



ORSAY
N°D'ORDRE : 7545

UNIVERSITE PARIS XI
UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THESE

Présentée

Pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES

DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY

PAR

Karim BENMEZIANE

**Sujet : Etude d'une source ECR d'ions H⁺ pour
accélérateurs de forte puissance**

Soutenue le 22 juin 2004 devant la Commission d'examen :

Mme. M.BACAL	Rapporteur	Directeur de recherche émérite
Mme. E.DARTYGE	Examineur	Professeur
M. R.FERDINAND	Examineur	Chercheur-ingénieur
M. A.GIRARD	Examineur	Chercheur-ingénieur
M. G.GOUSSET	Directeur de thèse	Directeur de recherche
M. B.HELD	Rapporteur	Professeur

Mots clefs : Ions H, états vibrationnels, source à micro-onde, attachement dissociatif, PICMCC, faisceaux de particules, interaction électron-gaz d'hydrogène

Remerciements

Je remercie tous les membres du jury d'avoir participé à la soutenance de cette thèse. En particulier à ceux qui ont bien voulu accepter la lourde tâche d'être les rapporteurs de ce document : Madame Marthe Bacal et Monsieur Bernard Held.

Une thèse est essentiellement un travail d'équipe qui mobilise tout un ensemble de compétences loin d'être du seul ressort du thésard. Un ensemble d'individus y est entraîné sans qui ce travail serait impossible. Pour cela je tiens à remercier Monsieur Gérard Gousset d'avoir dans un premier temps bien voulu diriger cette thèse et surtout avec autant de talent. Son expérience dans le domaine des plasmas en général et particulièrement dans les codes de calculs a été d'une efficacité certaine.

Cette thèse n'aurait pas pu avoir le dénouement que l'on connaît sans l'important travail de Messieurs Robin Ferdinand, Raphael Gobin et Francis Harrault. Ces derniers ont été très solidaires à l'époque où de nombreuses critiques émanaient à propos de la non-faisabilité du projet et du caractère difficile de ce travail. Ils ont crû au projet jusqu'au bout et m'ont soutenu même pendant les moments difficiles avec beaucoup d'opiniâtreté. Une part au succès de l'expérience leur revient donc de droit.

Je tiens à remercier tout spécialement Monsieur Alain France, spécialiste radio fréquence avec qui j'ai eu de longues discussions qui ont abouti à de nombreuses solutions et idées. De nombreux éclaircissements résultent de ces entretiens.

Merci à Monsieur Joseph Sherman du Laboratoire de Los Alamos, avec qui j'ai travaillé pendant la première année de thèse et qui m'a fait bénéficier de son expérience en matière de source d'ions.

Merci à Monsieur Yannick Gauthier, qui sait créer une ambiance de travail agréable tout en assurant un travail sur lequel on peut compter.

Merci à Messieurs Nicolas Pichoff et Romuald Duperrier pour leur aide, notamment lorsque j'avais des problèmes de « transport » (de faisceau).

Merci à Monsieur le Directeur Jean Bretagne pour l'accueil qu'il m'a réservé au LPGP ainsi que pour ses conseils avisés.

Merci à Monsieur Olivier Delferrière qui a fait les calculs magnétiques.

Merci à Madame Marthe Bacal qui a participé activement à ma recherche bibliographique. Elle m'a gentiment accueillie pendant un mois à l'Ecole Polytechnique et m'a permis de faire des manip de Photo-détachement.

Merci à Madame Marie Claude Richard qui accueille les étudiants d'un sourire affable, sachant toujours rendre un service efficace.

Merci à Messieurs Pierre Mattei et Daniel Bogard pour les coups de main informatique.

Merci à Messieurs Ziane Kechidi et Bruno Pottin pour m'avoir permis de faire tourner les codes sur leur ordinateur.

Merci à Monsieur Pierre-Emmanuel Bernaudin pour avoir bien voulu être le premier lecteur du manuscrit, tache au combien difficile.

Encore merci à tous ceux qui ont participé de près où de loin à cette aventure sans qui tous ces résultats n'auraient jamais existés. Merci à tous ceux qui par leur présence ont contribué à une ambiance de travail agréable et productif : Messieurs Pierre-Yves Beauvais, Gille Bourdelle, Claudiu Costin, Michel Desmons, Jacques Gaiffier, Claire Gerbier, Abdallah Hamdi, Ahmed Ben Ismail, Andrey Ivanov, Jean-Luc Jannin, Jean-Michel Lagniel, Pierre Alain Leroy, Youssef Loumani, Denis De Menezes, Olivier Napoly, Catherine Nicolleau, François Simoens, Armand Sinanna, Didier Uriot.

A Mes Parents

Table des matières

INTRODUCTION.....	13
<i>Motivation et objectifs</i>	13
Injection dans les anneaux de compression	13
Pour la fusion dans les Tokamaks	14
Durée de vie des sources	14
Articulation de la thèse.....	15
PARTIE I DIAGNOSTIC DE LA SOURCE: LES LIMITES D'UNE SOURCE ECR	
« SIMPLE »	17
CHAPITRE I LA PRODUCTION D'IONS H	19
I.1. <i>Les processus de production des ions H</i>	19
I.1.1 <i>Production de molécules excitées</i>	20
I.1.1.1 Les processus E-V	20
I.1.1.2 Les processus e-V	21
I.1.1.3 Les processus V-V	22
I.1.1.4 Les processus de recombinaison.....	22
I.1.2 <i>Les autres processus de création d'ions H</i>	22
I.1.2.1 Réaction de recombinaison dissociative	22
I.1.2.2 Dissociation polaire	23
I.2. <i>Processus contribuant aux pertes</i>	23
I.2.1 <i>Processus réduisant la densité de molécules excitées</i>	23
I.2.1.1 Les processus V-T	23
I.2.1.2 Dissociation et ionisation.....	24
I.2.2 <i>Les processus de destruction des ions H</i>	24
I.2.2.1 Les processus de Neutralisation Mutuelle (MN):	24
I.2.2.2 Détachement associatif	24
I.2.2.3 Détachement direct par atome	25
I.2.2.4 Détachement direct par électrons (E-D)	25
I.2.2.5 Collision de type élastique : Transfert de charges	25
I.2.2.6 Cinétique principale du plasma.....	26
I.3. <i>Quelles propriétés pour une source idéale ?</i>	27
I.4. <i>Les différents types de sources d'ions H</i>	27
I.4.1 <i>Les sources à plasma de surface</i>	27
I.4.1.1 Les sources Penning.....	27

I.4.1.2 Les Sources magnétrons	29
I.4.1.3 Autres sources (<i>Surface convertor H⁻</i>).....	29
I.4.2 Sources fonctionnant en volume	29
I.4.2.1 Source à filaments de tungstène ou de tantale	29
I.4.2.2 Les sources RF.....	31
I.4.3 Situation des décharges ECR.....	32
Conclusion.....	33
CHAPITRE II LA SOURCE D'IONS H ⁻	35
II.1. La source ECR.....	35
II.1.1 Principe d'une source ECR à micro onde à 2,45 GHz.....	35
II.1.1.1 Description du processus ECR	35
II.1.1.2 Chauffage non-Collisionnel.....	37
II.1.1.3 Chauffage collisionnel.....	38
II.1.2 Description du dispositif expérimental.....	39
II.1.2.1 La source ECR vue d'ensemble	39
II.1.2.2 Injection de l'onde Haute fréquence.....	41
II.1.2.3 Le filtre magnétique	43
II.1.2.4 Le système d'extraction.....	44
II.1.2.5 Le séparateur d'électrons.....	45
II.1.2.6 Le groupe de pompage	46
II.2. Les différents procédés utilisés pour augmenter la production d'ions H ⁻	47
II.2.1 Polarisation d'éléments.....	48
II.2.1.1 Polarisation du guide d'onde	48
II.2.1.2 polarisation de l'électrode plasma	48
II.2.2 Injection d'éléments supplémentaires	48
II.2.2.1 Introduction de gaz rare.....	48
II.2.2.2 Injection d'azote	50
II.2.3 Favoriser les processus en surface en plus des processus en volume.....	50
II.2.3.1 Dépôt de césium	50
II.2.3.2 Utilisation de matériaux (tantale)	52
II.2.3.3 Utilisation de « collar »	53
II.3. Outils de Diagnostic.....	53
II.3.1 L'aimant d'analyse.....	53
II.3.2 Etalonnage des outils de mesures.....	54
II.3.2.1 La coupe de Faraday.....	54
Conclusion.....	56
CHAPITRE III QUALITES DE LA SOURCE.....	57
III.1. Etude spectroscopique	57
III.1.1 Production d'ions H ⁻	57
III.1.1.1 Lois d'échelle	57
III.1.1.2 Les transitions permises	59
III.1.2 Protocole expérimental de la mesure par spectroscopie	62
III.1.2.1 Les différents programmes développés pour faire les mesures	62
III.1.3 Analyse des résultats.....	63
III.1.3.1 Les raies d'émissions	63

III.1.3.2 La raie à 6740 Å	65
III.1.3.3 La raie H _α	66
III.1.3.4 Conclusion.....	67
III.2. Mise en évidence de l'effet du filtre par mesure de sonde Langmuir	67
III.2.1 Principe de fonctionnement de la sonde de Langmuir.....	68
III.2.2 Mesures de sonde.....	69
III.2.2.1 Effet du filtre dans la zone de conduction.....	70
III.2.2.2 Effet du filtre dans la zone de production	71
III.2.3 Analyse du résultat.....	73
III.2.4 Précautions à prendre.....	73
Conclusion.....	74
CHAPITRE IV DEFANTS DE LA SOURCE.....	75
IV.1. Introduction.....	75
IV.1.1.1 Mesure d'ions H ⁻	75
IV.1.1.2 Caractérisation du faisceau	76
IV.2. Problèmes magnétiques	78
IV.2.1 Mise en évidence par mesure de profil.....	78
IV.2.2 Effet du blindage rectangulaire.....	79
IV.2.2.1 Effet du blindage sur la distribution magnétique.....	80
IV.2.2.2 Effet du séparateur d'électrons	81
IV.2.2.3 Effet du filtre magnétique (FM).....	82
IV.3. Mise en évidence d'électrons énergétiques.....	84
IV.3.1 Approche simple.....	84
IV.3.2 La distribution de charges positives.....	85
IV.4. Trop bon couplage onde HF-électron.....	86
IV.4.1 Etude sur l'effet négatif de l'onde haute fréquence	87
IV.4.2 Explication.....	88
Conclusion.....	90
PARTIE II L'ALTERNATIVE : « LA SOURCE HYBRIDE »	93
CHAPITRE V SIMULATION NUMERIQUE	95
V.1. Idée directrice	95
V.1.1.1 Introduction	95
V.1.2 Introduction aux Codes de calculs	96
V.1.2.1 Le code PIC	96
V.1.2.2 Méthode Monte-Carlo	96
V.1.2.3 Le code fluide.....	97
V.1.2.4 Les choix effectués.....	97
V.2. Code PIC-MCC.....	97
V.2.1 Etude d'une Macro-particule	98
V.2.1.1 Utilité d'une macro particule.....	98
V.2.1.2 Poids des macro-particules.....	98
V.2.2 Principe de fonctionnement du code PIC-MCC.....	99
V.2.2.1 Initialisation.....	99

V.2.2.2	Injection d'un faisceau d'électrons	101
V.2.2.3	Calcul du temps de vol entre deux collisions	102
V.2.2.4	Temps du prochain calcul	103
V.2.2.5	Calcul les coordonnées et autres paramètres physiques.....	103
V.2.2.6	Calcul de l'évènement susceptible de se produire	106
V.2.2.7	Calcul des angles et vitesse après collision.....	108
V.2.2.8	Les processus réactionnels	114
V.3.	<i>Le code fluide</i>	116
V.3.1	<i>Introduction de la chimie prise en compte (Description du fluide)</i>	116
V.3.1.1	Introduction des conditions initiales :	116
V.3.2	<i>Description des Calculs</i>	117
V.3.2.1	Calcul des coefficients des réactions e – V	117
V.3.2.2	Calcul des coefficients des réactions E-V	118
V.3.2.3	Calcul des coefficients des réactions V-T	119
V.3.2.4	Calcul des coefficients des réactions V-V.....	120
V.3.2.5	Dissociation.....	121
V.3.3	<i>Résolution des équations maîtresses</i>	121
V.3.4	<i>Calcul du transport</i>	122
V.3.5	<i>Le calcul des ions H⁻</i>	126
V.3.5.1	Calcul de la densité ionique d'ions H ⁻ sans transport.....	128
V.3.5.2	Calcul de la densité ionique d'ions H ⁻ avec transport	128
V.3.5.3	Calcul de la densité de courant d'ions H ⁻	129
CHAPITRE VI	RESULTATS DES CALCULS	131
VI.1.	<i>Introduction</i>	131
VI.2.	<i>Etude à 100 mTorr</i>	132
VI.2.1.1	Introduction.....	132
VI.2.2	<i>Injection d'électrons à 40 eV</i>	132
VI.2.2.1	Calcul de la fonction de distribution en énergie des électrons (fdee).....	132
VI.2.2.2	Distribution vibrationnelle	133
VI.2.2.3	Distribution des ions H ⁻ dans l'espace	134
VI.2.3	<i>Injection d'électrons à 100 eV</i>	137
VI.2.3.1	La fonction de distribution en énergie des électrons	137
VI.2.3.2	Distribution vibrationnelle	138
VI.2.3.3	Distribution des ions H ⁻	138
VI.2.3.4	En conclusion.....	140
VI.3.	<i>Etude à 6 mTorr</i>	140
VI.4.	<i>Le passage obligatoire en 2D</i>	142
VI.4.1	<i>Etude de la relaxation par comparaison des fonctions de distributions</i>	142
VI.4.1.1	Conclusion	143
VI.4.2	<i>Etude du transport des ions H⁻</i>	143
VI.4.2.1	Conclusion	146
VI.4.3	<i>Etude sur la meilleure énergie d'injection</i>	146
VI.4.3.1	Optimisation des processus.....	146
VI.4.3.2	Conclusion	148
VI.4.4	<i>Etude du temps de convergence</i>	148
VI.4.5	<i>Vérification des résultats obtenus</i>	150

<i>VI.5. Faisabilité matérielle</i>	151
<i>VI.5.1 Etude d'un système accélérateur-décélérateur</i>	151
VI.5.1.1 Etude sur l'injection d'un faisceau d'électrons de 100eV	152
VI.5.1.2 Injection d'un faisceau de 200 eV	153
VI.5.1.3 Conclusion	154
<i>VI.5.2 Arrêt de l'onde HF</i>	154
VI.5.2.1 Introduction.....	154
VI.5.2.2 Transmission du champ électrique à travers une grille.....	154
<i>VI.6. Conclusion</i>	156
CHAPITRE VII LA SOURCE HYBRIDE	159
<i>VII.1. Etude d'une source Hybride</i>	159
<i>VII.1.1 Dispositif expérimental</i>	159
<i>VII.1.2 Reproduction d'un régime post-décharge</i>	160
VII.1.2.1 Position idéale de la grille	160
VII.1.2.2 Vers un régime de fonctionnement hybride	161
<i>VII.1.3 Etude sur l'énergie de la source</i>	162
VII.1.3.1 Polarisation de la grille	162
<i>VII.1.4 Etude en fonction de la pression</i>	164
VII.1.4.1 Courant d'ions H ⁻ en fonction de la pression	164
VII.1.4.2 Energie moyenne du plasma en fonction de la pression.....	165
<i>VII.1.5 Etude du rayon de la chambre de production</i>	166
VII.1.5.1 Etude avec un tube de contour.....	166
VII.1.5.2 Etude avec une grille de contour	168
<i>VII.1.6 Discussion sur le temps de montée du signal</i>	170
<i>VII.1.7 Comparaison des résultats avec l'ancienne source</i>	172
VII.1.7.1 Evolution en fonction de la pression	172
VII.1.7.2 Evolution en fonction de la puissance	174
<i>VII.2. Etude sur l'amélioration de la source</i>	176
<i>VII.2.1 Effet des matériaux</i>	176
VII.2.1.1 Grille de tantale	176
VII.2.1.2 Effet de l'électrode plasma en tantale.....	177
<i>VII.2.2 Nitrure de bore</i>	178
VII.2.2.1 Accroissement du courant électronique.....	178
VII.2.2.2 Intérêt d'une tension d'extraction suffisamment grande	178
<i>VII.3. En conclusion</i>	179
CONCLUSION	181
ANNEXE I PERSPECTIVES	187
<i>Etude du transport</i>	187
Etude théorique sur l'amélioration du transport.....	187
Intérêt d'une électrode intermédiaire	187
Réduction de la taille de la grande électrode	191
L'intérêt d'un système lentilles électrostatiques	191
<i>Amélioration de la source</i>	192

Favoriser les processus en surface en complément des processus de production en volume déjà existant.....	192
Augmentation de la densité d'électrons injectés.....	193
Injection d'une onde circulaire.....	194
Obtention d'un plasma « <i>over-dense</i> ».....	194
Autres moyens.....	195
ANNEXE II PHOTO-DETACHEMENT LASER.....	197
<i>Photo-détachement à un laser.....</i>	<i>197</i>
Description.....	197
Phase 1.....	199
Phase 2.....	199
Phase 3.....	199
Phase 4.....	200
Calcul de la densité d'ions négatifs.....	200
<i>Photo-détachement à deux lasers.....</i>	<i>201</i>
Résultats.....	203
<i>Références.....</i>	<i>205</i>

Introduction

Motivation et objectifs

Injection dans les anneaux de compression

Les sources d'ions H^- sont entre autres utilisées pour l'injection dans les anneaux de compression. Sachant que ces accélérateurs sont circulaires et les injecteurs sont linéaires, une injection de protons entraîne toujours des pertes lors de la capture. Les puissances faisceaux mises en jeu sont si grandes qu'il est impossible de se permettre de perdre du faisceau. D'autre part, à des énergies de l'ordre du MeV, l'activation résiduelle devient importante. Celle-ci étant difficile à gérer et implique des problèmes de maintenance. Afin de limiter ce risque, il a été proposé d'injecter des ions H^- . Ces ions négatifs sont accélérés dans un Linac puis injectés dans un anneau de compression. Le passage entre les deux machines est certes très délicat et fait l'objet d'attentions particulières mais permet une injection beaucoup plus efficace en atteignant théoriquement des taux de réussite de 100% (on parle de coefficient de capture de 100%). Le principe est le suivant : les ions négatifs entrent dans un dipôle et prennent d'après la loi de Lorenz une certaine courbure. Durant leur trajet, ces ions négatifs sont ionisés positivement à la traversée d'une feuille. Le changement de charge permet l'inversion de leur trajectoire de manière à épouser la courbure de l'anneau de compression.

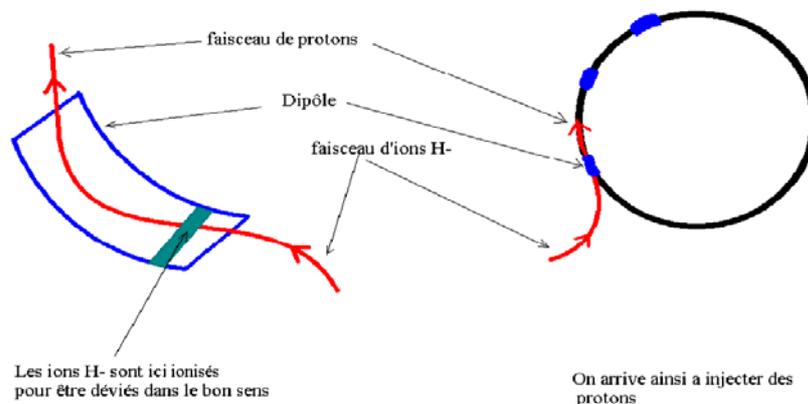


Figure 1: L'injection des ions H^- dans un anneau de compression

De nombreux projets de construction de ce type d'accélérateurs sont en cours, notamment pour ensuite faire de la spallation. On peut citer le projet américain SNS^[1] en cours de construction, le projet européen ESS^[2] et Japonais JKI^[3]. Ce sont des accélérateurs demandant aux sources de fortes densités de courant (10-20 mA/cm²), de faibles émittances (l'émittance est une grandeur permettant de mesurer la taille et la divergence d'un faisceau, elle est faible entre 0,2 et 0,3 π .mm.mrad) et de grands cycles utiles (5 %). Par exemple au début de cette thèse les spécifications de ESS demandaient un faisceau de 65 mA d'ions H⁻, en impulsions courtes de 1,2 ms à 50 Hz ou en impulsions longues de 2,5 ms à 50/3 Hz. L'émittance doit être inférieure à 0,3 π mm.mrad normalisée à l'entrée du premier élément accélérateur, le RFQ (quadripôle radio fréquence), avec une durée de fonctionnement sans interruption supérieure à 20 jours pour la source.

Pour la fusion dans les Tokamaks

Les ions H⁻ trouvent d'autre part leur utilité dans la fusion thermonucléaire, en chauffant un plasma de type tokamak (Projet ITER par exemple). Lorsque la température du plasma atteint le régime thermonucléaire, la section efficace des processus diminue considérablement entraînant ainsi la réduction de la résistivité. En conséquence, le chauffage ohmique est insuffisant. Le plasma est alors chauffé par bombardement de faisceaux très énergétiques. Etant donné les forts champs magnétiques utilisés pour le confinement de tels plasmas, il est impossible d'injecter des particules chargées dans de telles conditions. Elles seraient déviées avant d'atteindre la surface du plasma. Il est alors très important d'injecter des particules ne subissant pas les forces de Lorenz, à savoir des atomes. Leur caractère neutre leur évite de subir non seulement l'interaction magnétique mais aussi l'interaction Coulombienne. Ces particules non chargées ne peuvent ni être extraites de la source les produisant, ni être accélérées. Il faut alors passer par des ions négatifs qui après avoir été accélérés vont être neutralisés en perdant un électron. La section efficace pour retirer un électron est beaucoup plus grande que la section efficace de capture d'un électron par un proton. Cette méthode demande des courants d'ions très intenses, de plusieurs dizaines d'ampères à une énergie de plusieurs centaines de keV, et un régime de fonctionnement quasi-continu.

Durée de vie des sources

A ce jour on recense de nombreuses sources d'ions H⁻ performantes à travers le monde. Etant donné le nombre de source d'ions H⁻ déjà existantes, cela ne serait d'aucune utilité d'en créer une de plus fonctionnant comme toutes les autres et qui ne serait pas obligatoirement meilleure. Ce sont en général des sources à filaments, à antenne ou de type Penning. Le grand défaut que l'on peut leur attribuer est leur durée de vie très limitée. A l'heure actuelle les seules sources pouvant remplir le rôle de source à durée de vie très supérieure au mois sont les sources de type ECR. Le CEA-Saclay possède par ailleurs une grande connaissance de ce type de source avec la Source d'Ions Legers Haute Intensité (SILHI)^[4]. Celle-ci fonctionne sur le principe ECR. Avec un système d'extraction adapté, elle est capable de produire en continu de forts courants de protons ou de deutons (supérieur à 100 mA) avec une émittance inférieure à 0,2 π mm.mrad^[4].

Une autre voie de recherche en cours pour augmenter la durée de vie des sources d'ions H^- porte sur les sources à antenne extérieure. A l'heure actuelle ces dernières ne peuvent produire que des impulsions d'ions H^- limitées à quelques microsecondes de durée. Le but de cette thèse est d'étudier et d'apporter les bases nécessaires aux développements d'une source pouvant produire des ions H^- avec une grande fiabilité et une longue durée de vie.

Actuellement il n'existe pas de source ECR capable de produire les courants d'ions H^- requis. Ce document espère apporter des éléments nouveaux, contribuant à faire évoluer les connaissances, et permettre de mieux comprendre la production d'ions négatifs avec une telle source.

Un travail sur les sources d'ions pour accélérateur se retrouve donc être à l'interface entre les deux disciplines que sont celles des plasmas et celle des accélérateurs, ce qui apporte des difficultés liées aux visions différentes des deux communautés mais qui permet d'avoir une conception globale des problèmes. Les difficultés sont néanmoins largement compensées par les intérêts que cela apporte.

Articulation de la thèse

L'objet de cette thèse consiste en l'étude d'une source ECR pouvant produire des courants d'ions H^- les plus intenses possible. Une grande partie du travail repose sur le diagnostic d'un banc test, la compréhension des différents problèmes rencontrés et l'exposition de solutions adéquates. L'étude s'est faite par le moyen de plusieurs outils de diagnostic : spectroscopie d'émission, sonde de Langmuir, spectroscopie de masse, mesure directe de courant, mesure de champs magnétiques, interaction de l'onde électromagnétique avec le plasma, profil de faisceau, calcul d'extraction et développement d'un code de calcul des ions H^- . La décomposition de cette thèse se fait donc en deux grandes parties. La première expose dans un premier temps les éléments indispensables à l'analyse du sujet et se consacre ensuite à l'étude du plasma et d'une source ECR simplifiée. La deuxième partie apporte des solutions aux problèmes en passant par des calculs de simulation et des modifications expérimentales de la source.

Le premier chapitre établit les éléments indispensables à l'analyse du sujet. Il introduit la théorie sous-jacente aux ions H^- ainsi que les outils nécessaires à la compréhension des termes utilisés dans le document. Les différentes sources d'ions H^- fonctionnant de par le monde y sont notamment abordées.

Le deuxième chapitre explique le schéma de principe de la source puis fait une revue des outils de diagnostic nécessaires pour une telle étude. Les différents artifices de « sourcier » utilisés pour augmenter les performances de leur machine y seront décrits.

Les deux chapitres suivants sont consacrés à l'étude de la source dite simplifiée par opposition à la source finale que nous qualifierons d'hybride.

Le chapitre trois expose les qualités observées sur la source ECR. Il passe notamment en revue les caractéristiques de la source par spectroscopie d'émission du plasma. Nous avons essayé de déterminer la cinétique du plasma en fonction des conditions de fonctionnement de la source. Nous avons notamment insisté sur l'effet du filtre magnétique, outil « indispensable » souvent utilisé dans les sources d'ions négatifs. Le filtre magnétique est d'autre part étudié à

travers des mesures réalisées par sonde de Langmuir ainsi que des mesures de configuration magnétique.

Le chapitre quatre expose les défauts de la source. Cela passe par des mesures de courants d'ions H^- . Il expose la mise en évidence certes difficile mais réelle des ions H^- ainsi que la compréhension des problèmes liés à l'utilisation de source ECR d'ions H^- . Pour finir, ce chapitre met en avant les principales difficultés dues aux spécificités de la source ECR. Il énonce les raisons pour lesquelles la production d'ions H^- est si faible et propose ainsi des modifications qui ont été en partie réalisées dans les chapitres suivants.

La deuxième et dernière partie est consacrée à l'évolution de la source ainsi que les améliorations apportées et envisagées.

Le chapitre cinq est principalement théorique car il expose le code de calcul développé ainsi que les différentes hypothèses qui ont été prises en compte.

Le chapitre six, présente les résultats numériques obtenus. Nous abordons lors de ce chapitre les problèmes numériques rencontrés ainsi que les solutions proposées. Les résultats présentés dans ce chapitre apporteront des éléments utiles à une meilleure compréhension de l'analyse expérimentale.

Le chapitre sept montre les résultats expérimentaux qui en découlent.

Pour finir, la conclusion retrace les différents points abordés ainsi qu'une comparaison entre la nouvelle source obtenue avec celles qui sont en fonctionnement auprès d'accélérateurs. La conclusion essaie de mettre en évidence la forte potentialité d'une source d'ions H^- de type ECR.

Dans l'annexe I nous proposons des solutions permettant d'améliorer les performances de la source. Ces perfectionnements concernent autant l'optimisation de l'extraction que celle de la production d'ions H^- . Un système d'extraction adapté est tout aussi important qu'un plasma efficace étant donnée la principale application de cette source, à savoir : l'emploi auprès d'accélérateurs. Les pertes de faisceau étant importantes dans le système de transport, une optimisation du faisceau dès son extraction est nécessaire. Cette annexe exposera dans sa seconde partie d'autres propositions qui nous semble permettre l'optimisation de la production d'ions H^- .

L'annexe II est une présentation du diagnostic par photo-détachement, on y décrit le principe de fonctionnement ainsi que les résultats obtenus par ses utilisateurs

Partie I
Diagnostic de la source:
Les limites d'une source
ECR « simple »

Chapitre I

La Production d'ions H⁻

Comment parler d'ions H⁻ sans tout d'abord exposer les processus de création ? Ce chapitre va donc aborder les notions théoriques nécessaires à la compréhension du travail réalisé. Il expose la production d'ions H⁻ et la description de sources fonctionnant actuellement. En fin de chapitre, un parallèle entre les différentes sources d'ions H⁻ décrites et celle qui est étudiée dans cette thèse. Les choix de chacun y seront notamment discutés.

I.1. Les processus de production des ions H⁻

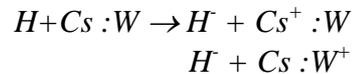
La production d'ions H⁻ peut se faire par deux processus :

- La production en surface
- La production en volume

Le premier se produit lorsqu'un atome à proximité d'une paroi, va arracher un électron pour se retrouver ionisé et former un ion H⁻.

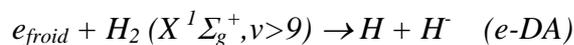


La présence de césium sur les parois favorise ce phénomène en favorisant la libération d'électrons de la paroi. La réaction s'écrit alors :



La production en volume (c'est le second processus) est liée à l'existence de molécules H₂ excitées vibrationnellement. Lorsqu'un électron se trouve en présence d'une molécule excitée à un niveau vibrationnel élevé (supérieur à neuf), celle-ci se dissocie en attachant un électron. Il y a formation d'un ion H⁻ et d'un atome d'hydrogène.

Ce phénomène d'attachement dissociatif dépend de la température des électrons. La réaction est la suivante:



Il ressort de la courbe des taux de réactions (Figure 2), qu'une énergie autour de 1 eV est idéale sachant que le détachement électronique représenté par un trait fin est quasiment négligeable.

Ce phénomène dit d'attachement dissociatif demande des conditions très particulières : il demande la présence à la fois d'électrons froids et d'électrons chauds. Ces électrons chauds ne doivent cependant ne pas avoir une énergie trop importante car ils favoriseraient alors des processus de destruction.

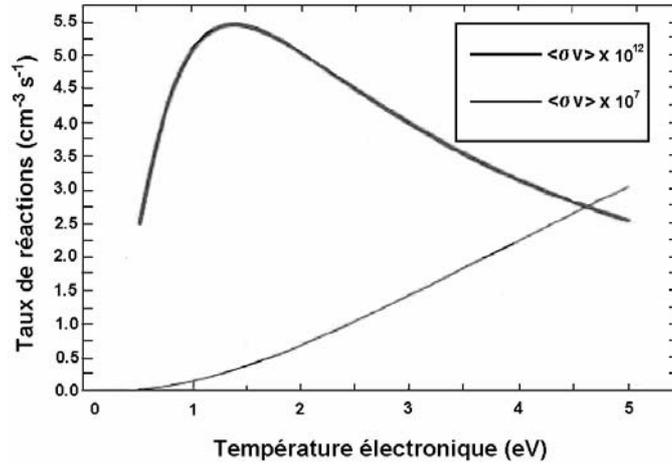


Figure 2 : Taux de réactions de l'attachement dissociatif (gras) et du détachement d'électrons (trait fin).

La production d'ions H⁻ se fait en deux temps car au préalable il est nécessaire d'avoir des molécules d'hydrogène excitées. Cette excitation se produit par le schéma simplifié suivant:



1.1.1 Production de molécules excitées

Nous venons de voir que la présence de molécules excitées dans leur niveau vibrationnel de l'état fondamental électronique est nécessaire. Plusieurs processus peuvent les engendrer.

1.1.1.1 Les processus E-V

Ce processus se produit en présence d'électrons dit chauds. En effet ils peuvent amener les molécules par collisions inélastiques à des niveaux d'excitations suffisamment élevés pour donner naissance au processus d'attachement dissociatif. Certains auteurs comme Hiskes^[5] parlent d'énergie électronique de l'ordre de 20 eV en montrant que la section efficace d'excitation vibrationnelle présente un optimum aux environs de la vingtaine d'électron-volt.

Le processus en question est le suivant :



Dans une réaction E-V, un électron énergétique excite la molécule d'hydrogène en la faisant passer de son état fondamental vers un état singulet électronique supérieur. Puis, par désexcitation radiative, cette molécule revient vers son état fondamental électronique dans un niveau vibrationnel plus grand que celui qu'elle avait au départ. Ce phénomène illustré par la Figure 3 s'interprète à l'aide du principe de « Franck-Condon », formulant que les lois de désexcitations ainsi que les excitations électroniques se produisent en ligne droite. Cette figure présente un exemple d'excitation du niveau $v = 0$ au niveau $v = 10$ en passant par l'état électronique $C^1\Pi_u$. Le processus s'écrit :

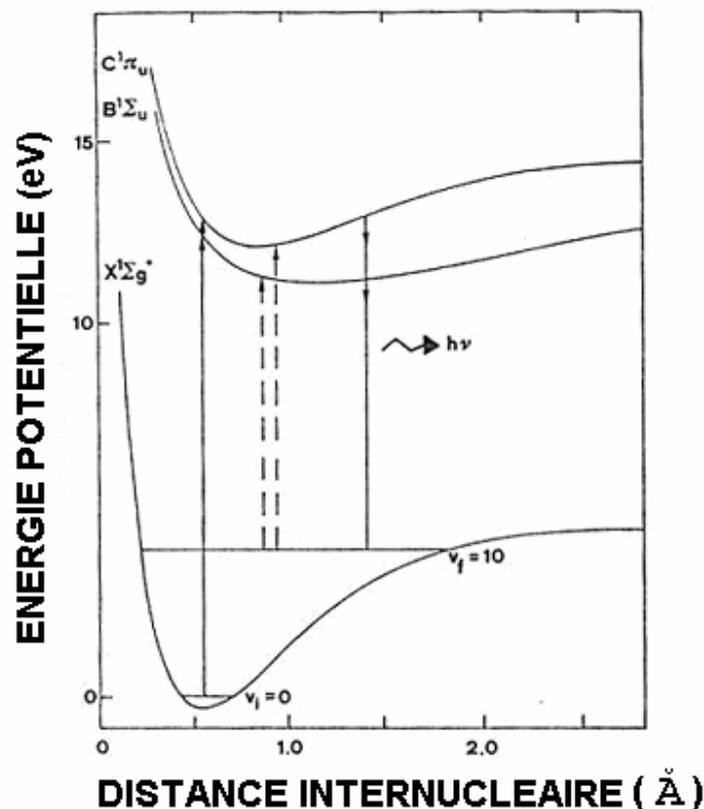
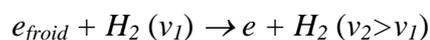


Figure 3 Exemple du peuplement des hauts niveaux vibrationnels de la molécule d'hydrogène.

La forme des niveaux d'énergies de chaque état électronique étant différente, ce phénomène privilégie un retour vers d'autres niveaux vibrationnels que ceux de départ, généralement plus élevés.

I.1.1.2 Les processus e-V

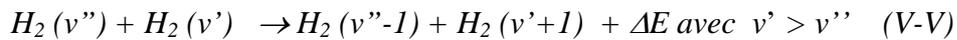
Beaucoup moins efficace, les processus e-V permettent d'obtenir des molécules vibrationnellement excitées par l'interaction d'un électron froid (de quelques électron-volt) avec une molécule d'hydrogène en l'excitant vers des niveaux vibrationnels supérieurs.



Ce processus peuple ainsi étape par étape des niveaux vibrationnels de plus en plus élevés. Il est moins intéressant que la réaction précédente car beaucoup plus long et moins probable. L'inconvénient d'une telle réaction est qu'il puisse se produire le résultat inverse à ce qui est espéré. En effet, il est possible d'envisager un transfert de l'énergie vibrationnelle de la molécule à l'électron. Cela souligne notamment la difficulté à produire des ions H⁻.

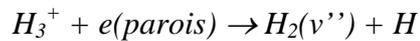
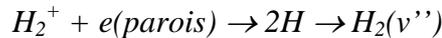
I.1.1.3 Les processus V-V

Les processus (V-V) (vibration-vibration) sont des processus d'excitation vibrationnelle par transfert de vibration. Autrement dit, une molécule ayant une excitation vibrationnelle la moins élevée va transmettre de l'énergie à une autre molécule plus excitée. Ce processus est plus favorable que la réaction inverse car elle est exothermique.



I.1.1.4 Les processus de recombinaison

Les autres processus pouvant donner des molécules d'hydrogène excitées sont les réactions de recombinaison des différentes particules du plasma avec les parois.

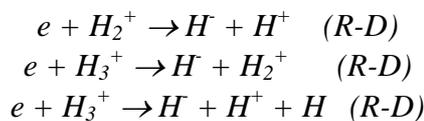


I.1.2 Les autres processus de création d'ions H⁻

Il existe d'autres processus produisant les ions H⁻ mais ils sont beaucoup plus marginaux. Cela n'empêche pas de les évoquer à titre indicatif.

I.1.2.1 Réaction de recombinaison dissociative

La section efficace de la réaction de recombinaison dissociative entre ions moléculaires et électrons (Figure 4), est environ du même ordre de grandeur que celle de l'attachement dissociatif^[6]. Néanmoins, ce processus est considéré comme marginal car la densité ionique est au moins d'un ordre de grandeur plus faible que la densité moléculaire. La recombinaison dissociative est la suivante :



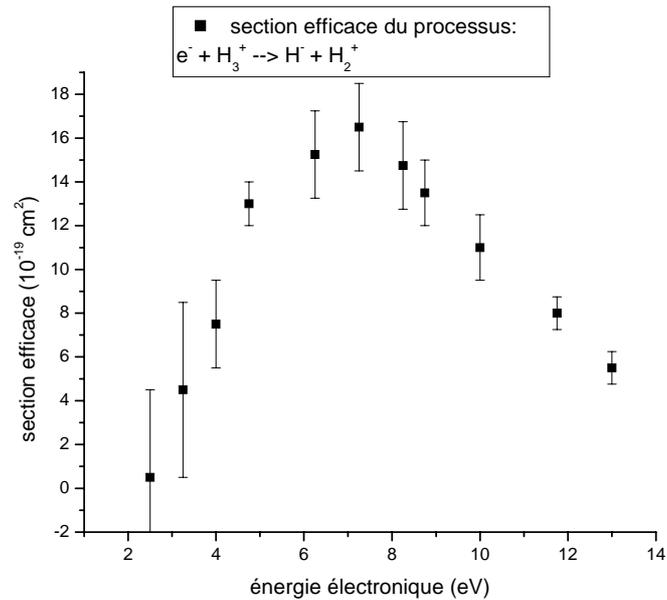


Figure 4 : section efficace du processus de recombinaison dissociative

I.1.2.2 Dissociation polaire

Très peu évoqué dans la littérature car elle intervient à « haute énergie » (supérieure à 17,6 eV) et n'est donc pas intéressante étant donné les gammes d'énergie mise en jeu dans le domaine de l'étude des ions H⁻



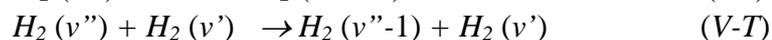
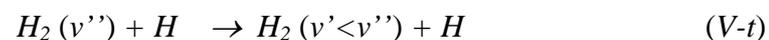
I.2. Processus contribuant aux pertes

I.2.1 Processus réduisant la densité de molécules excitées

Les parois sont non seulement le siège de la création de molécules d'hydrogène dans l'état vibrationnel excité mais aussi celui de la désexcitation.

I.2.1.1 Les processus V-T

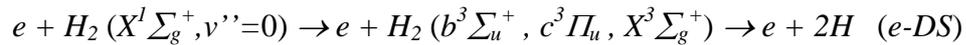
Les processus (V-t), (V-T) (vibration-translation) sont des processus de désexcitation moléculaire par transfert de mode.



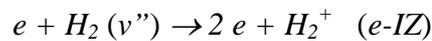
Certains auteurs appellent de la même manière les processus V-T et V-t tout simplement parce que le processus V-t n'est autre qu'une contribution atomique d'un même phénomène. Ce document en fera autant, les deux processus seront désignés par le même nom.

I.2.1.2 Dissociation et ionisation

Il est clair que les électrons ayant une énergie modérée (entre 10 et 20 eV) peuvent contribuer à la production de molécules vibrationnellement excitées. Cependant lorsque leur énergie devient trop importante ils sont au contraire très néfastes au résultat escompté et vont être à l'origine de dissociation en passant par des états intermédiaires instables appelés états triplets:



Les électrons ayant une énergie intermédiaire peuvent aussi réduire la densité en molécules d'hydrogène excitées car ils sont capables de les ioniser:

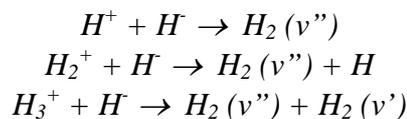


I.2.2 Les processus de destruction des ions H⁻

Non seulement il est possible de nuire à la création d'ions H⁻ en ne favorisant pas les processus à l'origine de la production de molécules vibrationnellement excitées, mais il existe aussi différents processus de destruction de ces ions négatifs.

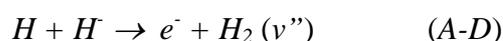
I.2.2.1 Les processus de Neutralisation Mutuelle (MN):

Le processus le plus important est probablement celui de recombinaison ion-ion appelé aussi neutralisation mutuelle. Il est important dans le sens où le coefficient de réaction K_{rec} est le plus important parmi tous les autres processus. Ce coefficient correspond au produit entre la section efficace de réaction et la vitesse thermique des ions. Il vaut ^[7] $2 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$.



I.2.2.2 Détachement associatif

Le détachement associatif est un phénomène jouant un rôle très important malgré un coefficient de détachement plus faible ($7,6 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$) ^[7].

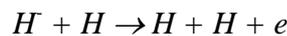


Ce processus bénéficie de ce qui s'apparente à un effet de masse. En effet, c'est le produit entre la densité des réactifs et le coefficient de réaction qui détermine l'importance d'un processus. Sachant que densité atomique est plus élevée que la densité ionique, il apparaît alors un rééquilibrage entre ce processus et le précédent. Il est généralement désigné

comme le processus inverse à la création d'ions H⁻ par attachement dissociatif et s'appelle en conséquence « détachement associatif ».

I.2.2.3 Détachement direct par atome

Parmi les nombreux processus ayant un effet négatif sur la densité d'ions H⁻ on compte le détachement direct par atome. Le processus est le suivant ^[8]:



La Figure 5 illustre la section efficace de détachement des électrons en fonction de l'énergie relative de collision pour les processus H⁻ + H (points blancs) et D⁻ + H (points noirs)

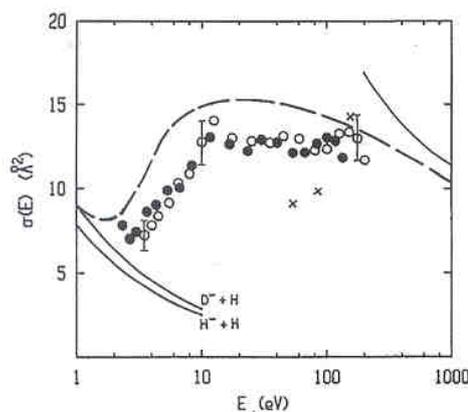
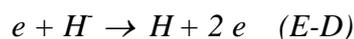


Figure 5 : Section efficace de détachement des électrons pour les processus ^[8] H⁻ + H et D⁻ + H

Il est beaucoup plus marginal malgré une forte proportion d'atomes. Il reste néanmoins très intéressant car il souligne l'effet multiplicateur du phénomène. En effet, l'équation bilan de la réaction indique qu'il ne va pas simplement se contenter de détruire les ions H⁻ mais va aussi créer un atome supplémentaire qui va par la suite contribuer à cette destruction en chaîne.

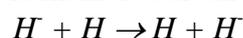
I.2.2.4 Détachement direct par électrons (E-D)

Avec un coefficient de détachement direct du même ordre de grandeur que le détachement par atome ce processus compte beaucoup dans la destruction des ions H⁻. Les atomes jouent néanmoins un plus grand rôle dans la perte des ions négatifs en bénéficiant du précédent effet de masse, la densité atomique peut avoir jusqu'à plusieurs ordres de grandeur de plus que celle des électrons. Le détachement direct est le suivant ^[8]:



I.2.2.5 Collision de type élastique : Transfert de charges

Cette collision de type élastique représente un échange de charge entre un atome et un ion négatif. Le processus s'écrit alors de la manière suivante ^[8] :



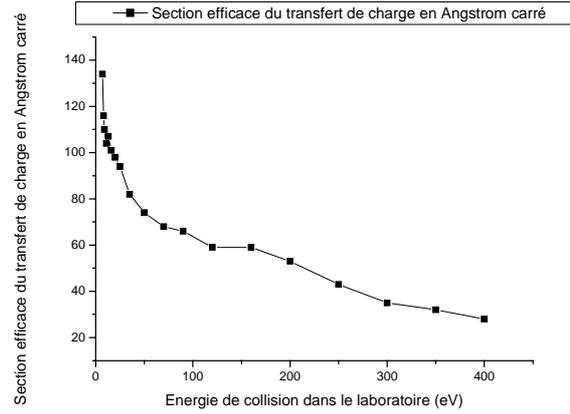


Figure 6 : Section efficace du processus transfert de charges H⁻ + H.

Cette réaction n'est ici présentée que de manière anecdotique car elle n'a aucune conséquence. Le processus est néanmoins exposé pour montrer que l'interaction avec un atome n'est pas obligatoirement synonyme de destructions inévitables mais il est possible d'aboutir à un bilan certes nul mais non négatif. D'autant plus que la représentation en Figure 6 des sections efficaces de la réaction montre qu'elle est plus probable que la réaction de destruction précédente.

1.2.2.6 Cinétique principale du plasma

Afin d'avoir une vue d'ensemble, le Tableau 1^{[9],[10],[11]} présente les différents processus intervenant autour de la production d'ions H⁻.

processus	réaction	seuil de réaction(eV)
Collision élastique	$e + H_2 \rightarrow e + H_2$	0
Excitation rotationnelle	$e + H_2 (X^1\Sigma_g^+, v=0, j=0) \rightarrow e + H_2 (X^1\Sigma_g^+, v=0, j=2)$	0.044
Excitation rotationnelle	$e + H_2 (X^1\Sigma_g^+, v=0, j=1) \rightarrow e + H_2 (X^1\Sigma_g^+, v=0, j=3)$	0.073
Excitation vibrationnelle	$e + H_2 (X^1\Sigma_g^+, v=0) \rightarrow e + H_2 (X^1\Sigma_g^+, v=1)$	0.516
Excitation vibrationnelle	$e + H_2 (X^1\Sigma_g^+, v=0) \rightarrow e + H_2 (X^1\Sigma_g^+, v=2)$	1.0
Excitation vibrationnelle	$e + H_2 (X^1\Sigma_g^+, v=0) \rightarrow e + H_2 (X^1\Sigma_g^+, v=3)$	1.46
Excitation électronique $b^3\Sigma_u^+$	$e + H_2 (X^1\Sigma_g^+) \rightarrow e + H_2 (b^3\Sigma_u^+)$	10.0
Excitation électronique $c^3\Pi_u$	$e + H_2 (X^1\Sigma_g^+) \rightarrow e + H_2 (c^3\Pi_u)$	12.3
Excitation électronique $a^3\Sigma_g^+$	$e + H_2 (X^1\Sigma_g^+) \rightarrow e + H_2 (a^3\Sigma_g^+)$	12.0
Excitation électronique $e^3\Sigma_u^+$	$e + H_2 (X^1\Sigma_g^+) \rightarrow e + H_2 (e^3\Sigma_u^+)$	13.22
Excitation électronique $B^1\Sigma_u^+$	$e + H_2 (X^1\Sigma_g^+) \rightarrow e + H_2 (B^1\Sigma_u^+)$	12.7
Excitation électronique $C^1\Pi_u$	$e + H_2 (X^1\Sigma_g^+) \rightarrow e + H_2 (C^1\Pi_u)$	12.4
Excitation $E^1\Sigma_g^+ - F^1\Sigma_g^+$	$e + H_2 (X^1\Sigma_g^+) \rightarrow e + H_2 (E^1\Sigma_g^+ - F^1\Sigma_g^+)$	13
Excitation électronique $B'^1\Sigma_u^+$	$e + H_2 (X^1\Sigma_g^+) \rightarrow e + H_2 (B'^1\Sigma_u^+)$	14.8
Excitation électronique $D^1\Pi_u$	$e + H_2 (X^1\Sigma_g^+) \rightarrow e + H_2 (D^1\Pi_u)$	14.9
Excitation électronique $B''^1\Sigma_u^+$	$e + H_2 (X^1\Sigma_g^+) \rightarrow e + H_2 (B''^1\Sigma_u^+)$	15.5
Excitation électronique $D^1\Pi_u$	$e + H_2 (X^1\Sigma_g^+) \rightarrow e + H_2 (D^1\Pi_u)$	15.6
Ionisation	$e + H_2 \rightarrow 2e + H_2^+$	15.4

Tableau 1 : Différents processus pris en compte

Ces réactions sont importantes car elles rendent compte des espèces disponibles intervenant cette fois-ci de manière directe dans la formation ou la destruction des ions négatifs. Ces processus sont notamment très utiles pour déterminer la densité atomique du plasma. Comme décrit précédemment, ces atomes sont les principaux éléments ayant une contribution significative dans la réduction de la densité d'ions négatifs.

I.3. Quelles propriétés pour une source idéale ?

Plusieurs critères peuvent permettre de juger de la qualité d'une source bien qu'ils n'aient pas tous été abordés lors de cette étude.

La source idéale d'ions H⁻ doit être capable de produire plusieurs milliampères d'ions négatifs avec une durée de fonctionnement sans interruption relativement longue, allant de quelques mois à un an, voire plus. La source d'ions négatifs idéale doit :

- Permettre une répétabilité des résultats à chaque démarrage.
- Avoir l'émission la plus faible possible.
- Une durée d'impulsion la plus longue possible. Certaines applications peuvent être intéressantes à partir d'une durée de 1 ms (ESS).

I.4. Les différents types de sources d'ions H⁻

L'étude d'une nouvelle source d'ions H⁻ nécessite la connaissance préalable des autres types de source (points forts, points faibles). L'étude de leurs caractéristiques permet de connaître les insuffisances de la source étudiée pour pouvoir prétendre aux mêmes performances. On distingue alors deux principaux types de sources : les sources de production en surface et les sources de production en volume. En effet, il est très difficile de conjuguer les deux types de processus, un des deux processus se retrouve rapidement prépondérant.

I.4.1 Les sources à plasma de surface

Les sources de plasma de surface (SPS) regroupent les sources Penning et magnétron. Ce sont en effet des sources fonctionnant par des processus de surface et sont, pour les plus performantes, couvertes de césium (multiplie par dix leur efficacité). La probabilité de voir un atome d'hydrogène s'ioniser au contact de la paroi de césium est sensiblement plus importante.

I.4.1.1 Les sources Penning

Les sources Penning ont l'avantage d'avoir une bonne luminosité mais sont limitées par leur durée de fonctionnement sans interruption. Celle-ci n'excède pas quelques 900 h^[12]

(pour comparaison une source de type ECR peut fonctionner 30000 h^[12] sans être arrêtée et sans la moindre dégradation). Sachant qu'elles fonctionnent sur le principe de production en surface il n'est pas nécessaire de travailler avec des volumes trop importants. La surface de la chambre plasma ne couvre qu'une dizaine de millimètre carré limitant ainsi toute perte par interaction avec les autres espèces dans le plasma.

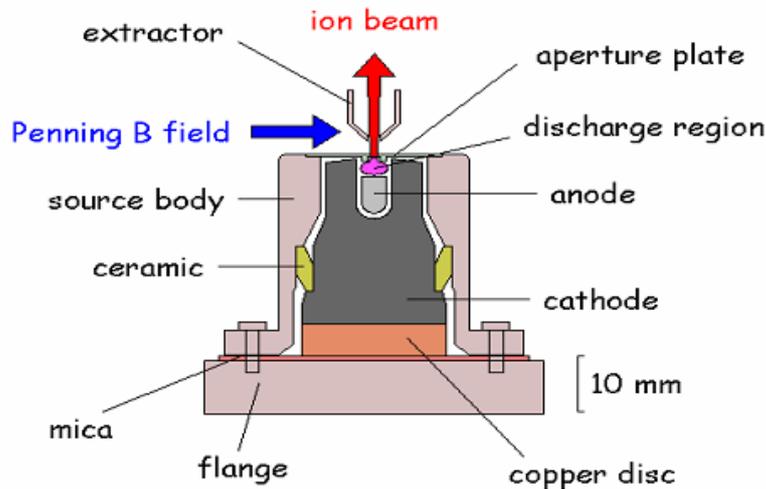


Figure 7 : Source Penning de Rutherford Appleton Laboratory (RAL)

L'une des sources les plus performantes fonctionne au laboratoire Rutherford d'Oxford, elle produit un courant d'ions H⁻ de 35 mA à travers une fente de 0,6*10 mm, soit une densité de courant de 600 mA/cm². L'impulsion ne dure que 200-250 μs avec une répétition à 50 Hz. La source utilise 3 g de césium par mois et peut fonctionner pendant 26 jours en continu, avec une émittance de 2 πmm.mrad.

En concurrence avec cette dernière, la source de Los Alamos, qui est aussi une source à production en surface de type Penning.

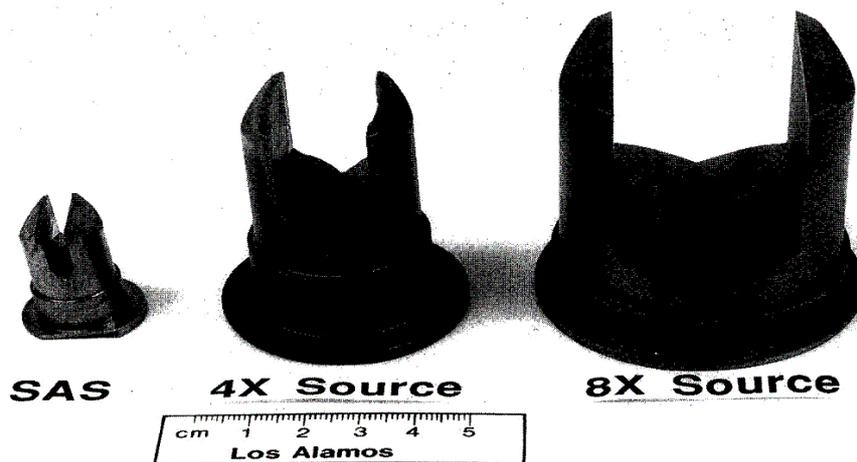


Figure 8 : Cathode de la source Penning du LANL

Celle-ci délivre pour la source 4X un courant maximum de 250 mA avec une ouverture relativement large, à savoir : 11,4*2,8 mm² ce qui revient environ à 783mA/cm². L'impulsion peut durer 1 ms à une fréquence de 5 Hz^[13]. L'avantage des sources Penning est qu'elles sont capables de produire de très forts courants d'ions H⁻ et sont actuellement les sources les plus intenses au monde. Leurs défauts majeurs résident essentiellement sur leur durée de vie ainsi

que leur fonctionnement en impulsion ayant une durée difficilement supérieure à 1 ms. Les effets thermiques sont à l'origine de ce phénomène. La source a un autre défaut : l'émission est différente dans les deux plans.

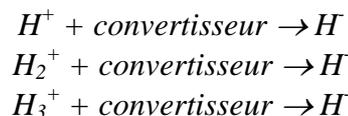
I.4.1.2 Les Sources magnétrons

Les sources magnétrons sont comme les sources « Penning » des réacteurs privilégiant les processus de surface et sont par conséquent elles aussi consommatrices de césium (2,8 mg par jour). Elles sont constituées d'une cathode centrale entourée par une anode avec une différence de potentiel entre les deux électrodes de typiquement de 150 V et un courant de décharge d'environ 40 A. La principale différence avec les sources de type Penning réside sur la position du trou d'extraction. Celui étant en face de la cathode va favoriser une extraction de particules moins sélective et par conséquent avec une plus large gamme d'énergie. Il est possible de retrouver au sein d'un même faisceau un différentiel d'énergie allant jusqu'à 200 eV. Un plasma pulsé est ainsi formé entre ces deux électrodes par injections pulsées d'hydrogène par une valve. Un champ magnétique axial permet de confiner le plasma et de respecter une rotation des particules autour de la cathode. Le faisceau est généralement extrait en appliquant une tension de plusieurs dizaines de kilovolts, environs 18 kV pour FNAL (Fermi National Accelerator Laboratory) ^[14] et 35 kV pour BNL ^[15].

Ces sources sont parmi les plus performantes en matière de durée de vie, certaines peuvent dépasser les 7000 h en régime pulsé.

I.4.1.3 Autres sources (*Surface convertor H*)

Parmi les sources fonctionnant sur le principe de processus en surface, il existe les sources dites « *Surface convertor H* », elles sont rares et de moins en moins utilisées ^[16]. Elles fonctionnent comme leur nom l'indique par effet de surface. Celles-ci créent un plasma à l'aide d'une décharge filamentaire. Les ions positifs créés vont être accélérés sous un potentiel de 300 V sur une électrode (*convertor*) qui va donner des ions H⁻. Les processus recherchés sont les suivants :



Ce sont des processus très peu efficaces principalement dus à une densité relative en ions beaucoup moins importante que celle des molécules et atomes, d'où le peu d'intérêt porté à ce type de source.

I.4.2 Sources fonctionnant en volume

I.4.2.1 Source à filaments de tungstène ou de tantale

Les sources à filaments sont simplement des sources produisant une décharge électrique grâce à un système de filaments chauffés. Elles peuvent être de type multipolaire (*multicusp*)

ou *cusp-field confine*) ou solénoïdale et fonctionnent avec ou sans césium. La différence de potentiel entre la paroi et les filaments est ce que l'on appelle la tension de décharge. Cette différence de potentiel entre les parois va accélérer les électrons initialement très lents et va permettre le contrôle de leur énergie sachant que cette tension représente globalement l'énergie cinétique des électrons. L'énergie de ces électrons est généralement de l'ordre de 50 eV. C'est le type de source le plus soumise à la dégradation du filament ; elle n'a qu'une durée de vie de seulement 500 h^[17]. Ce sont malgré tout, des sources très intenses lorsqu'elles sont mouillées de césium telle que la source de Francfort représentée sur la Figure 9. Elle combine de cette manière les processus de créations en volume et en surface. Cette source est capable de produire des courants de 120 mA, d'une durée de 1,2 ms (répétition de 50 Hz) avec une extraction de 35 kV.

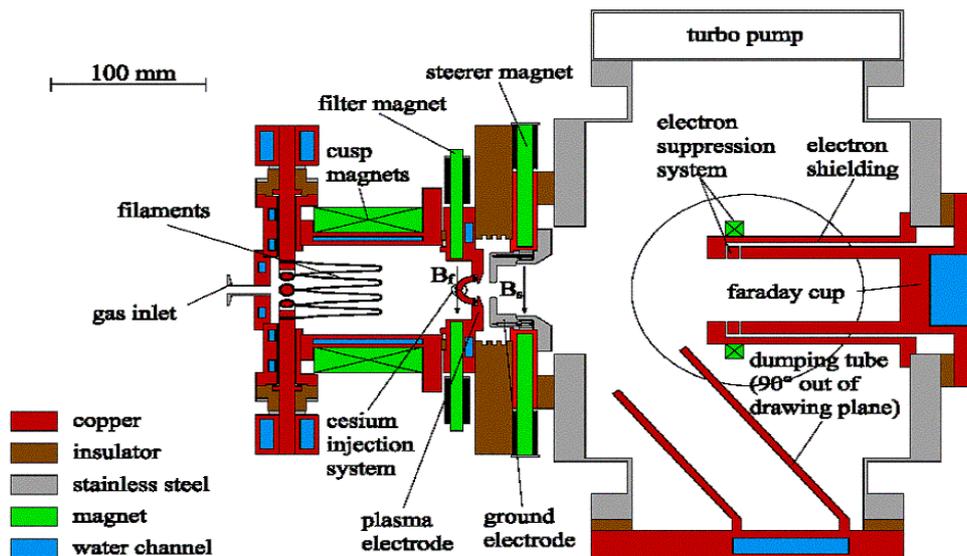


Figure 9 : Source à filaments de Francfort

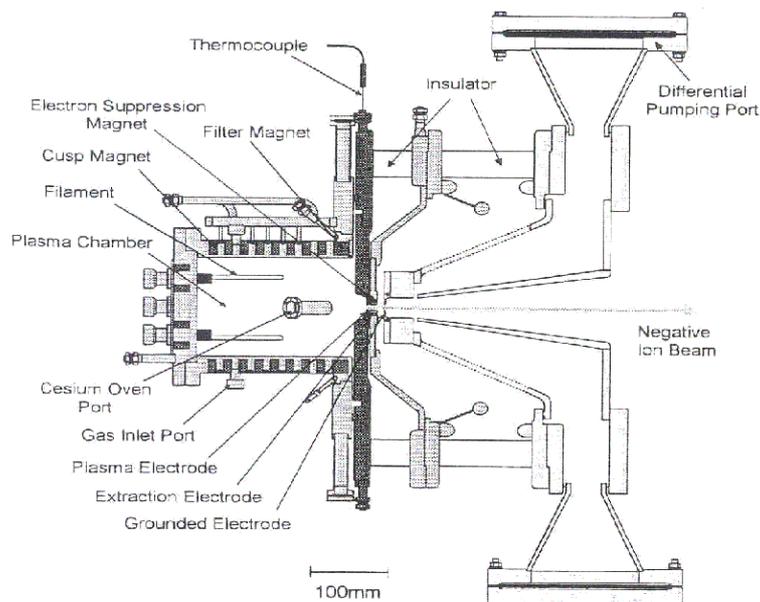


Figure 10 : La source japonaise JKJ Joint project

Quant à la source japonaise de JKJ (Figure 10), elle est capable d'extraire un faisceau d'ions H⁻ de 60 mA à 50 kV avec une emittance de 0,1 π mm.mrad. En revanche, les

impulsions ne sont que de 0,2 ms à 50 Hz et la durée de fonctionnement sans interruption, limitée à 500 heures ^[18]. La source fonctionne avec du césium, et sans cela le courant redescend à 14 mA.

I.4.2.2 Les sources RF

Les sources RF d'ions H⁻ sont constituées d'une chambre dans laquelle est introduite une antenne relativement importante recouverte de céramique. Ce type de source offre de très bonnes performances. A titre d'exemple, la source de Berkeley (Figure 11) est capable de fournir des courants d'ions H⁻ de 50 mA durant 1 ms (60 Hz), avec une émittance de 0,2 π mm.mrad. La particularité de cette source est que la décharge se fait à l'aide d'une onde de 2 MHz en pulsé. L'entretien du plasma est obtenu en injectant en continu une onde radio fréquence de 13,56 MHz. Le désavantage majeur de ce type de source est que l'antenne est à l'intérieur du plasma, elle est par conséquent soumise à la corrosion. Cela réduit significativement la durée de vie de la source.

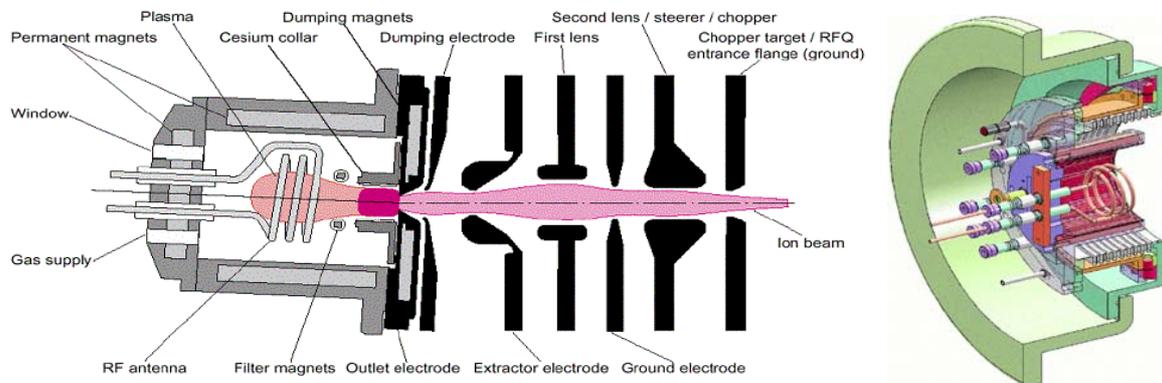


Figure 11 : Source du LBNL (Lawrence Berkeley National Laboratory)

Le plasma endommage très vite la couche de céramique protégeant l'antenne RF. La source de DESY a ainsi opté pour une antenne externe ^[19]. Les utilisateurs de la source affichent une durée de fonctionnement de plus de 25000 h sans dégradation de l'antenne alors qu'elle n'atteignait en moyenne que 980 h auparavant. Le défaut de cette source est qu'elle ne peut atteindre qu'environ 200 μ s de longueur d'impulsion, ce qui limite son application.

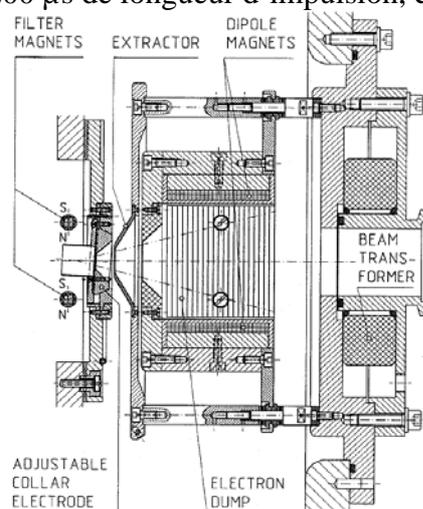


Figure 12 : Source de DESY (Hambourg) est à gauche, son système d'extraction est à droite

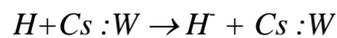
1.4.3 Situation des décharges ECR

La partie précédente met en avant les différents points forts ainsi que les points faibles des sources d'ions H⁻ déjà existantes. Le défaut majeur de celles-ci repose principalement sur une durée de vie beaucoup plus réduite que ne pourrait l'être celle d'une source par injection micro-onde dans la mesure où aucun élément dégradable n'est en contact avec le plasma. Certaines sont d'autre part limitées par leur capacité à produire des impulsions longues. Elles ont néanmoins l'avantage de produire de forts courants d'ions négatifs.

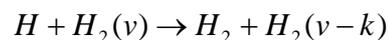
L'intérêt d'une décharge ECR réside dans la durée de vie de la source qui lorsqu'elle n'est pas suffisante, apporte des contraintes lourdes d'entretien et d'utilisation. Une source fonctionnant par injection d'une onde micrométrique a théoriquement une durée de vie illimitée. Dans la pratique cela n'est pas vraiment le cas, car certaines pièces tels que les plaques de nitrure de bore protégeant la fenêtre HF peuvent s'user et être remplacées de temps en temps (durée supérieure à six mois). Cela reste un cas relativement rare car celle de la source ECR de Saclay n'a pas été remplacée durant les trois années de cette thèse. Un autre élément à mettre au profit de la source en développement est la durée de ses impulsions car pour le moment elle n'est limitée que par le refroidissement du système d'extraction.

Les processus de création en volume ont délibérément été privilégiés afin de conserver la grande durée de fonctionnement sans interruption de la source. Cela pose néanmoins de fortes contraintes, essentiellement sur la cinétique du plasma. Il faut en effet favoriser la cinétique vibrationnelle et limiter la densité atomique. Pour la cinétique vibrationnelle la justification vient du processus même de production des ions H⁻ en volume dit d'attachement dissociatif.

La cinétique atomique est à réduire car les atomes sont défavorables à la production en volume d'ions H⁻ alors qu'ils sont au contraire très recherchés pour une production en surface. Le processus qui se produit alors est le suivant :



Ce processus est très largement dominant dans les sources usuelles d'ions H⁻ telles que celles qui ont été décrites précédemment. L'utilisation de césium limite de manière considérable la durée de fonctionnement sans interruption de la machine. La source d'ions H⁻ idéale doit avoir toutes les qualités des autres sources ainsi que sa durée de vie et sa fiabilité. La difficulté est alors de travailler avec un plasma le plus froid possible tout en permettant une densité électronique la plus élevée. La température du plasma détermine le taux de dissociation et par conséquent la quantité d'atomes produits. Les atomes sont très néfastes à la production en volume car ils ont tendance à réduire la densité de molécules excitées susceptibles de donner des ions H⁻. Cette diminution du niveau vibrationnel des molécules se produit par la réaction suivante :



Par la suite, le diagnostic de la source ECR va révéler une forte tendance à la dissociation ce qui rend l'objectif d'autant plus difficile. Il va ainsi falloir essayer de réduire

ce phénomène de dissociation afin d'atteindre un compromis entre les différents paramètres et d'en faire une source concurrentielle.

Pour finir, un des avantages faisant de la source étudiée une source très intéressante est qu'elle n'est pas polluée par des corps provenant de son utilisation comme des déchets provenant de filaments et autres vapeurs de césium. Dans une moindre mesure, les sources de type ECR fonctionnent à des pressions basses (1 à 2 mTorr) ce qui diminue les contraintes de pompage.

Conclusion

La production d'ions H⁺ se fait de deux manières différentes, faisant intervenir deux principaux types de processus: les processus en surface correspondent à l'attachement direct d'un électron par un atome au contact d'une surface alors que les processus en volume se produisent dans l'enceinte même de la source. Les processus d'attachement en surface requièrent généralement l'ajout de césium (ou autre) dont le travail de sortie est très bas (de l'ordre de l'eV). Les processus en volume sont plus complexes car ils nécessitent le passage par plusieurs étapes successives, mais ce sont les types de production recherchés en priorité dans le cadre de ce travail puisqu'ils ne requièrent aucune utilisation de césium et autres aditifs

Seuls les processus amenant à la création en volume sont alors exposés dans la suite de ce document, la création en surface étant mise à l'écart.

L'énumération faite des différentes sources lors de ce chapitre a permis de distinguer à la fois les forces et les faiblesses de la source développée. Cette source ECR apporte de nombreux avantages par rapport aux autres sources existantes. Néanmoins, elle présente un sérieux retard en matière d'intensité. Ce décalage peut cependant être réduit en passant par quelques concessions notamment en matière de durée de vie. Cela limiterait considérablement l'intérêt de cette source et c'est une des raisons pour laquelle l'utilisation de césium a été écartée. Elle apporte en revanche une diversification supplémentaire du choix de sources d'ions H⁺ notamment en apportant des capacités complémentaires. Elle reste très intéressante lorsque l'intensité n'est pas un facteur déterminant. Le tableau naturellement non exhaustif de la page suivante permet d'en témoigner.

Etude d'une source ECR d'ions H⁺ pour accélérateurs de forte puissance

	Source	Courant de Pulse (mA)	Taux de répétition (Hz)	Longueur de l'impulsion (ms)	Cycle utile (%)	Tension d'extraction (kV)	Intervalle entre maintenance (jours)	Efficacité puissance (mA/kW)	Cs
Magnétron	BNL-AGS ^[20]	95	7,5	0,7	0,5	35	26	67	Oui
	ANL-IPNS ^[21]	48	30	0,07	0,2	20	16	9	Oui
	FNAL ^[22]	75	15	0,07	0,1	20	16	2,5	Oui
Multicusp RF	DESY-HERA ^[23]	60	5	0,1	0,05	18	52	8	Non
	DESY-HERA ^{[24][25]}	40	8	0,15	0,12	36	150	2	Non
	SSC ^[26]	60	10	0,1	0,1	35	1	2,1	Oui
Penning	RAL-ISIC ^{[27][28]}	35	50	0,2	1,0	18	26	8,75	Oui
	INR-MMF ^[29]	50	100	0,2	2,0	20		8	Oui
	LANL (4X) ^[30]	250	5	1	0,5				Oui
Multicusp Surface convertor	KEK-KENS ^[31]	18	20	0,2	0,4	50	14	4,5	Oui
	LANL-LANSCE ^[32]	20	120	1	12	80	4	1,6	Oui
Multicusp à filaments	TRIUMPH ^[33]	8	Cw	Cw	1	25	6	3	Non
	Jyvaskyla ^[34]	3	Cw	Cw	1	5,8	6	3	Non
	Frankfort ^[17]	120	50	1,2	6	35	20	2,4	Oui
	Joint Project ^[18]	60	50	0,2		50	20		
ECR	CEA-Saclay ^[35]	1,4	5-20	1-5	1-5	12	> 6mois	1,56	Non

Chapitre II

La source d'ions H⁻

Ce chapitre va s'efforcer dans un premier temps de décrire la source ECR à 2,45 GHz puis tâchera de décrire dans un second temps les différents outils utiles à l'analyse du plasma. Les méthodes permettant une amélioration de la production d'ions négatifs les plus souvent rencontrées y seront décrites par la suite.

II.1. La source ECR

II.1.1 Principe d'une source ECR à micro onde à 2,45 GHz

Le principe d'une source ECR est de créer un plasma en injectant une onde haute fréquence à 2,45 GHz dans un gaz d'hydrogène en présence de champ magnétique. Le champ permet de confiner le plasma et de produire une zone de résonance cyclotronique électronique lorsque la fréquence de l'onde est égale à la fréquence de rotation des électrons ($\omega = \omega_c$).

Deux types de processus sont à l'origine de l'ionisation du plasma. Celui-ci est en partie ionisé par l'onde incidente, les collisions ionisantes se chargent de l'autre partie. Certaines configurations produisent des électrons pouvant atteindre le keV.

II.1.1.1 Description du processus ECR

Dans un premier temps un champ électrique ionise le gaz neutre et crée un plasma. L'onde ayant une fréquence fixée à 2,45 GHz va être à l'origine de la création d'une zone ECR dans la région de l'espace où le champ magnétique B_z prend la valeur de 875 Gauss. A cet endroit la relation $q_e B_z = m_e \omega_{HF}$ est vérifiée. Les électrons tournent alors autour des lignes de champ à une fréquence identique à celle de l'onde micrométrique. Il se produit alors le phénomène dit de : « résonance cyclotronique ». Un effet d'accélération des électrons va être observé à chaque cycle sachant que ces derniers voient le même champ électrique tout au long de leur rotation. De cette manière il est possible d'atteindre un maximum d'ionisation en faisant en sorte que la fréquence de l'onde EM (électromagnétique) et la gyrofréquence soient en phase ^[36]. Il faut noter que le sens de rotation des électrons est opposé à celui du champ magnétique de l'onde.

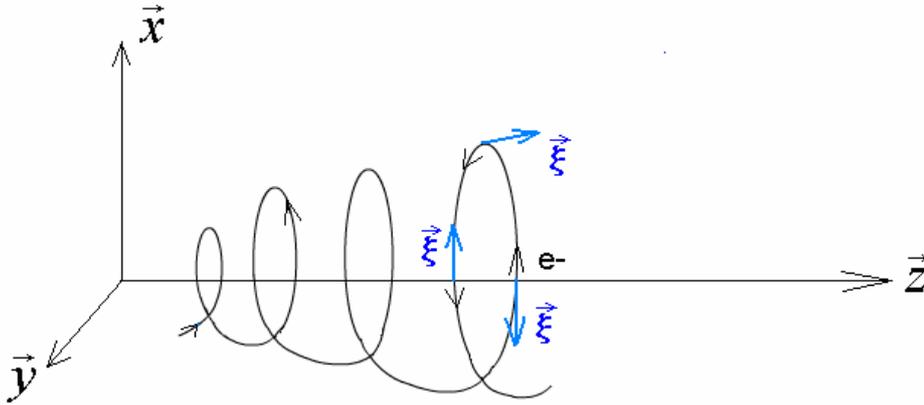
Dans un repère orthonormé de vecteurs unitaires $\vec{x}, \vec{y}, \vec{z}$ le champ électrique $\vec{\xi}$ de l'onde s'écrit en représentation complexe par la formule suivante :

$$\vec{\xi}(\vec{r}, t) = \text{Re} \cdot \vec{x} \cdot \xi_x(\vec{r}) e^{j\omega t}$$

Cette onde totale étant composée d'une onde incidente et d'une onde réfléchie qui s'écrit sur cette même base :

$$\vec{x}\xi_x = (\vec{x} - j\vec{y}) \cdot \xi_r + (\vec{x} + j\vec{y}) \cdot \xi_l \text{ avec: } \xi_r = \xi_l = \frac{\xi_x}{2}.$$

Dans une source de ce type le champ magnétique est considéré statique le long de l'axe z. Les électrons vont avoir un mouvement de rotation autour des lignes de champ magnétique, à une fréquence ω_{ce} . Lorsque cette fréquence giratoire devient égale à celle de l'onde électromagnétique, les électrons subissent une force transversale accélératrice d'intensité $-e\xi$. Les électrons se retrouvent alors accélérés à chaque tour, correspondant à un gain d'énergie continu.



Couplage de l'onde électromagnétique avec un électron à la résonance

Figure 13 : Résonance cyclotronique électronique

La puissance fournie au plasma est liée au gain d'énergie procuré par le champ électrique :

$$P_{abs} = \frac{1}{t_f} \int_0^{t_f} \vec{J}(t) \cdot \vec{\xi} \cdot dt$$

$\vec{\xi}$, étant le champ électrique de l'onde électromagnétique, \vec{J} est la densité de courant électronique obtenue s'écrivant :

$$\vec{J} = \sigma \vec{\xi}, \text{ avec } \sigma = \mu_e \cdot n_e$$

II.1.1.2 Chauffage non-Collisionnel

Dans la réalité le champ magnétique à l'intérieur d'une source n'est pas constant le long de l'axe longitudinal z . Afin de tenir compte de cette variation sur l'axe, il faut écrire la fréquence de giration en fonction de cette variable :

$$\omega_{ce}(z') = \omega(1 + \alpha z')$$

La variable z' correspond à la variation de position par rapport à l'endroit où l'on a bien résonance cyclotronique on a alors :

$$z' = z - z_{res}$$

L'indice « *res* » signifie pour les variables qui le portent qu'elles correspondent à l'endroit où la résonance a lieu. La variable α représente une variation infinitésimale de la fréquence cyclotronique en fonction de la variation de position par rapport à son point de référence :

$$\alpha = \frac{\partial \omega_{ce}}{\partial z'}$$

Cette variable α est proportionnelle au gradient de champ $B(z)$.

Le principe fondamental de la dynamique impose que la somme des forces extérieures soit égale au produit de la masse par l'accélération :

$$\sum \vec{F}_{ext} = m \cdot \vec{a}$$

Sur le plan complexe la vitesse v_r s'écrit :

$$v_r = v_x + jv_y$$

L'équation complexe s'écrit alors :

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} - j\omega_{ce}(z)v_r = -\frac{e}{m} \xi_r e^{j\omega t}$$

L'équation se résout en posant le changement de variable

$$v_r = \tilde{v}_r e^{j\omega t}$$

L'intégrale donnant la puissance moyenne fournie par un train d'onde s'écrit en posant :

$$W_{ECR} = \frac{1}{2} m (\Delta v)^2 \quad \text{on a :} \quad \langle W_{ECR} \rangle = \frac{\pi \cdot e^2 \cdot \xi_r^2}{m \cdot \omega \cdot |\alpha| \cdot v_{res}}$$

Le gain moyen d'énergie par train d'onde est alors inversement proportionnel à la fréquence d'excitation ce qui signifie qu'un maximum d'énergie sera fourni dans la zone de résonance cyclotronique. D'après O.A.Popov^[37] la longueur d'absorption de la puissance dépend du gradient de champ longitudinal. Plus celui-ci est faible, plus la longueur d'étalement de la résonance cyclotronique est grande.

II.1.1.3 Chauffage collisionnel

L'analyse des effets collisionnels requière la prise en compte dans le bilan des forces des termes de collisions. Ils s'écrivent sous la forme du produit de la fréquence de transfert de la quantité de mouvement f_m avec la vitesse v :

$$-f_m \cdot \tilde{v}_x \text{ et } -f_m \cdot \tilde{v}_y$$

Les vitesses transverses obtenues deviennent alors :

$$\tilde{v}_x + j\tilde{v}_y = -\frac{2e\xi_r}{m} \frac{1}{f_m + j(\omega - \omega_{ce})},$$

La puissance moyenne absorbée par électron s'écrit :

$$\langle P_{ECR} \rangle = \frac{1}{2} \text{Re}(-e\tilde{\xi}_x \cdot \tilde{v}_x^* - e\tilde{\xi}_y \cdot \tilde{v}_y^*)$$

En utilisant l'équation précédente, $\tilde{\xi}_x = \xi_r$ et $\tilde{\xi}_y = -j\xi_r$ cette puissance devient :

$$\langle P_{ECR} \rangle = m \left(\frac{e\xi_r}{m} \right)^2 \frac{f_m}{f_m^2 + (\omega - \omega_{ce})^2}$$

Il ressort de cette précédente équation que plus la fréquence de collision est importante plus l'absorption de la puissance sera faible. Ces collisions sont en majorité de type élastique et il est très difficile d'agir sur ce paramètre (il reste néanmoins possible d'agir sur la pression). Ce résultat met surtout en avant un maximum d'absorption dans la zone de résonance ($\omega = \omega_{ce}$). C'est aussi à cet endroit ($B_z = 875$ Gauss) où les électrons très chauds font un maximum d'ionisations par collision avec les molécules. Les électrons atteignent une énergie suffisamment importante pour pouvoir maintenir le plasma. Pour obtenir la résonance électronique cyclotronique l'onde incidente doit théoriquement être polarisée circulaire droite^[36]. Il faut noter qu'il est possible d'obtenir des résultats comparables avec une onde plane^[36]. En effet celle-ci peut se décomposer en deux ondes circulaires, la composante droite est transmise en parcourant le plasma après injection, alors que la composante gauche est absorbée après réflexion.

II.1.2 Description du dispositif expérimental

II.1.2.1 La source ECR vue d'ensemble

La description du principe d'excitation ECR amène désormais à celle de la source et des protocoles expérimentaux. La Figure 14 de la page suivante représente un plan de la source ECR avec les différents éléments la constituant. Cette source se présente sous la forme d'une enceinte reliée par un guide d'onde rectangulaire WR284 situé à l'extrême gauche de la figure. Ce guide d'onde de largeur 2,84 pouces présente un coude de manière à pouvoir installer une fenêtre HF (en quartz) hors de portée d'éventuels faisceaux de particules chargées rétrodiffusées pouvant l'endommager. Subsiste alors pour une telle configuration le risque de voir se créer un plasma de diffusion dans le guide d'onde.

La source fonctionne en mode pulsé, le mode continu nécessite un système de refroidissement adapté apportant une contrainte supplémentaire aux expériences. C'est pourquoi la fréquence de répétition des impulsions de l'onde est comprise entre 5 et 20 Hz avec une durée de 1 ms en moyenne (cycle utile de 0,5 à 1%).

La chambre plasma dans laquelle débouche l'onde est rectangulaire avec pour dimension 20,5 cm de longueur, 3,4 cm de hauteur et 7,2 cm de largeur. L'enceinte plasma est entourée de deux bobines cylindriques pour créer le champ magnétique axial. Un blindage magnétique ayant pour fonction de réduire le champ magnétique dans la zone d'extraction est installé au contact des bobines, il est représenté en vert sur le schéma. Ce blindage est en réalité composé de deux parties. La première partie, la plus éloignée de l'enceinte, a une forme cylindrique, alors que l'autre est de forme rectangulaire comme la chambre plasma.

A droite de la figure est représentée une chambre appelée ligne de transport basse énergie (LTBE). Il y a deux électrodes d'extraction, l'une en molybdène au contact du plasma (électrode plasma), l'autre 5 mm derrière pour permettre l'extraction des particules chargées. Ce système électrostatique est placé à l'entrée de la LTBE. L'extraction se fait ainsi à travers un trou de 5 mm. Le faisceau va ensuite rencontrer une plaque de cuivre désignée sous le nom de collecteur. Cet élément a plusieurs fonctions : il permet de garder la continuité de la distribution du potentiel tout le long de la LTBE, et aussi servir de collimateur pour l'analyse des espèces.

Cette seconde enceinte où est transporté le faisceau est pompée à l'aide d'une pompe turbo-moléculaire à 10^{-5} Torr. Cette ligne basse énergie contient d'autres éléments faisant partie du système de diagnostic. Ils seront par conséquent abordés ultérieurement.

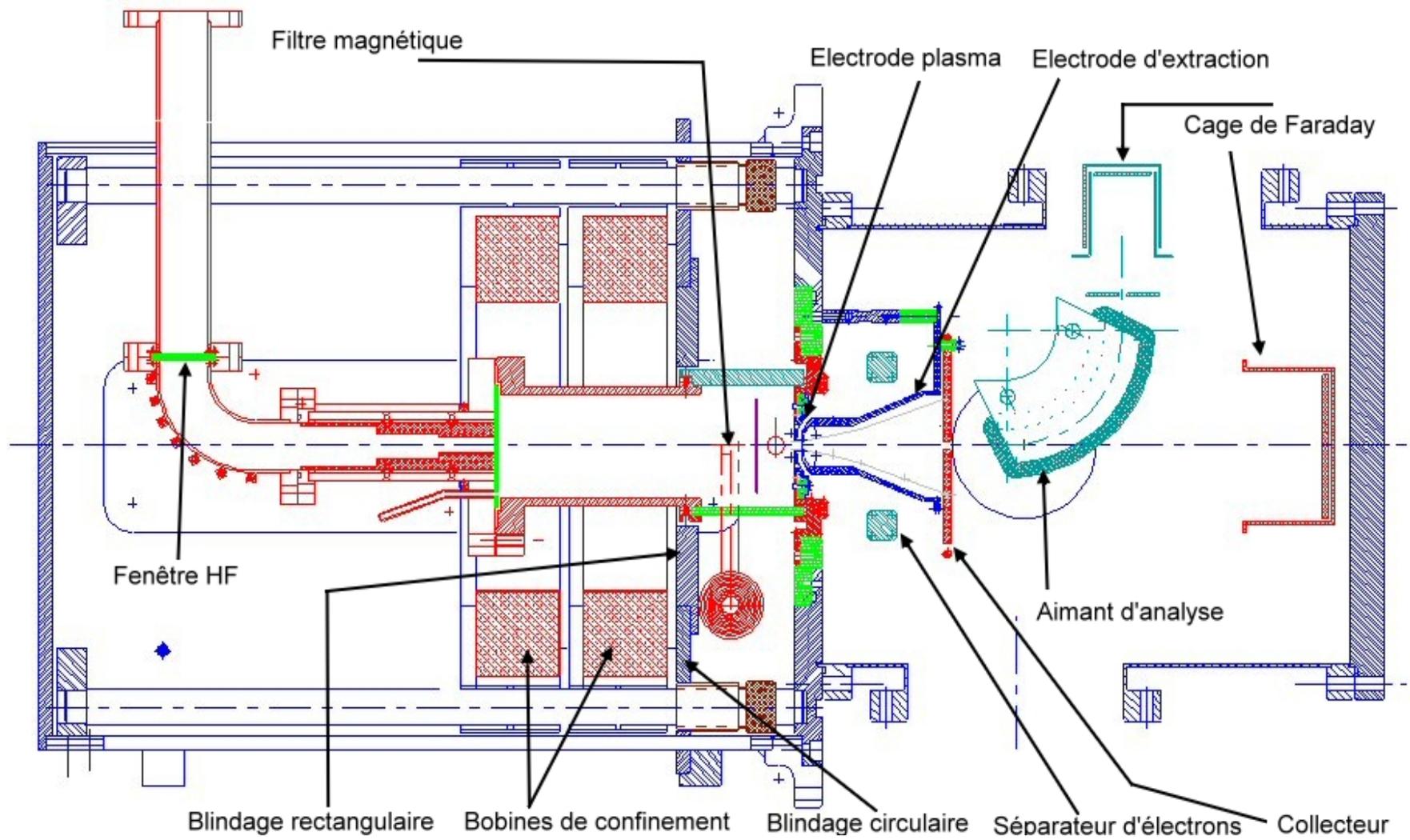


Figure 14 : Schéma de la source d'ions H⁺ du CEA Saclay

II.1.2.2 Injection de l'onde Haute fréquence

L'injection de l'onde HF se fait par un guide rectangulaire nervuré ou « *ridgé* », qui permet une plus grande concentration de champ électrique dans la source. En amont de cette injection, un ensemble d'éléments participe à la production de l'onde en guide rectangulaire « standard » (WR284). L'adaptation avec le guide « *ridgé* » est effectuée au moyen de paliers successifs dans la hauteur des nervures. Le schéma exposant le processus de production est représenté sur la Figure 15.

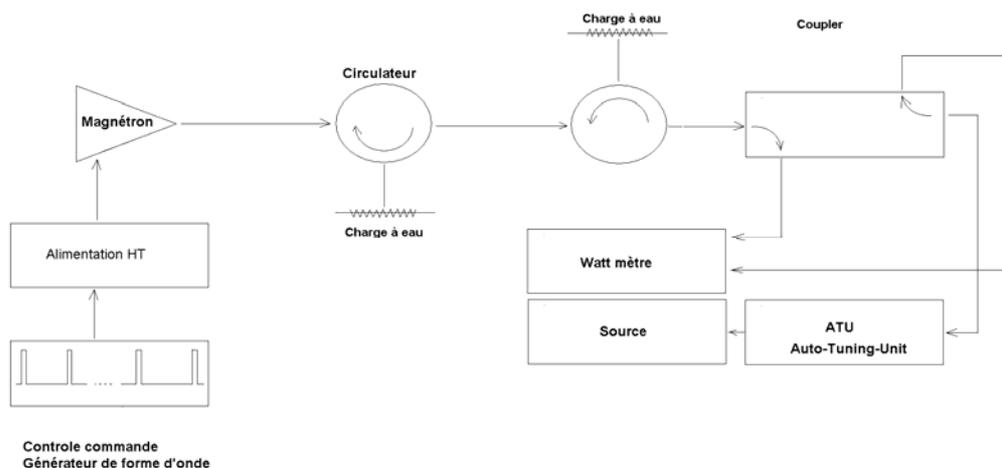


Figure 15 : Description du système d'injection de l'onde HF

Un signal de déclenchement Labview permet de contrôler l'impulsion du magnétron fournissant la puissance nécessaire. Les expériences analysées dans ce document sont toutes, sauf mention contraire, à une puissance de 900 W durant l'impulsion. Afin de ne pas l'endommager, un circulateur empêche tout retour d'ondes vers le magnétron. La puissance réfléchie est alors absorbée par une charge à eau. Un coupler bidirectionnel permet de mesurer l'amplitude RF en prélevant une partie de la puissance.

i. Le circulateur et la charge à eau

Le circulateur a pour but de protéger le magnétron de l'onde réfléchie. Ce composant comporte trois ports d'entrée/sortie, numérotés (Figure 16) dans un ordre précis, et tels qu'une onde incidente sur le port # n est transmise au port # $n + 1$ exclusivement. Par exemple, l'onde issue du générateur, supposée incidente sur le port #1, est transmise au port #2, auquel est connectée la source plasma. Une onde réfléchie par la source plasma, incidente sur le port #2, est transmise au port #3, auquel est connectée une charge absorbante. Si cette dernière est parfaite, aucune onde n'est réfléchie vers ce port #3, et n'est donc transmise au magnétron. Lorsque le plasma n'est pas « allumé », la chambre se comporte comme un court-circuit: toute la puissance émise par le magnétron est transmise à la charge absorbante, qui doit être refroidie par circulation d'eau. Le circulateur a également un rôle à jouer lorsque le plasma est allumé, car un magnétron est sensible (fréquence d'oscillation, stabilité) à la puissance réfléchie, même à faible niveau. On considère que l'isolation est suffisante si la puissance réfléchie est inférieure d'au moins 30 dB (i.e. un millième) à la puissance émise. Un circulateur et une charge de qualité

eau). Il est possible d'améliorer cette adaptation en intercalant un ou plusieurs obstacles, à des endroits précis entre le générateur RF et la chambre. Les ondes transmises et réfléchies de part et d'autre de ces obstacles compensent l'onde réfléchie par le plasma, ce qui permet une adaptation parfaite du générateur à l'ensemble (obstacle, tronçon de guide, chambre plasma). Dans le cas présent, les obstacles sont deux couples de pistons plongeurs, placés à un quart de longueur d'onde guidée (λ_G) l'un de l'autre (l'ensemble onde directe plus onde réfléchie peut être vu comme la superposition de deux ondes stationnaires décalées en distance de $\lambda_G/2$, et chaque couple de plongeurs agit indépendamment sur l'une des deux ondes stationnaires). Le réglage de ces plongeurs peut être manuel ou, comme ici, motorisé. Les niveaux des puissances directes et réfléchies sont estimés au moyen d'un groupe de 4 diodes détectrices espacées de $\lambda_G/8$; et un circuit électronique analogue asservit les petits moteurs (réalisation commerciale).

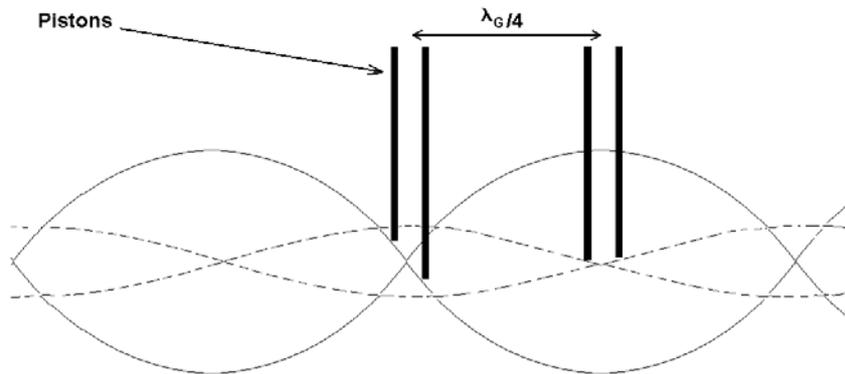


Figure 18 : Description du fonctionnement de ATU

II.1.2.3 Le filtre magnétique

Afin de favoriser le processus d'attachement dissociatif les sources d'ions H⁻ sont habituellement composées d'un filtre magnétique. A environ 5,5 cm en amont du trou d'extraction un filtre magnétique sépare le plasma en deux espaces. La première zone dans laquelle sont créés les électrons énergétiques dans le but d'ioniser et d'exciter les molécules d'hydrogène par collisions (Figure 19). Dans la littérature, cette zone s'appelle : le « driver », nous l'appellerons par la suite : « zone de conduction ». La seconde partie s'appelle la zone de production, là où se trouvent les molécules d'hydrogène excitées, avec théoriquement des électrons de faible énergie prêts à être capturés.

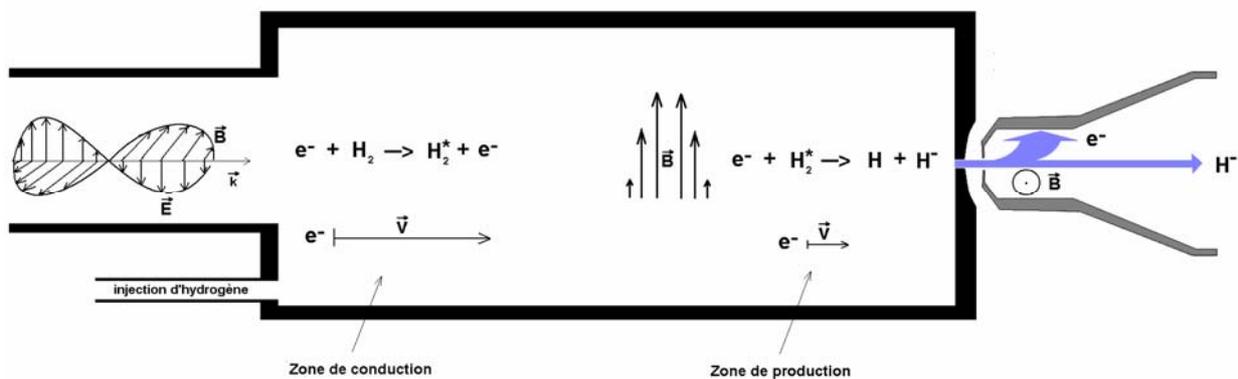


Figure 19 : Effet du filtre magnétique

Ce FM (Filtre Magnétique) est un dipôle en fer doux formant un circuit en « C » à l'intérieur d'une bobine réglable. Il est représenté sur la Figure 20 ainsi que l'ensemble des éléments magnétiques de la source. Le FM peut produire un champ magnétique allant jusqu'à 500 Gauss (Figure 21) entre les pôles.

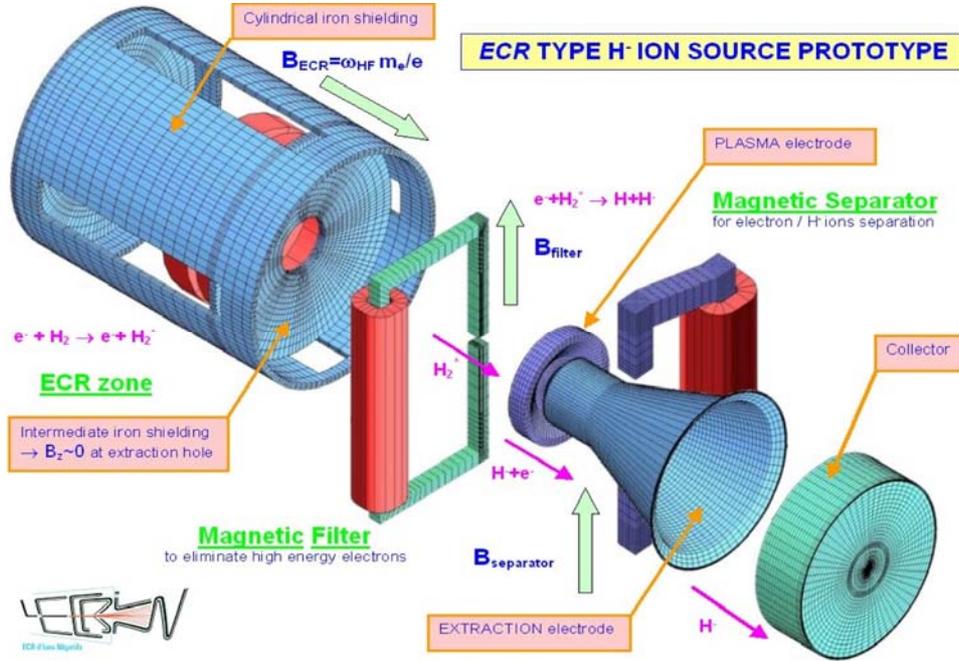


Figure 20 : Les différents éléments magnétiques de la source

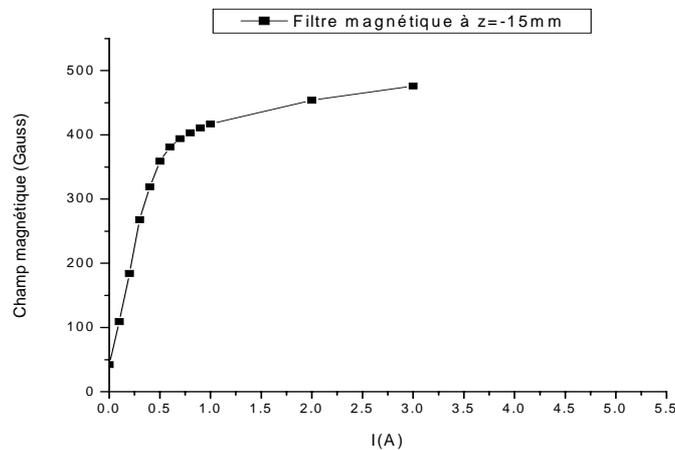


Figure 21 : Etalonnage du filtre magnétique en fonction du courant le traversant.

II.1.2.4 Le système d'extraction

Le système d'extraction à l'origine du transport des ions négatifs est relativement simple. Une différence de potentiel est appliquée en polarisant la source (avec l'électrode plasma) et en maintenant l'électrode d'extraction à la masse. Cela permet de garder le système de diagnostic au potentiel nul et de minimiser les bruits de fond. Cette configuration reste néanmoins loin d'être optimisée. Elle requiert des modifications ultérieures mais est suffisante pour le

démarrage des essais. L'extraction est d'une très grande importance: mais la production doit être privilégiée pour mieux extraire. Cette thèse se situe bien en amont, dans la mesure où une optimisation de la densité de courant produite est favorisée. Le système d'extraction a été conçu pour fonctionner entre 6 et 10 kV. La taille du faisceau extrait dépend de la distribution des champs électriques. En effet, l'allure du faisceau est fonction de la configuration du ménisque formé par le plasma au niveau du trou d'extraction. Si le champ imposé est faible, le ménisque est convexe et le faisceau diverge avant même l'extraction (situation de gauche sur la Figure 22). Si le champ électrique est trop grand, le ménisque est concave et apparaît ce qui s'appelle un « *cross-over* ». Ce cas de figure correspond à une sur-focalisation du faisceau formant le croisement représenté à droite de la Figure 22.

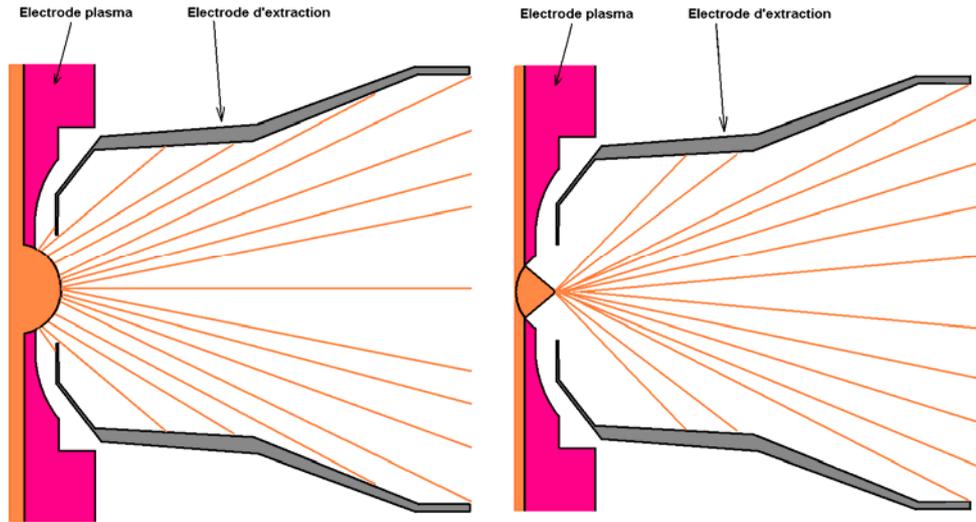


Figure 22 : Forme du ménisque selon que le champ électrique est faible (à gauche) ou fort (à droite)

II.1.2.5 Le séparateur d'électrons

Le système d'extraction lorsqu'il est polarisé de manière appropriée extrait un ensemble de particules de même charge sans faire la distinction sur leur nature. Il est alors nécessaire de séparer les électrons des ions H-. Cette séparation est magnétique, les électrons étant plus légers ils sont alors beaucoup plus sensible aux champs magnétiques que les ions négatifs. Un séparateur sert comme l'illustre la Figure 23 à éliminer les électrons du faisceau.

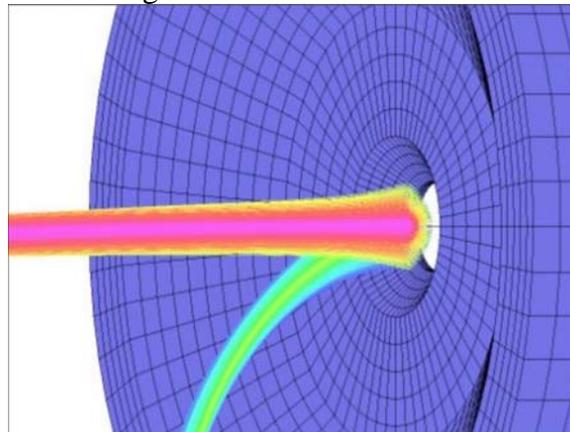


Figure 23 : Effet du séparateur d'électrons sur l'ensemble du faisceau (Calcul OPERA par O.Delferrière)

Le séparateur d'électrons est un dipôle en « C » avec une large ouverture placé à l'intérieur de l'enceinte sous vide. Il est situé derrière le système d'extraction à environ 67 mm du bord de l'électrode plasma (cf. Figure 20). L'étalonnage du séparateur d'électrons représenté sur la Figure 24 justifie son efficacité sachant que quelques dizaines de Gauss suffisent à la déviation des électrons.

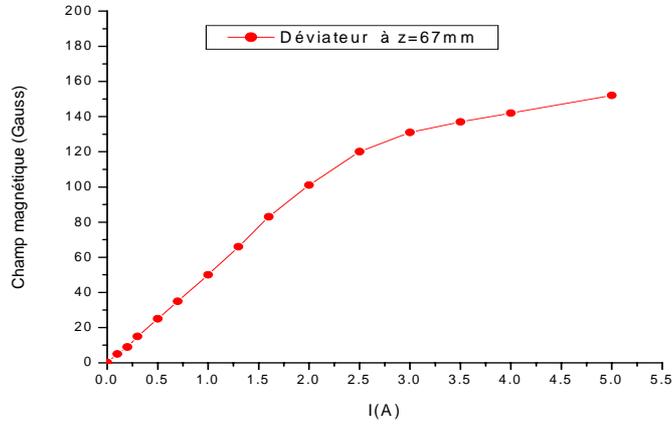


Figure 24 : Etalonnage du déviateur en fonction du courant dans la bobine.

II.1.2.6 Le groupe de pompage

Les principales mesures de diagnostic faites lors de cette étude concernent la mesure du faisceau d'ions négatifs extrait. Ces mesures sont faites dans une seconde enceinte séparée de la chambre plasma dont un vide adéquat est nécessaire afin de limiter à la fois les pertes lors du transport et toutes aberrations de mesures. Un groupe de pompage efficace devient alors un élément indispensable. Celui-ci est principalement constitué d'une pompe turbo moléculaire de 1000 litres/s permettant d'atteindre un vide limite inférieur à 10^{-6} mbar et une pression moyenne à vide, d'environ $2 \cdot 10^{-5}$ mbar. Un vide aussi poussé est impossible sans l'établissement préalablement d'un vide primaire à l'aide d'une pompe mécanique.

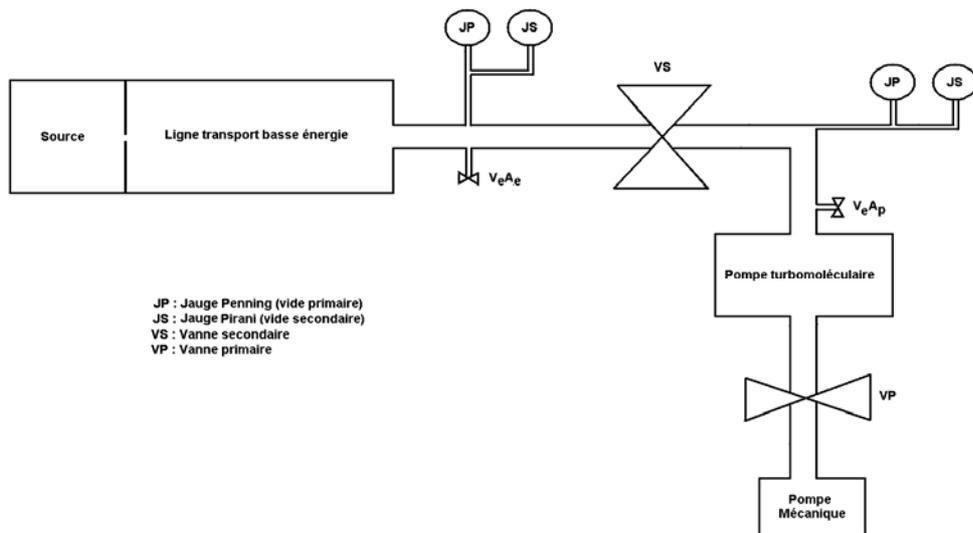


Figure 25 : Schéma représentant les différents éléments du groupe de pompage.

Le gaz d'hydrogène est introduit dans la chambre plasma grâce à une vanne micro fuite. Les mesures de pression ne sont pas faites directement dans la source car le risque de dégradation de la jauge par le plasma est important. Ainsi, l'évaluation de la pression se fait par mesure indirecte. Elle est mesurée dans la ligne basse énergie et est ensuite estimée à partir de la courbe d'étalonnage (Figure 26). Cette dernière est obtenue en mesurant à la fois la pression dans la ligne de transport basse énergie et dans la chambre plasma, sans injections HF. Il faut s'attendre alors à un facteur de conversion entre la chambre plasma et la ligne basse énergie d'environ cent. Les mesures se font selon la valeur du vide à l'aide de deux jauges. Une jauge Pirani permet de mesurer le vide primaire et une Penning pour le vide secondaire. Les pressions généralement mesurées en fonctionnement sont comprises entre 1 et $5 \cdot 10^{-5}$ Torr dans la ligne basse énergie.

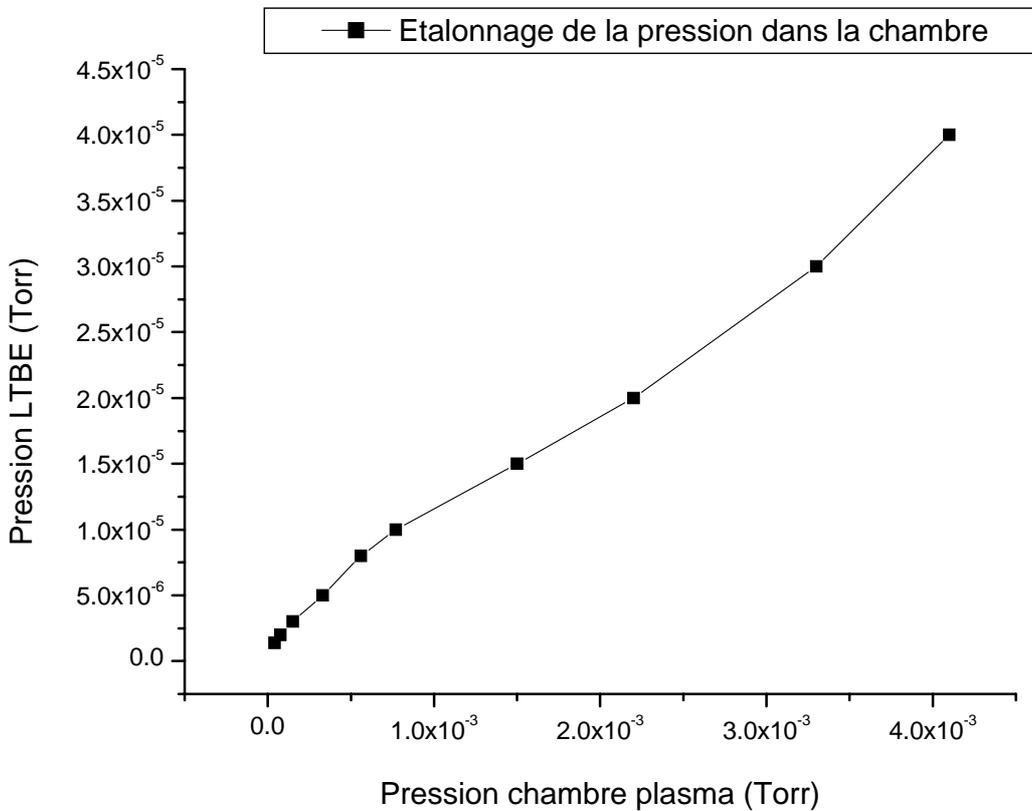


Figure 26 : Etalonnage de la pression dans la chambre plasma en fonction de celle mesurée dans la LTBE.

II.2. Les différents procédés utilisés pour augmenter la production d'ions H⁻

Il existe plusieurs méthodes pour augmenter le courant d'ions H⁻ d'une source. Quelques procédés relevés dans la littérature seront énumérés dans les paragraphes suivants. Ils peuvent être utilisés pour d'éventuelles modifications de la source développée. Trois types

d'optimisation sont ici distingués : la polarisation de différentes parties de la source, l'ajout d'éléments étrangers ainsi que l'utilisation de différents matériaux, notamment le tantale supposé plus efficace grâce à ses propriétés de matériau réfractaire. Certaines de ces méthodes vont être expérimentées au cours de ce travail alors que d'autres vont être délibérément mises à l'écart, essentiellement à cause des contraintes qu'elles risquent de générer.

II.2.1 Polarisation d'éléments

II.2.1.1 Polarisation du guide d'onde

En polarisant le guide d'onde à un potentiel supérieur de quelques volts à celui de la chambre plasma, un laboratoire de Toshiba ^[38] a réussi à réduire la puissance de l'onde réfléchi. D'après les auteurs, cette méthode permet d'augmenter le courant d'ions H⁻ en optimisant la propagation de l'onde électromagnétique dans la chambre. Cet optimum est obtenu pour une valeur de polarisation aux alentours de -55 V par rapport au potentiel de la chambre. Il est probable qu'en addition du précédent effet ce potentiel agit aussi en « poussant » les ions H⁻ vers la sortie. Il évite ainsi la destruction des ions en réduisant la durée de leur présence dans le plasma.

II.2.1.2 polarisation de l'électrode plasma

La polarisation de l'électrode plasma de quelques volts inférieurs à celui du potentiel flottant du plasma permet une augmentation significative du courant d'ions négatif ^[39]. Cette polarisation permet une augmentation de la densité d'ions H⁻ proche du trou d'extraction. Cette méthode agit sur la qualité de l'extraction au-delà de la production d'ions négatifs. Il faudrait donc que ce potentiel soit à la fois inférieur au potentiel flottant et supérieur à celui de la chambre.

II.2.2 Injection d'éléments supplémentaires

II.2.2.1 Introduction de gaz rare

i. Introduction de xénon

Au Japon, chez Hitachi ^[40] dans le laboratoire de recherche et développement de système de puissance et d'industrie, les chercheurs arrivent à augmenter la production d'ions H⁻ en injectant du xénon. Cet élément permet d'obtenir un courant plus élevé à partir d'une faible tension d'extraction de l'ordre de 4 kV. L'effet du xénon sur le plasma va être de réduire la température électronique grâce à sa masse relativement élevée. Dans ce cas, la source fonctionne en dessous de sa pression optimale habituelle. L'addition de xénon n'est efficace que lorsque la température électronique est supérieure à 0,8eV ^{[41][42]}.

Il est alors possible, que le xénon soit le meilleur des gaz additif parmi tous les gaz de masse élevée, celui-ci ayant l'énergie d'ionisation la plus faible. Il permet alors d'augmenter la densité électronique d'un rapport deux ^[43].

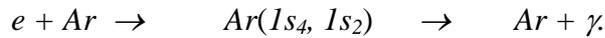
ii. Ajout d'argon

Les avis sont très contrastés pour ce qui est de l'effet positif de l'ajout d'autres corps. L'argon en est un exemple très discuté. Il a entre autre l'avantage d'avoir une section efficace d'ionisation plus importante que celle de l'hydrogène. Il fournit alors un apport supplémentaire en électrons, augmentant ainsi la potentialité de la source.

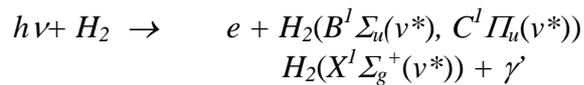
Ces électrons supplémentaires créés sont particulièrement intéressants car ils ont d'après les utilisateurs d'argon une énergie de l'ordre de l'électronvolt et sont donc potentiellement utiles au processus d'attachement dissociatif.

Certains auteurs^[42] supposent que l'addition d'argon provoquerait une résonance avec l'hydrogène favorisant l'obtention de molécules dans l'état vibrationnel.

L'excitation de l'argon provoquerait l'émission d'un photon qui va ensuite exciter la molécule d'hydrogène. Le processus décrit est le suivant :



Ce photon va ensuite être absorbé dans le plasma et donner la réaction qui suit:



La collision entre des atomes d'argon dans l'état métastable avec des molécules d'hydrogène dans l'état fondamental électronique a tendance à favoriser l'excitation de ces molécules vers des niveaux vibrationnels supérieurs^[44].

Il y a d'autre part des publications^{[45],[46]} récentes qui montrent un effet non désirable de l'argon sur les sources d'ions négatifs. D'après ces auteurs, une diminution de la densité d'ions H⁻ est constatée environ une heure après avoir introduit l'argon. Le courant d'ions négatifs passe ainsi par différents stades. Il augmente dans un premier temps, puis ensuite diminue au bout d'une heure pour atteindre une valeur en dessous de celle qui était obtenue en fonctionnant uniquement avec de l'hydrogène. Il est reproché à l'argon d'empoisonner la source. L'hypothèse avancée par les auteurs est la possibilité d'une fixation de l'argon sur les parois empêchant par conséquent celle de l'hydrogène. Cette fixation de l'hydrogène est particulièrement favorable à la production d'ions H⁻ par les processus de surface.

L'autre processus reproché au gaz rare est de provoquer une production excessive d'hydrogène atomique. Ce phénomène se manifeste d'abord par une succession de mécanismes produisant des molécules d'hydrogène dans les états triplet métastables $a^3\Sigma_g^+$ et $b^3\Sigma_u^+$. Ces états vont donner ensuite la molécule dite excimère ArH^[47]. Pour finalement produire des atomes d'hydrogène. Cela devient donc un facteur limitant de l'argon.

L'argon doit donc être utilisé avec parcimonie et précaution. Celui-ci devrait être avantageux pour des sources de grand diamètre alors qu'il est inutile voire même polluant pour des petites sources de type Penning.

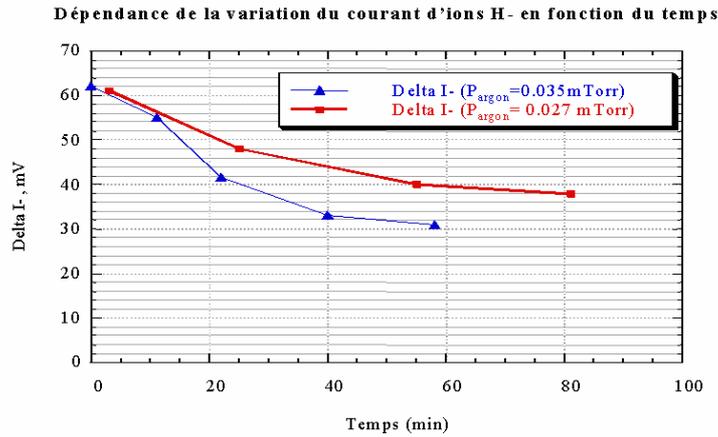


Figure 27 : Effet de l'argon en fonction du temps ^[45] (mesuré par M.Bacal et A.A.Ivanov Jr)

II.2.2.2 Injection d'azote

Rares sont les publications parlant de l'avantage de l'ajout d'azote dans les sources d'ions H⁻. Le phénomène n'est certainement pas encore bien compris. Il est donc exposé dans ce paragraphe à titre indicatif dans le but d'informer de l'existence de ce procédé. L'azote permet d'après une équipe du Fermilab, la diminution du bruit dans la mesure du signal ^[48] du faisceau extrait.

II.2.3 Favoriser les processus en surface en plus des processus en volume

II.2.3.1 Dépôt de césium

i. Avantages

De nombreuses équipes utilisent le césium dans le but d'améliorer le courant d'ions H⁻ extrait ^{[49],[50]}. Le césium ayant un travail de sortie très faible, il permet un apport supplémentaire en électrons. Ces électrons peuvent ensuite interagir de deux manières :

- Ils peuvent participer au processus de création en volume avec la molécule H₂(v) excitées pour créer des ions H⁻. Ce phénomène reste néanmoins plus marginal comparé au processus suivant.
- Ces électrons participent directement aux processus de création en surface et se retrouvent alors capturés par les atomes s'en approchant.

Ce dernier processus lorsqu'il est privilégié assure une production d'ions négatifs très efficace. La probabilité de production d'ions H⁻ par un processus en surface est donnée par la formule suivante ^{[51],[52]} :

$$P = \frac{2}{\pi} e^{-\frac{1.2\pi(\phi-0.77)}{\sqrt{E}}}$$

Cette formule représente la probabilité qu'un atome ou un ion positif soit converti en ion H⁻. ϕ étant le travail de sortie de la surface couverte de césium, il prend la valeur de 1,8 eV lorsque la paroi est convenablement mouillée. A titre indicatif le tantale a un travail de sortie de 4,25 eV, celui du molybdène est de 4,53 eV et pour le cuivre il est de 5,10 eV. 0,77 eV est l'affinité électronique de l'hydrogène et E représente l'énergie de la particule incidente.

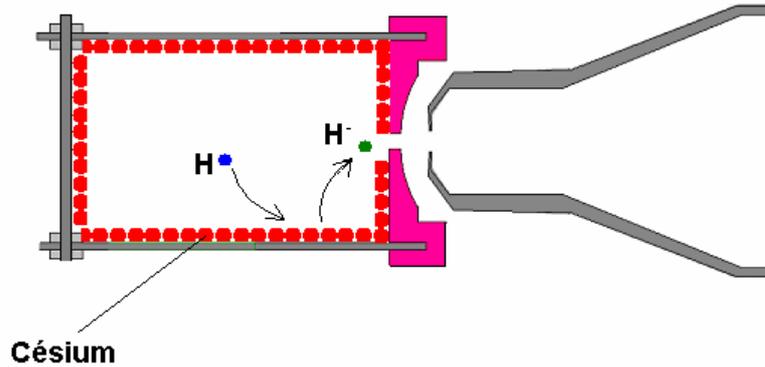


Figure 28 : Le césium sur les parois privilégie la production en surface en diminuant le travail de sortie.

L'ajout de césium permet l'amélioration du courant par un facteur compris entre 5 et 10 comme l'illustre la figure suivante extraite d'une publication du JKJ-Joint project.

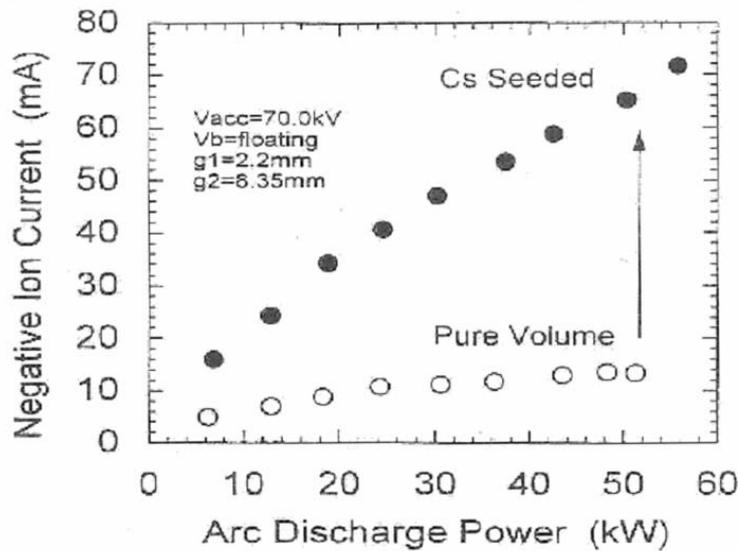


Figure 29 : L'effet du césium sur une source d'ions H⁻ dans le cas de la source de JKJ-Joint Project.

ii. Inconvénients

Comme il a été longuement expliqué précédemment, l'utilisation du césium va diminuer de manière considérable la durée de vie d'une source telle qu'elle est envisagée pour cette étude. Il est généralement utilisé dans les sources ayant une durée de vie déjà très limitée. En plus de cela il apporte des contraintes d'entretien et de fonctionnement non négligeables. Sachant que l'avantage d'un tel système réside en ses capacités à produire des ions H⁻ en surface, le césium

n'est alors utile que sur les parois près du trou d'extraction autrement dit dans la zone de production^[53].

Dès lors que le césium est totalement consommé, il faut arrêter l'accélérateur pendant plusieurs heures pour recharger la source en césium. Son utilisation implique les mêmes inconvénients de durées de vie que les sources à filaments, à savoir la nécessité d'un arrêt pendant plusieurs heures. Il reste d'autre part le risque accru de réduire l'efficacité totale de la machine comparée aux sources ayant déjà fait leurs preuves.

L'autre inconvénient est que le césium peut se condenser sur les parois de l'extracteur, et risque de créer des claquages à l'approche du faisceau en raison du faible travail de sortie des électrodes. Les décharges vont ainsi annuler l'effet de l'extracteur. Il faut alors concevoir un système d'extraction beaucoup plus complexe sans avoir la certitude d'une fiabilité à 100%.

D'autre part, le césium peut entraîner des contraintes de sécurité assez importantes, il peut en effet donner des réactions explosives au contact de l'air lors de l'ouverture de la chambre. Cela engendre des difficultés dues à l'entretien, une source à césium exige un minimum de 5 personnes à temps complet pour l'entretenir^[54].

Pour une plus grande sécurité il est désormais possible d'utiliser ce que l'on appelle des composés de césium^[55] (*caesium compound*). Ce sont des capsules qui libèrent du césium de manière contrôlée et qui peuvent être étalonnées en fonction de la température de chauffage. Placées dans une chambre plasma, la libération du césium est directement liée au chauffage par le plasma. Etant donné le caractère nocif de cet élément, cette méthode évite donc l'utilisation de four à césium ainsi que les dangers que cela implique. Ce type de distributeur existe de manière générale pour la plupart des alcalins.

Dans leur article M.Nishiura et al^[56] comparent le travail de sortie de l'électrode plasma selon qu'ils utilisent du Cs ou du Rb, il s'avère que le Rb est meilleur.

II.2.3.2 Utilisation de matériaux (tantale)

Les sources d'ions utilisent beaucoup de matériaux nobles tels que les matériaux réfractaires. Ce sont des matériaux qui permettent de travailler à de hautes températures sans avoir de risques qu'un élément de la machine ne se dégrade. En effet, ces matériaux sont particulièrement appréciés par la communauté des sources d'ions pour leur température de fusion élevée. Il est d'autre part possible d'en faire des composants ayant une durée de vie relativement longue. La crainte de fortes pollutions du système est alors considérablement diminuée. Parmi ces matériaux réfractaires, le tantale a l'avantage d'amplifier la production de molécules excitées par désorption des atomes sur la surface^[57]. Le processus est le suivant :



Une amélioration potentielle des résultats est alors attendue. C'est aussi un matériau très coûteux et c'est pour cela que seul les électrodes plasmas sont faites avec ce type de matériau. Le reste d'une source est généralement réalisée en cuivre, en aluminium ou Inox. Le tantale a pour effet d'accentuer l'état vibrationnel de la molécule H₂^[46]

De manière générale les matériaux privilégiés des sourciers sont ceux faisant partie de la classe des réfractaires : le tungstène, le molybdène et le tantale. D'autres matériaux comme le nickel, rhénium et iridium peuvent aussi avoir leur intérêt ^[46].

II.2.3.3 Utilisation de « collar »

Certains sourciers ont opté pour la mise en place d'un tube cylindrique au voisinage du trou d'extraction afin d'augmenter la production d'ions négatifs en ajoutant en plus des processus de création en volume des phénomènes de création en surface. Ce tube est appelé un « collar ». Il est d'après ces utilisateurs un très bon moyen d'augmenter le courant d'extraction de manière efficace ^{[58],[59]}.

II.3. Outils de Diagnostic

II.3.1 L'aimant d'analyse

L'aimant d'analyse est un outil de mesure efficace. Il permet de s'assurer de la composition du faisceau extrait. Il conduit soit des électrons soit des ions H⁻ dans une coupe de Faraday selon le champ magnétique appliqué entre ses pôles. Ce dipôle magnétique d'un centimètre d'ouverture verticale est installé devant la coupe de Faraday d'ouverture 5 mm de diamètre. Comme indiqué sur la Figure 30, c'est un dipôle à 90° de 80 mm de rayon avec un angle d'entrée et de sortie de 26,9°.

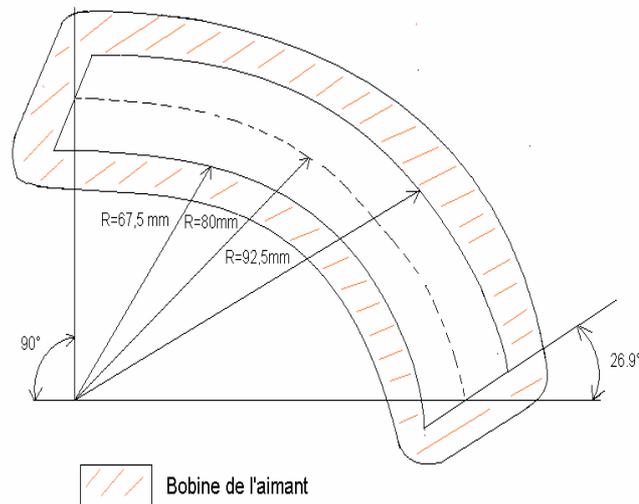


Figure 30 : Schéma de la bobine de l'aimant d'analyse

Cet aimant permet une optimisation de la focalisation du faisceau. La géométrie de ce type d'aimant est expliquée avec plus de détail par H.A.Enge ^[60].

Malgré des calculs d'optimisations, celui-ci n'empêche pas des pertes de faisceau sur ses parois. Ces pertes sont essentiellement dues aux limitations d'ordre géométrique sachant qu'une distance d'entrefer minimale est nécessaire. En effet, cet espace doit permettre d'atteindre certaines valeurs de champ magnétique sans avoir à surchauffer les bobines de l'aimant. Plus

l'ouverture est grande plus le courant circulant dans les bobines doit être élevé afin de maintenir un champ magnétique équivalent. Pulser le fonctionnement de l'aimant est une méthode supplémentaire limitant le dégazage des bobines dans la ligne de transport.

Le champ magnétique du déviateur en fonction du courant est représenté sur la Figure 31.

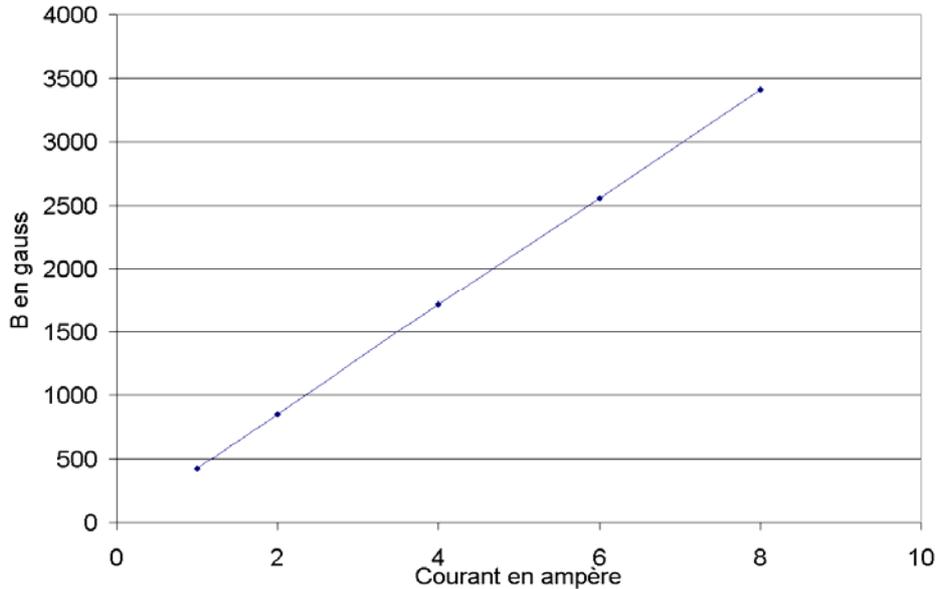


Figure 31 : champ magnétique du déviateur en fonction du courant

De cette manière il est très facile de déduire du courant appliqué le champ magnétique dans l'entrefer de l'aimant et par conséquent la nature de la particule sélectionnée. Si q est la charge des particules, ρ le rayon de courbure de leur trajectoire, m leur masse et E leur énergie,

alors le champ magnétique $B = \frac{\sqrt{2.m.E}}{\rho.q}$. Le courant traversant les bobines de l'aimant est

proportionnel au champ magnétique créé donc $I \propto \frac{\sqrt{2.m.E}}{\rho.q}$. Sachant que l'énergie des

particules est liée à la tension d'extraction, la position des signaux provenant des différentes espèces est proportionnelle à la racine carrée du produit de la masse avec l'énergie des particules.

II.3.2 Etalonnage des outils de mesures

II.3.2.1 La coupe de Faraday

Lorsque les courants sont très faibles la mise en évidence des ions H⁻ sans coupe de Faraday est très difficile à cause des phénomènes d'émissions secondaires. En effet, lorsque qu'un faisceau d'ions accéléré à quelques keV frappe une surface métallique plusieurs électrons vont être retirés de la surface et produire, un courant positif. Le signal résultant sera formé d'une composante correspondant au vrai courant et d'une perturbation. Ce signal parasite va s'ajouter selon qu'il provient d'un courant d'ions positifs ou se soustraire au vrai courant s'il a pour origine des ions négatifs. Sachant que la tension d'extraction est supérieure ou égale à 6,5 kV, le tableau suivant montre que cet effet devient non négligeable.

<i>Energie des électrons (eV)</i>	<i>Coefficient d'émissions secondaires pour l'inox</i>
40	0,308
60	0,214
80	0,16
100	0,134
150	0,104
200	0,88

Table 1 : Coefficient d'émissions secondaires pour l'inox ^[61]

<i>Energie des électrons (eV)</i>	<i>Coefficient d'émissions secondaires pour tungstène</i>
40	0,3
80	0,207
100	0,179
150	0,13
200	0,095

Table 2 : Coefficient d'émissions secondaires pour le tungstène ^{[62],[63],[64]}

La coupe de Faraday est un élément fondamental dans le dispositif de mesure. La polarisation de celle-ci empêche les électrons arrachés du métal d'être perdus.

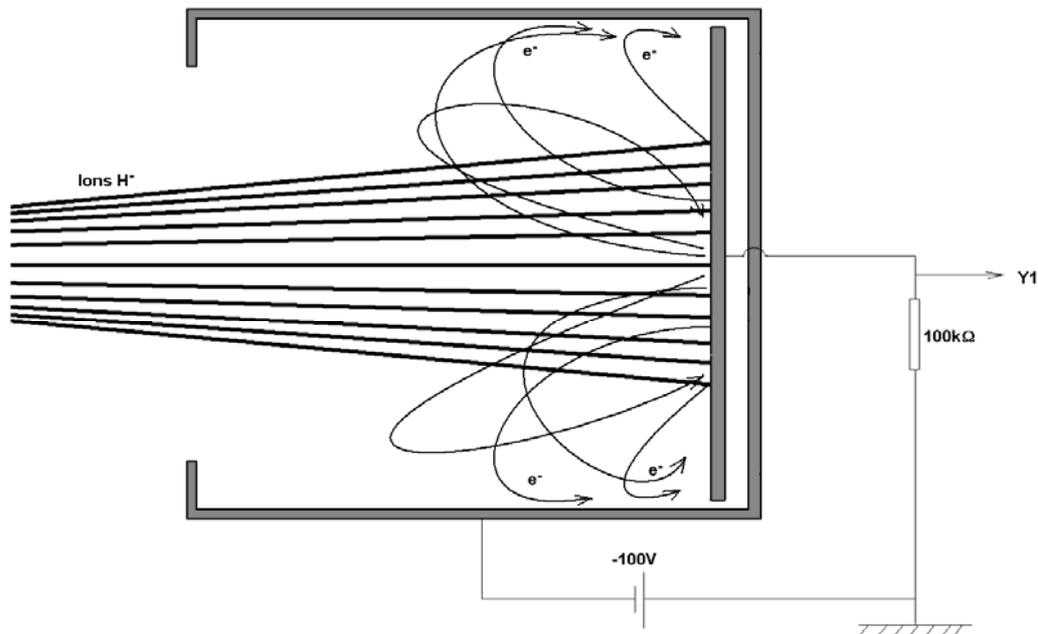


Figure 32 : Effet de la coupe de Faraday sur les électrons

La Figure 33 montre à quel point l'utilisation de ce type d'instrument change considérablement les choses. Le signal mesuré peut selon la polarisation appliquée perdre ou gagner plusieurs facteurs sur son intensité. Les erreurs de mesures sont ainsi convenablement corrigées. Le graphique est obtenu avec un faisceau de protons accéléré à 6,5 keV. Il y a presque un facteur trois entre le courant réel et le courant obtenu. Il faut noter que cet effet indésirable

est d'autant plus accentué pour un faisceau d'ions H⁻. Les deux électrons supplémentaires qu'il possède vont selon les cas être mesurés ou perdus. La polarisation de la coupe de Faraday permet la levée de toutes incertitudes. Afin de s'assurer de l'exactitude des résultats la coupe de Faraday est polarisée à -100 V pour le reste de toutes les autres mesures.

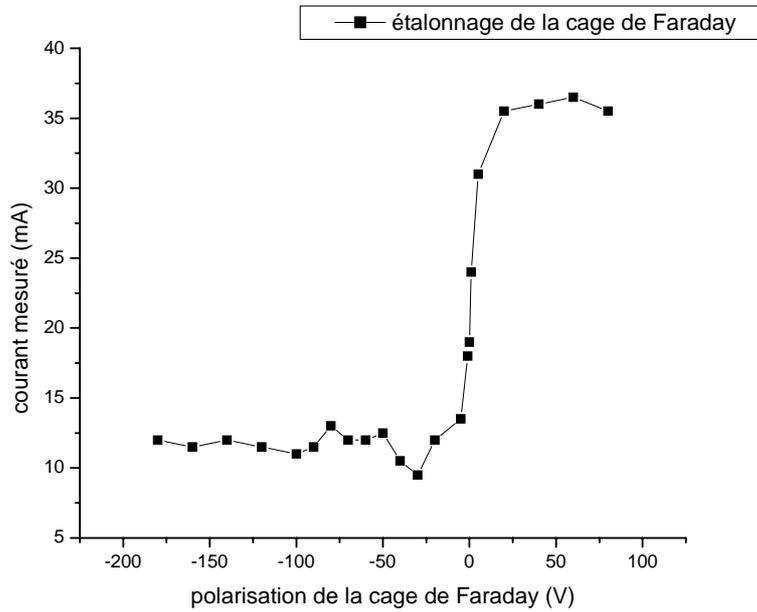


Figure 33 : Etalonnage de la coupe de Faraday mettant en avant une efficacité assurée à partir de -50 V

Conclusion

L'étude des ions H⁻ distingue deux types de production : la production en surface et la production en volume. Cette thèse s'intéresse essentiellement au second processus : la réaction dite d'attachement dissociatif. Cette nouvelle source d'ions H⁻ présente un fort potentiel d'amélioration mais un effort important reste à accomplir. Il existe de nombreuses méthodes d'amélioration ayant pour la plupart fait leurs preuves sur d'autres types de sources. Il est néanmoins possible que certaines de ces méthodes ne puissent pas fonctionner avec la configuration actuelle.

Chapitre III

Qualités de la source

Le filtre magnétique (FM) est très largement présent dans les sources d'ions négatifs et son utilité n'est plus à démontrer. Il ne doit cependant pas être utilisé de manière non appropriée car il risque d'être inefficace voir désavantageux. Comme nous le verrons par la suite, le filtre magnétique (FM) présente des avantages ainsi que des inconvénients. Ce chapitre expose la mise en évidence de l'effet du filtre (FM) magnétique à travers des mesures de spectroscopie et de sonde de Langmuir.

III.1. Etude spectroscopique

III.1.1 Production d'ions H^-

L'analyse spectroscopique commence par une partie théorique axée sur l'analyse du plasma par spectroscopie. Cette sous partie traite d'abord un aspect théorique expliquant comment les résultats sont analysés, puis l'aspect expérimental est abordé. Dans la suite de ce document le plasma est étudié à l'aide d'un monochromateur pouvant balayer un spectre de 3300 \AA à 10000 \AA . Il paraît évident au spécialiste que ces longueurs d'ondes ne sont pas les plus pertinentes pour une étude approfondie des états excités du fondamental. Le but de ce travail n'est pas de découvrir de nouveaux processus mais simplement de comprendre quelques aspects sur le plasma créé. Il n'est donc pas nécessaire de faire l'acquisition d'un dispositif lourd et onéreux d'autant plus que les raies sont difficiles à distinguer pour de plus faibles longueurs d'ondes. L'étude se porte essentiellement sur l'effet du filtre magnétique. Elle mettra en avant certains de ses effets encourageant mais qui ne se révéleront pas suffisamment efficaces.

III.1.1.1 Lois d'échelle

Le processus d'attachement dissociatif cité précédemment survient en présence de molécules excitées aux niveaux vibrationnels élevés (entre 9 et 14). Ces niveaux vibrationnels sont ceux de l'état électronique le plus bas (état fondamental), appelé $X^1\Sigma_g^+$ (cette nomenclature est abordée dans l'annexe II). Cet état fondamental électronique représente l'état de référence de l'énergie de la molécule. En mécanique quantique l'énergie totale de la molécule H_2 est donnée par :

$$T = T_e + G + F$$

Avec :

T_e : l'énergie électronique

G : l'énergie de vibration

F : l'énergie de rotation

Il y a environ 1 ordre de grandeur entre chaque groupe d'énergie selon le schéma suivant:

$$T_e > G > F$$

Cette formule est très utile pour le calcul des énergies d'émissions des états quantiques de la molécule et permet la compréhension du spectre étudié. En spectroscopie ces énergies sont données en cm^{-1} (en norme $hc=1$)

La modélisation du terme G par le développement en oscillateur anharmonique se fait de la manière suivante :

$$G = \omega_e(v+1/2) - \omega_e x_e (v+1/2)^2 + \omega_e y_e (v+1/2)^3 + \dots$$

avec :

v : est le nombre quantique de vibration de la molécule

ω_e : est la constante de vibration de l'oscillateur harmonique

$\omega_e x_e$: est la correction de l'oscillateur anharmonique au premier ordre

$\omega_e y_e$: est la seconde correction de l'oscillateur anharmonique au second ordre

Le premier terme représente l'approximation de l'oscillateur harmonique, à titre indicatif

$$\omega_e = h\nu_0 \text{ avec } \nu_0 = \sqrt{\frac{c}{2\pi\mu}}$$

μ étant la masse réduite de la molécule (soit $m_p/2$ pour la molécule H_2)

$$F = B_v J(J+1) - D_v J^2(J+1)^2 + H_v J^3(J+1)^3$$

J : étant le nombre quantique de rotation,

B_v : est la constante du rotateur rigide

D_v et H_v : sont les corrections au premier et deuxième ordres.

Généralement le coefficient B_v n'est pas tabulé en tant que tel, il peut cependant être calculé à partir de la formule suivante:

$$B_v = B_e - \alpha_e(v+1/2)$$

B_e et α_e sont tabulés, mais B_e peut ainsi se calculer de la manière suivante : $B_e = \hbar^2 / 2\mu r_e^2$ où \hbar est la constante de Planck, μ la masse réduite de la molécule est r_e la distance intermoléculaire. Lors des transitions vibrationnelles, la molécule peut être en excitation rotationnelle ; il est obtenu alors ce qui s'appelle un spectre ro-vibrationnel. La longueur d'onde (donc la position des pics d'émissions) se détermine par l'étude des différentes transitions vibrationnelles. Le calcul des longueurs d'ondes de transitions vibrationnelles dans un même état électronique donne alors:

$$f(\text{cm}^{-1}) = E(v')/hc - E(v'')/hc = G(v') - G(v'')$$

L'obtention de la longueur d'onde se fait en calculant l'inverse de la fréquence d'excitation f :

$$\lambda(cm) = 1/f$$

Pour schématiser les différentes transitions, la Figure 34 représente deux courbes de niveaux d'énergie en fonction de la distance internucléaire R . Chaque état électronique a sa propre famille de niveaux vibrationnels, et chaque niveau vibrationnel contient un ensemble de niveaux rotationnels.

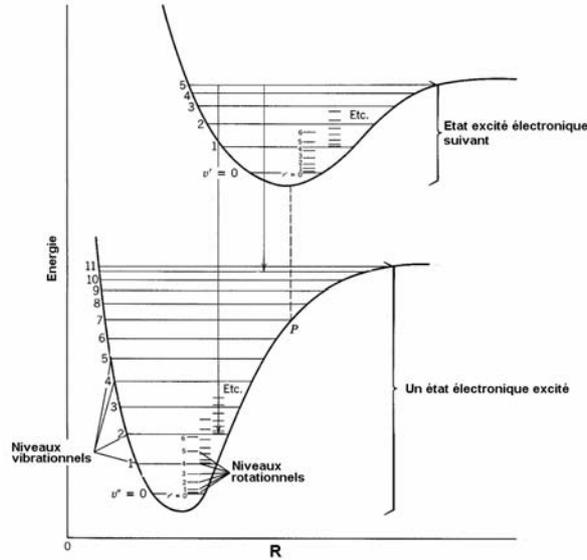


Figure 34 : Courbes de niveaux d'énergie en fonction de la distance inter nucléaire R

III.1.1.2 Les transitions permises

Pour identifier les transitions des états vibrationnels il faut connaître les lois de transition entre états. Ces lois sont dans le cas simple du modèle de l'oscillateur harmonique, $\Delta v = \pm 1$. Cependant celles-ci ne sont pas rigoureusement respectées et on est ainsi amené à rencontrer des transitions avec $\Delta v = \pm 2, \pm 3$ etc... Le modèle de l'oscillateur harmonique est alors complété par des composantes de deuxième et troisième ordre. Les spectres de ces transitions sont moins intenses que les spectres $\Delta v = \pm 1$, car elles sont moins probables.

La molécule d'hydrogène étudiée dans le cas présent est appelée molécule homo-nucléaire, autrement dit elle est formée de deux atomes de même valence. Cela va avoir pour conséquence pour la molécule de n'avoir aucun moment dipolaire permanent. Contrairement aux molécules dites hétéro-nucléaires, les transitions vibrationnelles dans le même état électronique ont pour l'hydrogène une très faible probabilité de se produire (il n'y en a pas dans l'état fondamental électronique). C'est donc pour ce motif que l'étude d'un tel plasma se fait souvent avec un équipement permettant une analyse à de très faibles longueurs d'ondes (quelques centaines d'Angström).

La méthode généralement rencontrée consiste à étudier les transitions d'émissions arrivant sur l'état fondamental $X^1\Sigma_g$ depuis des états supérieurs tels que $B^1\Sigma_g^+$ [44]. Pour que ce phénomène puisse se produire, la molécule a préalablement été excitée depuis le fondamental vers des niveaux supérieurs (E-V). La Figure 35 provenant de l'article de

J.H.M. Bonnie & al. [65] illustre ce phénomène d'excitation. La flèche représente une transition d'un niveau vibrationnel de l'état $X^1\Sigma_g^+ 1s\sigma$ à un niveau vibrationnel de l'état $X^2\Sigma_g^+ 1s\sigma_g$

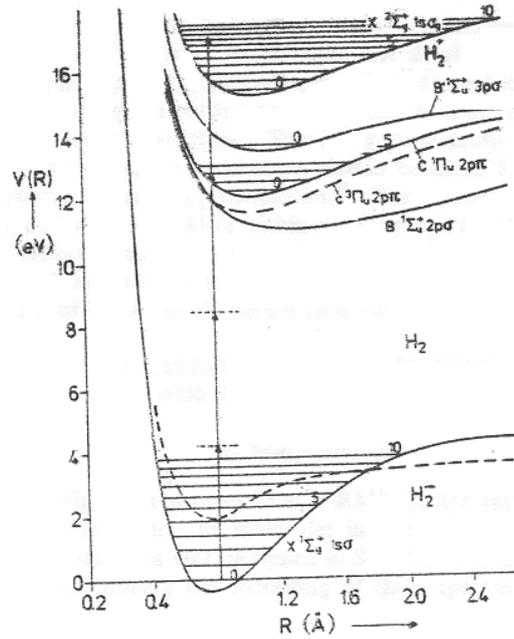


Figure 35. : Représentation des états excités incluant les niveaux vibrationnels

L'inconvénient dans le cas de cette étude est qu'une transition potentiellement accessible au monochromateur utilisé n'est pas mesurable. Les transitions visibles par notre monochromateur doivent être des transitions entre niveaux, dont la différence d'énergie est faible. La différence entre les niveaux calculés permet d'obtenir l'énergie en cm^{-1} des photons émis lors de ces transitions. Cette différence d'énergie doit être comprise entre 10000 cm^{-1} et 30303 cm^{-1} afin d'être dans la gamme de 3300 \AA à 10000 \AA . Pour d'illustrer cette difficulté nous avons calculé [44] ci-dessous, les énergies des niveaux vibrationnels des états électroniques $X^1\Sigma_g^+$ et $B^1\Sigma_g^+$ sachant que ce dernier état est le plus proche du fondamental électronique ($X^1\Sigma_g^+$).

$\nu =$	$X^1\Sigma_g^+$ Energie en cm^{-1}	$B^1\Sigma_g^+$ Energie en cm^{-1}
0	2168,4857	92362,517
1	6328,5038	93680,863
2	10255,656	94962,97
3	13951,359	96211,257
4	17417,351	97428,141
5	20655,374	98616,039
6	23667,166	99777,369
7	26454,469	100914

Tableau 2: Energies des niveaux vibrationnels calculées [44] pour $X^1\Sigma_g^+$ à $J=0$ de la molécule H_2

Ainsi la transition potentiellement la plus accessible, à savoir une émission depuis le premier niveau de l'état $B^1\Sigma_g^+$ jusqu'au dernier niveau de l'état fondamental représente une différence d'énergie de $90194,031 \text{ cm}^{-1}$. Cette différence donne une raie d'émission de longueur d'onde maximale de 1108 \AA .

Dans l'idéal, pour ce type de mesures il faudrait étudier les raies d'absorption, grâce à une méthode appelée spectromètre UV sous vide (Vacuum Ultra Violet)^{[66],[67]}. C'est un système dont l'appareillage de mesure est relié à une pompe à vide. Il n'y a pas de fenêtre entre le plasma et le monochromateur, de cette manière le système élimine tout risque d'absorption de l'onde. Cela a ainsi l'avantage de permettre de descendre vers des longueurs d'onde bien plus intéressantes que dans le cas présent sachant qu'entre 100 et 300 nm, elles sont plus facilement absorbées par la matière. Cette technique peut être combinée avec la méthode d'absorption laser. Ce type d'appareil est très onéreux il n'est par conséquent pas facile d'en disposer. En conséquence, nous allons essayer de corréliser la production d'ions H^+ avec d'autres états vibrationnels, ceux de l'état $c^3\Pi_u$. Lorsque la molécule est dans cet état, elle peut se retrouver dissociée et donner un atome d'hydrogène dans l'état $2s$ et un ion H^- dans l'état $1s^2$ (état fondamental). Pour obtenir une telle dissociation, il faut que la molécule soit sur le niveau vibrationnel le plus grand possible. En effet, plus le niveau est élevé, plus la distance internucléaire est élevée. Les chances de dissociation augmentent et l'énergie libérée permet l'attachement d'un électron donnant ainsi la création de l'ion négatif.

$v=$	$c^3\Pi_u E \text{ en } \text{cm}^{-1}$	$e^3\Sigma_u^+ E \text{ en } \text{cm}^{-1}$	$d^3\Pi_u E \text{ en } \text{cm}^{-1}$	$h^3\Sigma_g^+ E \text{ en } \text{cm}^{-1}$
0	96961,15	108858	113871,33	116218,35
1	99303,35	110921,19	116113,23	118356,75
2	101522,75	112848,48	118230,51	120366,75
3	103619,35	114637,69	120228,17	122248,35
4	105593,15	116286,19	122112,33	124001,55
5	107444,15	117787,01	123887,43	125626,35
6	109172,35	119150,54	125559,03	127122,75
7	110777,75		127132,41	128490,75
8	112260,35			129730,35

Tableau 3 : Quelques énergies calculées pour les différents états vibrationnels

Pour pouvoir calculer les raies d'émissions possibles à examiner, il faut connaître les règles de transition. Nous avons calculé (Tableau 3) les énergies des états quantiques qui nous semblent les plus propices à notre étude.

La règle de sélection que nous allons utiliser est celle donnée par le principe de Franck-Condon qui favorise principalement $\Delta v = 0$, puis $\Delta v = \pm 1$. Ce principe est le suivant : Si les courbes de potentiel des états électroniques ont la même forme et ont des minima aux mêmes valeurs de rayons R (distance inter nucléaire représentée sur l'axe des abscisses des courbes de niveaux d'énergie), alors les transitions les plus favorables seront celles dont $\Delta v = 0$ et $\Delta v = \pm 1$. Celles dont la différence est supérieure seront légèrement moins probables mais toujours visibles.

III.1.2 Protocole expérimental de la mesure par spectroscopie

Afin de mettre en évidence la potentialité de cette source l'étude de l'effet du filtre magnétique sur le plasma a été réalisée. Cette mise en évidence était nécessaire car il était difficile de mesurer le moindre ion négatif jusqu'alors. Une campagne de mesure a été effectuée en acquérant le spectre du plasma pour différentes configurations de la source. Nous avons à disposition un monochromateur Jobin Yvon permettant de balayer un spectre d'émissions de 3300 Å à 10000 Å. L'analyse de la lumière est faite grâce à un réseau de 1200 tr/mm avec une fente de 20 mm de hauteur. La largeur des fentes pouvait aller de 0,5mm à 0,05 mm. La résolution obtenue pour une longueur d'onde mesurée de 5000 Å était alors d'environ 3 Å.

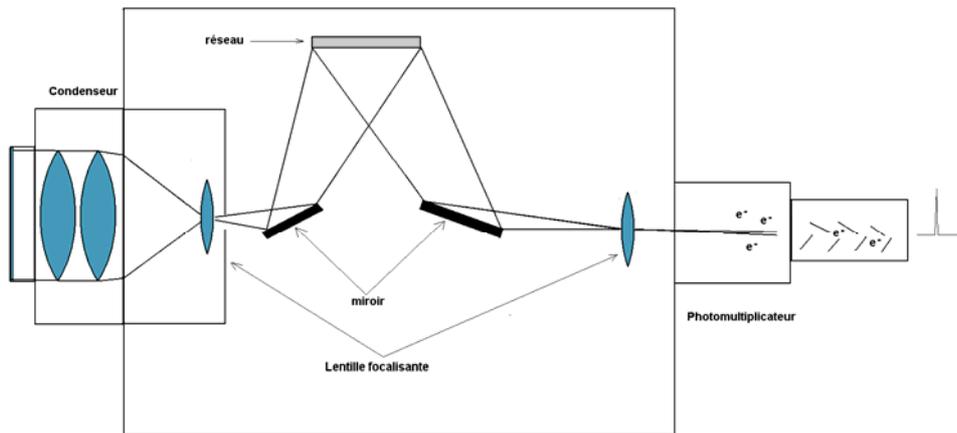


Figure 36 : Schéma du fonctionnement du monochromateur.

III.1.2.1 Les différents programmes développés pour faire les mesures

Afin de ne pas perturber la mesure, il est important de faire l'acquisition uniquement en présence de plasma. Il a donc été développé un programme Labview (appelé vi) d'acquisition de données, ainsi que le contrôle et commande du monochromateur. Le programme en question fait l'acquisition du spectre du plasma, il utilise une fonction trigger qui synchronise le déclenchement de l'acquisition en fonction du signal de l'onde micrométrique. En même temps une séquence fait bouger le monochromateur de la longueur d'onde désirée au pas de 0,1 Å.

Différents paramètres sont préalablement fixés avant toute acquisition, tels que la longueur d'onde initiale (λ_1) et finale (λ_2) en Angstrom (et d'autres paramètres plus techniques tels que le nombre d'acquisition par unité de temps). Le déclenchement se fait au début du signal carré de l'onde haute fréquence.

Malgré toutes les précautions prises, des incertitudes de mesures ont été constatées. En effet, lorsque deux mesures consécutives sont effectuées, pour une même raie d'émission, celle-ci pouvait avoir une longueur d'onde observée différente d'une mesure à l'autre pouvant

atteindre une différence de l'ordre de 40 \AA . Il s'est avéré que ces problèmes provenaient du déplacement du moteur. Lorsqu'il est accéléré ou rembobiné pour atteindre les différentes plages de longueurs d'ondes désirées, le réseau était plus ou moins éloigné de la position qu'il devrait occuper. Un autre programme s'assurant de la position de chaque raie a donc été développé. Il permet de réajuster la position des pics par rapport à des raies de référence et plus particulièrement la raie H_α qui est systématiquement placée à 6562 \AA . La raie H_β se trouve toujours à une valeur de longueur d'onde de 4861 \AA , ce qui prouve la linéarité du déplacement ; aucun autre déplacement quel qu'il soit n'est constaté. Le programme en question tient compte du nombre de pas en Angstrom entre chaque point (nombre qui a été préalablement fixé dans le programme d'acquisition).

Afin d'éviter toute perturbation des mesures, une attention particulière a été portée sur les perturbations extérieures pouvant entraîner des erreurs. Un pompage insuffisamment efficace peut être à l'origine d'un plasma pollué et donnant des aberrations (celui-ci a dû être changé). La lumière parasite venant de l'extérieur est une perturbation très difficile à éliminer. Par conséquent toutes les mesures ont été réalisées dans le noir le plus complet. Un système de cache protège la source de toute éventuelle lumière provenant ne serait ce que des diodes électroluminescentes et autres appareils fonctionnant dans la salle.

III.1.3 Analyse des résultats

III.1.3.1 Les raies d'émissions

Une fois la source optimisée, il est alors possible de procéder à une étude comparative. Les deux spectres de la Figure 37 sont obtenus à partir d'une source réglée dans les mêmes conditions, à l'exception du filtre magnétique qui dans un cas est allumé alors qu'il ne l'est pas dans l'autre cas. Allumer le filtre a pour effet d'augmenter le courant négatif mesuré. Les spectres qui suivent, correspondent à des mesures faites sur l'ensemble de la chambre plasma (zone de conduction et de production).

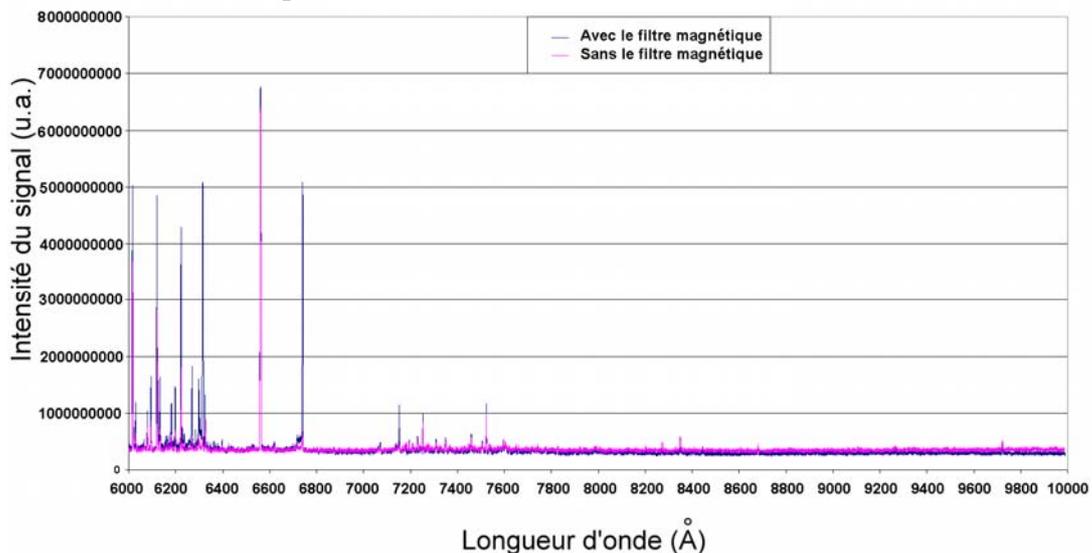


Figure 37 : Spectres obtenus entre 6000 et 10000 \AA selon que le filtre fonctionne ou non.

Une forte activité de désexcitation se produit lorsque le filtre est en fonctionnement. Plusieurs pics se distinguent dont certains sont particulièrement prononcés à savoir: 7153 Å, 6740 Å, 6270 Å, 6315 Å. Ces longueurs d'onde correspondent à la désexcitation de l'état $h^3\Sigma_g^+(v)$. Les trois premières longueurs d'onde sont attribuées à des transitions de l'état $h^3\Sigma_g^+(v)$ vers l'état $c^3\Pi_u(v')$ (tableau ci-dessous). La raie 6315 Å représente l'émission de l'état $h^3\Sigma_g^+(v=5)$ vers l'état $e^3\Sigma_u^+(v=0)$.

Transition de l'état $h^3\Sigma_g^+(v)$ vers l'état $c^3\Pi_u(v')$	Longueur d'onde (Å)
$v = 5 \rightarrow v' = 7$	7153 Å
$v = 5 \rightarrow v' = 6$	6740 Å
$v = 6 \rightarrow v' = 7$	6270 Å

Tableau 4 : Transition vibrationnelle en fonction de la longueur d'onde d'émission.

La Figure 38 propose un zoom sur la gamme de longueur d'onde comprise entre 6100 et 6500 Å.

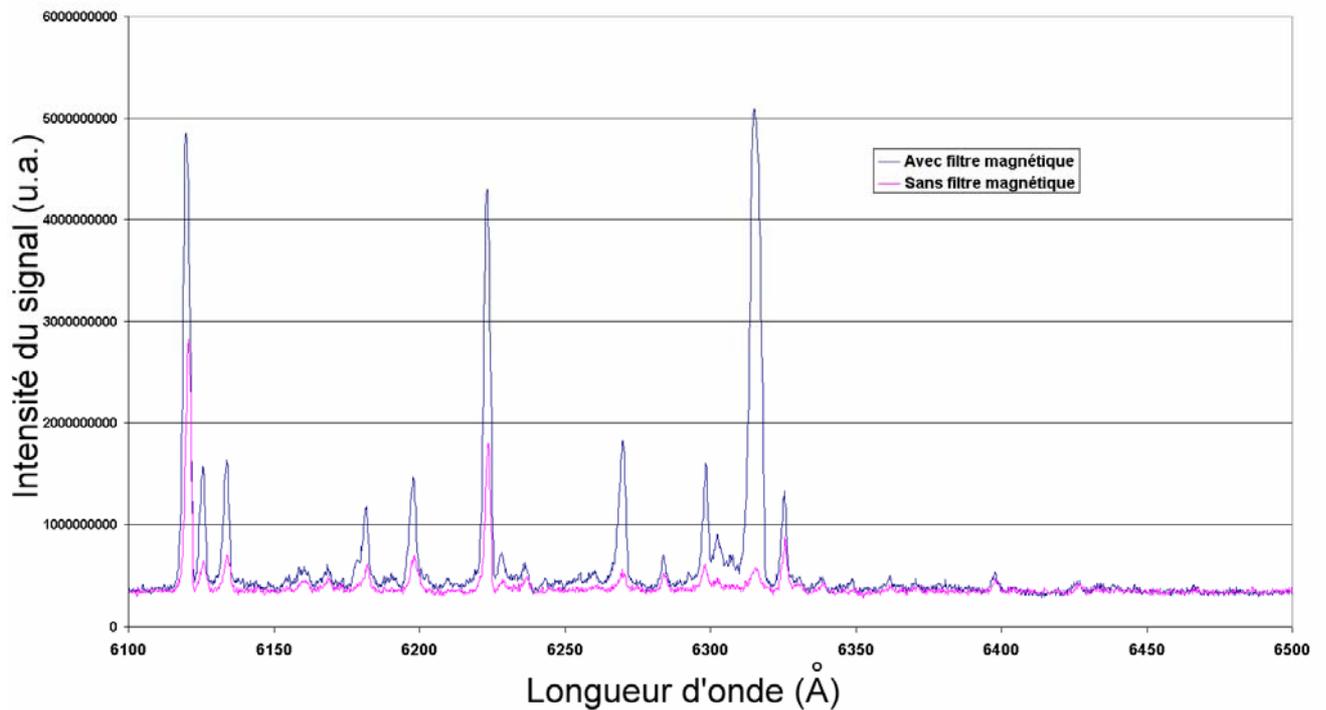


Figure 38 : Représentation des transitions vibrationnelles selon que le filtre est en fonctionnement ou non.

Le spectre de la Figure 39 justifie l'effet du filtre magnétique sur le plasma. En effet, si le signal obtenu avait une origine autre qu'une modification des propriétés du plasma, il se produirait une modification quasi identique sur l'ensemble des raies. Or le spectre obtenu présente certaines raies n'ayant pas changées alors que d'autres sont multipliées par dix.

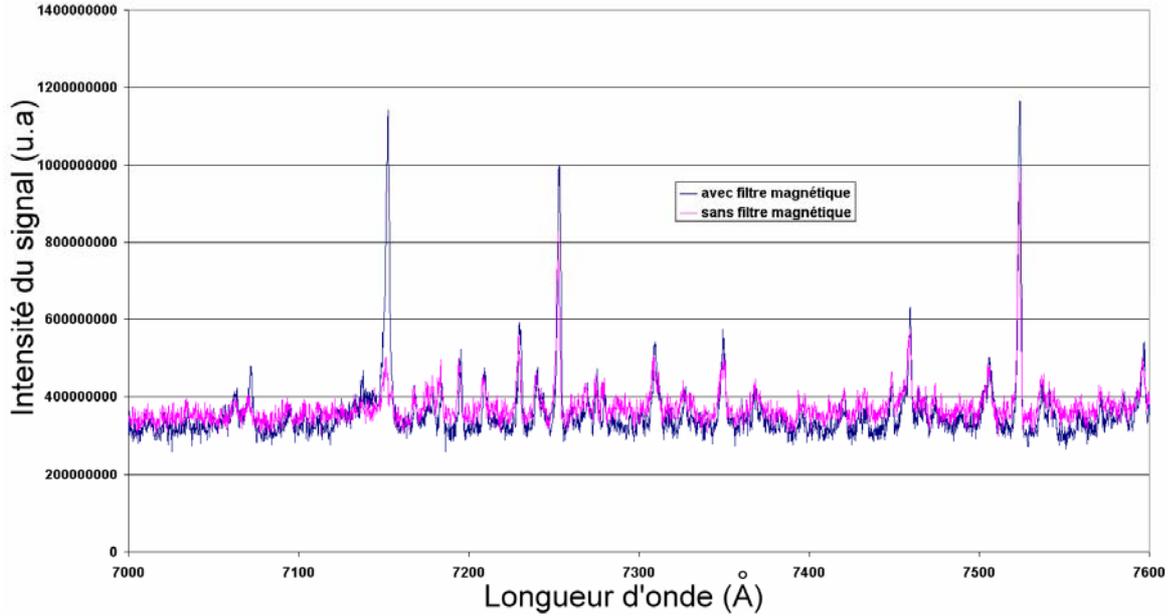


Figure 39 : Evolution de spectre d'émissions de plasma en fonction du filtre magnétique

III.1.3.2 La raie à 6740 Å

D'après les calculs introduits au début de ce chapitre, la raie d'émission à 6740 Å de la Figure 40 est une transition de l'état $h^3 \Sigma_g^+ (v=5)$ vers l'état $c^3 \Pi_u (v=6)$ [68]. Cette méthode met en avant la présence de molécules moins excitées lorsque le filtre magnétique est en fonctionnement.

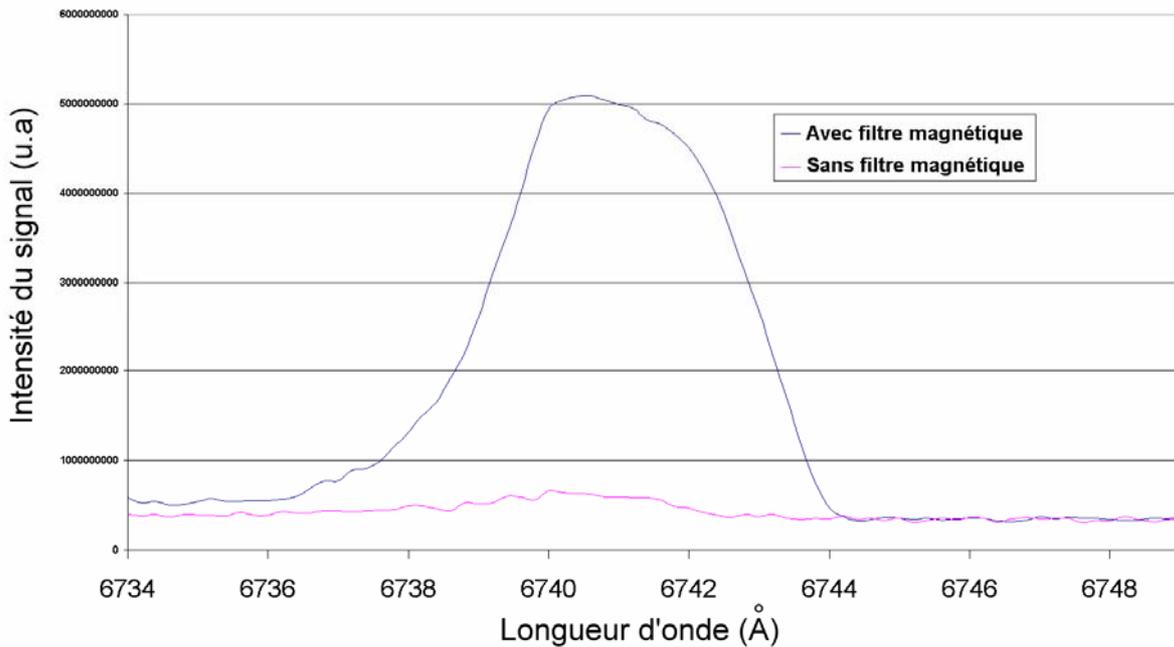
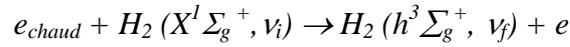


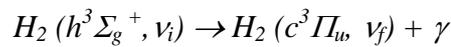
Figure 40 : Zoom sur la raie 6740 Å en fonction du filtre magnétique

Cela signifie que le filtre magnétique arrive à réduire la température du plasma sachant que l'état excité $h^3\Sigma_g^+$ est obtenu par excitation de l'état fondamental par des électrons chauds. La production de l'état excité correspond à la réaction suivante :



D'où l'effet du filtre, entraînant une chute d'une partie de cette population d'électrons chauds réduisant ainsi la population de molécules très excitées telle que $H_2(h^3\Sigma_g^+, \nu_f)$.

Le spectre obtenu présente une évolution d'un facteur dix de la raie d'émission vers l'état $c^3\Pi_u$. Ces mesures mettent en évidence la diminution de la température du plasma sachant que la population de molécules fortement excitées se réduit, privilégiant ainsi des états moins excités. La réaction s'écrit de la manière suivante:



III.1.3.3 La raie H_α

Les précédentes mesures montrent une baisse de la température du plasma. Néanmoins, il est possible que la baisse de cette température ne soit pas suffisante sachant que la production atomique reste toujours aussi importante. Pour s'en rendre compte, il est possible d'analyser l'effet du filtre magnétique sur la population d'atomes en regardant leur spectre d'émissions. Le choix s'est naturellement porté sur la raie H_α car elle se situe dans la gamme de longueurs d'ondes étudiées et qu'elle est facilement repérable. La Figure 41 présente la raie H_α en fonction de la polarisation. Ce spectre n'indique pas d'évolution aussi importante que celles qui ont été précédemment relevée. La légère augmentation de la raie (6,25%) lorsque le filtre est en fonctionnement est dans l'incertitude de mesure. On ne peut pas considérer qu'il y a évolution des processus de création atomique

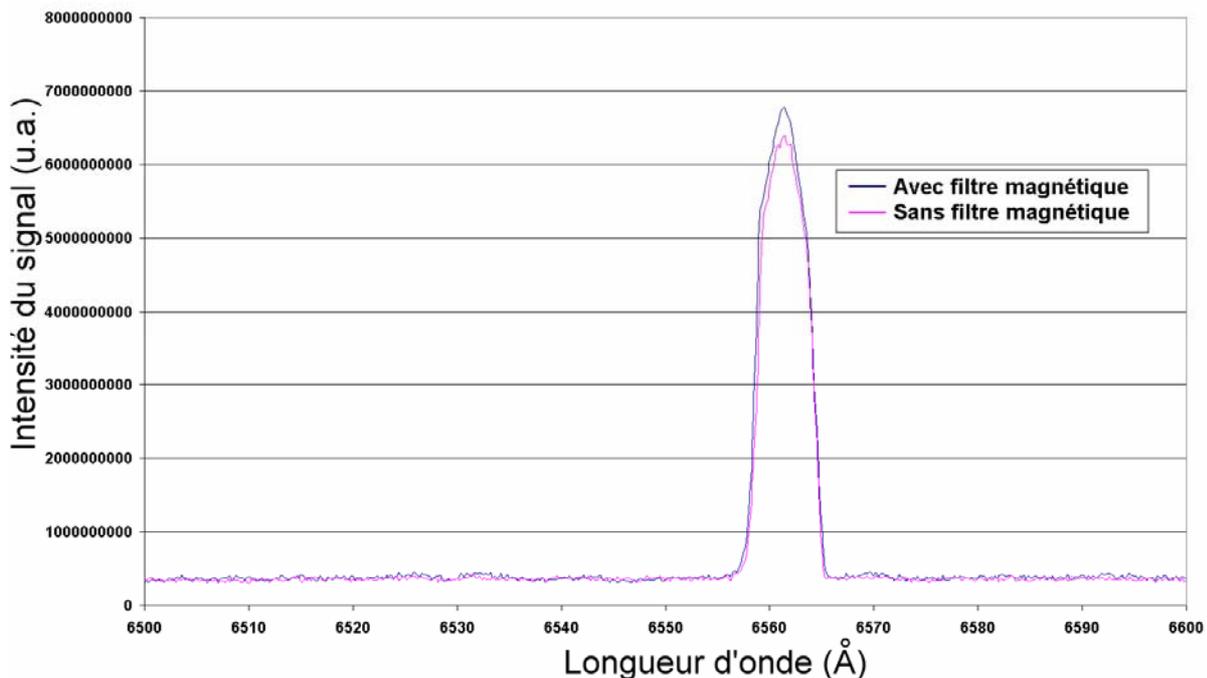
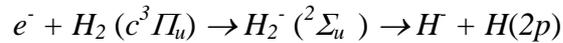


Figure 41 : Evolution de la raie H_α en fonction du filtre magnétique.

Cela signifierait que l'énergie des électrons n'a cependant pas suffisamment diminuée et qu'il reste un effort plus important à fournir afin de réduire l'énergie électronique de manière plus significative.

III.1.3.4 Conclusion

Cet état $c^3\Pi_u$ est considéré par certains auteurs ^{[69],[70]} comme un état favorable à la production d'ions H. Ceci étant, il reste moins performant que les états vibrationnels du niveau fondamental. E.Nicolopoulou et M.Bacal ^{[69],[71]} ont obtenu une densité d'ions négatifs cent fois plus élevée qu'en présence de recombinaisons dissociatives ou de dissociations polaires. Ils expliquent cela par la longue durée de vie (en moyenne de 1ms) de l'état $c^3\Pi_u$ et la grande section efficace ($\sigma \sim 10^{-18}$ à 10^{-17} cm² et augmente avec ν'') de création d'ions H. Ils en concluent d'après ces deux facteurs, que la réaction ci-dessous donne une grande concentration d'ions H :



Le courant d'ions H augmente lorsque le filtre magnétique est en fonctionnement et en même temps nous observons des raies d'émission vers l'état $c^3\Pi_u$, il est alors probable que cela soit la manifestation de la présence du processus décrit par E.Nicolopoulou et M.Bacal.

Ce processus est probablement à l'origine d'une partie des atomes à l'origine de la raie H α . Cela serait alors une signature de l'effet du processus de production d'ions H précédemment cité, donnant un ion négatif et un atome. Il faut noter que l'état $c^3\Pi_u$ n'est métastable que pour les niveaux vibrationnels $\nu=0$ ^[67]. Au delà de ce niveau, la molécule devient facilement excitée par collision d'un électron vers des états triplets (par exemple $a^3\Sigma_g^+$), ces derniers ont généralement tendance à faire de la dissociation. C'est aussi une explication de la présence d'une raie H α aussi intense que lorsque le filtre est éteint.

Cependant nous observons une évolution du plasma vers une configuration moins chaude lorsque le filtre magnétique est en fonctionnement. Pour s'en convaincre, l'étude suivante traite de l'analyse de la température du plasma par mesure de sonde de Langmuir en fonction du filtre magnétique.

III.2. Mise en évidence de l'effet du filtre par mesure de sonde Langmuir

Les mesures spectroscopiques mettent en évidence l'effet du filtre magnétique sur les propriétés du plasma et les mesures par sonde de Langmuir vont confirmer cela. Le filtre magnétique a pour but d'empêcher les électrons énergétiques provenant de la zone de conduction d'atteindre la zone d'extraction appelée « zone de production ». Sachant que les deux zones se distinguent par une cinétique de nature différente, il est essentiel qu'elles aient des distributions énergétiques distinctes. Avant d'aborder l'étude réalisée, ce sous chapitre propose une introduction sur le principe de fonctionnement des sondes de Langmuir.

III.2.1 Principe de fonctionnement de la sonde de Langmuir

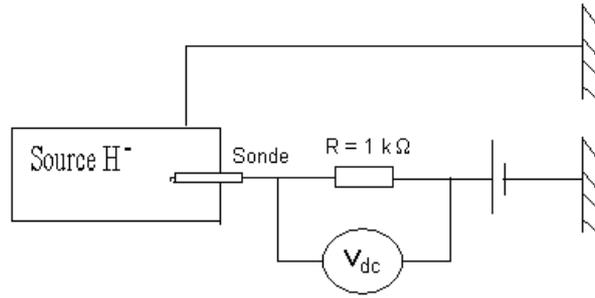


Figure 42 : Schéma expérimental de mesure par sonde de Langmuir

Une sonde de Langmuir permet dans un premier temps de déterminer la température puis la densité des électrons en identifiant deux variables suivantes : le potentiel flottant (V_f) et le potentiel plasma (V_p). Pour cela une sonde cylindrique de surface collectrice connue est introduite dans le plasma. Seule une infime partie de la sonde est en réalité exposée au plasma, le reste étant caché par un isolant (généralement de l'alumine). Cette sonde est ensuite soumise à une différence de potentiel variable par rapport au corps de la chambre plasma afin de mesurer à travers une résistance le courant récolté (Figure 42). Les courbes généralement obtenues ressemblent à celle de la Figure 43. C'est une caractéristique de sonde et représente le courant collecté en fonction de la tension appliquée.

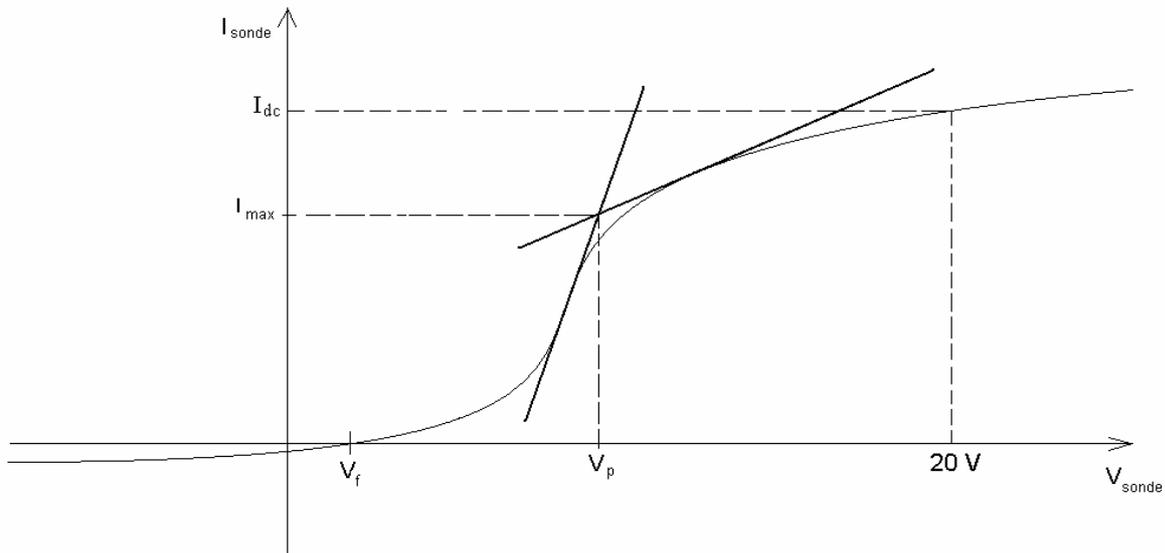


Figure 43 : Allure d'une caractéristique de sonde de Langmuir

La méthode schématisée sur la Figure 43 s'appelle la méthode des tangentes. Elle permet une lecture graphique de la valeur du potentiel plasma. Le potentiel flottant représente la polarisation donnant l'égalité des flux d'ions positifs et d'électrons. A partir de ces deux potentiels, il est possible d'obtenir une estimation de la température et de la densité des électrons. La détermination de la température électronique se fait en supposant que la distribution électronique est Maxwellienne :

$$I_e(V) = I_0 * e^{(V-V_p)/k.T_e}$$

Pour calculer la température électronique T_e , il suffit de déterminer la valeur de la dérivée première de la courbe $I(V)$ au potentiel plasma. Le maximum de la dérivée première est par définition le point d'inflexion de la courbe. Ce qui donne :

$$kT_e = \frac{I_0}{\left(\frac{\partial I}{\partial V}\right)_{V_p}}$$

Une fois la température électronique calculée, il est possible pour une sonde cylindrique de calculer la densité en électrons ainsi que celle des ions positifs. La formule donnée par Laframboise est la plus couramment utilisée, la densité s'obtient à partir du courant de saturation électronique et ionique :

$$I_{0e} = e.n_e.R.L.\sqrt{\frac{2\pi.kT_e}{m_e}} \quad I_{0p} = e.n_p.R.L.\sqrt{\frac{2\pi.kT_e}{m_p}}$$

$R*L$ représente la surface exposée de la sonde. m_p , n_p , n_e , m_e sont respectivement la masse et la densité des ions et électrons.

Pour être sûr que l'utilisation de la formule de Laframboise est appropriée, il faut calculer le rayon de Larmor $R_l = \frac{v_{th}.m}{e.B}$ et vérifier qu'il est plus petit que le rayon de la sonde. Cette méthode est valable pour des cas relativement restreints. L'inconvénient principal est qu'elle n'est pas très précise en présence d'un champ magnétique trop intense. Les électrons qui forment une gaine autour de la sonde ne doivent pas être soumis à un champ de plus de 60 Gauss. Les mesures doivent donc être faites le plus loin possible des bobines ce qui limite considérablement ses applications. C'est donc un outil très puissant qui reste malgré tout très subjectif, selon l'approche adoptée. Afin d'en exploiter l'intérêt, il faut travailler dans les mêmes conditions pour chaque mesure afin d'avoir des résultats relatifs comparables à défaut de valeurs absolues.

III.2.2 Mesures de sonde

Cette étude essaye de faire ressortir l'effet du filtre magnétique sur la distribution spatiale du plasma. Pour cela deux zones sont principalement distinguées, la zone de dérive, et la zone de production. La zone de dérive représente l'endroit où théoriquement les électrons sont plus énergétiques et favorisent donc la production de molécules excitées vibrationnellement. La zone de production est celle où les électrons sont les plus froids, ce qui favorise l'attachement dissociatif. Le but du filtre magnétique est justement de créer une barrière magnétique « imperméable » aux électrons chauds afin de favoriser cette séparation. Pour vérifier son effet sur le plasma, les deux sondes sont situées de part et d'autre de cette barrière. Une première sonde située à 6 mm de l'électrode d'extraction va permettre la mesure dans la zone de production. La seconde sonde est située à 58 mm et correspond à l'analyse dans la zone de « conduction ». Les mesures sont réalisées comme indiqué sur la Figure 44. Le courant collecté est lu à travers une résistance de 1 k Ω .

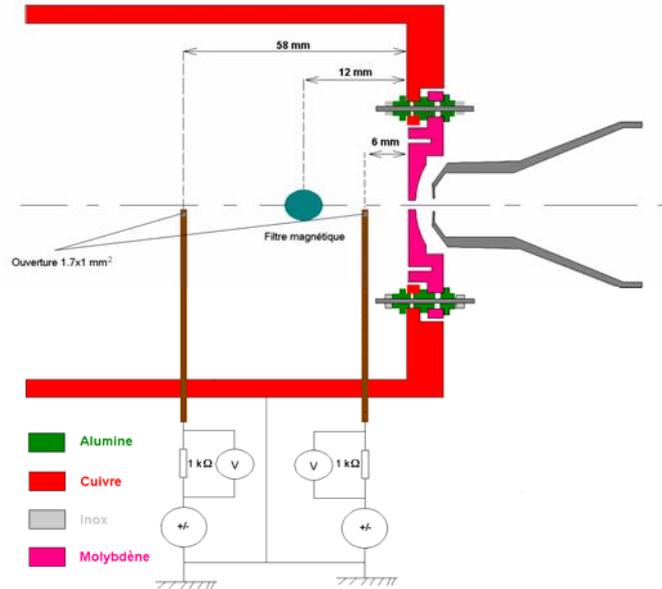


Figure 44 : Dispositif expérimental de la mesure

III.2.2.1 Effet du filtre dans la zone de conduction

Cette étude expérimentale distingue quatre cas de figure, selon que le filtre magnétique fonctionne ou pas et l'endroit de la mesure. Le séparateur d'électrons est un élément supplémentaire à prendre en compte car sa présence génère un champ magnétique transverse, en particulier dans la zone de production que nous sommes en train d'étudier. En effet, celui-ci est utilisé pour éliminer les électrons du faisceau négatif extrait, il est alors normal de le prendre en compte sachant qu'il fonctionne dans les conditions normales de mesure d'ions H⁻ extrait. Le champ magnétique qu'il crée peut alors influencer les propriétés du plasma telles que la densité et la température électronique, celles des ions positifs ou négatifs. Il est certes moins important que l'effet du filtre magnétique mais il est néanmoins susceptible d'avoir une résultante non négligeable. Sont alors représentés sur la Figure 45 ainsi que la Figure 46, les courants mesurés par la sonde placée dans la zone de conduction en fonction de la tension de polarisation.

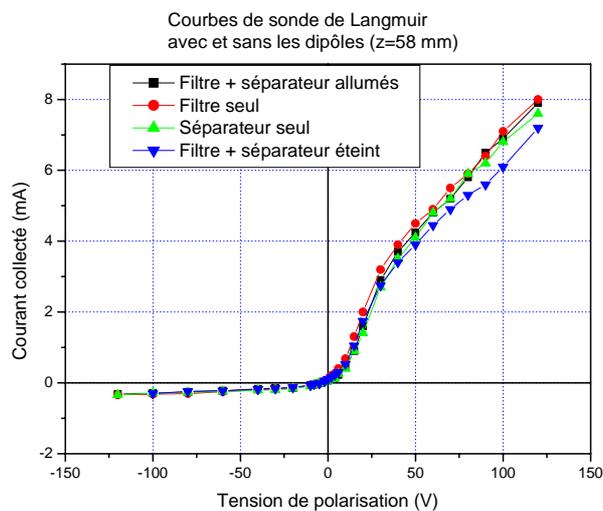


Figure 45 : Courant collecté par la sonde en fonction de la tension de polarisation dans la zone de dérive

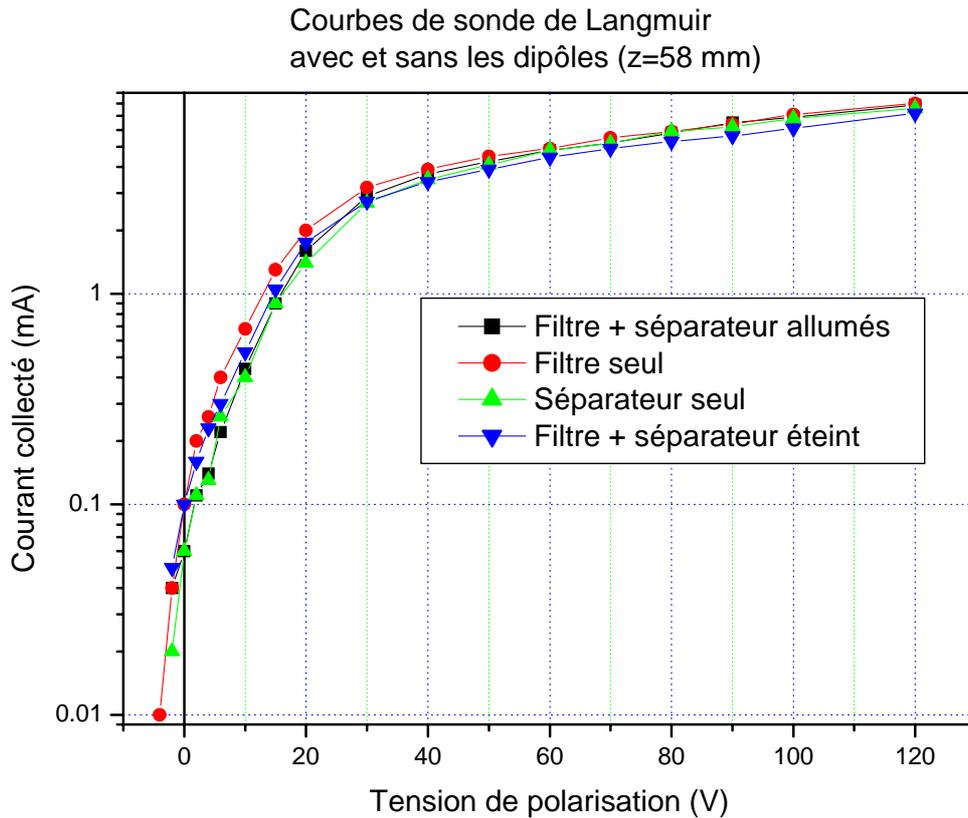


Figure 46 : Courant collecté par la sonde dans la zone de dérive en échelle semi-logarithmique

Il n'y a pas d'évolution significative selon le fonctionnement ou non du filtre et/ou du séparateur. Ce résultat reste relativement conforme aux attentes sachant que le filtre magnétique n'a théoriquement aucun effet sur le plasma dans la zone de dérive. Cela montre notamment que les champs magnétiques dans cette zone, ne perturbent pas les résultats des mesures en présence ou l'absence du champ magnétique à cet endroit. Cela confirme la pertinence de l'étude. S'il était vérifié une influence notable du champ magnétique sur les mesures de sondes, les résultats seraient faussés. En effet, la présence d'un champ magnétique intense près des sondes a un effet de barrière magnétique. Or cela n'est pas le cas puisque aucune distinction significative n'est faite entre les courbes.

III.2.2.2 Effet du filtre dans la zone de production

Dans la zone de production les résultats sont très différents. Il apparaît deux régimes de températures symbolisés par deux groupes de courbes : Deux caractéristiques à forte pente ainsi que deux autres courbes à pente plus modérée. Il en ressort d'autre part une légère influence du séparateur lorsque le filtre magnétique est éteint. Dans ce cas de figure, le filtre magnétique va avoir pour effet de réduire l'effet de filtre naturel créé par l'induction magnétique du système de blindage sous l'action des bobines de confinement. Le chapitre suivant consacre une étude sur l'effet des bobines sur le système et particulièrement sur le blindage non symétrique (rectangulaire). Il sera alors abordé l'effet de chacun des éléments et montrera l'existence d'un champ magnétique créé par le blindage rectangulaire.

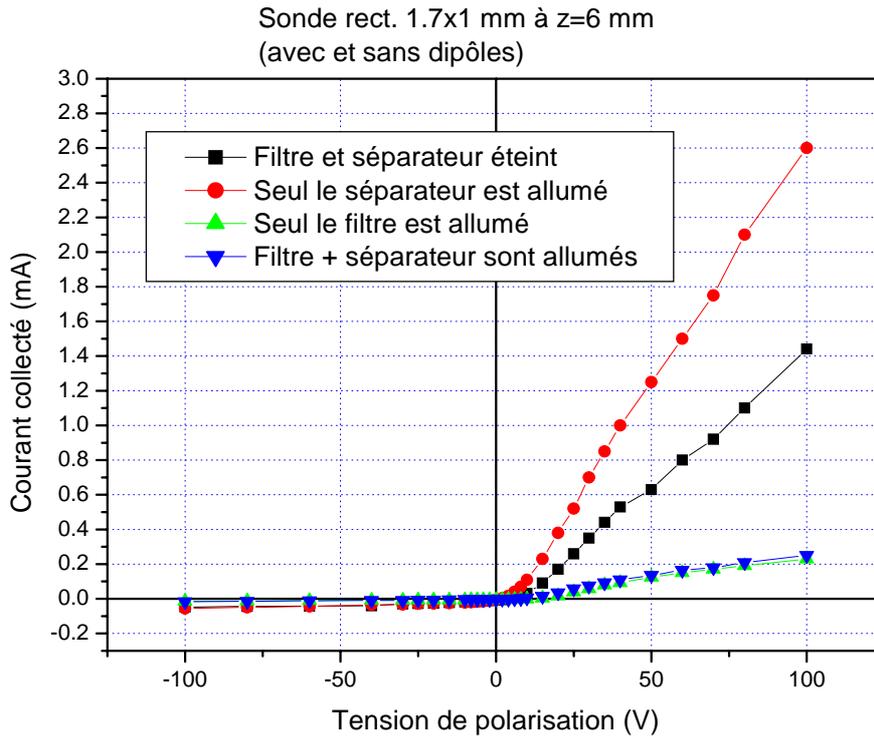


Figure 47 : Courant collecté par la sonde dans la zone de production

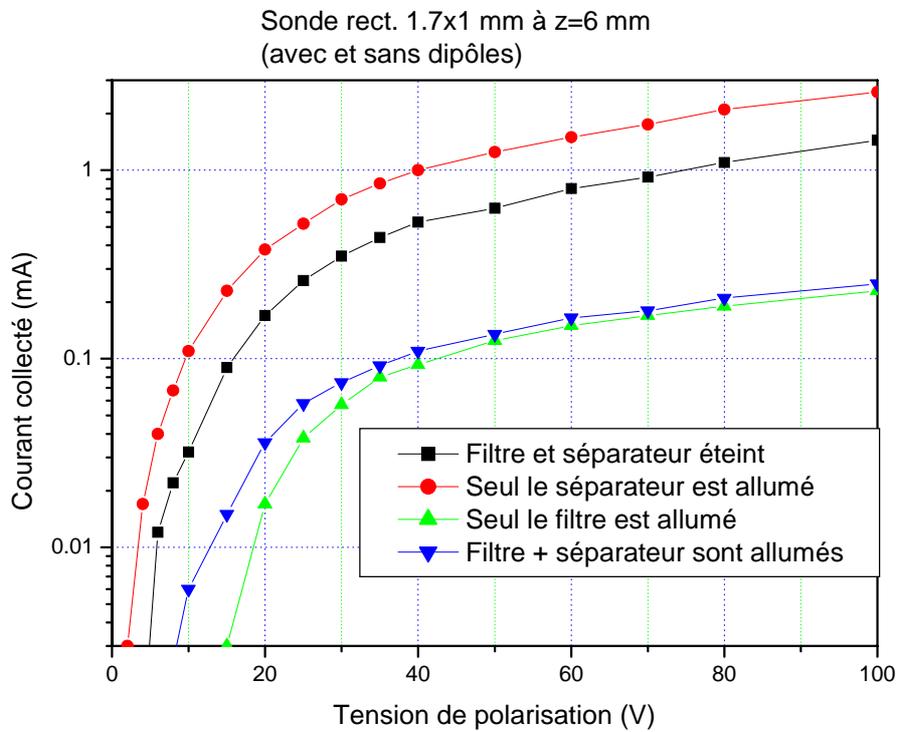


Figure 48 : Courant collecté par la sonde dans la zone de production en échelle semi-logarithmique

III.2.3 Analyse du résultat

Dans la zone de « conduction » la température du plasma est d'environ 6,7 eV quelle que soit la configuration magnétique, alors que la température dans la zone de production passe de 5,3 eV à 3,5 eV lorsque que le filtre magnétique est en fonctionnement. La densité électronique est alors d'environ $3,1 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$. Cette température bien qu'elle soit diminuée grâce au filtre magnétique reste cependant beaucoup trop grande pour permettre la production d'ions H^- en quantité suffisante. Il faut savoir qu'au-delà d'une température de 3,75 eV ^[72] le bilan entre les sections efficaces de destruction et celles de production est très défavorable à la création de fortes densités d'ions H^- . Certains auteurs affichent des conditions optimums de température électronique aux alentours de 1,5 eV ^[42]. Cette température correspondrait au maximum de la section efficace d'attachement dissociatif. Cette condition prend en compte le besoin en électrons chauds dans la mesure où ils sont nécessaires à la production d'hydrogène excité, et les électrons froids pour la réaction « d'attachement de dissociation ».

III.2.4 Précautions à prendre

Il est très difficile d'estimer, de manière certaine, la température des électrons par mesure de sonde de Langmuir. Cela est d'autant plus vrai pour des sources de type ECR qui par leur mode de fonctionnement présentent d'importants champs magnétiques. Les mesures peuvent devenir très contradictoires et aboutir à ce que l'auteur veut leur faire dire. D'autres parts l'hypothèse d'un plasma Maxwellien souvent adopté pour ce type de mesure n'est pas valable pour les sources de type ECR. Une tentative consistant à évaluer grossièrement la fonction de distribution du plasma tendra à montrer que l'hypothèse de plasma Maxwellien n'est pas vérifiée. La distribution des énergies dans la source est plus compliquée qu'une simple Maxwellienne et présente des électrons très énergétiques en grande quantité.

Ce type de mesures reste néanmoins très important dans l'étude d'un plasma car elles permettent la comparaison entre plusieurs configurations de ce même plasma. Si pour chaque analyse, la méthode utilisée est la même, cela devient un outil très puissant permettant la compréhension de nombreux phénomènes.

Ce qu'il convient de retenir de la présente étude n'est pas la valeur absolue des températures mais les évolutions relatives, les unes par rapport aux autres. La configuration avec le filtre magnétique en fonctionnement, semble donner une température plus faible dans la zone de production. Dans la zone de conduction elle est sensiblement la même, que le filtre magnétique fonctionne ou non. Par contre, le séparateur d'électrons a très peu d'influence sur la température du plasma quelle que soit la zone étudiée. Il participe néanmoins à la distribution des champs magnétiques dans la source, il est vrai que son influence dans la distribution magnétique reste faible. Nous verrons par la suite que cela est dû à son éloignement par rapport au filtre magnétique.

L'étude de sonde de Langmuir permet de justifier l'utilisation d'un filtre magnétique dans les sources à filaments. A l'origine, le filtre magnétique a été utilisé dans les sources à filaments. Celui-ci a démontré au cours des années une très grande efficacité. Il faut savoir que ces sources

ont une émission d'électrons très localisée. Ces derniers sont produits dans un bord de la chambre et viennent ensuite initier et entretenir le plasma. Cependant, les limites du filtre magnétique arrivent très vite lorsqu'il est question de propagation d'onde et d'excitation dans tout le plasma. La différence avec la source étudiée dans le cas présent est fondamentale car elle repose sur la manière dont est créé le plasma. L'onde se propage dans une grande partie de la chambre et peut donner naissance à des électrons de très haute énergie indépendamment du filtre magnétique. Les électrons mesurés par la sonde sont des électrons secondaires ou relaxés mais ne sont certainement pas des électrons primaires. Les électrons hautement énergétiques ne sont pas mesurés par la sonde ce qui limite par conséquent son utilisation. Il serait peut-être possible de se rendre compte de l'énergie élevée des électrons produits par une étude de Photo-détachement pouvant analyser la vitesse de dérive des ions H⁻ (voir annexe II)

Conclusion

Les études spectrales et par mesures de sondes de Langmuir mettent en évidence la formation d'un plasma très différent selon l'état de filtre magnétique. Celui-ci permet une légère amélioration du plasma lorsqu'il est en fonctionnement. Cependant il n'est pas aussi efficace que lorsqu'il est utilisé dans les sources à filaments. L'amélioration dont il est à l'origine sera confirmée dans les chapitres suivants portant sur l'extraction des ions H⁻.

ChapitreIV

Défauts de la source

IV.1. Introduction

Le chapitre précédent a montré les avantages observés sur la source ECR et cela principalement à travers l'action du filtre magnétique. Le présent chapitre clôt la partie concernant le diagnostic de la source ECR en mettant en avant les principaux défauts constatés. Il aborde dans les paragraphes suivants la mesure d'extraction d'ions H^- et détermine quelles sont les causes du faible courant mesuré.

IV.1.1.1 Mesure d'ions H^-

Après avoir optimisés les paramètres de réglage de la source ECR, une campagne de mesures a été réalisée. Le dispositif expérimental est constitué de la source d'ions avec un système d'extraction et un séparateur d'électrons permettant d'éliminer les électrons du faisceau de particules négatives. Au bout de la ligne basse énergie, une coupe de Faraday collecte le faisceau uniquement composé d'ions H^- . Le signal d'ions négatifs obtenu à travers une résistance de $100\text{ k}\Omega$ est représenté sur la Figure 49. Le signal reste très faible malgré de nombreuses tentatives d'amélioration. Seulement cinq micro-ampères d'ions H^- sont mesurés dans une grande coupe de Faraday polarisée à -100 V .

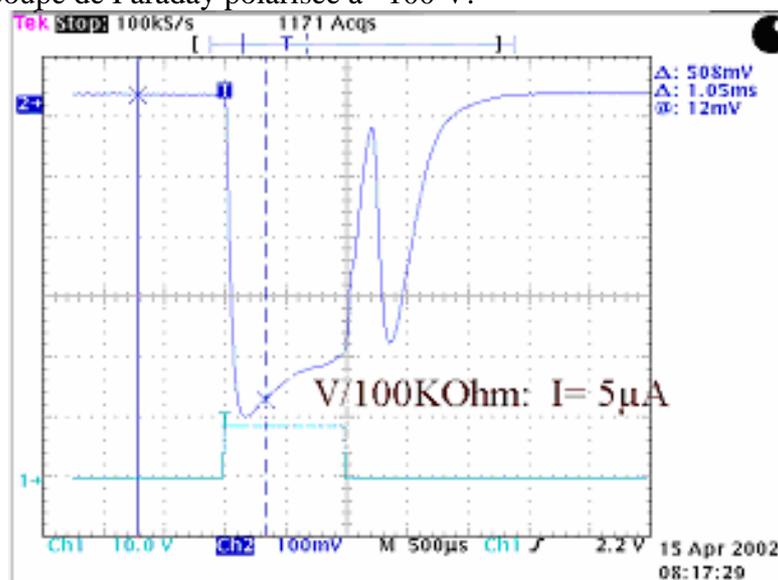


Figure 49 : Représentation du courant d'ions H^- mesuré dans la coupe de Faraday

La Figure 50 montre le courant électronique mesuré sur la voie 1 dans cette même coupe de Faraday avec une résistance mille fois moins élevée. Nous observons alors un rapport entre le courant d'électrons et d'ions H⁻ de huit mille.

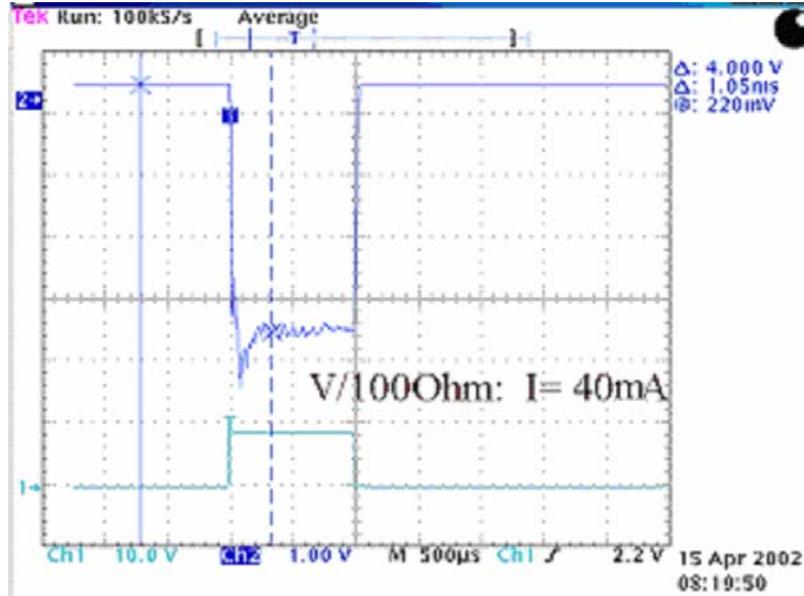


Figure 50 : Le courant total électronique

Afin d'affirmer avec certitude la présence d'ions H⁻, une caractérisation du faisceau doit se faire.

IV.1.1.2 Caractérisation du faisceau

La mise en évidence de la présence d'ions négatifs se fait à travers l'analyse du faisceau extrait par spectrométrie de masse. L'expérience consiste à faire varier le champ magnétique créé aux bornes d'un aimant d'analyse dans le but de séparer les différentes composantes du faisceau. Après la traversée du spectromètre de masse, les particules chargées sont mesurées dans une coupe de Faraday. La Figure 51 représente l'intensité mesurée en fonction du courant circulant dans les bobines de l'aimant.

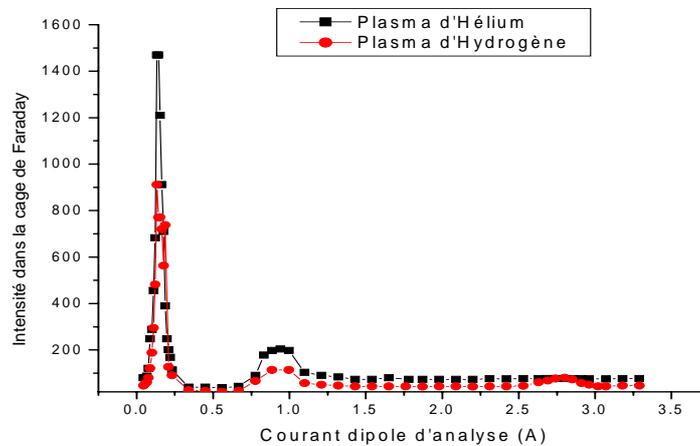


Figure 51 : Intensité dans la coupe de Faraday en fonction du courant circulant dans les bobines de l'aimant

Trois pics se distinguent. Le premier est dû aux électrons. Le second est difficile à interpréter mais il est probable que se soit un pic d'émissions secondaires ou bien la marque d'un transport inadéquat. Le troisième pic est dû aux ions H⁻. Sachant qu'un plasma d'hélium ne produit pas d'ions H⁻, il est possible de mettre en évidence la présence d'ions négatifs dans l'hydrogène en comparant les deux gaz. Seul le troisième pic montre une différence entre les deux gaz et signe ainsi la présence d'ions H⁻.

Le second pic est attribué, soit à un courant électronique provenant d'émissions secondaires sur les différentes parties du système d'analyse, soit à une partie du faisceau mal focalisée. L'hypothèse d'une ionisation du gaz résiduel est peu probable car cet effet se traduit par un continuum d'énergie, et non par un pic bien localisé. La Figure 52 représente le courant collecté dans la coupe de Faraday pour différentes énergies d'extraction, et montre alors un déplacement de ce troisième pic (celui des ions H⁻) avec la racine carrée de la tension d'extraction.

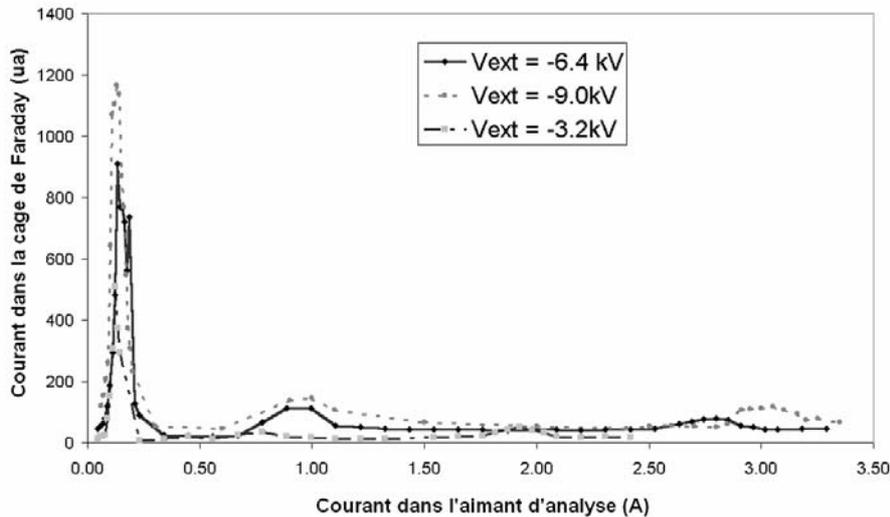


Figure 52 : Courant mesuré en fonction de la tension d'extraction

Nous observons un déplacement moindre pour les particules légères. Sachant que le second pic ne se déplace pas quelle que soit la tension d'extraction, ce signal devrait correspondre à des électrons. Il est fort probable qu'un problème de transport en est l'origine, d'autant plus que le ratio électrons sur ions H⁻ est mille fois plus faible qu'en mesure directe. Les mesures précédentes ont montrées que ce rapport est de 8000 alors que la Figure 52 semble indiquer qu'il n'est que de 8. En réalité, une grande partie du faisceau est à la fois perdue dans le diaphragme d'entrée et dans le spectromètre de masse. Les électrons et les ions H⁻ ne sont pas transportés de la même manière, d'où la faiblesse du ratio suggéré par la Figure 52. L'amélioration du transport devient alors un élément important, pour les études futures.

Nous aborderons l'étude de l'extraction ainsi que le transport du faisceau dans la suite de ce chapitre, pour bien en montrer l'importance. Une analyse du profil du faisceau mettra en évidence une composition magnétique non adéquate. La production d'ions H⁻ est ensuite étudiée afin de comprendre les raisons d'une si faible intensité d'ions H⁻. L'étude mettra en évidence une énergie électronique trop grande essentiellement due à l'interaction de l'onde avec le plasma (§ IV.4 et IV.3).

IV.2. Problèmes magnétiques

IV.2.1 Mise en évidence par mesure de profil

L'expérience consiste à mettre en place un profileur située à 14,8 cm du trou d'extraction. L'appareil se présente sous la forme d'une boîte à l'intérieur de laquelle, une grille constituée de trente deux fils verticaux (Figure 53) collecte les particules du faisceau. Chaque fil est relié à un préamplificateur, afin de mesurer indépendamment des autres fils le courant collecté. Le profil du faisceau (Figure 54) est alors déduit de l'ensemble des signaux mesurés par chaque fil.



Figure 53 : Photo du profileur dans l'enceinte de la ligne basse énergie.

Cette expérience est réalisée lorsque le filtre magnétique est en fonctionnement. Le courant extrait est un courant de particules chargées négatives, constitué à la fois d'électrons et d'ions H⁻. Le profil de la Figure 54 représente celui d'un faisceau désaxé indiquant l'existence d'un problème au niveau de l'extraction. Cela doit être impérativement corrigé. Une déviation à l'extraction d'un angle aussi faible qu'il soit, devient au bout de plusieurs centimètres un décalage non négligeable.

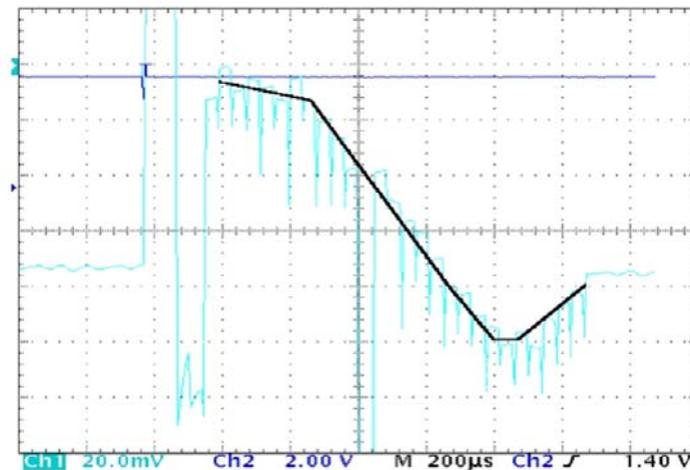


Figure 54 Profil du faisceau avec le filtre magnétique

L'étude suivante indique l'existence d'un léger champ magnétique transverse qui malgré sa faiblesse (§IV.2.2.1) reste très gênant. Nous nous proposons de présenter le rôle de chacun des éléments magnétiques ayant un effet significatif dans la source, et nous commencerons par les champs magnétiques transversaux mesurés à l'aide d'une sonde Hall. La mesure se fait le long de l'axe longitudinal de la source, à l'aide d'un guide permettant de maintenir la sonde parfaitement sur l'axe

IV.2.2 Effet du blindage rectangulaire

La source est constituée d'un système de blindage composé de deux brides rectangulaires. Cette dualité tient de la forme particulière de la source. En effet, le choix initial d'une source rectangulaire, suppose que le blindage le soit aussi. La réduction des fuites de champs solénoïdaux vers la zone d'extraction implique que le blindage épouse les contours de la source. Nous allons voir que cette configuration rectangulaire apporte des difficultés supplémentaires.

Les différents éléments magnétiques de la source agissant de manière significative sont : les bobines, le filtre magnétique, le séparateur d'électrons et le blindage. Les éléments susceptibles de produire des champs magnétiques transversaux devraient théoriquement être le filtre magnétique et le séparateur d'électrons. La distribution des champs magnétiques transversaux devrait alors ressembler à celle qui est présentée sur la Figure 55. L'aspect d'une courbe de champ idéal devrait être celle d'une gaussienne très étroite centrée au niveau du filtre et du séparateur. Sur cette figure la partie de gauche correspond à l'intérieur de la chambre alors que la droite correspond à la ligne basse énergie.

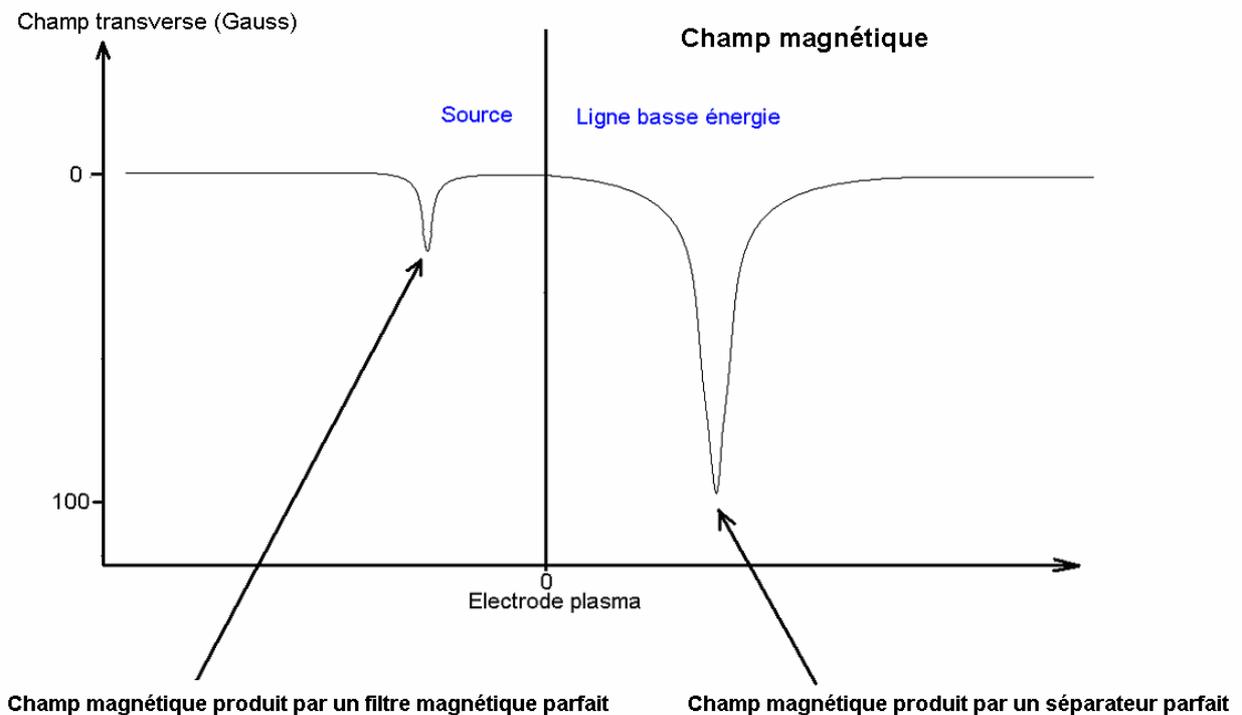


Figure 55 : Distribution théorique de champs transverses parfaits

La présence de champs magnétiques près du trou d'extraction a une influence sur la taille du faisceau extrait. Le champ magnétique transverse de cette région doit être le plus faible possible. En effet, la divergence d'un faisceau d'ions extrait est donnée par l'expression :

$$x' = \frac{1}{2} \frac{q \cdot |B| \cdot R}{P}$$

R , q et P étant respectivement le rayon du trou d'extraction, la charge des ions extraits et leur quantité de mouvement. B est la valeur du champ magnétique au voisinage du trou d'extraction. Il est alors facile de comprendre que la diminution du champ magnétique transverse, permettra la réduction de la divergence du faisceau. En effet, un champ magnétique transverse entraîne l'apparition d'une composante de vitesse appelée V_x sur la Figure 56, perpendiculaire à la trajectoire (c'est la force de Lorenz). Dans l'illustration simple de cette figure, les particules ainsi extraites se retrouvent avec une vitesse V correspondant à la composition des vitesses V_x et V_y . La vitesse V_y étant engendrée par l'accélération des ions, sous l'effet du champ électrique extracteur. Ainsi, la présence d'un champ magnétique transverse a tendance à augmenter l'émission du faisceau extrait.

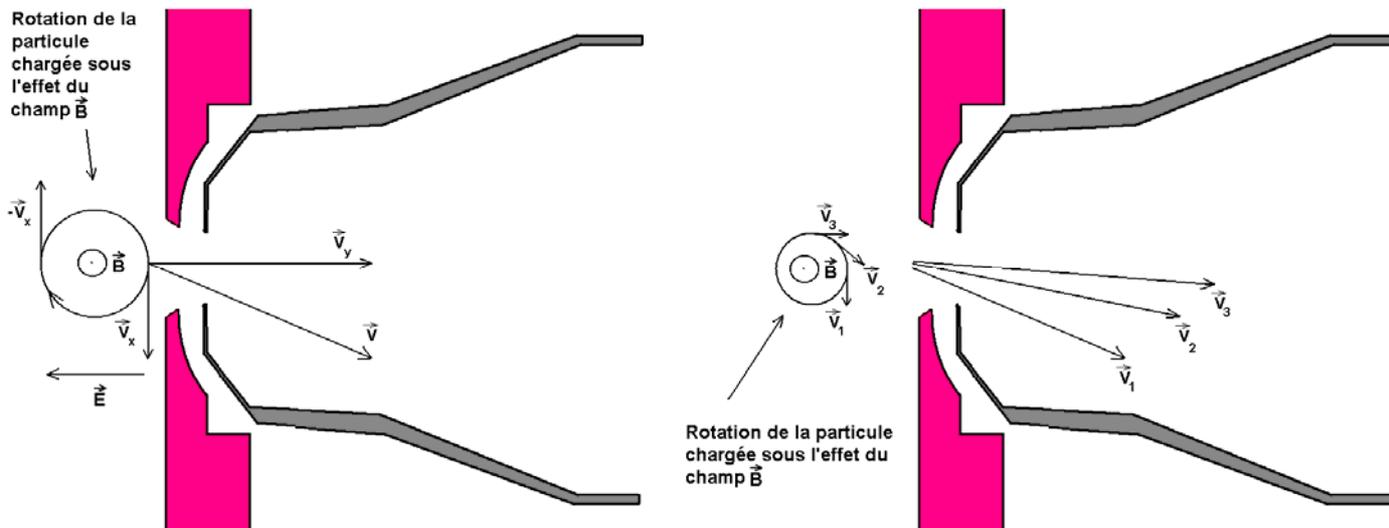


Figure 56 : Composition des vitesses près du trou d'extraction

IV.2.2.1 Effet du blindage sur la distribution magnétique

La courbe réelle est loin de ressembler à la courbe théorique idéale. La Figure 57 représente le champ transversal en fonction de la distance par rapport au trou d'extraction situé en position zéro. Elle est obtenue lorsque seules les bobines sont en fonctionnement. Sachant que ces dernières ne sont pas des solénoïdes parfaits, elles créent un champ magnétique transverse. D'autre part la figure montre qu'elles induisent aussi un champ magnétique transverse sur le blindage (situé à la position -10 cm).

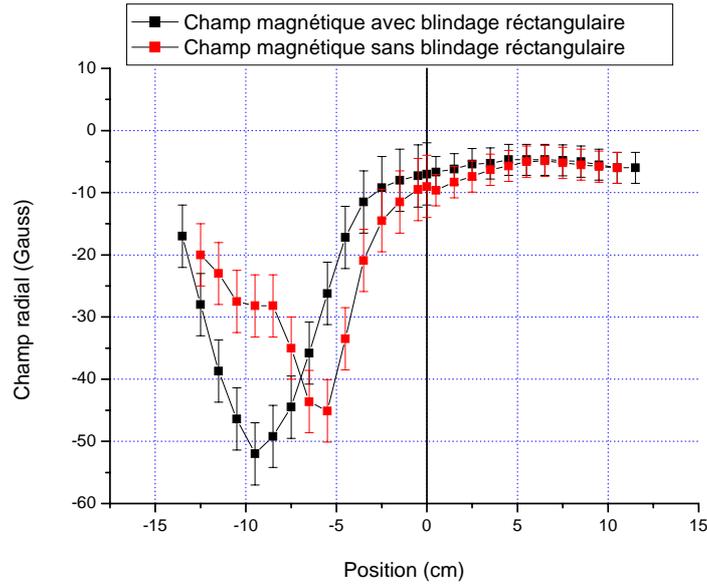


Figure 57 : Création d'un champ transverse lorsque seules les bobines sont en fonctionnement

Ainsi, la Figure 57 montre la différence entre le profil du champ magnétique transverse créé par les bobines, avec et sans le blindage rectangulaire. Il y a une augmentation sensible du champ magnétique en présence du blindage rectangulaire dans la chambre. Il y a manifestement une induction magnétique, due au blindage rectangulaire. Cela illustre l'intérêt de travailler en symétrie cylindrique et d'éviter tous problèmes de champs induits.

IV.2.2.2 Effet du séparateur d'électrons

La Figure 58 représente la distribution des champs magnétiques transverse une fois le blindage retiré en faisant fonctionner, à la fois le filtre magnétique, et le séparateur d'électrons.

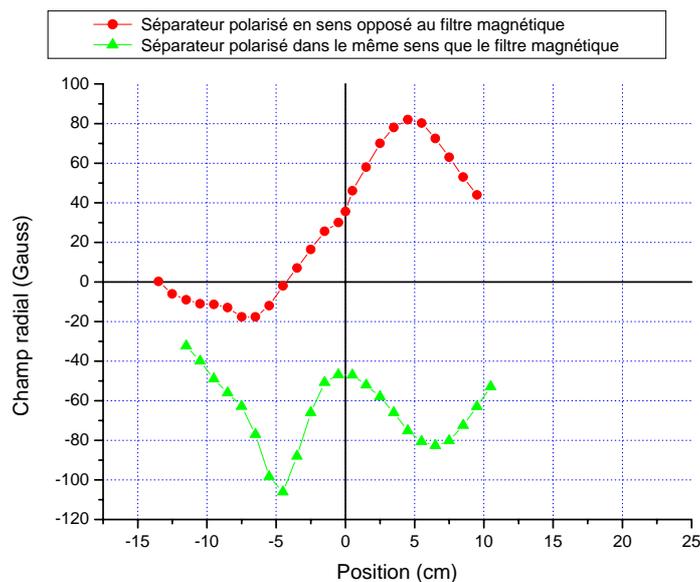


Figure 58: Mesure sans blindage avec les bobines, le filtre et le séparateur d'électrons allumés

Lorsque le séparateur est en fonctionnement, son champ agit sur une grande distance du fait de sa grande ouverture. Il crée ainsi un champ transversal supplémentaire au niveau du filtre magnétique. Lorsque le séparateur d'électrons est en fonctionnement, il crée un champ magnétique venant s'ajouter aux précédents à moins que celui-ci soit polarisé en sens inverse. L'allure de la courbe rouge semble être la plus favorable à un minimum de confinement magnétique. Bien qu'il y ait peu de différence avec la courbe verte près du trou d'extraction, la figure montre qu'il est possible de réduire le champ magnétique à cet endroit. Le contrôle de la distribution magnétique, peut se faire en agissant sur le séparateur d'électrons, celui-ci n'ayant pour tâche que de retirer les électrons du faisceau extrait. Déplacer le séparateur d'électrons vers l'avant de la source (dans le sens croissant de la graduation des figures) est un autre moyen de réduire son effet.

IV.2.2.3 Effet du filtre magnétique (FM)

La présence du filtre engendre un champ magnétique au même titre que le blindage rectangulaire. Le retrait du FM permet une réduction significative du champ magnétique près du trou d'extraction. Ainsi, le profil du faisceau représenté sur la Figure 59 reste dévié mais de manière moins prononcée que sur la Figure 54. La déviation n'est que d'une demi-graduation (sur la gauche) alors qu'elle était de deux carreaux sur la droite. Malgré le retrait d'une partie du blindage et du FM, il subsiste toujours un champ magnétique. En effet, les bobines étant légèrement inclinées, elles produisent un champ transverse suffisamment important pour dévier le faisceau. Pour remédier à ce problème un confinement de type multipolaire est une solution envisageable car il a l'avantage de ne pas créer des champs transverses au centre de la source et par conséquent près du trou d'extraction. Ce type de confinement a déjà été adopté dans de nombreuses sources ^{[17],[18],[73]}.

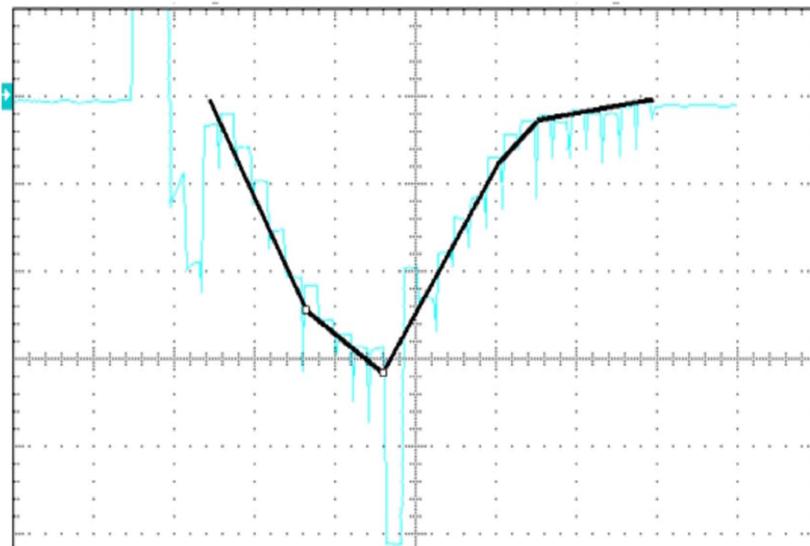


Figure 59 Le faisceau d'électrons est dévié avec seulement une dizaine de gauss

Retirer le filtre magnétique n'est pas la meilleure solution car il permet de recentrer le faisceau sur l'axe lorsqu'il est convenablement polarisé. La Figure 60 en est un témoignage ; elle est obtenue après avoir réinstallé et réglé le filtre magnétique de manière à ce qu'il compense les champs magnétiques transverses.

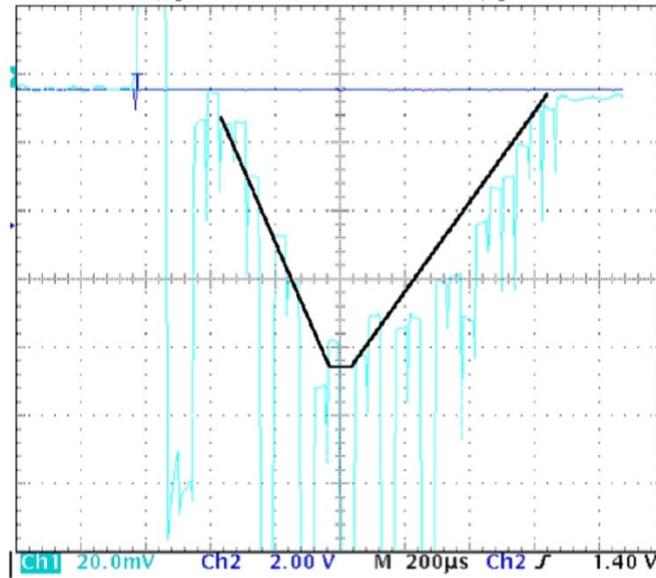


Figure 60 : Profil redressé à l'aide du filtre magnétique

Recentrer le faisceau sur l'axe en compensant les champs magnétiques permet d'augmenter le courant transporté (Figure 61).

Le filtre magnétique à l'avantage de favoriser une plus grande production d'ions H^- mais la manière dont il est utilisé, amplifie le champ magnétique transverse ce qui a pour conséquence de dégrader l'extraction de particules. Pour qu'il permette une extraction de meilleure qualité, il doit être réglé de manière à ce qu'il compense les champs transverses, mais dans ce cas, sa fonction de filtre n'est plus assurée.

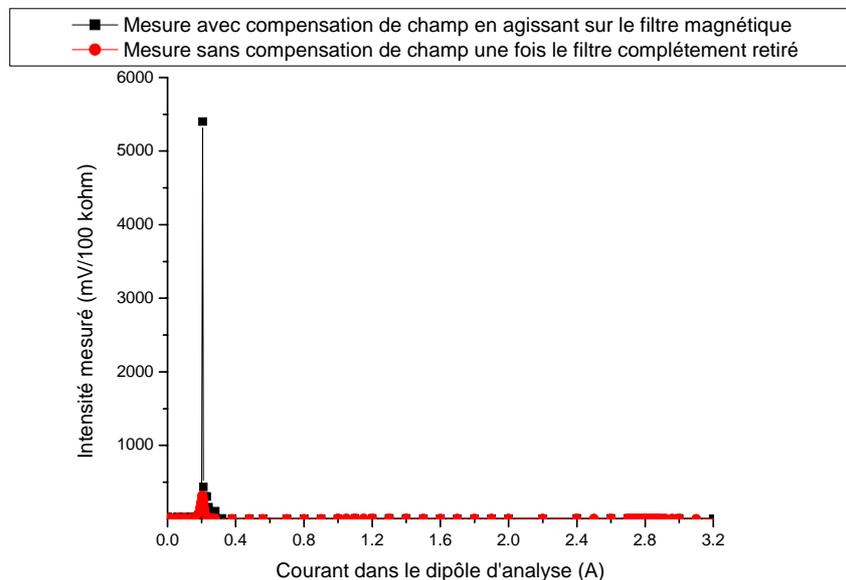


Figure 61 : filtre compensant l'effet du blindage

Lorsque le filtre magnétique est retiré le courant d'ions négatifs est légèrement moins intense que lors de sa présence. Il n'a que très peu influence sur la production d'ions H^- , l'avantage qu'il pouvait apporter est très vite compensé par une qualité d'extraction bien moins bonne. Le principal problème est qu'il y a énormément de pertes dans le transport d'ions H^- .

Nous avons mesuré que le taux de transmission des ions H⁻ à travers le collecteur et l'aimant d'analyse est de 2%. Il devient donc important d'améliorer ce taux de transmission. Il est par conséquent plus judicieux d'utiliser le filtre dans le but de compenser les différents champs transverses pouvant exister près du trou d'extraction.

IV.3. Mise en évidence d'électrons énergétiques

IV.3.1 Approche simple

Malgré une étude portant sur de nombreux paramètres, la valeur optimale du courant d'ions H⁻ atteignait difficilement 5 μ A. Les mesures spectroscopiques, avaient mis en évidence un dépôt de cuivre sur la fenêtre. Cela indique l'existence de particules de forte énergie à l'origine de phénomènes de pulvérisation et d'émissions secondaires. Cela met en évidence, la faiblesse des sondes de Langmuir dans le cas présent car il est très difficile de mettre en évidence la présence d'électrons énergétiques alors que c'est manifestement le cas. Afin de vérifier ces constatations, une expérience assez simple permettant d'évaluer l'énergie de cette population d'électrons chauds a été réalisée. Le procédé est le suivant : la source a été mise à la masse et le système d'extraction a progressivement été polarisé négativement, de manière à ce qu'un potentiel retardateur infranchissable aux électrons s'établisse (Figure 62). La valeur de cette barrière est obtenue lorsque le signal mesuré par une coupe de Faraday située au bout de la ligne de transport basse énergie atteint un minimum. Cette expérience a permis de confirmer les suppositions précédentes sur l'énergie des électrons en justifiant une présence importante d'électrons chauds d'énergie, apparemment supérieure à la centaine d'électron-volt.

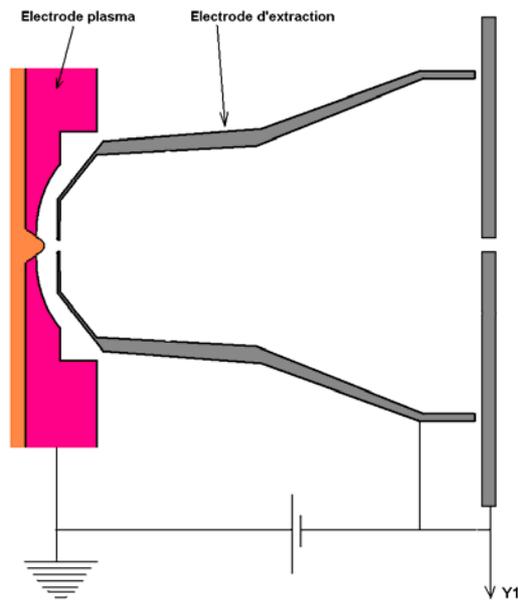


Figure 62 : Schéma du dispositif expérimental

En effet, une fraction non négligeable de la population électronique atteint la coupe de Faraday malgré une barrière de potentiel d'une centaine de Volts. Ce type d'expérience atteint très vite ses limites dans la mesure où la polarisation négative se transforme en un système

d'extraction pour ions positifs masquant ainsi le courant électronique. Le signal est vite atténué par un effet de compensation entre signaux négatifs et positifs. Cela marque néanmoins le seuil inférieur de cette énergie et indique la présence d'électrons ayant une énergie beaucoup plus élevée.

IV.3.2 La distribution de charges positives

La signature évidente d'électrons énergétiques est d'autant plus manifeste lorsque l'étude de la distribution de charges positives est effectuée. La Figure 63 représente la composition du plasma dans la source. Elle exprime une formation insuffisante d'ions H_3^+ , liée à la réaction :

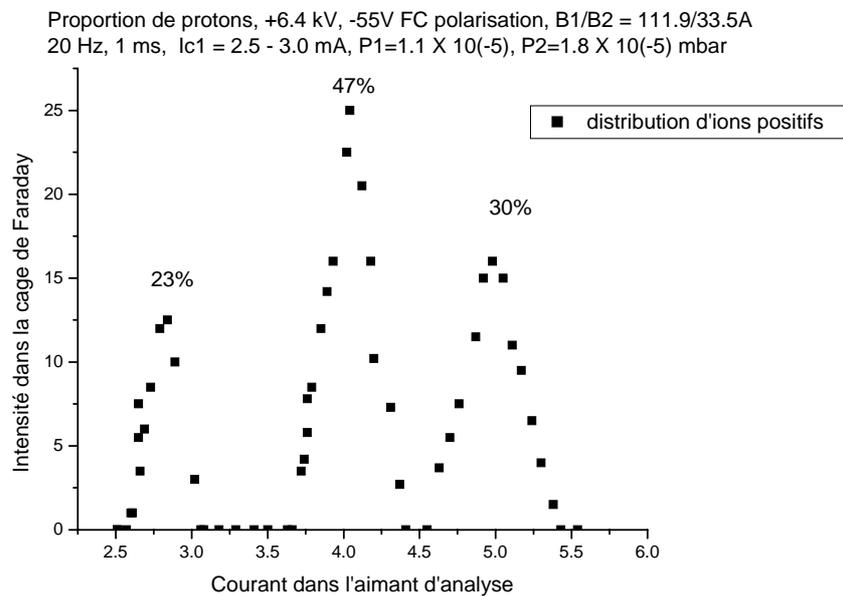
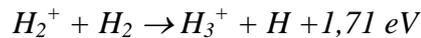
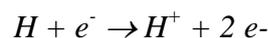


Figure 63 : Proportion d'ions positifs extrait

C'est le processus de conversion exothermique.

Sa section efficace est maximale à basse énergie. La faible présence d'ions H_3^+ provient de la basse pression de travail (1-2 mTorr) et dans le même temps, certainement à une forte dissociation comme l'indique la concentration importante d'ions atomiques. Ces ions sont créés par ionisation des atomes d'hydrogène :



Ou par ionisation dissociative des molécules d'hydrogène :



Cette réaction étant favorisée à haute énergie électronique. Cette constatation est d'autant plus accablante que les parois de la chambre plasma sont en cuivre, matériau ayant les propriétés

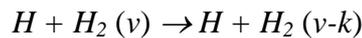
d'accentuer la recombinaison des atomes d'hydrogène. Cela signifie que les protons ainsi présents sont principalement originaires de phénomènes de dissociations moléculaires :



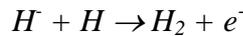
Cette caractéristique est un handicap pour la création d'ions négatifs et cela principalement pour deux raisons :

- La dissociation est représentative d'une présence d'électrons énergétiques ayant comme conséquence une réduction considérable du taux net d'attachement dissociatif.
- La dissociation va avoir pour conséquence une forte production atomique néfaste à la production des ions H⁻ via les processus V-T.

Le premier point a déjà été discuté dans ce document (§ I.1). Pour le second point, les atomes vont être la cause d'une perte de molécules excitées en favorisant les processus de désexcitation de la distribution vibrationnelle des molécules due à la réaction V-T :



Ils vont d'autre part participer à la destruction des ions H⁻ par détachement associatif :



Ce phénomène de production atomique peut être un atout lorsque des processus de production en surface sont désirés. Cependant, pour que ce processus fonctionne bien, il est nécessaire de « mouiller » les parois avec du césium. Cela va avoir pour conséquence la réduction de la durée de fonctionnement sans interruption de maintenance de la source et par la même occasion l'intérêt de la machine.

Ces constatations font apparaître les limites de l'application du filtre magnétique à une source d'ions de type ECR dans la mesure où il ne peut pas entre autres, empêcher la présence d'électrons énergétiques près du trou d'extraction. Il engendre d'autre part une configuration magnétique difficile à contrôler. Il fausse les mesures et perturbe l'extraction due à la « brisure de symétrie ».

IV.4. Trop bon couplage onde HF-électron

Après avoir mis en évidence une concentration non négligeable d'électrons énergétiques, ce sous chapitre se focalise sur les raisons d'une telle cinétique des ions H⁻.

La cause principale de cette concentration importante en électrons chauds semble être principalement due à l'onde haute fréquence. Celle-ci va créer des électrons énergétiques dans tout le plasma et notamment près du trou d'extraction alors qu'il est préférable d'avoir une distribution électronique peu énergétique.

IV.4.1 Etude sur l'effet négatif de l'onde haute fréquence

La mise en évidence de l'effet indésirable de l'onde haute fréquence n'est pas évidente, elle apparaît néanmoins en analysant la forme du signal mesuré. Il est effectivement possible de comprendre les phénomènes se déroulant dans la source en étudiant la décomposition du signal. La Figure 64 présente deux signaux : le signal bleu correspond à l'extraction électronique soit environ une quarantaine de milliampères, le signal en vert représente la mesure des ions H⁻. Ce dernier se décompose en deux parties. C'est un signal de forme carré suivi d'un pic d'une durée plus courte. Le signal carré ayant la même durée que le signal d'électrons (en bleu) marque ainsi sa présence pendant toute la durée du plasma. En effet ce plateau est l'empreinte d'une production d'ions H⁻ entretenue pendant la décharge.

Une fois la source d'énergie HF coupée, le plasma ne s'éteint pas immédiatement. Cette période après la décharge est nommée « post-décharge », durée pendant laquelle les électrons relaxent leur énergie. La population d'électrons chauds disparaît, alors que la distribution vibrationnelle des molécules d'hydrogène reste chaude^[74]. Les temps de relaxation de la vibration sont de l'ordre de la milliseconde.

Il faut noter que le signal post-décharge ne démarre pas immédiatement mais au bout de quelques microsecondes. Ce qui laisse à penser que les électrons les plus éloignés de l'extraction sont à l'origine d'une production plus efficace. En effet, plus ils ont de distance à parcourir, plus la probabilité de perdre une partie ou la totalité de leur énergie est grande. L'oscillogramme de la Figure 64 témoigne de l'existence d'un signal post-décharge plus intense qu'en période de chauffage. Le courant post-décharge marque la potentialité de la source à produire des courants d'ions H⁻ au-delà de 5 µA. Notons que les électrons engagés dans le processus de production des ions négatifs ne sont qu'une infime partie de toute la populations électronique du plasma. Le signal d'électrons mesuré sur la Figure 64 (voie 4) vaut 40 mA alors que le courant d'ions H⁻ n'atteint à peine 5 µA (voie 3) au maximum du signal de post-décharge.

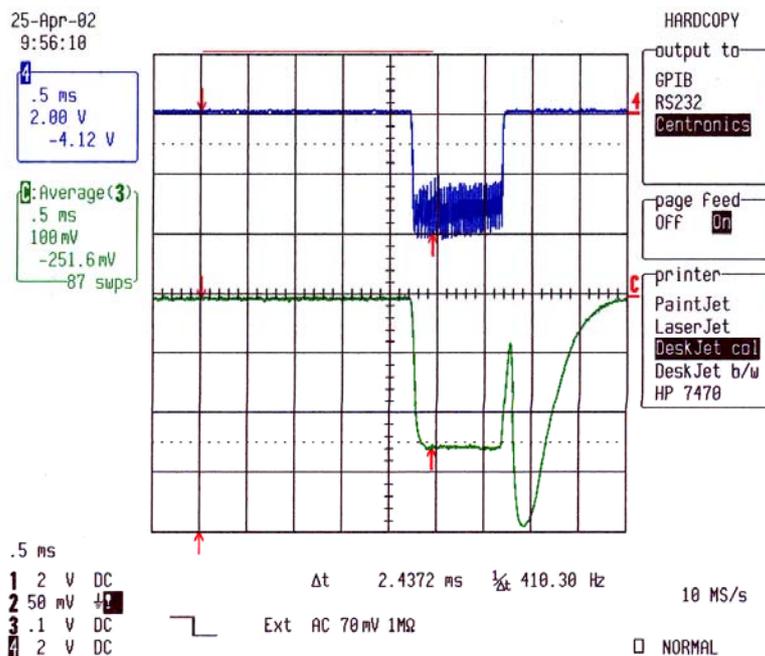


Figure 64 Courant d'ions H⁻ (en vert) et d'électrons (en bleu).

La Figure 65 montre l'évolution du signal d'ions négatifs avant et après l'extinction du plasma (en régime post-décharge) en fonction de la puissance RF injectée. Le signal du courant post-décharge domine nettement. Cette mesure est très difficile à obtenir dans de telles conditions car lorsque la puissance injectée est très faible le plasma obtenu est peu stable. Le saut du courant d'ions négatifs à 450 W l'exprime très bien. Lorsqu'une campagne de mesures est réalisée par rapport à un paramètre (dans la figure suivante ce paramètre correspond à la puissance) les autres variables restent fixes. Il est quelques fois nécessaire de faire une petite modification ne serait ce qu'infime des autres paramètres pour garder un minimum de stabilité sur le signal. Le champ magnétique est souvent remanié ainsi que l'impédance du magnétron afin d'obtenir un signal le plus stable possible. La mesure du courant en régime post-décharge devient alors très difficile à faire. Il faut noter d'autre part que l'incertitude sur la mesure est non négligeable pour des signaux aussi faibles. Nous avons néanmoins essayé de respecter la plus grande neutralité tout en recherchant la plus grande stabilité du signal tel qu'il est illustré sur le chronogramme précédent. Le constat suivant est valable quelle que soit la méthode de mesure, le courant post-décharge est toujours plus intense que le courant d'ions H⁻ pendant la décharge.

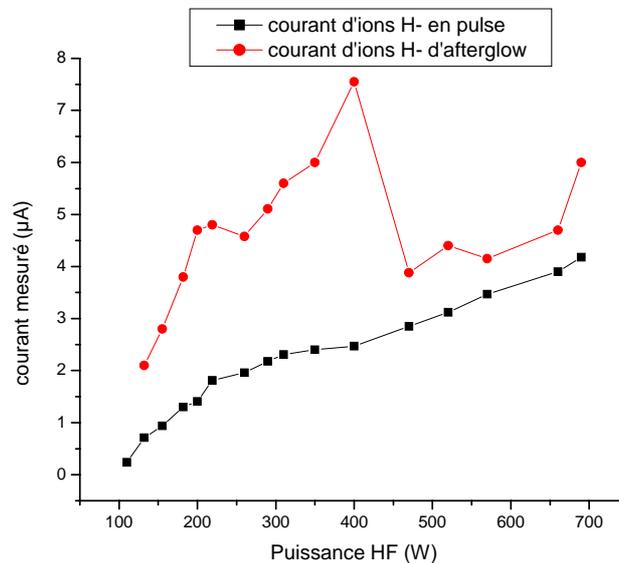


Figure 65 : Comparaison entre le courant d'ions H⁻ obtenu pendant et après la décharge

IV.4.2 Explication

La démonstration de l'existence d'un signal post-décharge plus intense que le signal d'ions H⁻ durant la décharge étant faite, se pose alors la question sur les raisons de ce phénomène. Quelle est la relation entre l'onde et le plasma ? Est-ce l'onde haute fréquence qui détruit directement les ions H⁻ ou seuls les électrons énergétiques qu'elle crée en sont la cause ? Les mesures expérimentales ont mis en évidence une concentration non négligeable d'électrons énergétiques. D'autre part, elles ont montré que ces électrons sont l'une des causes du faible rendement, l'autre étant une production atomique relativement élevée.

L'étude suivante tente de vérifier que l'onde n'est pas la cause d'une destruction des ions négatifs. En manipulant les paramètres d'injection HF, il est possible de créer un plasma sur une

durée plus courte que celle de l'onde. Les résultats suivants sont obtenus à partir d'une expérience consistant à réaliser des impulsions d'onde de très courte durée. De cette manière un courant légèrement supérieur à 30 micro ampères d'ions H⁻ est obtenu. C'est un résultat de post-décharge car autrement il est très difficile d'obtenir des résultats significatifs sans modification physique de la source. Les résultats sont illustrés sur la Figure 66. La courbe bleu marine représente le faisceau d'électrons (une quarantaine de mA). Elle va nous servir de repère indiquant la durée pendant laquelle le plasma est maintenu. En vert est représenté le signal du magnétron et indique la présence de l'onde haute fréquence. Bien que l'onde continue à être injectée après l'extinction du plasma, le signal d'ions H⁻ arrive à être relativement intense. Cela signifie que l'onde ne représente pas un élément destructeur direct des d'ions H⁻.

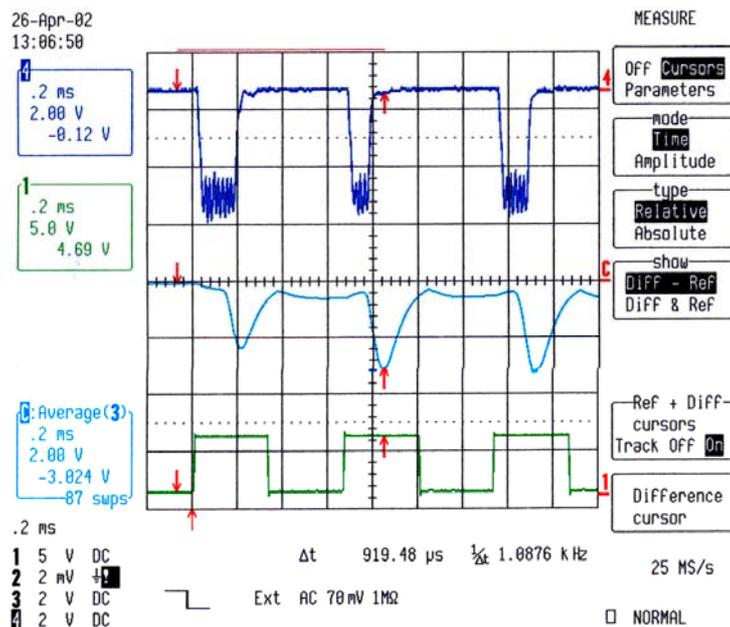


Figure 66 Représentation de haut en bas du courant d'électrons, d'ions H⁻ et du signal du magnétron.

Cette Figure 66 résume de manière très significative le fonctionnement de ce type de source : pendant la durée de l'impulsion de l'onde, deux phénomènes interviennent successivement. Au début de l'onde, le plasma s'allume (représenté par le chronogramme bleu marine) pendant ce temps le signal d'ions négatifs représenté en bleu clair est très faible jusqu'à ce que le plasma s'éteigne. A ce moment là, le signal d'ions H⁻ augmente brusquement de plusieurs facteurs alors que l'onde haute fréquence est toujours injectée dans la chambre.

Ce résultat important permet d'éliminer une des hypothèses sur le facteur limitant l'obtention de courant d'ions négatifs. En effet, sans cette mesure il aurait pu être tout à fait pensable que l'onde soit directement à l'origine de la destruction des ions négatifs. Cette onde haute fréquence n'est pas propice à la production d'ions H⁻ non pas pour son effet direct mais pour les conséquences qu'elle engendre. Ce faible courant n'est pas dû à la destruction des ions négatifs par l'onde haute fréquence mais à la création d'électrons énergétiques dont elle est l'origine près du trou d'extraction. Cela met en évidence les limites du filtre magnétique, sachant qu'il est supposé empêcher l'introduction d'électrons énergétiques provenant de la zone de conduction, dans la zone de production.

Conclusion

Une des faiblesses de la source réside dans sa géométrie. C'est une source rectangulaire d'un ensemble de champs magnétiques inadapté, difficiles à éliminer. Le filtre magnétique est une solution temporaire permettant d'y remédier en l'utilisant comme compensateur de champs. Il est bien évident qu'à terme cette source doit évoluer vers une géométrie cylindrique. Les champs transverses n'ont pas d'effet néfaste sur la production d'ions H⁻ mais n'augmentent leur densité que d'une proportion très infime. Ils ont par contre une action négative sur la qualité de l'extraction qui est beaucoup plus visible pour les électrons que pour les ions.

Il faut bien noter que les mesures sont faites en présence du filtre magnétique. Ce filtre est d'une efficacité certaine pour les sources à filaments. Il n'est donc pas à remettre en cause, c'est simplement son utilisation qui n'est pas judicieuse dans une source de ce type.

Dans les sources ECR, comme nous l'avons montré expérimentalement, l'existence d'électrons de haute énergie (> 100 eV) démontre l'inefficacité de ce filtre. Il est donc mal adapté dans le sens où malgré une augmentation du courant d'ions négatifs en présence du filtre magnétique, ce courant reste très faible. Il pourra néanmoins être utilisé pour compenser d'éventuels défauts de champs.

Au-delà d'une extraction dégradée, le principal reproche que l'on peut faire à cette source ECR est la production d'une trop grande population d'électrons énergétiques. Ces électrons sont indésirables dans la chambre où une production en volume est recherchée. Ils sont non seulement inefficaces au cours du processus d'attachement mais favorisent aussi les processus limitant la création de molécules au niveau vibrationnel de l'état fondamental électronique. Dans une moindre mesure ces électrons peuvent aussi détruire les ions négatifs créés.

La Figure 66 montre une plus forte production d'ions négatifs après l'extinction du plasma (régime de post-décharge) alors qu'il existe toujours le signal de l'onde haute fréquence indiquant sa présence.

Non seulement il existe un courant d'ions H⁻ après que le plasma se soit éteint mais celui-ci est beaucoup plus intense que les courants antérieurement obtenus. Il est ainsi possible d'atteindre un courant légèrement supérieur à 30 μ A d'ions H⁻ (signal bleu ciel de la Figure 66) après avoir modifié l'injection HF. Juste après la décharge, les électrons créés en amont de la source, atteignent la zone de production et participent à la production d'ions négatifs. C'est pour cette raison que le courant d'ions H⁻ n'augmente pas brutalement après l'extinction du plasma mais de manière progressive, une baisse du courant se produit d'abord puis elle est suivie d'une remontée allant au-delà de la valeur initiale. Il est vraisemblable qu'un temps de latence soit nécessaire. Les électrons chauds excitent les molécules du gaz d'hydrogène puis sont ensuite perdus aux parois pour laisser place aux électrons plus froids. Deux hypothèses sont alors soulevées sur les facteurs favorisant cette augmentation de la production :

- Une raison à ce regain d'ions négatifs est probablement due à une perte plus rapide des électrons énergétiques. En se vidant de ses électrons chauds le plasma se retrouve avec des électrons froids proportionnellement plus abondants. Cela implique par conséquent la création d'une population plus importante d'ions H⁻.

- Il est possible que ce délai de latence soit dû à un temps nécessaire à l'arrivée des électrons les plus éloignés dans la zone de production. Ces électrons sont éventuellement plus efficaces sachant qu'ils cèdent une partie de leur énergie au plasma en traversant la chambre. Ils se retrouveraient alors avec des énergies plus adéquates.

Il est fort probable qu'une combinaison de ces deux phénomènes soit le facteur d'une telle constatation. Il vient alors l'idée d'utiliser la source ECR non pas directement comme une source d'ions négatifs mais comme une source d'électrons dans le but de les injecter dans une seconde enceinte. C'est l'étude qui est proposée dans la partie suivante. Elle aborde la simulation de l'injection d'un faisceau d'électrons monocinétiques dans une chambre et essaye d'en comprendre l'intérêt.

Il est très important d'être capable de séparer de manière efficace l'onde haute fréquence de la zone de production d'ions H⁻. L'idée est alors de recréer artificiellement ce courant de post-décharge. Sachant que la création d'ions H⁻ a principalement lieu une fois le plasma éteint autrement dit pendant sa relaxation, mettre en place une grille revient à recréer cette condition de post-décharge de manière artificielle. En la polarisant cela permet de disposer d'un procédé de contrôle de l'énergie électronique. C'est la réalisation expérimentale qui est proposée dans la partie suivant la simulation.

Partie II
***L'alternative : « la source
Hybride »***

Chapitre V

Simulation numérique

V.1. Idée directrice

V.1.1.1 Introduction

L'analyse préalable (§IV.4) de la source a permis de mieux comprendre son fonctionnement. Certaines limitations intrinsèques à ce type de source ont amené à la considération d'un autre type de source. L'idée directrice consiste en l'injection d'un faisceau d'électrons d'énergie, si possible réglable dans une enceinte contenant de l'hydrogène. Cette expérience tend à simuler le mode de fonctionnement des sources à filaments afin de tenir compte de leurs avantages sans avoir à subir leurs inconvénients (les filaments). La source micro-onde va servir à produire un faisceau d'électrons en remplaçant les filaments, une seconde chambre contenant de l'hydrogène servira de zone de production d'ions H^- . Ce principe est représenté sur la Figure 67.

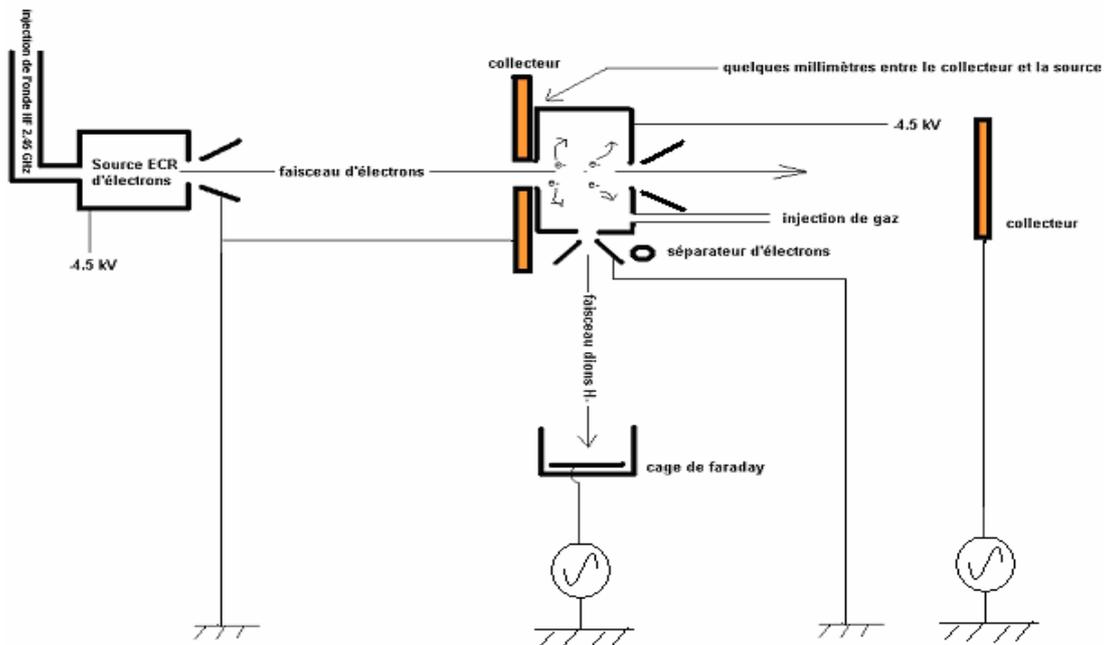


Figure 67 Principe schématique du processus envisagé.

Le processus de création des ions H^- nécessite des électrons de quelques dizaines d'électron-volt pour amener un maximum de molécules d'hydrogène à des niveaux d'excitation vibrationnels élevés ($v'=9-14$)^[75] d'où l'utilité d'une seconde chambre. La production d'ions négatifs se réalise en deux temps : excitation vibrationnelle des molécules dans l'état fondamental et attachement dissociatif.

Cette méthode va avoir principalement les deux avantages suivants : éviter la présence d'électrons trop énergétiques créés par l'onde haute fréquence, et contrôler l'énergie des électrons extraits de la zone ECR.

Plus le flux électronique sera important plus la densité d'ions négatifs devrait être grande. Dans la pratique les sources à filaments génèrent des électrons d'énergie typique de 50 eV environ. Or il est très difficile d'extraire un faisceau à la fois intense et peu énergétique. C'est pourquoi, le dispositif étudié dans le chapitre suivant aura pour fonction de ralentir les électrons créés dans la source ECR afin d'être dans la gamme d'énergie optimale. Avant cette approche expérimentale, il est nécessaire d'évaluer à la fois la faisabilité ainsi que l'intérêt d'une telle démarche. Il a alors été développé un code de calcul simulant l'interaction d'un faisceau d'électrons avec un gaz d'hydrogène. Ce code de calcul, de type particulière, se décompose en deux parties, une première partie appelée PIC-MCC permet de calculer la fonction de distribution en énergie des électrons et une seconde étape consistant à utiliser cette distribution pour déterminer la densité des ions H⁻ via celle des distributions vibrationnelles des molécules d'hydrogène dans l'état électronique fondamental. Ce chapitre va naturellement se décomposer en deux parties présentant respectivement les deux programmes.

V.1.2 Introduction aux Codes de calculs

V.1.2.1 Le code PIC

Un code particulière simule les mouvements des particules chargées en présence d'un champ externe et/ou de charge d'espace qu'elles modifient. Le code PIC est une méthode permettant de résoudre l'équation de Poisson donnant le champ électrostatique en considérant le plasma comme un « nuage » de particules repérées sur un maillage préétabli. Cette technique permet de connaître la distribution spatiale de la densité des électrons, des ions et donc du champ électrique dans le plasma. Sur chaque maille le nombre de particules d'un type particulier (électrons, ions positifs) est estimé et la densité correspondante en est déduite. Un tel code a l'avantage d'être facile à mettre en œuvre. Par contre les temps de calcul sont extrêmement longs.

V.1.2.2 Méthode Monte-Carlo

Le calcul consiste à simuler les mouvements de particules en utilisant les équations de la mécanique classique. Les particules de ce plasma vont ainsi se mouvoir dans un champ de charge d'espace calculé grâce à la résolution de l'équation de Poisson. C'est ici qu'intervient la composante PIC (Particles In Cell) du code. Connaissant le caractère statistique de certains paramètres comme par exemple le temps entre deux collisions, une méthode de tirage aléatoire est utilisée à plusieurs reprises. Ce type de code est appelé Monte-Carlo par référence aux jeux de hasards.

Il est utilisé en premier pour déterminer le délai avant le prochain événement collisionnel, puis la nature de cette collision. Il est fait, ici l'hypothèse de collision binaire uniquement, et que ces collisions ne sont que du type électron-molécule ou ion-molécule du gaz. Cette méthode statistique est basée sur la connaissance des fréquences de collisions des particules suivies avec

les neutres avec, bien sûr, un choix dans la liste des réactions possibles. Donc cette technique nécessite la connaissance des sections efficaces associées en fonction de l'énergie de la particule suivie.

Le calcul des réactions collisionnelles permet de déterminer la distribution des vitesses d'une part, puis le temps de vol des particules afin de déterminer le prochain évènement. Cette méthode de lancé de dé va bien entendu prendre en compte les sections efficaces de réactions.

Pour ce type de code il est très important de bien choisir son générateur de nombres aléatoires permettant de tirer un nombre réel au sens informatique du terme dans une distribution uniforme entre 0 et 1. En règle générale, ces générateurs ne donnent que des nombres pseudo-aléatoires périodiques. Ainsi, après un certain nombre de tirages on revient sur la même série de nombres. Il convient donc, d'utiliser un générateur ayant la période la plus longue possible. Celui que nous utilisons est un générateur commercial appelé Ecuyer. Ce générateur utilise deux nombres aléatoires dont l'un est calculé à partir de l'horloge interne de l'ordinateur assurant ainsi un caractère aléatoire du résultat final quasi-parfait. Ce générateur offre des nombres aléatoires d'une répétition de l'ordre de 10^{18} .

V.1.2.3 Le code fluide

Ce type de code passe par une approche macroscopique en considérant le plasma non pas comme un ensemble de particules mais comme un fluide avec une énergie et une densité moyenne calculable à l'aide des équations de l'hydrodynamique tel que les moments de l'équation de Boltzmann (équations de continuité). Contrairement aux deux méthodes précédentes, les codes fluides ont des temps de calcul très rapides. En revanche, ils sont beaucoup plus difficiles à élaborer car ils reposent sur la résolution d'équations non-linéaires.

V.1.2.4 Les choix effectués

Le choix de l'étude s'est porté sur un code de type Monte Carlo complété par une composante PIC. La raison de ce choix est que l'équation de Boltzmann est très difficile à résoudre en deux dimensions alors que le problème ne se pose pas pour une méthode Monte-Carlo. En effet, la complexité du problème est telle qu'un calcul 2D est nécessaire.

En réalité, les calculs sont pour moitié de type PIC-MCC et de type fluide en ce qui concerne le calcul du transport des molécules, des atomes et des ions H⁺. C'est un code dit « hybride », autrement dit celui-ci va être une combinaison d'un code PIC, d'un code Monte Carlo et d'un code fluide. Cette méthode permet de s'affranchir du calcul de l'équation de Boltzmann en déterminant la fonction de distribution grâce au PIC-MCC. La seconde partie du code permet d'alléger le temps de calcul en déterminant le transport par les équations fluide.

V.2. Code PIC-MCC

Cette première partie est destinée à expliquer le fonctionnement du code PIC-MCC (Particle In Cell Monte Carlo Collisionnel). Ce code de calcul a été développé depuis quelques années par G.Gousset. Nous l'avons adapté à nos besoins et il permet d'établir à la fois une

cartographie et une distribution en énergies des ions et électrons présents. La composante Monte Carlo du code va avoir un rôle non négligeable dans la détermination de la densité atomique.

V.2.1 Etude d'une Macro-particule

V.2.1.1 Utilité d'une macro particule

Au lieu de considérer chaque particule il est préférable de suivre un ensemble de particules appelé « macro-particule », le poids de celle-ci représentant concrètement un nombre important de particules réelles (environ 10^5).

Cette méthode permet de limiter le nombre de particules « test », sachant que les ordinateurs ont une taille mémoire limitée (512 Mo). Les temps de calcul se retrouvent aussi dans la limite du raisonnable (10^5 étant la valeur moyenne du poids d'une macro-particule). Par exemple, la simulation d'un centimètre cube de plasma avec seulement deux espèces (électrons et un seul type d'ions) avec au moins $2 \cdot 10^{10}$ particules, en ne considérant que six degrés de libertés (un code 3D prenant en compte les positions, les vitesses) nécessiterait dans le cas contraire l'utilisation de mémoires équivalentes à $7,68 \cdot 10^3$ Go. Il se pose alors la question sur la valeur de poids permettant à la fois de limiter le temps de calcul et d'être le plus réaliste possible, c'est à dire d'obtenir une bonne statistique.

V.2.1.2 Poids des macro-particules

Une difficulté à laquelle on se heurte pour un tel calcul s'avère être le choix d'une valeur pertinente du poids attribué aux particules. Si celui ci est trop grand, l'effet d'une seule particule peut avoir d'importantes conséquences. Chaque apparition ou disparition peut engendrer d'importantes modifications des caractéristiques (densités) prédites du plasma dans une cellule donnée. Cela va notamment être, l'origine de divergences numériques pour la résolution de l'équation de Poisson. Par ailleurs, l'importance relative d'une macro particule va impliquer une statistique insuffisante.

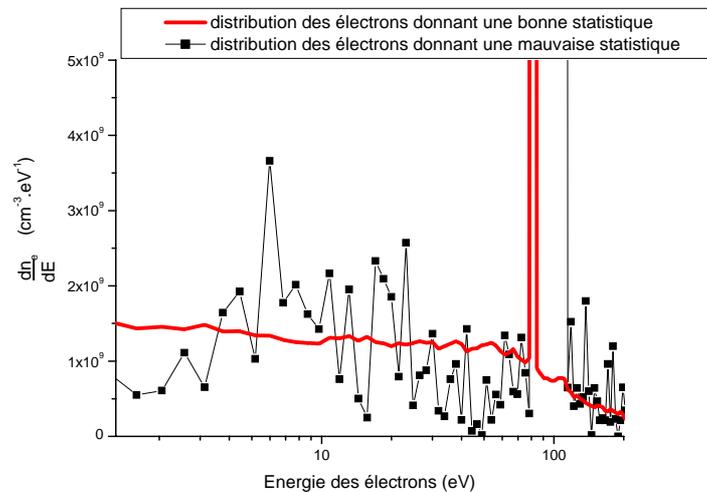


Figure 68 Calcul de la distribution électronique

V.2.2 Principe de fonctionnement du code PIC-MCC

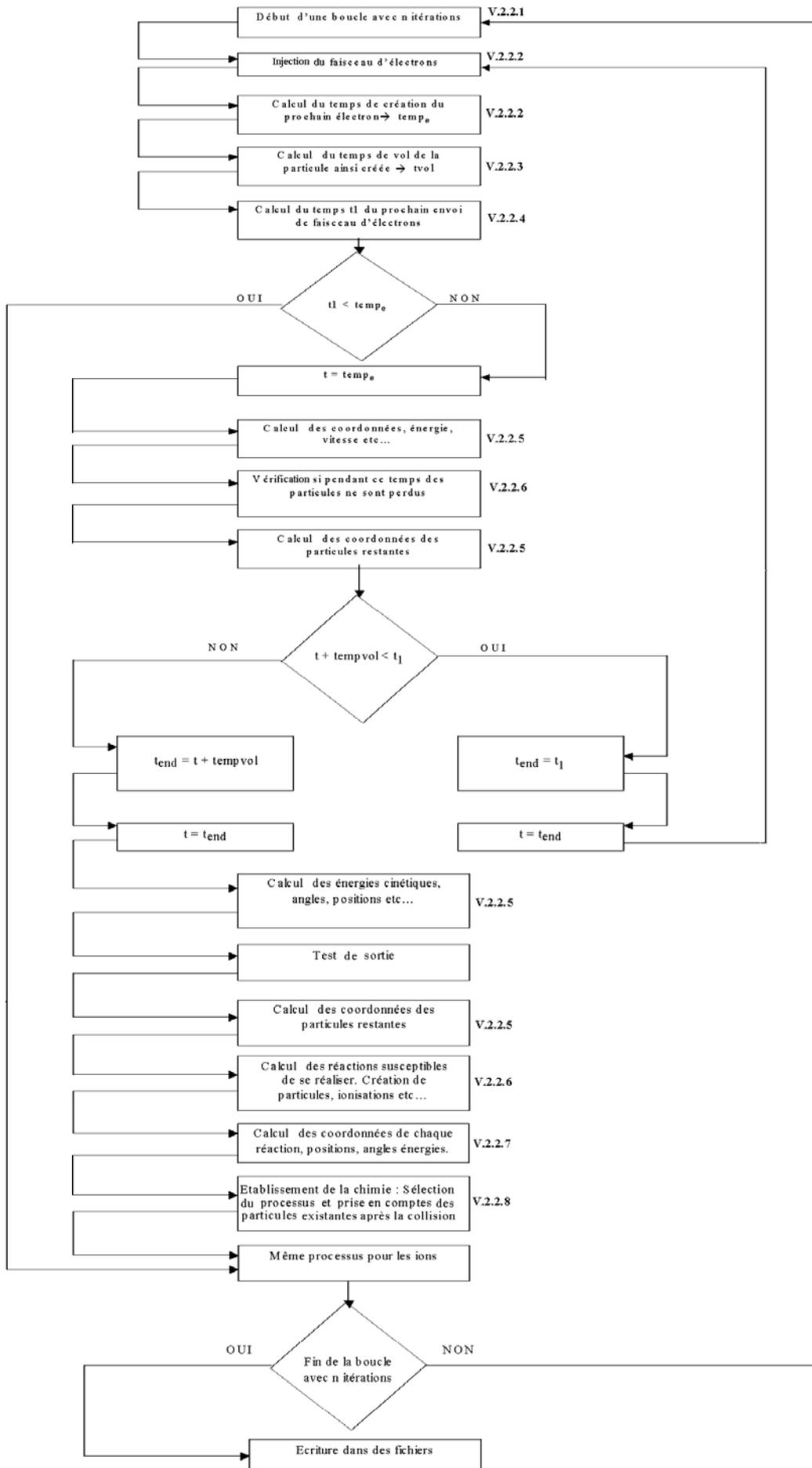
Les descriptions qui vont suivre, expliquent les étapes de calculs dans l'ordre où elles sont exécutées. Le calcul consiste à reproduire l'injection d'un faisceau d'électrons. Les électrons sont introduits progressivement à l'un des bords de la chambre un par un. Chaque macro-particule est suivie jusqu'au prochain pas de temps. Les injections électroniques se font environ toutes les 10^{-11} s, durée correspondant au temps de Maxwell pendant lequel le champ électrique varie peu. Il se forme ainsi un faisceau d'électrons dont les particules sont séparées d'un intervalle de temps d'environ 10^{-11} s. Chaque jet est inclut dans une boucle dont l'algorithme est représenté à la page suivante. Les opérations les plus importantes sont expliquées dans le paragraphe dont le numéro est indiqué à droite de chaque rectangle. Au bout de « n » boucles, il aura été créé un faisceau d'une durée de $n \cdot 10^{-11}$ s. A l'intérieur de chaque boucle, tout un ensemble de processus peut se produire. Cela va de l'injection de l'électron initial au suivi des particules secondaires jusqu'à leur disparition en passant par les processus collisionnels (avec les neutres) pris en considération.

V.2.2.1 Initialisation

L'initialisation du programme commence tout d'abord par une saisie de tous les paramètres nécessaires à l'étude : pression, énergie d'injection, température du gaz, courant d'injection, sections efficaces, rayon, longueur, les constantes du programme (par exemple la permittivité ϵ_0 et les constantes de temps). Le nombre « a » obtenue par tirage aléatoire de valeur uniforme comprise entre 0 et 1 va permettre par exemple la détermination des variables temporelles répertoriées dans le tableau suivant :

t_0	l'instant initial
Δt	pas de temps
temp_e	date de création d'un électron
t_{vol}	temps de vol de l'électron
t_1	date du prochain calcul tel que $t_1 = n \cdot \Delta t$ ($n \in \mathbb{N}^*$)
t	instant réel
t_{end}	date du prochain évènement

Cette variable aléatoire « a » sera utilisée à plusieurs reprises dans la suite de ce document.



V.2.2.2 Injection d'un faisceau d'électrons

L'injection des électrons se fait dans une chambre qui au départ est sans charge d'espace. Progressivement, un champ électrique dû à la charge d'espace apparaît. Afin de calculer ce champ auto-consistant, un maillage est créé permettant de compter le nombre de particules par cellule et d'en déduire ainsi une valeur de densité. Etant donné la symétrie de révolution cylindrique du système, le maillage se fait naturellement selon le rayon. Un découpage à pas variable et surface constante a été choisi afin de simplifier le calcul de la charge d'espace. Cette méthode évite d'avoir à changer le poids des particules en fonction de leur position, il serait autrement nécessaire de modifier le poids des particules situées entre deux mailles et notamment celles se trouvant au centre de la source. Ce découpage est représenté dans la Figure 69. La surface de chaque maille S_{cell} s'écrit alors :

$$S_{cell} = \pi*(r_{i+1}^2 - r_i^2)$$

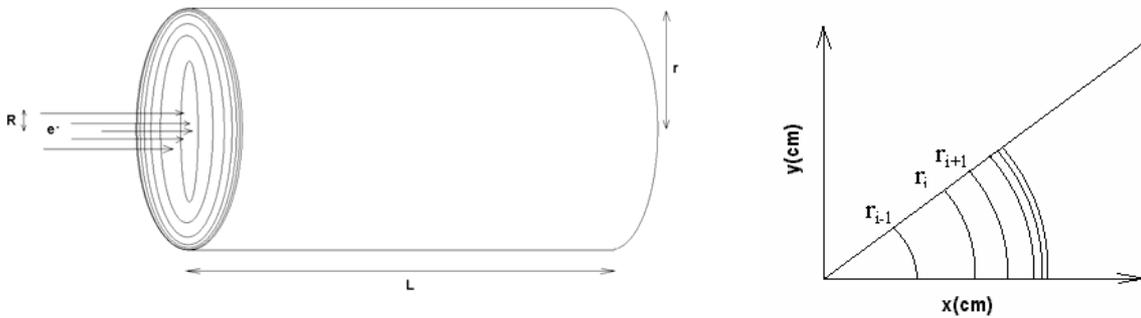


Figure 69 : Représentation du découpage du volume selon l'axe radial.

Un second maillage longitudinal à pas constant va permettre par la suite un calcul deux dimensions. Après avoir créé le maillage le programme commence par produire des électrons dans le bord d'un cylindre fini de rayon « r » et de longueur « L » en présence d'un gaz d'hydrogène. Les électrons ainsi créés vont se voir attribués trois principales caractéristiques : leur énergie initiale, l'instant de leur création et leur position ($z=0$). Afin d'effectuer une approche plus réaliste, l'énergie des électrons n'est pas fixe, mais peut fluctuer sur une gamme d'énergie de largeur ΔE . L'énergie d'injection des électrons est définie de la manière suivante :

$$E_{inj} = E + \Delta E * a$$

Les électrons vont avoir une énergie d'entrée dans la chambre comprise entre E_{inj} et $E_{inj} + \Delta E$. De la même manière l'instant de l'injection appelé $temp_e$ de chaque macro-électron se fait en utilisant un tirage aléatoire :

$$temp_e = n * \Delta t + a * \Delta t = (n + a) * \Delta t$$

« Δt » représente le pas de temps de référence du programme, autrement dit la durée de la boucle décrite par l'algorithme précédent ; cette durée a une valeur d'environ 10^{-11} s, période pendant laquelle le champ électrique est figé. Le nombre « n » est un entier correspondant au numéro de la boucle et donc au nombre de pas de temps déjà incrémenté.

Quant à la position initiale du k^{ème} paquet d'électrons, celle-ci est également déterminée de manière aléatoire par la formule :

$$r_e(k) = R * a$$

La difficulté est de pouvoir initier l'injection sans avoir de contraintes d'explosion de la charge d'espace et par conséquent la divergence brusque du faisceau. Le champ électrique ξ dans un faisceau de section S (avec pour rayon R) et de densité électronique n_e ayant une vitesse v est donné par la formule suivante :

$$\xi = \frac{q.n_e.R}{2\varepsilon_0}$$

En posant :

$$v = \sqrt{\frac{2q.\Delta V}{m}} \quad \text{et} \quad n_e = \frac{I}{q.v.S},$$

ΔV étant la différence de potentiel

Le champ électrique ξ s'écrit alors :
$$\xi = \frac{I.R}{2.S.\varepsilon_0} \cdot \sqrt{\frac{m}{2q\Delta V}}$$

Imaginons un faisceau d'énergie de 100 eV, avec un rayon de 2,5 mm et un courant de 40 mA. Le champ électrique obtenu est de $6,15 \cdot 10^5 \text{ V.m}^{-1}$. Avec une telle valeur de champ le faisceau diverge très vite. Pour y remédier nous introduisons les électrons progressivement afin que les ions créés, compensent progressivement cette charge d'espace. L'idée est alors de moduler le poids des électrons en fonction du temps, autrement dit le poids des macro-particules va être augmenté graduellement jusqu'à ce que la valeur de poids désirée « P_{final} » soit obtenue. Le poids des électrons injectés en fonction du temps est défini de la manière suivante :

$$Poids(t) = P_{final} * (1 - e^{-t/\tau})$$

V.2.2.3 Calcul du temps de vol entre deux collisions

Afin d'établir l'instant du prochain évènement, le calcul du temps de vol est indispensable. Celui-ci se fait à l'aide de tirage aléatoire en utilisant la méthode appelée « méthode de collision nulle ». Cette technique postule l'existence d'une collision n'ayant aucun effet sur la trajectoire des particules, nous tenons compte de ce processus pour normaliser à 1 la somme des probabilités. Si $p_{collision}(t)$ est la probabilité d'avoir une collision à l'instant t quelle que soit sa nature, la probabilité de non évènement est alors :

$$p_{collision_nulle}(t) = 1 - p_{collision}(t)$$

avec $P_{collision}(t) = e^{-v_{totale}.t/vol}$

ν_{totale} est la fréquence totale de collision, elle est définie comme la somme des fréquences de collisions réelles.

Le temps de vol s'obtient alors aisément :

$$t_{vol} = -\frac{\log(1-a)}{\nu_{totale}}$$

V.2.2.4 Temps du prochain calcul

Une fois le temps de vol connu, il est possible de déterminer l'intervalle de temps sur lequel on intègre les équations du mouvement de la particule sur la Figure 70, nous avons illustré les deux cas possibles :

- A gauche, le temps de vol est inférieur à l'intervalle de temps $\Delta t = t_1 - t_0$. Il y a alors à se préoccuper de déterminer l'évènement ayant lieu en $t_0 + t_{vol}$.
- A droite, le temps de vol est supérieur à l'intervalle de temps Δt , il n'y a pas de collision pendant ce temps. Le temps de vol t_{vol} sera diminué de Δt , pour le prochain pas de temps. Cette technique permet de choisir le pas de temps par rapport au temps d'évolution caractéristique du champ électrique. Le temps de vol n'apparaît ici que comme un capital temps pour une particule.

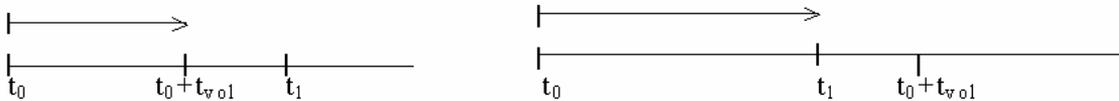


Figure 70 : Représentation de la manière dont est défini le prochain évènement

V.2.2.5 Calcul les coordonnées et autres paramètres physiques

Le calcul des différents paramètres commence tout d'abord par la détermination de la carte de champ électrique. Celle-ci va servir ensuite au calcul des trajectoires des particules chargées en le figeant pendant ce laps de temps. Cette approximation se justifie principalement par une durée ne pouvant pas dépasser 10^{-11} s qui correspond à un temps caractéristique d'évolution du champ électrique. Ce dernier cas de figure se raréfie avec le temps et justifie d'autant plus l'approximation.

i. Elaboration de la carte de champ électrique

- Cas 1D

Dans le cas à une dimension le calcul de la charge d'espace se fait sur le maillage précédemment cité (Figure 69) et passe par la résolution de l'équation de Poisson :

$$\text{Div} \vec{\xi}(r,t) = \frac{e(n_+ - n_-)}{\epsilon_0}$$

On fait l'hypothèse d'un champ purement radial en supposant l'homogénéité axiale du faisceau dans un système à symétrie cylindrique.

$$\text{Ce qui donne concrètement: } \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial r \xi_r}{\partial r}(r, t) = \frac{e(n_+ - n_-)}{\epsilon_0}$$

$$\text{Soit : } d(r \xi_r(r, t)) = r \cdot dr \cdot \frac{e(n_+ - n_-)}{\epsilon_0}$$

Le champ électrique se calcule donc de la manière suivante :

$$\xi_r(r, t) = e \sum_{i=3}^{i=lx} dn(i-1) \frac{(r_g^2(i) - r_g^2(i-1))}{2 \cdot \epsilon_0 \cdot r_g(i)}$$

avec $dn(i-1) = n_+(i-1) - n_-(i-1)$, $r_g(i)$ la position du nœud i , et lx étant le nombre de nœuds.

- Cas 2D

Nous verrons dans la suite de ce document qu'une simple approche à une dimension n'est pas suffisante et qu'une étude à deux dimensions s'impose. Cette étude est par conséquent complémentaire de la première et va permettre de mieux discerner les problèmes rencontrés.

$$\text{L'équation de Poisson s'écrit : } \text{Div} \vec{\xi}(r, t) = \frac{1}{r} \frac{\partial r \xi_r}{\partial r} + \frac{\partial \xi_z}{\partial z} = \frac{e(n_+ - n_-)}{\epsilon_0}$$

Le calcul des densités de charges se fait sur le même maillage radial que précédemment en ajoutant une discrétisation de l'axe longitudinal à pas constant (voir Figure 71).

Sachant que $\vec{\xi} = -\text{grad}V$ cette équation peut se transformer de la manière suivante :

$$\frac{\partial^2 V(r, z)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial V(r, z)}{\partial r} + \frac{\partial^2 V(r, z)}{\partial z^2} = \frac{e(n_+ - n_-)}{\epsilon_0}$$

Pour la résoudre, nous avons discrétisé cette équation avec une technique des différences finies dans un l'élément de volume $2\pi r \cdot dr \cdot dz$. Il est alors possible de développer cette équation autour du point de coordonnées (i, j) (Figure 71).

Il faut alors développer l'équation de Poisson sachant que $\left. \frac{\partial V(r, z)}{\partial r} \right|_{j+\frac{1}{2}} = \frac{V_{j+1} - V_{j-1}}{\Delta r}$ et

$\left. \frac{\partial V(r, z)}{\partial z} \right|_{i+\frac{1}{2}} = \frac{V_{i+1} - V_{i-1}}{\Delta z}$. Après un développement long et laborieux nous obtenons une équation

linéaire à 5 inconnues de la forme :

$$C_{i,j,1} \cdot V(i-1, j) + C_{i,j,2} \cdot V(i, j-1) + C_{i,j,3} \cdot V(i, j) + C_{i,j,4} \cdot V(i, j+1) + C_{i,j,5} \cdot V(i+1, j) = C_{i,j,6}$$

$V(i,j)$ étant le potentiel au nœud de coordonnées (i,j) et $C_{i,j,6}$ n'est autre que le terme source. La Figure 71 illustre le découpage réalisé ainsi que la position de chacun des points.

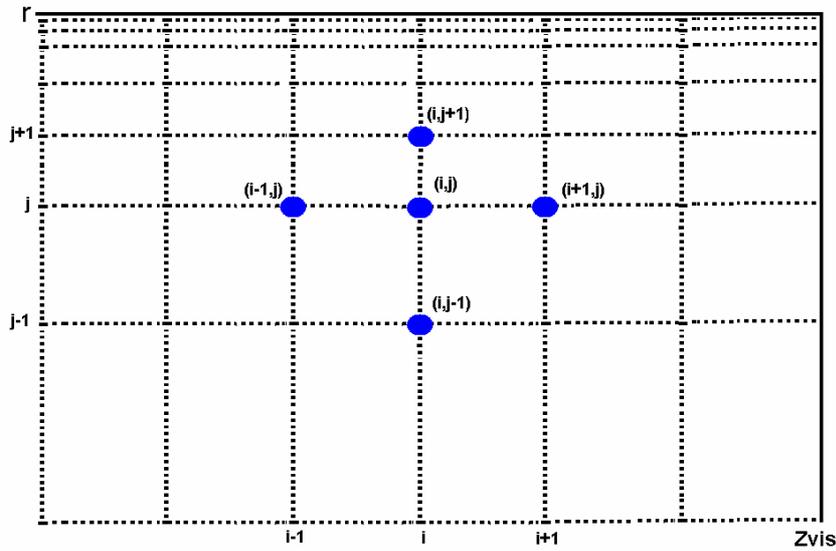


Figure 71 : Discretisation spatiale de la chambre

Supposons que N soit le nombre total de nœuds du maillage, l'ensemble des équations va alors former un système de N équations à N inconnues pouvant se mettre sous la forme matricielle $AV=B$. A est par conséquent une matrice $N*N$, V le potentiel recherché et B le vecteur composé des termes sources de chacun des N nœuds. Sachant que chaque équation représente un nœud et chaque nœud a quatre voisins, les autres éléments de la matrice sont des zéros. S'obtient alors de cette manière des équations mises sous la forme d'une matrice tri-diagonale : une diagonale centrale composée des composantes $C_{i,j,2}, C_{i,j,3}, C_{i,j,4}$, une diagonale supérieure composée des coefficients $C_{i,j,5}$ et une diagonale inférieure composée des $C_{i,j,1}$. La matrice A prendra ainsi la forme de celle qui figure ci-dessous :

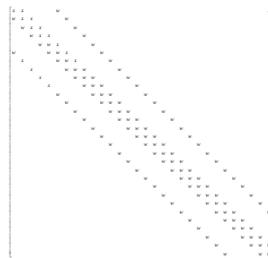


Figure 72 : Représentation schématisée de la matrice tri-diagonale A.

Une fois la carte de potentiel obtenue, il est alors possible de calculer les valeurs du champ électrique sur deux dimensions.

ii. Calcul de la vitesse par la méthode de Runge Kutta

Le calcul des positions, vitesses et trajectoires des particules se fait en tenant compte du champ de charge d'espace et en résolvant l'équation fondamentale de la dynamique du point matériel. Cette équation de la mécanique est résolue par un Runge Kutta implicite d'ordre 4 qui est une méthode numérique de résolution d'équations différentielles.

D'après le principe fondamental de la dynamique, nous avons : $\vec{a} = \sum \vec{F}_{ext}$

Dans le cas présent la force extérieure \vec{F}_{ext} n'est autre que la force d'interaction coulombienne, et l'accélération s'écrit : $\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt}$.

Pour discrétiser cette équation nous définissons un pas de temps h :

$$h = \frac{t_{end} - t}{5}$$

avec $v_{n+1} = v(t+h)$

Le développement de Taylor à l'ordre p donne :

$$\frac{v_{n+1} - v_n}{h} = \sum_{i=1}^p \left(\frac{h^i \cdot a(t, v(t))^{(i)}}{i!} \right) + O(h^{p+1})$$

On pose : $\varphi(t, v(t), h) = \frac{v_{n+1} - v_n}{h}$, cette fonction $\varphi(t, v(t), h)$ ne dépendant que de $a(t, v(t))$ et pas des ses dérivées. La forme recherchée de la fonction φ est la suivante :

$$\varphi(t, v(t), h) = \alpha_1 a(t, v_n) + \alpha_2 a(t + \beta_2 h, v_n + \gamma_2 h * a(t, v_n)) + \alpha_3 a(t + \beta_3 h, v_n + \gamma_3 h * a(t + \beta_2 h, v_n + \gamma_2 h a(t, v_n))) + \alpha_4 a(t + \beta_4 h, v_n + \gamma_4 h * a(t + \beta_3 h, v_n + \gamma_3 h * a(t + \beta_2 h, v_n + \gamma_2 h * a(t, v_n))))$$

Après avoir identifié les paramètres $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4, \beta_1, \beta_2, \beta_3, \beta_4, \gamma_1, \gamma_2, \gamma_3, \gamma_4$ la méthode Runge Kutta permet d'exprimer la vitesse de la particule à l'instant $t+h$

$$v_{n+1} = v_n + \frac{k_1}{6} + \frac{k_2}{3} + \frac{k_3}{3} + \frac{k_4}{6} + O(h^5)$$

Avec : $k_1 = h * a(t, v_n)$

$$k_2 = h * a\left(t + \frac{h}{2}, v_n + \frac{k_1}{2}\right)$$

$$k_3 = h * a\left(t + \frac{h}{2}, v_n + \frac{k_2}{2}\right)$$

$$k_4 = h * a(t + h, v_n + k_3)$$

Il est ainsi possible de déduire les paramètres tel que la vitesse, la position et trajectoire de la particule.

V.2.2.6 Calcul de l'évènement susceptible de se produire

A ce niveau du programme, le calcul des évènements susceptibles de se produire n'a pas encore été fait. Ces évènements énumérés dans le paragraphe V.2.2.8 sont pris en compte dès

lors qu'une collision doit avoir lieu. A ce moment là, une fonction calcule la probabilité de produire la réaction « J » :

$$PC_J(\varepsilon) = \sigma(\varepsilon).N_0 \cdot \frac{v_e(k)}{v_{totale}}$$

$\sigma(\varepsilon)$ est la section efficace du processus à l'énergie ε . Elle est déterminée à partir d'un tableau à l'aide d'un sous-programme utilisant une fonction « splin » qui interpole la valeur de section efficace correspondant à l'énergie mise en jeu.

$v_e(k)$ est la vitesse du k^{eme} électron

v_{totale} est la fréquence totale de réaction

Afin de connaître le prochain processus le programme effectue le tirage d'un nombre aléatoire « a » et recherche le numéro du processus « J » respectant la condition suivante :

$$\sum_{J=0}^{J-1} PC_J(\varepsilon) < a \leq \sum_{J=0}^J PC_J(\varepsilon)$$

$PC_J(\varepsilon)$ étant calculé de la manière suivante $PC_J(\varepsilon) = \frac{v_J}{v_{totale}}$

v_J est la fréquence du processus numéro « J » tel que : $v_J = N \cdot \sigma_J(v) \cdot v_e$

Pour schématiser cela, prenons un processus de chaque type de collision à savoir :

$v_{el}(\varepsilon)$, la fréquence de collision élastique

$v_{ex}(\varepsilon)$, étant la fréquence de collision d'excitation

$v_{ion}(\varepsilon)$, la fréquence de collision ionisante

$v_{nul}(\varepsilon)$, la fréquence de collision nulle

Sachant que v_{totale} est la somme des fréquences de réaction on a :

$$v_{totale} = v_{el}(\varepsilon) + v_{ex}(\varepsilon) + v_{ion}(\varepsilon) + v_{nul}(\varepsilon) = c^{te}$$

La Figure 73 donne un exemple du procédé de décision du prochain évènement, à savoir que pour une énergie donnée ε , si la valeur « a » tirée au sort est inférieure à $\frac{v_J}{v_{totale}}$ le processus J sera choisi, si « a » est supérieure à $\frac{v_J + v_{J+1}}{v_{totale}}$ la collision élastique prendra place, autrement ce sera le processus $J+1$.

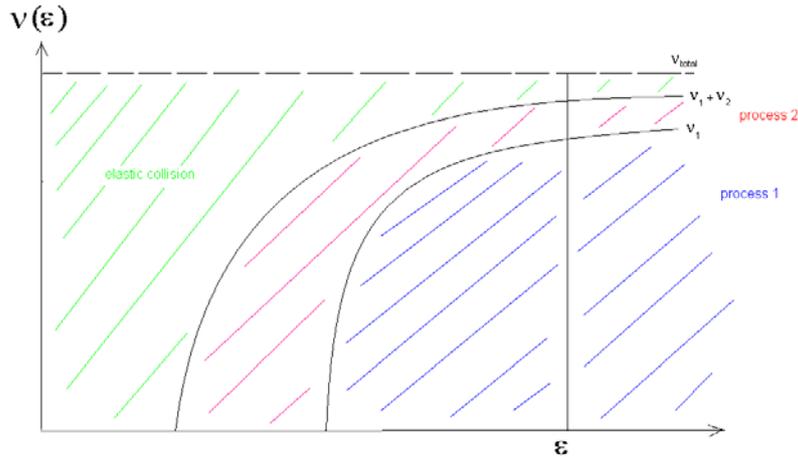


Figure 73 : Procédé de décision concernant du prochain évènement

V.2.2.7 Calcul des angles et vitesse après collision

i. Les lois de transformations

Cette étude porte uniquement sur des collisions de type binaire. Il est dans ce cas utile d'avoir recours à un changement de coordonnées. Le calcul des angles et vitesses après collision nécessite l'utilisation de lois de transformations. Grâce à la loi de conservation de la quantité de mouvement, nous pouvons faire les calculs dans le référentiel du centre de masse (*cdm*). Cette loi implique la conservation de la quantité de mouvement totale quel que soit le référentiel. Les développements qui suivent utilisent cette loi à plusieurs reprises ainsi que des formules de passages d'un référentiel à un autre. Les variables indicées « *L* » font référence au système du laboratoire alors que celles comportant l'indice « *cdm* » renvoient au référentiel du centre de masse. Les variables utilisées dans la suite de la description des calculs feront toutes références à celles qui sont explicitées dans la Figure 74 ainsi qu'aux lois de transformations du présent paragraphe. Cette figure représente la composition des vitesses relatives du système dans le repère du laboratoire (à gauche) avant collision et dans le repère du centre de masse (à droite) après collision.

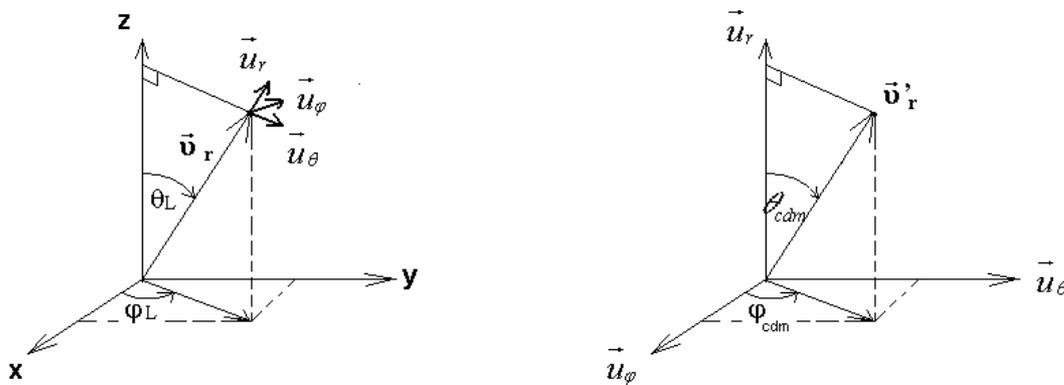


Figure 74 : Composition des vitesses relatives

La composition des vitesses dans le système du laboratoire s'écrit suivant les transformations d'Euler avec les notations utilisées sur la Figure 74. θ_{cdm} et φ_{cdm} étant respectivement l'angle de déflexion et l'angle azimutal de déflexion dans le référentiel du centre de masse.

$$\begin{aligned} v'_{rx} &= v'_r (\cos \theta_{cdm} \cos \varphi_L \sin \theta_L + \sin \theta_{cdm} \sin \varphi_{cdm} \cos \theta_L \cos \theta_L - \sin \theta_{cdm} \cos \varphi_{cdm} \sin \varphi_L) \\ v'_{ry} &= v'_r (\cos \theta_{cdm} \sin \varphi_L \sin \theta_L + \sin \theta_{cdm} \sin \varphi_{cdm} \cos \theta_L \sin \theta_L + \sin \theta_{cdm} \cos \varphi_{cdm} \sin \varphi_L) \\ v'_{rz} &= v'_r (\cos \theta_{cdm} \cos \theta_L - \sin \theta_{cdm} \sin \varphi_{cdm} \sin \theta_L) \end{aligned}$$

Or $\cos \varphi'_{cdm} = \frac{v'_{rx}}{\sqrt{v'^2_{rx} + v'^2_{ry}}}$ donc $\cos \varphi'_{cdm}$ s'écrit:

$$\cos \varphi'_{cdm} = (\cos \theta_{cdm} \cos \varphi_L \sin \theta_L + \sin \theta_{cdm} \sin \varphi_{cdm} \cos \theta_L \cos \theta_L - \sin \theta_{cdm} \cos \varphi_{cdm} \sin \varphi_L) / \sin \theta'_L$$

et

$$\sin \varphi'_{cdm} = \frac{v'_{ry}}{\sqrt{v'^2_{rx} + v'^2_{ry}}} \text{ donc } \sin \varphi'_{cdm} \text{ s'écrit :}$$

$$\sin \varphi'_{cdm} = (\cos \theta_{cdm} \sin \varphi_L \sin \theta_L + \sin \theta_{cdm} \sin \varphi_{cdm} \cos \theta_L \sin \theta_L + \sin \theta_{cdm} \cos \varphi_{cdm} \sin \varphi_L) / \sin \theta'_L$$

ii. Calcul des vitesses après une collision inélastique

Supposons deux particules A et B entrant en collision inélastique, celles-ci vont donner deux particules A' et B' :



En posant m, v les paramètres avant interaction et m', v' ceux des particules résultent de la collision binaire, la conservation de la quantité de mouvement s'écrit :

$$\begin{aligned} m_B v_{B/L} + m_A v_{A/L} &= (m_B + m_A) v_{cdm} \\ m_B' v'_{B/L} + m_A' v'_{A/L} &= (m_B' + m_A') v'_{cdm} \end{aligned}$$

avec v_{cdm} et v'_{cdm} définie comme étant la vitesse du centre de masse avant et après le choc. Ces vitesses s'écrivent donc:

$$\begin{aligned} \vec{v}_{cdm} &= \frac{m_B \vec{v}_{B/L} + m_A \vec{v}_{A/L}}{m_A + m_B} \\ \vec{v}'_{cdm} &= \frac{m_B' \vec{v}'_{B/L} + m_A' \vec{v}'_{A/L}}{m_B' + m_A'} \end{aligned}$$

Et en utilisant les équations de la relativité de la mécanique classique, il est facile d'obtenir les vitesses de A et B dans le système du centre de masse avant et après la collision, en fonction des vitesses relatives v_t et v'_r .

$$\begin{aligned}\vec{v}_{B/cdm} &= \vec{v}_{B/L} - \vec{v}_{cdm} = \frac{m_A}{m_B + m_A} \vec{v}_r \\ \vec{v}_{A/cdm} &= \vec{v}_{A/L} - \vec{v}_{cdm} = -\frac{m_B}{m_B + m_A} \vec{v}_r \\ \vec{v}'_{B/cdm} &= \vec{v}'_{B/L} - \vec{v}'_{cdm} = \frac{m'_A}{m'_B + m'_A} \vec{v}'_r \\ \vec{v}'_{A/cdm} &= \vec{v}'_{A/L} - \vec{v}'_{cdm} = -\frac{m'_B}{m'_A + m'_B} \vec{v}'_r\end{aligned}$$

La variation d'énergie cinétique est donnée par :

$$\Delta E_c = \frac{1}{2} m_B v_{B/L}^2 + \frac{1}{2} m_A v_{A/L}^2 - \frac{1}{2} m'_B v'^2_{B/L} - \frac{1}{2} m'_A v'^2_{A/L}$$

En utilisant les formules précédentes l'énergie cinétique s'écrit alors :

$$\Delta E_c = \frac{1}{2} \frac{m_A m_B}{m_A + m_B} \left(v_r^2 - \frac{2(m'_A + m'_B)}{m'_A m'_B} v_r^2 \right)$$

Une partie de l'énergie cinétique est convertie en énergie interne E_k (si l'énergie cinétique est supérieure au seuil de réaction).

v'_r devient alors :

$$v_r'^2 = \frac{m_A m_B}{m'_A m'_B} \left(v_r^2 - \frac{2(m_A + m_B)}{m_A m_B} E_k \right)$$

iii. Excitation moléculaire ou atomique

Le cas particulier d'une excitation moléculaire correspond au cas où les particules ont la même masse avant et après la collision, soit $m' = m$. Partant de l'expression précédente, la vitesse après impact s'écrit :

$$v_r' = \left(v_r^2 - \frac{2(m_B + m_A)}{m_B m_A} E_k \right)^{\frac{1}{2}}$$

En considérant le cas particulier mais néanmoins le plus probable d'une interaction entre une particule lourde et une légère, à savoir une collision électron-molécule d'hydrogène. La molécule peut être considérée immobile étant donné un rapport de masse supérieur à 3600 (cette approximation est aussi valable pour un atome). La molécule d'hydrogène étant considérée au repos la vitesse relative après choc est la suivante :

$$v_r' = \left(v_r^2 - \frac{2}{m} E_k \right)^{\frac{1}{2}}$$

$$\text{Avec } \cos \theta_{cdm} = \frac{\vec{v}_r \cdot \vec{v}'_r}{\|\vec{v}_r\| \|\vec{v}'_r\|}$$

iv. La collision élastique

La collision élastique est l'interaction la plus simple à gérer. En effet, celle-ci ne suppose pas de transformation des particules mises en jeu et ne demande par conséquent qu'une modification des vitesses après collision. La vitesse d'un électron dans le système de centre de masse après une collision élastique avec une molécule est calculée à partir de la formule suivante :

$$v' = v \sqrt{1 - 2 \frac{m_B}{m_A} (1 - \cos \theta_{cdm})}$$

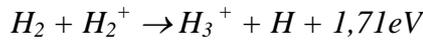
θ_{cdm} est l'angle de déflexion après collision dans le système de centre de masse et se détermine à partir d'un nombre aléatoire « a » à l'aide de la loi de probabilité suivante :

$$a = \frac{\int_0^{\theta_{cdm}} \sigma(\varepsilon, \theta_{cdm}) \cdot \sin \theta_{cdm} \cdot d\theta_{cdm}}{\int_0^\pi \sigma(\varepsilon, \theta_{cdm}) \cdot \sin \theta_{cdm} \cdot d\theta_{cdm}}$$

$\sigma(\varepsilon, \theta_{cdm})$ est la section efficace différentielle de collision

v. Collision entre un ion H_2^+ et une molécule d'hydrogène : production d'ions H_3^+

La production d'un ion H_3^+ se fait à l'aide de la réaction exothermique suivante :



Pour calculer la vitesse des particules après collision, il est possible d'évaluer les angles de déflexions et d'en déduire ensuite la vitesse de chacune d'elles en respectant la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement. Pour se faire, évaluons dans un premier temps la différence $v^2_{B/L} - v'^2_{B/L}$.

$$v^2_{B/L} - v'^2_{B/L} = (\vec{v}_{cdm} + \vec{v}_{B/cdm})^2 - (\vec{v}'_{cdm} + \vec{v}'_{B/L})^2$$

En tenant compte de la conservation de la masse $m_A + m_B = m_A' + m_B'$ et en introduisant les vitesses relatives, l'équation précédente s'écrit :

$$v^2_{B/L} - v'^2_{B/L} = 2 \cdot \left(\vec{v}_{A/L} + \frac{m_B}{m_B + m_A} \vec{v}_r \right) \cdot \left(\frac{m_A}{m_B + m_A} \vec{v}_r - \frac{m_A'}{m_B + m_A} \vec{v}'_r \right) + v^2_{B/cdm} - v'^2_{B/cdm}$$

En considérant la particule A au repos (dans l'exemple ci-dessous, ce serait une molécule d'hydrogène), l'équation précédente s'écrit :

$$v^2_{B/L} - v'^2_{B/L} = \frac{2 \cdot m_B \cdot m_A}{(m_B + m_A)^2} \cdot \left(v_r^2 - \frac{m_A'}{m_A} \vec{v}_r \cdot \vec{v}'_r \right) + v^2_{B/cdm} - v'^2_{B/cdm}$$

En divisant les deux membres de l'équation par $v_{B/L}^2$, le rapport $\left(\frac{v'_{B/L}}{v_{B/L}}\right)^2$ s'obtient aisément. Ce rapport peut être obtenu en fonction de l'angle polaire de diffusion θ_{cdm} dans le système du centre de masse par la formule suivante : $\cos \theta_{cdm} = \frac{\vec{v}_r \cdot \vec{v}'_r}{\|\vec{v}_r\| \|\vec{v}'_r\|}$

En faisant les changements de variables suivants: $\varepsilon \equiv \frac{E_K}{\frac{1}{2} m v_{B/L}^2}$, $\mu \equiv \frac{m_B}{m_A}$, $\alpha \equiv \mu \cdot \frac{m_A'}{m_B'}$, le rapport s'écrit alors :

$$\left(\frac{v'_{B/L}}{v_{B/L}}\right)^2 = \frac{1 + \mu^2 + 2\mu\sqrt{\alpha}\sqrt{1 - (1 + \mu)\varepsilon} \cos \theta_{cdm} - \alpha(1 + \mu)\varepsilon - (1 - \alpha)}{(1 + \mu)^2}$$

Sachant par exemple que : $\cos \theta_L = \frac{\vec{v}_{B/L} \cdot \vec{v}'_{B/L}}{\|\vec{v}_{B/L}\| \|\vec{v}'_{B/L}\|}$

Le produit scalaire $\vec{v}_{B/L} \cdot \vec{v}'_{B/L}$ donne :

$$\vec{v}_{B/L} \cdot \vec{v}'_{B/L} = v_{cdm}^2 + \vec{v}_{cdm} \cdot \vec{v}_{B/cdm} + \vec{v}_{cdm} \cdot \vec{v}'_{B/cdm} + \vec{v}_{B/cdm} \cdot \vec{v}'_{B/cdm}$$

Cela donne :

$$\cos \theta_L = \frac{\mu + \sqrt{\alpha}\sqrt{1 - (1 + \mu)\varepsilon} \cos \theta_{cdm}}{\sqrt{1 + \mu^2 + 2\mu\sqrt{\alpha}\sqrt{1 - (1 + \mu)\varepsilon} \cos \theta_{cdm} - \alpha(1 + \mu)\varepsilon - (1 - \alpha)}}$$

Par géométrie $\sin \theta_L$ s'obtient aisément:

$$\sin \theta_L = \frac{\sqrt{\alpha}\sqrt{1 - (1 + \mu)\varepsilon} \sin \theta_{cdm}}{\sqrt{1 + \mu^2 + 2\mu\sqrt{\alpha}\sqrt{1 - (1 + \mu)\varepsilon} \cos \theta_{cdm} - \alpha(1 + \mu)\varepsilon - (1 - \alpha)}}$$

En posant $m = m'$, nous retrouvons les formules de transformations d'une collision élastique :

$$\cos \theta_L = \frac{m_B + m_A \cos \theta_{cdm}}{\sqrt{m_B^2 + m_A^2 + 2m_B m_A \cos \theta_{cdm}}}$$

$$\sin \theta_L = \frac{m_A \sin \theta_{cdm}}{\sqrt{m_B^2 + m_A^2 + 2m_A m_B \cos \theta_{cdm}}}$$

vi. Calcul de l'angle de déflexion après une ionisation

Il arrive que l'interaction entre un électron et une molécule soit à l'origine de réaction d'ionisation ; il apparaît alors une troisième particule qui est un électron secondaire. Le calcul de l'angle d'émission nécessite encore une fois le tirage au sort de deux valeurs aléatoires a_d et a_e . Un sous programme calcule l'angle de diffusion θ_d dans le système du centre de masse et l'énergie de l'électron émis ε_e en respectant les conditions suivantes :

$$a_d = \frac{\int_0^{\theta_d} \frac{d^2\sigma(\varepsilon_i, \varepsilon_e, \theta_{cdm})}{d\theta_{cdm} \cdot d\varepsilon} \cdot \cos \theta_{cdm} \cdot d\theta_{cdm}}{\int_0^{\pi} \frac{d^2\sigma(\varepsilon_i, \varepsilon_e, \theta)}{d\theta_{cdm} \cdot d\varepsilon} \cdot \cos \theta_{cdm} \cdot d\theta_{cdm}}$$

$$a_e = \frac{\int_0^{\varepsilon_e} \frac{d^2\sigma(\varepsilon_i, \varepsilon_e, \theta_{cdm})}{d\theta_{cdm} \cdot d\varepsilon} \cdot d\varepsilon}{\int_0^{\varepsilon_i - I} \frac{d^2\sigma(\varepsilon_i, \varepsilon_e, \theta_{cdm})}{d\theta_{cdm} \cdot d\varepsilon} \cdot d\varepsilon}$$

$\frac{d^2\sigma(\varepsilon_i, \varepsilon_e, \theta_{cdm})}{d\theta_{cdm} \cdot d\varepsilon}$ est la densité de probabilité du processus

ε_i est l'énergie de l'électron incident

ε_e est l'énergie de l'électron émis tel que : $0 \leq \varepsilon_e \leq \frac{\varepsilon_i - I}{2}$

ε_d est l'énergie de l'électron diffusé tel que $\varepsilon_d > \varepsilon_e$; cette énergie peut être calculée à partir de la relation $\varepsilon_i = \varepsilon_d + \varepsilon_e + I$, provenant du principe de la conservation de l'énergie. I est l'énergie de seuil d'ionisation.

θ_d est l'angle de l'électron diffusé par rapport à la direction de l'électron incident dans le repère du système du centre de masse. Tous ces paramètres sont représentés dans le schéma de la Figure 75.

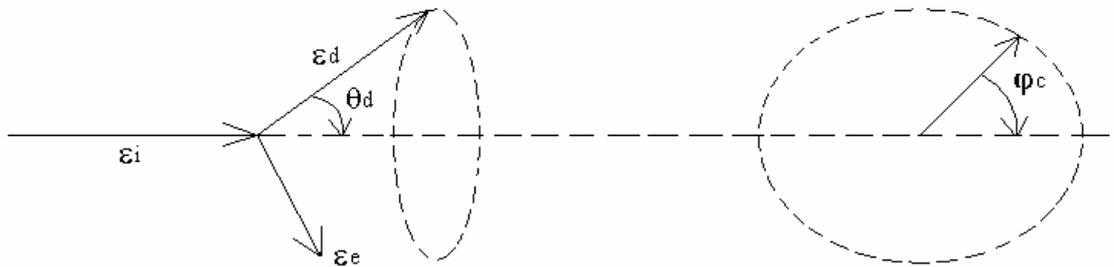


Figure 75 : Représentation spatiale des différents dans le système du centre de masse.

L'angle polaire θ_e de l'électron est relié à l'angle θ_d par la relation $\theta_d = \theta_e + \frac{\pi}{2}$, respectant ainsi la conservation de la quantité de mouvement. Après avoir réalisé un tirage aléatoire supplémentaire, le calcul de l'angle de diffusion φ_{cdm} se fait tel que $\varphi_{cdm} = 2\pi a$. A la suite de ce calcul le programme tient compte de l'existence du nouvel ion H_2^+ . Il est alors aisé

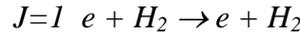
de retrouver les angles de diffusion dans le système du laboratoire en utilisant les lois de transformations précédentes (§V.2.2.7i), ainsi que le calcul des vitesses des particules, la conservation de l'énergie et les angles calculés.

V.2.2.8 Les processus réactionnels

Dans le programme, nous considérons différents processus de collisions. Nous attribuons à chaque réaction un numéro ou rang. Un indice appelé « J » permet d'identifier le processus sélectionné au cours de l'étape (§V.2.2.6). Bien que n'ayant pas de rapport direct avec les ions négatifs cette cinétique reste très importante. Elle permet de déterminer la densité de plusieurs espèces à travers lesquelles il est possible d'en déduire un taux de dissociation (voir § ix). Les atomes ainsi formés jouent un rôle déterminant dans le calcul de la densité de molécules excitées vibrationnellement à l'origine des ions H⁻. Sont listée ci-dessous l'ensemble des processus dont le code PIC-MCC tient compte.

i. Collision élastique

C'est le seul cas probable si l'électron incident a une énergie inférieure au seuil d'excitation ε_1 .

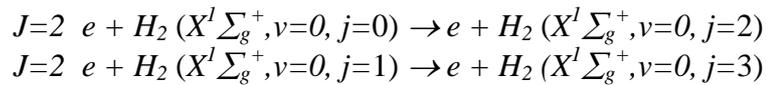


Après la collision la vitesse de l'électron est :

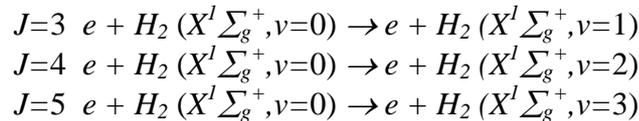
$$v' = v \left(1 - \frac{2m(1 - \cos\theta)}{M} \right)^{\frac{1}{2}}$$

ii. Excitation rotationnelle (e-V)

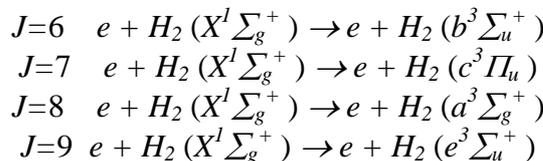
Le programme fait une moyenne de ces deux processus :



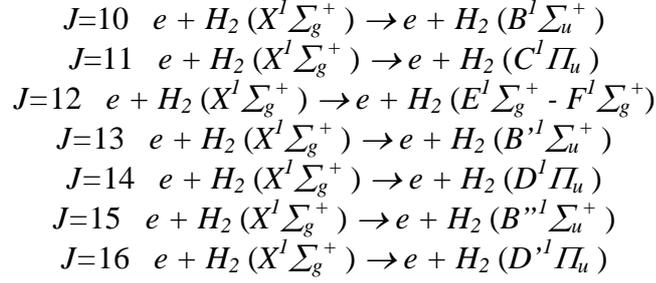
iii. Excitation vibrationnelle



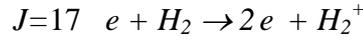
iv. Excitation électronique des états triplets



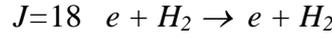
v. **Excitation de l'état fondamental aux états singulets électronique**



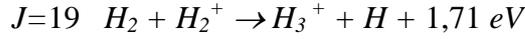
vi. **L'ionisation**



vii. **Collision nulle**



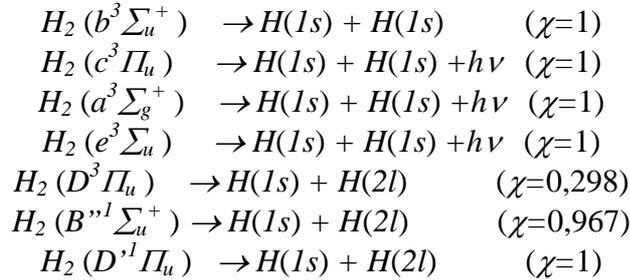
viii. **La cinétique ionique (transfert de charge)**



Les atomes produits à l'aide de ce processus seront ensuite inclus avec les atomes de dissociation dans le code fluide pour le calcul des ions H⁺.

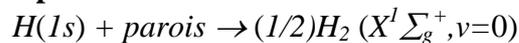
Le programme utilise les molécules excitées précédemment calculées pour déterminer la densité atomique à l'aide du taux de branchement χ entre le radiatif et la dissociation.

ix. **Dissociation Moléculaire**



Nous considérons que les molécules se désexcitent vers l'état $b^3 \Sigma_u^+$ qui est un état dissociatif.

x. **Réassociation contre les parois**



Les sections efficaces utilisées sont représentées sur la Figure 76, elles proviennent de Loureiro^[76] pour des énergies inférieures à 40 eV et de Tawara^[77] pour les énergies supérieures.

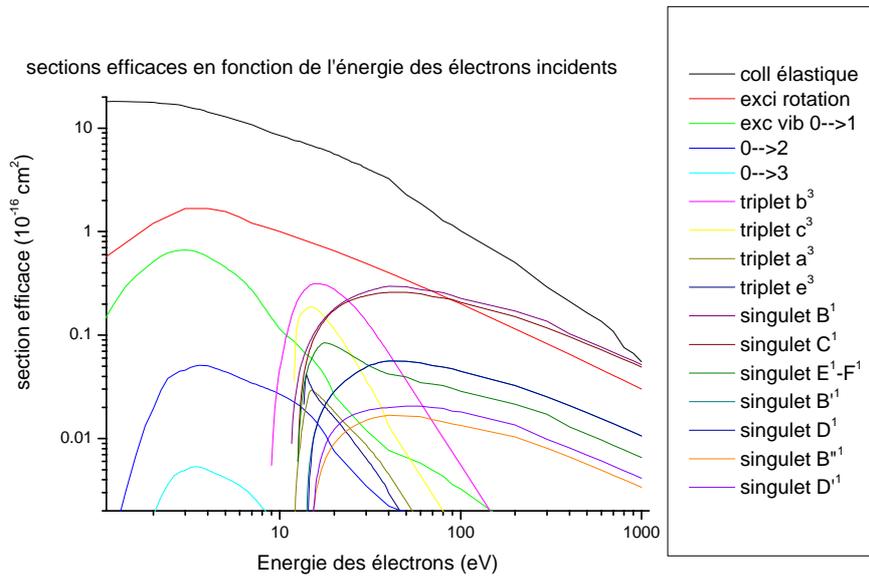


Figure 76 : Sections efficaces des différents processus

V.3. Le code fluide

V.3.1 Introduction de la chimie prise en compte (Description du fluide)

Le code Monte-Carlo décrit dans la partie précédente permet l'obtention de la fonction de distribution à la fois en énergie et spatial, des espèces mises en jeu (électrons, ions). Ces fonctions permettent ensuite de calculer des termes sources utiles à l'obtention de la densité en ions négatifs.

V.3.1.1 Introduction des conditions initiales :

La description de ce second code se découpe en deux parties : elle débute par une introduction générale des calculs permettant d'avoir une vision générale sur le code fluide et de mieux comprendre la démarche adoptée. Puis suivra une explication plus détaillée sur le fonctionnement du code fluide.

Les termes source précédemment évoqués sont principalement au nombre de quatre et correspondent aux processus de production et destruction des états vibrationnels du fondamental de H₂(X,v) : e-V, E-V, V-T, V-V. Ainsi, le terme source est la somme des contributions de chaque processus. Sachant que la réaction V-T a une composante atomique et moléculaire le terme source s'écrit^[78] :

$$\left(\frac{\partial N_v}{\partial t}\right)_{e-V} + \left(\frac{\partial N_v}{\partial t}\right)_{E-V} + \left(\frac{\partial N_v}{\partial t}\right)_{V-T}^m + \left(\frac{\partial N_v}{\partial t}\right)_{V-T}^a + \left(\frac{\partial N_v}{\partial t}\right)_{V-V}$$

La méthode qui a été utilisée dans le cadre de ce travail consiste à estimer la densité de molécules excitées au centre de la chambre plasma. Connaissant la distribution spatiale des termes sources il est possible sans trop de difficultés de déduire de proche en proche les densités de molécules excitées des cellules voisines. C'est un calcul itératif qui est exécuté jusqu'à la paroi où est faite une correction respectant les conditions limites. Tenant compte de ces corrections, un second calcul allant de la paroi au centre de la source est réalisé en respectant les conditions limites au centre de la source. En effet, la symétrie cylindrique implique un flux de molécules nul à cet endroit. Se déduit alors la densité de molécules excitées au centre de la source. L'équation à résoudre dite maîtresse s'écrit :

$$\left(\frac{\partial N_v}{\partial t}\right)_{e-V} + \left(\frac{\partial N_v}{\partial t}\right)_{E-V} + \left(\frac{\partial N_v}{\partial t}\right)_{V-T}^m + \left(\frac{\partial N_v}{\partial t}\right)_{V-T}^a + \left(\frac{\partial N_v}{\partial t}\right)_{V-V} = 0$$

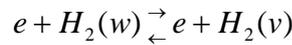
Le calcul de la distribution des ions H^- devient alors possible grâce à la distribution spatiale des molécules excitées. Ce calcul de création d'ions négatifs est fait de deux manières, la première ne tient pas compte de leur transport et ne correspond qu'à une photo instantanée de la production spatiale de ces ions. La justification de ce calcul provient de résultats obtenus par D.Riz et J.Pamela^[53] indiquant que les ions H^- sont détruit au-delà d'un rayon de 3 cm. Le calcul d'un simple ratio (termes source sur termes de perte) permet de connaître le point de production des ions H^- afin de les extraire de cet endroit.

Par contre la seconde manière tient compte de leur transport et permettra par la suite une étude qualitative sur la différence entre les deux méthodes

V.3.2 Description des Calculs

V.3.2.1 Calcul des coefficients des réactions e – V

Les processus e-V sont des réactions de collisions entre électrons et molécules d'hydrogène selon la réaction :



Ce sont des réactions qui se déroulent à très basses énergies (lorsque l'énergie des électrons mise en jeu est comprise environ entre 1 et 5 eV). Elles ont pour effet le peuplement des faibles niveaux vibrationnels.

Le terme source de ce processus est calculé de la manière suivante^[79] :

$$\left(\frac{\partial N_v}{\partial t}\right)_{e-V} = n_e \left(\sum_{w \neq v} C_{w,v} N_w - N_v \sum_{v \neq w} C_{v,w} \right)$$

$$\text{avec } C_{w,v} = \int f_e(E) v_e(E) \sigma_{w,v}(E) dE$$

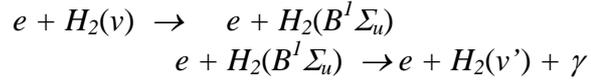
$f_e(E)$ étant la fonction de distribution des électrons, v_e la vitesse des électrons et $\sigma_{v,w}(E)$ la section efficace de transition du niveau w vers le niveau v .

Les sections efficaces utilisées $\sigma_{v,w}(E)$ représentent des excitations inférieures ou égales à trois niveaux étant donnée la valeur négligeable des sections efficaces des autres transitions.

V.3.2.2 Calcul des coefficients des réactions E-V

Ce processus E-V est un élément important dans la production d'ions H⁺. Il correspond comme dans le cas précédant à des collisions entre électrons et molécules, la principale différence réside dans la gamme d'énergie d'interaction (les électrons à l'origine de tels processus ont généralement une énergie comprise entre 12 et 30 eV). Ces interactions entraînent dans un premier temps l'excitation de la molécule vers un état électronique supérieur ($B^1\Sigma_u$, $C^1\Pi_u$). Dans un second temps, la molécule va se désexciter de manière radiative et retourner ainsi vers l'état fondamental électronique $X^1\Sigma_g^+$ à des niveaux vibrationnels supérieurs (c'est le principe de Franck-Condon).

Le processus E-V est le suivant :



avec $v' > v$

Le terme source avec les notations correspondantes à l'équation bilan de la réaction précédente se calcule de la manière suivante :

$$\left(\frac{\partial N_v}{\partial t} \right)_{E-V} = n_e \left(\sum_{v' \neq v} C_{retour}(v', v) \cdot N_{v'} - N_v C_{perte}(v) \right)$$

Cela signifie qu'une molécule excitée au niveau initial v , va se retrouver finalement excitée au niveau vibrationnel v' en passant par un niveau intermédiaire v_b de l'état B. Le terme $C_{retour}(v, v')$ correspond à un terme de gain de molécules arrivant sur ce niveau v' . Il se calcule

alors suivant l'équation : $C_{retour}(v, v') = \sum_{v_b} C_{eb-v}(v, v_b) A_{B \rightarrow X}(v_b, v')$.

Le terme de perte de molécules excitées au niveau v s'écrit : $C_{perte}(v) = \int C_{eb-v}(E) dE$ ^[80]

$A_{B \rightarrow X}(v_b, v')$ étant la probabilité d'Einstein de transition entre l'état v_b et v' ^[5].

$$C_{eb-v}(v, v_b) = \int f_e(E) \sqrt{E} \sigma_{E-V}(v, v_b, E) dE$$

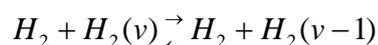
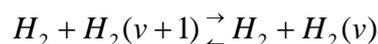
$C_{eb-v}(v, v_b)$ est le coefficient d'excitation du niveau vibrationnel v de l'état fondamental électronique vers un niveau d'énergie v_b de l'état B.

V.3.2.3 Calcul des coefficients des réactions V-T

Les processus V-T, sont des réactions correspondant à des transferts d'énergies entre modes vibrationnels et modes de translations. C'est à dire qu'une partie de l'énergie de vibration va se transformer en énergie de translation. Ce processus met en jeu, soit l'interaction entre deux molécules c'est la « contribution moléculaire », soit celle d'un atome et d'une molécule c'est la « contribution atomique ». Globalement, les niveaux les plus élevés se retrouvent dépeuplés au profit des plus faibles. En effet, seul les niveaux les plus importants peuvent fournir l'énergie nécessaire pour qu'il y ait un transfert d'un mode vibrationnel à un mode de translation. On comprend alors pourquoi les processus V-T ont pour effet le dépeuplement des niveaux vibrationnels élevés La désexcitation par collision atomique est sans aucun doute le processus dominant car les atomes ont une énergie cinétique plus importante que celle des molécules. Néanmoins, les désexcitations par les molécules sont prises en compte, car elles ont un impact significatif sur la distribution vibrationnelle des molécules.

i. Contribution moléculaire

Le processus V-T, s'écrit de la manière suivante lorsque les espèces participantes sont des molécules:



Le terme source s'écrit alors ^{[79],[76],[81]}:

$$\left(\frac{\partial N_v}{\partial t}\right)_{V-T}^m = P_{v+1,v} N_{H_2} (N_{v+1} - N_v \cdot e^{\frac{(E_{v+1}-E_v)}{kT_g}}) - P_{v,v-1} N_{H_2} (N_v - N_{v-1} \cdot e^{\frac{(E_v-E_{v-1})}{kT_g}})$$

$P_{v,v'}$ est la probabilité d'échange V-T entre les niveaux v et v' et T_g la température du gaz. Le coefficient de réaction inverse se calcule en utilisant la loi de micro-réversibilité de la manière suivante :

$$P_{v,v-1} = P_{v-1,v} \cdot e^{-\frac{(E_{v-1}-E_v)}{kT_g}}$$

En ne se préoccupant pas de l'état d'excitation de l'une des molécules, E_v représente l'énergie du niveau vibrationnel de l'autre molécule. Cette énergie se calcule à partir de l'approximation de l'oscillateur anharmonique :

$$E_v = [(v+1/2)\omega_e - (v+1/2)^2\omega_e\chi_e].hc$$

Les détails des paramètres sont explicités dans l'article de M. Capitelli et M. Dilonardo ^[79].

ii. La contribution atomique

Cette contribution s'écrit de manière suivante ^{[79],[76],[81]} :

$$H + H_2(v) \xrightarrow{\leftarrow} H + H_2(v+k)$$

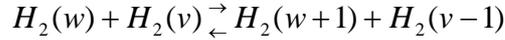
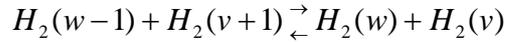
$$H + H_2(v) \xrightarrow{\leftarrow} H + H_2(v-k)$$

Ce qui donne de la même manière que précédemment l'équation qui suit :

$$\left(\frac{\partial N_v}{\partial t}\right)_{V-T}^a = P_{v,v-k} N_H N_{v-k} e^{-\frac{(E_v-E_{v-k})}{kT_g}} - N_H N_v \sum P_{v,v-k} - N_H N_v \sum P_{v,v+k} e^{-\frac{(E_{v+k}-E_v)}{kT_g}} + P_{v,v+k} N_H N_{v+k}$$

V.3.2.4 Calcul des coefficients des réactions V-V

Le dernier des quatre processus important à la production de molécules dans les niveaux vibrationnels est le processus dit V-V. C'est un mécanisme qui favorise l'excitation vibrationnelle des états de v élevés au détriment des v faibles. En effet, une molécule excitée au niveau vibrationnel faible sera en mesure de fournir suffisamment d'énergie pour l'excitation d'une molécule ayant un état de v plus élevé, le contraire étant moins probable. L'interaction entre deux molécules va ainsi donner lieu à un échange d'énergie vibrationnelle avantagent la molécule la moins excitée. La réaction est la suivante :



Le terme source de ce processus est donc décrit par la formule ^{[79],[76],[81]} :

$$\left(\frac{\partial N_v}{\partial t}\right)_{V-V} = \sum P_{v+1,v}^{w-1,w} (N_{v+1} N_{w-1} - N_v N_w) e^{-\frac{(E_{v+1}+E_{w-1}-E_v-E_w)}{kT_g}} - \sum P_{v,v-1}^{w,w+1} (N_v N_w - N_{v-1} N_{w+1}) e^{-\frac{(E_v+E_w-E_{v-1}-E_{w+1})}{kT_g}}$$

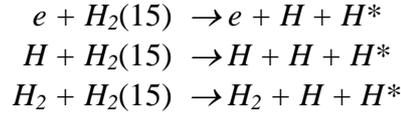
De même que pour le processus V-T le coefficient $P_{v,v-1}^{w,w+1}$ de transition inverse se calcule grâce aux transformations ^[79] :

$$P_{v,v-1}^{w-1,w} = P_{v-1,v}^{w,w-1} \cdot e^{-\frac{(E_v+E_{w-1}-E_{v-1}-E_w)}{kT_g}}$$

Ces processus vont ainsi permettre à travers la résolution d'un système non linéaire de calculer tout d'abord les densités moléculaires des niveaux vibrationnels : N_v , N_w en négligeant les processus V-V. Une fois les valeurs N_v , N_w connues il est alors possible de réintroduire ces éléments dans l'équation. Cette équation est alors calculée par la méthode dite de Newton-Raphson.

V.3.2.5 Dissociation

Si l'excitation vibrationnelle trop intense une dissociation moléculaire se produit. Ainsi, le calcul de ces molécules excitées va permettre de déduire la densité d'atomes issus de ce processus ne pouvant pas être calculé dans le code Monte Carlo. Pour cela, nous introduisons un niveau virtuel d'excitation vibrationnelle (le 15^{ème}). Ce niveau 15 va systématiquement donner de la dissociation lorsqu'il est calculé. Le processus est le suivant :



Néanmoins, la grande majorité des atomes pris en compte dans ce code, provient du code Monté Carlo lors de la dissociation des états triplets.

V.3.3 Résolution des équations maîtresses

Le calcul des densités de molécules de niveau vibrationnel ν se fait en résolvant d'abord le système :

$$\left(\frac{\partial N_\nu}{\partial t}\right)_{e-\nu} + \left(\frac{\partial N_\nu}{\partial t}\right)_{E-\nu} + \left(\frac{\partial N_\nu}{\partial t}\right)_{\nu-T}^m + \left(\frac{\partial N_\nu}{\partial t}\right)_{\nu-T}^r + \left(\frac{\partial N_\nu}{\partial t}\right)_{\nu-\nu} = 0$$

Cette équation va nous permettre dans un premier temps de calculer les molécules vibrationnelles sans tenir compte du transport. La distribution vibrationnelle ainsi obtenue nous permettra par la suite de résoudre l'équation complète tenant compte du transport. Dans un soucis de simplification de l'écriture, ce terme source sera par la suite noté : $S(N_{H_2})$. Il se compose de termes de pertes et de gains, l'un correspondant au dépeuplement du niveau vibrationnel ν , le second transcrit le peuplement de ce niveau. On a :

$$S(N_{H_2}) = -K_p \cdot N(\nu) + \sum K_g(\nu') \cdot N(\nu'),$$

le terme de perte K_p représente la somme de tous les coefficients calculés précédemment, $K_g(\nu')$ étant le terme de gain également calculé.

Dans le calcul 14 niveaux vibrationnels et un calcul atomique sont considérés, cela correspond à un système de 15 équations à 15 inconnues. En posant $\alpha_{H_2(\nu)} = \frac{N(\nu)}{N_{H_2}}$ où N_{H_2} est la densité moléculaire totale, le système d'équations s'écrit :

$$\begin{aligned} a_{1,1}\alpha_{H_2(1)} + a_{1,2}\alpha_{H_2(2)} + \dots + a_{1,15}\alpha_{H_2(15)} &= 0 \\ \cdot &= 0 \\ \cdot &= 0 \\ \cdot &= 0 \\ a_{15,1}\alpha_{H_2(1)} + a_{15,2}\alpha_{H_2(2)} + \dots + a_{15,15}\alpha_{H_2(15)} &= 0 \end{aligned}$$

Cette variable α_i n'est autre que la concentration relative des molécules au niveau vibrationnel i . Le système se résout en imposant une condition de normalisation à savoir : $\sum \alpha_i = 1$. L'équation s'écrit alors sous la forme d'un système matriciel $AX = B$ pouvant se résoudre par une méthode dite de pivot de Gauss qui est une manière rapide et efficace qui consiste à triangulariser la matrice A en déduisant la valeur des variables depuis le bas de la matrice jusqu'en haut.

V.3.4 Calcul du transport

Après avoir déterminé la densité moléculaire au centre de la source, le code calcule les populations de molécules excitées en tenant compte du transport. Le transport des molécules d'hydrogène ne se fait pas de manière indépendante à celui des atomes. L'équation de transport imposant l'égalité entre la divergence du flux et le terme source peut se résoudre par la méthode de Runge Kutta. L'équation est la suivante :

$$\text{div } \Gamma_{H_2(v)} = S(N_{H_2})$$

La symétrie étant cylindrique, à une dimension l'équation s'écrit :

$$\frac{1}{r} \left(\frac{\partial r \Gamma_{H_2(v)}}{\partial r} \right) = S(N_{H_2})$$

$S(N_{H_2})$ est le terme source calculé précédemment et $\Gamma_{H_2(v)}$, le flux de molécules d'hydrogène dans l'état v . Ce flux est défini par la formule suivante :

$$\Gamma_{H_2(v)} = v_v \cdot N(v),$$

v_v étant la vitesse de la molécule dans l'état $H_2(X,v)$. De la même manière le flux d'atomes peut s'écrire ainsi :

$$\Gamma_H = v_H \cdot N_H.$$

v_H , étant la vitesse des atomes et N_H , leur densité.

Le flux total de molécules d'hydrogène $\Gamma_{H_2(v)}$ s'écrit alors de la manière suivante :

$$\Gamma_{H_2} = \sum_{v'=0}^{14} \Gamma_{H_2(v')} \quad \text{donc} \quad \Gamma_{H_2} - \Gamma_{H_2(v)} = \sum_{v'=0, v' \neq v}^{14} \Gamma_{H_2(v')}$$

Sachant que α_H est la densité relative des atomes d'hydrogène dans l'enceinte, d'autre part :

$$\sum_{v'=0}^{14} \alpha_{H_2(v')} = 1 - \alpha_H \quad \Rightarrow \quad 1 - \alpha_H - \alpha_{H_2(v)} = \sum_{v'=0, v' \neq v}^{14} \alpha_{H_2(v')}$$

Le livre de J.O.Hirshfelder & al. « Molecular Theory of Gases and Liquids »^[82] explicite dans le cas de gaz dilué l'égalité suivante :

$$\sum_{v \neq v'}^{14} \frac{N(v) \cdot N(v')}{N_{H_2}^2 \cdot D_{vv'}} (v_{v'} - v_v) + \frac{N(v) \cdot N_H}{N_{H_2}^2} (v_H - v_v) = - \frac{d\alpha_{H_2(v)}}{dr}$$

Cette égalité permet de relier les vitesses de diffusions et les densités de toutes les espèces, et ensuite d'avoir une expression de $\Gamma_{H_2(v)}$ en fonction de la concentration de molécules dans l'état vibrationnel v pouvant être introduite dans l'équation de transport.

L'équation décrite par J.O.Hirshfelder devient en procédant au changement de variable qu'il convient :

$$\frac{\alpha_{H_2(v)}}{N_{H_2} \cdot D_{H_2}} (\Gamma_{H_2} - \Gamma_{H_2(v)}) - \frac{1 - \alpha_H - \alpha_{H_2(v)}}{N_{H_2} \cdot D_{H_2}} \Gamma_{H_2(v)} + \frac{\alpha_v}{N_{H_2} \cdot D_H} \Gamma_H - \frac{\alpha_H}{N_{H_2} \cdot D_H} \Gamma_{H_2(v)} = \frac{d\alpha_{H_2(v)}}{dr}$$

Sachant que la somme des flux massiques de diffusions doit être nulle (par définition) :

$$m_H \cdot \Gamma_H + m_{H_2} \sum_{v=0}^{14} \Gamma_{H_2(v)} = 0 \text{ comme } \Gamma_{H_2} = \sum_{v=0}^{14} \Gamma_{H_2(v)} \text{ et } m_H = 1/2 m_{H_2}$$

Il est alors possible d'obtenir une égalité entre les flux de diffusion atomiques et moléculaires

$$\Gamma_H = -2 \cdot \Gamma_{H_2}$$

L'équation devient alors:

$$- \frac{\alpha_{H_2(v)}}{N_{H_2} \cdot D_{H_2}} \left(\frac{1}{2} \Gamma_H + \Gamma_{H_2(v)} \right) - \frac{1 - \alpha_H - \alpha_{H_2(v)}}{N_{H_2} \cdot D_{H_2}} \Gamma_{H_2(v)} + \frac{\alpha_v}{N_{H_2} \cdot D_H} \Gamma_H - \frac{\alpha_H}{N_{H_2} \cdot D_H} \Gamma_{H_2(v)} = \frac{d\alpha_{H_2(v)}}{dr}$$

En factorisant par Γ_H d'un côté et par $\Gamma_{H_2(v)}$ de l'autre, s'obtient alors une égalité permettant de relier le flux de molécules excitées au flux atomique :

$$\Gamma_{H_2(v)} = -N_{H_2} \cdot D_m \cdot \left(\frac{\partial \alpha_{H_2(v)}}{\partial r} \right)_{r=0} + F_H \cdot \alpha_{H_2(v)},$$

avec $N_{H_2} \cdot D_m = \frac{1}{\frac{1 - \alpha_H}{N_{H_2} D_{H_2}} + \frac{\alpha_H}{N_{H_2} D_H}}$ et

$$F_H = \Gamma_H \cdot \left(\frac{1}{2 \cdot N_{H_2} \cdot D_{H_2}} - \frac{1}{N_{H_2} \cdot D_H} \right)$$

$\alpha_{H_2(v)}$, α_H , D_{H_2} , D_H étant respectivement la concentration des molécules dans l'état vibrationnel celle des atomes, les coefficients de diffusion des molécules et des atomes. L'équation de transport en tenant compte des atomes s'écrit :

$$\left(F_{H_2} - \frac{N_{H_2} \cdot D_m}{r} \right) \left(\frac{\partial \alpha_{H_2(v)}}{\partial r} \right) + N_{H_2} \cdot D_m \cdot \left(\frac{\partial^2 \alpha_{H_2(v)}}{\partial r^2} \right) + \frac{F_H \cdot \alpha_{H_2(v)}}{r} = K_p \cdot \alpha_{H_2(v)} + \sum K_g(v') \cdot \alpha_{H_2(v')}$$

Il devient alors possible de procéder à un calcul itératif de Runge Kutta en posant :

$$u(r, v) = \left(\frac{\partial \alpha_{H2(v)}}{\partial r} \right)$$

Le système de deux équations corrélées obtenu est le suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial u(r, v)}{\partial r} = \frac{\left(\frac{F_H \alpha_{H2(v)}}{r} + \left(F_H - \frac{N_{H2} D_m}{r} \right) u(r, v) - K_p \cdot \alpha_{H2(v)} - \sum K_g(v') \cdot \alpha_{H2(v')} \right)}{N_{H2} \cdot D_m} \\ u(r, v) = \frac{\partial \alpha_{H2(v)}}{\partial r} \end{array} \right.$$

Pour résoudre cette équation, commençons par discrétiser le système.

$$\alpha_{H2(v)}(r) \text{ devient : } \alpha_{H2(v)}^j \text{ et } \alpha_{H2(v)}(r + \Delta r) = \alpha_{H2(v)}^{j+1}$$

Pour finir, il ne reste plus qu'à poser les conditions limites :

A savoir $\Gamma_{H2(v)}(r = 0) = 0$, l'enceinte ayant une symétrie cylindrique le flux d'espèces au centre de celles-ci est nul.

$$\Gamma_{H2(v)}(r = 0) = -N_{H2} \cdot D_m \cdot \left(\frac{\partial \alpha_{H2(v)}}{\partial r} \right)_{r=0} + F_H(r = 0) \cdot \alpha_{H2(v)}(r = 0) = 0,$$

$$\text{alors } \left(\frac{\partial \alpha_{H2}}{\partial r} \right)_{r=0} = \frac{F_H(r = 0) \cdot \alpha_{H2(v)}(r = 0)}{N_{H2} \cdot D_m}$$

$$\text{or } F_H(r = 0) = \Gamma_H(r = 0) \cdot \left(\frac{1}{2 \cdot N_{H2} \cdot D_{H2}} - \frac{1}{N_{H2} \cdot D_H} \right) \text{ et } \Gamma_H(r = 0) = 0 \text{ (symétrie cylindrique)}$$

$$\text{donc } \left(\frac{\partial \alpha_{H2(v)}}{\partial r} \right)_{r=0} = 0$$

D'autre part, nous utilisons la condition de Miles aux parois :

$$\Gamma_H(r = R) = \Gamma_{Hretour} + \Gamma_{thermique}$$

$$\Gamma_{Hretour} = \frac{\gamma_H \cdot \Gamma_H(r = R)}{2}$$

γ est un coefficient de pertes aux parois dues à la recombinaison entre atomes au contact de celles-ci. Ce coefficient vaut 10^{-4} [83] pour du fer, entre 0,07 et 0,15 pour de l'inox [84]. Les résultats présentés dans ce document sont obtenus en utilisant un γ de 10^{-2} .

Sachant que : v_{mH} est la vitesse thermique des atomes d'hydrogène $\sqrt{\frac{8kT_g}{\pi m_H}}$

$$\Gamma_{thermique} = \frac{\gamma_H \cdot N_{H2} \cdot \alpha_H \cdot v_{mH}}{4}$$

$$\text{d'où : } \Gamma_H(r=R) = \frac{\gamma_H \cdot N_{H2} \cdot \alpha_H \cdot v_{mH}}{4(1-\gamma_H/2)}$$

$$\text{or } \Gamma_H = -2 \cdot \Gamma_{H2}$$

$$\text{alors : } \Gamma_{H2(v)}(r=R) = -\frac{1}{2} \cdot \frac{\gamma_H \cdot N_{H2} \cdot \alpha_H \cdot v_{mH}}{4(1-\gamma_H/2)}$$

$$\gamma_H \sim 10^{-4} \text{ on a : } \Gamma_{H2(v)}(r=R) = -\frac{\gamma_H \cdot N_{H2} \cdot \alpha_{H2} \cdot v_{mH}}{8}$$

$$\text{Soit : } \Gamma_{H2(v)}(r=R) = -\frac{\gamma_H \cdot N_{H2} \cdot \alpha_{H2} \cdot v_{mH}}{8} = -N_{H2} \cdot D_m \cdot \left(\frac{\partial \alpha_{H2}}{\partial r} \right)_{r=R} + F_{H2}(R) \cdot \alpha_{H2(v)}$$

$$\text{Nous avons donc } \alpha_{H2}(R) = -\frac{(N_{H2} \cdot D_m \cdot \left(\frac{\partial \alpha_{H2(v)}}{\partial r} \right)_{r=R} + (\frac{\gamma_H \cdot N_{H2} \cdot \alpha_H \cdot v_{mH}}{8}))}{F_H(R)} \text{ si l'on remplace}$$

par $u(r,v)$ nous obtenons:

$$\alpha_{H2}(R) = -\frac{(N_{H2} \cdot D_m \cdot u(R,v) + (\frac{\gamma_H \cdot N_{H2} \cdot \alpha_H \cdot v_{mH}}{8}))}{F_H(R)}$$

Pour résoudre l'équation différentielle nous utilisons la méthode de Runge Kutta au second ordre.

Pour cela nous calculons $\alpha_{H2(v)}(r)$ et $u(r,v)$ de la manière suivante :

$$\alpha_{H2(v)}(r+\Delta r) = \alpha_{H2(v)}(r) + \frac{1}{2}(k_{g1} + k_{g2})$$

$$u(r+\Delta r, v) = u(r, v) + \frac{1}{2}(k_{u1} + k_{u2})$$

avec :

$$k_{g1} = \Delta r \cdot u(r, v, \alpha_{H2(v)})$$

$$k_{u1} = \Delta r \cdot \left. \frac{\partial u}{\partial r} \right|_{r, v, \alpha}$$

$$k_{g2} = \Delta r \cdot u(r+\Delta r, v, \alpha_{H2(v)} + k_{g1})$$

$$k_{u1} = \Delta r \cdot \left. \frac{\partial u}{\partial r} \right|_{r+\Delta r, v, u+k_{u1}}$$

Une fois $\alpha_{H2(v)}(r)$ et $u(r,v)$ calculé pour chaque nœud il faut vérifier la condition limite en R:

$$\alpha_H(R) = - \frac{(N_{H2} \cdot D_m \cdot u(R,v) + (\frac{\gamma_H \cdot N_{H2} \cdot \alpha_H \cdot \nu_{mH}}{8}))}{F_H(R)}$$

A partir de cette condition limite nous pouvons remonter vers $\alpha_H(0)$ par la méthode du Runge Kutta.

V.3.5 Le calcul des ions H⁻

L'équation permettant de gérer le calcul des ions négatifs s'écrit toujours sous la forme d'une égalité entre le flux d'ions et le terme source. Dans le cas présent le terme source n'est autre que l'attachement dissociatif, les productions en surface étant par ailleurs négligées. Les processus de pertes apportent des contributions négatives tendant à réduire le terme source. Ce sont principalement les processus les plus importants décrits au début du chapitre à savoir le détachement par atome, ion et électron. L'équation s'écrit :

$$\sum N_v C_{ad}(v) \cdot n_e - K_{det} \cdot N_H \cdot N_{H-} - K_{rec} \cdot N_{H3+} \cdot N_{H-} - K_e \cdot n_e \cdot N_{H-} - \frac{1}{\tau_d} = di \nu H$$

$C_{ad}(v)$ étant le coefficient d'attachement dissociatif pouvant se calculer de la manière suivante :

$$C_{att}(v) = \int f_e(E) \cdot \nu_e(E) \sigma_{ad}(v, E) dE$$

La section efficace d'attachement dissociative se calcule de la manière suivante:

$$\sigma_{ad}(v, E) = C_{as} \cdot e^{-A(E - \varepsilon_v)}$$

Les différentes constantes sont explicitées dans le tableau ci-dessous:

C_{as}	$10 \cdot (a + b \cdot \Delta\varepsilon + c \cdot \Delta\varepsilon^2)$
a	$-4,8 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$
b	$3,185 \cdot 10^{-17} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{eV}^{-1}$
c	$-4,637 \cdot 10^{-18} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{eV}^{-2}$
$\Delta\varepsilon$	$\varepsilon_0 - \varepsilon_v$

Table 3 : Constantes du calcul de la section efficace d'attachement dissociatif

ε_v étant l'énergie de seuil tabulé en fonction du niveau vibrationnel. C'est l'énergie de seuil à partir de laquelle peut se produire la réaction. La Figure 77 présente les sections efficaces

d'attachement en fonction de l'énergie pour les niveaux compris entre 0 et 8. Les niveaux supérieurs étant les mêmes qu'à $\nu = 8$.

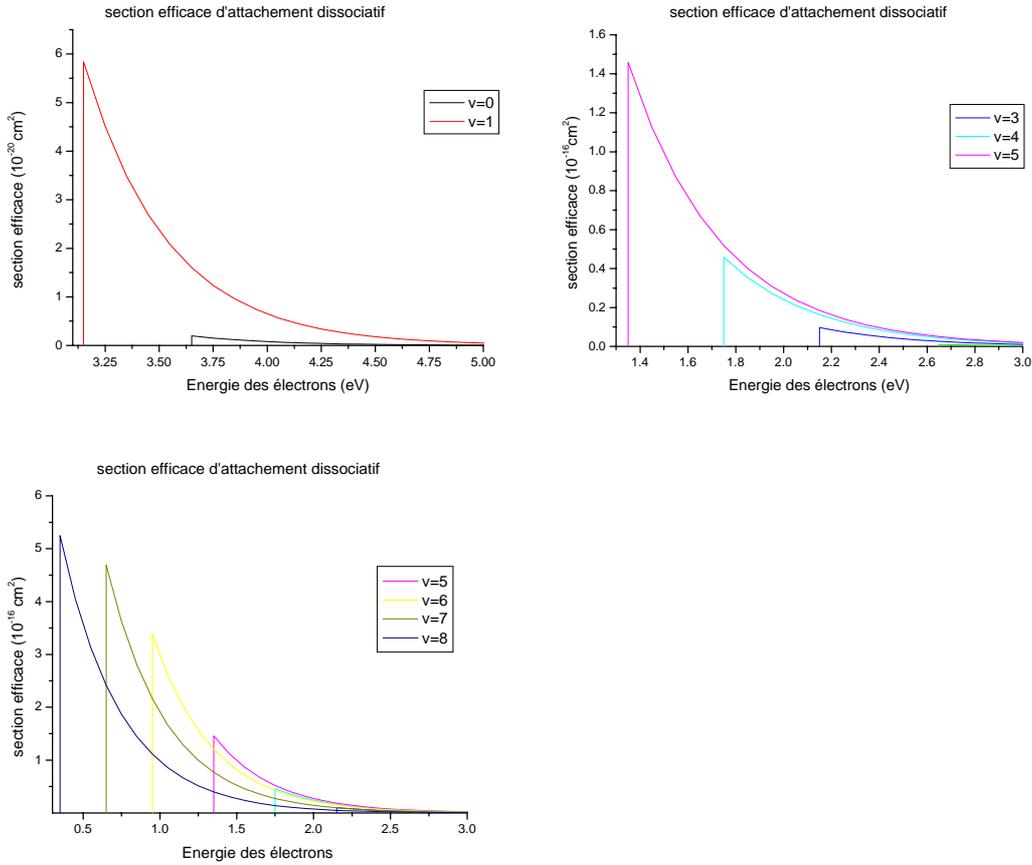
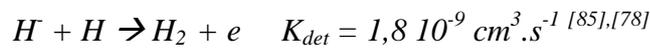


Figure 77 : Section efficace d'attachement dissociatif pour différentes valeurs de niveaux vibrationnels

K_{rec} étant le coefficient de recombinaisons des ions H^- avec les autres ions. Il correspond à une perte d'ions H^- donnée par la réaction suivante :



K_{det} est un coefficient de détachement des ions H^- avec un atome d'hydrogène. Il correspond à une perte d'ions H^- donnée par la réaction suivante :



Est inclus aussi malgré son importance relative plus faible, le processus de détachement par électron :



K_e est le taux de perte des ions H^- par collision avec des électrons. Ce processus peut selon les cas être négligeable. Ce coefficient de détachement est certes plus important que K_{det} mais la densité électronique est au moins deux ordres de grandeurs plus faible que celle des atomes. Le produit entre le taux de perte par détachement par la densité électronique rend ce processus plus

marginal par rapport aux deux premiers. La densité électronique est du même ordre de grandeur à celle des ions alors que le coefficient de recombinaison des ions est bien plus élevé.

D'autres termes évoqués dans la littérature peuvent contribuer à la destruction des ions H⁻ qui néanmoins n'ont pas été retenus du fait de leur caractère négligeable. Sont notamment mentionnées les pertes par collision avec les impuretés de la source, à savoir la vapeur d'eau, et autres molécules dans le gaz. Ce caractère est à la fois difficilement estimable et n'apporte pas de réelles améliorations.

Deux approches peuvent être faites en ce qui concerne l'étude de la production d'ions H⁻ :

- Négliger le transport de ces derniers et n'étudier que les répartitions des termes sources afin connaître où les extraire et éviter qu'ils se perdent par transport.
- Prendre en considération leur transport

Une étude comparative sera faite dans le chapitre suivant afin de justifier ou non l'intérêt d'une telle démarche.

V.3.5.1 Calcul de la densité ionique d'ions H⁻ sans transport

Le calcul de la densité d'ions H⁻ sans transport se fait très simplement à partir de l'équation de transport précédente en posant que le flux ionique est nul. L'équation devient alors :

$$\sum N_v C_{ad}(v) \cdot n_e - K_{det} \cdot N_{H^-} - K_{rec} \cdot N_{H_3^+} \cdot N_{H^-} - K_e \cdot n_e \cdot N_{H^-} = 0$$

Ce qui donne en isolant N_{H^-} :

$$N_{H^-} = \frac{n_e \sum_{v=0}^{v=14} N_v C_{att}(v)}{n_{H_3^+} \cdot K_{rec} + N_{H^-} \cdot K_{det} + n_e \cdot K_e}$$

V.3.5.2 Calcul de la densité ionique d'ions H⁻ avec transport

$div \Gamma_{H^-} = S(N_{H^-})$ ce qui donne par intégrations finies

$$\int_{r-\frac{1}{2}}^{r+\frac{1}{2}} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \Gamma dr = \int_{r-\frac{1}{2}}^{r+\frac{1}{2}} S r dr$$

donc $r_{i+\frac{1}{2}} \Gamma_{i+\frac{1}{2}} - r_{i-\frac{1}{2}} \Gamma_{i-\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} (r_{i+\frac{1}{2}}^2 - r_{i-\frac{1}{2}}^2) S_i$

Il est possible d'écrire grâce au Schéma exponentiel⁸⁶ :

$$\Gamma_{i+\frac{1}{2}} = - \frac{Z_{i+\frac{1}{2}} \cdot e^{\frac{Z_{i+\frac{1}{2}}(r_{i+1}-r_i)}}}{e^{\frac{Z_{i+\frac{1}{2}}(r_{i+1}-r_i)}} - 1} \cdot X_{i+1} + \frac{Z_{i+\frac{1}{2}}}{e^{\frac{Z_{i+\frac{1}{2}}(r_{i+1}-r_i)}} - 1} \cdot X_i,$$

$$\text{avec } Z_{i+\frac{1}{2}} = \frac{\mu}{D_n} \cdot \xi_{i+\frac{1}{2}} \text{ et } X_i = D_n \cdot N_{H^-}(i)$$

ξ étant le champ électrique, μ , D_n , et N_{H^-} sont respectivement la mobilité^[87], le coefficient de diffusion^[87], et la densité d'ions H⁻ en i ou $i+1/2$ selon l'indice indiqué.

L'équation de transport peut donc se mettre sous la forme suivante :

$$-A_{i-1}X_{i-1} + B_iX_i - C_{i+1}X_{i+1} = D_i$$

Il en va ainsi pour chaque nœud, soit un total de N équations à N inconnues pouvant se mettre sous la forme matricielle tri-diagonale. A_{i-1} , B_i , C_{i+1} et D_i sont des constantes relatives aux nœuds étudiés.

V.3.5.3 Calcul de la densité de courant d'ions H⁻

En raison de l'application de cette source aux accélérateurs, il est quelques fois aussi intéressant d'être capable de calculer le courant maximum d'ions H⁻ extrait. Cette grandeur est souvent plus parlante aux « sourciers » et le calcul de la densité maximale de courant d'ions H⁻ peut se révéler fort utile. Sans entrer dans les détails celle-ci s'écrit^[88]:

$$J_{\max}^- = eN_{H^-} \sqrt{\frac{kT_{H^-}}{2\pi \cdot m_{H^-}}}$$

T_{H^-} , N_{H^-} , m_{H^-} étant respectivement la température, la densité et la masse des ions H⁻.

Chapitre VI

Résultats des calculs

VI.1. Introduction

Pour procéder à d'éventuelles modifications physiques de la source, il est important de connaître l'intérêt d'un système reposant principalement sur l'injection d'un faisceau d'électrons dans une seconde enceinte. Les performances de la source déterminées par les mesures expérimentales préalables (§IV.4) permettent d'établir une base de travail essentielle à l'étude qui suit. Cela repose principalement sur la capacité de production électronique de la source. Cette dernière peut fournir des courants d'électrons supérieurs à 40 mA, à travers un trou d'extraction de 0,5 cm de diamètre ; ce qui revient à une densité de courant de 231 mA/cm^2 . Elle est donc potentiellement en mesure de fournir un courant supérieur à 4,5 A, à partir d'une extraction de 5 cm de diamètre. Cela reste néanmoins très faible comparé aux courants de décharge rencontrés dans les autres sources. En effet, celles-ci fonctionnent avec des alimentations pouvant débiter des courants allant de quelques ampères jusqu'à plusieurs dizaines d'ampère. Il est alors probable que la source ECR ne produit pas un courant d'électrons suffisamment intense. C'est pourquoi différentes caractéristiques de fonctionnement sont à étudier au cours de ce chapitre afin d'en apprécier les paramètres les plus pertinents permettant d'augmenter la production d'ions négatifs. Ces variables sont notamment l'énergie des électrons injectés ainsi que la pression de fonctionnement. Ces deux paramètres peuvent intervenir dans l'efficacité de la production, d'électrons par ionisation et des ions négatifs. Nous pouvons alors nous poser la question de savoir s'il n'est pas plus intéressant de pouvoir augmenter l'ionisation du plasma sachant que le courant d'ions injectés est relativement faible. A des pressions de quelques mTorr l'ionisation du gaz risque d'être très limitée si le courant d'électrons injectés n'est pas suffisant. Il va de soi que l'injection d'un faisceau d'électrons d'une quarantaine de milliampères ne soit pas suffisamment intense à l'obtention des résultats escomptés. Augmenter significativement la pression de fonctionnement semble être une solution qui reste néanmoins incertaine. En effet, les sources d'ions H⁻ les plus courantes fonctionnent toutes à des pressions relativement basses, à savoir quelques mTorr. Nous verrons alors quelles en sont les raisons à travers un exemple à 100 mTorr.

Concrètement, l'application d'un tel dispositif obligerait à séparer la source émettrice de la seconde enceinte car une source ECR ne peut pas fonctionner à une pression aussi élevée. Sachant qu'elle est capable de produire un faisceau d'électrons d'une quarantaine de milliampères, une première étude sur l'injection d'un faisceau d'électrons de 40 mA, dans 100 mTorr, à 300 K d'hydrogène, a été réalisée. L'enceinte dans laquelle les injections sont faites, a une taille variable pouvant aller de 1 cm de rayon à 5 cm sur jusqu'à 15 cm de longueur.

Les prédictions du code nous ont amené à considérer des pressions plus basses et à réaliser des calculs à deux dimensions

VI.2. Etude à 100 mTorr

VI.2.1.1 Introduction

Afin de comprendre pourquoi les utilisateurs des sources d'ions H⁻ ne travaillent pas à haute pression, nous avons fait une étude à 100 mTorr pour deux énergies : 40 et 100 eV. Ces valeurs d'énergies correspondent à la tension de décharge généralement observée dans les sources à filaments. Il est rare de rencontrer des sources d'ions H⁻ fonctionnant à de plus importantes énergies. Avant d'y répondre, nous avons tenu à vérifier s'il était possible d'injecter un faisceau d'électrons sans avoir à le ralentir, c'est à dire une énergie de plusieurs kilo-électronvolts. Ainsi, la Figure 78 indique qu'il est inutile d'injecter des électrons de trop grande énergie. Cette figure présente la densité électronique obtenue après 0,1 ms en injectant 40 mA d'électrons dans 1 Torr d'hydrogène. A de plus faibles pressions, il est plus difficile d'obtenir une ionisation du gaz suffisamment significative. Cela implique la nécessité d'avoir des faisceaux d'électrons de basse énergie (inférieur au kilo-électronvolt).

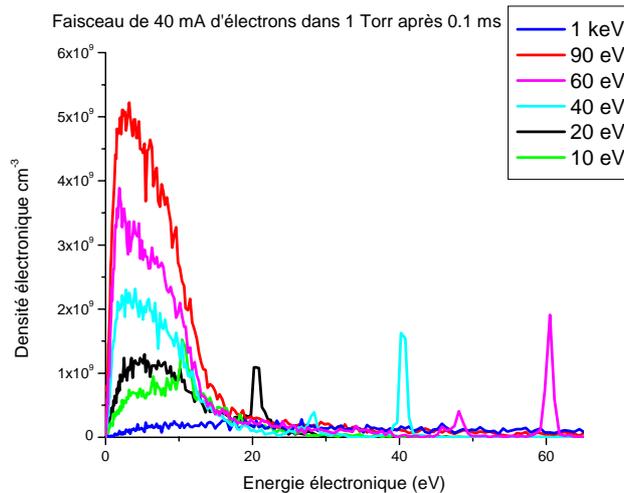


Figure 78 : Interaction d'un faisceau d'électrons de 40 mA dans un gaz d'hydrogène à 1 Torr.

VI.2.2 Injection d'électrons à 40 eV

VI.2.2.1 Calcul de la fonction de distribution en énergie des électrons (fdee)

La fonction de distribution est un élément important à prendre en compte dans l'étude. Celle qui est représentée sur la Figure 79, correspond à l'injection d'un faisceau d'électrons de un centimètre de rayon, dans une enceinte de même dimension. Elle est obtenue au bout de 0,18 ms de temps de simulation. Les électrons sont injectés à une énergie de 40 eV dans une enceinte contenant de l'hydrogène sous une pression de 100 mTorr.

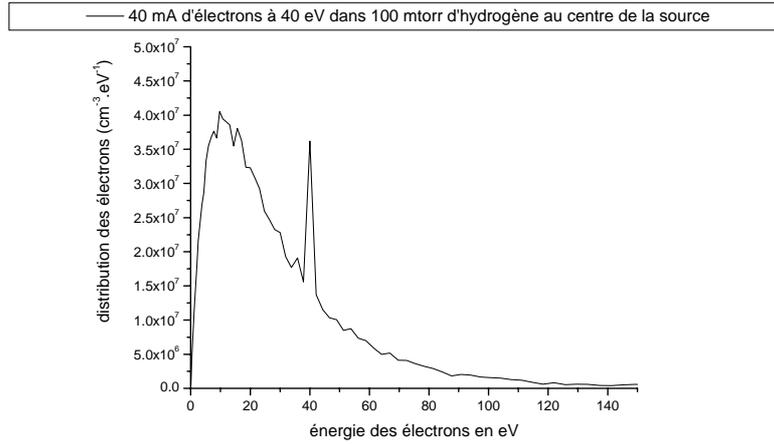


Figure 79 : Fonction de distribution électronique

La fonction de distribution présente une population d'électrons ayant une énergie supérieure à 40 eV (leur énergie initiale). Nous l'expliquons par l'accélération des électrons par le potentiel de charge d'espace. Progressivement, l'étalement de cette fonction de distribution s'atténue avec le temps, sachant que les ions positifs créés lors de l'injection compensent la charge d'espace. Il est néanmoins possible d'obtenir à partir de cette distribution électronique, celle des molécules excitées.

VI.2.2.2 Distribution vibrationnelle

Nous avons vu dans le chapitre précédent, que le calcul des ions H⁺ tenait compte du terme source de production ainsi que du terme de destruction. Le calcul de la distribution des molécules excitées vibrationnellement, permet de déterminer l'efficacité de cette injection d'électrons sur les taux de production des ions H⁺. Il est plus simple de comprendre le poids des différentes contributions à travers l'étude de la distribution de molécules excitées vibrationnellement. En effet, la combinaison des termes de production et de destruction n'apporte pas automatiquement des réponses claires. Ainsi, la Figure 80 correspond à cette distribution moyennée le long de l'axe z, au centre radial de la source. Cette distribution vibrationnelle n'est autre que la densité de molécules excitées sur la densité d'hydrogène totale.

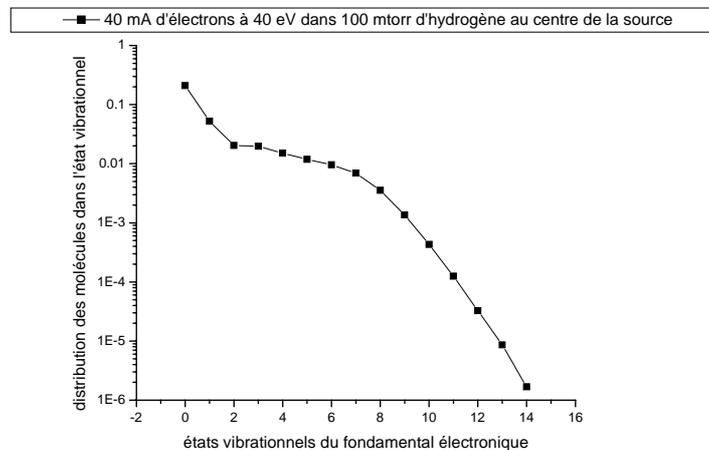


Figure 80 : Distribution des niveaux vibrationnels.

Cette distribution présente un trou en $\nu = 2$. Elle est apparemment due à l'insuffisance de la désactivation^[78] des niveaux par les atomes. Cela va avoir pour conséquence, l'augmentation de l'effet produit par le processus E-V^[81] par rapport aux autres réactions. Cette distribution semble cependant être suffisamment chaude pour conduire à une importante production d'ions H⁻.

VI.2.2.3 Distribution des ions H⁻ dans l'espace

Alors que la distribution de molécules excitées semble être favorable à une importante production d'ions H⁻, la distribution des ions négatifs ne l'est pas. La Figure 81 indique un taux de production d'ions H⁻ maximum relativement faible, d'autant plus que ce taux diminue avec le rayon de manière importante.

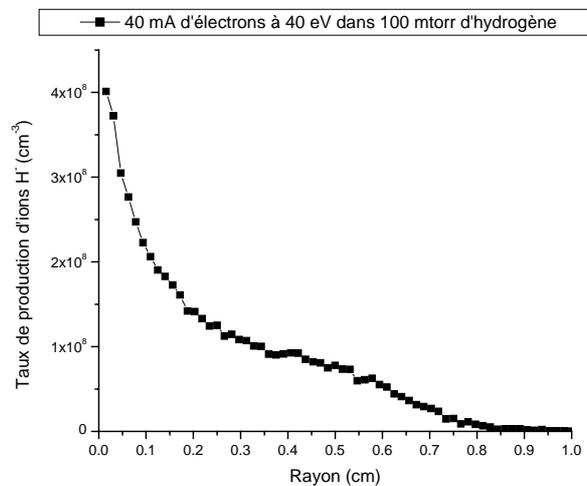


Figure 81 : Représentation du taux de production d'ions H⁻ en fonction du rayon en Z=1cm après 0,183 ms

Non seulement la production d'ions négatifs est faible mais la fréquence nette de création d'ions H⁻ (Figure 82) n'est pas non plus satisfaisante. Il faut savoir que les sources les plus performantes présentent des rapports supérieurs à un quart, alors qu'il atteint à peine $2,3 \cdot 10^{-3}$ sur la figure.

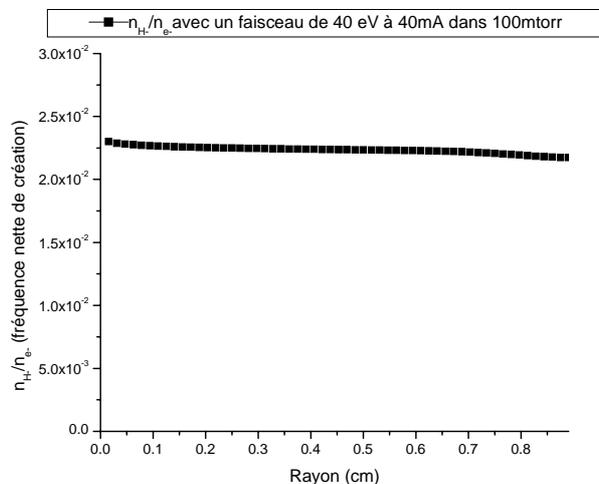


Figure 82 : Distribution du rapport électrons sur ions H⁻ en fonction du rayon

La figure, met en évidence un rapport entre les électrons et les ions H^+ constant le long du rayon. Cela montre la très forte relation entre les deux types de particules. Ce rapport n'est en réalité pas surprenant car même si la distribution des molécules dans l'état vibrationnel est uniforme dans l'espace, la production d'ions H^+ est fortement corrélée à la présence d'électrons. N'oublions pas que ce calcul n'est autre qu'un rapport entre les termes de production et les termes de destruction. Il est donc tout à fait normal que la formation des ions H^+ soit fonction de la densité des électrons et de retrouver ainsi une répartition dans l'espace des ions H^+ , proportionnelle à celle des électrons.

La Figure 83 montre une grande disparité en terme de taux de production spatiale d'ions H^+ et indique la présence de gradients de densité selon les deux axes. Néanmoins, cette différence de densité d'un bord de la chambre à l'autre reste faible (un ordre de grandeur). D'autre part, cette distribution fait implicitement apparaître celle des électrons sachant que le rapport entre électrons et ions H^+ est quasi-constant quelque soit l'endroit de l'espace.

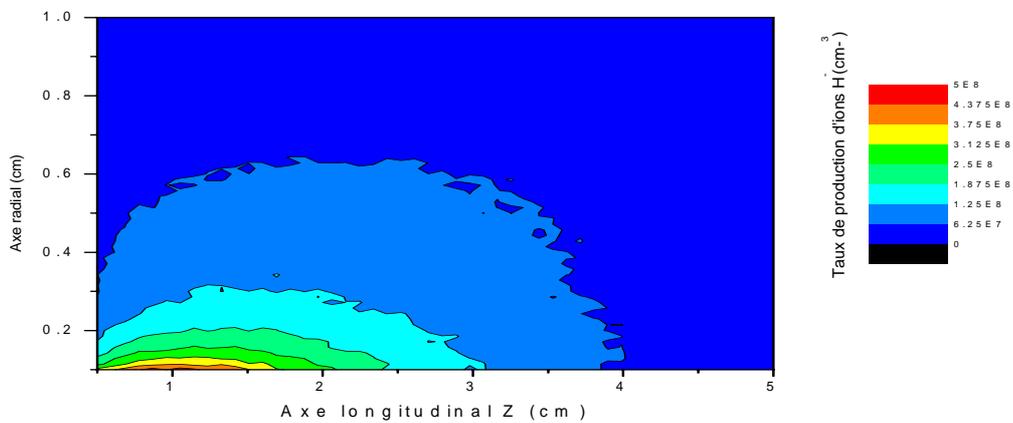


Figure 83 : Représentation du calcul d'ions H^+ (40 eV d'électrons à 40mA dans une enceinte à 100 mTorr).

Cette distribution fait ressortir une concentration plus importante au centre du faisceau et un nombre insuffisant de particules allant suffisamment loin le long de l'axe Z. Cette dernière remarque met en évidence l'hypothèse non réaliste faite lors du développement du code. Pour faire ce calcul, nous avons négligé le champ électrique longitudinal et donc résolu l'équation de Poisson à une dimension. Théoriquement, les particules les plus avancées produisent un champ électrique compensant celui des particules injectées derrière elles. Cette hypothèse ne tient pas compte de l'effet de la charge d'espace puisqu'il y a un gradient à la fois radialement et axialement. Donc, il y a aussi une composante de champ suivant l'axe Z. Ce phénomène est schématisé sur la Figure 84.

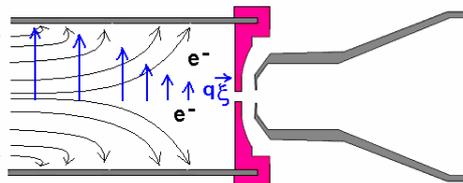


Figure 84 : Trajectoire supposée des électrons en présence de gradients de champ radial.

Le champ de charge d'espace augmentant vers la paroi, les particules vont être d'autant plus repoussées qu'elles sont éloignées de l'axe. Le champ est relativement faible au centre et devient très grand en s'approchant du bord (paroi radiale). Ainsi les électrons les plus proches de la paroi se retrouvent plus rapidement expulsés. Ce phénomène s'atténue le long de l'axe longitudinal car il ne faut pas oublier que le calcul effectué est à une dimension. L'hypothèse d'un champ électrique nul le long de l'axe est manifestement fautive. Il a alors été développé à cet effet une version deux dimensions afin de se rapprocher des conditions réelles d'injection.

Nous avons vu que la Figure 83 ne représente pas la distribution des ions H⁻. La différence réside sur le fait que le transport des ions H⁻ n'est pas calculé, ce qui implique la non prise en compte de phénomènes de diffusions. Cela donne tout de même une très bonne idée de la densité des ions H⁻ dans la source. Ce calcul nous a permis de connaître où les ions H⁻ sont initialement produits et nous permet de prédire la meilleure position d'un système d'extraction. L'idée est de minimiser le transport de ces ions car d'après D.Riz et J.Pamela^[53] les ions H⁻ ne peuvent être extraits que si le système d'extraction est situé à moins de 3 cm de l'endroit où ils sont produits. Ce point sera confirmé expérimentalement lors de la mise en place d'une grille dans la source ECR (§ VII.1.2.1).

Cette Figure 83 s'analyse donc de manière à connaître l'efficacité d'utilisation des électrons pour la production d'ions H⁻. Il est possible de voir à travers la Figure 85 que l'efficacité des électrons est optimale dans cette même zone avec un maximum au bout de 1 cm. Cette figure présente l'évolution de la densité de courant d'ions H⁻ au centre de la source en fonction de la longueur Z.

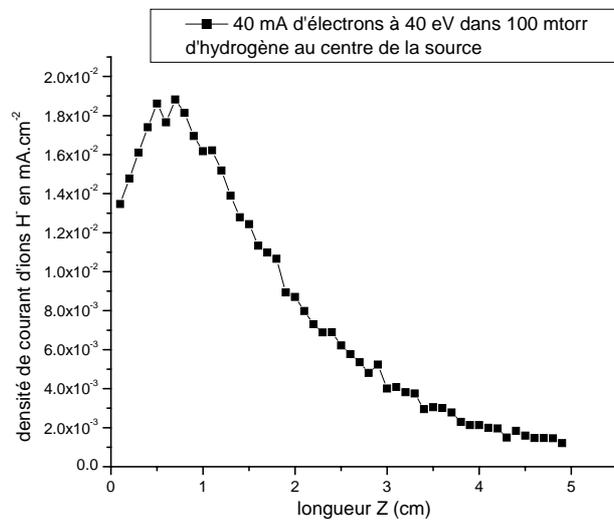


Figure 85 : Représentation de la densité de courant d'ions H⁻ en fonction de la longueur.

La Figure 85 présente donc une courbe ayant un maximum de 18 μA.cm⁻². Supposons un trou d'extraction circulaire de diamètre 5 mm, soit une surface de 0,2 cm², dans ce cas le courant maximum pouvant être extrait ne dépasserait pas 3,5 μA. Cela représente un courant aussi faible que celui qui est obtenu avec la source ECR et n'est certainement pas le résultat recherché.

VI.2.3 Injection d'électrons à 100 eV

VI.2.3.1 La fonction de distribution en énergie des électrons

L'injection d'un faisceau d'électrons dans une chambre pose dans la pratique de grandes difficultés. Celles-ci reposent essentiellement sur la manière d'injecter à la fois un faisceau intense et peu énergétique. Pour avoir un fort courant (4 à 5 A), il faut appliquer une tension de plusieurs kilovolts puis freiner ces électrons extraits jusqu'à 100 eV où plus difficilement encore jusqu'à 40 eV. En effet, il est nécessaire de pouvoir ralentir le faisceau de manière à ce que celui-ci puisse interagir avec le plasma car de toute évidence un faisceau de quelques kV (§VI.2.1.1) risque de franchir la chambre sans interagir avec le gaz. Il est d'autre part beaucoup plus facile de ralentir un faisceau d'électrons à 100 eV qu'à 40 eV (le §VI.5.1 abordera à travers des calculs Excel les problèmes liés à la difficulté de ralentir un faisceau intense d'électrons). Voyons alors si l'injection d'un faisceau avec une énergie de plus de 100 eV donnerait de meilleurs résultats que précédemment. La fonction de distribution obtenue dans ces conditions est exposée en échelle semi-logarithmique sur la Figure 86. Elle représente l'injection de 40 mA d'électrons, à 100 eV, dans 100 mTorr de gaz d'hydrogène.

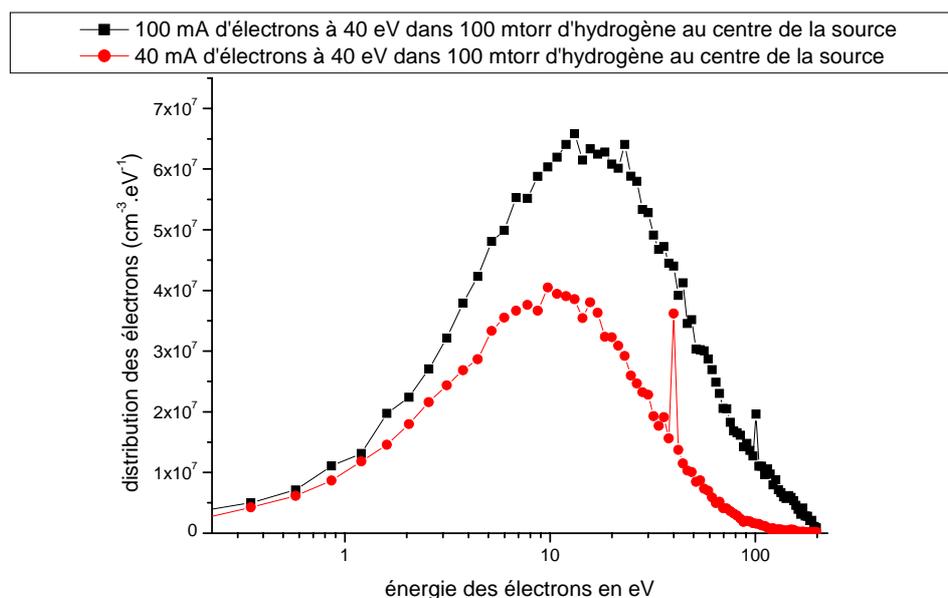


Figure 86 : Distribution électronique de 40 mA d'électrons à 100 eV dans 100 mTorr.

La fonction de distribution électronique (en noir) montre comme la précédente (à 40 eV représentée en rouge) un maximum entre dix et vingt électron-volt. On serait à priori dans une gamme d'énergie permettant la production de molécules excitées, sachant que cette population d'électrons interviendra dans différentes réactions d'excitations et notamment le processus E-V. Néanmoins, l'excitation moléculaire n'est pas une condition suffisante, celle-ci doit être complétée par une forte population d'électrons froids (inférieur à 5 eV). Or cela n'est visiblement pas le cas malgré une ionisation importante. Les ions positifs ainsi créés sont d'autre part, un facteur de destruction d'ions H^{-} ^[7]. Ainsi, une forte population d'ions positifs complétée d'une faible population d'électrons froids ne sont pas des conditions idéales à l'obtention d'une importante densité d'ions H^{-} .

A cette pression de travail, la dissociation est d'autre part très grande et implique alors des pertes importantes par destruction directe avec les atomes (quelque soit l'énergie d'injection).

VI.2.3.2 Distribution vibrationnelle

La supposition précédente concernant la population de molécules excitées à partir d'une forte densité d'électrons ayant une énergie comprise entre dix et vingt eV, se vérifie très largement. Nous observons sur la Figure 87 une production de molécules excitées vibrationnellement, très importante. Elle décrit notamment l'évolution de la fonction de distribution sur différentes périodes et met ainsi en évidence la relaxation du plasma en fonction du temps. Une fois cette relaxation atteinte, la distribution moléculaire semble être suffisamment élevée pour permettre une importante production d'ions H⁻.

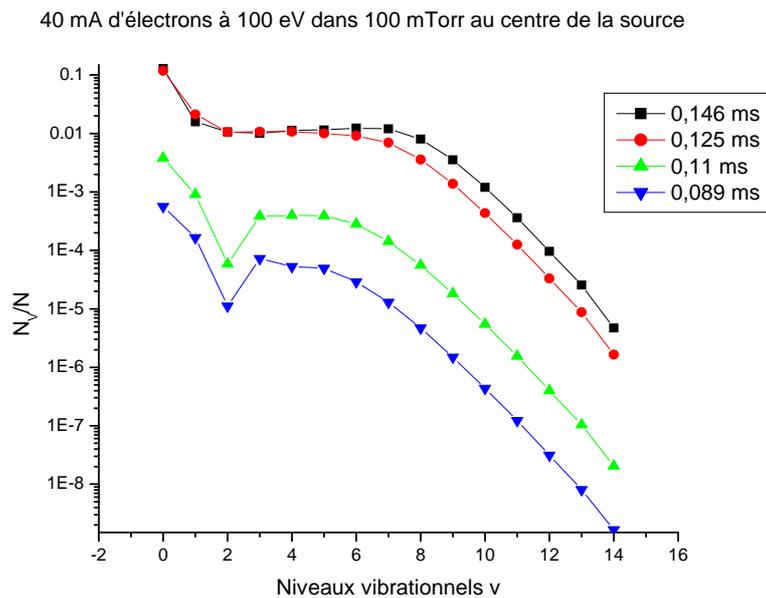


Figure 87 : Evolution de la distribution des molécules excitées (40 mA d'électrons à 100 eV dans 100mTorr).

A des pressions aussi élevées (100 mTorr), il est possible de constater que l'état stationnaire est atteint relativement rapidement contrairement aux pressions qui seront étudiées ultérieurement (§VI.3 Etude à 6 mTorr). Cette relaxation se caractérise en particulier par une singularité au niveau vibrationnel numéro deux se résorbant au bout de 0,125 ms. Ce trou dans la distribution pour $v = 2$ est dû à des temps caractéristiques différents pour les processus e-V et V-T. Ce dernier temps est lié au temps de création des atomes H⁻ [81].

VI.2.3.3 Distribution des ions H⁻

La représentation de la distribution d'ions négatifs (Figure 88) confirme les observations précédentes faites à partir de la fonction de distribution électronique. Le taux de production d'ions H⁻ est faible, il atteint difficilement $3,75 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$. Ce taux est moins important que précédemment (à 40 eV) et confirme ce qui a été évoqué à propos de l'action destructrice des ions positifs. En effet, ils sont plus abondamment produits à 100 eV qu'à 40 eV alors que la densité d'électrons froids, semble quasi-identique dans les deux cas.

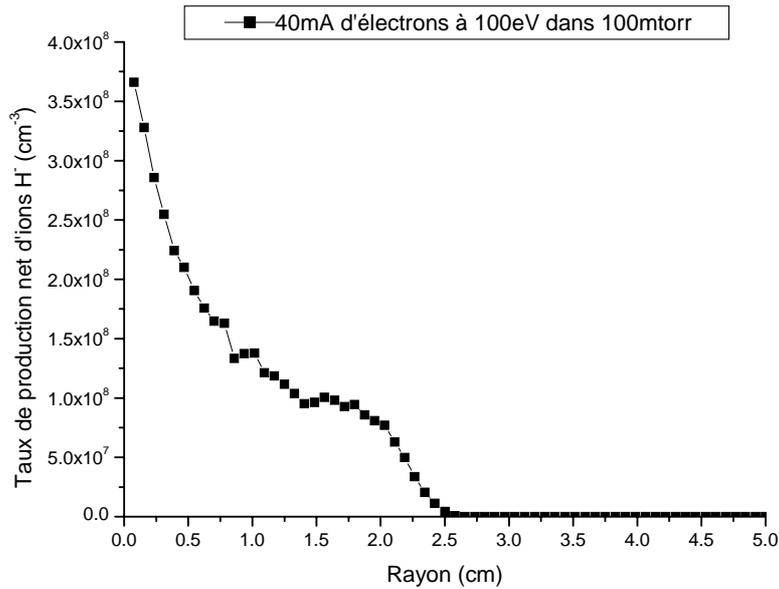


Figure 88 : Production d'ions H⁺ en fonction du rayon (40 mA d'électrons à 100 eV dans 100 mTorr).

Avec cette énergie d'injection, les électrons sont beaucoup plus énergétiques et se retrouvent donc beaucoup plus rapidement à l'extérieur de la source que dans le cas de la précédente injection d'électrons. L'effet de répulsion de la charge d'espace est ici beaucoup plus perceptible. Ainsi, la Figure 88 présente un gradient de densité plus fort. La diminution de la densité des ions H⁺ en fonction du rayon entraîne naturellement avec elle, celle du rapport entre les ions H⁺ et électrons.

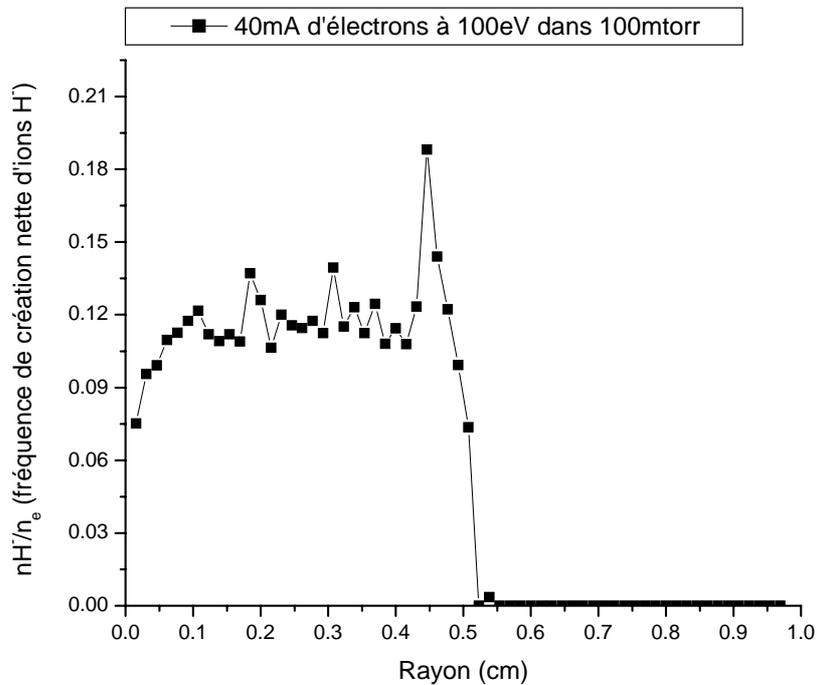


Figure 89 : Rapport ions H⁺ sur électrons (40 mA avec une énergie de 100 eV dans 100 mTorr).

VI.2.3.4 En conclusion

Cette étude permet de comprendre plusieurs choses. Le premier point qui a été développé, explique pourquoi les sources d'ions négatifs fonctionnent à très basses pressions. Travailler à haute pression implique non seulement des termes de création d'ions H⁻ faibles, mais aussi des facteurs de pertes important liés à une forte présence d'ions positifs et d'atomes.

De plus, nous sommes en présence d'une situation paradoxale. La volonté de produire de forts courants d'ions négatifs en volume et celle d'utiliser une source ECR peuvent être contradictoires connaissant les forts taux d'ionisation produits par ce type de machine. Cela implique une forte présence en ions et c'est probablement une des raisons du faible rendement obtenu jusqu'ici avec la source ECR.

L'étude montre par ailleurs, que l'hypothèse d'un champ électrique uniquement radial s'avère fausse et qu'un passage en deux dimensions s'impose. Les paragraphes suivants abordent alors l'étude des basses pressions ainsi que les résultats obtenus à partir d'une résolution de l'équation de Poisson, en deux dimensions. Les résultats présentés suite aux modifications du code vérifient une longueur d'efficacité des électrons entre 0 et 3 cm. Par soucis de lisibilité une représentation 1D a été choisie le long du rayon. Les valeurs présentées sont des moyennes le long de l'axe longitudinal.

VI.3. Etude à 6 mTorr

L'intérêt de travailler à fortes pressions est de pouvoir éliminer à la fois des contraintes de temps de calculs et de simplifier l'expérimentation. L'ionisation plus importante dans des conditions de fortes pressions avait l'avantage de ne pas demander de fortes puissances d'injection des électrons. La diminution de la pression est inévitable lorsque est recherché un maximum de production d'ions H⁻. Il est d'autre part très intéressant de pouvoir faire le lien entre le calcul et la réalité, cela pousse d'autant plus l'intérêt d'une investigation à basse pression. A énergie d'injection identique, si la pression diminue le libre parcours moyen augmente inversement proportionnellement à cette pression. Les processus e-V et E-V sont d'autant moins efficaces que la pressions diminue, il faut alors compenser en augmentant la densité d'électrons à travers l'accroissement du courant injecté. Par ailleurs, si l'injection de fortes puissances devait être inévitable, il serait très difficile de réaliser un transport d'électrons adéquat basé sur le principe de chambres séparées (voir le §VI.5.1). Il faut alors privilégier une configuration avec deux enceintes fonctionnant à la même pression. Sachant qu'une source ECR ne fonctionne pas à des pressions supérieures à la dizaine de mTorr, il est donc important d'être capable de simuler l'interaction d'un faisceau d'électrons avec un gaz d'hydrogène dans les gammes de pression qui s'en approchent.

Des difficultés liées à la réduction de pression vont alors apparaître. Une diminution de pression engendre automatiquement celle de l'accroissement du libre parcours moyen ; le risque de n'avoir aucun évènement dans l'enceinte devient grand. D'autre part, la compensation de charge d'espace devient très faible et le calcul risque de diverger. Afin de pouvoir comptabiliser à de faibles pressions un nombre d'ionisations suffisamment important pour créer et entretenir un plasma, il faut alors agrandir les dimensions de la chambre. Le raisonnement est le suivant,

en réduisant la pression initialement de 100 mTorr jusqu'à atteindre quelques mTorr, le produit entre le rayon de l'enceinte et sa longueur se retrouvera multiplié par 100. Sachant que le calcul est en deux dimensions, il faut multiplier le rayon de l'enceinte par $\sqrt{100}$.

En procédant de cette manière le calcul PIC risque de poser des problèmes de convergence. Le code, calcule la densité de charges positives et négatives de chaque cellule et en déduit leur potentiel plasma. Si maintenant le volume du système devenait plus grand, deux cas de figures sont possibles : agrandir la taille de chaque cellule ou accroître leur nombre. L'augmentation de la taille des cellules va provoquer une perte de précision, au risque de dénaturer la réalité. De forts gradients de charges d'espace peuvent apparaître.

A des pressions aussi faibles que 8 mTorr le nombre d'événements par électron suivi est très faible. Les électrons sont perdus sans collision pour la plupart, il est par conséquent impossible de faire un tel calcul sans ajouter un paramètre supplémentaire. Pour garder les électrons à l'intérieur de la source, nous avons choisi de confiner le plasma en simulant un solénoïde infini. Sachant qu'au centre de la source ECR, il est appliqué un champ magnétique longitudinal atteignant 1200 Gauss^[89], celui-ci a donc été appliqué dans toute l'enceinte simulée. La Figure 90 présente les densités électroniques ainsi obtenues en fonction du courant d'électrons de 80 volts pour 6 et 8 mTorr. Ces valeurs sont obtenues sur l'axe de la source et moyennée sur la longueur.

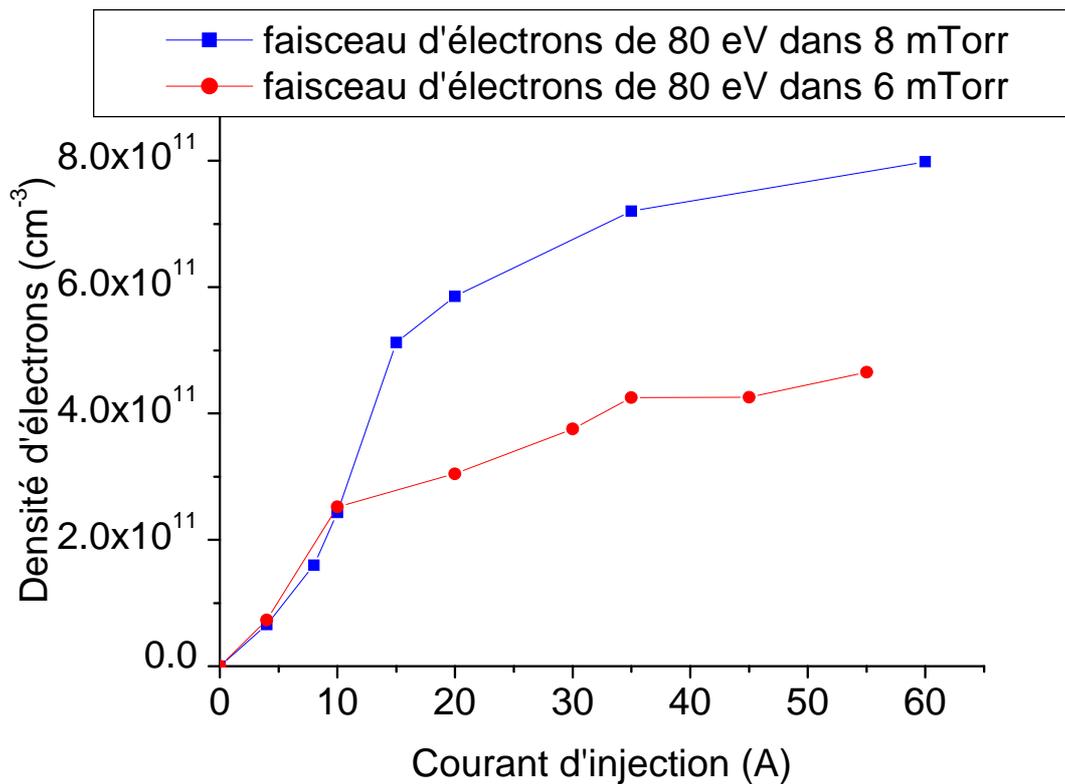


Figure 90 : Densité électronique en fonction d'un courant d'injection de 80 volts pour 6 et 8 mTorr.

Ces résultats représentent bien l'ordre de grandeur habituellement rencontré pour ce type de source, les résultats sont notamment très proches de ceux obtenus à l'Ecole Polytechnique^[90] avec leur source à filaments, à des pressions et courants de décharges proches.

VI.4. Le passage obligatoire en 2D

VI.4.1 Etude de la relaxation par comparaison des fonctions de distributions

Le passage d'un code 1D à 2D semble satisfaire les exigences de relaxation du plasma. Une représentation semi-logarithmique permet, d'illustrer cette relaxation en comparant les deux types de calculs. La Figure 91 et la Figure 92 représentent l'évolution des fonctions de distribution, respectivement en 1D et 2D, après 0,3 ms d'injection. Ainsi, la version 2D atteint un état quasi-stationnaire beaucoup plus stabilisé. Pour le comprendre, il faut regarder l'évolution de la population électronique à haute (supérieure à 80 eV) et basse énergie (inférieure à 5 eV). En effet, la population électronique dans un plasma en régime de relaxation, augmente à faible énergie et diminue à haute énergie. C'est dû à la fois à la relaxation de l'énergie des électrons primaires et à la faible énergie des électrons secondaires. D'où l'intérêt d'une représentation en échelle semi-logarithmique, car elle permet de mieux visualiser cette évolution. L'accroissement avec le temps de la fonction de distribution aux faibles énergies était certes visible dans le cas 1D mais reste néanmoins beaucoup moins prononcé qu'en 2D. Le champ électrique longitudinal permet une meilleure répartition des électrons en longueur et de limiter leur perte aux parois (radiale).

Les deux figures suivantes montrent les FDEE (fonction de distribution électronique en énergie) obtenue au bout de 0,3 ms par injection de 10 A de faisceau d'électrons, à 80 eV, dans 6 mTorr de gaz d'hydrogène.

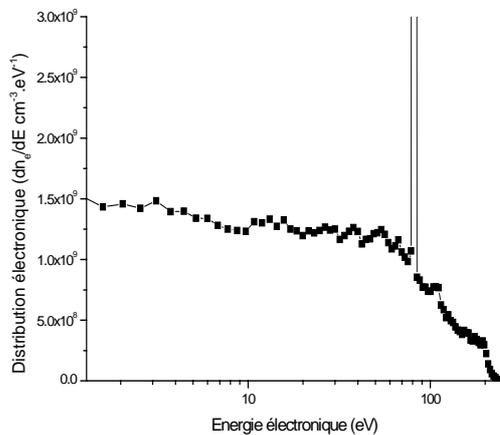


Figure 91 : FDEE calculée à partir de la version 1D.

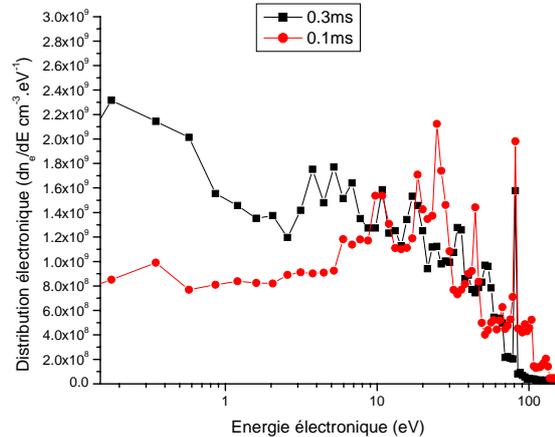


Figure 92 : Evolution de la fonction de distribution en calcul 2D (80eV d'électrons de 10A à 6 mTorr)

La Figure 91 étant obtenue à partir d'un calcul 1D. D'après les critères précédemment énoncés, la distribution ne semble pas atteindre une relaxation aussi prononcée qu'en deux dimensions (Figure 92). Toujours dans les mêmes conditions, la Figure 93 ainsi que la Figure 94 montrent dans le cas 2D, l'évolution de la relaxation du plasma en fonction du temps. Cet

exemple illustre cette fois-ci l'évolution de la distribution électronique à des gammes d'énergies plus élevées.

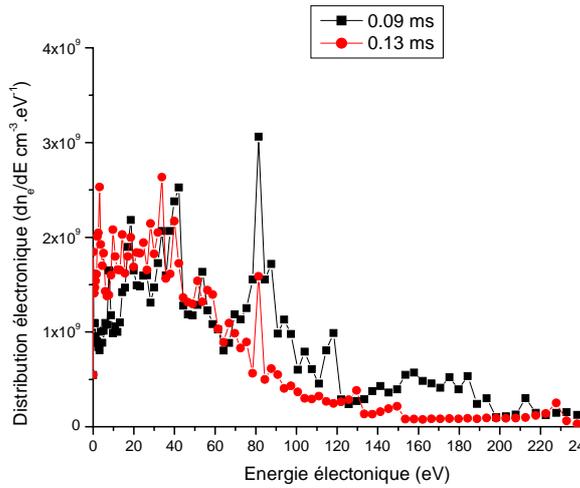


Figure 93 : Evolution de la fonction de distribution électronique en calcul 2D.

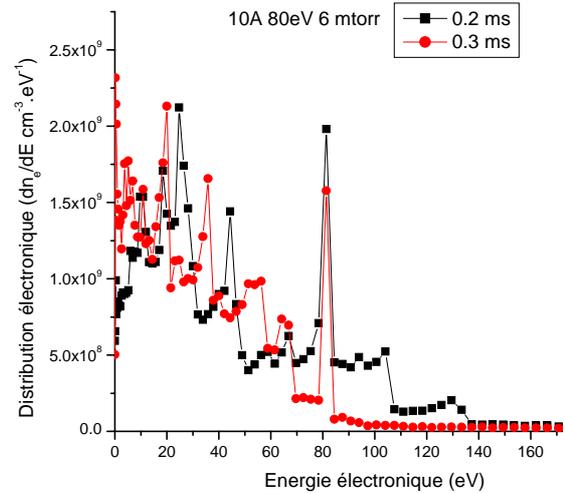


Figure 94 : En 2D, l'FDEE tend vers l'état quasi stationnaire au bout de 0,3 ms.

Cette relaxation très avancée s'observe aussi à travers la réduction de la population électronique pour des énergies supérieures à 80 eV. En effet, cette population électronique devrait théoriquement tendre vers zéro lorsque l'énergie est supérieure à celle de l'injection. La Figure 94 est une illustration parfaite de l'effet ainsi décrit. Au bout de 0,3 ms la densité d'électrons ayant une énergie au-dessus de l'énergie initialement injectée tend à être nulle, c'est l'état quasi-stationnaire.

VI.4.1.1 Conclusion

Cette première partie est essentiellement destinée à montrer le bon fonctionnement du code et la conformité des résultats. Pour aller plus loin, une démonstration s'appuyant sur la vérification expérimentale serait idéale. Il est donc regrettable de ne pas pouvoir vérifier les résultats obtenus par l'expérience. Néanmoins, la comparaison des résultats précédents avec les données obtenues avec des expériences dans des conditions similaires semble apporter une certaine crédibilité aux calculs. La suite de ce document présente les résultats obtenus à partir de ces différentes distributions (vibrationnelles ou électroniques). Ils vont notamment aborder les potentialités de la future source en fonction de plusieurs paramètres (énergies d'injection, courants). Tenant compte de la contrainte liée au temps de calcul ainsi que de la qualité des résultats, les données exposées par la suite concernant un temps d'injection de 0,3 ms.

VI.4.2 Etude du transport des ions H

Il est important de pouvoir connaître l'effet du transport sur la distribution des ions H. La Figure 95 présente typiquement les distributions obtenues avec et sans transport d'ions H.

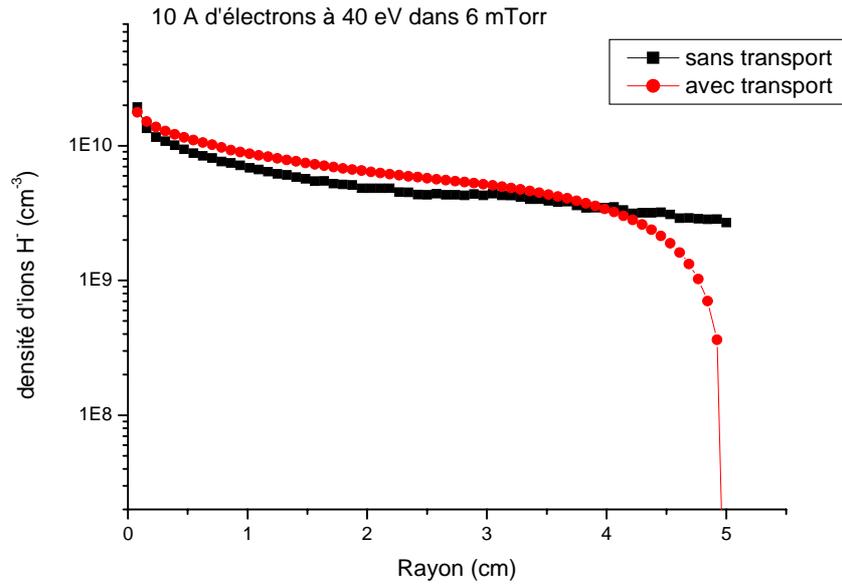


Figure 95 : Comparaison entre le calcul des ions H⁻ avec et sans tenir compte du transport.

L'intérêt d'un tel calcul est la prise en compte de la destruction des ions H⁻ aux parois. La Figure 95 montre une rapide réduction de la densité d'ions H⁻ au bout de 5 cm, alors que cela n'est pas le cas de la distribution sans transport. Cette décroissance est néanmoins à relativiser car les processus de création en surface n'ont volontairement pas été inclus. En effet, ils restent à ce jour difficiles à estimer avec certitude et d'autre part les matériaux que nous utilisons ne favorisent pas l'attachement en surface. Cette diminution se retrouve naturellement dans le rapport entre les ions H⁻ et les électrons de la Figure 96.

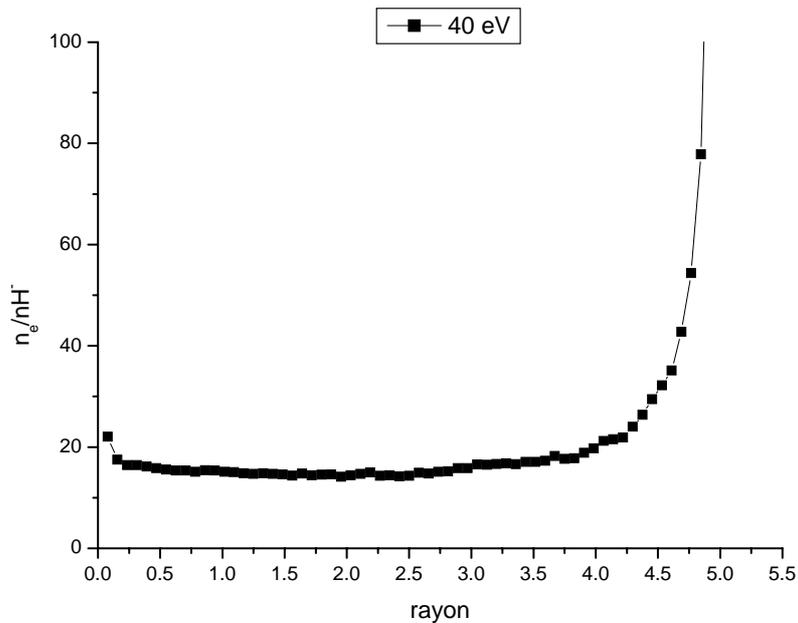


Figure 96 : Rapport électrons sur ions H⁻ (40eV d'électrons à 10A dans 6mTorr)

Contrairement à précédemment, ce rapport n'est plus constant le long du rayon, il reste minimum jusqu'à 3 cm, puis augmente considérablement au-delà. La comparaison entre la Figure 95 et la Figure 97 représentant la densité électronique en fonction du rayon, permet de comprendre l'évolution de ce rapport (Figure 96). Il est légèrement décroissant sur quelques millimètres, puis reste constant jusqu'à 3 cm, et croît de plus en plus. Cette forte augmentation à l'extrémité de la source est due à une perte d'ions négatifs sur la paroi plus importante, associée d'une mobilité électronique plus grande, compensant leur perte. Il faut noter que ces électrons subissent un confinement magnétique réduisant leur perte aux parois alors que le champ magnétique a été négligé dans le calcul des ions H^- . Ce calcul montre qu'en maintenant un rayon au moins égal à 5 cm, il est possible de maintenir une densité d'ions H^- maximale sur au moins 3 cm. Rappelons qu'il est préférable d'avoir le rayon le plus petit possible, sachant que cela permet à puissance d'injection identique, d'avoir une densité de puissance plus importante. D'autre part, un rayon trop petit, n'optimise pas nécessairement la production d'ions H^- en volume. En effet, les ions négatifs ont un parcours moyen avant destruction d'environ 3 cm^[53], la population d'ions H^- disponible se trouve alors à l'intérieur d'un cylindre de 3 cm de rayon. Ce volume constitue en quelque sorte un réservoir d'ions H^- sachant que les calculs ne tiennent pas compte de l'effet de l'extraction.

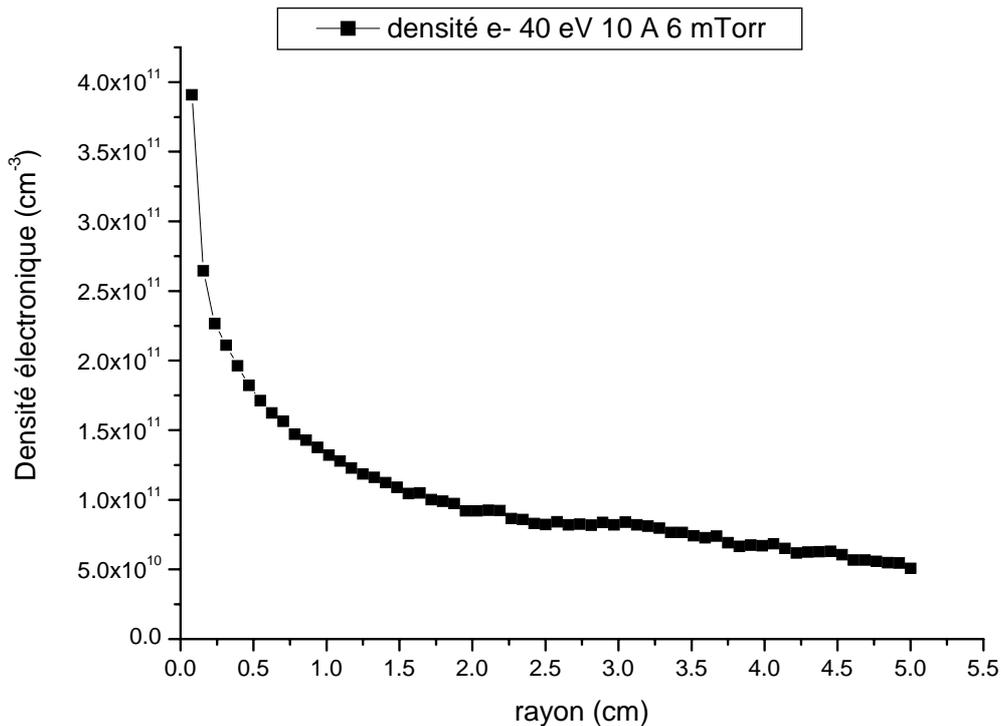


Figure 97 : Densité électronique en fonction du rayon (40eV d'électrons à 10A dans 6mTorr).

Il a été choisi de ne pas calculer le transport des ions H^- le long de l'axe longitudinal car il est difficile d'estimer l'effet de la zone d'extraction sur le transport des ions négatifs. En effet, la présence d'un trou d'extraction où règnent de très forts champs électriques complique beaucoup les choses. Nous avons alors préféré une étude portant sur l'efficacité de la pénétration du faisceau d'électrons dans le gaz^[91]. La Figure 98 représente donc la production d'ions H^- sur l'axe de la source en fonction de la longueur de pénétration des électrons dans le gaz.

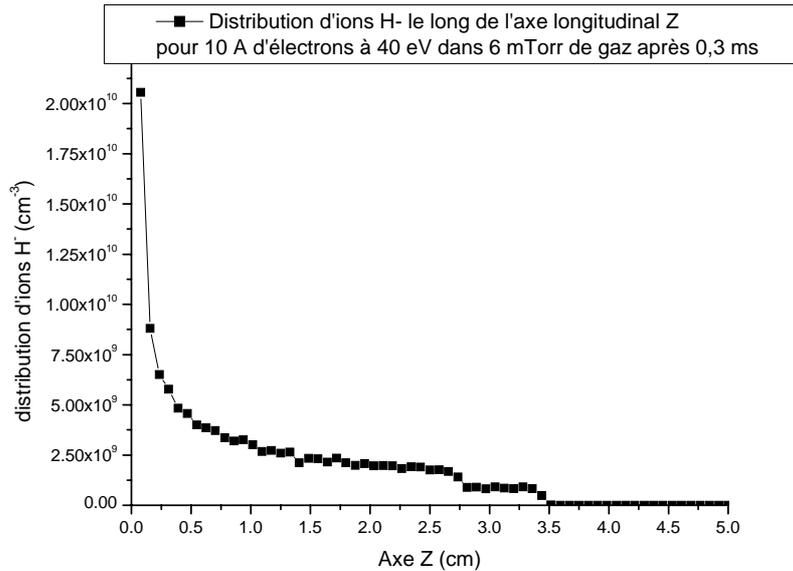


Figure 98 : Distribution de la densité de production d'ions H⁻ en fonction de la distance

Ce résultat est très représentatif de ce qui est obtenu, à savoir une distance optimale d'interaction aux environs de 3 cm. Cette distance varie avec l'énergie mais reste peu significative. D'autre part, nous verrons par la suite que l'énergie d'injection est optimale à 40 eV.

VI.4.2.1 Conclusion

Une taille de chambre de 5 cm de rayon et de 3 cm de longueur semble être suffisante à un maximum d'ions H⁻ extrait. D'après les calculs de D.Riz et J.Paméla les ions H⁻ doivent être extraits dans un périmètre inférieur ou égal à 3 cm. Les calculs mettent alors en évidence la présence d'un maximum d'ions H⁻ à l'intérieur de ce périmètre. En effet, lorsque l'on s'approche des parois la densité d'ions H⁻ diminue considérablement suite aux pertes sur les parois imposées par les conditions limites. Cela signifie qu'il n'est pas nécessaire d'avoir une enceinte de production plus grande. Ces valeurs ne sont que des ordres de grandeurs et n'ont pas la prétention d'être fixe mais permettant de se rapprocher d'un juste équilibre entre la densité de puissance et le périmètre de présence utile des ions H⁻. D'autre part, plus la taille de la chambre est petite, plus on a de chances d'extraire des ions H⁻ produits par des processus en surface. La distance optimale d'environ 3 cm de longueur sera par la suite confirmée par des mesures expérimentales indiquant un maximum de courant extrait lorsque la longueur de la chambre est comprise entre 2 et 3 cm.

VI.4.3 Etude sur la meilleure énergie d'injection

VI.4.3.1 Optimisation des processus

L'importance de la puissance injectée sur la production d'ions H⁻ est connue depuis très longtemps^[92]. La notion de puissance fait cependant intervenir les deux grandeurs que sont la

tension et le courant d'électrons injectés. L'étude suivante montre qu'en cherchant uniquement un maximum de puissance sans tenir compte de la tension de décharge, l'efficacité de la production d'ions négatifs n'est pas garantie. En décomposant cette grandeur et en ne s'attachant qu'à la variation de l'énergie d'injection des électrons, le calcul conduit à une valeur d'énergie optimale autour de 40 eV comme le montre la Figure 99. Elle est obtenue pour différentes énergies, lors d'injection de faisceaux d'électrons de 10 A, dans un gaz à une pression de 6 mTorr. Ces courbes sont des moyennes le long de l'axe Z.

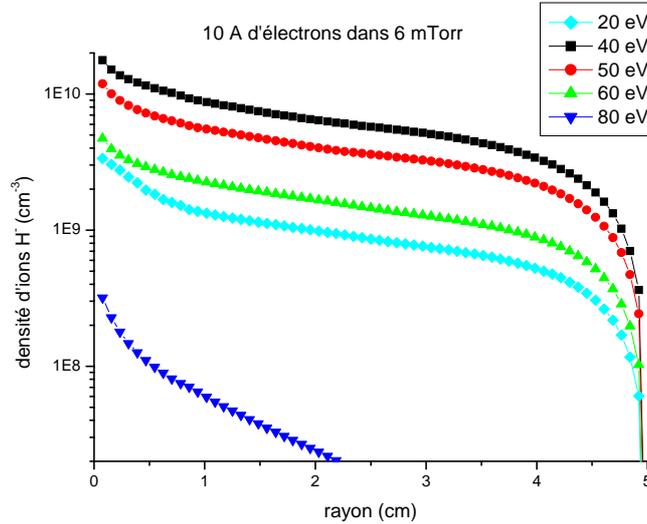


Figure 99: Evolution en fonction du rayon de la densité des ions H^- pour différentes énergies.

L'étude du rapport entre la densité électronique et celle des ions H^- souligne d'autant plus l'efficacité d'une telle énergie d'injection. Nous avons vu précédemment qu'une ionisation excessive pouvait être néfaste à la production d'ions H^- car une forte production d'ions positifs pouvait entraîner un excès de processus de neutralisations mutuelles. D'après certains auteurs^[93] l'ionisation est maximale pour des électrons de 80 eV d'énergie. La Figure 100 montre alors que cette valeur est loin d'être la plus efficace.

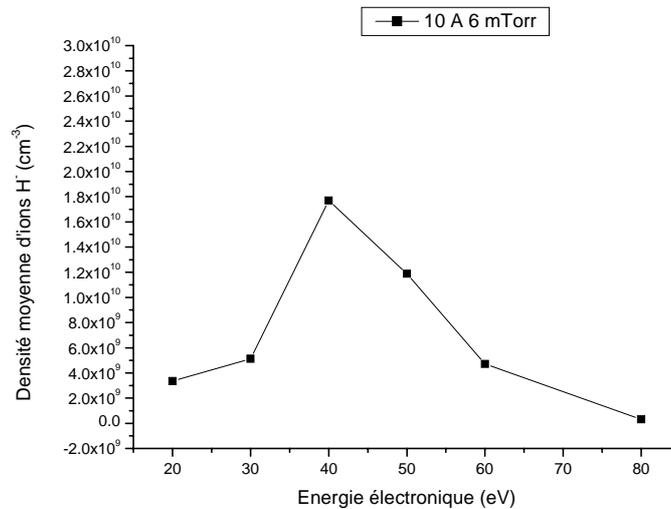


Figure 100 : La densité d'ions H^- pour différentes énergies

Les résultats indiquent qu'une injection d'un faisceau de 40 eV permet d'obtenir la densité d'ions H⁻ la plus élevée. Cette densité varie du simple au double selon l'énergie d'injection. La densité d'ions négatifs vaut $1,2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ pour une injection d'électrons à 40 eV et n'est que de $3,4 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ et $3,2 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ pour respectivement 20 et 80 eV.

Le but recherché n'est pas une ionisation maximale mais une optimisation maximale. Le rapport H⁻/e⁻ doit être optimisé. Il ne faut pas oublier qu'une source à filaments a un taux d'ionisation moins important que celui d'une source ECR « simple », alors qu'elle produit des courants d'ions H⁻ plus important.

VI.4.3.2 Conclusion

La production d'ions H⁻ est maximale en injectant un faisceau d'électrons de 40 eV d'énergie. L'étude n'a pas été poussée au-delà de 0,3 ms car les temps de calculs étaient beaucoup trop importants. L'essentiel est d'obtenir une idée significative de cette énergie. La suite de ce document admet par conséquent pour énergie référence la valeur de 40 eV. Afin de compléter l'information sur l'effet de la puissance, les paragraphes suivants comparent dans un premier temps la vitesse de relaxation du plasma puis la production d'ions H⁻ en fonction du courant d'injection.

VI.4.4 Etude du temps de convergence

Voyons maintenant l'évolution de l'équilibre du plasma. La Figure 101 présente différentes distributions vibrationnelles à différents instants. Les résultats sont obtenus dans le cas d'une injection de 5 A d'électrons, à 40 eV, dans un gaz d'hydrogène à une pression de 6 mTorr.

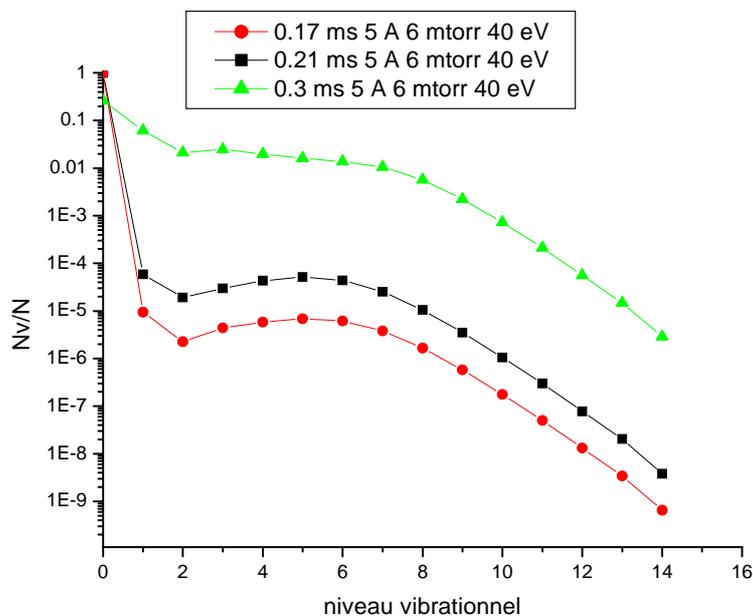


Figure 101 : Distribution des molécules dans le niveau vibrationnel (5A d'électrons de 40eV dans 6mTorr)

Nous constatons que le creux de la courbe au niveau vibrationnel $\nu = 2$ dû à l'absence d'atomes, s'atténue avec le temps et signe ainsi une évolution vers un état proche de la stationnarité. Cet état n'est cependant pas complètement atteint au bout de 0,3 ms alors que la relaxation des électrons a été obtenue.

La Figure 102 représente l'évolution de la production d'ions négatifs à trois instants séparés de 0,04 ms. A l'instant 0,13 ms la production maximale d'ions négatifs est de $2,2 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$. 0,04 ms plus tard, la production d'ions négatifs s'est retrouvée multipliée par un facteur 2,45 atteignant alors une densité de $5,4 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$. Quelle que soit la période, la diminution de la densité d'ions H^- n'apparaît qu'au-delà de 3 cm. Cela signifie que le rayon qui a été choisi est suffisamment grand. Au bout de cette distance, la densité de production d'ions H^- diminue énormément.

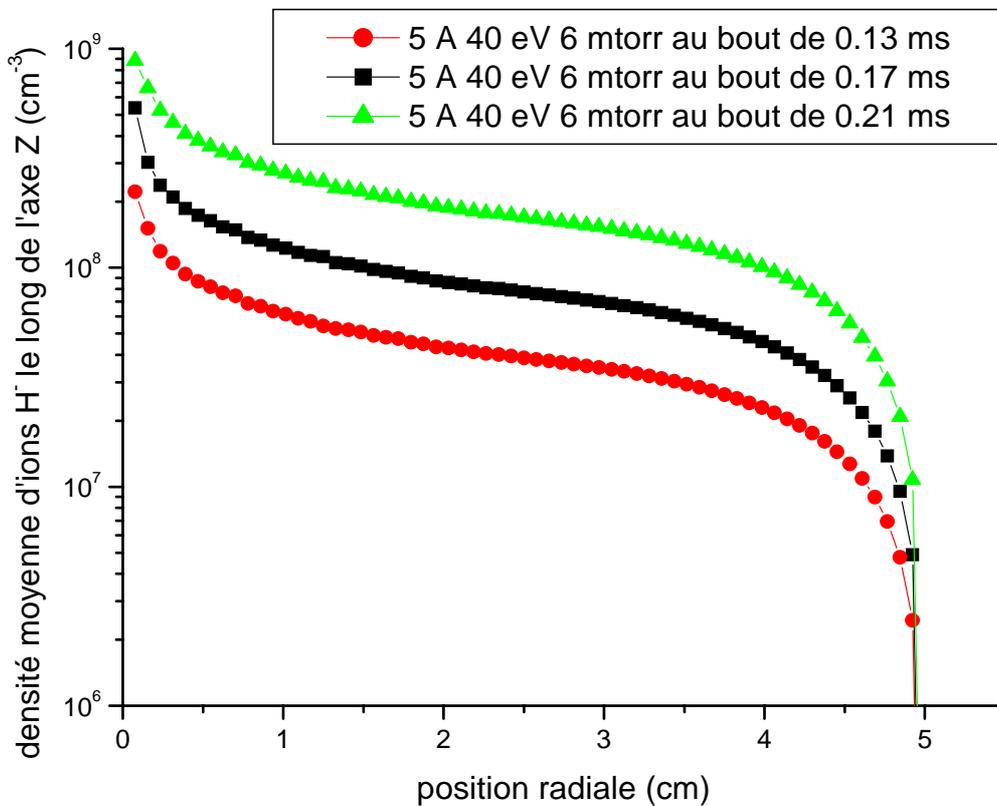


Figure 102 : Evolution de la densité d'ions H^- en fonction du rayon (5A d'électrons de 40eV dans 6mTorr)

La Figure 103 représente le rapport entre la densité d'électrons et celle des ions H^- en fonction du temps, en échelle semi-logarithmique. L'évolution de la densité moyenne d'ions H^- en échelle semi-logarithmique est représentée en fonction du temps sur la Figure 104. Cette durée est longue. Au bout de 0,3 ms, le maximum de production d'ions H^- n'est pas encore atteint. Sachant que la relaxation des électrons a été obtenue et que celle des molécules excitées ne l'est pas, la longue durée de production d'ions H^- est par conséquent due au temps de formation des molécules excitées. Ces dernières ayant un temps de formation corrélé à celui des atomes. Cela a notamment été démontré par C.Gorse et al.^[81] dans le cas d'une source multipolaire.

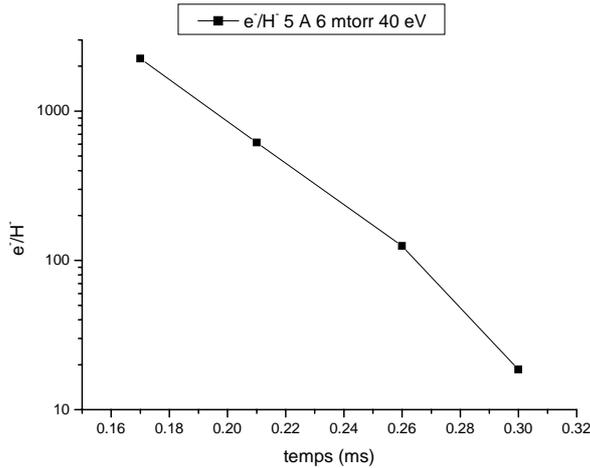


Figure 103 : Evolution du rapport électrons sur ions H⁻ (5A d'électrons de 40eV dans 6mTorr)

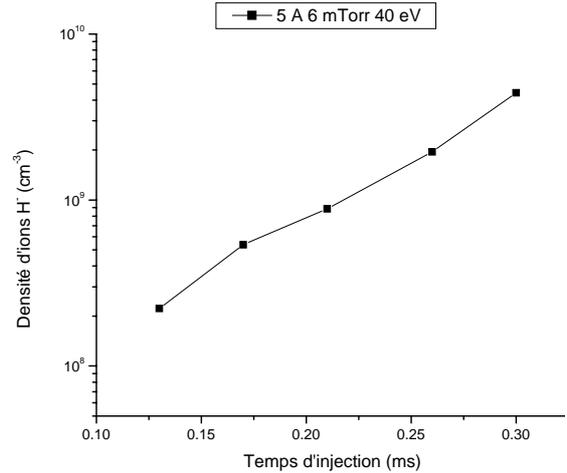


Figure 104 : Densité d'ions H⁻ moyenne dans toute l'espace (5A d'électrons de 40eV dans 6mTorr).

Cette mise en évidence d'un temps de montée long, a été confirmée par la suite grâce à des mesures expérimentales. Elles montrent de manière significative un temps de montée plus grand pour les ions négatifs, nous permettant de séparer le signal dû aux ions négatifs de celui dû aux électrons. Ce long temps de montée peut d'autre part se manifester dans le cas le plus extrême, lorsque l'extraction est telle que le renouvellement de la population d'ions H⁻ ne soit pas suffisant. Le signal obtenu est alors instable et saccadé. Ce cas de figure n'a cependant jamais été observé dans « la nouvelle source » alors que de tels phénomènes étaient fréquents dans l'ancienne source. A l'oscilloscope le problème se caractérisera généralement par un signal arrondi ayant un temps de montée long (voir la photo de l'oscillogramme représenté sur la Figure 126). Cette montée est caractéristique de l'ignition du plasma et tend vers une valeur de seuil lorsque la densité atomique est complètement établie. Ce régime est très difficile à simuler car la durée du temps de calcul devient de plus en plus longue. Plus l'ionisation augmente plus l'ordinateur doit gérer un nombre de particules important. Dans le cas présent une étude consistant à rallonger les temps de calculs est secondaire. Les études réalisées montrent qu'avec le temps, la densité de molécules excitées vibrationnellement augmente^[81]. Avec un courant d'injection de 5 A la densité d'ions H⁻ obtenue est de 5 10⁹ cm⁻³ alors qu'une relaxation vibrationnelle totale n'est pas encore atteinte.

La source ECR sans être optimisée pour la production d'électrons est capable de produire une densité de courant de 250 mA.cm⁻², ce qui revient à un courant de 5 A sur une surface de 2,5 cm de rayon. La partie expérimentale exposera par la suite les résultats obtenus. Cependant l'expérience ne reproduit pas rigoureusement le dispositif utilisé dans les calculs, car il est très difficile de réaliser de tels faisceaux mono-énergétiques mais elle apporte de nombreuses similitudes.

VI.4.5 Vérification des résultats obtenus

Afin de pouvoir vérifier les calculs, la Figure 105 propose une comparaison avec une expérience réalisée à l'Ecole Polytechnique sur une source d'ions H⁻ fonctionnant avec des

filaments. Les conditions d'obtention ne sont pas tout à fait les mêmes mais restent cependant assez proches et représentent un rapprochement suffisamment significatif pour justifier de la pertinence des calculs. Il est en effet très difficile d'obtenir des données expérimentales proches des conditions de calculs, celle qui est présentée ici étant la plus significative. Nous pouvons néanmoins faire référence aux travaux de Catherine Courteille^[90] qui a fait un certain nombre de mesures au cours de son travail de thèse à l'Ecole Polytechnique sur la source Camembert III (Figure 105).

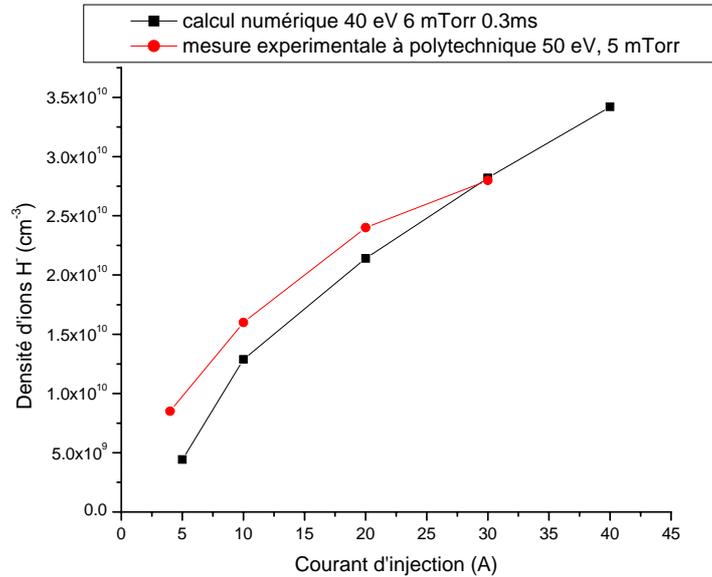


Figure 105 : Densité d'ions H⁻ en fonction de différents courants d'injection.

VI.5. Faisabilité matérielle

VI.5.1 Etude d'un système accélérateur–décélérateur

L'objectif des prochains paragraphes est d'étudier la faisabilité d'une injection d'électrons, de la source ECR vers une seconde enceinte. Nous avons vu précédemment, qu'un courant électronique d'une énergie de 40 eV était une solution envisageable du point de vue théorique. La mise en pratique implique des considérations d'ordre matériel. Il faut rechercher l'application la plus réaliste possible en tenant compte de critères physiques tels que le transport du faisceau. C'est uniquement en polarisant la source de quelques kilovolts, que l'extraction d'un courant d'électrons suffisamment élevé est possible. Dans ce cas l'énergie des électrons est beaucoup trop grande pour ioniser le gaz (§VI.1). Il est donc impératif de pouvoir ralentir ce faisceau avant de l'injecter et une étude sur le transport d'un faisceau d'électrons a donc été faite. Pour cela de nombreux logiciels commerciaux existent et celui qui est ici retenu s'appelle Axcel. Ce programme est particulièrement apprécié car il a prouvé son efficacité à de nombreuses reprises notamment lors de l'étude de faisceau d'ions positifs ainsi que pour des faisceaux d'électrons pour le développement de la source SILHI. Cette étude de transport de

faisceau a été réalisée pour différentes géométries afin de trouver celle qui correspond le mieux aux résultats escomptés.

VI.5.1.1 Etude sur l'injection d'un faisceau d'électrons de 100eV

Le but de cette étude repose sur l'injection d'un faisceau de courant le plus intense possible. La source ECR étudiée en première partie, produit une densité de courant électronique de 250 mA/cm². Plus le trou d'extraction est grand, plus le courant injecté sera important. L'étude s'est portée sur l'extraction d'un faisceau électronique à partir d'un trou de 5 cm de rayon. Le courant injecté devrait théoriquement atteindre 16 A. Une étude sur le transport de 16 A d'électrons a donc été réalisée, en faisant varier les positions des électrodes, leurs dimensions, ainsi que leur nombre.

La Figure 106 illustre typiquement les difficultés rencontrées. Nous avons dans un premier temps cherché à créer un faisceau de 100 eV, en appliquant un potentiel de -9 kV à la source, l'électrode suivante est mise à la masse, celle d'après à -8,9 kV. Différentes configurations ont été étudiées mais dans chaque cas, l'électrode d'extraction a été fixée à 6 cm de l'électrode plasma. Cette valeur semble offrir le meilleur transport des électrons dans la seconde enceinte, sachant que nous avons tenu compte de la focalisation du faisceau et de l'importance des retours de faisceaux.

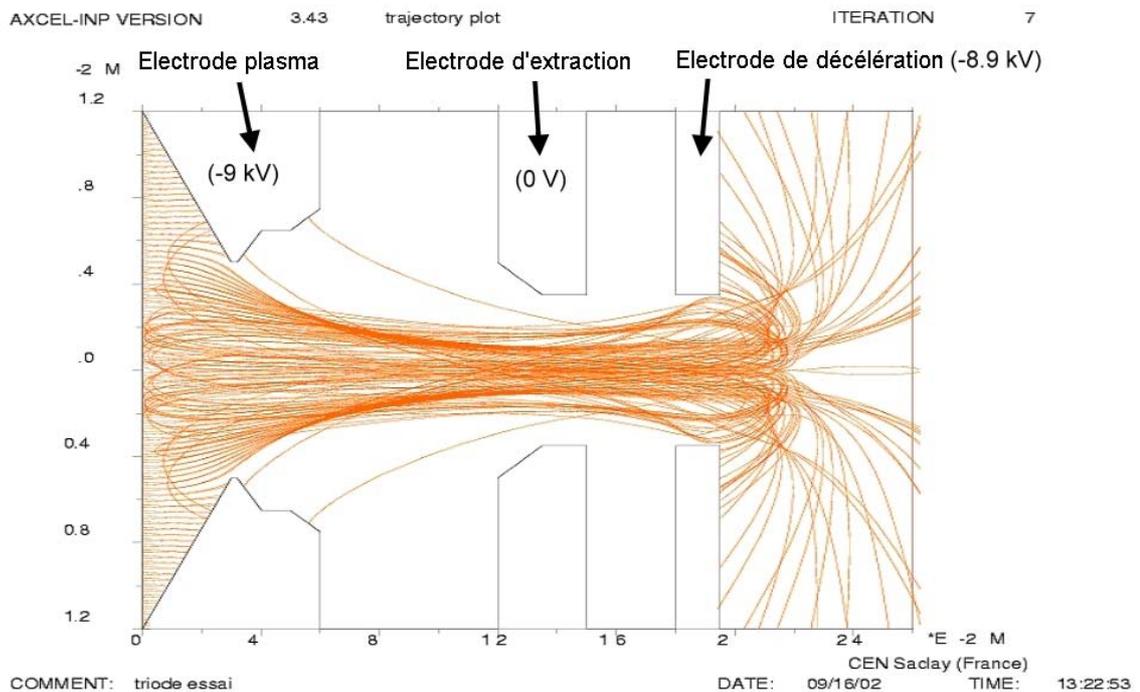


Figure 106 : Etude du ralentissement d'un faisceau de 9 kV à 100 eV

Non seulement le faisceau injecté diverge dans la seconde chambre, mais il se retrouve attiré vers la source émettrice. Néanmoins, cette approche ne prend pas en compte la présence d'un gaz dans la seconde chambre. Il est probable que ce problème s'atténue après création d'un plasma et apparition de phénomènes de compensations de la charge d'espace.

Un système de plusieurs électrodes a été traité sans réelle amélioration. Seul le système représenté sur la Figure 107 donne un faisceau plus facile à maîtriser.

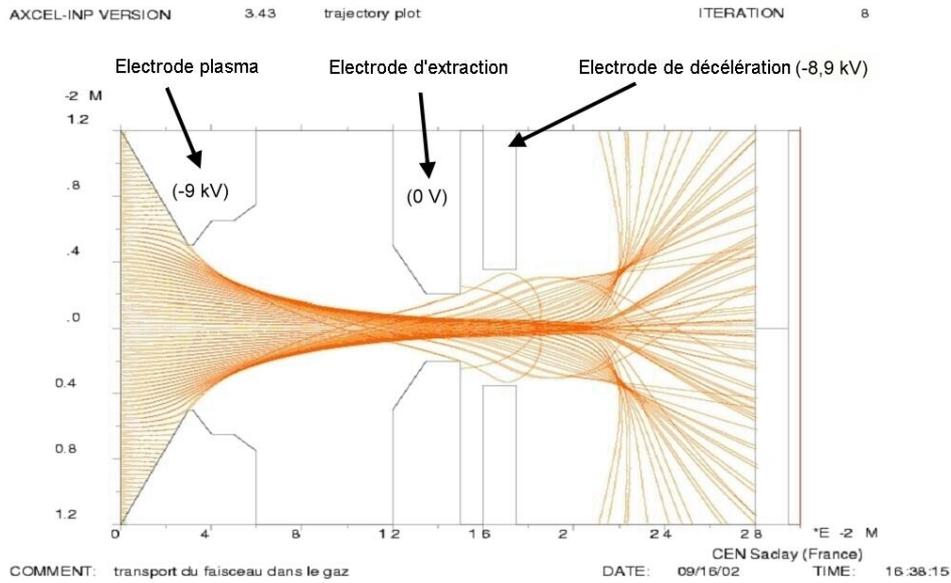


Figure 107 : Ralentissement d'un faisceau de 16 A passant de 9 kV à 100 eV

VI.5.1.2 Injection d'un faisceau de 200 eV

Avec une différence de potentiel de 200 V les contraintes électrostatiques appliquées sur le faisceau sont moins importantes. Il est par conséquent moins divergent. La Figure 108 est obtenue en appliquant au dispositif précédent une différence de potentiel faisant passer les électrons de 9 keV à 200 eV.

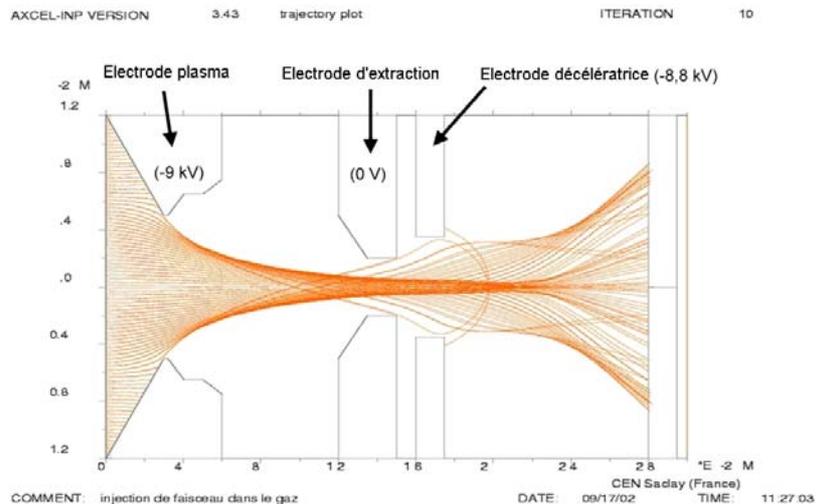


Figure 108 : Ralentissement d'un faisceau de 16 A passant de 9 kV à 200 eV

Par souci de vérification nous avons poussé les calculs dans le cas d'une injection de 300 eV d'électrons. Les résultats ont montré une amélioration du faisceau transporté allant dans le sens recherché. Néanmoins cette énergie reste beaucoup trop grande comparée au 40 eV précédemment mis en évidence.

VI.5.1.3 Conclusion

L'ensemble de ces résultats sont à prendre avec précaution car, ils décrivent l'injection dans une chambre vide (10^{-2} mTorr). La compensation de la charge d'espace est très faible comparée à celle pouvant être obtenue lors d'une injection dans un gaz de quelques mTorr. Néanmoins ils ont l'intérêt de présenter les difficultés qu'implique l'injection de forts courants d'électrons. Deux principaux reproches peuvent être fait à ce type de configuration. Le premier est directement lié aux résultats ; l'injection d'électrons reste malgré un fort ralentissement beaucoup trop énergétique. L'autre critique concerne les capacités matérielles que nécessite une telle réalisation. Une injection par un trou de 5 cm de rayon impose un système de pompage beaucoup plus important qu'il n'est réalisé dans de la source actuelle. Une telle capacité n'est possible qu'avec des pompes gigantesques utilisées dans les Tokamaks.

Pour ces différentes raisons, nous avons préféré une injection sans séparation des chambres. En installant une grille polarisée dans la chambre plasma, il est possible d'intervenir sur l'énergie des électrons injectés. Ces électrons proviendraient alors d'un plasma de diffusion. La polarisation de la grille servira, soit à ralentir, soit à accélérer les électrons.

VI.5.2 Arrêt de l'onde HF

VI.5.2.1 Introduction

L'étude portant sur le diagnostic de la source a mis en évidence un inconvénient majeur des sources de type ECR. L'onde micrométrique a tendance à produire une population non négligeable d'électrons de forte énergie. Il est par conséquent indispensable de limiter la propagation de l'onde dans le plasma. Pour ce faire, il est possible d'agir d'au moins de deux manières:

- Chercher une configuration de plasma permettant de réduire la propagation de l'onde en intervenant sur la fréquence de coupure (en faisant par exemple un miroir magnétique).
- Etudier une grille permettant de faire barrière à l'onde électromagnétique.

Nous avons préféré la seconde méthode, car elle permet une plus grande liberté d'action. La pose d'une grille, évite toutes contraintes de fréquence de coupure d'une part et permettra par la suite d'avoir une influence sur l'énergie des électrons injectés. L'étude suivante a pour but de rechercher une configuration de grille permettant d'empêcher le passage de l'onde dans la seconde partie de la chambre plasma. Dans un premier temps la question principale s'est portée sur la dimension maximale d'une maille de la grille. Celle-ci doit être suffisamment petite pour être en mesure d'arrêter l'onde incidente tout en restant la plus perméable possible au flux électronique.

VI.5.2.2 Transmission du champ électrique à travers une grille

La Figure 110 présente les résultats obtenus pour l'étude de la propagation d'une onde 2.45 GHz à travers une grille ayant des mailles de 5 mm. Ces résultats sont obtenus par

M.Desmons grâce à un logiciel commercial appelé : HFSS. La Figure 109 représente le maillage numérique permettant le calcul des différents champs. Il est plus resserré au voisinage de la grille afin d'affiner les prévisions.

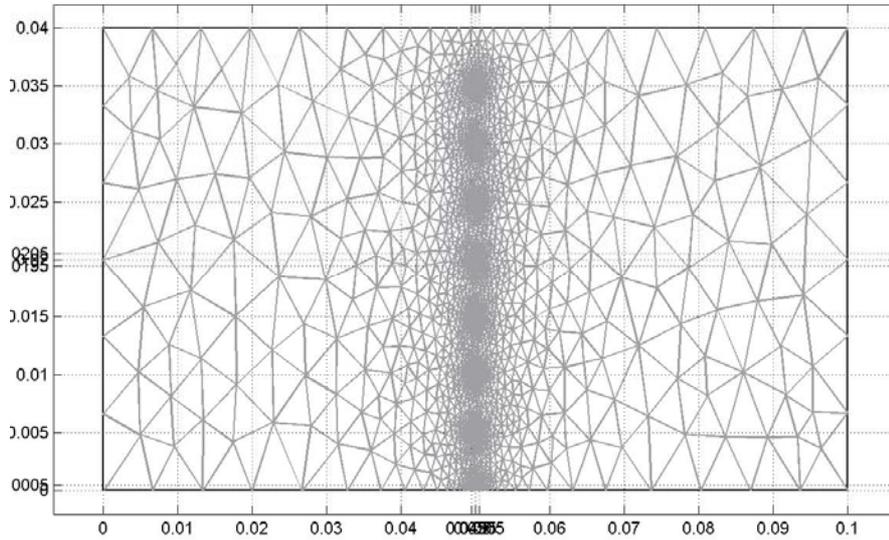


Figure 109 : Calcul du maillage par HFSS

La Figure 110 et Figure 111 présentent la distribution de l'amplitude du champ électrique E_z en fonction de la longueur. L'onde est pratiquement arrêtée par le grillage régulier de 5 mm d'inter-maille.

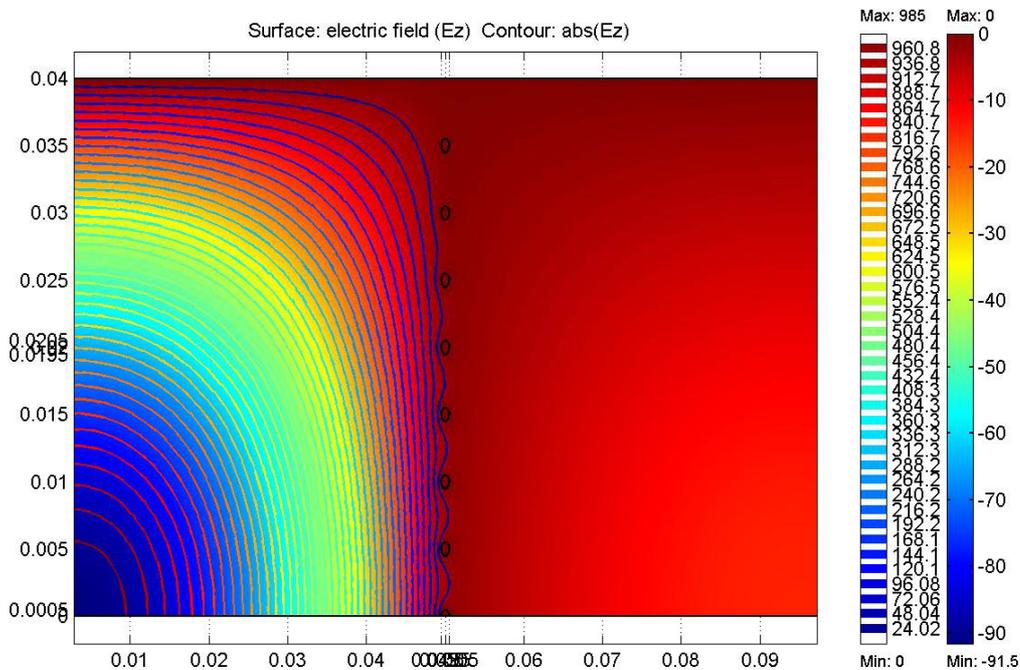


Figure 110 : Distribution du champ électrique E_z avant et après une grille.

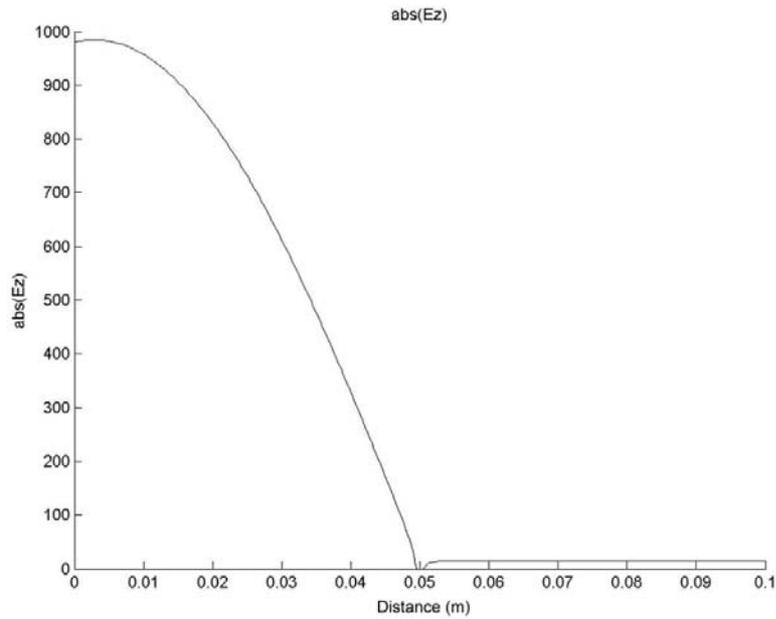


Figure 111 : Distribution de l'amplitude du champ électrique en fonction de Z

Les calculs sont plus que satisfaisants car ils montrent l'arrêt quasi-instantané de l'onde électromagnétique. Ils permettent donc de passer à l'expérimentation en toute aisance. D'autre part, des calculs ont été faits pour un maillage de 1 cm. Ils indiquent qu'environ 25 % de l'onde traverse la grille. Notre choix s'est donc porté sur une grille d'inter maille de 5 mm.

VI.6. Conclusion

Tous ces résultats encouragent à persévérer dans cette voie, à savoir l'utilisation d'un faisceau d'électrons pour la production d'ions négatifs. Ils indiquent qu'il est possible d'atteindre une densité appréciable d'ions H⁻ sans nécessairement avoir une chambre de production très grande. Une chambre de 3 cm de longueur et 5 cm de rayon semble être suffisamment grande pour obtenir une importante production d'ions H⁻. Il convient de souligner que ce résultat n'est valable que dans le cas d'une injection d'électrons monocinétiques et qui par conséquent perdent leur énergie en traversant le plasma.

La configuration non-isotrope a nécessité le passage à une étude du système en deux dimensions. Une résolution de l'équation de Poisson en deux dimensions a permis de résoudre les problèmes de charge d'espace. La fonction de distribution en énergie des électrons en 2D semble indiquer l'atteinte de l'état quasi-stationnaire.

Une différence flagrante de densités d'ions H⁻ se manifeste entre les différentes énergies d'injection étudiées. L'énergie la plus avantageuse s'avère être de 40 eV. Nous constatons une différence de densité, allant jusqu'à un rapport de deux entre une énergie de 40 eV comparée à 80 V ou entre 40 et 20 V. A 80 eV, les électrons favorisent la dissociation et donc la diminution des molécules excitées par le biais des atomes. A 20 eV l'énergie n'est pas suffisante pour créer à la fois des états de vibration pour H₂ et des ions négatifs.

Nous avons vu que le terme source de création augmentait avec la pression. Derrière cette augmentation de pression, se cache celle de la densité de particules chargées. Les électrons peu énergétiques, participent au travers les processus e-V et E-V à l'excitation des molécules d'hydrogène, vers des niveaux vibrationnels plus élevés. Néanmoins, le terme de perte augmente plus vite que le terme de gain ; cela réduit considérablement l'intérêt à travailler à forte pression.

A chaque étape de l'écriture du code, les résultats ont été vérifiés et comparés à d'autres études pouvant s'en approcher. Deux principales difficultés ont été résolues. Nous avons réussi à atteindre quelques mTorr de pression et à augmenter le courant d'injection de plusieurs dizaines d'ampères. L'injection progressive des électrons a permis d'atténuer l'accélération du faisceau due à la charge d'espace. D'autre part, un champ magnétique confinant le plasma a permis de pouvoir réduire la pression à des valeurs rarement atteintes avec des codes de type Monté Carlo.

Une contrainte temporelle semble cependant noircir le tableau. En effet, il est possible que le renouvellement des ions H⁺ extraits, soit un facteur limitant pour une source de taille aussi réduite. Contrairement à la configuration expérimentale actuelle, il est probablement préférable d'injecter en continu et pulser l'extraction.

Le calcul ainsi fait semble encourager la poursuite de l'étude d'une injection d'un faisceau d'électrons dans un gaz, pour une production en volume d'ions H⁺. Dans la suite de ce document, il est étudié la manière dont on pourrait passer de la simulation vers l'expérience ainsi que ce qui est réalisable.

Il est très difficile de pouvoir produire un courant d'électrons intense ayant une faible énergie. L'étude d'une simple grille polarisée sera traitée dans le chapitre suivant. L'idée est d'utiliser la diffusion des électrons pour ioniser la « seconde chambre ». La polarisation de la grille permet d'intervenir sur l'énergie des électrons incidents et d'optimiser l'énergie moyenne du plasma.

Chapitre VII

La source Hybride

Ce chapitre porte sur la réalisation expérimentale de ce qui nous semble être une bonne approche du dispositif recherché. L'expérience proposée permet de vérifier les constatations faites lors de l'étude du signal d'ions H^- en régime post-décharge. L'installation d'une simple grille va ainsi permettre, d'éliminer une cause du terme source d'ionisation du plasma : l'onde électromagnétique. La chambre plasma est séparée en deux parties ; l'une produisant les électrons injectés, l'autre, les ions H^- . L'ionisation dans la seconde enceinte se fait grâce à un plasma de diffusion reproduisant ainsi un régime post-décharge. La polarisation de la grille par rapport à la chambre plasma, offre la possibilité d'intervenir sur l'énergie des électrons. Les calculs apportent alors un élément de comparaison avec ce dispositif. En effet, une comparaison des résultats obtenus avec la source modifiée et ceux de l'injection d'électrons monocinétiques permettra d'évaluer la fonction de distribution en énergie des électrons produits.

VII.1. Etude d'une source Hybride

VII.1.1 Dispositif expérimental

Une grille en inox de $72 \times 34 \text{ mm}^2$ (transparence de 0,9) couvrant toute la section de la chambre a été installée. La grille est fixée à l'aide de deux tiges filetées, reliées à l'électrode plasma (Figure 112). De cette manière, la grille et l'électrode plasma sont au même potentiel. Sachant que l'électrode plasma soutenant la grille est isolée du corps de la chambre, la différence de potentiel est appliquée entre la grille et le corps de la chambre plasma. Il est ainsi possible d'intervenir sur l'énergie d'injection des électrons dans la seconde enceinte. Bien que l'injection d'un faisceau d'électrons monocinétiques ne soit pas possible, la grille polarisée permet le ralentissement ou l'accélération de la population électronique et reste par conséquent le meilleur compromis parmi les différentes solutions évoquées dans les précédents chapitre. Les électrons ainsi injectés représentent à la fois un fort courant ; propriété d'une source ECR et une énergie optimisée, propriété d'une source à filaments.

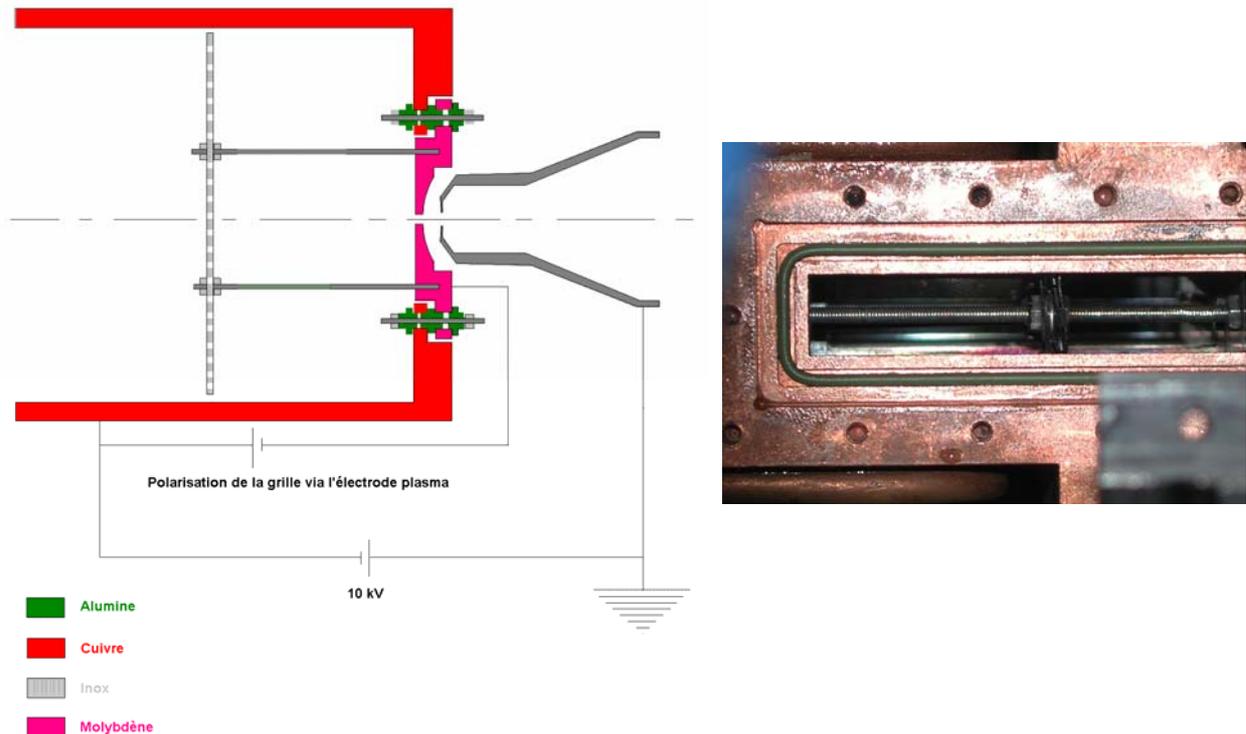


Figure 112 : Schéma et photo du dispositif expérimental

VII.1.2 Reproduction d'un régime post-décharge

VII.1.2.1 Position idéale de la grille

Il faut préalablement déterminer la position de la grille où elle sera la plus efficace. L'étude suivante consiste alors à comparer différentes positions de la grille par rapport à l'électrode plasma (confortant les résultats des calculs). Nous avons réalisé à cet effet, une succession de mesures en fonction de la distance de la grille par rapport à l'électrode plasma. Lors de cette expérience aucune différence de potentiel n'est appliquée. Cette grille bien que non polarisée a deux effets : elle protège le plasma de l'onde haute fréquence et limite l'énergie des électrons arrivant près du trou d'extraction. En effet, les électrons de la zone d'extraction perdent une partie de leur énergie par collision au cours de leur trajet, depuis leur injection à partir de la grille. Une partie de leur énergie peut être perdue lors de collisions (relaxation). La Figure 113 représente les courants d'ions H⁻ en fonction de la position de la grille pour deux pressions de fonctionnement dans la chambre plasma, à savoir 1,5 et 3,3 mTorr. Alors que le maximum de courant mesuré dans l'ancienne configuration de source atteignait à peine 5 μA , la mise en place de la grille a permis son accroissement d'un facteur supérieur à vingt. Grâce à ce système permettant d'atténuer fortement l'onde électromagnétique, il est possible d'atteindre un courant dépassant les 100 μA . Cela confirme l'hypothèse faite sur l'onde électromagnétique lors du diagnostic de la source (§IV.3). Ce chapitre supposait que l'onde HF était à l'origine d'une production intense d'électrons énergétiques, au-delà de la zone d'influence du filtre magnétique.

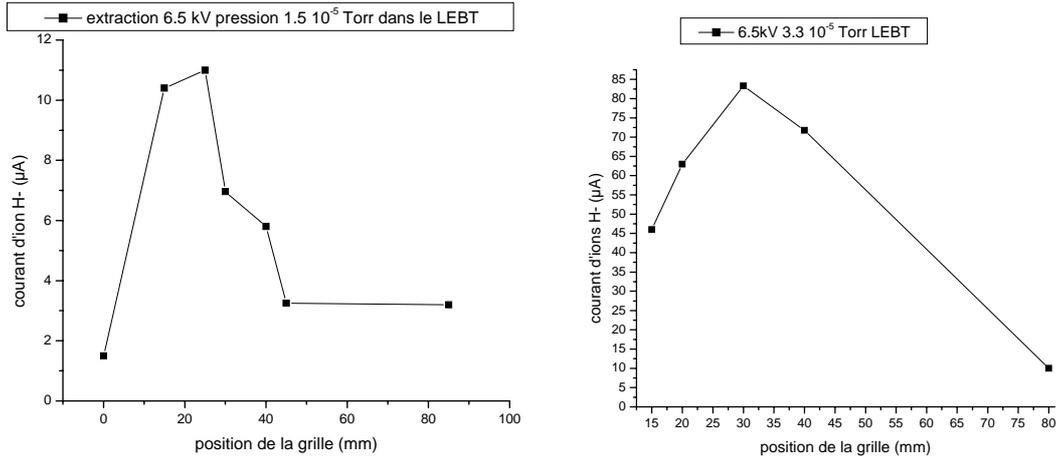


Figure 113 : Courant d’ions H⁺ en fonction de la position de la grille par rapport à l’électrode plasma.

Ainsi, ces mesures permettent d’établir la position de la grille optimale. Cette position correspond à un juste équilibre entre le libre parcours moyen des ions H⁺ qui serait d’après D.Riz et J.Pamela^[53] limité à 2 cm et la zone utile de production des ions H⁺ établie dans le § VI.4.2 (entre 2 et 3 cm). Ces deux courbes confirment bien les résultats du code de calcul quelle que soit la pression. La longueur efficace de pénétration du faisceau est comprise entre 20 et 30 mm. Ces valeurs représentent la longueur idéale que devrait avoir la seconde chambre. Ainsi, les différentes études réalisées par la suite sont faites avec une grille à 30 mm de l’électrode plasma (paroi où se trouve le trou d’extraction).

VII.1.2.2 Vers un régime de fonctionnement hybride

L’étude suivante tâche de faire le rapprochement entre cette nouvelle configuration et les sources à filaments. Avant l’installation de la grille la source avait un optimum de production d’ions H⁺ lorsque la pression était d’environ 1,5 mTorr. La Figure 114 indique qu’avec la mise en place de cette grille la source a de meilleures performances lorsque la pression augmente.

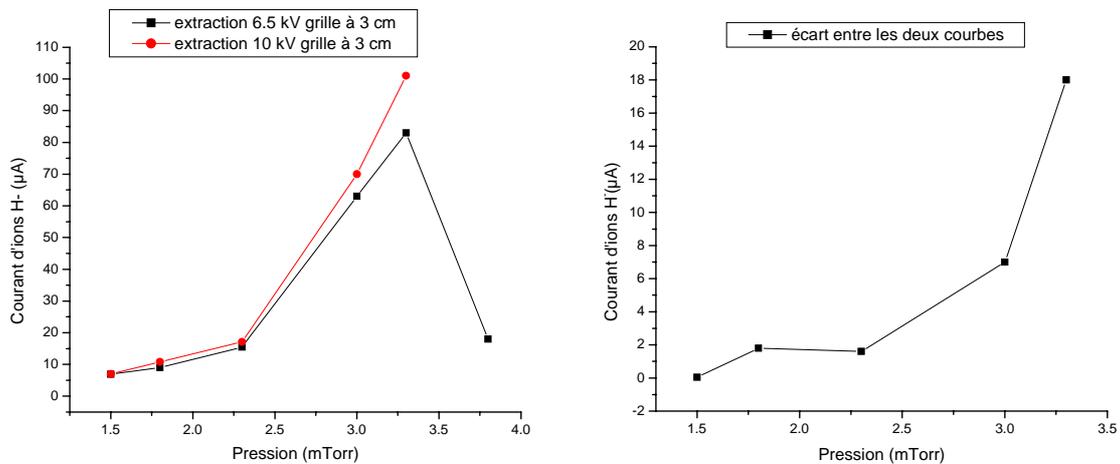


Figure 114 : Courant d’ions H⁺ extrait en fonction de la pression de fonctionnement.

Cette mesure de la production d’ions H⁺ en fonction de la pression (Figure 114) indique une valeur de pression de fonctionnement optimale au-delà de 3 mTorr. Les pressions de

fonctionnement de la source s'approchent ainsi de celles utilisées dans les sources à filaments. D'après la thèse de Catherine Courteille^[90], une pression supérieure ou égale à 3 mTorr est une pression de fonctionnement optimale. Il convient de rappeler que le mode de fonctionnement de la source ECR sans grille permettait difficilement d'atteindre cette pression de 3 mTorr. Lorsque cela devenait possible pas le moindre ion négatif n'était mesuré.

La comparaison de deux tensions d'extraction met en évidence, la forte potentialité d'amélioration de la source. Ainsi, la courbe de droite (Figure 114) représente l'écart entre les deux courbes en fonction de la pression. Plus le courant d'ions H⁻ est élevé, plus l'effet de la tension d'extraction est important. En effet, il est possible de voir que l'écart s'accroît lorsque le courant d'ions H⁻ augmente. Cela montre le potentiel du système ainsi obtenu, qui par un accroissement de la tension d'extraction, le courant extrait se voit augmenter d'autant plus vite. Notons que cet accroissement est bien plus rapide qu'une simple croissance linéaire. Cette constatation se vérifiera tout au long du présent chapitre.

VII.1.3 Etude sur l'énergie de la source

VII.1.3.1 Polarisation de la grille

Une fois la position idéale de la grille déterminée des polarisations ont été appliquées, positive ou négative. Seule la polarisation négative permet une augmentation du courant d'ions H⁻, les résultats sont présentés sur la Figure 115. Ainsi, le courant d'ions H⁻ augmente d'autant plus vite que la polarisation de la grille est négative. Cette grille ayant un effet ralentisseur sur les électrons, cela confirme donc la mise en évidence lors du Chapitre IV du très bon couplage de l'onde micrométrique avec les électrons. En effet, l'énergie des électrons était beaucoup trop élevée pour favoriser la production d'ions H⁻.

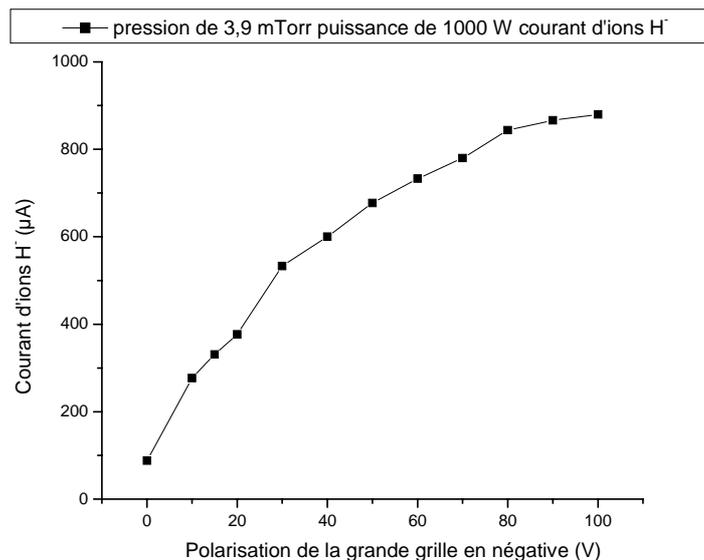


Figure 115 : Courant d'ions H⁻ extrait en fonction de la polarisation de grande grille

L'application d'un potentiel répulsif ne permet pas le contrôle effectif de l'énergie électronique injectée mais agit comme un filtre sur la population d'électrons. Le potentiel

empêche le passage dans la seconde enceinte des électrons ayant une énergie inférieure au potentiel de polarisation de la grille. Il ralentit de cette même valeur les électrons dont l'énergie est supérieure à ce potentiel. La fonction de distribution en énergie des électrons se retrouve ainsi tronquée (Figure 116).

Cette étude indique qu'un maximum d'ions H^+ est obtenu avec une polarisation égale voir supérieure à 100 V. En effet, le calcul Monté Carlo indique qu'une énergie d'injection optimale, s'obtient avec environ 40 eV d'électrons. Cela signifie qu'une grande partie (non quantifiable) des électrons de la fonction de distribution a une énergie supérieure ou égale à 140 eV. Cela n'est pas étonnant sachant que les sources ECR sont connues pour produire des électrons énergétiques ^[94], elles sont notamment utilisée comme sources d'ions multichargés et source de rayonnements durs (X durs) ^{[95],[96]}. Un maximum de la fonction de distribution potentiellement supérieur à 140 eV représenterait alors une énergie considérable. Cela explique pourquoi le rendement de la source ECR présentée dans la première partie était si faible.

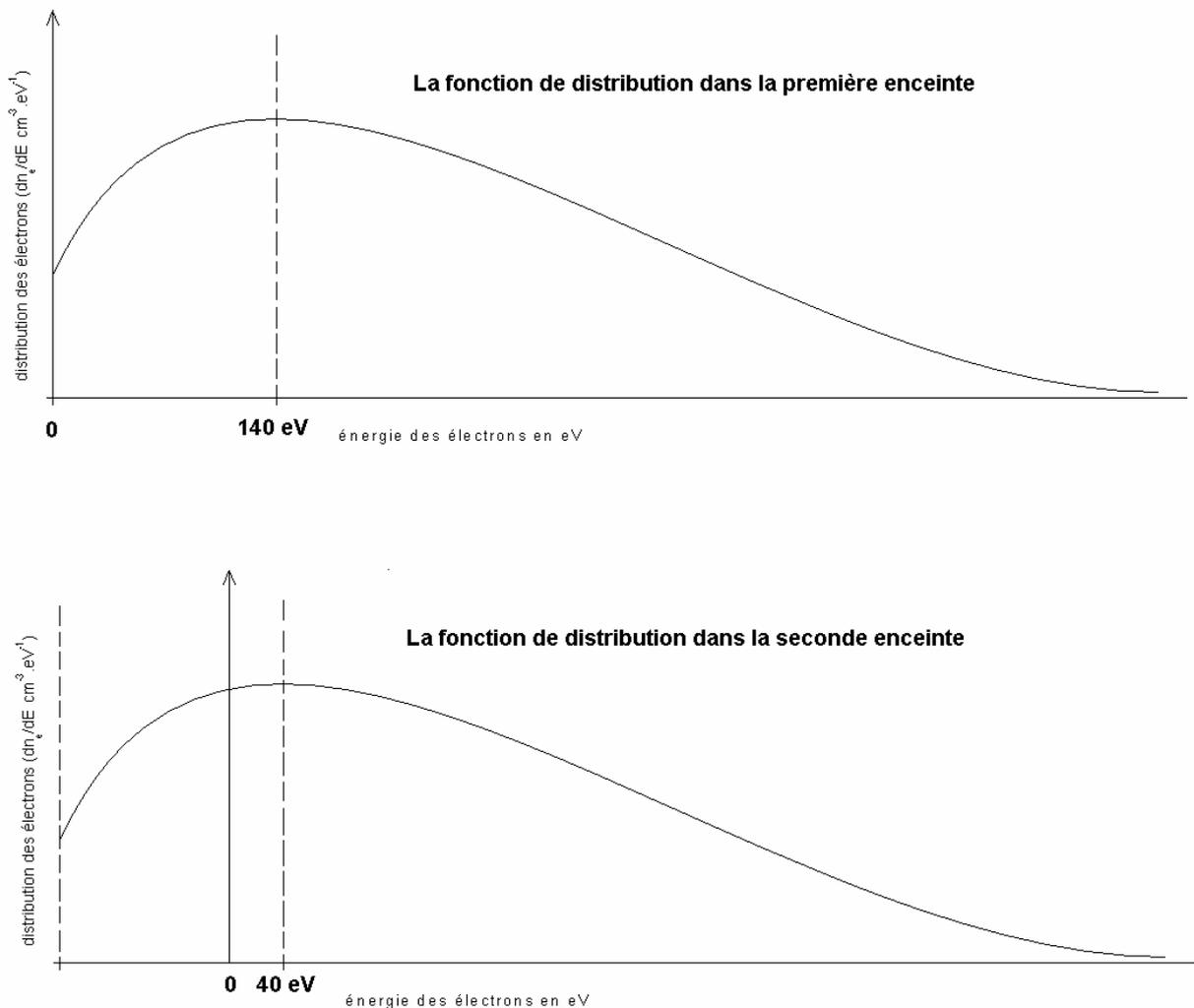


Figure 116 : Effet de la grille sur la fonction de distribution

D'après R.Geller, le profil de la fonction de distribution électronique produite par la source ECR pourrait alors ressembler à celui de la Figure 117.

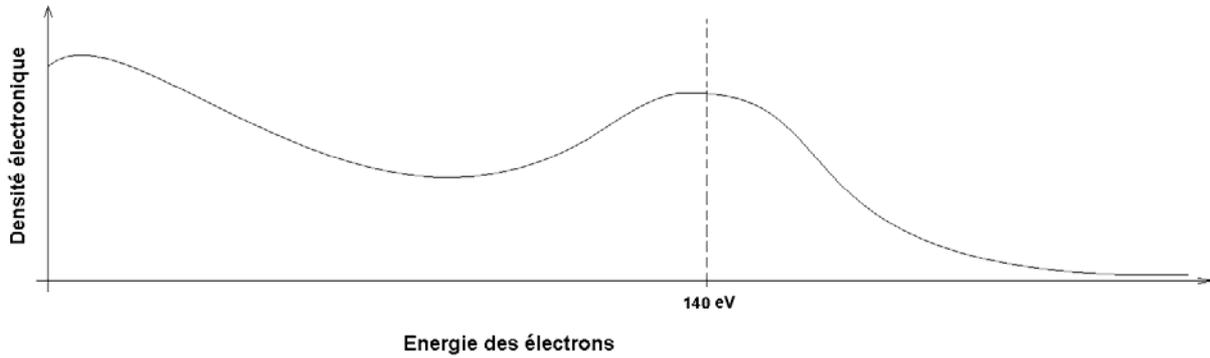


Figure 117 : Profil de la fonction de distribution

VII.1.4 Etude en fonction de la pression

VII.1.4.1 Courant d'ions H⁻ en fonction de la pression

Même polarisée la source fonctionne de manière optimale à une pression supérieure à 3 mTorr (Figure 118). L'application d'un potentiel ralentisseur permet une plus grande production d'ions H⁻ à plus forte pression. Au-delà de 5 mTorr, le plasma n'est plus stable, d'où la non-représentation de point pour des pressions plus importantes. Cette source se rapproche ainsi des modes de fonctionnement des sources citées dans le premier chapitre.

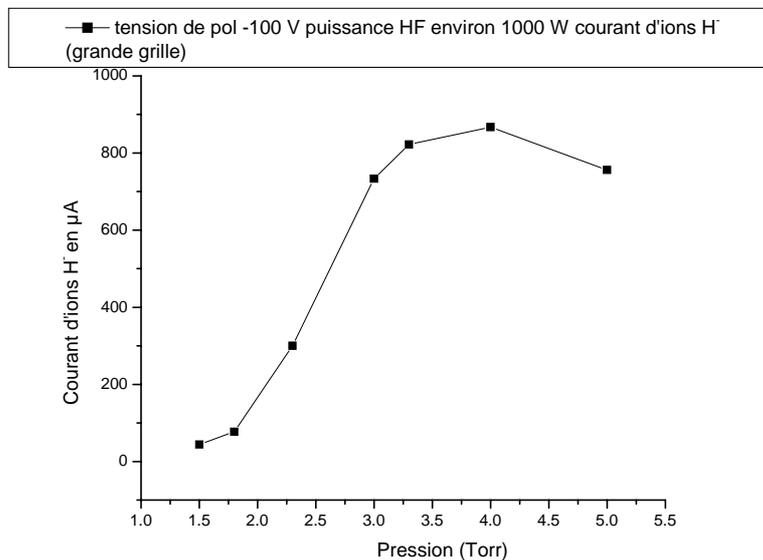


Figure 118 : Courant d'ions H⁻ en fonction de la pression de fonctionnement

Il faut noter que le courant d'ions H⁻ atteint, est 200 fois plus élevé qu'en configuration ECR « simple ». Nous verrons par la suite que le courant extrait dépasse le milliampère sans que la source soit pour autant optimisée. En effet, avec une telle polarisation, une partie des ions positifs est injectée dans l'enceinte et contribue à réduire la densité d'ions H⁻. Connaissant les caractéristiques de la source initiale (voir § IV.3.2) une partie non négligeable de ces ions positifs sont des protons. Ces ions peuvent avoir des effets indésirables et cela de deux

manières : en détruisant directement les ions H^- ou indirectement, en réduisant la densité de molécules excitées. En effet, les protons se transforment par neutralisation en atomes d'hydrogène et participent à la réduction de la densité des molécules excitées via le processus V-T. D'autre part, les protons comme l'ensemble des ions positifs sont susceptibles de détruire les ions H^- en faisant de la neutralisation mutuelle.

Dans ces conditions, il semble préférable de faire un système de double grille, l'une polarisée positivement et l'autre négativement. La grille située du côté de l'injection HF aurait pour fonction de repousser les ions positifs et accessoirement d'attirer les électrons dans une seconde zone. Sachant que les ions ont une énergie d'ordre thermique, il ne sera pas nécessaire d'appliquer un potentiel trop grand. La seconde grille située du côté de l'électrode plasma doit être polarisée négativement afin de ralentir les électrons entrant dans la zone inter-grille.

VII.1.4.2 Energie moyenne du plasma en fonction de la pression

Une illustration de la réduction de l'énergie moyenne du plasma obtenue dans la seconde enceinte, peut s'effectuer à travers l'analyse de la distribution des particules chargées du faisceau. Cette distribution s'obtient à l'aide de l'aimant d'analyse (décrit dans le § II.3.1). Afin de permettre la mesure la plus pertinente, le faisceau d'ions est extrait à 4,5 kV. Cette tension d'extraction offre la divergence la moins importante d'après des mesures de profil. La distribution des charges est représentée sur la Figure 119 pour un plasma à 2,5 mTorr et sur la Figure 120 à 3 mTorr ; les autres paramètres étant par ailleurs identiques. La comparaison entre les deux distributions confirme l'effet de la pression sur l'énergie du plasma. Les concentrations relatives des ions H^+ , H_2^+ , H_3^+ sont respectivement 34%, 13%, 52% à 2,5 mTorr. A 3 mTorr la proportion des ions H^+ diminue et celle des ions H_3^+ augmente ; les populations relatives sont respectivement pour ions H^+ , H_2^+ , H_3^+ de 22%, 5%, 72%.

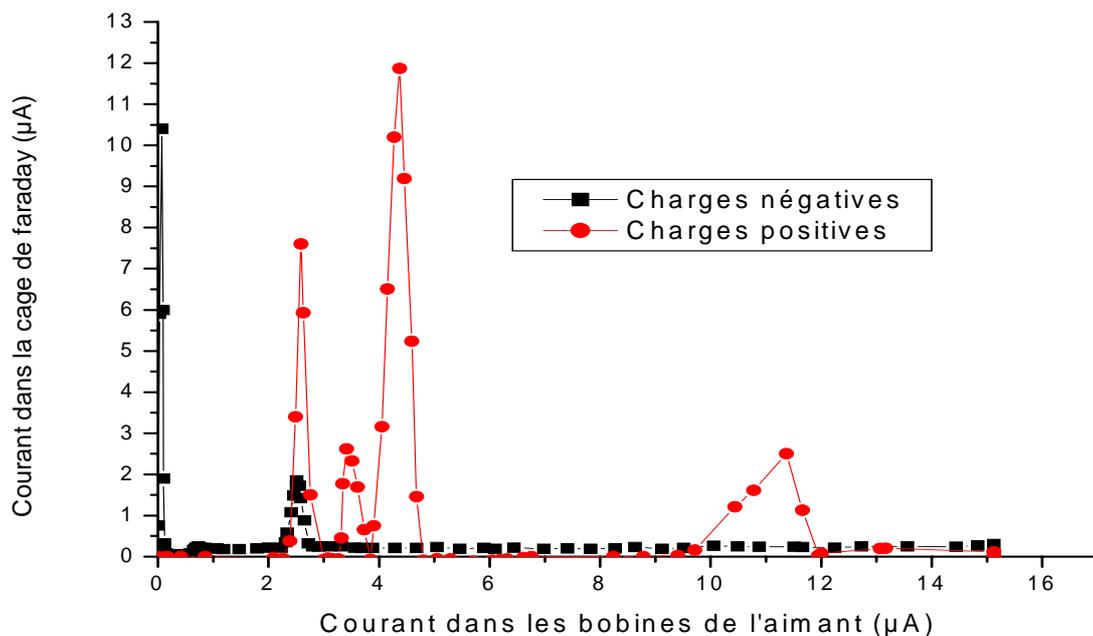


Figure 119 : Distribution des charges dans le faisceau extrait à partir d'un plasma fonctionnant à 2.5 mTorr.

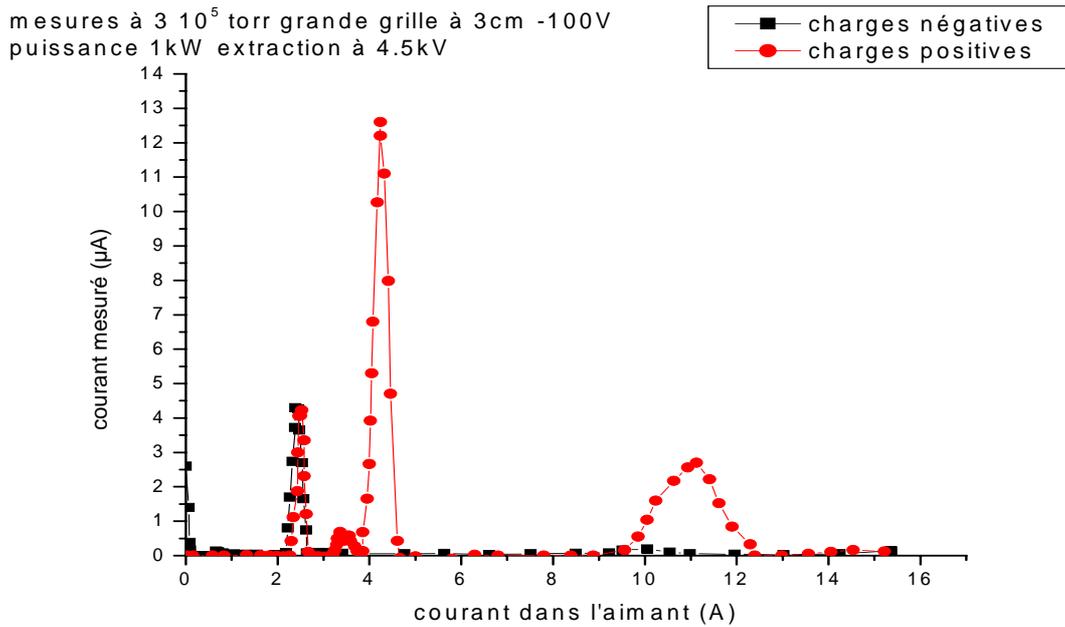
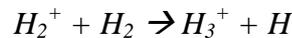


Figure 120 : Distribution des charges dans le faisceau extrait à partir d'un plasma fonctionnant à 3 mTorr.

Pour des pressions plus grandes, le libre parcours moyen des électrons diminue. Les électrons perdent alors plus d'énergie. Sachant que le processus de conversion d'ions a une section efficace maximale à basse énergie le plasma produit plus d'ions H₃⁺ à 3 mTorr :



D'autre part, la proportion d'ions atomiques est plus faible à 3 mTorr, ce qui signifie que les processus de dissociation sont moins nombreux.

VII.1.5 Etude du rayon de la chambre de production

VII.1.5.1 Etude avec un tube de contour

Nous avons vu précédemment que la longueur optimale d'interaction entre particules chargées et le gaz est d'environ 3 cm. Il est alors naturel de se demander si l'optimum de production est aussi fonction du rayon de la chambre de production ou bien seule la longueur de la seconde chambre est importante. Dans le dernier cas, seule la position de la grille est susceptible d'avoir un effet. Pour tenter d'y répondre, le rayon de l'enceinte de production a considérablement été réduite. Un tube plein en inox (Figure 121) de rayon 15 mm a été installé autour des deux tiges soutenant la grille. Cette mesure a pour but d'apporter un élément de comparaison sur les effets de volume et de surface. Il est toutefois difficile de déterminer rigoureusement le volume optimal. La nouvelle dimension que nous avons testée est alors de 3 cm de longueur et environ 3 cm de diamètre, soit un volume de 21 cm³ (au lieu des 7,2*3,4*3=73,44 cm³ de la configuration précédente).

Afin de simplifier les appellations, l'expérience avec le tube en inox sera appelée : expérience avec « le tube de contour ». Par la suite une autre expérience consistant à remplacer le tube en inox par une grille sera décrite dans le but d'examiner l'effet de la surface. Celle-ci sera tout naturellement appelée « grille de contour ».



Figure 121 : Photo du tube « de contour » de longueur 3 cm

Sans appliquer de polarisation les constatations comparant les deux configurations sont les suivantes : la configuration avec la grande grille (zone de production plus grande) donne un courant d'une centaine de micro-ampère alors que la seconde configuration (grille entourée d'un tube de 15 mm de rayon) atteint à peine, une petite trentaine de micro-ampère. Le rapport de volume entre les deux configurations est d'environ 3,5 ; ce qui correspond au rapport de courant obtenu. En polarisant négativement le système « tube de contour » ce rapport s'atténue mais reste très largement au profit de la configuration de la grande grille. Le volume joue très clairement un rôle dans la densité de courant d'ions H^+ . La Figure 122 l'illustre en présentant la variation du courant d'ions H^+ extrait, en fonction de la polarisation du système « tube de contour » par rapport au corps de la chambre plasma. Par exemple, un courant de 0,34 mA d'ions H^+ est obtenu en appliquant un potentiel de -60 V, alors qu'il est de 0,75 mA avec la grande grille. Quelque soit le champ magnétique appliqué, ces constatations restent vérifiées sachant qu'un confinement plus important dans le tube de contour aurait pu compenser le déficit de volume.

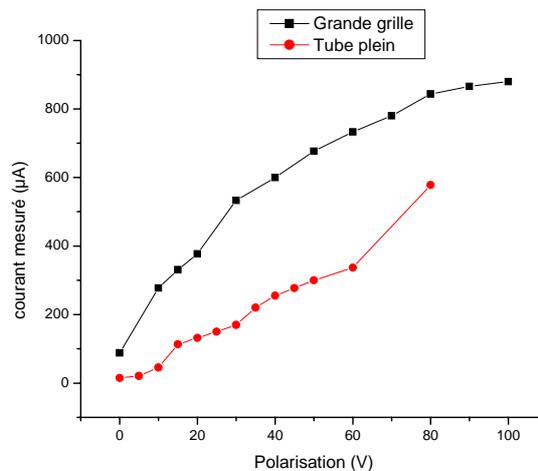


Figure 122 : Courant d'ions H^+ extrait en fonction de la polarisation par rapport au corps de la chambre.

La pression optimale dépend du volume de l'enceinte. En effet, la Figure 123 semble montrer une croissance du courant d'ions H⁻ extrait ininterrompue jusqu'à 3,9 mTorr alors qu'en situation de volume plus important (Figure 118), une inflexion apparaît à environ 3 mTorr. L'énergie des électrons du plasma étant contrôlée par la polarisation de la grille, cette valeur de pression est donc fortement liée à la densité du plasma. Nous comprenons alors qu'il faille peut être augmenter la densité du plasma pour compenser le déficit, en électrons et en molécules d'hydrogène. La configuration précédente (grand rayon) permet la présence d'une population électronique et moléculaire plus importante sachant qu'il y a moins de pertes sur les parois. Lors de cette expérience, il était très difficile de faire des mesures au-delà de cette valeur de 3,9 mTorr, le signal n'est pas stable et chute sensiblement après avoir franchit cette valeur. Cette difficulté n'a bien évidemment rien à voir avec la production d'ions négatifs, elle est due à l'ignition et le maintien du plasma dans la zone d'injection micro-onde.

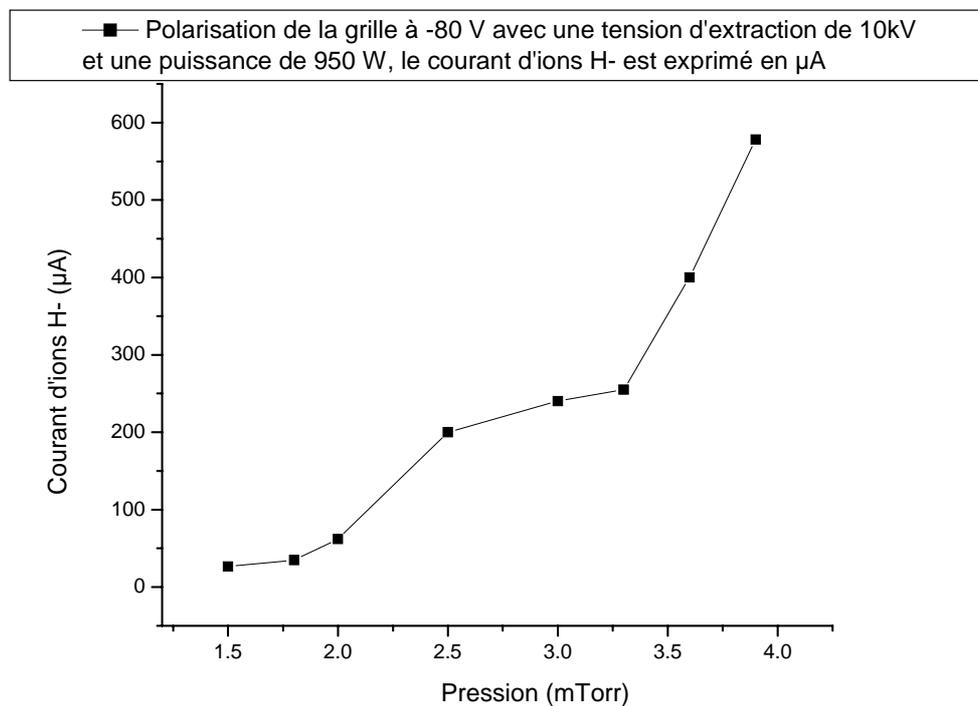


Figure 123 : Courant d'ions H⁻ extrait en fonction de la pression de fonctionnement

Ce tube de contour présente néanmoins l'avantage d'avoir une surface proche du trou d'extraction. Nous verrons par la suite que les effets de surface (recombinaisons atomique), compensent en partie les inconvénients liés à la réduction du volume. Cela sera vérifié par une expérience remplaçant le tube de contour par une grille. Cela permettra de vérifier si cette différence est liée à un déficit d'électrons injectés ou à un volume insuffisant. La mise en place d'une grille de contour permettra alors un éclaircissement de la situation.

VII.1.5.2 Etude avec une grille de contour

L'expérience suivante propose de remplacer le précédent tube plein par une grille de contour toujours en inox. La Figure 124 représente l'évolution de la production d'ions négatifs en fonction de la polarisation de cette grille de contour.

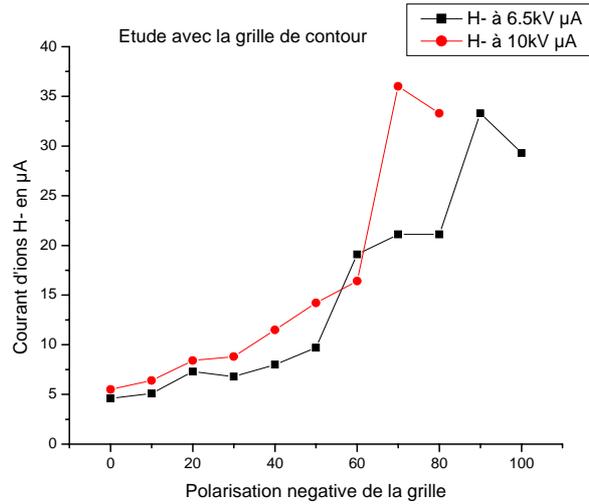


Figure 124 : Evolution du courant d'ions H⁻ extrait en fonction de la polarisation de la grille de contour.

Cette expérience avec la grille de contour, appuiera l'hypothèse consistant à mettre en cause l'effet de la réduction du rayon sur la production d'ions H⁻. Elle renforcera d'autre part, l'idée d'une distance de pénétration électronique optimale. La Figure 125 représente en échelle semi-logarithmique la variation du courant d'ions H⁻ mesuré en fonction de la polarisation de la grille. L'une étant obtenue avec la grille de contour alors que l'autre est mesurée en présence du tube plein. Malgré la polarisation du grillage, le courant mesuré lors de cette expérience est moins intense que précédemment (tube de contour). Pour un même volume, l'expérience avec le tube de contour (avec parois) permet une extraction d'ions H⁻ plus importante alors que le dispositif ayant une grille de contour permet une plus importante injection électronique. Cela signifie très clairement que la taille de l'enceinte joue un rôle important. En effet, l'expérience précédente comparant la grande grille et le tube de contour montrait une plus importante production d'ions négatifs dans la configuration ayant la plus grande section. Cela pouvait s'expliquer soit par une injection d'électrons plus importante, soit par un volume de production plus important or nous venons de voir que l'injection d'électrons dans la configuration de la grille de contour ne permettait pas d'obtenir un fort courant d'ions H⁻.

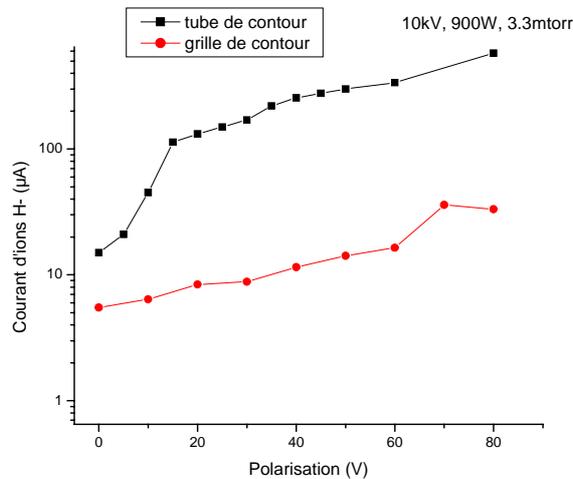


Figure 125 : Comparaison des deux configurations (tube et grille de contour) en fonction de la polarisation.

Ils est possible que cette plus grande intensité de courant d'ions H⁻ extrait dans la configuration du tube de contour par rapport à la grille de contour soit due à des recombinaisons atomique en surface, plus importantes. En effet, la présence du tube de contour offre une surface permettant aux atomes de se recombinaison en formant des molécules vibrationnellement excitées alors que la configuration de la grille de contour n'offre aucune surface.

Néanmoins, la recombinaison en surface se produit quelle que soit la configuration, mais son efficacité dépend de la distance de la paroi au trou d'extraction. En effet, 7,2 cm, séparent le trou d'extraction de la paroi dans la configuration grand volume, alors que cette distance n'est que de 1,5 cm en présence du tube de contour. Le dispositif composé d'une grande grille présente une paroi suffisamment éloignée pour considérer les effets de la recombinaison des atomes sous forme de molécules vibrationnellement excitées sur la production d'ions H⁻ comme négligeables.

Les processus de recombinaison en surface jouent manifestement un rôle non négligeable dans la production d'ions H⁻. Nous pouvons alors penser qu'une optimisation des deux processus est possible à travers la recherche d'un volume idéal. Il est difficile de dire quel est le rayon offrant la plus grande efficacité en terme de courant extrait. L'expérience à permis de montrer qu'une longueur d'environ 3 cm donnait le courant d'ions H⁻ le plus élevé et va ainsi dans le même sens que les résultats de la simulation. Il est alors probable qu'il faille travailler avec une chambre ayant une section de rayon inférieur à 5 cm, au lieu des 72*34 mm² actuelles. L'action non négligeable de la surface laisse à penser que l'introduction d'un « collar » (collier) dans la source serait un plus. Ce collier peut avoir une longueur beaucoup plus petite que celle du tube actuel afin d'offrir, à la fois un volume d'interaction plus important, et des recombinaisons en surface complémentaires. Ces questions seront abordées dans l'annexe I, consacrée aux améliorations possibles.

VII.1.6 Discussion sur le temps de montée du signal

Le temps de montée du signal d'ions H⁻ peut s'analyser comme la durée d'injection électronique avant l'atteinte de l'état quasi-stationnaire (§VI.4.4). La Figure 126 présente l'oscillogramme obtenu en mesurant le courant d'ions H⁻ à travers une résistance de 9 kΩ (figure de gauche).

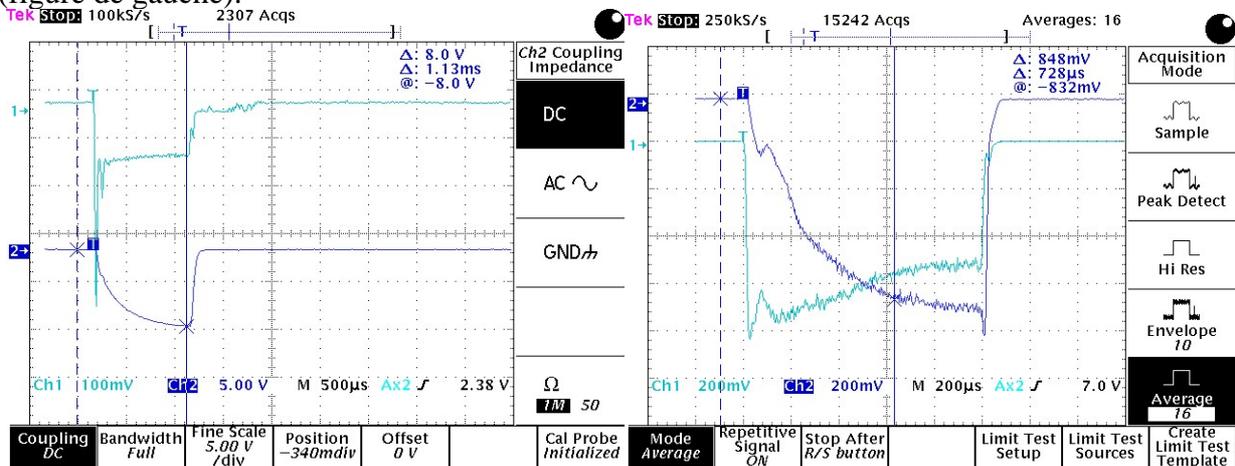


Figure 126 : Oscillogrammes représentant le courant d'ions H⁻ avec grande grille

Le temps de montée du signal d'ions H^- représenté en bleu marine est très long : il faut 1 ms pour atteindre 0,9 mA. Cette durée est due à un temps de formation atomique relativement long. Cela conduit à des cinétiques vibrationnelles et attachement longues (elle n'est pas due au transport des ions H^-). Sur la figure, l'échelle peut être trompeuse. Sur l'oscillogramme de gauche, le courant électronique représenté en vert (mesuré sur la voie 1) vaut une quinzaine de milliampère ce qui représente une diminution du signal d'électrons du même ordre de grandeur que l'augmentation du courant d'ions H^- . Ainsi, les électrons sont progressivement utilisés pour la production en volume des ions H^- . D'autre part, la diminution du signal électronique se fait sur presque toute la durée de l'impulsion, et présente ainsi la signature de processus de production d'ions H^- pendant toute la durée du signal. La montée du signal n'est donc pas due au transport d'ions H^- jusqu'au trou d'extraction mais bien au temps nécessaire à leur production. Dans le cas contraire le signal électronique devrait se stabiliser au bout de quelques centaines de nanosecondes étant donné le différentiel de vitesse entre électrons et ions H^- . Autrement dit, ce phénomène ne s'observerait pas à l'oscilloscope. Ces électrons (disparus) sont donc ceux qui participent à la production d'ions H^- .

Le temps de production est un des facteurs limitant d'une source d'ions H^- . Une fois le plasma créé il ne reste plus qu'à le maintenir. L'intérêt des sources micro-ondes prend donc toute son ampleur. En effet, elles offrent une constance dans l'injection d'électrons et permettent ainsi de produire des signaux longs et stables contrairement à beaucoup d'autres sources. A titre d'exemple la Figure 127 présente l'oscillogramme d'un signal d'ions H^- d'une durée de 2 ms. Il est ainsi possible de mesurer un courant de 0,91 mA pendant une durée de 1 ms. Le système de diagnostic n'étant pas refroidi, il n'a pas été possible d'augmenter la durée d'impulsion de plus de 5 ms, de peur d'endommager le système. Il est probable que nous soyons en mesure d'aller bien au-delà, dans ce cas il serait alors plus astucieux de fonctionner en régime continu et de pulser le système d'extraction. De cette manière, le plasma est maintenu pendant toute la durée de l'impulsion. C'est l'un des avantages des sources micro-ondes, elles peuvent fonctionner en continu avec une excellente reproductibilité. La source SILHI^[4] du CEA-Saclay en est une remarquable démonstration.

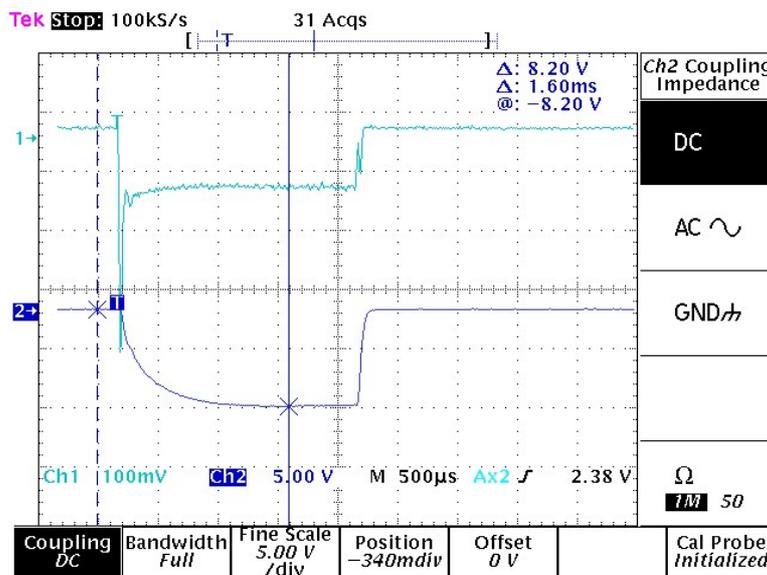


Figure 127 : Oscillogramme d'une impulsion de 2 ms.

VII.1.7 Comparaison des résultats avec l'ancienne source

VII.1.7.1 Evolution en fonction de la pression

i. Courant d'électrons et ions H⁻

Les modifications apportées à la source ont permis de considérablement améliorer ses performances. La source sous l'ancienne forme avait des domaines de fonctionnement plus restreints. Par exemple, la pression de fonctionnement ne pouvait pas dépasser 3 mTorr au-delà de 500 W de puissance injectée. Voici les valeurs obtenues avec l'ancienne source (Figure 128) de l'effet de la puissance sur la production d'ions H⁻. Comme dans la grande majorité des sources d'ions H⁻ l'augmentation du courant d'ions négatifs était fonction de la puissance injectée, un maximum de 6 μ A pouvait ainsi être atteint pour une pression de fonctionnement à 1,75 mTorr. La source actuelle dépasse le milliampère pour une gamme de pression comprise entre 3 et 4 mTorr.

La Figure 129 présente pour différentes puissances de fonctionnement l'évolution du courant électronique extrait en fonction de la pression. Résultat sans surprise, la densité électronique augmente avec la puissance. Dans l'ancienne source, quelque soit la puissance injectée la pression de fonctionnement idéale était comprise entre 1,5 et 2 mTorr. C'est effectivement la pression de bon fonctionnement d'une source ECR.

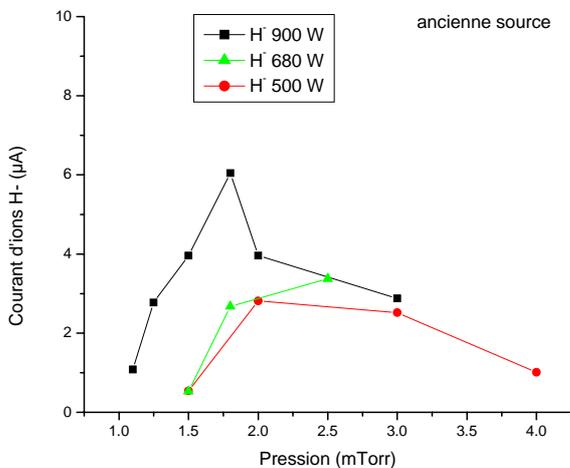


Figure 128 : Courant d'ions H⁻ en fonction de la pression à différentes puissances dans l'ancienne source

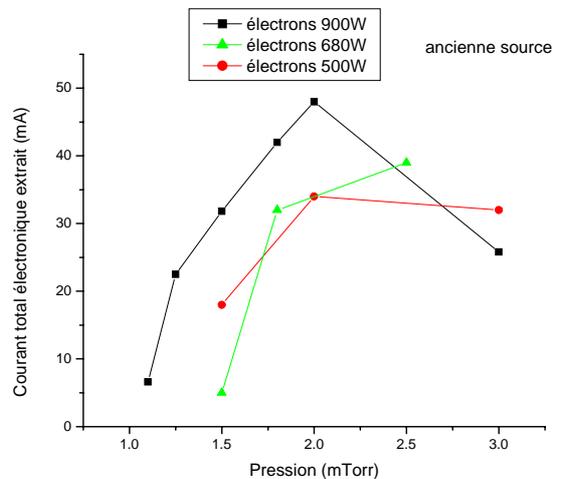


Figure 129 : Courant d'électrons à différentes puissances en fonction de la pression dans l'ancienne source

La comparaison du courant électronique (Figure 130) entre les deux sources fait apparaître une extraction d'électrons maximale avec une pression de fonctionnement de 2 mTorr. Le courant électronique extrait est sensiblement identique dans les deux sources. Cela signifie que la grille n'a pas réduit la densité électronique et que l'énergie utile à la production du plasma

dans la seconde enceinte est sensiblement identique d'une configuration à l'autre. La transmission d'énergie entre les deux zones a donc été conservée d'une source à l'autre.

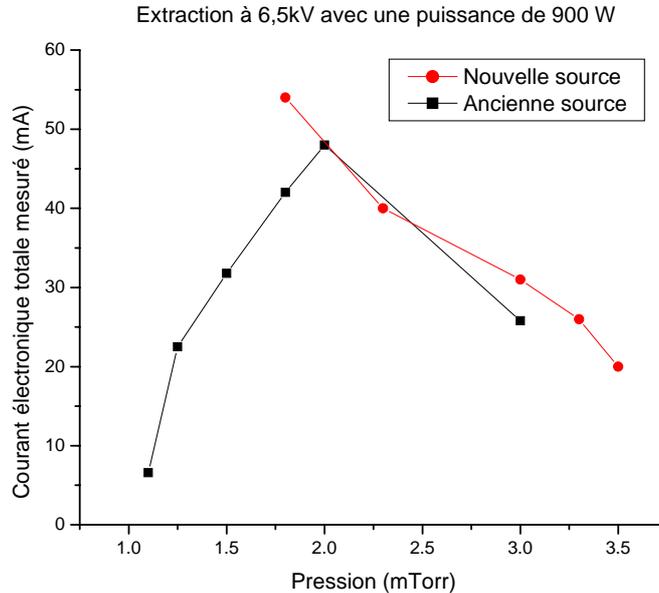


Figure 130 : Comparaison du courant électronique dans les deux sources en fonction de la pression.

Etant donné que le courant électronique extrait est quasi-identique d'une source à l'autre, cela pourrait signifier que la grille joue très peu le rôle de barrière à électrons et a pour principal effet de ralentir les électrons. Il est fort probable que la plus grande partie de la population électronique ait une énergie supérieure au potentiel de la grille, à savoir 100 V. Dans le cas contraire le plasma de diffusion ne donnerait pas une extraction électronique aussi importante, de même pour l'ionisation du gaz par injection ionique.

ii. Rapport des courants e^-/H^+

La conservation du courant électronique d'une configuration à l'autre, souligne une réelle amélioration de l'utilisation de l'énergie injectée. La nouvelle source produit toujours autant d'électrons mais les utilise de manière plus efficace. La Figure 131 en est une illustration à travers les rapports électrons sur ions H^+ .

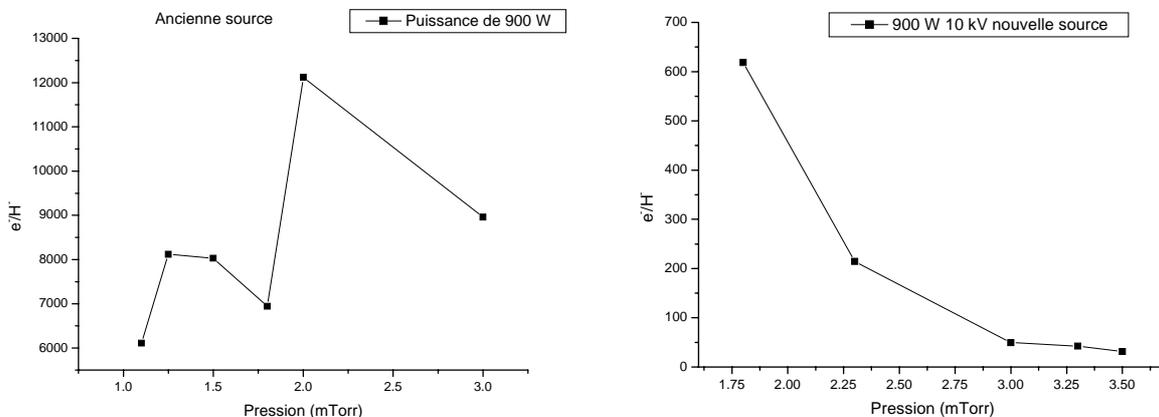


Figure 131 : Comparaison du rapport des courants e^-/H^+ avant et après modifications

Afin de ne pas se tromper dans les mesures, les résultats sont obtenus dans les mêmes conditions en séparant proprement les électrons et les ions H⁻. Cela signifie que les deux espèces (électrons et ions H⁻) sont mesurées en même temps et non l'une après l'autre. La mesure d'électrons ne nécessite pas obligatoirement l'utilisation de séparateur alors que c'est le cas pour celle des ions H⁻. Sachant que le séparateur créé un champ magnétique qui déborde très largement dans le plasma, il risquerait d'y avoir un confinement différent, si deux mesures séparées sont faites. Le courant d'ions H⁻ est mesuré dans une coupe de Faraday ayant une large ouverture de rayon 5 cm, quasiment à la sortie de l'extraction. Le courant d'électrons est mesuré sur l'extracteur tel que le montre la Figure 132. Cela évite tout risque de pertes, pouvant diminuer le rapport électrons sur ions H⁻ de manière significative.

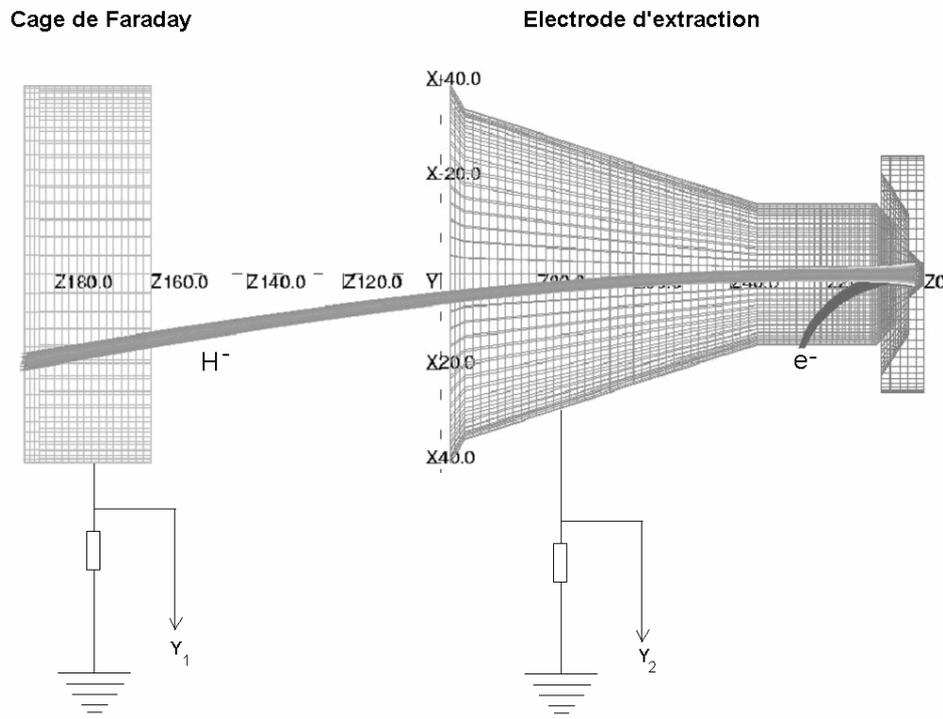


Figure 132 : Mesure du courant d'ions H⁻ et celui des électrons

VII.1.7.2 Evolution en fonction de la puissance

i. Courant d'électrons et d'ions H⁻

Dans de nombreuses sources le courant d'ions H⁻ est fonction de la puissance injectée, et celle-ci ne fait pas exception. La Figure 133 ainsi que la Figure 134 montrent indirectement que cette augmentation du rapport électrons sur ions H⁻ n'est pas due à une diminution de la densité d'électrons mais à une réelle amélioration de la production d'ions négatifs.

L'évolution à la fois du rendement et du courant extrait d'ions H⁻ (Figure 133) montre qu'il est encore possible d'accroître ce courant en augmentant la puissance. La montée en fonction de la puissance semble être linéaire, avec un coefficient directeur d'environ 0,75. Pour une valeur de puissance de 0,9 kW le courant d'ions H⁻ est de 0,9 mA. La Figure 133 semble suivre une loi linéaire de la forme : $I_{H^-}(mA) = 0,75P(kW) + 0,23$. Le passage à une puissance de

6 kW devrait ainsi entraîner une augmentation de courant de 4 mA. Il est néanmoins possible qu'au-delà d'une dizaine de kW cette loi ne soit plus linéaire. Toutefois une augmentation significative du courant d'ions H⁺ devrait avoir lieu.

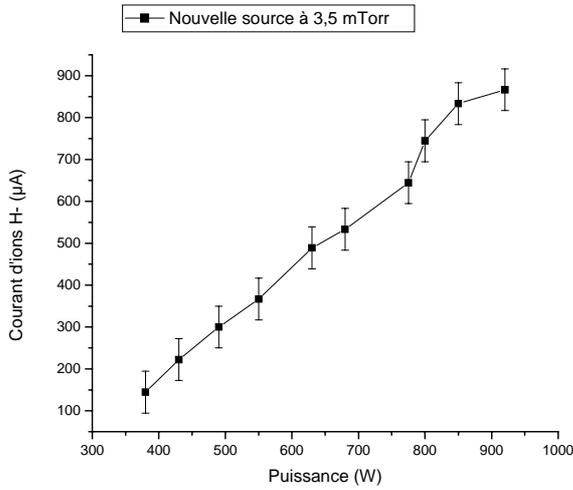


Figure 133 : Courant d'ions H⁺ en fonction de la puissance injectée (nouvelle source)

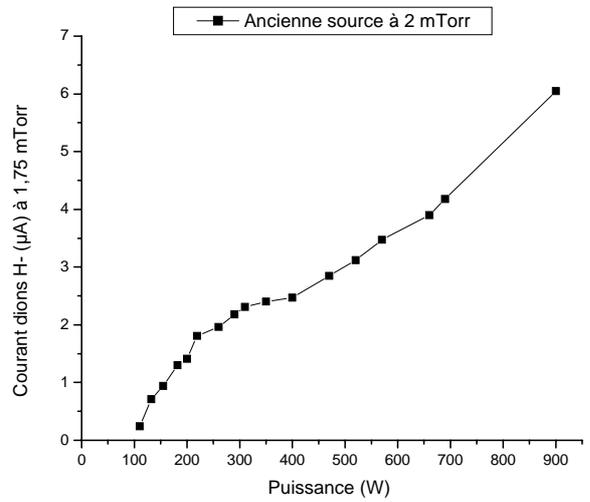


Figure 134 : Courant d'ions H⁺ en fonction de la puissance (ancienne source)

La comparaison des deux courbes montre que l'efficacité de la puissance a considérablement été augmentée. En effet, le coefficient directeur de la droite représentant la croissance du courant d'ions H⁺ en fonction de la puissance, n'est pour l'ancienne source que de 0,0078. Nous observons ainsi un gain d'efficacité d'un facteur 100.

ii. Etude du rapport des courants e⁻/H⁺ (efficacité de l'utilisation des électrons)

Le rapport électrons sur ions H⁺ diminue avec la puissance et montre ainsi l'efficacité de l'utilisation des électrons de cette nouvelle source (Figure 135) en fonction de la puissance.

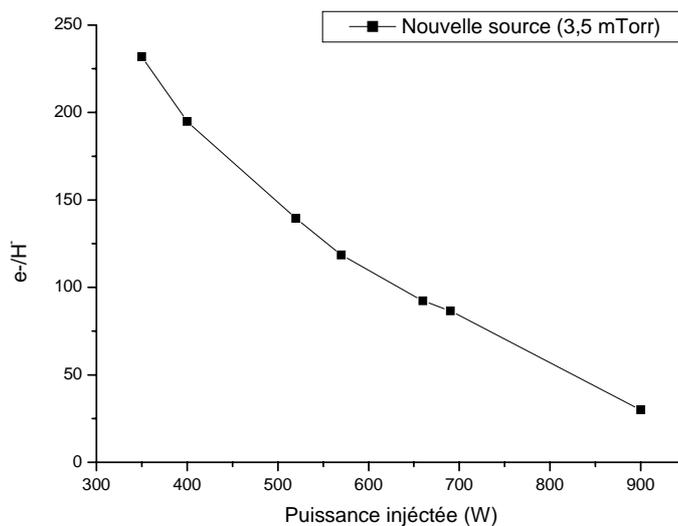


Figure 135 : Rapport des courants e⁻/H⁺ en fonction de la puissance injectée (nouvelle source)

Le rapport entre les électrons et les ions H⁻ ne cesse de diminuer et atteint une valeur de 30 pour une puissance de 900 W. Jusqu'ici, aucun seuil n'est atteint, ce qui signifie que ce rapport peut encore évoluer de manière significative sachant que les sources fonctionnant avec des puissances beaucoup plus importantes ont des rapports électrons sur ions H⁻ compris entre 2 et 5.

VII.2. Etude sur l'amélioration de la source

VII.2.1 Effet des matériaux

VII.2.1.1 Grille de tantale

Afin de vérifier l'effet du matériau de la grille sur la production d'ions H⁻, nous avons remplacé la grande grille en inox par une grille de tantale. Il convient de rappeler que le tantale permet d'amplifier la production de molécules excitées par désorption des molécules sur la surface (§II.2.3.2) et accessoirement, c'est un matériau qui a un travail de sortie plus faible que celui de l'inox. La Figure 136 présente les résultats obtenus ; avec une grille de tantale le courant d'ions H⁻ atteint beaucoup plus vite la saturation en fonction de la tension de polarisation. Cette saturation s'effectue à partir de 40 eV quelle que soit la puissance ou la pression de fonctionnement.

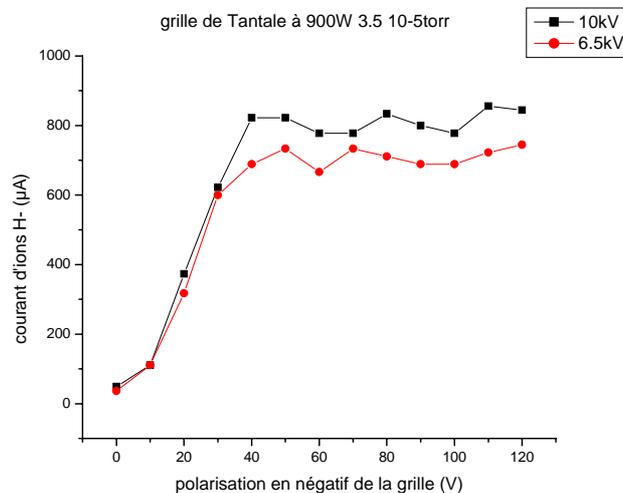


Figure 136 : Courant d'ions H⁻ en fonction de la polarisation de la grille de tantale

La particularité de ce résultat réside dans l'allure de la courbe ; contrairement au cas précédent (grille en inox) la courbe présente un plateau à partir de 40 eV. Il semblerait alors, que la production d'ions H⁻ reste identique au-delà de cette valeur de tension de polarisation.

Théoriquement, plus la tension de polarisation est faible, plus l'énergie d'injection des électrons est élevée. L'énergie moyenne du plasma dans la zone de production est alors plus importante lorsque le potentiel retardateur (freinage) est faible, et favorise ainsi une plus grande production atomique. Il est alors possible de voir une formation plus importante de molécules excitées au contact du tantale, d'où une intensité du signal élevée dès 40 eV. L'émission

secondaire est probablement une seconde raison à cet accroissement dès 40 eV. Malgré les qualités d'un tel matériau aucune augmentation du courant par rapport à l'inox n'est mesurée. La Figure 137 indique que l'utilisation d'une grille de tantale ne change pas significativement les propriétés du plasma. La pression idéale de fonctionnement reste toujours à environ 3,5 mTorr.

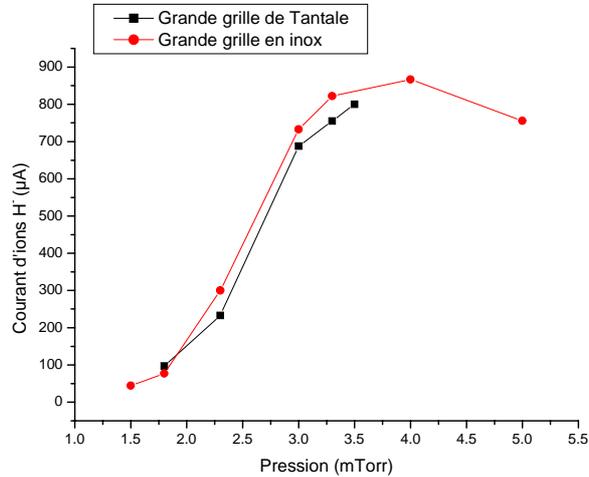


Figure 137 : Comparaison du courant d'ions H⁻ (tantale et inox) en fonction de la pression

Il y a visiblement très peu de différence entre les matériaux. Le courant obtenu avec du tantale reste légèrement inférieur à celui qui est mesuré en utilisant de l'inox.

VII.2.1.2 Effet de l'électrode plasma en tantale

Contrairement à ce qui s'écrit dans la littérature, le tantale n'est pas dans le cas présent, le matériau réfractaire offrant la plus importante production d'ions H⁻. La Figure 138 montre que l'ensemble grille et électrode de tantale est moins performant en terme d'extraction d'ions H⁻, que l'ensemble grille en inox et électrode plasma en molybdène.

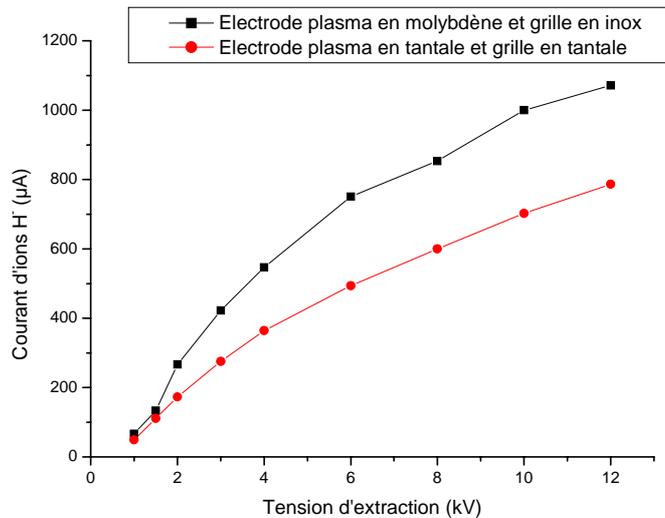


Figure 138 : Courant d'ions H⁻ en fonction de la tension d'extraction (électrode de tantale et molybdène)

VII.2.2 Nitrure de bore

VII.2.2.1 Accroissement du courant électronique

L'accroissement de la densité d'ions H⁻ passe par l'augmentation du courant électronique injecté. L'expérience suivante consiste alors à installer des plaques de nitrure de bore sur les parois de la première chambre. Le but étant de limiter les pertes sur les parois et garder ainsi un coefficient d'ionisation le plus élevée possible. Pour cela on utilise généralement des isolants. Nous avons préféré le nitrure de bore à l'alumine car il est aisément usinable. L'augmentation du coefficient d'ionisation a pour conséquence d'accroître la densité électronique dans la chambre ECR et donc le courant d'électrons injectés dans la seconde enceinte. Ainsi, cette opération a permis une augmentation du courant d'ions H⁻ de 45 %, à savoir un passage de 0,9 mA à 1,32 mA, pour une tension d'extraction de 10 kV. Sur la voie 2 de l'oscillogramme de la Figure 139 est représenté le courant d'ions H⁻ mesuré à l'aide d'une résistance de 1 kΩ avec un système d'extraction de 10 kV.

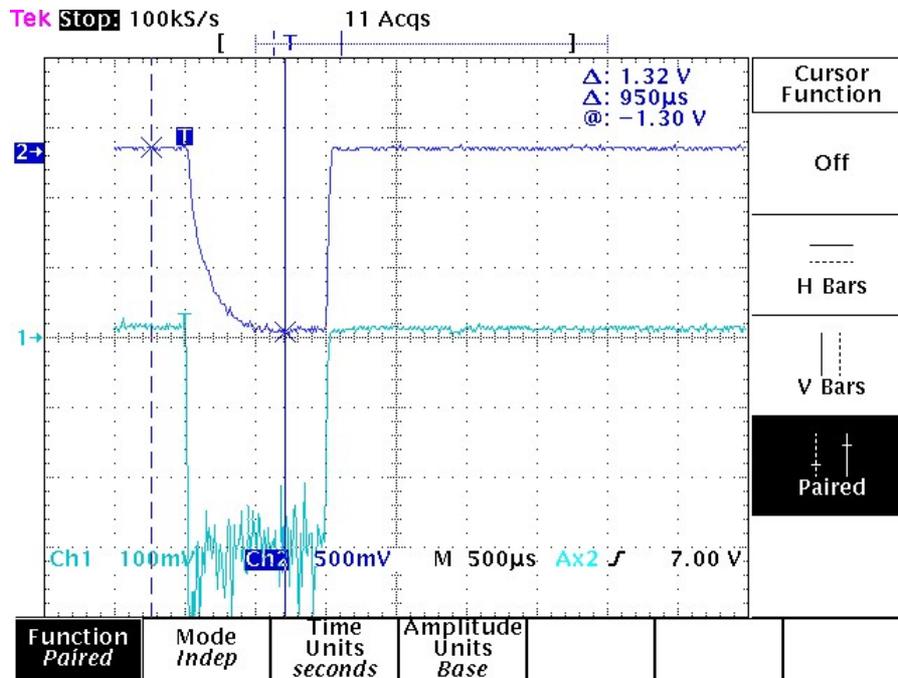


Figure 139 : Oscillogramme du courant d'ions H⁻ mesuré, soit 1,32 mA

VII.2.2.2 Intérêt d'une tension d'extraction suffisamment grande

Il est intéressant de voir que la source présente un potentiel d'amélioration ne serait ce que par la simple augmentation de la tension d'extraction. En effet, plus cette dernière est grande plus le potentiel extracteur est efficace. Au-delà de 6 kV, le courant d'ions H⁻ augmente avec la tension de manière linéaire. Il atteint 1,4 mA pour une tension d'extraction de 12 kV. La Figure 140 présente une courbe ayant une croissance linéaire à partir de 6 kV, de la forme : $I_{H^-} (mA) = 0,083.TE(kV) + 0,4$. D'après certains auteurs^[97], cette loi reste linéaire au moins jusqu'à 30 kV. Ainsi, avec une tension d'extraction $TE(kV)$ de 30 kV, le courant d'ions H⁻ pourrait dépasser les 3 mA.

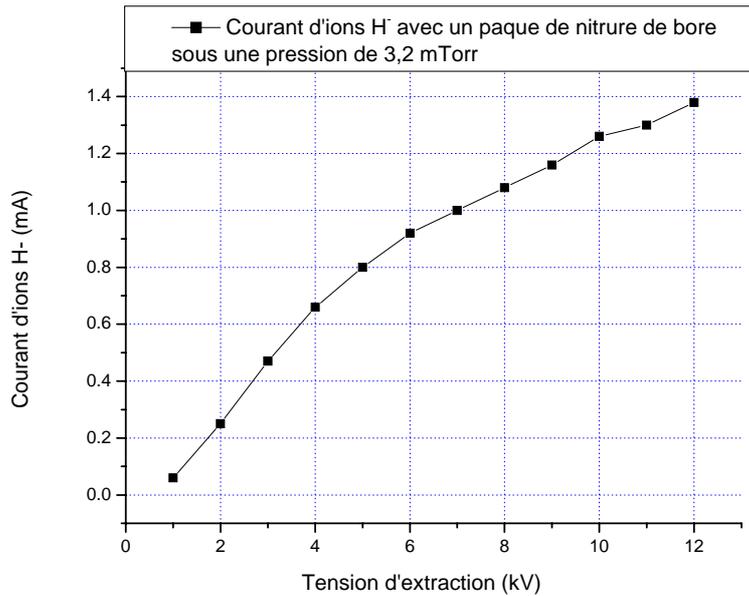


Figure 140 : Courant d'ions H⁻ en fonction de la tension de polarisation en présence de nitrure de bore

Notons que la pente de cette droite dépend de l'efficacité de l'utilisation des électrons et qu'une amélioration de ce rendement permettra une augmentation du coefficient directeur. Un accroissement de la tension d'extraction combinée avec celle de la puissance apportera ainsi une réelle amélioration.

D'autres expériences ayant pour but d'augmenter le courant d'ions H⁻ ont été faites sans que nous ayons observé une réelle amélioration. Nous faisons notamment référence à la polarisation de l'électrode plasma. De nombreux auteurs expliquent qu'ils améliorent les performances de leur source en polarisant légèrement l'électrode plasma par rapport au corps de la chambre. Cela a été fait mais aucune amélioration significative ne fut constatée, bien au contraire. Cela ne veut pourtant pas dire que cette méthode ne fonctionne pas mais simplement qu'elle n'est pas applicable dans ce cas de figure.

VII.3. En conclusion

La source s'est considérablement améliorée depuis sa transformation, et affiche un potentiel d'évolution très encourageant. Sans être assimilable au mode de fonctionnement des sources à filaments, la nouvelle configuration de la source tend à s'en rapprocher. Alors que l'ancienne source ne produisait pas ou trop peu d'ions H⁻ à une pression de 3 mTorr, la nouvelle source se trouve dans son régime de fonctionnement optimal. Grâce à la grille décélétratrice, l'énergie moyenne du plasma dans la zone de production a énormément été réduite et a permis un rendement qui n'est sans aucune mesure comparable à celui de l'ancienne source. La nouvelle source offre un potentiel d'évolution très encourageant car si avec 5 μ A il n'était pas question d'augmenter la puissance injectée, avec plus de 1,4 mA cela devient une suite logique de son évolution. L'étude faite lors de ce chapitre a d'autre part mis en évidence l'impact non

négligeable qu'apporte la présence d'une surface sans nécessairement utiliser du césium. Il est probable que l'utilisation d'un « *collar* » (ou collier en français, voir §II.2.3.3) approprié permettra une augmentation du courant.

La source a montré de nombreux avantages et notamment un de ses points forts, à savoir une capacité à pouvoir travailler en impulsion dépassant 5 ms. Comme pour toutes les autres sources le signal du faisceau extrait met un certain temps pour atteindre la valeur maximale. Une fois le maximum atteint le plasma reste maintenu convenablement. Il est certainement préférable de pulser l'extraction et de fonctionner en régime continu. De cette manière, la montée du signal ne serait limitée que par le temps de transport des ions H⁻ jusqu'au trou d'extraction (quelques centaines de nanosecondes).

D'autres modifications énoncées dans certains articles scientifiques ont été essayées mais elles se sont soldées par un échec. Non seulement l'utilisation de tantale n'est pas meilleure, mais elle réduit les performances de la source. D'autres mesures telles que la polarisation de l'électrode plasma à un potentiel différent a été réalisée mais également sans succès.

D'autres améliorations futures de la source peuvent être envisagées. Actuellement, la grille installée dans la chambre plasma est polarisée négativement. Elle représente alors un élément accélérateur pour les ions positifs, cela a pour conséquence, une plus importante injection d'ions positifs dans la région où sont produits les ions H⁻. Or ces ions sont néfastes à la production d'ions négatifs. Un système de doubles grilles, l'une polarisée positivement, l'autre négativement, peut être une solution. La première grille ferait écran aux ions positifs et la seconde décélérerait les électrons. Il en sera question dans l'annexe I qui aborde les différentes évolutions possibles de la source.

D'autre part, la première grille permettra d'extraire plus d'électrons dans la zone de production. Dans l'idéal la première grille doit avoir un maillage plus étendu pour pouvoir laisser passer en partie l'onde HF. Les calculs HFSS (§VI.5.2) prévoient qu'un centimètre de largeur de maille offre une transmission de l'onde HF égale à 10%.

De nombreuses améliorations peuvent être envisagées, le travail le plus important reste néanmoins l'amélioration de l'extraction et du transport des ions H⁻. La source a montré une potentialité très encourageante à travers les différentes courbes de courants d'ions H⁻. L'augmentation de la tension d'extraction apportera incontestablement un accroissement du courant extrait. Le travail qui reste à faire est plus profond que cela car au-delà de la quantité, la qualité doit être améliorée. Ce qui fait défaut à la source est l'extraction et le transport des ions H⁻. Cela doit être l'étape principale d'une prochaine étude. En effet, des mesures de profil ont montrées que le faisceau d'ions négatifs est très large (plusieurs centimètres). Une partie des ions H⁻ est perdue dans le transport. En rapprochant la coupe de Faraday immédiatement derrière l'extraction, il est possible de mesurer plus de 2,2 mA d'ions H⁻. La diminution de la taille du faisceau d'ions extrait implique la réduction du champ magnétique transverse ainsi que d'autres mesures développées dans l'annexe I.

Conclusion

La production de faisceaux intenses d'ions H⁺ n'est pas une chose simple, elle nécessite la présence de plusieurs facteurs en même temps. Au cours de cette thèse nous avons choisi de privilégier une source fonctionnant principalement avec des processus en volume sachant que ce type de fonctionnement permet d'éviter l'utilisation de césium tout en étant efficace. Cela permet de garder une des caractéristiques importantes de la source, à savoir sa longue durée de fonctionnement sans interruption de maintenance. Au cours de ce travail nous nous sommes rendus compte qu'une simple source ECR ne pouvait pas produire suffisamment d'ions H⁺ sans modification. L'utilisation de la source de manière « brute », n'aurait été efficace qu'à travers l'utilisation de césium, le choix aurait alors été de favoriser les processus de production en surface.

Le diagnostic de la source ECR a aboutit à la conclusion suivante : l'énergie électronique moyenne est beaucoup trop importante pour permettre une production efficace d'ions H⁺. La principale raison tient de la nature même de la source. En effet, ce type de source a notamment été utilisé pour produire des ions multichargés^[36]. Il est donc normal qu'une source ayant les qualités nécessaires à retirer les électrons des différentes couches électroniques d'éléments lourds, ne corresponde pas au profil type d'une source pouvant produire des ions H⁺. L'onde HF en est la principale cause en dépit de l'utilisation d'un filtre magnétique. En effet, elle a tendance à produire des électrons énergétiques au-delà de la zone d'influence du filtre magnétique (ce dernier permettant d'éliminer une partie des électrons chauds provenant de la zone de conduction). Cela s'est notamment vérifié lorsque est obtenu un meilleur rendement en régime post-décharge. Le passage à une source de type hybride s'avère nécessaire.

Sachant qu'il est très difficile d'extraire un faisceau électronique intense et peu énergétique, il a été choisi d'installer une grille polarisable dans la source ; elle permet à la fois l'arrêt de l'onde injectée et le ralentissement des électrons produits. En parallèle à l'expérience, des calculs PIC-MCC 2D ont été réalisés. La simulation indique une énergie d'injection idéale à 40 eV. Elle indique aussi, une longueur de « seconde » chambre idéale ne dépassant pas 3 cm, confirmée ensuite par l'expérience. Cette dernière a d'autre part confirmé l'intérêt d'arrêter l'onde HF car même sans polarisation de la grille, un net progrès a été constaté. Les calculs ont permis de dégager pourquoi la pression du plasma ne doit pas être trop importante. En effet, l'ionisation obtenue à haute pression offre une forte concentration ionique défavorable à la présence d'ions H⁺ car ces ions positifs participent aux processus de destruction par neutralisation mutuelle. Un élément supplémentaire apporté par les calculs est que le temps de production relativement long est essentiellement dû à la mise en place de l'état quasi-stationnaire (vérifié par la suite).

L'expérience pour sa part, a mis en évidence à l'aide des résultats de calculs, la présence d'une forte population d'électrons d'énergie de 140 eV dans la première chambre. Il est très probable que la plus grande partie de cette population électronique ait une énergie supérieure à 100 eV. A l'intérieur de la seconde chambre, l'énergie des électrons s'est considérablement réduite, permettant une extraction d'un courant d'ions H⁻ dépassant 1,4 mA et multiplie ainsi par 300 ce courant extrait par rapport aux premières mesures. La source offre un fort potentiel d'évolution et de nombreuses modifications méritent d'être envisagées.

La source a des performances en intensité qui sont très bonnes. Par rapport à d'autres sources, beaucoup de paramètres ne sont pas optimisés : la tension d'extraction n'est que de 10 kV, la puissance fournie atteint à peine le kW, le trou d'extraction est très petit comparé aux autres sources (à l'exception des sources Penning) etc...

Avec un courant de 1,4 mA à travers un trou de 5 mm de diamètre, la densité de courant d'ions H⁻ est donc de 7,2 mA.cm⁻². Afin d'offrir des éléments de comparaison le tableau suivant retrace les paramètres les plus importants pour ce type de source.

Afin d'être en mesure d'évaluer la forte potentialité atteinte à ce jour, nous avons essayé de faire un indice d'évaluation des sources d'ions. Il permet d'inclure les différents paramètres des sources d'ions, à savoir : la puissance injectée, l'utilisation du césium ou non (divisé par 5), la durée des impulsions et la tension d'extraction.

Il est difficile d'évaluer le temps de fonctionnement sans interruption de chaque source, cependant au-delà de la dangerosité, l'utilisation de césium est un facteur limitant. Nous avons tenu à prendre en compte la durée du faisceau extrait sachant que certaines applications telles que ESS ^[2] demandent des impulsions dépassant la milliseconde. Nous n'avons pas pris en compte les longueurs d'impulsion au-delà d'une milliseconde car l'essentiel est d'être en mesure de produire des impulsions suffisamment longues pour être considérées comme stables. Autrement, il devient difficile de faire la comparaison avec des sources pouvant fonctionner en continu, d'autant plus que la limite de la source de Saclay est essentiellement due à son refroidissement. Le coefficient calculé est établi par la formule suivante :

$$\text{coefficient} = c \frac{I(\text{mA}) \cdot t(\text{ms})}{T(\text{kV}) \cdot P(\text{W})}$$

Sachant que le césium a pour effet d'augmenter le courant d'ions H⁻ extrait par un facteur compris entre 5 et 10, il a été choisi d'appliquer un facteur appelé « c » d'une valeur de :

$c = 0,2$ si la source fonctionne avec césium

$c = 1$ sans césium

La borne maximale de ce coefficient a volontairement été prise afin de ne pas trop désavantager les sources fonctionnant au césium et garder un maximum d'objectivité.

$t(\text{ms})$ représente la durée des impulsions en millisecondes, sachant que les sources capables de produire des courants au delà de 1 ms (comme la source de Saclay) vont se voir attribuer un coefficient de 1. Pour les autres sources, ce coefficient est la durée de l'impulsion.

$I(\text{mA})$ est le courant extrait en milliampères.

$P(\text{kW})$ est la puissance injectée en kilowatts.

Conclusion

	Source	Courant de Pulse (mA)	Taux de répétition (Hz)	Longueur de l'impulsion (ms)	Cycle utile (%)	Tension d'extraction (kV)	Intervalle entre maintenance (jours)	Efficacité puissance (mA/kW)	Cs	Coefficient de potentialité
Magnétron	BNL-AGS ^{[20],[A02]}	95	7,5	0,7	0,5	35	26	67	Oui	0,268
	ANL-IPNS ^{[21],[S83]}	48	30	0,07	0,2	20	16	9	Oui	0,0063
	FNAL ^{[22],[S79]}	75	15	0,07	0,1	20	16	2,5	Oui	0,00175
Multicusp RF	DESY-HERA ^[23]	60	5	0,1	0,05	18	52	8	Non	0,0445
	DESY-HERA ^{[24],[25]}	40	8	0,15	0,12	36	150	2	Non	0,085
	SSC ^[26]	60	10	0,1	0,1	35	1	2,1	Oui	0,0012
Penning	RAL-ISIC ^{[27],[28]}	35	50	0,2	1,0	18	26	8,75	Oui	0,019
	INR-MMF ^[29]	50	100	0,2	2,0	20		8	Oui	0,016
	LANL (4X) ^[30]	250	5	1	0,5				Oui	
Multicusp Surface convertor	KEK-KENS ^[31]	18	20	0,2	0,4	50	14	4,5	Oui	0,0036
	LANL-LANSCE ^[32]	20	120	1	12	80	4	1,6	Oui	0,004
Multicusp à filaments	TRIUMPH ^[33]	8	Cw	Cw	1	25	6	3	Non	0,12
	Jyvaskyla ^[34]	3	Cw	Cw	1	5,8	6	3	Non	0,52
	Frankfort ^[17]	120	50	1,2	6	35	20	2,4	Oui	0,014
	Joint Project ^[18]	60	50	0,2		50	20			
ECR	CEA-Saclay ^[35]	1,4	5-20	1-5	1-5	12	> 6 mois	1,56	Non	0,13

D'autres paramètres auraient dû être pris en compte pour cette comparaison tels que la durée de fonctionnement de la source sans interruption ou bien la densité de courant extrait. En effet, le trou d'extraction de la source ECR est très petit comparé à celui des autres sources et une étude tenant compte de la densité de courant au lieu du courant extrait, avantagerait beaucoup la source ECR. De nombreuses sources extraient à travers des trous beaucoup plus grands que celui de la source de Saclay et augmentent ainsi artificiellement le courant extrait. A titre d'exemple Frankfurt fonctionne avec un trou d'extraction de 5 mm de rayon soit une surface émettrice 4 fois plus importante que celle de la source de Saclay. Cet élément n'a cependant pas été pris en compte faute de disposer d'informations suffisantes sur toutes les sources.

Un autre élément dont l'importance est difficile à évaluer, est la durée de fonctionnement de la source sans intervention de maintenance. Sachant que depuis 3 ans de thèse, la source n'a jamais subi d'interventions quelconques obligeant le remplacement d'un élément dégradé, elle se place ainsi parmi les meilleures. L'élément le moins résistant de la source devrait être la plaque de nitrure de bore servant de fenêtre haute fréquence. Celle-ci est changée tous les 12 à 18 mois dans le cas de la source SILHI. Cependant, la prise en compte de ce paramètre risque d'apporter beaucoup de subjectivité étant donné la difficulté à l'estimer.

La durée de fonctionnement sans interruption est indirectement prise en compte par le biais de l'utilisation de césium ou non (paramètre « *c* »). Néanmoins ce paramètre a deux défauts. En effet, il permet difficilement de comparer entre elles des sources utilisant du césium mais cela n'est pas le but de la présente étude. Il présente d'autre part, le défaut de ne pas prendre en compte la durée de vie d'une source n'utilisant pas de césium. Ainsi, ce coefficient avantage beaucoup des sources sans césium à courte durée de vie comme celle de « Triumph », cela montre ainsi les limites d'un tel mode d'estimation.

Ce coefficient n'a cependant pas la prétention d'être un outil de classification des sources car selon les besoins, chacune d'elles peut être la plus appropriée. C'est un élément permettant la comparaison entre sources et mettant en avant la potentialité de celle qui est étudiée au cours de cette thèse. Deux principales études sont à faire afin de concrétiser cette potentialité :

- L'augmentation de la densité de plasma dans la zone de conduction.
- L'amélioration de l'extraction et du transport du faisceau.

Nous sommes donc amenés dans cette conclusion à proposer des orientations pouvant permettre d'atteindre ces objectifs. Elles n'ont cependant pas la prétention d'aboutir à un succès mais sont simplement des propositions d'études ou voies de recherches futures. En effet, l'échec n'est pas exclu sachant que l'utilisation de tantale ou la polarisation de l'électrode plasma n'ont pas donné d'amélioration alors que de nombreuses personnes ont obtenu des résultats significatifs.

Nous avons vu au cours de ce travail qu'il était possible d'augmenter la production d'ions H⁺ à travers l'accroissement de la densité du plasma. Cela s'est notamment avéré en mettant de l'isolant sur les parois. L'augmentation de la densité électronique peut passer par exemple, par un accroissement de la puissance injectée. Il est possible d'après certains auteurs de la rendre encore plus efficace, en injectant une onde circulaire (voir Annexe I). D'autres méthodes

consistant à obtenir un plasma de décharge fortement ionisé sont à prendre en considération notamment en optimisant les champs magnétiques.

L'autre grand chantier à aborder concerne l'amélioration à la fois de l'extraction et du transport des ions négatifs. Dans un premier temps, l'accroissement de la tension d'extraction entraînera une augmentation significative du courant d'ions H^- extrait.

Le diagnostic de cette source a mis en évidence des problèmes liés à sa configuration magnétique. Il est fort probable que la présence de champs magnétiques transverses au voisinage du trou d'extraction soit en partie à l'origine de la grande taille du faisceau extrait. Plus le champ est faible près du trou d'extraction, moins le faisceau d'ions extrait diverge. La réduction des champs magnétiques transverses près du trou d'extraction peut se faire en passant dans un premier temps à une configuration cylindrique et ensuite par un confinement multipolaire du plasma.

Dans le registre de l'amélioration du faisceau extrait, nous avons vu que le temps de montée de la source pouvait être long. Afin, d'avoir un signal complet sur toute la durée d'impulsion, il est certainement préférable de fonctionner en injection d'onde en continu puis soit de pulser le système d'extraction soit d'utiliser un hacheur de faisceaux (Chopper) dans la ligne de transport.

D'autres orientations peuvent être envisagées en complément des précédentes. Bien qu'une augmentation de la densité de plasma dans la première zone soit une condition nécessaire, elle n'est cependant pas l'unique solution. En effet, la recherche d'une amélioration de la chimie favorable à la production d'ions H^- doit s'effectuer. Par exemple, un système de double grille accélération-décélération limitant la densité de protons dans la zone de production peut être un élément de réflexion. Ce système permet d'autre part d'optimiser l'injection d'électrons dans cette même zone. En effet, la première grille servirait de système d'extraction à électrons, la seconde aurait pour fonction de les ralentir. Il est aussi possible d'essayer de favoriser des processus de recombinaison en surface en complément de l'attachement dissociatif en introduisant un collier métallique près du trou d'extraction.

Plus l'injection électronique est importante, plus la densité d'ions négatifs produits est grande. L'utilisation de plusieurs types de gaz peut alors être envisagée dans le but d'augmenter la densité électronique. Des gaz comme l'argon ou le xénon sont alors évoqués pour de telles utilisations ^[42]. Ce type de procédé risque de réduire la part des processus de production en surface. Dans ce cas, la précédente modification consistant à compléter l'attachement dissociatif par des processus en surface n'est bien entendue pas applicable. Il faut alors comparer les deux solutions et déterminer celle dont l'apport est le plus bénéfique en terme d'extraction d'ions H^- .

Ainsi, la Figure 141 présente l'allure de la source éventuelle, tenant compte des différents éléments évoqués dans cette conclusion. Elle n'est ici qu'à titre d'information dans le but d'illustrer ce qui a été précédemment introduit et n'est par conséquent, pas à l'échelle.

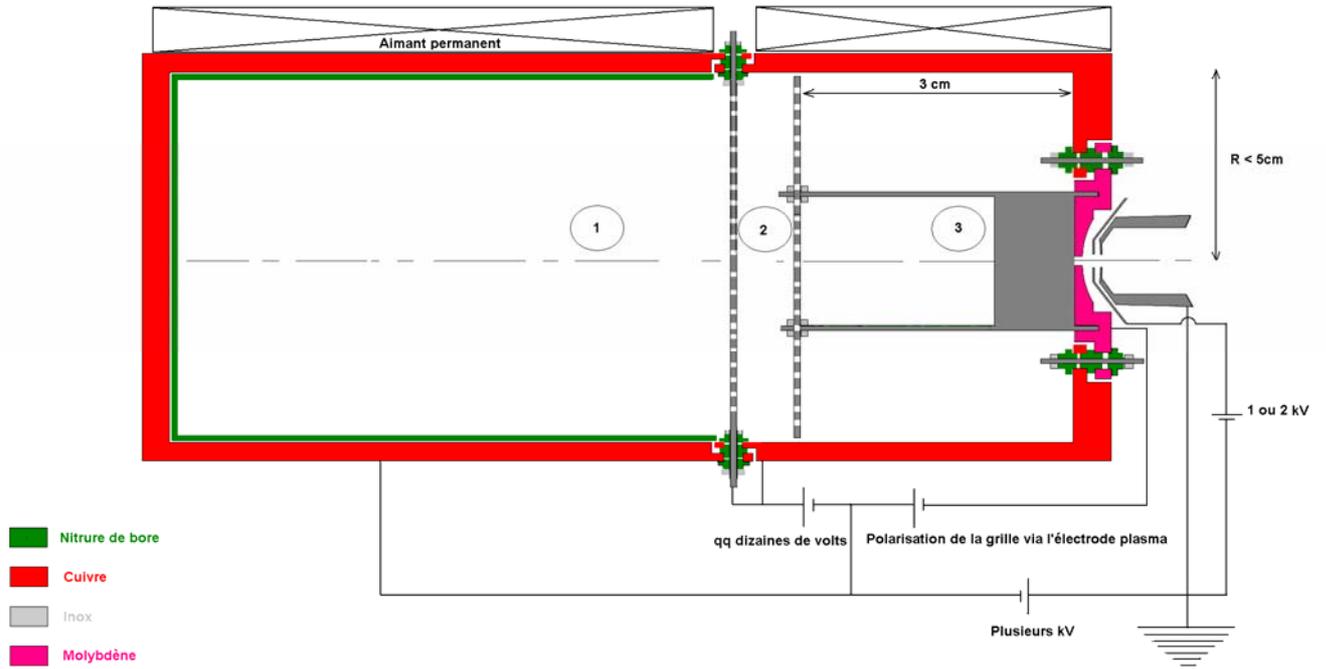


Figure 141 : Schéma d'une source tenant compte des modifications proposées

① Dans cette zone, un maximum d'ionisation est nécessaire, c'est la zone de conduction. Pour une absorption efficace de l'onde micrométrique, une longue distance de propagation est nécessaire^[98].

Il est possible que la chambre soit réalisée dans un autre matériau que le cuivre comme le tungstène, le molybdène ou le tantale. Etant donné leur caractère onéreux, nous avons une préférence pour aluminium, celui-ci a l'avantage de s'oxyder pour former de l'alumine. Comme tout isolant, il permet de minimiser les pertes en électrons et de favoriser l'émission d'électrons secondaire. Cette zone, peut être faite de plusieurs parties de chambres encastrables afin de permettre de travailler avec différentes tailles de source.

② Dans cette zone les électrons sont préalablement ralentis avant de pénétrer dans la zone 3.

③ Zone de production des ions H⁻. Elle contient un collier (*collar*) permettant d'optimiser les processus de production en surface. Les dimensions de ce collier sont discutées dans l'annexe I

Ainsi, une nouvelle voie d'avenir s'ouvre pour les sources à haute fréquence. Ces dernières promettent un très fort potentiel car elles permettront une plus grande ionisation du plasma et donc une injection d'électrons encore plus performante. Une source 10 GHz ayant le même principe de fonctionnement est actuellement en cours d'étude au CEA de Grenoble. Une autre source est en étude à l'Ecole Polytechnique, elle donne de bons résultats sans être optimisée montrant que les sources ECR offrent ainsi une bonne potentialité d'avenir.

Annexe I

Perspectives

Etude du transport

Etude théorique sur l'amélioration du transport

Cette nouvelle source a démontré qu'elle est capable de produire des courants d'ions H⁺ pouvant être utilisés lors d'applications. Ce qui lui fait défaut c'est la qualité du faisceau extrait. Celui-ci est très large. Il est en effet très difficile de démarrer un tel projet sans connaître certaines caractéristiques de la source. Cette étude est l'occasion de tenir compte des éléments nouveaux apportés par les différentes études faites au cours de cette thèse. Cette annexe consacre à ce propos, une étude théorique sur l'amélioration de l'extraction et du transport du faisceau. La qualité de l'extraction est en partie liée au champ magnétique transverse au voisinage du trou d'extraction. Nous avons donc fait des calculs sous Excel en supposant que ce problème ait été réglé notamment en appliquant un champ magnétique compensant les différentes inductions magnétiques. Il est pour le moment pas possible de faire des calculs d'extraction avec un champ magnétique transverse, nous faisons alors l'hypothèse que ce dernier a été considérablement réduit. Sachant que la source peut évoluer vers une configuration cylindrique, les champs magnétiques transverses seront limités d'autant plus s'il est choisi de travailler avec un confinement multipolaire. Il n'est cependant pas possible d'éliminer intégralement ces champs transversaux sachant que le séparateur d'électrons en est en partie responsable. Les calculs qui suivent n'ont par conséquent pas la prétention de décrire avec certitude le système d'extraction idéale, mais peuvent être un point de départ vers une amélioration progressive de la source.

Intérêt d'une électrode intermédiaire

i. Transport multi-particulaire

Le but des calculs est d'éviter les configurations donnant des « *cross-overs* » (croisement de faisceau). Ces effets impliquent des pertes de faisceau, un système de double électrode semble correspondre à une extraction améliorant le profil du faisceau. Le plasma étudié dans les cas suivants est un plasma froid de température électronique 1,5 eV et ionique de 0,25 eV.

Les simulations suivantes concernent une extraction à 5,5 kV d'un faisceau négatif de 39 mA sans tenir compte de la présence de champs magnétiques traverses. Pour cela deux configurations sont distinguées. Dans le premier cas la source est au potentiel de -5,5 kV et l'électrode d'extraction à la masse, ce qui correspond au système d'extraction de la source ECR (Figure 142). Cette dernière configuration est comparée à celle dont on applique un potentiel de -4,5 kV sur la source avec une seconde électrode polarisée à 1 kV suivis d'une électrode à la masse (Figure 143). Ce type d'extraction comportant deux électrodes semble permettre une réduction plus efficace de la taille du faisceau qu'un simple système d'une électrode à 5,5 kV tel qu'il est actuellement. Le faisceau est dans ce cas moins divergent. L'étude présentée ne tient compte d'aucune compensation de charge d'espace due à l'interaction d'un faisceau avec le gaz résiduel ($3,10^{-5}$ Torr est le vide en fonctionnement dans la Ligne de Transport Basse Energie).

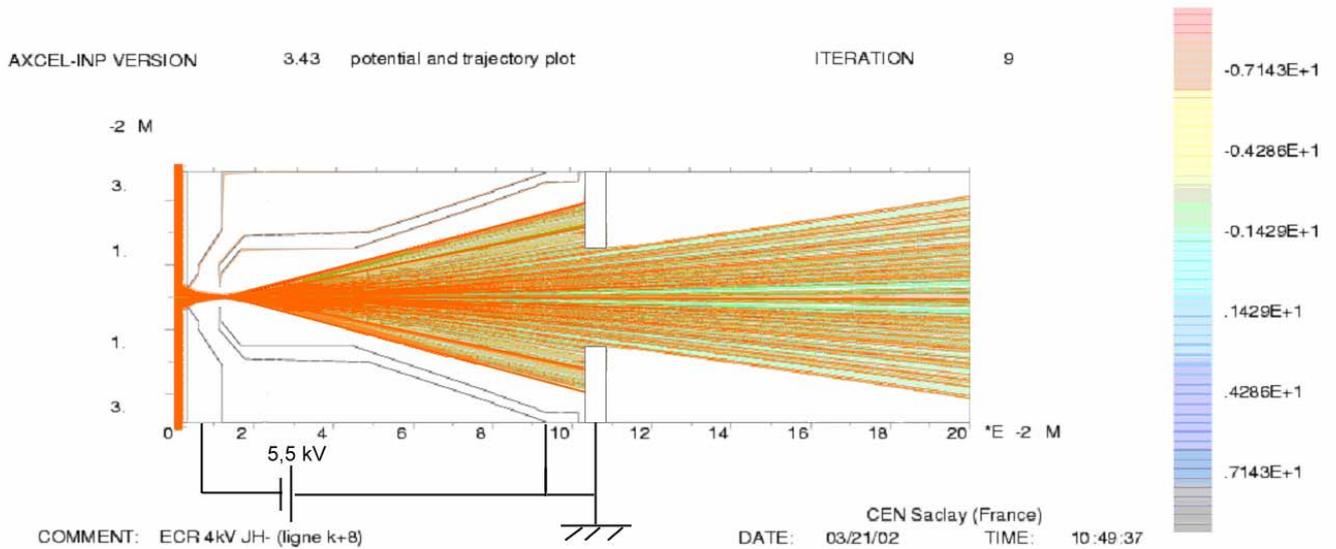


Figure 142 : Extraction à 5,5 kV du faisceau dans la configuration actuelle

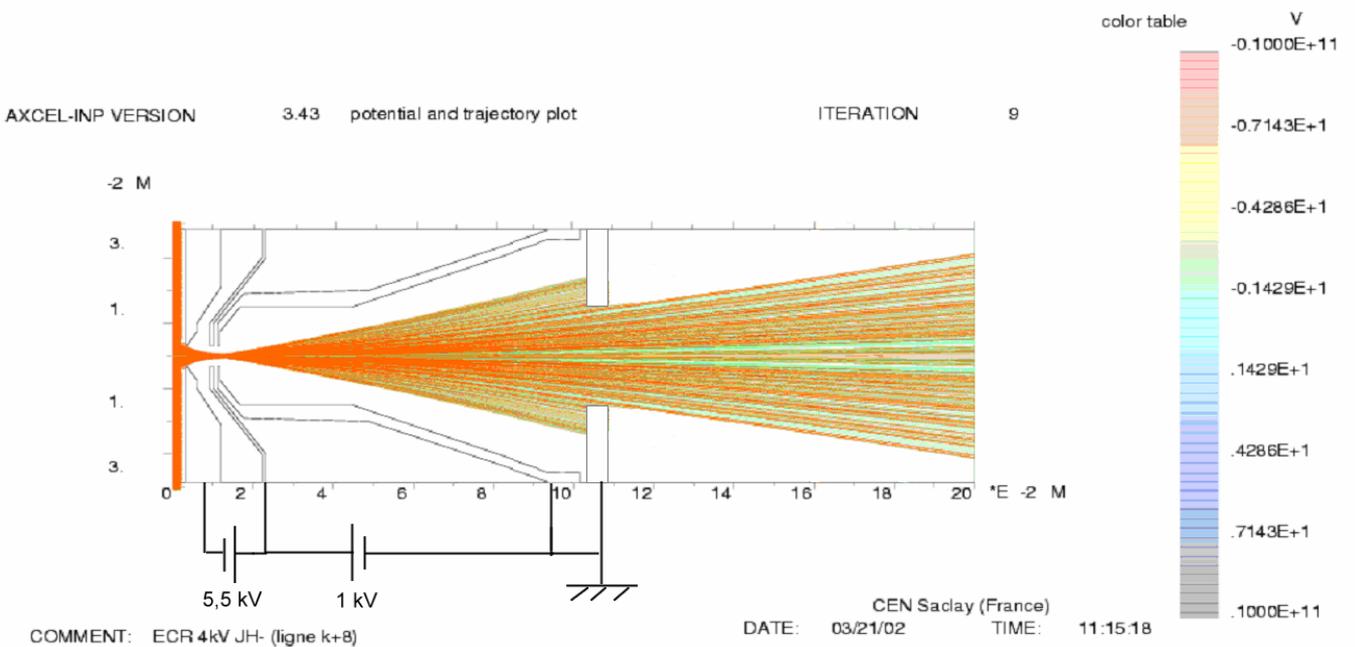


Figure 143 : Extraction à 5,5 kV du faisceau en passant par une électrode intermédiaire

Ce calcul représente l'extraction d'un faisceau multi-particulaire négatif, c'est à dire que le faisceau de 39 mA est composé de 37,7 mA d'électrons et de 1,3 mA d'ions H⁺. Malgré la persistance du « *cross-over* » une diminution de la taille du faisceau est obtenue.

Les calculs suivants sont obtenus avec les mêmes polarisations, nous avons uniquement reculé de 1 cm l'ensemble des électrodes d'extraction par rapport à l'électrode plasma. Le résultat des calculs (toujours sans compensation de charge d'espace) est représenté sur la Figure 144.

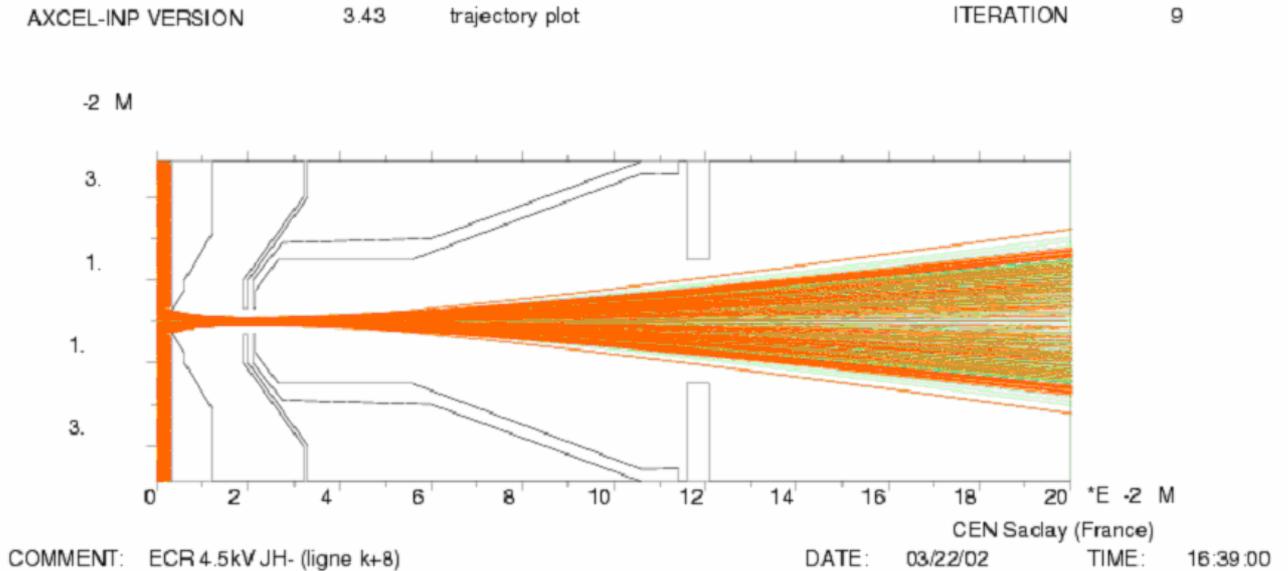


Figure 144 : Extraction à 5,5 kV sans compensation de charge d'espace

Avec compensation totale de la charge d'espace, la même configuration (Figure 145) donne les trajectoires suivantes :

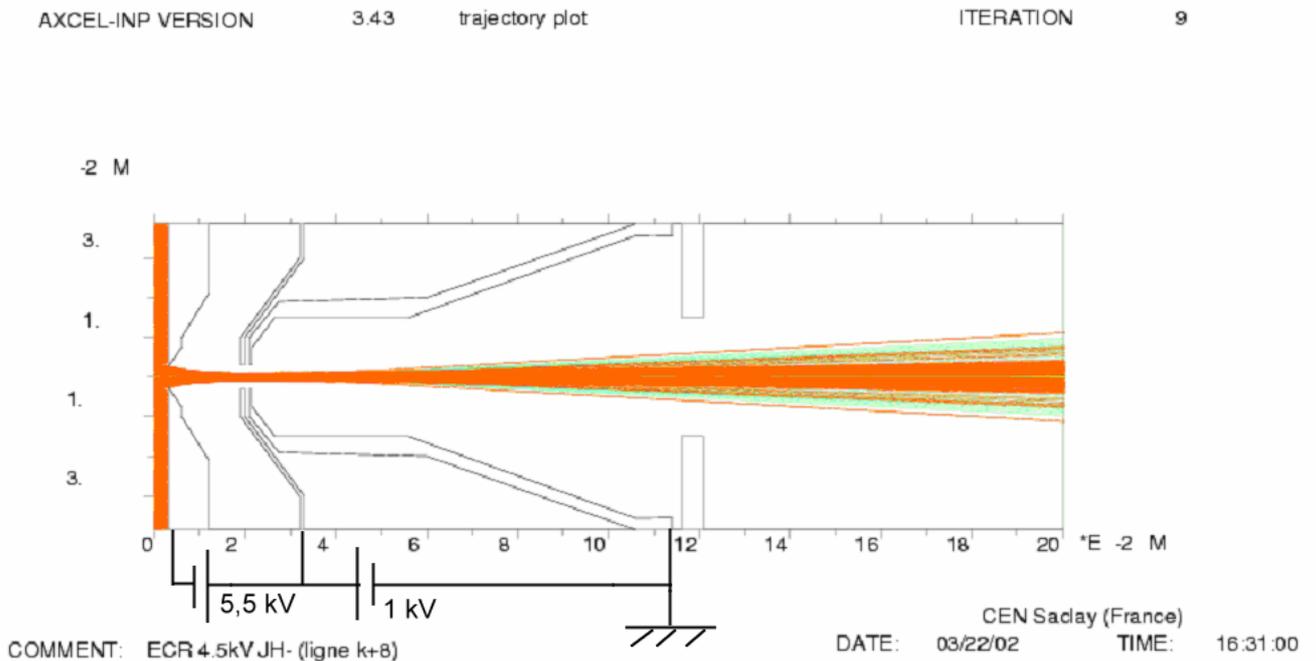


Figure 145 : Extraction à 5,5 kV avec compensation de charge d'espace

ii. Transport des électrons

En tenant compte de l'optimisation obtenue précédemment l'étude s'est aussi portée sur l'extraction d'un faisceau composé uniquement d'électrons. Deux cas sont examinés, l'un sans compensation de la charge d'espace (Figure 146), l'autre avec compensation (Figure 147).

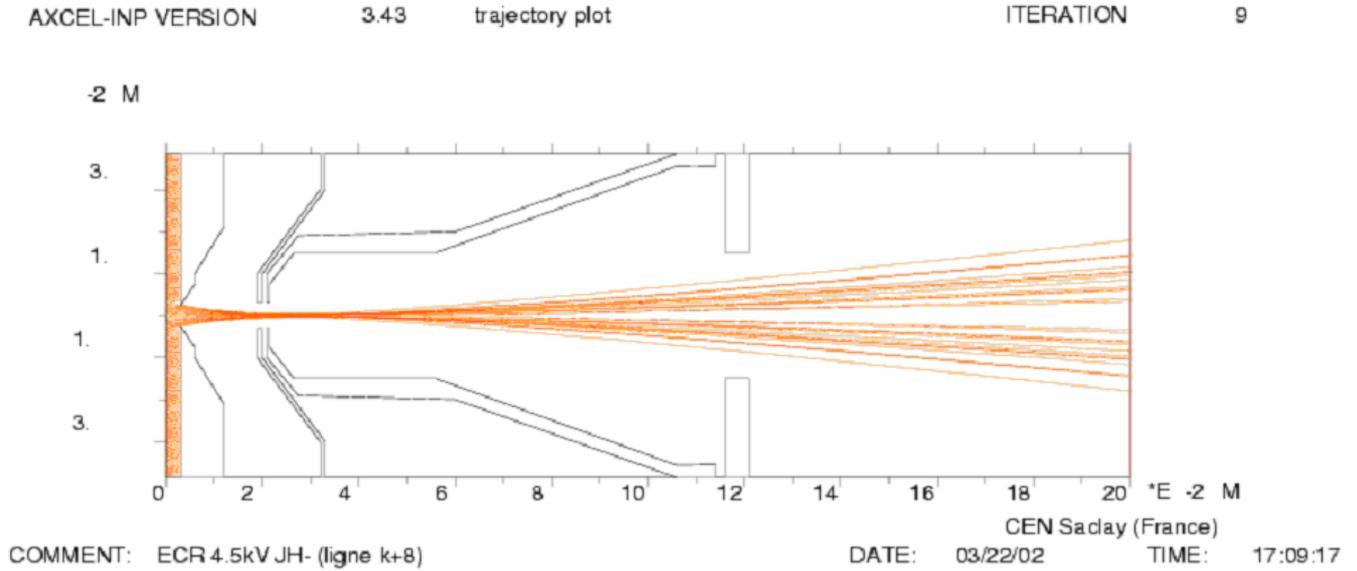


Figure 146 : Extraction des électrons sans compensation.

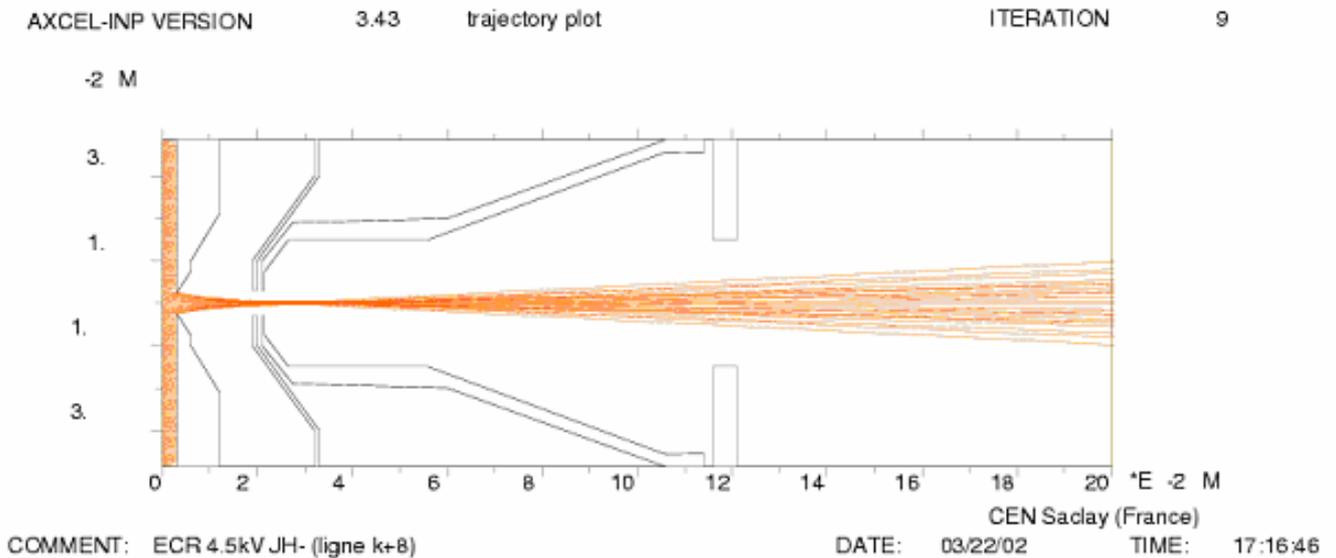


Figure 147 : Extraction des électrons avec compensation de charge d'espace

Les faisceaux multi-particulaires (électrons-ions H⁻) sont plus larges que ceux composés uniquement d'électrons, ce qui a été confirmé expérimentalement par des mesures de profils. Afin qu'il n'y ait le minimum de surprises lors d'un passage en application, il est préférable de prendre le cas de figure le moins avantageux. La suite des calculs est donc réalisée pour des faisceaux multi-particulaires.

Réduction de la taille de la grande électrode

La réduction de la taille du faisceau est possible à travers de nombreuses méthodes. L'utilisation de solénoïdes ou de lentilles électrostatiques peut être une solution envisageable. Pour ce faire, il est très important d'intervenir le plus tôt possible sur le parcours du faisceau. Le défaut de la configuration précédente est qu'elle ne permet pas d'agir sur le faisceau avant qu'il ait parcouru 12 cm depuis l'extraction. Cela est essentiellement dû à la géométrie de l'extracteur en forme d'entonnoir. Il est possible que cette géométrie ne soit pas la plus optimisée en terme d'occupation de l'espace. La Figure 148 présente le profil du faisceau calculé dans les conditions de polarisation exposées précédemment en ayant retiré l'extension conique. Il est toujours question d'un transport multi-particulaire négatif (électrons et ions H⁻) de 39 mA. Le calcul montre que l'extension conique est inutile. Dans le cas d'une compensation totale de la charge d'espace, cela donne :

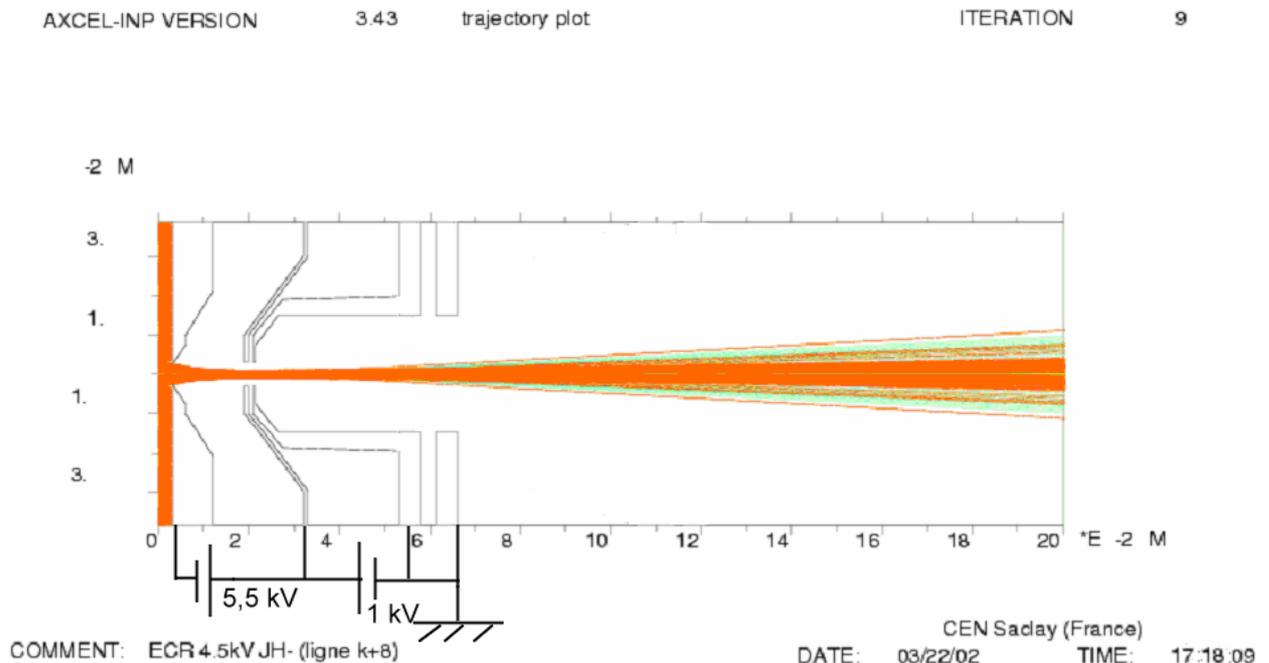


Figure 148 : Extraction à 5,5 kV après réduction de la taille de l'électrode d'extraction

Cette nouvelle géométrie permet ainsi de placer un ensemble de lentilles immédiatement derrière le système d'extraction, à savoir 6 cm.

L'intérêt d'un système lentilles électrostatiques

En mettant en place un système de lentilles électrostatiques d'une largeur d'un centimètre chacune il est possible de focaliser le faisceau. L'étude suivante (Figure 149) concerne celle d'une chambre plasma polarisée à $-4,5$ kV suivie d'une première électrode à 1,9 cm, au potentiel de 1 kV. Le goulot de la troisième électrode située 1 mm derrière est à la masse. Un système de lentille est ensuite disposé derrière l'électrode. L'optimum est atteint lorsque la polarisation de la première électrode à 6,4 cm est de -4 kV, la seconde située à 7,9 cm est à la masse puis la dernière est à 9,4 cm au potentiel de -4 kV. Lorsque les électrodes ont une polarisation moins importante le contrôle du faisceau est moins bon.

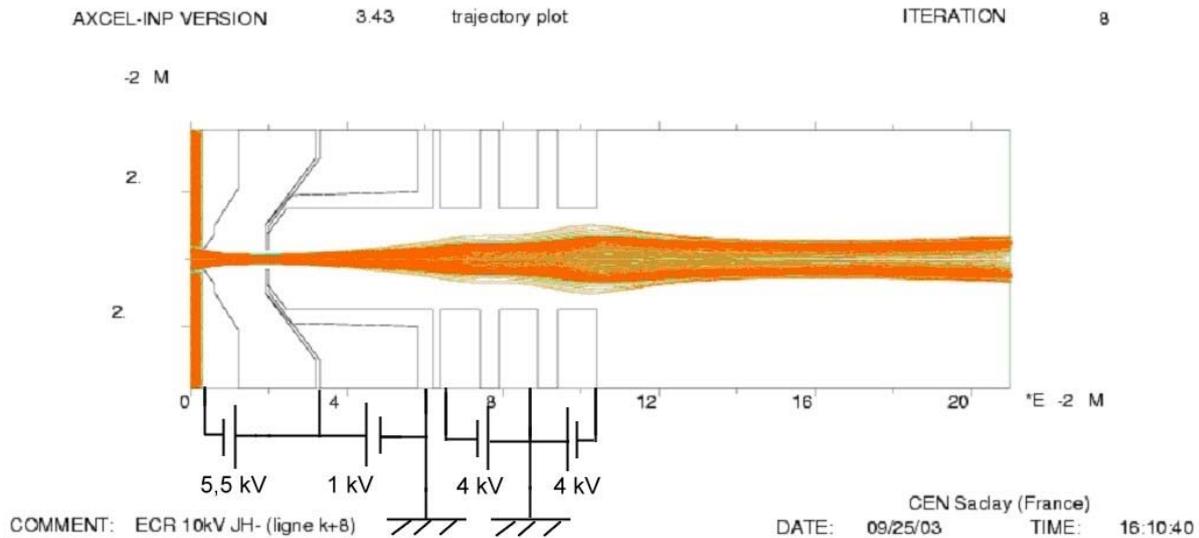


Figure 149 : Extraction à 5,5 kV avec un système de lentilles électrostatiques

Ainsi, le profil du faisceau le plus petit est obtenu à l'aide du système d'électrodes schématisé par la Figure 149. Ce système n'a pas la prétention d'être le meilleur, il a tout simplement pour objectif de montrer qu'il est possible de réduire la taille du faisceau d'ions H⁻ extrait.

Amélioration de la source

Deux éléments peuvent être optimisés dans le but d'augmenter la production d'ions H⁻, ce sont les processus en volume et en surface. Le premier nécessite l'augmentation du courant électronique injecté et par conséquent accroissement de la densité d'électrons produits dans la source. Cela s'est notamment vérifié expérimentalement lorsque nous avons placé du nitrure de bore sur les parois. La densité électronique a été améliorée, les résultats ont immédiatement suivi. Le second élément (l'utilisation d'une surface) nécessite l'utilisation de matériaux les plus appropriés permettant soit la recombinaison atomique soit la réduction du travail de sortie de la surface.

Favoriser les processus en surface en complément des processus de production en volume déjà existant

Le chapitre précédent a mis en évidence la présence de processus en surface. Afin d'augmenter l'efficacité de la production d'ions H⁻ l'application d'un collier métallique de dimension appropriée est une solution envisageable. Sachant que les ions H⁻ sont détruits après 2 cm, il est alors préférable de disposer de parois dans une zone n'excédant pas cette longueur. Le schéma de la Figure 150 présente l'utilisation d'un collier métallique dont l'élément de surface le plus éloigné du trou d'extraction est à 2 cm (un cercle représente la zone tenant compte de ce rayon). En appliquant tout simplement le théorème de Pythagore la longueur du

tube ne doit pas excéder 1,3 cm (avec un rayon de 1,5 cm correspondant à l'emplacement des tiges de support). Les ions positifs accélérés dans la source pourront être utilisés à cet effet.

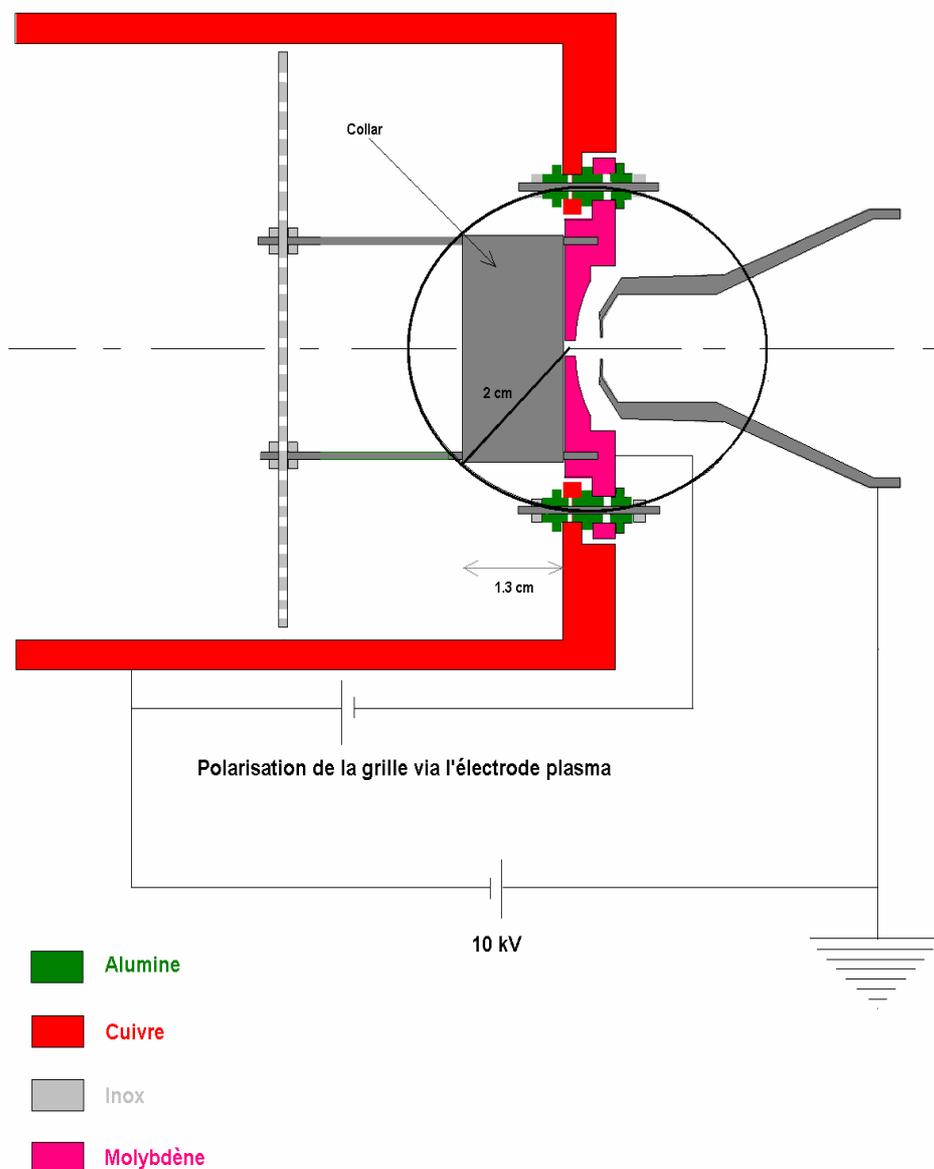


Figure 150 : Utilisation d'un collier métallique permettant d'amplifier les processus en surface

Augmentation de la densité d'électrons injectés

La production d'ions négatifs est très liée au courant injecté dans la seconde chambre. Plus le courant électronique est intense plus la production des ions négatifs est élevée. La source ECR utilise l'onde micrométrique uniquement pour produire des électrons afin de les injecter dans l'enceinte secondaire. Dans la littérature, il existe essentiellement deux méthodes permettant d'optimiser la densité du plasma. D'une part, l'utilisation d'une onde circulaire permet d'augmenter l'ionisation du plasma. La maîtrise des champs magnétiques permet d'autre part l'obtention d'un plasma dans un état appelé « sur-dense » (*over-dense*).

Injection d'une onde circulaire

D'après certains auteurs, il est possible d'obtenir ce que l'on appelle un plasma « sur-dense » en injectant une onde polarisée circulaire droite. D'après eux, l'onde circulaire est celle qui est le plus efficacement absorbée dans le plasma et est la moins réfléchiée. Dans les faits, l'onde injectée dans la source ECR de Saclay n'est pas réellement circulaire lorsque celle-ci est transmise à travers un guide d'onde rectangulaire (WR284).

L'injection d'une onde circulaire a permis d'après ces auteurs de multiplier la densité électronique du plasma par un facteur 50^{[99],[100]}. La Figure 151 représente une transition d'un guide d'onde WR-284 vers un WR-137. Cette transition est pleine de nitrure de bore car il permet d'isoler plus confortablement le système de toute fuite de gaz. S'opère ensuite une transition entre la forme rectangulaire du guide d'onde vers une forme cylindrique de diamètre 1,61 pouces.

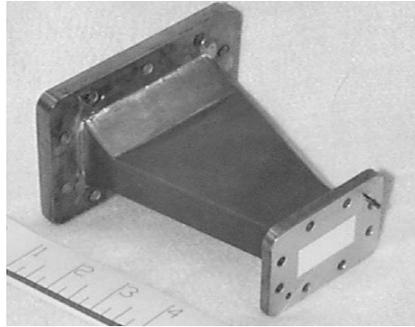


Figure 151 : Transition entre un guide d'onde WR-284 et un guide WR-137

La Figure 152 représente le polarisateur, qui n'est autre qu'une lame permettant un retard d'un quart de période d'une composante de l'onde sur l'autre.

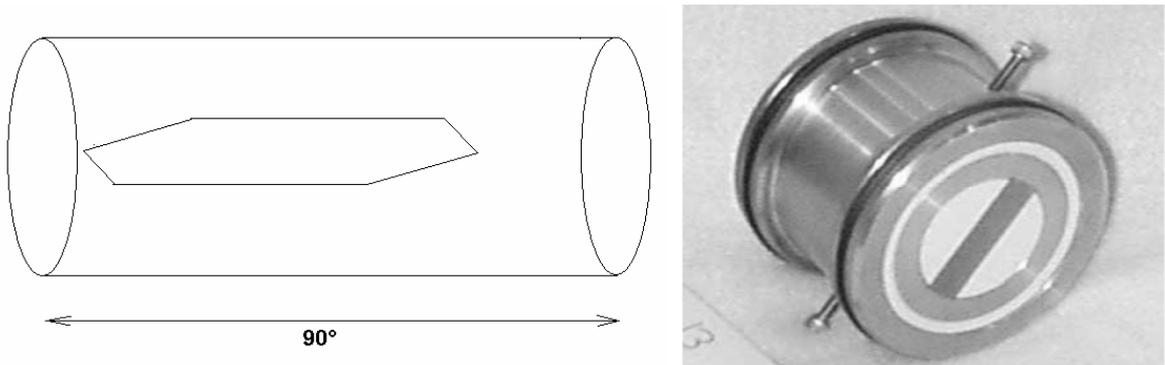


Figure 152 : Polarisateur circulaire

Obtention d'un plasma « over-dense »

Il est possible d'après Oleg A.Popov^[101] d'obtenir une configuration de plasma dite : « sur-dense ». C'est un plasma dont la densité électronique n_e est supérieure à la densité de coupure n_c . Cette densité de coupure correspond à la densité pour laquelle l'onde devient évanescence. On écrit alors $n_e > n_c$ avec $n_c = \frac{\epsilon_0 m_e \omega^2}{e^2}$ où $\frac{\omega}{2\pi} = 2,45 \text{ GHz}$. La densité obtenue peut être 30 fois supérieure à la densité de coupure^[102]. Oleg A.Popov parle de l'existence d'un

plasma sur-dense lorsque les champs magnétiques sont faibles. Il donne des valeurs de 430-440 Gauss. Ce phénomène est interprété comme une résonance du second harmonique gyatronique (« *second gyatron harmonic* ») défini par : $\omega = 2\omega_{BS} \cdot (B = \frac{B_{ce}}{2})$. Il obtient un tel

plasma en optimisant le champ magnétique près de la fenêtre HF. D'après lui, un plasma sur-dense ne peut être obtenu qu'à très faible pression (en dessous du mTorr). Or il n'est pas possible d'atteindre une telle pression avec la source ECR (Saclay) sachant que le plasma est difficilement maintenu en dessous de 1,2 mTorr. Il est probable que la largeur de la chambre plasma ne soit pas appropriée. En effet, la difficulté d'obtention d'un tel plasma est liée à la dimension de cette enceinte^[103]. Cela impose d'être au-dessus de la longueur de coupure. A 2,45 GHz, elle est de 6,12 cm pour le mode rectangulaire TE₁₀, et 7,19 cm pour le mode circulaire TE₁₁^[104]. Oleg A. Popov obtient un tel plasma en introduisant l'onde à l'aide d'un guide WR284 dans une source circulaire de 15 cm de diamètre et une longueur de 16 cm (soit une section 29 fois plus élevée que celle de la source actuelle).

Autres moyens

Un système de double grille devrait améliorer le rendement de la source. Une grille polarisée positivement pourrait être positionnée devant la grille actuelle (coté injection d'onde). Cette grille supplémentaire aurait pour effet d'écranter le champ électrique produit par la grille polarisée négativement. Cela éviterait ainsi d'extraire des ions positifs alors qu'un ralentissement électronique est recherché. Aston et Wilbur^[105] ont calculé ce type de structure dans le but d'extraire des protons mais il est tout à fait possible de l'adapter dans le but d'extraire des électrons. Ce système est illustré sur la Figure 153.

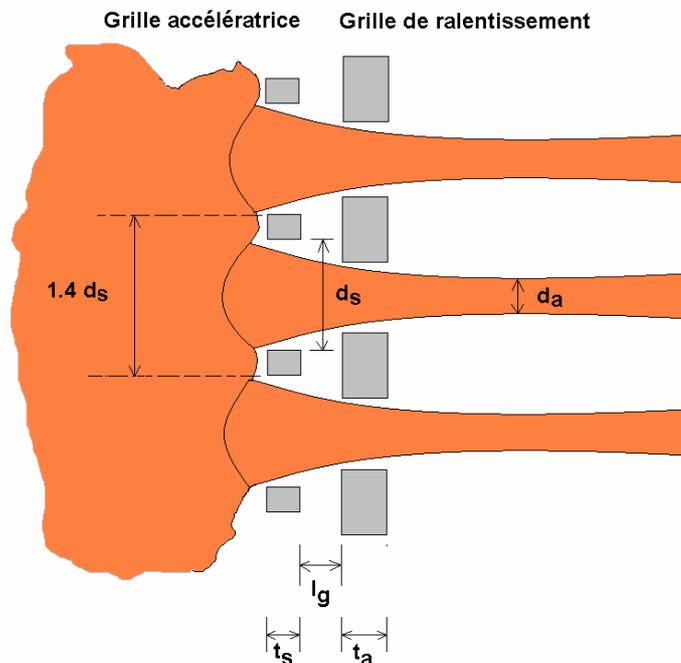


Figure 153 : Système d'extraction double grille

Les différentes dimensions sont les suivantes :

$$\frac{l_g}{d_s} = 0.5, \quad \frac{d_a}{d_s} = 0.64, \quad \frac{t_s}{d_s} = 0.18, \quad \frac{t_a}{d_s} = 0.37,$$

Ce qui donne dans notre cas deux grilles tissées:

Maillage 1	5,5 mm
Fil 1	1 mm
Distance entre grille	2,8 mm
Maillage 2	4,5 mm
Fil 2	2 mm

Table 4 : Dimensions possibles un système doubles grilles accélération-décélération

Annexe II

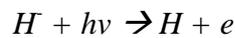
Photo-détachement laser

Parmi les outils de diagnostic généralement rencontré lors d'étude de sources d'ions négatifs, il n'est pas rare de rencontrer le Photo-détachement laser. C'est une méthode permettant de mesurer la densité des ions H^- . L'intérêt de ce type d'outil, est de corréler la densité d'ions H^- produite avec le courant extrait. Il est ainsi possible de déceler une quelconque anomalie du système d'extraction (et réciproquement). En effet, si le courant extrait est relativement bas par rapport à la densité d'ions négatifs mesurée, une étude tendant à améliorer l'extraction est à privilégier.

Photo-détachement à un laser

Description

Le Photo-détachement consiste à étudier la formation d'électrons après avoir effectué un tir de laser dans un plasma. Le laser neutralise sur son passage les ions négatifs en leur retirant un électron. La réaction peut s'écrire de la manière suivante :



L'excès d'électrons donne un courant électrique qui est mesuré à l'aide d'une sonde de Langmuir placée au centre du faisceau laser. La quantité ions H^- ainsi détruite est calculée grâce à la formule ci dessous :

$$\frac{\Delta n_-}{n_0} = I \cdot e^{(E\sigma S/h\nu)}$$

S est la surface du faisceau laser, E est l'énergie du laser, σ la section efficace de réaction, n_0 la densité d'ions négatifs avant destruction et ν est la fréquence du laser

Cette formule indique qu'il est possible de calibrer la mesure en faisant varier le diamètre du faisceau. Pour cela M.Bacal et A.A.Ivanov Jr utilisent un diaphragme placé à l'entrée de la source. La Figure 154 ainsi que la Figure 155 représentent le schéma de l'expérience réalisée à l'Ecole Polytechnique [106].

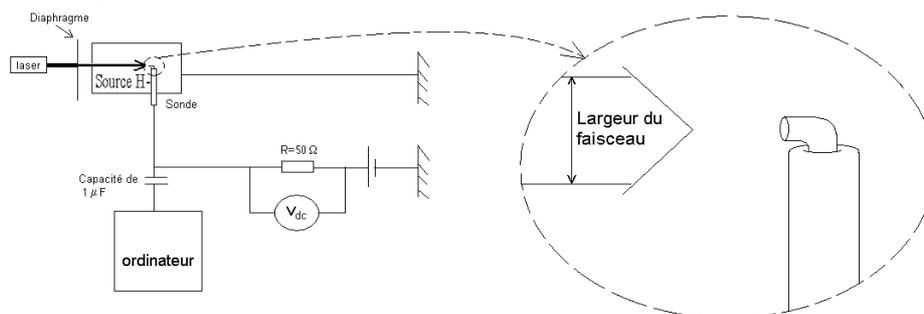


Figure 154 : Dispositif expérimental à l'Ecole Polytechnique

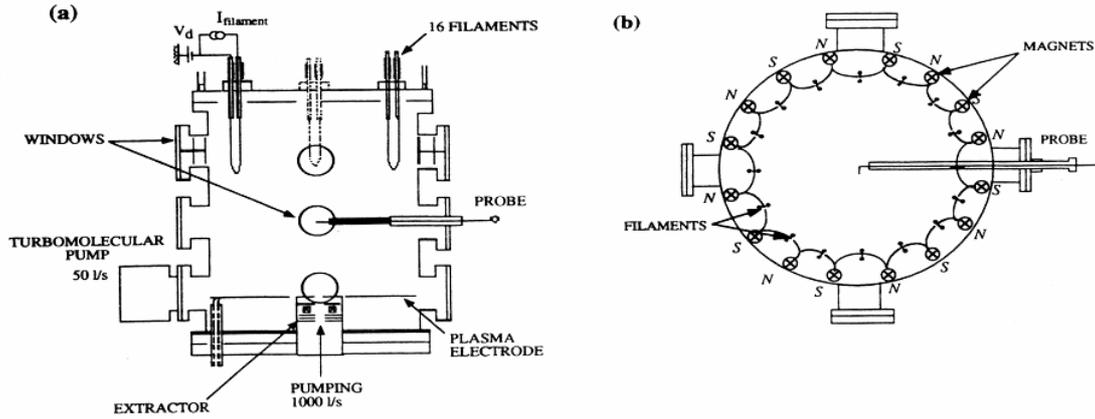


Figure 155 : Schéma de la source Camembert III

Ils travaillent avec un laser Nd-YAG d'une longueur d'onde de $\lambda = 1,064 \mu\text{m}$ ce qui donne des photons d'une énergie de 1,2 eV. La section efficace d'une telle réaction est environ $3,5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^2$, pour qu'elle soit optimisée il faudrait utiliser des photons de 1,5 eV soit $\lambda = 0,827 \mu\text{m}$.

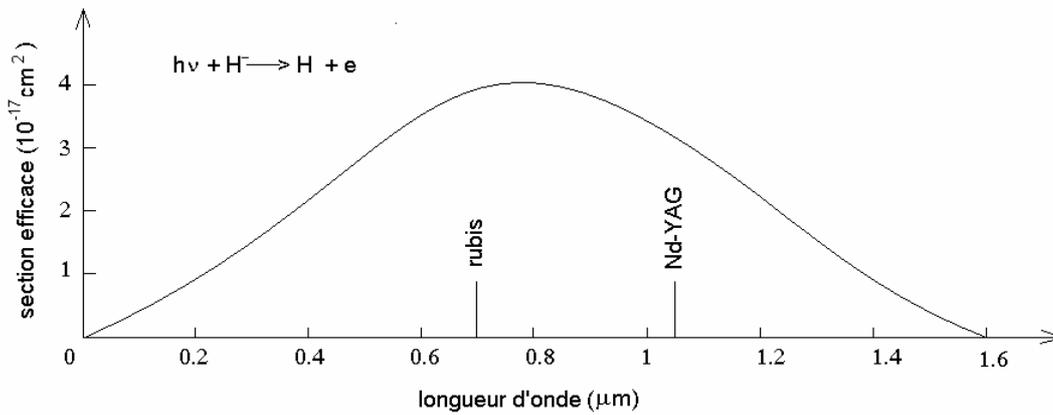


Figure 156 : Section efficace d'interaction en fonction de la longueur d'onde du faisceau laser utilisé

La durée de l'impulsion est typiquement de 20 ns avec une fréquence de tir d'environ 1Hz. La longueur d'onde de ce laser est particulièrement bien adaptée car il suffit d'une vingtaine de $\text{mJ} \cdot \text{cm}^{-2}$ pour atteindre la saturation.

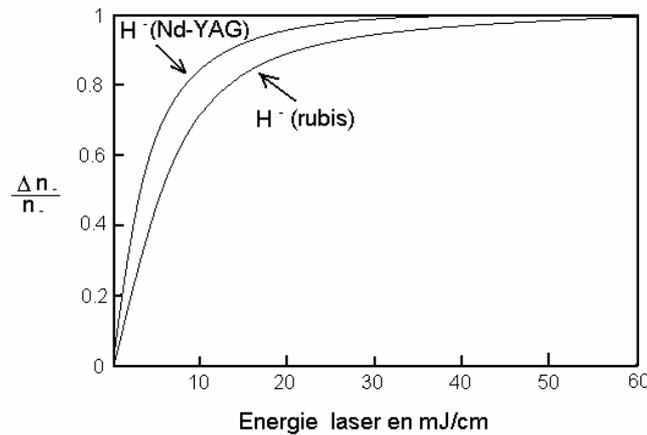


Figure 157 : Efficacité du laser en fonction de l'énergie injectée

L'excès d'électrons est mesuré par une sonde électrostatique cylindrique coudée (pour que la dégradation de l'alumine par le laser n'affecte pas le plasma), la sonde est polarisée positivement en continu par rapport à la paroi (20 volts). Cette sonde polarisée bien supérieurement au potentiel plasma mesure un signal continu dû aux électrons jusqu'à ce que le laser crée un excès d'électrons donnant le signal de la Figure 158.

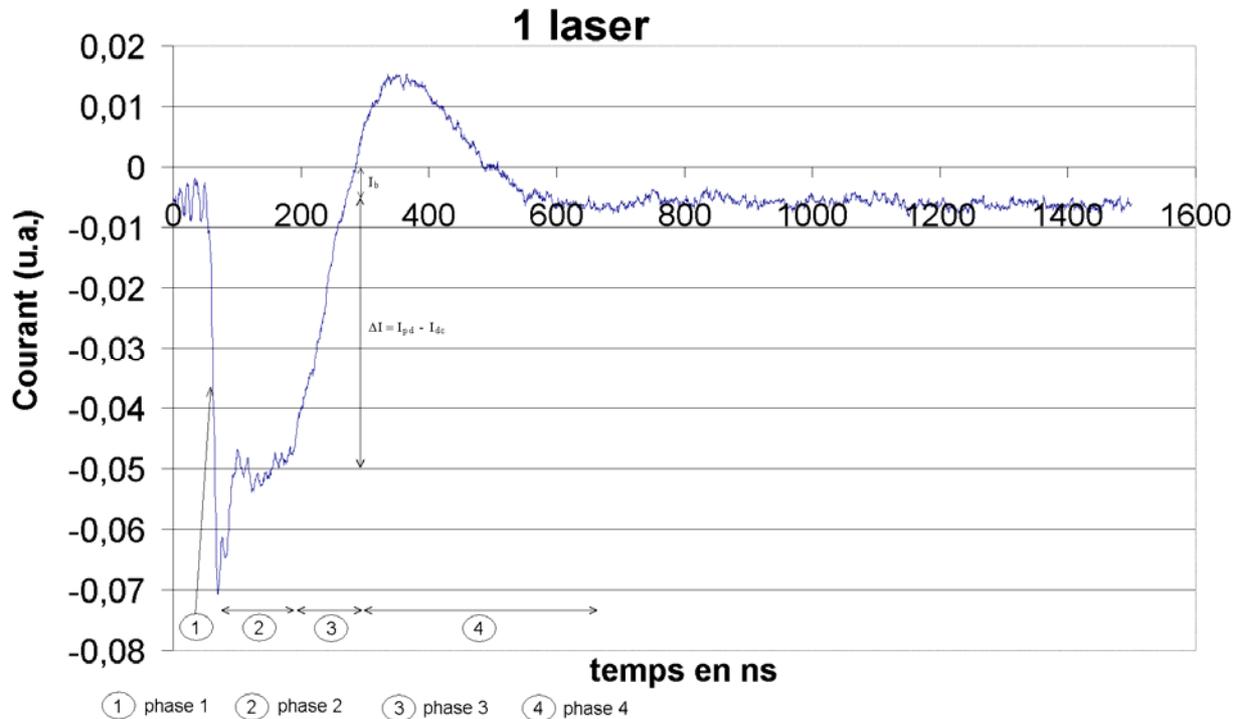


Figure 158 : Résultat typique obtenu à l'Ecole Polytechnique sur la source « Camembert III ».

Ce signal se décompose en 5 parties. On appellera phase 0 le signal mesuré lorsqu'il n'y a pas de perturbation. Pendant cette phase la sonde mesure un signal négatif continu dû à une petite variation d'électrons dans le plasma.

Phase 1

La mise en route du laser a pour effet le photo-détachement des électrons, caractérisé par la rapide montée du signal sur la Figure 158. Ces électrons sont monocinétiques d'énergie 0,455 eV. Cette valeur représente la différence d'énergie entre les photons incidents de 1,2 eV et l'affinité électronique de l'atome d'hydrogène de 0,745 eV.

Phase 2

Il se produit ensuite pendant un laps de temps très court, de l'ordre de l'impulsion laser (20 ns), l'échange de ces électrons monocinétiques par des électrons thermiques du plasma. Ces électrons thermiques sont à l'origine du plateau.

Phase 3

Lorsque l'on fait un bilan des espèces contenues dans les deux zones, la zone perturbée se retrouve avec des particules positives et des électrons thermiques alors que le reste du plasma

contient un excédent relatif d'ions H⁻. Pour minimiser son énergie libre, l'équilibre des gradients de densité provoque un phénomène de diffusion des ions H⁻ dans la partie perturbée. Les électrons thermiques se retrouvent progressivement éloignés de la zone par répulsion électrostatique, la neutralité globale de la zone est alors maintenue. Du fait de la différence de masse entre les électrons et les ions H⁻, ces derniers mettent plus de temps à entrer dans la zone que les électrons à en sortir. Cette différence de flux est à l'origine de ce que l'on appelle un champ électrique auto-cohérent qui a pour conséquence d'accélérer les ions négatifs et de décélérer les électrons. La faible vitesse des ions H⁻ par rapport aux électrons caractérise le retour à l'équilibre plus lent du signal (c'est une sorte de diffusion ambipolaire).

Il va de soi que le retour des ions H⁻ se produit dès la fin de l'impulsion laser mais nous ne le voyons que plus tard sur la figure en raison du temps que mettent les ions H⁻ à atteindre la zone d'influence de la sonde.

Phase 4

Etant donné l'apparition d'un champ électrique supplémentaire, les particules positives n'ayant pas été affectées par le tir laser se retrouvent expulsées de la zone perturbée pour donner ce que M.Bacal appelle l'« *overshot* ». Cet effet est représenté par un renflement de la courbe dû à un phénomène d'oscillation finissant par s'amortir et revenir à l'équilibre initial (avant la perturbation du laser).

Calcul de la densité d'ions négatifs

Avant le tir, le courant mesuré par la sonde est donné par:

$$I_{dc} = n_e f\left(e \cdot \frac{V - V_p}{kT_e}, \frac{R_s}{\lambda_D}\right)$$

f étant la fonction de Laframboise et λ_D la longueur de Debye ($\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \cdot kT_e}{n_e \cdot q_e^2}}$). Après le tir la densité en électrons est passée de n_e à $n_e + n_-$. Nous avons vu d'autre part que la température des électrons quelques temps après le photo-détachement est égale à la température thermique. Le courant mesuré par la sonde est donc :

$$I_{pd} = (n_e + n_-) f\left(e \cdot \frac{V - V_p}{kT_e}, \frac{R_s}{\lambda_{D2}}\right)$$

λ_{D2} étant la longueur de Debye avec la nouvelle densité $n_e + n_-$. L'amplitude du signal due au photo-détachement est donc $I_{pd} - I_{dc}$

Nous pouvons d'autre part supposer que $n_e \gg n_-$ et par conséquent confondre λ_{D2} avec λ_D . Le calcul de la densité d'ions H⁻ se fait désormais à partir de la formule suivante :

$$\frac{\Delta I}{I_{dc}} = \frac{n_-}{n_e}$$

ΔI étant la différence entre la valeur du courant sur le plateau et le courant I_b (*background*) avant le tir. Ce dernier n'étant qu'un bruit dû à la variation d'électrons dans le plasma. Sur la figure ΔI vaut 0,045.

Photo-détachement à deux lasers

L'aboutissement du développement d'une source comporte un volet concernant son émittance. Celle ci doit être la plus faible possible. L'une des conditions favorisant la réduction de cette émittance passe par la réduction de l'énergie des ions H⁻. D'après M.Bacal, il est possible d'en déduire la température des ions négatifs à l'aide d'un dispositif à deux lasers (Figure 159).

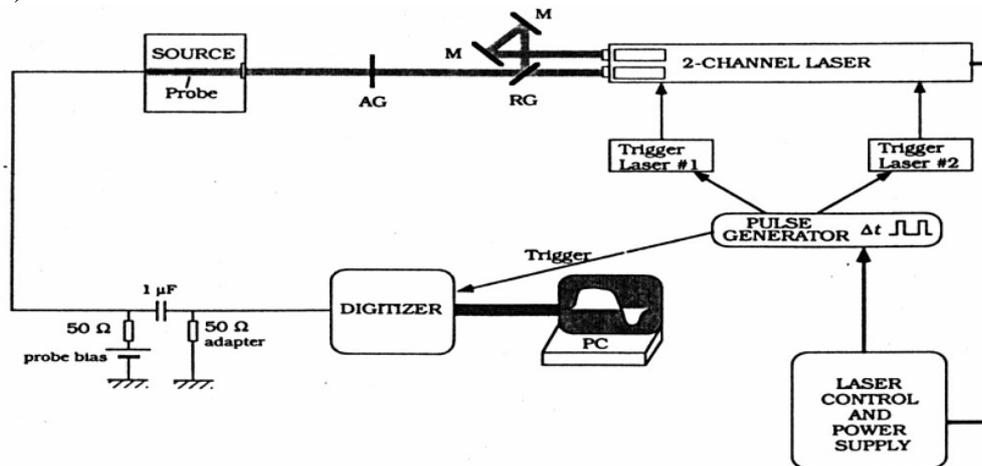


Figure 159 : Dispositif expérimental à deux lasers sur source Camembert III

Afin d'obtenir la température des ions négatifs, il faudrait connaître la vitesse de recouvrement de ces ions dans la zone où ils sont dissociés. En principe, il faut donc connaître le temps nécessaire aux ions H⁻ pour se déplacer de la zone non perturbée à la sonde jusqu'à ce que l'on obtienne la densité d'ions négatifs avant le tir laser.

Pour cela il faut disposer d'un second laser permettant un tir décalé avec un retard réglable. Cela permet ainsi de déterminer la densité de recouvrement en fonction du temps. L'amplitude du second signal sera alors proportionnelle à la densité d'ions H⁻ de retour dans la zone. La Figure 160 représente typiquement le signal récolté par la sonde.

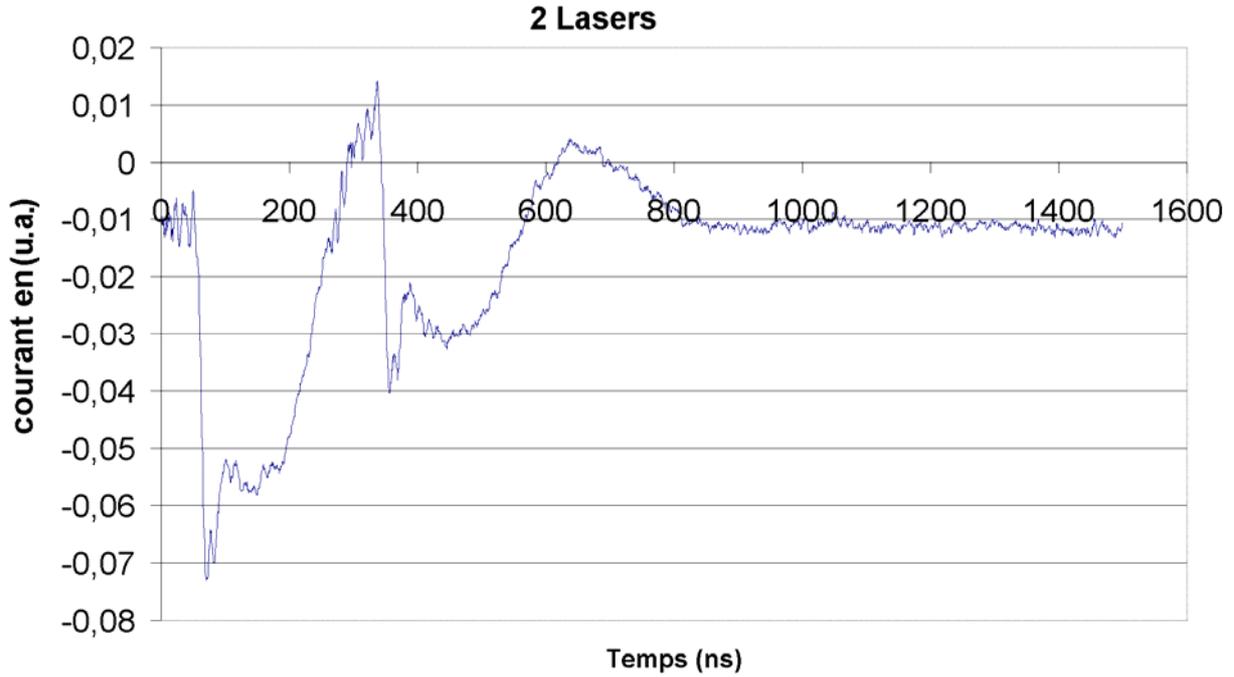


Figure 160 : Résultat typique obtenu lors d'une mesure à deux lasers

Afin d'interpréter les résultats il est nécessaire de faire une étude sur la dynamique du plasma après le tir à travers l'équation de Boltzmann :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + \frac{q}{m} \cdot (\vec{E} + \vec{v} \otimes \vec{B}) \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{collision}$$

f étant la fonction de distribution des ions H⁻, et le terme de droite est un terme de collision. Afin de résoudre cette équation, il faut faire certaines considérations. Si les mesures sont faites loin des aimants nous pouvons considérer que les champs magnétiques sont nuls (les mesures faites à Polytechnique sont au centre de la source). Il est possible de démontrer^[107] que si les temps caractéristiques de collisions sont inférieurs à la microseconde, le terme de collision est alors négligeable. Nous obtenons l'équation dite de Vlassov correspondant à l'équation de Boltzmann sans composante de champ magnétique.

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \overrightarrow{grad} f + \frac{q}{m} \cdot \vec{E} \cdot \overrightarrow{grad}(f) = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{collision}$$

Cette équation a été résolue par R.A.Stern^[108] en décomposant la fonction de distribution en la somme de deux termes à savoir une fonction balistique (c'est la solution sans champ électrique) et une fonction collective prenant en compte le champ électrique :

$$f = f_b + f_c$$

Sachant qu'il n'y a pas dans le cas présent de champ électrique extérieur, ni de gradient de potentiel plasma, ce champ se calcule à partir de l'équation de Poisson.

$$\operatorname{div} \vec{E} = e \cdot \frac{n_+ - n_- - n_e}{\epsilon_0}$$

Cette équation montre que le champ électrique est nul juste après le tir étant donné qu'il n'y a pas encore de différences de charges ; cela justifie la décomposition de la fonction de distribution. Ensuite s'établit le champ auto-cohérent qui ralentit la fuite des électrons en excès tendant à rééquilibrer les potentiels chimiques du système. Dans son article R.A.Stern montre que ce champ auto-cohérent n'affecte la vitesse de retour des ions H⁺ que de 2% au maximum. La solution la plus significative est dans ce cas celle donnée par l'équation balistique :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} = 0$$

En supposant que la fonction de distribution est Maxwellienne, et en considérant la symétrie cylindrique de la sonde, il est possible de calculer la densité d'ions H⁺ $n_+(r=0, t)$ en $r=0$ à chaque instant :

$$n_+(r=0, t) = n_+(t_\infty) \cdot e^{\frac{-R}{t \cdot v_{th}}}$$

R étant le rayon du laser, v_{th} la vitesse thermique des ions, telle que $kT = \frac{1}{2} m v_{th}^2$.

Néanmoins le courant collecté par la sonde n'est pas en $r=0$ mais pour un rayon égal au rayon de collection de la sonde. En effet, la sonde étant polarisée positivement mesure un courant sur une distance comprise entre son rayon et le rayon de collection. A l'intérieur de ce périmètre les électrons subissent l'influence de la sonde. La correction s'effectue grâce à une fonction de Bessel $J(x, y)$ intégrée d'ordre x au point y . On obtient :

$$n_+(r=0, t) = n_+(t_\infty) \cdot J\left(\left(\frac{R_l}{t \cdot v_{th}}\right)^2, \left(\frac{R_c}{t \cdot v_{th}}\right)^2\right)$$

R_l étant le rayon du laser et R_c le rayon de collection.

Résultats

Il est ainsi évoqué ^[109] depuis la fin 2003, l'existence possible d'une double température des ions H⁺. En introduisant les constantes α et β telles que :

$$\alpha + \beta = 1$$

on a le rapport de densité suivant :

$$\frac{n_+(r=0, t)}{n_0} = \alpha \cdot e^{-\left(\frac{R_l}{t \cdot v_{th, \alpha}}\right)^2} + \beta \cdot e^{-\left(\frac{R_l}{t \cdot v_{th, \beta}}\right)^2}$$

En effet, les mesures ont montré que l'ajustement d'une courbe tenant compte que d'une seule température présente un creux à partir une certaine durée. Il est alors posé la question de l'existence de deux courbes superposées ayant deux températures différentes. Cette fonction tenant compte des deux températures semble épouser parfaitement la forme de la courbe expérimentale.

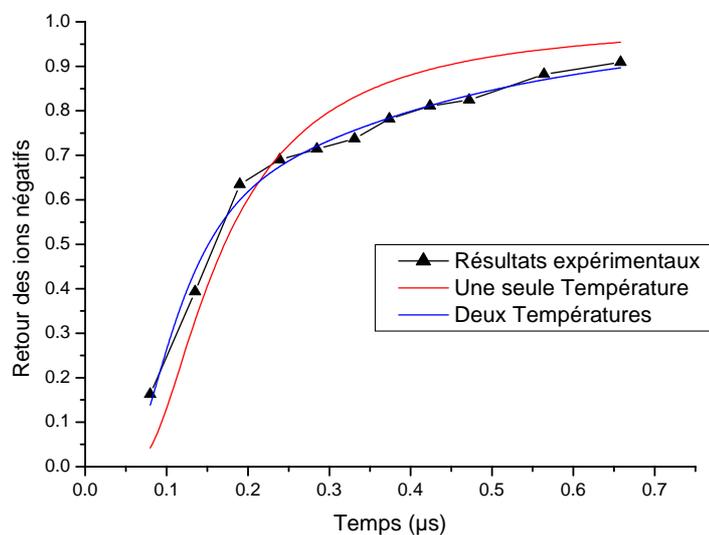


Figure 161 : Rapport de densité d'ions négatifs en fonction du temps

Références

- ¹ <http://www.sns.gov/>
- ² The ESS project - Volume III, ISBN 3-89336-303-3, may 2002
- ³ <http://j-parc.jp>
- ⁴ R. Gobin, P-Y. Beauvais, K. Benmeziane, D. Bogard, G. Charruau, O. Delferrière, D. De Menezes, A. France, R. Ferdinand, Y. Gauthier, F. Harrault, J-L. Jannin, J-M. Lagniel, P. Mattéi, A. Sinanna, J.D. Sherman, P. Ausset, S. Bousson, D. Gardes, B. Pottin, L. Celona, "Saclay High Intensity Light Ion Source Status" ,EPAC Conference proceedings, Paris, France, 2002 page1712-1716
- ⁵ J.R. Hiskes, « cross section for the vibrational excitation of the $H_2(X^1\Sigma_g^+)$ state via electron collisional excitation of the higher singlet states » J.Appl.Phys.Vol51,N9 (1980) ,p4592-4594
- ⁶ B.Peart, R.A.Forrest and K.Dolder, "Measured cross sections for the formation of H^- by collisions between H_3^+ ions and electrons", J.Phys. B:Atom. Molec. Phys., Vol. 12. N°20, (1979).
- ⁷ A.M.Bruneteau and M.Bacal , « effect of positive and negative ion energies on destruction by mutual neutralization in low pressure plasmas », Rev.Sci.Instrum. V57,N°9,P4342-4348 (May 1985)
- ⁸ M.A. Huels, R.L. Champion, L.D. Doverspike, and Yicheng Wang, « Charge transfer and electron detachment for collision of H^- and D^- with H », Physical Rev. A Vol. 41 N° 9 1st May 1990 p4809-4815
- ⁹ S.Chung, C.C.Lin, Phys.Rev.A vol21 (1980) p1874
- ¹⁰ G.P.Arrighini, F.Biondi &C.Guidotti, Molecular Phys. vol 41 no 6 (1980) p1501-1514
- ¹¹ M.A.P.Lima,T.L.Gibson, McKoy,& W.M.Huo Phys.Rev.A vol38 (1988) p4527
- ¹² J.Sherman, "H⁻ workshop Meeting Saclay, France" (November 2001)
- ¹³ Joseph D. Sherman, William B. Ingalls, Gary Rouleau, and H. Vernon Smith, Jr., "Review of Scaled Penning H⁻ Surface Plasma Source with Slit Emitters for High Duty Factor Linacs", AIP Conf. Proc. 642(1) 288 (02 Dec 2002)
- ¹⁴ C. W. Schmidt, C. Curtis, "A 50-milliampere negative hydrogen ion source", IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-26, p4120 (1979)
- ¹⁵ K.A.Prelec, Th.Sluyters, and M.Grossman, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-24, p1521 (1977).
- ¹⁶ M.Williams and al., Proceedings of LINAC90, Albuquerque, New Mexico, p 259-263 (Sept. 10-14 1990)
- ¹⁷ K. Volk, H. Klein, A. Maaser, and U. Ratzinger, "A high-intensity H^- ion source", AIP Conf. Proc. 639(1) 67 (07 Nov 2002)
- ¹⁸ F.Naito, KEK, Tsukuba "The JAERI/KEK joint project and its performance », AIP proceedings of Linac2002 p566-570 (2002)
- ¹⁹ J.Peters « Internal versus external RF coupling into a volum source », EPAC2002
- ²⁰ James G. Alessi, "Performance of the Magnetron H^- Source on the BNL 200 MeV Linac", AIP Conf. Proc. 642(1) p279 (02 Dec 2002)
- ²¹ V. Stipp, A. DeWitt, and J. Madsen, "A Brighter H^- Source for the Intense Pulsed Neutron Source Accelerator System", IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. NS-30, p2743, (1983)
- ²² C. W. Schmidt, C. Curtis, "A 50-milliampere negative hydrogen ion source", IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-26, p4120 (1979)
- ²³ J.Peters, "The status of DESY H^- sources", Rev.Sci.Instrum., Vol 69 (1998) p992
- ²⁴ J.Peters, "The New HERA H^- RF Volume Source and Selected Results of Plasma Investigations", AIP Conf. Proc. 639(1) 42 (07 Nov 2002)
- ²⁵ J.Peters, Rev.Sci.Instrum. "Negative ion sources for high energy accelerators" Vol 71 (2000) p1069

- ²⁶ K.Saadatmand, G. Arbique, J Hebert, and R. Valicenti, "performance of high current H⁻ radio frequency volume ion source", *Rev. Sci. Instrum.* 67 (3) (1996) p1318-1320
- ²⁷ R.Sidlow at al., EPAC (1996) THP084L
- ²⁸ J. W. G. Thomason, R. Sidlow, and M. O. Whitehead, "H⁻ ion source test and development capabilities at ISIS", *Review of Scientific Instruments* Vol 73(2) pp. 896-898. February 2002
- ²⁹ A. S. Belov, O. T. Frolov, V. S. Klenov, and V. P. Yakushev, "Ion sources for linac of Moscow Institute for Nuclear Research" *Rev. Sci. Instrum.* 63(4) 2622 (01 Apr 1992)
- ³⁰ Joseph D. Sherman, William B. Ingalls, Gary Rouleau, and H. Vernon Smith, Jr., "Review of Scaled Penning H⁻ Surface Plasma Source with Slit Emitters for High Duty Factor Linacs", *AIP Conf. Proc.* 642(1) 288 (02 Dec 2002)
- ³¹ Y.Mori et al., 4th Int. Sym. On the Prod. And Neutralization of Negative Ion Beam, *AIP conf. Proc.* 158 (1987) p378
- ³² R. L. York, Ralph R. Stevens, Jr., K. N. Leung, and K. W. Ehlers, "Extraction of H⁻ beams from a magnetically filtered multicusp source", *Rev. Sci. Instrum.* 55(5) 681 (01 May 1984)
- ³³ T. Kuo, D. Yuan, K. Jayamanna, M. McDonald, R. Baartman, P. Schmor, and G. Dutto, "On the development of a 15 mA direct current H⁻ multicusp source", *Rev. Sci. Instrum.* 67(3) 1314 (01 Mar 1996)
- ³⁴ T. Kuo, R. Baartman, G. Dutto, S. Hahto, J. Ärje, and E. Liukkonen, "H⁻ source development for Jyväskylä cyclotron" *AIP Conf. Proc.* 600(1) 238 (12 Dec 2001)
- ³⁵ R. Gobin, K. Benmeziane, O.Delferrière, R. Ferdinand, G. Gousset, "Development of an H⁻ ion source based on ECR plasma generator at CEA/Saclay", *Review of Scientific Instruments* Vol 75(5) pp. 1741-1743. May 2004
- ³⁶ R.Geller, « Electron Cyclotron Resonance Ion Sources and Plasmas », IOP Publishing Ltd 1996
- ³⁷ Oleag.A.Popov, « Electron cyclotron resonance plasmas excited by rectangular and circular modes" *J.Vac.Sci.Technol. A* 8 (3), May/June 1990 p2909-2912
- ³⁸ Kiyoshi Hashimoto and Shiro Asano, « The extraction of negative hydrogen ion beam from a microwave ion source », contributed paper the 5th International Toki-city (Japan 1994) conference
- ³⁹ Y.Abate & H.J.Ramos, « optimization and enhancement of H⁻ ions in a magnetized sheet plasma », *Rev. Sci. Instrum.*, vol71, N°10 (October 2000).
- ⁴⁰ M. Tanaka and K. Ameniya, « Negative ion beam production by microwave ion source equipped with a magnetically separated double plasma cell system », review of scientist instrument fev 2000
- ⁴¹ M.Bacal, A.M.Bruneteau, C.Deniset, L.I.Elizarov, F.Sube and A.Y.Tontegode, J.HWhealton, "Effect of cesium and xenon seeding in neagtive hydrogen ion sources", *Rev. of Scientific Instrum.* vol71, N°2 p1082-1085
- ⁴² N.P.curran, M.B.Hopkins, D.Vender, B.W.James, « The effect of the addition of noble gases on H⁻ production in a dc filament discharge in hydrogen », *Plasma Source Sci. Tchnol.* Vol 9, p169-175 (2000)
- ⁴³ K.N.Leung, K.W.Ehlers and R.V.Pyle, « Effet of gas mixing on H⁻ production in a multicusp source », *Rev.Sci.Instrum.* vol56, N°11, (November 1985).
- ⁴⁴ Herzberg "Spectra of diatomic Molecules", New York:Van Nostrand, (1950).
- ⁴⁵ M.Bacal, A.A.Ivanov Jr, C.Rouillé, M.Nishiura, M.Sasao, "Effect of Argon Additive on Hydrogen Negative Ion Density and Temperature in volume Negative Ion Source", *Review of Scientific Instruments* Vol 75(5) pp. 1747-1749. May 2004
- ⁴⁶ M. Nishiura, M. Sasao, Y. Matsumoto, M. Hamabe, M. Wada, H. Yamaoka, and M. Bacal, « Influence of filament materials on vacuum ultraviolet emissions in H⁻ ion source»
- ⁴⁷ C.R.Lishawa, J.W.Feldstein, T.N.Stewart, E.E.Muschlitz Jr, *J.Chem.Phys.* 83 p133 (1985)
- ⁴⁸ Vadim Dudnikov « High Brightness Negative Ion Source with High Emission current Density», 20th ICFA HB Workshop, Fermilab (april 10, 2002).
- ⁴⁹ H.Oguri, T.Tomisawa, M.Kinsho, Y.Okimura, and M.Mizumoto, « Devlopment of H⁻ Source for High Intensity Proton Linac at JAERI », The international Conference on ION SOURCE kyoto, sep 6-10, 1999

- ⁵⁰ M.Bacal, A.M.Brunetau, C.Deniset, L.I.Elizarov, F.Sube and A.Y.Tontegode, “Effect of cesium seeding in negative hydrogen ion sources”, Review of Scientific Instruments Vol 71 (3), Feb 2000 p1082-1085
- ⁵¹ B.Rasser et al. Sur. Sci. Vol 118 (1982) p697
- ⁵² O.Fukumasa et al, AIP conf Proc. Vol 439 (1997) p54
- ⁵³ D.Riz, J.Pamela, “Modeling of negative ion transport in a plasma source”, Review of Scientific Instruments Vol 69 (2), Feb 1998 p914-919
- ⁵⁴ Communication privée avec J.D.Sherman du « Los Alamos National Laboratory »
- ⁵⁵ M.Succi, R.Canino and B.Ferrario, “Atomic absorption evaporation flow rate measurements of alkali metal dispensers”, Vacuum, vol 35, N°12, p579-582 (1985)
- ⁵⁶ M.Nishiura, M.Sasao and M.Wada, “Correlation of H⁻ density and work function of a plasma electrode in H₂ + alkali (Rb, Cs) plasma”, IEEE 0-7803-4538-X/99 (1999).
- ⁵⁷ R.I.Hall, I.Cadez, M.Landau, F.Pichou, and C. Schermann, “vibrational excitation of hydrogen via recombinative desorption of atomic hydrogen on a metal surface”, Phys. Rev. Lett. Vol 60p337 (1988)
- ⁵⁸ M.A.Leitner, R.A. Gough, K.N. Leung, M.L.Rickard, P.K. Scott, A.B. Wengrow, M.D.Williams and D.C.Wutte, « Development of radio frequency driven H⁻ ion source for National Spallation Neutron Source », Rev. Sci. Inst. Vol 69, N°2 p 962-964 (1997)
- ⁵⁹ J.Peters « Internal versus external RF coupling into a volume source », EPAC2002
- ⁶⁰ Harald A.Enge, “Deflecting Magnets in focusing of charged particles”, Academic Press, 203 (1967)
- ⁶¹ J.G.Trump and R.J. Van de Graaff, Phys. Rev **75**, 44 (1948)
- ⁶² I.M. Bronstein, Bull. Acad.Sci. USSR **22**, 442 (1958)
- ⁶³ I.M. Bronstein and R.B. Segal, Soviet Phys. Solid State **1**, 1142 (1959)
- ⁶⁴ B.L. Miller and W.C. Porter, J.Franklin Institute 260, 31 (1955)
- ⁶⁵ J.H.M. Bonnie, P.J. Eenshuistra, and H.J.Hopman, « Scaling laws for atomic and molecular hydrogen in a multicusp ion source », Physical review, february 15, 1988
- ⁶⁶ D.Wagner, B.Dikmen, H.F Döbele, « Vacuum ultraviolet absorption spectroscopy in the spectral interval of Lyman-alpha atomic hydrogen and deuterium in an ion source plasma », Rev. Sci. Instrum. 67 N°5, (May 1996)
- ⁶⁷ A.M.Brunetau, G.Hollos, M.Bacal and J.Bretagne, “Temperature and relative density of atomic hydrogen in a multicusp H⁻ volume source”, J.Appl.Phys, V 67 N°12 p 7254-7264, 15 june 1990
- ⁶⁸ R. Gobin, P-Y. Beauvais, K. Benmeziane, O. Delferrière, R. Ferdinand, F. Harrault, J.-M. Lagniel, J.D. Sherman, “First plasma analysis of the CEA/Saclay ECR hydrogen negative ion source”, Review of scientific instruments vol 73, number 2, p 983-985, feb 2002
- ⁶⁹ E.Nicolopoulou, M.Bacal, H.J.Doucet « Equilibrium density of H⁻ in a low pressure hydrogen plasma » Le journal de physique tome 38, p1399-1404 (nov 1977)
- ⁷⁰ M.Bacal, A.M. Brunetau, W.G. Graham, G.W Hamiton, and M. Nachman, “Pressure and electron temperature dependence of H⁻ density in a hydrogen plasma”, J.Appl. Phys. 52 N°3, (March 1981) p1247-1254
- ⁷¹ M.Bacal, E. Nicolopoulou and H.J. Doucet, “Production of negative hydrogen ions in low pressure hydrogen plasmas”, Proceeding of the symposium on the production and neutralization of negative hydrogen ions and beams, pp 26-34 (sept 26-30, 1977)
- ⁷² J.Wadehra and J.N.Bardsley, «Vibrational and Rotational State Dependence of Dissociative Attachment in e-H₂ Collisions», Phys. Rev. Letter, vol 42, p1795 (1978)
- ⁷³ C.Courteille, J.Brunetau, F.P.G. Valckx, Z.Sledziewski, and M.Bacal, « Primary electron drift in a volume hybrid multicusp H⁻ ion source, Review of Scientific Instruments Vol 64 (11), (Nov 1993) p3265-3269
- ⁷⁴ M.Lefebvre, M.Pealat, JPE Taran, Hillion and M. Bacal, Proc. Production and Application of Light Negative Ions (Paris 1986) p107
- ⁷⁵ M.B. Hopkins, M. Bacal, and W.G. Graham, “Enhanced volume production of negative ions in the post discharge of a multicusp hydrogen discharge”, J. Appl. Phys. vol 70 (4), (15 August 1991), pp2009-2014

- ⁷⁶ J.Loureiro, C.M. Ferreira, "Electron and vibrational kinetics in the hydrogen positive column" *J.Phys D :Appl.Phys* (1989) 1680-1691
- ⁷⁷ H.Tawara, Y.Itikawa, H.Nishimura and M.Yoshino, *J.Phys.Chem.ref.Data*, V19, No3 (1990) p617-636
- ⁷⁸ C.Gorse, M.Capitelli, M.Bacal, J.Bretagne, « Vibrational excitation and negative-ion production in magnetic multicusp hydrogen discharges », *Chem.Phys* V93 (1985) p1-12
- ⁷⁹ M. Capitelli, M.Dilonardo, "A theoretical calculation of dissociation rates of molecular hydrogen in electrical discharges", *Chem. Phys.* 20 (1977) p417-429
- ⁸⁰ R.Celiberto, M.Capitelli, U.T. Lamanna, "Vibrational excitation of H₂(X¹Σ_g⁺, v)/D₂(X¹Σ_g⁺, v) through excitation of electronically excited singlet states and radiative cascade *Chem. Phys.* 183 (1994) 101-106
- ⁸¹ C.Gorse, M.Capitelli, M.Bacal, J.Bretagne, A.Lagana, « Progress in the non-equilibrium vibrational kinetics of hydrogen in magnetic multicusp H⁻ ion sources », *Chem.Phys.* 117 (1987) p177-195.
- ⁸² J O.Hirshfelder, C.F.Curtiss, R.Byron Bird, « Molecular Theory of Gases and Liquids »
- ⁸³ V.P.Zhdanov & K.I.Zamarev, *Catal.Rev.Sci.Eng* V24 (1982) p373
- ⁸⁴ J.R. Hiskes, *Notas Physica* 5 (1982) p348
- ⁸⁵ V.Mihailov, V.Gencheva & R.Djulgerova, *J.Phys. D :Appl.Phys.*, « Measurement of H⁻ concentration in (Ne+H₂) hollow cathode discharge by an emission method », V34 (2001) p2185-2190
- ⁸⁶ D.L. Scharfetter and H. K. Gummel, *IEEE Trans. Electron Device*, vol 16, (1969), pp. 64-77
- ⁸⁷ Ellis, Pai, Mcdaniel, Mason and Viehland, "Transport properties of gaseous ions", *Atomic Data and Nuclear Tables*, Vol 17, N°3, March 1976.
- ⁸⁸ Thèse de Claire Michaut-Behar, « Etude expérimentale et simulation de l'accélération et du transport d'un faisceau d'ions négatifs ». Soutenu le 2 avril 1993
- ⁸⁹ R. Gobin, P-Y. Beauvais, K. Benmeziane, O. Delferrière, R. Ferdinand, F. Harrault, J.D. Sherman, "Observation of H⁻ Ions Extracted from a 2.45 GHz Microwave Ion Source", *EPAC Conference proceedings*, Paris, France, 2002
- ⁹⁰ Catherine Courteille, thèse de doctorat de l'université de Caen, soutenue le 25 juin 1993
- ⁹¹ K. Benmeziane, R. Ferdinand, R. Gobin, G. Gousset, "Study and preliminary results for a new type of ECR H⁻ ion source", *Review of scientific instruments* vol 75 N°5 pp. 1729-1731. May 2004
- ⁹² K.Volk, A. Maaser, H. Klein, "The Frankfurt source for the european spallation source", *Linac* 99 pp896-898 (1999)
- ⁹³ K.N Leung, R.D Collier, L.B Marshall, T.N. Gallaher, W.H. Ingahm, R.E. Kribel, & G.R. Taylor, *Rev. Sci.Instrum.* 49 (1978) p321-325
- ⁹⁴ V.D. Dougar Jabon, A.J Chacon Valasco, and F.A. Vivas, "Hydrogen negative ion production in an electron cyclotron resonance driven plasma", *Review of Scientific Instruments* Vol 69 (2), Feb 1998 p950-952
- ⁹⁵ C.Gaudin, L.Hay, J-M.Buzzi, M.Bacal, M.Lamoureux, « Compact electron cyclotron resonance plasma source », *Rev.Sci.Instrum.* V 69 N°2 (1998) p.890-892
- ⁹⁶ C. Rouillé, K. Serebrennikov, and M. Bacal, "Maximum x-ray energy from compact electron cyclotron resonance based source of x rays", *Rev.Sci.Instrum* V 73, N 6 (june2002) p 2287-2291
- ⁹⁷ M.A.Leitner, R.A.Gough, K.N. leung, M.L.Rickard, P.K.Scott, A.B.Wengrow, M.D.Williams and D.C.Wutte, *Rev. Sci. instr.* vol 69 N°2 (February 1998) p962
- ⁹⁸ M.Lieberman, A.Lichtenberg, « Principles of plasma discharges and materials processing », J.Wiley and sons Inc (1994)
- ⁹⁹ Wayne D.Cornelius, "Waveguide Assembly and circular polarizer for 2450 MHz ECR ion sources", *Proceedings of the 1999 Particle Accelerator Conference*, New York (1999), p 1887-1889
- ¹⁰⁰ T.Taylor and J.F.Mouris, *Nucl. Inst. And Meth.*, "An advanced high-current low emittance dc microwave proton source", Vol. 336 (1993) p1-5
- ¹⁰¹ Oleg A Popov, Sergei Y Shapoval and Merle D Yoder Jr, « 2.45GHz microwave plasmas magnetic fields below ECR », *plasma Source Sci. Techno.* 1 (1992) 7-12

- ¹⁰² Masayuki Fukao and Ken-ichi Matsuura, « overdense plasma produced by electron cyclotron heating in a linear multipole », Jpn. Appl.Phys. Vol 33 (1994) pp4232-4235
- ¹⁰³ Oleg A Popov and A.O.Westner, “A compact electron cyclotron resonance source for 200-2000eV ion beams”, plasma Source Sci. Techno. **3** (1994) 453-459
- ¹⁰⁴ Oleg A Popov, « Effects on ECR-type plasma characteristics », J.Vac.Sci.Technol. A, Vol 9, N°3, May/june (1991)
- ¹⁰⁵ G.Aston and P.J.Wilbur, « Ion extraction from a plasma », J.Appl/ Phys. **52**(4), (April 1980)
- ¹⁰⁶ M. Bacal, “Photodetachment diagnostic techniques for measuring negative ion densities and temperatures in plasmas”, Review of Scientific Instruments Vol 71(11) pp. 3981-4006. November 2000
- ¹⁰⁷ thèse de P.Berlemont de l’université de Caen soutenue le 26/10/90
- ¹⁰⁸ R.A.Stern, P.Devynck, M.Bacal, P.Berlemont, F.Hillion, “Nonresonant optical tagging and “monopolar” transport in negative-ion plasmas” Phys. Rev. A, 41, 3307-3320 (1990)
- ¹⁰⁹ M.Bacal, A.A. Ivanov Jr., C. Rouillé, « Two temperature ion groups in volume H- sources : origin and measurement of their temperatures », Review of scientific instruments vol 75 N°5 (May 2004)

Bibliographie

R.Ferdinand, Thèse «Etude par spectroscopie optique de l’interaction d’un plasma multipolaire d’hydrogène et d’une surface d’arséniure de gallium », mars 1990

W.H.Press, B.P.Flannery, S.A.Teulkosky and W.T.Vetterling 1992 Numerical Recipes in fortran, The Art of Scientific Computing (New York: Cambridge University Press) p372

Yu. M. Kagan and V.I.Perel, « Probe methods in plasma research », Translation of Upekhi Fizicheskikh Nauk **81**, 409-452 (Dec, 1963)

I.H.Hutchinson, « Principles of plasma diagnostics », Cambridge University Press

Résumé

Après une revue des différentes sources d'ions H⁻ ainsi que des méthodes permettant l'amélioration de leur production, la première partie de cette thèse est consacrée à l'étude et la caractérisation de la source ECR. Nous tentons d'expliquer les raisons du faible courant d'ions H⁻ produit par cette source (5 μ A). La principale raison est le fort couplage entre les électrons et l'onde HF conduisant à un chauffage donc à une énergie électronique trop importante.

A l'issue de ce diagnostic, il a été décidé d'utiliser la source ECR comme source primaire d'électrons destinés à être injectés dans une seconde enceinte. Deux études théorique (PIC-MCC 2D-fluide) et expérimentale sont alors effectuées sur le développement de cette source « hybride ». Le code de calcul aide à la compréhension des phénomènes physiques se produisant dans la source. Une énergie d'injection optimale à 40 eV ainsi qu'une distance d'interaction efficace des électrons avec le plasma d'environ 3 cm ont notamment été mises en évidence.

Sachant qu'il est très difficile de transporter un faisceau intense d'électrons de faible énergie, nous avons choisi de séparer la chambre plasma par une grille polarisable. Une vérification expérimentale d'une distance efficace comprise entre 2 et 3 cm a été faite ainsi qu'une nette amélioration du courant extrait. Certaines des méthodes supposées accroître les performances de la source ont été essayées avec plus ou moins de succès, d'autres ont volontairement été mises de côté. Au bout du compte, le courant d'ions H⁻ a gagné un facteur 300 depuis la mesure des premiers ions négatifs; il est passé de 5 μ A à 1,4 mA. La source offre ainsi un fort potentiel d'évolution.

Summary

After a review on the H⁻ ion source and methods allowing the enhancement of their production, the first part of this thesis is dedicated to the ECR ion source diagnostic. We explain the reason why the H⁻ current is so low with such sources (5 μ A). It is mainly due high energy electrons created by a very efficient coupling between the microwave and the electrons.

So, it has been decided to use the ECR ion source not as an H⁻ ion source but as an electron provider to inject into a separated chamber. Theoretical and experimental investigations have been done.

Then, a hybrid PIC 2D MCC 3D fluid code has been developed. Its aim is to study the effect of an electron injection into a cylindrical gas chamber. Many results have been brought as well as the best injected energy and the electron penetration length efficiency. Thus, an injection of 40 eV electron beam in a length of 3 cm seems to be the most efficiency. This last point has been observed in the experiment, which consists in the installation of a polarized grid in the plasma chamber to obtain the two separated chamber. Some methods supposed to increase the source performance have been tried and some have been blown out. Finally an enhancement of a factor 300 has been observed since all modifications. The H⁻ ion current is now higher than 1,4 mA and a high potential of improvement is expected in the future for this new type of source.