



HAL
open science

Diagnostic de Plasmas créés dans des Sources d'Ions Multichargés à Résonance Cyclotronique Electronique par Spectroscopie VUV

Roger Berreby

► **To cite this version:**

Roger Berreby. Diagnostic de Plasmas créés dans des Sources d'Ions Multichargés à Résonance Cyclotronique Electronique par Spectroscopie VUV. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 1997. Français. NNT : . tel-00110296

HAL Id: tel-00110296

<https://theses.hal.science/tel-00110296>

Submitted on 27 Oct 2006

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.

**THESE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE
(PARIS VI)**

Spécialité:

Physique Atomique, Optique et des plasmas

présentée par

Roger BERREBY

Pour obtenir le grade de DOCTEUR de l'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE
CURIE (PARIS VI)

Sujet de la thèse:

Diagnostic de plasmas créés dans des sources d'ions multichargés à Résonance
Cyclotronique Electronique par spectroscopie V.U.V.

soutenue le: 18 Décembre 1997

devant le jury composé de:

Pr. R. MC CARROLL.....Directeur de la formation doctorale
Pr. J.P. BRIAND.....Directeur de thèse
Dr. C. De MICHELIS.....Rapporteur
Pr. M. DRUETTA.....Rapporteur
Dr. D. HITZ.....Responsable de thèse au C.E.A.

Thèse préparée au sein du

Service des Ions, des Atomes et des Agrégats (SI2A)
Département de Recherches Fondamentales sur la Matière Condensée (DRFMC)
Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble (CENG)
Commissariat à l'Energie Atomique (CEA)



JE DEDIE CETTE THESE A TOUS CEUX QUE J'AIME ET EN PARTICULIER

A MA FEMME ELSA ET A MON FILS ETHAN

A MES PARENTS

A MES FRERES ET SOEURS

A MA BELLE FAMILLE

A MES AMIS

Remerciements

Je voudrais d'abord exprimer ma gratitude envers Gérard Melin pour m'avoir permis d'effectuer une thèse de doctorat dans le Laboratoire des Plasmas et des Sources d'Ions qu'il dirigeait au moment où je suis arrivé au C.E.A. Grenoble.

Je remercie ensuite Denis Hitz pour avoir dirigé mon travail au cours de ces trois années de thèse.

Merci à Jean Pierre Briand pour avoir accepté d'être mon directeur de thèse à l'Université.

Merci à Ronald Mc Carroll, le directeur du D.E.A. de Physique Expérimentale des Atomes et des Molécules et Applications de l'Université Pierre et Marie Curie (Paris 6), pour m'avoir fait l'honneur d'être le président du jury.

Je voudrais aussi naturellement remercier mes deux rapporteurs, Michel Druetta et Claudio DeMichelis avec qui j'ai pu avoir des échanges permanents de grande qualité durant mon travail.

Je remercie enfin l'ensemble des personnes avec qui j'ai eu l'honneur et l'avantage de discuter et qui font ou ont fait partie du Service des Ions des Atomes et des Agrégats dirigé par Claude Guet.

Alain Farchi, Hicham Khodja, Guilhem Douysset, Cécile Perret, Philippe Blaise, Xavier Biquard, François Bourg, Louis Pin, Alain Girard, Ariel Brennac, Steven Blundell, Denis Jalabert, Paul Ludwig, Jean Marc Mathonnet, Marc Delaunay, Annie Pesnelle, Bernd Huber, Jean Claude Rocco, Laurent Plagne, Frédéric Gustavo, Bernard Pras, Frédéric Chandezon, Thomas Bergen, Joseph Debernardi, Paul Briand, Romain Porru, François Lansaque, Sandrine Tran, Jean Desesquelles et enfin Richard Geller sans qui je n'aurais jamais pu travailler sur les sources E.C.R. si il ne les avait pas inventées.

Table des matières

INTRODUCTION.....	1
CHAPITRE I ELEMENTS DE PHYSIQUE DES PLASMAS, DES SOURCES E.C.R. ET MODELES SPECTROSCOPIQUES.....	4
I-1 INTRODUCTION A LA PHYSIQUE DES PLASMAS.....	4
I-1-1 Définitions et grandeurs caractéristiques.....	4
I-1-2 Mouvement d'une particule chargée dans un champ magnétique.....	7
I-2 PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DES SOURCES D'IONS E.C.R.....	8
I-2-1 Le confinement magnétique.....	9
I-2-2 Le chauffage H.F.....	13
I-2-3 Extraction des ions et sélection des états de charge.....	13
I-3 MODELES DE SPECTROSCOPIE POUR LA DETERMINATION DES PARAMETRES DU PLASMA.....	15
I-3-1 Exposé du modèle Kato, Lang, Berrington.....	15
I-3-2 Exposé du modèle Coronal pour déterminer les densités ioniques.....	22
I-3-3 Domaine de validité du modèle Coronal. Vérifications des hypothèses.....	28
CHAPITRE II INSTRUMENTATION.....	31
II-1 DESCRIPTION DU SPECTROMETRE A INCIDENCE RASANTE.....	31
II-1-1 Principe de fonctionnement du spectromètre.....	32
II-1-2 Le réseau de diffraction.....	34
II-2 DETECTION DU RAYONNEMENT ULTRAVIOLET SOUS VIDE.....	39
II-2-1 Principe de fonctionnement des galettes de microcanaux.....	39
II-2-2 Installation des galettes sur le spectromètre et leur optimisation.....	44
II-3 ETALONNAGE EN LONGUEUR D'ONDE ET EN INTENSITE DE L'ENSEMBLE RESEAU+DETECTEUR.....	49
II-3-1 Calibration en longueur d'onde par des raies de référence.....	49
II-3-2 Etalonnage en intensité par la méthode d'échange de charge.....	51
II-3-3 Etalonnage par la méthode des rapports de branchement.....	55
II-4 DESCRIPTION DES SOURCES CAPRICE ET QUADRUMAFIOS ET GEOMETRIE DES EXPERIENCES.....	60
II-4-1 Source Caprice.....	60
II-4-2 Source Quadrumafios.....	63
II-4-3 Considérations expérimentales.....	65
II-5 DIAGNOSTICS COMPLEMENTAIRES.....	66
II-5-1 Principe de l'interféromètre micro-onde.....	66
II-5-2 Principe de l'analyseur électrostatique.....	68
CHAPITRE III RESULTATS DE SPECTROSCOPIE V.U.V.....	70
III-1 INTRODUCTION.....	70
III-2 RESULTATS DES MESURES DE DENSITE ET TEMPERATURE DES ELECTRONS.....	71

III-2-1 Source Quadrumafios.....	72
III-2-2 Discussion des résultats et comparaison avec les autres diagnostics.....	78
III-2-3 Source Caprice.....	84
III-2-4 Discussion des résultats de Caprice et comparaison avec ceux de Quadrumafios.....	86
III-3 ESTIMATION DES DENSITES IONIQUES ET DES TEMPS DE VIE DES IONS DANS UN PLASMA D'OXYGENE.....	89
III-3-1 Calcul des densités et temps de vie des ions.....	89
III-3-2 Source Quadrumafios.....	92
III-3-3 Discussion des résultats obtenus sur Quadrumafios en fonction de la puissance et de la pression.....	101
III-3-4 Source Caprice.....	103
III-3-5 Discussion des résultats de Caprice et comparaison avec Quadrumafios.....	107
III-3-6 Expérience complémentaire.....	109
III-4 COMPARAISON DES PLASMAS D'OXYGENE DES SOURCES CAPRICE ET QUADRUMAFIOS OPTIMISEES SUR O ⁶⁺	110
III-4-1 Comparaison des plasmas d'Oxygène pur et Oxygène-Hélium sur Quadrumafios.....	110
III-4-2 Comparaison des plasmas d'Oxygène pur et Oxygène-Hélium sur Caprice....	112
III-4-3 Comparaison des plasmas d'Oxygène pur de Quadrumafios et Caprice avec le premier étage.....	119
CONCLUSION.....	120
REFERENCES ET BIBLIOGRAPHIE.....	122
ANNEXES.....	127
ANNEXE A SOURCE QUADRUMAFIOS.....	128
Annexe A-1 Plasma d'oxygène pur optimisé sur O ⁶⁺	128
Annexe A-2 Plasma d'oxygène+hélium optimisé sur O ⁶⁺	132
ANNEXE B SOURCE CAPRICE AVEC UN PREMIER ETAGE.....	136
Annexe B-1 Plasma d'oxygène pur optimisé sur O ⁶⁺	136
Annexe B-2 Plasma d'oxygène+hélium optimisé sur O ⁶⁺	141
ANNEXE C SOURCE CAPRICE SANS PREMIER ETAGE.....	146
Annexe C-1 Plasma d'oxygène pur optimisé sur O ⁶⁺	146
Annexe C-2 Plasma d'oxygène+hélium optimisé sur O ⁶⁺	148

Introduction

Les sources d'ions multichargés à Résonance Cyclotronique Electronique ont vu le jour il y a déjà plus de vingt ans au CEA Grenoble, dans le département de recherches sur la fusion contrôlée, sous l'impulsion de Richard Geller et de son équipe [Geller 76].

Dans une source E.C.R., on confine magnétiquement un plasma d'électrons chauds de faible densité. Le plasma est créé par le couplage d'une onde de haute fréquence avec les électrons. Ils gagnent ainsi de l'énergie autour de la fréquence cyclotron électronique en résonance avec la fréquence de l'onde envoyée dans la source. Les électrons atteignent ainsi des énergies élevées, permettant de dépasser les potentiels d'ionisation de la plupart des éléments injectés dans la source sous forme de gaz. On arrive ainsi à épilucher totalement des éléments comme l'argon et à extraire un faisceau pour diverses expériences.

Un faisceau d'ions d'état de charge donné, constitue un outil très puissant dans plusieurs domaines d'expérimentations et d'applications de la Physique. Bien qu'au départ, le confinement du plasma Hydrogène-Deutérium était le principal intérêt des recherches pour la fusion thermonucléaire, la présence d'ions très chargés dans ce type de milieu a fait naître l'idée de pouvoir les extraire et les utiliser. Les sources E.C.R., avec d'autres types de sources (P.I.G., E.B.I.S., Laser) ont ouvert la voie à la physique des ions multichargés.

De l'astrophysique à la physique nucléaire, en passant par la micro-électronique, la physique des plasmas et notamment celle des ions multichargés intervient dans l'étape qui nous mène à une meilleure connaissance des lois de la nature.

Les E.C.R.I.S. (Electron Cyclotron Resonance Ion Source) se sont considérablement améliorées au fil du temps, en terme de volume mais surtout en terme de consommation électrique. Les performances en intensité des courants extraits et en état de charge ont aussi progressé de façon spectaculaire. L'amélioration des performances est dûe essentiellement à un meilleur confinement du plasma obtenu à l'aide de fort champs magnétiques et l'utilisation de fréquences toujours plus élevées [Sortais 85]. L'extraction et le transport ont aussi beaucoup été étudiés [Khodja 96].

Depuis plusieurs années la concurrence accrue entre différents laboratoires de par le monde a mis en lumière la limitation des performances des sources E.C.R., en termes de courants extraits et d'états de charge atteints.

L'ancien Laboratoire des Plasmas et des Sources d'ions a entrepris depuis 7 ans une vaste campagne de diagnostics sur le plasma créé dans les sources E.C.R. La source Quadrumafios a été conçue dans le but d'étudier simultanément les grandeurs importantes du plasma par plusieurs diagnostics. La population électronique dans plusieurs gammes d'énergie a ainsi pu être étudiée par le rayonnement de freinage [Gaudart 95], par l'émission cyclotron électronique [Barué 92] et à l'aide d'un analyseur électrostatique [Klein 95].

Le moyen d'investigation du plasma qui fait l'objet de cette thèse, est la spectroscopie d'émission dans l'ultraviolet sous vide. Les diagnostics concernant les ions multichargés eux-mêmes dans les plasmas E.C.R. ont été peu utilisés jusqu'à présent.

Bien que le sujet en question ait un caractère un peu appliqué, il ne s'attache pas moins à son aspect plus fondamental. En effet l'étude du plasma créé dans les sources d'ions, doit nous conduire à une compréhension plus approfondie de la formation des ions multichargés qui peuvent être extraits de la source. Ce diagnostic possède entre autres l'avantage de ne pas perturber le milieu étudié. Il permet surtout de déterminer des grandeurs physiques du plasma comme la densité et la température des électrons dans une certaine gamme d'énergie. Mais il permet aussi de recueillir des informations concernant la physique des ions, comme la densité et le temps de vie des ions de chacun des état de charge allant de l' O^+ à O^{5+} , comme nous l'avons montré dans ce travail.

Nous nous sommes intéressés à l'étude de plasmas d'Oxygène dans la mesure où les données atomiques sont bien connues aujourd'hui. Ensuite, parce que l'Oxygène ne possède que 8 électrons et que le spectre d'émission de chacun de ses états de charge est le plus intense dans le domaine U.V.

Le plan de la thèse s'articule en trois chapitres. Le premier sera consacré à la définition de quelques grandeurs physiques relatives aux plasmas et une présentation générale du principe de fonctionnement des sources E.C.R. On exposera aussi les modèles de spectroscopie qui nous ont permis de caractériser la population électronique de basse énergie ainsi que celle des ions.

Le deuxième chapitre sera consacré à la description des instruments expérimentaux utilisés tout au long de ce travail. On s'attachera en particulier à décrire le principe de fonctionnement du spectromètre U.V. et son étalonnage en longueur d'onde et en intensité.

Le dernier chapitre enfin, présentera les résultats obtenus par la spectroscopie U.V. ainsi que des autres diagnostics. Le même type d'expériences ayant été réalisé sur deux sources du laboratoire, on s'attachera en particulier à montrer les différences et les similitudes concernant les paramètres mesurés.

La comparaison des spectres d'émission du plasma de ces deux sources optimisées sur un fort état de charge, avec la mesure des courants d'ions extraits complétera enfin notre analyse.

Un résumé des résultats obtenus au cours des chapitres précédents fera office de conclusion en ouvrant des perspectives sur le travail qu'il reste à faire concernant les diagnostics de plasmas.

Chapitre I

Eléments de physique des plasmas, des sources E.C.R. et modèles spectroscopiques

Dans ce chapitre, nous présenterons le cadre théorique pour l'interprétation et la discussion des résultats de spectroscopie V.U.V. La première partie sera consacrée à la définition de quelques notions élémentaires de physique des plasmas. Dans la deuxième partie, nous appliquerons au cas concret des sources E.C.R. les différentes notions que nous avons introduites. Enfin la dernière partie de ce chapitre sera consacrée à la description des modèles spectroscopiques que nous avons utilisés pour déterminer certaines grandeurs caractéristiques des plasmas de sources E.C.R.

I-1 Introduction à la physique des plasmas

I-1-1 Définitions et grandeurs caractéristiques

D'une manière générale, on appelle plasma, un milieu comportant des particules neutres, des électrons et des ions. Néanmoins, le terme de plasma attribué généralement à ce type de milieu est un peu plus restrictif.

Il doit répondre aux conditions suivantes:

$$\text{-électronneutralité: } n_e = \sum_{q=1}^{q_{\max}} n^{q+} q \quad (1)$$

où n_e et n^{q+} sont respectivement la densité électronique totale et la densité des ions de charge $q+$.

-comportement collectif des particules constituant le milieu plasma.

Les particules chargées qui se déplacent dans le milieu à cause de leur agitation thermique d'une part, et aux collisions coulombiennes qu'elles subissent d'autre part, entraînent localement des écarts à l'électroneutralité créant des champs électriques. Ce déplacement de charges génère également des courants qui circulent dans le plasma et des champs magnétiques internes sont créés. Des forces coulombiennes agissent en retour à grande distance sur les particules chargées qui leur ont donné naissance. Les collisions coulombiennes dominent très largement les collisions ordinaires de type boules de billard qui se produisent localement. De ce fait, elles donnent aux plasmas ce comportement collectif, et que l'on considère comme le 4ème état de la matière.

Nous reviendrons un peu plus loin sur cette définition après avoir explicité ce qu'est la longueur de Debye.

a) Densité

Un gaz à l'équilibre thermodynamique possède une distribution des vitesses dite Maxwellienne. Elle exprime que pour un ensemble de particules isolées, possédant des vitesses individuelles différentes, la majeure partie de ces particules auront une vitesse proche de la vitesse moyenne.

Elle s'écrit:

$$f(v) = n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{1}{2} \frac{mv^2}{kT}} \quad (2)$$

On définit ainsi la densité de particule possédant cette fonction de distribution par:

$$n = \int_{\forall \mathbf{v}} f(\mathbf{v}) d\mathbf{v} \quad (3)$$

b) Température

En théorie cinétique des gaz, on définit une température à partir de la distribution Maxwellienne des vitesses. On remarque d'ailleurs la présence de la température dans son expression. L'énergie cinétique moyenne des particules possédant une telle fonction de distribution s'écrit:

$$\langle E_{\text{cin}} \rangle = \frac{\int_{\mathbb{R}^3} \frac{1}{2} m v^2 f(\mathbf{v}) d\mathbf{v}}{\int_{\mathbb{R}^3} f(\mathbf{v}) d\mathbf{v}} = \frac{3}{2} kT \quad (4)$$

On voit donc apparaître l'étroite corrélation entre l'énergie cinétique moyenne des particules et la température. De ce fait, on pourra assimiler la température à une énergie, et on l'exprimera en eV.

On peut d'ores et déjà envisager le cas d'un plasma possédant plusieurs températures pour les différentes espèces présentes: les ions, les électrons et les neutres. En effet, les taux de collisions des ions entre eux et des électrons entre eux étant très supérieurs au taux de collisions entre électrons et ions, chaque espèce peut ainsi être dans son propre équilibre thermodynamique. Le plasma de faible densité et soumis à une action extérieure, évolue trop rapidement pour que les deux températures s'équilibrent.

En présence d'un champ magnétique, une seule espèce de particules peut avoir plusieurs températures complètement différentes, comme c'est le cas des électrons confinés magnétiquement. Ceci, car les forces agissant sur les électrons le long de \mathbf{B} sont différentes de celles agissant perpendiculairement à \mathbf{B} (dues à la force de Lorentz). Ainsi, les composantes de la vitesse parallèle et perpendiculaire à \mathbf{B} peuvent appartenir à des distributions Maxwelliennes différentes avec des températures $T_{//}$ et T_{\perp} .

c) Longueur de Debye

Une particule chargée située à une position fixe de l'espace voit s'accumuler autour d'elle des particules de charge opposée, grâce aux forces d'attraction électrostatique. De telle sorte, qu'au-delà d'une certaine distance, appelée longueur de Debye, les particules ne ressentent plus le potentiel attractif Coulombien. Cette grandeur caractéristique définit l'échelle de longueur au-delà de laquelle les particules ont un comportement collectif, conférant au milieu les propriétés physiques de l'état plasma.

Elle s'écrit en unités M.K.S.A:

$$\lambda_D \equiv \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T_e}{n_{\infty} e^2}} \approx 69 \left(\frac{T_e}{n_{\infty}} \right)^{1/2} \quad (5)$$

où T_e est la température des électrons exprimée en °K et n_e leur densité à l'infini en m^{-3} , pour laquelle le potentiel électrostatique totalement écranté par la distribution de charge tend vers 0. De plus, l'électroneutralité du plasma ne demeure valable que si la longueur de Debye est très inférieure à la longueur caractéristique du plasma.

I-1-2 Mouvement d'une particule chargée dans un champ magnétique

Considérons une particule de masse m et de charge q se déplaçant avec une vitesse v dans un champ magnétique uniforme \mathbf{B} . On déduit le rayon de courbure de sa trajectoire:

$$R = \frac{mv}{|q|B} \quad (6)$$

Le mouvement d'une particule chargée dans un champ magnétique uniforme \mathbf{B} est donc une hélice.

a) Dérives

Si on ajoute une perturbation extérieure F au mouvement de la particule plongée dans un champ magnétique \mathbf{B} uniforme, la particule subit une force de dérive donnée par:

$$\mathbf{v}_D = \frac{\mathbf{F} \wedge \mathbf{B}}{q|\mathbf{B}|^2} \quad (7)$$

v_D est donc orthogonale au champ magnétique comme à la force F . On l'appelle aussi pour des raisons évidentes, vitesse du centre guide.

b) L'effet miroir

Un cas important de champ magnétique inhomogène est lorsque les lignes de force se resserrent autour d'un axe: plus les lignes sont serrées, plus l'intensité du champ est importante. Soit une particule chargée dont le centre guide est sur l'axe. La force que la particule subit a une composante suivant l'axe et en sens inverse du gradient du module du

champ. Les particules sont renvoyées, quelle que soit leur charge, vers les zones où le champ est le plus faible: miroir magnétique.

c) Invariants adiabatiques

On considère à présent une particule chargée qui se déplace avec une vitesse angulaire ω sur une trajectoire circulaire centrée sur l'axe et dans un plan orthogonal à celui-ci.

Le moment magnétique de l'électron s'écrit :

$$\mu = \frac{mv_{\perp}^2}{2B} \quad (8)$$

μ est une constante du mouvement.

On précise que cette propriété n'est valable que si les variations de \mathbf{B} sont suffisamment lentes devant le rayon de giration de l'électron, d'où le nom d'invariant adiabatique.

I-2 Principe de fonctionnement des sources d'ions E.C.R.

E.C.R.I.S. est l'acronyme anglais de Electron Cyclotron Resonance Ion Source. Ces initiales portent en elles les ingrédients essentiels pour le fonctionnement de ce type de source d'ions.

Une source d'ions à Résonance Cyclotronique Electronique est une structure magnétique ouverte aux extrémités qui confine un plasma d'électrons chauds [Melin 97]. Les électrons sont confinés dans une chambre à vide par la superposition d'un champ magnétique axial et radial. Lorsqu'une onde hyperfréquence est injectée dans la chambre, les électrons reçoivent de l'énergie autour de la résonance cyclotronique lorsque la condition suivante est vérifiée:

$$\omega_{ce} = \frac{eB_{rés}}{m_e} = \omega_{HF} \quad (9)$$

Le plasma est ainsi formé en injectant par un flux continu l'élément à ioniser dans la chambre. On voit donc apparaître les éléments essentiels qui constituent une source d'ions multichargés à résonance cyclotronique électronique. A savoir, le confinement magnétique des électrons, le

chauffage H.F. et une source d'électrons pour permettre à la densité des électrons de se former dans le piège.

Ce type de source possède entre autres l'avantage non négligeable de délivrer des courants intenses d'ions multichargés en régime continu, contrairement aux sources E.B.I.S. Comme on peut le constater également, elles procurent une grande facilité d'entretien du fait de l'absence de filament à remplacer régulièrement comme dans les sources P.I.G.

Les ions extraits de la source constituent en fait un courant de fuite dû à l'imperfection, inhérente aux sources E.C.R., du confinement magnétique. Naturellement, le plasma devant rester globalement neutre, un courant de fuite d'électrons apparaît également dans les mêmes conditions. En appliquant une haute tension entre la chambre à plasma et la terre, les ions sont extraits de la source pour ensuite être sélectionnés en charge et masse par un déflecteur magnétique. Le courant d'ions est mesuré à l'aide d'une cage de Faraday située à la sortie de l'aimant d'analyse. Ce courant est donné par:

$$I^{q+} \cong \frac{1}{2} \frac{n^{q+} q e}{\tau^{q+}} S_{\text{ext}} L \quad (10)$$

où le facteur $\frac{1}{2}$ exprime le fait que la structure est ouverte des deux côtés, mais les ions sont collectés seulement d'un côté.

n^{q+} est la densité d'ions d'état de charge q , τ^{q+} est le temps de confinement de l'ion dans le plasma, S_{ext} est la surface du trou d'extraction et L la longueur de la colonne de plasma dans l'axe principal de la source.

La formule (10) illustre bien le fait que l'obtention d'un courant intense d'ions très chargés repose sur un compromis entre le temps de confinement de l'ion dans la source et le temps d'ionisation nécessaire pour atteindre l'état de charge désiré.

I-2-1 Le confinement magnétique

Les électrons sont piégés dans la chambre par la juxtaposition d'un champ magnétique axial créé par des bobines et d'un champ radial multipolaire constitué d'aimants permanents.

La figure I-1 illustre le piégeage d'un électron dans un miroir magnétique.

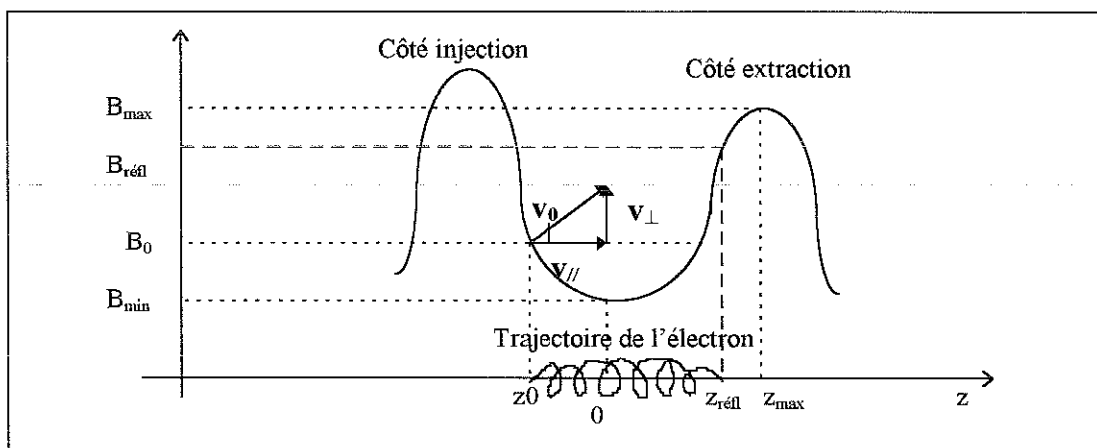


Fig. I-1: Mouvement d'un électron plongé dans un champ magnétique inhomogène à minimum-B

On considère initialement un électron de masse m_e , de charge e et de vitesse v_0 plongé dans un champ magnétique avec un profil donné sur la figure I-1. La vitesse de l'électron est décomposée suivant les axes perpendiculaire et parallèle au champ magnétique, considéré ici le long de l'axe z .

Dans la première partie de ce chapitre on a montré qu'il existait deux invariants pour les particules chargées d'un plasma. L'un est la conservation de l'énergie cinétique et l'autre adiabatique, celui du moment magnétique. Ils s'écrivent dans le cas de l'électron:

$$E = \frac{1}{2} m_e (v_{\perp}^2 + v_{\parallel}^2) \quad (11)$$

$$\mu = \frac{m_e v_{\perp}^2}{2B}$$

De ces deux invariants, on en déduit la vitesse parallèle et le rayon de Larmor de l'électron:

$$v_{\parallel}^2 = \frac{2}{m_e} [E - \mu B(z)] \quad (12)$$

$$R_{\text{Larmor}} = \left(\frac{2\mu m_e}{e^2} \right) \frac{1}{\sqrt{B(z)}}$$

L'électron a donc une trajectoire circulaire autour des lignes de champ magnétique. Son rayon sera d'autant plus grand que le module de champ est petit, c'est à dire au centre de la source. On remarque également que l'électron aura une vitesse essentiellement parallèle au centre, alors qu'à la côte z où l'électron sera réfléchi par le miroir, il verra sa vitesse parallèle s'annuler.

Au point $z_{\text{réfl}}$ on a $B = B_{\text{réfl}}$ et à z_0 on a $B = B_0$.

$$\text{Or: } \sin^2 \theta = \left(\frac{v_{\perp 0}}{v_0} \right)^2 = \frac{B_0}{B_{\text{réfl}}}$$

Pour que l'électron soit réfléchi, il faut que $B_{\text{réfl}} \leq B_{\text{max}}$. On en déduit donc une condition sur le piégeage des électrons dans une structure à minimum- B .

$$\boxed{\sin \theta \geq \sqrt{\frac{B_0}{B_{\text{max}}}}} \quad (13)$$

L'inégalité (13) définit un cône de perte en chaque point de la structure correspondant à une valeur du module du champ magnétique, comme le montre la figure I-2.

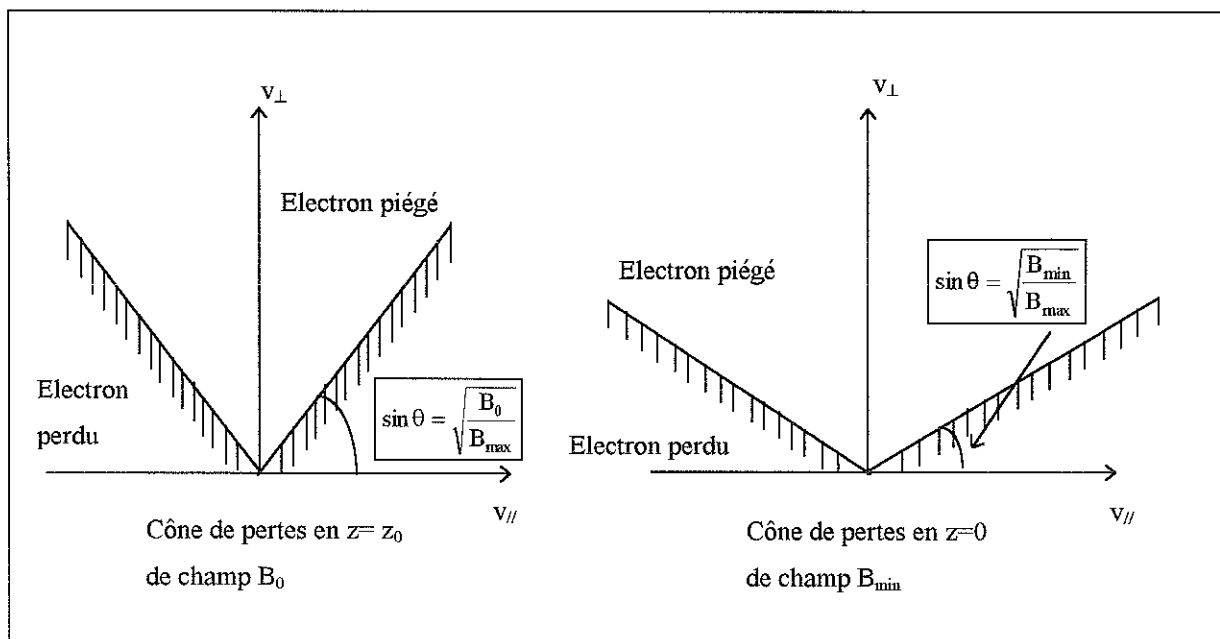


Fig. I-2: Cônes de pertes des électrons dans l'espace des vitesses au centre $z=0$ et à l'abscisse z_0

Les électrons du plasma sont donc confinés magnétiquement en faisant des allers retours successifs dans le miroir. Les ions sont moins sensibles que les électrons à l'action du champ magnétique à cause de leur grande différence de masse. Les électrons subissent au cours de

leur trajet des collisions avec les autres particules présentes dans le plasma. Si l'angle («pitch» angle) entre la vitesse de l'électron et le champ \mathbf{B} est inférieur à une certaine valeur l'électron sera perdu. Les électrons les mieux confinés sont les plus rapides, car la fréquence de collisions varie en $1/v^3$ [Spitzer 62]. Ils subissent également une force de dérive (I-1-2 a) qui les dévient de leurs trajectoires hélicoïdales.

Les électrons suivent donc les lignes de champs créées par la superposition des champs magnétiques radial et axial de la source. La combinaison de ces champs crée des surfaces fermées à module de champ magnétique constant. Ces surfaces sont imbriquées les unes dans les autres incluant naturellement la résonance $\omega_{ce} = \omega_{H.F.}$. Ce qu'on a appelé plus tard le critère de Geller consiste à imposer à la structure magnétique d'avoir des surfaces à module de \mathbf{B} fermées à l'intérieur de la chambre à plasma.

Les isobares magnétiques correspondent en fait à des isobares de pression [Taylor 63]. Dans ces conditions, les lignes de champs magnétiques ont leur concavité tournée vers l'extérieur du plasma.

La forme du plasma dépend beaucoup des caractéristiques du confinement magnétique.

On peut définir également une grandeur caractéristique du confinement des sources E.C.R. par ce qu'on appelle le rapport miroir. Il est défini par:

$$R_{\text{miroir}} = \frac{B_{\text{max}}}{B_{\text{min}}} \quad (14)$$

Cette grandeur a cependant été quelque peu révisée pour caractériser les performances d'une source d'ions par son confinement. On parle aujourd'hui de rapport miroir effectif défini par le rapport de la dernière isobare magnétique fermée à l'intérieur de la chambre sur la surface de résonance. On écrit alors:

$$R_{\text{eff}} = \frac{B_{\text{last}}}{B_{\text{rés}}} \quad (15)$$

Les aimants permanents couramment utilisés aujourd'hui sont en Néodyme, Fer et Bore. L'intensité du courant qui circule dans les bobines peut aller jusqu'à 1200 A en fonction du champ résonant.

I-2-2 Le chauffage H.F.

Une onde de haute fréquence est envoyée dans la chambre à l'intérieur de laquelle on injecte un gaz ou une vapeur métallique à ioniser. Sur la surface de résonance, les électrons acquièrent l'énergie nécessaire pour dépasser le potentiel d'ionisation des états de charge successifs.

En fait les électrons possèdent une phase aléatoire par rapport à celle de l'onde. Il en résulte que les électrons peuvent être soit accélérés, soit au contraire freinés. On parle alors de chauffage stochastique [Lichtenberg 69]. En moyenne, ils prendront de l'énergie à l'onde H.F. aux cours de leurs multiples passages dans les zones de résonance.

L'onde est envoyée suivant le mode Whistler (mode «siffleur» en français), correspondant à une onde polarisée circulairement et perpendiculaire au vecteur de propagation k . Ce mode correspond à une propagation quasi-parallèle au champ magnétique principal de la source (le long de l'axe principal).

Un guide adapté à la fréquence utile permet l'injection de la puissance micro-onde dans la chambre. La puissance H.F. délivrée par un klystron peut aller jusqu'à 2 kW à 10 Ghz sur Caprice et 5 kW à 18 Ghz sur Quadrumafios.

I-2-3 Extraction des ions et sélection des états de charge

Une source d'ions a pour objet principal de délivrer des faisceaux d'ions d'état de charge donné, d'un élément donné. Dans la zone d'extraction, on applique une différence de potentiel entre l'électrode plasma (potentiel de la chambre) et d'extraction (potentiel de la terre).

La mesure de l'intensité du courant d'ions extraits constitue en fait le premier diagnostic installé sur une source E.C.R. On applique un champ magnétique transversalement au faisceau d'ions extraits. Comme il a été énoncé au I-1-2, un ion de charge et de masse donnée prendra une trajectoire circulaire sous l'influence d'un champ magnétique. On trouve ainsi la relation entre la valeur du champ dans l'aimant d'analyse, le rayon de courbure, la tension d'extraction et le rapport entre la masse atomique de l'ion et sa charge:

$$B * R = 4.549 * 10^{-3} \sqrt{\frac{AV_{\text{extr}}}{q}} \quad (16)$$

Le rayon de courbure fait dans notre cas 0.4 m. V_{extr} est exprimée en kV et B en Tesla.

La figure I-3 illustre le principe d'analyse des ions extraits d'une source par un spectromètre de masse.

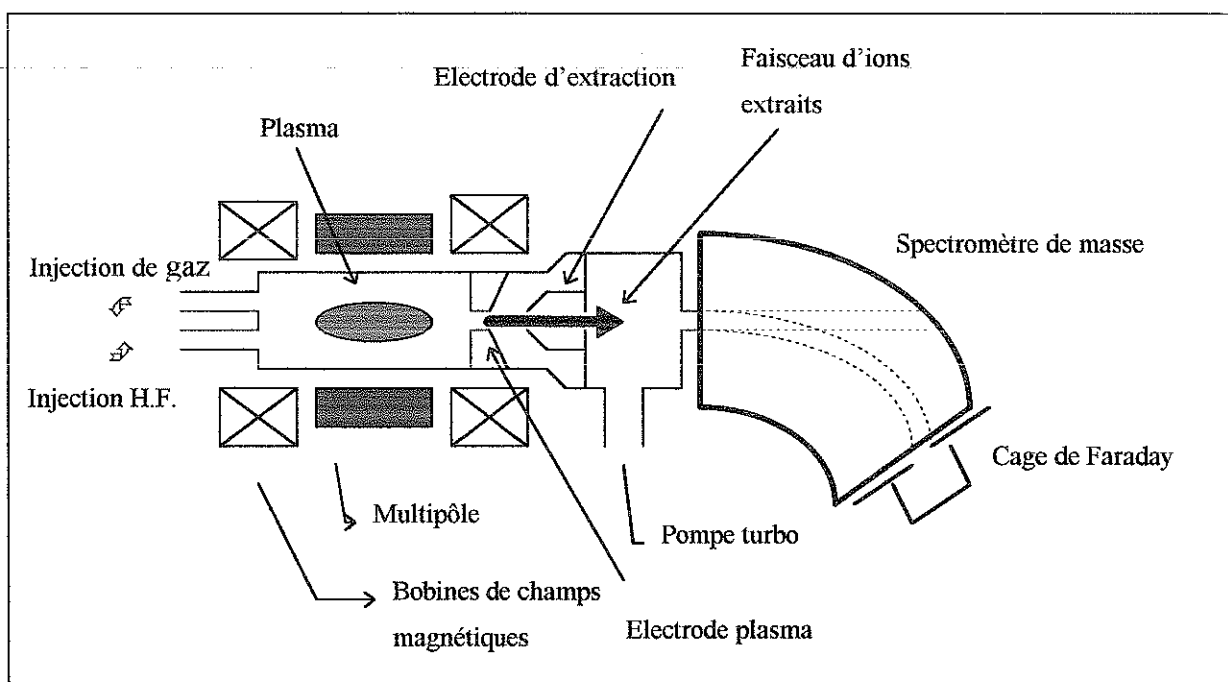


Fig. I-3: Schéma de principe de la source E.C.R. et du diagnostic d'analyse des ions extraits

L'intensité des courants d'ions extraits de la source est mesurée à l'aide d'une cage de Faraday à la sortie de l'aimant.

Lorsqu'on fait varier le courant dans l'aimant d'analyse et donc l'intensité du champ magnétique, on passe ainsi par une succession de pics de courant d'ions correspondants à différentes valeurs du rapport M/Q . L'intensité d'un faisceau d'ions extrait d'une source E.C.R. varie du picoampère pour les ions très chargés au milliampère pour les mono et les di-chargés.

En fait l'intensité des courants d'ions extraits d'une source E.C.R. dépend en grande partie des talents du manipulateur, mais aussi de l'état d'entretien de la source.

Autrement dit une source qui aura fonctionné pendant plusieurs semaines sera en mesure de délivrer un courant très intense d' O^{6+} de l'ordre du milliampère ou d' Ar^{17+} de quelques nanoampères. L'effet des parois de la chambre a depuis plusieurs années fait l'objet d'études plus ou moins poussées. La production importante d'électrons secondaires sous l'impact des particules tombant sur les parois pourrait en effet être responsable de l'amélioration d'une source. Une chambre en Aluminium est aujourd'hui couramment utilisée comme source secondaire d'électrons.

La figure ci-dessous montre quelques exemples des performances de la source E.C.R. Caprice obtenues avec différents gaz.

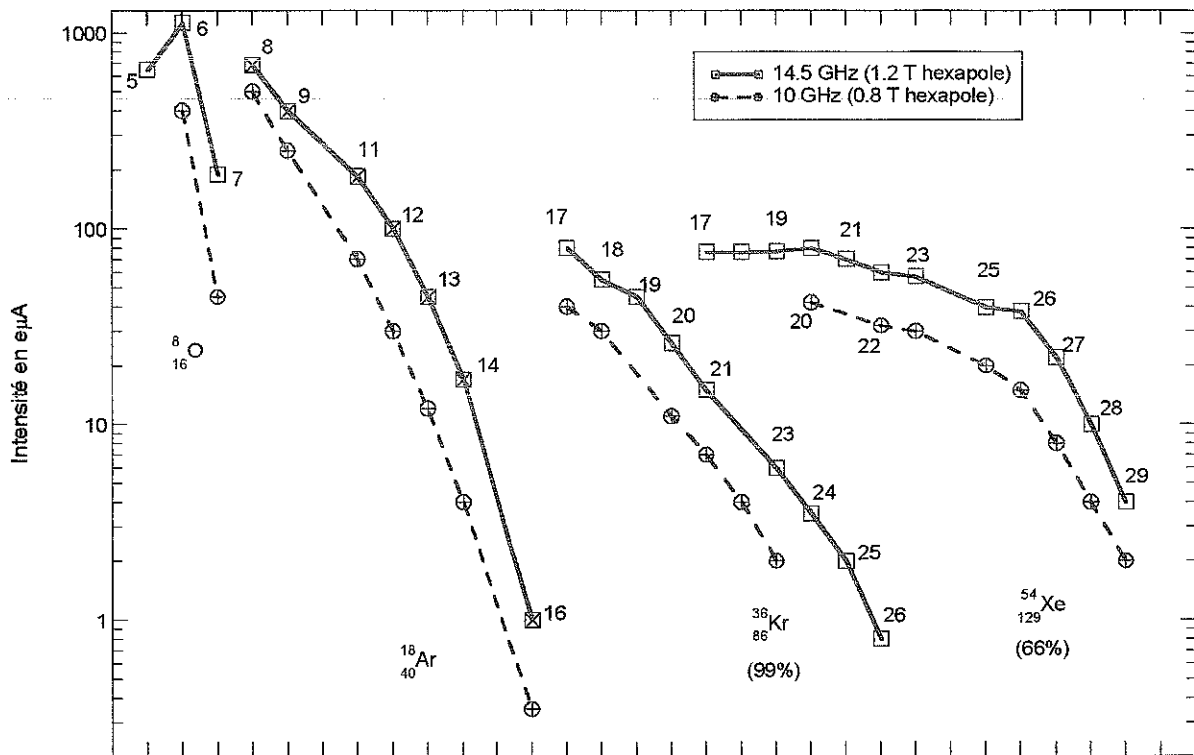


Fig. I-4: Performances en ions multichargés obtenues avec des gaz sur des sources Caprice [Hitz 95]

I-3 Modèles de spectroscopie pour la détermination des paramètres du plasma

I-3-1 Exposé du modèle de Kato, Lang Berrington [Kato T. 90]

Par le rapport d'intensités de raies de OV, il est en principe possible de déterminer la densité et la température des électrons dans un plasma de densité électronique comprise entre 10^9 et 10^{13} cm⁻³ et de température comprise entre 2 et 110 eV. Il permet en particulier de déduire des valeurs absolues à partir de rapports d'intensités relatives.

Ce modèle développé au départ pour interpréter des observations astrophysiques, en particulier de la région solaire [Doyle 83], [Keenan 92], a ensuite été utilisé pour la caractérisation des plasmas de laboratoire tels que ceux produits dans les Tokamaks [Kato Y. 93], [Finkenthal 87], [Huang 88].

Ce modèle de type coronal tient compte des divers processus de peuplement et de dépeuplement des niveaux excités par impact électronique, l'ionisation et la recombinaison sur la base de 20 états de OV.

a) Diagramme des niveaux d'énergie de OV

OV appartient à la séquence isoélectronique du Béryllium et possède 4 électrons répartis sur les couches K et L dans l'état fondamental. Cet ion présente des niveaux métastables $1s^2 2s 2p$ (3P) dont les différents processus de peuplement conditionnent son intérêt pour la détermination de la densité des électrons. La figure I-5 montre les 20 niveaux d'énergie de OV et les raies d'émission utilisées dans le modèle.

En fait ce modèle est applicable à d'autres types d'ions que OV appartenant à la séquence isoélectronique du Béryllium comme NeVII, FVI ou CIII.

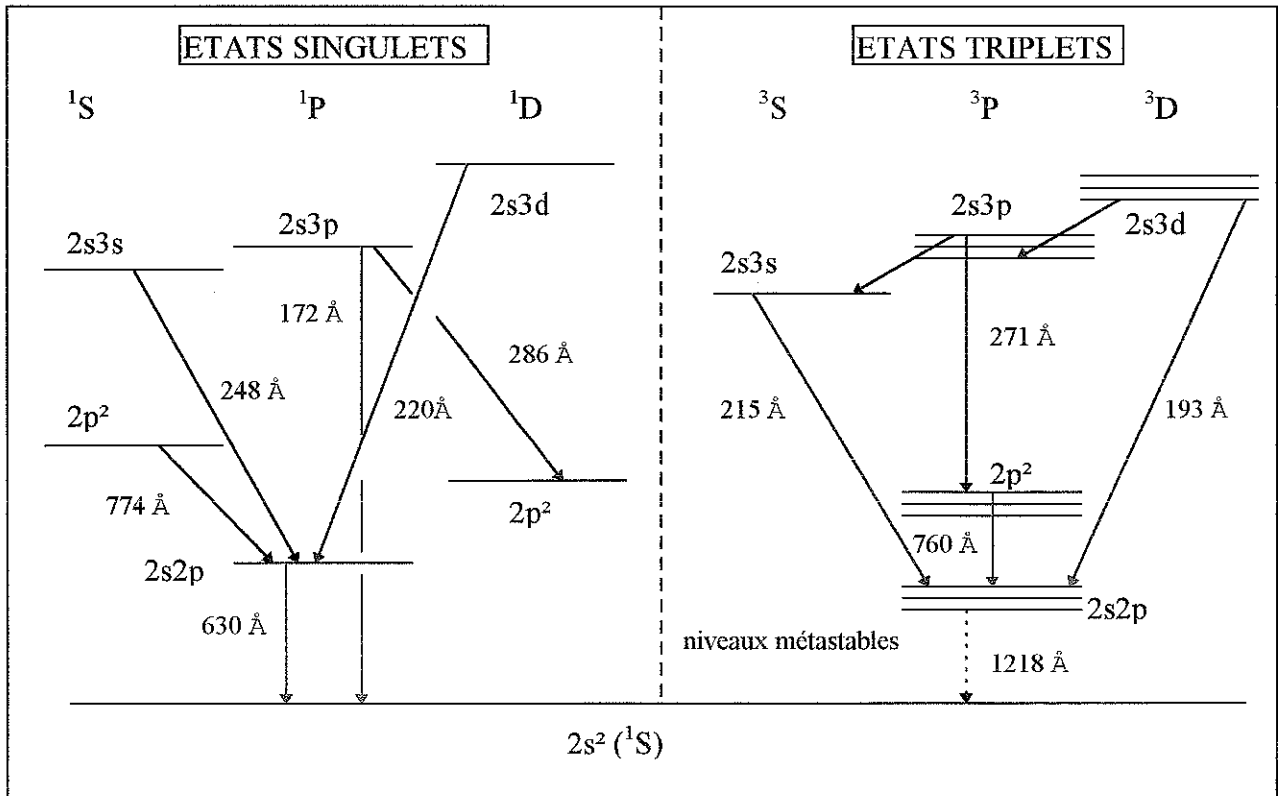


Fig. I-5: Diagramme des niveaux d'énergie de OV et les raies d'émission utilisées

b) Hypothèses du modèle

(i) Approximation coronale: toutes les transitions vers les niveaux supérieurs sont produites par impacts électroniques et toutes les transitions vers les niveaux inférieurs se font par émissions spontanées [Hutchinson 90]. Par conséquent, le peuplement des niveaux excités se

fait principalement à partir de l'état fondamental. En effet, si un niveau se désexcite par l'émission d'un photon avant que l'ion ne subisse de collisions, c'est que sa durée de vie est très courte. Le niveau fondamental est donc majoritairement peuplé. En fait, comme on le verra au I-3-2 c) cette hypothèse n'est vérifiée que pour des niveaux quantiques relativement bas.

L'équation bilan de la population d'un état excité s'écrit donc dans l'approximation coronale:

$$\boxed{n_e Q_{f \rightarrow i}(T_e) n_f^{q+} = n_i^{q+} \sum_{j < i} A_{ij}} \quad (17)$$

où n_e est la densité des électrons et n_f^{q+} la densité d'ions $q+$ dans l'état fondamental.

$Q_{f \rightarrow i}(T_e)$ est le coefficient de taux d'excitation de l'état fondamental f vers le niveau excité i défini par:

$$Q_{f \rightarrow i}(T_e) = \frac{\int_{v_{\text{seuil}}}^{+\infty} \sigma_{f \rightarrow i}(v) \cdot v \cdot f_M(v) \cdot 4\pi v^2 dv}{\int_0^{\infty} f_M(v) \cdot 4\pi v^2 dv} \quad (18)$$

A_{ij} est le coefficient d'émission spontanée (d'Einstein) de i vers n'importe quels niveaux inférieurs j .

(ii) Les coefficients de taux de tous les processus atomiques sont calculés avec une fonction de distribution Maxwellienne des vitesses des électrons. Cette hypothèse est fondamentale pour l'interprétation des résultats qui seront présentés au chapitre III.

(iii) Le plasma est optiquement mince. C'est à dire que le rayonnement émis s'échappe librement du plasma sans être réabsorbé par les atomes ou les ions avoisinant. Cette hypothèse est justifiée dans le cas d'un plasma de faible densité tel que celui que nous étudions et qui reste également valable pour les raies de résonance.

(iv) L'excitation par impact électronique, et au delà de 100 eV l'ionisation, sont responsables du peuplement et du dépeuplement des niveaux fondamental et métastables de OV. La recombinaison a peu d'influence sur le bilan de population des états excités.

Il s'agit de comparer les taux d'excitation avec les taux d'ionisation en fonction de la température électronique.

Les niveaux métastables $2s2p\ ^3P$ sont peuplés d'une part par collisions électroniques à partir du niveau fondamental et d'autre part par ionisation de OIV $2s^22p$ [Kato T. 85]. De plus, les niveaux métastables ayant une grande durée de vie sont dépeuplés par ionisation vers le niveau fondamental $1s^22s\ (^2S)$ de OVI, mais également par collisions électroniques vers l'état de base. L'ionisation de OIV peuple également le niveau fondamental $2s^2\ (^1S)$ de OV.

c) Choix des couples de raies pour la détermination de T_e .

On considère deux niveaux i et j peuplés par excitation électronique à partir du même niveau de départ et qui se désexcitent par émission spontanée vers des niveaux inférieurs k et l comme l'illustre la figure I-6.

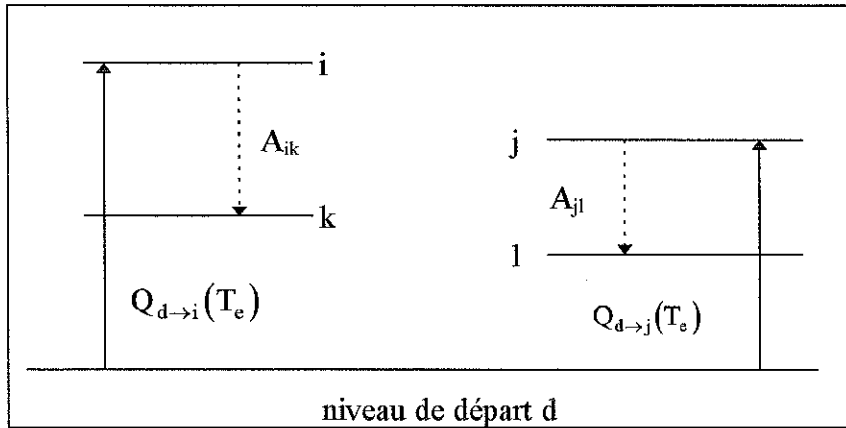


Fig. I-6: Niveaux d'énergie considérés pour la détermination de T_e .

Le rapport d'intensité R_{temp} des raies de désexcitation des niveaux i et j s'écrit alors dans l'approximation coronale:

$$R_{temp} = \frac{I_{ik}}{I_{jl}} = \frac{Q_{d \rightarrow i}(T_e) \left(\frac{A_{ik}}{\sum_{m < i} A_{im}} \right)}{Q_{d \rightarrow j}(T_e) \left(\frac{A_{jl}}{\sum_{n < j} A_{jn}} \right)} \quad (19)$$

où $Q_{d \rightarrow i}(T_e)$ et $Q_{d \rightarrow j}(T_e)$ sont respectivement les coefficients de taux d'excitation du niveau de départ d vers les niveaux i et j . Les autres termes du rapport représentent le rapport de branchement pour les deux transitions considérées.

On peut écrire les coefficients de taux d'excitation en utilisant la distribution Maxwellienne de vitesse des électrons comme :

$$Q_{d \rightarrow i}(T_e) = \frac{8.01 * 10^{-8}}{g_d \sqrt{T_e}} \gamma_{d \rightarrow i} \exp\left(-\frac{E_i}{kT_e}\right) \quad (20)$$

où g_d est le poids statistique du niveau d et T_e la température électronique. $\gamma_{d \rightarrow i}$ est la force de collision effective de la transition $d \rightarrow i$ qui est une fonction lentement variable de T_e .

D'où l'expression du rapport d'intensités de raies:

$$R_{\text{temp}} = \frac{\gamma_{d \rightarrow i} \exp\left(-\frac{E_i - E_j}{kT_e}\right) b_i}{\gamma_{d \rightarrow j} b_j} \quad (21)$$

b_i et b_j sont respectivement les rapports de branchement des transitions ik et jl .

On peut donc à partir de la mesure relative du rapport d'intensités de raies, déterminer la température absolue des électrons. Notons que la différence d'énergie entre les 2 niveaux supérieurs de désexcitation doit être suffisamment grande pour que le rapport R donné par (21) soit sensible aux variations de T_e . Les rapports d'intensité de raies les plus sensibles à la température sont 172/630 et 193/760.

On notera que les raies d'émission utilisées dans le rapport R sont généralement issues d'états quantiques de mêmes multiplicités lorsque R dépend principalement de T_e .

On peut toutefois utiliser des rapports de raies issues de niveaux d'énergie proches dans la mesure où leurs taux d'excitation ont une dépendance en fonction de la température différentes. Dans ce cas, le rapport de raie dépend aussi de la densité. Les rapports d'intensité 215/220, 215/193 et 220/193 sont de ceux là.

La figure I-7 montre un exemple de courbes qui dépendent de la température des électrons. Les rapports d'intensités calculés dans l'article de Kato et al. en fonction de la température sont tracés pour plusieurs densités, 10^9 , 10^{11} et 10^{13} cm^{-3} .

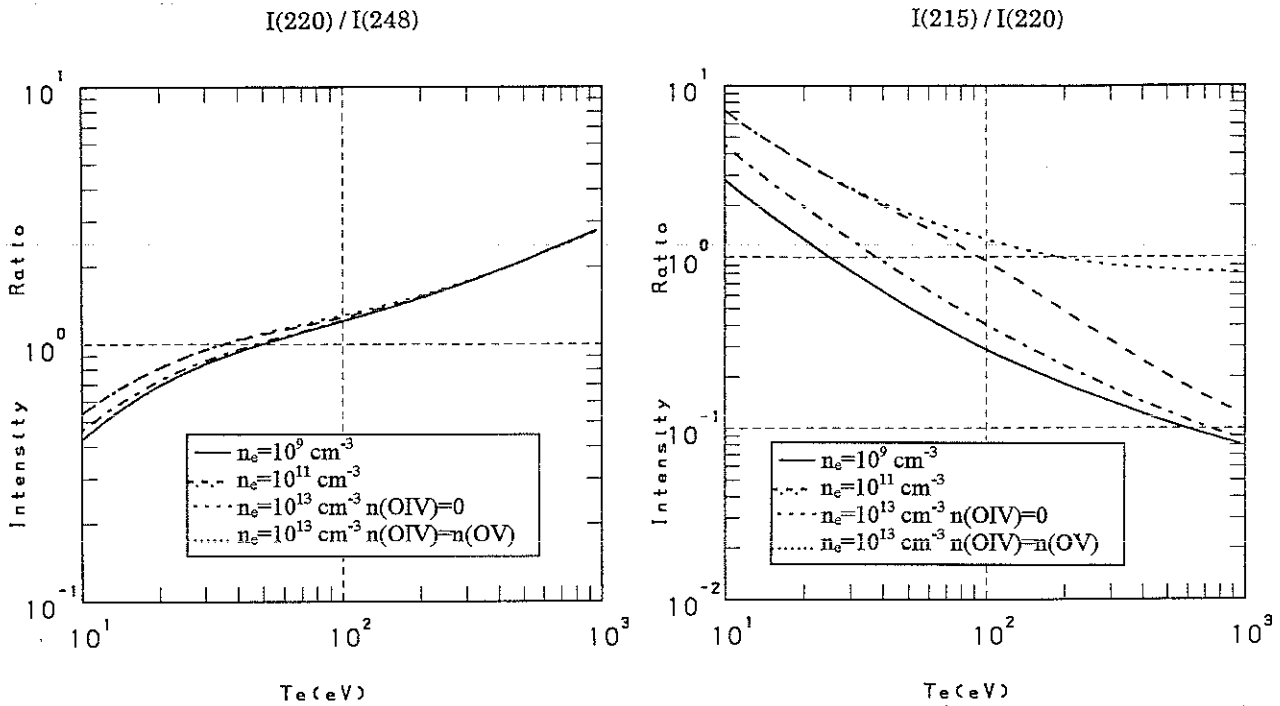


Fig I-7: Exemple de rapports d'intensité de raie de OV qui dépendent de T_e [Kato 90]

d) Choix des couples de raies pour la détermination de n_e

D'une manière générale, on considère le rapport d'intensité relative de raies issues d'états de multiplicités différentes. Les niveaux triplets sont peuplés à partir du niveau métastable, donc proportionnels à n_e^2 ; tandis que les niveaux singulets sont peuplés à partir du fondamental donc proportionnel à n_e . Le rapport d'intensité de raies issues de ces niveaux est donc proportionnel à n_e . On considère un système à quatre niveaux, dont l'un possède une durée de vie longue comparée aux autres (état métastable). Le diagramme de niveaux est illustré figure I-8.

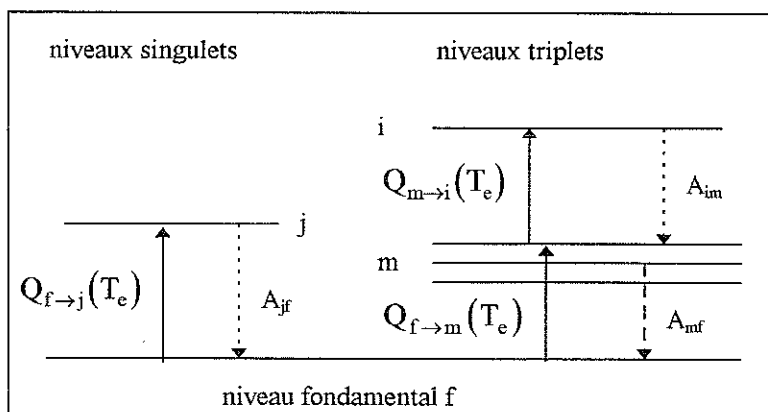


Fig. I-8: Niveaux d'énergie considérés pour la détermination de n_e

On écrit l'équilibre de la population du niveau métastable m , en négligeant son peuplement par des niveaux supérieurs. En effet, la densité de population d'un niveau excité est largement inférieure à celle du niveau fondamental dans les plasmas de faible densité.

L'équation bilan de la population des niveaux métastables s'écrit donc:

$$N_m (n_e Q_{m \rightarrow i}(T_e) + A_{mf}) = n_e N_f Q_{f \rightarrow m}(T_e) \quad (22)$$

Le rapport d'intensités R_{dens} s'écrit par conséquent comme:

$$R_{dens} = \frac{I_{im}}{I_{jf}} = \frac{Q_{f \rightarrow m}(T_e)}{Q_{f \rightarrow j}(T_e)} \frac{1}{\left(1 + \frac{A_{mf}}{n_e Q_{m \rightarrow i}(T_e)}\right)} \quad (23)$$

- i) si $A_{mf} \ll n_e Q_{m \rightarrow i}(T_e)$ alors R_{dens} est indépendant de n_e (approximation coronale).
- ii) si $A_{mf} \geq n_e Q_{m \rightarrow i}(T_e)$, alors R_{dens} est sensible aux variations de n_e . On peut toutefois noter que le rapport R_{dens} est par l'intermédiaire des coefficients de taux d'excitation contenus dans l'équation (23) aussi sensible à la température T_e , particulièrement quand $(E_i - E_j)$ est grand.

L'ordre de grandeur de A_{mf} détermine l'intervalle de densité des électrons dans lequel R est sensible à la densité électronique. Dans le cas de OV, on a $A_{mf} = 2.17 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ [Hibbert 80], et $Q_{m \rightarrow i}(T_e) = 1.5 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, alors n_e varie entre 10^8 et 10^{13} électrons/cm³.

Le rapport de raies sensible à la densité est 760/630 dont la variation est importante surtout entre 10^{10} et 10^{12} électrons/cm³. Les autres rapports d'intensités qui dépendent de la densité sont 193/248, 193/220, 215/220, 193/172, 215/193.

La figure I-9 montre un exemple de rapports d'intensités de raies qui dépendent de la densité électronique.

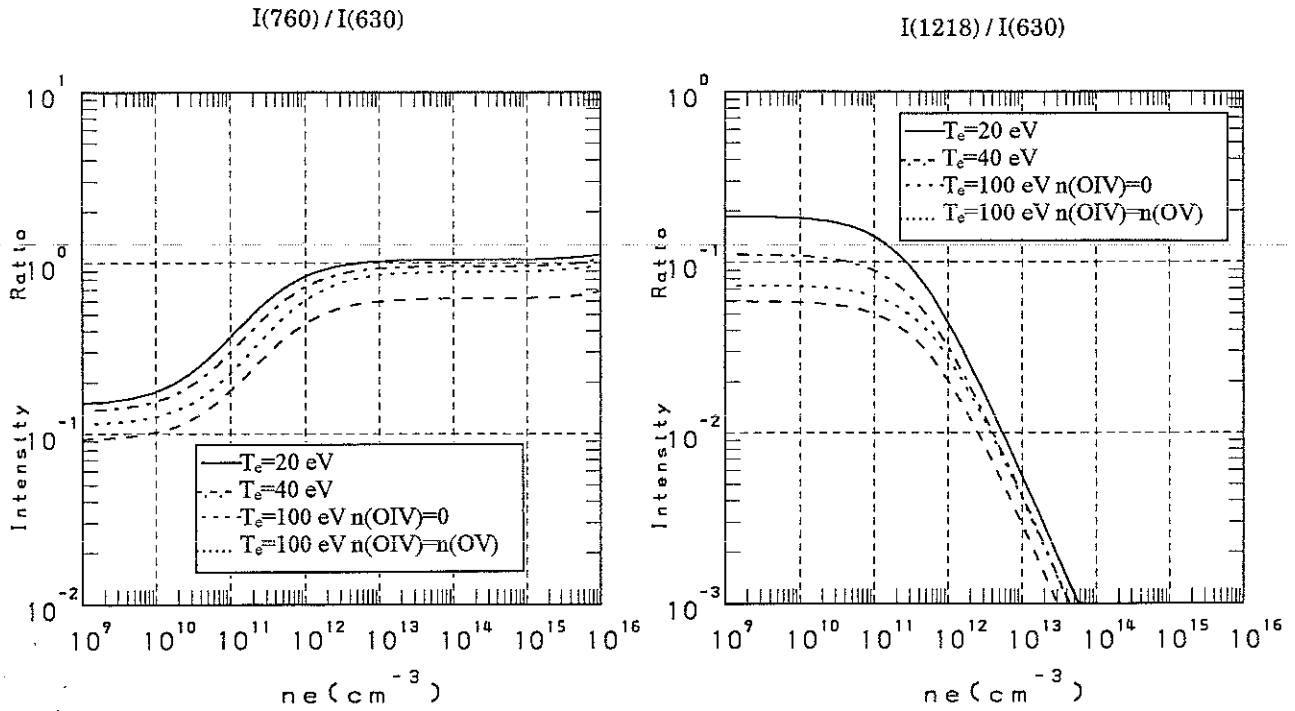


Fig. I-9: Exemple de rapports d'intensité de raie qui dépendent de n_e [Kato 90]

Les courbes théoriques données dans l'article de Kato, du rapport d'intensité en fonction de la densité électronique, sont tracées pour plusieurs températures, 20 eV, 40 eV et 100 eV.

I-3-2 Exposé du modèle coronal pour déterminer les densités ioniques

Ce modèle reprend les mêmes hypothèses que celles effectuées lors de l'exposé du modèle de Kato permettant de déterminer la densité et la température des électrons.

De la même manière on peut donc établir dans le cas d'un plasma optiquement mince (photoabsorption négligeable) le bilan de la population d'un niveau excité.

On écrit que la densité de population par unité de temps du niveau i , excité à partir du niveau fondamental f par impact électronique est égal à la densité de population par unité de temps du niveau i se désexcitant par émission spontanée:

$$n_e Q_{f \rightarrow i}(T_e) n_f^{q+} = n_i^{q+} \sum_{j < i} A_{ij}$$

ou

$$\boxed{\frac{n_i^{q+}}{n_f^{q+}} = \frac{n_e Q_{f \rightarrow i}(T_e)}{\sum_{f \leq j < i} A_{ij}}} \quad (24)$$

Il existe également un équilibre entre l'ionisation et la recombinaison radiative dans la couronne solaire.

Cet équilibre s'écrit:

$$n_e n^{q+} S_q(T_e) = n_e n^{q+1} \alpha_{q+1}(T_e)$$

ou bien:

$$\boxed{\frac{n^{q+}}{n^{q+1}} = \frac{\alpha_{q+1}(T_e)}{S_q(T_e)}} \quad (25)$$

où $S_q(T_e)$ représente le coefficient de taux d'ionisation d'un ion de charge q dans l'état fondamental vers un ion de charge $q+1$ défini à partir de la section efficace d'ionisation par impact électronique et de la fonction de distribution Maxwellienne.

$$S_q(T_e) = \frac{\int_{v_0}^{\infty} \sigma_{q,f \rightarrow q+1,f}(v) \cdot v \cdot f_M(v) \cdot 4\pi v^2 dv}{\int_0^{\infty} f_M(v) \cdot 4\pi v^2 dv}$$

v_0 est la vitesse seuil pour laquelle l'énergie cinétique des électrons est égale à l'énergie d'ionisation χ_q de l'ion de charge q à partir de son état fondamental ($v_0 = (2\chi_q/m_e)^{1/2}$).

$\alpha_{q+1}(T_e)$ représente le coefficient de recombinaison radiative sur un niveau excité de l'ion de charge q défini à partir de la section efficace de recombinaison sur un ion de charge $q+1$ dans son état fondamental.

$$\alpha_{q+1}(T_e) = \frac{\sum_{i=f}^{\infty} \int_0^{\infty} \sigma_{q+1,f \rightarrow q,i}(v) \cdot v \cdot f_M(v) \cdot 4\pi v^2 dv}{\int_0^{\infty} f_M(v) \cdot 4\pi v^2 dv}$$

Ce processus est prépondérant par rapport à la recombinaison par chocs triples dans un plasma de faible densité électronique.

L'intensité théorique d'une raie, s'écrit :

$$I(\lambda_{ih}) = n_i^{q+} A_{ih} \quad (26)$$

Et d'après l'équation (24):

$$I(\lambda_{ih}) = n_c n_f^{q+} Q_{f \rightarrow i}(T_e) \frac{A_{ih}}{\sum_{j < i} A_{ij}} \quad (27)$$

On peut donc à partir de l'intensité absolue d'une raie, en déduire la densité d'ions de charge $q+$ dans l'état fondamental. La connaissance des données atomiques relatives à la transition observée est cependant nécessaire, ainsi que la densité et la température des électrons du plasma dans le cas d'une fonction de distribution Maxwellienne.

Cependant, ce modèle simple ne tient pas compte du peuplement éventuel du niveau i à partir de niveaux métastables m ayant une durée de vie très longue.

Ecrivons les équations générales de peuplement et de dépeuplement des niveaux fondamental, métastables et excités pour en déduire la densité d'ions d'état de charge $q+$ dans l'état fondamental.

La figure I-10 illustre différents modes de peuplement d'un état excité i .

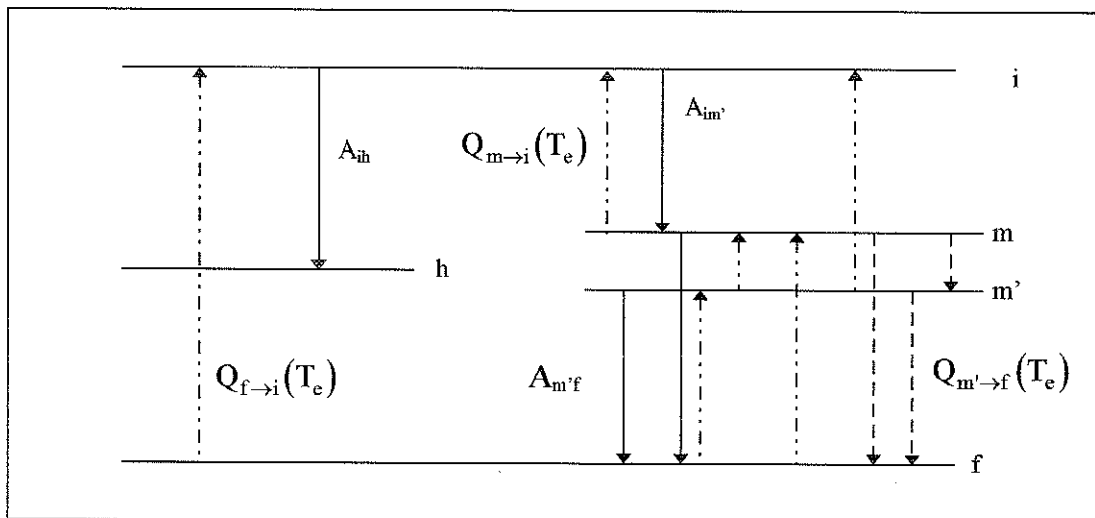


Fig. I-10: Diagramme de niveaux pour un ion d'état de charge $q+$ dans le modèle coronal

-Les flèches en trait plein correspondent au processus de désexcitation par émission spontanée.

-Les flèches en traits tiretés correspondent au processus d'excitation par impact électronique.

-Les flèches en traits tiretés irréguliers correspondent au processus de dépeuplement par collisions électroniques (pour les métastables m).

Etat fondamental: équation (28)

$$\begin{aligned} \frac{dn_f^{q+}}{dt} = & n_e n_f^{(q-1)+} S_{q-1}(T_e) + \sum_{i>f} n_i^{q+} A_{i \rightarrow f} + n_e \sum_{m>f} n_m^{q+} Q_{m \rightarrow f}(T_e) - n_e n_f^{q+} \sum_{i>f} Q_{f \rightarrow i}(T_e) - n_e n_f^{q+} S_q(T_e) \\ & - n_n n_f^{q+} \langle \sigma v \rangle_{q,f \rightarrow q-1,i}^{cx} + n_n n_f^{(q+1)+} \sum_{i>f} \langle \sigma v \rangle_{q+1,f \rightarrow q,i}^{cx} \frac{A_{i \rightarrow f}}{\sum_{f < k < i} A_{i \rightarrow k}} - \frac{n_f^{q+}}{\tau^{q+}} \end{aligned}$$

Le dernier terme de cette équation est relatif à la perte de l'ion due à l'imperfection du confinement et qui permet de l'extraire de la source.

Etat métastable: équation (29)

$$\begin{aligned} \frac{dn_m^{q+}}{dt} = & n_e n_f^{(q-1)+} S_{q-1}(T_e) - n_e n_m^{q+} S_q(T_e) + n_e \sum_{f \leq m' < m} n_{m'}^{q+} Q_{m' \rightarrow m}(T_e) + \sum_{i>m} n_i^{q+} A_{i \rightarrow m} \\ & - n_e n_m^{q+} \left[\sum_{f \leq j < m} Q_{m \rightarrow j}(T_e) + \sum_{i>m} Q_{m \rightarrow i}(T_e) \right] - n_m^{q+} \sum_{f \leq j < m} A_{m \rightarrow j} \\ & - n_n n_m^{q+} \langle \sigma v \rangle_{q,m \rightarrow q+1,i}^{cx} + n_n n_f^{(q+1)+} \sum_{i>f} \langle \sigma v \rangle_{q+1,f \rightarrow q,i}^{cx} \frac{A_{i \rightarrow m}}{\sum_{f < k < i} A_{i \rightarrow k}} - \frac{n_m^{q+}}{\tau^{q+}} \end{aligned}$$

Etat excité: équation (30)

$$\frac{dn_i^{q+}}{dt} = n_e \sum_{m < i} n_{f,m}^{q+} Q_{f,m \rightarrow i}(T_e) - n_i^{q+} \sum_{j < i} A_{i \rightarrow j} + n_n n_{f,m}^{(q+1)+} \sum_{l \geq i} \langle \sigma v \rangle_{q+1,f,m \rightarrow q,l}^{cx} \frac{A_{l \rightarrow i}}{\sum_{k < l} A_{l \rightarrow k}}$$

$S_q(T_e)$, $Q_{f \rightarrow i}(T_e)$, $Q_{m \rightarrow f}(T_e)$, $\langle \sigma v \rangle_{q,f \rightarrow q-1,i}^{cx}$ et $A_{i \rightarrow j}$ sont respectivement les coefficients d'ionisation de l'état de charge $q+$ vers $(q+1)+$, d'excitation de f vers i , de désexcitation de m vers f par collisions électroniques, d'échange de charge entre un neutre et un ion de charge q dans l'état f vers un ion de charge $q-1$ dans l'état excité i , la moyenne est faite sur la fonction de distribution des vitesses ioniques de température T_i et enfin le coefficient d'émission spontanée de i vers j .

Le coefficient de désexcitation par impact électronique est relié au coefficient d'excitation lorsque les niveaux d'énergie sont peuplés suivant une distribution de Boltzmann, c'est à dire quand les processus collisionnels sont dominants par rapport aux processus radiatifs:

$$Q_{j \rightarrow i}(T_e) = \frac{g_i}{g_j} e^{-\Delta E_{ij}/kT_e} Q_{i \rightarrow j}(T_e)$$

où g_i et g_j sont les poids statistiques $(2J+1)$ des niveaux i et j . ΔE_{ij} est la différence d'énergie d'excitation entre les deux niveaux i et j .

On déduit la densité d'ions d'état de charge $q+$ en régime stationnaire à l'aide des équations (30) et (26) en négligeant le peuplement du niveau excité i par échange de charge.

$$n_f^{q+} = \frac{n_i^{q+} \sum_{f \leq j < i} A_{ij}}{n_e \left[Q_{f \rightarrow i}(T_e) + \sum_{f \leq m < i} \frac{n_m^{q+}}{n_f^{q+}} Q_{m \rightarrow i}(T_e) \right]} = \frac{I(\lambda_{ih}) \left[1 + \frac{\sum_{f \leq j < i} A_{ij}}{A_{ih}} \right]}{n_e \left[Q_{f \rightarrow i}(T_e) + \sum_{f \leq m < i} \frac{n_m^{q+}}{n_f^{q+}} Q_{m \rightarrow i}(T_e) \right]} \quad (31)$$

Il reste à présent à calculer le rapport de la densité d'ions métastables à celle d'ions dans l'état fondamental en utilisant l'équation (29) en régime stationnaire. On néglige l'échange de charge et on suppose que la densité d'ions d'état de charge $q+$ est la même que la densité d'ions d'état de charge $(q-1)+$.

On néglige également le peuplement des niveaux métastables par la désexcitation des niveaux supérieurs à cause de leurs très faibles densités par rapport à celle du fondamental et des métastables.

On doit aussi donner une valeur du temps de vie des ions dans le plasma car les états métastables ont une durée de vie longue. On aboutit dans ce cas à un système d'équations linéaires couplées entre différents stades d'ionisation. Le système devient aussi «self consistent» à cause du temps de vie qui dépend de la densité d'ions et de l'intensité du courant extrait.

Prenons le cas par exemple de OIII qui est un ion de faible état de charge pour lequel on peut négliger l'échange de charge, important surtout pour les ions multichargés. De plus, on peut évaluer théoriquement [Melin 96] le temps de confinement des ions O^{2+} à quelques

millisecondes. L'égalité des densités d'ions O^{2+} et O^+ est également justifiée au regard de l'intensité des courants d'ions extraits d'une source optimisée sur un haut état de charge.

Pour une densité électronique de l'ordre de 10^{11} cm^{-3} , une température de 45 eV, un temps de vie de 2 ms, on trouve une proportion d'ions O^{2+} dans les états métastables $1s^2 2s^2 2p^2 \ ^1D$ et $\ ^1S$ dans le plasma de l'ordre de 20 % et 4 % respectivement.

On précise que les sections efficaces d'ionisation de OII vers OIII dans les états métastables sont extrapolées, faute de mieux, à partir des valeurs déterminées dans le cas de la double ionisation de ArI [Wiesemann 87]. En effet, les configurations électroniques et les multiplicités du niveau fondamental de ArI et des niveaux métastables de ArIII sont les mêmes que le niveau fondamental de OII et des niveaux métastables de OIII.

Toutes les autres données atomiques utilisées dans ce calcul proviennent des articles de [Bathia 93] et [Itikawa 85].

L'équation (31) nous permet à présent de calculer la densité d'ions O^{2+} dans l'état fondamental à partir de l'intensité d'une raie où le niveau supérieur de la transition est peuplé à partir des métastables $2s^2 2p^2 \ ^1D$ et $2s^2 2p^2 \ ^1S$.

On vérifie dans le cas de OIII que la densité d'ions déterminée à partir d'une raie de résonance est la même que celle obtenue en incluant les métastables à un facteur deux près. Le tableau I-1 rassemble les résultats des densités ioniques que l'on obtient en considérant quatre raies d'émission intenses et non contaminées de OIII. Trois raies choisies font intervenir les niveaux métastables dont la proportion par rapport au fondamental a été calculée plus haut, et une seule est issue d'un système simple (sans métastables).

λ en Å	Niveau inférieur	Niveau supérieur	Métastables	$n_{\text{fond}}^{O^{2+}}$ relative
507.78	$1s^2 2s^2 2p^2 \ ^3P$	$1s^2 2s 2p^3 \ ^3S^o$	non	$4.14 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$
525.795	$1s^2 2s^2 2p^2 \ ^1D$	$1s^2 2s 2p^3 \ ^1P^o$	oui	$7.83 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$
599.598	$1s^2 2s^2 2p^2 \ ^1D$	$1s^2 2s 2p^3 \ ^1D^o$	oui	10^7 cm^{-3}
597.818	$1s^2 2s^2 2p^2 \ ^1S$	$1s^2 2s 2p^3 \ ^1P^o$	oui	$4.63 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$

Tableau I-1: Résultats du calcul des densités d'ions de OIII dans l'état fondamental

Naturellement, l'écart entre les résultats obtenus à partir des différentes raies d'émission de OIII s'explique par la précision du calcul de la proportion des états métastables et des données atomiques expérimentales et théoriques utilisées.

Pour donner une estimation correcte des densités ioniques dans un cas simple, il suffit donc d'observer des raies de résonances pour lesquelles les niveaux supérieurs de désexcitation sont peuplés principalement à partir du niveau fondamental.

L'intensité réelle mesurée à l'aide de notre appareil s'écrit:

$$I^{réelle}(\lambda_{jh}) = \frac{4\pi \cdot I^{mesuré}(\lambda_{jh})}{\Delta\Omega \cdot \Delta V \cdot \varepsilon(\lambda_{ij})} \quad (32)$$

où $I(\lambda_{jh})$ est l'intensité de la raie mesurée en coups/s, ΔV est le volume de plasma observé en cm^3 , $\Delta\Omega$ est l'angle solide sous lequel le détecteur «voit» la tranche de plasma en stéradian et $\varepsilon(\lambda_{jh})$ est l'efficacité relative de l'ensemble réseau + détecteur qu'on déterminera au chapitre II.

Par conséquent la densité des ions de chaque état de charge sera calculée en utilisant les formules (27) et (32):

$$n_f^{q+} = \frac{4\pi \cdot I^{mesuré}(\lambda_{jh})}{\Delta\Omega \cdot \Delta V \cdot \varepsilon(\lambda_{ij})} \cdot \frac{1}{n_e Q_{f \rightarrow i}(T_e)} \quad (33)$$

Pour des raies de résonance, le rapport de branchement est égal à 1.

I-3-2 Domaine de validité du modèle coronal. Vérifications des hypothèses

Nous allons énumérer toutes les conditions pour lesquelles le modèle coronal s'applique à notre plasma.

a) Le plasma est optiquement mince. C'est à dire que le rayonnement s'échappe librement du plasma sans être réabsorbé. Cette condition est vérifiée dans le cas des plasmas de faibles densités, tels que ceux créés dans les sources E.C.R.

b) La relation (25) exprime le fait que la recombinaison à 3 corps est négligeable devant la capture radiative. Cette condition s'écrit:

$$n_f^{q+1} n_e^2 \beta_{q+1}(T_e) \ll n_f^{q+1} n_e \langle \sigma v \rangle_{q+1 \rightarrow q}^{\text{radiative}} \alpha_{q+1}(T_e)$$

ou

$$n_e \ll \frac{\alpha_{q+1}(T_e)}{\beta_{q+1}(T_e)} \quad (34)$$

Or le coefficient de recombinaison à 3 corps est relié au coefficient d'ionisation par le processus inverse: $X^{q+} + e^- \leftrightarrow X^{q+1} + e^- + e^-$. On a d'après la loi d'équilibre de Saha:

$$\beta_{q+1}(T_e) = \frac{g_{q,i}}{2g_{q+1,f}} \frac{h^3}{(2\pi m k T_e)^{3/2}} \exp\left(\frac{\chi_{i \rightarrow f}^{q \rightarrow q+1}}{k T_e}\right) S_{q,i \rightarrow q+1,f}(T_e) \quad (35)$$

où $g_{q,i}$ est le poids statistique de l'ion de charge q dans l'état excité i et $\chi_{i \rightarrow f}^{q \rightarrow q+1}$ est la différence d'énergie entre l'ion de charge q dans l'état excité i et l'ion de charge $q+1$ dans l'état fondamental f .

La condition (34) est satisfaite dans le cas des plasmas chauds de faible densité avec $n_e < 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

c) Une condition forte de validité du modèle coronal est celle qui consiste à dire que le seul processus de dépeuplement des niveaux excités est l'émission spontanée. Cette condition exprime donc que le taux de désexcitation par collision électronique est très inférieur au taux de désexcitation par émission spontanée. On a par conséquent la relation suivante:

$$n_e n_i^{q+} \sum_{j < i} Q_{i \rightarrow j}(T_e) \ll n_i^{q+} \sum_{j < i} A_{ij}$$

d'où on tire la condition sur la densité électronique:

$$n_e \ll \frac{\sum_{j < i} A_{ij}}{\sum_{j < i} Q_{i \rightarrow j}(T_e)} \quad (36)$$

La condition (36) est très restrictive dans le sens où elle doit être satisfaite pour tous les niveaux excités i . Or le coefficient d'émission spontanée décroît lorsque le nombre quantique augmente. Ceci a pour conséquence qu'il existe un niveau limite au delà duquel la désexcitation par collision électronique peut devenir prépondérante par rapport à l'émission spontanée, et ce même pour une densité électronique très faible. Pour des ions hydrogénéoïdes, le niveau $n=6$ suffit [De Michelis 81]. On voit également que cette condition n'est plus respectée pour les niveaux métastables.

d) Une autre des conditions imposées pour l'utilisation du modèle coronal est l'emploi d'une fonction de distribution Maxwellienne des vitesses des électrons. On ne peut donc justifier de cette hypothèse que si le temps de «self collision» entre électrons est nettement inférieur aux constantes de temps des processus qui tendent à créer une anisotropie ou une altération dans le spectre des vitesses comme le chauffage H.F. dans le cas d'un plasma E.C.R. Le temps de «self collision» entre électrons est donné par [Spitzer 62]:

$$t_{ee} = \frac{0.266 * T_e^{3/2}}{n_e \ln \Lambda} \quad (\text{en } ^\circ\text{K}, \text{cm}^{-3}, \text{s}) \quad (37)$$

Le Logarithme Coulombien qui apparaît au dénominateur est une fonction lentement variable de n_e et T_e , de l'ordre de 10. En se plaçant dans la situation la plus défavorable, on peut évaluer le temps de «self collision» entre électrons dans la gamme de température qui nous intéresse de l'ordre de 40 eV ($4.6 \cdot 10^5$ °K) et une densité électronique de 10^{11} cm^{-3} . On trouve un temps $t_{ee} = 8.4 \cdot 10^{-5}$ s. Si le temps d'interaction de l'onde H.F. avec les électrons du plasma est supérieur au temps de thermalisation des électrons situés en dessous du potentiel plasma on peut donc s'attendre à ce que l'hypothèse d'une fonction de distribution Maxwellienne soit justifiée. De plus, le temps de vie des électrons est de l'ordre de quelques millisecondes, donc nettement supérieur au temps de self collision entre électrons. Ce qui va également dans le sens d'une thermalisation des électrons de basse énergie.

Chapitre II Instrumentation

II.1 Description du spectromètre à incidence rasante

Le type d'appareil que l'on utilise dépend naturellement du domaine de longueur d'onde que l'on veut étudier. Il existe donc autant d'appareils que de domaines distincts de longueurs d'onde du spectre d'émission produits par les noyaux atomiques, les ions, ou encore les molécules. En effet, chaque domaine de longueur d'onde correspond à des processus physiques différents. Par exemple, le spectre d'émission des niveaux de vibration et de rotation des molécules se situera dans l'infrarouge, alors que le rayonnement émis par les noyaux excités se situe dans le domaine des rayons gammas.

Le domaine qui nous intéresse ici est le rayonnement émis par les ions moyennement chargés et multichargés qui se situe principalement dans l'ultraviolet sous vide mais également dans les X [Douysset 98]. Plus l'état de charge de l'ion est élevé, plus le rayonnement émis se situera vers les basses longueurs d'onde. Dans le cas de l'oxygène étudié ici, le domaine de longueur d'onde dans lequel se situe le rayonnement émis par tous ses états de charge est entre 15 et 2000 Å.

La réflectivité d'un élément disperseur tel qu'un réseau décroît avec la longueur d'onde. Ceci nous oblige à travailler en incidence rasante pour pouvoir observer le rayonnement à une longueur d'onde aussi basse que 100 Å. Le seul type d'instrument adapté à notre domaine spectral est un spectromètre à incidence rasante avec un grand rayon de courbure. C'est le spectromètre de type Romand-Vodar [Romand 62] de 3 mètres de rayon de courbure, que l'on a utilisé tout au long de ce travail de thèse.

Nous allons faire dans ce chapitre une description détaillée de l'instrumentation utilisée ainsi que tout le travail nécessaire pour son utilisation et l'exploitation des résultats acquis. La première partie sera donc consacrée à l'étude de l'appareil proprement dit ainsi que les différents éléments qui le composent. La deuxième partie présentera le travail concernant la calibration de l'ensemble (réseau + détecteur) en longueur d'onde et en intensité par deux méthodes différentes, celle des rapports de branchements et celle d'échange de charge.

II.1.1 Principe de fonctionnement du spectromètre

Comme l'indique son nom, le rayonnement Ultraviolet sous Vide ne peut être analysé que sous vide à cause de son absorption par les molécules de l'air. Pour permettre une détection efficace, le spectromètre est muni d'un groupe de pompage qui comporte 2 pompes turbomoléculaires et 2 jauges à cathode froide où l'on peut lire une pression relative de l'ordre de 10^{-7} mbar. Une pression aussi faible n'est pas nécessaire pour observer le rayonnement V.U.V., mais elle l'est pour le détecteur que l'on a utilisé, très sensible aux impuretés.

Comme pour tout système optique dédié à la détection d'un domaine spécifique du spectre électromagnétique, le spectromètre est muni d'un élément disperser. Cet élément est un réseau de diffraction concave, qui s'insère dans un dispositif particulier pour l'étude du rayonnement ultraviolet sous vide.

Dans ce domaine de longueur d'onde, on utilise le réseau de diffraction sous incidence rasante.

En 1882, un physicien américain du nom de H.A. Rowland eut l'idée de combiner le principe du réseau de diffraction plan avec les propriétés focalisantes d'un miroir concave. Il trouva que de tels réseaux concaves avaient d'excellentes et simples propriétés de focalisation.

Si un réseau concave est placé tangentiellement à un cercle d'un diamètre égal au rayon de courbure du réseau, telle que le centre du réseau soit sur la circonférence, le spectre d'un point illuminé situé sur le cercle sera focalisé sur ce cercle, comme le montre la figure II.1:

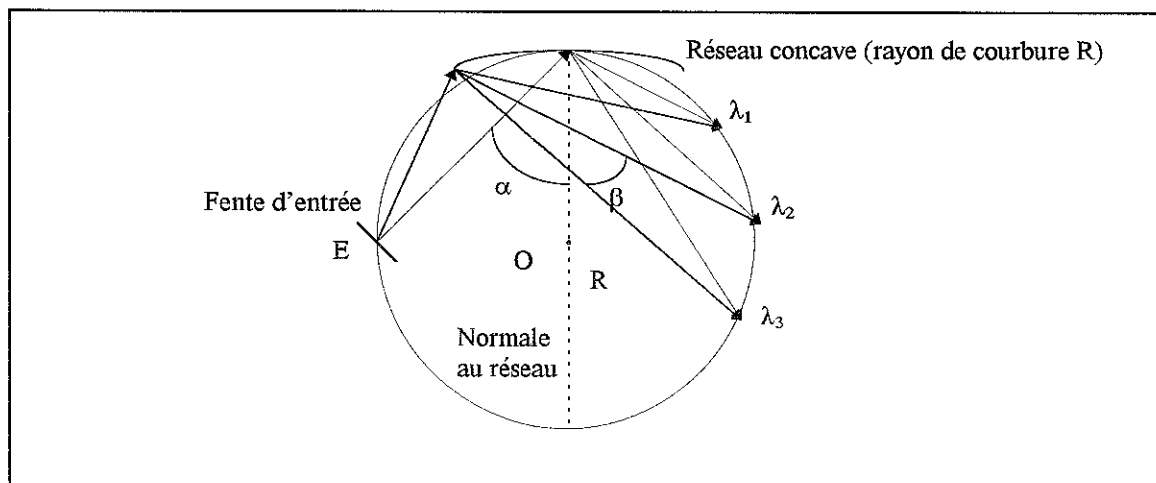


fig. II-1: Le cercle de Rowland. Le rayonnement issu du point E est dispersé et focalisé par le réseau à λ_1 , λ_2 etc...

Les éléments qui composent le spectromètre Romand-Vodar sont:

- une fente d'entrée de largeur variable,
 - un réseau concave de 600 traits /mm blazé à 276 \AA ,
 - un détecteur à localisation constitué par des galettes de microcanaux,
- tous trois situés sur le cercle de Rowland.

Le domaine de longueur d'onde que peut couvrir ce type d'appareil est fonction du rayon de courbure du réseau, du nombre de traits qu'il comporte et de la distance focale du système. Un moteur pas à pas permet le déplacement du réseau sur la droite (XX') reliant la fente d'entrée au réseau en maintenant fixe l'angle de diffraction $\beta \cong 81.8^\circ$. Le réseau tourne autour d'un axe vertical parallèle aux traits en son milieu. La distance entre le centre du réseau et le point où le détecteur rencontre le cercle de Rowland (RS) reste constante à 402 mm au cours du mouvement, le détecteur se déplaçant sur la droite (YY'). Par conséquent l'angle d'incidence des photons qui arrivent sur la surface des galettes est également fixe. Ceci est d'une importance cruciale en ce qui concerne l'intensité du rayonnement analysé et de la résolution à atteindre. Ce point sera discuté en détail au paragraphe suivant.

L'excursion en longueur d'onde avec cet appareil est schématisée sur la figure II-2:

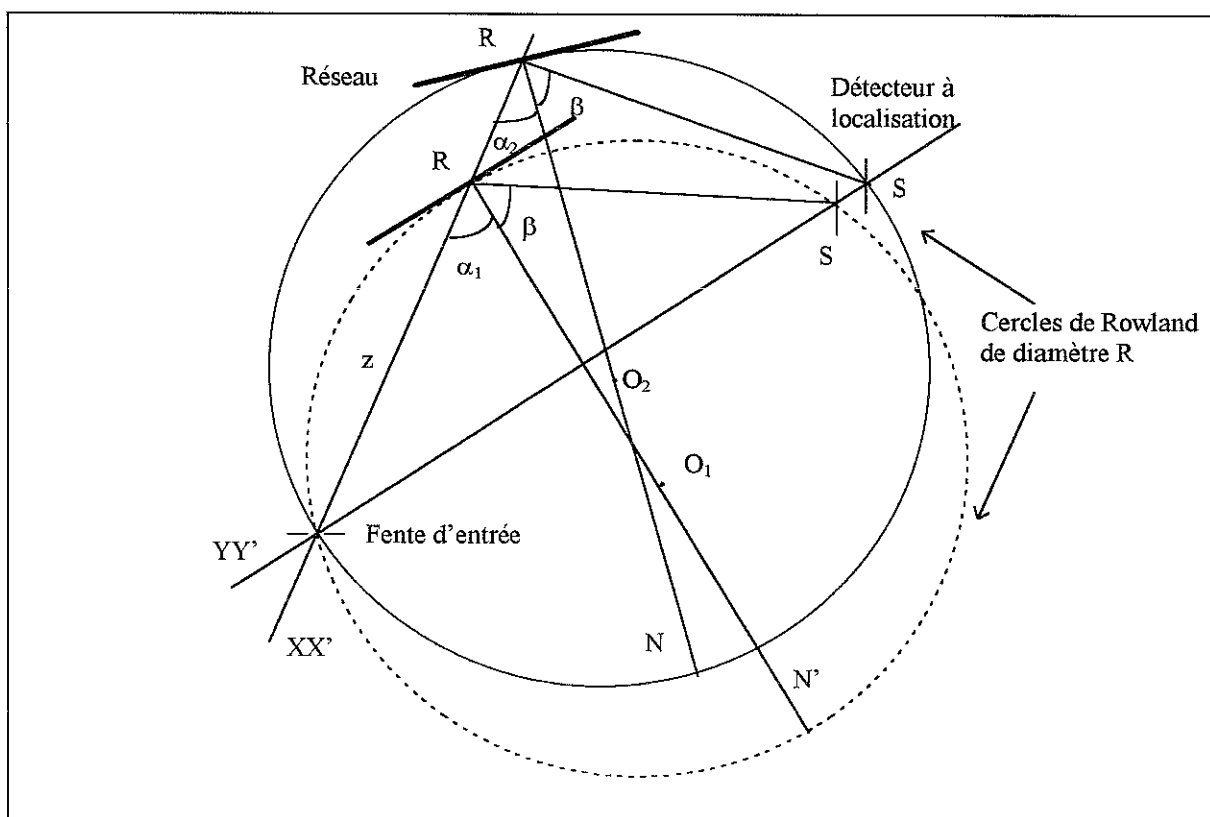


Fig. II-2: Représentation schématique du mouvement des éléments du spectromètre

On peut établir la formule du réseau qui s'écrit dans le cas du réseau concave [Samson 67]:

$$\pm m\lambda = d(\sin \alpha + \sin \beta) \quad (1)$$

où m est l'ordre du réseau et d la distance qui sépare 2 traits du réseau.

On note z la distance entre la fente d'entrée et le centre du réseau exprimée en mm. D'après la figure II-1, on a $z = R \cos \alpha$. L'équation (1) devient alors:

$$\pm m\lambda = d \left[\sqrt{1 - \left(\frac{z}{R}\right)^2} + \sin \beta \right] \quad (2)$$

En pratique on utilise plutôt la formule donnant z , la distance à laquelle on doit placer le réseau de la fente d'entrée, en fonction de la longueur d'onde que l'on veut observer sur le détecteur à l'endroit où il croise le cercle de Rowland. C'est à dire là où le réseau focalise la lumière à la longueur d'onde λ . Une règle graduée de 540 à 1072 mm couplée à un moteur et un compteur permet d'ajuster la distance z en fonction de λ qui varie dans notre cas de 106 à 940 Å avec le réseau de 600 traits/mm.

II-1-2 Le réseau de diffraction

Le réseau a une forme dite en échelottes comme le montre la figure II-3 ci-dessous:

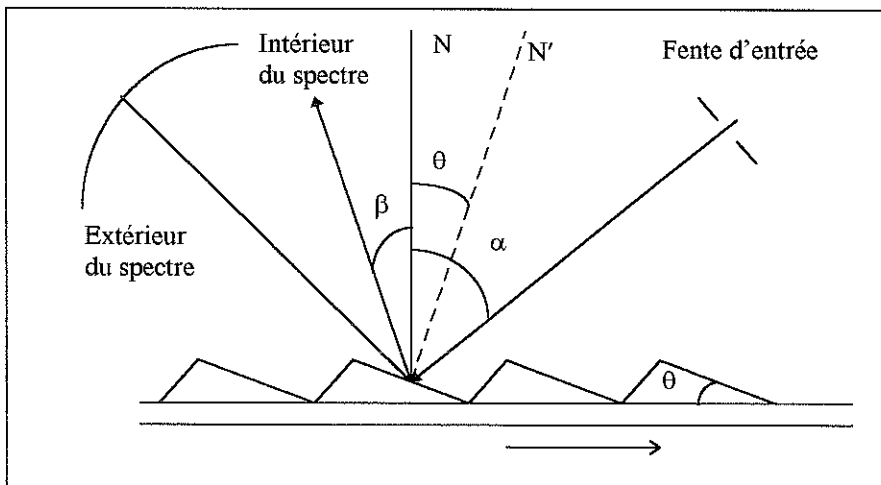


Fig. II-3: Forme du réseau en échelottes. Longueur d'onde de blaze

L'efficacité d'un réseau à une longueur d'onde donnée peut être définie par le pourcentage de lumière réfléchi par le réseau dans un ordre spectral donné. La séparation entre les traits du réseau influence la dispersion angulaire du rayonnement diffracté.

La forme des sillons d'un autre côté, contrôle la quantité de rayonnement concentré dans un ordre spectral. Le principe de l'énergie rayonnée concentrée à une longueur d'onde stipule que le faisceau diffracté coïncide avec celui réfléchi par la facette inclinée d'un angle θ .

On a donc d'après la loi de la réflexion: $\alpha - \theta = \beta + \theta$

d'où:

$$\theta = \frac{\alpha - \beta}{2} \quad (3)$$

D'après la figure II-3, en considérant l'extérieur du spectre on a:

$$m\lambda = d(\sin \alpha - \sin \beta) \quad (4)$$

Le signe - s'applique quand le spectre se situe entre l'image centrale ($\alpha = \beta$) et la tangente au réseau. Quand le spectre se situe entre le faisceau incident et l'image centrale, le signe + doit être utilisé.

En remplaçant α donné par (3) dans l'équation du réseau ci-dessus on obtient:

$$m\lambda_{\text{blaze}} = 2d \sin \theta \cos(\theta - \beta) \quad (5)$$

La flèche sous le schéma en coupe du réseau de la figure II-3, indique la direction du blaze qui se trouvait initialement vers la fente d'entrée. Dans le montage du spectromètre tel que nous l'avons utilisé, la direction du blaze est vers le détecteur pour avoir un maximum de réflectivité à 276 Å au 1^{er} ordre. Ce qui fait que le signe des équations (3) à (5) est inversé. L'angle de blaze du réseau Baush and Lomb est fixé à 2.58 °.

a) Dispersion

La dispersion d'un réseau exprime comment sont distribuées les différentes longueurs d'onde sur le cercle de Rowland. La dispersion angulaire est définie par $d\beta/d\lambda$. Elle est obtenue simplement en différenciant l'expression (1).

Pour un angle d'incidence fixé, on obtient:

$$\frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{m}{d \cos\beta} \quad (6)$$

A partir de la figure II-4 on remarque que $R\Delta\beta = \Delta l$, où R est le rayon de courbure du réseau concave. D'où l'on obtient l'expression du facteur plat:

$$\begin{aligned} \frac{d\lambda}{dl} &= \frac{d \cos\beta}{mR} \\ &= \frac{\cos\beta}{mR(1/d)} \times 10^4 \end{aligned} \quad (7)$$

où R est exprimé en m et $(1/d)$ est le nombre de traits par mm.

Pour un spectromètre à incidence rasante muni d'un réseau de 3 m de rayon de courbure et comportant 600 traits/mm avec un angle de diffraction fixé à 81.8° , le facteur plat est de (0.79 \AA/mm) au premier ordre. Plus faible est la valeur numérique du facteur plat, plus grande est la dispersion.

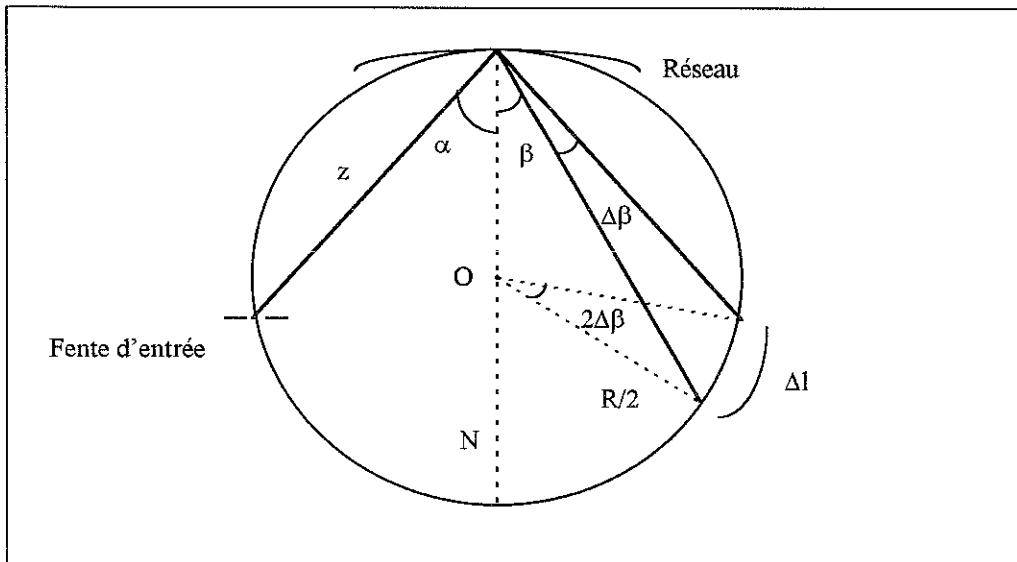


fig. II-4: Dispersion angulaire

b) Résolution

La résolution d'une image observée sur un écran correspond au détail que l'on peut obtenir de cette image. C'est une quantité intrinsèque d'un appareil optique comme un appareil photo par exemple. Dans le domaine de la spectroscopie de raies, elle exprime si 2 raies peuvent être

séparées ou non. Une figure de diffraction produite par un réseau comporte des maxima principaux et des maxima secondaires dont l'intensité est beaucoup plus faible. Et ce, d'autant plus que le nombre de traits du réseau éclairés par la lumière incidente augmente.

La limite théorique du pouvoir de résolution imposée par un réseau est donnée par la distance angulaire $\Delta\beta$ entre le maximum principal et son premier minimum, qui s'écrit dans le cas d'un réseau plan:

$$\Delta\beta = \frac{\lambda}{Nd \cos\beta} \quad (8)$$

Le pouvoir de résolution est défini par:

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = mN \quad (9)$$

m étant l'ordre du réseau, et N le nombre de traits du réseau éclairé par le faisceau incident.

La formule (9) reste valable dans le cas du réseau concave quand la largeur du réseau est plus petite qu'une certaine valeur optimale [Namioka 59, 61], [Mack 32].

Le critère de Rayleigh modifié pour les réseaux concaves exprime que 2 raies de même intensité seront résolues, quand leur différence en longueur d'onde est telle que l'intensité totale minimale entre les 2 raies est $8/\pi^2 (=0.8106)$ fois supérieure à l'intensité totale du maximum central de l'une ou l'autre des 2 raies.

La largeur optimale d'un réseau concave établi à partir des équations de l'optique ondulatoire est donnée par:

$$W_{\text{opt}} = 2.51 \left[R^3 \lambda \frac{\cos\alpha \cos\beta}{\sin^2 \alpha \cos\beta + \sin^2 \beta \cos\alpha} \right]^{1/4} \quad (10)$$

Dans le cas d'un réseau concave de 600 traits/mm de rayon de courbure 3 mètres, le pouvoir de résolution de notre appareil est celui d'un réseau plan dans l'intervalle de 100 à 1000 Å, compte tenu de l'incidence de la lumière de l'ordre de 70° et de la largeur du réseau utilisé qui est de 50 mm. Le pouvoir de résolution de notre instrument est de l'ordre de 1300 à 584 Å. Ou bien de manière plus exploitable, la largeur à mi hauteur d'une raie unique observée à 584.73 Å

de l'Hélium neutre est de 0.45 Å. Dans le cas de la spectroscopie de plasma d'ions multichargés, on doit pouvoir observer des raies émises par les ions de chacun des états de charge présents dans la source. De plus, le spectromètre couvrant un domaine de longueur d'onde assez large, le deuxième et même le troisième ordre du réseau peuvent être observés, qui peuvent aussi contaminer des raies que l'on veut exploiter. On voit ici toute l'importance d'obtenir la meilleure résolution possible de notre appareil pour pouvoir déterminer l'intensité des raies qui nous intéressent. En fait, la largeur de la fente d'entrée du spectromètre a une influence sur la résolution qui est d'autant meilleure que la fente est fine [Bousquet 69]. On a fixée la largeur de la fente à 70 µm. Elle résulte d'un compromis entre résolution et intensité.

c) Astigmatisme

Cette aberration optique, intrinsèque aux réseaux utilisés en incidence rasante, projette l'image d'un point issue de la fente d'entrée en une droite incurvée. La focalisation de la lumière est réalisée seulement dans le plan du cercle de Rowland. Il est nécessaire de connaître la longueur d'astigmatisme observée sur notre détecteur pour corriger le cas échéant l'intensité des raies observées à différentes longueurs d'onde. La longueur d'astigmatisme est donnée par [Beutler 45], [Namioka 59]:

$$L_{\text{astig}} = \left[l \frac{\cos\beta}{\cos\alpha} \right] + L[\sin^2\beta + \sin\alpha \tan\alpha \cos\beta] \quad (11)$$

le premier terme donne la contribution due à une fente objet de longueur verticale finie l et le second terme est l'astigmatisme produit par un point sur la fente d'entrée. L représente la longueur des traits illuminés du réseau. Comme on peut le constater d'après l'équation (11), la longueur d'astigmatisme est d'autant plus grande que l'incidence des photons sur le réseau est grande. Tandis qu'à l'incidence normale ($\alpha=\beta=0^\circ$), l'image est parfaitement stigmatique.

De cette manière, si la longueur d'astigmatisme est plus petite que la dimension du détecteur on ne s'en préoccupera pas. En effet dans notre cas on a $L_{\text{astig}} \cong 24$ mm à 500 Å pour une lumière incidente de 80° . Le diamètre du détecteur étant de 25 mm, on n'aura pas de correction à faire en ce qui concerne l'astigmatisme. On précise toutefois que l'image astigmatique d'un point de la fente d'entrée est incurvée. Une raie observée sur le détecteur à localisation peut dans ce cas débordée sur quelques pixels avoisinants. On suppose néanmoins que cet effet a une influence négligeable sur le résultats de nos mesures.

II-2 Détection du rayonnement Ultra-Violet sous Vide

Le choix d'un détecteur est déterminé spécifiquement par l'expérience que l'on veut réaliser. En particulier, les 3 critères de sélection du détecteur utilisés sont:

- la longueur d'onde à atteindre
- le taux de conversion des photons à détecter en photocourant
- le temps d'acquisition

Pour la détection du rayonnement ultraviolet sous vide, nous avons choisi d'utiliser des galettes de microcanaux (MCP), plus communément appelées détecteur de position. Ce détecteur a comme avantage de pouvoir visualiser simultanément une large portion de spectre en fonction du diamètre de sa surface. Ce qui facilite l'identification de raies d'émission dans le voisinage de la raie à analyser. La résolution est également sensiblement améliorée par rapport à un channeltron qui est le plus souvent utilisé. Un autre avantage précieux est sa rapidité d'acquisition qui dépend aussi de son électronique.

L'utilisation des galettes de microcanaux s'est de plus en plus répandue depuis le début des années 80, dans le domaine de la spectroscopie V.U.V. [Johnson 81] [Martin 86], mais également dans le domaine de la détection de particules chargées et des photons énergétiques.

On va décrire dans un premier temps le principe de fonctionnement des galettes, l'analyseur de position, son électronique associée et le logiciel de traitement des spectres. Ensuite, on décrira l'installation des galettes sur le spectromètre et son optimisation au niveau de la résolution.

II-2-1 Principe de fonctionnement des galettes de microcanaux

Ce détecteur à localisation consiste en une anode résistive mesurant la division de la charge produite par la conversion de la lumière en photoélectrons sur 2 galettes de microcanaux. Ces galettes se présentent sous la forme de 2 plaques de verre superposées, à forte teneur en plomb. Les photons incidents frappent la surface de la première MCP et déclenchent la production d'électrons secondaires le long des parois des microcanaux. Le même processus se produit au niveau de la deuxième galette, pour augmenter le gain de conversion des photons en courant électrique. La première galette est constituée de micro-tubules d'ouverture conique permettant une bonne efficacité de conversion selon l'angle d'incidence de la lumière. Sous une tension électrique globale appliquée entre la première galette et l'anode de 2200 Volts, une

avalanche d'électrons se produit et est déposée sur l'anode résistive. La charge est ensuite distribuée aux 4 coins de l'anode vers des électrodes collectrices.

Le gain électronique typique obtenu par la juxtaposition des 2 galettes est de $5 \cdot 10^6$.

Un revêtement de MgF_2 est déposé sur la première galette pour augmenter l'efficacité quantique aux basses longueurs d'onde. Cette couche de 1500 Å d'épaisseur influence grandement la forme de la courbe d'étalonnage en intensité du spectromètre. Le schéma de principe du détecteur est représenté sur la figure II-5:

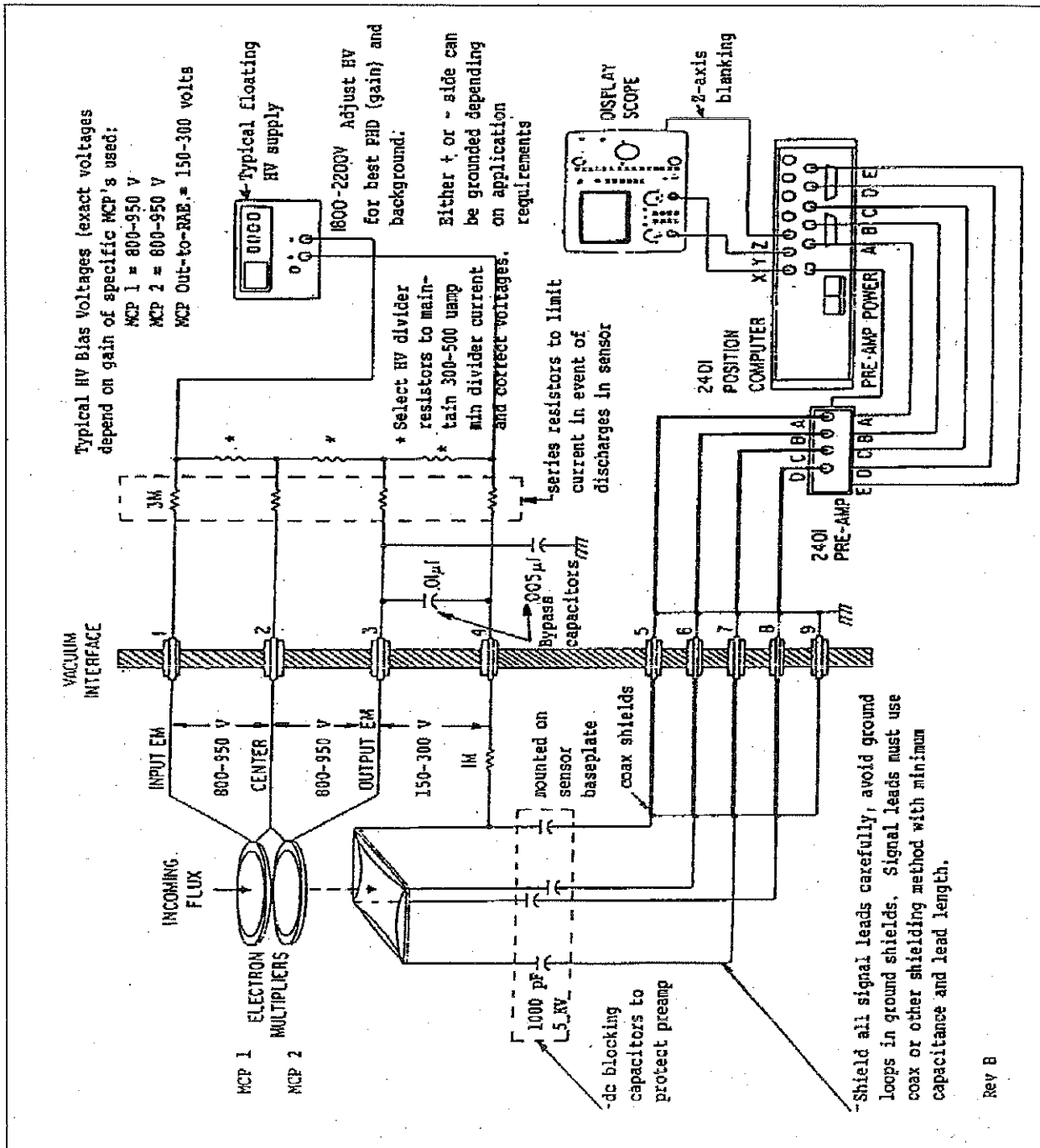


Fig. II-5: Schéma de principe du détecteur à localisation (MCP's) [Quantar Technology 91]

a) L'analyseur de position

La charge relative atteignant l'un des 4 coins est une fonction linéaire de la position le long des axes orthogonaux X et Y de l'anode résistive. La localisation d'un photon incident sur la première galette est ainsi décodée par un processus arithmétique.

Les quatre coins de l'anode résistive qui collectent le photocourant sous forme de pulses A,B,C, et D sont connectés à un préamplificateur. Les pulses à la sortie du préamplificateur sont envoyés à l'entrée de l'amplificateur de l'analyseur de position pour y être décodés.

La figure II-6 illustre le processus de localisation des photons:

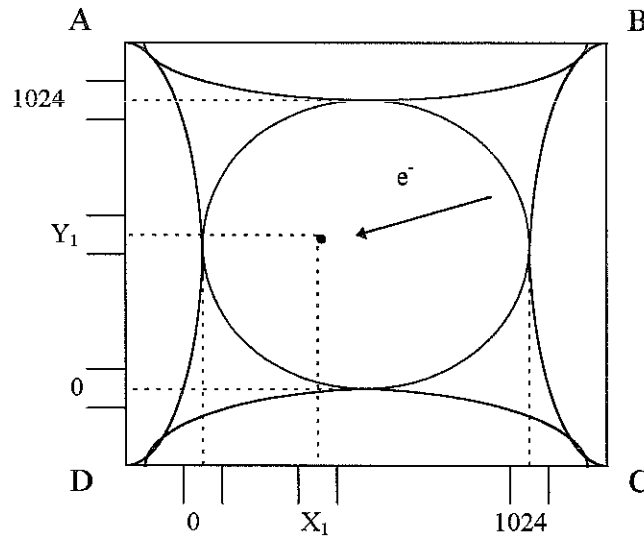


Fig. II-6: Conversion Analogique-Digital du détecteur à localisation (MCP's)

La division analogique des impulsions qui arrivent sur l'anode résistive est calculée de la manière suivante:

$$\begin{aligned}
 X &= \frac{B + C}{A + B + C + D} \\
 Y &= \frac{A + B}{A + B + C + D}
 \end{aligned}
 \tag{12}$$

Ces opérations sont effectuées par des circuits diviseurs rapides dits Log-Antilog qui produisent en sortie une tension proportionnelle aux coordonnées de la position du pulse à l'entrée.

Les charges déposées sur l'anode peuvent ainsi être digitalisées sur 8, 9 ou 10 bits.

Les 10 bits permettent l'acquisition des spectres sur 1024 canaux pour avoir une visualisation des raies sur plusieurs canaux.

Un circuit de contrôle permet de vérifier si l'impulsion est acceptable (hauteur, seuil,...). Si l'événement est accepté, les tensions X et Y sont stockées et un pulse de top synchro déclenche l'acquisition.

Temps mort: Il existe deux types de temps mort, liés d'une part au préamplificateur et d'autre part au Convertisseur Analogique Digital. Il représente un temps durant lequel aucune opération ne peut être effectuée. Ce temps est de 10 μ s si on digitalise les impulsions sur 10 bits (1024 canaux). Autrement dit, si un flux de 10^5 photons par seconde arrivent à la surface des galettes, on aura près de 37 % de temps mort selon la formule donnant la probabilité pour que deux photons soient détectés, amplifiés, digitalisés et analysés spatialement avec une constante de temps de 10 μ s. Pour limiter ce temps mort, il faut donc limiter le flux de photons par un système de fentes ou de diaphragmes. C'est ce que nous avons fait sur les expériences, dans la mesure ou les plasmas des sources E.C.R. sont des sources intenses de rayonnement dans l'ultra violet sous vide. La géométrie des expériences installées sur les sources Caprice et Quadrumafios sera détaillée plus loin dans ce chapitre.

Un circuit annexe permet de placer des seuils haut et bas sur chacune des voies X et Y pour délimiter des zones intéressantes. En effet, les galettes ayant une dimension circulaire, il est préférable de limiter la surface de détection par un carré. On aura dans ce cas une égale répartition des photons détectés entre les bords et le milieu des galettes.

Pour obtenir un spectre, nous devons utiliser seulement la voie Y et intégrer sur la voie X.

b) Le logiciel d'acquisition

Le courant recueilli sur l'anode résistive sous forme d'impulsions représente donc le nombre de photons frappant la première galette par unité de temps. Cette impulsion est d'abord passé par plusieurs filtres électroniques avant d'être numérisée par un Convertisseur Analogique-Digital de l'analyseur de position. Ce signal digital représentant une raie d'émission du plasma est ensuite stocké dans la mémoire du disque dur d'un PC afin d'être traité par un logiciel de dépouillement de spectres, une carte parallèle IO 2420A/B faisant l'interface avec le C.A.D. Le logiciel MCA (MultiChannel Analyser) a l'avantage de pouvoir visualiser un spectre en 2 dimensions. Ce qui nous permet de contrôler d'une part l'uniformité de détection des canaux de la galette et d'autre part de vérifier que les raies obtenues sont bien verticales par rapport aux traits du réseau.

Le logiciel MCA de traitement des spectres n'étant pas très performant, il nous a été nécessaire d'utiliser un autre logiciel pour déconvoluer les raies qui ne pouvaient pas être séparées faute d'une résolution suffisante de notre appareil. Un exemple de spectre à déconvoluer avec le logiciel PeakFit spécialement conçu pour la spectroscopie est donné sur la figure II-7. C'est le groupement de raies de 440 à 447 Å de OII qui est visualisé ici.

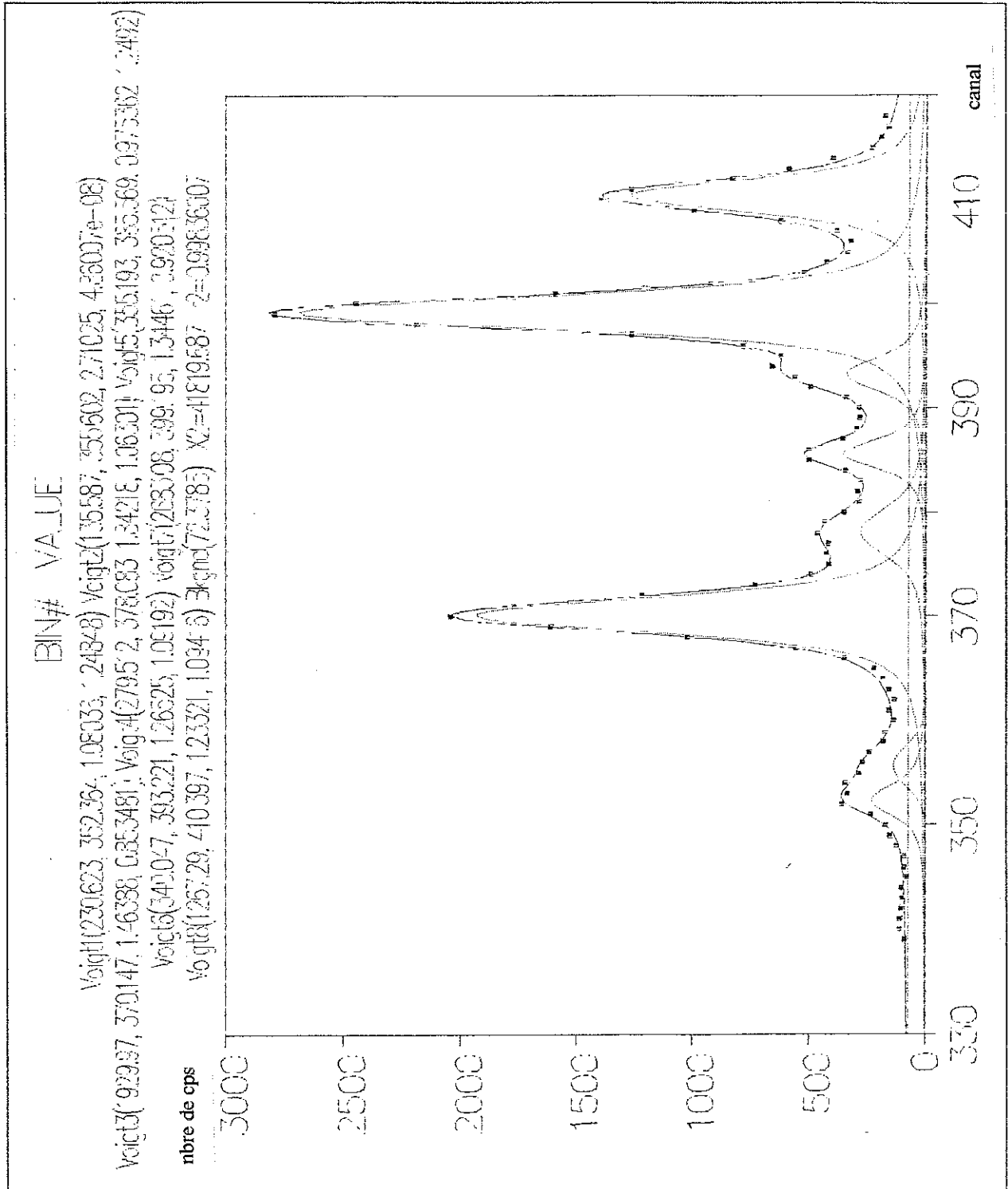


Fig.II-7: Exemple de spectre à déconvoluer du groupe de raies à 440 Å avec le Logiciel PeakFit

II-2-2 Installation des MCP sur le spectromètre et leur optimisation

Comme il a été mentionné précédemment, le détecteur étant hydrophobe, il a fallu concevoir un montage qui permet d'obtenir un vide de 10^{-7} mbar et de permettre les connexions pour la haute tension à appliquer. De plus, deux supports Micro-Contrôle sont nécessaires pour la translation et la rotation du détecteur par rapport au cercle de Rowland pour assurer une focalisation efficace des photons.

Chaque élément du détecteur, allant du générateur haute tension à l'analyseur de position, en passant par le diviseur de tension a dû être vérifié et testé.

Une jauge à ionisation munie d'une injection de gaz a été utilisée comme source auxiliaire de lumière pour le positionnement des galettes par rapport au cercle de Rowland. On a utilisé comme gaz l'hélium. Ce gaz rare émet relativement peu de raies dans l'U.V., mais intenses et bien identifiées.

Nous allons passer en revue toutes les étapes qui nous ont été nécessaires pour une utilisation convenable de ce type de détecteur.

Nous avons voulu d'abord tester le rapport signal sur bruit que l'on obtient en montant progressivement la tension jusqu'à 2200 V. La courbe ci-dessous montre un plateau sur lequel on a le meilleur rendement des galettes. On a un bruit électronique de l'ordre de 1.65 coups par seconde pour une tension correspondante au meilleur rapport signal sur bruit.

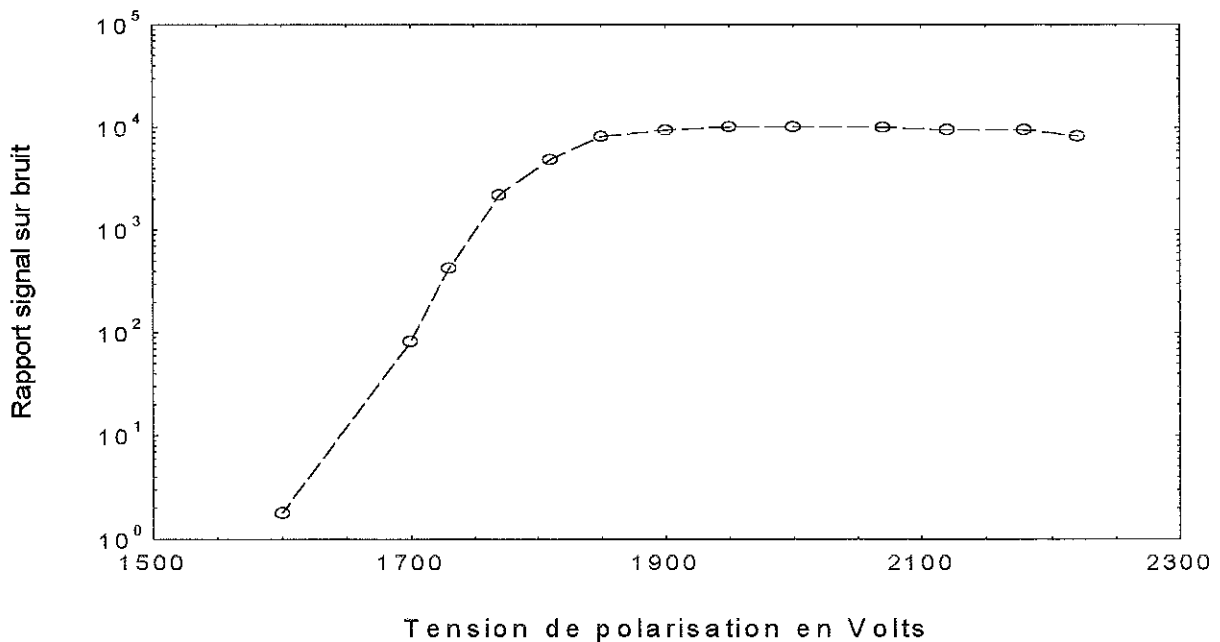


Fig. II-8: Rapport signal sur bruit observé sur les galettes

a) Angle de positionnement des galettes par rapport à la tangente au cercle

Le positionnement d'un détecteur sur un appareil tel qu'un spectromètre à incidence rasante résulte d'un compromis entre l'intensité lumineuse à analyser et la résolution dont on a besoin. Les plasmas de source R.C.E. étant très lumineuses dans l'Ultraviolet, on aura surtout besoin d'optimiser la résolution de notre instrument.

Pour une largeur de fente fixée, on balaye une raie intense et bien isolée sur la surface des galettes à différents angles par rapport à la tangente au cercle de Rowland.

Le support de translation des galettes est maintenu fixe pour que le centre des galettes soit situé sur le cercle. Cette étape est très délicate à effectuer, compte tenu du fait que le cercle de Rowland n'est pas matérialisé sur le spectromètre et que ces ajustements s'effectuent sous vide.

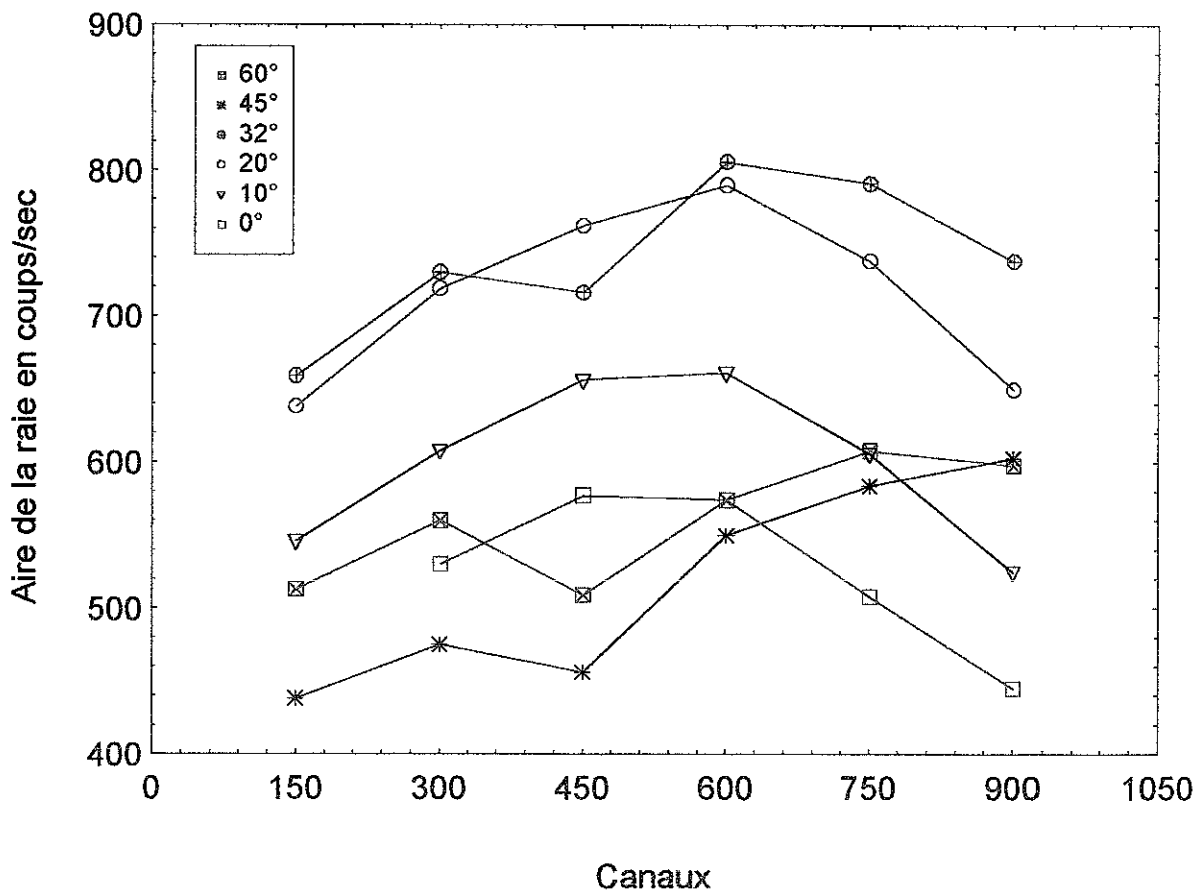


Fig. II-9: Evolution de l'intensité de la raie $1s^2 \ ^1S-1s2p \ ^1P$ (584.334 Å) de HeI en fonction de l'angle d'inclinaison des galettes par rapport à la tangente au cercle de Rowland

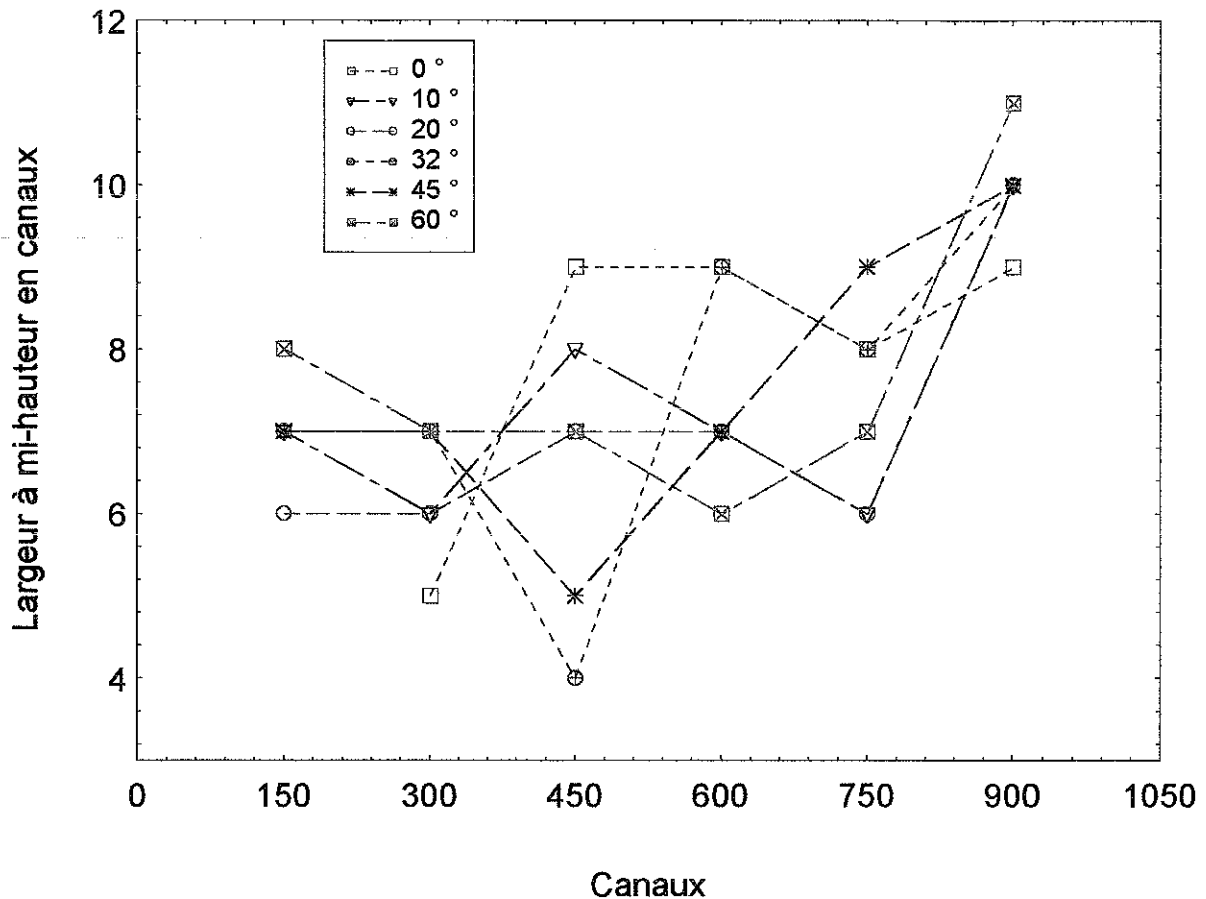


Fig. II-10: Evolution de la largeur à mi-hauteur de la raie $1s^2\ ^1S-1s2p\ ^1P$ (584.334 Å) de HeI en fonction de l'angle d'inclinaison des galettes par rapport à la tangente au cercle de Rowland

Les figures II-9 et II-10 montrent que le meilleur compromis entre intensité et résolution est obtenue pour un angle de 32 °. Comme ces courbes le laissent déjà présager, la position de la raie sur les galettes aura une influence notable sur son intensité et sa largeur à mi hauteur.

b) Variation de l'intensité d'une raie en fonction de sa position sur les galettes

L'utilisation d'un détecteur de position a l'avantage non négligeable de pouvoir observer une large portion de spectre simultanément. Le but de cette expérience est de vérifier l'homogénéité de l'intensité d'une raie en fonction du canal sur lequel elle est observée. On balaye donc la raie sur la surface du détecteur en faisant varier la distance entre la fente d'entrée et le réseau. On obtient la courbe qui a la forme de celle de la figure II-12 ci-dessous:

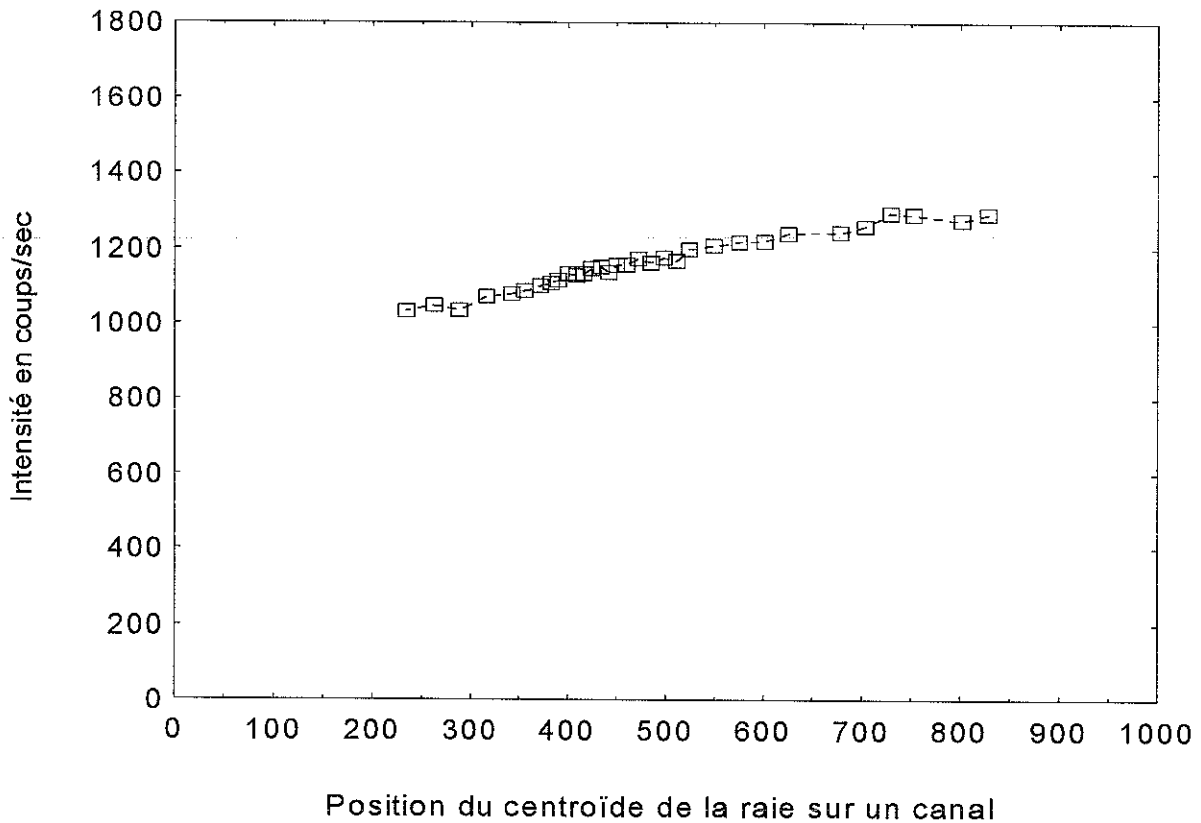


Fig. II-11: Variation de l'intensité de la raie $1s^2\ ^1S-1s2p\ ^1P$ (584.334 Å) de l'HeI en fonction de sa position sur la surface des galettes

La variation de l'intensité de la raie 584 Å de l'Hélium neutre est de l'ordre de 20 % sur la surface du détecteur. Ce qui veut dire que l'on devra corriger l'intensité des raies observées à des canaux différents.

Un problème demeure néanmoins: la variation de l'intensité d'une raie à une autre longueur d'onde est différente de celle de l'Hélium à 584 Å. En effet, on balaye la position d'une raie en faisant varier la distance entre la fente d'entrée et le réseau. Pour maintenir la fente d'entrée, le réseau et le détecteur sur le cercle de Rowland, le réseau tourne autour d'un axe vertical parallèlement à son mouvement de translation. L'angle d'incidence des photons sur le réseau varie donc avec la position de la raie sur le détecteur et sa longueur d'onde. Comme la réflectivité du réseau dépend de l'angle d'incidence et de la longueur d'onde, on aura donc une variation de l'intensité d'une raie sur le détecteur différente à chaque longueur d'onde.

La figure II-12 illustre la variation de la raie $2s2p\ ^1P^o-2s3d\ ^1D$ (220.352 Å) de OV sur le détecteur.

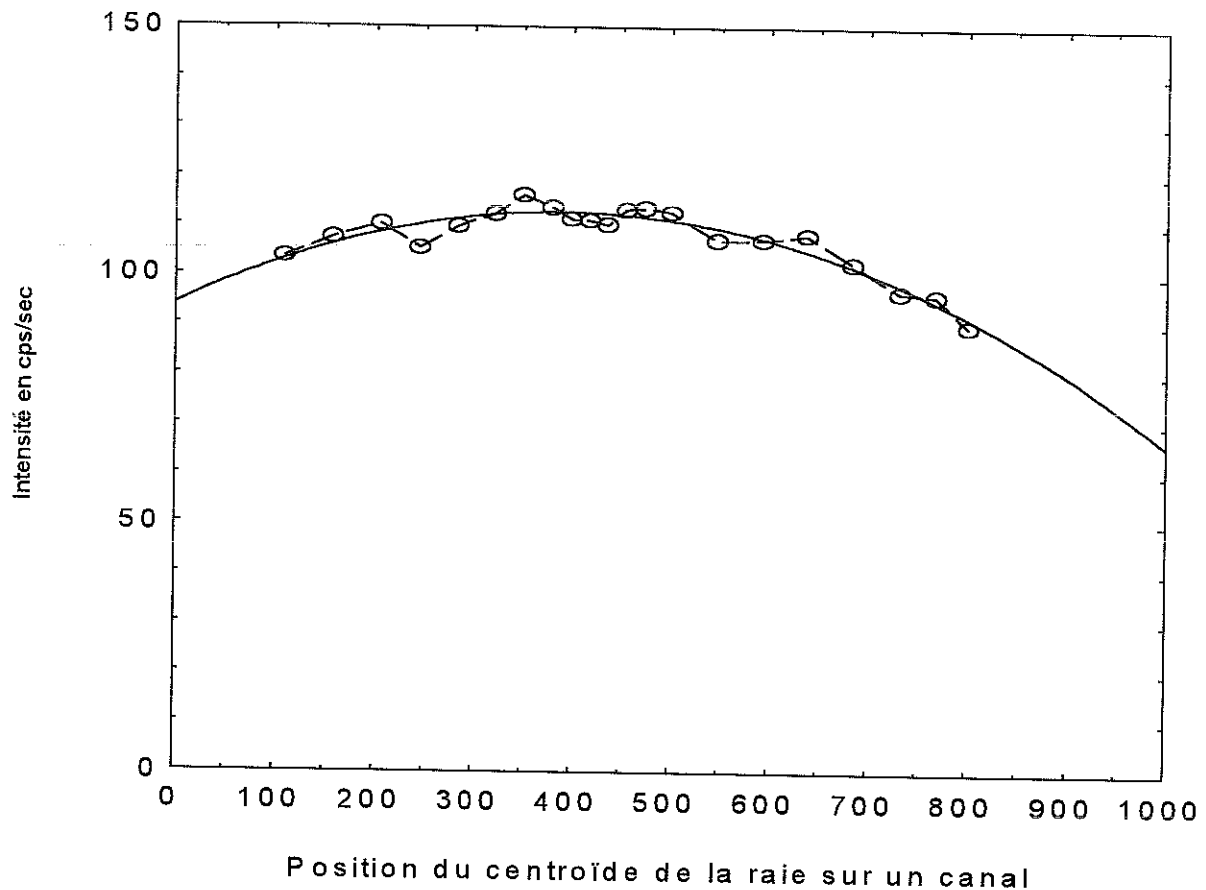


Fig. II-12: variation de l'intensité de la raie à 220 Å de OV en fonction de sa position sur le détecteur

La solution serait de toujours mesurer l'intensité des raies sur le même canal et d'établir la courbe de calibration en intensité en fonction de la longueur d'onde sur ce même canal des galettes. Reste à déterminer à présent quel est le canal des galettes à partir duquel toutes les raies qui nous intéressent, émises par le plasma vont être exploitées.

c) Variation de la largeur à mi-hauteur d'une raie sur la surface des galettes

Au paragraphe II-2-2 a), on a vu que le meilleur compromis entre la résolution et l'intensité était de placer les galettes avec un angle de 32° par rapport à la tangente au cercle de Rowland. Or, l'utilisation d'un réseau concave permet à la lumière issue de la fente d'entrée d'être focalisée sur le cercle de Rowland à toutes les longueurs d'onde. Le détecteur coupera donc le cercle par un canal qui correspondra au point de focalisation des photons, c'est à dire l'endroit où on aura la meilleure résolution ou largeur à mi hauteur. La figure II-13 montre la variation de la largeur à mi hauteur de la raie 584 de l'He en fonction de sa position sur un canal des galettes.

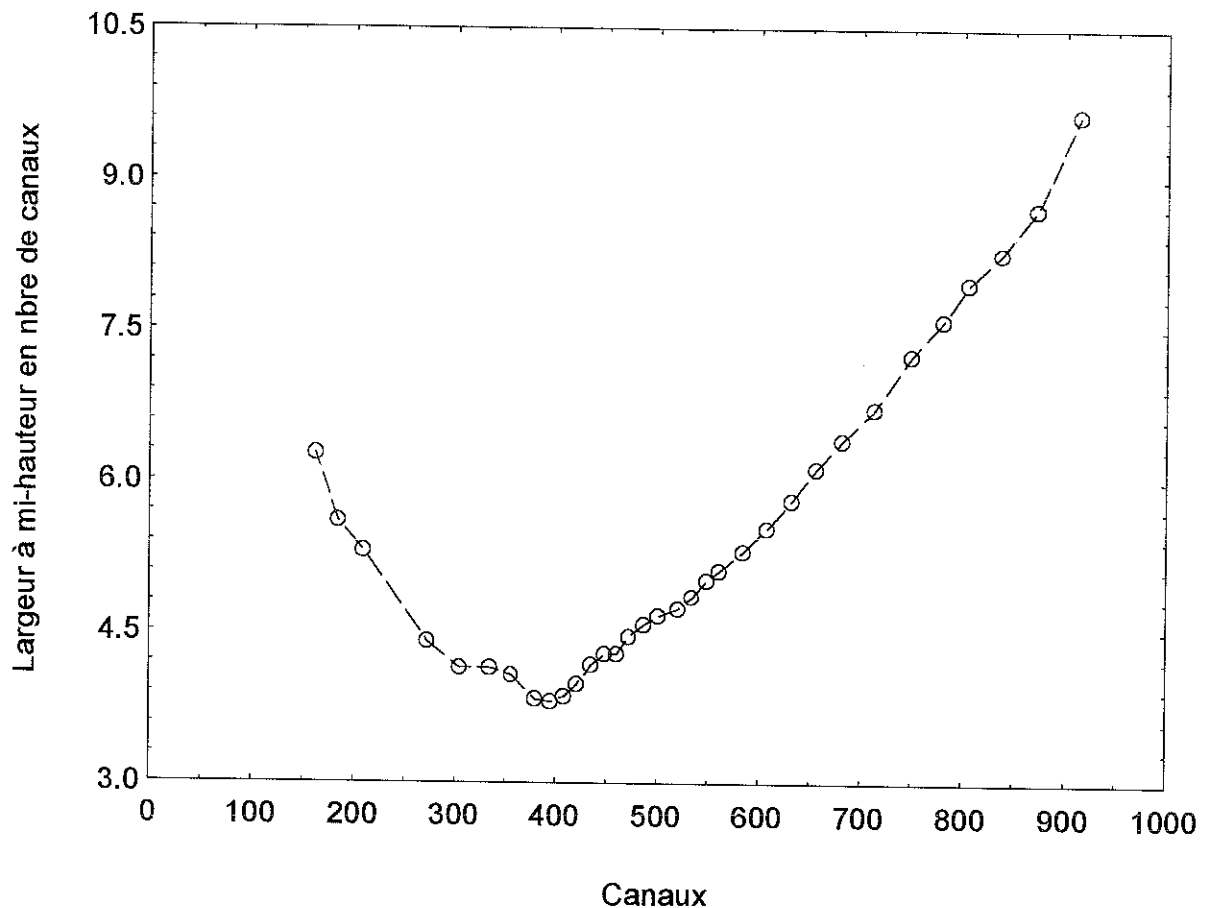


Fig. II-13: Variation de largeur à mi hauteur de la raie 584 de l'He sur la surface des galettes

Comme on peut le constater sur la figure II-13, le canal 400 sur lequel la largeur à mi hauteur de la raie 584 est la plus petite correspond au point de focalisation des photons, c'est à dire le canal par lequel le détecteur croise le cercle de Rowland.

Par conséquent, toutes les raies que nous exploiterons au cours de la caractérisation du plasma seront observées au canal 400 des galettes.

II-3 Etalonnage en longueur d'onde et en intensité de l'ensemble réseau + détecteur

II-3-1 Calibration en longueur d'onde par des raies de référence

Le spectromètre U.V. étant destiné à analyser la lumière provenant du plasma, il est donc naturel d'utiliser la source d'ions comme source de lumière sur l'intervalle de longueur d'onde couvert par le réseau. Comme il a été montré au paragraphe II-1, une raie de longueur d'onde

donnée sera observée sur un canal donné des galettes en fonction de la seule distance qui sépare la fente d'entrée du centre du réseau. Une calibration en longueur d'onde de l'appareil consiste donc à déterminer la relation entre la longueur d'onde λ et la distance fente d'entrée-réseau que l'on a appelée z , ainsi que le canal sur lequel le centroïde de la raie sera observé, appelé X .

Sur un ou plusieurs plasmas dont on connaît bien les raies d'émission, on détermine la relation de calibration de notre appareil par l'acquisition de quelques spectres à des positions z (distance fente d'entrée-réseau) assez espacées. L'avantage de l'oxygène est que son spectre de raies est très bien connu dans le domaine de l'U.V.

On acquiert, par exemple un spectre à 5 positions sur l'intervalle de 540 à 1072 mm, et on trace pour chacune des 5 positions la courbe donnant la longueur d'onde des raies identifiées sur ces spectres en fonction du canal sur lequel elles sont observées.

Pour chacune des positions z , on peut faire passer un polynôme de degré 2 par les points obtenus donnant la longueur d'onde des raies en fonction du canal. Un programme classique d'ajustement de courbes nous permet de déterminer 2 des 3 coefficients de l'équation:

$$\lambda = a_2 X^2 + a_1 X + a_0(z) \quad (13)$$

On a donc trouvé les coefficients a_2 et a_1 qui sont constants pour toutes les positions z car ce sont des valeurs intrinsèques à la nature du réseau, des galettes et de la distance fixée du réseau au détecteur. Le coefficient a_1 nous donne en particulier la dispersion réciproque sur les galettes, en $\text{\AA}/\text{canal}$, si on utilise cette unité de longueur d'onde naturellement.

L'équation $a_0(z)$ est déterminée en traçant la courbe qui donne le coefficient constant du polynôme de degré 2 de l'équation (13) en fonction des 5 positions z choisies. On obtient également un ajustement de cette courbe par une parabole:

$$a_0(z) = a_{2p} z^2 + a_{1p} z + a_{0p} \quad (14)$$

Il suffit à présent d'écrire un petit programme en rentrant les coefficients a_2 , a_1 , a_{2p} , a_{1p} et a_{0p} pour pouvoir identifier en longueur d'onde les raies d'émission observées à n'importe quelle position z du spectromètre et sur n'importe quel canal X du détecteur.

Si l'on ne dispose pas de source d'ions comme source de lumière pour calibrer son appareil, on utilise plus généralement une jauge à ionisation pour produire les raies de référence, mais

malheureusement sur un intervalle limité de longueur d'onde que peut couvrir le spectromètre. En effet, les raies se situant en dessous des 300 Å sont émises principalement par des ions multichargés qui ne peuvent être produits par une simple jauge à ionisation.

Nous allons décrire dans les deux paragraphes suivant deux méthodes indépendantes pour calibrer en intensité l'ensemble de notre appareil. Elles sont complémentaires par rapport aux domaines de longueurs d'onde couverts et nous permettrons en plus de parfaire son tracé.

II-3-2 Etalonnage en intensité par la méthode d'échange de charge

a) Montage expérimental

Depuis le début des années quatre vingts [Barat 83], le processus atomique d'échange de charge a été étudié entre différents types d'ions et des cibles gazeuses. Ces travaux ont eu pour principale motivation, outre l'aspect fondamental, la collection de sections efficaces d'excitation par échanges de charges pour des éléments présents dans les plasmas de Tokamak.

Si on dispose donc d'un assez grand nombre de sections efficaces d'excitation par échange de charge entre des ions multichargés produits par nos sources E.C.R. et des cibles gazeuses comme l'hélium et l'hydrogène, il est en principe possible de remonter à la courbe d'efficacité de notre appareil [Bouchama 89].

Le principe de l'expérience est schématisé sur la figure II-14.

-La source E.C.R Caprice, dont le concept a été développé au laboratoire [Jacquot 87], est utilisée dans nos expériences pour les fortes intensités de courants d'ions multichargés extraits qu'elle délivre.

-Le spectromètre de masse sélectionne un état de charge donné du faisceau extrait de la source suivant le rapport Q/M .

-On dispose un diaphragme à la sortie du déflecteur magnétique, puis une lentille électrostatique pour limiter l'étendue spatiale du faisceau et le focaliser sur l'entrée de la chambre de collisions.

-Deux cages de Faraday sont installées sur le trajet des ions. La première pour connaître l'intensité du courant à la sortie de l'aimant d'analyse, et la deuxième pour vérifier que tous les ions ont effectivement traversé la cellule de collisions.

-Le spectromètre U.V. analyse la lumière émise par les ions chargés moins une fois après la réaction d'échange de charge, perpendiculairement au trajet du faisceau.

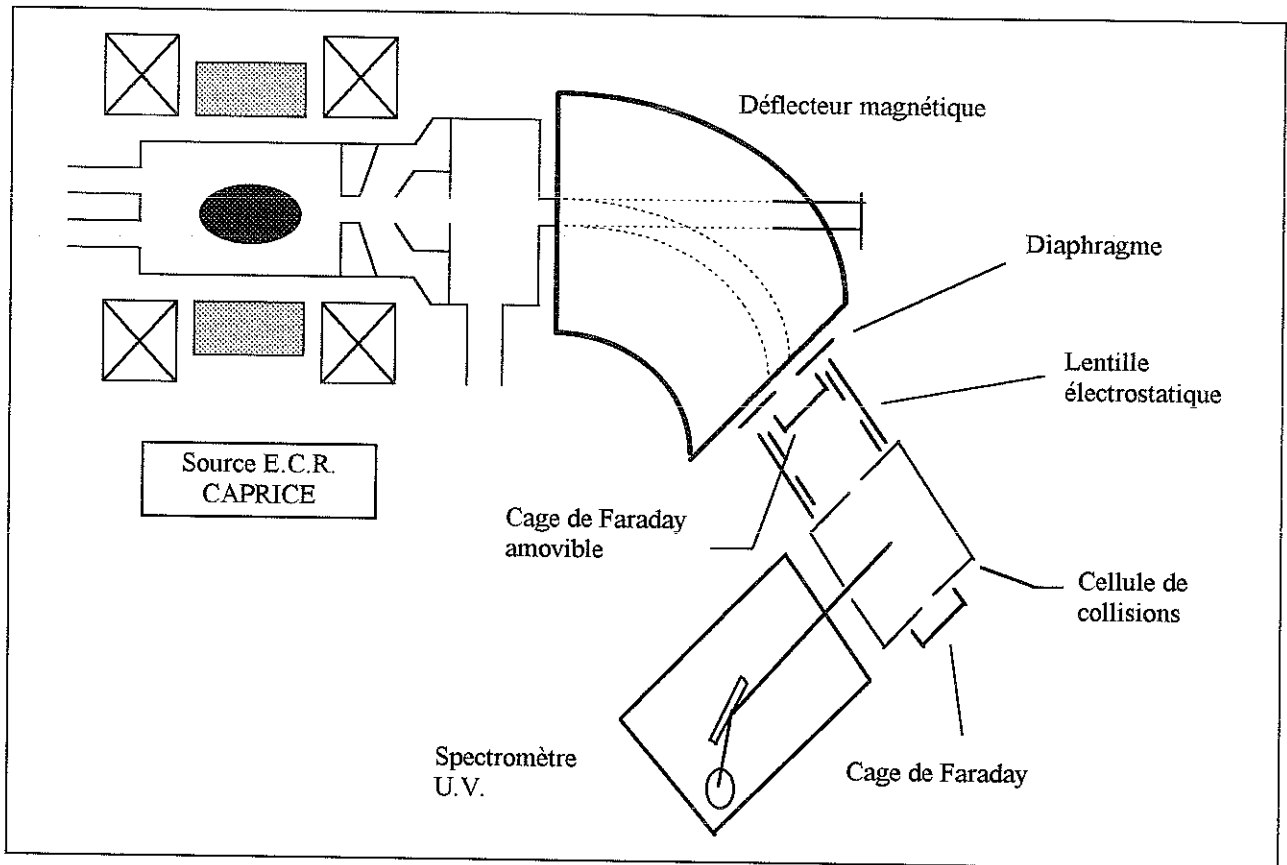


Fig. II-14: Schéma de l'expérience d'échange de charges pour la calibration en intensité du spectromètre

On peut signaler pour information et sans que l'on en ait tenu compte dans notre expérience, qu'une incertitude s'ajoute sur l'intensité des raies mesurées due à la polarisation de la lumière par réflexion sur le réseau de diffraction [Dijkkamp 85], [Baptist 84]. En effet, lorsqu'un ion capture sur un niveau possédant une structure fine, les photons émis lors de la désexcitation sont polarisés linéairement suivant un axe de quantification pris suivant le trajet du faisceau d'ions ou polarisés linéairement suivant l'axe perpendiculaire à l'axe de quantification. D'après les travaux cités plus haut, la réponse de l'ensemble réseau + détecteur n'est pas la même suivant la direction de polarisation de la lumière diffractée par les traits du réseau. Il est néanmoins fort probable que cette influence sur la courbe d'étalonnage en intensité de notre appareil soit minimale en comparaison des autres sources d'incertitudes qui vont être détaillées plus loin.

L'efficacité de notre appareil est liée aux différents paramètres de notre expérience comme l'indique l'équation (15):

$$\varepsilon(\lambda) = I(\lambda) \cdot \frac{4\pi}{\Omega} \cdot \frac{kT}{p} \cdot \frac{1}{\sigma_{\text{émis}}} \cdot \frac{q \cdot e}{i_{\text{mes}}} \cdot \frac{1}{L_{\text{chamb}}} \cdot f(\theta) \cdot f(\Pi) \quad (15)$$

où $I(\lambda)$ est l'intensité des raies mesurées exprimée en coups/sec et qui intègre l'efficacité du réseau (réflectivité) et l'efficacité quantique du détecteur (galettes recouvertes de MgF_2).

- Ω est l'angle solide sous lequel le détecteur «observe» la zone d'interaction,

- kT/p représente l'inverse de la densité de particules neutres présentes dans la cellule de collisions ayant interagit avec les ions multichargés en leur cédant un électron,

- σ_{emis} représente la section efficace d'émission à partir de sous niveaux n,l dans le processus d'échange de charge,

- $q.e/i_{mes}$ représente le courant d'ions exprimé en nombre de particules,

- L_{chamb} est la longueur d'interaction observée,

- $f(\theta)$ et $f(\Pi)$ sont respectivement des facteurs de forme et de polarisation (mentionné plus haut) qui sont posés égaux à 1, il n'est pas tenu compte dans nos expériences de ces facteurs.

On mesure la pression dans la chambre à l'aide d'une jauge à cathode froide. Ce qui nous permet une mesure de la densité de particules, en considérant l'intérieur de la cellule à la température ambiante de 300 °K.

L'injection du gaz d'He ou de H_2 est contrôlée par une vanne électrique asservie sur la pression pour avoir d'une part un débit de gaz constant et satisfaire à la condition de collision unique. En effet, on veut que les ions n'interagissent qu'une seule fois avec les particules-cibles au cours de leur trajet dans la cellule de collisions. La pression dans la chambre doit donc être aussi faible que possible. On sélectionne quelques raies de transition dont on mesure l'intensité en fonction de la pression dans la chambre. Pour rester dans le régime de collisions uniques, on choisit donc la gamme de pression pour laquelle la variation de l'intensité de la raie produite par échange de charge reste linéaire comme le montrent les courbes de la figure II-15.

Les transitions choisies sont celles de OVI:

2s-3p (150.1 Å)

2p-3s (184.2 Å)

2p-3d (173.1 Å)

Il faut néanmoins tenir compte d'un facteur de conversion à multiplier à la valeur lue sur la jauge en fonction de la nature du gaz injecté dans la cellule de collisions.

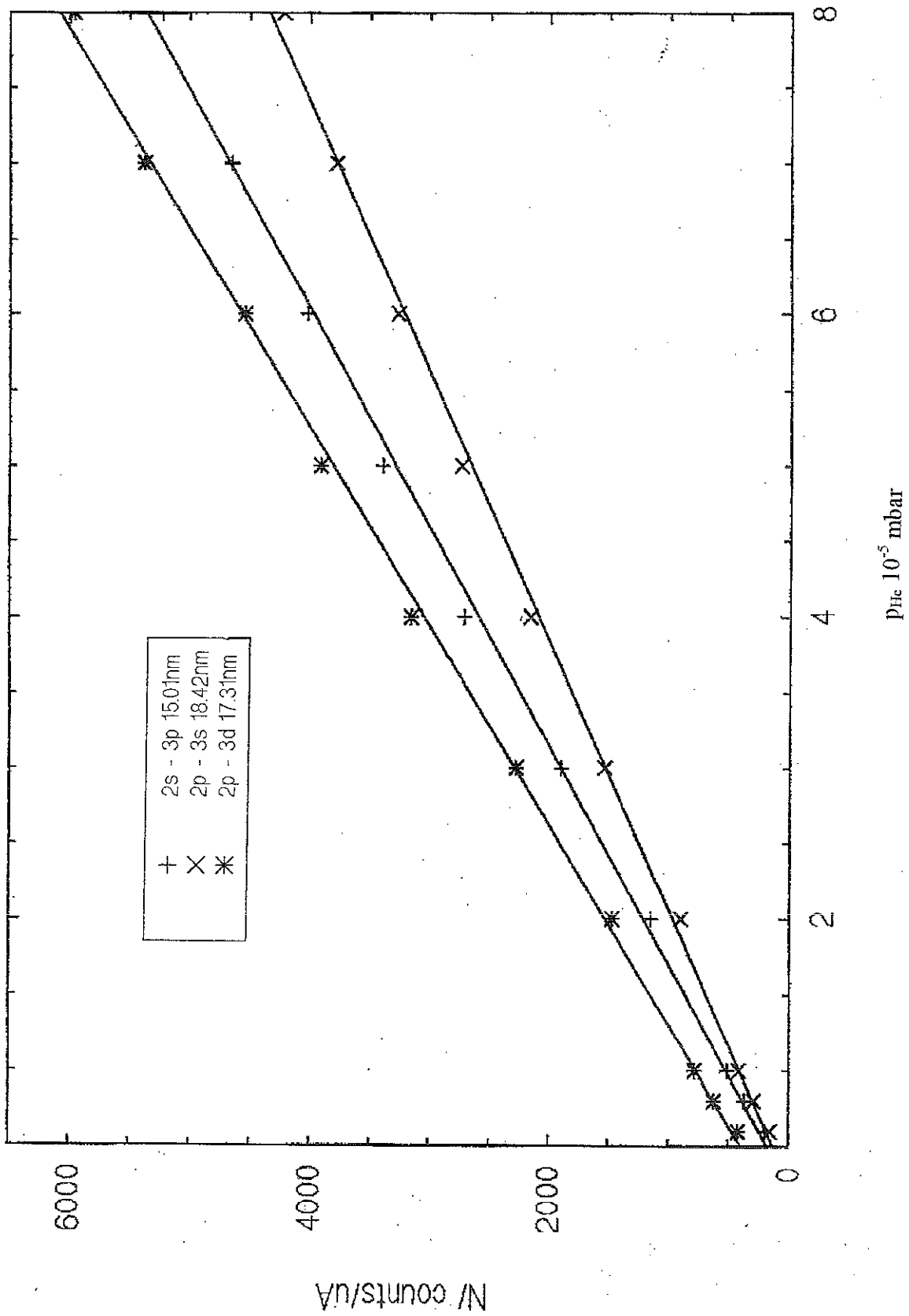


Fig. II-15: Evolution de l'intensité de 3 raies émises au cours de la réaction $O^{6+}(1s^2)+He \rightarrow O^{5+}(1s3l)+He^+$ en fonction de la pression d'Hélium

b) Table des réactions d'échanges de charge

Type d'ions projectiles	Gaz cible	Tension d'extraction
O^{7+}	H_2	10 kV
Ne^{7+}	H_2	10 kV
Ar^{7+}	H_2	20 kV
Ar^{8+}	H_2	10 et 20 kV

Tableau II-2: Réactions d'échanges de charge utilisées pour la courbe d'efficacité

Les faisceaux d'ions sélectionnés en charge, utilisés dans ces expériences sont extraits avec une énergie correspondante aux sections efficaces de capture mesurées et ayant donné lieu aux publications et aux thèses citées en référence.

La pression du gaz cible est ajustée de la manière présentée dans le sous paragraphe a).

On a choisi ces réactions de manière à couvrir tout l'intervalle de longueur d'onde accessible avec le réseau utilisé de 600 traits/mm.

II-3-3 Etalonnage par la méthode des rapports de branchements

a) Principe de la méthode et choix des couples de raies

Cette méthode de calibration en intensité d'un spectromètre est la plus communément utilisée par les spectroscopistes. Il s'agit de mesurer le rapport d'intensités de deux raies émises à partir d'un niveau commun dans deux domaines de longueurs d'onde différents. On en déduit le rapport des efficacités à ces deux longueurs d'onde en fonction du rapport de branchement comme l'illustre la figure II-17 ci-dessous:

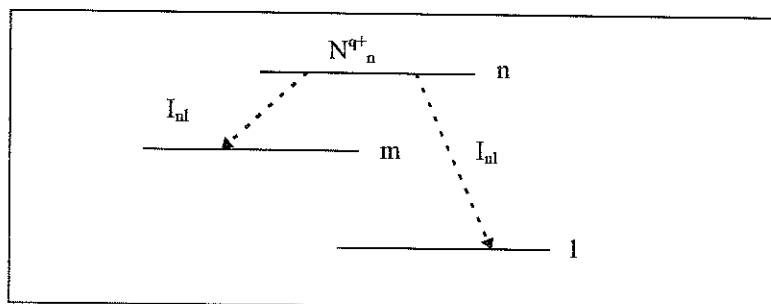


Fig. II-16: Rapports d'intensité de raies issues d'un niveau commun

L'intensité d'une raie spectrale est définie par un nombre de coups par seconde mesuré avec notre détecteur.

Elle s'écrit:

$$I_{ij} = N_i A_{ij} \varepsilon(\lambda_{ij}) \quad (17)$$

où N_i est le nombre d'atomes ou d'ions dans l'état quantique i , A_{ij} est le coefficient d'émission spontanée du niveau i vers le niveau j et $\varepsilon(\lambda_{ij})$ l'efficacité de l'appareil à la longueur d'onde λ_{ij} . Le rapport des intensités s'écrit donc:

$$\frac{I_{nl}}{I_{nm}} = \frac{A_{nl}}{A_{nm}} \cdot \frac{\varepsilon(\lambda_{nl})}{\varepsilon(\lambda_{nm})} \quad (18)$$

Cette méthode est valable pour les sources optiquement minces, c'est à dire qu'il n'y a pas de réabsorption de la lumière par les atomes ou les ions avoisinants, comme ce pourrait être le cas pour les raies de résonance.

Si le niveau supérieur de la transition présente une structure fine, alors le coefficient d'émission spontanée A_{ij} doit être moyenné sur tous les sous niveaux et pondéré par leur poids statistique. Le poids statistique g_n , d'un niveau quantique n de moment angulaire total J , est égal à $2J+1$, qui est en fait le nombre de sous niveaux qui sont séparés sous l'action d'un champ magnétique.

Signalons tout de même qu'il est possible de calibrer son spectromètre U.V. de manière absolue à l'aide d'un monochromateur visible pour lequel il existe des corps noirs. En effet, il arrive souvent que les longueurs d'onde d'émission des transitions issues d'un même niveau se situe dans le visible et dans l'U.V. La difficulté consiste à calibrer de manière précise son monochromateur visible et surtout à déterminer l'angle solide sous lequel les deux monochromateurs observe le plasma. Pour ce qui nous concerne, il n'a pas été possible de calibrer le spectromètre U.V. de manière absolue à cause de l'intensité très faible des raies visibles observées sur le plasma de nos sources.

Le schéma de l'expérience qui nous a permis de calibrer en intensité notre appareil est identique à celui qui nous a permis de caractériser le plasma des sources Quadrumafios et Caprice.

Choix des couples de raies: Faute de pouvoir obtenir une courbe de calibration absolue de l'ensemble réseau + galettes, on s'est donc attaché à l'obtenir de manière relative, tout en étant astreint à quelques critères de choix pour couvrir l'intervalle de 100 à 1000 Å.

- Peut-on injecter n'importe quels éléments dans nos sources ?
- Peut-on produire l'état de charge de l'ion émettant les couples de raies intéressants ?
- Les longueurs d'onde d'émission tombent-elles dans le domaine couvert par l'appareil ?
- Les couples de raies sont-elles suffisamment intenses pour être observées et intégrées ?
- Les raies sont-elles bien isolées à la fois des raies contaminantes des autres états de charges et des ordres supérieurs du réseau ?

Le tableau II-3 ci-dessous dresse la liste des couples de raies retenus pour la calibration en intensité de notre appareil.

ion	λ_{nl}	λ_{nm}	Terme du niveau supérieur	Rapport de branchement	Références
O III	525.795	597.818	$2s2p^3\ ^1P^o$	8.3	[Hibst 88]
O III	395.56	434.98	$3s\ ^1P^o$	1.69	[Klose 93]
O II	538.074	580.68	$2s2p^4\ ^2P$	2.6	[Yang 93]
O II	616.67	673.358	$2s^22p^2(^3P)3s\ ^2P$	7.6	[Hibst 88]
O II	483.88	518.089	$2s2p^2(^3P)3d\ ^2P$	1	[Yang 93], [Bastert 92]
O II	718.52	796.661	$2s2p^4\ ^2D$	7.68	[Bastert 92]
N II	660.286	745.841	$2s2p^3\ ^1P^o$	3	[Yang 93]
N II	547.818	605.437	$2s^22p(^2P^o)4s\ ^1P^o$	1.3	[Bastert 92]
N III	509.74	601.673	$2s2p(^3P^o)3s\ ^2P^o$	6.24	[Hibst 88]
Ne III	379.31	427.84	$2s2p^5\ ^1P^o$	17.3	[Yang 93]
Ne IV	469.847	521.78	$2s2p^4\ ^2D$	6.6	[Hibst 88]
Ne V	365.61	416.82	$2p^3\ ^1P^o$	4.485	[Klose 93]

Tableau II-3: Couples de raies issues d'un niveau commun utilisés pour la courbe d'efficacité

Il est clair que la liste des couples de raies dans l'U.V. donnée ici, dont les rapports de branchement sont connus n'est pas exhaustive. Elle permet néanmoins d'avoir quelques indications bibliographiques.

Outres les difficultés mentionnées plus haut en ce qui concerne la restriction sur les couples de raies disponibles, il existe en sus une difficulté intrinsèque à la méthode. En effet, les transitions

observées sont liées par leur rapport de branchement: une raie intense émise à une longueur d'onde donnée entraîne que l'autre raie possède une intensité très faible à l'autre longueur d'onde du couple.

c) Courbe obtenue et estimation des erreurs

On obtient la courbe de calibration relative du spectromètre avec le réseau de 600 traits/mm et les galettes de microcanaux recouvertes de MgF_2 , inclinées de 32° par rapport à la tangente au cercle de Rowland sur la figure II-17 ci-dessous:

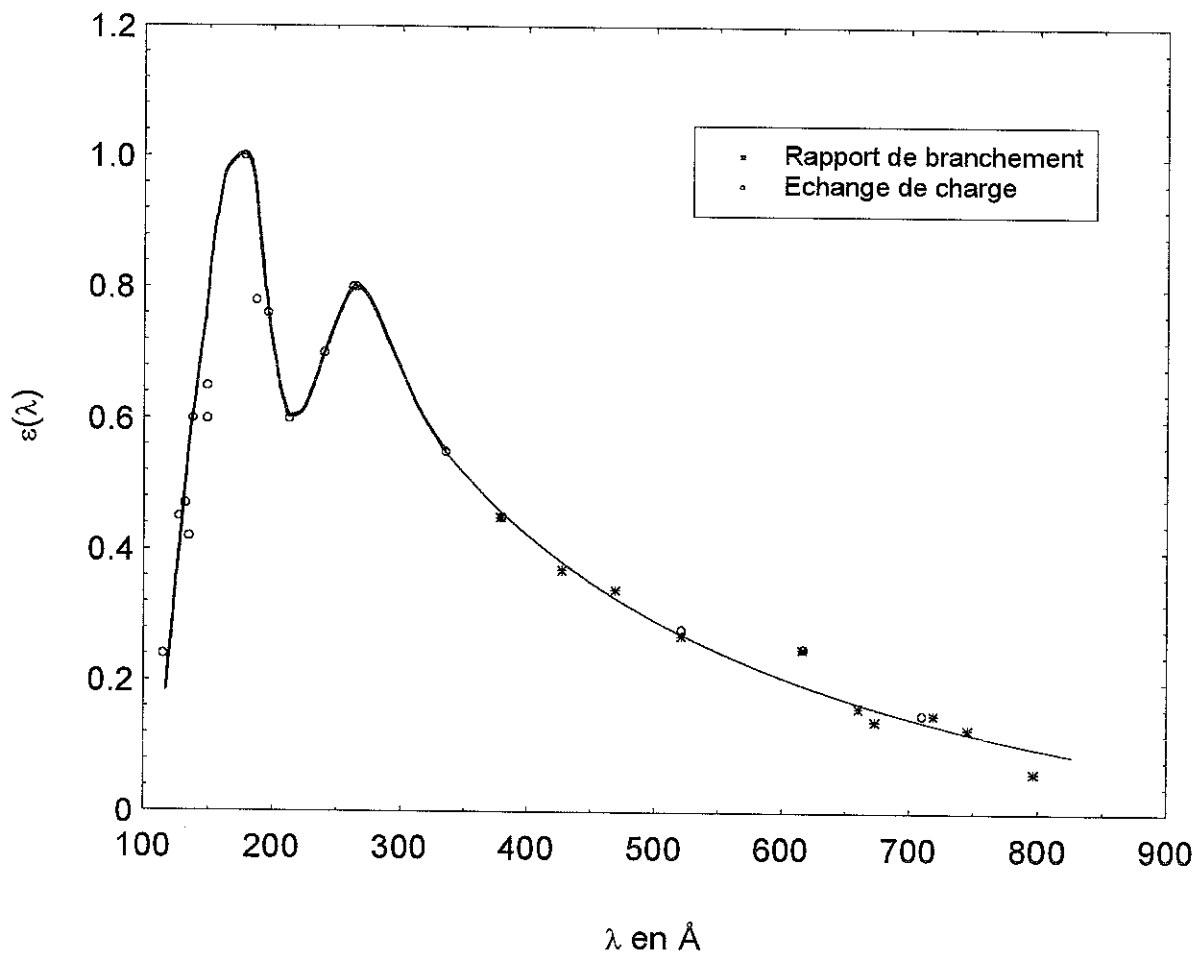


Fig. II.17: Courbe d'efficacité relative de l'ensemble Réseau 600 traits/mm+MCP recouvertes de MgF_2

La courbe d'efficacité obtenue à l'aide des deux méthodes a l'allure de celle qu'avait obtenue Bouchama dans sa thèse sur le même instrument avec un réseau de 600 traits/mm et des galettes recouvertes de MgF_2 . Le premier pic correspondrait donc au revêtement déposé sur les galettes et le deuxième à la longueur d'onde de blaze aux alentours des 276 Å.

Essayons à présent de donner une barre d'erreur globale sur cette courbe de calibration.

On rappelle pour mémoire, la manière la plus précise pour calculer l'erreur commise sur une grandeur dépendant d'un produit de facteur [Knoll 89], [Bevington 69].

Soit $u=x.y$, la grandeur dont on veut estimer l'erreur en fonction de celles commises sur les 2 facteurs x et y , et soient σ_x et σ_y leur erreur respective.

Alors l'erreur commise sur u s'écrit en fonction de l'erreur commise sur les grandeurs x et y

mesurée:
$$\left(\frac{\sigma_u}{u}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_x}{x}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_y}{y}\right)^2 \quad (19)$$

où $\sigma_x = \sqrt{x}$

En considérant le produit de facteurs qui donne l'efficacité de l'ensemble réseau + détecteur par la méthode d'échange de charge on évalue l'erreur commise sur chacun des facteurs. On donnera ainsi une erreur globale de la courbe de calibration obtenue par cette méthode.

-L'erreur commise sur l'intensité des raies mesurées est de 1 % pour les grosses raies et 5 % pour les petites raies.

-Les sections efficaces de capture sont données avec une erreur de l'ordre de 15 à 20 % d'après les références.

-La pression du gaz mesurée dans la chambre doit être stable dans la mesure où l'on veut obtenir une courbe de calibration relative, le gaz cible étant le même pour toutes les expériences, on ne commet pratiquement pas d'erreur avec une vanne asservie sur une jauge.

-Les courants d'ions extraits de la source ayant interagit avec les atomes ou les molécules du gaz cible présentaient une légère fluctuation au cours de l'acquisition des raies. On peut néanmoins estimer l'erreur sur la mesure du courant d'ions de l'ordre de 5 %.

Dans le cadre de la méthode des rapports de branchement, l'erreur se situe principalement sur les valeurs de ces rapports qui ont été sélectionnées en fonction de critères assez subjectifs. Notamment sur la qualité du travail régulièrement publiés par certains auteurs comme Wiese du N.I.S.T à Gaithesburg (U.S.A.), mais aussi de la méthode expérimentale utilisée comme la «Beam Foil Spectroscopy» par exemple. L'erreur sur les rapports de branchement est d'environ 20 %.

Globalement l'erreur totale obtenue sur la courbe d'efficacité relative de l'ensemble réseau-détecteur obtenue par les deux méthodes est de l'ordre de 30 %.

Le détecteur que l'on a utilisé compte un nombre de photons et non l'énergie correspondante aux transitions observées. Par conséquent, l'intensité mesurée sera exprimée en nombre de coups par seconde, corrigée par l'efficacité du spectromètre de la figure II-20. L'intensité «réelle» d'une raie d'émission que l'on cherchera à exploiter s'écrit en fonction de l'intensité mesurée comme:

$$I^{\text{réelle}}(\lambda_{ij}) = \frac{I^{\text{mesurée}}(\lambda_{ij})}{\varepsilon(\lambda_{ij})} \quad (20)$$

II-4 Description des sources Caprice et Quadrupolios et géométrie des expériences

II-4-1 Source Caprice

C.A.P.R.I.C.E. sont les initiales de Compact A Plusieurs Résonances Ionisantes Cyclotron Electronique. Le concept de la source Caprice a été développé depuis la fin des années 80 [Jacquot 88] dont l'originalité est d'avoir la surface à $2\omega_{ce}$ fermée à l'intérieur de la chambre. Ce type de source était jusqu'à récemment l'une des plus performantes au monde du point de vue de l'intensité des courants d'ions multichargés extraits.

La source 10 GHz sur laquelle nous avons effectué toutes nos expériences possède également la particularité d'un premier étage. Il s'agit d'un tube de quartz dont l'extrémité arrive jusqu'à l'entrée de la chambre. Le gaz à ioniser est injecté par ce tube et l'onde H.F. se propage autour par une injection coaxiale. Une résonance est présente à l'endroit du premier étage permettant la formation d'un plasma. L'effet de ce premier étage est d'augmenter encore et toujours les performances de la source en ions multichargés en apportant des électrons supplémentaires.

La figure II-18 montre le schéma de principe de la source Caprice 10 GHz.

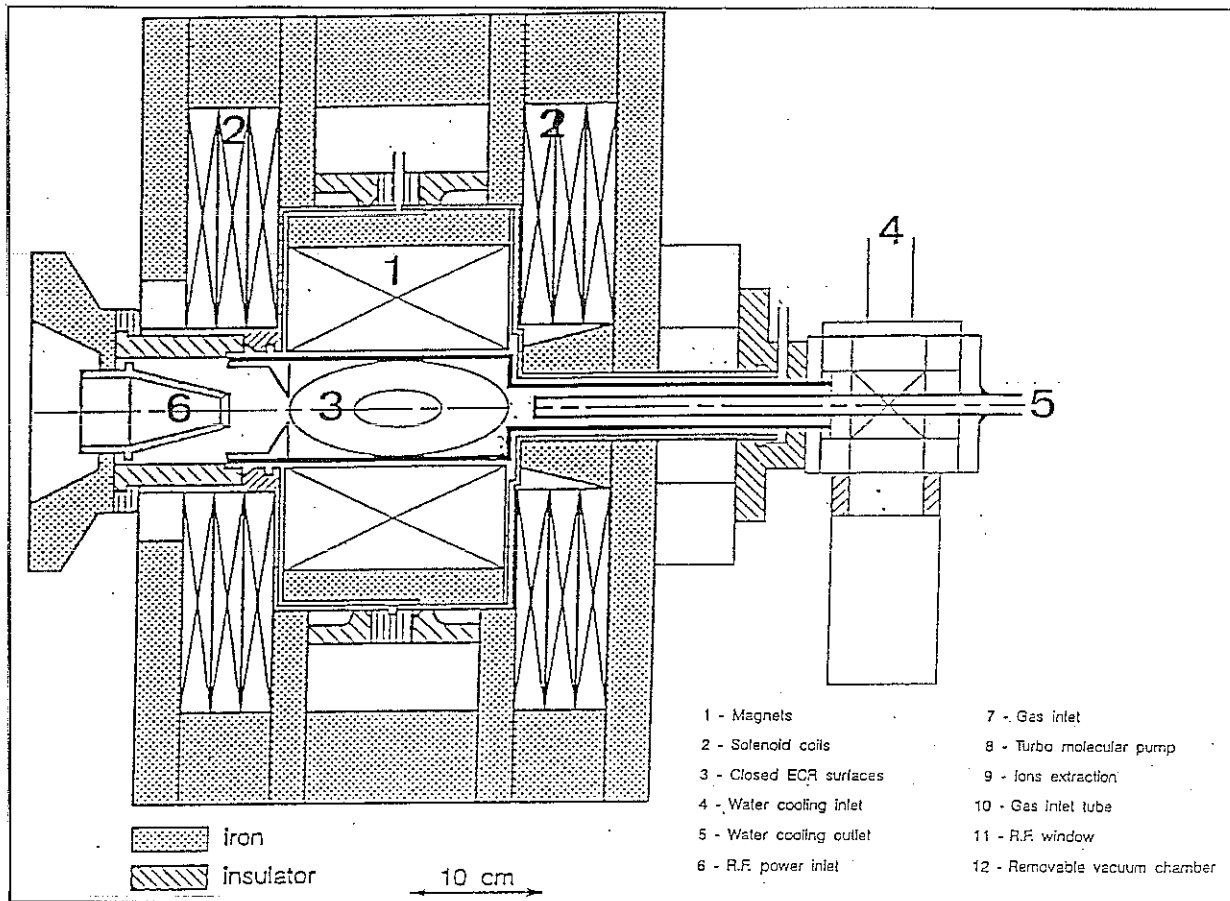
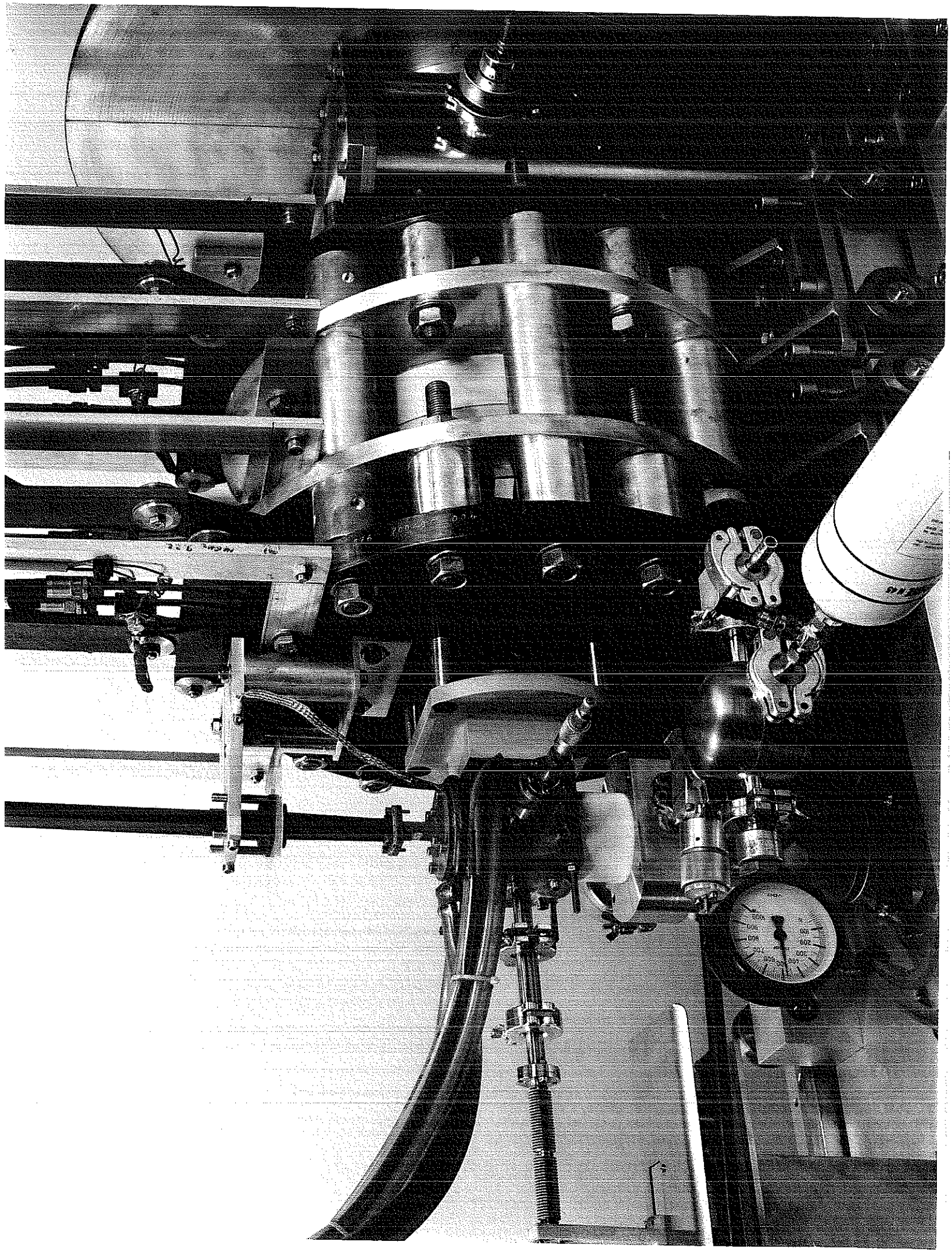


Fig. II-18: Schéma de la source d'ions multichargés Caprice

Caractéristiques de la source:

- Puissance H.F. disponible par le Klystron à 10 GHz: 2 kW
- Longueur de la chambre à plasma: 175 mm
- Diamètre de la chambre à plasma: 65 mm
- Champs magnétique axial aux maxima dans les bobines: 1 T
- Hexapôle en NdFeB: 0.8 T aux pôles
- Pression résiduelle à l'entrée dans le cube d'injection: 10^{-7} mbar
- Pression résiduelle au niveau de la ligne de transport du faisceau: 10^{-7} mbar
- Diamètre du trou d'extraction: 10 mm
- Longueur du tube de quartz: 75 mm
- diamètre intérieur du tube de quartz: 6 mm

Le plasma confiné à l'intérieur de la zone de résonance a une forme ellipsoïdale de longueur 55 mm et 30 mm de diamètre au centre.



Calcul de l'angle solide et du volume de plasma observé

Le spectromètre U.V. est connecté dans l'axe de la source Caprice qui ne possède pas de ports radiaux. On a également placé un dispositif de fentes et de diaphragmes afin de limiter le flux de photons très important qui pourrait perturber les mesures à cause du temps mort des galettes. Pour mesurer le courant d'ions extraits de la source, l'aimant d'analyse est placé naturellement à l'extraction après l'électrode, ce qui ajoute une distance importante pour l'analyse spectroscopique du plasma.

La figure II-19 détaille la géométrie des expériences effectuées sur la source Caprice.

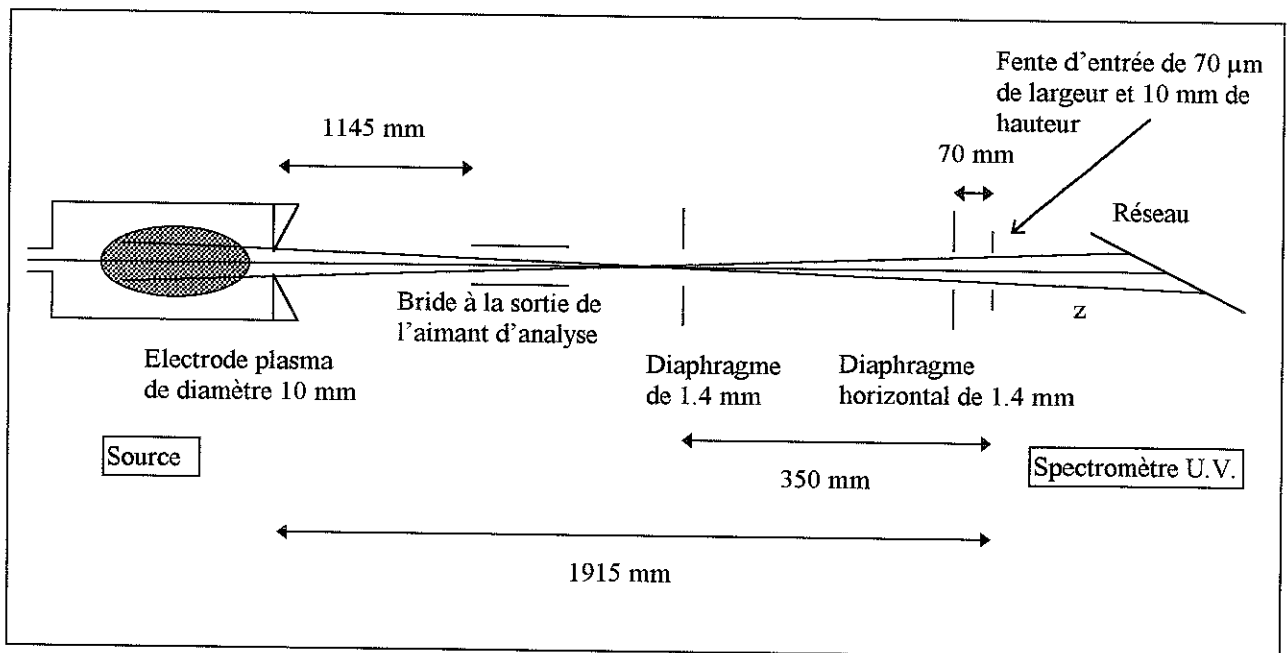


Fig. II-19: Calcul de l'angle solide et du volume de plasma observé sur la source Caprice (pas à l'échelle)

La distance entre l'électrode plasma et la bride de l'aimant est de 1145 mm. Une vanne est placée entre la source et le spectromètre pour séparer en deux compartiments le vide dans les deux parties de l'expérience. Un diaphragme de 1.4 mm de diamètre est situé à une distance de 350 mm de la fente d'entrée du spectromètre. Une fente rectangulaire placée horizontalement à 70 mm de la fente d'entrée du spectromètre limite la hauteur de la fente à 1.4 mm. La distance totale entre l'électrode plasma de la source Caprice et la fente d'entrée du spectromètre est de 1915 mm.

L'angle solide est défini par l'angle sous lequel le détecteur voit la colonne de plasma délimitée par les diaphragmes et la fente d'entrée du spectromètre. Pour effectuer le calcul, on a déterminé dans les plans horizontal et vertical les faisceaux extrêmes issus du plasma jusqu'au réseau. L'angle solide approximatif est donc égal au produit des longueurs éclairées

du réseau divisé par le produit des distances séparant le centre de la chambre à plasma aux points d'intersection des faisceaux extrêmes dans les deux plans, horizontal et vertical.

L'angle solide sous lequel le détecteur voit le plasma varie de $7.23 \cdot 10^{-8}$ à $1.43 \cdot 10^{-7}$ stéradian à cause de la distance qui sépare la fente d'entrée du réseau.

Une difficulté s'ajoute pour la détermination du volume de plasma observé à cause du premier étage de la source Caprice. Le spectromètre étant placé dans l'axe de la source, le volume de plasma contenu dans le premier étage doit être pris en compte. On évalue ainsi le volume total de plasma observé avec les mêmes approximations que pour le calcul de l'angle solide à 15.91 cm^3 .

La transmission du spectromètre calculée pour cette configuration géométrique est donnée par le produit de l'angle solide et du volume de plasma observé, égale à $1.7 \cdot 10^{-3} \text{ mm}^3 \text{ stéradian}$.

II-4-2 Source Quadrupolaires

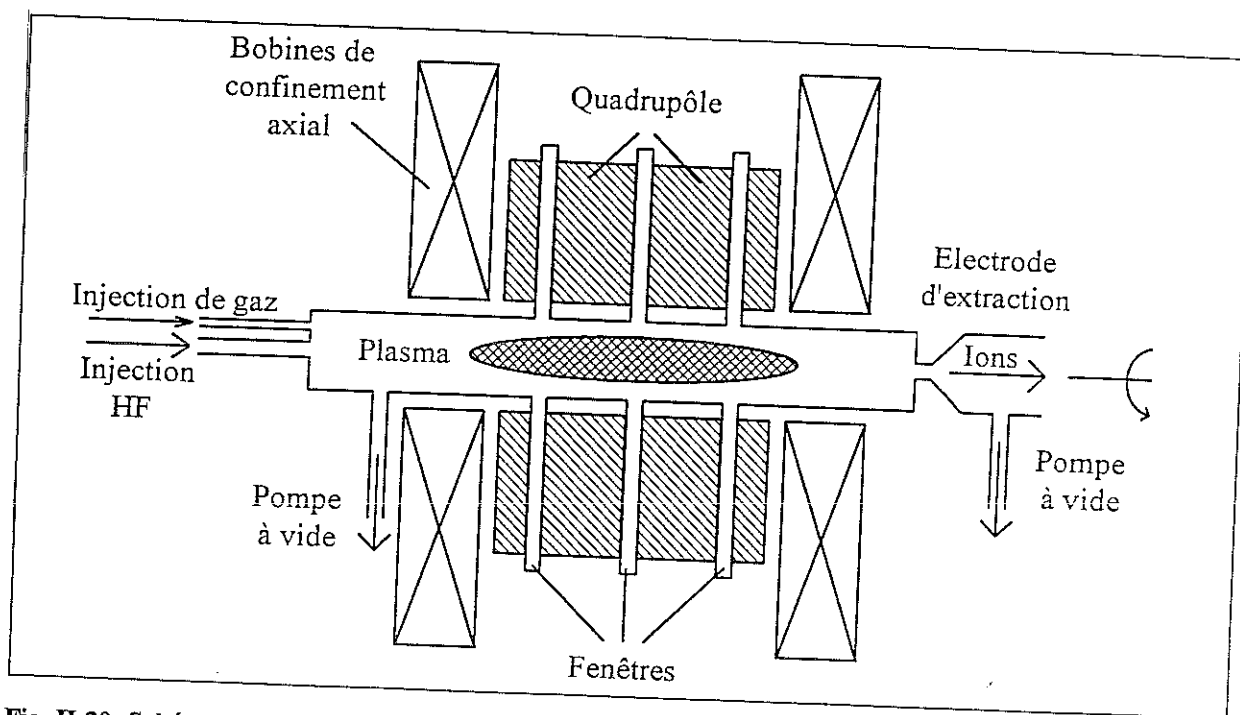


Fig. II-20: Schéma de la source d'ions Quadrupolaires

La source d'étude Quadrupolaires possède 12 ouvertures réparties autour de la chambre. Ces ouvertures permettent un accès direct au plasma pour l'installation de diagnostics simultanés.

Caractéristiques de la source:

- Puissance H.F. disponible par le Klystron à 18 GHz: 5 kW

- Longueur de la chambre à plasma: 550 mm
- Diamètre de la chambre à plasma: 110 mm
- Champs magnétique axial aux maxima dans les bobines: 1.5 T
- Quadrupôle en NdFeB: 0.7 T aux pôles
- Pression résiduelle dans la chambre: 10^{-6} mbar
- Pression résiduelle au niveau de la ligne de transport du faisceau: 10^{-7} mbar
- Diamètre du trou d'extraction: 10 mm

Le plasma confiné à l'intérieur de la zone de résonance à une forme ellipsoïdale de longueur 300 mm et de diamètre 70 mm au centre.

Calcul de l'angle de solide et du volume de plasma observé

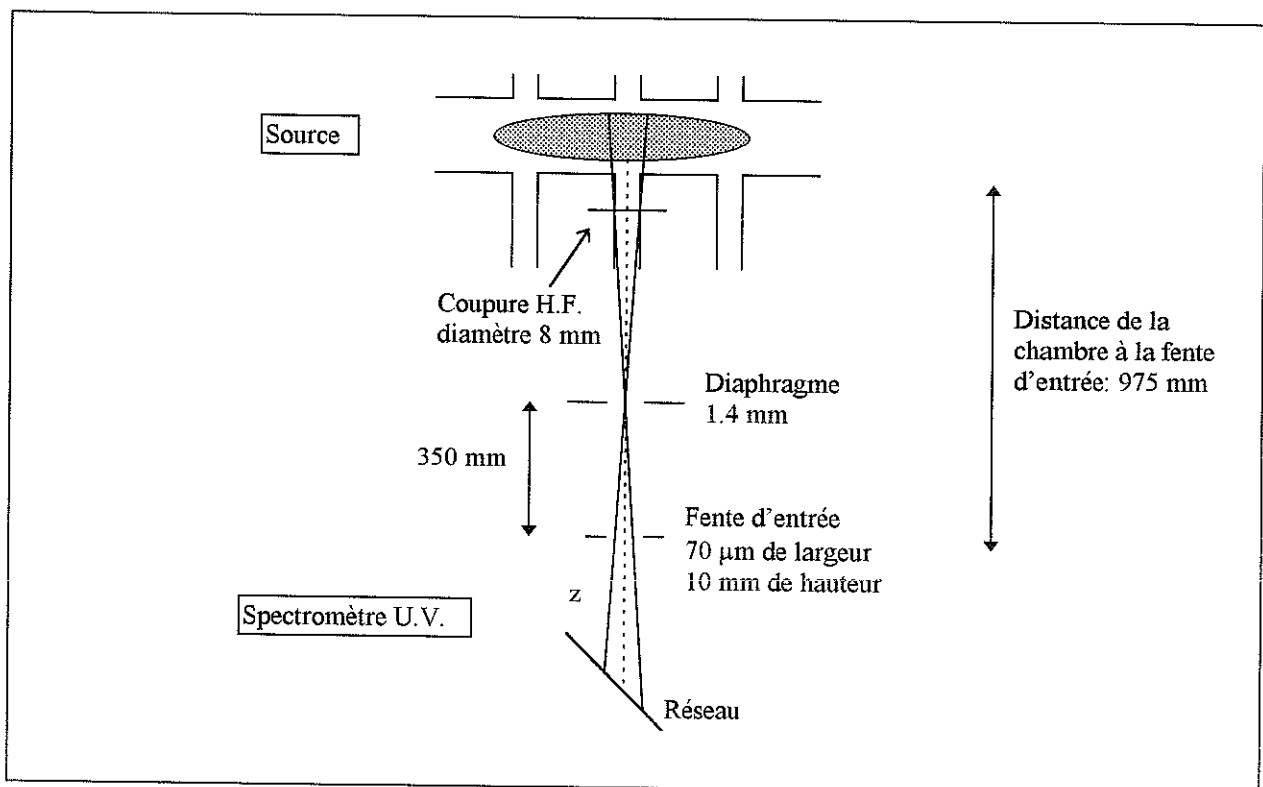
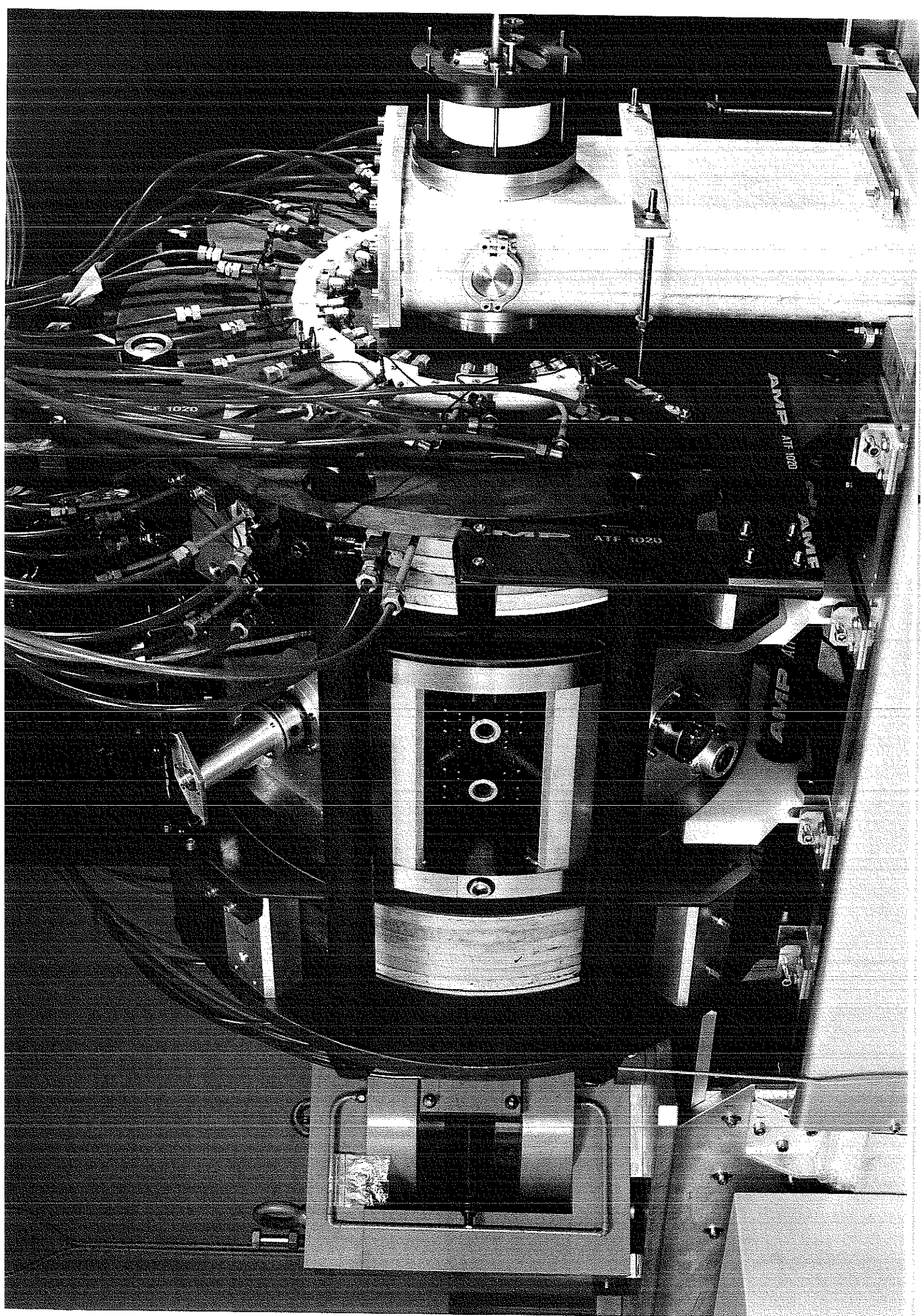


Fig. II-21: Calcul de l'angle solide et du volume de plasma observé sur Quadrumafios (pas à l'échelle)

On observe le plasma dans la direction radiale au travers d'un queusot de 225 mm de longueur et 22 mm de diamètre intérieur. La fréquence de l'onde injectée dans la source étant de 18 Ghz ($\lambda=16.66$ mm), on a placé une coupure H.F. de 8 mm de diamètre pour éviter qu'un plasma ne se forme à l'endroit du queusot. Le spectromètre est connecté à la chambre à plasma par l'intermédiaire du queusot par plusieurs raccords, dont une céramique pour protéger le détecteur de la haute tension appliquée sur la source pour extraire les ions. La fente d'entrée



du spectromètre est située à 975 mm de la chambre. Le plasma étant très émissif dans l'U.V. on a placé un diaphragme de 1.4 mm de diamètre à 350 mm de la fente d'entrée pour limiter le temps mort du détecteur (cf. II-2-1).

Le volume moyen de plasma observé est de 3.95 cm^3 et l'angle solide calculé approximativement varie de $3.91 \cdot 10^{-7}$ à $7.76 \cdot 10^{-7}$ stéradian.

La transmission du spectromètre représentée par le produit du volume de plasma observé et de l'angle solide moyen est égal à $2.3 \cdot 10^{-3} \text{ mm}^3 \cdot \text{stéradian}$.

II-4-3 Considérations expérimentales

La source Quadrumafios possédant quelques particularités de conception, il est nécessaire de rappeler dans quelles conditions les intensités des courants d'ions extraits ont été mesurées.

La source possède un champ axial très fort à l'injection comme à l'extraction de l'ordre de 1.5 Teslas. Les performances d'une source sont conditionnées en partie par un important gradient du champ magnétique axial dans la configuration à minimum-**B**.

Contrairement aux autres sources d'ions performantes, le gradient du champ magnétique à l'extraction de Quadrumafios est relativement faible. Ceci a pour conséquence que l'intensité de ce champ est ressentie jusque dans l'aimant d'analyse situé juste derrière l'électrode d'extraction.

La haute tension appliquée sur la chambre pour extraire les ions influence également l'intensité des courants d'ions mesurés après l'aimant d'analyse. En fait, l'émittance d'un faisceau d'ions est fonction à la fois de la tension d'extraction et de la distance inter-électrodes. On a donc cherché à mesurer le courant d'ions optimal de chaque état de charge en faisant varier la tension d'extraction. Cette tension est limitée à 22 kV sur la source Quadrumafios pour éviter les claquages.

Pour cette raison, l'intensité du courant d'ions O^+ est sous estimée par rapport aux autres parce qu'à 22 kV le courant continuait d'augmenter. Les courants des autres états de charges avaient leur optimum entre 6 et 20 kV.

De plus, l'aimant d'analyse a une certaine acceptance qui ne correspond pas à l'émittance de la source pour tous les états de charge. On a donc une certaine transmission du spectromètre de masse évaluée grossièrement à 30 %, prise uniformément pour tous les états de charge.

Typiquement, l'optimisation d'une source d'ions multichargés sur un état de charge élevé consiste à réduire au minimum la pression du gaz injecté et à augmenter la puissance H.F. Le tout en ajustant à chaque étape l'intensité du courant dans les bobines de champ magnétique à l'injection et à l'extraction. A partir de ce point de fonctionnement optimal de la source sur un ion d'état de charge élevé, on fait varier la puissance H.F. et la pression autour de ce point. Il est préférable de diminuer la puissance et d'augmenter la pression au cours des excursions pour des raisons de stabilité du plasma.

Dans les conditions normales d'optimisation d'une source d'ions sur un état de charge élevé, on a coutume d'utiliser un gaz support plus léger que le gaz à ioniser, comme l'hélium par exemple avec l'oxygène. Pour des raisons qui ne sont pas encore clairement établies, l'utilisation d'un gaz support plus léger que l'élément à ioniser et en proportion plus importante, améliore sensiblement les performances d'une source E.C.R. en ions multichargés.

II-5 Diagnostics complémentaires

Comme il a été rappelé plus haut, la source Quadrumafios a été conçue de manière à recevoir plusieurs diagnostics simultanément. On va décrire brièvement dans cette partie le principe de mesure de la densité électronique et du potentiel plasma à l'aide d'un interféromètre micro-onde et d'un analyseur électrostatique. Les bras de l'interféromètre micro-ondes sont installés sur les deux queusots au centre de la chambre dans un plan vertical. L'analyseur est placé du coté de l'injection de la H.F. et du gaz.

Les résultats obtenus à l'aide de ces diagnostics nous serviront naturellement pour l'interprétation et l'analyse des résultats obtenus par la spectroscopie V.U.V. exposés au chapitre suivant.

II-5-1 Principe de l'interféromètre micro-onde

Ce diagnostic est installé depuis un certain temps sur la source Quadrumafios et a déjà été détaillé dans plusieurs articles [Girard 92], rapports de stage [Pernot 95] et thèses [Gaudart 95], [Bernard 96]. Nous ne donnerons par conséquent que le principe de la mesure de la densité électronique illustré sur la figure II-22.

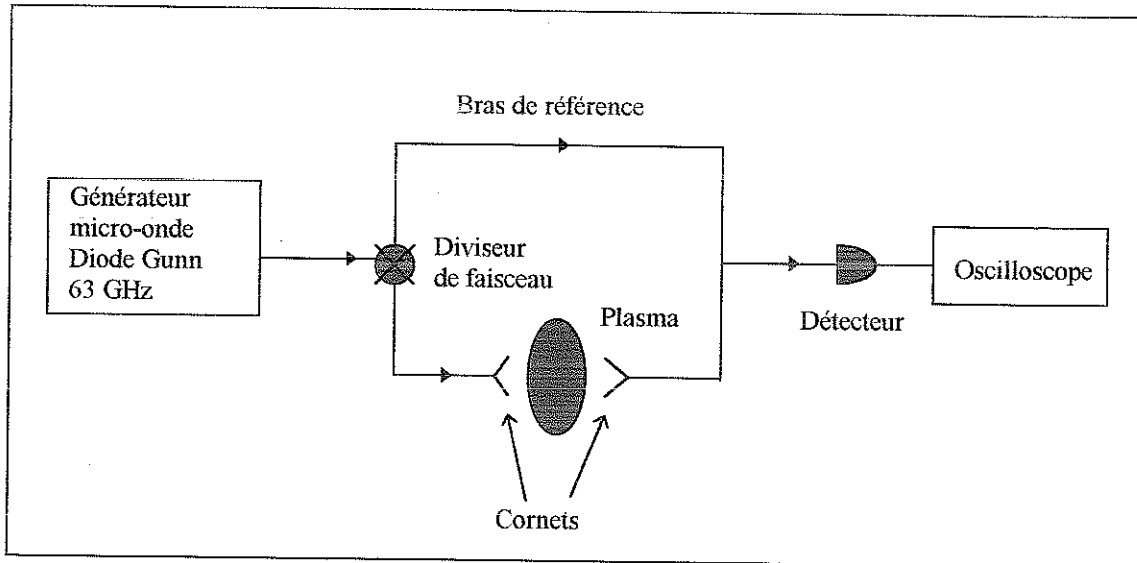


Fig. II-22: Schéma de principe de l'interféromètre micro-onde 63 GHz pour la détermination de la densité électronique totale du plasma

Un signal micro-onde de 63 GHz envoyé au travers du plasma par l'un des bras de l'interféromètre, subit un déphasage par rapport à l'onde qui s'est propagée par le bras de référence. Les deux signaux interfèrent au niveau d'un détecteur.

Il existe une relation entre l'indice de réfraction du plasma et sa constante diélectrique pour le mode Ordinaire de propagation de l'onde dans le plasma:

$$N^2 = \epsilon = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \quad (21)$$

où l'on définit la fréquence plasma électronique par:

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}} \quad (22)$$

Le déphasage $\Delta\phi$ subi par l'onde ayant traversé le plasma d'une longueur élémentaire dl est donné par:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \delta \quad (23)$$

δ est la différence de marche entre les deux chemins optiques, qui s'écrit en fonction de l'indice de réfraction du plasma comme:

$$\delta = \int [1 - N] dl = \int \left[1 - \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \right)^{1/2} \right] dl \quad (24)$$

On déduit par conséquent la densité électronique du plasma en mesurant la différence de phase entre les deux ondes qui interfèrent au niveau du détecteur.

On obtient donc en utilisant (21), (22) (23) et (24):

$$n_e (\text{cm}^{-3}) = 118.4 \frac{f(\text{Hz})}{d(\text{cm})} \Delta\phi(\text{rad}) \quad (25)$$

où d est la longueur de plasma délimitée par la zone de résonance traversée par l'onde Ordinaire.

II-5-2 Principe de l'analyseur électrostatique

Un cylindre métallique à l'intérieur duquel sont disposées plusieurs lentilles à des potentiels électrostatiques différents est situé à l'injection de la source Quadrumafios. En appliquant une tension négative sur la première lentille, on recueille sur la cage de Faraday un courant ionique. L'acquisition d'une caractéristique ionique est obtenue en faisant varier le potentiel appliqué sur l'électrode d'analyse de 0 à V. Le potentiel V est d'environ 200 Volts pour que les ions franchissent une barrière de potentiel selon leur énergie (figure II-23).

Le potentiel négatif appliqué sur la première électrode permet de repousser les électrons assez énergétiques et d'attirer les ions. L'électrode numéro deux maintenue à la masse sert à rétablir les ions dans leur énergie initiale. Le potentiel positif variable appliqué à la troisième électrode permet d'analyser la distribution en énergie des ions qui franchissent la barrière de potentiel.

On détermine ainsi la valeur du potentiel plasma, en notant la valeur du potentiel correspondant à une chute brutale du courant électrique ionique recueillie sur la cage de Faraday.

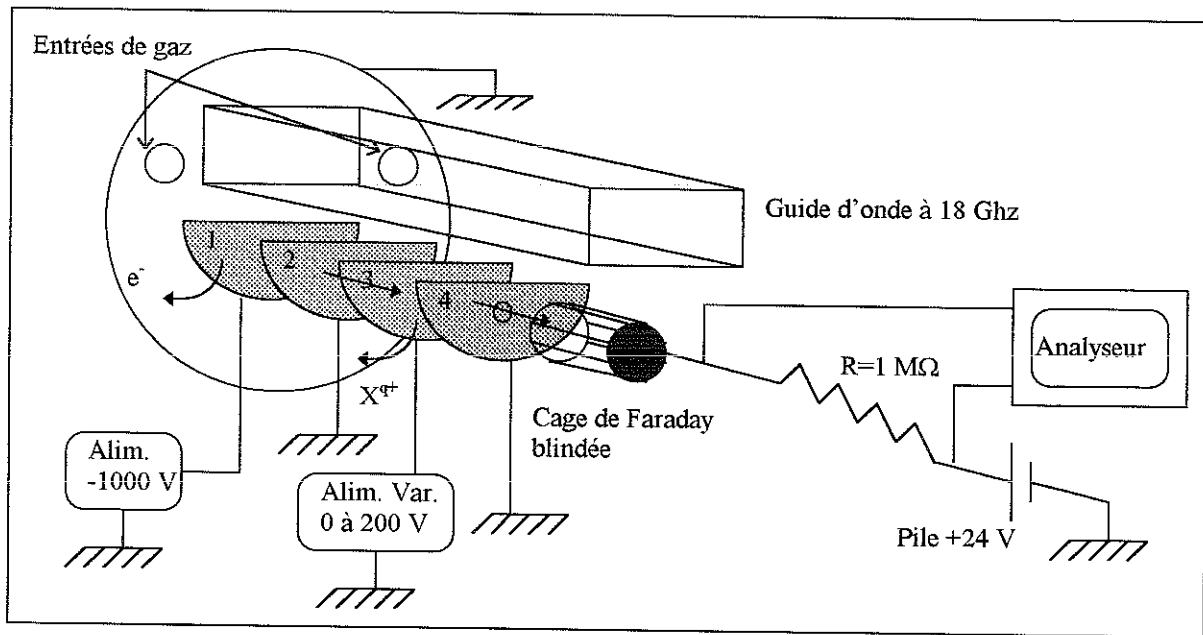


Fig. II-23: Schéma de principe de l'analyseur électrostatique pour la détermination du potentiel plasma

Chapitre III Résultats de spectroscopie V.U.V.

III-1 Introduction

Le seul diagnostic du plasma concernant les ions dont on disposait jusque récemment, était l'intensité des courants d'ions extraits de la source. L'amélioration des performances des sources d'ions à Résonance Cyclotron Electronique s'est faite principalement de manière empirique. Elle a suivi en particulier l'évolution des technologies en matière de champs magnétiques intenses.

Il est apparu nécessaire aujourd'hui de comprendre la formation des ions dans le plasma pour pouvoir simuler les courants extraits de la source. Cette ambition repose en partie sur la mesure des paramètres fondamentaux du plasma comme la densité et la température des espèces présentes.

Dans ce chapitre seront exposés les résultats relatifs à la caractérisation du plasma par la spectroscopie V.U.V. des sources Quadrumafios et Caprice décrites au chapitre II.

La première partie sera consacrée aux résultats concernant la détermination de la densité et de la température des électrons. Nous confronterons les résultats obtenus par spectroscopie U.V. avec les autres diagnostics installés sur la source Quadrumafios comme l'analyseur électrostatique et l'interféromètre micro-ondes. Nous tenterons de rendre cohérent l'ensemble des résultats obtenus avec les différents diagnostics et avec la mesure des courants extraits.

Ensuite, utilisant les résultats de la première partie nous donnerons les densités et le temps de vie des ions dans des plasmas d'oxygène pur des deux sources. Ces mesures ont été effectuées en faisant varier un paramètre de la source à la fois. En maintenant fixe le confinement magnétique, nous avons fait varier la puissance H.F. à pression d'injection constante, puis la pression dans la chambre à puissance fixée.

Bien que les performances en ions multichargés et en courants extraits de ces sources soient très différentes, il sera également intéressant de comparer leur spectre d'émission dans l'intervalle de longueur d'onde couvert par notre appareil, en prenant comme référence un plasma optimisé sur l'ion Oxygène six fois chargé. Ce qui fera l'objet de la troisième partie.

Enfin nous tenterons d'apporter une conclusion et d'ouvrir un champ plus large d'investigation sur le plasma des sources d'ions R.C.E.

III-2 Résultats des mesures de densité et température des électrons

Pour déterminer la densité et la température des électrons nous avons considéré les rapports d'intensités 760/630 et 215/220. Le premier rapport se situe dans la zone de la courbe de calibration en intensité la plus fiable et donne une estimation de la densité (cf. I-3-1). Le deuxième utilise des raies de longueur d'onde séparées de 5 Å. On suppose donc que l'efficacité du spectromètre est constante à ces deux longueurs d'onde. Ce rapport nous donne à la fois, une estimation de la densité et de la température électronique.

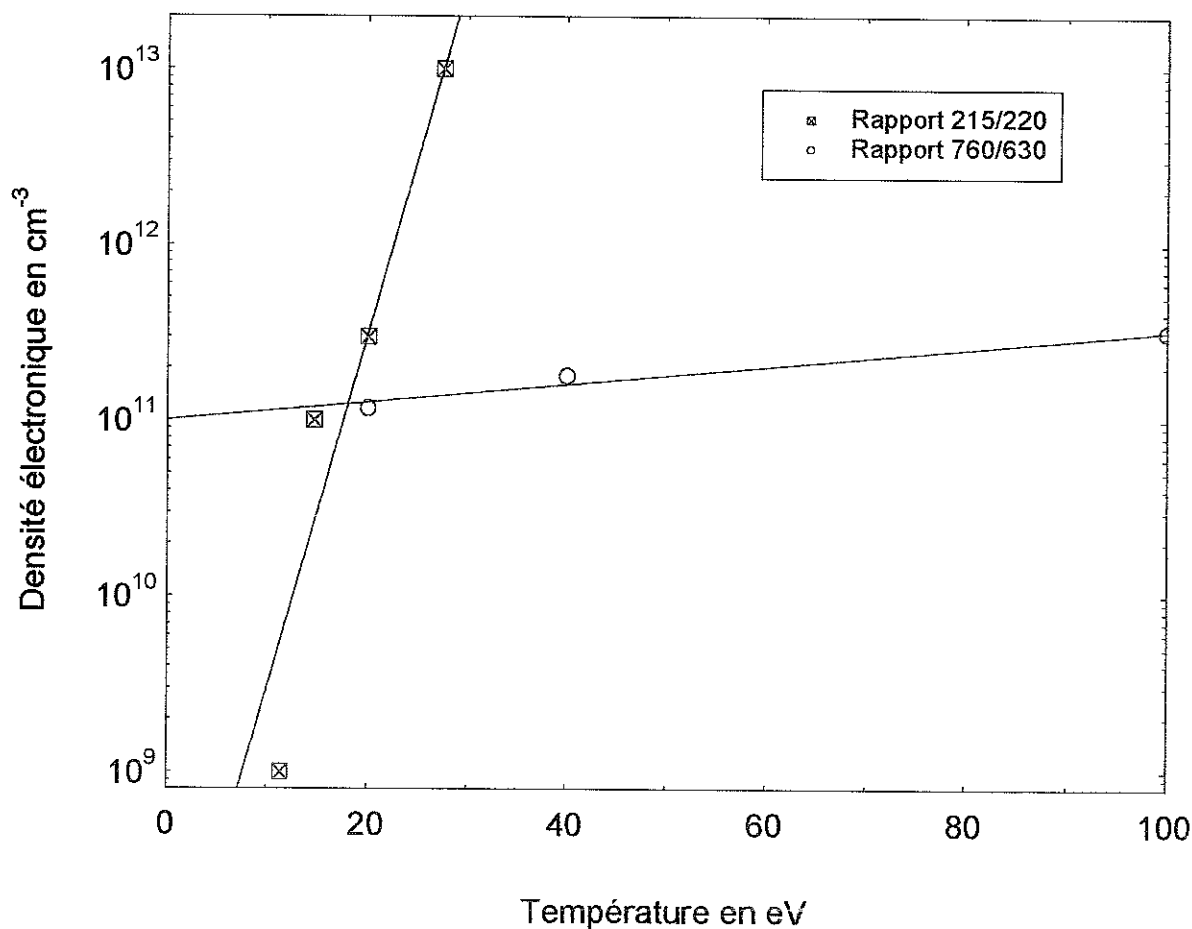


Fig. III-1: Diagramme semi-log pour déterminer n_e et T_e à $5 \cdot 10^{-6}$ mbar, 1000 W sur Quadrumafios

Sur un diagramme semi-logarithmique (fig. III-1), on trace les courbes $\text{Log}(n_e)=f(T_e)$, correspondant aux deux rapports 760/630 et 215/220 déterminés expérimentalement pour

lesquelles on a déduit plusieurs valeurs de la densité et de la température des électrons pour un plasma donné. Avec le rapport 760/630, on trouve 3 ou 4 valeurs de la densité électronique obtenues pour différentes températures des électrons d'après la figure I-9 du chapitre I. Sur le graphe n_e - T_e de la figure III-1 on a donc placé 3 points. De même avec l'autre rapport 215/220, déterminé expérimentalement, on obtient plusieurs valeurs de la température électronique pour les différentes valeurs de la densité électronique données sur la figure I-7.

La zone de croisement des deux courbes obtenues nous donne la densité et la température des électrons. On en déduit ainsi l'évolution de la densité et de la température des électrons en fonction de la puissance H.F. injectée dans la source, et de la pression de neutres dans la chambre à plasma.

III-2-1 Source Quadrumafios

Nous avons effectué les mesures sur la source Quadrumafios dans la configuration décrite au chapitre II. On pourra comparer les résultats des densité et température des électrons avec l'intensité du courant d'ions extraits O^{4+} .

La condition de départ du plasma à partir de laquelle les expériences ont été effectuées est l'optimisation du courant d'ions extrait sur O^{6+} . On a ensuite fait varier la puissance H.F. et la pression d'injection autour des valeurs correspondantes au plasma optimisé sur O^{6+} .

La pression d'oxygène dans la chambre à plasma est maintenue à $3.3 \cdot 10^{-6}$ mbar. La puissance H.F. varie de 120 à 1200 W. Les intensités du courant dans les bobines à l'injection, à l'extraction et dans la bobine supplémentaire à l'extraction sont respectivement de 1200 A, 1015 A et 1020 A.

a) En fonction de la puissance H.F.

La figure III-2 montre l'évolution des rapports d'intensités de raies dépendant de n_e ou de T_e , ou bien des deux [Berreby 97]. Les rapports 193/760 et 172/630 qui dépendent seulement de la température et le rapport 760/630 qui dépend de la densité sont des fonctions croissantes de n_e et de T_e . Les autres rapports qui dépendent des deux paramètres à la fois sont des fonctions décroissantes de la température et croissante avec la densité. Ainsi, on peut déduire l'évolution de n_e et de T_e en consultant l'évolution des rapports d'intensité mesurés de la figure III-2.

En effet, si les rapports d'intensités qu'on utilise dans l'article de Kato (cf. fig. I-7 et I-9) sont des fonctions croissantes de la densité électronique, alors une diminution des rapports

Inversement si les rapports sont des fonctions décroissantes avec la température, alors une évolution décroissante des rapports d'intensité de raies qui dépendent de la température indiquent une augmentation de cette dernière avec la puissance

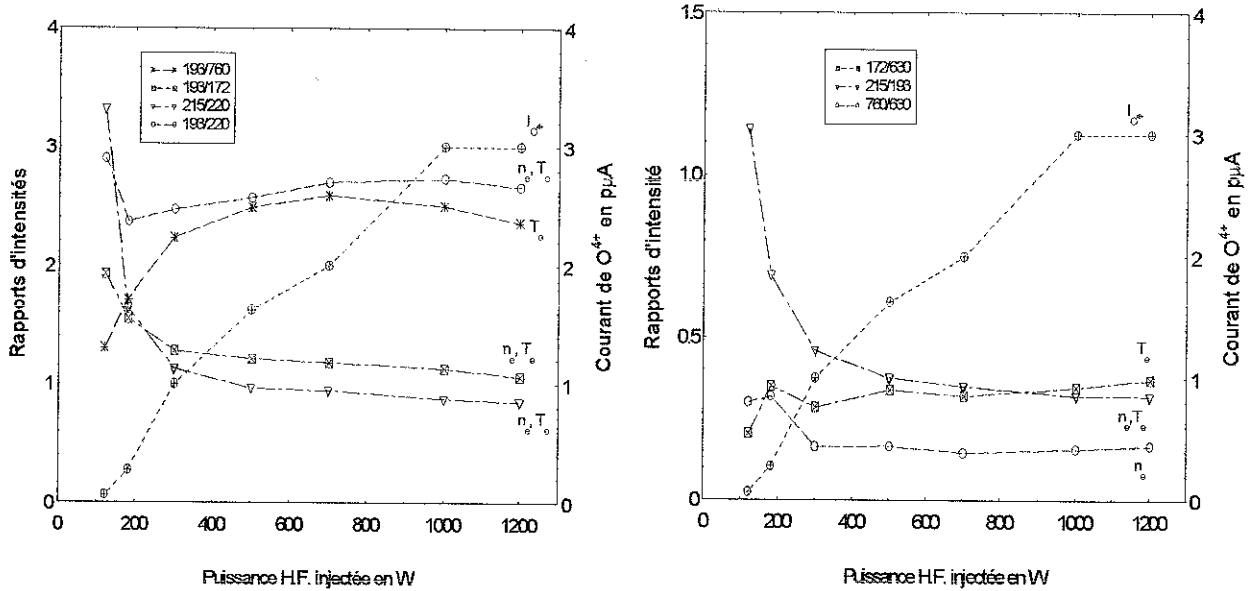


Fig. III-2: Evolution des rapports d'intensités des raies de OV dépendant de n_e et de T_e en fonction de la puissance H.F. injectée

On a tracé sur deux graphes séparés tous les rapports d'intensités qui dépendent de la densité et de la température électronique. Les annotations indiquent que certains rapports dépendent essentiellement de l'une ou l'autre des deux grandeurs que l'on veut mesurer. C'est le cas des rapports 760/630 pour la densité et 172/630 et 193/760 pour la température. Pour certains rapports en revanche, ils dépendent de manière à peu près égale de la densité et de la température électronique. C'est le cas du rapport 215/220, mais aussi des autres indiqués sur la figure III-2.

On constate ainsi que les différents rapports qui dépendent de n_e ou de T_e ont le même comportement avec la puissance. Ce qui confirme l'évolution de ces deux paramètres avec la puissance H.F.

On remarque également sur cette figure qu'une variation des rapports d'intensité s'opère principalement à faible puissance, puis ceux-ci demeurent constants jusqu'à 1200 W.

On a tracé sur les graphes l'évolution du courant d'ions O^{4+} en μA particules. On constate une augmentation croissante du courant puis une saturation à partir de 1000 W.

Les barres d'erreurs sur les rapports d'intensités sont de l'ordre de 1 à 2 % compte tenu de la bonne statistique des raies que l'on intègre, surtout à forte puissance et de 20 à 30 % en tenant compte de l'efficacité du spectromètre aux différentes longueurs d'onde. A faible puissance, l'intensité des raies est naturellement beaucoup plus faible. Dans ce cas on augmente le temps d'acquisition.

Pour des raisons que l'on expliquera dans la partie discussion, nous parlerons de densité et température apparentes des électrons obtenues par la spectroscopie U.V.

On déduit la valeur de la densité et de la température apparentes des électrons comme indiqué plus haut par le croisement des courbes obtenues à partir des rapports 760/630 et 215/220.

La figure III-3 montre l'évolution de la densité des électrons et du courant d'ions O^{4+} extraits de la source Quadrupafios en fonction de la puissance H.F., à pression et champs magnétiques constants, dans un plasma d'oxygène pur.

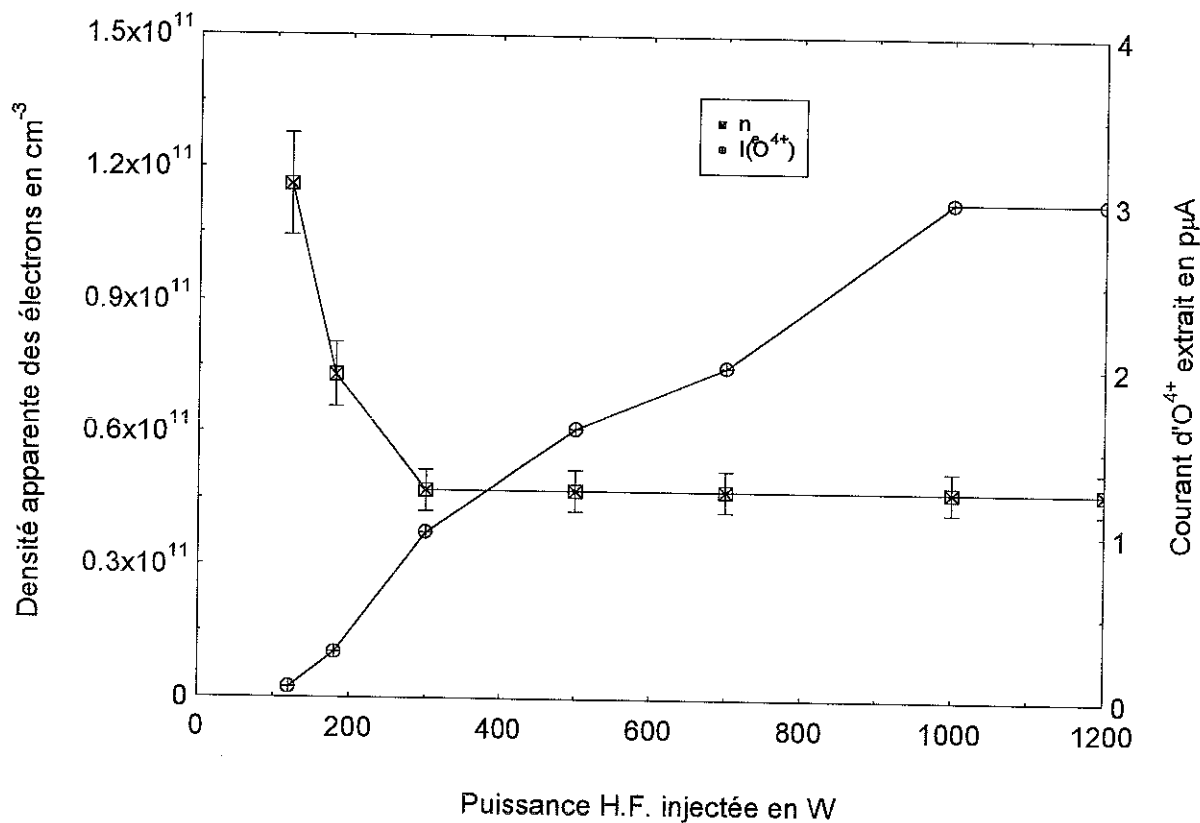


Fig. III-3: Evolution de la densité électronique apparente et du courant d'ions O^{4+} extraits en fonction de la puissance H.F. injectée

On constate que la densité électronique mesurée par les rapports d'intensité diminue avec la puissance H.F. injectée jusqu'à 300 W, puis sature. Elle varie de $1.16 \cdot 10^{11}$ à $4.7 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

Le courant d'ions O^{4+} par contre, continue d'augmenter pour ensuite saturer à bien plus forte puissance, 1000 W.

La densité électronique est déterminée à un facteur deux près, mais l'erreur relative sur chaque rapport d'intensités à chaque point de puissance n'est que seulement de 30 % à cause de la courbe de calibration. On a vu sur les figures I-7 et I-9 du I-3-1 du chapitre I que les rapports d'intensité étaient tracés sur des axes logarithmiques. Ce qui fait qu'une erreur de 30 % sur le rapport d'intensité nous donne une erreur de 100 % environ sur la valeur de la densité en fonction de la pente de la courbe.

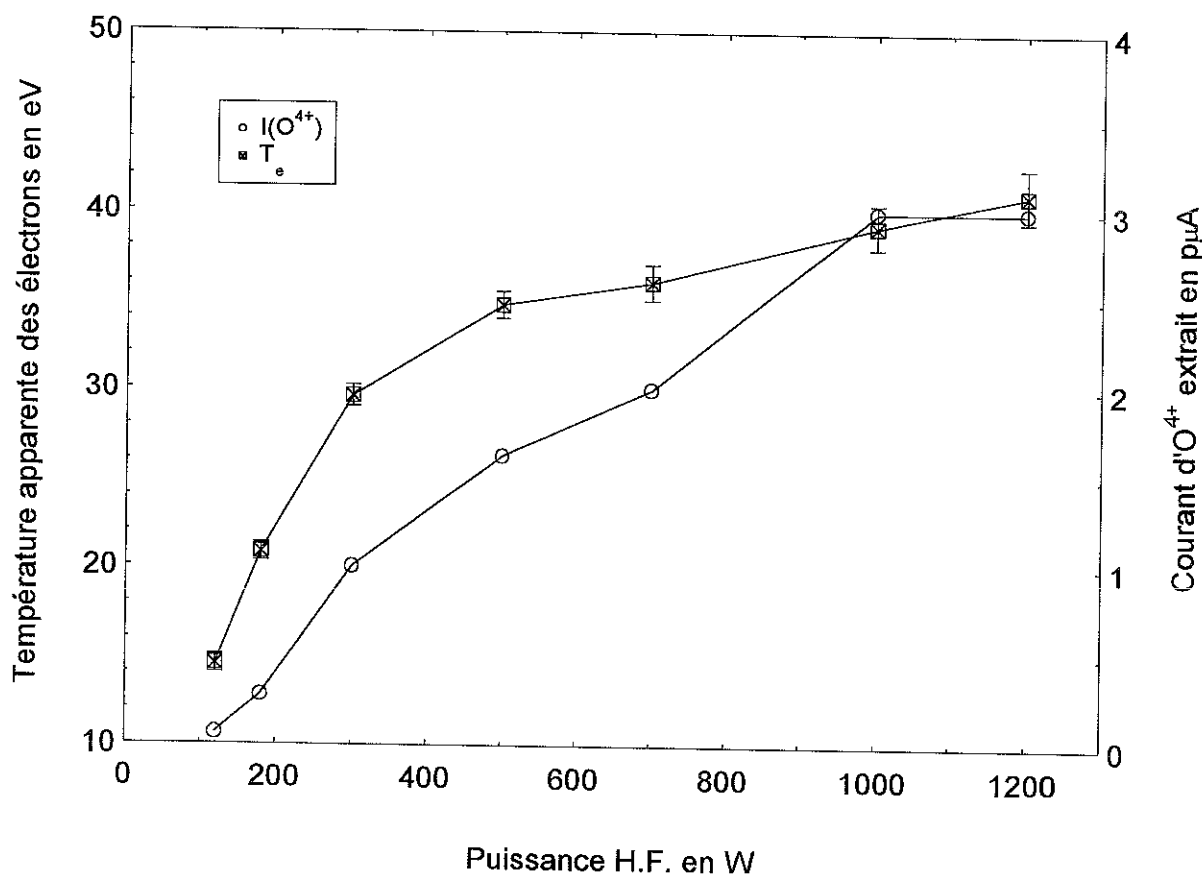


Fig. III-4: Evolution de la température apparente des électrons et du courant d'ions O^{4+} extraits en fonction de la puissance H.F. injectée

La figure III-4 représente l'évolution de la température électronique déduite des rapports d'intensité de raies de OV avec la puissance H.F. dans un plasma d'Oxygène pur.

On constate une augmentation de la température électronique avec la puissance qui varie de 14.5 à 40 eV.

La barre d'erreur correspond à +/- 1 eV à chaque point de puissance.

On rappelle que l'on a utilisé le rapport 215/220 qui dépend de manière plus prononcée de la température que le rapport 760/630. Comme le rapport 215/220 ne dépend pas de la courbe de calibration en intensité l'erreur sur l'estimation de la température électronique apparente est par conséquent plus faible.

b) En fonction de la pression dans la chambre à plasma

En fixant la puissance H.F. à 1000 W, on fait varier la pression d'injection autour de la valeur fixée précédemment à $2 \cdot 10^{-3}$ mbar, lorsqu'on avait fait varier la puissance. Expérimentalement, on diminue la pression d'O₂ injectée dans la chambre de $1.5 \cdot 10^{-2}$ mbar à $5 \cdot 10^{-4}$ mbar à puissance H.F. et champs magnétiques constants.

La figure III-5 montre l'évolution des rapports d'intensité de raies qui dépendent de n_e et T_e en fonction de la pression de neutres dans la chambre à plasma. On a également tracé sur le même graphe l'évolution du courant d'ions O⁴⁺ extraits.

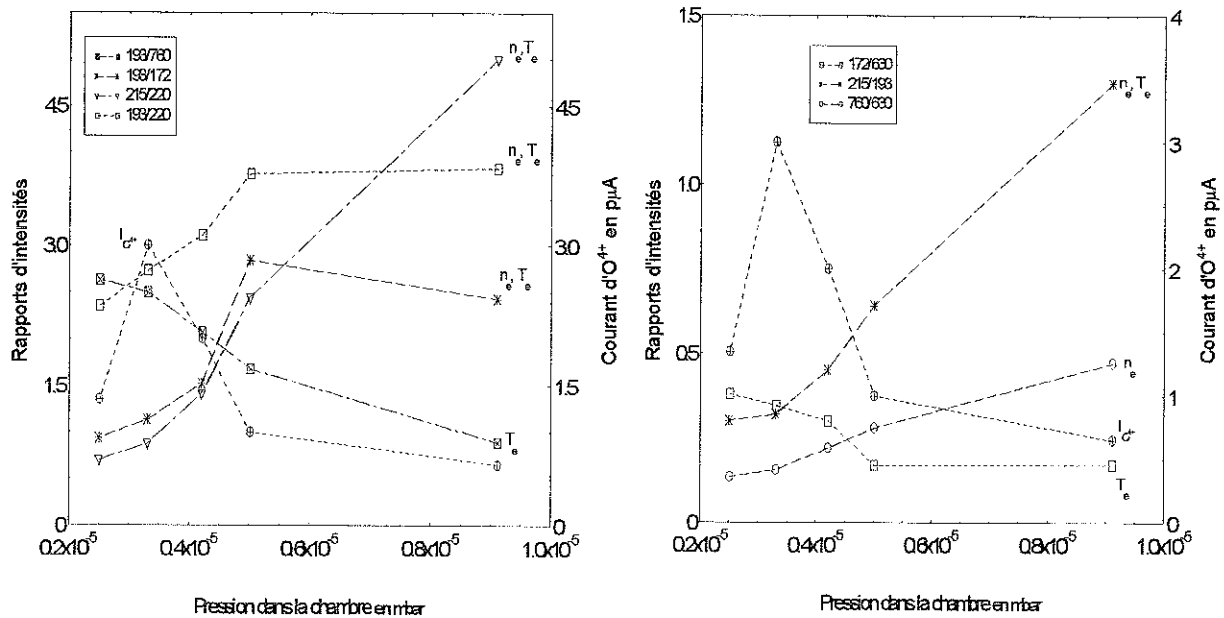


Fig. III-5: Evolution des rapports d'intensité des raies de OV dépendant de n_e et T_e en fonction de la pression

Les rapports d'intensités qui dépendent essentiellement de la densité augmentent, tandis que ceux qui dépendent essentiellement de la température diminuent avec la pression d'oxygène.

Les rapports d'intensités qui dépendent essentiellement de la densité augmentent, tandis que ceux qui dépendent essentiellement de la température diminuent avec la pression d'oxygène.

De la même manière que pour l'excursion en puissance, on peut déduire à partir de la figure III-5 l'évolution de la densité et de la température apparentes des électrons en fonction de la pression de neutres dans la chambre.

Le courant d'ions O^{4+} extraits de la source présente un pic à $3.3 \cdot 10^{-6}$ mbar, qui correspond à un plasma optimisé sur un haut état de charge.

La figure III-6 montre l'évolution de la densité apparente des électrons en fonction de la pression de neutres mesurée dans la chambre.

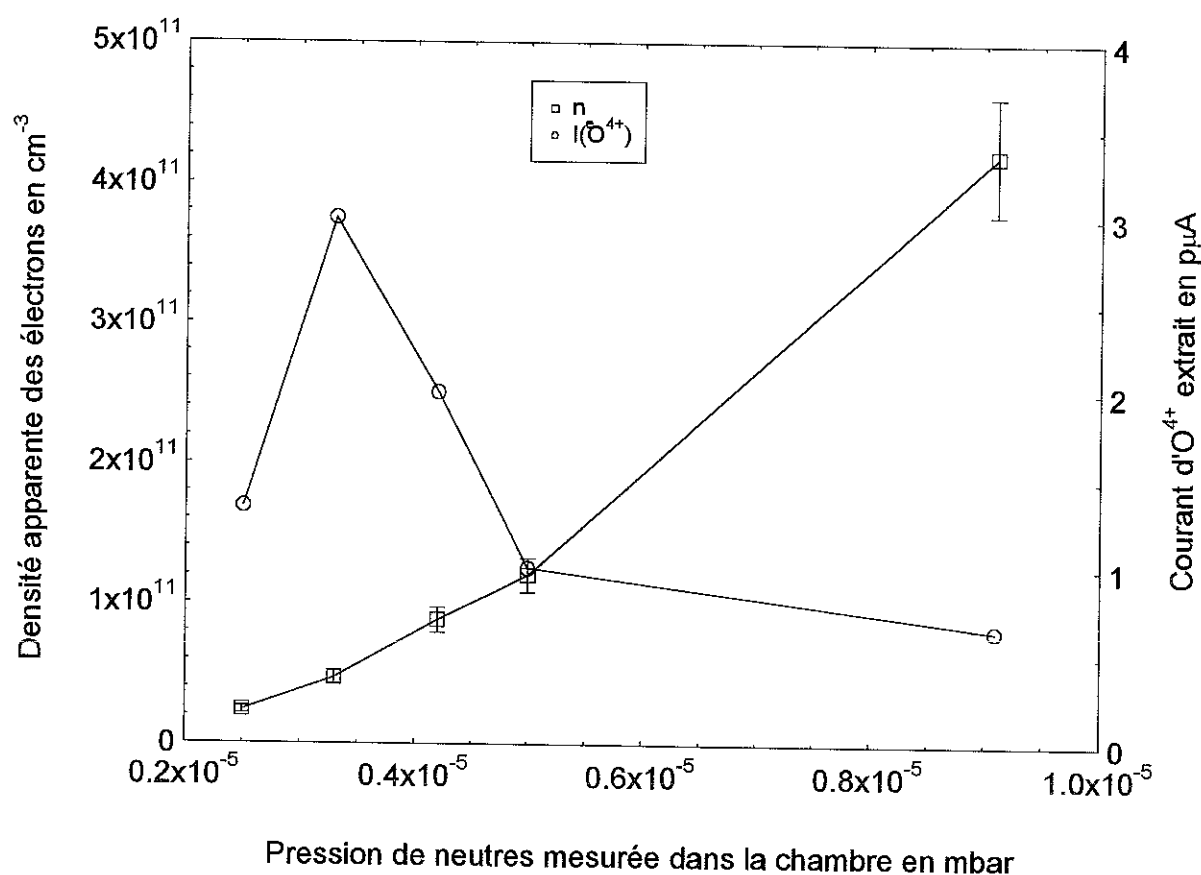


Fig. III-6: Evolution de la densité apparente des électrons et du courant d'ions O^{4+} extraits en fonction de la pression de neutres dans la chambre

La densité électronique augmente avec la pression d'oxygène injectée de $2.4 \cdot 10^{10}$ à $4.2 \cdot 10^{11} cm^{-3}$.

Les barres d'erreurs placées sur la courbe de densité représente l'erreur relative commise sur les rapports d'intensité de l'ordre de 20 %-30 %. Les valeurs absolues des densités sont quant à elles données avec un facteur 2.

La figure III-7 montre l'évolution de la température électronique et du courant d' O^{4+} extrait en fonction de la pression neutres mesurée dans la chambre.

La température électronique diminue avec la pression de 41 eV à 12 eV.
Ces valeurs absolues sont données avec une erreur de +/- 1 eV.

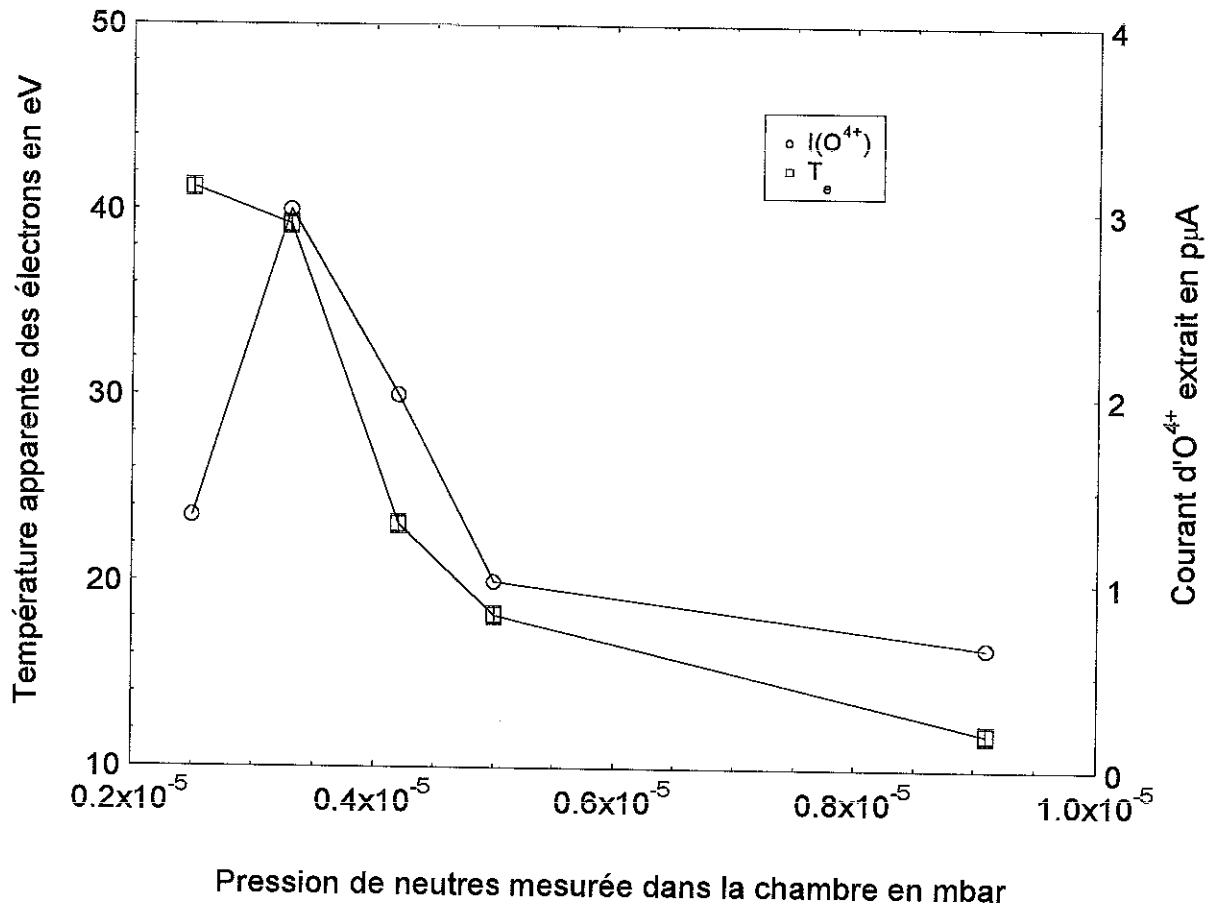


Fig. III-7: Evolution de la température électronique apparente et du courant d'ions O^{4+} extraits en fonction de la pression de neutres mesurée dans la chambre

A partir de $3.3 \cdot 10^{-6}$ mbar le courant d'ions O^{4+} extraits de la source diminue parallèlement avec la température jusqu'à $9.1 \cdot 10^{-6}$ mbar.

III-2-2 Discussions des résultats et comparaison avec les autres diagnostics

Nous allons tenter dans ce paragraphe de donner une interprétation cohérente des résultats obtenus par spectroscopie V.U.V. avec les autres diagnostics installés sur la source.

Les expériences avec l'analyseur électrostatique ont été effectuées par Cécile Perret dans le cadre de sa thèse et par François Bourg pour l'interféromètre. Les mesures n'ont pas été réalisées simultanément avec la spectroscopie U.V. Ainsi, pour retrouver l'état du plasma, on a essayé d'obtenir les mêmes courants d'ions extraits pour chaque état de charge aux diverses puissances H.F. et pressions d'injection. On a également vérifié le courant débité par l'alimentation haute tension à chaque point, analyseur et interféromètre éteints.

On a tracé sur la figure III-8 l'évolution de la densité électronique totale du plasma mesurée par l'interféromètre micro-ondes avec la densité apparente des électrons mesurée par la spectroscopie V.U.V. en fonction de la puissance H.F.

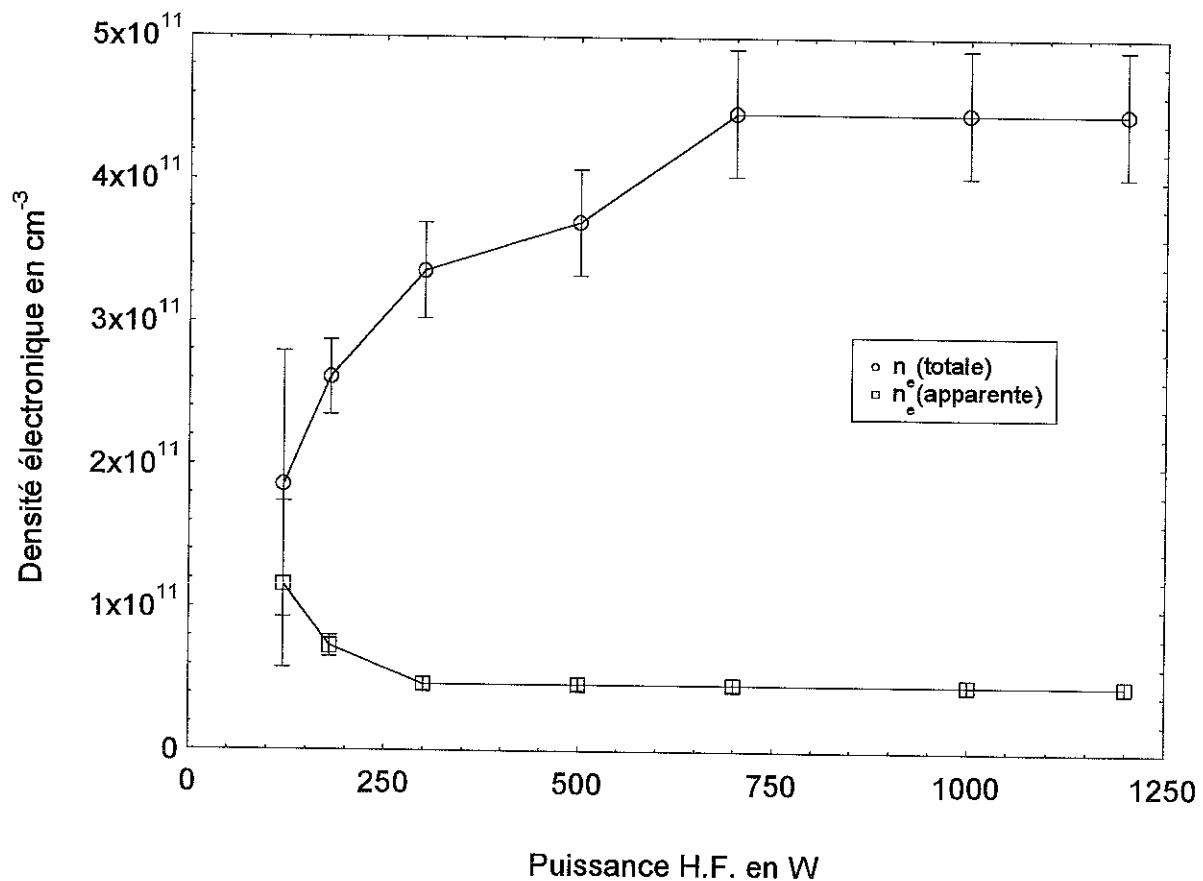


Fig. III-8: Evolution de la densité électronique totale et apparente du plasma en fonction de la puissance H.F. injectée

La densité électronique totale augmente de $1.86 \cdot 10^{11}$ à $4.47 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ avec la puissance H.F. puis sature vers 300 W.

On interprète la différence notable entre nos résultats et ceux de l'interféromètre en précisant le fait que seule la population électronique dite froide est analysée par la méthode des rapports d'intensités de raies de OV. C'est pourquoi nous avons introduit la notion de densité électronique apparente.

L'énergie des électrons responsables de l'excitation de la plupart des raies dans l'U.V. de l'ion OV est faible, de l'ordre de la trentaine d'eV. En effet, le maximum des sections efficaces d'excitation se situe à l'énergie seuil. On s'attend donc à obtenir par le biais de la spectroscopie V.U.V. une température de l'ordre de l'énergie moyenne d'excitation de OV.

Cette énergie se situe en dessous du potentiel plasma où les électrons sont hautement collisionnels [Girard N.I.M. 96].

En fait, l'essentiel de la discussion se situe au niveau de la fonction de distribution Maxwellienne des électrons utilisée dans le modèle. On sait que la fonction de distribution des vitesses des électrons dans un plasma E.C.R. est fortement non Maxwellienne [Girard 93].

Ceci à cause de l'onde radiofréquence qui entretient de manière continue le chauffage des électrons. Par conséquent, et les résultats d'expériences l'ont clairement montré [Barué 94], [Gaudart 95], il existe une queue d'électrons très chauds allant jusqu'au MeV.

La population électronique dans un plasma E.C.R. possède de ce fait plusieurs gammes de vitesse, d'une part à cause du confinement magnétique et d'autre part à cause de la H.F. On a à faire approximativement avec trois populations électroniques, froide [Jettkant 96], tiède [Klein 95] et chaude [Barué 92]. Chaque population joue un rôle très différent dans le plasma. La première est responsable de l'excitation des niveaux d'énergie de OV et de l'ionisation de OI, OII et OIII dont les potentiels d'ionisation se situe entre 13 et 55 eV. La population tiède est responsable de l'ionisation de O^{3+} vers O^{4+} ainsi que des états de charge supérieurs. La population énergétique serait quant à elle responsable du confinement électrostatique des ions.

Partant de cette analyse, la diminution de la densité électronique avec la puissance, mesurée par la spectroscopie U.V., s'explique par le fait que l'essentiel de la population électronique est froide à faible puissance. A mesure que la puissance H.F. augmente, cette population électronique de basse énergie diminue au détriment d'une population plus chaude [Druetta 92]. L'interféromètre micro-onde donne, quant à lui la densité électronique totale du plasma.

On a tracé sur la figure III-9 l'évolution de la température électronique apparente avec le potentiel plasma en fonction de la puissance H.F. On constate une évolution similaire des deux paramètres avec la puissance.

Un potentiel positif est créé entre le plasma et les parois de la chambre à cause de la différence de mobilité entre les électrons et les ions. En effet, les électrons étant beaucoup plus légers que les ions, ils fuient le plasma plus rapidement. Ainsi pour rétablir l'électroneutralité globale du plasma, le potentiel créé a pour fonction d'accélérer les ions et de ralentir les électrons entre la gaine et les parois de la chambre. Ce sont principalement les électrons de basse énergie qui sont envoyés dans le cône de pertes, à cause des nombreuses collisions qu'ils subissent. Par conséquent, on peut donc dire que ce sont essentiellement les électrons froids qui influence la valeur du potentiel plasma. Cette interprétation est confirmée par l'évolution de la température électronique apparente avec celle du potentiel plasma en fonction de la puissance H.F. injectée.

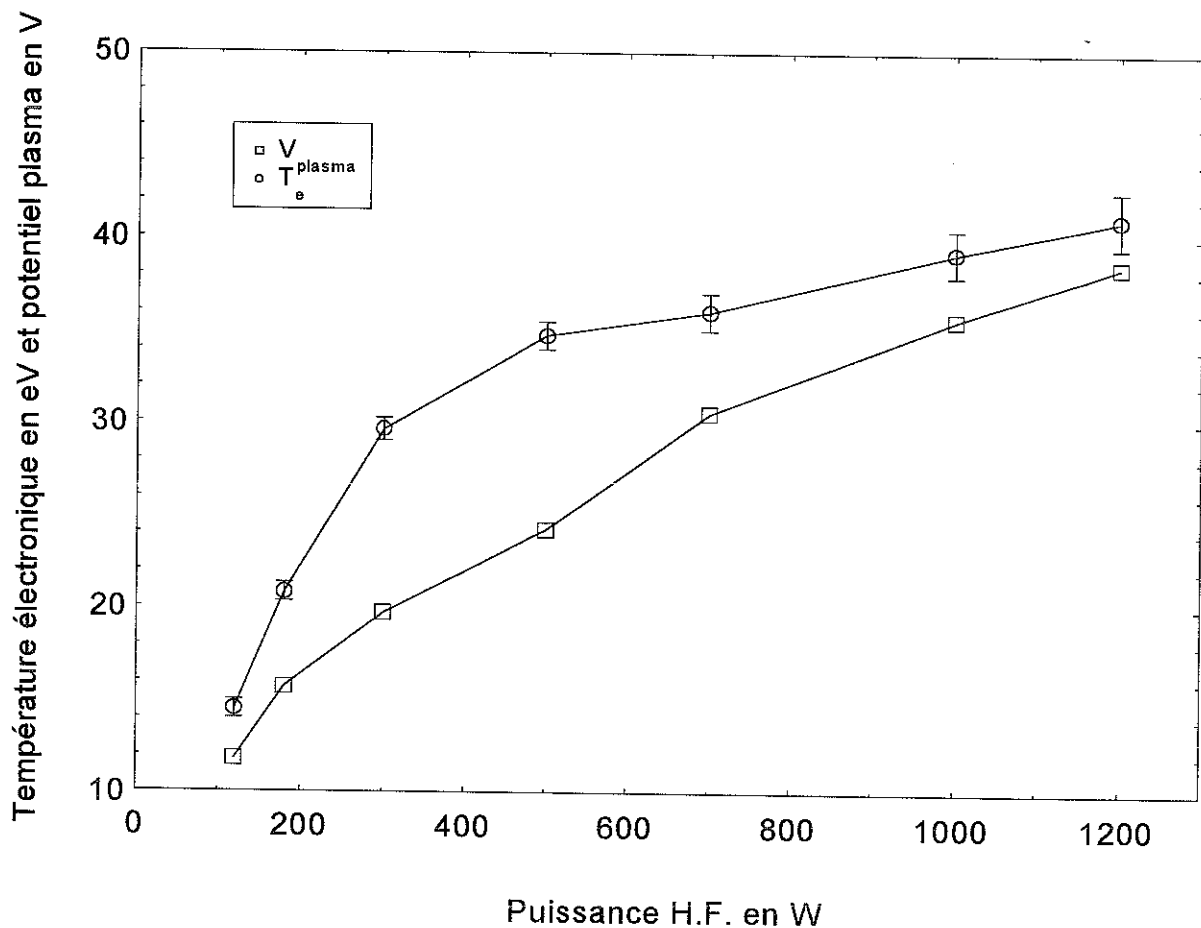


Fig. III-9: Evolution de la température électronique apparente et du potentiel plasma en fonction de la puissance H.F. injectée

Le potentiel plasma mesuré sur la source Quadrumafios à l'aide de l'analyseur électrostatique varie de 12 et 40 eV en fonction de la puissance.

Les mêmes résultats ont également été obtenus sur la source AECR de Berkeley [Xie 94]. Le potentiel plasma est déterminé en mesurant le carré du champ magnétique qu'on applique à l'aimant d'analyse en fonction de la tension d'extraction. Le potentiel plasma obtenu par cette méthode se situe aussi dans la dizaine de volts et augmente avec la puissance H.F.

Les électrons froids confinés par le potentiel ambipolaire possèdent donc une énergie moyenne de l'ordre du potentiel plasma. La température des électrons mesurée par la méthode des rapports de raies dans l'U.V. doit donc avoir la même évolution que le potentiel plasma avec la puissance et avec la pression. C'est ce qui est observé sur la figure III-9.

Une simulation de la fonction de distribution électronique est effectuée en prenant deux domaines d'énergie distincts. L'un se situe en dessous du potentiel plasma et l'autre au dessus. On en déduit deux populations électroniques par rapport à la valeur du potentiel plasma. On observe le même comportement de la population électronique située dans le premier domaine (froide) avec la puissance H.F. injectée. La densité électronique totale est quant à elle croissante avec la puissance H.F. [Perret 97].

En fonction de la pression, le même raisonnement est applicable pour un plasma de plus forte densité, c'est à dire à forte pression. On observe en effet sur la figure III-10 que la densité électronique totale mesurée par l'interféromètre est dans la barre d'erreur de la densité électronique apparente mesurée par l'U.V.

Lorsque l'on diminue la pression de neutres dans la chambre à puissance fixée, on retrouve par conséquent la même évolution de la population électronique du plasma lorsque la puissance H.F. augmente à pression fixe.

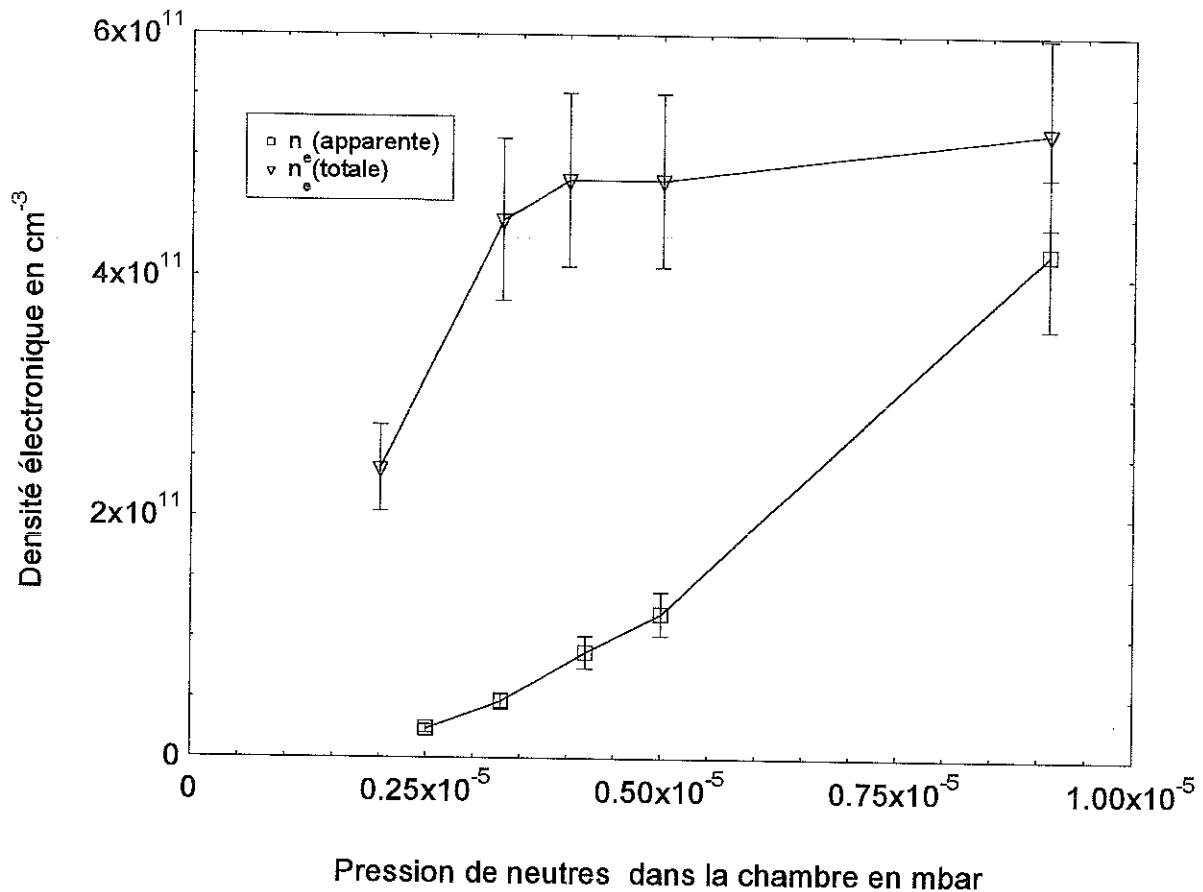


Fig. III-10: Evolution de la densité électronique totale du plasma et apparente en fonction de la pression de neutres dans la chambre

L'évolution de la densité des électrons froids avec la pression s'explique par le fait que la température diminue. La queue énergétique de la distribution électronique tend à disparaître et à se rapprocher de plus en plus de la Maxwellienne. Lorsque la pression du plasma augmente, les collisions entre particules augmentent également, contribuant à la thermalisation des électrons piégés par le potentiel ambipolaire.

Les performances de la source se détériorent lorsque la pression de neutres augmente dans la source (évolution du courant d' O^{4+} sur les figures III-6 et III-7).

L'interféromètre micro-onde montre également une augmentation de la densité électronique avec la pression qui varie de $2.4 \cdot 10^{11}$ à $5.2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$.

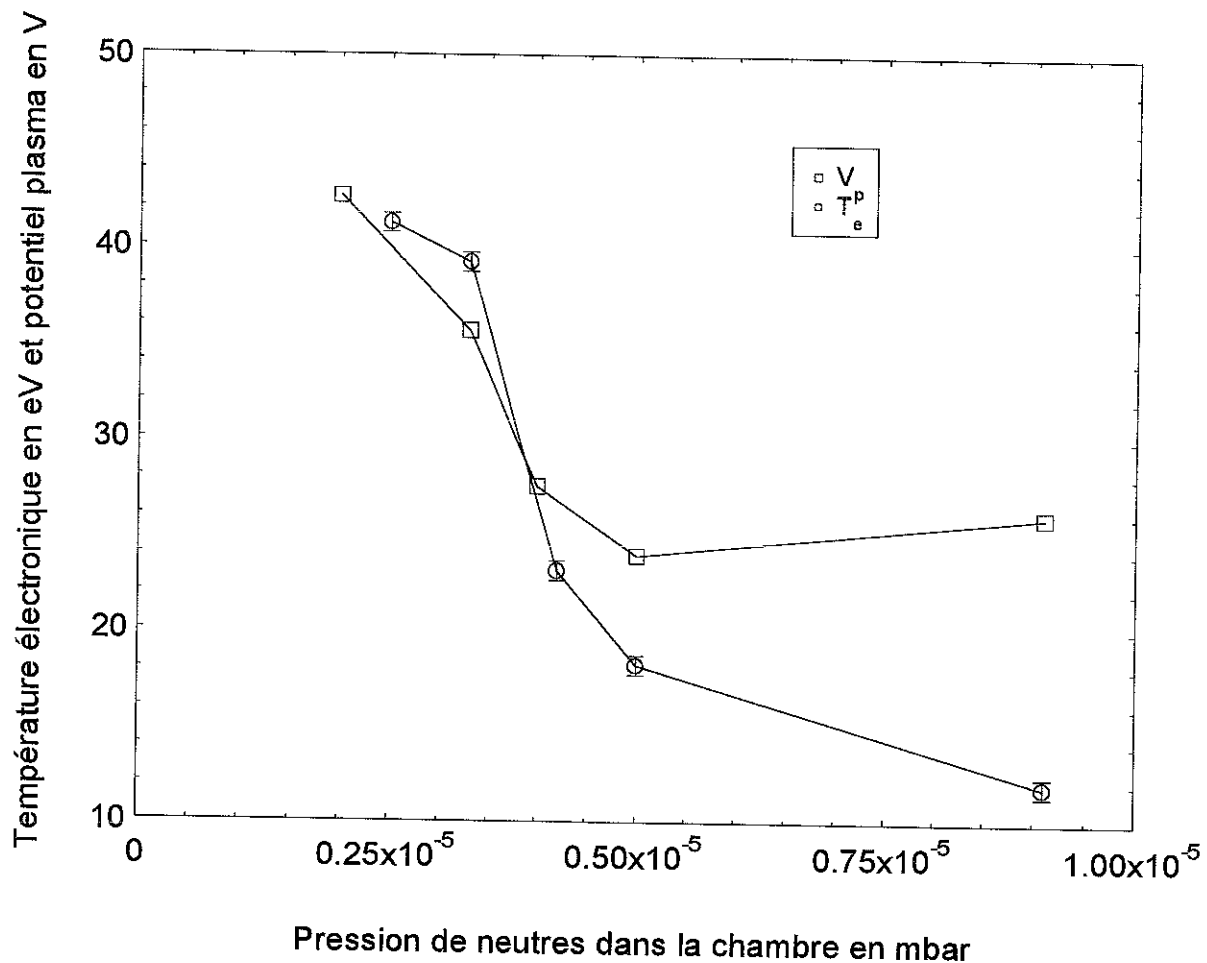


Fig. III-11: Evolution de la température apparente des électrons et du potentiel plasma en fonction de la pression de neutres dans la chambre.

Le potentiel plasma mesuré par l'analyseur diminue avec la pression de 42 à 26 V. La température électronique froide diminue de la même manière de 41 à 12 eV.

La mesure du potentiel plasma à l'aide de l'analyseur électrostatique à forte pression est entachée d'erreur car il se crée une décharge à l'intérieur.

Pour résumer, la fonction de distribution électronique s'écarte de plus en plus de la Maxwellienne à mesure qu'on augmente la puissance H.F et qu'on diminue la pression.

On constate en effet que les valeurs de la densité électronique mesurée par l'U.V. et par l'interféromètre micro-ondes sont dans un rapport de 1.2 à 120 W et 1.6 à 9.1 10⁻⁶ mbar. En tenant compte des barres d'erreurs, on peut donc dire que l'U.V. permet quand même de déterminer la densité électronique totale du plasma à faible puissance et à haute pression.

La méthode des rapports d'intensité de raies de OV ne tient compte que de la population électronique froide. Elle est responsable de l'excitation des niveaux d'énergie résultants de l'émission dans l'U.V. mais pas de l'ionisation de O^{3+} vers O^{4+} .

III-2-3 Source Caprice

La pression est maintenue fixe et on a fait varier la puissance H.F. autour de la valeur correspondante à un plasma optimisé sur O^{6+} . On effectue le même type de mesure que précédemment. On n'a pas fait varier la pression à puissance fixée car la source ne permet pas de la mesurer dans la chambre. De plus de fortes instabilités sont produites lorsque la pression d'injection varie sur une plage importante.

a) En fonction de la puissance H.F.

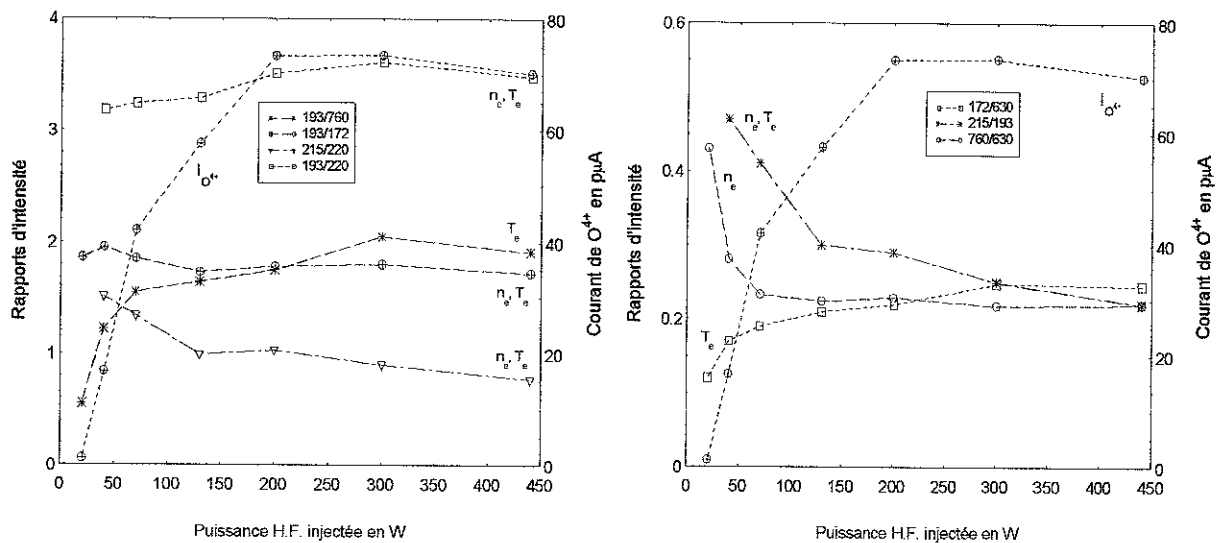


Fig. III.12: Evolution des rapports d'intensité des raies de OV dépendant de n_e et T_e en fonction de la puissance H.F.

On observe le même comportement des différents rapports d'intensités de raies que ceux mesurés sur la source Quadrumafios. Le courant d'ions O^{4+} extraits est par contre beaucoup plus important sur la source Caprice.

La figure III-13 représente l'évolution de la densité électronique apparente en fonction de la puissance H.F. injectée.

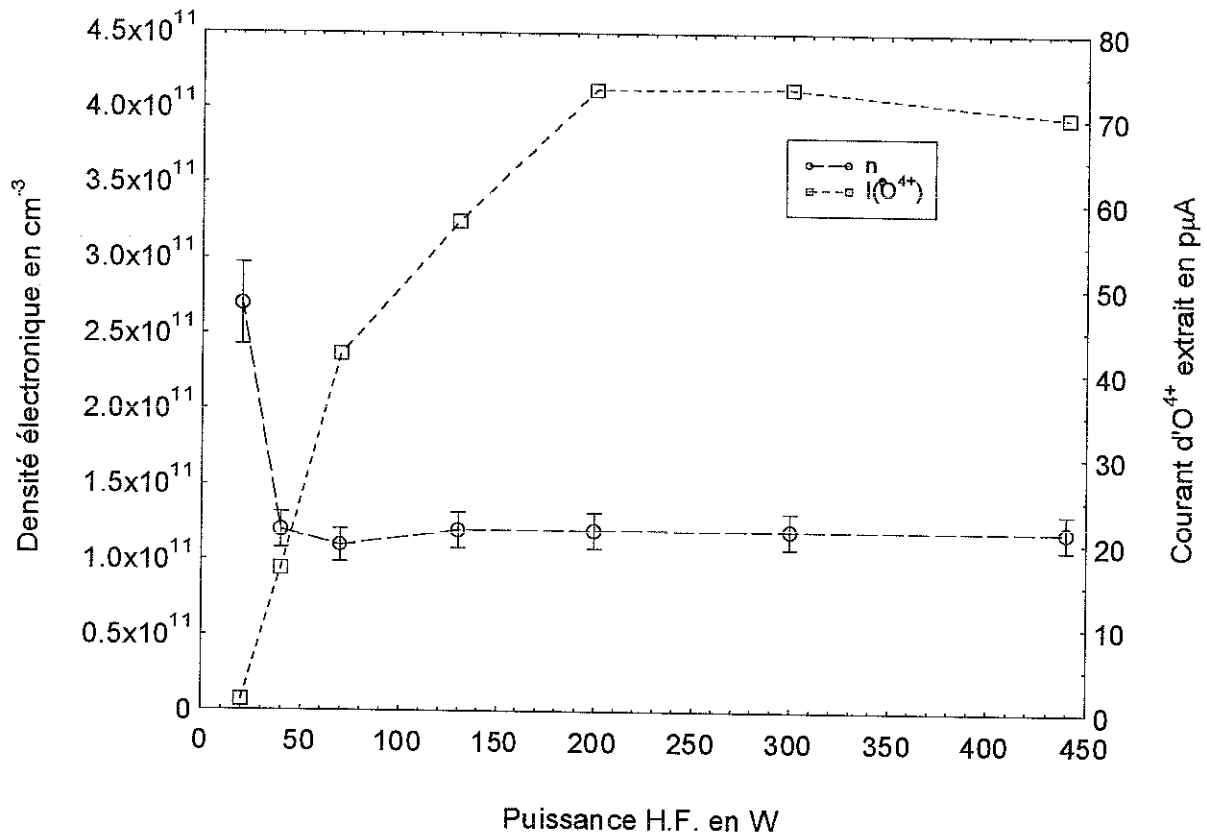


Fig. III-13: Evolution de la densité apparente des électrons et du courant d'ions O^{4+} en fonction de la puissance H.F.

La densité apparente des électrons varie de $2.7 \cdot 10^{11}$ à $1.2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ entre 20 et 440 W. On constate également que l'intensité du courant d'ions O^{4+} extraits augmente puis sature aux environs de 200 W, alors que la densité électronique diminue puis sature vers 70 W.

La figure III-14 montre l'évolution de la température apparente des électrons et de l'intensité du courant d'ions O^{4+} extrait en fonction de la puissance H.F.

La température électronique augmente entre 20 et 130 W puis sature jusqu'à 440 W.

Elle varie de 18 à 45 eV en fonction de la puissance H.F. injectée dans la source.

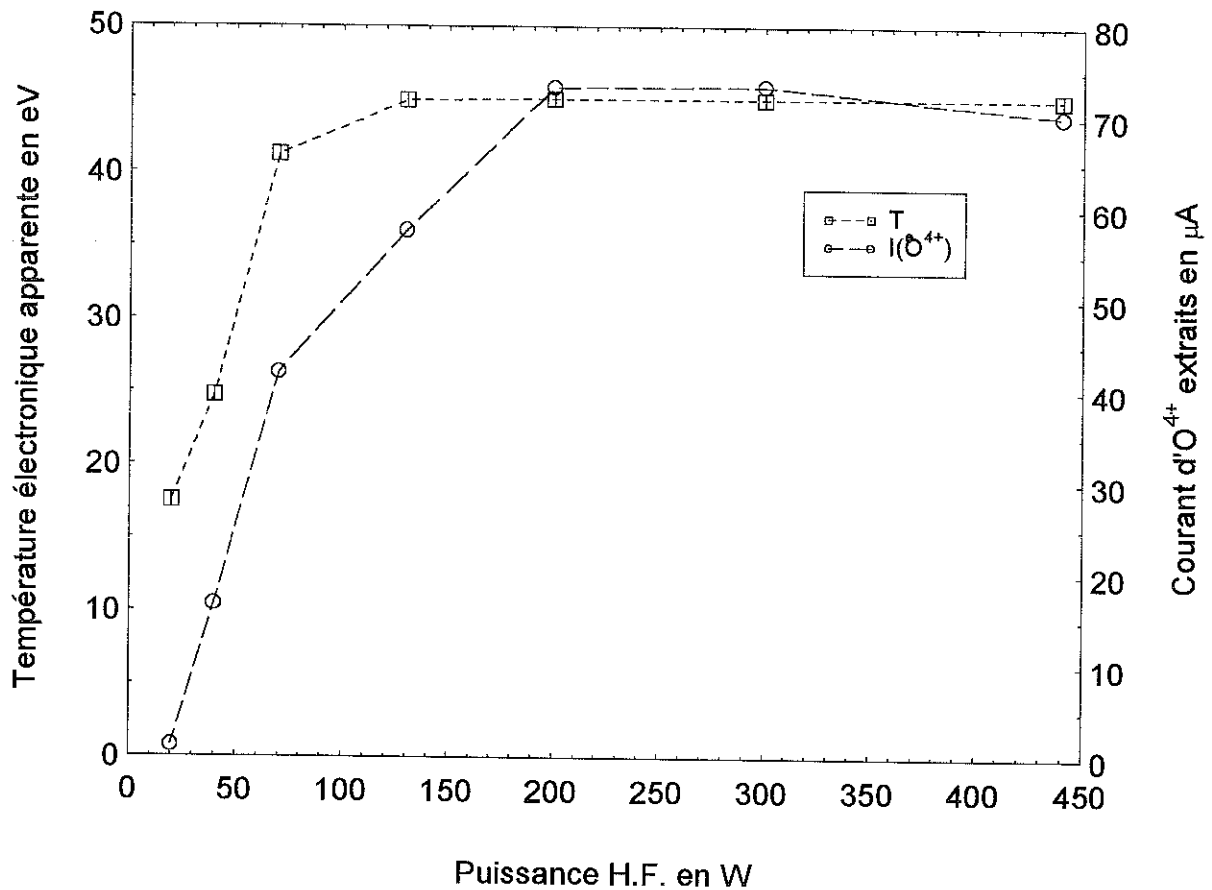


Fig.III-14: Evolution de la température apparente des électrons en fonction de la puissance H.F.

III-2-4 Discussions des résultats de Caprice et comparaison avec ceux de Quadrumafios

Aucun autre diagnostic que la spectroscopie U.V. et la spectrométrie de masse n'ont pu être effectués sur la source Caprice du fait de sa compacité.

Faute de pouvoir mesurer avec précision la pression dans la chambre à plasma, on ne l'a pas fait varier. De plus, le plasma devient rapidement instable lorsque la pression d'injection varie à une puissance H.F. fixée.

On peut tenter d'apporter un argument supplémentaire à l'hypothèse d'une population électronique essentiellement froide mesurée par l'U.V. On trace l'évolution du rapport 760/630, donnant une estimation de la densité apparente des électrons en fonction de la fraction relative d'ions O⁺ et O⁴⁺ [Pöffel 90].

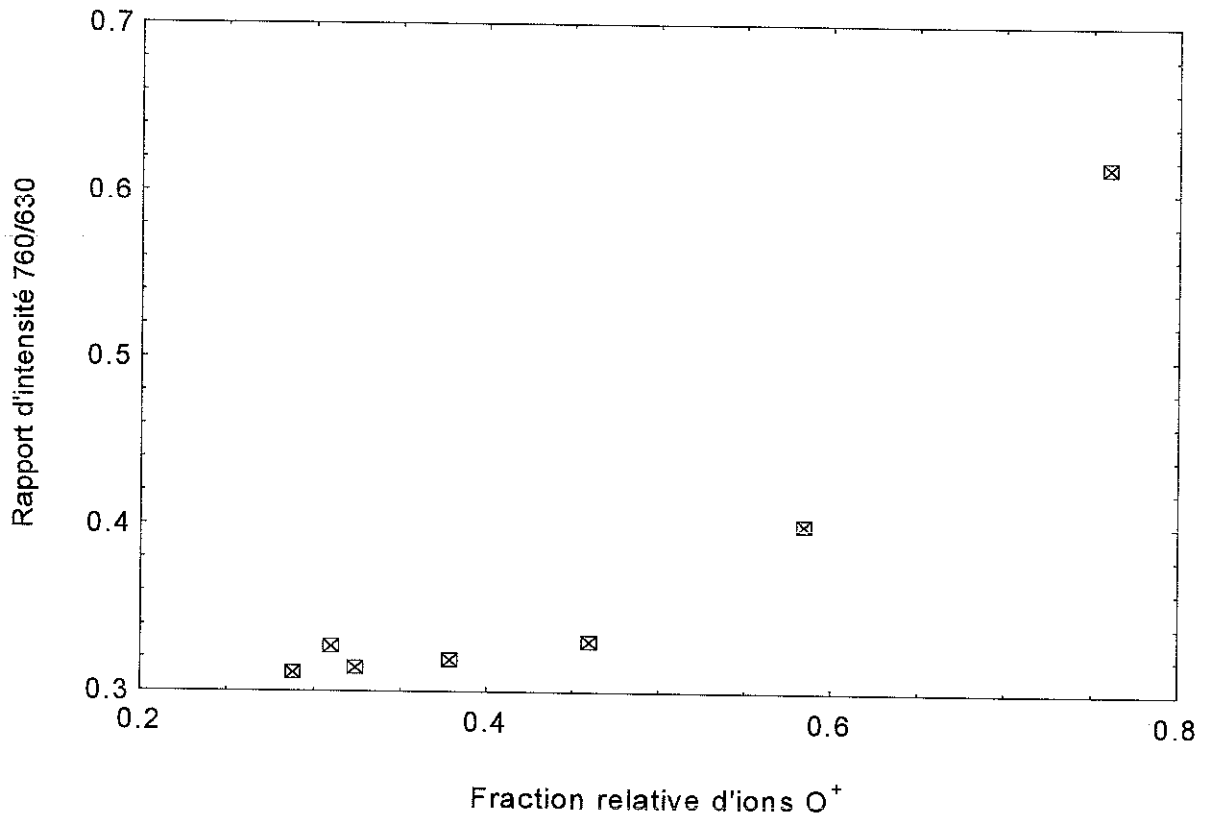


Fig. III-15: Evolution du rapport 760/630 en fonction de la fraction relative d'ions O⁺ sur Caprice

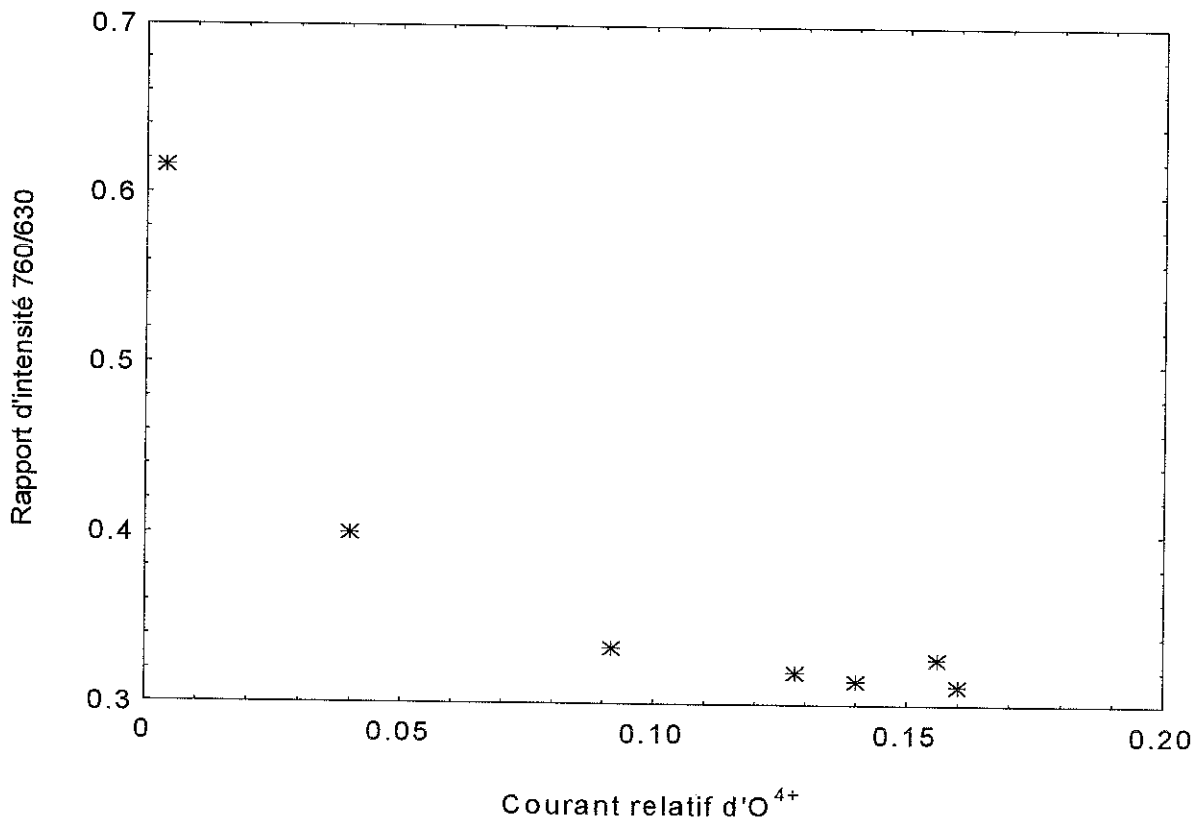


Fig. III-16: Evolution du rapport 760/630 en fonction de la fraction relative d'ions O⁴⁺ sur Caprice

La fraction relative d'ions d'un état de charge donné est ici évaluée par le rapport de l'intensité du courant d'ions sur la somme de tous les courants extraits de la source.

Ces valeurs des fractions relatives des courants ioniques sont mesurées en fonction de la puissance H.F.

Ces courbes montrent que la densité électronique mesurée par la spectroscopie U.V. augmente avec la fraction relative d'ions O^+ et diminue avec celle d' O^{4+} .

Cette observation confirme encore une fois le fait que la population électronique étudiée par le biais de la spectroscopie V.U.V. n'est pas celle qui est responsable de la formation des ions O^{4+} .

Sachant que les potentiels d'ionisation de OI et OIV sont de 13.618 eV et de 77.412 eV respectivement, on en déduit que les électrons étudiés se situent dans la gamme d'énergie en dessous de 77 eV et qui se trouve être une population froide au regard des énergies que peuvent avoir les électrons diagnostiqués par le bremsstrahlung jusqu'à quelques centaines de keV.

En augmentant la puissance H.F. on diminue en fait la densité d'électrons froids de température proche du potentiel d'ionisation de OIV et on augmente la densité des électrons proche du potentiel d'ionisation de OI. Et inversement lorsqu'on augmente la pression.

L'évolution de la densité et de la température électronique avec la puissance H.F. est la même sur les deux sources. L'interprétation des résultats obtenus sur la source Caprice est par conséquent la même que celle de Quadrumafios. Les valeurs de n_e , T_e et l'intensité du courant d' O^{4+} sont néanmoins supérieures sur la source Caprice.

La densité électronique décroît d'un facteur 2.5 avec la puissance sur les deux sources. Mais la densité sur Caprice est d'environ un facteur 2 supérieure.

La température est légèrement supérieure sur Caprice également.

Les intensités des courants d'ions O^{4+} extraits des deux sources se trouvent par contre dans un rapport 23.

L'amélioration des performances d'une source en ions multichargés peut s'expliquer par une augmentation de la densité électronique dans la gamme d'énergie efficace pour l'ionisation.

Néanmoins, comme il a déjà été mentionné plusieurs fois, la densité des électrons mesurée par la spectroscopie U.V. n'est pas responsable de la formation des ions O^{4+} . Ce qui signifie

qu'une augmentation de la densité des électrons froids n'explique pas une amélioration sensible des performances de la source Caprice en ions multichargés. On peut toutefois invoquer le fait que la pression de neutres dans la chambre de Caprice est un facteur 10 en dessous de celle de Quadrumafios. L'échange de charges dont la section efficace est très grande comparée à la section efficace d'ionisation détruirait par conséquent de façon sensible les ions multichargés produits dans la source Quadrumafios.

On peut également invoquer le fait que les performances de Caprice sont dues à un rapport miroir plus grand, autrement dit le confinement de la source Caprice est bien meilleur que celui de Quadrumafios.

Il faut aussi préciser que la différence entre les deux sources se caractérise par la taille de leur plasma confiné à l'intérieur de la surface de résonance. On peut donc essayer de comparer la quantité de puissance injectée par unité de volume de plasma dans les deux sources.

A 1200 W, on injecte seulement 1.56 W/cm^3 dans Quadrumafios, alors qu'à 440 W on a injecté 10.37 W/cm^3 sur Caprice.

III-3 Estimation des densités ioniques et des temps de vie des ions dans un plasma d'oxygène

Nous allons exposer dans cette partie les résultats concernant les densités ioniques contenus dans le plasma de nos sources. On procédera de la même manière que dans le paragraphe précédent pour l'estimation de la densité et de la température apparentes des électrons froids. A savoir, une excursion en puissance et en pression sur la source Quadrumafios et une excursion en puissance sur la source Caprice, autour des valeurs correspondantes à un plasma d'oxygène pur optimisé sur O^{6+} . Les résultats trouvés seront corrélés avec l'intensité des courants d'ions extraits de chaque état de charge. De cette manière, nous serons en mesure de déterminer les temps de confinement des ions dans le plasma en fonction de l'état de charge, de la puissance H.F. et de la pression de neutres.

III-3-1 Calcul des densités et temps de vie des ions

a) Tableau des raies d'émission utilisées

Le choix des raies observées est déterminé suivant les critères de validité du modèle coronal d'une part, de l'intensité et de la non contamination des raies d'autres parts.

Ion	λ en \AA	configuration du niveau bas	configuration du niveau haut	Terme spectral bas	Terme spectral haut
OII	539.49	$1s^2 2s^2 2p^3$	$1s^2 2s^2 2p^2 ({}^3P) 3s$	${}^4S^\circ$	4P
OIII	507.78	$1s^2 2s^2 2p^2$	$1s^2 2s 2p^3$	3P	${}^3S^\circ$
OIV	788.95	$1s^2 2s^2 2p$	$1s^2 2s ({}^1S) 2p^2$	${}^2P^\circ$	2D
OV	629.73	$1s^2 2s^2$	$1s^2 2s ({}^2P) 2p$	1S	${}^1P^\circ$
OVI	173.008	$1s^2 2p$	$1s^2 3d$	${}^2P^\circ$	2D

Tableau III-1: Raies de l'oxygène choisies pour la détermination des densités d'ions de chaque état de charge

Tous les niveaux d'énergie, les coefficients d'Einstein, les sections efficaces d'excitation sont tirés des articles de [Itikawa 85] et [Bathia 93], des tables de [Wiese 66] et [Kelly 87] pour chaque transition observée du tableau .

b) Détermination des densités ioniques absolues

Les valeurs absolues des densités ioniques ont été déterminées en considérant l'électroneutralité du plasma. Connaissant la densité électronique totale absolue mesurée par l'interféromètre micro-ondes et en supposant que l'on a pu mesurer la densité relative de tous les ions positifs présents dans un plasma d'oxygène atomique (sans ions moléculaires), on écrit:

$$n_e^{\text{totale}} = \sum_{q=1}^{q_{\text{max}}} n_{\text{abs}}^{q+} * q \quad (1)$$

où n_{abs}^{q+} est la densité d'ions absolue et q la charge des ions Oxygène. Or les valeurs des densités ioniques sont relatives à cause de la courbe de calibration. On écrit donc la densité ionique absolue de chaque état de charge en fonction de celle de O^+ par exemple:

$$n_{\text{abs}}^{q+} = \frac{n_{\text{rel}}^{q+}}{n_{\text{rel}}^{1+}} * n_{\text{abs}}^{1+} \quad (2)$$

On déduit ainsi la densité absolue d'ions O^+ en injectant (2) dans l'équation (1):

$$n_{abs}^{1+} = \frac{n_e^{totale}}{\sum_{q=1}^6 q * \frac{n_{rel}^{q+}}{n_{rel}^{1+}}} \quad (3)$$

Toutes les densités ioniques absolue des autres états de charge se déduisent ainsi de la relation (2), connaissant la densité absolue d'ions O⁺ calculée par (3).

Par contre, on ne possède pas l'évolution de la densité électronique totale du plasma sur la source Caprice en fonction de la puissance. On pourra néanmoins estimer les densités absolues de chaque état de charge, à toutes les puissances par rapport aux valeurs trouvées à 20 W.

En effet, on a montré dans la première partie de ce chapitre que la densité électronique apparente déterminée par la spectroscopie U.V. correspondait à la densité électronique totale dans le plasma à très faible puissance. En appliquant le principe de l'électroneutralité à cette puissance, on détermine ainsi les densités absolues de chaque état de charge à 20 W. Les densités ioniques absolues aux autres puissances s'en déduisent connaissant les densités ioniques relatives.

On précise également que les densités ioniques, même relatives, ne peuvent être obtenues que dans la mesure où les énergies d'excitation des raies émises par les ions dans l'U.V. sont proches de la température électronique. Ceci, car on a supposé que la fonction de distribution en énergie des électrons est Maxwellienne pour la population électronique de basse énergie responsable de l'excitation des niveaux de chacun des états de charge de l'oxygène. Ainsi, la densité d'ions O⁶⁺ ne pourra être déterminée car les énergies d'excitation à partir du fondamental se situe vers les 500 eV.

c) Calcul du temps de vie des ions dans le plasma

On déduit à partir de la mesure de l'intensité des courants d'ions extraits et des densités ioniques dans le plasma, le temps de vie des ions pour chaque état de charge. Il s'écrit donc en fonction des deux paramètres cités:

$$\tau^{q+} = \frac{1}{2} \frac{n^{q+} q e}{I^{q+}} SL \quad (4)$$

S est la surface du trou d'extraction et L la longueur du plasma confiné à la surface de résonance. Le facteur $\frac{1}{2}$ exprime le fait que les ions ne sont extraits que d'un côté de la source.

III-3-2 Source Quadrumafios

a) En fonction de la puissance H.F.

L'excursion en puissance est la même que celle effectuée pour l'estimation de la densité et de la température apparentes des électrons froids. A partir de 1200 W, pour une pression d'injection fixée à $2 \cdot 10^{-3}$ mbar, on a ensuite diminué la puissance aux mêmes valeurs de puissances que l'expérience précédente.

On contrôle la reproductibilité du plasma dans le cas où les expériences ne sont pas effectuées le même jour en mesurant d'une part, le courant débité par l'alimentation haute tension et d'autre part le courant extrait de chaque état de charge.

Les figures III-17 et III-18 montrent l'évolution des courants d'ions extraits et des densités d'ions pour chaque état de charge en fonction de la puissance H.F.

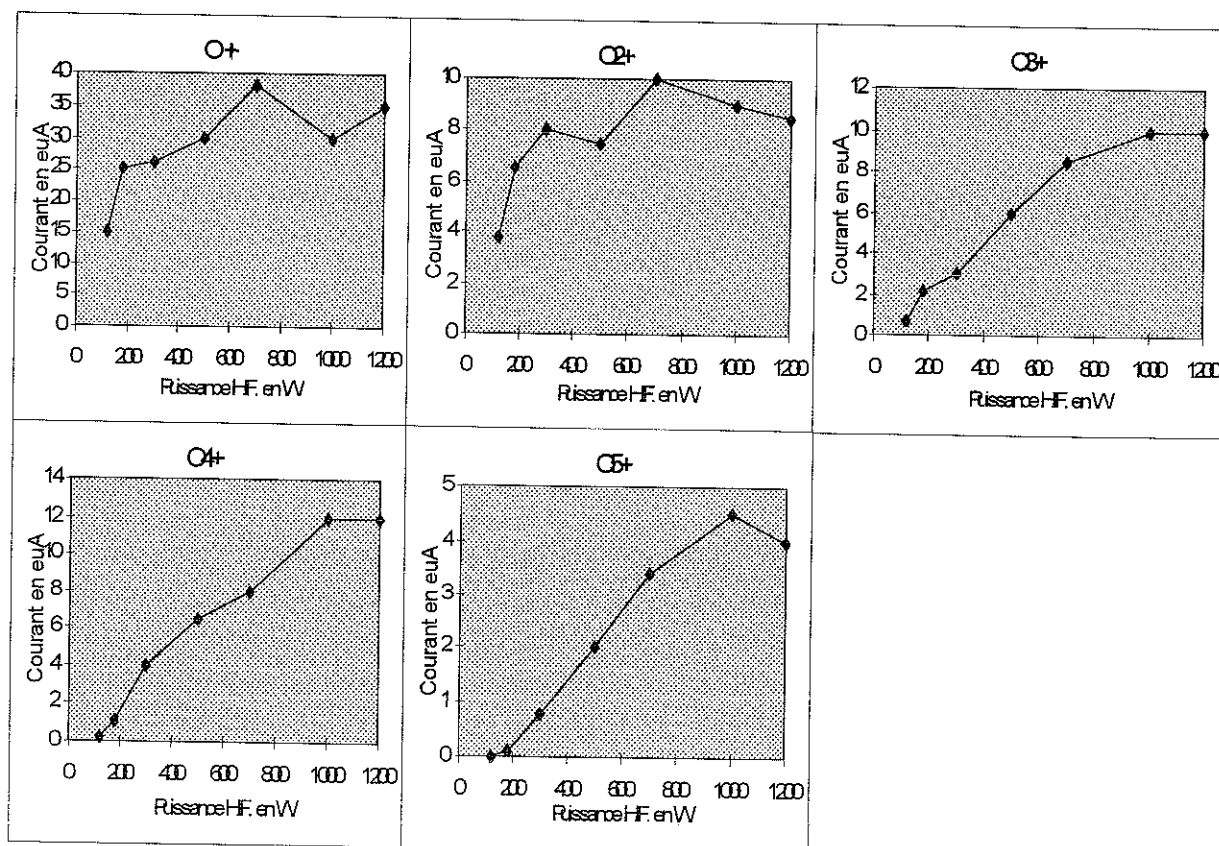


Fig. III-17: Evolution des courants d'ions extraits exprimés en μA en fonction de la puissance H.F. en W

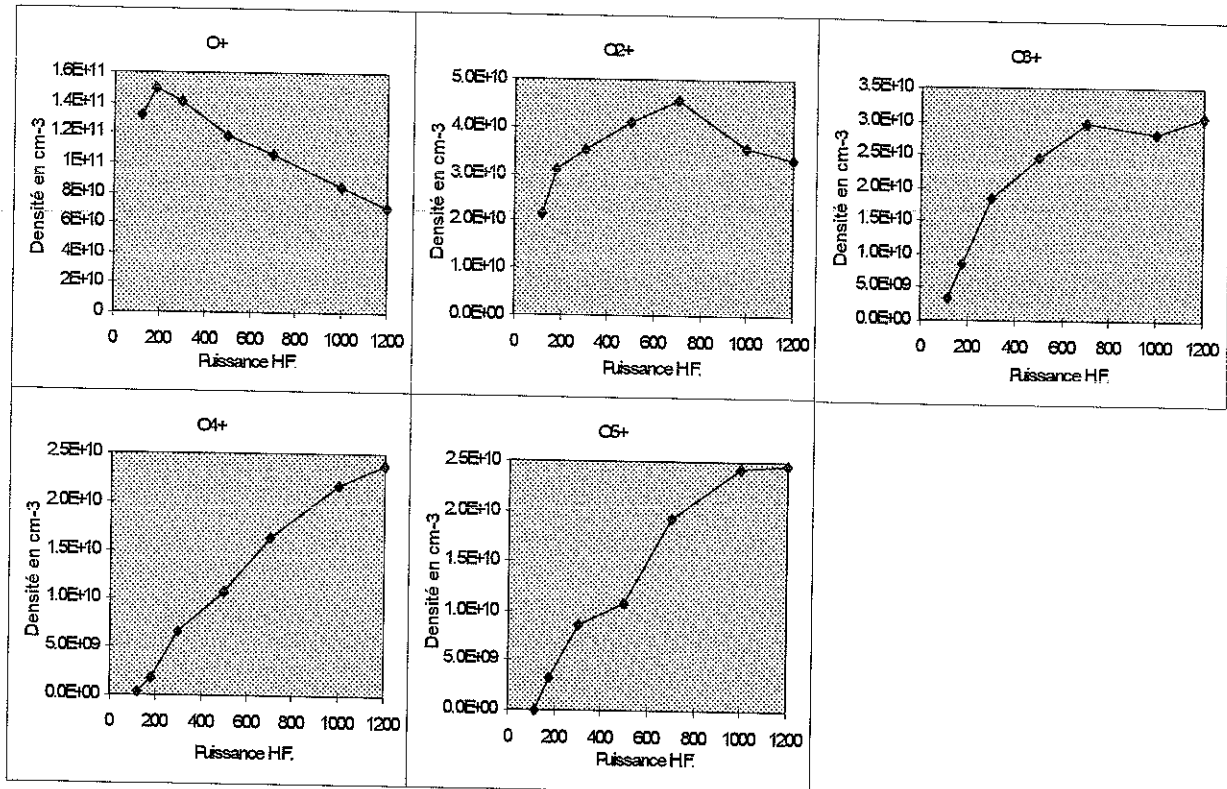


Fig.III-18: Evolution des densités ioniques de chaque état de charge exprimées en cm^{-3} en fonction de la puissance H.F. en W

On constate de prime abord sur les figures III-17 et III-18 que l'évolution des densités ioniques mesurées dans le plasma suit approximativement celle des courants d'ions extraits de la source de chaque état de charge. Les faisceaux d'ions extraits d'une source E.C.R. sont par conséquent une assez bonne image de la distribution d'état de charge à l'intérieur du plasma.

La densité des ions multichargés sature à une puissance beaucoup plus élevée que pour les faiblement chargés. A 120 W on n'a pas pu déduire la densité des ions 5 fois chargé du fait que l'intensité de la raie d'émission était trop faible.

Rappelons que les densités d'ions ont été obtenues en observant le plasma au centre de la chambre, c'est à dire à l'endroit où les fuites des ions sont moins importantes qu'aux extrémités. Il n'est malheureusement pas encore possible de déterminer spatialement la distribution d'état de charge du plasma comme cela se fait sur les Tokamaks.

Les figures III-19 et III-20 montrent les mêmes résultats que les figures précédentes mais permettent clairement de comparer l'évolution des courants et des densités ioniques en fonction de la charge à plusieurs puissances.

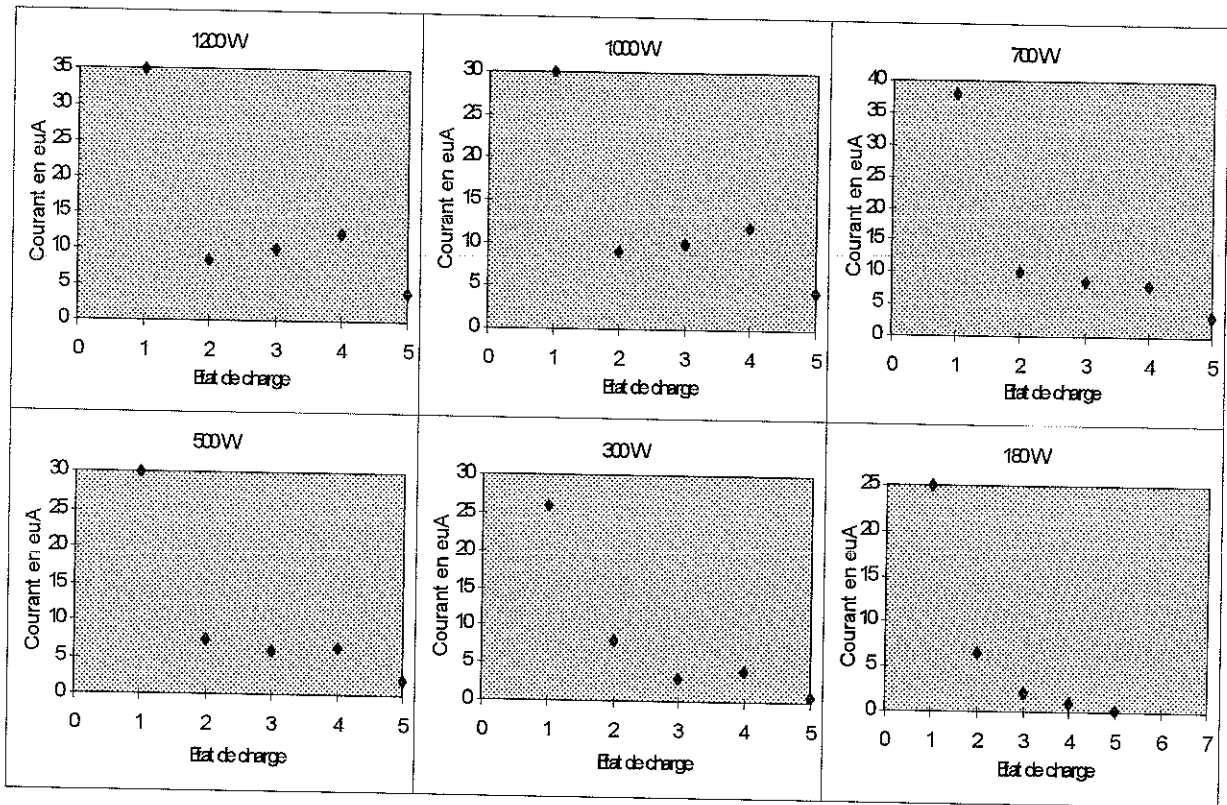


Fig. III-19: Evolution des courants extraits de la source en fonction de l'état de charge à plusieurs puissances

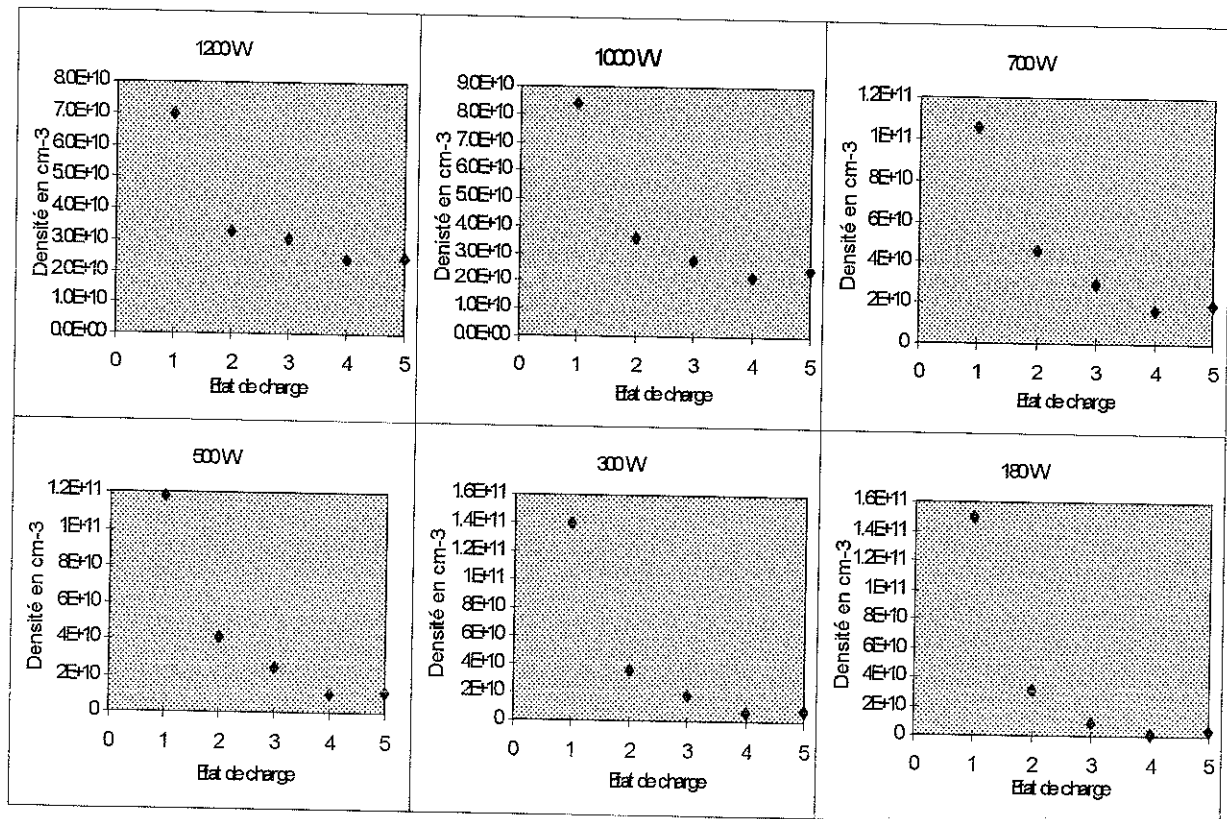


Fig. III-20: Evolution des densités ioniques en fonction de l'état de charge à plusieurs puissances

Il faut préciser que le courant de O^{4+} est surestimé sur la figure III-19 à cause de la contamination par le C^{3+} qui possède le même rapport masse sur charge.

Ces figures montrent que les densités ioniques décroissent régulièrement avec l'état de charge. On remarque également que cette décroissance est d'autant plus rapide que la puissance H.F. diminue.

On peut déduire à présent le temps de confinement parallèle des ions dans le plasma par le rapport de la densité ionique au courant extrait. On précise toutefois que la transmission du spectromètre de masse qui permet de sélectionner les ions est d'environ 30 %. Dans ce cas les courants d'ions doivent être réévalués d'un facteur 3.33 pour en déduire une durée de vie correcte.

La figure III-21 représente l'évolution du temps de vie des ions avec l'état de charge à plusieurs puissances H.F.

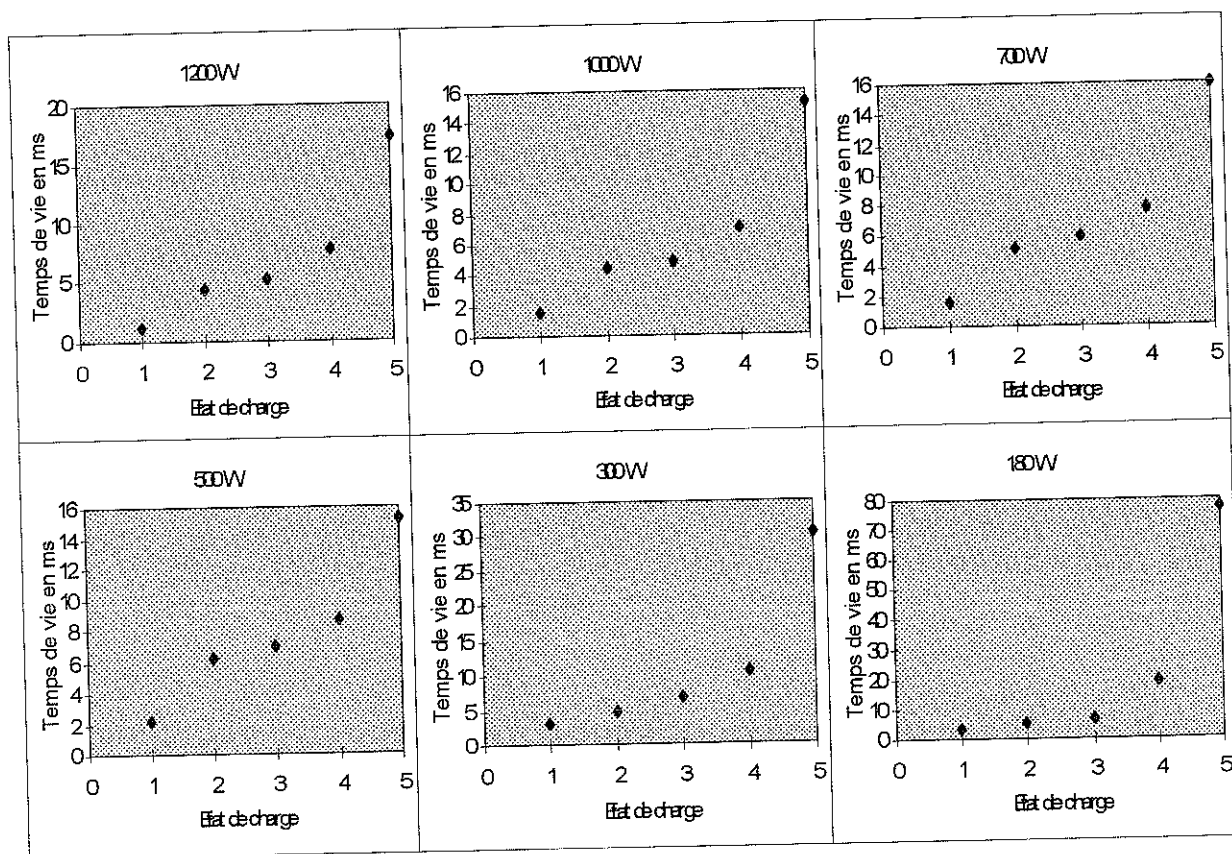


Fig. III-21: Évolution du temps de confinement parallèle des ions en fonction de l'état de charge à plusieurs puissances

Sur la figure III-21 on constate que le temps de vie augmente avec l'état de charge. Il varie entre 1 et 30 ms avec la charge entre 1200 et 300 W. A 180 W l'incertitude est grande sur O^{5+} .

L'erreur sur le temps de vie est d'autant plus grande que l'état de charge est élevé et la puissance H.F. basse. En effet, l'intensité de la raie permettant de déduire la densité est faible à faible puissance et le courant extrait l'est également. C'est pourquoi la durée de vie de O^{5+} à 180 W est entachée d'une erreur importante.

Sur la figure III-22 on peut observer également l'évolution de la durée de vie des ions en fonction de la puissance pour chaque état de charge.

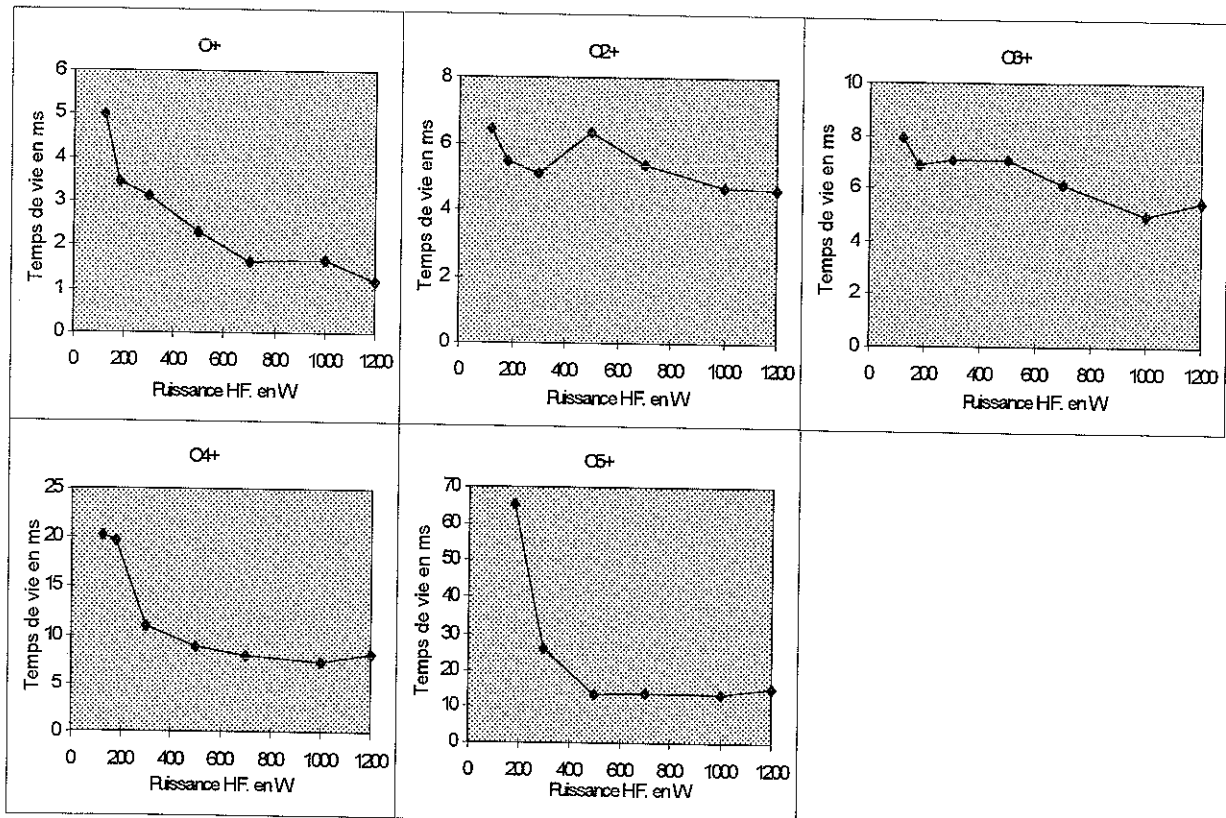


Fig. III-22: Evolution des temps de vie des ions de chaque état de charge en fonction de la puissance H.F.

On constate sur la figure III-22 que les temps de vie diminuent avec la puissance et ce quel que soit l'état de charge.

b) En fonction de la pression de neutres dans la chambre

Les figures III-23 et III-24 représentent l'intensité des courants extraits et les densités des ions de chaque état de charge en fonction de la pression de neutres mesurée dans la chambre.

On rappelle que la puissance H.F. est fixée à 1000 W et que les champs magnétiques sont fixés aux mêmes valeurs que précédemment. Le point d'intersection entre les deux expériences correspond donc à 1000 W de puissance injectée et $3.3 \cdot 10^{-6}$ mbar de pression.

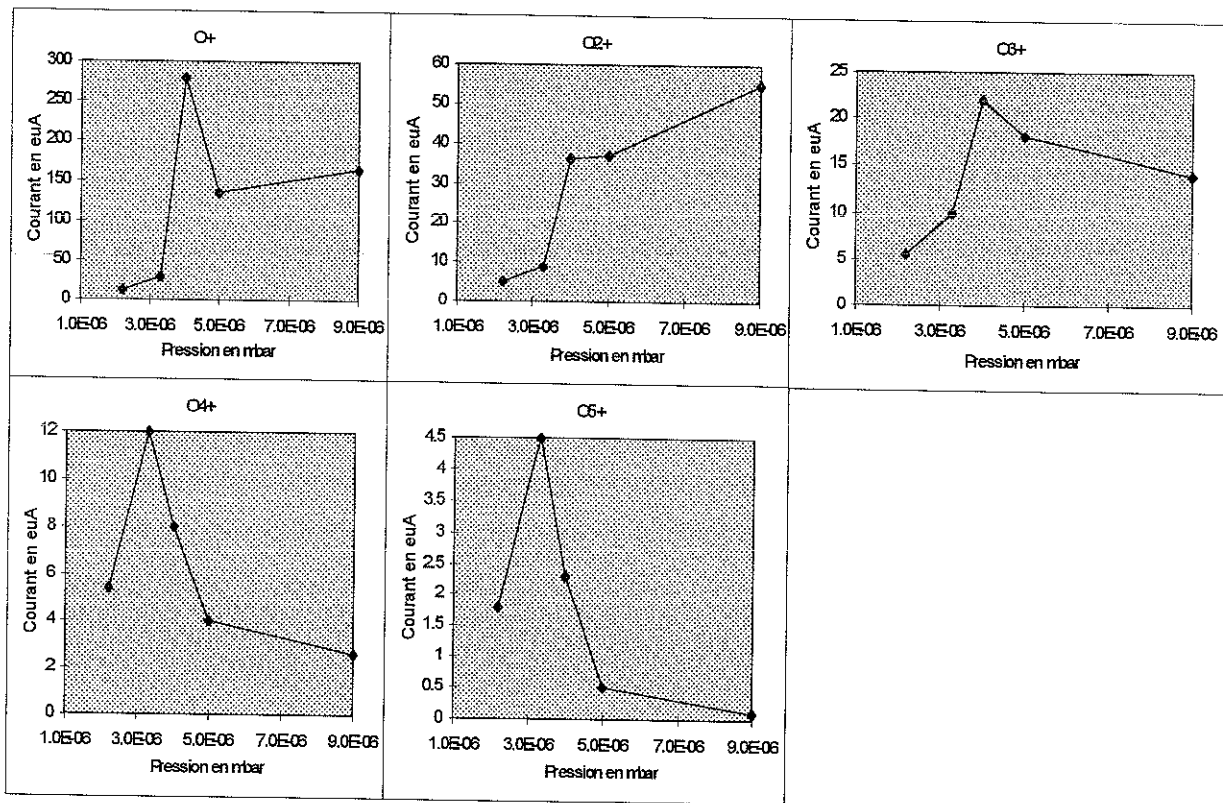


Fig. III-21: Evolution des courants d'ions extraits en μA en fonction de la pression dans la chambre en mbar

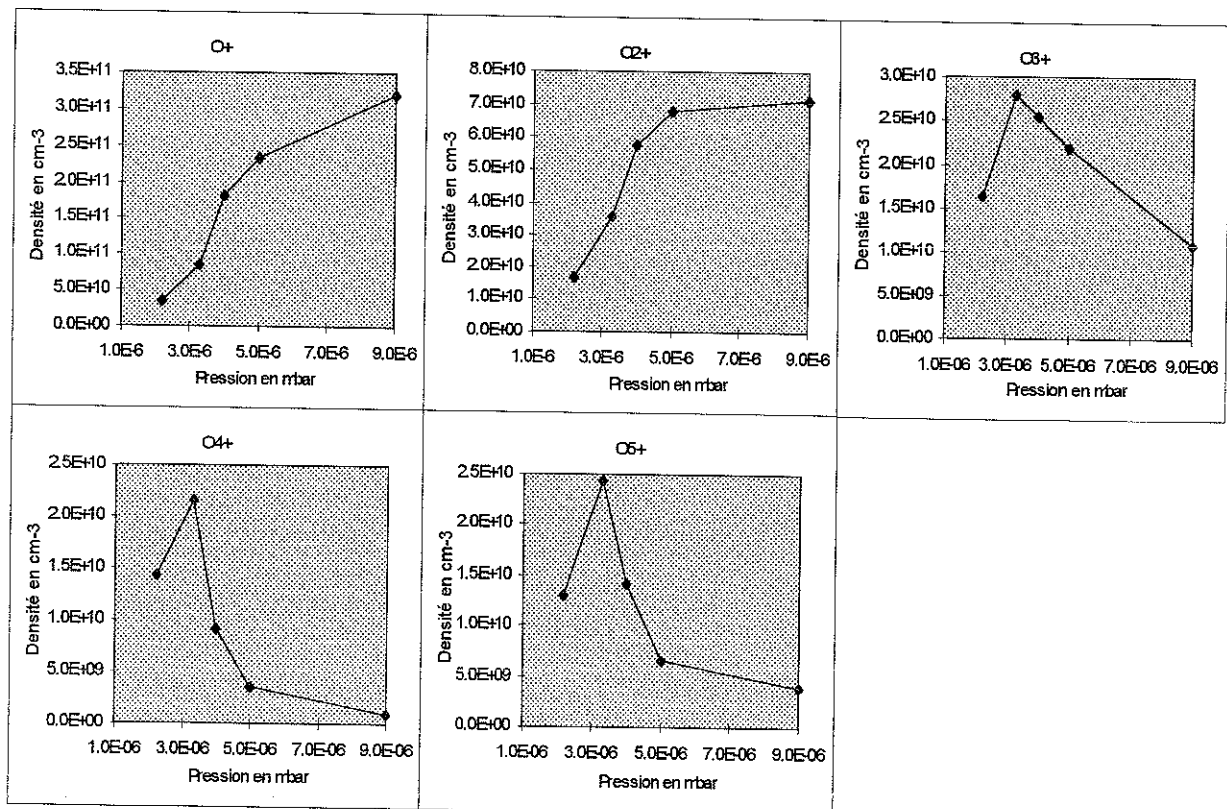


Fig. III-22: Evolution des densités ioniques de chaque état de charge en cm^{-3} en fonction de la pression dans la chambre en mbar.

L'évolution des densités ioniques avec la pression suit approximativement celle des courants d'ions extraits, sauf pour O^+ . En fait, la mesure du courant se faisant sur un plasma parfois instable occasionne une brusque variation du courant sur quelques états de charge seulement car la mesure du courant de chaque ion ne se fait pas simultanément.

On constate néanmoins une variation sur les courants et les densités qui présente un pic à $3.3 \cdot 10^{-6}$ mbar de pression dans la chambre. Ceci s'explique par le fait que l'excursion en pression a été effectuée autour de la valeur optimale du courant extrait d' O^{6+} .

On observe une nette diminution des performances lorsqu'on augmente la pression de neutres dans la chambre.

On trace de la même manière que pour la puissance, l'évolution des courants extraits et des densités ioniques à différentes pressions, représentées sur les figures III-23 et III-24.

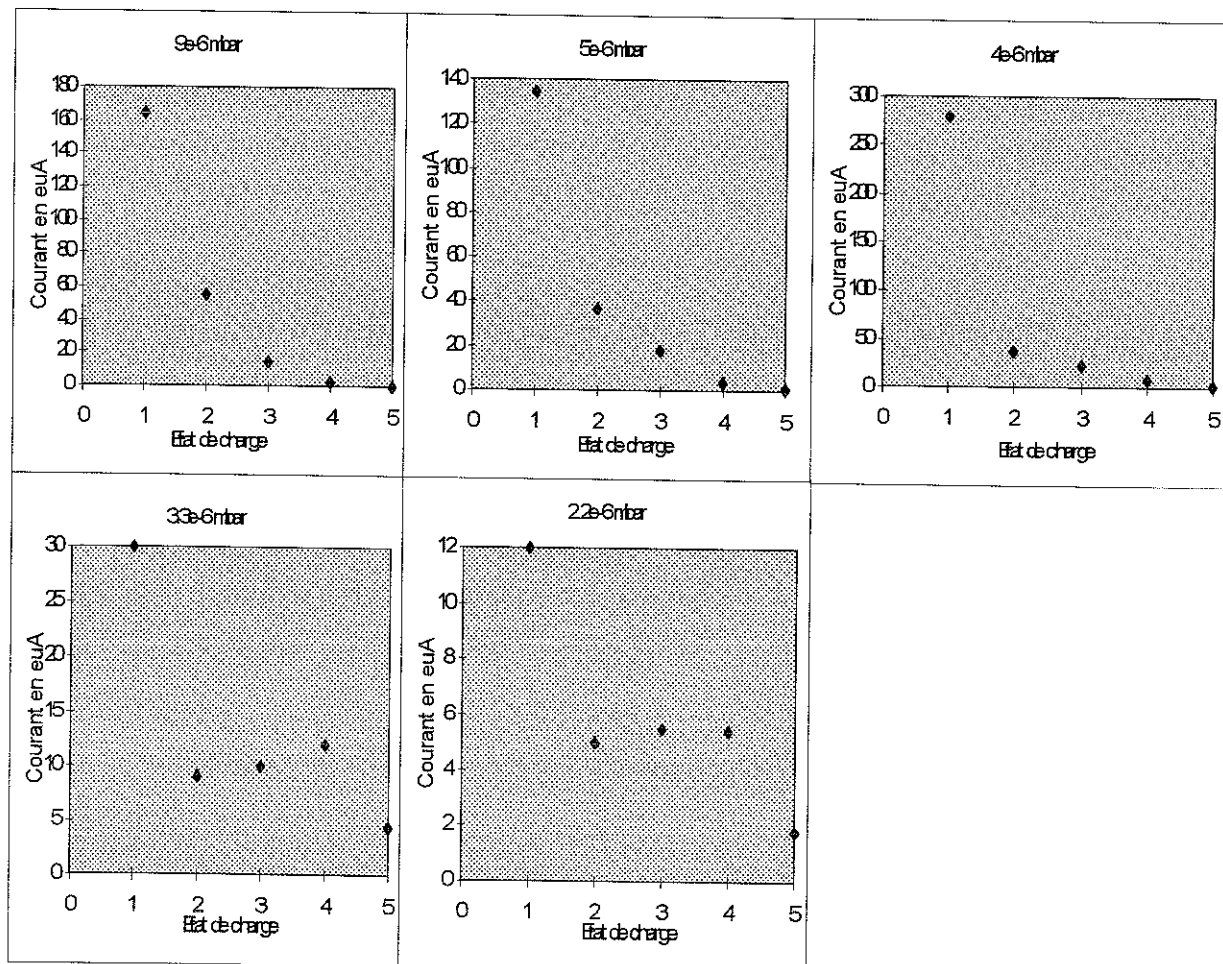


Fig. III-23: Evolution des courants en fonction de l'état de charge à différentes pressions

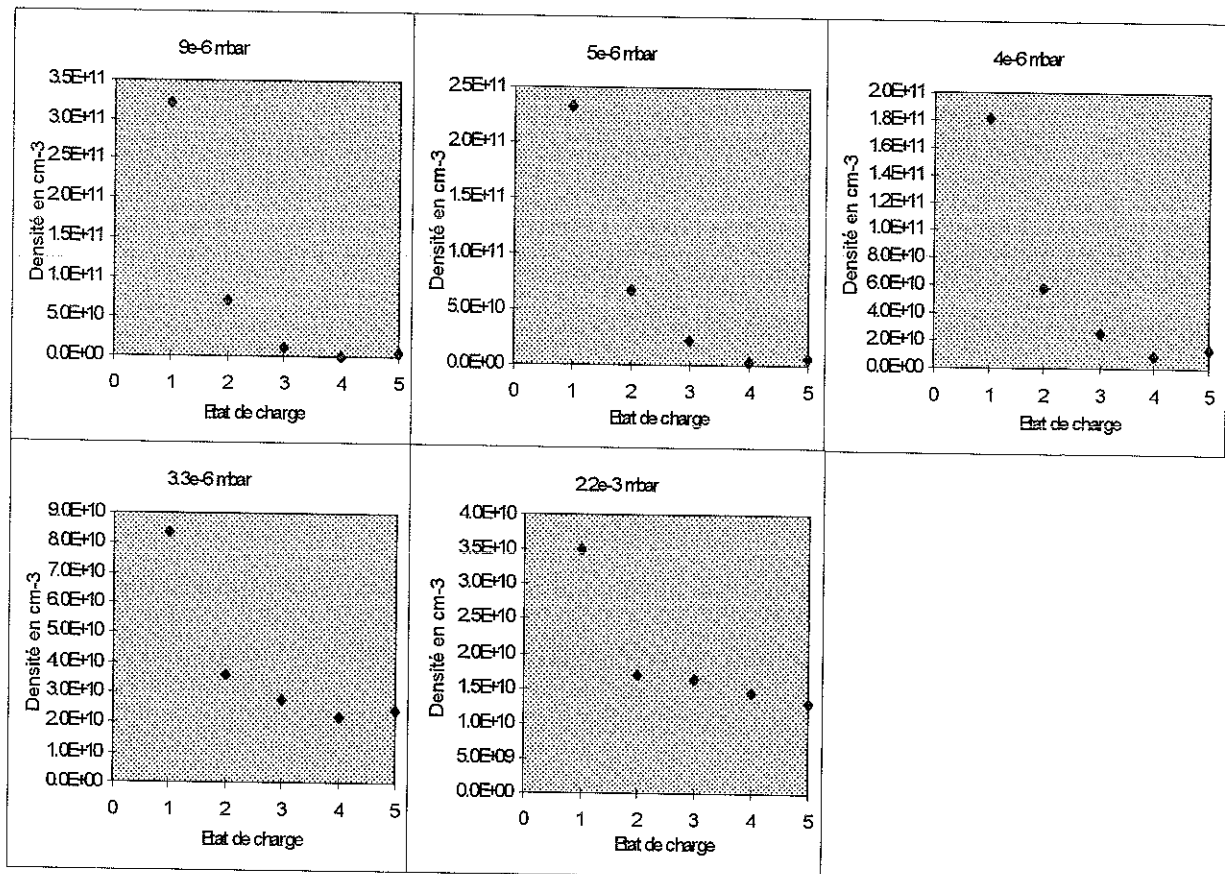


Fig. III-24: Evolution des densités ioniques en fonction de la charge à plusieurs pressions

On constate sur ces figures qu'aussi bien les courants extraits que les densités d'ions diminuent avec l'état de charge.

La figure III-25 montre l'évolution du temps de vie de ions en fonction de l'état de charge à différentes pressions. On remarquera que les temps de vie de O^{5+} ne sont pas donnés parce que très incertains. On peut tout de même observer une augmentation du temps de vie avec la charge en particulier à $4 \cdot 10^{-6}$ mbar et $2.2 \cdot 10^{-6}$ mbar entre 0.4 et 6 ms pour les deux pressions.

La figure III-26 montre l'évolution du temps de vie des ions de chaque état de charge en fonction de la pression. Bien que ces mesures soient entâchées d'erreurs importantes, il n'en demeure pas moins une diminution du temps de vie avec la pression. Nous tenterons d'expliquer ce comportement dans le paragraphe discussion qui suit.

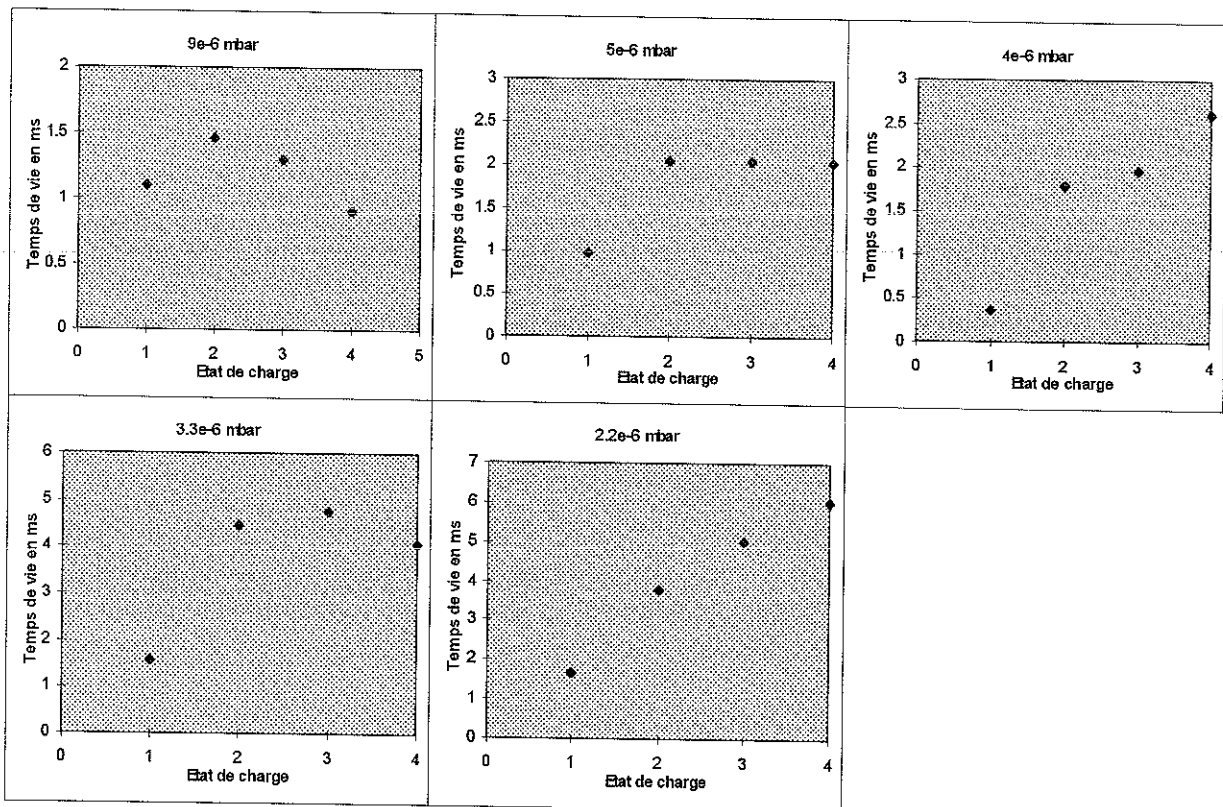


Fig. III-25: Evolution du temps de vie des ions en fonction de la charge à plusieurs pressions

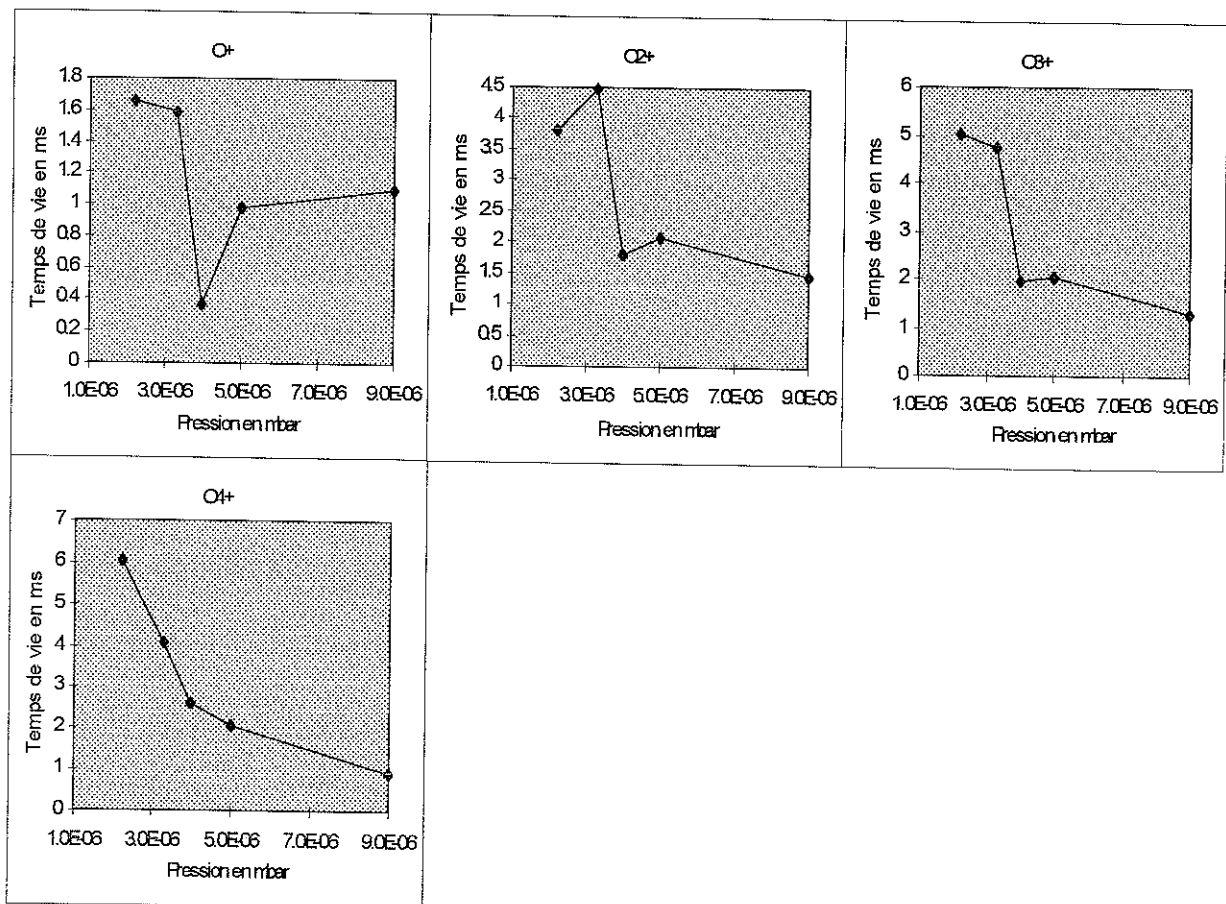


Fig. III-25: Evolution du temps de vie des ions de chaque état de charge en fonction de la pression

III-3-3 Discussions des résultats obtenus sur Quadrumafios en fonction de la puissance et de la pression

Sur les différentes figures présentées plus haut, on observe bien un comportement similaire des densités ioniques avec les courants extraits en fonction de la puissance et de la pression. Par conséquent les courants extraits d'une source E.C.R. reflètent assez bien la distribution d'état de charge à l'intérieur du plasma. Ces deux grandeurs sont en fait liées par le temps de vie des ions. Les ions doivent rester suffisamment longtemps dans le plasma pour être épluchés par bombardement électronique, mais pas trop pour être extraits. Il doit donc exister un compromis entre le temps d'ionisation et le temps de vie de l'ion. On peut procéder à une approximation pour estimer le temps de vie d'un ion possédant le courant optimum dans une distribution d'état de charge. On écrit:

$$n_e \cdot n^{(q-1)+} \cdot S_{q-1}(T_e) \approx \frac{n^{q+}}{\tau^{q+}}$$

Si on suppose à présent que la densité d'ions de charge q est voisine de celle de charge $q-1$, on estime la durée de vie de l'ion par:

$$\tau^{q+} \approx \frac{1}{n_e \cdot S_{q-1}(T_e)} \quad (5)$$

Avec les valeurs $n_e=10^{11} \text{ cm}^{-3}$, $T_e=40 \text{ eV}$ et $S_{3+}(40)=1.25 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s}$, on trouve $\tau^{q+} \cong 8 \text{ ms}$ pour O^{4+} .

On peut par conséquent être quelque peu confiant sur nos résultats qui donnent le bon ordre de grandeur en ce qui concerne le temps de vie.

La mesure des densités d'ions et des courants extraits nous a permis en particulier d'estimer le temps de confinement des ions dans la structure magnétique de la source. On a pu ainsi constater que le temps de vie augmentait avec la charge. Savoir exactement de quelle manière évolue ces temps de vie avec la charge, nous permettrait surtout de confronter nos résultats avec des modèles théoriques de confinement des ions.

Un des modèles proposé par Pastukhov donne une expression du temps de confinement des ions pour une distribution Maxwellienne de température T_i [Pastukhov 87]:

$$\tau^{q+} = Rl \sqrt{\frac{\pi\mu m_p}{2kT_i}} \exp\left(\frac{qe\Delta\Phi}{kT_i}\right) \quad (6)$$

où R est le rapport miroir, l la longueur caractéristique du plasma confiné dans la zone de résonance, μ est le rapport de la masse de l'ion sur la masse du proton m_p . $\Delta\Phi$ représente le puits de potentiel qui serait responsable du confinement des ions au centre de la source. [West 82], [Petty 91] comme le montre la figure III-26 ci-dessous.

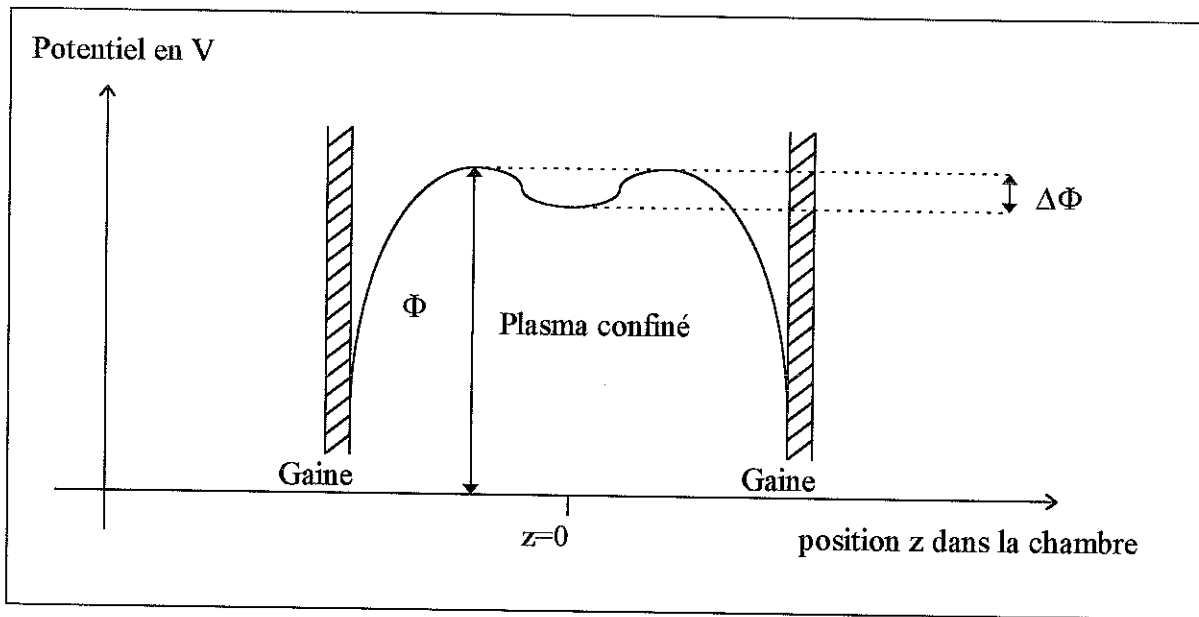


Fig. III-26: Potentiels électrostatiques créés par les électrons froids et chauds

Les électrons froids sont très collisionnels par rapport aux électrons chauds confinés par le miroir magnétique. Ces électrons de basse énergie sont donc diffusés rapidement dans le cône de pertes à cause des collisions qu'ils subissent. Pour rétablir l'électroneutralité du plasma il se crée par rapport aux parois de la chambre, un potentiel positif ambipolaire Φ qui accélère les ions et ramène les électrons. Néanmoins il faut le temps nécessaire aux ions pour être épluchés pas à pas par impacts électroniques et atteindre des états de charge élevés. On suppose donc l'existence d'un puits de potentiel $\Delta\Phi$ au centre de la structure créé par les électrons chauds très bien confinés pour piéger les ions

Ce temps de confinement n'est en fait valable que pour les ions confinés magnétiquement et par effet miroir, c'est à dire dans le cas d'un plasma non collisionnel. Pour les ions très chargés en revanche, ils sont très collisionnels car le taux de collisions entre eux est proportionnel au

carré de leur charge [Melin 96]. Les ions sont dans ce cas diffusés spatialement et leur temps de vie s'écrit:

$$\tau_D = \frac{a^2}{v_{Ti}^2 \tau_{ii}} \quad (7)$$

où a est la plus petite longueur du plasma (approximativement son diamètre). τ_{ii} est le temps de collision ion-ion et v_{Ti} est la vitesse thermique de l'ion proportionnelle à la racine carrée de la température.

On peut donc interpréter nos résultats concernant l'évolution des temps de vie en fonction de la puissance H.F., de la pression pour chaque état de charge d'une part et leur évolution en fonction de la charge sur les différents plasmas d'autre part.

Lorsqu'on augmente la puissance H.F. la température électronique croît. La température ionique devrait croître également parce que les électrons sont les vecteurs de l'énergie apportée par la H.F. dans un plasma E.C.R. La formule (7) nous montre alors que le temps de vie diminue quand la puissance augmente. La vitesse thermique est proportionnelle à la racine carrée de la température ionique et le temps de collision ion-ion est proportionnel à la température ionique à la puissance 3/2.

Les résultats en fonction de la pression montrent également une diminution du temps de vie de chacun des états de charge. Ici on s'attendrait par contre à observer un comportement contraire à la puissance dans la mesure où les courants diminuent avec la pression. En fait comme on peut le constater sur O^{4+} par exemple, la densité d'ions diminue d'un facteur 6 entre $3.3 \cdot 10^{-6}$ et $5 \cdot 10^{-6}$ mbar alors que le courant diminue d'un facteur 3 seulement. Ainsi, les densités ioniques diminuent plus rapidement que les courants en fonction de la pression. Ce qui fait que les temps diminuent aussi avec la pression, et ce pour chaque état de charge.

III-3-4 Source Caprice

On procédera de la même manière que sur la source *Quadrupafios* pour présenter les résultats des courants extraits, des densités ioniques et des temps de vie.

L'évolution des courants d'ions extraits et des densités d'ions avec la puissance pour chaque état de charge sont données sur les figures III-24 et III-25.

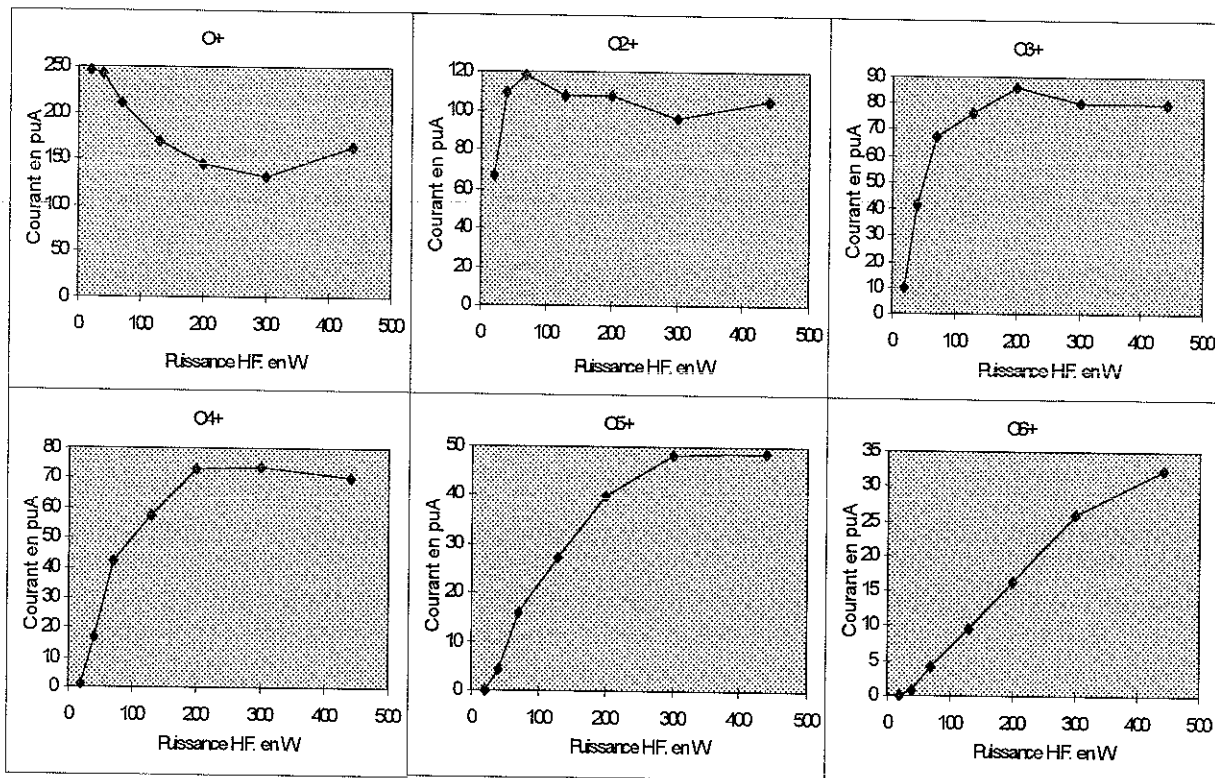


Fig. III-24: Evolution des courants d'ions extraits en μA avec la puissance H.F. injectée en W

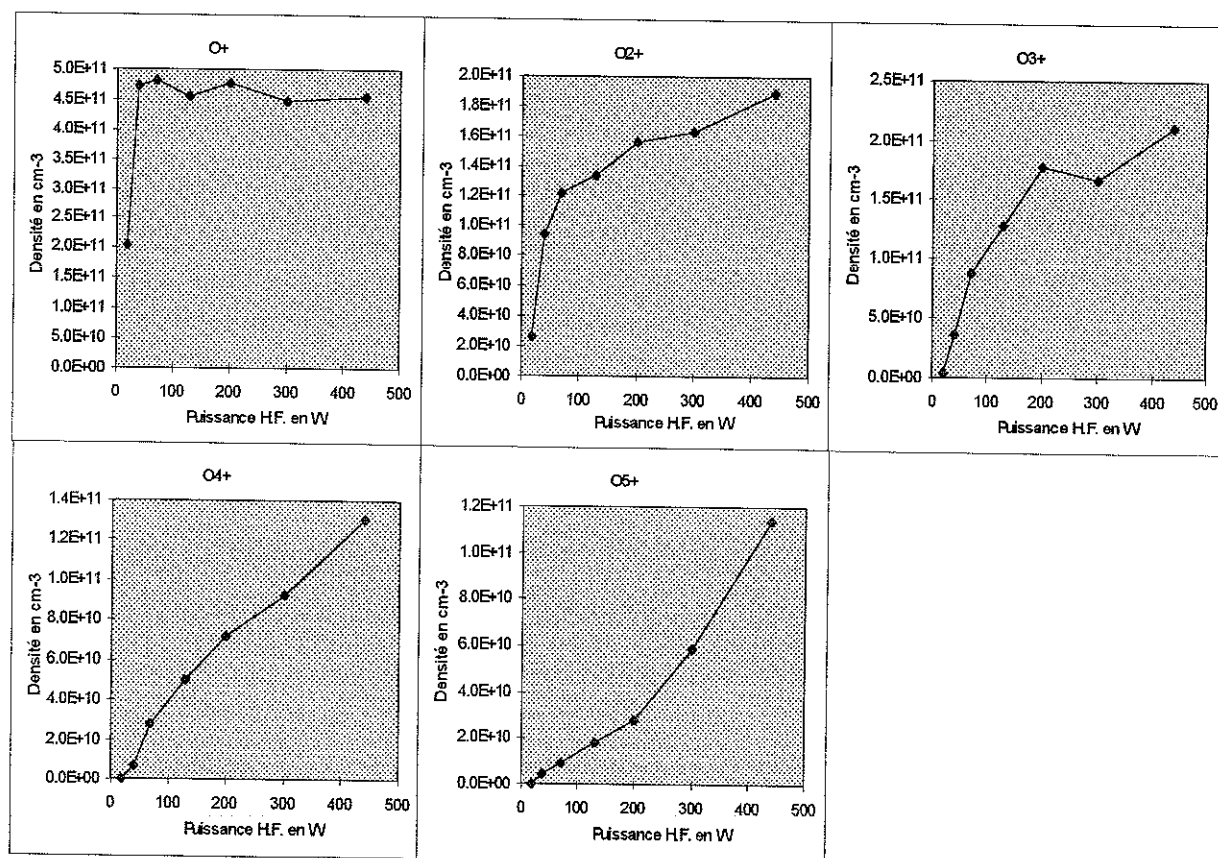


Fig. III-25: Evolution des densités ioniques de chaque état de charge en fonction de la puissance H.F.

La figure III-24 montre également l'évolution du courant d' O^{6+} qui est loin d'être négligeable sur cette source. Néanmoins on n'en a pas tenu compte dans le calcul des densités ioniques absolues dans la mesure où il est négligeable à 20 W. De plus la densité relative d'ions O^{6+} n'a pu être obtenue par l'U.V. pour la raison donnée plus haut dans III-3-1 b).

Les figures III-26 et III-27 montrent l'évolution des courants extraits en particules et des densités ioniques en fonction de la charge à plusieurs puissances.

On remarque sur ces figures que la densité décroît avec la charge aux différentes puissances. La décroissance est d'autant plus rapide à faible puissance.

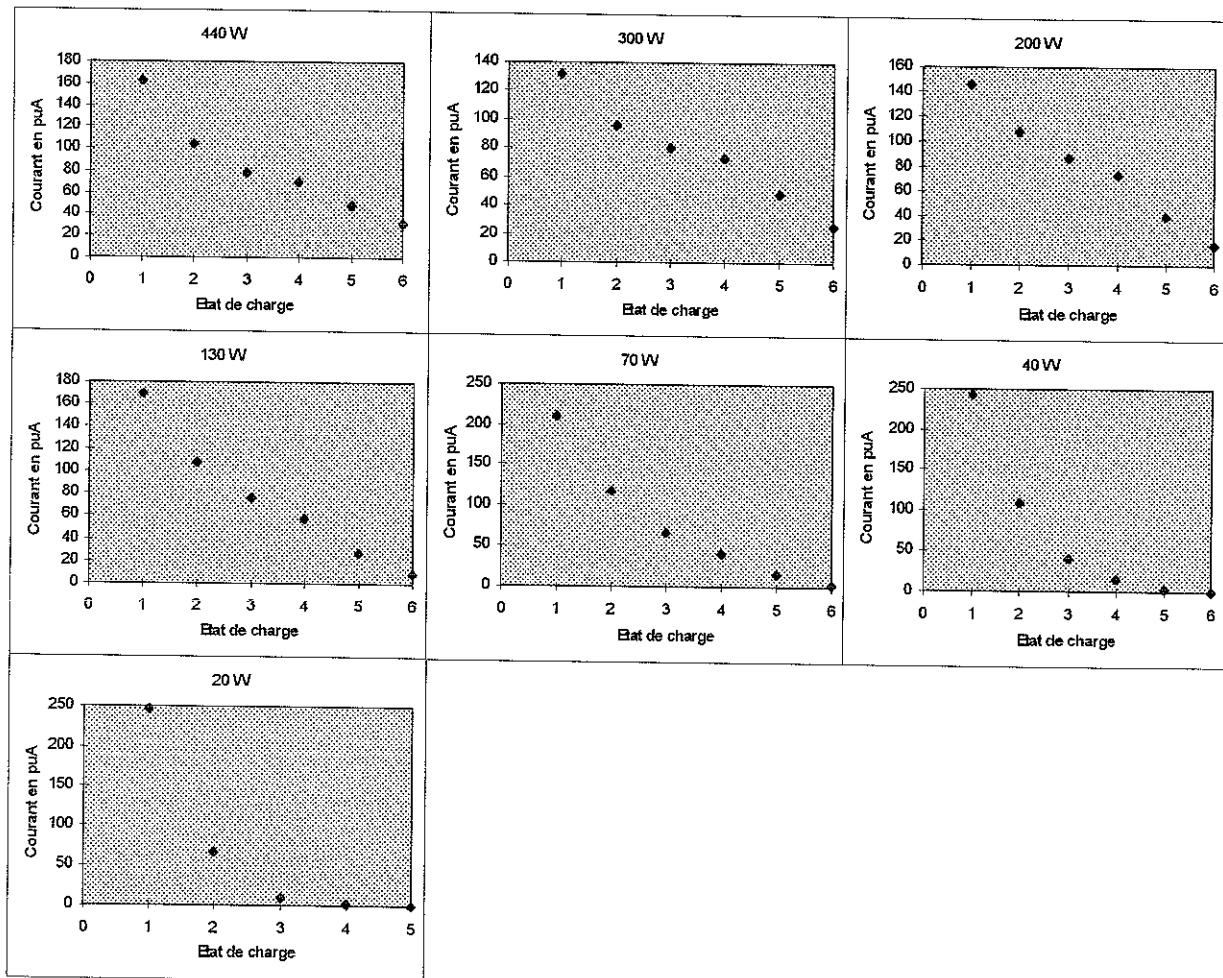


Fig. III-26: Evolution des courants d'ions extraits en fonction de la charge à plusieurs puissances

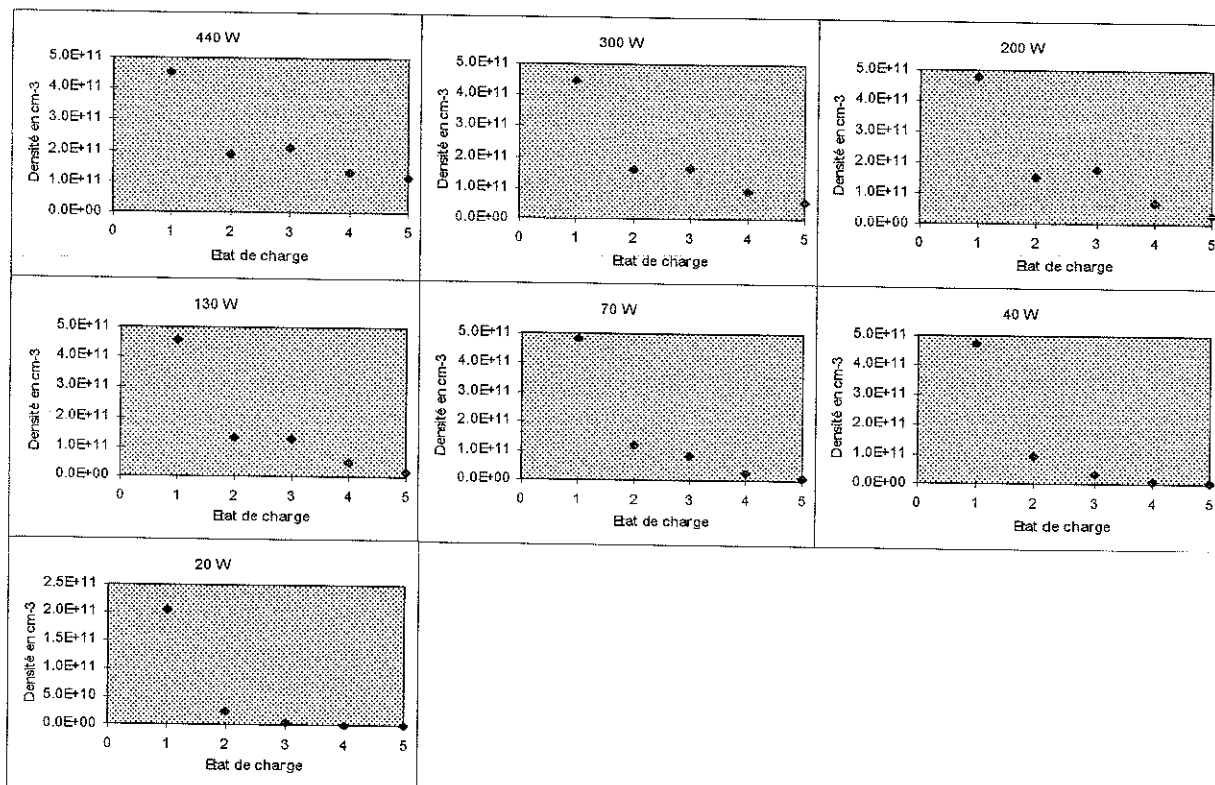


Fig. III-27: Evolution des densités ioniques en fonction de la charge à plusieurs puissances

Les figures III-28 et III-29 représentent l'évolution des temps de vie en fonction de la charge aux différentes puissances et pour chaque état de charge en fonction de la puissance H.F.

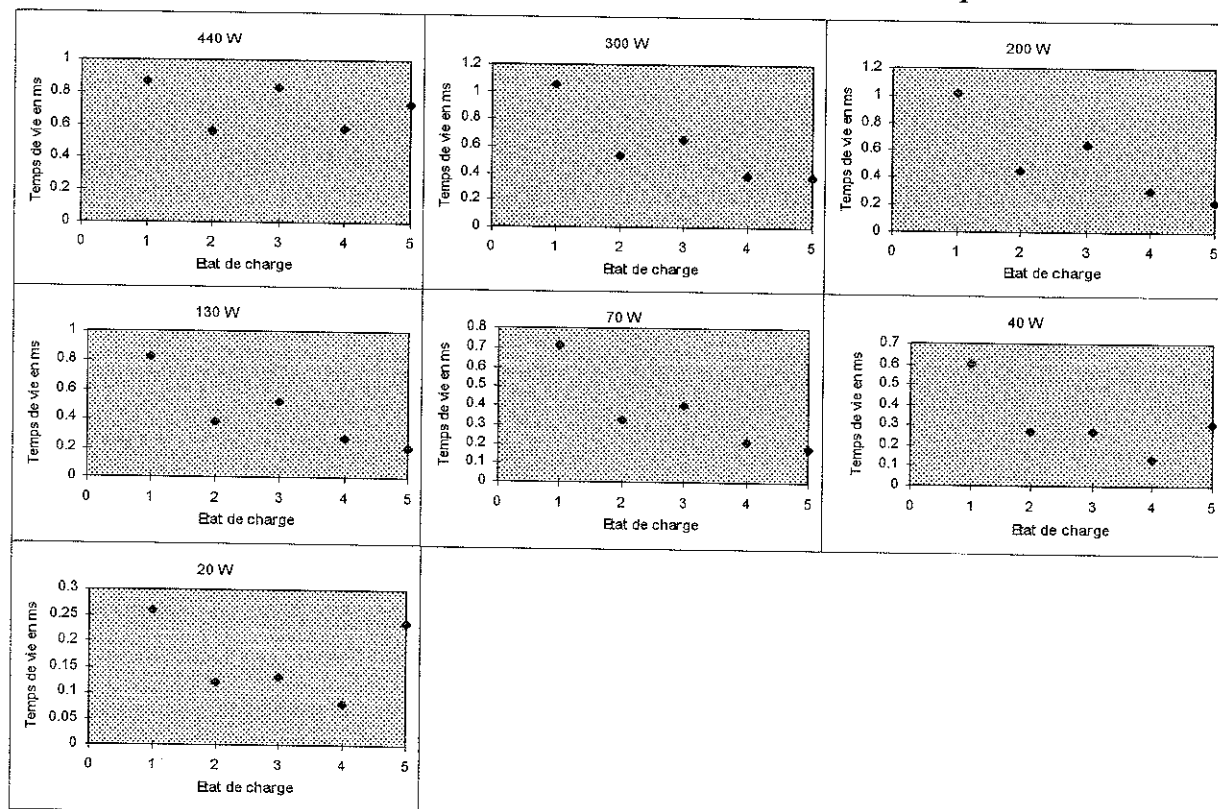


Fig. III-28: Evolution des temps de vie en fonction de la charge à plusieurs puissances

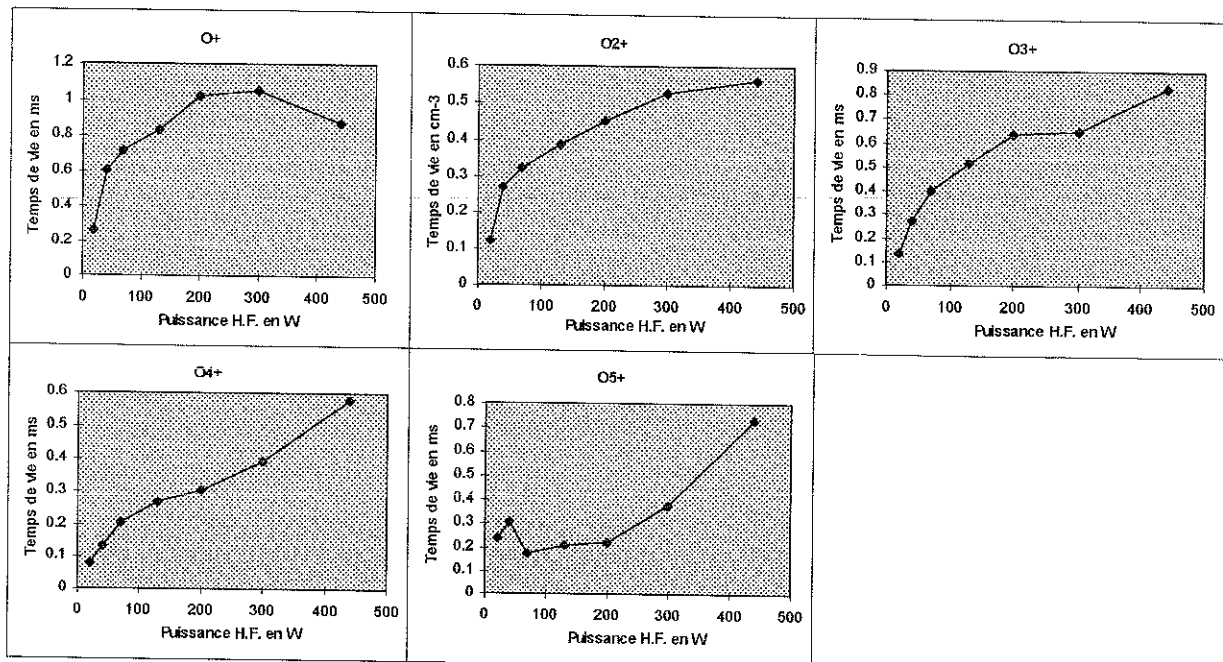


Fig. III-29: Evolution des temps de vie en fonction de la puissance H.F. pour chaque état de charge

Pour des raisons que l'on indiquera dans la partie discussion qui va suivre, on peut préciser que le courant d'ions O^+ est sous-estimé à cause de la transmission du spectromètre de masse. Le temps de vie de cet ion est par conséquent surévalué. On peut donc dire que le temps de vie des ions évolue très peu avec l'état de charge quelle que soit la puissance. Ce temps varie de quelques dixièmes à une milliseconde.

En fonction de la puissance, on constate par contre que le temps de vie semble augmenter et ce quel que soit l'état de charge.

III-3-5 Discussion des résultats de Caprice et comparaison avec Quadrumafios

On a deux remarques importantes à faire concernant les résultats sur le temps de vie des ions sur Caprice.

La première est relative à la mesure du courant d'ions O^+ et la deuxième à la valeur de la densité électronique prise à 20 W.

L'intensité du courant extrait d'un état de charge donné évolue suivant la loi de Child-Langmuir en fonction de la tension d'extraction. Le courant augmente suivant le potentiel d'extraction à la puissance $3/2$ puis demeure constant. Tous les courants d'ions ont été mesurés à 20 kV, ce qui fait que la transmission du spectromètre de masse est plus faible pour

l'ion O^+ que pour les autres états de charge. D'où le temps de vie de l'ion O^+ est sur-estimé par rapport aux autres.

La deuxième remarque repose sur la valeur de la densité électronique déterminée par la méthode des rapports de raies. En effet, l'interprétation des résultats concernant la densité et la température des électrons faite pour la source Quadrumafios a été extrapolée sur la source Caprice: la densité électronique totale utilisée pour déduire les densités ioniques absolues par l'électroneutralité du plasma à 20 W est peut être erronée. Elle n'est connue d'ailleurs qu'à un facteur deux près. Le calcul des densités ioniques absolues de chaque état de charge et à chaque puissance est par conséquent tributaire de la densité électronique trouvée à la plus faible puissance. Si la densité électronique prise à 20 W est trop faible, alors les densités ioniques déduites seront trop faibles et par conséquent les durées de vie également.

Néanmoins il est fort probable que cette densité électronique ne puisse atteindre la valeur de 10^{12} cm^{-3} à 20 W pour rejoindre les valeurs des temps de vie trouvés sur Quadrumafios.

On peut en revanche estimer une densité électronique minimum à 440 W par l'électroneutralité sans tenir compte de la densité d'ions O^{6+} :

$$n_e^{\text{totale}} \geq \sum_{q=1}^5 n^{q+} * q \cong 2.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}.$$

On constate donc un temps de vie des ions dans Caprice plus faible que dans Quadrumafios d'après l'approximation (5).

On peut également expliquer cette différence par rapport à la longueur caractéristique du plasma dans les deux sources. Sur Quadrumafios la longueur du plasma est de 30 cm dans l'axe, alors que dans Caprice elle est de 5.5 cm. On se rend compte alors que le temps mis par l'ion pour parcourir une distance cinq fois plus grande doit être cinq fois plus long à vitesse égale dans les deux plasmas. Si on écrit la formule du temps de vie établie pour un plasma collisionnel comme [Whaley 90]:

$$\tau^{q+} \approx \kappa_{\tau} \frac{n_e q^2 q_{\text{eff}} a^2 \sqrt{A_q}}{T_q^{5/2}} \quad (8)$$

où chacun des termes représente dans l'ordre: une constante, la densité électronique, la charge de l'ion, la charge effective (approximativement la charge moyenne du plasma), la longueur caractéristique, la masse de l'ion et la température ionique, alors on peut vérifier que le temps de vie des ions dans le plasma de Caprice est sensiblement plus faible que dans celui de Quadrumafios ne serait ce qu'à cause de la différence dans la longueur de leur plasma.

On remarquera que les temps de vie dans Caprice demeurent pratiquement constants avec la charge, et ce à toutes les puissances compte tenu de la remarque faite plus haut concernant le temps de vie de O^+ . C'est ce qui caractériserait peut être les performances très appréciables de la source Caprice.

Néanmoins, une précaution importante est à considérer ici, concernant l'évolution des temps de vie en fonction de la charge sur Caprice. On voit en effet que la formule (8) n'est pas vérifiée dans Caprice. Il se pourrait dans ce cas que le temps de vie n'ait pas la forme indiquée dans cette formule en q^2 ni en $\exp(\alpha q)$ dans la formule (6). L'évolution du temps de vie des ions en fonction de la puissance sur Caprice est aussi en désaccord avec celle trouvée sur Quadrumafios.

III-3-6 Expérience complémentaire

Une expérience que l'on a pu faire, était de vérifier que si un ion d'un état de charge donné n'était pas présent dans le faisceau extrait, il n'était en fait pas créé dans le plasma. On a observé ainsi la disparition d'une raie très intense de OV en modifiant le plasma de telle sorte que le courant d' O^{4+} disparaisse totalement.

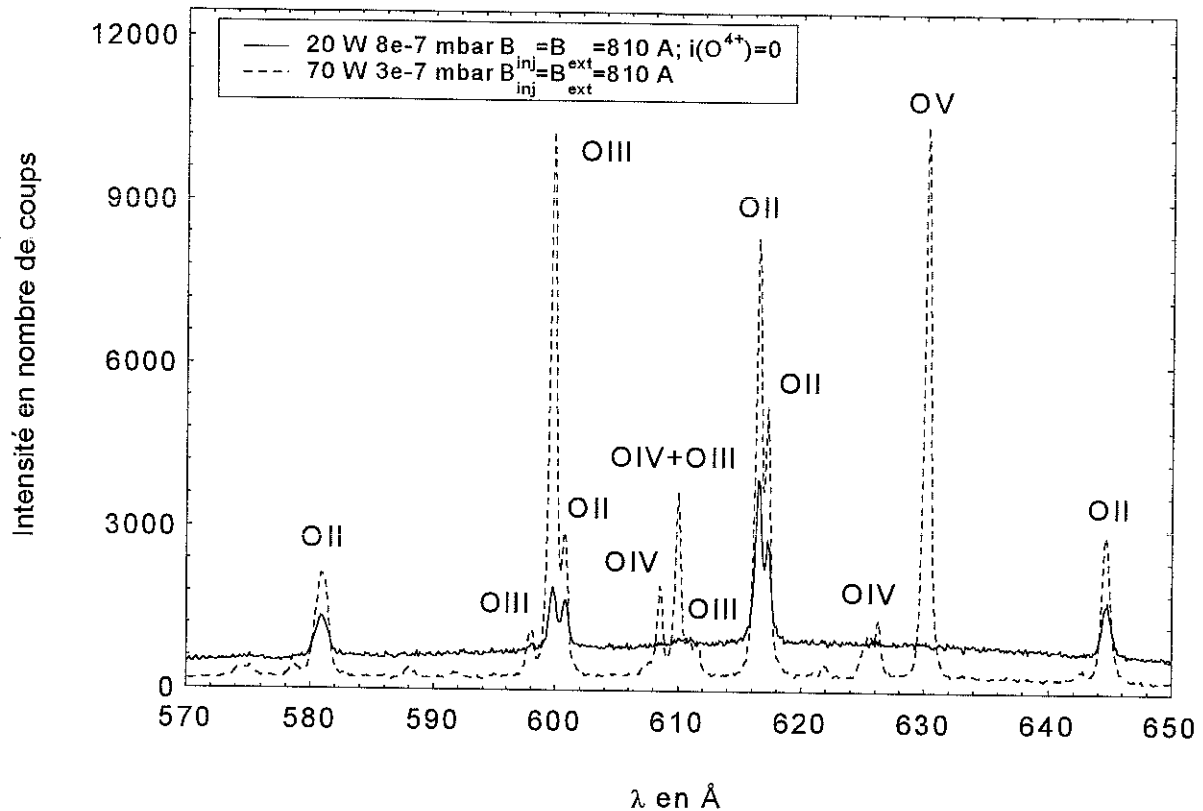


Fig. III-25: Spectre d'émission dans l'U.V. montrant la raie de OV disparaissant avec le courant d' O^{4+}

La figure III-30 montre la superposition des deux spectres U.V. comportant la raie 629.73 Å de OV et quelques raies de OII, OIII et OIV pour deux plasmas dont les courants sont mesurés à la sortie de l'aimant d'analyse de la source Caprice.

A 70 W de puissance H.F. injectée dans la source Caprice on est capable de mesurer l'intensité des courants d'ions extraits de O^+ à O^{6+} pour une faible pression d'Oxygène injectée. A 20 W et une pression beaucoup plus forte, on annule complètement les courants d'ions extraits à partir de O^{4+} . Existe t-il une hypothèse concernant le transport et l'extraction des ions en fonction de leur charge ? Nous avons pas été en mesure d'apporter une réponse définitive à ce problème épineux des sources d'ions E.C.R.

III-4 Comparaison des plasmas d'oxygène des sources Caprice et Quadrumafios optimisées sur O^{6+}

Nous allons tenter dans ce paragraphe d'expliquer par le biais de la spectroscopie V.U.V. la différence notable qui existe dans les performances en ions multichargés de ces deux sources. On se bornera néanmoins à une étude purement qualitative en comparant les intensités des

raies émises par les ions de différents états de charge avec l'intensité des courants d'ions extrait. On essaiera d'en déduire l'état du plasma susceptible de donner les meilleures performances en ions multichargés.

III-4-1 Comparaison des plasmas d'Oxygène pur et Oxygène-Hélium sur Quadrumafios

Des parties du spectre U.V. de la source Quadrumafios sont données dans les annexes A-1 et A-2. Le tableau III-2 détaille les caractéristiques de la source pour l'obtention d'un courant optimal d' O^{6+} en oxygène pur et en mélange de gaz avec l'hélium.

Plasmas optimisés sur O^{6+}	I(inj) en A	I(ext) en A	I(ext.sup) en A	P(O_2 inj) en mbar	P(He inj) en mbar	P(chamb) en mbar	P(H.F.) en W
Oxygène pur	1200	1015	1020	$2.3 \cdot 10^{-3}$	0	$2.8 \cdot 10^{-6}$	1275
Oxygène-Hélium	1200	1113	1020	$1 \cdot 10^{-3}$	$3.8 \cdot 10^{-3}$	$3.4 \cdot 10^{-6}$	1307

Tableau III-2: Caractéristiques de la source Quadrumafios pour l'optimisation des plasmas sur O^{6+} en oxygène pur et oxygène-hélium

Les courants d'ions mesurés sur la cage de Faraday à la sortie de l'aimant d'analyse sont donnés sur la figure III-26.

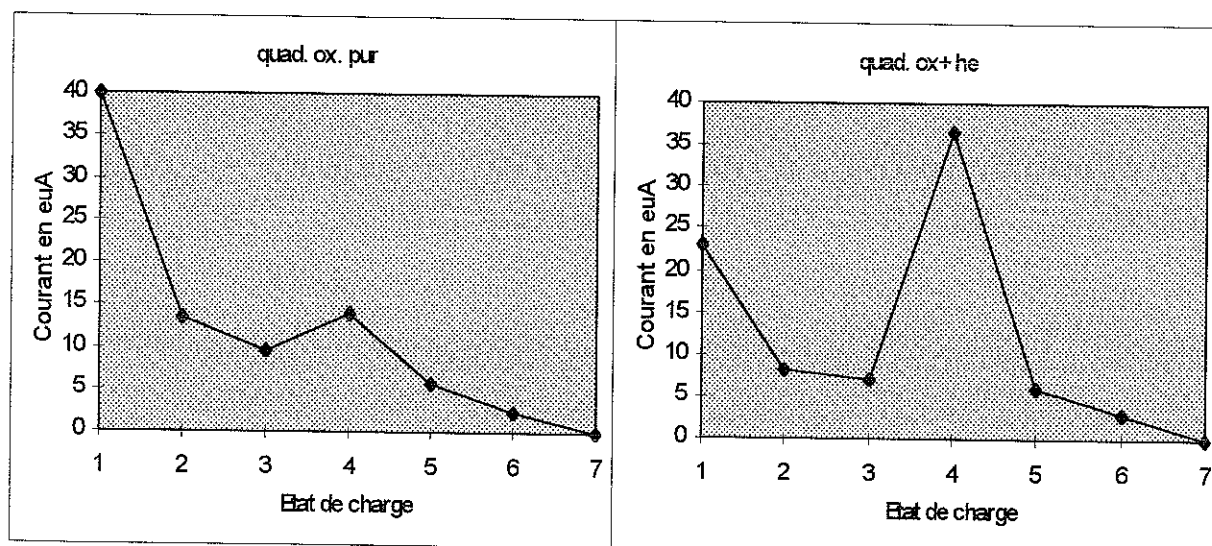


Fig. III-26: Courants d'ions extraits de la source Quadrumafios en oxygène pur et en oxygène-hélium optimisée sur O^{6+} exprimé en e.u.A.

Il faut préciser sur ces spectres d'ions extraits que C^{3+} et He^+ sont confondus avec O^{4+} car ils ont le même rapport m/q pour lequel le spectromètre de masse ne peut avoir de résolution.

L'effet du mélange de gaz n'a pratiquement aucune incidence sur l'intensité des courants extraits d'ions multichargés sur Quadrumafios. Par contre, il diminue les courants des faiblement chargés de $1+$ à $3+$. Pour l' O^{4+} , il est difficile de noter une amélioration du courant extrait par spectrométrie de masse. On peut cependant comparer l'intensité des raies de OV en oxygène pur et en mélange de gaz oxygène-hélium avec les raies de OII et OIII sur les différentes parties du spectre.

On précise que le temps d'acquisition de tous les spectres effectués sur les deux plasmas à différentes positions est le même et fixé à 300 secondes. Lorsque l'on compare des intensités de raies à une même position sur les deux plasmas (Oxygène pur et Oxygène-Hélium), la transmission et l'étalonnage en intensité du spectromètre n'interviennent pas.

Comme on l'a déjà mentionné au début de ce chapitre, l'intensité d'une raie d'émission reflète tous les paramètres du plasma simultanément. C'est à dire la densité et la température des électrons responsable de l'excitation de la raie et bien sûr de la densité d'ions de l'état de charge donné.

On constate globalement que le plasma est plus émissif en mélange de gaz. La présence de l'hélium ajoute naturellement une émission importante de HeI et HeII dans ce domaine de longueur d'onde. On observe en particulier toutes les raies de la série $np \rightarrow 1s$ de 584 à 508 Å pour HeI et de 303 à 234 Å pour HeII.

On vérifie par exemple sur les spectres OSPE11 et OHESPE11 des annexes A-1 et A-2 respectivement que les raies intenses de OII et OIII diminuent en présence d'hélium comme les courants d'ions extraits de ces deux états de charge. En revanche les intensités des raies de OV et OVI ont augmenté sur les spectres OHESPE06 et OHESPE18 par rapport à celles observées sur OSPE06 et OSPE18.

Même si l'effet du mélange de gaz n'est pas significatif sur les courants d'ions fortement chargés de la source Quadrumafios, il apparaît néanmoins une diminution des courants extraits des faiblement chargés par rapport aux multichargés. Les spectres d'émission dans le V.U.V. montrent quand même cet effet.

III-4-2 Comparaison des plasmas d'Oxygène pur et Oxygène-Hélium sur Caprice

a) Comparaison des plasmas oxygène pur et oxygène-hélium avec premier étage.

Le tableau III-3 montre les caractéristiques de la source pour lesquelles on a optimisé le courant d' O^{6+} en oxygène pur et en mélange de gaz avec le premier étage.

Plasmas optimisés sur O^{6+}	I(inj) en A	I(ext) en A	P(chamb) en mbar	P(H.F.) en W
Oxygène pur	910	820	$2 \cdot 10^{-7}$	400
Oxygène-Hélium	950	820	$5 \cdot 10^{-6}$	540

Tableau III-3: Caractéristiques de la source pour un plasma optimisé sur O^{6+} en oxygène pur et oxygène-hélium

La figure III-27 représente l'intensité des courants d'ions extraits de chaque état de charge en μA en oxygène pur et en mélange de gaz avec l'hélium pour des plasmas optimisés sur O^{6+} .

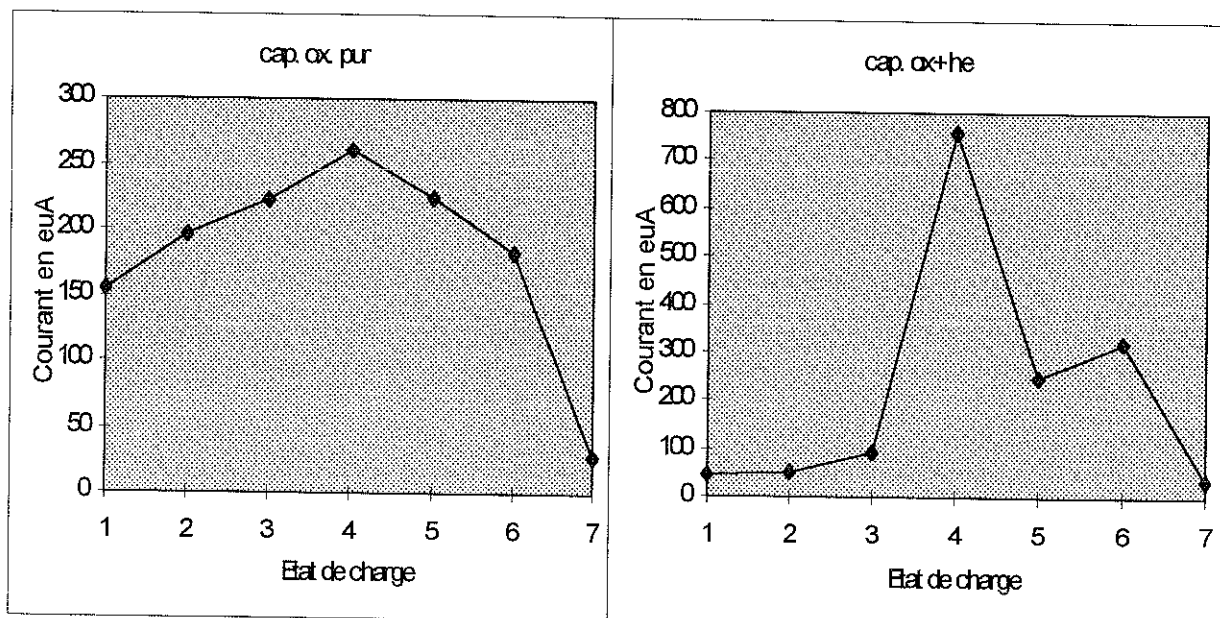


Fig. III-27: Intensité des courants d'ions extraits en μA pour des plasmas optimisés sur O^{6+} en oxygène pur et en mélange de gaz oxygène-hélium à 20 kV

Les courants d'ions C^{3+} et He^+ sont confondus avec celui d' O^{4+} , et ceux d' He^{2+} et de H_2^+ avec celui d' O^{8+} d'après leurs rapports m/q. Cette fois, sur la source Caprice on voit nettement l'effet du mélange de gaz avec l'hélium où la distribution d'état de charge bascule de l' O^{4+} à l' O^{6+} . De la même manière que sur Quadrumafios le mélange de gaz fait diminuer les courants d'ions extraits des faiblement chargés au détriment des fortement chargés.

Nous allons voir à présent si cette tendance se confirme également sur les intensités des raies émises par les ions de chacun des états de charge. On précise que le temps d'acquisition est le même pour tous les spectres et fixé à 300 secondes.

On constate tout d'abord que mis à part les spectres présentant des raies de l'hélium, l'intensité globale recueillie sur le détecteur est moins importante en mélange de gaz qu'en oxygène pur. Par contre, sur les spectres présentant des raies émises par des ions multichargés, en particulier aux basses longueurs d'onde, l'intensité globale est plus importante en mélange de gaz. Si l'on compare par exemple l'intensité de la raie de OVII à 120.331 Å, en prenant le sommet de la raie, sur les spectres OSPE17 et OHESPE17 des annexes B-1 et B-2, on constate une augmentation de cette intensité sur le plasma en mélange de gaz. De même, sur les spectres OSPE15 et OHESPE15 on observe une diminution de la raie de OIV à 238.7 Å et une augmentation de la raie de OV à 192.85 Å en mélange de gaz oxygène-hélium. Sur les spectres OSPE11 et OHESPE11 qui présentent principalement des raies de OII, OIII on constate clairement une diminution de l'intensité globale en mélange de gaz.

L'effet du mélange de gaz sur la source Caprice est très sensible sur l'augmentation des performances en ions multichargés. Les mêmes tendances sont observées sur les spectres d'émission dans l'U.V.

Est-il possible de conclure que l'effet du mélange de gaz sur les performances d'une source d'ions multichargés est dû à l'augmentation de la densité totale des électrons?

En effet, comment expliquer une diminution de l'intensité des raies émises par les ions faiblement chargés alors que celles émises par les multichargés augmentent en présence d'hélium? Signalons de plus, que le flux d'oxygène injecté dans la chambre est beaucoup moins important en mélange de gaz que lorsqu'il est injecté pur.

Je soupçonne le même effet produit par la puissance en gaz pur, que le mélange de gaz sur les performances en ions multichargés.

Lorsqu'on veut optimiser une source sur un haut état de charge, on augmente la puissance et on diminue le flux de gaz, en ajustant le champ magnétique des bobines à l'injection et à l'extraction. On observe donc par rapport à des conditions de source inversées, une diminution des ions monochargés au profit des ions multichargés. Il semblerait donc que le mélange de gaz produise le même effet que la puissance et la pression sur les performances de la source en ions multichargés. Il a également été suggéré un effet de la section efficace d'ionisation du gaz support sur l'amélioration des performances en ions multichargés de la source [Delaunay 92], comme source d'électrons secondaires.

Néanmoins, une augmentation de la densité électronique, même importante ne peut expliquer seule un basculement de la distribution vers les hauts états de charge. Un changement de la distribution en énergie des électrons serait aussi un facteur dominant.

En effet, si comme je le suggère plus haut, le mélange de gaz produit le même effet sur la distribution d'état de charge que l'augmentation de la puissance et la diminution de la pression, alors une augmentation de la température électronique est aussi «ressentie» par le plasma.

D'autres explications ont été suggérées pour expliquer l'amélioration des performances d'une source E.C.R. sur les ions multichargés en mélange de gaz. En fait, les courants d'ions extraits de la source rendent compte du phénomène de production des ions, mais aussi des pertes. Le mélange de gaz aurait par conséquent un effet de refroidissement des ions, autrement dit d'augmentation de leurs temps de vie. Néanmoins les performances d'une source d'ions multichargés reposent toujours sur le meilleur compromis entre le taux d'ionisation et le taux de perte de ces ions produits. Ce qui n'est pas en contradiction avec un temps de vie des ions dans Caprice plus faible que dans Quadrumafios.

b) Comparaison des plasmas en oxygène pur optimisé sur O^{6+} avec et sans premier étage

Les caractéristiques de la source pour lesquelles le plasma est optimisé sur O^{6+} sont données dans le tableau III-4. On injecte l'oxygène au même endroit où le tube de Quartz était initialement placé. La puissance H.F. est toujours injectée dans la source par le guide coaxial.

On va tenter d'en déduire toujours qualitativement l'influence d'un seul élément (le premier étage) sur les performances en ions multichargés. On essaiera par la même occasion de montrer l'efficacité du mélange de gaz par rapport au premier étage.

Plasma optimisé sur O^{6+}	I(inj) en A	I(ext) en A	P(chamb) en mbar	P(H.F.) en W
Oxygène pur	950	850	$4.2 \cdot 10^{-7}$	500

Tableau III-4: Caractéristiques de la source optimisée sur O^{6+} en oxygène pur sans premier étage

La figure III-28 montre les courants d'ions extraits de chaque état de charge avec et sans premier étage pour un plasma optimisé sur O^{6+} en oxygène pur.

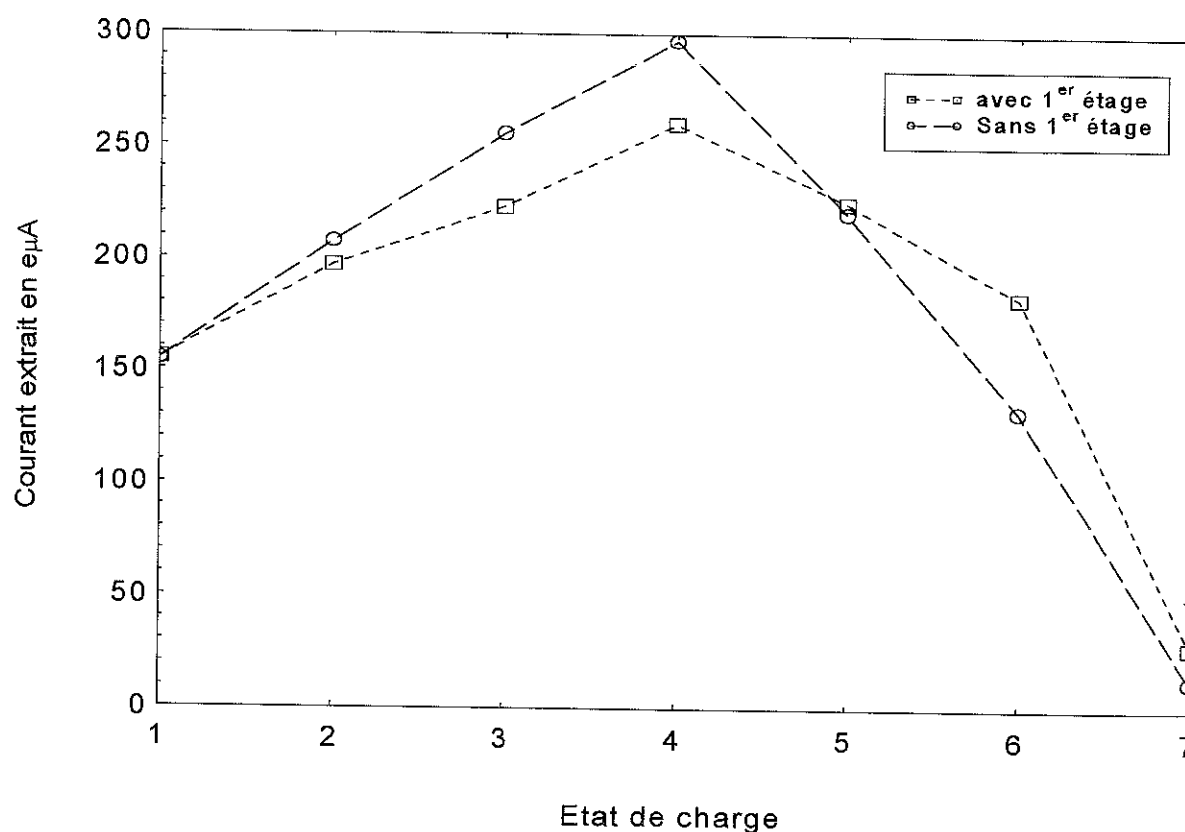


Fig. III-28: Intensités des courants d'ions extraits d'un plasma optimisé sur O^{6+} avec et sans premier étage en oxygène pur

De la même manière qu'en mélange de gaz, le premier étage a pour effet majeur d'augmenter les performances de la source sur les ions multichargés et de diminuer les courants des plus faiblement chargés.

On constate sur l'ensemble de ces spectres que l'émissivité globale du plasma est plus importante avec le premier étage. Même sur les spectres qui ne présentent que des raies de OII et OIII, le nombre de coups détectés sur les galettes est plus important avec le premier étage.

Sur les spectres OSPE18 et S1OSPE18 des annexes B-1 et C-1, on constate que les rapports de raies OVI/OV sont plus grands avec le premier étage. Cette observation va dans le sens d'une distribution d'état de charge plus élevé dans le plasma en présence du premier étage.

L'influence du premier étage sur les performances de la source en ions multichargés serait une augmentation de la densité électronique plus importante qu'une modification de la distribution en énergie des électrons. En effet, vu que l'émission des ions faiblement chargés est plus importante en présence du premier étage, une augmentation de la densité électronique en serait largement responsable.

III-4-3 Comparaison des plasmas d'oxygène pur optimisés sur O⁶⁺ de Quadrumafios et Caprice avec le premier étage

Le produit de l'angle solide par le volume de plasma observé est égal à $1.7 \cdot 10^{-3} \text{ mm}^3 \text{ stéradian}$ et $2.3 \cdot 10^{-3} \text{ mm}^3 \cdot \text{stéradian}$ sur Caprice et Quadrumafios respectivement. Autrement dit pour deux plasmas totalement identiques, on devrait détecter un nombre plus important de photons sur Quadrumafios que sur Caprice. Or si l'on compare les spectres OSPE de l'annexe A-1 avec ceux de l'annexe B-1, on constate à quel point le plasma de Caprice est beaucoup plus émissif dans le V.U.V. que le plasma de Quadrumafios en oxygène pur.

Si l'on compare à présent les courants d'ions extraits sur les figures III-26 et III-27, on voit également une différence notable des performances entre les deux sources, aussi bien sur les monochargés que sur les multichargés. On attribue généralement les performances d'une source en ions multichargés à la valeur élevée de son rapport miroir. Plus il est grand, plus le confinement des particules chargées est efficace. Autrement dit le temps de vie des ions sera plus grand. Ce temps de vie est nécessaire pour atteindre des états de charge élevé. L'optimisation d'une source sur un ion donné résulte d'un compromis entre les différentes grandeurs physiques du plasma comme la densité et la température des électrons, mais aussi du temps de vie de cet ion dans le plasma. Le temps de vie des ions est relié à la densité dans le plasma et au flux d'ions extraits de la source. On a vu dans la partie III-3 que le temps de vie des ions dans le plasma peut être exprimé par l'inverse du taux d'ionisation. Par conséquent, plus il est grand plus le temps de vie des ions est court. Autrement dit la densité électronique est élevée.

L'intensité lumineuse d'une raie émise par un ion rend compte de tous les paramètres du plasma simultanément. La comparaison des plasmas par spectroscopie de deux sources ayant des performances totalement différentes ne pourra se faire que dans la mesure où l'influence d'un des paramètres du plasma sera prépondérante.

Quel est le paramètre qui a le plus changé entre les deux sources ?

Au regard des résultats sur la densité des électrons, il semblerait que ce paramètre joue un grand rôle, mais pas de manière indépendante.

Conclusion

Essayons de dresser un bilan des expériences qui ont été faites sur les plasmas des sources Quadrumafios et Caprice.

On a mesuré sur des plasmas d'oxygène pur, des sources d'ions Quadrumafios et Caprice, la densité et la température des électrons froids par la spectroscopie V.U.V. en fonction de la puissance H.F. et de la pression d'injection. L'interprétation des résultats obtenus par la spectroscopie s'est faite à l'aide des autres diagnostics installés sur la source Quadrumafios. On a ainsi trouvé que la population électronique dans un plasma E.C.R. était proche d'une Maxwellienne à faible puissance et forte pression.

On a constaté que la température et la densité apparentes des électrons étaient supérieures dans la source Caprice.

On a également estimé le temps de vie des ions oxygène dans le plasma en fonction de l'état de charge. On en a déduit en particulier que le temps de vie des ions augmente avec l'état de charge, mais qu'il diminue en fonction de la puissance et de la pression dans Quadrumafios.

Les résultats concernant l'évolution des temps de vie des ions dans le plasma de la source Caprice ne confirment pas cette tendance. Bien qu'une réponse adéquate n'ait pu être trouvée pour le moment, on précise toutefois que l'observation des plasmas a été effectuée dans deux directions perpendiculaires sur les deux sources. Sur Quadrumafios les expériences ont été faites radialement, tandis que sur Caprice dans l'axe principal de la source, à l'endroit où les ions sont extraits.

La mesure V.U.V. a permis, et c'est la première fois, sur une source comme Caprice d'estimer une valeur de la densité électronique qui soit cohérente avec les observations des courants d'ions extraits.

On a trouvé que les temps de vie dans Quadrumafios étaient plus longs que dans Caprice d'un facteur 5 à 10. Cependant, la source Quadrumafios possède une efficacité d'ionisation faible au regard des courants extraits. La source Caprice avec une densité électronique sensiblement plus grande a des temps d'ionisation plus courts dans cette même proportion.

La source idéale serait en quelque sorte un confinement des ions relativement long et une grande efficacité d'ionisation.

Enfin, une comparaison des spectres d'émission dans l'U.V. des plasmas optimisés sur l'oxygène six fois chargé a été effectuée sur les deux sources E.C.R. En particulier nous avons essayé d'analyser l'effet du mélange de gaz sur les performances en ions multichargés par le biais de la spectroscopie V.U.V.

Les informations que l'on peut obtenir sur un plasma E.C.R. reposent en majeure partie sur la connaissance de la fonction de distribution électronique. Une estimation correcte de sa forme pourra dans un avenir proche confirmer les résultats obtenus par spectroscopie V.U.V.

Le présent travail a donc atteint en partie l'objectif qui était visé: caractériser les ions multichargés dans un plasma E.C.R. par une méthode non invasive d'observation, et mesurer in situ les grandeurs caractéristiques des ions.

Références et Bibliographie

B-

Baptist R, Bonnet J.J, Chauvet G, Desclaux J.P, Dousson S, Hitz D: *J. Phys. B:At. Mol. Phys.* **17**, L417 (1984)

Barat M, Sidis V: *Ann. Phys. Fr.* **8**, 133 (1983)

Barué C, Lamoureux M, Briand P, Girard A, Melin G: *J. Appl. Phys.* **76**, 2662 (1994)

Barué C: Thèse de Doctorat de l'Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, Etude des électrons chauds dans une source à résonance cyclotron des électrons (1992)

Bastert A, Bukow H.H, von Buttlar H: *Applied Optics*, **31**, 31, 6597 (1992)

Bathia A.K, Kastner S.O: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **54**, 133 (1993)

Bernard C: Thèse de Doctorat de l'Université Joseph Fourier-Grenoble I, Etude d'un plasma à résonance cyclotron électronique par spectroscopie dans la gamme du visible (1996)

Berreby R: *Proc. 23th Int. Conf. Phenom. in Ionized Gases (Toulouse)*, Vol 3, p. 92 (1997)

Beutler H.G: *J. Opt. Soc. Am.* **35**, 311 (1945)

Bevington P.R: *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*, Mc Graw-Hill New York (1969)

Bobin J.L: L'Etat de Plasma, Module de plasma de maîtrise de Physique de l'Université Pierre et Marie Curie (1991)

Bouchama M.T: Thèse de Doctorat de l'Université Claude Bernard-Lyon I, Etude par spectroscopie U.V. de la capture électronique par de ions de charge 7 et 8 dans des cibles neutres (1988)

Bouchama T, Druetta M: *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B40*, **41**, 1252 (1989)

Bousquet P: *Spectroscopie Instrumentale*, ed. Dunod, Paris (1969)

D-

De Michelis C, Mattioli M: *Nuclear Fusion*, (Review Paper), **21**, 6, 677 (1981)

Delaunay M: *Rev. Sci. Instrum.* **63**, 4, 2861 (1992)

Dijkkamp D, Ciric D, Vlieg E, de Boer A, de Heer F.J: *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **18**, 4763 (1985)

Dijkkamp D, Gordeev Yu S, Brazuk A, Drentje A.G, de Heer F.J: *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **18**, 737 (1985)

Douysset G: Thèse de Doctorat de l'Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, Spectroscopie X d'un plasma de source d'ions à résonance cyclotronique électronique

Doyle J.G, Dufton P.L, Keenan F.P, Kingston A.E: *Solar Physics* **89**, 243 (1983)

Druetta M, Hitz D: *J. Optics (Paris)* **23**, 6, 259 (1992)

Druetta M, Martin S, Bouchama T, Harel C, Jouin H: *Phys. Rev A*, **36**, 7 (1987)

E-

El Motassadeq M: Thèse de Doctorat de l'Université Claude Bernard-Lyon I (1991)

F-

Finkenthal M, Yu T.L, Lippmann S, Huang L.K, Moos H.W, Stratton B.C, Bathia A.K, Bengston R.D, Hodge W.L, Phillips P.E, Porter P.E Price T.R, Rhodes T.R, Richards B, Ritz C.P, Rowan W.L: *Astrophysical Journal* **313**, 920 (1987)

G-

Gaudart G: Thèse de Doctorat de l'Université Joseph Fourier-Grenoble I, Etude de la population électronique énergétique d'une source à résonance cyclotrons des électrons (1995)

Geller R: *Electron Cyclotron Resonance Ion Sources and ECR Plasmas*, Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia (1996)

Geller R: *Electron Cyclotron Resonance Multiply Charged Ion Source*, *IEEE Transactions on Nuclear Science NS* **23**, 904 (1976)

Girard A, Melin G: *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A* **382**, 252 (1996)

Girard A: *Proc. ECRIS 11, Report Nr KVI, 996 (Groningen), The Netherland*, 86 (1993)

Girard A: *Rev. Sci. Instrum.* **63**,4, 2676 (1992)

H-

Hibbert A: *J. Phys. B:Atom. Molec. Phys.* **13**, 1721 (1980)

Hibst R, Bukow H.H: *Nucl. Instrum. Meth. B*, **31**, 284 (1988)

Hitz D, Bourg F, Ludwig P, Melin G, Pontonnier M, Nguyen T.K: *12th Int. Work. on ECR Ion Sources*, April 25-27, Riken, Japan (1995)

Huang L.K, Lippmann S, Stratton B.C, Moos H.W, Finkenthal M: *Phys. Rev A* **37**, 10, 3927 (1988)

Hutchinson I.H: *Principles of Plasma Diagnostics*, ed Cambridge University Press, p. 199 (1990)

Itikawa Y, Hara S, Kato T, Nakazaki S, Pindzola M.S, Crandall D.H: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **33**, 149 (1985)

J-

- Jacquot B**, Briand P, Bourg F, Geller R: Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. A, **269**, 1-6 (1988)
- Jacquot B**, Geller R: 8th Int. Workshop on ECR Ion Sources ed. J Parker NSCL Reports MSU CP p. 254 (1987)
- Jettkant B**, Berreby R, Hitz D, Druetta M: Rev. Sci. Instrum. **67**, 3, 1258 (1996)
- Johnson B.M**, Jones K.W, Cregory D.C, Kruse T.H, Träbert: Phys. Lett. **86A**, 285 (1981)
- K-**
- Kato T**, Lang J, Berrington K.A: Atomic Data and Nuclear Data Tables **44**, 133 (1990)
- Kato T**, Masai K, Sato K: Physics Letters **108A**, 259 (1985)
- Kato Y**, Satomi N, Nishikawa M, Watanabe K: Plasma Phys. and Control. Fusion **35**, 1513 (1993)
- Keenan F.P**: Proceedings from the 10th International Colloquium on U.V. and X-Ray Spectroscopy of Astrophysical and Laboratory Plasmas (Berkeley) ed E.H Silver and S.M Kahn, Cambridge University Press, p. 42 (1992)
- Kelly R.L**: Atomic and Ionic Spectrum lines below 2000 Angström, Journal of Physical and Chemical Reference Data, ed. American Chemical Society and American Institute of Physics for the NBS **16**, suppl. n°1 (1987)
- Khodja H**, Brenac A, Girard A, Lamboley G: Int. Conf. on Plasma Physics, september 9-13th, Nagoya, Japan (1996)
- Klein J.P**: Thèse de Doctorat de l'Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, Etude des particules diffusées par un plasma de source d'ions à résonance cyclotron des électrons (1995)
- Klose J.Z et al.**: J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **50**, 1, 3 (1993)
- Klose J.Z**, Wiese W.L: J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **42**, 5, 337 (1989)
- Knoll G.F**: Radiation Detection and Measurement, 2nd edition Wiley, New York (1989)
- L-**
- Lichtenberg A.J**, Schwartz M.J, Tuma D.T: Plasma Physics, **11**, 101 (1969)
- M-**
- Mack J.E**, Stehn J.R Edlén B: J. Opt. Soc. Am. **22**, 245 (1932)
- Martin S**, Druetta M, Desesquelles J: Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B, **14**, 254 (1986)
- Mc Whirter R.W.P**: Plasma Diagnostic Techniques, ed Huddleston R.H, Leonard S.L, Academic Press, New York, p. 201 (1965)
- Melin G**, Girard A: Accelerator Based Atomic Physics Techniques and Applications, ed. Austin J. and Shafroth S. Chapel Hill, University of North Carolina (1996)

N-

Namioka T: J. Opt. Soc. Am. **49**, 446 (1959); **51**, 4 (1961)

P-

Pastukhov V.P: Review of Plasma Physics, **13**, 203, ed B.B Kadomssev, New York: Consultant Bureau (1987)

Pernot F: Projet de fin d'étude INPG, Réalisation d'un interféromètre de Wharton (1995)

Perret C, Girard A, Lécot C: Proc. 23th Int. Conf. Phenom. in Ionized Gases (Toulouse), Vol 2, p. 256 (1997)

Perret C: Thèse de Doctorat de l'Université Joseph Fourier-Grenoble I, Etude théorique de la fonction de distribution électronique d'un plasma de source d'ions à résonance cyclotron des électrons (1998)

Petty C.C, Goodman D.L, Smatlak D.L, Smith D.K: Phys. Fluids B, **3**, 3, 705 (1991)

Pöffel W, Schartner K.H, Mank G, Salzborn E: Rev. Sci. Instrum. **61**, 1, 613 (1990)

Q-

Quantar Technology: Manual Part Number 9000-0130, Installation and Maintenance Manual (1991)

R-

Romand J, Vodar B: Optica Acta, **9**, p. 371 (1962)

S-

Samson J.A.R: Techniques of Vacuum Ultraviolet Spectroscopy, ed. Pied Publications, Lincoln, Nebraska (1967)

Sasaki S, Takamura S, Watanabe S, Masusaki S, Kato T, Kadota K: Research Report, National Institute for Fusion Science **346**, March (1995)

Siegmund O.H.W, Everman E, Vallerga J.V, Sokolowski J, Lampton M: Appl. Opt., **26**, 3607 (1987)

Sortais P: Thèse de Doctorat de l'Université Scientifique et Médicale de Grenoble, Excursion en fréquence de l'onde électromagnétique dans une source d'ions à résonance gyromagnétique électronique (1985)

Spitzer Jr L: Physics of Fully Ionized Gases, 2nd ed Wiley, Interscience, New York (1962)

T-

Taylor J. B: Physics of Fluids, vol 6, n° 11, 1529 (1963)

Träbert E: Physica Scripta, **T8**, 112 (1984)

V-

Van Regemorter H: *Astrophysical Journal* **136**, 906 (1962)

Vinogradov I.P, Jettkant B, Meyer D, Wiesemann K: *J. Phys. D:Appl. Phys.* **27**, 1207 (1994)

W-

West Jr H.I: Lawrence Livermore National Laboratory Report UCRL 53391 (1982)

Wiese W.L, Smith M.W, Glennon B.M: *Atomic Transition Probabilities, National Standard Reference Data Series* (1966)

Wiesemann K, Puerta J, Huber B.A: *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **20**, 587 (1987)

X-

Xie Z.Q, Lyneis C.M: *Rev. Sci. Instrum.* **65**, 9, 2947 (1994)

Y-

Yang F, Cunningham A.J: *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **49**, 1, 53 (1994)

ANNEXES

ANNEXE A:SOURCE QUADRUMAFIOS

Annexe A-1: Spectres du plasma d'oxygène pur optimisé sur O^{6+}

Annexe B-2: Spectres du plasma d'oxygène+hélium optimisé sur O^{6+}

ANNEXE B:SOURCE CAPRICE AVEC UN PREMIER ETAGE

Annexe B-1: Spectres du plasma d'oxygène pur optimisé sur O^{6+}

Annexe B-2: Spectres du plasma d'oxygène+hélium optimisé sur O^{6+}

ANNEXE C: SOURCE CAPRICE SANS PREMIER ETAGE

Annexe C-1: Spectres du plasma d'oxygène pur optimisé sur O^{6+}

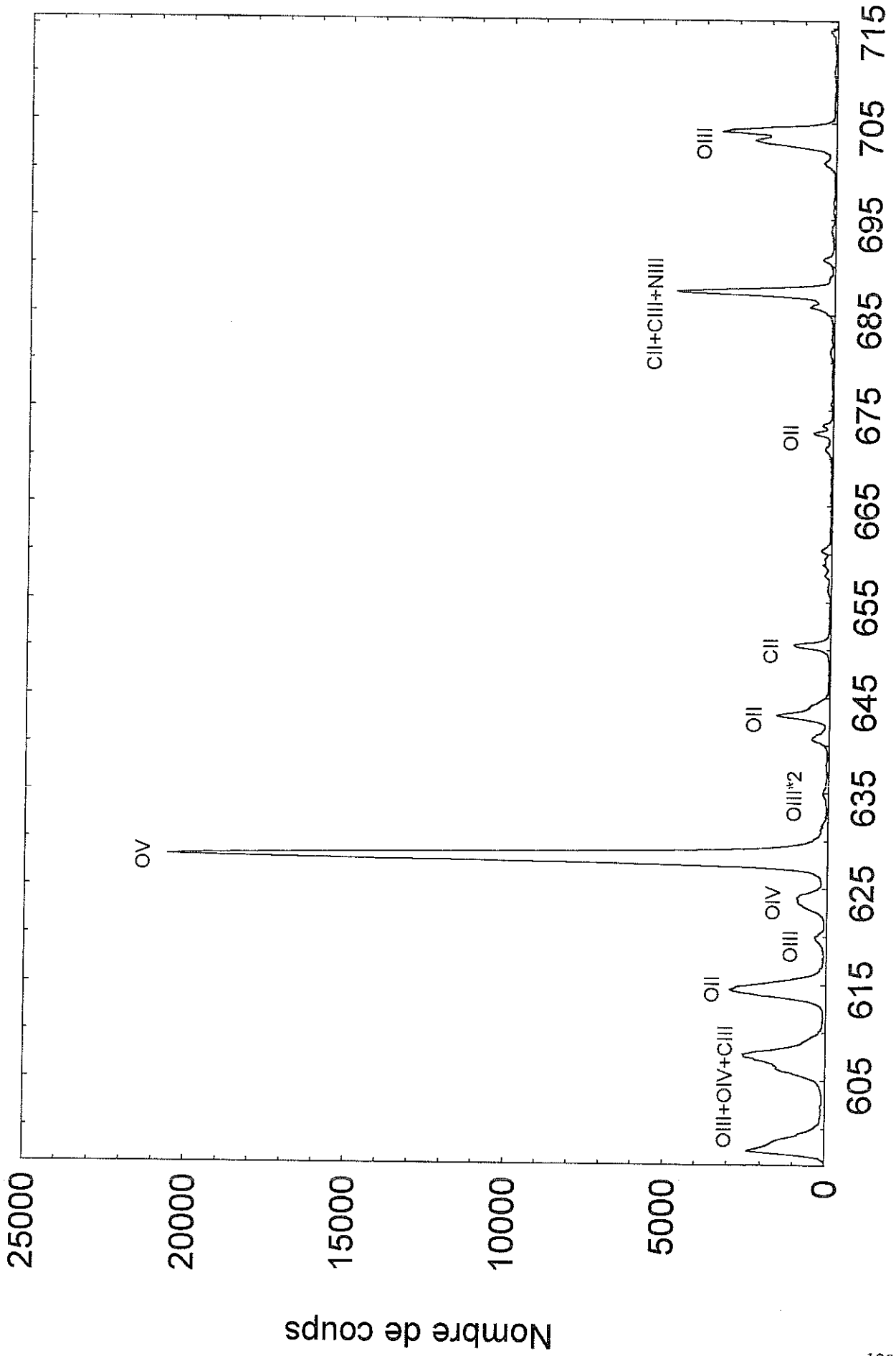
Annexe C-2: Spectres du plasma d'oxygène+hélium optimisé sur O^{6+}

ANNEXE A

SOURCE QUADRUMAFIOS

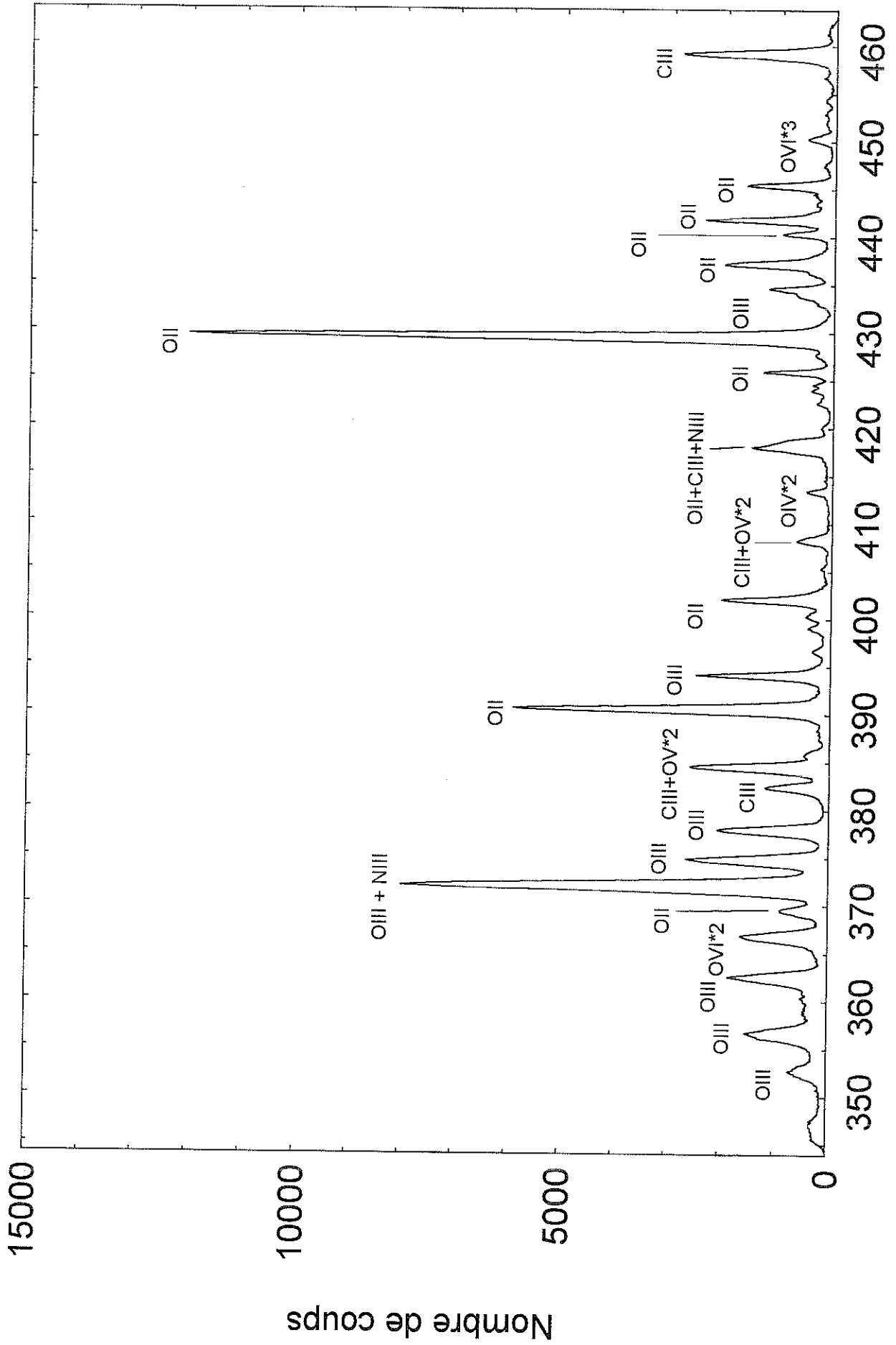
Annexe A-1: Plasma d'oxygène pur optimisé sur O^{6+}

ospe06 z=221.54 mm



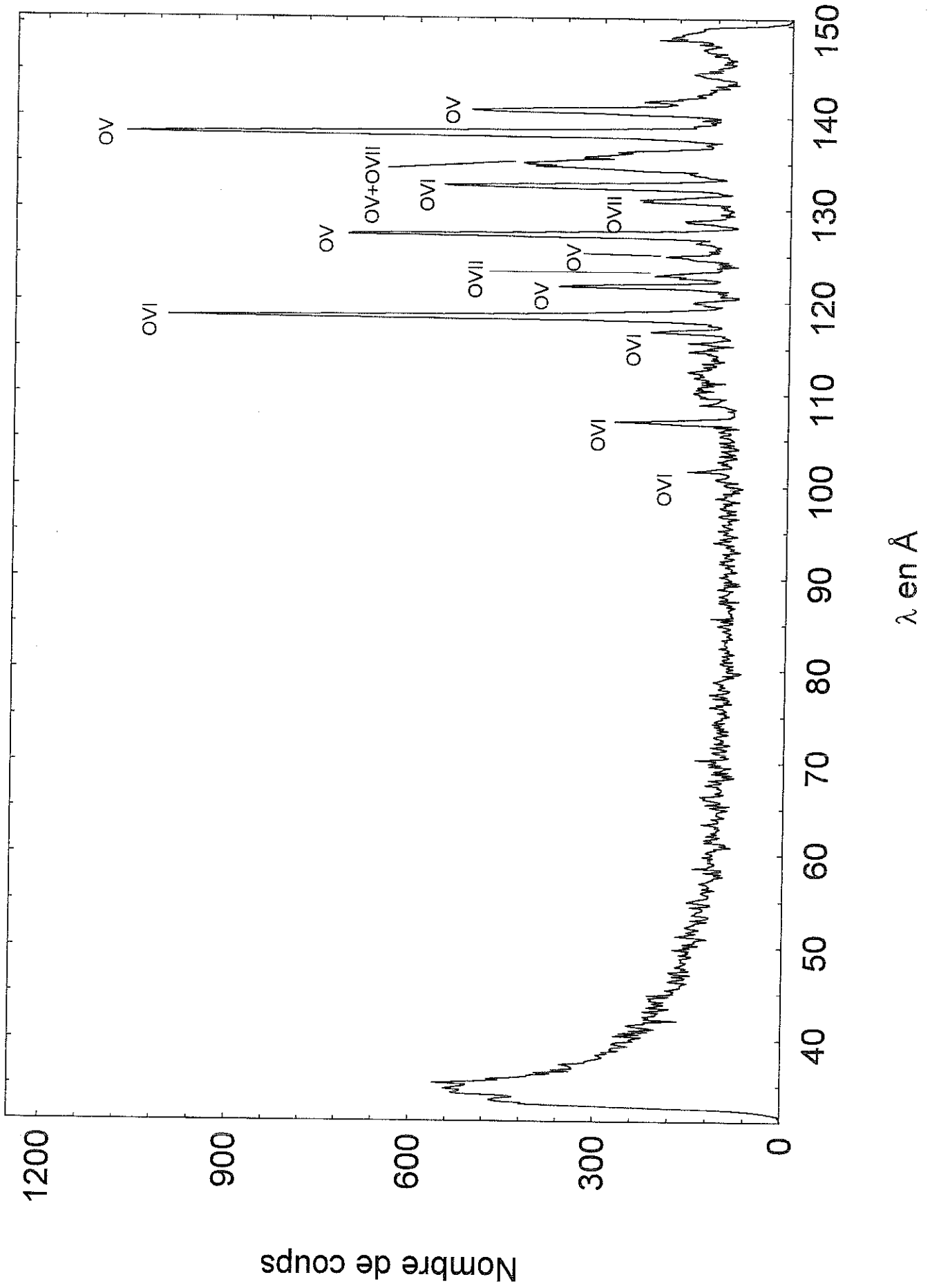
λ en Å

ospe11 z=145.7 mm



λ en Å

ospe18 z=19.47 mm

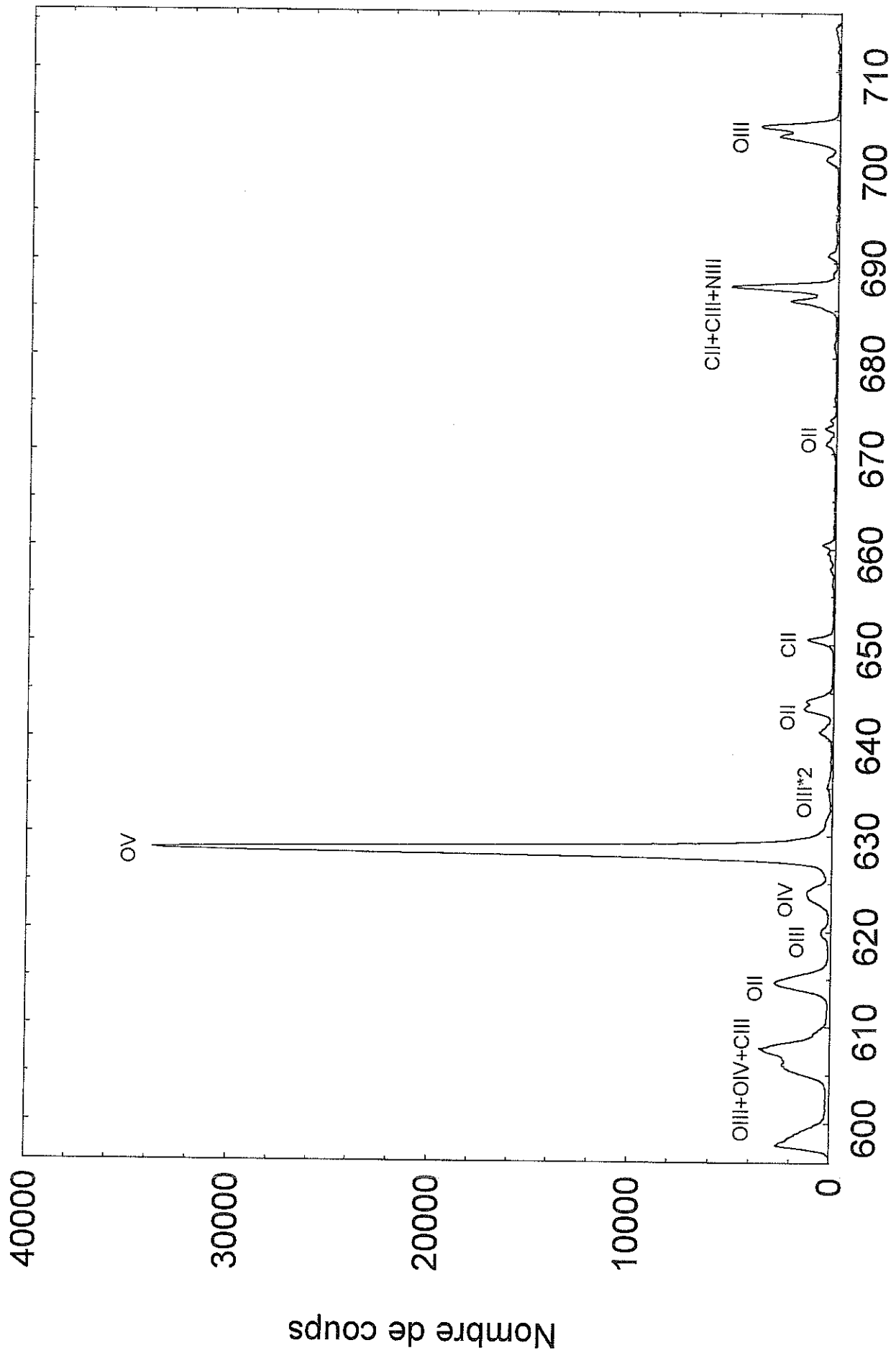


ANNEXE A

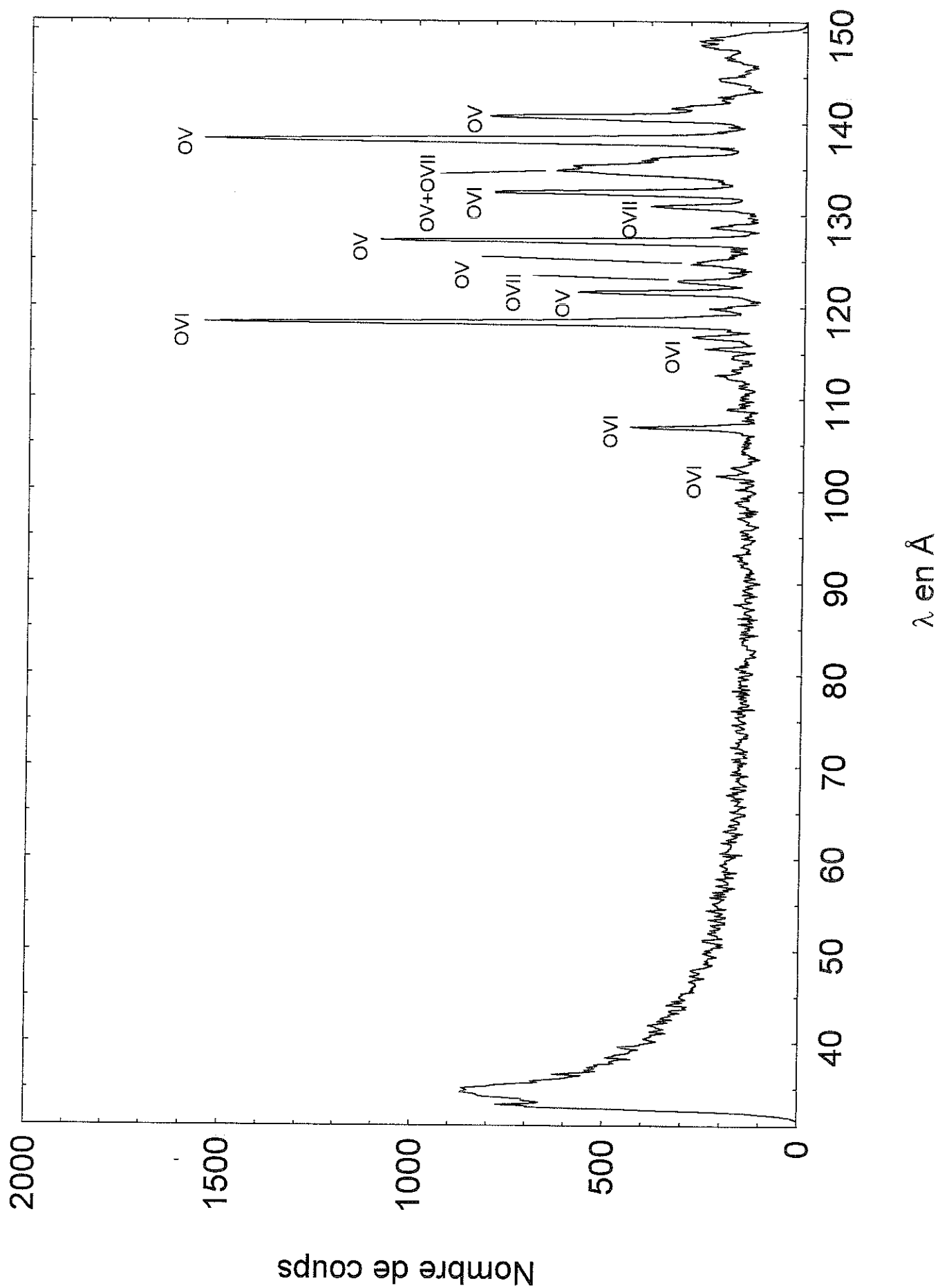
SOURCE QUADRUMAFIOS

Annexe A-2: Plasma d'oxygène+hélium optimisé sur O^{6+}

ohespe06 z=221.54 mm



ohespe18 z=19.47 mm

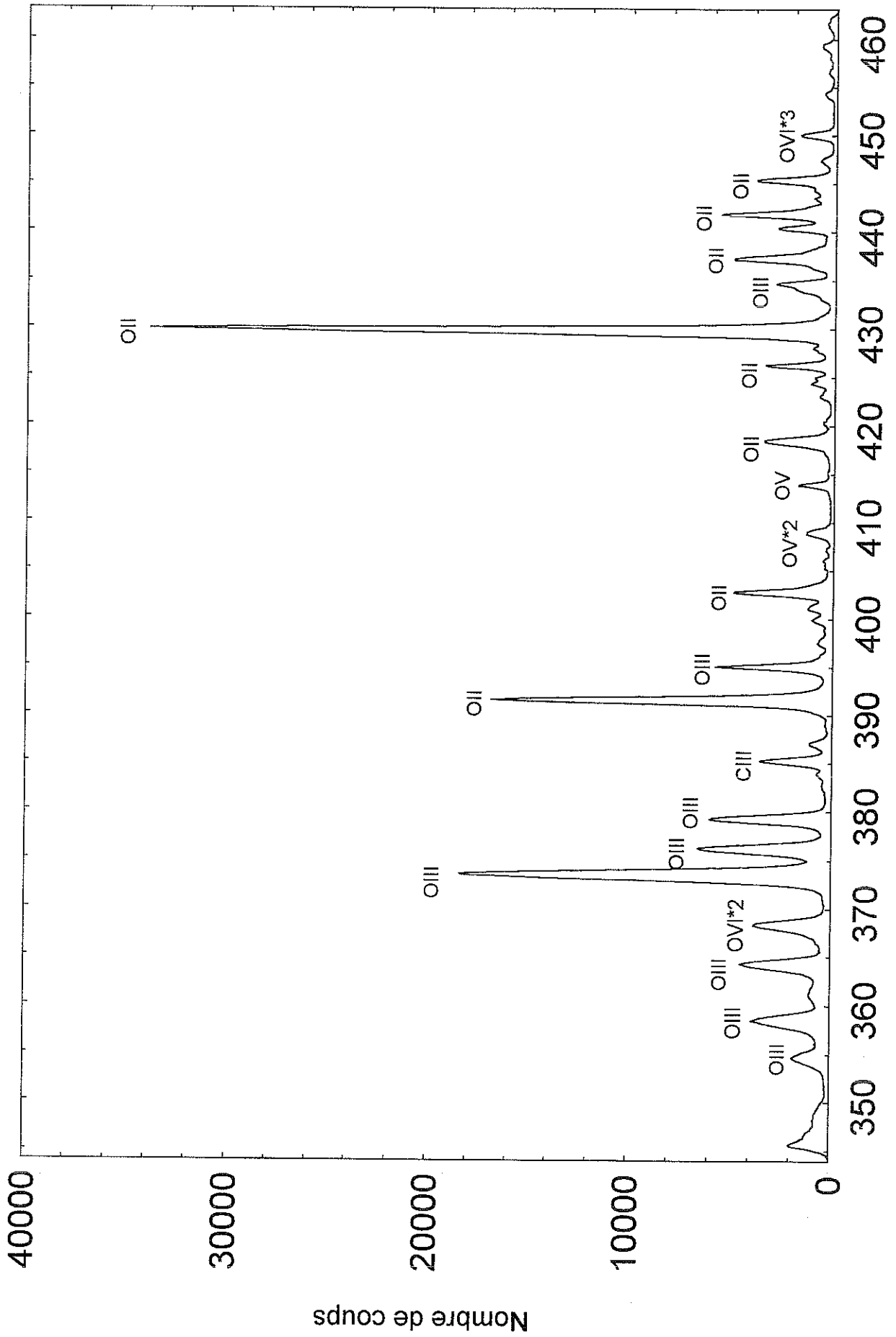


ANNEXE B

SOURCE CAPRICE AVEC UN PREMIER ETAGE

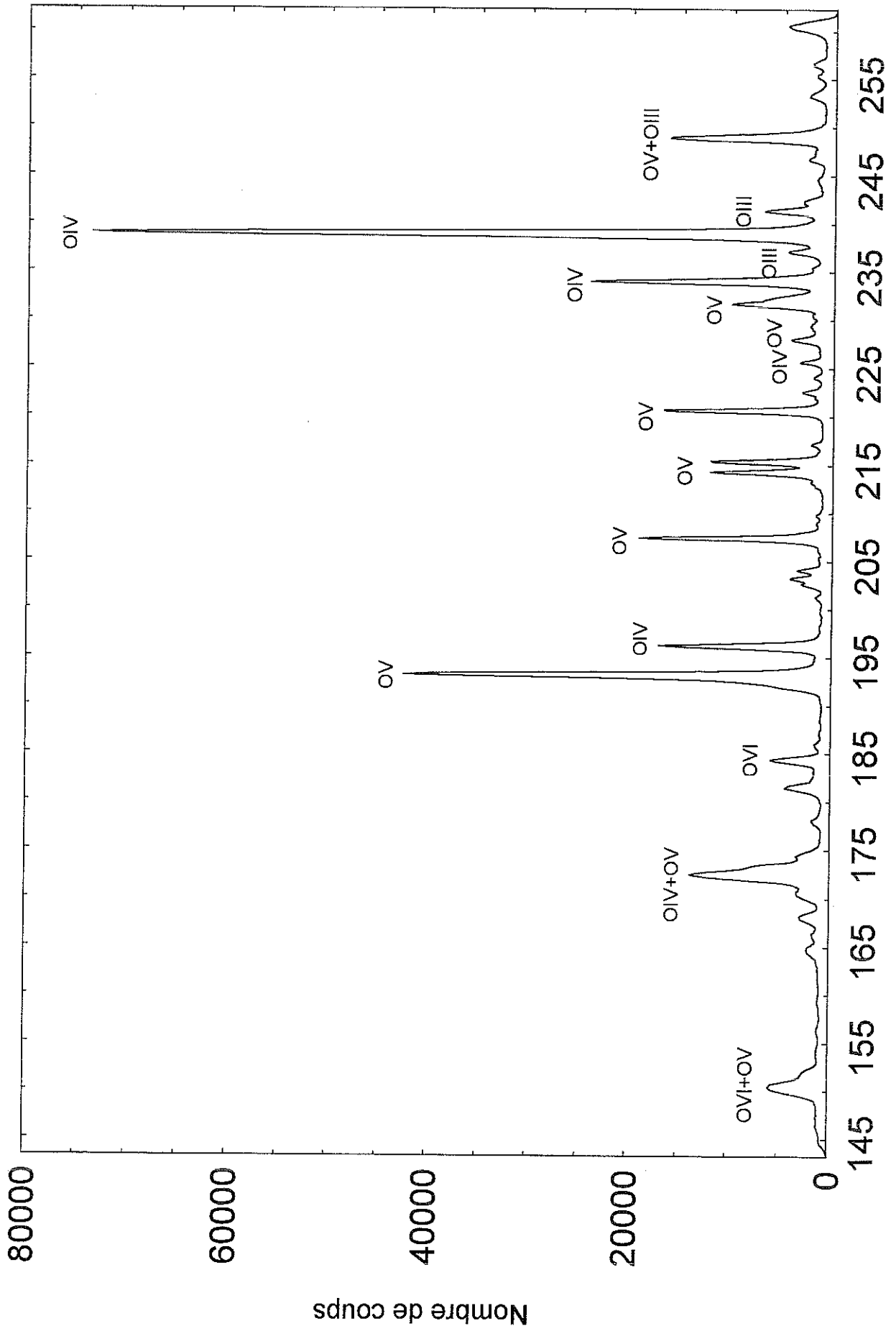
Annexe B-1: plasma d'oxygène pur optimisé sur O⁶⁺

ospe11 z=145.7 mm



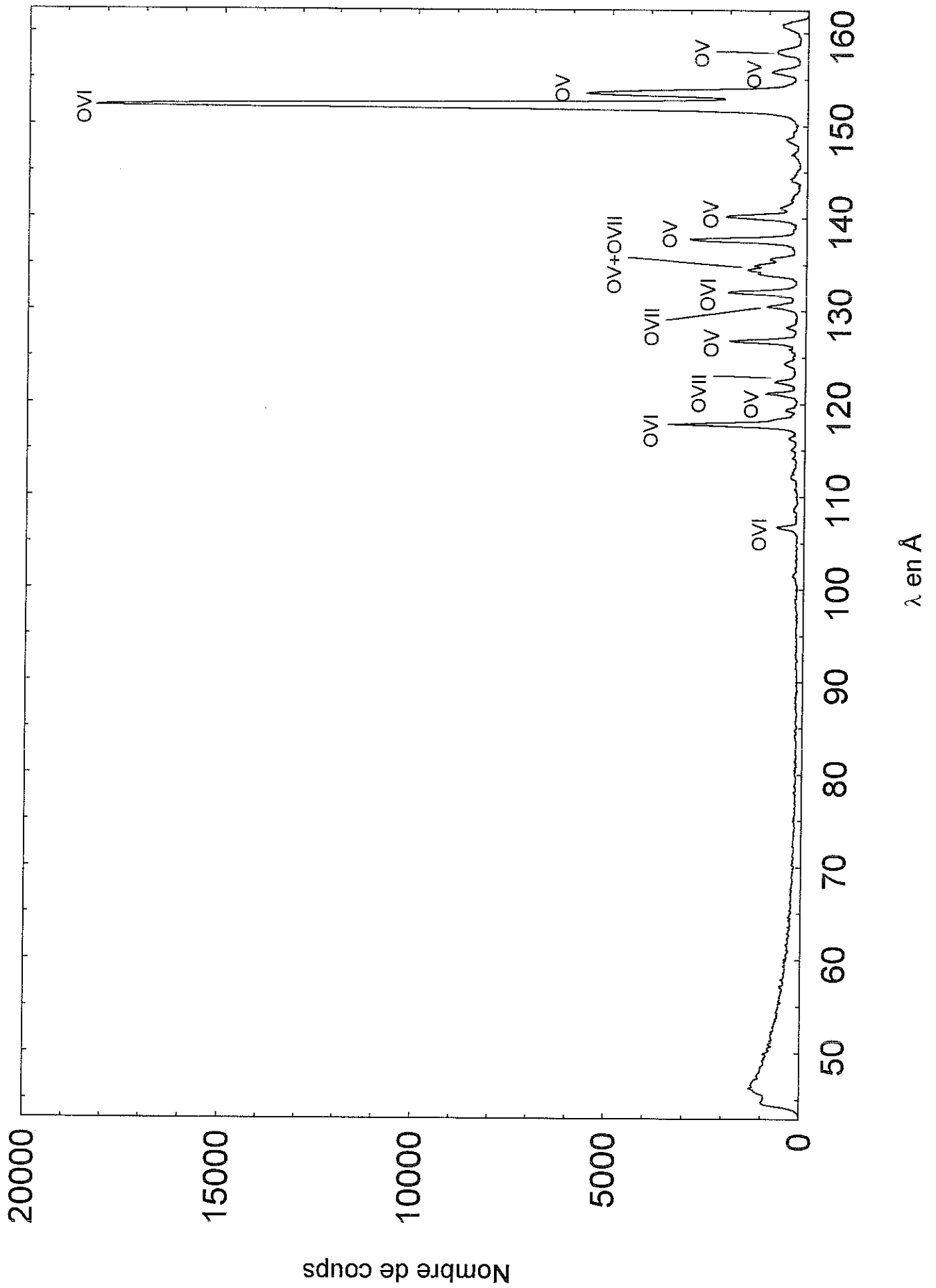
λ en Å

ospe15 z=71.06 mm

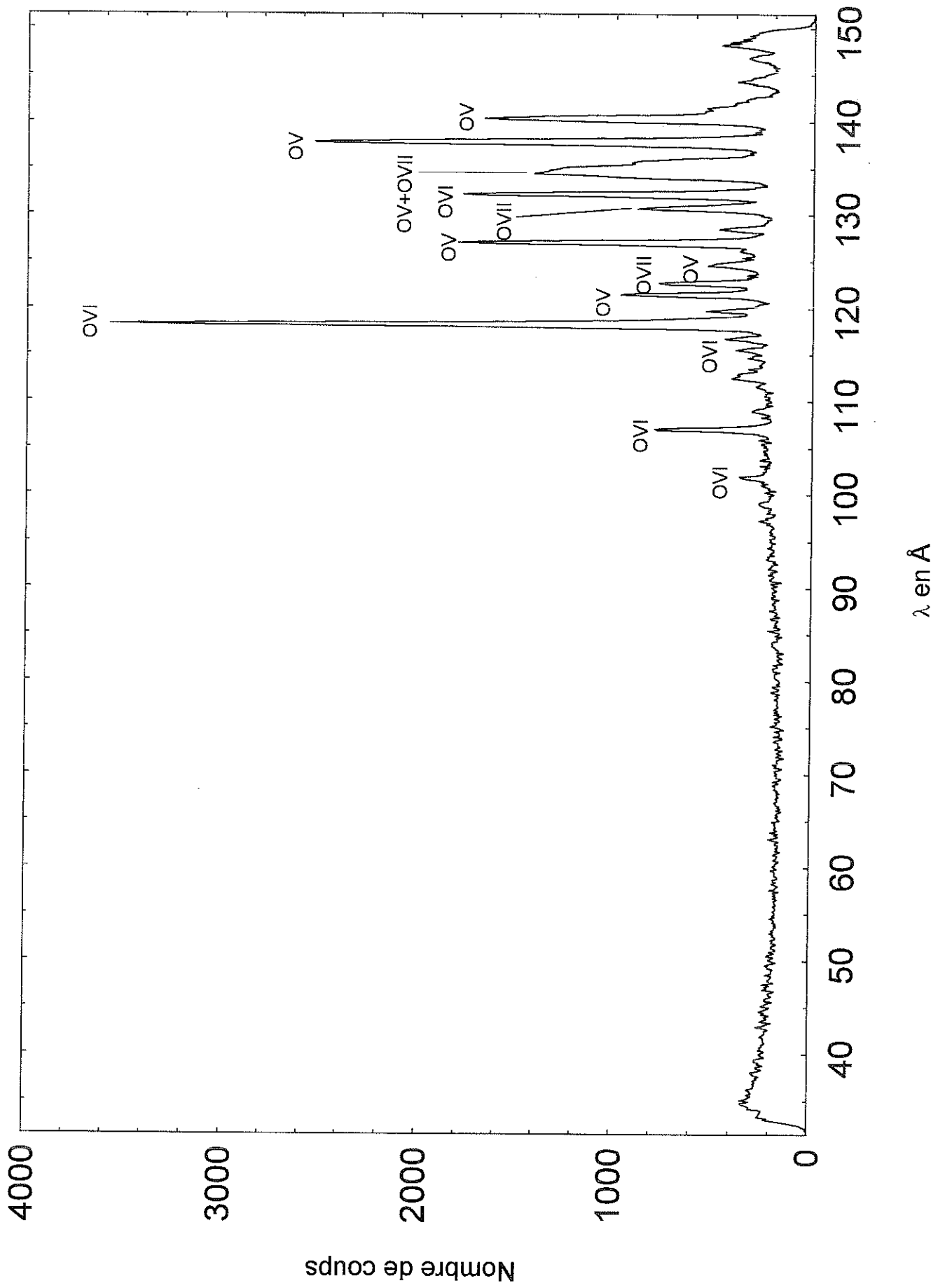


λ en Å

ospe17 z=25.31 mm



ospe18 z=19.47 mm

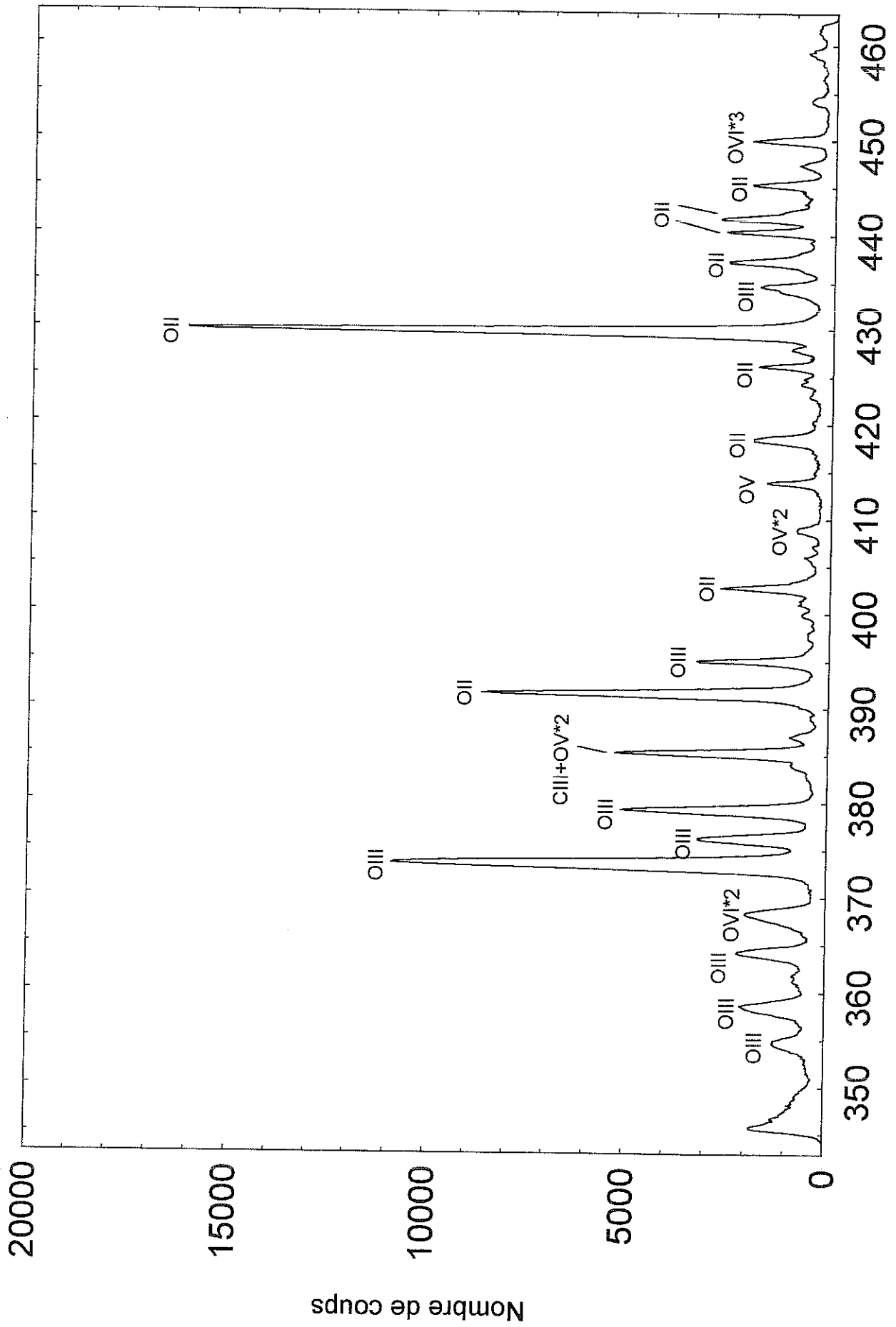


ANNEXE B

SOURCE CAPRICE AVEC UN PREMIER ETAGE

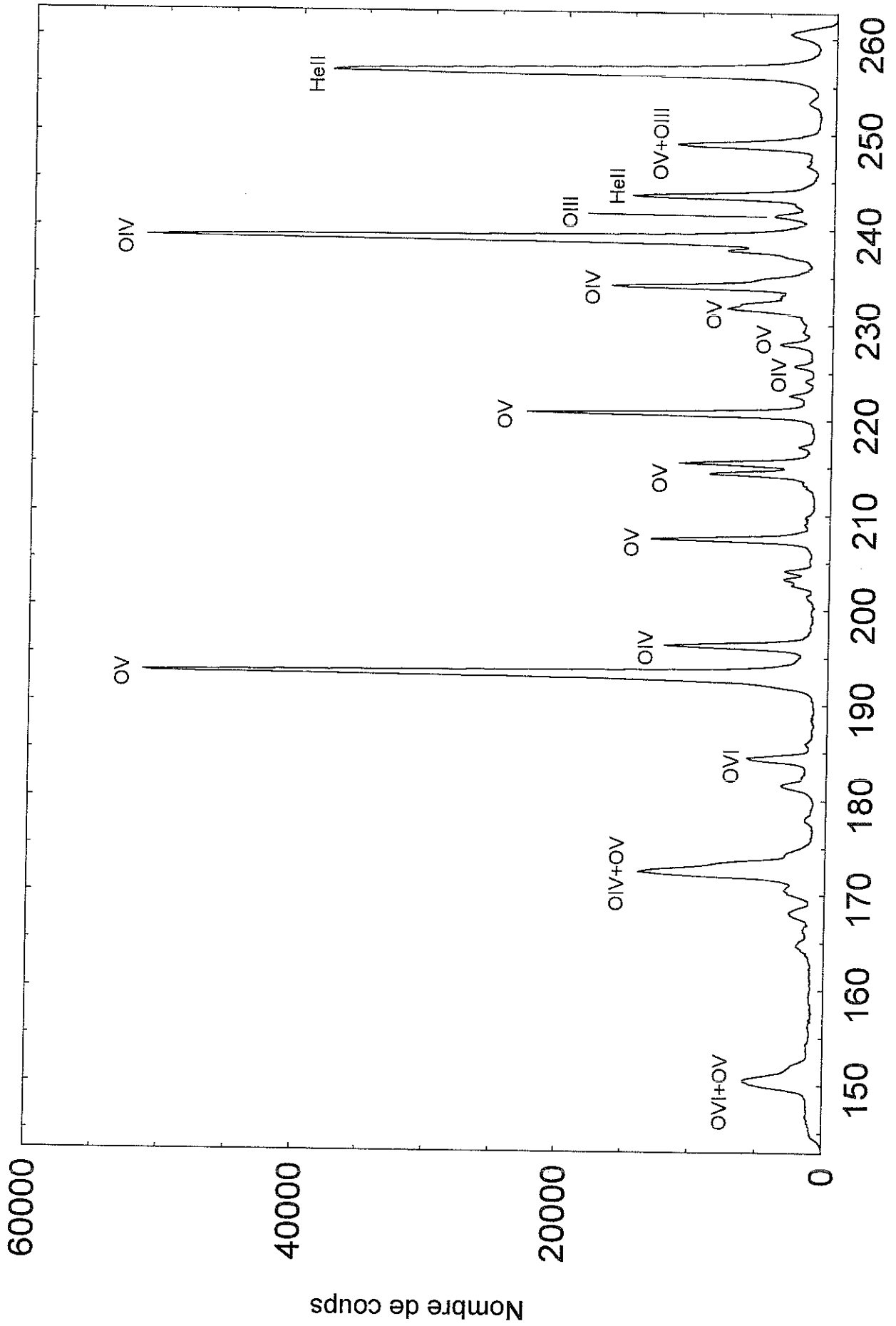
Annexe B-2: plasma d'oxygène+hélium optimisé sur O^{6+}

chespe11 z= 145.7 mm



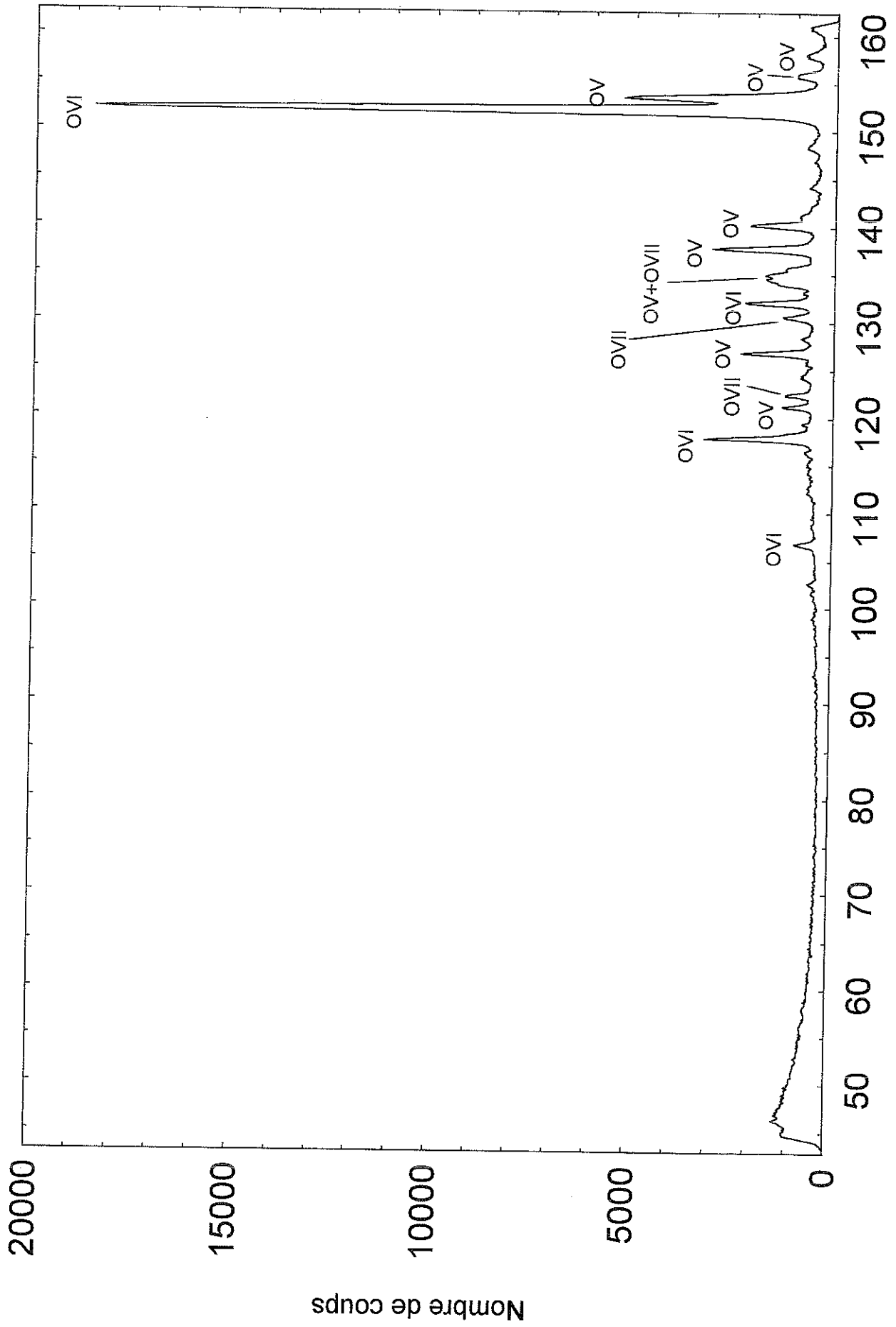
λ en Å

ohespe15 z= 71.06 mm



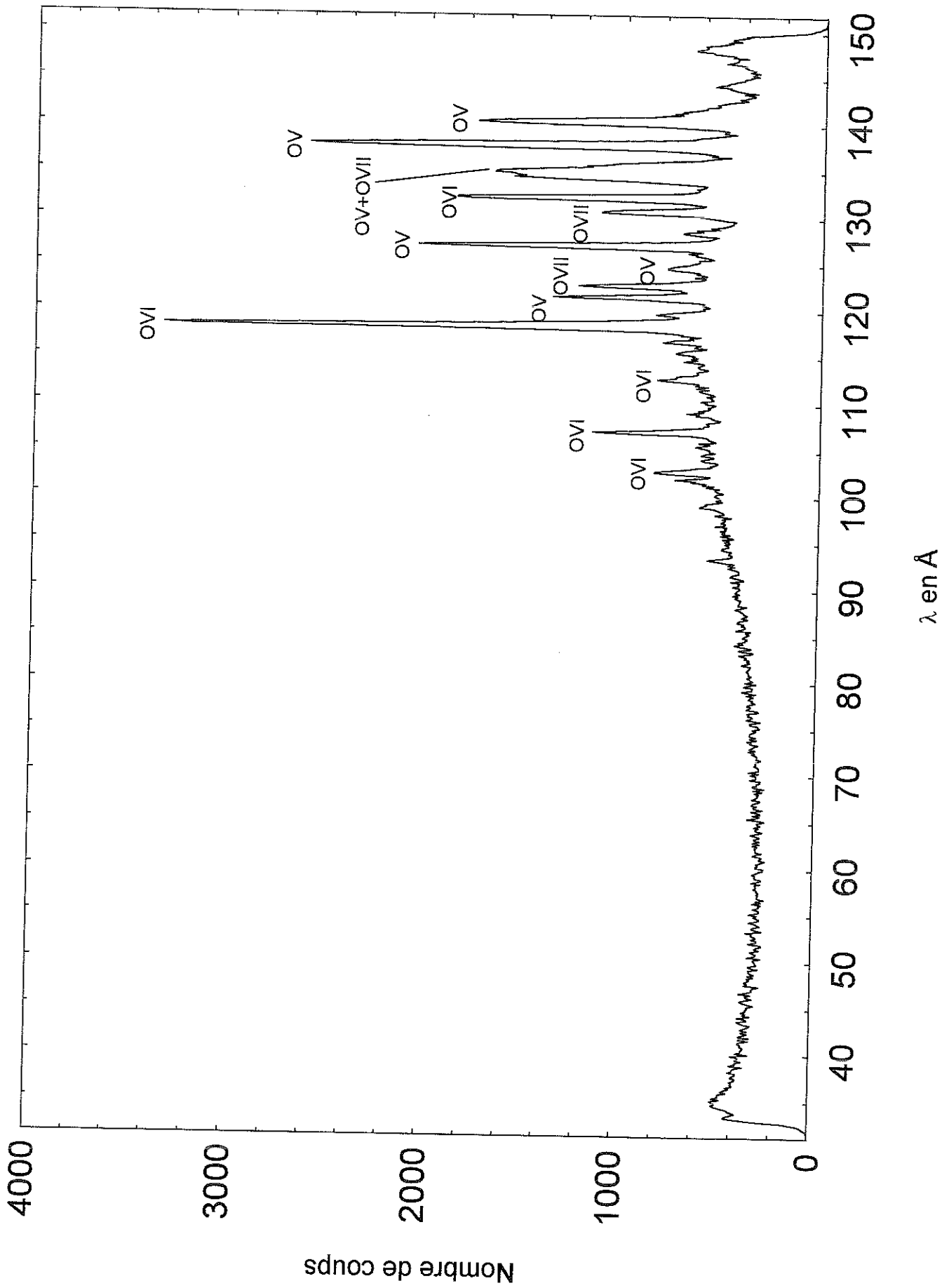
λ en Å

ohespe17 z= 25.31 mm



λ en Å

ohespe18 z= 19.47 mm

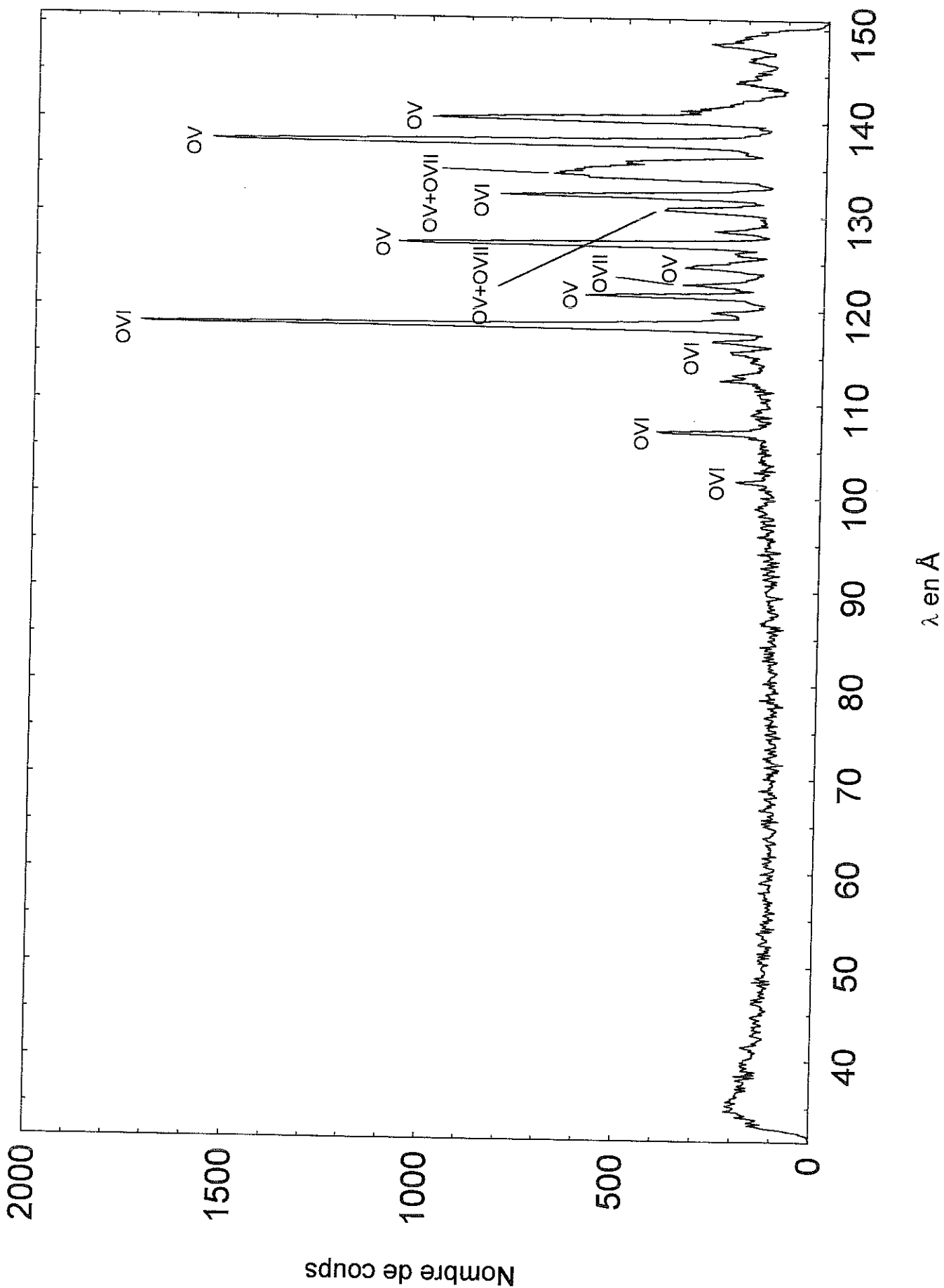


ANNEXE C

SOURCE CAPRICE SANS PREMIER ETAGE

Annexe C-1: Plasma d'oxygène pur optimisé sur O^{6+}

s1ospe18 z= 19.47 mm

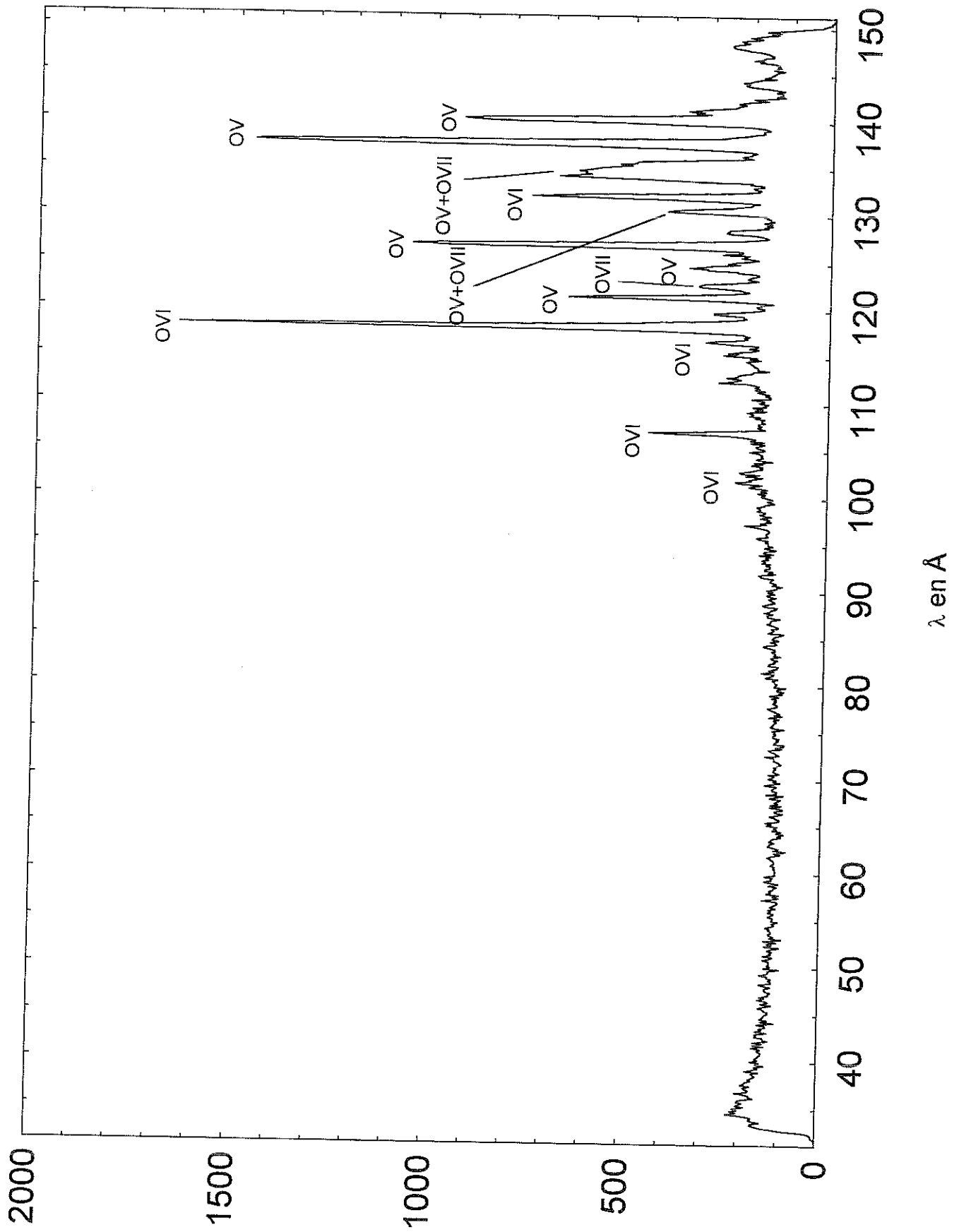


ANNEXE C

SOURCE CAPRICE SANS PREMIER ETAGE

Annexe C-2: Plasma d'oxygène+hélium optimisé sur O^{6+}

sohespe18 z= 19.47 mm



Abstract

To characterize the multicharged ions within the plasma of an E.C.R. ion source, the V.U.V. spectroscopy is used as a non invasive diagnostic of excited matter. In E.C.R.I.S. electrons are heated and magnetically confined within the mirror machine to overcome the successive ionization potentials of the desired elements. As the electrons bounce inside the magnetic configuration in their gyration movement, they interact with the microwaves injected into the source at the resonance frequency. To enhance the performances in high charge states and extracted currents delivered by E.C.R.I.S., the fundamental parameters of the plasma created in these machines must be known. The goal of spectroscopic diagnostics in the V.U.V. range installed on the sources is to determine electron density and temperature on one hand, and the ionic densities and confinement time on the other hand. We used microchannel plates as detector on a 3 meter grazing incidence spectrometer equipped with a 600 lines/mm holographic grating. The calibration of the whole grating with detector was performed by two different methods. These are the branching ratio and charge exchange methods. Identification of lines emitted by a plasma, which gather the whole charge states of ions is necessary to make an exhaustive study of the plasma state. And finally, the determination of plasma parameters like electron density and temperature and ion densities and confinement times that uses theoretical models were the aim of this work.

Résumé

La caractérisation des ions multichargés dans le plasma d'une source R.C.E. utilise comme moyen de diagnostic non perturbatif la spectroscopie dans le domaine de l'ultraviolet sous vide. Dans ce type de source, les électrons sont chauffés par interaction avec une onde H.F. et confinés magnétiquement par effet miroir. Les électrons interagissent avec l'onde H.F. à la résonance cyclotronique au cours de leurs allers et retours successifs dans le miroir magnétique. Ils acquièrent ainsi l'énergie nécessaire pour dépasser les potentiels d'ionisation de chacun des états de charge de l'élément injecté dans la source. L'amélioration des performances d'une source R.C.E. en courant d'ions extraits et en état de charge obtenu, passe par la connaissance des grandeurs physiques fondamentales des espèces présentes dans le plasma. Le but de la spectroscopie V.U.V. est de déterminer la densité et la température électronique d'une part et la densité et le temps de confinement des ions d'autre part. Nous avons utilisé des galettes de microcanaux comme détecteur de position sur un spectromètre à incidence rasante muni d'un réseau de 3 mètres de rayon de courbure comportant 600 traits/mm. On effectue l'étalonnage en intensité de l'ensemble réseau-détecteur par deux méthodes. Ce sont les méthodes des rapports de branchement et d'échanges de charge. L'identification des raies émises par le plasma qui regroupent l'ensemble des états de charge possible de l'élément étudié est nécessaire pour faire une étude exhaustive de l'état du plasma. Finalement, la détermination des paramètres du plasma sur la base de modèles théoriques de deux sources R.C.E. disponibles au laboratoire a été réalisée pour la première fois.

Mots clés

Plasmas de faible densité-Sources E.C.R.-Ions multichargés-Diagnostics de plasmas

Spectroscopie V.U.V.-Réseau-Galettes de microcanaux

Densité et température apparentes des électrons

Modèle Coronal-Densité et temps de vie des ions-Interférométrie microondes

Analyseur électrostatique- Echange de charges-Rapports de branchement