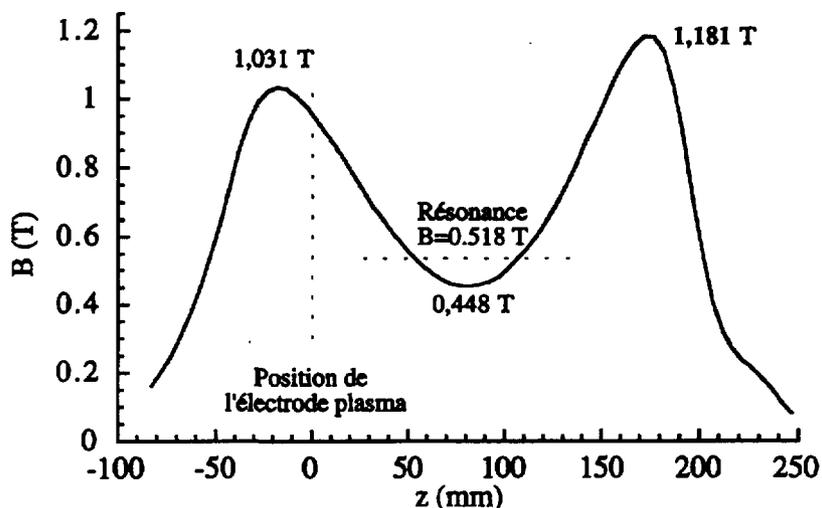


Figure I-7 : Champ magnétique axial de ECR4-M mesuré pour 800 A dans chaque bobine (La résonance correspond à une fréquence HF de 14.5 GHz)

Le champ radial est créé par un hexapôle formé de 24 aimants permanents en FeNdB disposés dans la configuration de Halbach (Figure I-8).

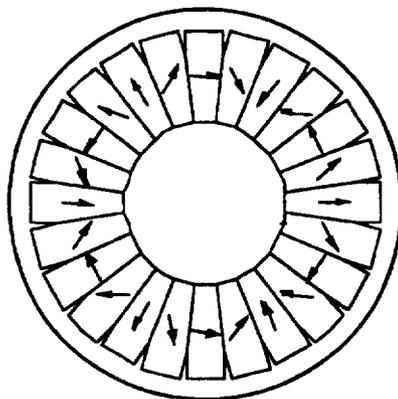


Figure I-8 : Configuration de Halbach des aimants permanents de l'hexapôle de ECR4-M.

I-2.1.2. Système d'injection et chambre plasma

Le champ axial, comme nous l'avons vu précédemment peut être très élevé (1,6 T), donnant un minimum au centre de la chambre de 0,6 T. Ce champ nécessite l'injection d'une onde HF de 18 GHz, permettant un accroissement des performances. Ne disposant pas de générateur 18 GHz, nous avons mené toutes nos expériences avec une injection d'onde HF de 14,5 GHz. L'onde est injectée dans un cube HF où le mode de cavité est réglé par un piston motorisé.

La chambre plasma, constituée d'une double paroi, est refroidie par eau. Elle est portée, ainsi que les aimants et différents autres éléments de la source, à un potentiel élevé (0 à 25 kV). Il s'agit du potentiel ou de la tension de source. Le corps de la source, en fer, est par contre isolé et mis à la masse.

Deux gaz peuvent être injectés simultanément dans la source : le gaz porteur injecté au niveau du cube HF et le gaz principal injecté dans la chambre par l'intermédiaire d'un coaxial en cuivre. Ce coaxial est porté à un potentiel différent de quelques centaines de Volts de celui de la chambre. Cela permet d'augmenter le rendement d'ionisation de la source. L'utilisation d'un gaz porteur plus léger que le gaz principal augmente également les performances de la source (voir plus loin la sous-section I-3.1.2.).

I-2.1.3. Système d'extraction

Le système d'extraction de ECR4-M (comme pour toutes les autres sources ECR d'ailleurs) est composé dans sa forme la plus simple d'une électrode plasma et d'une électrode d'extraction (*Figure I-6*). Il s'agit d'un système d'extraction électrostatique. L'électrode plasma est directement emboîtée dans la chambre plasma et est portée au même potentiel (tension source). Une enceinte, dite enceinte d'extraction, est adjointe à la source. Cette enceinte contient l'électrode d'extraction. L'enceinte d'extraction multiélectrode, plus complexe et présentée en partie III peut être aussi adaptée à ECR4-M. Nous appelons distance interélectrode la distance séparant l'électrode plasma de l'électrode d'extraction.

L'extraction des ions se fait dans le champ de fuite magnétique de la bobine extraction et de l'hexapôle. Ce champ est relativement élevé et l'orientation des lignes de champ par rapport au champ électrique extracteur peut favoriser des effets d'ionisation du gaz résiduel ou effets Penning [Pen-37] lorsque le vide n'est pas assez poussé. Nous donnons ci-dessous la carte de flux magnétique de ECR4-M.

I Les Sources d'Ions de type ECR

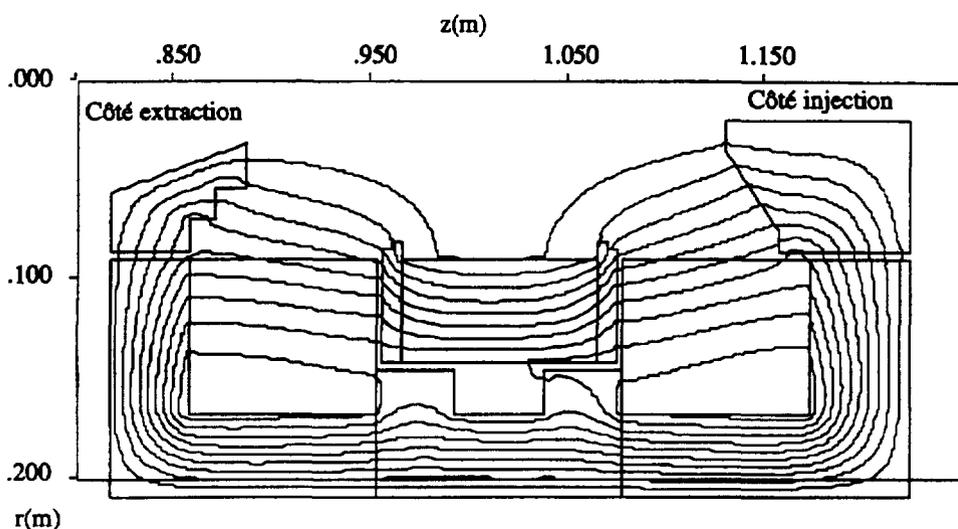


Figure 1-9 : Carte de flux magnétique de ECR4-M.

Source ECR4-M	
Bobines de champ axial	
Bobine injection	1.181 T pour 800 A
Bobine extraction	1.03 T pour 800 A
Champ minimum	0.448 T
Distance entre les 2 miroirs	175 mm
Puissance électrique totale	65 kW (Bobinages refroidis par eau)
Hexapôle	
Nombre d'aimants	24
Composition	FeNdB
Champ maximum (miroir radial)	1.25 T
Onde Haute Fréquence	
Fréquence	14.5 GHz
Champ résonant	0,5180 Teslas
Puissance maximum	1 kW
Chambre plasma	
Longueur	222 mm
Diamètre	64 mm
Extraction	
Trou électrode plasma	Ø 2 à 12 mm
Tension maximum de la source	25 kV
Trou électrode d'extraction	Ø 16 mm maximum
Distance interélectrode	20 à 40 mm

Tableau I-1 : Caractéristiques techniques de ECR4-M.

I-2.2. Nanogan II

La source Nanogan II (*Figure I-10*) fait partie de la nouvelle génération de sources ECR compactes à aimants permanents [Sor-95b]. Elle a été élaborée dans le cadre du projet SPIRAL, dont elle sera la première source à fournir un faisceau d'ions radioactifs (voir la section I-4.), courant 1998. Nous donnons dans les lignes suivantes une description rapide de cette source.

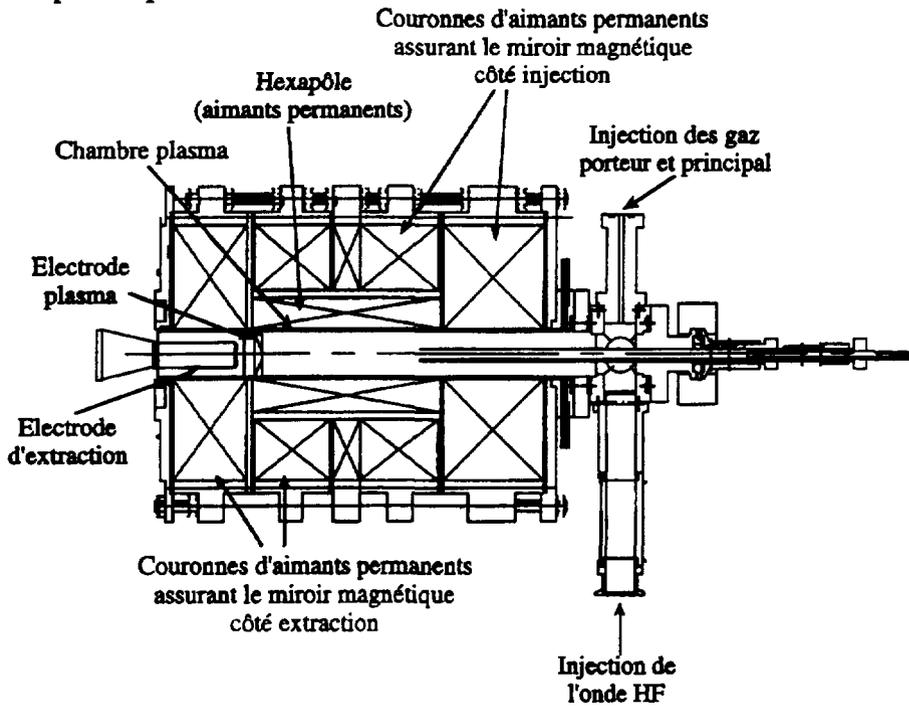


Figure I-10 : Coupe de la source Nanogan II.

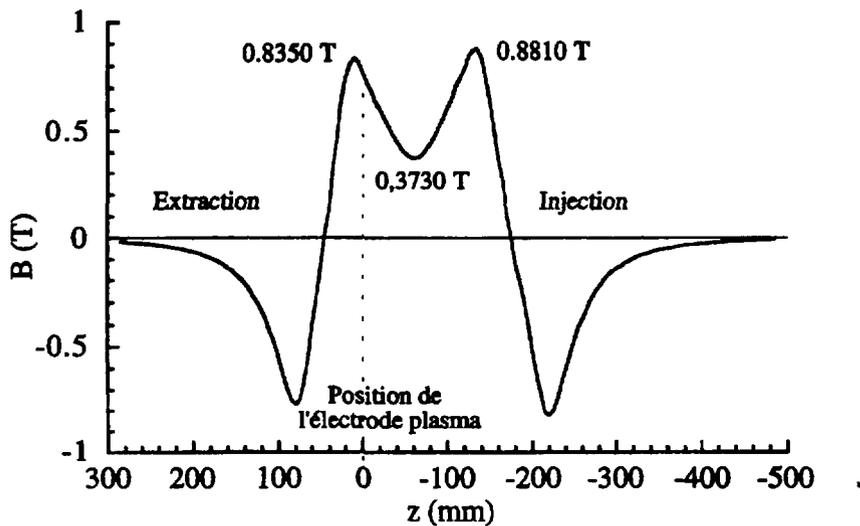


Figure I-11 : Champ axial de la source Nanogan II.

I-2.2.1. Système magnétique

Nanogan II reprend une structure magnétique radiale similaire à ECR4-M (hexapôle). Deux jeux de couronnes d'aimants permanents en FeNdB assurent par contre le champ axial (Figure I-11). Le champ magnétique est alors figé et aucune optimisation n'est possible par le réglage du champ. Ceci peut être considéré comme un confort d'utilisation puisque l'on s'affranchit de deux paramètres de réglages (qui sont quelquefois longs et pointus!). Nous donnons, en figure I-12, la carte de flux magnétique de Nanogan II, très différente de celle de ECR4-M.

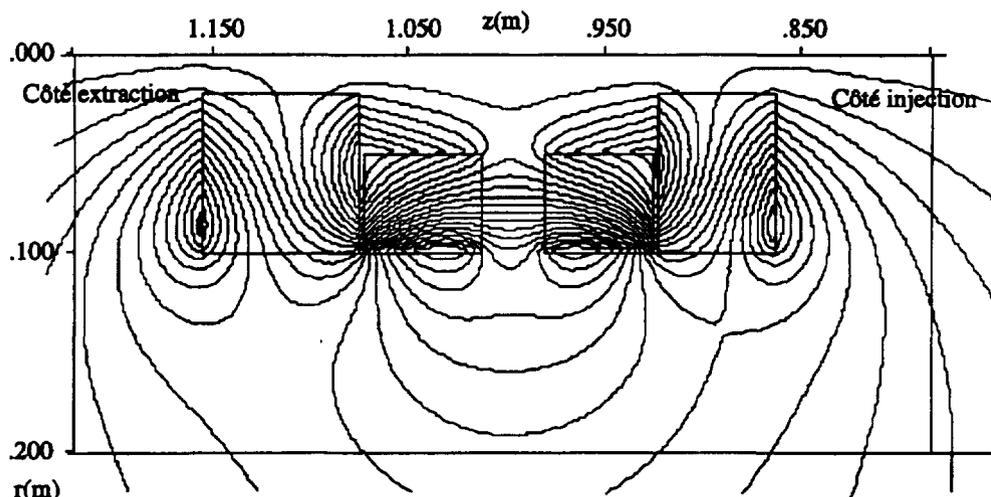


Figure I-12 : Carte de flux magnétique de Nanogan II.

I-2.2.2. Système d'injection et chambre plasma

Le minimum de champ (0,36 T) permet un fonctionnement avec injection d'une onde HF de 10 GHz minimum. Nous disposons en fait d'un générateur d'onde HF à fréquence réglable, et un fonctionnement à 14 GHz constitue un réglage de croisière.

L'injection des gaz porteur et principal se fait au niveau du cube HF.

I-2.2.3. Système d'extraction

Le système d'extraction de Nanogan II est, à l'instar de ECR4-M, composée d'une électrode plasma et d'une électrode d'extraction. Les caractéristiques extraction de la source Nanogan II sont résumées dans le tableau I-2.

I Les Sources d'Ions de type ECR

Source NANOGAN II	
Champ axial	
Champ maximum extraction	0.8350 T
Champ maximum injection	0.8810 T
Champ minimum	0.3730 T
Onde Haute Fréquence	
Fréquence	10 à 18 GHz
Fréquence d'optimisation	14 GHz
Puissance maximum	300 W
Dimensions de Nanogan II	
Diamètre de chambre	36 mm
Diamètre externe de la source	260 mm
Longueur de la source	400 mm
Extraction	
Trou électrode plasma	Ø 7 mm
Trou électrode d'extraction	Ø 11 mm
Tension maximum de source	30 kV
Distance interélectrode	20 à 40 mm

Tableau I-2 : Caractéristiques techniques de Nanogan II.

I-3. Qualités des faisceaux extraits d'une source ECR

Présentons maintenant les différents grandeurs qui permettent de caractériser le faisceau extrait : les courants, le spectre en état de charge, les émittances...

I-3.1. Courants et spectres de sources ECR

I-3.1.1. Courants

Les deux types de courant ionique que nous retiendrons sont le courant total extrait (ou courant de source) et le courant analysé. Dans tous les cas nous ne parlerons que de courants ioniques électriques.

Le courant analysé correspond au courant d'un seul état de charge (un seul rapport charge sur masse en fait) dévié par un spectromètre (cf. spectres plus loin) et mesuré dans une coupe de Faraday.

Nous appelons courant total extrait la somme des courants ioniques de toutes les particules sortant du trou d'extraction (trou de l'électrode plasma). Ce courant est mesuré sur l'alimentation en haute tension de la source de la manière suivante : une résistance de charge est placée en parallèle avec la source. En l'absence de faisceau l'alimentation débite un certain courant dépendant de la tension appliquée. Si la source produit un faisceau, le courant débité par l'alimentation est égal au courant précédent moins le courant dû aux électrons générés par l'équilibre de charge au sein de la source. Notons que dans le cas où le faisceau est mal extrait et frappe l'électrode d'extraction, des électrons secondaires sont émis. Le courant lu sur l'alimentation haute tension, attribué au faisceau total extrait, est alors faussé. Il convient donc de se mettre dans des conditions d'extraction où il n'y a aucune perte de faisceau sur les électrodes.

I-3.1.2. Spectres

D'une source ECR sont extraits simultanément plusieurs types d'éléments. Il y a une certaine distribution en état de charge sur les différents éléments ionisés par la source. Afin de séparer et de mesurer le courant de chacune de ces différentes espèces, on utilise un spectromètre magnétique (ou dipôle). Le champ B à appliquer dans le dipôle est déduit de la rigidité magnétique $B\rho$ donnée par :

I Les Sources d'ions de type ECR

$$B\rho = \sqrt{\frac{2mU_{source}}{q}},$$

m , q , masse et charge des ions,
 ρ , le rayon qu'ils décrivent dans le champ,
 U_{source} , la tension d'extraction des ions.

Nous présentons ci-dessous deux spectres de la source ECR4-M correspondant à deux modes de fonctionnement de source ECR.

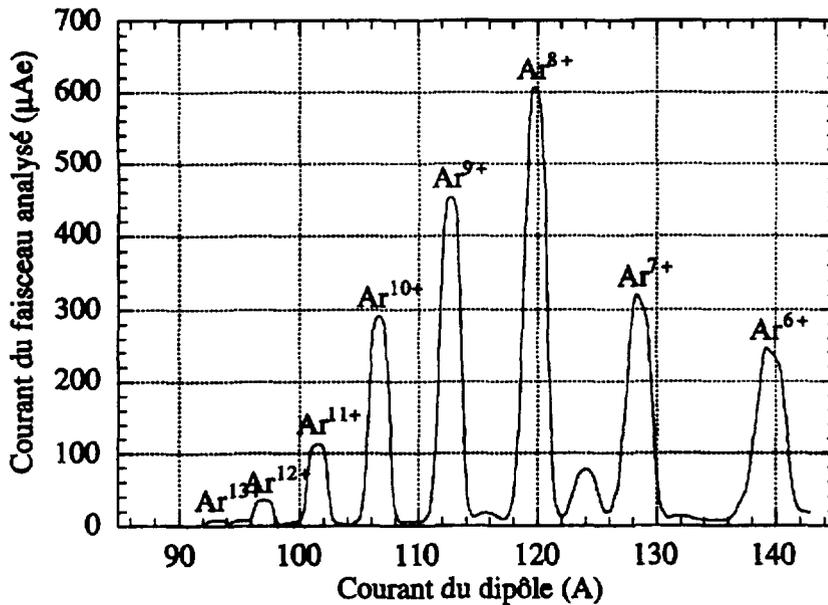


Figure I-13 : Exemple de spectre (spectre d'argon optimisé sur l'état de charge 8+).

Le spectre de la Figure I-13 correspond à un fonctionnement de source où l'on a injecté un seul gaz : de l'argon. Un spectre de source ECR est toujours "pointé" sur un état de charge donné, c'est à dire qu'il existe un état de charge pour lequel le courant électrique est maximum (dans notre exemple : l'Ar⁸⁺). Cela donne des spectres en forme de triangle. On peut définir un état de charge moyen $\langle Z \rangle$ caractéristique d'un fonctionnement de source (et plus généralement d'une source) particulier :

$$\langle Z \rangle = \left(\frac{\sum_i Z_i \cdot I_i}{\sum_i I_i} \right),$$

Z_i , état de charge d'une espèce particulière et I_i le courant associé, la somme se faisant sur tous les états de charges de même masse présents dans un spectre complet.

Il est possible d'augmenter les performances de la source en injectant en plus du gaz principal un deuxième gaz, dit gaz porteur. Ce gaz est toujours de masse plus légère. Dans notre cas de l'argon, le gaz porteur choisi est l'oxygène. Le spectre est maintenant "pointé" sur l' Ar^{10+} avec une optimisation du courant de l' Ar^{14+} (Figure I-14).

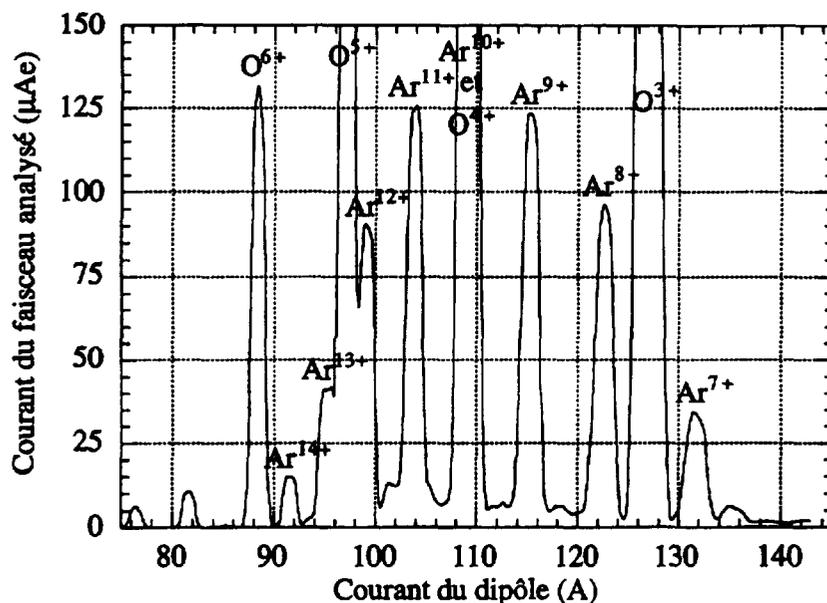


Figure I-14 : Spectre d'argon (optimisé sur l'état de charge 14+) utilisant de l'oxygène comme gaz porteur.

I-3.1.3. Performances de ECR4-M et Nanogan II

Nous résumons dans les deux tableaux suivants les performances typiques obtenues à ce jour avec les sources ECR4-M et Nanogan II.

Élément	Etat de Charge	Courant maximum (µAe)
^{40}Ca	14+	14
^{16}O	6+	1000
^{40}Ar	8+	650
	9+	480
	11+	200
	14+	15
	18+	1 à 5 nAe

Tableau I-3 : Quelques performances de la source ECR4-M

I Les Sources d'Ions de type ECR

Elément	Etat de Charge	Courant maximum (μA_e)
^{40}Ar	8+	140
	9+	60
	11+	10
	12+	4
	13+	1
^{128}Xe	17+	17
	22+	5
	25+	1

Tableau I-4 : Performances de la source Nanogan II.

I-3.1.4. Efficacité de transport

A partir des courants ioniques il est possible de définir l'efficacité de transport ϵ_t (ou transmission). Il s'agit du rapport de la somme des courants ioniques I_i d'un spectre complet par le courant total du faisceau fourni par la source I_{source} :

$$\epsilon_t = 100 \cdot \left(\sum_i I_i \right) / I_{source}$$

Il existe peu de lignes de transport à basse énergie qui, compte tenu des caractéristiques des faisceaux de sources ECR (notamment l'émission que nous aborderons plus loin), aient des transmissions supérieures à 65 %. Lorsque nous parlerons, dans la suite de ce document, de mesures à haute transmission, il s'agira de mesures où l'efficacité de transport sera supérieure à 85 %.

I-3.2. Emittances - Définitions générales

Considérons un faisceau de particules se propageant le long d'un axe (Oz). Chaque particule est caractérisée par ses variables de position (x, y, z) et de vitesse (v_x, v_y, v_z) (Figure I-15).

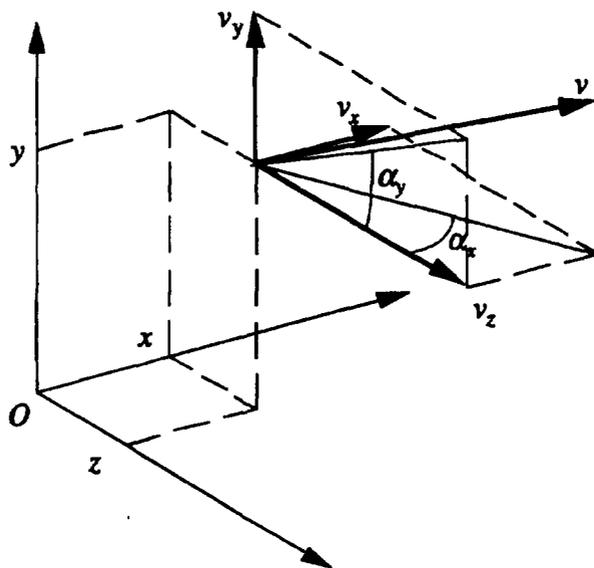


Figure I-15 : Définition des coordonnées des particules.

N'importe quelle portion du faisceau de particules peut être décrit par sa figure d'émittance. Celle-ci délimite une région fermée de l'espace des phases (x, y, z, v_x, v_y, v_z) à l'intérieur de laquelle se situent l'ensemble des valeurs des six variables des particules considérées. On parle d'émittance à six dimensions (6D). Dans le cas concret de notre étude, le faisceau est continu, non regroupé en paquets et accéléré par le champ électrique extracteur. Il est possible de définir les notions d'émittances transverses : l'émittance horizontale et l'émittance verticale (émittances à deux dimensions). Ces deux émittances, considérées à une position z , sont des figures des deux plans (x, v_x) et (y, v_y). On leur préfère cependant les plans (x, x') et (y, y') où :

$$x' = \frac{v_x}{v_z} = \tan(\alpha_x) \approx \alpha_x \quad \text{et} \quad y' = \frac{v_y}{v_z} = \tan(\alpha_y) \approx \alpha_y,$$

x' et y' représentant les angles de divergence des différentes particules du faisceau (les tangentes sont confondues avec leurs angles), mesurés en *mrad*. Les figures d'émittance, théoriquement assimilées à des ellipses, permettent de savoir si le faisceau est convergent, divergent ou parallèle (Figure I-16).

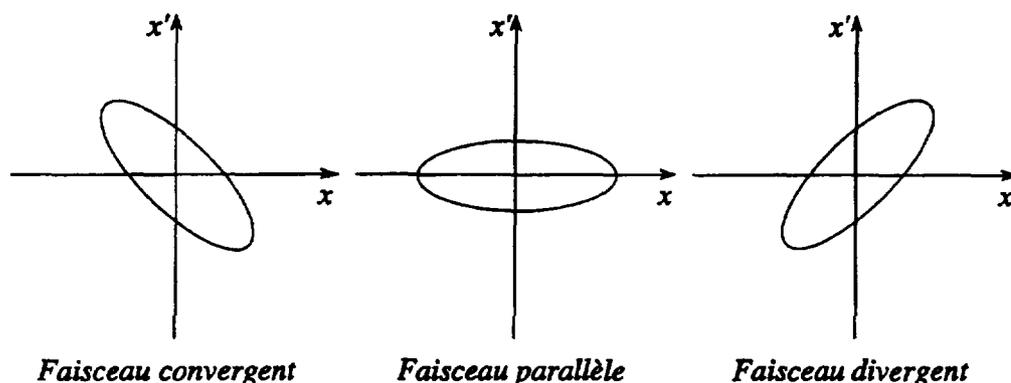


Figure 1-16 : Différentes figures théoriques d'émittances.

Il est courant d'appeler aussi émittance la valeur de l'aire des figures d'émittances et par extension tout calcul s'y rapportant. Nous retiendrons trois types d'émittances :

Le premier, le plus simple, correspond à l'aire occupée par la figure d'émittance. Il s'agit de l'émittance géométrique. Une convention, très communément utilisée, consiste à diviser cette aire par π , donnant un résultat en $\pi.mm.mrad$. L'émittance géométrique, dans le cas d'une ellipse, est alors égale à $a.b$ (a et b demi-axes de l'ellipse).

Le second correspond au calcul de l'émittance efficace ou émittance "rms" ("root mean square" en anglais). Il s'agit d'une émittance statistique permettant éventuellement de rendre compte d'une répartition de densité au sein de l'émittance. Elle est calculée par la relation suivante :

$$\mathcal{E}_{rms} = 4. \left(\overline{x^2 x'^2} - (\overline{xx'})^2 \right)^{1/2}$$

exprimée aussi en $\pi.mm.mrad$. Le facteur quatre s'explique par le fait que cette formule appliquée au cas d'une ellipse uniformément remplie donne la même valeur que l'émittance géométrique.

Enfin la dernière émittance que nous utiliserons permet la comparaison entre des faisceaux ayant des quantités de mouvement différentes (i.e. pour différentes valeurs de la tension du système d'extraction). En effet, si le faisceau est accéléré son émittance se "rétrécit", car la vitesse longitudinale augmente alors que les vitesses

transverses restent constantes. On définit alors l'émittance normalisée par la relation suivante :

$$\varepsilon_{norm} = \beta\gamma\varepsilon$$

ε émittance géométrique (ou "rms"),

$$\beta = v_z/c \text{ et } \gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2},$$

v_z , vitesse axiale des particules,

c , célérité de la lumière.

Dans le cas d'un faisceau non-relativiste cette expression se réduit à :

$$\varepsilon_{norm} = 4.61 \times 10^{-5} \sqrt{\frac{QU}{M}} \varepsilon$$

Q et M , état de charge et masse atomique des particules,

U , tension d'extraction en Volts.

Nous détaillons dans les sous-sections suivantes les différentes causes du grossissement des émittances.

I-3.3. Emittance intrinsèque

La raison pour laquelle l'émittance n'est pas strictement égale à zéro (en effet on peut imaginer que sa figure ne soit que deux "bâtons" infiniment minces et horizontaux dans les deux plans (x, x') et (y, y')) est que les ions issus de la source ont une énergie thermique et potentielle : énergie thermique due au chauffage du plasma, énergie potentielle due à la traversée du potentiel plasma. La fraction de l'émittance due à ces énergies est appelée émittance intrinsèque. Actuellement aucune mesure n'est disponible concernant les énergies des ions à la sortie de nos sources ECR4-M et Nanogan II. Quelques mesures ont été effectuées sur des sources ECR ayant des plasmas probablement moins denses [Koe-87, Tam-96, Xie-94] et relatent des énergies de quelques dizaines d'électrons Volts.

On peut calculer un ordre de grandeur de la valeur de l'émittance intrinsèque. Supposons que les vitesses perpendiculaires v_{x_1} et v_{y_1} des ions issus de la

source soient de distribution Maxwellienne de température T :

$$f(v_{x_1}) \propto \exp\left(\frac{-mv_{x_1}^2}{2kT}\right)$$

k , constante de Boltzmann,
 m , masse des ions.

la valeur moyenne du carré de l'angle de divergence x' est calculée par :

$$\overline{x'^2} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{v_x}{v_z}\right)^2 \cdot f(v_x) \cdot dv_x}{\int_{-\infty}^{+\infty} f(v_x) \cdot dv_x}$$

pour donner :

$$\overline{x'^2} = \frac{kT}{mv_z^2}$$

si de plus la surface d'émission des ions est considérée circulaire, de répartition de densité uniforme et de rayon r , la valeur moyenne des positions est :

$$\overline{x^2} = \frac{r^2}{4}$$

sachant que $\overline{xx'}$ est nul (il s'agit d'une émittance symétrique par rapport à son centre), on peut aisément calculer l'émittance "rms" :

$$\mathcal{E}_{rms} = 2r \cdot \left(\frac{kT}{mv_z^2}\right)^{1/2}$$

Prenons par exemple le cas d'un faisceau d'hélium $1+$ extrait à 10 kV d'un trou de rayon 3 mm avec une température de 1 eV. Son émittance intrinsèque sera d'environ 42π .mm.mrad.

I-3.4. Charge d'espace et émittance

Parce qu'il n'est constitué que de particules chargées, le faisceau est soumis à des déformations dues à la charge d'espace. Cette charge d'espace crée principalement un champ électrique radial $E_{r, ch. esp.}$ qui, en l'absence de champ électrique correcteur, fait grossir l'enveloppe du faisceau. Le faisceau étant continu, aucune

déformation longitudinale (suivant l'axe Oz) n'est à prendre en compte. On peut estimer la valeur de ce champ électrique en appliquant le théorème de Gauss à un cylindre élémentaire de faisceau (Figure I-17).

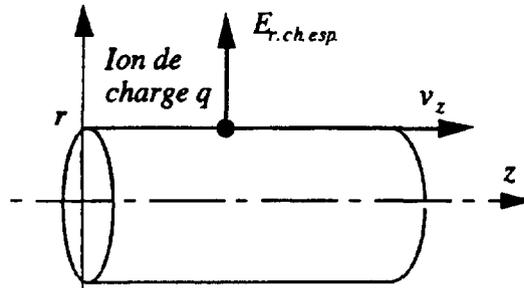


Figure I-17 : Calcul de la charge d'espace par le théorème de Gauss

La force radiale $F_{r.ch.esp.}$ s'exerçant sur un ion de charge q situé à la périphérie du faisceau considéré cylindrique est :

$$F_{r.ch.esp.} = q \cdot E_{r.ch.esp.}$$

$E_{r.ch.esp.}$ est donné par le théorème de Gauss :

$$\epsilon_0 \iint E_{r.ch.esp.} \cdot dS = \iiint \rho_v d\tau = \int \rho_l dz$$

ρ_v et ρ_l , densités de charge volumique et linéique du faisceau.
 ϵ_0 , permittivité du vide.

ρ_l s'exprime en fonction de la charge Q et du courant I du faisceau et de la vitesse axiale v_z des ions du faisceau (dans le cas d'un faisceau constitué d'un seul état de charge) :

$$\rho_l = \frac{dQ}{dz} = \frac{dQ}{dt} \frac{dt}{dz} = \frac{I}{v_z}$$

Si l'on a i états de charge dans le faisceau, ρ_l s'exprime :

$$\rho_l = \sum_i \rho_{l_i} = \sum_i \frac{I_i}{v_{z_i}}$$

ρ_{l_i} et v_{z_i} , densité de charge linéique et vitesse axiale de l'état de charge i .

La valeur du champ électrique de charge d'espace est donc donnée par :

$$E_{r.ch.esp.} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0 r} \sum_i \frac{I_i}{v_{z_i}}$$

Appliquons cette expression au cas de l'extraction à 10 kV d'un faisceau d'hélium $1+$ considéré cylindrique sur toute la distance interélectrode accélératrice (Figure I-18). Il s'agit d'un cas purement théorique, puisqu'en réalité le faisceau "bombe" sous l'effet de la charge d'espace. Il permet tout de même de voir que le champ électrique de charge d'espace est très largement supérieur à la valeur du champ électrique interélectrode (composantes radiales et axiales) dans les premiers millimètres de l'extraction.

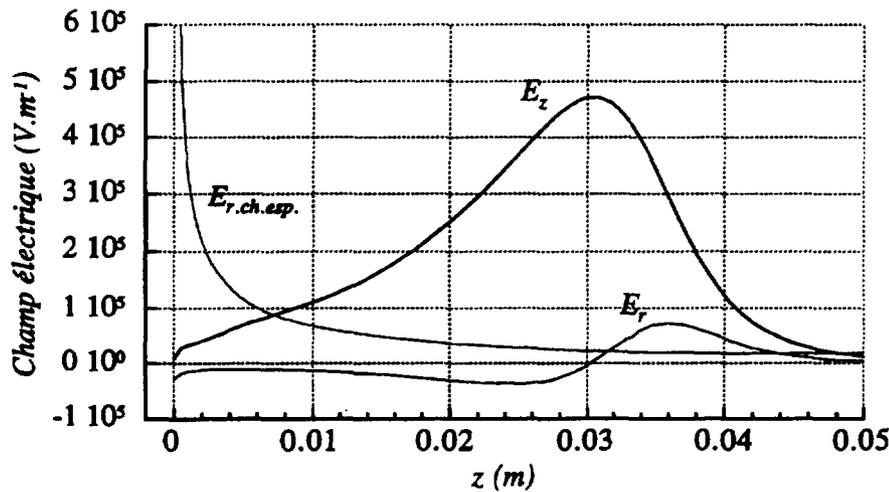


Figure I-18 : Comparaison entre le champ électrique de charge d'espace $E_{r, ch. esp.}$ et les composantes radiale E_r et axiale E_z du champ électrique d'extraction, à la périphérie d'un faisceau d' He^{1+} de 2 mAe, extrait à 10 kV avec un système d'extraction conique . Le zéro correspond à la position du trou de l'électrode plasma, l'électrode d'extraction est placée en $z = 0,03$ m.

Le champ de charge d'espace va augmenter les vitesses transverses v_x et v_y des ions du faisceau contribuant ainsi à l'augmentation de l'émittance. Suivant le type de système d'extraction choisi la correction de la charge d'espace sera plus ou moins efficace. Dans notre exemple (extracteur conique) le système d'extraction peut même avoir un effet indésirable sur le faisceau en créant de l'émittance par les aberrations dues au trou de l'électrode d'extraction (création d'un champ électrique radial important de part et d'autre de $z = 0,03$ m). Aucun calcul analytique ne permet de déterminer la part de la charge d'espace dans les émittances finales des faisceaux de sources ECR. Seule une simulation numérique reconstituant fidèlement les conditions d'extraction peut donner la possibilité de mesurer l'importance de ce paramètre.

I-3.5. Emittance due au champ magnétique

Ainsi que nous l'avons vu dans la section I-2., le champ magnétique de fuite d'une source ECR peut se décomposer en deux champs de qualités de symétrie différentes : le champ axial, de symétrie de révolution autour de l'axe principal du faisceau extrait et le champ magnétique multipolaire (hexapolaire pour ECR4-M et Nanogan II). Ces deux champs auront une influence sur l'émittance intrinsèque de la source. Ceci peut premièrement s'expliquer par le fait que le théorème de Liouville [Hol-89] est violé. Ce théorème nous dit, schématiquement, que l'émittance 6D d'un faisceau n'est pas modifiée lors de la traversée d'un champ magnétique dans deux cas : soit le faisceau doit "partir" d'un champ de valeur nulle pour arriver à un champ également de valeur nulle, soit le faisceau part d'un champ de valeur non nulle pour arriver dans un champ ayant la même valeur. Or l'extraction des ions ne se fait pas dans ces conditions puisque, pour prendre le cas de ECR4-M le champ magnétique chute d'une valeur d'environ 1 Tesla sur 100 mm.

L'étude de l'effet du champ de fuite multipolaire nécessite l'utilisation d'une simulation numérique. Par contre nous pouvons faire une première approche simplifiée de l'action du champ axial, et ce par un traitement matriciel [Hag-87, Rei-88, Kra-86], dont nous présentons les grandes lignes. Le faisceau issu de la source ECR peut être représenté par sa matrice de covariance σ :

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & 0 & 0 \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{33} & \sigma_{34} \\ 0 & 0 & \sigma_{43} & \sigma_{44} \end{pmatrix}$$

$$\begin{aligned} \text{où } \sigma_{11} &= \overline{x^2}, \quad \sigma_{22} = \overline{x'^2}, \quad \sigma_{12} = \sigma_{21} = \overline{xx'} \\ \sigma_{33} &= \overline{y^2}, \quad \sigma_{44} = \overline{y'^2}, \quad \sigma_{34} = \sigma_{43} = \overline{yy'} \\ x, x', y, y', &\text{ définis dans la sous-section I-3.4.} \end{aligned}$$

Les émittances "rms" horizontale $\mathcal{E}_{xx'}$ et verticale $\mathcal{E}_{yy'}$ s'expriment alors :

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{xx'} &= 4 \cdot (\sigma_{11} \cdot \sigma_{22} - \sigma_{12}^2)^{1/2}, \\ \mathcal{E}_{yy'} &= 4 \cdot (\sigma_{33} \cdot \sigma_{44} - \sigma_{34}^2)^{1/2} \end{aligned}$$

Selon l'optique ionique matricielle, la matrice de traversée du champ de fuite de la source T_B est :

$$T_B = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & -K & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ K & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$\text{où } K = \frac{B}{2} \cdot \left(\frac{q}{mv_0} \right)$$

B , valeur maximum du champ que "dévalent" les particules,
 q , m et v_0 charge, masse et vitesse des ions au niveau du trou d'extraction.

La matrice σ_f du faisceau après le passage dans le champ de fuite est :

$$\sigma_f = T_B \cdot \sigma \cdot T_B = \begin{pmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{21} & 0 & K \cdot \sigma_{11} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} + K^2 \cdot \sigma_{33} & -K \cdot \sigma_{33} & K \cdot (\sigma_{21} - \sigma_{43}) \\ 0 & -K \cdot \sigma_{33} & \sigma_{33} & \sigma_{43} \\ K \cdot \sigma_{11} & K \cdot (\sigma_{21} - \sigma_{43}) & \sigma_{43} & (\sigma_{44} + K^2 \cdot \sigma_{11}) \end{pmatrix}$$

le carré de l'émittance "rms" horizontale est donc :

$$\varepsilon_{xx}^2 = 16 \cdot (\sigma_{11} \sigma_{22} - \sigma_{21}^2) + 16 \cdot (K^2 \cdot \sigma_{11} \cdot \sigma_{33}) = \varepsilon_{xx \text{ int}}^2 + \varepsilon_{xx B}^2,$$

correspondant à la somme du carré de l'émittance intrinsèque $\varepsilon_{xx \text{ int}}$ et du carré de l'émittance due au champ de fuite de la source $\varepsilon_{xx B}$. Une même relation pour l'émittance verticale peut être obtenue. Si l'on considère le faisceau issu du trou d'extraction de symétrie de révolution de rayon r , on a alors $\sigma_{11} = \sigma_{33} = r^2 / 4$ et l'émittance due au champ de fuite s'exprime :

$$\varepsilon_{xx B} = 4 \cdot K \cdot \sigma_{11}^2 = K \cdot r^2$$

Tenons compte maintenant du facteur d'amortissement k_{amor} dû à l'accélération du système d'extraction :

$$k_{amor} = \frac{v_0}{v_f} = v_0 \cdot \sqrt{\frac{m}{2 \cdot q \cdot U}}$$

v_f , vitesse des ions une fois accélérés par la différence de potentiel U du système d'extraction.

L'émittance "rms" due au champ de fuite de la source, multipliée par k_{amor} , s'exprime finalement dans les deux plans (x, x') et (y, y') :

$$\varepsilon_{xx'B} = \varepsilon_{yy'B} = B \cdot \sqrt{\frac{q}{8 \cdot m \cdot U}}$$

Nous voyons que, selon cette expression, l'émittance augmente avec la valeur maximum du champ de fuite axial et la charge. Or nous observons expérimentalement une évolution tout autre où les émittances diminuent lorsque la charge augmente (voir la partie IV). De plus l'application numérique de la formule précédente donne des valeurs très supérieures aux valeurs mesurées. En fait cette approche est trop simpliste : le faisceau est considéré cylindrique, aucune dispersion en énergie perpendiculaire initiale n'est donnée et l'accélération du système d'extraction est considérée linéaire.

I-3.6. Acceptance

L'acceptance est la figure d'émittance la plus grande qu'un système optique (ligne de transport, solénoïde, lentille, dipôle ...) est capable de transporter sans perte sur les parois de la chambre à vide ou tout autre obstacle. L'acceptance d'un système optique est définie à une position z donnée du système, généralement à son entrée. L'acceptance est, comme l'émittance, exprimée en $\pi \cdot mm \cdot mrad$.

On peut aussi parler d'acceptance angulaire; elle correspond à la valeur maximum des angles de divergence du faisceau acceptés par le système optique concerné en une position précise.

I-3.7. Aberrations des émittances

Lorsque le faisceau traverse des éléments optiques, il arrive que ceux-ci entraînent la modification de la forme des émittances. En effet lorsque l'on s'éloigne de leur axe le champ (magnétique ou électrique) de ces éléments n'est plus constant mais varie en fonction de la distance (souvent en fonction du carré de la distance). Les ions de la périphérie du faisceau ne voient pas exactement le même champ que les ions du centre du faisceau. Il se trouve alors que les parties extrêmes des émittances sont affectées de manière différentes que leur centre. Néanmoins, et selon le théorème de Liouville, ces émittances (en toute rigueur les émittances 6D) sont conservées. Mais on voit apparaître une émittance effective croissante (*Figure I-19*) qui, dans certain cas, peut dépasser

l'acceptance d'une ligne ou d'un élément d'optique. Ce point est très important car cela veut dire que l'efficacité de transport du faisceau peut être quelquefois détériorée par des aberrations contractées par le faisceau. La mesure d'émittance que l'on pourrait faire alors ne correspondrait qu'à une partie du faisceau. Lors de mesures d'émittances, il convient d'être très vigilant lorsque l'on observe les "S" caractéristiques des aberrations des émittances et de calculer dans ces cas les efficacités de transport du faisceau total extrait de la source ECR. Une émittance mesurée sur une fraction du courant associé à un état de charge donné n'a aucune valeur et ne peut être caractéristique de la source ECR considérée.

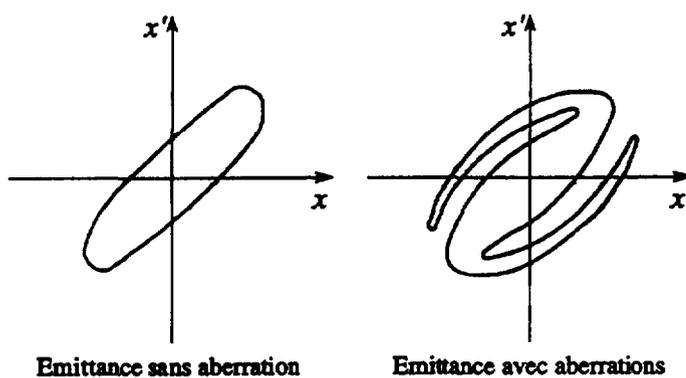


Figure I-19 : Aberrations d'une émittance dues au passage du faisceau à travers un élément optique.

I-3.8. Valeurs d'émittances de sources ECR

L'action des différents paramètres cités précédemment (champs magnétiques de fuite de la source, charge d'espace, forme des systèmes d'extraction) font que les émittances des sources ECR sont relativement élevées. Elles sont dans certains cas plafonnées par l'acceptance de la ligne de transport. Les valeurs s'échelonnent généralement de 10 à 200 $\pi.mm.mrad$. Ces valeurs ne sont pas figées pour un état de charge donné, ni pour un fonctionnement de source fixé. Les figures d'émittances de sources ECR sont très rarement homogènes. Elles présentent dans la majorité des cas un maximum de densité de courant en leur centre.

L'évolution de ces émittances en fonction de l'état de charge, de la masse des ions extraits et des systèmes d'extraction fera l'objet de la partie IV.

I-4. Contexte de l'étude

La présente étude s'inscrit dans le cadre du projet SPIRAL (Système de Production d'Ions Radioactifs Accélérés en Ligne) [Lie-94, Lie-95, Vil-95]. Nous décrivons dans les lignes suivantes son principe de fonctionnement.

L'ensemble SPIRAL vient s'intercaler entre le cyclotron CSS2 et le spectromètre α du GANIL (Figure I-20). Le faisceau primaire d'ions lourds accéléré par les cyclotrons du GANIL frappe une cible de production (située dans la casemate cible-source). Les atomes radioactifs créés par des réactions nucléaires [Lec-96] au sein de cette cible diffusent vers une source de type ECR où ils sont ionisés. Dans un premier temps, la source utilisée sera la source Nanogan II (Figure I-21). Après avoir été extrait, le faisceau d'ions radioactifs est ensuite injecté dans un cyclotron compact (cyclotron CIME) pour être accéléré (gamme d'énergie entre 4,5 et 25 MeV/A). Il est redirigé dans le spectromètre α pour y subir une sélection en rigidité magnétique. Il est enfin distribué dans les aires expérimentales du GANIL.

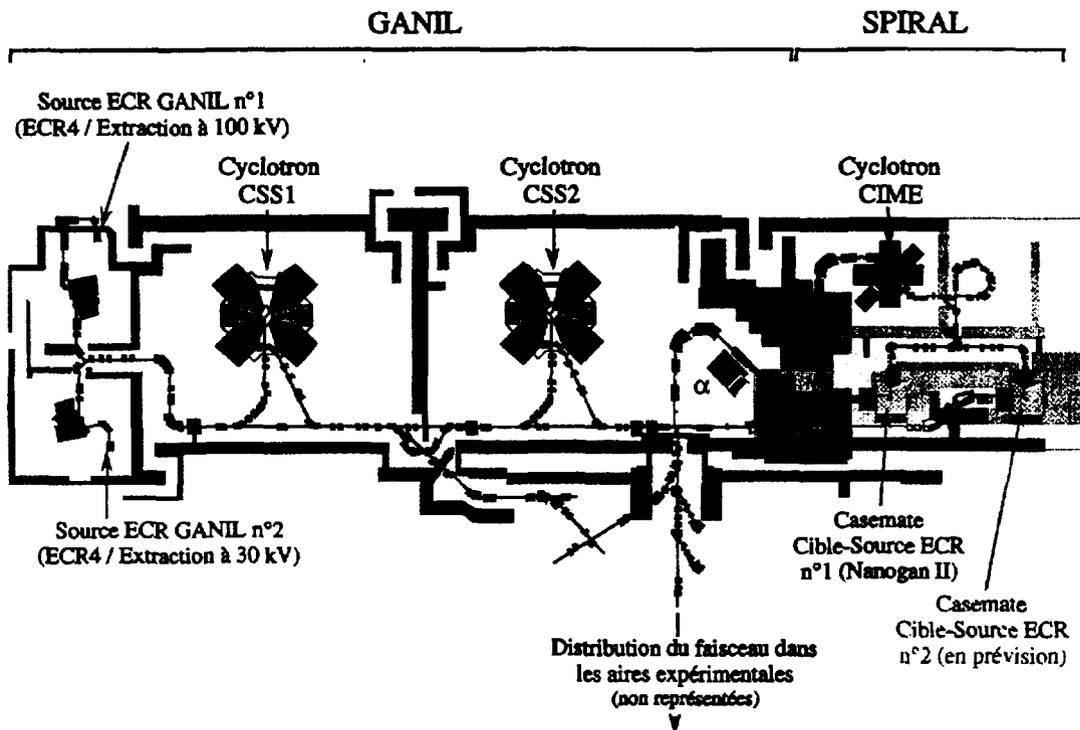


Figure I-20 : Implantation de SPIRAL par rapport au GANIL.
Notons la présence de deux sources ECR sur les injecteurs du GANIL.

L'injection du faisceau dans le cyclotron CIME impose deux contraintes à la source ECR. Premièrement, il est nécessaire que le faisceau soit extrait à une tension

I Les Sources d'Ions de type ECR

allant jusqu'à 35 kV; ceci implique donc que le système d'extraction puisse tenir cette tension sans claquage. La deuxième contrainte est l'acceptance de la ligne qui suit la source. Cette acceptance est de $80 \pi \text{ mm.mrad}$. Cela veut dire que tout faisceau délivré par la source, ayant une émittance supérieure à cette valeur, sera tronqué par la ligne d'injection du cyclotron. Or les ions radioactifs produits par la source seront en très faible quantité (entre 1.10^5 et 5.10^8 particules par seconde ce qui correspond à moins de quelques nAe). Il n'est alors pas souhaitable de perdre du faisceau sur les éléments optiques de la ligne. Ceci motive grandement l'étude des conditions d'extraction d'un faisceau d'une source de type ECR.

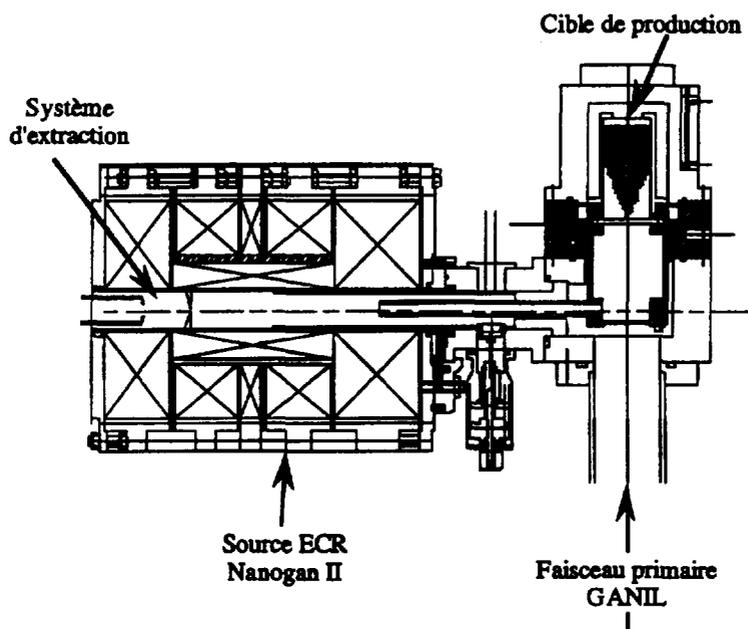


Figure I-21 : Ensemble cible-source ECR de SPIRAL.

NEXT PAGE(S)
left BLANK

II

SIMULATION

Depuis l'avènement des micro-ordinateurs, de nombreux programmes simulant l'extraction et la formation de faisceaux de particules chargées ont été développés. Qu'il s'agisse de simulations de faisceaux d'électrons [Her-88], de faisceaux d'ions négatifs [Mic-93] ou d'ions positifs, les équations à résoudre et la structure générale des programmes demeurent les mêmes. Ils doivent dans tous les cas résoudre l'équation de Poisson, liant le potentiel V et la densité de charge ρ du faisceau:

$$\Delta V = \frac{-\rho}{\epsilon_0},$$

mais avec des conditions initiales et des environnements propres à chaque type de source (source d'ions positifs ou négatifs, ou d'électrons). Ces simulations sont généralement développées pour répondre à trois attentes :

- comprendre et quantifier les paramètres propres de la source (énergies, distribution de densité des particules extraites par exemple),
- comprendre les processus de formation du faisceau au sein des systèmes d'extraction,
- et enfin tester différents systèmes d'électrodes d'extraction.

Considérons maintenant l'extraction d'ions positifs (principalement de sources ECR). Nous pouvons retenir à ce jour quatre programmes : "Axcel-Kobra" développé par P. Spädtke de la Gesellschaft für SchwerIonenforschung (GSI) [Spa-87], "Beam3D" de Z.Q Xie et T.A. Antaya du Michigan State University (MSU) [Ant-87,

Xie-87], "Igun" de W.B. Herrmannsfeldt et R Becker [Bec-92] et enfin "Extract" [Man-96] de notre cru que nous présentons dans les sections suivantes.

La simulation complète de l'extraction des sources d'ions de type ECR est compliquée à mettre en oeuvre. En effet, il faut intégrer de nombreux paramètres dont certains ne sont pas quantifiés. Citons ces paramètres dont doit tenir compte toute bonne simulation :

- les ions extraits : il y a dans le faisceau plusieurs espèces d'ions (une dizaine d'états de charge pour un fonctionnement très simple de source ECR), ayant chacune une distribution d'énergie et de densité de courant propres,
- la charge d'espace créée par le faisceau de particules chargées,
- les électrons s'échappant du plasma et la neutralisation de la charge d'espace qu'ils entraînent,
- le champ électrique créé par le système d'extraction,
- enfin le champ magnétique de fuite (axial et radial multipolaire) de la source ECR.

De toute évidence l'intégration de tous ces paramètres (particulièrement la prise en compte de tous les états de charges) peut amener à construire des programmes dont les temps de calculs sont longs. Aussi certains auteurs des programmes précités ont pris le parti de ne simuler l'extraction que d'une seule espèce, donnant en réalité des résultats rarement confrontés à des mesures concrètes. Dans tous les cas ces programmes se regroupent en deux classes : les programmes à pas en temps, dits itératifs, (Axcel, Igun) et les programmes à pas géométriques (Beam3D, Extract). Les programmes itératifs, nécessitant de nombreuses itérations avant la convergence de leur calcul, sont très longs en temps de calcul. Les programmes à pas géométriques sont, au prix de certaines approximations (dans le traitement de la charge d'espace principalement), beaucoup plus rapides et permettent de simuler de façon plus confortable une distribution en état de charge complète.

Afin de comprendre les conditions d'extraction de nos sources ECR, il nous est apparu à l'usage qu'un programme simulant le système d'extraction seul n'était pas suffisant. En effet, nous disposons de mesures d'émittances réalisées au niveau du point image du dipôle et voulions les comparer à des émittances simulées à la sortie du système d'extraction. Aucune corrélation ne pouvait alors être trouvée entre calculs et mesures expérimentales. En fait, seule une simulation relatant les conditions d'extraction et les conditions de transport à travers la ligne complète (banc 1 ou banc 2) permet de déterminer l'importance relative des paramètres influant sur l'extraction des sources ECR.

Cette simulation est assurée par deux programmes :

- le programme Extract simulant les conditions d'extraction et de transport du faisceau en régime de charge d'espace
- le programme Dip3D qui prend le relais du précédent pour la traversée du dipôle sans charge d'espace.

Nous décrivons dans les deux sections suivantes les caractéristiques de ces deux programmes. Nous présentons ensuite leurs organigrammes ainsi que le traitement des données générées par ces simulations. En annexe, nous abordons le cas de la loi de Child-Langmuir, quelquefois utilisée pour décrire les processus d'extraction de faisceaux de particules.

II-1. Le programme Extract

II-1.1. Présentation générale

Le programme Extract est une version dérivée d'un programme développé au Michigan State University par T.A. Antaya et Z.Q. Xie [Ant-87, Ant-92, Xie-87, Xie-89] : "Beam3D", dont de nombreuses parties ont été modifiées. Dans sa version actuelle, il permet de tenir compte de l'ensemble des paramètres mis en jeu dans le processus d'extraction : les conditions initiales au niveau du trou d'extraction (densités de courant, énergies et distributions en état de charge), la charge d'espace du faisceau, le champ électrique d'extraction, ainsi que le champ magnétique de fuite de la source. En outre un solénoïde, une lentille ou un quadripôle électrostatiques peuvent être introduits dans la simulation.

Le calcul est un calcul 3D en coordonnées cartésiennes (x, y, z) , l'origine O des axes étant au centre du trou de l'électrode plasma. L'axe (Oz) correspond à l'axe optique du faisceau. Le calcul peut commencer avant l'électrode plasma (dans la source) et évolue par pas en z dont la grandeur est spécifiée par l'utilisateur (généralement un quart de mm).

II-1.2. Conditions initiales

L'introduction des conditions initiales constitue une étape importante dans l'utilisation du programme Extract. En effet le choix de la répartition spatiale (densité) sur

le trou d'extraction et des énergies initiales des particules détermine l'émittance intrinsèque du faisceau. Cette émittance intrinsèque joue un rôle important dans le processus d'extraction du faisceau.

II-1.2.1. Les macroparticules

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 $(x_i, y_i, z_i, v_x, v_y, v_z)$ se comporte comme un ion évoluant dans le champ d'interaction des autres macroparticules. Les macroparticules qui, au cours du calcul, heurteraient le tube de transport de faisceau, les électrodes d'extraction ou un élément optique de la ligne sont éliminées.

Un spectre complet de source ECR peut être introduit dans le fichier de données initiales du programme Extract. Les macroparticules constituant le faisceau sont alors réparties en plusieurs groupes représentant chacun un état de charge.

II-1.2.2. Positions initiales et densité

Les positions des macroparticules au début du calcul sont générées aléatoirement par le programme. Ces positions peuvent être réparties de deux manières différentes :

- une répartition uniforme de tous les états de charges sur un disque de rayon égal au trou de l'électrode plasma,
- une répartition uniforme sur un disque de rayon différent pour chaque état de charge.

Chacune de ces répartitions dispose d'une variante où l'on adopte un profil de densité croissant vers le centre du trou de l'électrode plasma. Aucune donnée expérimentale ne permet d'imposer avec certitude un profil de densité plutôt qu'un autre mais l'observation des profils et des émittances de faisceau montrent une densité plus forte au centre du faisceau.

II-1.2.3. Energies initiales

L'utilisateur du programme peut introduire des énergies initiales

différentes pour chaque état de charge. Elle se présentent sous la forme d'une énergie parallèle $E_{//}$ et d'un énergie perpendiculaire E_{\perp} . Les vitesses correspondantes sont alors distribuées uniformément entre zéro et la valeur maximum dans toutes les directions du demi-espace avant.

Aucune estimation expérimentale de la valeur de ces énergies dans le cas de nos sources ECR n'est à ce jour disponible mais nous pouvons raisonnablement débiter nos investigations en introduisant des énergies du type $q.V_p$, avec q charge du type d'ion considéré et V_p le potentiel plasma de la source [Xie-94].

Les valeurs des énergies initiales à introduire dans le programme Extract pour obtenir un bon accord entre la simulation et les mesures seront discutées dans la Partie V.

II-1.3. Equation du mouvement

L'équation du mouvement à laquelle doit satisfaire chaque ion de masse m et de charge q du faisceau est l'équation de Lorentz :

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) \quad (1)$$

\vec{v} , vitesse de l'ion considéré,
 \vec{E} et \vec{B} , les champs électriques et magnétiques qu'il traverse.

Pour des raisons de rapidité d'exécution, le pas de calcul choisi pour le programme Extract est un pas en z . On fait alors le changement de variable :

$$\frac{d}{dt} = \frac{dz}{dt} \frac{d}{dz} = v_z \frac{d}{dz} \quad (2)$$

pour obtenir l'expression à laquelle doit satisfaire chaque macroparticule :

$$m \frac{d\vec{v}}{dz} = \frac{q}{v_z} (\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) \quad (3)$$

Une résolution analytique de cette équation n'est pas possible à cause des termes couplés. Néanmoins une solution numérique peut être obtenue. Il s'agit en effet d'une équation du type $w' = f(w, t)$, pouvant être résolue numériquement par la méthode de Runge-Kutta [Bas-78, Rom-66, Kam-44]. On obtient alors les valeurs des coordonnées des vecteurs de vitesse $\vec{v}(v_x, v_y, v_z)$ et de position $\vec{r}(x, y, z)$ des macroparticules à chaque pas de calcul du programme.

II-1.4. Les champs électriques

Le champ électrique \vec{E} que nous devons introduire dans l'équation (3) dérive du potentiel V :

$$\vec{E} = -\text{grad}V \quad (4)$$

où V satisfait l'équation de Poisson :

$$\Delta V = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (5)$$

ρ , densité de charge électrique constituée par les particules du faisceau,
 ϵ_0 , permittivité du vide.

Plutôt que de faire une résolution complète de l'équation de Poisson en tout point du calcul, ce qui nécessiterait une méthode itérative longue et fastidieuse [Mic-93, Spa-92], nous décomposons le champ électrique en deux composantes vectorielles : d'une part le champ électrique $\vec{E}_{\text{electr.}}$ dû aux éléments électrostatiques (par exemple les électrodes d'extraction) et d'autre part le champ électrique $\vec{E}_{\text{ch.esp.}}$ de charge d'espace :

$$\vec{E} = \vec{E}_{\text{electr.}} + \vec{E}_{\text{ch.esp.}} \quad (6)$$

$\vec{E}_{\text{electr.}}$ est alors le gradient du potentiel $V_{\text{electr.}}$ solution de l'équation de Poisson en l'absence de charge électrique :

$$\Delta V_{\text{electr.}} = 0 \quad (7)$$

Cette équation se résout de manière classique par des outils déjà existants comme le programme "Poisson" [Hol-83] ou les routines "PLTMG" [Ban-90, Koe-94]. On extrait à l'aide de ces programmes les cartes des composantes (E_z, E_r) (ou (E_x, E_y, E_z) s'il n'y a pas de symétrie de révolution) du champ électrique sur le maillage désiré. Le programme Extract lit ensuite ces données et fait éventuellement des interpolations linéaires à quatre points afin d'obtenir les valeurs en dehors des points du maillage. Dans sa version actuelle le programme Extract peut accepter tout élément électrostatique d'une ligne de faisceau basse énergie : électrodes d'extraction, lentilles et quadripôles électrostatiques [Hol-89]. La position de ces éléments peut être librement spécifié par l'utilisateur.

II-1.5. La charge d'espace

La charge d'espace est calculée, comme nous l'avons vu en première partie (sous-section I-3.4.), par le théorème de Gauss (qui n'est autre que la forme intégrale de l'équation de Poisson) appliqué à un cylindre élémentaire de faisceau. Ainsi le champ électrique radial dû à la charge d'espace vu par une macroparticule ayant un rayon r s'exprime :

$$E_{r.ch.esp.} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0 r} \sum_{i=1}^n \frac{I_i}{v_{z_i}} \quad (8)$$

n , nombre de macroparticules de rayon inférieur à r ,
 v_{z_i} et I_i , leurs vitesse axiale et courant associé.

II-1.6. Neutralisation de la charge d'espace

Le champ de charge d'espace $E_{r.ch.esp.}$ peut être multiplié par un facteur de neutralisation $F_{neur.}$. Ce facteur de neutralisation permet de rendre compte de deux types de neutralisation : la neutralisation dans la gaine et la neutralisation due à l'échange de charge et l'ionisation durant le transport.

II-1.6.1. Gaine

Nous appelons gaine ou interface plasma-faisceau la partie transitoire située entre la plasma et le faisceau et où cohabitent ions et électrons. Ces électrons issus du cône de perte de la source sont froids (quelques centaines d'eV) et créent une charge d'espace de signe contraire à celle des ions du faisceau : on parle alors de neutralisation de la charge d'espace.

Dans le programme Extract, nous pouvons utiliser trois types de facteur de neutralisation :

- un facteur constant et égal à une valeur inférieure à 1 sur une partie du calcul déterminée par l'utilisateur (les premiers millimètres par exemple),
- un facteur qui décroît linéairement lorsque l'on s'éloigne du trou d'extraction,
- un facteur tenant compte de l'énergie des électrons issus du plasma et de la barrière de potentiel qu'ils doivent passer dans l'interface plasma faisceau. Nous détaillons ci-dessous l'expression de ce facteur de neutralisation.

Il est généralement admis [Spa-94b] que la densité n_e des électrons présents dans l'interface plasma-faisceau dépend de la différence entre le potentiel plasma V_p et le potentiel V du point considéré. n_e est donnée par :

$$n_e = n_{e_0} \cdot \exp\left(-\frac{e \cdot (V_p - V)}{kT_e}\right) \quad (9)$$

n_{e_0} , densité des électrons au sein du plasma,

T_e , température des électrons,

k , constante de Boltzmann et e charge élémentaire d'un électron (> 0).

Afin de traduire cette densité d'électrons dans la gaine, nous introduisons le facteur de neutralisation suivant :

$$F_{neur.} = 1 - \exp\left(-\frac{e \cdot \Delta U}{kT_e}\right) \quad (10)$$

où ΔU est la différence entre le potentiel de la source ECR (on assimile le potentiel plasma au potentiel de la source) et le potentiel au point de calcul considéré.

II-1.6.2. Echange de charge et ionisation

Lors de la conduite du faisceau dans les tubes de transport les ions du faisceau peuvent éventuellement interagir avec les atomes du gaz résiduel. Ces interactions peuvent être soit des ionisations, soit des échanges de charge. Ces processus peuvent créer des électrons et des ions lents. Les électrons sont piégés par le potentiel du faisceau et de la même manière que dans l'interface plasma-faisceau participent à la diminution de la charge d'espace. Le nombre de processus possibles étant élevé nous nous sommes limités à l'introduction d'un facteur de neutralisation constant (≤ 1) sur tout ou partie du transport du faisceau.

Il est à noter que dans le cas de faisceaux de faible courant (< 2 mAe - notre cas -) la charge d'espace joue un rôle mineur sur l'évolution du faisceau lorsqu'il a été accéléré et l'effet d'une neutralisation par échange de charge ou ionisation est indécélable dans le calcul. On peut alors aisément adopter $F_{neur.} = 1$.

II-1.7. Les champs magnétiques

Le programme Extract tient compte des champs magnétiques axiaux (de symétrie de révolution) et des champs magnétiques radiaux multipolaires. La traversée complète du champ de fuite de la source ECR ainsi que d'un solénoïde peut ainsi être simulée.

Champ axial

La valeur du champ axial sur l'axe est donné par une expression analytique (polynôme interpolant des valeurs mesurées expérimentalement). Les composantes du champ $B_z(z,r), B_r(z,r)$ en dehors de l'axe dérivent alors de la valeur sur l'axe $B_z(z,0)$ suivant les expressions suivantes :

$$B_z(z,r) = B_z(z,0) - \frac{r^2}{4} \frac{\partial^2 B_z(z,0)}{\partial z^2} \quad (11)$$

$$B_r(z,r) = -\frac{r}{2} \frac{\partial B_z(z,0)}{\partial z} \quad (12)$$

Champ radial

Le champ radial multipolaire est calculé par la méthode dite "des n plaques" [Pau-82]. Nous rappelons que les champ radiaux de ECR4-M et Nanogan II sont hexapolaires mais tout champ multipolaire (quadripolaire, décapolaire ...) peut être pris en compte par le programme.

II-2. Le programme Dip3D

II-2.1. Présentation générale

Le programme Dip3D permet de poursuivre le calcul, sans charge d'espace, à travers un dipôle d'analyse. Le calcul est aussi un calcul 3D en coordonnées cartésiennes et le concept de macroparticules est le même que pour Extract. Le pas de calcul est un pas en temps. Dip3D prend les données du fichier de résultat du programme Extract comme données de départ et commence le calcul là où Extract l'a arrêté. Lors du calcul toutes les macroparticules qui heurteraient le tube de transport ainsi que la chambre du dipôle sont éliminées.

II-2.2. Traitement du champ magnétique

Le seul champ vu par les macroparticules est le champ magnétique créé par le dipôle. Dip3D lit une carte de champ mesurée expérimentalement dans le plan médian du dipôle. Nous appelons plan médian le plan $(x, y = 0, z)$. Le champ dans ce plan est vertical, c'est à dire orienté parallèlement à l'axe (Oy) :

$$\vec{B}(x, 0, z) = B_y(x, 0, z) \cdot \vec{j} \quad (13)$$

Les valeurs du champ à des positions (x, y, z) extérieures au plan médian sont dérivées de $B_y(x, 0, z)$ par les expressions suivantes :

$$B_x(x, y, z) = y \frac{\partial B_y(x, 0, z)}{\partial x} \quad (14)$$

$$B_y(x, y, z) = B_y(x, 0, z) - \frac{y^2}{2} \left(\frac{\partial^2 B_y(x, 0, z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 B_y(x, 0, z)}{\partial z^2} \right) \quad (15)$$

$$B_z(x, y, z) = y \frac{\partial B_y(x, 0, z)}{\partial z} \quad (16)$$

II-2.3. Equation du mouvement

Les macroparticules répondent à l'équation de Lorentz simplifiée :

$$\frac{d(\vec{v})}{dt} = \frac{q}{m} (\vec{v} \wedge \vec{B}) \quad (17)$$

Cette équation est résolue numériquement par la méthode de Runge-Kutta afin d'obtenir le vecteur vitesse $\vec{v}(v_x, v_y, v_z)$. L'accroissement $\Delta\vec{F}$ du vecteur position $\vec{r}(x, y, z)$ est obtenu à partir du pas d'intégration en temps Δt par :

$$\Delta\vec{F} = \vec{v} \Delta t \quad (18)$$

II-3. Organigramme et traitement des données de Extract et Dip3D

Nous présentons dans les deux figures suivantes les organigrammes de fonctionnement des deux programmes Extract et Dip3D :

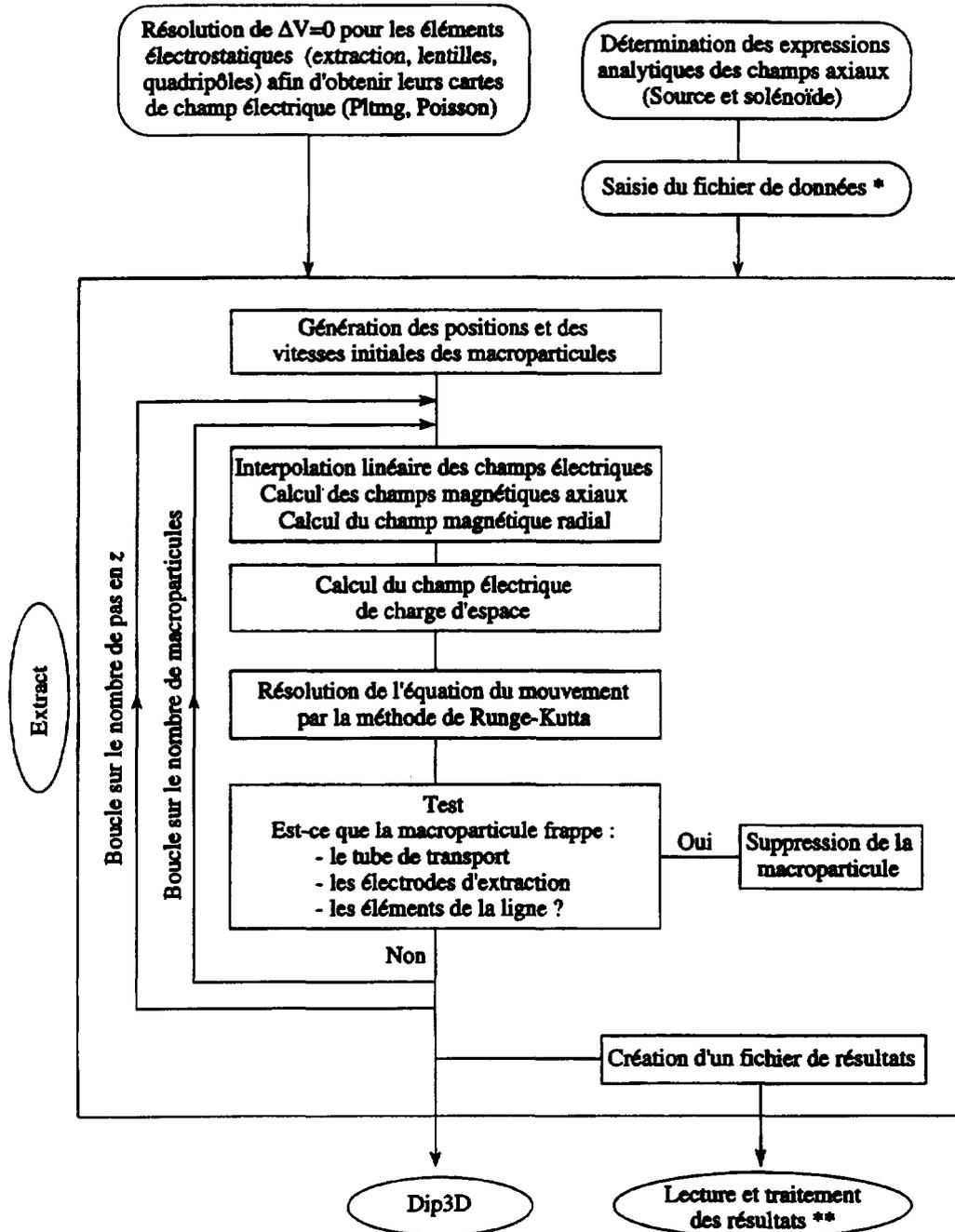


Figure II-1 : Organigramme du programme Extract.

II Simulation

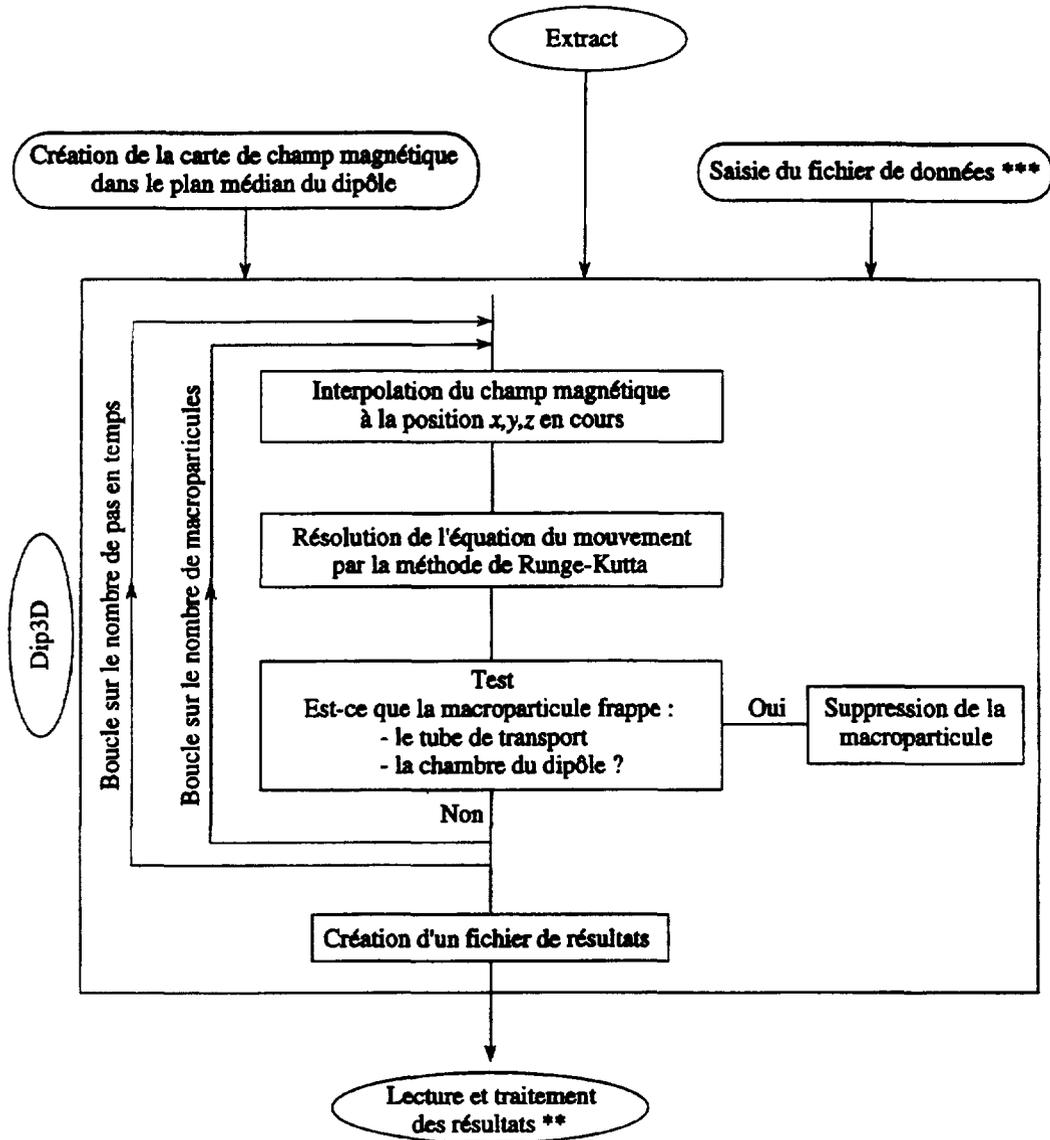


Figure II-2 : Organigramme du programme Dip3D.

* Le fichier de données du programme Extract contient de nombreux paramètres parmi lesquels :

- la liste des états de charge et de leurs courants associés,
- les répartitions de densité et les énergies initiales de ces ions,
- les valeurs des champs de fuite de la source (axial et radial multipolaire),
- la position et les dimensions des différents éléments optiques de la ligne,
- le type et la force de neutralisation de la charge d'espace
- la valeur d'un pas de calcul (mm) et le nombre de pas de calcul, ...

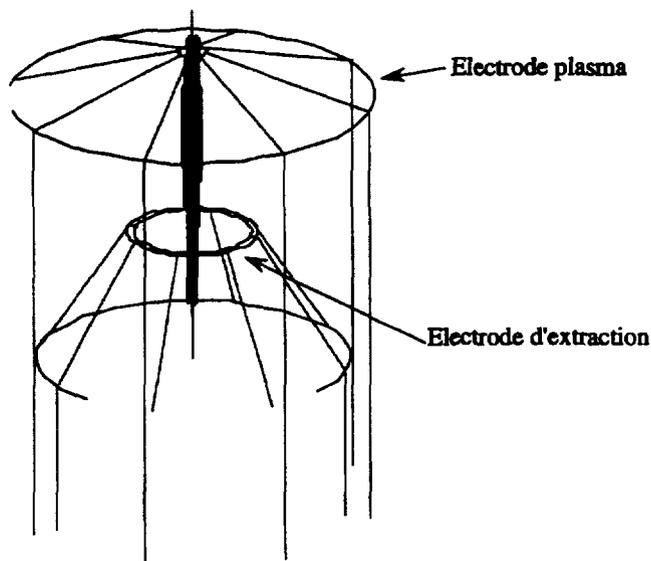
** Les programmes Extract et Dip3D génèrent chacun un fichier de résultats contenant les coordonnées de position (x,y,z) et de vitesse (v_x, v_y, v_z) de chaque macroparticule à chaque pas de calcul. Un programme de traitement des données lit ces fichiers pour en extraire :

- d'une part le tracé en 3D des trajectoires des macroparticules depuis le trou d'extraction jusqu'au point image du dipôle (*Figures II-3 et II-4*),
- d'autre part le calcul et le tracé des émittances à des positions spécifiées par l'utilisateur. (*Figure II-5*)

*** Le fichier de données de Dip3D contient notamment :

- la valeur du champ de dipôle souhaitée,
- le nombre de pas en temps et la valeur d'un pas de temps d'intégration,
- les dimensions physiques des tubes de transport et du dipôle.

Il reprend en outre différents paramètres (états de charge et courants voulus) du fichier de données de Extract.



*Figure II-3 : Représentation 3D de l'extraction d'un faisceau.
Cas du système d'extraction conique de ECR4-M.*

II Simulation

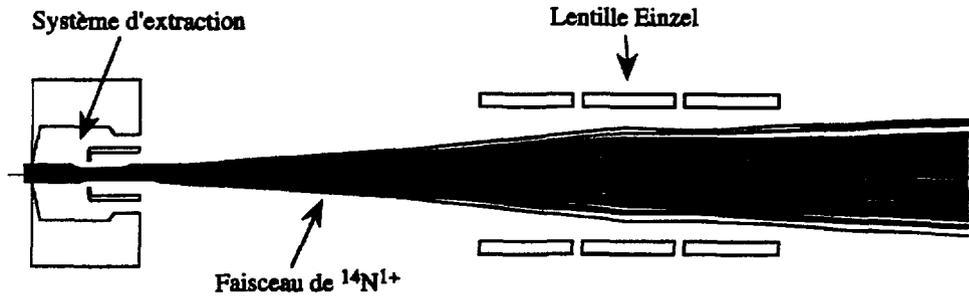


Figure II-4 : Simulation de la trajectoire d'un faisceau avec Extract.
Seul le faisceau de $^{14}\text{N}^{1+}$ est représenté,
les autres états de charge étant volontairement occultés.

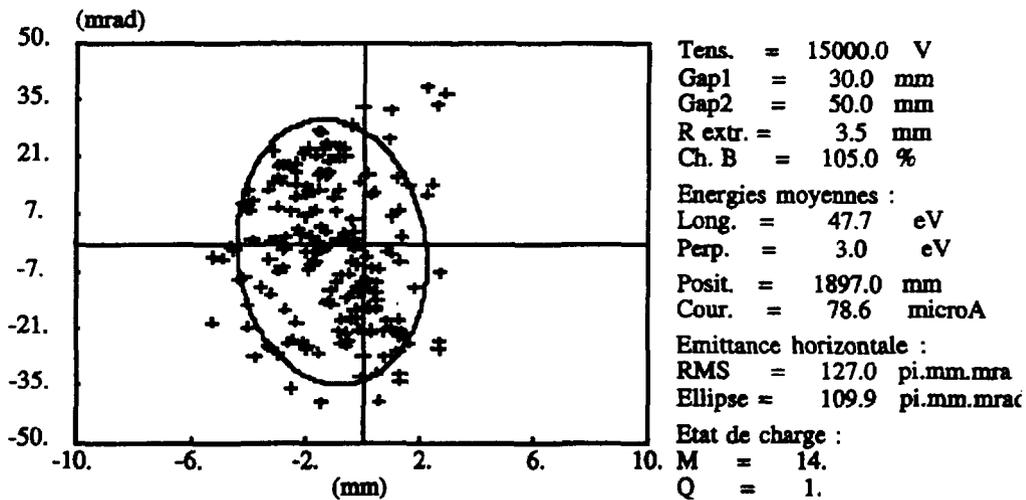


Figure II-5 : Figure d'émission simulée au niveau du point image du dipôle,
résultat de Extract+Dip3D.

Les paramètres indiqués sont :

- la tension d'extraction (Tens.),
- la valeur de la première distance interélectrode (Gap1),
- la valeur de la deuxième distance interélectrode (Gap2), si elle existe,
- la valeur du rayon du trou de l'électrode plasma (R extr.),
- le pourcentage du champ de fuite axial (Ch. B), ici 105 % de la valeur du champ créée par 800 A dans la bobine extraction,
- l'énergie longitudinale moyenne des ions à $z=0$, position de l'électrode plasma (Long.),
- l'énergie transversale moyenne des ions à $z=0$, position de l'électrode plasma (Perp.),
- la position de mesure de l'émission (Posit.), ici il s'agit du point focal image du dipôle,
- le courant du faisceau (Cour.),
- la valeur d'émission "rms" (RMS)
- la valeur de l'aire d'une ellipse qui englobe un certain pourcentage des points de l'émission (Ellipse), ici 90%,
- enfin la masse (M) et la charge (Q) des ions du faisceau.

II Simulation

Extract et Dip3D sont tous les deux programmés en Fortran 77. Les temps d'exécution sont relativement courts. Il faut naturellement choisir un nombre de macroparticules et de pas de calcul raisonnables. Nous donnons, à titre indicatif, les temps de calcul sur deux types de plate-forme (*Tableau II-1*).

Programme	Plate-forme	Compilateur	Nbre de macroparticules	Nbre de pas de calcul	Temps de calcul
Extract	PowerMacintosh 7100 / 80 MHz sous Mac-OS	MPW	550	450	7 mn 30 sec
	Sun SPARC Station 5 sous Unix	F77	550	450	2 mn 10 sec
Dip3D	PowerMacintosh 7100 / 80 MHz sous Mac-OS	MPW	200	3300	3 mn 45 sec
	Sun SPARC Station 5 sous Unix	F77	200	3300	1 mn 30 sec

Tableau II-1 : Exemple de temps d'exécution des programmes Extract et Dip3D dans le cas d'une simulation complète du trou d'extraction jusqu'au point image du dipôle.

Annexe de la partie II

Loi de Child-Langmuir Angle de Pierce

Initialement établie pour des faisceaux d'électrons la loi de Child-Langmuir [Chi-11, Lan-31] peut être généralisée au cas de l'extraction d'ions multichargés. Certains auteurs y font quelquefois référence. Bien que trop réductrice, nous la présentons, car elle permet, au sein d'une même équation, de relier les quatre paramètres suivants :

- le rayon R du trou d'extraction,
- la différence de potentiel δV appliquée entre l'électrode plasma et l'électrode d'extraction,
- la distance d séparant ces deux électrodes,
- les masses m_i , charges q_i et courants associés I_i des différents états de charge i qui composent le faisceau.

Cette relation est établie à partir d'hypothèses simplificatrices bien précises :

- absence de champ magnétique de fuite de la source,
- vitesses des ions nulles à la sortie de la source,
- densité de charge quasi infinie au niveau de la source,
- distribution des ions uniforme sur tout le trou d'extraction.

L'établissement de la loi de Child-Langmuir part de l'affirmation suivante : la manière la plus simple d'avoir un faisceau extrait ayant la plus petite émittance possible, est de trouver les conditions d'extraction qui créent, tout en tenant compte de la charge d'espace, un faisceau parallèle de rayon R . Si le faisceau est parallèle, les équipotentielles V , à l'intérieur de ce même faisceau, sont alors perpendiculaires à l'axe optique et dépendent uniquement de z (Figure II-6). Cherchons une expression de la forme :

$$V(z) = V_0 + k \cdot z^\alpha \quad (19)$$

Elle vérifie l'équation de Poisson :

$$\Delta V = -\sum_i \left(\frac{\rho_i}{\epsilon_0} \right) \quad (20)$$

soit :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = -\sum_i \left(\frac{j_i}{\epsilon_0 \cdot v_i} \right) \quad (21)$$

La vitesse v_i de chaque état de charge vérifie le théorème de l'énergie cinétique :

$$\frac{1}{2} m_i (v_i(z)^2 - v_{oi}^2) = -q_i \cdot (V(z) - V_o) \quad (22)$$

On peut déduire à partir des équations (19), (21) et (22) les expressions de α et k :

$$\alpha = 4/3 \quad (23)$$

$$k = -\left(\frac{9}{4} \cdot \sum_i \left(\frac{j_i}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{m_i}{2 \cdot q_i}} \right) \right)^{2/3} \quad (24)$$

Et puisque $\delta V = V(d) - V_o = k \cdot d^\alpha$, que la densité de courant est reliée au courant par $j_i = I_i / \pi \cdot R^2$, la loi de Child-Langmuir pour un faisceau de multichargés s'exprime :

$$\sum_i \left(\sqrt{\frac{m_i}{q_i}} I_i \right) = \frac{\sqrt{2}}{9} (4\pi\epsilon_0) \frac{\delta V^{3/2} \cdot R^2}{d^2} \quad (25)$$

La résolution de l'équation de Poisson en dehors du faisceau ($\rho_i = 0$) en un point de coordonnées (r, z) , donne l'équation des équipotentiels :

$$V(r, z) = V_o + k \cdot \left((r - R)^2 + z^2 \right)^{2/3} \cos \left(\frac{4}{3} \arctan \left(\frac{r - R}{z} \right) \right) \quad (26)$$

L'équipotentielle $V(r, z) = V_o$ est une droite d'angle avec la verticale égal à $3\pi/8$ appelé angle de Pierce ($22,5^\circ$) [Pie-54]. Les autres équipotentiels sont des courbes orthogonales au faisceau en $r = R$ et tangentes en l'infini à des droites ayant aussi l'angle de Pierce. Ces deux formes d'équipotentiels permettent ainsi de déterminer la forme des électrodes à utiliser pour se mettre dans le cas théorique de la loi de Child-Langmuir :

- une électrode plasma conique d'angle $22,5^\circ$
- une électrode d'extraction, soit plate, soit conique avec l'angle de Pierce, ou encore ayant la forme de l'équation (26), forme techniquement compliquée à réaliser.

II Simulation

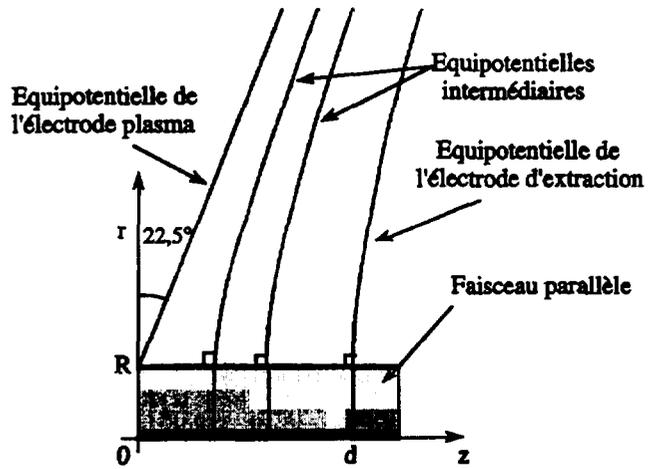


Figure II-6 : Contexte de la loi de Child-Langmuir.
Il y a symétrie de révolution et nous sommes en coordonnées cylindriques r, z .

NEXT PAGE(S)
left BLANK

III

L'INSTALLATION EXPERIMENTALE

Les différentes mesures qui sont présentées dans ce document ont été effectuées sur deux bancs de test de source ECR du GANIL, les bancs 1 et 2 (*Figures III-1 et III-7*). Ces deux installations expérimentales, proches l'une de l'autre dans leur conception, sont détaillées dans ce chapitre. Chaque banc peut être décomposé en quatre parties distinctes :

- la source d'ions de type ECR,
- le dispositif d'extraction des ions,
- la ligne de transport du faisceau,
- les ensembles de diagnostic du faisceau.

Nous détaillons ces différents éléments dans les deux premières sections de cette troisième partie. En troisième section, la méthode de mesure et le traitement des émittances sont abordés.

III-1. Le banc 1

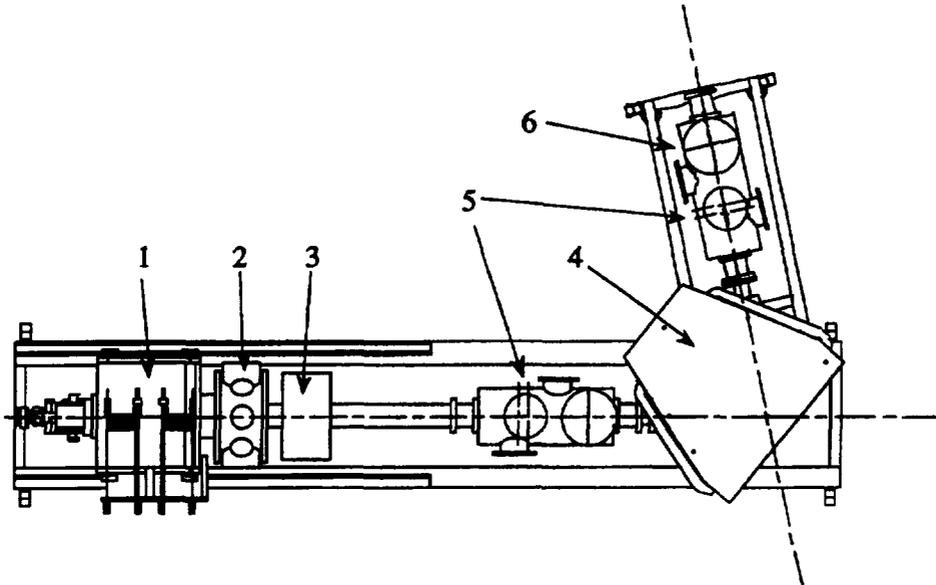


Figure III-1 : Vue de dessus du banc 1. Ses principaux éléments sont :

1. La source ECR4-M,
2. L'ensemble d'extraction multiélectrode,
3. Le solénoïde,
4. Le dipôle,
5. Les ensembles de diagnostics,
6. L'émittance-mètre.

III-1.1. L'ensemble d'extraction multiélectrode

III-1.1.1. Description technique

L'ensemble d'extraction multiélectrode (*Figure III-2*) est un dispositif d'étude [Ler-96]. Il permet de par sa conception modulaire de tester différents systèmes : extractions à une, deux ou trois électrodes d'extraction ayant des formes variées.

La position de chaque électrode d'extraction (1,2,3) peut être modifiée de façon indépendante sans ouverture de l'enceinte d'extraction (4) (i.e. sous vide). Elles sont chacune motorisées de la manière suivante. Un moteur pas à pas externe (5) actionne un passage tournant étanche ferromagnétique (6). Ce passage entraîne un système de poulies et de courroies (7) qui permettent de faire coulisser un porte-électrode (8) sur des tiges.

III L'installation expérimentale

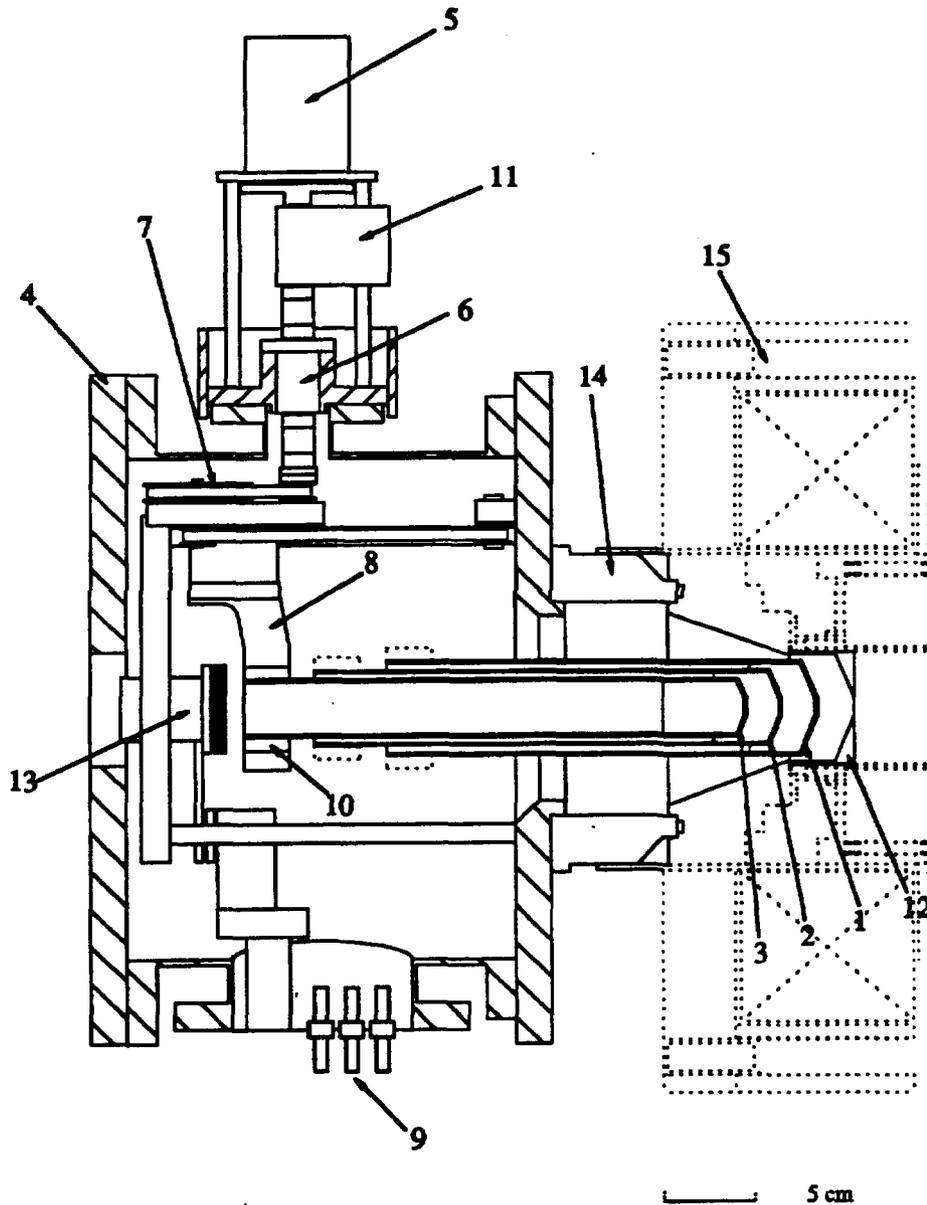


Figure III-2 : Coupe de l'ensemble d'extraction multiélectrode.

- | | |
|-------------------------------------|-------------------------------------|
| 1. Première électrode d'extraction | 9. Passage isolant de haute tension |
| 2. Deuxième électrode d'extraction | 10. Couronne isolante en alumine |
| 3. Troisième électrode d'extraction | 11. Encodeur |
| 4. Enceinte d'extraction | 12. Electrode plasma |
| 5. Moteur pas à pas | 13. Coupe de Faraday à polarisation |
| 6. Passage tournant ferromagnétique | 14. Isolant extraction-source |
| 7. Ensemble de poulies et courroies | 15. Source ECR4-M |
| 8. Porte-électrode | |

Sur chaque porte-électrode est fixé un tube muni en son extrémité d'un embout formant ainsi l'électrode. Chaque embout peut avoir la forme voulue (plate, conique, ...) et être remplacé de façon aisée. Les électrodes sont polarisées indépendamment les unes des autres et trois passages isolants haute tension (9) sont prévus à cet effet. Des couronnes en alumine (10) isolent électriquement les tubes des porte-électrodes. Tous les éléments constituant l'ensemble multiélectrode autre que les tubes et embouts formant les électrodes sont scrupuleusement mis à la masse. La position de chaque électrode est repérée par un encodeur (11). Nous disposons ainsi d'un ensemble d'extraction où chaque électrode peut être mise au potentiel voulu et à la position voulue (par rapport aux autres électrodes d'extraction ou à l'électrode plasma (12)) et ce en présence du faisceau extrait. Une cage de Faraday à polarisation (13) actionnée pneumatiquement donne la valeur de l'intensité du faisceau extrait. Enfin, deux pompes turbomoléculaires de débit 500 l/s permettent d'atteindre des pressions dans l'enceinte d'extraction entre 10^{-7} et 5.10^{-6} mbar lorsque le faisceau est extrait. Il est à noter que, compte tenu de tout les équipements présents à l'intérieur de l'enceinte (poulies, courroies, coupe de Faraday, électrodes et porte-électrodes...), de nombreuses semaines de pompage et de formation des électrodes en présence du faisceau furent nécessaires afin d'obtenir un fonctionnement fiable (sans décharges interélectrode, ni claquages).

Différents types d'électrodes ont été testées sur l'ensemble multiélectrode, certaines donnant plus de satisfaction que d'autres. Nous présentons deux types de système d'extraction dont la fiabilité a été longuement éprouvée lors de nombreux mois de fonctionnement : le système d'extraction conique et le système d'extraction multiélectrode.

III-1.1.2. Système d'extraction conique

Le premier système d'extraction utilisé sur la source ECR4-M a été un système d'extraction composé d'une distance accélératrice unique (*Figure III-3*). Il est constitué de deux électrodes :

- une électrode plasma (dont la forme intérieure conique fait un angle de $22,5^\circ$ avec la verticale (angle de Pierce),
- une électrode d'extraction de forme conique ($67,5^\circ$ avec la verticale).

Pour simplifier, nous appellerons par la suite ce système d'extraction : "système d'extraction conique".

Le trou d'extraction peut avoir des dimensions diverses (de 2 à 12 mm de diamètre), mais dans le cas concret des résultats exposés dans la partie IV ce trou est fixé

à 4 mm de diamètre. Le trou de l'électrode d'extraction est de 16 mm de diamètre. Nous donnons la forme des équipotentiels créés en *Figure III-3*. On peut noter nettement un effet divergent au niveau de l'électrode d'extraction. Ceci est dû à l'aberration du trou de dimension relativement importante par rapport à la distance interélectrode (un rapport d'aspect de l'ordre de deux). Ces équipotentiels divergents, ainsi que nous l'évoquons en I-3.4., auront une influence non négligeable sur la qualité optique du faisceau extrait.

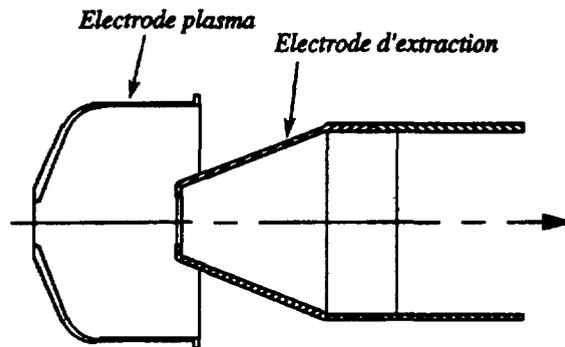
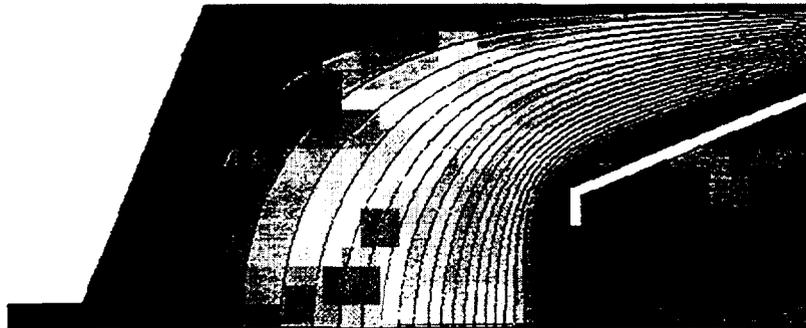


Figure III-3 : Vue en coupe du système d'extraction conique.



*Figure III-4 : Equipotentiels du système d'extraction conique.
Electrode plasma à 14 kV. Electrode d'extraction à la masse.
Distance interélectrode de 38 mm. Une équipotentielle tous les 500 V.*

III-1.1.3. Système d'extraction multiélectrode

Le système d'extraction multiélectrode (*Figure III-5*) est un système formé d'une électrode plasma et de deux électrodes d'extraction. L'électrode plasma est entièrement identique à celle du système d'extraction conique. Les deux électrodes d'extraction (électrode 1 et électrode 2) sont de même forme : il s'agit de deux cônes formant un angle de 22,5° avec la verticale (angle de Pierce). Les trous des électrodes peuvent être de grandeurs différentes (de $\varnothing 2$ mm à $\varnothing 9$ mm).

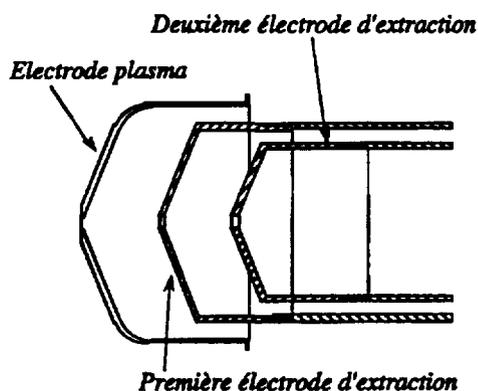


Figure III-5 : Vue en coupe du système d'extraction multiélectrode.

Dans tous les cas de figure l'électrode plasma est polarisée à la tension de la source U_{source} et la deuxième électrode d'extraction est mise à la masse. La première électrode d'extraction est alors polarisée à une tension positive intermédiaire ($U_{E_1} < U_{source}$). Du fait de leurs formes (électrodes en "poupées russes"), les électrodes peuvent être positionnées très proches les unes des autres. En approchant la première électrode d'extraction près de l'électrode plasma, on peut créer des équipotentiels très resserrés dans les premiers millimètres de l'extraction (Figure III-6). Un champ électrique plus fort que dans le cas du système d'extraction conique peut être appliqué afin de mieux contrer l'effet de charge d'espace du faisceau.

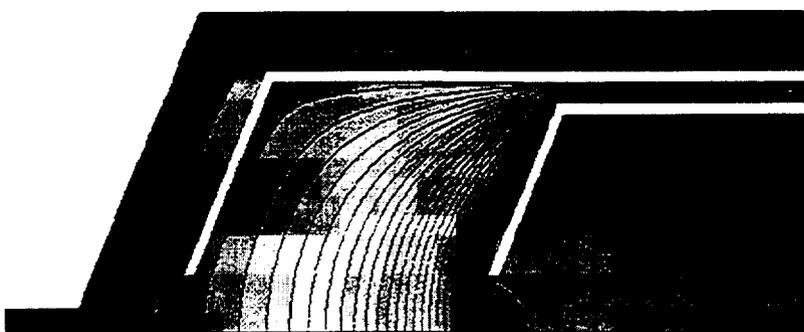


Figure III-6 : Equipotentiels du système d'extraction multiélectrode.
Electrode plasma à 14 kV. Première électrode d'extraction à 13,2 kV.
Une équipotentielle tous les 500 V.
Diamètres des trous : électrode plasma 4 mm et les électrodes d'extraction 9 mm.

Il apparaît que l'on peut jouer sur trois paramètres pour régler l'extraction : la première distance interélectrode, la deuxième distance interélectrode et la tension

intermédiaire. Le système d'extraction multiélectrode devient alors un système très complexe à manipuler car possédant de multiples possibilités de réglage. Notons enfin que l'effet de divergence au niveau de la dernière électrode d'extraction est moins important que dans le cas de l'extraction conique, ceci notamment dû à l'utilisation d'un trou plus petit.

Dans les premiers temps, nous avons cherché à nous mettre dans les conditions de la loi de Child-Langmuir (voir l'annexe de la partie II) afin de créer un faisceau parallèle. En effet, le système, de par la variation des distances interélectrode, pouvait mettre en évidence l'interdépendance entre le courant extrait, le rayon du trou d'extraction, la distance interélectrode et la différence de potentiel interélectrode [Kra-86]. Après de nombreuses expériences, nous avons constaté qu'il n'était pas possible d'appliquer les résultats de la loi de Child-Langmuir; il s'agit d'une vision trop approximative : elle ne tient pas compte, notamment, du champ magnétique. Tout appel à cette loi pour modéliser l'extraction des sources ECR n'est en fait qu'une approche théorique loin des réalités expérimentales.

III-1.2. Transport

III-1.2.1. Eléments optiques

Après extraction, le faisceau est transporté dans des tubes de diamètre 60 mm. Il traverse d'abord un solénoïde (*Figure III-1*). Ce solénoïde est chargé, à partir d'un point objet situé au niveau de l'électrode plasma, de créer un point focal image localisé au niveau des fentes (voir la section III-3.) du premier ensemble de diagnostics. Ce point focal est adapté au point focal objet du dipôle qui suit directement. Le point focal image du dipôle est lui-même situé au niveau des fentes du deuxième ensemble de diagnostics. Le dipôle est un dipôle à 102° permettant un rayon de courbure du faisceau de 0,350 m.

Les courants alimentant le solénoïde (0-265 A) et le dipôle (0-145 A) nous limitent dans la plage disponible en rigidité magnétique (i.e. les états de charges) pour une tension d'extraction donnée. Il est néanmoins possible, par exemple, d'avoir un spectre d'azote complet (du 1+ au 7+) à 10 kV, mais à 15 kV la charge 1+ est manquante.

Le pouvoir de séparation $\delta m / m$ du dipôle est acceptable afin de séparer les masses utilisées au cours de notre étude. Il est donné par :

$$\frac{\delta m}{m} = \frac{4 \cdot \hat{x}}{C_D}, \text{ exprimé en } \%,$$

III L'installation expérimentale

où \hat{x} est l'enveloppe du faisceau (horizontale ou verticale) au niveau du point objet et C_D le coefficient de dispersion, caractéristique du dipôle et donné par :

$$C_D = x / \left(\frac{\delta p}{p} \right)$$

Ce coefficient signifie qu'une particule ayant une quantité de mouvement différente de δp par rapport à la quantité de mouvement théorique sera déplacée de $C_D \cdot (\delta p/p)$ par rapport à la trajectoire théorique.

Dans notre cas, C_D est de l'ordre de 1,45 mm par ‰ et si l'on considère une enveloppe de faisceau de $\hat{x} = \pm 4$ mm, on obtient un pouvoir de séparation de 11 ‰.

Enfin notons que deux pompes turbomoléculaires de 500 l/s assurent un vide d'environ 10^{-7} mbar dans l'ensemble de la ligne.

III-1.2.2. Acceptance

Sur le banc 1, nous sommes limités par les acceptances du solénoïde et du dipôle. Nous donnons dans les deux tableaux suivants les valeurs d'acceptance angulaire suivant la taille du faisceau.

Taille du faisceau	Acceptance angulaire	Acceptance (π mm.mrad)
± 1 mm	± 67 mrad	67
± 2 mm	± 67 mrad	133
± 4 mm	± 67 mrad	267

Tableau III-1 : Acceptances du solénoïde du banc 1.

Taille du faisceau	Acceptance angulaire	Acceptance (π mm.mrad)
± 1 mm	± 43 mrad	43
± 2 mm	± 43 mrad	86
± 4 mm	± 43 mrad	172

Tableau III-2 : Acceptances du dipôle du banc 1.

III-2. Le banc 2

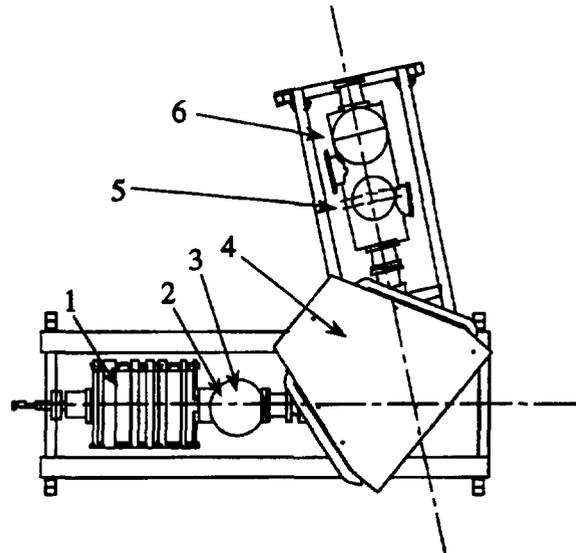


Figure III-7 : Vue du dessus du banc 2, comprenant :

- 1. La source Nanogan II,
- 2. L'enceinte d'extraction,
- 3. La lentille einzel,
- 4. Le dipôle,
- 5. L'ensemble de diagnostics,
- 6. L'émittance-mètre.

III-2.1. L'enceinte d'extraction

L'enceinte d'extraction du banc 2 est beaucoup moins sophistiquée que celle du banc 1. Elle ne comporte aucun mouvement piloté des électrodes. Les électrodes sont alors fixes en fonctionnement.

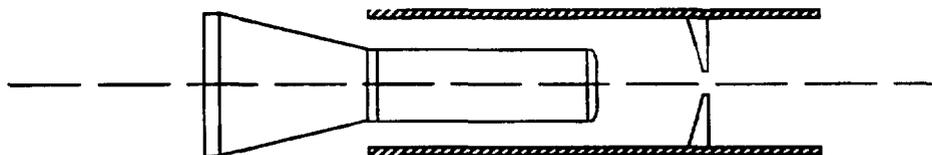


Figure III-8 : Vue en coupe du système d'extraction de la source Nanogan II.

Le système d'extraction de Nanogan II est composé d'une électrode plasma de forme conique (angle de Pierce) et d'une électrode d'extraction plate (Figure III-8). Le diamètre du trou d'extraction est de 7 mm et celui de l'électrode d'extraction de 11 mm. Notons que l'électrode d'extraction ne correspond pas du tout aux conditions des

angles de Pierce (voir l'annexe de la partie II).

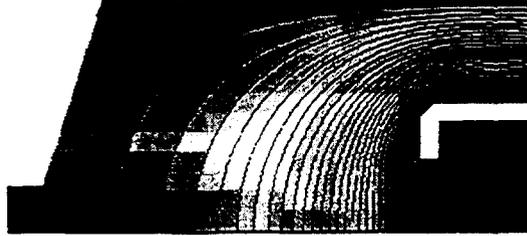


Figure III-9 : Equipotentiels du système d'extraction de la source Nanogan II.

La distance (au rayon) séparant les deux tubes des électrodes est de l'ordre de 5 mm. Néanmoins une différence de potentiel de 35 kV entre les deux électrodes peut-être appliquée sans claquage.

III-2.2. Transport

III-2.2.1. Eléments optiques

La ligne de transport du banc 2 est une ligne très courte. Elle comporte les éléments suivants : une lentille einzel (ou lentille électrostatique) et un dipôle d'analyse. La lentille einzel permet d'adapter le faisceau extrait au dipôle. Une lentille einzel est, comme un solénoïde, focalisante. Elle est utilisée pour créer un point focal virtuel pour le dipôle. Les caractéristiques du dipôle (pouvoir de séparation, angle et rayon de courbure) sont identiques à celles du banc 1. La lentille einzel est composée de trois cylindres identiques de rayon intérieur 25 mm et de longueur 45 mm. Le cylindre intermédiaire est porté à la haute tension (dans la pratique environ la moitié de la tension de source) alors que les deux autres sont à la masse. Les équipotentiels sont alors définies comme suit :

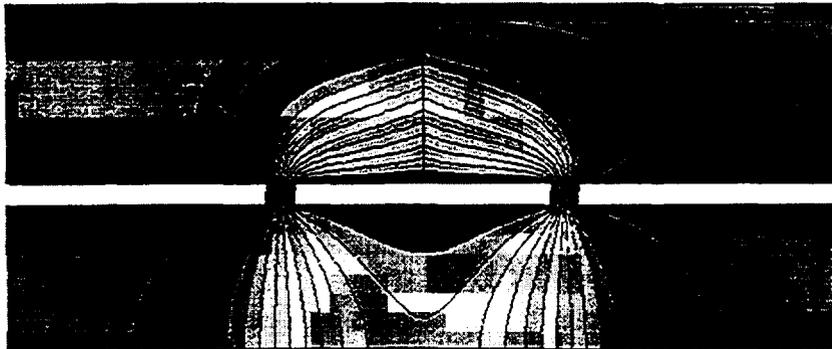


Figure III-10 : Equipotentiels de la lentille einzel du banc 2.
Une équipotentielle tous les kV. Tension du cylindre intermédiaire 15 kV.

III-2.2.2. Acceptance

Les tableaux suivants résument les acceptances de la lentille einzel et du dipôle du banc 2 :

	Taille du faisceau	Acceptance angulaire	Acceptance ($\pi mm.mrad$)
Lentille einzel	$\pm 1 mm$	$\pm 110 mrad$	110
	$\pm 2 mm$	$\pm 110 mrad$	220
	$\pm 4 mm$	$\pm 110 mrad$	440
Dipôle	$\pm 1 mm$	$\pm 40 mrad$	40
	$\pm 2 mm$	$\pm 40 mrad$	80
	$\pm 4 mm$	$\pm 40 mrad$	160

Tableau III-3 : Acceptances de la lentille einzel et du dipôle du banc 2.

III-3. Diagnostics et émittance-mètre

Les ensembles de diagnostics (repères 5 sur les figures III-1 et III-7) des deux bancs sont identiques (Figure III-11). Ils sont composés dans l'ordre de deux fentes, d'une coupe de Faraday à aimants et de deux profileurs.

Les largeurs et les positions des fentes sont réglables. La coupe de Faraday est actionnée pneumatiquement afin d'être mise ou retirée du faisceau. Chaque profileur est constitué de 47 fils espacés de 1 mm chacun.

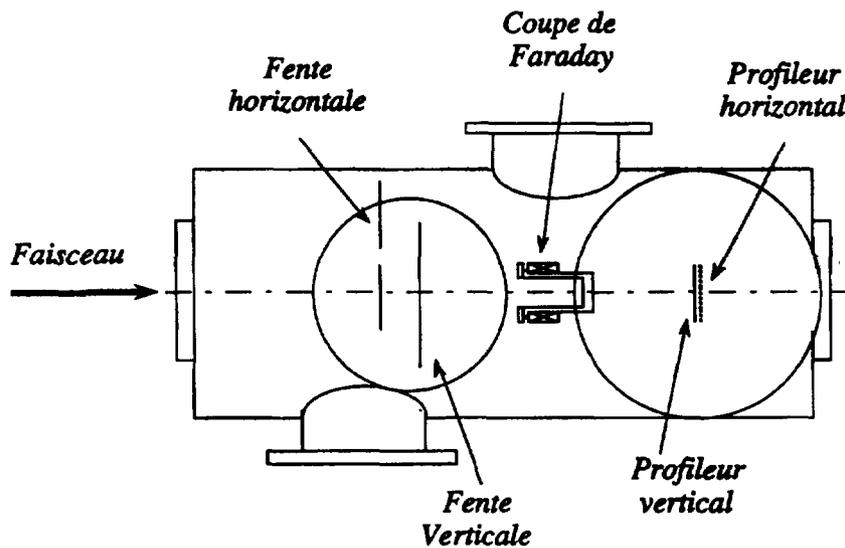


Figure III-11 : Vue de dessus d'un ensemble de diagnostics.

L'association de la fente horizontale et du profileur horizontal permet de composer un émittance-mètre. Nous détaillons dans les sous-sections suivantes la méthode de mesure des émittances, le traitement de ces mesures ainsi que leur précision.

III-3.1. Principe de mesure des émittances

La méthode de mesure des émittances adoptée sur les deux bancs de tests est la méthode "fente-profileur" (Figure III-12). Cette méthode plus simple de fonctionnement que la méthode "fente-fente" [Aub-84, Hol-89] permet de mesurer la valeur \mathcal{E}_{xx} et le profil de densité $\rho(x, x')$ de l'émittance d'un faisceau.

Une fente de largeur δx et de hauteur supérieure à la dimension supposée du faisceau intercepte ce dernier. Elle sélectionne un sous-faisceau de position x_i dans le plan d'interception. Un profileur situé en aval à une distance L fait l'analyse de la dispersion angulaire. A chaque fil de position x_j frappé par une partie du sous-faisceau correspond une divergence x'_j :

$$x'_j = (x_j - x_i) / L.$$

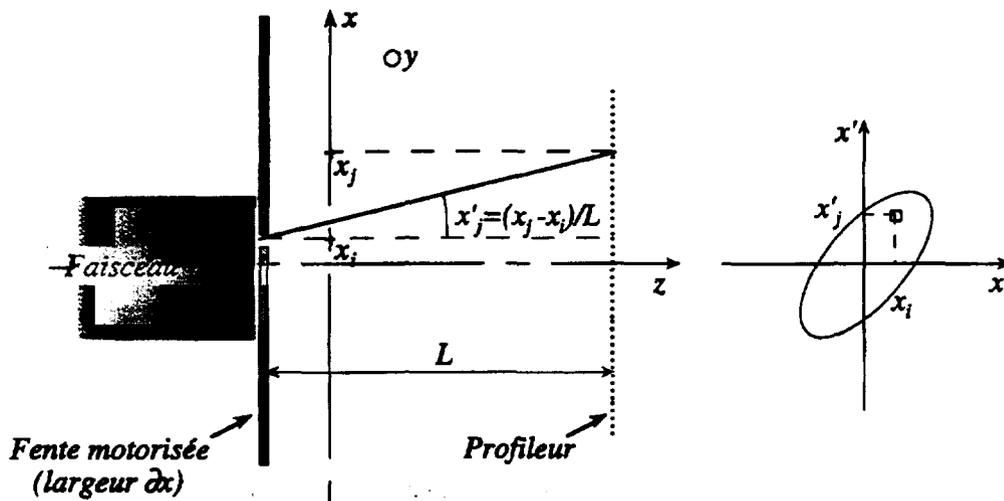


Figure III-12 : Méthode "fente-profileur" de mesure de l'émittance horizontale.

Le courant recueilli sur chaque fil permet alors de donner le profil en densité $\rho(x'_j)$ de la dispersion angulaire du sous-faisceau (Figure III-12). La fente se déplace ensuite selon les x afin de balayer tout le faisceau principal. La mesure des courants de chaque fil pour chaque position de la fente permet de construire le profil de densité $\rho(x, x')$ de l'émittance. Le contour de ce profil de densité délimite la figure d'émittance.

III-3.2. Traitement des émittances

L'émittance-mètre est entièrement automatisé et piloté par un ordinateur. Les valeurs de position de fente, de position et de valeur de courant de chaque fil sont enregistrés dans un tableau de courants $\rho(x_i, x'_j)$ (profil de densité) de dimension $i \times j$ (nombre de positions de la fente \times nombre de fils du profileur). A partir de ce tableau on peut déduire trois calculs de valeurs d'émittances :

- l'émittance géométrique $\mathcal{E}_{geo.}$,
- l'émittance "rms" \mathcal{E}_{rms} ,
- l'aire d'une ellipse $A_{ellipse}$.

Ces trois calculs se font sur tous les points de mesures où la densité de courant associée $\rho(x_i, x'_j)$ est supérieure ou égale à $S \cdot \rho_{max.}$, où $\rho_{max.}$ est le maximum de densité de l'émittance. Ceci permet d'éliminer le bruit de l'électronique de mesure.

L'émittance géométrique est la somme géométrique des petites émittances élémentaires $\delta\mathcal{E}_{élé.}$. Dans notre cas $\delta\mathcal{E}_{élé.} = 0,6654 \pi \cdot mm \cdot mrad$.

L'émittance "rms" est directement dérivée de la formule présentée en I-3.2., en pondérant chaque point de mesure par sa valeur de densité de courant associée.

Enfin l'ellipse est déterminée de manière à ce qu'elle englobe un certain pourcentage du courant total du faisceau analysé (supérieur à 85 % dans la plupart des cas).

La figure d'émittance obtenue par l'émittance-mètre (émittance avec sa répartition de densité) est la suivante :

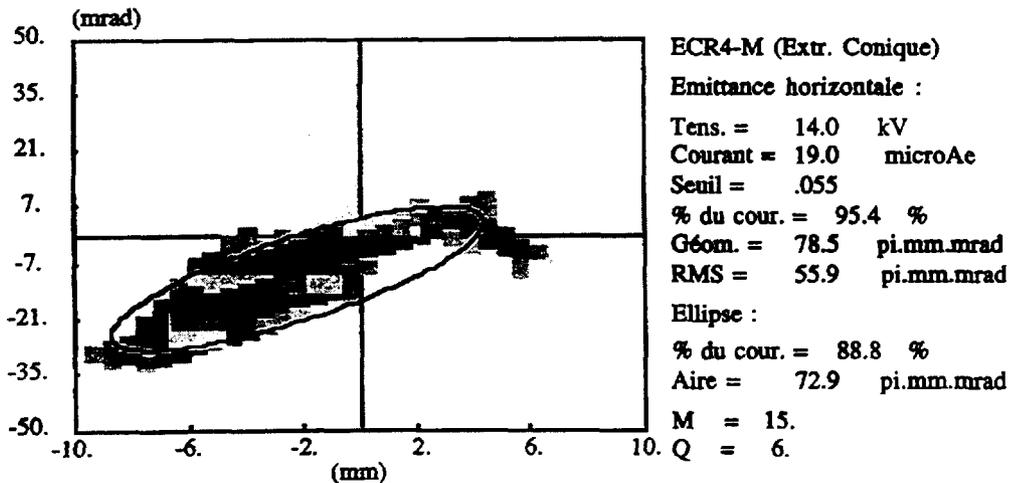


Figure III-13 : Exemple de figure d'émittance obtenue avec l'émittance-mètre :

Différents renseignements accompagnent la figure précédente :

- la tension de la source,
- le courant du faisceau analysé,
- le seuil utilisé pour le traitement de l'émittance ainsi que le pourcentage de courant correspondant à ce seuil,
- les valeurs des émittances géométrique et "rms",
- la valeur de l'aire de l'ellipse et le pourcentage de courant contenu dans cette ellipse.

Légende du profil de densité de l'émittance (en % du maximum de densité de courant) :

	0 à 10 %		40 à 60 %
	10 à 20 %		60 à 80 %
	20 à 40 %		80 à 100 %

III-3.3. Acceptances et incertitudes de l'émittance-mètre

Il convient maintenant de déterminer quelles sont les acceptances spatiales et angulaires de l'émittance-mètre ainsi que l'incertitude sur les mesures d'émittances.

III-3.3.1. Acceptances de l'émittance-mètre

La plage de déplacement de la fente motorisée est de 18 mm. Le profileur situé à 287 mm de la fente est composé de 47 fils espacés de 1 mm. Cela nous permet de calculer l'acceptance de l'émittance-mètre qui est de 900 π .mm.mrad, ce qui est largement supérieur à l'acceptance de nos lignes de transport et à l'émittance d'une source ECR. Il faut toutefois noter que cette valeur est donnée dans la limite de l'acceptance angulaire. En effet, comme le profileur est fixe l'acceptance angulaire du système dépend de la position de la fente et peut varier de -43 / +116 mrad à -104 / +56 mrad. Cela définit un domaine de mesure de l'émittance-mètre (Figure III-14).

A partir de la largeur de la fente δx (la résolution spatiale), de la distance séparant deux fils du profileur δx_f et de la distance fente-profileur L on peut déduire la résolution angulaire $\delta x'$ de l'émittance-mètre donnée en mrad par :

$$\delta x' = 1000 \cdot \left(\frac{\delta x + \delta x_f}{L} \right)$$

La plus petite émittance $\delta \mathcal{E}_{\min}$ mesurable par notre système est alors :

$$\delta \mathcal{E}_{\min} = \frac{\delta x \cdot \delta x'}{\pi}$$

III L'installation expérimentale

Dans notre cas : $\delta x = 0,6 \text{ mm}$,
 $\delta x_f = 1 \text{ mm}$,
 $L = 287 \text{ mm}$.

On obtient : $\delta x' = 5,6 \text{ mrad}$.

La plus petite émittance mesurable est donc $\delta \epsilon_{\min} = 1 \text{ } \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$, largement inférieure aux émittances réelles des sources ECR.

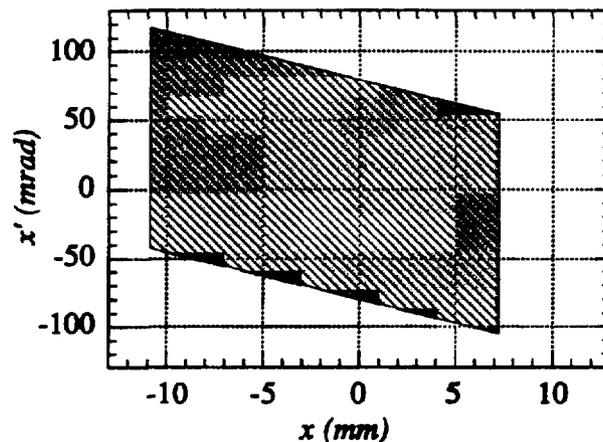


Figure III-14 : Domaine de mesure de l'émittance-mètre.

NB : pour des raisons techniques le déplacement de la fente n'est pas symétrique par rapport à l'axe optique, mais dans tous les cas la plage de déplacement a toujours été suffisamment large pour balayer l'ensemble du faisceau et par conséquent mesurer une émittance complète.

III-3.3.2. Incertitude sur la mesure

Déterminons maintenant l'erreur que nous faisons sur chaque mesure d'émittance. Pour chaque position de la fente, nous pouvons dire que nous avons une incertitude de mesure d'un fil sur le nombre de fils éclairés. Il suffit de faire la moyenne de ces incertitudes sur le nombre de positions de la fente pour obtenir l'incertitude sur la mesure de l'émittance. On obtient ainsi pour la majorité des mesures d'émittances une fourchette d'incertitude allant de 5 à 20 %.

**NEXT PAGE(S)
left BLANK**

IV

RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les mesures présentées dans cette quatrième partie ont été effectuées à haute transmission (voir, dans la partie I, la sous-section I-3.1.4.). Ce point est très important car il permet de considérer que les émittances ne sont pas tronquées (sauf dans certains cas que nous préciserons). Les faisceaux analysés de chaque état de charge correspondent alors à la totalité du faisceau issu de la source. Il s'agit dans tous les cas d'émittances faites aux points images des dipôles (banc 1 ou banc 2) avec l'émittance-mètre présenté en troisième partie. Nous présentons dans un premier temps des mesures d'émittances de la source ECR4-M avec les systèmes d'extraction conique et multiélectrode. Dans un deuxième temps, des mesures d'émittances concernant la source Nanogan II seront exposées.

IV-1. Source ECR4-M sur le banc 1

Le fonctionnement de la source ECR4-M que nous avons choisi, aussi bien avec le système d'extraction conique qu'avec le système d'extraction multiélectrode, est un fonctionnement ayant comme gaz principal de l'azote de masse 15 et comme gaz porteur de l'hélium. Au cours des différentes mesures, nous nous sommes efforcés de conserver les mêmes réglages de la source : l'injection des gaz, le réglage des bobines de champ axial, le réglage de la puissance de l'onde HF ont été maintenus aux même valeurs. Dans ces conditions, le courant de la source était de 700 μAe environ avec une distribution en états de charge donnée par le spectre représenté en figure IV-1. Le trou de l'électrode plasma est de 4 mm de diamètre, ce qui correspond à une densité de courant de 5,6 mAe/cm^2 .

IV Résultats expérimentaux

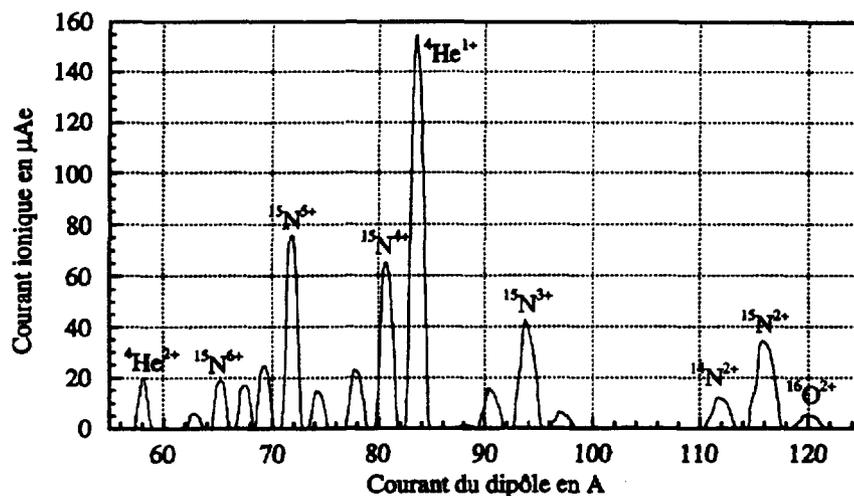


Figure IV-1 : Spectre à 14 kV d'azote 15 utilisant de l'hélium comme gaz porteur. Notons les pics des polluants oxygène 16 et azote 14 situés de part et d'autre de chaque pic d'azote 15.

IV-1.1. Extraction conique

IV-1.1.1. Figures d'émittances

Nous donnons ci-dessous l'exemple de trois émittances caractéristiques du système d'extraction conique (Partie III). Il s'agit des émittances des états de charges 2+, 4+ et 6+ de l'azote de masse 15 extraits avec une tension d'extraction de 14 kV.

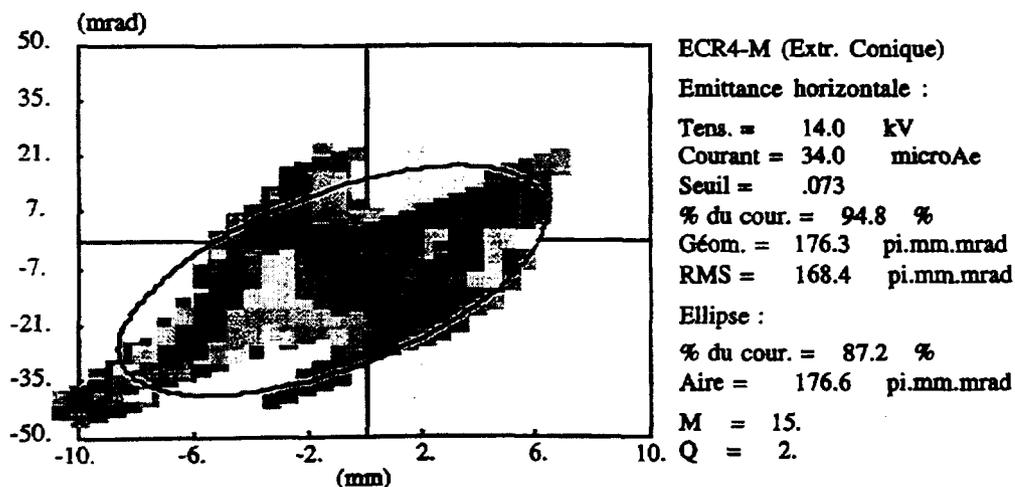


Figure IV-2 : Figure d'émittance de l'azote de masse 15 et de charge 2+ extrait à 14 kV avec le système d'extraction conique.

IV Résultats expérimentaux

Les émittances obtenues avec le système d'extraction conique sont en général des émittances larges et peu divergentes et leurs valeurs sont relativement élevées.

Ainsi l'émittance de la charge 2+ (*Figure IV-2*), de valeur "rms" $168 \pi \text{mm.mrad}$, atteint en apparence la limite de l'acceptance de la ligne de transport. Nous disons "en apparence" car rien ne nous permet de dire que l'émittance mesurée au point image du dipôle correspond à l'émittance de cet état de charge à la sortie de la source. Nous pouvons en effet supposer que cette émittance soit détériorée pendant le transport du faisceau et qu'elle soit plus faible à la sortie de la source. Cette supposition se justifie expérimentalement par le fait que l'émittance de la charge 2+ a contracté des aberrations (le "S"), probablement dans le solénoïde. Nous pouvons alors dire, sans nous tromper, que le faisceau de la charge 2+ est large à la sortie de la source.

L'émittance de la charge 4+ (*Figure IV-3*) est quant à elle bien différente de celle de la charge 2+. Elle n'a pas d'aberration et elle est deux fois moins large. Le faisceau peut être considéré comme étant moins large que le 2+ à la sortie de la source. De plus la valeur de l'émittance ($91 \pi \text{mm.mrad}$ "rms") est largement inférieure à celle de la charge 2+.

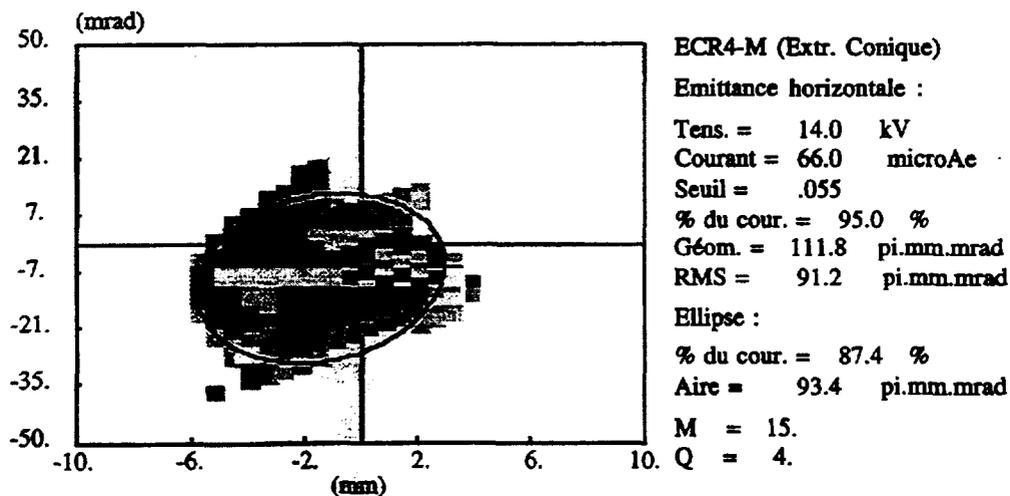


Figure IV-3 : Figure d'émission de l'azote de masse 15 et de charge 4+ extrait à 14 kV avec le système d'extraction conique.

L'émittance de la charge 6+ est celle d'un faisceau de faible divergence. Elle est très large et sans aberration (*Figure IV-4*). Une nette différence avec l'émittance de la charge 4+ s'affirme. On peut soulever l'hypothèse d'une adaptation particulière entre solénoïde et dipôle qui donnerait lieu à cette forme large et fine. Enfin notons que la valeur

IV Résultats expérimentaux

d'émission ($56 \pi \text{ mm.mrad}$ "rms") est trois fois plus faible que la valeur de l'émission de la charge $2+$.

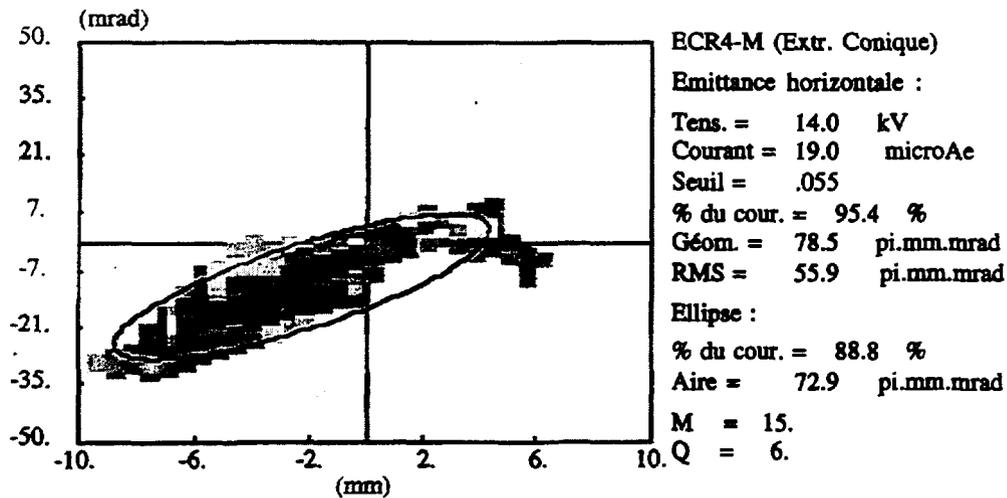


Figure IV-4 : Figure d'émission de l'azote de masse 15 et de charge $6+$ extrait à 14 kV avec le système d'extraction conique.

IV-1.1.2. Tendances des émissions

Dans la sous-section précédente nous avons constaté que les valeurs des émissions diminuaient quand la charge augmentait. Nous pouvons confirmer cette tendance en observant les émissions des autres états de charges ($3+$ et $5+$) de l'azote 15 (Figure IV-5). Si l'on effectue des mesures d'émissions pour trois tensions différentes, 10 kV, 12 kV et 14 kV, dans les mêmes conditions de réglage de la source, nous observons la même décroissance des émissions quand la charge augmente (Figure IV-5). Cette tendance des émissions de la source ECR4-M est en fait générale : à d'autres tensions d'extraction, pour d'autres courants de la source et des rayons du trou d'extraction différents nous avons pu à nouveau l'observer. De plus les émissions sont améliorées lorsque la tension d'extraction est augmentée; il ne s'agit en fait que d'un pur effet d'amortissement de l'émission dû à l'augmentation des vitesses : sur la figure IV-9 nous voyons que les trois courbes des émissions normalisées coïncident.

IV Résultats expérimentaux

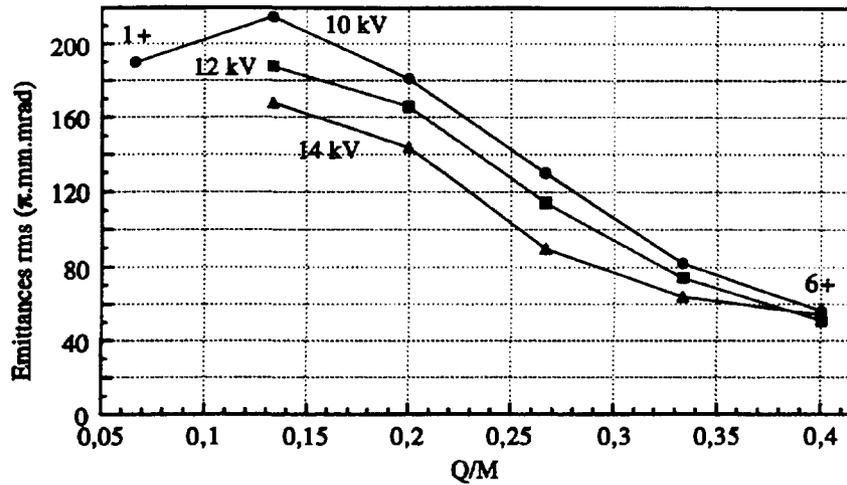


Figure IV-5 : Evolution des émittances rms d'azote 15 pour trois tensions d'extraction. Pour chacune de ces tensions, la distance interélectrode est de l'ordre de 38,5 mm

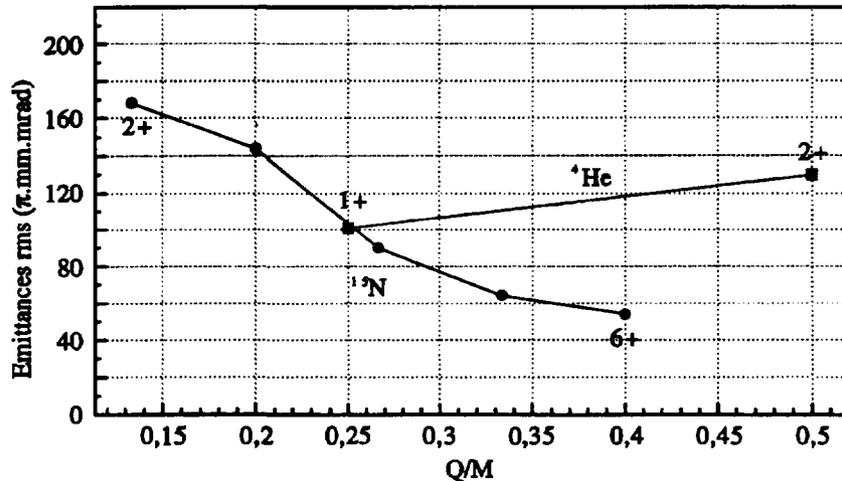
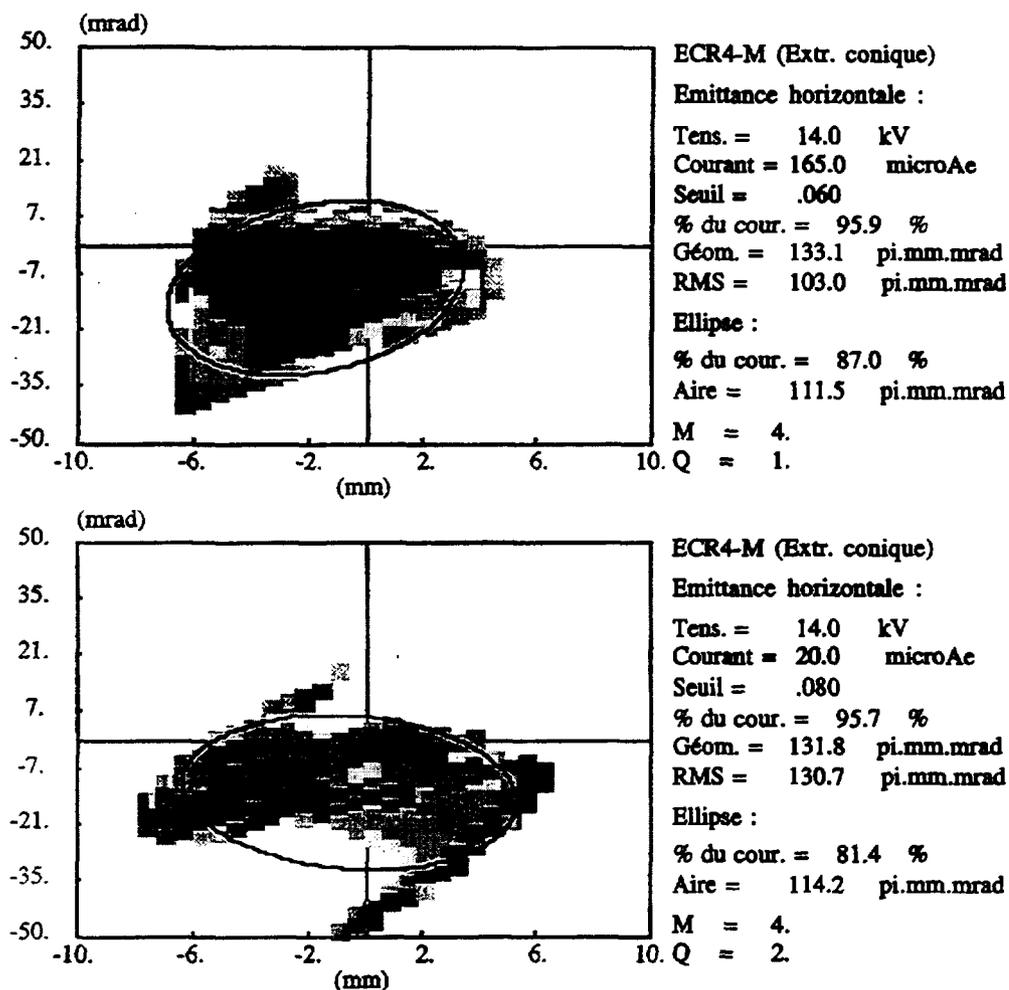


Figure IV-6 : Evolution des émittances de l'azote 15 ainsi que de son gaz porteur, l'hélium, extraits à 14 kV avec l'extraction conique.

Intéressons nous maintenant aux émittances du gaz porteur de l'azote : l'hélium. Les émittances de ses deux états de charge ne suivent pas la tendance des émittances de l'azote (Figure IV-6). Alors que la valeur de l'émittance de la charge 1+ peut s'intercaler entre les charges 3+ et 4+ de l'azote, la charge 2+ de l'hélium a un comportement spécifique. En effet la valeur de son émittance n'est pas du tout du même ordre de grandeur que l'émittance de la charge 6+ de l'azote (dont le rapport charge sur masse est le plus proche) : elle est approximativement de même valeur que l'émittance de la charge 1+. Cette tendance n'est pas spécifique à la tension d'extraction de 14 kV; elle est vérifiée à d'autres tensions d'extraction. On peut alors supposer que l'hélium 2+

IV Résultats expérimentaux

possède une dispersion en énergie transversale plus importante que ses homologues en rapport charge sur masse.



Figures IV-7 et IV-8 : Figures d'émission des états de charge 1+ et 2+ de l'hélium, gaz porteur de l'azote. Extraction conique à 14 kV.

La tendance décroissante des émittances de l'azote en fonction de la charge peut paraître tout à fait normale. En effet, les forts états de charge, ayant une vitesse supérieure, voient leur valeur d'émission plus amortie que celle des faibles états de charge. Si l'on représente sur un graphique les émittances normalisées en fonction de la charge, on doit alors obtenir une droite horizontale. Or il n'en est rien. La représentation des émittances normalisées en fonction du rapport charge sur masse (Figure IV-9) présente toujours (à l'exception du 2+ qui est peut-être dans la limite d'acceptance de la ligne) une diminution de l'émission quand la charge augmente. Ceci conduit à supposer que les conditions intrinsèques (i.e. les conditions initiales au niveau du trou de

l'électrode plasma) vont dépendre de l'état de charge puisque les différences de valeurs d'émittance persistent même si l'on corrige l'effet de la dynamique.

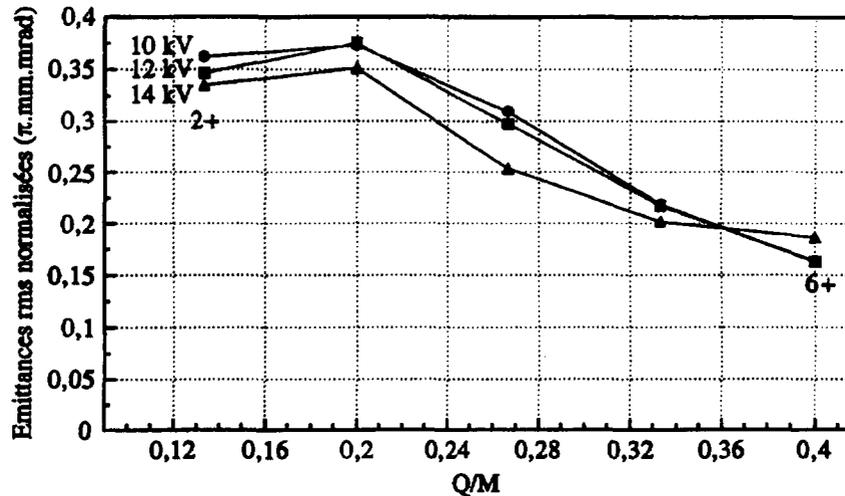


Figure IV-9 : Evolution des émittances "rms" normalisées de l'azote 15 pour trois tensions d'extraction différentes.

IV-1.2. Extraction multiélectrode

Nous présentons maintenant les figures d'émittance ainsi que l'évolution de leurs valeurs dans le cas du système d'extraction multiélectrode. Ce système d'extraction, décrit en partie III, comporte, rappelons-le, deux électrodes d'extraction dont les trous sont de 9 mm de diamètre. L'électrode intermédiaire est portée à un potentiel intermédiaire. Les conditions de la source sont les même que pour les mesures du système d'extraction conique présentées précédemment : 700 μAe de courant de source et un trou de l'électrode plasma de 4 mm de diamètre. L'efficacité de transmission est supérieure à 85 %.

IV-1.2.1. Figures d'émittances

Les mesures d'émittance typiques du système d'extraction multiélectrode (Figures IV-10 à IV-12) sont données pour une tension de la source de 14 kV et une tension de la première électrode d'extraction de 13,2 kV. Le premier intervalle interélectrode est de 8 mm et le deuxième de 24 mm. Ce réglage semble constituer un optimum pour la transmission du faisceau jusqu'au point image du dipôle.

IV Résultats expérimentaux

Les figures d'émittance du système d'extraction multiélectrode mesurées au point image du dipôle sont en général moins divergentes que celles du système d'extraction conique (Figures IV-10 à IV-12). Elles sont aussi globalement moins larges et n'ont pas d'aberration en "S" typique des effets induits par le solénoïde. Cela suppose qu'il y a une meilleure adaptation entre le système d'extraction, le solénoïde et le dipôle. Les valeurs "rms" d'émittances mesurées au point image du dipôle se trouvent alors nettement améliorées

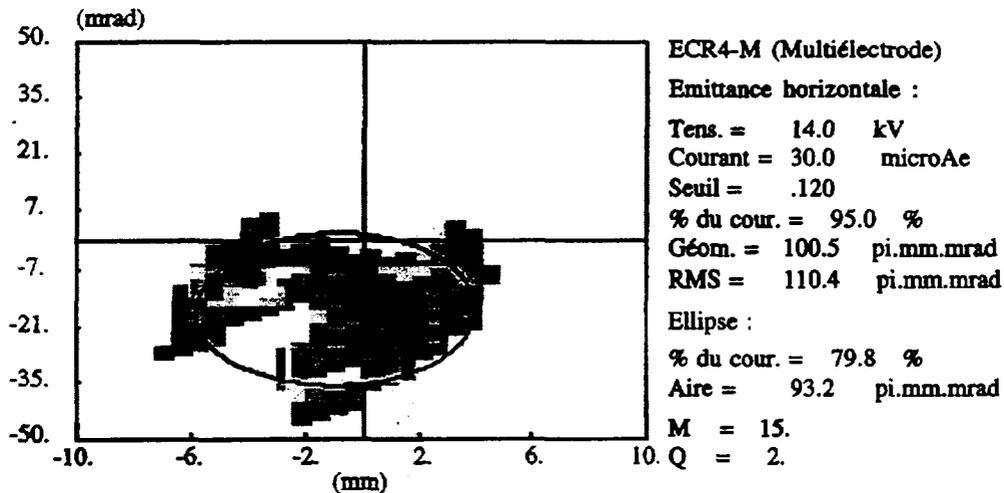


Figure IV-10 : Figure d'émittance de l'azote de masse 15 et de charge 2+ extrait à 14 kV avec le système d'extraction multiélectrode.

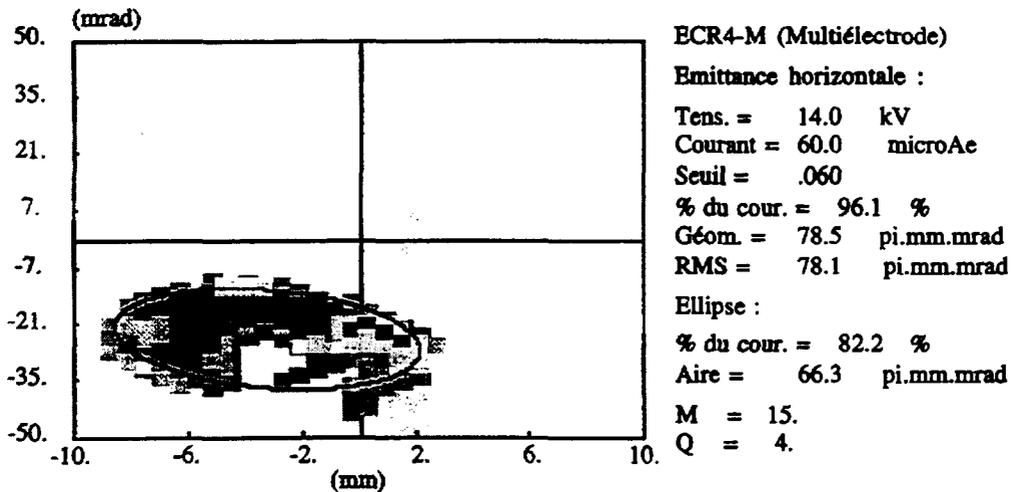


Figure IV-11 : Figure d'émittance de l'azote de masse 15 et de charge 4+ extrait à 14 kV avec le système d'extraction multiélectrode.

IV Résultats expérimentaux

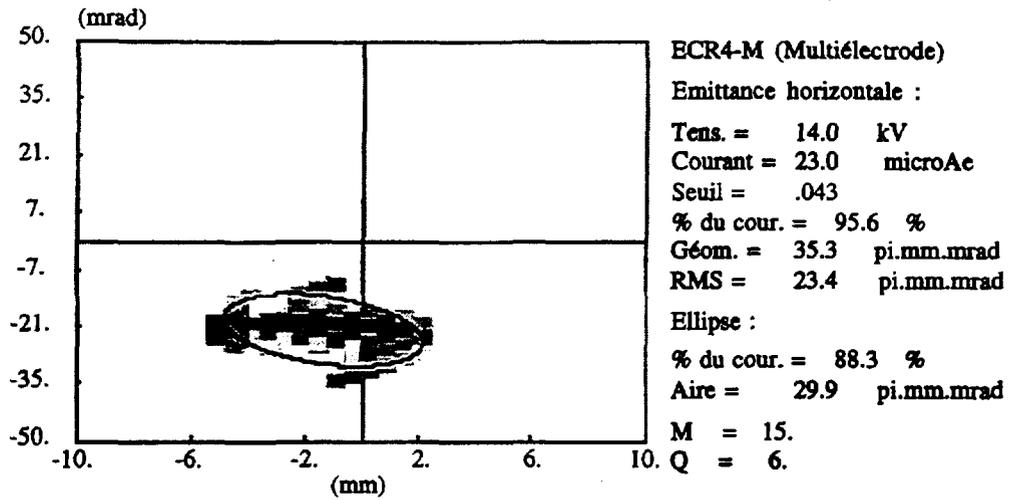


Figure IV-12 : Figure d'émission de l'azote de masse 15 et de charge 6+ extrait à 14 kV avec le système d'extraction multiélectrode.

IV-1.2.2. Tendances des émittances

La tendance des valeurs d'émittances en fonction du rapport charge sur masse constaté sur le système d'extraction conique est retrouvé (*Figure IV-13*). Il semble alors que cette évolution décroissante des émittances ne soit pas liée à un système d'extraction particulier mais soit une caractéristique de la source ECR4-M.

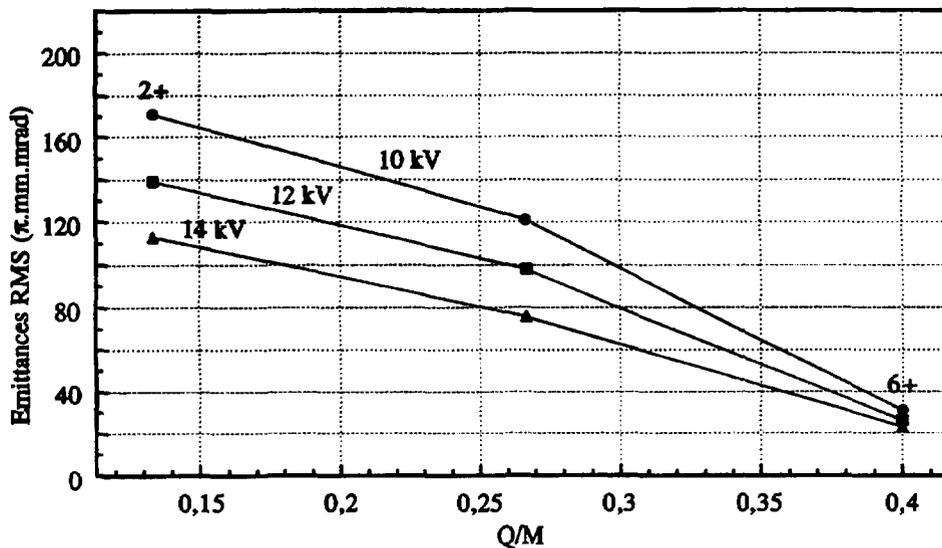


Figure IV-13 : Evolution des émittances de l'azote 15 pour trois tensions d'extraction. Système d'extraction multiélectrode.

IV Résultats expérimentaux

Si l'on observe maintenant les émittances des états de charge du gaz porteur, l'hélium, la même évolution spécifique est notée : l'émittance de l'hélium de charge 2+ est toujours au dessus des valeurs des états de charge de rapports charge sur masse voisins. Sa valeur est, comme avec le système conique, voisine de celle de l'état de charge 1+ (Figure IV-14).

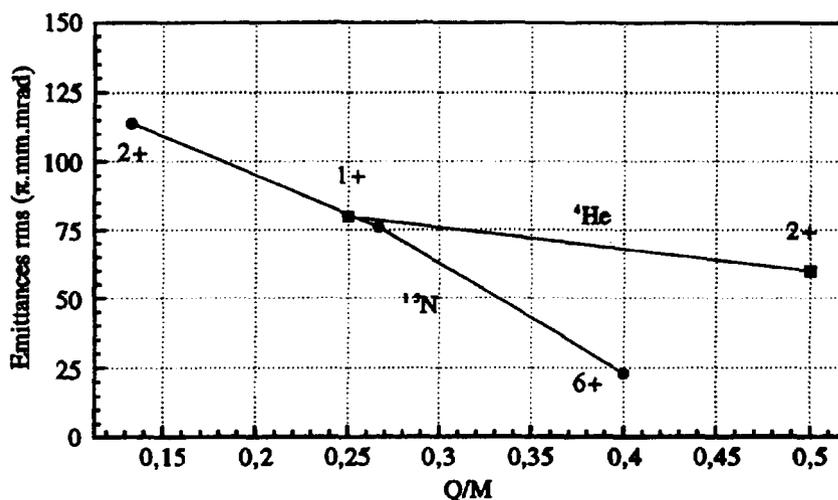


Figure IV-14 : Evolution des émittances de l'azote 15 ainsi que de son gaz porteur, l'hélium, extraits à 14 kV avec le système d'extraction multielectrode.

Comparons maintenant les deux systèmes d'extraction sur la valeur des émittances (Figure IV-15). Une certaine amélioration des émittances est observée avec le système d'extraction multielectrode : entre 10 et 50 % de gain en émittance. Cette amélioration est notée pour différentes tensions de la source, mais elle est plus flagrante lorsque l'on est à basse tension (10 kV par exemple).

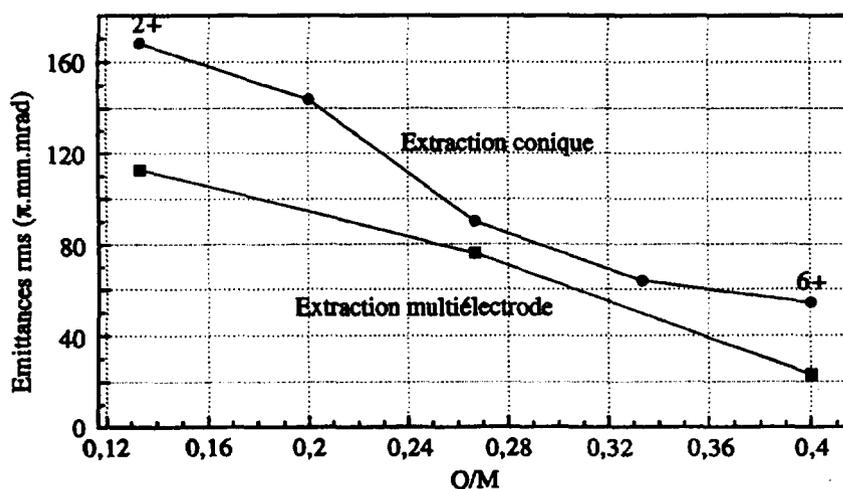


Figure IV-15 : Comparaison des émittances issues de deux systèmes d'extraction différents (Tension de source : 14 kV).

IV Résultats expérimentaux

Les réglages des distances interélectrode et de la tension intermédiaire ont toujours été optimisés en ligne. Nous voulons dire par là que ces réglages n'ont jamais correspondu aux valeurs de réglage prédéterminées par la loi théorique de Child-Langmuir (Annexe de la partie II). Par exemple, alors que cette loi prévoyait dans le cas de l'extraction à 14 kV deux distances interélectrode de 3,2 et 24 mm, nos valeurs expérimentales de réglage étaient 8 et 26,5 mm.

Notons enfin que cette amélioration des émittances n'a pu être observée que dans le cas où le courant de la source est inférieur à 1 mAe et le trou de l'électrode plasma inférieur ou égal à 4 mm de diamètre. Les essais à fort courant ou avec un gros trou de l'électrode plasma (diamètre de l'ordre de 12 mm) n'ont jamais pu montrer une amélioration des émittances par le système d'extraction multiélectrode. Ceci est notamment dû à une efficacité de transport trop faible lorsque la source débite de très forts courants. De plus dans ces configurations, des problèmes techniques nous ont toujours limités dans nos investigations (pertes de courant sur les électrodes et claquages).

IV-2. Source Nanogan II sur le banc 2

Le système d'extraction de Nanogan II a été décrit en partie III. Nous présentons dans les sous-sections suivantes des émittances de l'azote afin de les comparer à celle de ECR4-M, ensuite nous détaillons des émittances faites à forte tension d'extraction, enfin l'évolution des émittances de Nanogan II en fonction de la masse sera abordée.

IV-2.1. Emittances de l'azote

Les conditions des mesures d'émittances d'azote sont les suivantes : la source est réglée afin de fournir un faisceau d'azote de masse 14, avec de l'hélium comme gaz support. Le courant de la source, extrait à 15 kV à partir d'un trou de l'électrode plasma de 7 mm de diamètre, est de 1 mAe. La densité de courant de 2,6 mAe/cm² est environ deux fois plus faible que la densité de courant lors des mesures sur ECR4-M présentées dans la section IV-1 (si l'on suppose une répartition homogène de la densité sur le trou de l'électrode plasma). Le spectre en état de charge est représenté en figure IV-16.

IV Résultats expérimentaux

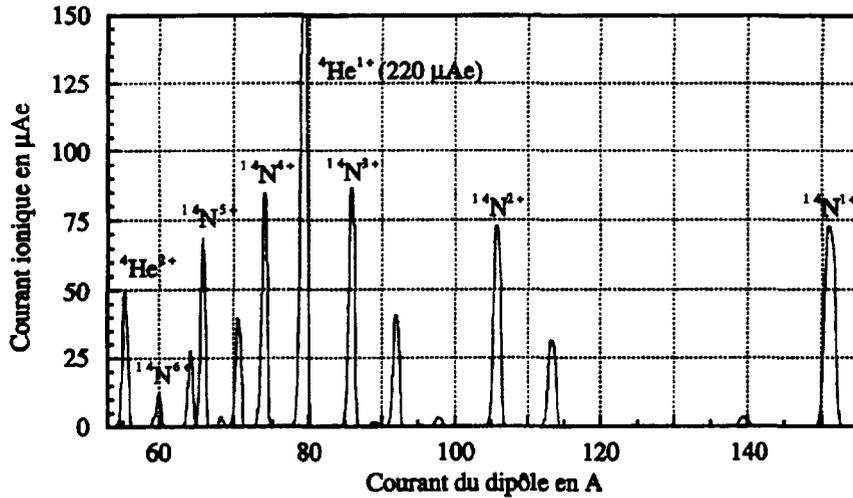


Figure IV-16 : Spectre en azote de masse 14 de la source Nanogan II.
La tension d'extraction est de 15 kV

IV-2.1.1. Figures d'émittances

Nous présentons les émittances de trois états de charge de l'azote 14, les charges 3+ (Figure IV-17), 4+ (Figure IV-18) et 6+ (Figure IV-19) caractéristiques de l'extraction de Nanogan II.

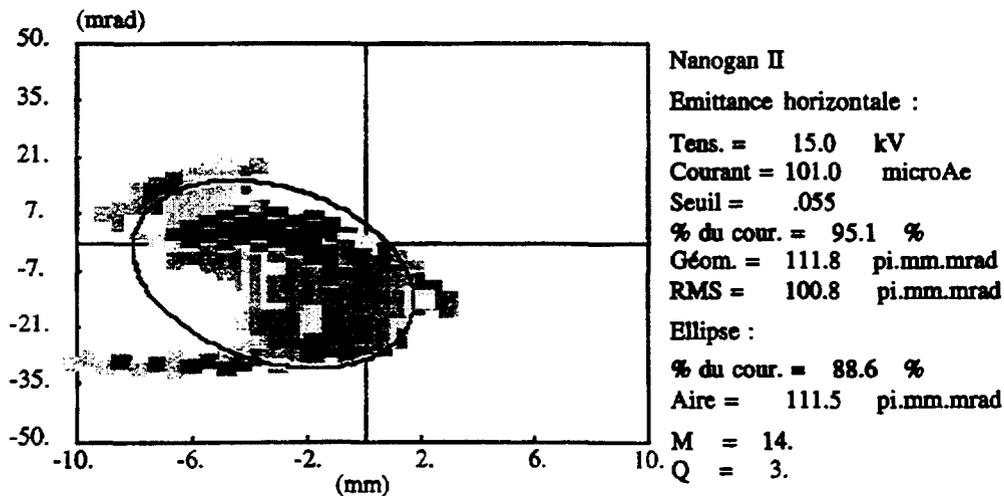


Figure IV-17 : Figure d'émittance de l'azote de masse 14 et de charge 3+ extrait à 15 kV avec le système d'extraction de Nanogan II.

IV Résultats expérimentaux

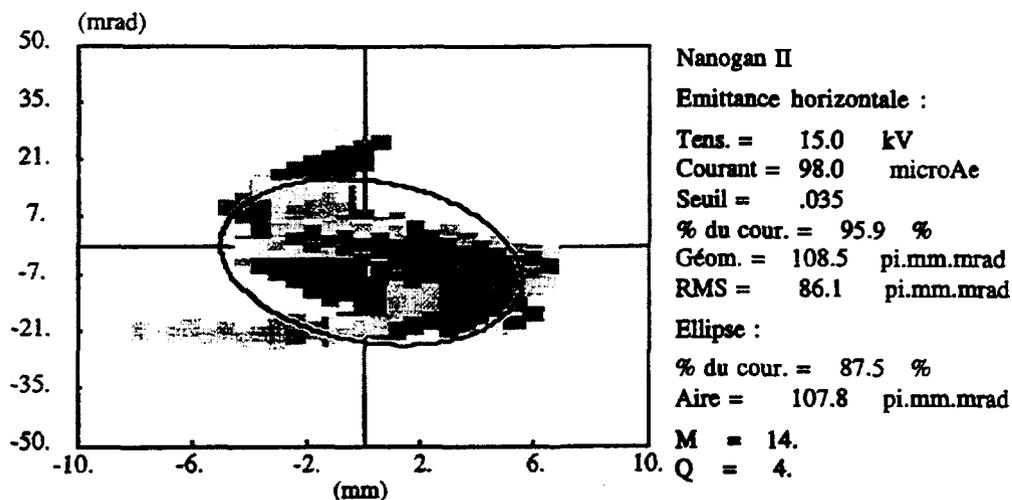


Figure IV-18 : Figure d'émission de l'azote de masse 14 et de charge 4+ extrait à 15 kV avec le système d'extraction de Nanogan II.

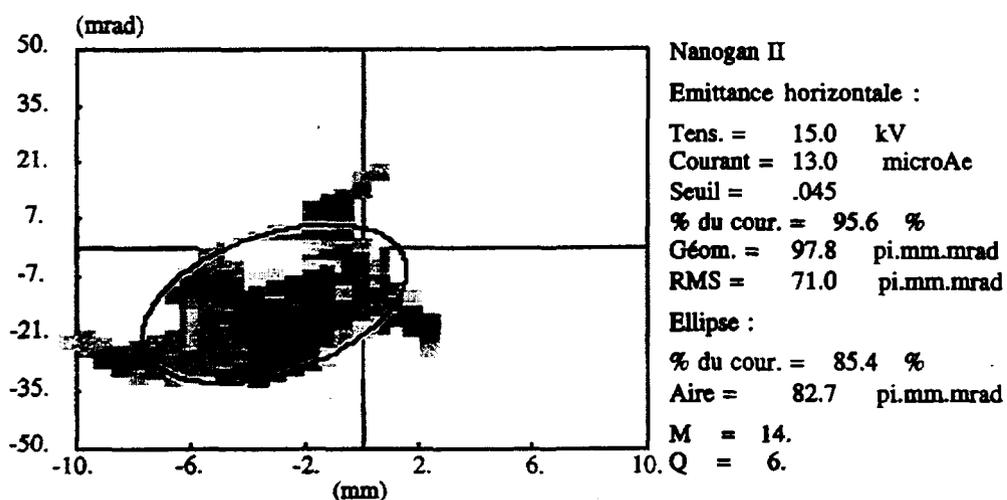


Figure IV-19 : Figure d'émission de l'azote de masse 14 et de charge 6+ extrait à 15 kV avec le système d'extraction de Nanogan II.

Ces émissions sont très différentes de celles de la source ECR4-M. Il n'y a pas de différence de forme prononcée entre l'émission d'un bas état de charge (3+) et celle d'un haut état de charge (6+). Pour tous les états de charge les émissions sont de même largeur et présentent des divergences quasi-identiques. De fortes aberrations ont été contractées par les faisceaux, probablement à la traversée de la lentille einzel.

IV-2.1.2. Tendances des émittances

Regardons maintenant l'évolution des valeurs d'émittances en fonction du rapport charge sur masse (*Figure IV-20*). Notons d'abord que les valeurs d'émittance des états de charge de l'azote sont moins élevées que dans le cas de l'extraction conique de ECR4-M. Ensuite la tendance décroissante des émittances quand la charge augmente existe encore. Mais cet effet est beaucoup moins prononcé que dans le cas de ECR4-M, puisque les valeurs "rms" s'échelonnent entre 70 et 100 $\pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$.

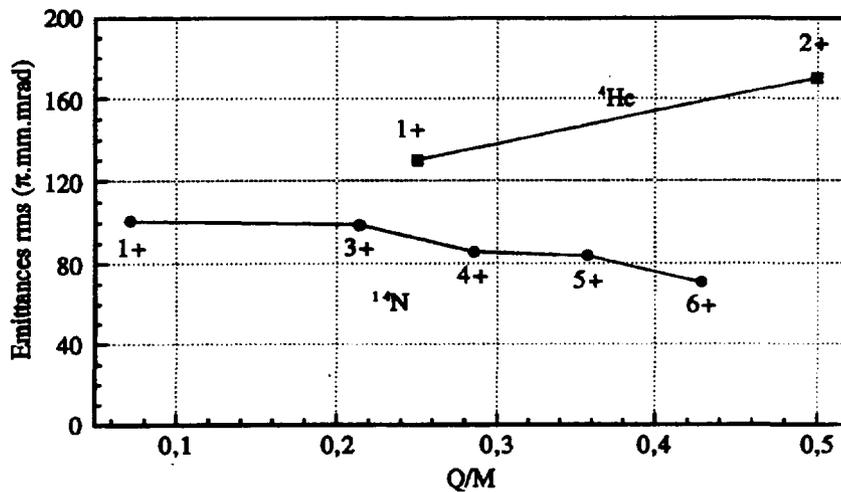


Figure IV-20 : Evolution des émittances de Nanogan II avec une extraction à 15 kV.

Enfin, et cette remarque est importante, la singularité des émittances du gaz support, l'hélium, se confirme aussi sur Nanogan II : les émittances des états de charges 1+ et 2+ sont largement supérieures à celle de l'azote. L'hypothèse où l'hélium (pris comme gaz porteur) serait plus "chaud", c'est à dire qu'il aurait une plus grande dispersion en énergie transversale, que l'azote (en tant que gaz lourd principal) se confirme.

IV-2.2. Émittances à forte tension d'extraction

Afin de répondre aux caractéristiques techniques du projet SPIRAL, Nanogan II doit être en mesure de délivrer des faisceaux extraits à des tensions allant jusqu'à 30 kV. Nous présentons dans les lignes suivantes trois émittances des états de charge de l'argon de masse 40 extrait à une tension de 32 kV (*Figures IV-21 à IV-23*). Le

IV Résultats expérimentaux

courant débité par la source est de 1 mAe avec toujours un trou de l'électrode plasma de 7 mm de diamètre. Ces émittances sont strictement identiques, peu larges et possèdent toutes la même aberration. Aucune dépendance en fonction de la charge ne se distingue. Les valeurs d'émittances "rms" pour des états de charge allant de la charge 3+ à la charge 9+ sont toutes voisines de $45 \pi \cdot \text{mm} \cdot \text{mrad}$ (Figure IV-24). Il faut toutefois noter que les émittances allant de la charge 3+ à la charge 9+ couvrent une plage en rapport charge sur masse (Q/M) beaucoup plus faible que dans le cas de l'azote, présenté précédemment. Il serait alors intéressant de voir comment se comportent les états de charges plus élevés de l'argon (jusqu'au 18+), que nous n'avons pas pu obtenir avec le réglage de source adopté.

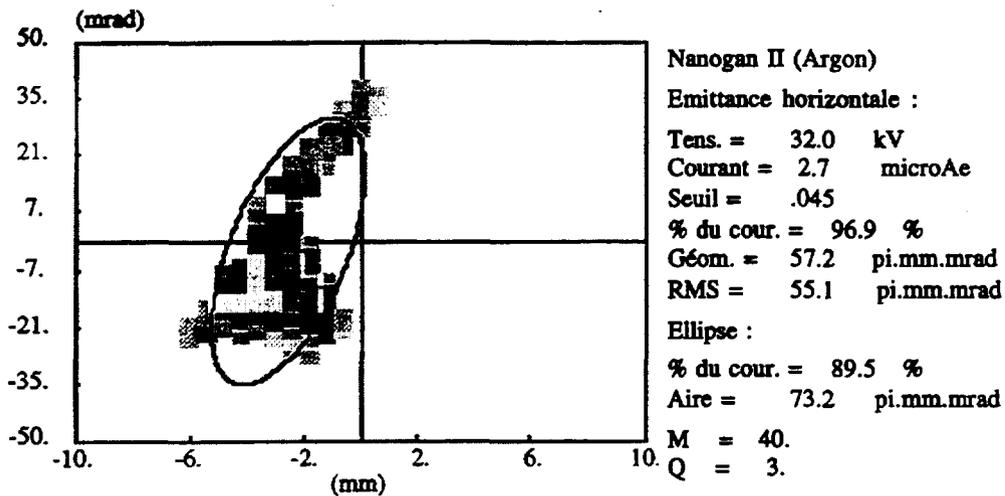


Figure IV-21 : Figure d'émission de l'argon de masse 40 et de charge 3+ extrait à 32 kV avec le système d'extraction de Nanogan II.

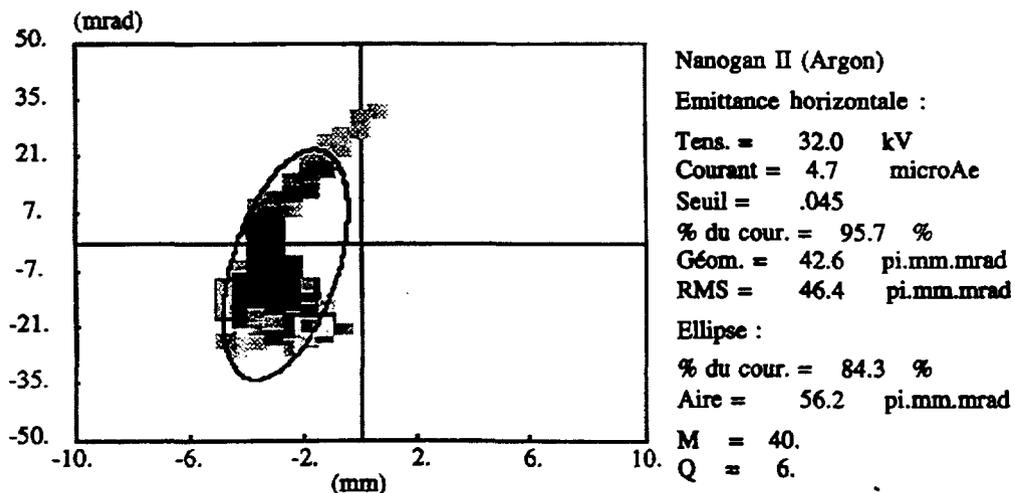


Figure IV-22 : Figure d'émission de l'argon de masse 40 et de charge 6+ extrait à 32 kV avec le système d'extraction de Nanogan II.

IV Résultats expérimentaux

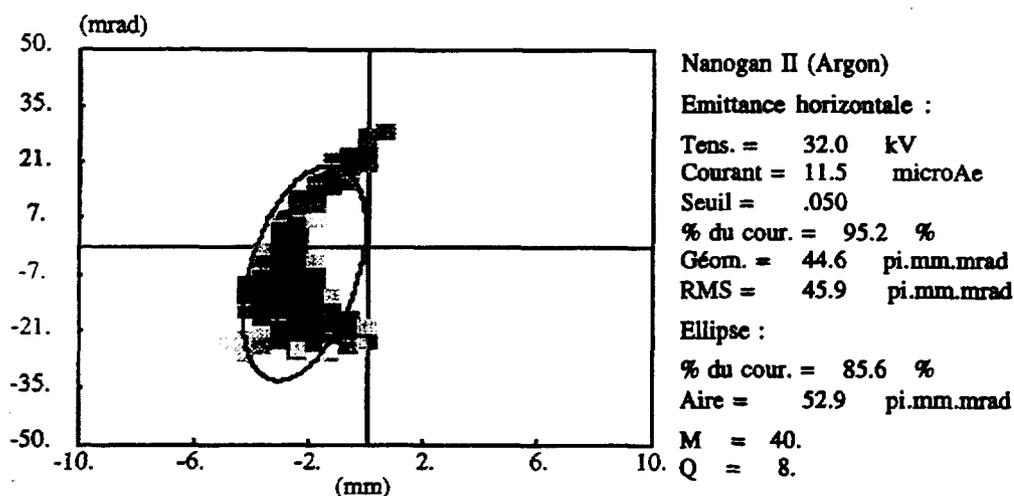


Figure IV-23 : Figure d'émission de l'argon de masse 40 et de charge 8+ extrait à 32 kV avec le système d'extraction de Nanogan II.

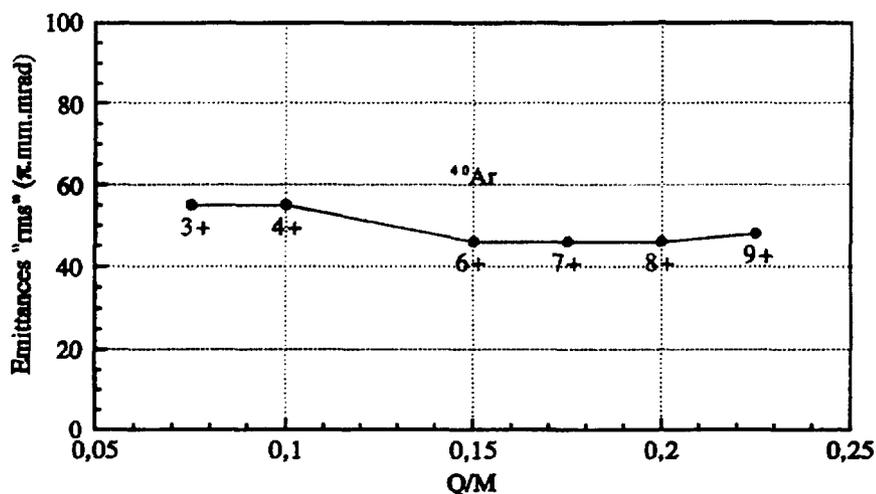


Figure IV-24 : Tendence des émittances de l'argon de masse 40 sur Nanogan II avec une tension d'extraction de 32 kV.

IV-2.3. Emittances en fonction de la masse

Pour des raisons d'optimisation en transport de la ligne de Nanogan II (banc 2), il est apparu intéressant de comparer les émittances de corps de masses différentes. Ainsi pour une même tension d'extraction et un courant extrait de source équivalent, il a été possible de mesurer les valeurs d'émittances de l'azote chargé 1+, de l'argon chargé 3+ et du krypton chargé 8+ (Figures IV-25 à IV-27). Bien qu'ayant des rapports charge sur masse très proches, leurs figures et valeurs d'émittances sont très

IV Résultats expérimentaux

différentes. Ceci n'est pas que le cas particulier de ces trois états de charges, mais est vérifié sur tous les états de charges de l'azote, de l'argon et du krypton (Figure IV-28). Cet effet que nous appelons "effet de masse" n'a été, à notre connaissance, observé que sur la source Nanogan II. Des mesures complémentaires sur Nanogan II, ainsi que sur d'autre sources telle ECR4-M, devraient être engagées afin de confirmer cet effet de masse.

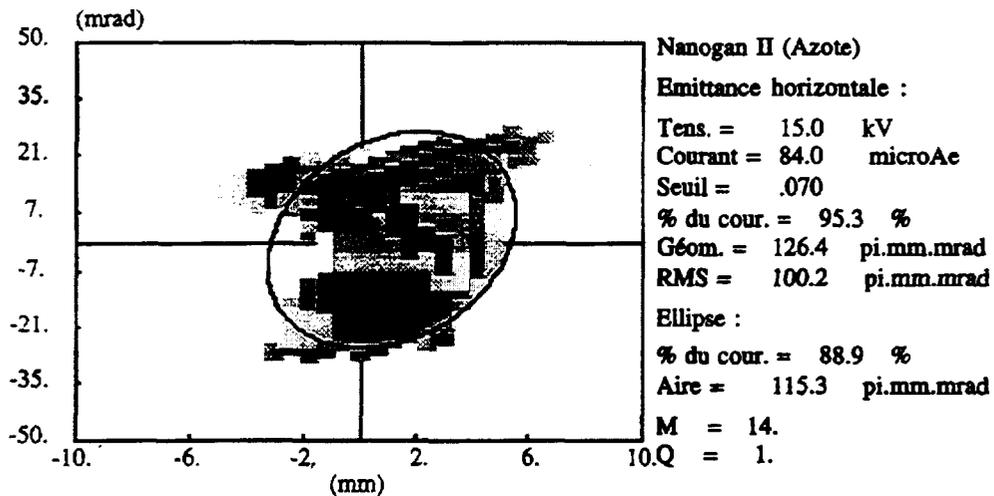


Figure IV-25 : Figure d'émission de l'azote de masse 14 et de charge 1+ extrait à 15 kV avec le système d'extraction de Nanogan II.

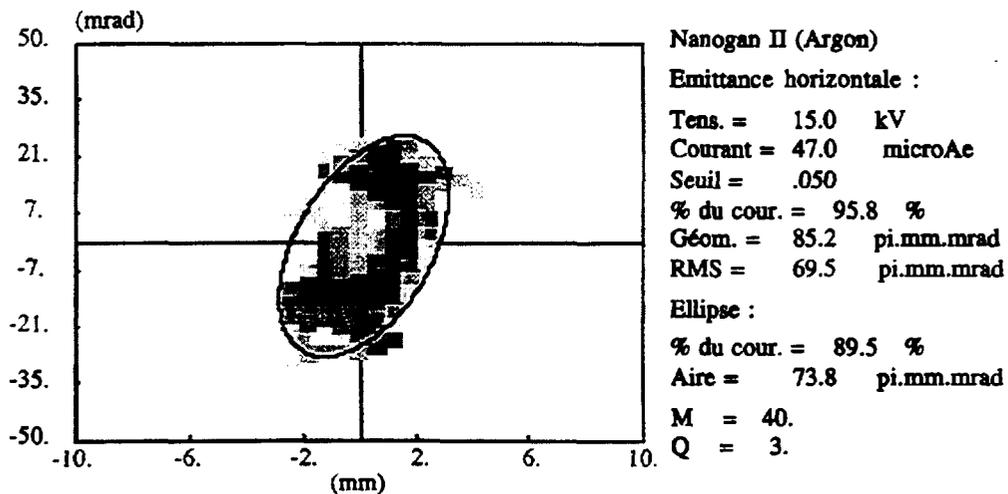


Figure IV-26 : Figure d'émission de l'argon de masse 40 et de charge 3+ extrait à 15 kV avec le système d'extraction de Nanogan II.

IV Résultats expérimentaux

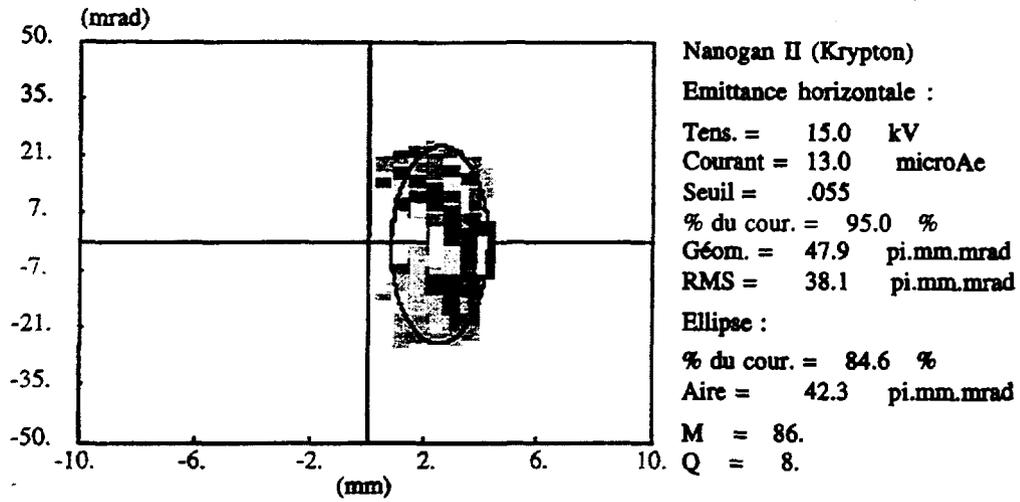


Figure IV-27 : Figure d'émission du krypton de masse 86 et de charge 8+ extrait à 15 kV avec le système d'extraction de Nanogan II.

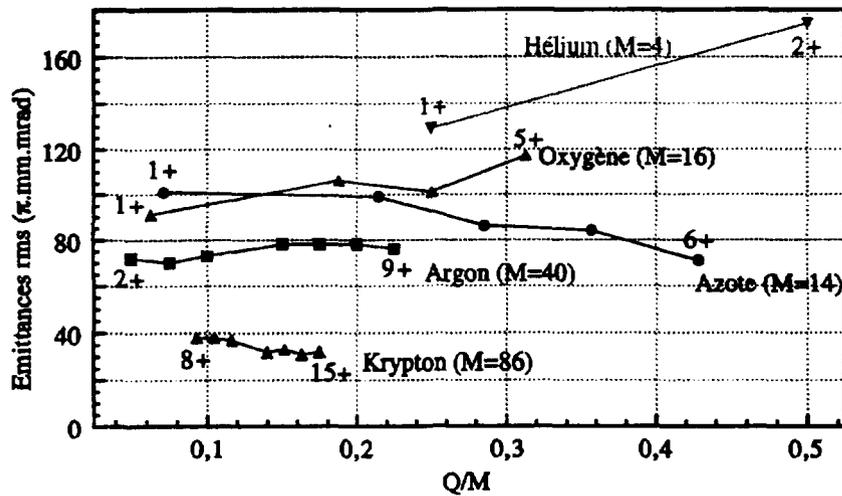


Figure IV-28 : Evolution des émittances "rms" pour trois masses différentes. La tension d'extraction est de 15 kV.

Conclusion de la quatrième partie

Nous pouvons résumer brièvement cette quatrième partie en notant les points expérimentaux suivants :

- sur la source ECR4-M :
 - nous observons une nette dépendance des émittances en fonction de la charge des ions azote,
 - par contre très peu de différence entre les émittances des états de charges de l'hélium n'est notée et leurs valeurs sont relativement grandes (supérieures à $100 \pi.mm.mrad$),
 - le système d'extraction multiélectrode permet une amélioration des valeurs d'émittance dans les conditions de source qui furent les nôtres (courant de source moyen et petit trou de l'électrode plasma). Néanmoins, et compte tenu de la complexité des conditions à l'extraction (champ magnétique important par exemple), il apparaît que le système d'extraction multiélectrode est compliqué d'utilisation dans le cas des forts courants.

- sur la source Nanogan II :
 - la dépendance des valeurs d'émittances en fonction de la charge est beaucoup plus atténuée que sur la source ECR4-M,
 - l'effet dominant observé sur cette source semble être l'effet de masse, même dans le cas de faibles masses comme l'hélium.

**NEXT PAGE(S)
left BLANK**

V

COMPARAISON SIMULATION-EXPERIENCE

Dans cette cinquième partie nous montrerons qu'il est possible d'obtenir un bon accord entre simulation et mesures dans le cas des systèmes d'extraction de la source ECR4-M (systèmes d'extraction conique et multiélectrode). S'en suivra une étude des différentes actions agissant sur le grossissement des émittances. Enfin nous donnerons une interprétation, par le biais de la simulation numérique, de l'effet de masse évoqué dans la sous-section IV-2.2.

V-1. Simulation des systèmes d'extraction de ECR4-M

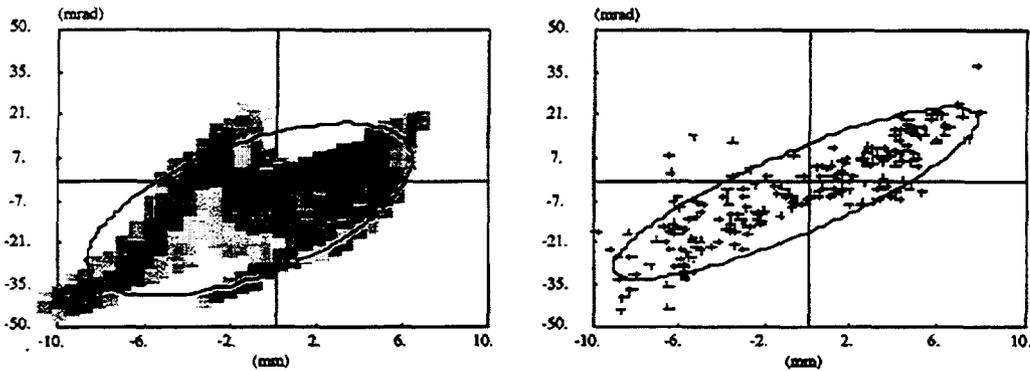
V-1.1. Système d'extraction conique

Nous nous sommes efforcés de reproduire par la simulation (association des programmes Extract et Dip3D) les résultats expérimentaux de l'extraction conique décrits dans la section IV-1. Il s'agit de l'extraction d'un faisceau d'azote de masse 15 et de son gaz porteur, l'hélium avec une tension d'extraction de 14 kV. L'objectif était d'obtenir un bon accord entre la simulation et l'expérience de façon simultanée sur les huit valeurs d'émittance (les six états de charge de l'azote et les deux états de charge de l'hélium) et ce au niveau du point image du dipôle. Nous n'avons pas tenu compte des polluants (qui représentent un faible pourcentage du courant total) et le spectre en états de charge introduit dans la simulation est le spectre de la figure IV-1.

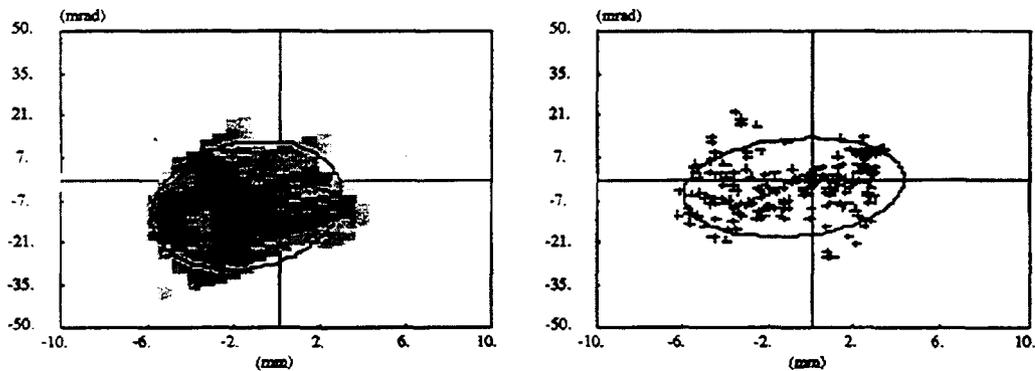
La recherche des accords avec les mesures s'est faite aussi bien au niveau des valeurs d'émittance qu'au niveau de la forme et de l'orientation des figures

V Comparaison simulation-expérience

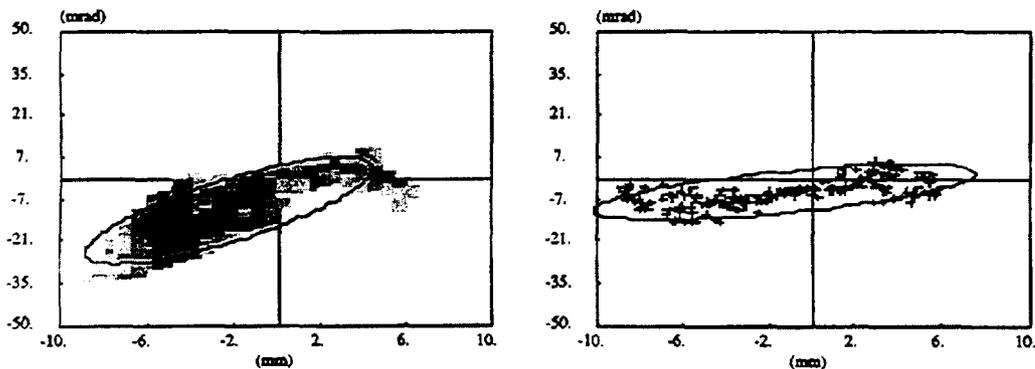
d'émittances. Nous présentons dans les six figures suivantes (*Figures V-1 à V-6*) la comparaison entre émittances mesurées et émittances simulées.



Figures V-1 et V-2 : Emittance mesurée (à gauche) et émittance simulée (à droite) de l'azote 2+.



Figures V-3 et V-4 : Emittance mesurée (à gauche) et émittance simulée (à droite) de l'azote 4+.



Figures V-5 et V-6 : Emittance mesurée (à gauche) et émittance simulée (à droite) de l'azote 6+.

La tendance des émittances de ECR4-M (décroissance des valeurs d'émittances lorsque la

charge augmente) est retrouvée (Figure V-7) et l'on reproduit l'évolution des émittances des états de charge de l'hélium. L'accord entre chaque point de comparaison est correct puisque les simulations sont toujours dans le domaine des barres d'erreurs (environ 10 % sur chaque émittance mesurée).

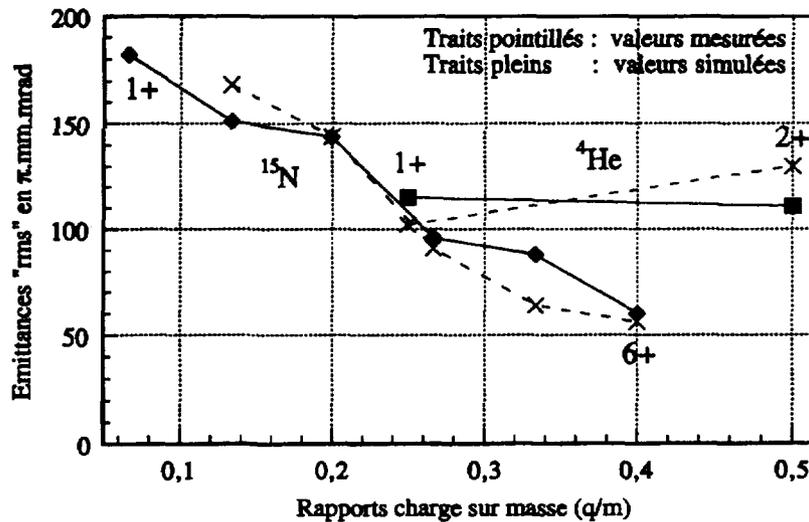


Figure V-7 : Comparaison entre les émittances "rms" mesurées et les émittances "rms" simulées pour les états de charge de l'azote et de son gaz porteur, l'hélium. Cas de l'extraction conique.

Afin de mener à bien les résultats de la simulation, nous avons dû introduire la notion de trou effectif. Nous appelons trou effectif une surface (en l'occurrence un disque) de taille inférieure à celle du trou de l'électrode plasma sur laquelle est générée la totalité des particules d'un état de charge. Ainsi pour avoir un bon accord avec la mesure d'émittance de l'azote de charge 6+, un trou effectif de rayon égal à la moitié du rayon du trou de l'électrode plasma a été introduit. Il en est de même pour les états de charges 5+ et 4+ de l'azote; les valeurs des diamètres de ces trous effectifs sont données dans le tableau V-1.

D'autre part, une forte énergie transversale (Tableau V-1) doit être appliquée aux bas états de charge : par exemple l'état de charge 2+ doit avoir une énergie transversale moyenne de 15,9 eV pour que son émittance simulée donne un bon accord avec l'émittance réelle. Dans le cas des forts états de charge, c'est une faible énergie transversale qui est utilisée : le 6+ a une énergie transversale moyenne de 0.3 eV. L'hypothèse avancée dans la partie IV, supposant que les bas états de charge avaient une plus forte dispersion en énergie que les forts états de charge se trouve alors confirmée par la simulation.

Le tableau V-1 résume les paramètres introduits dans la simulation :

Elément	Charge	Rayon effectif (mm)	Energie longitudinale (eV)	Energie transversale moyenne (eV)	% de pertes durant le transport	% de pertes par rapport au courant total extrait
⁴ He	1	2.0	5	6.4	22.0	8.3
	2	1.8	10	3.2	58.5	4.8
¹⁵ N	1	2.0	5	17.3	0	0
	2	2.0	10	15.9	2.0	0.17
	3	2.0	15	11.5	6.5	0.7
	4	1.8	20	7.6	7.5	0.8
	5	1.6	25	1.2	1.5	0.2
	6	1.0	30	0.3	0	0
Total :						~ 15 %

Tableau V-1 : Tableau récapitulatif des paramètres utilisés dans la simulation.

L'efficacité de transport du faisceau lors des expériences était élevée mais n'atteignait pas les 100 % : les 85 % d'efficacité de transport sont retrouvés par le calcul. La position des pertes de faisceau peuvent être déterminées par la simulation (indiquées dans le tableau V-1). Elle sont principalement localisées au niveau du troisième tube de l'ensemble multielectrode (voir le repère 3 de la figure III-2). Précisons que lors des expériences menées avec l'extraction conique le troisième tube (sans son embout-électrode) était laissé en place. Grâce à la simulation nous sommes à même de dire que c'est à cet endroit précis que l'on peut localiser le plus gros des pertes. Le tube a un diamètre de 28 mm et son extrémité est distante de 280 mm de l'électrode plasma. Cela nous donne pour un faisceau de 4 mm de diamètre une acceptation de 100 π .mm.mrad. C'est sur les états de charge de l'hélium que les pertes de faisceau sont les plus importantes (22 % sur la charge 1+ et plus de 58 % sur la charge 2+). Les pertes sur les faisceau des états de charge de l'azote sont beaucoup plus faibles. Cela nous conforte dans l'idée que nous avons des mesures d'émittances faites sur la quasi-totalité des faisceaux d'azote délivré par la source ECR4-M.

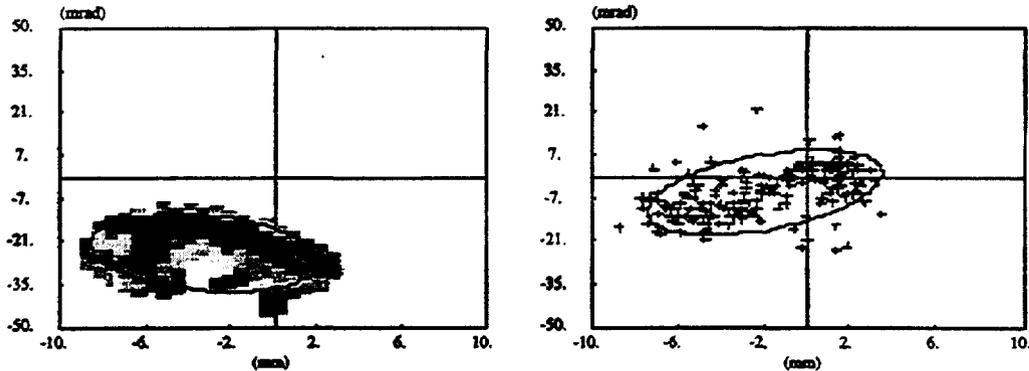
V-I.2. Système d'extraction multielectrode

La simulation du système d'extraction conique donne un bon accord avec les mesures. Il est maintenant intéressant de voir si la simulation du système d'extraction

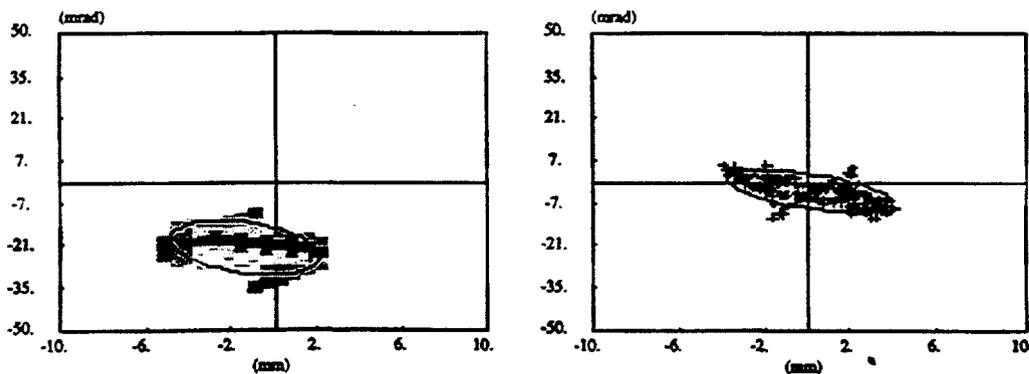
multiélectrode peut s'opérer dans les mêmes conditions. Nous allons prendre le cas de l'extraction multiélectrode de la partie IV.

Si l'on reprend le même jeu de paramètres initiaux (énergies, rayon de trou effectif) que celui utilisé dans le cas conique, on arrive à obtenir les émittances observée avec le système d'extraction multiélectrode (Figures V-8 à V-11). Un accord satisfaisant sur les valeurs d'émittance simulées est alors obtenu (Figure V-12). Nous prouvons, par ces résultats, trois choses :

- le système d'extraction (conique ou multiélectrode) n'a pas d'influence sur les conditions initiales de la source dans le cas d'un trou de l'électrode plasma de 4 mm de diamètre,
- l'amélioration sur les valeurs d'émittances constatée avec le système d'extraction multiélectrode parait bien due au système d'extraction lui-même et non à un changement de conditions de source inopportun,
- nos deux programmes d'extraction et de transport de faisceau se trouvent validés et confortés par ces résultats.



Figures V-8 et V-9 : Emittances mesurée (à gauche) et émittance simulée (à droite) de l'azote 4+.



Figures V-10 et V-11 : Emittance mesurée (à gauche) et émittance simulée (à droite) de l'azote 6+.

V Comparaison simulation-expérience

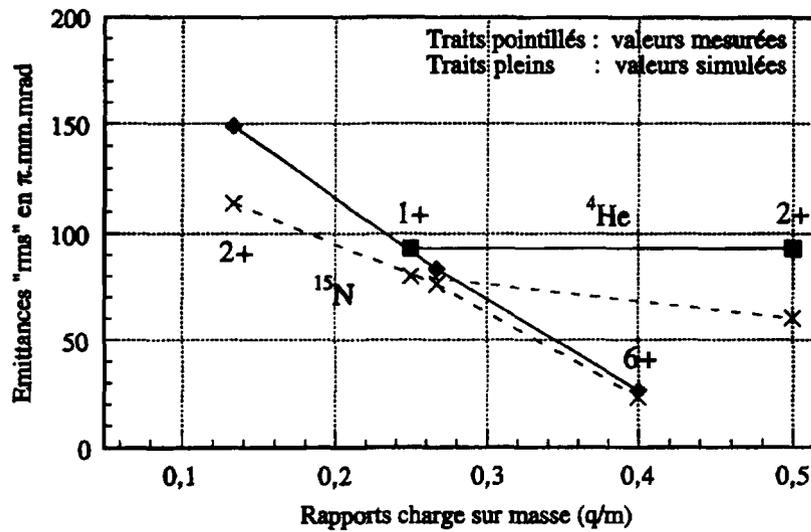


Figure V-12 : Comparaison entre les émittances "rms" mesurées et les émittances "rms" simulées des états de charge de l'azote et de son gaz porteur l'hélium. Cas de l'extraction multiélectrode.

V-2. Causes du grossissement des émittances

Nous disposons maintenant de deux programmes reproduisant, aussi bien en forme qu'en valeur, les émittances mesurées expérimentalement. Il nous est alors tout à fait possible de dégager et de quantifier les différentes actions qui contribuent au grossissement des émittances, soit au sein des systèmes d'extraction, soit durant le transport du faisceau. Les actions que nous allons regarder sont au nombre de sept :

- l'action du champ radial E_r du système d'extraction,
- l'action de la charge d'espace du faisceau,
- l'effet de la neutralisation de la charge d'espace due aux électrons issus du plasma,
- l'effet de l'énergie transversale des ions extraits,
- l'action du champ magnétique de fuite de la source,
- la traversée du solénoïde,
- la traversée du dipôle.

Prenons les cas de deux états de charge de l'azote 15 : l'azote 2+ et l'azote 6+, extraits avec le système d'extraction conique à 14 kV (il s'agit des résultats de la simulation décrits dans la sous-section V-1.1.). Nous pouvons reconstituer l'émittance finale de ces deux états de charge en ajoutant une à une les sept actions décrites plus haut.

Considérons dans un premier temps que les ions issus du plasma n'ont pas d'énergie transversale et ne sont pas soumis à la force de charge d'espace. Si de plus le système d'extraction ne crée pas de champ électrique radial (i.e. les électrodes sont deux plaques percées chacune d'un trou), les ions sont accélérés en ligne droite. Le faisceau extrait est alors un tube parfait (*Figure V-13*).



Figure V-13 : Faisceau d'azote 2+, lorsqu'il n'est soumis qu'à un champ électrique d'extraction purement axial.

Comme les vitesses transverses sont nulles, les émittances à la sortie du système d'extraction sont donc des bâtons horizontaux (*Figures V-14 et V-15*) dont la largeur correspond aux diamètres des trous effectifs des états de charges considérés (4 mm pour l'azote 2+ et 3,2 mm pour l'azote 6+). Leurs valeurs sont égales à zéro $\pi \text{ mm.mrad}$.

V Comparaison simulation-expérience

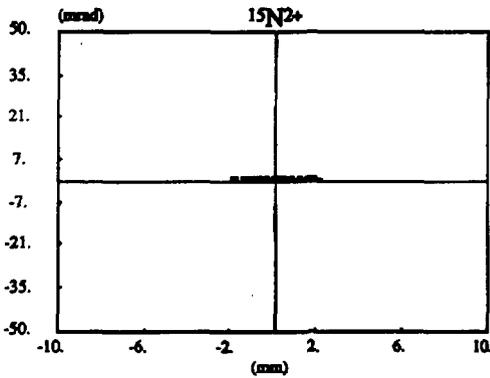


Figure V-14.

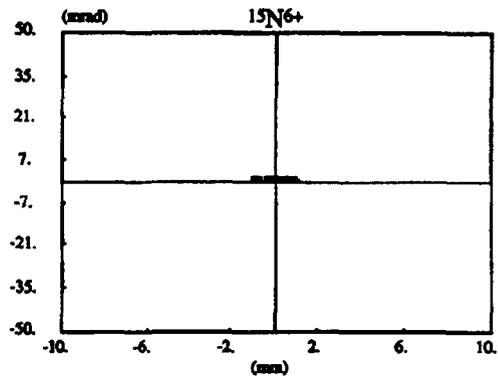
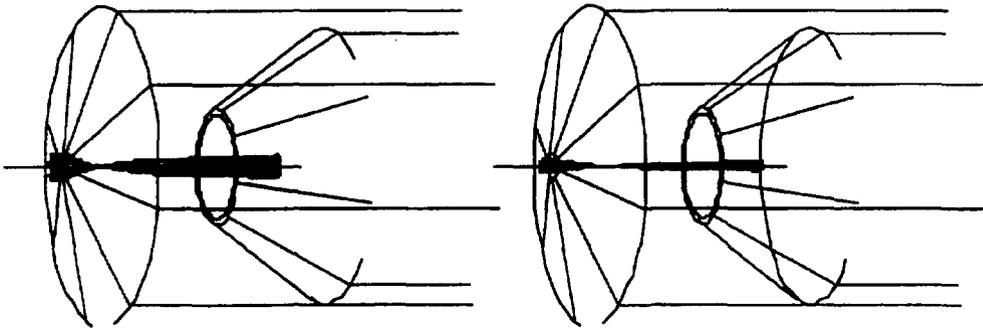


Figure V-15.

Si l'on ajoute maintenant la composante radiale du champ électrique extracteur (celui du système d'extraction conique en l'occurrence) le faisceau se trouve alors sur-focalisé dans l'intervalle interélectrode (*Figures V-16 et V-17*) pour devenir divergent à la sortie du système d'extraction.



Figures V-16 et V-17 : Allure des faisceaux d'azote 2+ (à gauche) et d'azote 6+ (à droite) lorsque l'on introduit le champ radial électrique d'extraction.

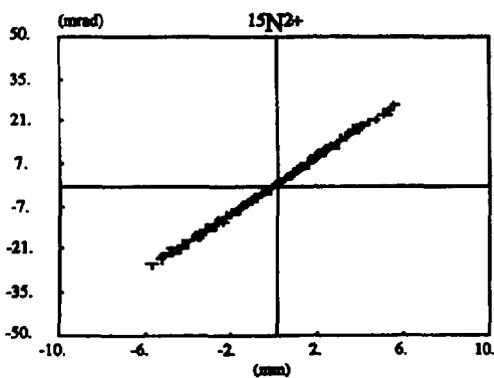


Figure V-18.

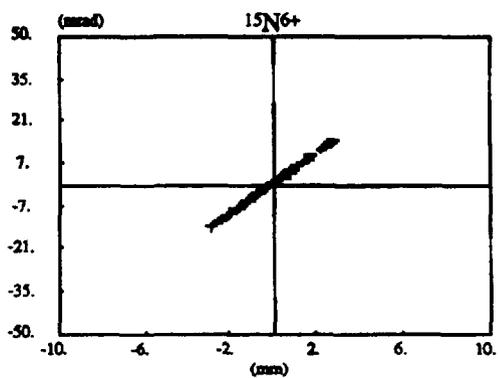
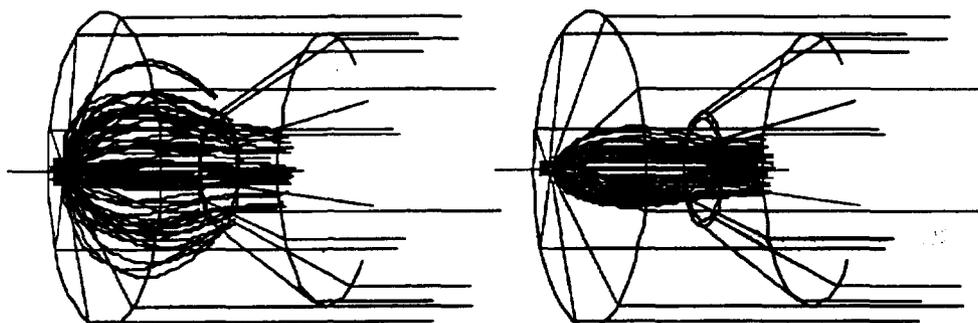


Figure V-19.

V Comparaison simulation-expérience

Les émittances "rms" (Figures V-18 et V-19) ne sont plus nulles et prennent des valeurs différentes selon qu'il s'agisse de l'état de charge $2+$ ($5 \pi \text{ mm.mrad}$) ou $6+$ ($0.5 \pi \text{ mm.mrad}$). Cette différence est notamment due au fait que ces deux états de charge sont générés sur des diamètres effectifs différents et donnent lieu à des émittances de largeurs différentes.

Le faisceau est constitué de particules chargées; il faut alors introduire la force de charge d'espace. Elle donne lieu, dans le cas de l'azote $2+$, à un éclatement du faisceau dans l'espace interélectrode (Figure V-20). Tout le faisceau ne passe pas l'électrode d'extraction. Par contre le faisceau associé à l'azote $6+$ grossit mais est entièrement extrait (Figure V-21).



Figures V-20 et V-21.

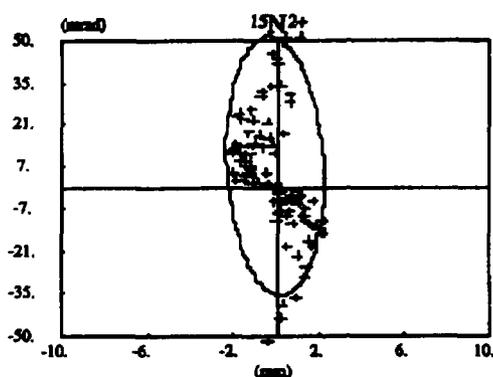


Figure V-22.

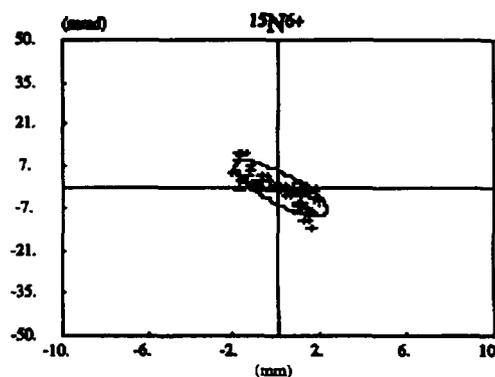
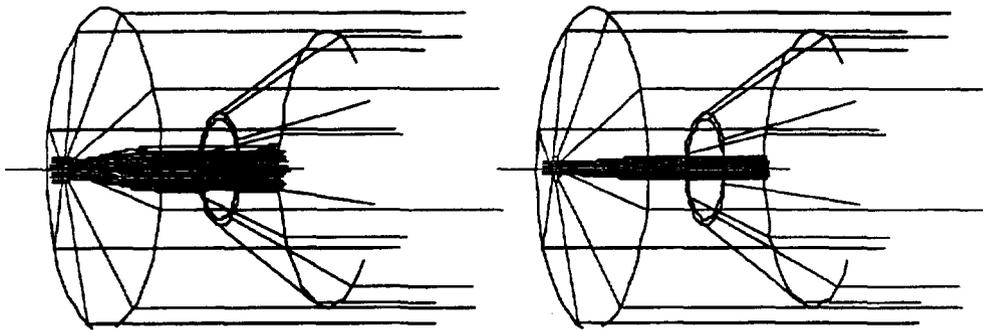


Figure V-23.

Les valeurs d'émittances "rms" augmentent. Dans le cas de l'azote $2+$ l'émittance ne correspond pas à un faisceau complet; elle est "coupée". L'augmentation importante de la valeur des émittances (Figures V-22 et V-23) montre que la force de charge d'espace a une forte influence sur le faisceau dans l'espace interélectrode. Cette influence est notamment importante dans les premiers millimètres, zone où les ions ont une vitesse très

faible et sont très fortement affectés par le champ électrique de charge d'espace. Si l'on poursuit le calcul après le système d'extraction, jusqu'au point image on n'obtient pas les émittances observées expérimentalement. Le faisceau ainsi simulé ne correspond pas à ce stade au faisceau réel. Nous devons maintenant ajouter la neutralisation de la charge d'espace créée par les électrons. Un faisceau plus réaliste est alors obtenu (*Figures V-24 et V-25*).



Figures V-24 et V-25.

Les émittances obtenues (*Figures V-26 et V-27*) sont deux "bâtons" divergents, caractéristiques de faisceaux en "pompe d'arrosier", c'est à dire que pour des ions ayant une même position x les composantes v_x de leurs vitesses sont quasiment identiques.

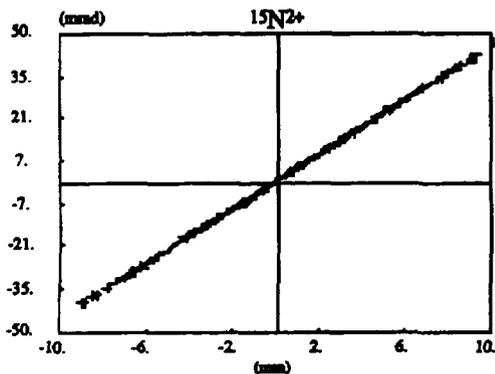


Figure V-26.

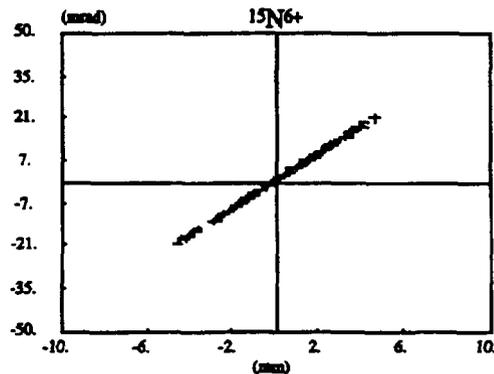
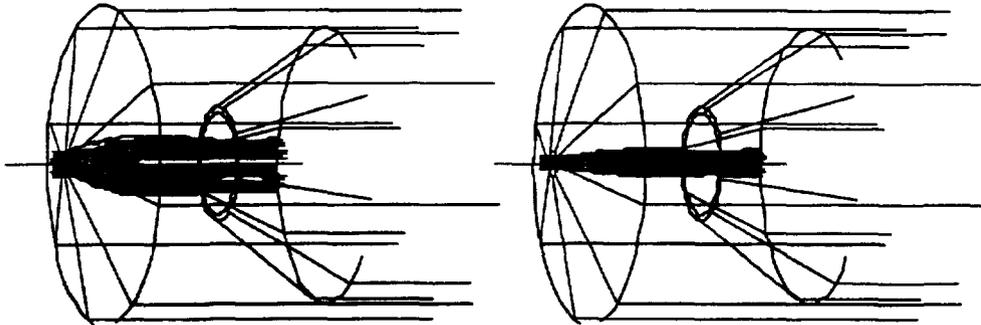


Figure V-27.

Les ions issus du plasma n'ont pas en réalité une vitesse axiale pure au niveau du trou de l'électrode plasma. Ils ont en fait une certaine dispersion en énergie transversale. Ajoutons maintenant cette énergie transversale. Les faisceaux de 2+ et 6+ sont légèrement plus gros dans l'espace interélectrode (ceci est dû au "bruit" créé par les énergies transversales) mais ont des tailles identiques à la sortie du système d'extraction.



Figures V-28 et V-29.

C'est au niveau des émittances qu'une nette différence apparait (Figures V-30 et V-31). Le faisceau des ions chargés $2+$, qui ont une énergie transversale importante, voient leur émittance prendre du volume. La valeur "rms" est multipliée par $24 : 3 \pi \text{ mm.mrad}$ sans l'énergie transversale contre $72 \pi \text{ mm.mrad}$ en introduisant l'énergie transversale. L'émittance du faisceau des ions chargés $6+$ est par contre très peu modifiée car l'énergie transversale de ces ions est très faible au regard de l'énergie qu'il acquièrent dans les premiers millimètres de l'extraction (ils ont une énergie cinétique 3 fois plus grande que les ions $2+$).

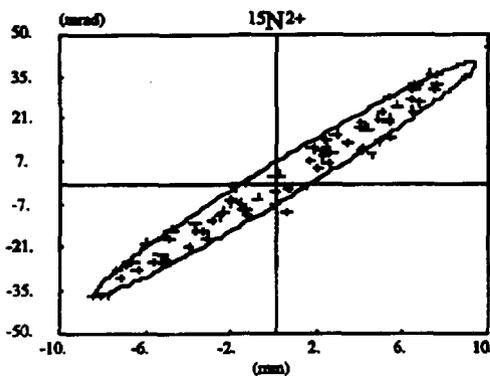


Figure V-30.

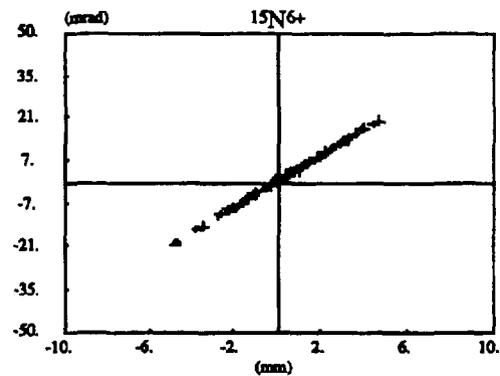
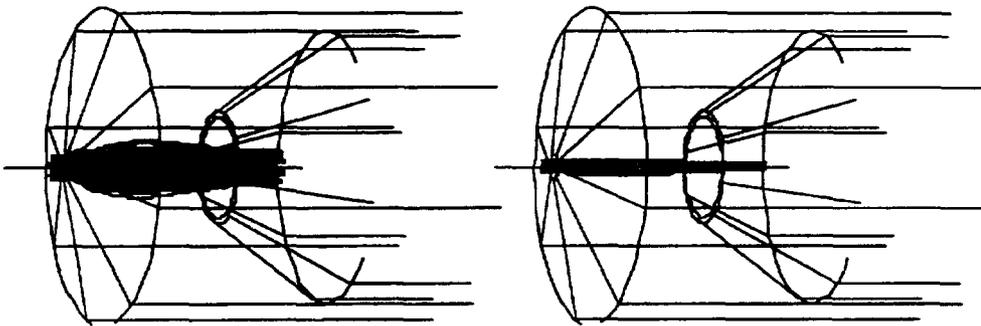


Figure V-31.

Le champ magnétique de fuite de la source avait été jusque-là négligé. Nous allons maintenant l'introduire. Le champ magnétique axial va faire tourner les particules chargées avec des rayons de giration différents suivant qu'il s'agisse des particules chargées $2+$ ou des particules $6+$. L'action du champ magnétique n'est pas la même sur chacun des faisceaux des états de charge considérés. Dans le cas de la charge $2+$, l'allure du faisceau (Figure V-32) n'est pas beaucoup modifiée; on peut noter une légère focalisation. La valeur de son émittance (Figure V-34) n'augmente d'ailleurs que dans une très faible mesure (on passe de $72 \pi \text{ mm.mrad}$ à $84 \pi \text{ mm.mrad}$). C'est sur la charge $6+$ que le

champ magnétique a le plus d'effet. Le faisceau des particules de charge 6+ (*Figure V-33*) est très fortement focalisé par l'action du champ magnétique. Ceci donne lieu à un faisceau ayant une plus forte divergence à la sortie du système d'extraction. On le voit nettement sur sa figure d'émittance (*Figure V-35*) où l'on est passé d'une divergence de $\pm 20 \text{ mrad}$ (*Figure V-31*) à une divergence de $\pm 35 \text{ mrad}$. La valeur de l'émittance du faisceau de charges 6+ augmente sous l'action du champ magnétique, passant de $3 \pi \text{ mm.mrad}$ à $17 \pi \text{ mm.mrad}$: la dispersion des vitesses augmente pour donner une émittance plus étouffée.



Figures V-32 et V-33.

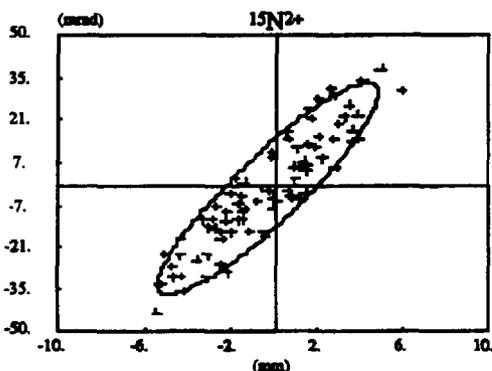


Figure V-34.

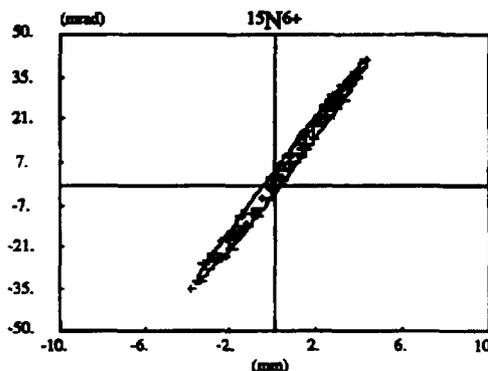


Figure V-35.

Les figures V-34 et V-35 correspondent aux figures d'émittance complètes des faisceaux de charge 2+ et 6+ telles que l'on pourrait les mesurer à la sortie du système d'extraction. Nous pouvons maintenant, toujours grâce à la simulation, regarder les modifications induites par la traversée du solénoïde. Si l'on regarde les émittances simulées (*Figures V-36 et V-37*) au niveau du point objet du dipôle (*voir la figure III-1*), on s'aperçoit que leurs tailles augmentent de façon non négligeable. Cette tendance est observée sur les deux états de charges : de $84 \pi \text{ mm.mrad}$ pour le 2+ on passe à $147 \pi \text{ mm.mrad}$ après le solénoïde, et dans le cas du 6+ on passe de $17 \pi \text{ mm.mrad}$ à $58 \pi \text{ mm.mrad}$.

π .mm.mrad. On peut trouver deux explications à cette augmentation d'émittance :

- elle peut être due à des aberrations contractées durant le transport dans le solénoïde. Les "S" caractéristiques sont observés aussi bien expérimentalement (au point image du dipôle) que dans les résultats de la simulation (Figures V-36 à V-39).
- un problème d'adaptation entre le système d'extraction et le solénoïde. Nous réglons toujours la distance interélectrode en minimisant les pertes et donc en essayant de transporter le maximum du faisceau extrait. Ce réglage n'est pas adapté à tous les états de charge et cela peut expliquer que l'état de charge 2+ voie sa valeur d'émittance multipliée par 1,75 alors que la valeur de l'émittance de l'état de charge 6+ est multipliée par 3,4.

Plus probablement, c'est l'effet combiné de ces deux phénomènes qui est à l'origine du grossissement des émittances lors de la traversée du solénoïde.

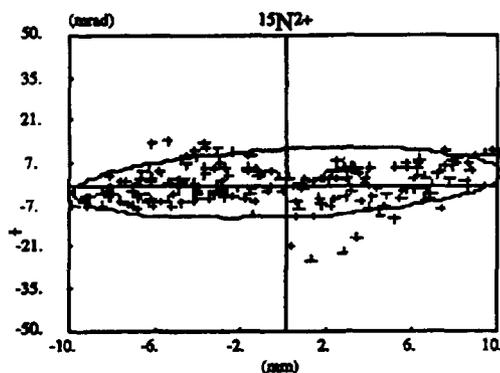


Figure V-36.

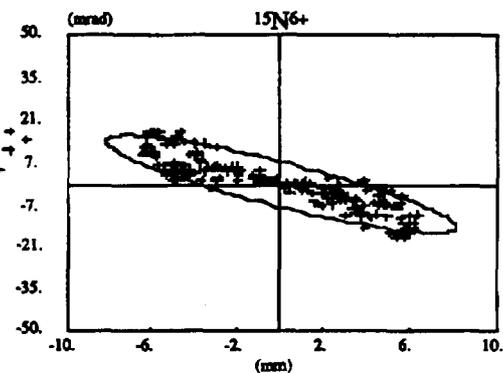


Figure V-37.

Notons enfin que les réglages de solénoïde adoptés pour le transport du faisceau sont toujours des réglages où les émittances au point objet du dipôle sont peu divergentes. Ceci étant fait afin de passer dans le dipôle dans les meilleures conditions.

Il nous reste maintenant à simuler le passage du dipôle à l'aide du programme Dip3D. On obtient ainsi les émittances finales telles qu'on les mesure expérimentalement au niveau du point image du dipôle. Les valeurs de ces émittances (Figures V-38 et V-39) sont inchangées par rapport aux valeurs simulées au niveau du point objet du dipôle. Le passage du dipôle tel qu'il est simulé par Dip3D ne perturbe pas les valeurs d'émittances et ne change tout au plus l'orientation de ces dernières.

V Comparaison simulation-expérience

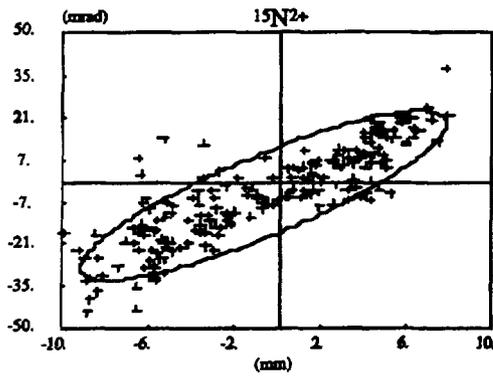


Figure V-38.

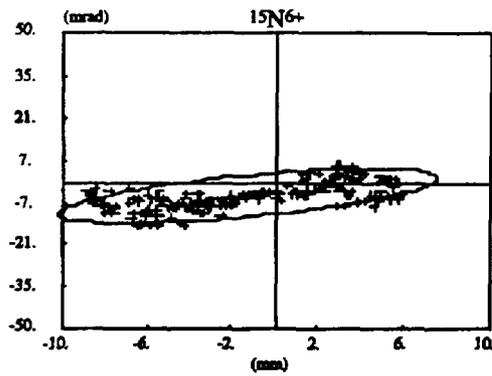


Figure V-39.

Nous résumons dans le tableau V-2 les contributions relatives des différents paramètres qui agissent sur la formation des émittances.

Etapes de la construction des émittances	Emittances "rms" des états de charge de ^{15}N	
	Charge 2+	Charge 6+
Ions sans énergie transv., champ extracteur axial pur.	0	0
Introduction du champ électrique radial.	5	0.5
Introduction de la charge d'espace.	90 (coupée)	14
Introduction de la neutralisation de la charge d'espace.	3	1
Introduction de l'énergie transversale des ions.	72	3
Introduction du champ magnétique de fuite.	84	17
Passage du solénoïde (émittance au point objet du dipôle)	147	58
Passage du dipôle (émittance au point image du dipôle)	150	58

Tableau V-2 : Tableau récapitulatif de la valeur des émittances ("rms" en $\pi.\text{mm.mrad}$) au cours de leur construction.

Nous pouvons conclure, pour notre source d'ions multichargés de type ECR4-M, que :

- les faibles états de charges (la charge 2+ dans notre précédente démonstration) voient leur émittance dominée par leur énergie transversale,
- les fortes charges (le 6+ par exemple) sont quant à elles dominées par l'effet du champ magnétique de fuite de la source (i.e. le miroir magnétique);
- la position relative source-solénoïde n'est pas parfaitement adaptée pour

chaque état de charge puisque les émittances grossissent dans une forte proportion durant leur passage dans le solénoïde. Le réglage de l'électrode d'extraction (distance interélectrode) est toujours un réglage moyen, c'est à dire qu'il est fait de manière à transporter le maximum du faisceau délivré par la source.

V-3. Simulation des conditions d'extraction de Nanogan II

Nous sommes maintenant à même de simuler l'extraction et le transport d'un faisceau de source ECR et de dégager les différentes composantes des émittances. La simulation du banc 2 peut se faire de la même manière que celle du banc 1. On trouve alors un bon accord entre la simulation et les mesures. Plutôt que de recommencer une confrontation simulation-expérience identique à celle de la section V-1. mais concernant la source Nanogan II, il nous paraît plus intéressant de se pencher sur le phénomène de masse évoqué dans la quatrième partie (section IV-2.3.).

Rappelons qu'il est apparu lors de mesures d'émittances sur la source Nanogan II que des ions ayant des rapports charge sur masse très proches, mais des masses différentes, présentaient des émittances de valeurs très différentes :

- 38 $\pi.mm.mrad$ "rms" pour le krypton de masse 86 et de charge 8+ (*Figure V-44*),
- 70 $\pi.mm.mrad$ "rms" pour l'argon de masse 40 et de charge 3+ (*Figure V-46*),
- 100 $\pi.mm.mrad$ "rms" pour l'azote de masse 14 et de charge 1+ (*Figure V-48*),

et ce pour un courant de source similaire (1 mAe), donc pour un même effet de la charge d'espace. Ceci ne peut pas s'expliquer par la dynamique des ions. En effet, les particules de charge q et de masse m et ayant une vitesse \vec{v} sont soumis, dans les champs électrique \vec{E} et magnétique \vec{B} , à l'équation du mouvement :

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{q}{m} \cdot (\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B})$$

L'accroissement (ou diminution) de la vitesse n'est alors dépendant que du rapport q/m . Des ions de rapports charge sur masse très proches suivent donc des trajectoires sensiblement identiques et ont des émittances semblables. Ce raisonnement ne tient que si les conditions initiales au niveau du trou de l'électrode plasma de ces trois états de charges sont les mêmes. Or rien ne permet de supposer qu'ils aient des conditions initiales identiques. Les paramètres qui permettent alors de différencier les émittances sont la dispersion en énergie transversale et le rayon du trou effectif des états de charge.

Prenons le cas du krypton de masse 86 et de charge 8+. Simulons son émittance en prenant comme paramètres initiaux une énergie transversale moyenne de 3 eV et un rayon de trou effectif correspondant au maximum du trou de l'électrode plasma, à savoir 3,5 mm. La valeur de l'émittance simulée au niveau du point image du dipôle (*Figure V-40*) est très largement supérieure à la valeur mesurée : 115 $\pi.mm.mrad$ "rms"

V Comparaison simulation-expérience

simulés contre $38 \pi \text{ mm.mrad}$ "rms" mesurés. On peut alors supposer qu'en diminuant la dispersion en énergie transversale on arrive à diminuer la valeur de l'émittance du krypton. Or il n'en est rien, la simulation nous donnant toujours une émittance de valeur "rms" $115 \pi \text{ mm.mrad}$ (Figure V-41). L'énergie transversale est alors sans influence notable sur le comportement du krypton $8+$. Bien entendu si l'on augmente beaucoup plus cette dispersion en énergie, on augmente la valeur de l'émittance. Mais le but recherché est tout autre puisqu'il s'agit de diminuer la valeur de l'émittance.

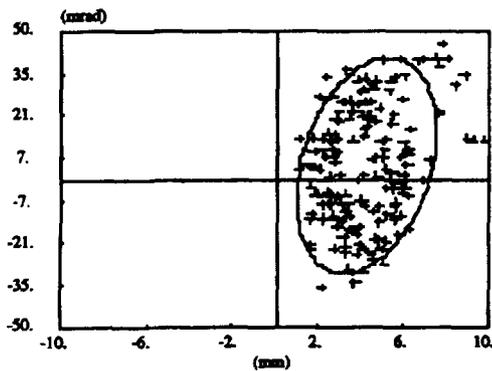


Figure V-40.
Emittance du $^{86}\text{Kr}^{8+}$
avec une énergie transversale
moyenne de 3 eV et un rayon
de trou effectif de $3,5 \text{ mm}$.
Valeur "rms" = $115 \pi \text{ mm.mrad}$.

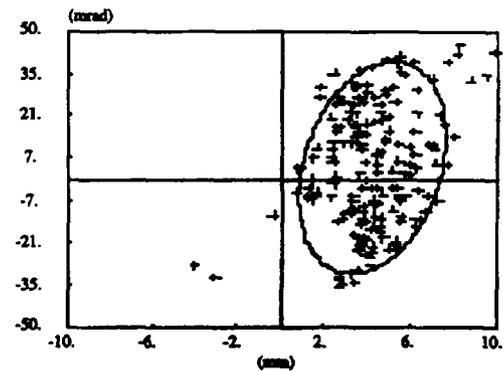


Figure V-41.
Emittance du $^{86}\text{Kr}^{8+}$
avec une énergie transversale
moyenne de 0 eV et un rayon
de trou effectif de $3,5 \text{ mm}$.
Valeur "rms" = $115 \pi \text{ mm.mrad}$.

Le dernier paramètre disponible et susceptible de diminuer l'émittance est le rayon du trou effectif. En effet, en diminuant ce rayon, les valeurs d'émittances simulées (Figures V-42, V-43 et V-44) convergent vers la valeur mesurée (Figure V-45) :

- $86 \pi \text{ mm.mrad}$ pour un rayon de $2,8 \text{ mm}$ (80 % du rayon maximum),
- $55 \pi \text{ mm.mrad}$ pour un rayon de $2,1 \text{ mm}$ (60% du rayon maximum),
- $43 \pi \text{ mm.mrad}$ pour un rayon de $1,75 \text{ mm}$ (50 % du rayon maximum).

L'émittance simulée donnant un bon accord avec l'émittance mesurée de l'état de charge $8+$ du krypton correspond à un trou effectif de rayon $1,75 \text{ mm}$. Ce résultat est très important car il permet d'interpréter la faible émittance du $^{86}\text{Kr}^{8+}$ comme étant due à une génération du faisceau de $^{86}\text{Kr}^{8+}$ sur un trou de rayon plus faible que le rayon du trou de l'électrode plasma.

Appliquons une démarche identique au cas de l'argon de masse 40 et de charge $3+$. Si l'on simule son émittance avec une énergie transversale moyenne de 3 eV et un trou effectif de rayon $2,6 \text{ mm}$ (75 % du rayon maximum) on obtient de même un bon

V Comparaison simulation-expérience

accord avec l'émittance mesurée (Figures V-46 et V-47).

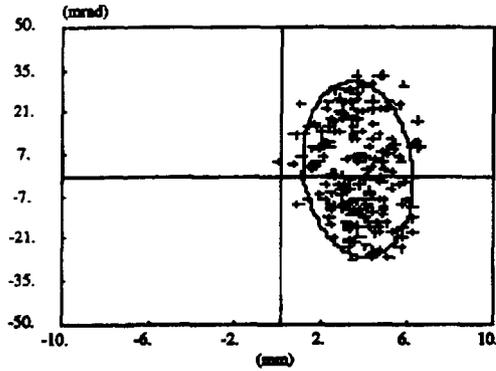


Figure V-42.
Emittance du $^{86}\text{Kr}^{8+}$
avec une énergie transversale
moyenne de 3 eV et un rayon
de trou effectif de 2,8 mm.
Valeur "rms" = $86 \pi \text{ mm.mrad}$.

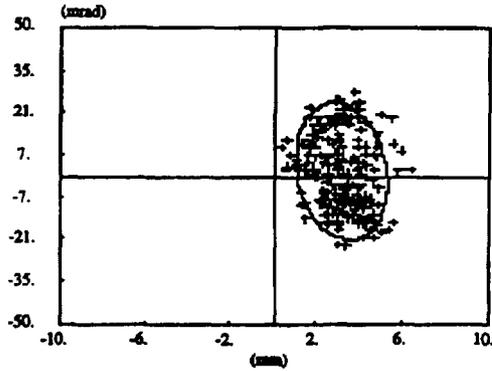


Figure V-43.
Emittance du $^{86}\text{Kr}^{8+}$
avec une énergie transversale
moyenne de 3 eV et un rayon
de trou effectif de 2,1 mm.
Valeur "rms" = $55 \pi \text{ mm.mrad}$.

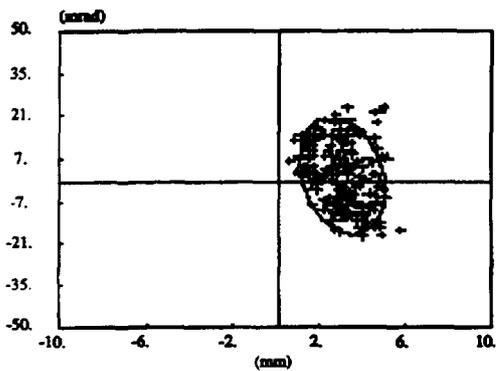


Figure V-44.
Emittance du $^{86}\text{Kr}^{8+}$
avec une énergie transversale
moyenne de 3 eV et un rayon
de trou effectif de 1,75 mm.
Valeur "rms" = $43 \pi \text{ mm.mrad}$.

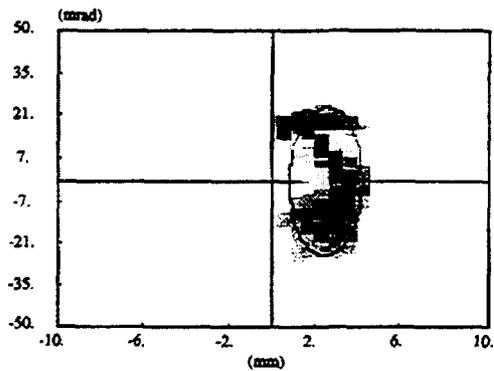
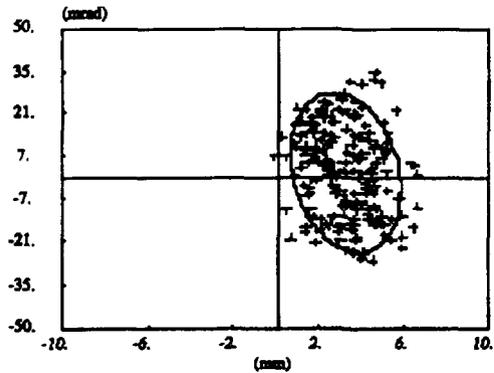
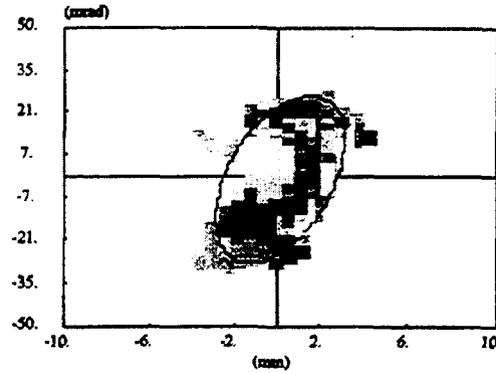


Figure V-45.
Emittance du $^{86}\text{Kr}^{8+}$
mesurée expérimentalement.
Valeur "rms" = $38 \pi \text{ mm.mrad}$.

V Comparaison simulation-expérience

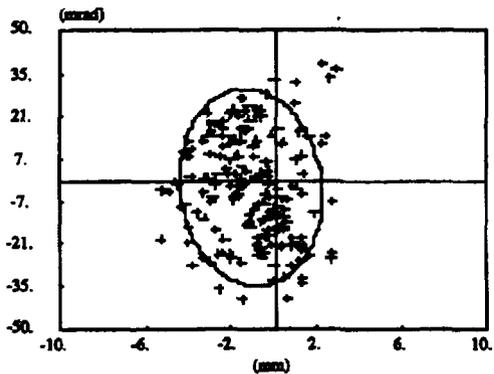


*Figure V-46.
Emittance de $^{40}\text{Ar}^{3+}$
avec une énergie transversale
moyenne de 3 eV et un rayon
de trou effectif de 2,625 mm.
Valeur "rms" = $80 \pi \text{ mm.mrad}$.*

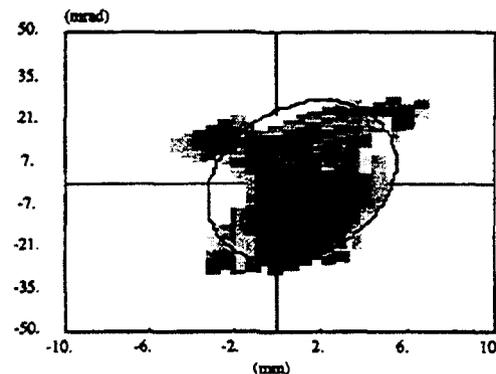


*Figure V-47.
Emittance de $^{40}\text{Ar}^{3+}$
mesurée expérimentalement.
Valeur "rms" = $70 \pi \text{ mm.mrad}$.*

NB : Notons que pour les figures V-46 à V-49, le caractère très faiblement divergent (ou convergent) des émittances nous indique que nous sommes en présence de faisceaux quasi-parallèles. Dans ces conditions, il ne faut pas chercher à avoir un accord parfait entre les orientations des ellipses simulées et des ellipses calquées sur les émittances mesurées.



*Figure V-48.
Emittance du $^{14}\text{N}^{1+}$
avec une énergie transversale
moyenne de 3 eV et un rayon
de trou effectif de 3,15 mm.
Valeur "rms" = $110 \pi \text{ mm.mrad}$.*



*Figure V-49.
Emittance du $^{14}\text{N}^{1+}$
mesurée expérimentalement.
Valeur "rms" = $100 \pi \text{ mm.mrad}$.*

Dans le cas de l'azote de masse 14 et de charge 1+, c'est avec une énergie transversale moyenne de 3 eV et un rayon de trou effectif de 3,15 mm (90 % du rayon maximum que l'on obtient le meilleur accord avec l'émittance mesurée (Figures V-48 et V-49).

Il est maintenant possible de représenter schématiquement les différents

V Comparaison simulation-expérience

trous effectifs par rapport au trou de l'électrode plasma (Figure V-50). On voit nettement que les rayons des trous effectifs diminuent lorsque la masse des ions considérés augmente.

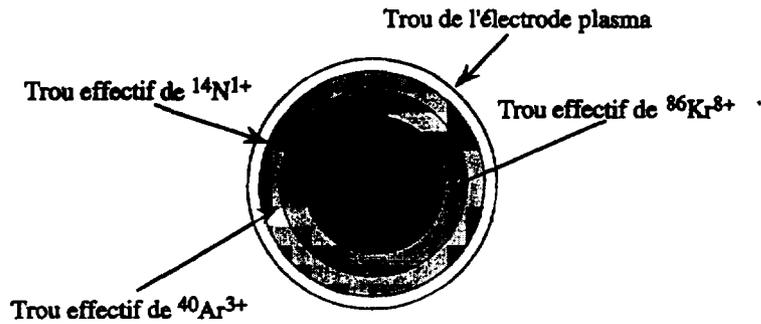


Figure V-50 : Trous effectifs de $^{14}\text{N}^{1+}$, $^{40}\text{Ar}^{3+}$ et $^{86}\text{Kr}^{8+}$ donnés par la simulation de l'extraction de Nanogan II.

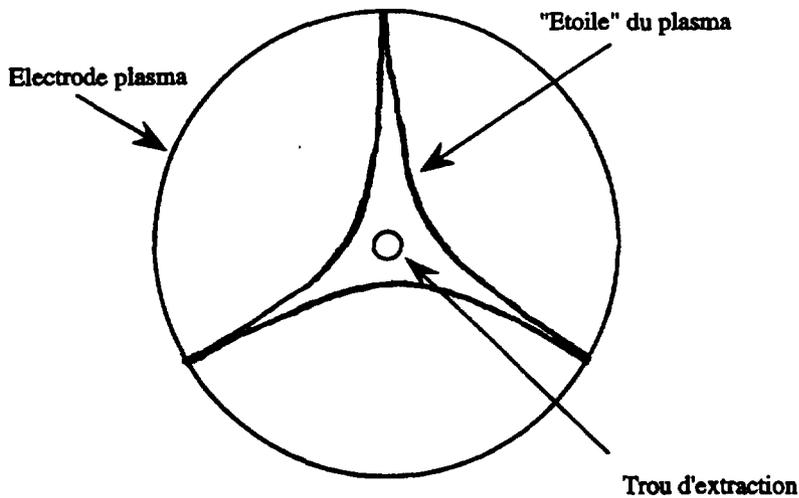


Figure V-51 : "Etoile" faite par le plasma sur l'électrode plasma de la source ECR4-M. Echelle 1:1

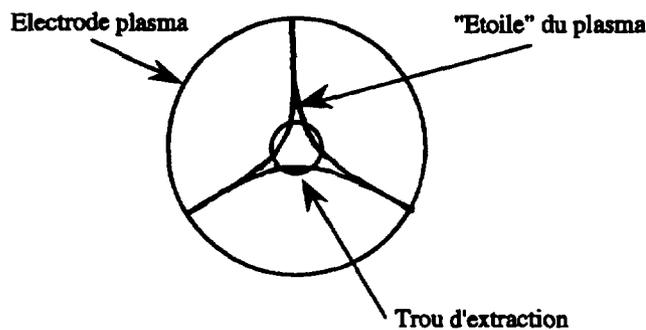


Figure V-52 : "Etoile" faite par le plasma sur l'électrode plasma de la source Nanogan II. Echelle 1:1

On peut donner une explication au fait que les trous effectifs soient de plus petit diamètre que le trou de l'électrode plasma dans le cas de la source Nanogan II (même pour l'azote 1+). Regardons la trace laissée par le plasma sur la partie interne de l'électrode plasma (i.e. côté chambre plasma). Cette trace correspond à la fuite des ions du plasma; sa forme en étoile à trois branches est due au fait que le champ radial des deux sources est hexapolaire (*Figures V-51 et V-52*).

Dans le cas de la source ECR4-M, l'étoile englobe complètement le trou de l'électrode plasma, laissant supposer que les ions occupent toute la surface du trou. En effet, dans la simulation nous avons utilisé des diamètres effectifs identiques à celui du trou de l'électrode plasma (sauf pour les 5+ et 6+ de l'azote, pour lesquels l'étoile ne donne pas d'explication). Par contre si l'on regarde l'étoile de l'électrode plasma de la source Nanogan II, on s'aperçoit que l'étoile n'englobe pas le trou. On peut alors penser que les ions n'occupent pas la périphérie de ce trou. Ceci est aussi observé dans la simulation puisque nous utilisons un rayon effectif toujours inférieur à celui de l'électrode plasma, même pour les faibles états de charge de l'azote (1+ par exemple). Le rapport d'aspect (diamètre du trou sur la dimension radiale du plasma) n'est pas le même pour les deux sources.

Cette interprétation est bien entendu une première approche et une étude détaillée de la source Nanogan II (ou d'une autre source ECR si cette tendance est générale) doit être entreprise afin de déterminer les paramètres de la source qui sont à l'origine de cet effet de masse.

**NEXT PAGE(S)
left BLANK**

CONCLUSION

Après les rappels de base concernant les sources ECR ainsi que les différentes définitions d'optique ionique, nous avons décrit deux types de source d'ions utilisées au GANIL. Puis nous avons détaillé la structure interne de deux programmes informatiques destinés à simuler les conditions d'extraction de ces sources. Le dispositif expérimental, et notamment la méthode de mesure des émittances exposée par la suite nous a permis d'obtenir des résultats expérimentaux confrontés enfin à la simulation. Nous pouvons alors relever les points importants de ce travail de thèse.

En premier lieu, nous avons été à même d'effectuer des mesures d'émittances à haute transmission, condition indispensable pour une bonne interprétation des résultats. L'amélioration des Nous avons ensuite développé et utilisé une simulation numérique des conditions d'extraction d'un faisceau de source ECR donnant un bon accord avec les mesures expérimentales.

A partir de là, il nous est maintenant possible d'interpréter la dépendance des émittances en fonction de la charge que nous avons relevée expérimentalement sur la source ECR4-M. Les fortes émittances des faibles états de charge semblent être dues à une importante dispersion en énergie transversale, alors que les faibles émittances des états de charges élevés seraient dues conjointement à une très faible dispersion en énergie transversale et à une génération des états de charges sur un trou effectif de dimensions inférieures à celles du trou de l'électrode plasma.

Nous avons ensuite interprété la dépendance des émittances en fonction de la masse ("l'effet de masse"), notée expérimentalement sur Nanogan II. Elle serait due à la génération des états de charge sur des trous effectifs de tailles inversement proportionnelles à la masse de ces particules.

Conclusion

Par le biais de la simulation numérique, nous avons quantifié les influences des différents paramètres agissant sur le processus d'extraction. Ainsi, plus que la charge d'espace, les paramètres ayant un effet prédominant sur le grossissement des émittances sont le champ de fuite de la source et l'énergie transversale des particules extraites. Le premier agissant fortement sur les forts états de charge, la seconde sur les faibles états de charge.

Notons enfin, qu'une amélioration des valeurs des émittances est observée avec le système d'extraction multiélectrode, dans la configuration de source qui fut la nôtre, à savoir avec un courant de source moyen (inférieur à 1 mAe).

Nous concluons ce manuscrit en précisant que ce travail de thèse doit être considéré comme une étape initiale dans une étude de longue haleine portant sur l'extraction des sources de type ECR. Ainsi, en premier lieu, il conviendrait de voir si une meilleure adaptation entre l'extraction et les éléments optiques de la ligne de transport ne peut pas être trouvée. En effet, nous avons montré que dans notre cas le transport à travers le solénoïde créait une augmentation de l'émittance dans des proportions importantes. Ensuite, trois axes d'étude peuvent être empruntés :

- une étude concernant le champ magnétique de fuite de la source. Comment peut-on réduire l'effet que peut avoir le champ magnétique sur les émittances? Il est possible, par exemple, de tester une solution où l'on fait chuter très rapidement le champ au niveau du trou de l'électrode plasma et ensuite de diffuser hors du champ magnétique.
- une étude concernant précisément la physique des sources ECR. Ainsi, il doit être montré expérimentalement, d'une manière qu'il reste à définir, que la notion de trou effectif que nous avons avancée correspond à un fait réel. Ensuite, il s'agit de voir quelle est l'origine physique de la forte dispersion en énergie transversale que nous introduisons dans nos simulation pour les faibles états de charges. Est-ce dû à un effet marginal des particules émises sur les bords du trou de l'électrode plasma et qui auraient une énergie transversale élevée? Y-a-t-il une distribution spatiale en énergie et en densité de courant sur le trou de l'électrode plasma ?
- enfin une étude concernant l'extraction de forts courants de source. Nous avons maintenant une bonne maîtrise de la simulation de l'extraction des sources ECR. Dans cette étude, nous nous sommes principalement intéressés à l'extraction de courants moyens. Il est alors maintenant possible de simuler la géométrie des électrodes et les émittances que l'on pourrait obtenir dans le cas d'une extraction d'un fort courant (plusieurs mAe, voire quelques dizaines de mAe).

NEXT PAGE(S)
left BLANK

Références

- [Ant-87] T.A. Antaya and Z.Q. Xie, *The BEAM3D Code for the 3D Extraction of Multiply-Charged Ions from Ion Sources*, NSCL Report MSUCP-63, 1987.
- [Ant-92] T.A. Antaya, *Non linear beam transport effects in highly charged positive ion beams extracted from ECR Ion Sources*, Inter. Workshop on Nonlinear Problems in Accelerator Physics, Berlin (Allemagne), Avril 1992.
- [Aub-84] J. Aubert, *Analyse expérimentale des corrélations entre les qualités optiques du faisceau d'ions et les propriétés du plasma émissif*, Thèse d'Etat, Université Paris-Sud, 1984.
- [Ban-90] R.E. Bank, *PLTMG : A Software Package for Solving Elliptic Partial Differential Equations*, Society for Industrial and Applied Mathematics, 1990.
- [Bar-92] C. Barué, *Etude des électrons chauds dans une source d'ions à résonance cyclotron des électrons*, Thèse de l'Université Paris VI, 1992.
- [Bas-78] J. Bass, *Cours de Mathématiques*, Tome II, Masson, 1978
- [Bec-92] R. Becker and W.B. Herrmannsfeldt, *IGUN - A program for the simulation of ion extraction including magnetic fields*, Rev. Sci. Instrum., 63 (4), 2756, 1992.

Références

- [Bli-83] S. Bliman et al, *Charge exchange collision experiment with highly charged ions*, Physica scripta 3, 63, 1983.
- [Bro-89] I.G. Brown, *The Plasma Physics of Ion Sources*, dans *The Physics and Technology of Ion Sources* édité par Ian G. Brown, J. Wiley & Sons, 1989.
- [Chi-11] C.D. Child, Phys. Rev. 32, 492, 1911.
- [Gel-77] R. Geller, *Plasma with multiply ionised species*, 13th Int. Conf. Ionised Gases, Berlin (Allemagne), 1977.
- [Gel-82] R. Geller, B. Jacquot et T. Lamy, *Le chauffage stochastique des électrons par la résonance cyclotronique électronique. Etude expérimentale d'un plasma dans une structure à puits magnétique*, EUR-CEA-FC-1138, 1982.
- [Hag-87] H.L. Hagedoorn et al, *Emittance matching of ECR Sources*, Int. Conference on ECR Ion Sources and their applications, East Lansing, NSCL Report MSUCP-47, 1987.
- [Her-88] W.B. Herrmannsfeldt, *Electron ray tracing programs for gun design and beam transport*, Linear Accelerator and Beam Optics Codes Workshop, San Diego, 1988.
- [Hol-83] R.F. Holsinger et C. Iselin, *The CERN-Poisson package User Guide*, Document CERN, 1983.
- [Hol-89] A.J.T. Holmes, *Beam Transport*, dans *The Physics and Technology of Ion Sources* édité par Ian G. Brown, J. Wiley & Sons, 1989.
- [Jon-89] Y. Jongen et C.M. Lyneis, *Electron Cyclotron Resonance Ion Sources*, dans *The Physics and Technology of Ion Sources* édité par Ian G. Brown, J. Wiley & Sons, 1989.
- [Kam-44] E. Kamke, *Differentialgleichungen Lösungsmethoden und Lösungen*, 3ème édition, Tome I, Leipzig, 1944.
- [Kel-89] R. Keller, *Ion Extraction*, dans *The Physics and Technology of Ion Sources* édité par Ian G. Brown, J. Wiley & Sons, 1989.

Références

- [Kle-96] J.P. Klein, *Etude des particules diffusées par un plasma de source d'ions à résonance cyclotron des électrons*, Thèse de l'Université Paris VI, 1996.
- [Koe-87] H. Köhler et al, *Energy distribution of ions extracted from a 5 GHz ECR-Ion Source*, Nucl. Instr. and Meth., B 23, 186-189, 1987.
- [Koe-94] N. Köckler, *Numerical methods and scientific computing using software libraries for problem solving*, Oxford Science Publications, 1994.
- [Kra-86] W. Krauss-Vogt, *Some aspects of ion extraction from ECR sources*, 7th Workshop on ECR Ion Sources, Jülich (Allemagne), Mai 1986.
- [Lan-31] I. Langmuir and K.T. Compton, *Electrical discharges in gases*, Reviews of Modern Physics, Vol. 3, Number 2, 191, April. 1931.
- [Lec-96] N. Lecesne et al, *Radioactive ion beam production tests for SPIRAL*, GANIL S 96 04, XXXIV Int. Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio Italie, 1996.
- [Ler-95] R. Leroy, J. Mandin et al, *ECRIS optimisation for on line production*, 12th Int. Workshop on ECR Ion Sources, Riken (Japon), Avril 1995.
- [Ler-96] R. Leroy, J. Mandin et al, *Extraction studies on ECR Ion Sources*, Rev. Sci. Instrum., 67 (3), 1350, 1996.
- [Lie-94] M. Lieuvain et al., *SPIRAL : the radioactive ion beam facility under construction at GANIL*, GANIL S 94 01, EPAC'94 Londres (Grande-Bretagne), 1994.
- [Lie-95] M. Lieuvain and the SPIRAL group, *Status of SPIRAL, the radioactive beam project at GANIL*, GANIL S 95 04, 1995.
- [Lot-68] W. Lotz, *Electron-Impact Ionization Cross-Sections and Ionization Rate Coefficients for Atoms and Ions from Hydrogen to Calcium*, Zeitschrift für Physik 216, 241-247, 1968.
- [Man-96] J. Mandin, *ECR ion sources extraction : experiment-simulation comparison*, en préparation, 1996.

Références

- [Mic-93] C. Michaut-Behar, *Etude expérimentale et simulation de l'accélération et du transport d'un faisceau d'ions négatifs*, Thèse de l'Université Paris VI, 1993.
- [Mue-80] A. Müller, E. Salzborn et al, *Absolute ionisation cross sections for electrons incident on O^+ , Ne^+ , Xe^+ and Ar^{i+} ($i=1,\dots,5$) ions*, J. Phys. B : Atom. Molec. Phys. 13, 1877-1899, 1980.
- [Pau-82] R. Pauthenet et al, *A high performance hexapole with $SmCo_5$ permanent magnet*, 4th Workshop on ECR Ion Sources, Grenoble (France), 1982.
- [Pen-37] F.M. Penning, *Ein neues Manometer für niedrige Gasdrucke, insbesondere zwischen 10^{-3} und 10^{-5} mm*, Physica IV nr 2, 71, 1937.
- [Pie-54] J.R. Pierce, *Theory and Design of Electron Beams*, Van Nostrand New York, 1954.
- [Rei-88] J. Reich et al, *Partial beam decorrelation of sources providing ions out of axial magnetic fields*, European Particle Accelerator Conference (EPAC), Rome (Italie), 1988.
- [Rom-66] M. Romanelli, *Mathematical Methods for Digital Computers*, édité par A. Ralston et H.S. Wilf, John Wiley & Sons, 1966.
- [Sor-85] P. Sortais, *Excursion en fréquence de l'onde électromagnétique dans une source d'ions à résonance gyromagnétique électronique*, Thèse de l'Université Scientifique et Médicale de Grenoble, 1985.
- [Sor-94] P. Sortais, Proc of the 7th Int. Conf. on the Physics of Highly Charged Ions, Vienna (Autriche), Sept. 1994.
- [Sor-95a] P. Sortais, *Recent progress in making highly charged ion beams*, Nucl. Instr. and Meth., B 98, 508-516, 1995.
- [Sor-95b] P. Sortais et al, *Developments of compact permanent magnet ECRIS*, 12th Int. Workshop on ECR Ion Sources, Riken (Japon), April 1995.

Références

- [Sor-95c] P. Sortais, *General review of recent developments for ECR ion sources*, ICIS 95, Vancouver (B.C. Canada), 1995.
- [Spa-87] P. Spädtke, *ECR Source Extraction with Space Charge and Plasma Boundary Conditions*, Int. Conf. on ECR Ion Sources, East Lansing (MI USA), 1987.
- [Spa-89] P. Spädtke, *Computer modeling*, dans *The physics and Technology of Ion Sources* édité par Ian G. Brown, J. Wiley & Sons, 1989.
- [Spa-92] P. Spädtke, *Numerical simulation of ion related problems*, Rev. Sci. Instrum., 63 (4), 2647, 1992.
- [Spa-94b] P. Spädtke, K. Tinschert and D. Ivens, *Simulation of ion beam extraction*, Rev. Sci. Instrum., 65 (4), 1431, 1994.
- [Tam-96] C. Tamburella, *Projet PIAFE : Production d'états de charge élevés pour des ions radioactifs*, Thèse de l'Université Denis Diderot Paris VII, 1996.
- [Tay-93] T. Taylor and J.F. Mouris, *An advanced high-current low-emittance dc micro wave proton source*, Nucl. Instr. and Meth., A 336, 1-5, 1993.
- [Vil-95] A.C.C. Villari et al, *Radioactive ion beams at SPIRAL*, Nuclear Physics, A 588, 267c-272c, 1995.
- [Xie-87] Z.Q. Xie and T.A. Antaya, *Preliminary report on a 3D extraction code for ECR sources*, Int. Conf. on ECR Ion Sources, East Lansing (MI USA), 1987.
- [Xie-89] Z.Q. Xie and T.A. Antaya, *The effect of Space Charge on beams Extracted from the RTECR Ion Source*, NSCL Report MSUCP-693, 1989.
- [Xie-94] Z.Q. Xie and C.M. Lyneis, *Plasma potentials and performance of the advanced electron cyclotron resonance ion source*, Rev. Sci. Instrum. 65 (9), 2947-2952, 1994.

Bibliographie

Partie I

J. Aubert, *Analyse expérimentale des corrélations entre les qualités optiques du faisceau d'ions et les propriétés du plasma émissif*, Thèse d'Etat, Université Paris-Sud, 1984.

R. Geller, *ECRIS : The Electron Cyclotron Resonance Ion Sources*, *Annu. Rev. Nucl. Sci.*, 40, 15-43, 1990.

Partie II

R. Becker, *Numerical simulation of ion-beam formation*, *Rev. Sci. Instrum.*, 67 (3), 1132, 1996.

M. Cavenago and G. Bisoffi, *Cylindrically symmetric extractors with space charge dominated flow*, *Rev. Sci. Instrum.*, 62 (8), 1991.

S. Fu, A. Kitagawa and S. Yamada, *Simulation study on ion extraction from electron resonance ion sources*, *Rev. Sci. Instrum.*, 65 (4), 1435, 1994.

H. Naitou, O. Fukumasa, K. Sakachou and K. Mutou, *Particle simulation on extraction*

Bibliographie

of positive and negative ions from a volume source, Rev. Sci. Instrum., 65 (4), 1438, 1994.

P. Spädtke and H. Wituschek, *The influence of axial magnetic fields on the extraction of an ion beam from a plasma source*, Rev. Sci. Instrum., 61 (1), 1990.

P. Spädtke, I. Brown and P. Fojas, *Low-energy ion beam extraction and transport : Experiment-computer comparison*, Rev. Sci. Instrum., 65 (4), 1441, 1994.

P. Spädtke, *Simulation of ion beam extraction*, Rev. Sci. Instrum., 65 (4), 1419, 1994.

P. Spädtke et al, *Acceleration of high-current ion beams*, Rev. Sci. Instrum., 67 (3), 1146, 1996.

S.A. Self, *Exact Solution of the Collisionless Plasma-Sheath Equation*, The Physics of Fluids, 6 (12), 1762, 1963.

Etude expérimentale et simulation des conditions d'extraction d'un faisceau d'ions multichargés d'une source à résonance cyclotronique électronique.

Cette thèse entre dans le cadre du projet SPIRAL (Système de Production d'Ions Radioactifs Accélérés en Ligne) au GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds - Caen). Ce projet utilisant une source de type ECR impose que le faisceau extrait ait de très bonnes qualités optiques. L'étude des conditions d'extraction du faisceau et de formation des émittances s'impose alors. L'approche est faite par l'expérience et la simulation. Dans un premier temps, des mesures d'émittances de faisceaux ont été effectuées avec une efficacité de transport maximale. Ensuite, un programme informatique, simulant les conditions d'extraction et de transport d'un faisceau de source ECR, a été développé puis testé. Il tient compte de tous les paramètres mis en jeu dans le processus d'extraction : la nature des ions et des électrons issus du plasma, leurs distributions spatiale et énergétique, la charge d'espace, le champ magnétique de fuite de la source et le champ électrique extracteur. Il est alors devenu possible de rendre compte de l'évolution des émittances de deux types de sources ECR différentes. La comparaison simulation-expérience a aussi permis de dégager les paramètres principaux influençant les émittances. Ainsi, le champ magnétique et l'énergie intrinsèque des ions jouent des rôles primordiaux dont les importances sont précisées et commentées dans ce manuscrit.

Mots-clés

Sources d'ions
Faisceaux ioniques
Simulation par ordinateur

Résonance cyclotronique
Charge d'espace

Experimental study and simulation of the extraction conditions of a multicharged ion beam from an electron cyclotron resonance source.

This thesis concerns the beam extraction studies of ECR Ion Sources for the SPIRAL project at GANIL (France). The optical properties (i.e. the emittances) of the radioactive ion beam production source is a crucial point in this project. We performed emittance measurements with a very high transport efficiency and developed a computer code for simulating the extraction and transport conditions. This simulation takes into account all the parameters acting on the extraction process : the characteristics of the ions and electrons emitted by the plasma, their space and energy distributions, the space charge, the magnetic field of the source and the accelerating electric field. We explained the evolution of the emittances for two different types of ECR Ion Source. The simulation-experiment comparison showed us that the magnetic field and the intrinsic energy of the ions seem to be the most important parameters for explaining the overall emittance behaviour of the ECRIS. We precise their values and comment them.