



HAL
open science

Modélisation d'une source d'ions à effet Hall pour des applications de traitement de surface

Noureddine Oudini

► **To cite this version:**

Noureddine Oudini. Modélisation d'une source d'ions à effet Hall pour des applications de traitement de surface. Plasmas. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2011. Français. NNT: . tel-00641383

HAL Id: tel-00641383

<https://theses.hal.science/tel-00641383>

Submitted on 15 Nov 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par *l'Université Toulouse III - Paul Sabatier*

Discipline ou spécialité : *Physique et ingénierie des plasmas de décharge*

Présentée et soutenue par *Noureddine Oudini*
Le 26 octobre 2011

Titre : *Modélisation d'une source d'ions à effet Hall pour des applications de traitement de surface*

JURY

Jean-Pascal Cambronne, Professeur des universités (LAPLACE)
Stéphane Mazouffre, Chargé de recherche (ICARE)
Tiberiu Minea, Professeur des universités (LPGP)
Jean-Pierre Boeuf, Professeur des universités (LAPLACE)
Gerjan Hagelaar, Chargé de recherche (Laplace)
Pascale Lacan, Docteure (Essilor-international)

Ecole doctorale : *GEET*

Unité de recherche : *Nom de l'Unité de recherche*

Directeur(s) de Thèse : *Jean-Pierre Boeuf, Gerjan Hagelaar et Laurent Garrigues*

Rapporteurs :

Je remercie tout d'abord Jean-Pascal Cambronne pour avoir présidé mon jury de thèse, Stéphane Mazouffre et Tiberiu Minea, pour avoir accepté d'être mes rapporteurs, Pascale Lacan, Gerjan Hagelaar et Jean-Pierre Boeuf pour avoir examiné mon travail.

Je remercie vivement Jean-Pierre pour avoir dirigé mes travaux de recherche. Je le remercie particulièrement de m'avoir donné l'opportunité de faire une thèse dans des conditions optimales et un environnement très professionnel.

Merci Gerjan d'avoir su me faciliter la compréhension de phénomènes physiques complexes sans avoir à écrire la moindre équation. Merci pour ta patience, ta disponibilité et ta générosité.

Merci Laurent pour ton soutien tant scientifique que moral. Je tiens à te remercier vivement pour ta disponibilité ainsi que ton écoute. Tu as vraiment su adoucir ces années de labeur.

Je remercie Kremena, Leane et Gwenaël pour leur accueil et de m'avoir facilité, d'un point de vue humain et relationnel, mon intégration au GREPHE-LAPLACE.

Je remercie mes compagnons de bureau, Nicolas et Guo-Qiang, de m'avoir supporté durant ces trois ans !

Je remercie Pascale, Delphine et Karine d'avoir partagé avec nous leurs mesures expérimentales ainsi que pour le chaleureux accueil qu'elles m'ont réservé à chaque fois que j'ai eu à me déplacer à Saint-Maur.

Je remercie tout ceux que j'ai rencontré au Laplace et à Toulouse : Mohamed, Philippe, Amine, José, Cherif, Laurent L, Jonathan, Chafâa, Jaimé, Pierre, Benoit, Sara, Nabila, Yu, Lucie, Arezki, Namjun, Nordine, Stanimir, Raja, Xin, Thiery, Abd-El-Rahman et Juslan. Merci Thomas pour le baptême de l'air.

A mes amis de toujours Reda et Redha (Badjio et Dream World), merci d'avoir toujours été présents malgré la distance. A Djallal, merci pour l'inspiration (pas que musicale). A Sofiane, merci pour ton soutien et surtout pour ton message deux heures avant ma soutenance.

A ma famille, merci papa de m'avoir transmis l'amour de la science. Merci maman d'avoir tout fais pour que je puisse réussir. Merci mes frères pour votre soutien. Merci ma douce et tendre sœur, j'ai de la chance de t'avoir khtittou.

A ma chère épouse Hanna, merci de m'avoir tiré vers le haut.

Introduction générale	1
Chapitre I : Introduction	4
I. 1. Sources d'ions	4
I. 1. 1. Sources à grilles	4
I. 1. 2. Sources à effet Hall	7
I. 1. 2. A Propulseur à effet Hall (Closed-Drift ion source)	8
I. 1. 2. B End-Hall Ion Source "EHIS"	9
I. 2. État de l'art sur les sources EHIS	12
I. 3. L'application IAD (Ion Assited Deposition)	16
I. 4. Contexte & collaboration LAPLACE-Essilor	18
I. 5. Travail effectué lors de cette thèse	19
I. 6. Résumé du chapitre	21
Références du chapitre	22
Chapitre II : Description du modèle numérique	23
II.1. Introduction au modèle hybride 2D	24
II.2. Discrétisation spatiale (géométrie et grilles de calcul)	24
II. 3. Champ magnétique	25
II. 3. a. Calcul du champ magnétique	25
II. 3. b. Fonction λ (Fonction de flux du champ magnétique)	26
II. 4. Atomes	27
II. 4. a. Injection de neutres et pression résiduelle	28
II. 4. b. Réflexions des atomes par les parois	29
II. 5. Ions	30
II. 5. a. Transport ionique	30
II. 5. b. Interpolation du potentiel électrique et du champ magnétique	32
II. 5. c. Collisions	33

II. 5. c. 1 Collisions isotropes	35
II. 5. c. 2. Échange de charge (rétrodiffusion)	35
II. 6. Électron et champ électrique	36
II. 6. a. Description fluide	36
II. 6. b. Transport électronique le long des lignes de champs magnétiques	38
II. 6. c. Conservation du courant	39
II. 6. d. Équation d'énergie	41
II. 7. Modèle de gaine analytique	43
II. 8. Différents courants dans la source EHIS	45
II. 9. Résumé du chapitre	47
Références du chapitre	49
Chapitre III : Fonctionnement d'une source EHIS	50
III. 1. Conditions de simulation et conditions aux limites	51
III. 1. a. Domaine de calcul et conditions aux limites.	51
III. 1. b. Distribution du champ magnétique	51
III. 2. Étude des principaux paramètres plasmas	53
III. 2. a. Distribution spatiale de la densité atomique	53
III. 2. b. Distribution spatiale du potentiel plasma	55
III. 2. c. Distribution spatiale de l'énergie électronique	57
III. 2. d. Distribution spatiale du terme source d'ionisation	59
III. 2. e. Trajectoires ioniques et distribution spatiale de la densité plasma	59
III. 3. Transport électronique dans les sources EHIS	61
III. 4. Caractéristiques du faisceau ionique et du flux de neutres non-thermiques	65
III. 5. Conclusion	70
Références du chapitre	72
Chapitre IV : Conservation du courant et influence sur la distribution du potentiel plasma	73
IV. A. Configuration du filament et énergie des électrons issus de la cathode	74
IV. A. 1. Étude de l'influence de la configuration cathodique	74

IV. A. 1. a. Effets sur la distribution du potentiel plasma	76
IV. A. 1. b. Effets sur a distribution de la densité du plasma	78
IV. A. 1. c. Effet sur les caractéristiques du faisceau ionique	79
IV. A. 1. d. Effets sur les caractéristiques du flux d'atomes non-thermiques	82
IV. A. 2. Influence de l'énergie des électrons émis par le filament sur le faisceau ionique	83
IV. A. 2. a. Influence sur le l'énergie cinétique électronique	84
IV. A. 2. b. Influence sur la distribution de potentiel plasma	85
IV. A. 2. c. Influence sur les caractéristiques du faisceau ionique	86
IV. B. Natures des parois en contact avec le plasma	88
IV. B. 1. Influence sur le courant de décharge	91
IV. B. 2. Influence sur la distribution du potentiel plasma	93
IV. B. 3. Influence sur les trajectoires ioniques	94
IV. B. 4. Influence du courant collecté par les parois externes sur le comportement de la source pour un courant d'anode constant	95
IV. B. 4. a. Courants collectés par les parois du caisson à vide	96
IV. B. 4. b. Caractéristiques du faisceau ionique	97
IV. C. Conclusion	99
Références du chapitre	101
Chapitre V : Paramètres de contrôle d'une source EHIS	102
V. 1. Contraintes sur le choix des caractéristiques du faisceau ionique pour des applications IAD	103
V. 2. Paramètres de contrôle de l'intensité du faisceau ionique	103
V. 3. Paramètres de contrôle de l'énergie du faisceau ionique via la tension de décharge.	106
V. 3. a. Débit d'injection de gaz dans la source	107
V. 3. c. Courant de décharge	111
V. 3. d. Pression résiduelle	112
V. 3. e. Énergie du faisceau ionique et tension de décharge	114
V. 5. Conclusion	116
Références du chapitre	118

Chapitre VI : Limites du modèle	119
VI. 1. Étude du plasma généré par une source MARK II pour différents tailles du domaine de calcul	120
VI. 1. a. Caractéristiques courant-tension	121
VI. 1. b. intensité du faisceau ionique	125
VI. 2 Étude du transport anomal dans une source EHIS (MARK II)	125
VI. 3. Conclusion	128
Références du chapitre	129
Conclusion générale	130
Annexe	133
Bibliographie	139

Introduction générale

Le développement des sources d'ions a beaucoup profité de la course spatiale qui a eu lieu pendant la guerre froide. Cette course a permis de mettre en évidence de nouveaux besoins tels que la correction d'orbite d'un satellite ainsi que les contraintes sur la masse du combustible embarquée dans un propulseur. Durant les années 1960 et 1970, les chercheurs de l'URSS et des USA ont développé plusieurs sources d'ions pour la propulsion spatiale. Ces sources d'ions permettent de fournir une poussée suffisante pour la correction d'orbite en embarquant une faible quantité de combustible. Les principes de la propulsion électrique ont été introduits par Konstantin Eduardovich Tsiolkovsky (1857-1935) en 1903 dans « Investigation of Universal Space by Means of Reactive Devices ». Les premiers propulseurs fonctionnant sur ces principes ont été développés aux alentours des années 1960. L'effort de recherche important consacré au développement de sources d'ions pour la propulsion a eu rapidement des retombées dans d'autres domaines d'applications. Vers le début des années 1970, une version commerciale d'une source d'ions à grille de type Kaufman a été mise au point pour des applications de traitement de surface. Ces sources, quand elles sont utilisées dans certaines phases d'un procédé de dépôt de couches minces, permettent d'améliorer de façon significative les propriétés des couches déposées.

Les sources d'ions les plus connues sont, sans aucun doute, les sources à grilles. Leur fonctionnement consiste à créer un plasma dans une enceinte et à extraire un faisceau ionique de ce plasma à l'aide de grilles polarisées négativement par rapport au plasma. Cette catégorie de sources est communément appelée « sources à grilles » (« gridded ion sources»). Une autre catégorie de sources d'ions se distingue par l'absence de grilles d'extraction. Ces « sources d'ions sans grille » (gridless ion source) sont basées sur l'effet Hall et sur les mêmes principes que les propulseurs à effet Hall. Les sources à effet Hall sont caractérisées par la présence d'un champ magnétique extérieur perpendiculaire au courant de décharge et qui est à l'origine du courant de Hall perpendiculaire au champ magnétique et au courant de décharge. La présence du champ magnétique perpendiculaire au courant de décharge entraîne une chute de la conductivité électronique locale, qui, à son tour, est responsable d'une augmentation du champ électrique (pour assurer la continuité du courant) dans la direction du courant de décharge. Le champ électrique élevé qui est ainsi généré au sein du plasma permet l'extraction des ions, qui, peu sensibles au champ magnétique, ne sont pas piégés par celui-ci et sont extraits du système sans (ou presque) faire de collisions. Les sources utilisées pour la propulsion spatiale sont souvent nommées « Closed-Drift Ion Sources » tandis que les sources pour le traitement de surface, dont la configuration géométrique est différente (et permet une plus grande divergence du faisceau d'ions), sont nommées « End-Hall Ion Sources » (EHIS).

Les sources EHIS sont largement utilisées dans les applications de dépôt de couches minces assisté par un faisceau ionique (Ion Assisted Deposition IAD). Elles ont l'avantage important, par rapport aux sources à grilles, de permettre l'extraction de forts courants à basse tension d'accélération (car le courant n'est pas limité par la charge d'espace, comme dans les sources à grilles). L'application IAD a lieu dans une chambre à vide où la pression est de l'ordre de 10mPa. Dans cette application, les couches minces sont déposées par évaporation d'un matériau déposé sur un substrat. L'évaporation du matériau peut se faire par

bombardement par un faisceau d'électrons. Le faisceau d'ions est ensuite utilisé pour compacter les couches et améliorer la qualité du dépôt en jouant sur la microstructure du film déposé. Cette technique est utilisée dans l'industrie du verre ophtalmologique et permet d'améliorer les propriétés optiques du verre traité par IAD. Dans les applications IAD, le faisceau d'ions est le plus souvent généré par une source EHIS.

Ce travail de thèse entre dans le cadre d'une collaboration avec Essilor-International. En effet, Essilor utilise des techniques de dépôt de couches minces IAD sur du verre ophtalmologique afin d'améliorer ses propriétés optiques. Le dépôt est assisté par un faisceau ionique généré par une source d'ion type EHIS. Le mécanisme de fonctionnement de ce type de sources est mal compris et pratiquement pas quantifié et la division recherche et développement d'Essilor a fait appel à l'équipe GREPHE du LAPLACE afin d'améliorer la compréhension qualitative et quantitative de ces sources. Cette collaboration a eu notamment pour objectif de fournir une cartographie 2D des paramètres plasma et de caractériser le faisceau ionique ainsi que le flux d'atomes rapides (flux d'atomes issus de l'échange de charge) générés par cette source. Pour illustrer la rareté des travaux publiés dédiés à la compréhension de ce type de source, on peut noter que moins d'une vingtaine de références sur le sujet sont disponibles dans la littérature. Une bonne partie d'entre elles sont des brevets, et l'autre donne très peu de réponses à des questions de base concernant la physique qui a lieu dans ces sources. Ceci est à mettre en parallèle avec la très abondante littérature sur les sources d'ions à effet Hall pour la propulsion spatiale. Le défi à relever dans ce travail de thèse était donc de contribuer de la façon la plus exhaustive possible à la compréhension et à la caractérisation des sources de type EHIS.

Cette thèse est basée sur l'utilisation d'outils numériques dédiés à l'étude d'une source d'ions de type EHIS dans le but de comprendre son fonctionnement, de caractériser le plasma généré, le faisceau ionique et le flux d'atomes rapides. Le modèle utilisé dans ce travail a été adapté à partir d'un modèle de propulseur à effet Hall et est basé sur les mêmes principes et les mêmes hypothèses. Il a permis notamment de mettre en évidence le puits de potentiel électrique résultant de la configuration magnétique de la source et qui contrôle la distribution énergétique et la divergence du faisceau d'ions. Les résultats du modèle sont globalement en accord avec les observations expérimentales, mêmes si quelques points restent à éclaircir et à améliorer. Ce travail montre également que le modèle développé peut être un excellent outil d'aide à la conception de ces sources d'ions à condition de l'utiliser parallèlement et conjointement à une approche expérimentale.

Le travail effectué durant ces trois années de thèse est présenté dans ce mémoire dans six chapitres. Le **premier** est consacré à une présentation historique de l'évolution des sources d'ions et a présenté les travaux de recherches disponibles dans la littérature. Ce chapitre a aussi pour but de situer le contexte de mon travail de recherche. Le **second** chapitre est dédié à une description détaillée du modèle hybride axisymétrique 2D développé initialement pour l'étude des propulseurs à effet Hall qui a été adapté, durant cette thèse, à l'étude des sources EHIS. Les atomes et les ions possèdent une description particulière dans notre modèle, tandis que les électrons possèdent une description fluide. Le plasma est supposé quasi-neutre et la distribution du potentiel plasma est obtenue à partir d'une relation de conservation de courant.

Les résultats obtenus durant cette thèse sont présentés dans quatre chapitres. Une description détaillée des paramètres plasma généré par une source MARK II (une version spécifique de source EHIS) ainsi que le mécanisme de fonctionnement de cette source est disponible dans le **troisième** chapitre de cette thèse. Dans le **quatrième** chapitre nous

illustrerons le lien entre la relation de conservation de courant et la distribution du potentiel plasma, nous verrons que les caractéristiques (distribution en énergie et divergence) du faisceau ionique généré par une source EHIS sont intimement liées à la distribution du potentiel plasma. Dans le **cinquième** chapitre nous identifierons les différents paramètres qui contrôlent l'intensité ainsi que l'énergie du faisceau ionique généré par la source MARK II.

Dans le chapitre six, nous explorons certaines questions qui touchent aux limites du modèle et qui ne sont pas complètement résolues. En effet, comme les dimensions du domaine de calcul utilisées ne correspondent pas aux dimensions usuelles des caissons utilisés pour les sources EHIS, nous proposons d'étudier dans le sixième chapitre l'influence du domaine de calcul sur nos résultats. Contrairement au plasma d'une source EHIS, dans les autres plasmas magnétisés, le transport électronique est assuré essentiellement par la diffusion anormale et il est impossible de modéliser un état stationnaire de ces plasmas sans prendre en considération le transport anormal, or dans les sources EHIS on observe que les collisions électron-atome et électron-ion suffisent pour assurer le transport électronique à travers les lignes du champ magnétique. Nous proposons dans le **sixième** chapitre d'étudier l'influence de la diffusion anormale sur les caractéristiques du plasma et du faisceau ionique générés par une source MARK II.

Chapitre I : Introduction

Introduction au chapitre

De nos jours, plusieurs domaines d'applications, domestiques et industrielles, font appel à la physique des plasmas. Ces applications s'étalent sur un large éventail ; de l'éclairage (lampe plasma) à l'industrie aérospatiale en passant par des domaines tels que, entre autre, le traitement de surface, la micro-électronique, l'industrie médicale etc. Cette large gamme d'applications est due, essentiellement, aux hautes températures des espèces chargées électriquement présentes dans le plasma. En effet, les électrons dans les plasmas froids hors équilibre, peuvent atteindre des températures très supérieures à la température ambiante, de l'ordre de dizaine de milliers de K (plusieurs eV). Ces températures activent des réactions qu'on ne peut pas observer à des températures ordinaires (dans les procédés de chimie classique). Ceci nous offre l'opportunité de synthétiser de nouveaux matériaux et d'apporter de nouvelles propriétés physiques aux matériaux.

Les plasmas existent naturellement dans l'univers et constituent une bonne partie de la matière disponible. En laboratoire, les plasmas sont créés de manière artificielle par différentes techniques (décharge DC, micro-onde, RF etc.) et dans des conditions variées de gaz, pression, température etc. La pression, par exemple, peut varier de plusieurs ordres de grandeurs de quelques mPa aux pressions atmosphériques. En général, le plasma est créé par l'interaction d'un gaz avec un champ électromagnétique.

Un certain nombre de procédés plasmas sont basés sur l'utilisation d'un faisceau ionique comme la propulsion électrique, le dépôt de couches minces assisté par un faisceau ionique (Ion-Assist Deposition « IAD¹ »), l'implantation ionique, gravure réactive etc. Dans ces applications, des effets mécaniques tels que l'apport d'une poussée ou la modification de la microstructure d'un film sont recherchés. Ces effets sont rendus possible grâce à la vitesse de sortie des ions qui est atteint ~10 km/s.

Ce chapitre a pour but de situer le contexte de cette thèse et étudier d'un point de vue historique l'évolution des sources d'ions. Nous introduirons aussi quelques notions de l'application IAD (voir paragraphe I. 3).

¹ IAD acronyme anglais désignant Ion-Assist Deposition

I. 1. Sources d'ions

Les sources d'ions pour la propulsion spatiale ont été développées à la base, par l'URSS et les USA, lors de la course spatiale qui a eu lieu pendant la guerre froide. Au cours de cette course, de nouveaux besoins tels que la correction d'orbite d'un satellite ainsi que les contraintes sur la masse du combustible embarquée dans le propulseur ont été mis en évidence. Ces besoins ont motivé les chercheurs de l'URSS [Tve04] et de l'USA [Cur99] à imaginer un nouveau dispositif permettant de fournir une poussée suffisante pour la correction d'orbite en embarquant une faible quantité de combustible. Une vieille idée a alors refait surface, la propulsion électrique introduite par Konstantin Eduardovich Tsiolkovsky (1857-1935) en 1903 dans « Investigation of Universal Space by Means of Reactive Devices ». Les premières sources, fonctionnant par le principe introduit par Tsiolkovsky, étaient développées aux alentours des années 1960. Vers le début des années 1970, une version commerciale d'une source à grille de type Kaufman a été commercialisée en France et aux Etats-Unis [Cum89]. Durant cette décennie, l'industrie des couches minces et du traitement de surface ont montré un fort intérêt pour ces sources du fait des nombreux avantages qu'offrent l'utilisation du faisceau ionique engendré (relativement aux procédés chimique et autres procédés plasma).

L'évolution des sources d'ions utilisées dans différentes applications industrielles a été fulgurante. En effet, depuis le début des années 1980 plusieurs types de sources d'ions sont disponibles pour diverses applications industrielles [Kau82]. Les sources les plus connues sont, sans doute, les sources à grilles, leur fonctionnement consiste à créer un plasma dans un premier temps ; puis à extraire un faisceau ionique à partir de ce plasma en utilisant des grilles dites « grilles d'extraction » polarisées négativement par rapport à ce dernier. Cette catégorie de sources est communément appelée « sources à grilles » (gridded ion source). Une autre catégorie des sources d'ions se distingue par l'absence de grilles d'extraction « sources d'ions sans grille » (gridless ion source). Cette catégorie regroupe plusieurs types de sources comme les sources à effet Hall par exemple. Les sources à effet Hall sont caractérisées par la présence du courant de Hall dans le plasma généré. Le fonctionnement de ces sources est basé sur la création d'un plasma dans un premier temps puis l'extraction d'un faisceau ionique à partir de ce plasma par le biais du champ électrique dû au gradient de potentiel plasma. On présentera dans ce chapitre, brièvement, le principe de fonctionnement des sources à grilles, discuterons leurs limites, ainsi que l'avantage des sources à effet Hall. Nous verrons deux types de sources à effet Hall, les sources de type « closed-drift ion source » utilisées dans le cadre de la propulsion spatiale ainsi que les sources de type « End-Hall Ion Source » (EHIS) utilisées dans les applications de traitement de surface. Cette dernière source représente le centre d'intérêt de cette thèse.

I. 1. 1. Sources à grilles

La figure I. 1 montre une description schématique d'une source à grilles. Le principe de fonctionnement des sources d'ions à grilles consiste, dans un premier temps, à créer un plasma dans la chambre de décharge. Ce plasma est créé par la combinaison d'un flux de gaz injecté dans cette chambre et, en général, une décharge électrique continue (décharge DC) qui prend forme entre les électrodes présents dans cette chambre. Dans un second temps, un système de grilles dont la seconde grille est polarisée négativement permet d'extraire les ions générés dans au cœur du plasma.

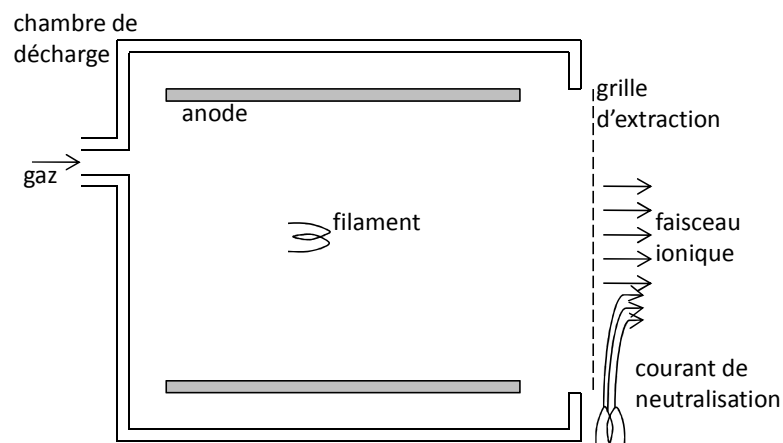


Fig. I. 1 : représentation schématique d'une source à grille.

L'anode est polarisée positivement de manière à accélérer et à collecter les électrons. Les atomes ou molécules qui constituent le gaz injecté dans la chambre de décharge rencontrent des électrons provenant de la cathode, souvent un filament. Des collisions ionisantes électron-atome ou électron-molécule ont lieu dans la chambre de décharge. Des couples électron-ion sont générés par cette interaction et constituent un plasma à l'intérieur de la chambre de décharge. Les ions qui se rapprochent de la grille d'extraction sont accélérés vers l'extérieur de la chambre de décharge formant ainsi un faisceau ionique. En général, on utilise un second filament situé à l'extérieur de la chambre de décharge (voir figure I. 1). Ce filament a pour rôle d'émettre un courant électronique dit « courant de neutralisation » afin de neutraliser le courant et la charge d'espace due au faisceau ionique. Plusieurs sources fonctionnant par ce mécanisme ont été développées par la NASA à partir de 1961 [Kau72], on citera le moteur NSTAR utilisé pour la propulsion électrique, notamment la mission Deep Space One [Pol01]. Il équipe aussi une vingtaine de satellites pour des missions de maintien d'orbite. L'utilisation industrielle de ce type de source s'est vulgarisée durant les années 1970.

La géométrie cylindrique fut choisie pour la première source fonctionnant par ce mécanisme (décrit dans le paragraphe précédent), cette géométrie reste à l'ordre du jour. Dans cette configuration, on retrouve une anode cylindrique dont le centre de symétrie se confond avec celui de la chambre de décharge, une première cathode placée au centre de la chambre de décharge ainsi qu'une seconde placée à l'extérieur de la source et un injecteur de neutre placé sur la base opposée à la grille d'extraction.

Ce type de source continue à être utilisé dans différentes applications. Cependant, on utilise souvent un champ magnétique pour améliorer le rendement de ces sources. Dans les sources à grilles de type Kaufmann, par exemple, on utilise un champ magnétique dont les lignes sont parallèles à l'axe de symétrie de la source. En effet, il a été observé que l'utilisation d'un tel champ magnétique au niveau de la chambre de décharge augmente l'efficacité de la source. Les lignes de champ magnétique, entre les électrodes, présentent une contrainte au transport électronique dans la direction transverse à ces lignes. Ceci augmente le temps de résidence des électrons dans la chambre de décharge et améliore la production d'ions. D'autre part, il a été observé aussi, de manière empirique, que ces sources sont plus efficaces lorsque l'intensité du champ magnétique décroît devant la grille d'extraction [Cum89] (voir figure I. 2. a).

Dans le propulseur NSTAR, par exemple, on utilise un ensemble d'aimants afin de générer un champ magnétique multipolaire. Cette structure du champ magnétique améliore le

confinement du plasma et augmente le rendement du propulseur (voir figure I. 2. b). On rencontre souvent, l'utilisation de cathodes creuses dans ce type de source du fait de leur durée de vie meilleure que celle des filaments.

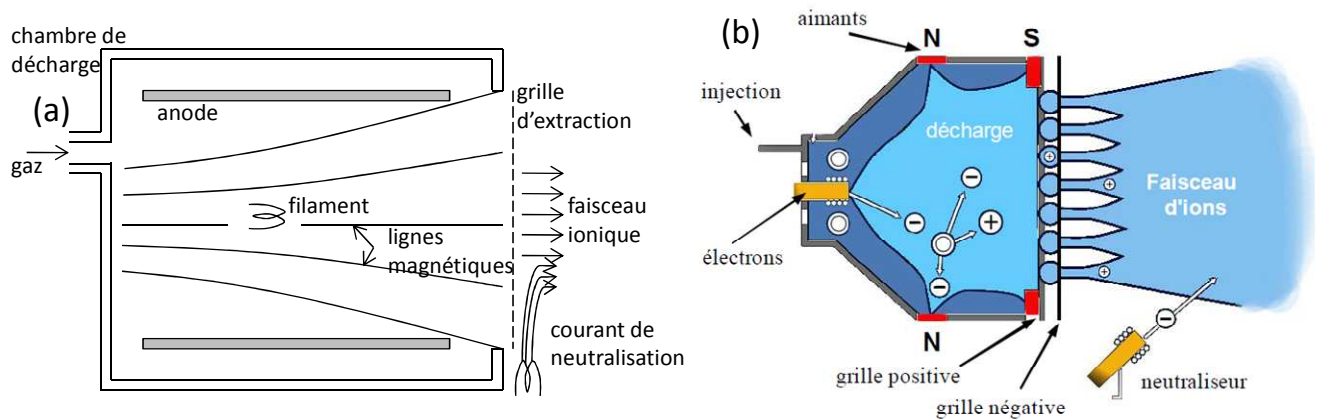


Fig. I. 2 : (a) représentation schématique d'une source à grille type Kaufmann. (b) représentation schématique d'un propulseur à grille, moteur NSTAR développé par la NASA (www.nasa.gov).

Malgré l'apport technologique et la large utilisation des sources à grilles, ces sources ont montrés des limites conceptuelles, notamment:

1. Le courant du faisceau ionique généré par cette source est limité par la loi de Child-Langmuir.
2. L'usure des grilles d'extraction, surtout dans le domaine de la propulsion électrique où on imagine mal la maintenance de ces grilles dans l'espace.
3. La contamination du faisceau ionique par des particules issues du bombardement des grilles d'extraction par le faisceau ionique. Ces particules parasites sont souvent indésirables pour des applications comme l'implantation ionique et le traitement de surface du moment qu'elles peuvent interagir de manière néfaste (implantation d'impuretés, qualité du dépôt...) avec la surface traitée.

L'ensemble de ces contraintes ont motivé les chercheurs à vouloir se débarrasser des grilles d'extraction. Différents concepts de sources sans grilles ont été développés durant les années 1970 et 1980. On s'intéressera particulièrement aux sources à effet Hall dont le mode de fonctionnement se rapproche de notre objet d'étude.

I. 1. 2. Sources à effet Hall

Les sources à effet Hall ont été développées, essentiellement, par les chercheurs de l'URSS pour satisfaire les besoins de la propulsion électrique. Ces sources permettent de dépasser la limitation du courant du faisceau ionique généré par les sources à grilles due à la charge d'espace qui limite le flux d'ion extrait du plasma. Dans les sources à effet Hall, la différence de potentiel électrique dans le plasma, nécessaire à l'accélération des électrons, à la création et au maintien du plasma, est maintenue à travers l'espace inter électrode par l'application d'un champ magnétique. Dans les plasmas magnétisés, les lignes équipotentielles se confondent quasiment avec les lignes du champ magnétique. La chute de conductivité électronique perpendiculaire au champ magnétique génère un champ électrique dans cette direction, cette composante du champ électrique assure l'extraction du faisceau ionique du plasma.

La présence simultanée de champ électrique et magnétique dans le plasma donne naissance à un courant électronique circulaire « le courant de Hall » dans la direction $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$, d'où l'appellation de ces sources « sources à effet Hall ». La géométrie à symétrie cylindrique des sources à effet Hall fut choisie pour permettre à ce courant (courant de Hall) de circuler librement dans la direction azimutale. La densité de courant du faisceau ionique généré par ces sources est nettement supérieure à celle obtenue par des sources à grilles. Cette capacité des sources à effet Hall à générer un faisceau ionique de haut courant et de faible énergie ionique répond aux besoins des applications de traitement de surface.

Les géométries des sources à effet Hall peuvent être classées dans deux catégories. Dans un cas, le canal d'accélération forme une couronne autour de l'axe de symétrie (cas des propulseurs (closed-drift source)). Dans l'autre cas, le canal d'accélération a une forme conique (cas des End-Hall Ion Source « EHIS »).

I. 1. 2. A Propulseur à effet Hall (Closed-Drift ion source)

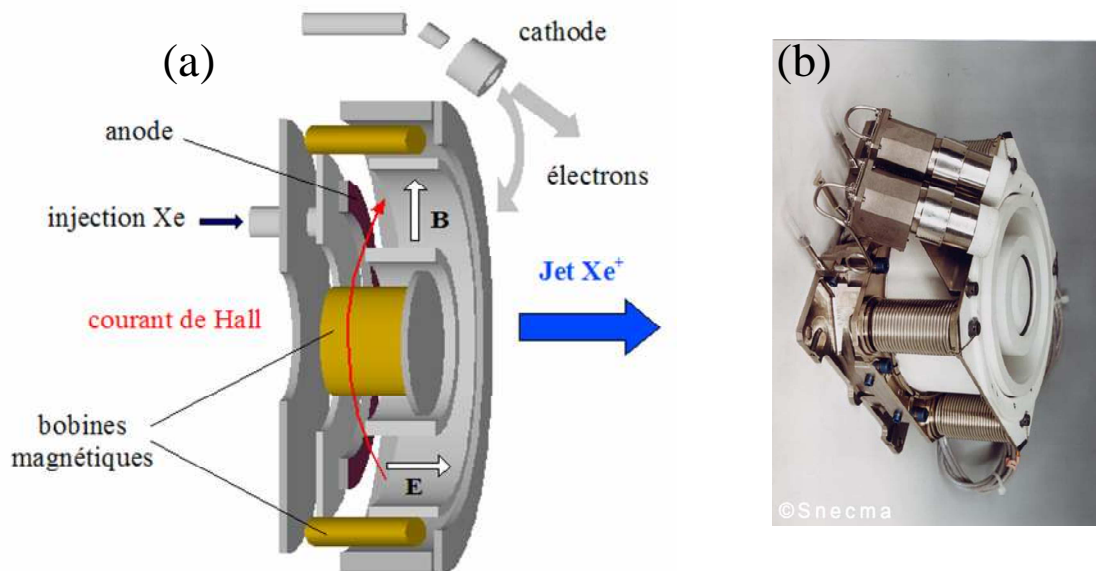


Fig. I. 3. (a) Représentation schématique d'un propulseur à effet Hall. (b) prise de vue du propulseur PPS1350 développé par Snecma.

La représentation schématique, figure I. 3. a, montre la configuration d'un propulseur à effet Hall (Closed-Drift ion source). Dans ce type de source la décharge a lieu dans le canal ; sa forme est cylindrique et ses parois. L'anode et l'injecteur de gaz sont placés au fond de ce canal et les électrons sont émis à partir d'une cathode externe placée à l'autre extrémité de ce canal. La tension appliquée entre cathode et anode est de l'ordre de quelques 100 V, cette tension a pour rôle de créer la décharge plasma. Le champ électrique (gradient du potentiel plasma) est maintenu à travers l'espace inter-électrodes par la présence d'un champ magnétique généré par les bobines du propulseur. Ce champ électrique est concentré dans la région à fort champ magnétique. La présence du champ magnétique améliore aussi le taux d'ionisation en augmentant le temps de résidence des électrons dans le plasma. En effet, la présence du champ magnétique réduit la conductivité des électrons dans la direction perpendiculaire aux lignes de champ magnétique. Les électrons sont magnétisés et par conséquent piégés autour des lignes de champ magnétique. Ils doivent traverser les lignes de champ magnétique, essentiellement par le biais de collisions électron-atome, avant d'atteindre l'anode. A l'intérieur du canal, les électrons subissent une dérive $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ due à la présence des

champs électrique et magnétique, cette dérive engendre un courant électronique dans la direction azimutale. Dans les propulseurs à effet Hall, les mécanismes de transport anormal jouent un rôle non-négligeable, relativement au transport collisionnel, dans le transport électronique à travers des lignes de champ magnétique [Hag03].

Le potentiel plasma s'adapte pour assurer le transport des électrons de la cathode vers l'anode. Les électrons sont chauffés pas le champ électrique qui règne dans le plasma. Donnant lieu ainsi à des collisions électron-atome ; une partie du gaz est ionisée et des paires électron-ion sont créées dans le canal. Le champ électrique présent dans le plasma assure simultanément le transport des électrons vers l'anode ainsi que le transport des ions vers l'extérieur du canal. Ce mouvement des ions engendre un faisceau ionique qui induit une charge d'espace positive. Cette charge d'espace est neutralisée par une partie du courant électronique injecté par la cathode.

Plusieurs travaux de modélisation ont été réalisés par notre équipe de recherche (GREPHE-LAPLACE) à partir de l'année 1995 [Bar02], [Lun08]. Le cœur du modèle que l'on utilisera dans notre étude a été développé pour l'étude des propulseurs à effet Hall. Ce travail est d'une utilité précieuse puisqu'il nous sert de point de départ pour l'étude des sources d'ion type EHIS.

I. 1. 2. B End-Hall Ion Source “EHIS”

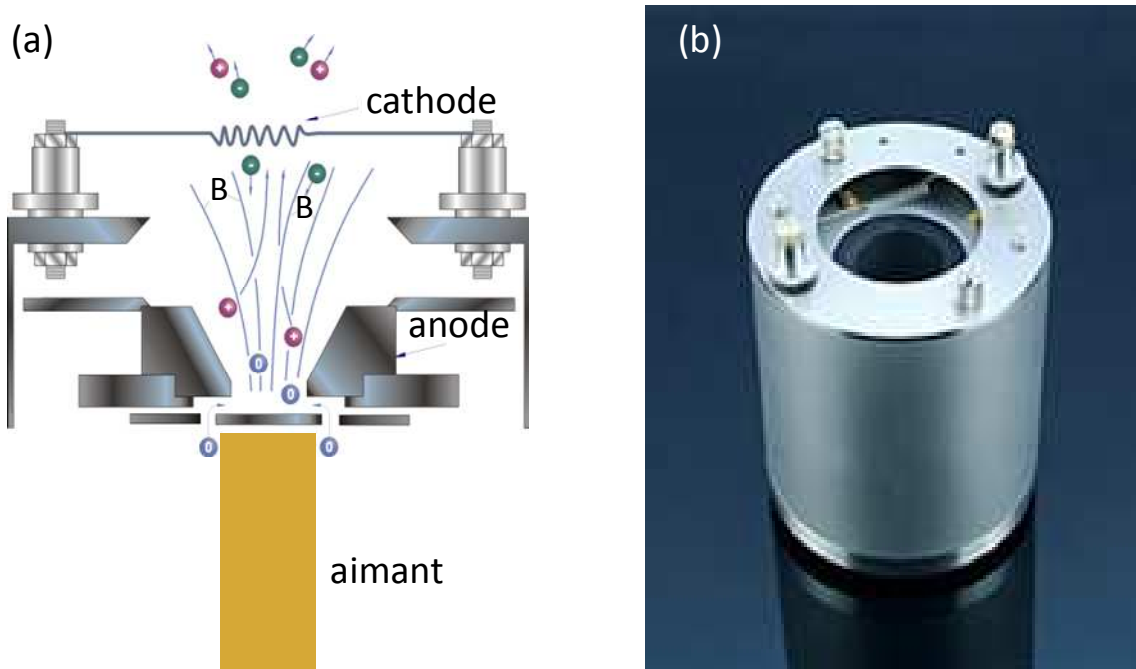
Les travaux de recherche menés en l'URSS notamment par Morozov *et co-auteurs* [Mor72], durant les années 1960 et 1970, ont permis le développement de nombreuse sources à effet Hall (sources sans grille). C'est pourtant les chercheurs de la NASA qui introduisent une nouvelle source Hall durant la fin des années 1980. En 1987, Harold R. Kaufman, Raymond S Robinson et Richard Ian Seddon publient dans le Journal of Vacuum Science and Technology un article intitulé « End-Hall ion source ». Ce papier [Kau87] introduit une nouvelle source à effet Hall et décrit, brièvement, la géométrie de la source, son mécanisme de fonctionnement ainsi que les caractéristiques du faisceau ionique généré par cette source. Ce papier suggère l'utilisation de ce type de source pour les applications qui font intervenir un faisceau ionique caractérisé par un haut courant et une basse énergie. En effet, il est question d'une source qui permet d'obtenir un courant de faisceau ionique de l'ordre de 1 A avec une énergie ionique de l'ordre de 30-120 eV [Kau87]. Kaufman conseille, entre autre, l'utilisation de cette source dans les applications de dépôt de couches minces (IAD) pour augmenter l'adhésion du dépôt et augmenter la densité ou dureté du film déposé. Ils suggèrent aussi l'utilisation de cette source pour les applications de gravure réactive.

a. Fonctionnement

La représentation schématique de la figure I. 4. a, montre la configuration des sources EHIS. Cette source est constituée d'une anode formant un cône tronqué qui se superpose sur une partie cylindrique de cette anode, une cathode (souvent un filament) située à l'extérieure de l'anode, un injecteur (diffuseur) de gaz situé à la base inférieure de l'anode et enfin un aimant cylindrique localisé derrière le diffuseur de gaz.

Une tension est appliquée entre les électrodes afin de créer un plasma de décharge DC. La tension appliquée entre cathode et anode est de l'ordre de 100 V. Le champ électrique est maintenu à travers l'espace inter-électrode par la présence du champ magnétique généré par l'aimant de la source EHIS (voir figure I. 4. a). Les lignes du champ magnétique sont parallèles à l'anode, cette configuration améliore le confinement des électrons, elle augmente le temps de résidence des électrons et accroît par conséquent le taux d'ionisation.

L'ionisation a lieu essentiellement à l'intérieur du cône formé par l'anode. Le potentiel plasma s'adapte pour assurer le transport des électrons vers l'anode et par conséquent pousse les ions vers l'extérieur de la source. Ainsi, un flux ionique est généré à partir du plasma présent dans la source EHIS. La charge d'espace et le courant d'ions dus au faisceau ionique sont neutralisés par une partie du courant électronique injecté par la cathode. Ce courant dit « courant de neutralisation » a pour but de neutraliser le faisceau ionique.



La présence simultanée du champ électrique et celle du champ magnétique induisent une dérive, dite « dérive $E \times B$ », que subissent les espèces chargées. Cette dérive est marginale pour les ions vue leur inertie. Les électrons, plus légers, subissent cette dérive qui donne lieu à un courant électronique appelé courant de Hall et orienté dans la direction azimutale. En effet, l'absence de composantes azimutales dans le champ électrique ainsi que le champ magnétique rend la résultante du produit $E \times B$ purement azimutale.

A première vue le fonctionnement de cette source ressemble sur plus d'un point au fonctionnement des propulseurs à effet Hall (voir paragraphe I. 1. 2. A). En effet, les deux sources appartiennent à la même catégorie des « sources à effet Hall ». Malgré cette ressemblance, les caractéristiques du faisceau ionique généré par les sources EHIS ainsi que les capacités de cette dernière se différencient de celles des propulseurs à effet Hall. La différence la plus frappante réside dans la configuration du champ magnétique. En effet, pour les propulseurs à effet Hall (Closed-Drift ion source) les lignes de champ magnétique sont orientées dans la direction radiale et l'extraction du faisceau ionique se fait dans la direction axiale, les lignes du champ magnétique sont donc perpendiculaires au sens d'extraction du faisceau ionique. Dans les sources EHIS, les lignes du champ magnétique sont orientées dans un cône dans la direction axiale. L'extraction du faisceau ionique se fait dans cette même direction, les lignes du champ magnétique sont donc partiellement parallèles au sens d'extraction du faisceau ionique. Par conséquent, dans les sources EHIS, les lignes du champ magnétique se referment entre le diffuseur de gaz et les parois de la chambre à vide, alors que dans les propulseurs à effet Hall, les lignes du champ magnétique se referment entre les parois internes et externes du canal de décharge. Cette différence, rend les trajectoires ioniques et

l'extraction du faisceau ionique complètement différentes dans les sources EHIS par rapport aux propulseurs à effet Hall.

Actuellement, les sources EHIS sont fabriquées par plusieurs industriels tels que Veeco, KRI, Beamtec, Fil-Tech, Saintec, Univac etc. Ces industriels sont dispersés à travers l'Amérique du Nord, l'Europe, l'Asie et l'Australie. Plusieurs modèles sont disponibles sur le marché tel que EH1000F, EH1000HC, EH1000HC-WC, MARKI, MARKII, MARKII+ etc. Ces industriels ont introduit plusieurs innovations à cette source. Dans la source EH1000HC (HC pour Hollow Cathode) et dans la MARKII+, le filament est remplacé par une cathode creuse. La source EH1000HC-WC (WC pour Water Cooled) possède un circuit de refroidissement pour maintenir l'anode à température constante. Certaines sources produites par Saintec possèdent un filament de secours qui prend le relais automatiquement lorsque le filament principal arrive au terme de sa vie.

Cette thèse est dédiée principalement à l'étude de la source MARKII, fabriquée par Veeco, fonctionnant avec l'argon. On s'intéressera à son fonctionnement ainsi qu'à la caractérisation du faisceau ionique généré par cette source.

b. géométrie et dimensions de la source MARK II

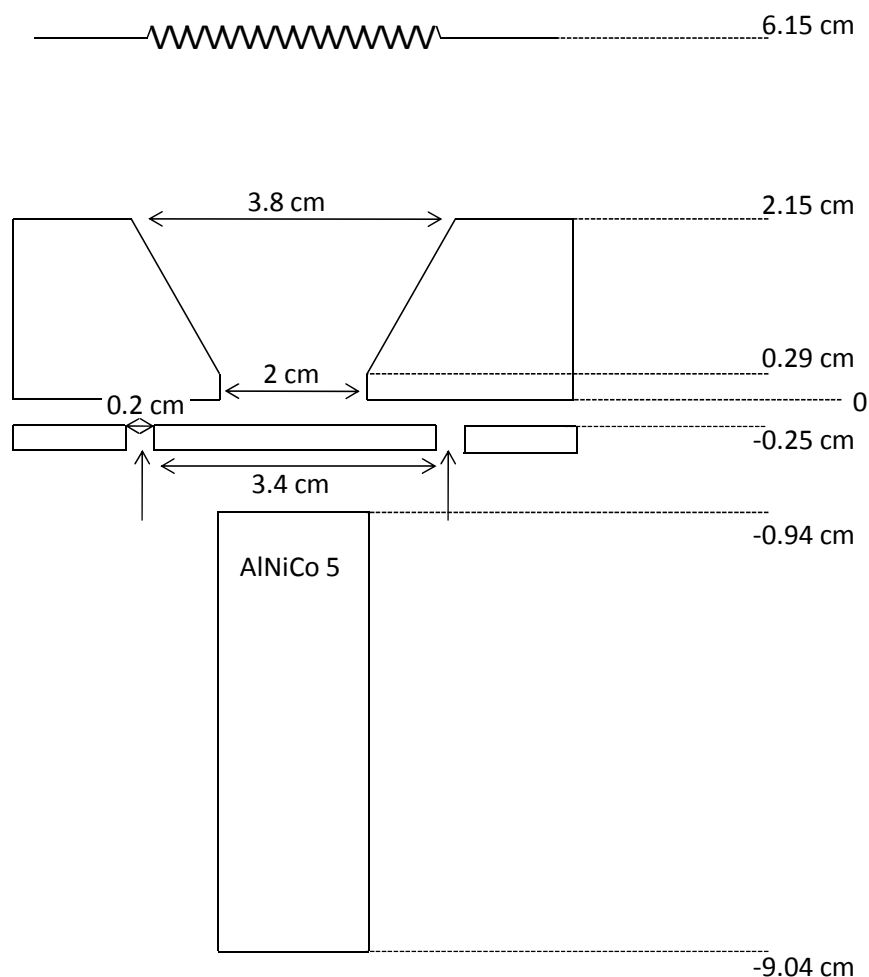


Fig I .5. Dimensions de la source MARK II

Les sources à effet Hall ont, en général, une géométrie à symétrie axiale. Cette géométrie fut choisie pour ces sources afin de permettre au courant de Hall de circuler

librement dans la direction azimutale. L'anode de la source MARK II est composée de deux parties. Une partie cylindrique caractérisée par un rayon de 1 cm et par une hauteur de 0.29 cm, une partie conique d'une profondeur de 1.86 cm et d'un rayon de 1.9 cm, à la sortie de l'anode. Un aimant AlNiCo5 cylindrique d'un rayon de 1 cm et d'une hauteur de 8.1 cm et est placé derrière le diffuseur de gaz à 0.94 cm. Cet aimant est placé de manière à ce que son axe de symétrie et celui de l'anode se confondent. Le gaz est injecté à partir d'une couronne localisée sur le plan du diffuseur. Elle est caractérisée par un rayon interne de 1.7 cm et par un rayon externe de 1.9 cm. Le diffuseur est placé derrière l'anode à 0.25 cm. La figure I. 7 représente les dimensions de la source MARK II. Un filament (cathode) est placé à 4 cm du plan de sortie de l'anode.

I. 2. État de l'art sur les sources EHIS

Depuis l'introduction des sources EHIS dans la littérature par H. R. Kaufman *et co-auteurs* en 1987 [Kau87], [Kau89] très peu d'articles scientifiques ont été dédiés à l'étude de ce type de source. Par conséquent plusieurs questions concernant le mécanisme de fonctionnement de ce type de sources restent sans réponse. Notamment, des questions sur le flux de neutres rapides engendré par cette source, le courant de neutralisation, la cartographie des paramètres plasma, les trajectoires ioniques etc. Néanmoins, plusieurs questions ont été abordées et quelques réponses ont été apportées essentiellement par H. R. Kaufman *et al* [Kau87], L. Mahoney *et al* [Mah06], D. Gardner *et al* [Gar05] et V. V. Zhurin *et al* [Zhu07].

Le travail effectué depuis l'introduction de ce type de source a permis de répondre à bon nombre de questions qui concernent ce type de sources ainsi que leur fonctionnement. Le travail effectué jusque là se base plus sur la caractérisation de ces sources plutôt que sur la compréhension de leur mécanisme de fonctionnement. En effet, afin de faciliter et de vulgariser l'utilisation de ce type de sources comme outils dans un large éventail de procédés, notamment le traitement de surface et le dépôt de couches minces assisté par un faisceau ionique (IAD), plusieurs industriels comme Veeco Instruments (Colorado, USA) et Saintech Ion Beam Systems (Sydney, Australie) ont concentré leurs travaux sur la caractérisation du faisceau ionique généré par une source EHIS ainsi que les avantages qu'offre l'utilisation de ce faisceau dans divers procédés. Cependant, très peu d'articles (voir H. R. Kaufman *et al* & V. V. Zhurin *et al*) abordent des questions concernant le mécanisme de fonctionnement de ce type de sources.

Le tableau ci-dessous rend compte des contributions scientifiques que nous avons jugées pertinentes, dans l'état de l'art sur les sources EHIS. Ces travaux expérimentaux nous serviront pour des comparaisons « qualitatives » et peuvent nous donner une idée sur le fonctionnement de ce type de sources.

Références	Contributions
<p>H. R. Kaufman, R. S. Robinson and R. I. Seddon, “<i>End-Hall ion source</i>”, J. Vac. Sci. Technol. A 5 2081 (1987)</p>	<ol style="list-style-type: none"> 1. Introduction de la source d’ion end-Hall dans la littérature. 2. Description de l’accélération des ions par le potentiel plasma. 3. Effets de l’anisotropie du transport électronique, dus à la présence du champ magnétique sur le fonctionnement de la source et sur la distribution du potentiel plasma. 4. Étude de l’énergie des ions dans le faisceau ionique par rapport à de la tension de décharge appliquée, cette énergie représente une proportion de la tension de décharge. 5. Distribution angulaire du faisceau ionique. 6. Étude de l’intensité du faisceau ionique par rapport à la tension de décharge appliqué, cette intensité décroît avec l’augmentation de l’énergie des ions dans le faisceau (tension de décharge) pour un courant de décharge constant.
<p>Darren Gardner, Wayne Sainty, “<i>Characterization of a high output gridless ion source</i>”, 48th Annual Technical Conference Proceedings (2005) ISSN 0737-5921</p>	<ol style="list-style-type: none"> 1. Étude de l’intensité du faisceau ionique en fonction de la tension de décharge à débit d’injection de gaz constant ainsi qu’en fonction du débit d’injection de gaz à tension de décharge constante. 2. Mesure d’une distribution d’énergie du flux ionique.

<p>L. Mahoney, D. Burtner, and D. Siegfried, “<i>A New End-Hall Ion Source with Improved Performance</i>”, 49th Annual Technical Conference Proceedings (2006) ISSN 0737-5921</p>	<ol style="list-style-type: none"> 1. Étude de la tension de décharge en fonction du débit d’injection du gaz pour différents courants de décharge. 2. Étude de la distribution angulaire du faisceau ionique. 3. Comparaison des distributions en énergie du faisceau ionique engendré par différentes sources EHIS et pour différents courants de décharge. 4. Étude de l’intensité du faisceau ionique en fonction de la tension de décharge pour différents courants de décharge.
<p>Viacheslav V. Zhurin, “<i>Hall-current ion source for ion beams of low and high energy for technological applications</i>”, US 20007/0241290 A1 (2007)</p>	<ol style="list-style-type: none"> 1. Étude de l’intensité du faisceau ionique en fonction du courant de décharge pour un courant d’émission cathodique identique au courant de décharge et pour un courant d’émission cathodique supérieur au courant de décharge. 2. Caractérisation électrique de la source (Courant de décharge en fonction de la tension de décharge) pour un courant d’émission cathodique identique au courant de décharge et pour un courant d’émission cathodique supérieur au courant de décharge. 3. Étude de l’effet de l’intensité du champ magnétique sur la tension de décharge pour un courant d’émission cathodique identique au courant de décharge et pour un courant d’émission cathodique supérieur au courant de décharge.

L’apport de ces différentes contributions, voir tableau ci-dessus, nous permet de connaître les caractéristiques des sources EHIS ainsi que celles du faisceau ionique généré par ces dernières. Nous proposons d’illustrer les principaux résultats qui caractérisent le faisceau ionique et le fonctionnement des sources EHIS.

Caractéristiques courant-tension

La figure I. 6 montre des caractéristiques courant-tension mesurées par Essilor, pour différents débits d’injection de gaz. Cette figure illustre que, pour un débit d’injection de gaz donné, le courant de décharge évolue dans le même sens que celui de la tension de décharge. On s’aperçoit aussi que pour un courant de décharge donné, la tension de décharge est plus importante pour les faibles valeurs du débit d’injection du gaz dans la source.

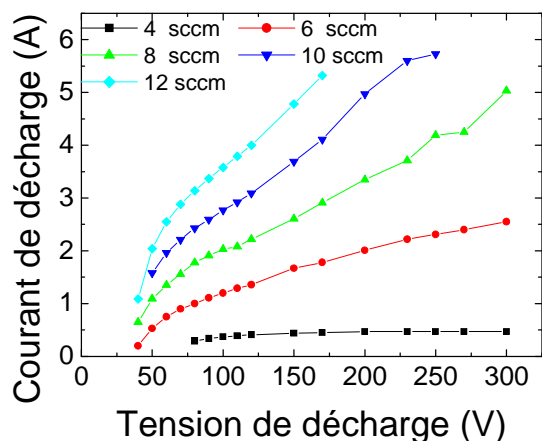


Fig I. 6 Caractéristiques courant-tension d'une source MARK II mesurées à Essilor pour différentes valeurs du débit d'injection du gaz d'argon.

Distribution et divergence du faisceau ionique

La figure I. 7. a montre une fonction de distribution en énergie du faisceau ionique mesurée, dans la zone axiale, à 50 cm de la source. Le faisceau ionique est constitué d'une population d'ions lents et rapides. On remarque que la celle des ions rapides est centrée autour d'une énergie qui est comparable à la tension de décharge. Quant à la population des ions lents, elle s'étale sur une gamme d'énergie de $\sim [0,20]$ eV.

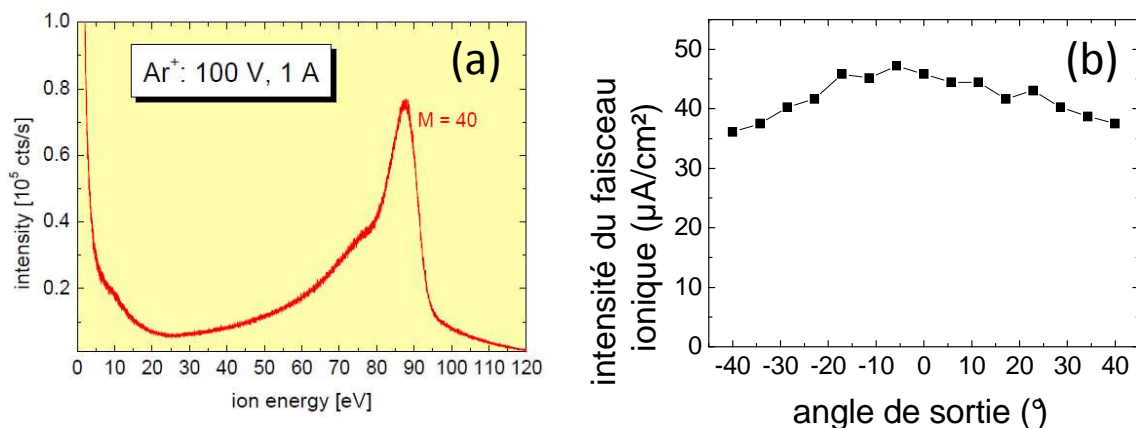


Fig I. 7 (a) Fonction de distribution du faisceau ionique mesuré par Essilor, pour un point de fonctionnement caractérisé par un courant de décharge de 1A et pour une tension de décharge de 100 V. (b) divergence du faisceau ionique mesurée, par Essilor, à 50 cm de la source pour le même point de fonctionnement que (a)

La figure I. 7. b montre la divergence du faisceau ionique mesurée à 50 cm de la source. Le faisceau ionique généré par les sources EHIS est caractérisé par son homogénéité qui permet de traiter de manière uniforme des surfaces larges.

Intensité du faisceau ionique

La figure I. 8 illustre l'évolution de l'intensité du faisceau ionique en fonction de la tension de décharge pour différents courants de décharge. On remarque que l'intensité du faisceau ionique évolue dans le même sens que le courant de décharge. L'intensité de ce faisceau est optimale pour une tension de ~ 130 V.

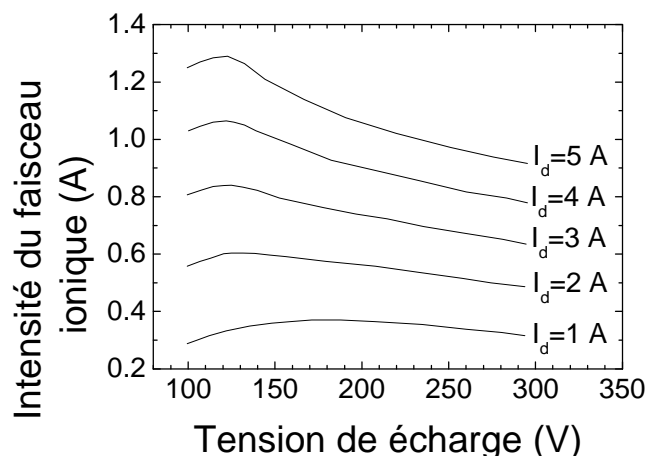


Fig I. 8 Évolution du courant de l'intensité du faisceau ionique en fonction de la tension de décharge pour différents courants de décharge, pour une source MARK II. Mesures effectuées par Niederwarld *et al* [Nie08].

Energie du faisceau ionique

La figure I. 9 montre l'évolution de l'énergie du faisceau ionique en fonction de la tension de décharge pour une source EHIS fonctionnant avec différents gaz. L'énergie du faisceau ionique est proportionnelle à la tension de décharge et représente 70% de celle-ci.

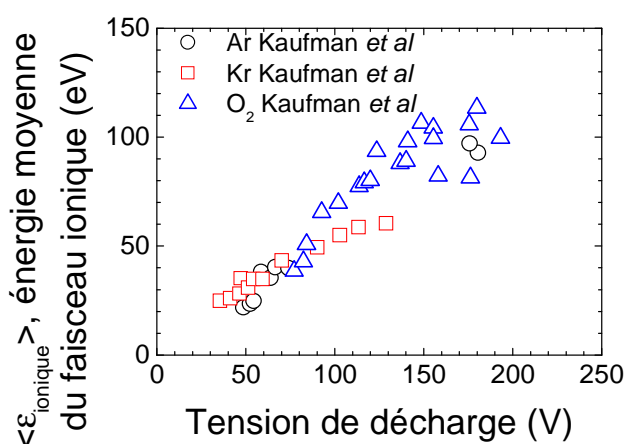


Fig I. 9 Évolution de l'énergie du faisceau ionique en fonction de la tension de décharge pour différents une source EHIS fonctionnant avec différent gaz Kaufmann *et al* [Kau87].

Nous verrons dans les chapitres suivants que nos résultats sont en accord avec les mesures expérimentales.

I. 3.L'application IAD (Ion Assisted Deposition)

Une représentation schématique du dispositif expérimental permettant le dépôt de couches minces par assistance de faisceau ionique « IAD » est représentée dans la figure I. 10. L'application IAD a lieu dans une chambre à vide où la pression est de l'ordre de 10mPa. Cette application fait intervenir deux faisceaux lors du dépôt de couches minces. Un premier faisceau issu d'un évaporateur, les particules constituant ce faisceau seront déposées sur le substrat et formeront la couche mince. Un second faisceau constitué d'ions a pour rôle d'améliorer la qualité du dépôt en jouant sur la microstructure du film déposé. Cette technique

rentre dans l'industrie du verre ophtalmologique et permet d'améliorer les propriétés optiques du verre traité par IAD.

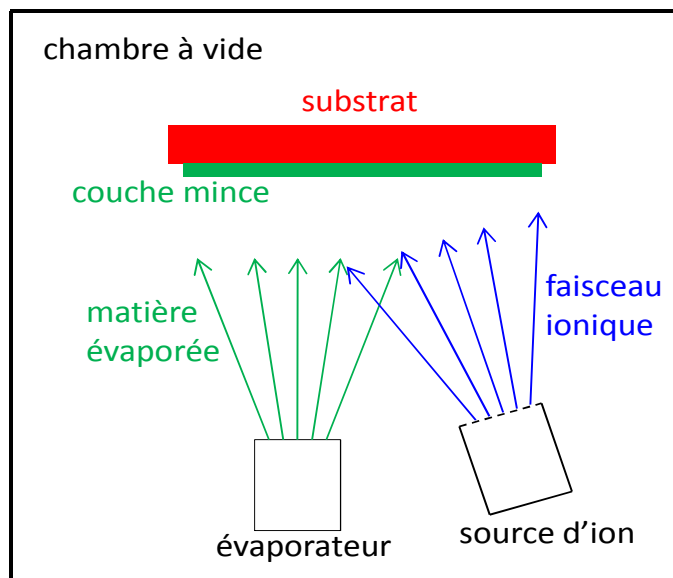


Fig I. 10. Représentation schématique de l'application IAD

Plusieurs études ont mené au fait que la qualité optique du verre, comme l'anti-réflexion, qui fait l'objet de notre collaboration, dépendent essentiellement de la qualité du dépôt de la couche mince [Mar83], ceci est lié à la microstructure du film déposé. En effet, les films obtenus par simple évaporation, sans l'assistance d'un faisceau ionique, sont caractérisés par une microstructure désordonnée. Ce désordre se manifeste par une inhomogénéité dans la distribution de la densité du film et par des régions de lacunes. Ceci joue négativement sur les propriétés optiques du verre traité. L'IAD peut réduire le désordre de la microstructure du film par des effets mécaniques [Mül87]. En effet, l'apport d'énergie déposé par les ions sur le film permet de réduire les lacunes et d'homogénéiser la densité de ce film (voir figure I. 7). Elle permet aussi d'obtenir un film dense et caractérisé par une surface lisse. Ceci améliore les qualités optiques du verre traité.

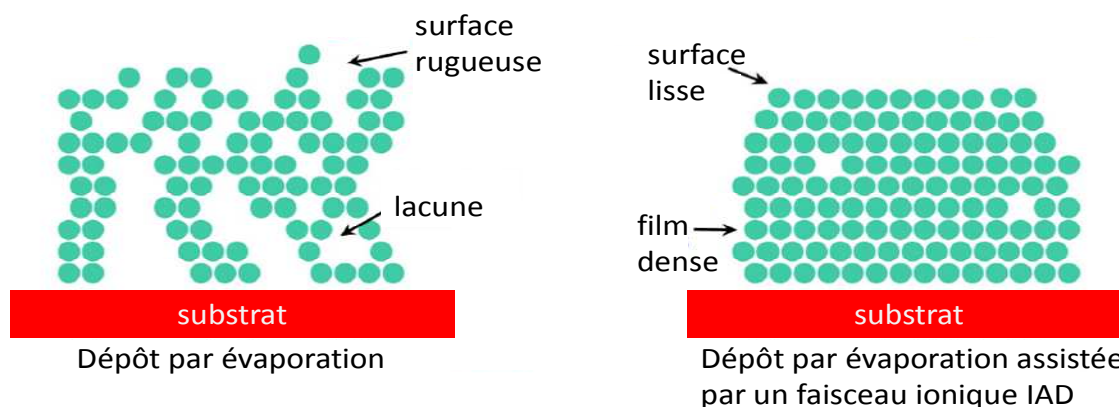


Fig I. 7. Comparaison de la microstructure d'un film obtenu par évaporation avec un film obtenu par évaporation assistée par un faisceau ionique IAD.

La qualité du dépôt est contrôlée par les caractéristiques du faisceau ionique qui rentre en jeu lors de l'IAD [Mül87], [Kau04a], [Kle04], [Gar05]. En effet, il existe un point de fonctionnement optimal en fonction du matériau déposé. Ce point est caractérisé par l'énergie

ionique et l'intensité du faisceau ionique. Pour un dépôt du TiO_2 par exemple, le point de fonctionnement idéal correspond à une énergie de l'ordre de 100 eV et à une intensité du faisceau ionique du même ordre que celle du faisceau de particules évaporées. Ces contraintes sur les caractéristiques du faisceau ionique ont favorisé l'utilisation des sources d'ion de type EHIS.

Pour des raisons historiques, plusieurs sources, sources qui sont décrites dans le paragraphe I. 1, ont été utilisées pour l'IAD. Les sources à grilles (source de type Kaufman) avaient été utilisées à l'origine [McN84]. Cependant, elles ont rapidement montré une limite dans leur capacité à générer un faisceau ionique avec une densité de courant, relativement haute pour les basses énergies (~ 100 eV) [Kau04a]; ces sources introduisent aussi, un certain degré de contamination du film par l'implantation de particules parasites issues du bombardement ionique des grilles d'extraction. Les sources à effet Hall type propulseur ont été utilisées dans l'IAD [Kau82] afin de dépasser les limites des sources à grilles, mais elles ne sont pas adaptées à cette application du fait de l'inhomogénéité de la distribution angulaire du faisceau ionique engendré. En effet, le faisceau ionique est très focalisé autour de l'axe de symétrie et limite les dimensions de la surface en traitement. Les sources à effet Hall type End-Hall Ion Source « EHIS » ont montré une grande capacité à fournir un faisceau ionique de haute densité de courant pour les basses énergies (~ 100 eV) avec une distribution angulaire assez homogène [Kau04a]. Ceci a fait des sources EHIS les sources les mieux adaptées à l'application IAD et aussi les plus utilisées pour cette application.

I. 4. Contexte & collaboration LAPLACE-Essilor

Cette thèse rentre dans le cadre d'une collaboration avec l'industriel Essilor-International. En effet, ce dernier utilise des techniques de dépôt de couches minces sur du verre ophtalmologique afin d'améliorer ses propriétés optiques. Le dépôt est assisté par un faisceau ionique généré par une source d'ion type EHIS. Étant donné que le mécanisme de fonctionnement de ce type de sources est mal compris, la division recherche et développement d'Essilor a souhaité approfondir sa connaissance sur ce type de source de façon à pouvoir améliorer la qualité du dépôt. En 2007, Essilor a fait appel aux services du professeur André Bouchoule dans le but d'apporter une expertise expérimentale et un savoir-faire susceptibles d'apporter une meilleure compréhension de la physique qui a lieu dans ce type de sources. La collaboration entre Essilor et Bouchoule-Conseil a permis de lever le voile sur certaines zones d'ombre concernant le fonctionnement de cette source. Cependant, les limites techniques de l'approche expérimentale font que cette approche ne suffit pas à elle seule à répondre à toutes les questions sur la physique de la source, notamment la cartographie des paramètres plasma ainsi que la compréhension des trajectoires ioniques et celles des neutres rapides.

Afin de compléter la compréhension de la physique qui a lieu dans ce type de source et compte tenue de notre expérience dans la modélisation des propulseurs à effet Hall, Essilor a fait appel à l'équipe GREPHE du LAPLACE. Au début de l'année 2009, une rencontre avec Essilor était organisée et les buts de notre collaboration étaient définis comme suit :

1. Comprendre le mécanisme de fonctionnement de la source
2. Comprendre le rôle de chaque paramètre expérimental
3. Fournir une cartographie des paramètres plasma
4. Etudier les trajectoires ioniques
5. Quantifier la distribution du flux ionique sur le substrat
6. Quantifier la distribution du flux d'atomes rapides sur le substrat
7. Quantifier le courant de neutralisation

8. Développer un modèle capable de prédire le comportement d'une source EHIS

I. 5. Travail effectué lors de cette thèse

Mon rôle est de participer à la conception d'outils numériques dédiés à l'étude d'une source d'ions de type EHIS ainsi que l'utilisation de ces outils dans le but de comprendre le fonctionnement de ces sources et pour caractériser le plasma généré, le faisceau ionique ainsi que le flux d'atomes rapides. Le modèle développé lors de ce travail représente la première approche numérique auto-cohérente capable de simuler le plasma généré par une source EHIS. Les résultats issus de la simulation de ce type de sources, notamment la cartographie 2D des différents paramètres plasma en plus d'une étude paramétrique nous permettent de comprendre le fonctionnement des sources EHIS. Ces résultats ont permis de répondre à plusieurs questions concernant le fonctionnement des sources EHIS. Le transport électronique à travers les lignes de champ magnétique, par exemple, est abordé en détails dans ce travail. Il est intéressant de préciser que les mécanismes de transport collisionnel permettent à eux seuls d'assurer le transport électronique à travers les lignes de champ magnétique. Il n'est nullement nécessaire de prendre en considération les mécanismes de transport anormal pour pouvoir modéliser, de manière réaliste, le plasma généré par les sources EHIS. De plus nous avons la possibilité d'étudier et de comprendre l'influence et le rôle du courant de neutralisation sur le comportement de ce type de source.

La qualité du dépôt de couches minces dépend essentiellement des caractéristiques du faisceau ionique généré par une source EHIS. Le modèle que nous avons développé a été pensé de manière à pouvoir caractériser le faisceau ionique de manière macroscopique et microscopique. On portera beaucoup d'intérêt aux distributions énergétiques ainsi qu'aux distributions angulaires de ce faisceau.

Nous verrons dans le chapitre suivant que les ions peuvent interagir avec le gaz et échanger un électron avec les atomes environnants créant ainsi des atomes rapides. Ces atomes peuvent à leur tour interagir avec le matériau en traitement et influencer le dépôt de couches minces. Actuellement, aucune étude n'a été faite pour connaître les caractéristiques du faisceau d'atomes rapides. Nous aborderons dans ce travail une étude du flux de neutres rapides issus d'une source EHIS.

L'une des difficultés qu'il m'a été donné de rencontrer durant cette thèse est la rareté des travaux dévoués à l'étude des sources EHIS. En effet, de nombreux aspects comme l'influence du courant de neutralisation par exemple qui contrôlent le fonctionnement de ces sources ne sont pas abordés. Par conséquent sur un certain nombre de points on ne peut pas confronter nos résultats aux expériences. Par ailleurs, on ne pouvait pas s'appuyer sur les travaux expérimentaux pour se défaire des limites de notre modèle. En effet, la gaine cathodique et la gaine anodique ne sont pas prises en considération dans notre modèle. Par conséquent la température des électrons émis par la cathode est considérée comme variable d'entrée par notre modèle. Cette température est donc choisie de manière, raisonnable certes, mais aussi plus ou moins arbitraire.

I. 6. Résumé du chapitre

Dans ce chapitre on a décrit brièvement l'application IAD (dépôt de couches minces assistée par un faisceau ionique). Nous avons aussi vu que cette application fait appel à un faisceau ionique dans le but d'améliorer les qualités du dépôt en jouant sur la microstructure du film déposé. Les avantages qu'offre l'utilisation d'un faisceau ionique lors du dépôt de couches minces se manifestent par

1. L'homogénéisation du film déposé
2. Densification du film déposé
3. Réduction de la rugosité de la surface du film déposé
4. Réduction des zones de lacune dans le film déposé

Les faisceaux ioniques utilisés dans l'IAD sont générés par des sources d'ions. Ces sources ont été développées par les chercheurs de l'URSS et ceux de l'USA dans le cadre de la course vers l'espace. Plusieurs type de sources ioniques existent (sources à grilles, sources ECR, sources à effet Hall etc) dont le principe de fonctionnement diffère les uns aux autres. On s'intéressera spécialement à une source type End-Hall, modèle MARKII. Le mécanisme de fonctionnement de cette source est décrit dans ce chapitre.

Le mécanisme de fonctionnement de ces sources repose sur la création d'une décharge plasma dans une anode conique. Ce plasma est généré par l'ionisation d'un gaz injecté au niveau de l'anode. L'extraction d'un faisceau ionique à partir de ce plasma est assurée par l'application d'un champ magnétique qui maintient un champ électrique dans le plasma. Ce champ magnétique maintient le champ électrique (gradient du potentiel plasma) à travers l'espace inter-électrode et assure le transport des électrons émis par la cathode vers l'anode.

Un modèle 2D axisymétrique était développé en amont dans le cadre de l'étude des propulseurs à effet Hall. Ce modèle a été adapté pour les sources End-Hall et est utilisé dans cette thèse afin de comprendre le fonctionnement de cette source ainsi que pour caractériser le faisceau ionique. Ce modèle est présenté en détail dans le chapitre suivant de cette thèse.

Références du chapitre:

- [Bar02] : J. Bareilles, “*Modélisation 2D hybride d’un propulseur à effet Hall pour satellites*”, Thèse de l’Université de Toulouse (2002)
- [Cum89] : J. J. Cumo, S. M. Rossnagel, and H. R. Kaufman, “*Handbook of Ion Beam Procession Technology*”, Noyes publications (1989)
- [Cur99] : F. M. Curran, “*Electric propulsion activities in U.S. industry*”, IEPC-99-001, the 26th International Electric Propulsion Conference, Kitakyushu, Japan (1999)
- [Gar05] : D Gardner, W. Sainty, “*Characterization of a high output gridless ion source*”, 48th Annual Technical Conference Proceedings (2005) ISSN 0737-5921
- [Hag03] : G. J. M. Hagelaar, J. Bareilles, L. Garrigues, and J. -P. Boeuf, “*Role of anomalous electron transport in a stationary plasma thruster simulation*”, Journal of Applied Physics, Vol. 93, p 67 (2003)
- [Kau74] : H. R. Kaufman, “*Technology of electron-bombardment ion thrusters*”, in Advances in Electronics and Electron Physics, Vol. 36, p 265, Academic Press, New York (1974).
- [Kau82] : H. R. Kaufman, J. J. Cuomo, and J. M. E. Harper, “*Technology and applications of broad-beam ion sources used in sputtering. Part I. Ion source technology*”, Journal of Vacuum Science & Technologies, Vol. 21 p 725 (1982)
- [Kau87] : H. R. Kaufman, R. S. Robinson, and R. I. Seddon, “*End-Hall ion source*”, Journal of Vacuum Science & Technologies A, Vol 5 p2081 (1987)
- [Kau89] : H. R. Kaufman, and R. S. Robinson, “*End-Hall Ion Source*”, United states patent 4,862,032 (1989)
- [Kau04a] : H. R. Kaufman, J.M.E. Harper, “*Ion doses for low-energy ion-assist applications*”, Journal of Vacuum Science & Technologies A Vol. 22, p 221 (2004)
- [Kle04] : J. E. Klemberg-Sapieha, J. Oberste-Berghaus, L. Martinu, R. Blacker, I. Stevenson, G. Sadkhin, D. Morton, S. McEldowney, R. Klinger, P. J. Martin, N. Court, S. Dligatch, M. Gross, R. P. Netterfield, “*Mechanical characteristics of optical coatings prepared by various techniques: a comparative study*”, Applied Optics. 2670-2679, Vol. 43, No. 13(2004)
- [Lun02] : J. P. Luna “*Modélisation et Diagnostics d’un Propulseur à effet Hall*”, Thèse de l’Université Paul Sabatier, (2008)
- [Mah06] : L. Mahoney, D. Burtner, and D. Siegfried, “*A New End-Hall Ion Source with Improved Performance*”, 49th Annual Technical Conference Proceedings (2006) ISSN 0737-5921
- [McN84] : J. R. McNeil, A. C. Barron, S. R. Wilson, and W. C. Herrmann, “*Ion-assisted deposition of optical thin films : low energy vs high energy bombardment*”, Applied Optics, Vol. 23 p 552 (1984)
- [Mor72] : A. I. Morozov, Y. V Esinchuk, G. N. Tilinin, A. V. Trofimov, Y. A. Sharov, and G. Y. Shchepkin, Soviet Physics-Technical Physics Vol 17 p 38 (1972)

[Mül87] : K-H. Müller, “*Ion-beam-induced epitaxial vapor-phase growth: A molecular-dynamics study*”, The American Physical Society (1987)

[Pol01] : J. E. Polk, D. Brinza, R. Y. Kakuda, J. R. Brophy, I. Katz, and J. R. Anderson, “*Demonstration of the NSTAR Ion Propulsion System on the Deep Space One Mission*”, IEPC-01-075, 27th International Electric Propulsion Conference, Pasadena, California (2001)

[Tve04] : S. O. Tverdokhlebov, A.V. Semenkin, V.I. Garkusha, A.G. Korsun, E.M. Tverdokhlebova, G.F. Karabadzak, G.A. Popov, V.P. Kim, V.A. Obukhov, N.N. Antropov, A.P. Plokhikh, V.M. Murashko, A.I. Koryakin, A.N. Nadiradze, S.Yu. Romanov, A.G. Zheleznyakov, A.N. Popov, V.P. Ageev, “*Overview of electric propulsion activities in Russia*”, 40 th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, Fort Lauderdale, Florida (2004)

[Zhu07] : V. V. Zhurin, “*Hall-current ion source for ion beams of low and high energy for technological applications*”, US 20007/0241290 A1 (2007)

Chapitre II : Description du modèle numérique

Introduction au chapitre

Ce chapitre est dédié à la description détaillée du modèle utilisé lors de l'étude numérique des sources d'ions de type End-Hall Ion Source « EHIS » (voir chapitre I, paragraphe 1. 2. B). Les principales hypothèses du modèle bidimensionnel seront discutées et nous argumenterons leur validité. Nous aborderons aussi les différents types de conditions aux limites qui peuvent être utilisées dans notre modèle.

Dans le but de comprendre le mécanisme de fonctionnement des sources d'ions à effet Hall, notamment les propulseurs à effet Hall (voir chapitre I, paragraphe 1. 2. A), l'équipe GREPHE du laboratoire LAPLACE sous la direction de Jean-Pierre Boeuf a effectué un travail de modélisation [Hag02] dans ce sujet durant une quinzaine d'années. Ce travail a permis à notre équipe d'accumuler une expérience dans la matière qui s'est avérée d'une utilité précieuse lors de la modélisation des sources EHIS. Afin de comprendre le comportement de ces sources, on a utilisé un modèle hybride 2D axisymétrique (x,r). Le modèle bidimensionnel SPT-2D (Stationary Plasma Thruster) a été développé, essentiellement par G. J. M. Hagelaar, et validé dans le cadre de la modélisation des propulseurs à effet Hall [Bar02] [Lun08]. Dans ce modèle, les espèces lourdes (atomes & ions) sont simulées par un modèle particulaire et les électrons par un modèle fluide. Le plasma est supposé quasi neutre et le champ électrique est obtenu à partir d'une équation de conservation de courant.

Un modèle analytique de gaine est obligatoire pour connaître l'énergie des ions sur cette paroi (diffuseur). La connaissance de cette énergie est nécessaire pour calculer correctement le taux d'érosion de cette dernière. Dans le cas où l'on considère que la paroi externe (paroi du caisson à vide) est métallique, il est nécessaire de connaître la tension de cette paroi afin de modéliser correctement le flux d'électrons vers cette paroi. Le calcul du taux d'érosion du diffuseur ainsi que celui de la tension des différentes parois est détaillé dans ce chapitre.

II.1. Introduction au modèle hybride 2D

La structure cylindrique de la source EHIS, la symétrie axiale du champ magnétique engendré par l'aimant ainsi que celle du plasma engendré par la source permettent l'utilisation d'un modèle à symétrie axisymétrique ; malgré le fait que la cathode semble briser cette symétrie. Cette hypothèse est justifiée et validée par des mesures expérimentales effectuées par le professeur André Bouchoullé [Bou08]. En effet, la distribution angulaire du faisceau ionique a été mesurée sur un plan parallèle au filament et sur un plan perpendiculaire à celui du filament, les résultats obtenus sont identiques (voir figure II. 1).

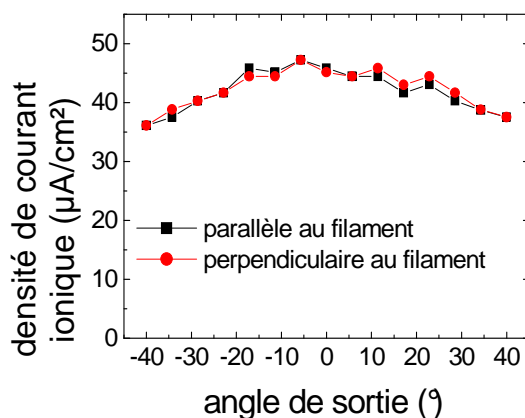


Fig. II. 1 Distribution angulaire du faisceau ionique mesuré à 50 cm de la source, pour un plan parallèle au filament et pour un plan perpendiculaire au filament.

Nous avons développé un modèle bidimensionnel à symétrie axiale. Ce modèle « hybride » fait intervenir deux techniques différentes de modélisation des plasmas. En effet, les atomes et les ions sont modélisés par une technique particulière (Particles In Cell « PIC ») [Ver05], dans cette technique, les paramètres macroscopique et microscopique des espèces en question sont intégrés à partir des trajectoires de ces derniers. Ces trajectoires sont calculées dans une grille dites « grille particulière » (décrite dans le paragraphe suivant). Les électrons sont modélisés par une technique fluide. Les paramètres macroscopiques de cette espèce sont obtenus par la résolution des équations de moments de l'équation de Boltzmann. Notons que dans notre modèle, le plasma est considéré comme quasi-neutre et que la densité électronique est supposée égale à la densité ionique calculée à partir des trajectoires ioniques. Les équations de moment de l'équation de Boltzmann sont résolues dans une grille dite « grille fluide » [Fif95] (voir la section suivante).

Dans un modèle où le plasma est considéré comme quasi-neutre le champ électrique ne peut être calculé à partir de l'équation de Poisson. La composante du champ électrique dans la direction parallèle aux lignes de champ magnétique est obtenue en supposant que les électrons sont en équilibre de Boltzmann le long des lignes de champ magnétique. Dans la direction perpendiculaire à ces lignes, la composante du champ électrique est obtenue en résolvant une relation de conservation de courant électrique. De cette manière on peut obtenir le champ électrique, technique qui nous permet un gain significatif en termes de temps de calcul. En effet, l'état stationnaire est obtenu en quelques heures de simulation sur une machine de bureau dotée d'un processeur de 2.8 GHz.

II.2. Discrétisation spatiale (géométrie et grilles de calcul)

La résolution numérique du problème impose, entre autre, une discrétisation spatiale du domaine de calcul. Dans notre modèle, deux grilles sont nécessaires pour résoudre les

équations qui pilotent le fonctionnement d'une source EHIS ; une grille (x,r) dite « grille particulaire » et une grille (λ) dite « grille fluide ». Le couple (x,r) représente les coordonnées axiales et radiales dans un système de coordonnées cylindriques, la fonction (λ) est constante le long d'une ligne de champ magnétique (cette fonction est discutée dans le paragraphe II. 3. b). La grille particulaire est bidimensionnelle, ses cellules sont rectangulaires dans des coordonnées cylindriques, et elle est utilisée, essentiellement, pour résoudre le transport des espèces lourdes. La grille fluide est unidimensionnelle, ses cellules sont délimitées entre deux lignes de champ magnétique et les frontières du domaine de calcul. Cette grille est utilisée pour résoudre le transport des électrons. La figure II. 2 représente les grilles utilisées dans notre modèle.

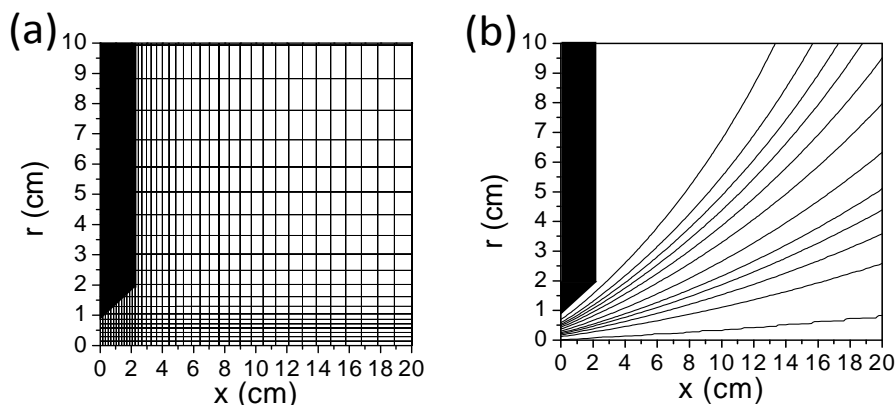


Fig. II. 2. Grilles : (a) particulaire, (b) fluide.

La grille particulaire est représentée dans la figure II. 2. a. Les trajectoires des atomes et des ions sont calculées en 3D. Cependant les particules (atomes & ions) sont localisées en 2D en fonction des coordonnées cylindriques (x,r) . Les densités atomiques et ioniques sont calculées en fonction du nombre de particules présentes dans les cellules de cette grille. D'autres paramètres plasma tels que : le taux d'ionisation, le potentiel plasma ...etc. sont calculés dans cette grille.

La grille fluide est représentée dans la figure II. 2. b. La construction de cette grille s'appuie sur les lignes de champ magnétique de manière à ce que la frontière entre deux cellules successives de cette grille soit portée par une ligne de champ magnétique. Les équations de transport électronique sont résolues sur cette grille.

II. 3. Champ magnétique

Dans les sources EHIS, le champ magnétique est généré, en général, par un aimant permanent qui rentre dans la configuration de la source (voir chapitre I). Dans notre modèle, les composantes axiales et radiales de ce champ sont calculées par le logiciel FEMM [Meeker]. Ce paragraphe décrit, la manière dont le champ magnétique est calculé ainsi que la définition de la fonction λ à partir des propriétés de l'aimant.

II. 3. a. Calcul du champ magnétique

Le champ magnétique produit par l'aimant présent dans la source EHIS est calculé par le logiciel FEMM. Ce logiciel est capable, entre autres, de calculer les composantes axiales et radiales du champ magnétique dans un problème de magnétostatique axisymétrique. Nous décrivons brièvement, dans ce paragraphe, les équations résolues par FEMM dans le but de donner au lecteur une vision globale de notre démarche.

Les propriétés magnétiques de plusieurs types d'aimant sont stockées dans la base de données de FEMM. Ainsi, le potentiel vecteur magnétique engendré par un aimant permanent est calculé en fonction de la nature et des dimensions de ce dernier. Afin d'obtenir le champ magnétique FEMM résout l'équation

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (\text{II.1})$$

Où B représente le champ magnétique et A représente le potentiel vecteur magnétique. La symétrie axisymétrique garantit que le potentiel vecteur magnétique soit purement azimutal $\mathbf{A} = A_\theta$. Les composantes du champ magnétique sont calculées dans les coordonnées cylindriques par

$$B_r = -\frac{\partial A_\theta}{\partial x} \quad (\text{II.2})$$

$$B_x = \frac{1}{r} \frac{\partial (rA_\theta)}{\partial r} \quad (\text{II.3})$$

$$B = \sqrt{B_x^2 + B_r^2} \quad (\text{II.4})$$

Où B_r et B_x représentent respectivement la composante radiale et axiale du champ magnétique.

Notons que le champ magnétique est généré purement par l'aimant permanent. Ceci revient à dire que le champ magnétique dû au mouvement de charges dans le plasma est négligeable par rapport à celui généré par l'aimant permanent de la source.

Le champ magnétique qui règne dans les sources type EHIS est caractérisé par son intensité qui est maximale devant le diffuseur (de l'ordre de 100 mT) et par ses lignes (lignes du champ magnétique) parallèles à l'anode. L'intensité de ce champ est suffisante pour magnétiser l'espèce électronique et pour étaler le champ électrique à travers l'espace inter électrodes. Le fait que les lignes de champ magnétique soient parallèles à l'anode augmente considérablement le temps de résidence des électrons dans la source, par conséquent il augmente le taux d'ionisation.

II. 3. b. Fonction λ (Fonction de flux du champ magnétique)

La fonction λ est définie afin de résoudre les équations de transport électronique à travers les lignes de champ magnétique. En effet, la discrétisation des valeurs de cette fonction permet de définir la grille fluide. Cette fonction est définie par

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\mu} \frac{\partial \lambda}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{\mu r} \frac{\partial \lambda}{\partial r} \right) = -r \mathbf{J}_{\text{aimant}} \quad (\text{II.5})$$

où μ représente la perméabilité magnétique et $\mathbf{J}_{\text{aimant}}$ le courant source de l'aimant.

Il est intéressant de savoir que la fonction λ peut être reliée au potentiel vecteur par la relation

$$\lambda = rA_\theta \quad (\text{II.6})$$

Les valeurs de la fonction λ permettent de distinguer les différentes lignes de champ magnétique. En effet cette fonction est constante le long d'une ligne de champ magnétique par

construction. La grille fluide est générée à partir de la fonction λ , du moment que les cellules de cette dernière sont construites par intervalles $\Delta\lambda$.

Il existe une relation entre le gradient perpendiculaire au champ magnétique ∇_{\perp} d'une quantité Q et la fonction λ

$$\nabla_{\perp} Q = r\mathbf{B} \frac{\partial Q}{\partial \lambda} \quad (\text{II.7})$$

Cette relation sera utilisée dans la section 5 de ce chapitre.

II. 4. Atomes

Les atomes sont simulés par un modèle Monte Carlo. Afin d'accélérer la convergence du modèle, les atomes sont simulés par des macro-particules. Une macro-particule est un groupe de particules caractérisées par la même position et la même vitesse durant toute la traversée du domaine de calcul. Ces macro-particules sont injectées avec un certain poids statistique ω_0 qui représente la taille de l'échantillon statistique constituant la macro-particule. Durant la traversée du domaine de calcul, les atomes peuvent interagir avec les électrons et subir des collisions ionisantes. Les collisions ionisations peuvent être prises en compte par notre modèle, de deux manières.

Technique 1

La première consiste à faire évoluer le poids statistique des macro-particules en fonction de l'ionisation, avec la relation

$$\omega^{k+1} = \omega^k \exp(-nk_i \Delta t) \quad (\text{II.8})$$

où ω^{k+1} représente le poids statistique de la macro-particule à un instant $t = (k+1)\Delta t$, ω^k représente le poids statistique de la macro-particule à un instant $t = k\Delta t$, n représente la densité plasma et k_i représente le taux d'ionisation dépendant de l'énergie cinétique moyenne des électrons.

Le taux d'ionisation k_i caractérise la réaction $e + Ar \rightarrow e + e + Ar^+$. Ce coefficient nous renseigne sur le nombre de réactions par unités de temps et de volume. Ses valeurs dépendent de la section efficace d'interaction entre les réactifs et l'énergie cinétique mise en jeu entre ces derniers. Ce coefficient est défini par la relation $k_i = \langle \sigma v \rangle = \int f(v) \sigma v dv$. Où σ est la section efficace d'ionisation, v est la vitesse des électrons vue par les atomes et $f(v)$ est la fonction de distribution électronique. Cette fonction de distribution est supposée Maxwellienne dans notre modèle.

Technique 2

L'ionisation peut être prise en considération, d'une seconde manière, en retirant des macro-particules du domaine de calcul en fonction de l'ionisation. Cette technique montre plus de robustesse que la technique 1. En effet dans la première technique, on rencontre des problèmes statistiques lorsque le poids des macro-particules devient petit par rapport au poids initial.

Précision : Notons que le taux de réaction ainsi que l'ionisation sont calculés dans une autre partie du modèle.

II. 4. a. Injection de neutres et pression résiduelle

Dans une source EHIS, les atomes proviennent essentiellement de l'injection du gaz au niveau de l'anode et secondairement de la pression résiduelle qui règne dans le caisson à vide dans lequel la source est placée. Afin de modéliser les atomes de manière réaliste, on considère deux flux d'atomes dans la source ; l'un correspond aux atomes injectés au niveau de l'anode, l'autre correspond aux atomes dus à la pression résiduelle. Les atomes de la première catégorie peuvent être injectés dans la direction radiale à partir d'une surface conique tangente à l'anode définie par un rayon interne $r_{i,i}$, un rayon externe $r_{e,i}$ et une hauteur x_0 . Les atomes de la seconde catégorie sont injectés à partir des frontières du domaine de calcul dans une direction normale à ces frontières. Les deux débits d'injection sont choisis en fonction des conditions expérimentales (débit d'injection à l'anode et pression résiduelle).

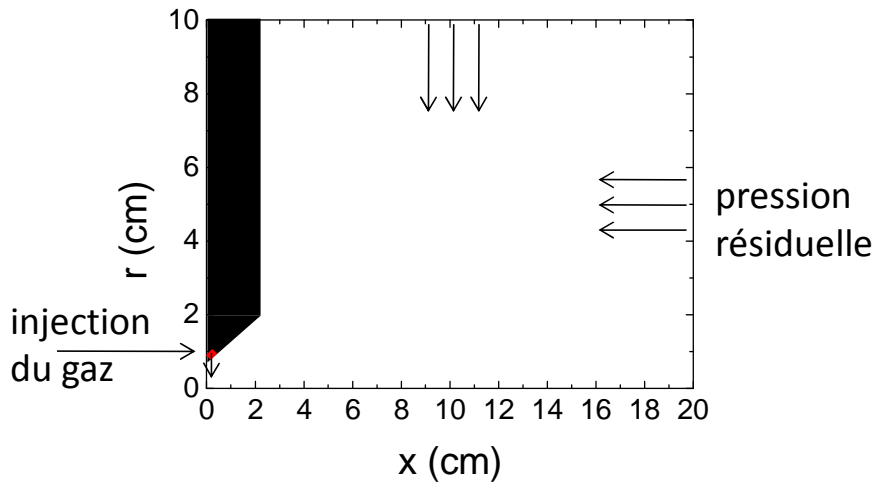


Fig. II. 3. représentation schématique de l'injection d'atomes

Le débit d'injection d'argon au niveau de l'anode et la pression résiduelle sont fixés comme données d'entrée. Le poids statistique des macro-particules est fixé en fonction du débit d'injection. Le nombre de macro-particules injectées au niveau de l'anode est calculé de manière à assurer le bon débit.

Les coordonnées x , y et z d'injection des atomes au niveau de l'anode sont tirés aléatoirement en accord avec les dimensions de l'injecteur de neutres

$$\begin{cases} x = R_1 x_0 \\ y = r \cos(\theta) \\ z = r \sin(\theta) \end{cases} \text{ avec } \begin{cases} r = r_{\text{anode1}} + (r_{\text{anode1}} - r_{\text{anode2}})x / x_{\text{anode}} \\ \theta = 2\pi R_2 \end{cases} \quad (\text{II.9})$$

où R_1 et R_2 représentent des nombres aléatoires compris entre 0 et 1, r et θ représentent la position radiale et azimutale. r_{anode1} et r_{anode2} représente le rayon interne et externe de l'anode. x_{anode} représente la profondeur de l'anode.

La vitesse initiale de ces atomes est tirée aléatoirement à partir d'une loi de probabilité Maxwellienne pour un flux dans la direction radiale (voir figure II. 3)

$$P_{\text{flux}}(v_{\perp}) = \frac{v_{\perp}}{\sqrt{\pi}v_T} \exp\left(-\frac{v_{\perp}^2}{v_T^2}\right) \quad \text{avec} \quad v_T = \sqrt{\frac{2k_B T}{M}} \quad (\text{II.10})$$

$$P_{\text{flux}}(v_{\parallel}) = \frac{1}{\sqrt{\pi}v_T} \exp\left(-\frac{v_{\parallel}^2}{v_T^2}\right)$$

où $P_{\text{flux}}(v_{\perp,\parallel})$ représente la probabilité de tirer une particule avec un module de vitesse $v_{\perp,\parallel}$.

M représente la masse atomique, k_B représente la constante de Boltzmann et T représente la température atomique (généralement fixée à 500 K pour les atomes injectés au niveau du diffuseur et 300 K pour les atomes résiduelle).

Les composantes de la vitesse initiale des atomes injectés sont tirées aléatoirement dans le système de coordonnées cylindriques $v_r = -v_{\perp}$, v_x et v_{θ} puis sont projetées sur le système de coordonnées cartésien [Hag08]

$$\begin{cases} v_{\perp} = v_T \sqrt{-\log(R)} \\ v_{\parallel 1} = v_T \sqrt{-\log(R_1)} \cos(2\pi R_2) \\ v_{\parallel 2} = v_T \sqrt{-\log(R_1)} \sin(2\pi R_2) \end{cases} \quad (\text{II.11})$$

La pression résiduelle est prise en compte par l'injection d'un flux atomique à partir des frontières du domaine de calcul (voir figure II. 3). Ces atomes sont supposés à la température ambiante 300K. Le débit d'injection d'atomes à partir des frontières est calculé en fonction de la pression résiduelle

$$\Gamma_{\text{res}} = \frac{P}{k_B T} v_{th} \quad \text{avec} \quad v_{th} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi M}} \quad (\text{II.12})$$

La position initiale ainsi que la vitesse d'injection des atomes sont tirées aléatoirement de manière à ce que les macro-particules soit tangentes aux frontières du domaine et que le flux soit dans la direction normale aux frontières (le tirage est analogue aux équations II.9 et II.11).

Connaissant la position de chaque macro-particule présente dans chaque cellule de la grille particulaire, il est facile de remonter à la distribution de densité atomique en faisant le rapport entre le poids des atomes sur chaque nœud et le volume de ce dernier.

II. 4. b. Réflexions des atomes par les parois

Les atomes peuvent entrer en collision avec les parois de la source (anode ou diffuseur). La réflexion des atomes par ces parois peut être spéculaire (l'angle de réflexion identique à l'angle d'incidence) ou isotrope (l'angle de réflexion est tiré aléatoirement et indépendamment de l'angle d'incidence) (voir figure II. 4). Ces deux types de réflexions sont dues à la rugosité des parois de la source. En effet la réflexion est spéculaire si les parois sont parfaitement lisses et est isotrope si les parois sont très rugueuses. On suppose que l'énergie

cinétique des atomes se conserve dans les deux types de réflexion, seule la direction de la vitesse change.

Les macro-particules qui atteignent les frontières du domaine de calcul sont retirées de la simulation.

Précision : Les effets de thermalisation des atomes au niveau des parois sont supposés négligeables.

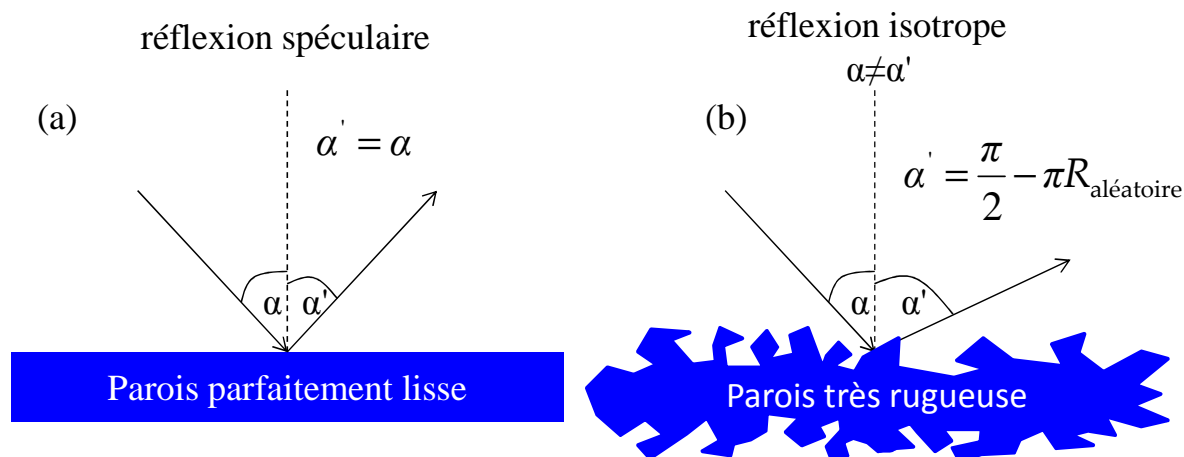


Fig II. 4. Représentation schématique des réflexions des atomes par les parois de la source. (a) réflexion spéculaire, (b) réflexion isotrope

II. 5. Ions

Lors des simulations, on considère que le plasma est constitué d'atomes, d'électrons et d'ions Ar^+ , les ions chargés 2, 3 ...etc. fois ne sont pas pris en compte. Ceci est justifié par le fait que les mesures expérimentales montrent que la densité du flux de Ar^{++} est 100 fois inférieur à l'intensité du flux de Ar^+ . Cependant le modèle est capable de prendre en considération les ions deux fois chargés Ar^{++} .

Les ions sont simulés par un modèle Monte Carlo analogue à celui des atomes, à l'exception que les ions subissent des forces électromagnétiques dues à la présence des champs électriques et magnétiques. La position d'introduction des ions dans le domaine de calcul est tirée aléatoirement, en accord avec le profil spatial du terme source (figure II. 7).

Le terme source mesure le nombre d'ions produits, via ionisation, par unité de temps et de volume. Il dépend de la densité des réactifs et du taux de réaction. Le terme source est donné par la relation $S = Nnk_i$, où N et n représentent respectivement la densité atomique et la densité plasma.

Précision le terme source est calculé pour chaque pas de temps dans une autre routine du modèle. En effet, une fois que l'énergie électronique est calculée (voir section II. 6), et que la densité atomiques ainsi que la densité plasma sont connues (section II. 4 et II. 5) et connaissant les valeurs de la section efficace d'ionisation, il est facile de remonter aux valeurs du terme source.

II. 5. a. Transport ionique

Les trajectoires ioniques ne sont affectées que par les forces électromagnétiques dues à la présence du champ magnétique et du champ électrique. Le rayon de Larmor ionique est plus grand que les dimensions de la source, néanmoins l'effet de cette force sur les trajectoires ioniques n'est pas négligeable. Les trajectoires ioniques sont calculées par le principe fondamental de la dynamique

$$m_i \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = q_i (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (\text{II.13})$$

où m_i représente la masse ionique, q_i représente la densité de charge électrique d' Ar^+ , \mathbf{E} et \mathbf{B} représentent, respectivement, le champ électrique et le champ magnétique. L'équation (II.13) est discrétisée par la méthode Leap Frog [Hag08]

Les composante de la vitesse sont calculées par

$$\begin{cases} v_x^{k+1/2} = \frac{2}{1+b^2} (v_{1x} + v_{1y}b_z - v_{1z}b_y + b_x(v_{1x}b_x + v_{1y}b_y + v_{1z}b_z)) - v_x^{k-1/2} \\ v_y^{k+1/2} = \frac{2}{1+b^2} (v_{1y} + v_{1z}b_x - v_{1x}b_z + b_y(v_{1x}b_x + v_{1y}b_y + v_{1z}b_z)) - v_y^{k-1/2} \\ v_z^{k+1/2} = \frac{2}{1+b^2} (v_{1z} + v_{1x}b_y - v_{1y}b_x + b_z(v_{1x}b_x + v_{1y}b_y + v_{1z}b_z)) - v_z^{k-1/2} \end{cases} \quad (\text{II.14})$$

$$\text{Sachant que } \begin{cases} \mathbf{v}_1 = \mathbf{v}^{k-1/2} + \frac{q_i \Delta t}{2m_i} \mathbf{E} \\ \mathbf{b} = \frac{q_i \Delta t}{2m_i} \mathbf{B} \end{cases} \quad (\text{II.15})$$

Une fois que les composantes de la vitesse sont calculées, il est facile d'obtenir la nouvelle position

$$\begin{cases} x^{k+1} = x^k + v_x^{k+1/2} \Delta t \\ y^{k+1} = y^k + v_y^{k+1/2} \Delta t \\ z^{k+1} = z^k + v_z^{k+1/2} \Delta t \end{cases} \quad (\text{II.16})$$

Où k représente l'instant $t = k\Delta t$

Notre modèle est prévu pour prendre en considération l'effet du champ magnétique lors du calcul des trajectoires ioniques ou bien de négliger cet effet afin de gagner en temps de calcul. Cependant, nos résultats montrent que la prise en considération de l'effet du champ magnétique sur les trajectoires ioniques est nécessaire pour la modélisation de l'espèce ionique. Nos calculs, la figure II. 5 montrent que le champ magnétique réduit la densité plasma dans la région axiale d'un facteur de deux. En effet, il suffit d'une petite valeur de la composante de vitesse azimutale (due à la dérive $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ et au mouvement cyclotron) pour permettre à une partie des ions de ne pas converger vers l'axe de symétrie. Les valeurs de la densité plasma en dehors de la zone axiale sont identiques.

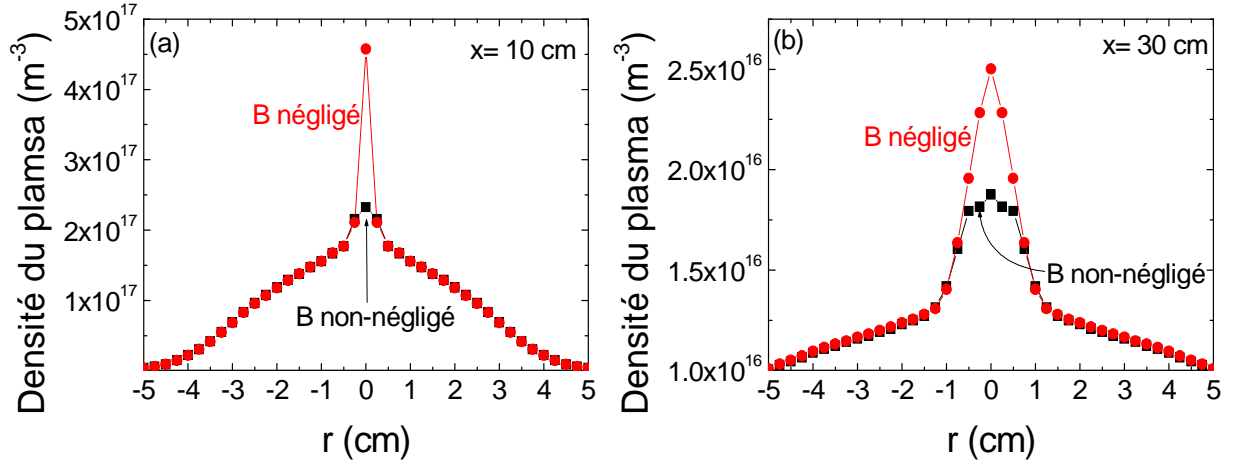


Fig II. 5. Distribution radiale de la densité plasma, pour la courbe en noir l'effet du champ magnétique sur les trajectoires ioniques est pris en compte, la courbe rouge l'effet du champ magnétique sur les trajectoires ioniques est négligée. (a) à une distance axiale de 10 cm. (b) à une distance axiale de 30 cm.

II. 5. b. Interpolation du potentiel électrique et du champ magnétique

Pour chaque instant k , les composantes du champ électrique et celles du champ magnétique sont interpolées pour les positions des macro-particules définies par les coordonnées cylindriques (x, r) .

Le champ électrique est obtenu à partir du gradient du potentiel électrique. Ce potentiel est calculé sur les nœuds de la grille particulaire. Ses valeurs pour des positions définies par les coordonnées (x, r) comprises dans une maille (i, j) sont interpolées de la manière suivante

$$V(x, r) = a(x - x_i) + b(r - r_j) + c(x - x_i)(r - r_j) + d \quad (\text{II.17})$$

où $V(x, r)$ est le potentiel électrique, a , b , c et d sont des coefficients d'interpolation et x_i et r_j sont les coordonnées axiales et radiales du nœud défini par les indices (i, j) .

$$\text{Avec } \begin{cases} a = \frac{V(i+1, j) - V(i, j)}{x_{i+1} - x_i} \\ b = \frac{V(i, j+1) - V(i, j)}{r_{j+1} - r_j} \\ c = \frac{(V(i+1, j+1) + V(i, j)) - (V(i+1, j) + V(i, j+1))}{(x_{i+1} - x_i)(r_{j+1} - r_j)} \\ d = V(i, j) \end{cases} \quad (\text{II.18})$$

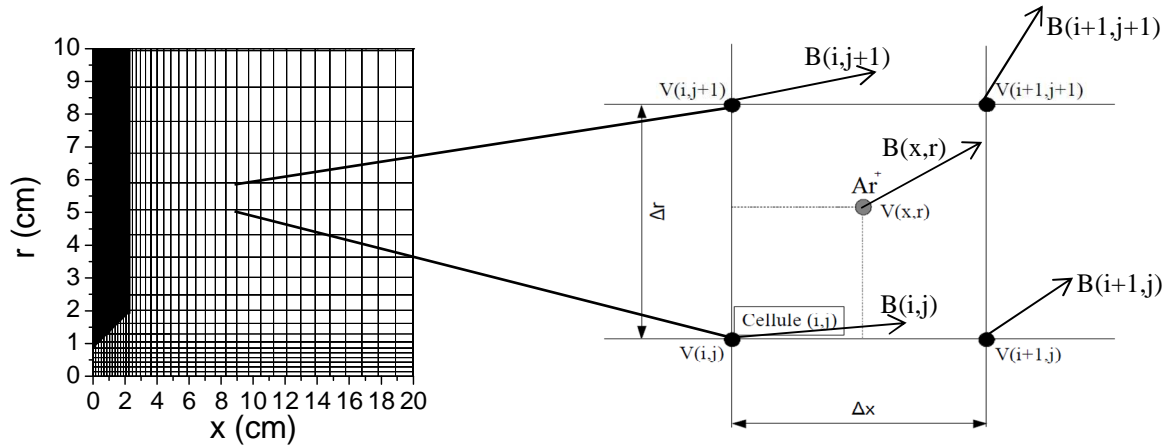


Fig. II. 6. interpolation du potentiel électrique et du champ magnétique pour une position (x,r) située dans une maille (i,j) .

Le champ électrique est calculé à partir du gradient du potentiel électrique

$$\begin{cases} E_x(x,r) = -\frac{\partial V}{\partial x} = -a - c(r - r_j) \\ E_r(x,r) = -\frac{\partial V}{\partial r} = -b - c(x - x_i) \end{cases} \quad (\text{II.19})$$

Les valeurs des composantes du champ magnétique sont connues sur les nœuds (i, j) . Pour une position (x, r) , on calcule le poids de chaque nœud (i, j) dans cette position

$$C_{i,j} = 1 - \frac{|x(i,j) - x| |r(i,j) - r|}{\Delta x \Delta r} \quad (\text{II.20})$$

Où $C_{i,j}$ représente le poids du nœud (i, j) en (x, r)

Les valeurs des composantes du champ magnétique $B(x, r)$ sont données par

$$\begin{cases} B_x(x,r) = \sum_{n=i}^{i+1} \sum_{m=j}^{j+1} C_{n,m} B_x(n,m) \\ B_r(x,r) = \sum_{n=i}^{i+1} \sum_{m=j}^{j+1} C_{n,m} B_r(n,m) \end{cases} \quad (\text{II.21})$$

Une fois que les composantes du champ électrique et du champ magnétique sont connues dans les coordonnées cylindriques, il est facile de les projeter sur le système de coordonnées cartésiennes.

II. 5. c. Collisions

Les ions peuvent interagir avec les atomes par le biais de collisions élastiques et par la réaction échange de charge. Les sections efficaces qui gouvernent ces réactions sont données dans [Phe94]. La section efficace de transfert du moment ($\text{Ar}^+ - \text{Ar}$) est donnée par

$$Q_m(\varepsilon_i) = 1.15 \times 10^{-18} \varepsilon_i^{-0.1} \left(1 + \frac{0.015}{\varepsilon_i} \right)^{0.6} \quad (\text{II.22})$$

où $Q_m(\varepsilon_i)$ représente la section efficace en m^2 de transfert de moment entre Ar^+ -Ar et ε_i représente l'énergie de la particule incidente (Ar^+) en eV dans le référentiel du laboratoire.

Ces collisions sont décomposées en deux types de collisions, les collisions isotropes dans lesquels les ions incidents sont diffusés dans une direction isotrope, dans le référentiel du CDM et la rétrodiffusion dans laquelle l'ion incident transfère toute son énergie à l'atome.

$$Q_i(\varepsilon_i) = \frac{2 \times 10^{-19}}{\varepsilon_i^{0.5} (1 + \varepsilon_i)} + \frac{3 \times 10^{-19} \varepsilon_i}{\left(1 + \frac{\varepsilon_i}{3}\right)^{2.3}} \quad (\text{II.23})$$

où $Q_i(\varepsilon_i)$ représente la section efficace en m^2 des collisions isotropes.

La section efficace de la rétrodiffusion des ions Ar^+ par les atomes Ar $Q_b(\varepsilon_i)$ est obtenue à partir de la relation (II.24)

$$Q_m(\varepsilon_i) = 2Q_b(\varepsilon_i) + Q_i(\varepsilon_i) \quad (\text{II.24})$$

La figure II. 7 montre la distribution des différentes sections efficaces discutées dans ce paragraphe.

Connaissant la section efficace de chaque type de collision et en utilisant les nombres aléatoires on peut calculer à chaque instant t la probabilité de collision pour chaque macro-particule. Étant donné que les collisions restent un phénomène qui est plus ou moins rare et afin de gagner en temps de calcul, on préfère tirer aléatoirement un échantillon de macro-particules qui sont susceptibles de rentrer en collision pour chaque pas de temps et calculer les probabilités de collision pour les macro-particules issues de cet échantillon au lieu de calculer les probabilités de collision pour toutes les macro-particules. La taille de cet échantillon est choisie comme

$$N_c = \text{int}(N_T \nu_{\max} \Delta t) + 1 \quad (\text{II.25})$$

Où N_c représente la taille de l'échantillon de macro-particules susceptibles d'effectuer une collision durant le pas de temps Δt , ν_{\max} représente la valeur maximale de la fréquence de collision à travers tous les paramètres qui contrôlent cette fréquence et N_T représente le nombre de macro-particules totales.

Une fois la taille de l'échantillon fixée, il faut corriger la valeur de ν_{\max} de manière à ce que la taille de l'échantillon (N_c) soit naturellement entière

$$\nu_{\max}^* = \frac{N_c}{N_T \Delta t} \quad (\text{II.26})$$

On tire Aléatoirement N_c macro-particules et on calcule la fréquence de collision, donnée par la relation (II.28), pour chaque macro-particule. Les macro-particules qui font une collision sont celles qui vérifient la condition (II.27).

$$\nu \geq R_c \nu_{\max}^* \quad (\text{II.27})$$

où R_c représente un nombre aléatoire compris entre 0 et 1. ν étant la fréquence de collision calculée pour chaque macro-particule et est définie par

$$\nu = NQ\nu \quad (\text{II.28})$$

II. 5. c. 1 Collisions isotropes

Les collisions isotropes sont traitées dans le référentiel du CM (centre de masse). Les particules qui rentrent en collision sont définies par leurs vitesses d'incidence, v_1 pour la particule projectile et v_2 pour la particule cible, ainsi que leurs masses, M_1 pour la particule projectile et M_2 pour la particule cible. La vitesse du CM est définie par

$$v_{CM} = \frac{M_1 v_1 + M_2 v_2}{M_1 + M_2} \quad (\text{II.29})$$

La vitesse de la particule cible est tirée aléatoirement à partir de la distribution Maxwellienne, (relation (II.11))

Une fois la vitesse du CM connue, on peut calculer la vitesse v_1' de la particule projectile après la collision par

$$\mathbf{v}_1' = |\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_{CM}| \mathbf{e}_r + \mathbf{v}_{CM} \quad (\text{II.30})$$

Où \mathbf{e}_r est un vecteur unitaire orienté dans une direction quelconque. Ce vecteur est tiré aléatoirement pour chaque collision comme suit

$$\mathbf{e}_r = \begin{pmatrix} \cos \theta_r \\ \cos \theta_r \sin \varphi_r \\ \cos \theta_r \cos \varphi_r \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - 2R_1 \\ 2\sqrt{R_1(1-R_1)} \sin(2\pi R_2) \\ 2\sqrt{R_1(1-R_1)} \cos(2\pi R_2) \end{pmatrix} \quad (\text{II.31})$$

II. 5. c. 2. Échange de charge (rétrodiffusion)

L'échange de charge $Ar + Ar^+ \rightarrow Ar^+ + Ar$ est pris en considération dans notre modèle. La vitesse des ions issus de cette réaction est tirée aléatoirement à partir d'une Maxwellienne à la température atomique. Les atomes issus de cette réaction prennent la vitesse et la direction des ions entrant dans cette réaction.

Précision les trajectoires des neutres rapides issus de la réaction échange de charge sont calculées à part et ne participent pas dans la densité atomique. Ils peuvent à leur tour subir des collisions élastiques avec d'autres atomes. Les sections efficaces qui gouvernent ces réactions sont données dans [Phe94] par la relation

$$Q_v(\varepsilon_i) = 1.22 \times 10^{-19} \varepsilon_i^{-0.5} (1 + \varepsilon_i) 0.24 \quad (\text{II.32})$$

Ces collisions atome-atome sont traitées de manière similaire aux collisions isotropes ion-atome.

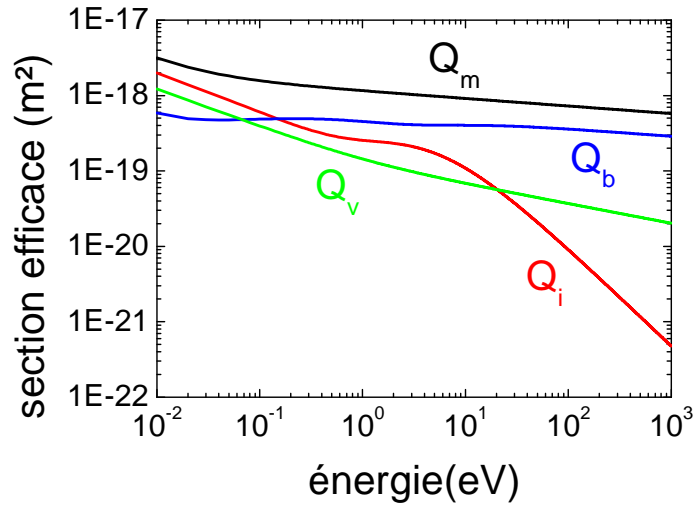


Fig. II. 7. Sections efficaces d'interaction entre $\text{Ar}^+\text{-Ar}$ et Ar-Ar . Q_m représente la section efficace totale de transfert de moment entre $\text{Ar}^+\text{-Ar}$, Q_i représente la section efficace des collisions isotropes entre $\text{Ar}^+\text{-Ar}$, Q_b représente la section efficace de la rétrodiffusion des Ar^+ par Ar (échange de charge) et Q_v représente la section efficace totale de transfert de moment Ar-Ar

II. 6. Électron et champ électrique

Dans une source EHIS, les électrons sont accélérés à des vitesses de l'ordre de $\sim 10^6$ m/s. Cet ordre de grandeur rend la modélisation particulière des électrons quasi-inefficace, ou du moins très coûteuse en temps de calcul. La modélisation particulière des électrons nous oblige à résoudre l'équation de Poisson (intervalles de temps très courts) pour obtenir le champ électrique ; alors que, la modélisation fluide des électrons offre un gain significatif en temps de calcul et nous donne l'opportunité d'obtenir le champ électrique en résolvant une équation de courant, c'est à dire se passer de la résolution de l'équation de Poisson.

II. 6. a. Description fluide

Le modèle fluide des électrons est piloté par les trois premières équations du moment de l'équation de Boltzmann [Che84]

Équation de continuité

$$\nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_e = Nnk_i - \frac{\partial n}{\partial t} = \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_i \quad (\text{II.33})$$

Équation de moment

$$\mathbf{\Gamma}_e = -\mu \mathbf{E} n - \frac{2}{3e} \mu \nabla (n\varepsilon) \quad (\text{II.34})$$

Équation d'énergie

$$\frac{\partial (n\varepsilon)}{\partial t} + \frac{5}{3} \nabla \cdot (\mathbf{\Gamma}_e \varepsilon) - \nabla \cdot \mathbf{Q}_e = -e \mathbf{E} \cdot \mathbf{\Gamma}_e - Nnk \quad (\text{II.35})$$

où $\mathbf{\Gamma}_e$ et $\mathbf{\Gamma}_i$ représentent respectivement le flux électronique et le flux ionique, μ représente la mobilité électronique, ε représente l'énergie cinétique moyenne des électrons, e représente

la charge électrique élémentaire, \mathbf{Q}_e représente le vecteur flux de chaleur et κ représente un coefficient de perte d'énergie dépendant de l'énergie des électrons.

Les électrons sont décrits par trois équations (équations II. 33, II. 34 et II. 35) et quatre inconnue (Γ_e , \mathbf{E} , ε et n « densité électronique »). Afin de pouvoir résoudre ce système d'équations on suppose que le plasma est quasi-neutre, cette hypothèse joue le rôle d'une relation de fermeture et on déduit le champ électrique à partir d'une équation de continuité de courant au lieu de l'équation de Poisson.

La mobilité électronique définit la dérive d'une particule chargée, accélérée par un champ électrique sous la contrainte d'un milieu qui exerce une friction sur cette particule [Bit04]. Ses valeurs permettent de prédire la vitesse moyenne qu'une particule chargée atteindra $\mathbf{v} = \mu\mathbf{E}$ dans un milieu donné. Lorsque cette espèce est magnétisée, sa dérive dans ce champ (électrique) devient anisotrope. Les valeurs de la mobilité électronique le long du champ magnétique sont plus importantes que celles de la mobilité électronique à travers ces lignes

$$\Gamma_{e,\parallel} = \mu_{\parallel} \left(nE_{\parallel} - \frac{2}{3e} \nabla_{\parallel} (n\varepsilon) \right) \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \mu_{\parallel} = \frac{e}{m_e \nu} \\ \mu_{\perp} = \frac{e}{m_e \nu (1 + \frac{\omega^2}{\nu^2})} \end{cases}$$

$$\Gamma_{e,\perp} = \mu_{\perp} \left(nE_{\perp} - \frac{2}{3e} \nabla_{\perp} (n\varepsilon) \right)$$

où ν et ω représentent respectivement la fréquence de collision et la pulsation cyclotron.

Le vecteur flux de chaleur définit le flux d'énergie thermique à travers une surface normale à ce vecteur. Ses valeurs sont données par $\mathbf{Q}_e = \frac{1}{2} m_e \int |\mathbf{v} - \mathbf{w}|^2 (\mathbf{v} - \mathbf{w}) f d\mathbf{v}$ où \mathbf{w} représente la vitesse moyenne des électrons. La composante perpendiculaire de ce vecteur peut être approximée à $Q_{e,\perp} = \kappa_{e,\perp} \nabla_{\perp} \varepsilon$ et que $\kappa_{e,\perp} = \frac{10}{9e} n \mu_{\perp} \varepsilon$ [Bit04]

Le coefficient de perte d'énergie mesure les pertes d'énergie, dues aux collisions, par unité de temps et unité de volume. Il dépend d'un ensemble de réactions qui causent des pertes d'énergie pour les électrons. Ses valeurs sont calculées à partir des densités de réactives N_j et de la densité électronique n , des taux de réaction k_j et de l'énergie perdue U_j dans ces réactions. Il est calculé par $\kappa = \sum_j N_j n k_j U_j$ où j est un indice de sommation sur les différentes réactions.

Le transport électronique à travers les lignes de champ magnétique est assuré par les collisions effectuées par les électrons. En effet, la mobilité des électrons à travers les lignes de champs magnétique est proportionnelle à la fréquence de collision. Dans notre modèle on prend en considération, lors du calcul de la mobilité électronique, les collisions électron-atome ainsi que les collisions Coulombienne électron-ion. Deux types de collisions électron-atome, collision ionisante et transfert de moment, sont pris en considération. La mobilité électronique est calculée en fonction d'une fréquence de collision totale qui est la somme des trois fréquences.

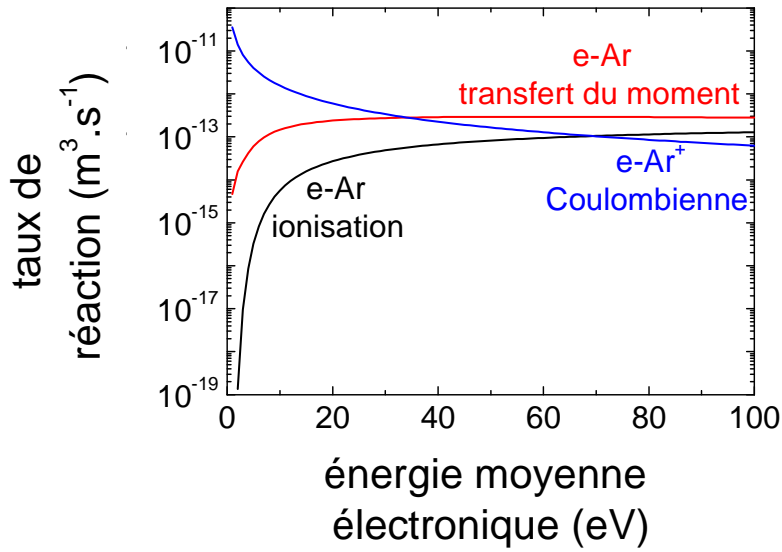


Fig II. 8 taux de réaction en fonction de l'énergie moyenne des électrons. (noir) taux d'ionisation électron-atome, (rouge) taux de transfert de moment électron-atome et (bleu) taux de diffusion Coulombienne électron-ion

II. 6. b. Transport électronique le long des lignes de champs magnétiques

La présence du champ magnétique introduit une anisotropie dans le transport des électrons. En effet la mobilité des électrons le long des lignes du champ magnétique est beaucoup plus grande que la mobilité des électrons à travers ces lignes. Les électrons ont donc le temps d'effectuer plusieurs allers-retours le long des lignes de champ magnétique avant d'atteindre l'anode. Ceci implique que le flux électronique est quasiment nul le long des lignes de champ magnétique. On suppose donc que le flux d'électrons le long de ces lignes ($\Gamma_{e,\parallel}$) est négligeable devant la composante parallèle du terme dérive ($\mu_{\parallel} E_{\parallel} n$) et du terme diffusion ($\frac{2}{3e} \mu_{\parallel} \nabla_{\parallel}(n\varepsilon)$) i.e.

$$\frac{2}{3e} \mu_{\parallel} \nabla_{\parallel}(n\varepsilon) \approx -\mu_{\parallel} E_{\parallel} n \quad (\text{II.36})$$

Notons qu'en faisant cette hypothèse, on perd la possibilité de quantifier le courant électronique le long des lignes de champ magnétique.

En intégrant l'équation (II.36) le long d'une ligne de champ magnétique on trouve

$$V - \frac{2}{3e} \varepsilon \ln \frac{n}{n_0} = cte \quad (\text{II.37})$$

La relation (II.37) montre que les électrons sont en équilibre de Boltzmann le long des lignes de champ magnétique. En effet, en considérant que le flux électronique le long des lignes de champ magnétique ($\Gamma_{e,\parallel}$) est quasiment nul est équivalent à supposé que les électrons sont en équilibre de Boltzmann le long des lignes de champ magnétique. L'équilibre de Boltzmann le long des lignes de champ magnétique implique que l'énergie cinétique moyenne des électrons ($\varepsilon = \frac{3}{2} k_B T_e$, où k_B et T_e représente respectivement la constante de Boltzmann et la température électronique) est constante le long de ces lignes.

Étant donné que λ est constante le long des lignes de champ magnétique par construction, on peut définir un potentiel $V^*(\lambda)$ constant le long des lignes de champ magnétique

$$V^*(\lambda) = V - \frac{2}{3e} \varepsilon \ln \frac{n}{n_0} = cte(\lambda) \quad (\text{II.38})$$

On déduit l'équation

$$V(x, r) = V^*(\lambda) + \frac{2}{3e} \varepsilon(\lambda) \ln \frac{n(x, r)}{n_0} \quad (\text{II.39})$$

Précision : notons que le potentiel électrique est fonction des coordonnées spatiales (x, r) et est calculé sur la grille particulière, alors que le l'énergie cinétique moyenne des électrons est fonction de λ et est calculée sur la grille fluide.

II. 6. c. Conservation du courant

Afin d'obtenir la distribution du potentiel plasma, on résout une relation de conservation du courant pour chaque cellule de la grille fluide (intervalle de λ). En effet, connaissant le courant ionique et le courant électronique qui rentrent et qui sortent dans chaque cellule de la grille fluide (calcul des trajectoires ioniques et équation du moment) et en faisant un bilan des différents courants (courant électronique, courant ionique et courant de décharge) on peut déduire la distribution du potentiel plasma de manière à ce que le transport électronique et ionique soit en accord avec le courant de décharge pour un état stationnaire donné. Pour chaque intervalle de λ on vérifie la relation

$$\nabla \cdot \Gamma_e = \nabla \cdot \Gamma_i \quad (\text{II.40})$$

A travers les lignes de champ magnétique, l'équation du moment s'écrit sous la forme

$$\Gamma_{e,\perp} = -\mu_{\perp} E_{\perp} n - \frac{2}{3e} \mu_{\perp} \nabla_{\perp} (n\varepsilon) \quad (\text{II.41})$$

En utilisant la relation (II.5) dans (II.41) on trouve

$$\Gamma_{e,\perp} = rB\mu_{\perp} n \frac{\partial V^*}{\partial \lambda} + \frac{2}{3e} rB\mu_{\perp} n \left(\ln \frac{n}{n_0} - 1 \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial \lambda} \quad (\text{II.42})$$

Afin de résoudre l'équation (II.34), on introduit les intégrales de surface

$$c_1 = \iint \Gamma_{i,\perp} ds \quad (\text{II.43})$$

$$c_2 = \iint rB\mu_{\perp} n ds \quad (\text{II.44})$$

$$c_3 = \iint rB\mu_{\perp} n \left(\ln \frac{n}{n_0} - 1 \right) ds \quad (\text{II.45})$$

où ds représente l'élément de surface tangent aux lignes de champ magnétique.

En injectant (II.42) dans (II.33) on obtient une équation (description unidimensionnelle) de conservation de courant

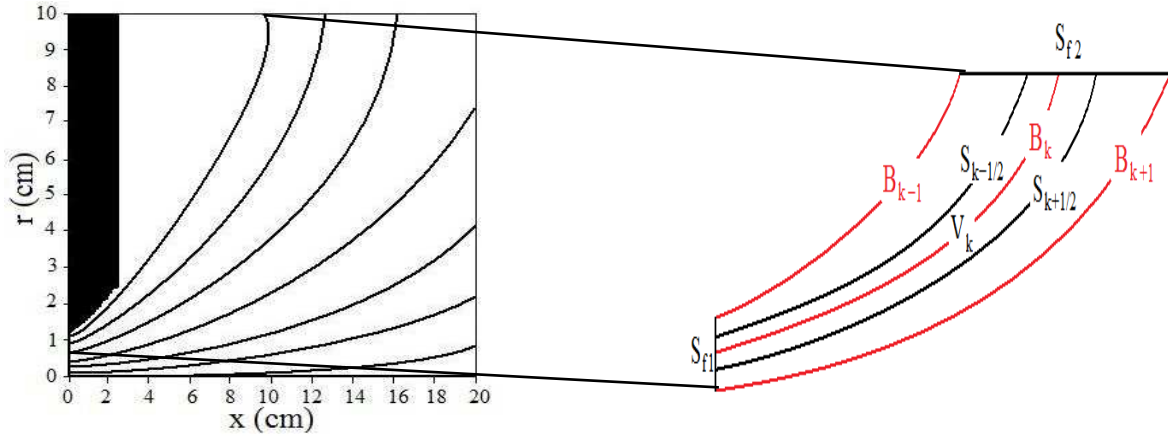


Fig. II. 9. Représentation schématique des éléments de surface et de volume. B_k représente la ligne magnétique d'indice k , V_k représente le volume de la cellule k , $S_{k+1/2}$ représente la surface séparant les cellules k , $k+1$, S_{f1} et S_{f2} représentent les frontières du domaine de calcul.

$$\iint \Gamma_{e,\perp} ds = c_2 \frac{\partial V^*}{\partial \lambda} + \frac{2}{3e} c_3 \frac{\partial \varepsilon}{\partial \lambda} = c_1 - \frac{\beta}{e} I \quad (\text{II.46})$$

où I représente le courant d'électrons total émis par la cathode, β représente un facteur multiplicatif dont les valeurs sont $\beta = \frac{I(k)}{I}$ où $I(k)$ représente la proportion du courant de décharge qui traverse la cellule d'indice k de la grille fluide.

Le courant d'électrons émis par la cathode est considéré comme paramètre d'entrée et est supposé constant dans le temps. Le courant collecté par l'anode est calculé en fonction du courant d'électrons émis par la cathode.

La figure II. 10 montre une description schématique des différents courants qui rentrent dans le bilan de conservation de courant. Le courant $I(k)$ est défini comme

$$I(k - \frac{1}{2}) = I_{\text{cat}}(k) + I_e(k + \frac{1}{2}) - I_i(k + \frac{1}{2}) - I_{e,w1}(k) + I_{i,w1}(k) - I_{e,w2}(k) + I_{i,w2}(k) \quad (\text{II.47})$$

où $I_e(k + \frac{1}{2})$ et $I_i(k + \frac{1}{2})$ représentent respectivement le courant d'électron et le courant d'ion qui provient de la cellule $k+1$ et entrent dans la cellule k de la grille fluide, $I_{e,w1}(k)$, $I_{e,w2}(k)$, $I_{i,w1}(k)$ et $I_{i,w2}(k)$ représentent respectivement les courants d'électrons et d'ions perdus au niveau des parois, les indices $w1$ et $w2$ représentent les frontières des cellules k et $I_{\text{cat}}(k)$ représente le courant d'électrons émis par la cathode dans la cellule k .

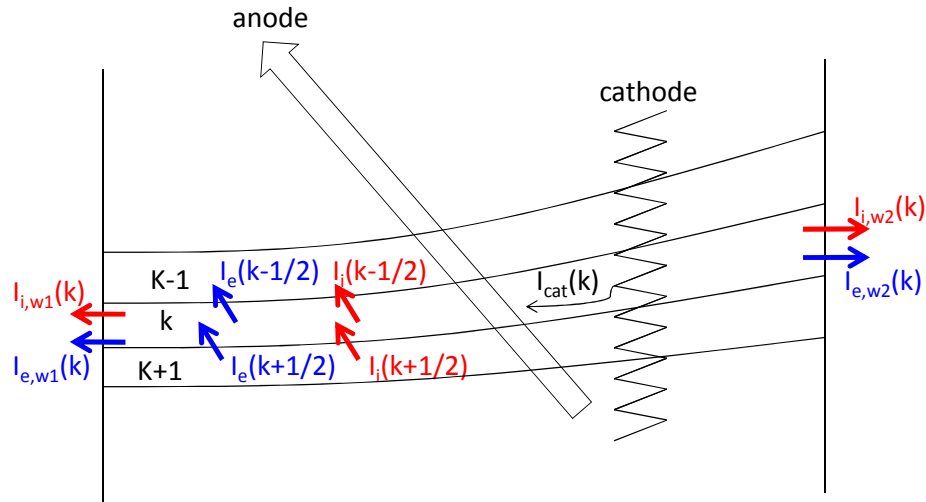


Fig. II. 10 . Description schématique des différents courants qui rentrent dans le bilan de conservation de courant.

Précision le courant d'électrons vers les parois peut être pris en considération pour chaque intervalle k et pour chaque paroi de deux manières

1. pour une paroi métallique, ce courant est estimé à travers un modèle de gaine classique (voir paragraphe II. 7).
2. pour une paroi diélectrique, on pose ce courant égal au courant d'ions pour chaque intervalle k et pour chaque paroi.

II. 6. d. Équation d'énergie

L'énergie électronique intervient à plusieurs niveaux dans notre modèle. En effet, elle détermine le taux d'ionisation, la mobilité électronique et la dérive des électrons dans le champ électrique présent dans le plasma ainsi que la diffusion des électrons due au gradient de l'énergie électronique (voir l'équation II.41) et enfin la distribution du potentiel électrique (voir l'équation II.39). Il est primordial, alors, de connaître l'énergie électronique, pour cela on procède à la résolution de l'équation d'énergie en l'intégrant sur le volume pour chaque cellule k de la grille fluide

$$\iiint_V \frac{\partial(n\varepsilon)}{\partial t} dV + \iiint_V \frac{5}{3} \nabla \cdot (\Gamma_e \varepsilon) dV - \iiint_V \nabla \cdot \mathbf{Q}_e dV = \iiint_V -e\mathbf{E} \cdot \Gamma_e dV - \iiint_V N n k dV \quad (\text{II.48})$$

Où dV représente l'élément de volume et l'intégrale V représente l'intégration sur le volume d'une cellule k de la grille fluide.

En définissant les intégrales de volume

$$c_4 = \iiint_V n dv \quad (\text{II.49})$$

$$c_5 = \iiint_V N n dv \quad (\text{II.50})$$

$$c_6 = \iiint_V -e\mathbf{E}_\perp \Gamma_{e,\perp} dv \quad (\text{II.51})$$

Afin de démontrer le rôle de chaque terme de l'équation (II.48). Il est préférable dans un premier temps de calculer, séparément, l'intégrale de chaque terme de cette équation, puis substituer les résultats dans l'équation en question

Terme temporel

$$\iiint_V \frac{\partial(n\varepsilon)}{\partial t} dv = \frac{\partial}{\partial t} \left(\varepsilon \iiint_V ndv \right) = \frac{\partial(\varepsilon_k c_{4,k})}{\partial t} \quad (\text{II.52})$$

Transport convectif

$$\iiint_V \frac{5}{3} \nabla \cdot (\Gamma_e \varepsilon) dv = \iint_{S_{k-1/2}} \frac{5}{3} \Gamma_{e,\perp} \varepsilon ds - \iint_{S_{k+1/2}} \frac{5}{3} \Gamma_{e,\perp} \varepsilon ds + \iint_{S_{f1}} \frac{5}{3} \Gamma_{e,S_{f1}} \varepsilon ds + \iint_{S_{f2}} \frac{5}{3} \Gamma_{e,S_{f2}} \varepsilon ds$$

$$\text{On pose } c_{7,k} = \iint_{S_{f1}} \frac{5}{3} \Gamma_{e,S_{f1}} ds + \iint_{S_{f2}} \frac{5}{3} \Gamma_{e,S_{f2}} ds$$

Afin de remonter au flux d'électrons vers les parois on doit introduire une condition aux limites. En effet, on peut considérer les parois comme isolantes ou métalliques. Dans le cas d'une paroi isolante ; on pose $\Gamma_{e,S_{f1,2}} = \Gamma_{i,S_{f1,2}}$, ceci revient à dire qu'il n'y a pas de courant net vers les parois. Dans le cas d'une paroi métallique on calcule la tension de cette dernière par un modèle de gaine analytique (voir paragraphe II. 7), puis on calcule, localement, le flux d'électrons vers ces parois pour chaque cellules k de la grille fluide.

Précision l'apport d'énergie dû au flux d'électrons émis par la cathode est pris en compte dans le coefficient $c_{7,k}$ pour chaque intervalle k de la grille fluide contenant un élément de la cathode. Ceci se fait par l'addition du terme $-\frac{I_{cat}(k)}{e} \varepsilon_{e-cat}$ dans le coefficient $c_{7,k}$. L'énergie des électrons émis par la cathode ε_{e-cat} est fixée comme donnée d'entrée. De même pour les pertes d'énergie dues au flux d'électrons vers l'anode, elles sont prises en compte dans le coefficient $c_{7,k}$ pour la cellule k de la grille fluide qui est en contact avec l'anode.

En utilisant la relation (II.46) on trouve

$$\iiint_V \frac{5}{3} \nabla \cdot (\Gamma_e \varepsilon) dv = \frac{5}{3} (c_{1,k+1/2} - \frac{1}{e} \beta_{k+1/2}) \varepsilon_{k+1/2} - \frac{5}{3} (c_{1,k-1/2} - \frac{1}{e} \beta_{k-1/2}) \varepsilon_{k-1/2} + \frac{5}{3} c_{7,k} \varepsilon_k \quad (\text{II.53})$$

Gradient du flux de chaleur

Le flux de chaleur vers les parois n'est pas pris en considération dans notre modèle

$$\iiint_V \nabla \cdot \mathbf{Q}_e dv = \iint_{S_{k-1/2}} Q_{e,\perp} ds - \iint_{S_{k+1/2}} Q_{e,\perp} ds$$

Rappelons que $Q_{e,\perp} = \kappa_{e,\perp} \nabla_{\perp} \varepsilon$ et que $\kappa_{e,\perp} = \frac{10}{9e} n \mu_{\perp} \varepsilon$ [Bit04]

$$\begin{aligned} \iiint_V \nabla \cdot \mathbf{Q}_e dv &= \iint_{S_{k-1/2}} -\frac{9}{10e} n \mu_{\perp} \varepsilon \nabla_{\perp} \varepsilon ds - \iint_{S_{k+1/2}} -\frac{9}{10e} n \mu_{\perp} \varepsilon \nabla_{\perp} \varepsilon ds \\ &= -\iint_{S_{k-1/2}} \frac{9}{10e} n \mu_{\perp} \varepsilon r B \frac{\partial}{\partial \lambda} \varepsilon ds + \iint_{S_{k+1/2}} \frac{9}{10e} n \mu_{\perp} \varepsilon r B \frac{\partial}{\partial \lambda} \varepsilon ds \end{aligned}$$

On trouve

$$\iiint_V \nabla \cdot \mathbf{Q}_e dv = -\frac{10}{9e} c_{2,k+1/2} \varepsilon_{k+1/2} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \lambda} \Big|_{k+1/2} + \frac{10}{9e} c_{2,k-1/2} \varepsilon_{k-1/2} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \lambda} \Big|_{k-1/2} \quad (\text{II.54})$$

Chauffage par le champ électrique

On néglige $\Gamma_{e,\parallel}$ devant $\Gamma_{e,\perp}$

$$\iiint_V -e \mathbf{E} \cdot \mathbf{\Gamma}_e dv = \iiint_V -e E_{\perp} \cdot \mathbf{\Gamma}_{e,\perp} dv = c_{6,k} \quad (\text{II.55})$$

Perte d'énergie due aux collisions électron-atome, et électron-ion

$$\iiint_V N n \kappa dv = -c_{5,k} \mathbf{\kappa}_k \quad (\text{II.56})$$

En substituant les équations (II.52-56) dans (II.48) on trouve

$$\begin{aligned} \frac{\partial (c_{4,k} \varepsilon_k)}{\partial t} + \frac{5}{3} (c_{1,k+1/2} - \frac{1}{e} \beta_{k+1/2} I) \varepsilon_{k+1/2} - \frac{5}{3} (c_{1,k-1/2} - \frac{1}{e} \beta_{k-1/2} I) \varepsilon_{k-1/2} + \frac{5}{3} c_{7,k} \varepsilon_k \\ - \frac{10}{9e} c_{2,k+1/2} \varepsilon_{k+1/2} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \lambda} \Big|_{k+1/2} + \frac{10}{9e} c_{2,k-1/2} \varepsilon_{k-1/2} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \lambda} \Big|_{k-1/2} = c_{6,k} - c_{5,k} \mathbf{\kappa}_k \end{aligned} \quad (\text{II.57})$$

Où k est un indice sur les cellules de la grille fluide. L'énergie cinétique des électrons $\varepsilon(\lambda)$ et le potentiel $V^*(\lambda)$ sont obtenus en résolvant le système d'équations (II.46) et (II.57).

II. 7. Modèle de gaine analytique

Lorsqu'un corps est en contact avec un plasma, il échange des charges électriques avec ce dernier. Suite à cet échange de charges le corps en question acquiert un potentiel, généralement, négatif par rapport à celui du plasma. Le potentiel varie rapidement dans une région mince proche des frontières de ce corps, cette région est communément appelée « gaine ». Dans cette gaine, la densité électronique est différente de la densité ionique [Che84], par conséquent notre modèle ne peut pas prendre en compte le phénomène de gaine du moment qu'on suppose que le plasma est quasi-neutre.

La connaissance de la tension des parois est nécessaire afin de modéliser correctement l'érosion du diffuseur du gaz, le flux d'électrons vers les parois (dans le cas de parois métalliques) ainsi que la perte d'énergie due au flux d'électrons. Un modèle de gaine analytique est utilisé pour remonter à la tension des parois. Le modèle de gaine est couplé à notre modèle hybride 2D. En effet, on suppose que les électrons sont en équilibre de Boltzmann dans la gaine. Cette hypothèse est en accord avec notre modèle du moment qu'on suppose les électrons en équilibre de Boltzmann le long des lignes de champ magnétique et

que ces lignes sont dans la même direction que le gradient de potentiel dans la gaine. Par conséquent, la densité électronique dans la gaine est décrite par

$$n_e = n_0 \exp\left(e \frac{V_G - V_p}{k_B T_e}\right) \quad (\text{II.58})$$

Où n_e représente la densité électronique dans la gaine, n_0 représente la densité électronique plasma à l'entrée de la gaine, V_G représente le potentiel plasma dans la gaine et V_p , le potentiel plasma à l'entré de la gaine.

Le potentiel des parois est choisi de manière à satisfaire un bilan des courants (voir figure II. 11) $I_e - I_i = I_w$ [Che84] . Le courant ionique collecté par une paroi I_i est donné par le modèle particulière des ions et le courant net vers la paroi I_w est fixé comme donnée d'entrée ; il est nul pour une paroi flottante. Le courant d'électrons est donné par la relation

$$I_e = \frac{1}{4} \int_S n_e v_{th} ds \quad (\text{II.59})$$

Où v_{th} représente la vitesse moyenne des électrons et ds représente un élément de surface de la paroi qui est en contact avec le plasma.

Étant donné que le courant d'ions vers la paroi est connu en tout point de cette dernière et que la densité et la température des électrons sont connus sur tous les points de cette paroi (données du modèle quasi-neutre). Il suffit de trouver une tension qui satisfait la relation

$$\sum_S A n_e \sqrt{\frac{k_B T_e}{2\pi m_e}} \exp\left(e \frac{V_w - V_p}{k_B T_e}\right) = I_w + I_i \quad (\text{II.60})$$

où V_w représente la tension de la paroi et A représente l'élément de surface. Cette relation (II.60) n'a pas de solution analytique. Néanmoins, une simple dichotomie permet de trouver la tension de la paroi.

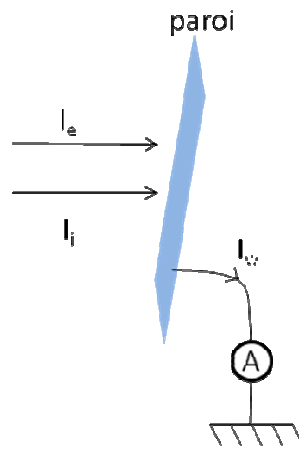


Fig II. 11. Bilan des courants pour une paroi en contact avec le plasma. I_e courant d'électrons vers la paroi, I_i courant d'ions vers la paroi et $I_w = I_e - I_i$

II. 8. Différents courants dans la source EHIS.

Afin de bien comprendre le mécanisme de fonctionnement des sources EHIS, il est judicieux d'identifier les différents courants qui contrôlent le fonctionnement de cette source ainsi que son rendement. La figure II. 12 montre une représentation schématique de ces courants. En effet, afin de connaître le courant de décharge qui traverse chaque ligne du champ magnétique ainsi que la valeur du courant électronique collecté par l'anode, il est nécessaire de connaître les différents courants qui existent dans cette source. Le courant de décharge I_d , dans ce cas (parois isolantes), est constant à travers les différentes lignes de champ magnétique situées dans l'espace inter-électrodes et est égal au courant d'électrons émis par la cathode. Le courant émis par la cathode se scinde en deux composantes ; une première composante I_{ec} qui sert à entretenir la décharge plasma, une seconde composante I_{en} qui sert à neutraliser la charge d'espace et le courant dû au faisceau ionique. Ce courant (I_{en}) est égal au courant du faisceau ionique I_{ib} . Le courant de décharge, dans les conditions de ce chapitre (parois isolantes), est défini comme le courant net collecté par l'anode $-I_d = I_{ea} + I_{ia}$ (I_{ia} représente le courant d'ions qui atteignent l'anode. Ce courant est très petit devant le courant d'électrons qui atteignent l'anode I_{ea}). Ce courant est aussi égal au courant d'électrons émis par la cathode $-I_d = I_{ea} + I_{ia} = I_{ec} + I_{en}$ du moment que, dans notre cas, il n'y a pas de courant net vers les différentes parois. Dans certaines situations où le courant net vers ces parois n'est pas nul, le courant collecté par l'anode est inférieur à celui émis par la cathode.

Une partie des ions créés par ionisation est perdue dans les différentes parois composant la source. Comme on suppose que ces parois sont isolantes, le courant d'électrons vers ces parois est identique au courant d'ions sur ces dernières. On peut donc dire que le courant d'électrons sur le diffuseur de gaz I_{ebp} est identique au courant d'ions sur ce diffuseur I_{ibp} , $I_{ebp} = -I_{ibp}$. Idem pour la paroi située au niveau du plan de sortie $I_{el} = -I_{il}$

On peut donc définir le taux de multiplication M définissant la multiplication des électrons entre la cathode et l'anode

$$I_{ea} + I_{ebp} + I_{el} = M(I_d - I_{in})$$

Sachant que $I_{ea} = I_d - I_{ia}$, $I_{ebp} = -I_{ibp}$, $I_{el} = -I_{il}$ et que $I_{en} = -I_{ib}$ on peut écrire le courant du faisceau ionique sous la forme

$$I_{ib} = I_d \left(1 - \frac{1}{M}\right) - \frac{I_{ibp} + I_{il} + I_{ia}}{M} \quad (\text{II.61})$$

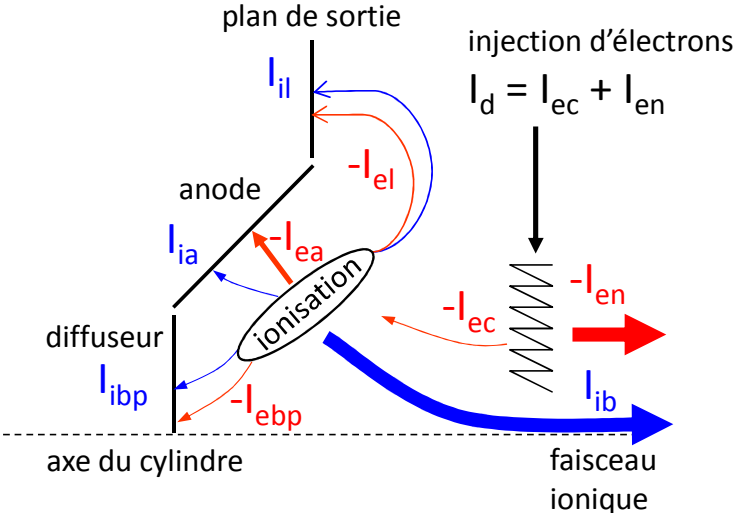


Fig. II. 12. Description schématique des différents courants dans une source EHIS.

II. 9. Résumé du chapitre

Dans ce chapitre nous avons décrit en détail le modèle auto-cohérent 2D axisymétrique utilisé lors de l'étude du comportement de la source EHIS. Nous avons vu que :

1. Les atomes sont décrits de manière particulière, ils sont injectés à partir d'un cône tronqué tangent à l'anode d'une hauteur de 0.3 cm. Les composantes de vitesse de ce flux sont tirées de manière aléatoire à partir d'un flux Maxwellien à une température de ~500 K orienté dans la direction radiale.
2. La pression résiduelle présente dans le caisson à vide est prise en compte par l'injection d'un flux atomique à partir des frontières du domaine de calcul. Ce flux est supposé semi Maxwellien à une température de 300 K et est injecté dans une direction normale aux frontières du domaine de calcul.
3. Le champ magnétique généré par l'aimant est calculé par FEMM.
4. Les ions sont traités de manière particulière. leurs trajectoires sont discrétisées par la méthode Leap Frog. Les effets du champ magnétique sur les trajectoires ioniques sont pris en considération malgré leur rayon de Larmor qui est plus grand que les dimensions de la source EHIS. Les ions (Ar^+) sont supposés neutralisés par les parois de la source. Ces ions, qui atteignent les parois recombinent et forment de nouveaux atomes qui sont réinjectés à la température de la source ou à la température de l'ion heurtant la paroi.
5. Les électrons sont traités de manière fluide. Ce modèle se résume aux trois premières équations du moment de l'équation de Boltzmann. Dans ce modèle le plasma est supposé quasi neutre, la densité électronique est considérée égale à la densité et est calculée dans le Monte Carlo des ions.
6. Le long des lignes du champ magnétique, les électrons sont supposés en équilibre de Boltzmann. La distribution du potentiel plasma le long d'une ligne du champ magnétique est donné par

$$V - \frac{2}{3e} \epsilon \ln \frac{n}{n_0} = cte$$

7. Le flux électronique à travers les lignes du champ magnétique est donné par l'équation dérive-diffusion

$$\Gamma_{e,\perp} = -\mu_{\perp} E_{\perp} n - \frac{2}{3e} \mu_{\perp} \nabla_{\perp} (n\epsilon)$$

8. Le champ électrique perpendiculaire aux lignes du champ magnétique est obtenu en résolvant une équation de continuité du courant

$$\nabla \cdot \Gamma_{e,\perp} = \nabla \cdot \left(-\mu_{\perp} E_{\perp} n - \frac{2}{3e} \mu_{\perp} \nabla_{\perp} (n\epsilon) \right) = \nabla \cdot \Gamma_{i,\perp}$$

9. L'énergie électronique est supposée constante le long des lignes du champ magnétique, ceci est induit par l'équilibre de Boltzmann le long des lignes du champ magnétique. Cette énergie, intervient dans la diffusion des électrons et dans le taux d'ionisation, elle est calculée en résolvant l'équation d'énergie

$$\frac{\partial(n\varepsilon)}{\partial t} + \frac{5}{3} \nabla \cdot (\mathbf{\Gamma}_e \varepsilon) - \nabla \cdot \mathbf{Q}_e = -e\mathbf{E} \cdot \mathbf{\Gamma}_e - N\eta\kappa$$

Nous avons aussi illustré le modèle de gaine classique utilisé ainsi que l'érosion du diffuseur.

Références du chapitre

- [Bar02] : J. Bareilles, “*Modélisation 2D hybride d’un propulseur à effet Hall pour satellites*”, Thèse de l’Université de Toulouse (2002)
- [Bit04] : J. A. Bittencourt, “*Fundamentals of plasma physics*”, Third edition, Springer, ISBN 0-387-20975-1 (2004)
- [Bou08] : A. Bouchoule, “*Etude d’une source d’ions type end-Hall*”, communication privée.
- [Che84] : F. F. Chen, “*Introduction to plasma physics and controlled plasma fusion*”, Plenum Press, New York, ISBN 0-306-41332-9 (1984)
- [Fif95] : J. M. Fife, “*Two-dimensional hybrid particle-in-cell modelling of Hall thrusters*”, Ph.D. thesis of the Massachusetts Institute of Technology (1995)
- [Gar05] : D Gardner, W. Sainty, “*Characterization of a high output gridless ion source*”, 48th Annual Technical Conference Proceedings (2005) ISSN 0737-5921
- [Hag02] : G. J. M. Hagelaar, J. Bareilles, L. Garrigues, and J. -P. Boeuf, “*Two-dimensional model of a stationary plasma thruster*”, Journal of Applied Physics, Vol, 91 p 5592 (2002)
- [Hag08] G. J. M. Hagelaar, HDR “*Modelling methods for low-temperature plasmas*”, Université Paul Sabatier (2008)
- [Lun02] : J. P. Luna “*Modélisation et Diagnostics d’un Propulseur à effet Hall*”, Thèse de l’Université Paul Sabatier, (2008)
- [Meeker] : Finite Elements Method Magnetic développé par D. Meeker ; <http://femm.berlios.de>
- [Phe94] : A. V. Phelps, “*The application of scattering cross section to ion flux modèles in discharge sheaths*”, Journal of Applied Physics Vol. 76 p 747 (1994)
- [Ver05] : J. P. Verboncoeur, “*Particle simulation of plasmas : review and advances*”, Plasma Physics Controlled Fusion, Vol. 47, A231 (2005)

Chapitre III : Fonctionnement d'une source EHIS

Introduction au chapitre

Depuis l'introduction des sources EHIS, en 1987 par H. R. Kaufman *et al* [Kau87], leur utilisation dans différents procédés de traitement de surface s'est vulgarisée. Par contre, l'évolution de la compréhension du mécanisme de fonctionnement de ce type de sources n'a pas eu le même essor. D'autant plus que la littérature scientifique n'a pas accordé le même intérêt pour ces sources que celui accordé par l'industrie pour celles-ci. Notre approche a pour but d'apporter une meilleure compréhension au sujet du fonctionnement de ce type de source. Ce chapitre est dédié à la compréhension du mécanisme de fonctionnement des sources EHIS. Nous illustrerons les principaux paramètres plasma et discuterons, dans le détail, le mécanisme de fonctionnement de ces sources.

Les mécanismes qui assurent le transport électronique dans les plasmas magnétisés sont multiples. La compréhension et la considération de ce transport est délicate, en général, dans ce genre de plasma. Souvent, dans ces plasmas, la pression du gaz est très faible et les collisions électron-atome ou électron-ion sont insuffisants pour assurer le transport électronique à travers le champ magnétique. Des coefficients de diffusion anormale sont alors définis et introduits dans le calcul de la mobilité électronique afin de gérer, de manière réaliste, le transport électronique [Hag03]. Ce type de coefficient est utilisé dans la modélisation des propulseurs à effet Hall par exemple [Hag02]. Nous verrons, dans ce chapitre que dans le cas des sources EHIS, il n'est pas besoin d'introduire des coefficients de diffusion anormale et que le transport électronique est assuré uniquement par des collisions électron-atome et électron-ion. Une partie de ce chapitre est dédiée à l'étude du transport électronique dans les sources EHIS.

Les sources EHIS sont utilisées essentiellement dans des procédés de traitement de surface. La qualité de ce traitement est contrôlée par l'interaction entre le faisceau ionique et cette surface est contrôlée, essentiellement, par les caractéristiques du faisceau ionique (Ar^+) ainsi que par celles du flux de neutres non-thermiques (Ar issus de l'échange de charge) générés par la source MARK II. Nous discuterons dans ce chapitre les caractéristiques de ces flux générés par une source MARK II. Ceci permettra au lecteur d'avoir une idée sur les distributions en énergie des flux mis en jeu lors de l'application IAD (Ion Assisted Deposition).

III. 1. Conditions de simulation et conditions aux limites

Afin de simplifier au lecteur la compréhension du fonctionnement des sources EHIS, nous discuterons, dans ce chapitre, des différents paramètres plasma obtenus pour les mêmes conditions expérimentales. Ces paramètres sont :

1. géométrie de la source MARK II (voir figure I. 5)
2. courant d'émission cathodique : 1A.
3. cathode : filament de 5 cm de long situé à 4 cm du plan de sortie.
4. débit d'injection de neutre de 0.50 mg/s.
5. pression résiduelle : 8.4 mPa.

Tous les résultats illustrés dans ce chapitre ont été obtenus pour ces conditions qui seront appelées « conditions standard » dans celui-ci.

III. 1. a. Domaine de calcul et conditions aux limites

La figure III. 1 montre les dimensions du domaine de calcul ainsi que les conditions aux limites utilisées dans ce chapitre. Dans la configuration de la source MARK II, l'anode est constituée de deux parties, une première partie cylindrique et une seconde conique qui se superpose à la partie cylindrique (voir figure I. 4). Dans notre modèle nous avons considéré une anode purement conique.

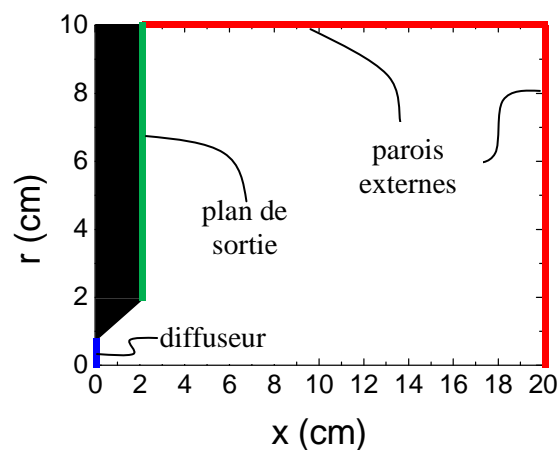


Fig. III. 1. Dimensions du domaine de calcul. Les parois en traits gras sont supposés isolantes.

Les conditions aux limites sont simplifiées dans ce chapitre. En effet, toutes les parois, mis à part l'anode, sont considérées comme diélectriques. Ceci est équivalent à dire qu'il n'y a pas de courant net vers ces parois, en tout point de ces dernières.

III. 1. b. Distribution du champ magnétique

Le champ magnétique généré par l'aimant de la source MARK II (voir figure I. 4), est calculé par le logiciel FEMM (voir paragraphe II. 3. a) puis interpolé sur la grille particulière. Dans le cas d'une source MARK II il s'agit d'un aimant AlNiCo5. Cet aimant est taillé dans une forme cylindrique caractérisée par un diamètre de 2 cm et une hauteur de 8.1 cm. L'aimant est placé derrière le diffuseur à 0.94 cm. La direction du moment magnétique est parallèle à l'axe de symétrie de cet aimant.

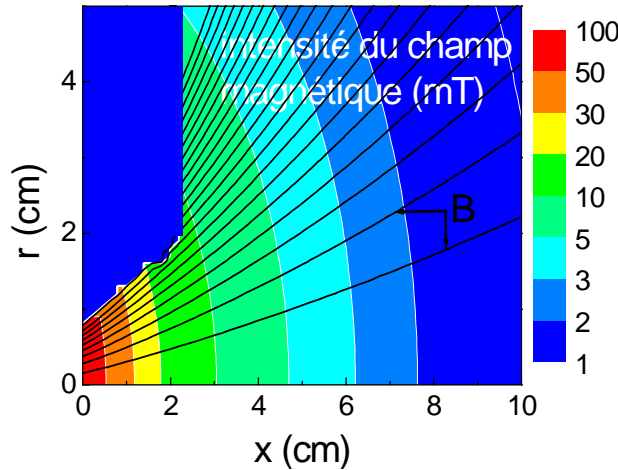


Fig. III. 2. Distribution, en échelle logarithmique, de l'intensité (en mTesla) et lignes de champ magnétique dans une source MARK II.

La figure III. 2 montre la distribution spatiale de l'intensité du champ magnétique ainsi que la forme des lignes de ce champ pour une source MARK II. La valeur maximale de l'intensité de ce champ est de l'ordre de 80 mT (au niveau du diffuseur de gaz). L'intensité du champ magnétique décroît rapidement lorsqu'on s'éloigne de la source. La figure III. 3. a. montre la décroissance de l'intensité du champ magnétique généré par l'aimant d'une source MARK II, calculé sur l'axe de symétrie de cette source. En effet, aux alentours de 30 cm cette intensité devient comparable à l'intensité du champ magnétique terrestre. Ceci représente une limite sur les dimensions du domaine de calcul pour cette source ; en effet, au-delà d'une certaine distance, l'intensité du champ magnétique devient très faible et on ne peut plus considérer que les électrons sont magnétisés. Dans ce chapitre les dimensions du domaine de calcul ont été choisies de manière à ce que les électrons soient magnétisés dans tout le domaine de simulation. Les dimensions du domaine de calcul dans ce chapitre sont de 20 cm pour la distance axiale du domaine de calcul et de 10 cm pour la distance radiale.

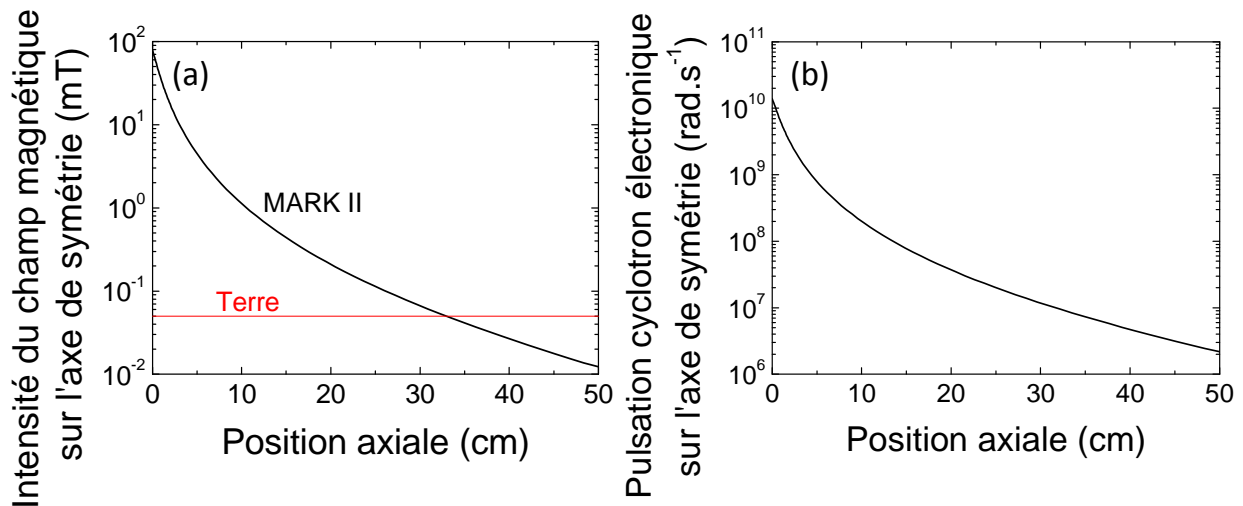


Fig III. 3. (a) Distribution axiale de l'intensité du champ magnétique calculé sur l'axe de symétrie de la source MARK II (noir), intensité du champ magnétique terrestre (rouge). (b) distribution de la pulsation cyclotron électronique le long de l'axe de symétrie.

Dans la région à fort champ magnétique (devant le diffuseur) la pulsation cyclotron électronique, définie par $\omega = \frac{eB}{m_e}$, est de l'ordre de 10^{10} rad/s alors que la fréquence de collision, dans cette région, est de l'ordre de 10^7 s⁻¹ dans la région anodique et de l'ordre de 10^8 s⁻¹ dans la zone axiale. Dans cette région, les électrons sont fortement magnétisés et les valeurs de la mobilité électronique dans cette région sont très faibles, de l'ordre 10^{-2} A.V⁻¹.m². D'autre part, comme l'intensité du champ magnétique décroît lorsqu'on s'éloigne de la source, la pulsation cyclotron décroît de la même manière (voir figure III. 3. b). Il est intéressant de signaler le fait que, comme la mobilité électronique à travers les lignes de champ magnétique dépend de la pulsation cyclotron sachant que $\mu_{\perp} = \frac{e}{m_e v(1 + \frac{\omega^2}{v^2})}$, le

transport électronique devient plus facile dans la région à faible intensité de champ magnétique. Ceci influence la forme de la distribution du potentiel plasma. Nous reviendrons sur ce point dans la section III. 2. b.

III. 2. Étude des principaux paramètres plasmas

Pour caractériser le plasma généré par la source MARK II, il faut être capable de quantifier la densité, la température et éventuellement les fonctions distributions caractérisant les différentes espèces (atomes, électrons et ions) qui constituent ce plasma. Dans cette optique, nous proposons d'illustrer les principaux paramètres plasma dans cette section. La connaissance des caractéristiques du plasma n'est pas suffisante pour cerner le fonctionnement de la source. Il faut aussi pouvoir décrire les différents processus (ionisation, accélération des ions ...) qui prennent lieu au sein de la source. Nous discuterons dans cette section les différents processus qui caractérisent le fonctionnement de cette source et insisterons sur le lien, auto-cohérent, qui existe entre les caractéristiques du plasma et ces différents processus.

III. 2. a. Distribution spatiale de la densité atomique

La figure III. 4 montre la distribution de la densité atomique pour deux débits d'injection 0.5 mg/s et 1 mg/s et pour deux pressions résiduelles 8.5 mPa et 25 mPa. Le profil de densité atomique est caractérisé par deux régions. Une première zone, localisée dans la région anodique près de l'injecteur de neutres. Dans cette région la densité est caractérisée par un fort gradient. En effet, la densité atomique est maximale devant l'injecteur de neutres et est de l'ordre de 10^{20} m⁻³. Les valeurs de la densité atomique chutent dès que l'on s'éloigne de l'injecteur de neutres. Les valeurs de la densité atomique dans cette zone sont proportionnelles aux valeurs du débit d'injection du gaz. La seconde, située dans une région plus ou moins loin de l'injecteur de neutres (environ 10 cm). Dans cette région la densité atomique est constante et est égale à la densité résiduelle qui règne dans le caisson à vide

$$N = \frac{P}{k_B T} \approx 10^{18} \text{ m}^{-3} \text{ pour une température atomique de 300 K.}$$

Dans le dispositif expérimental, la valeur de la pression résiduelle est fortement liée à la valeur du débit d'injection de gaz dans la source. Il est intéressant de rappeler que dans notre modèle on peut choisir la valeur de la pression résiduelle indépendamment de la valeur du débit d'injection de neutre. Ceci représente un avantage pour nous du moment qu'on peut étudier l'influence d'un paramètre indépendamment du second. Néanmoins, nous nous basons

sur les données expérimentales pour choisir les paramètres (débit de gaz et pression résiduelle) de manière réaliste.

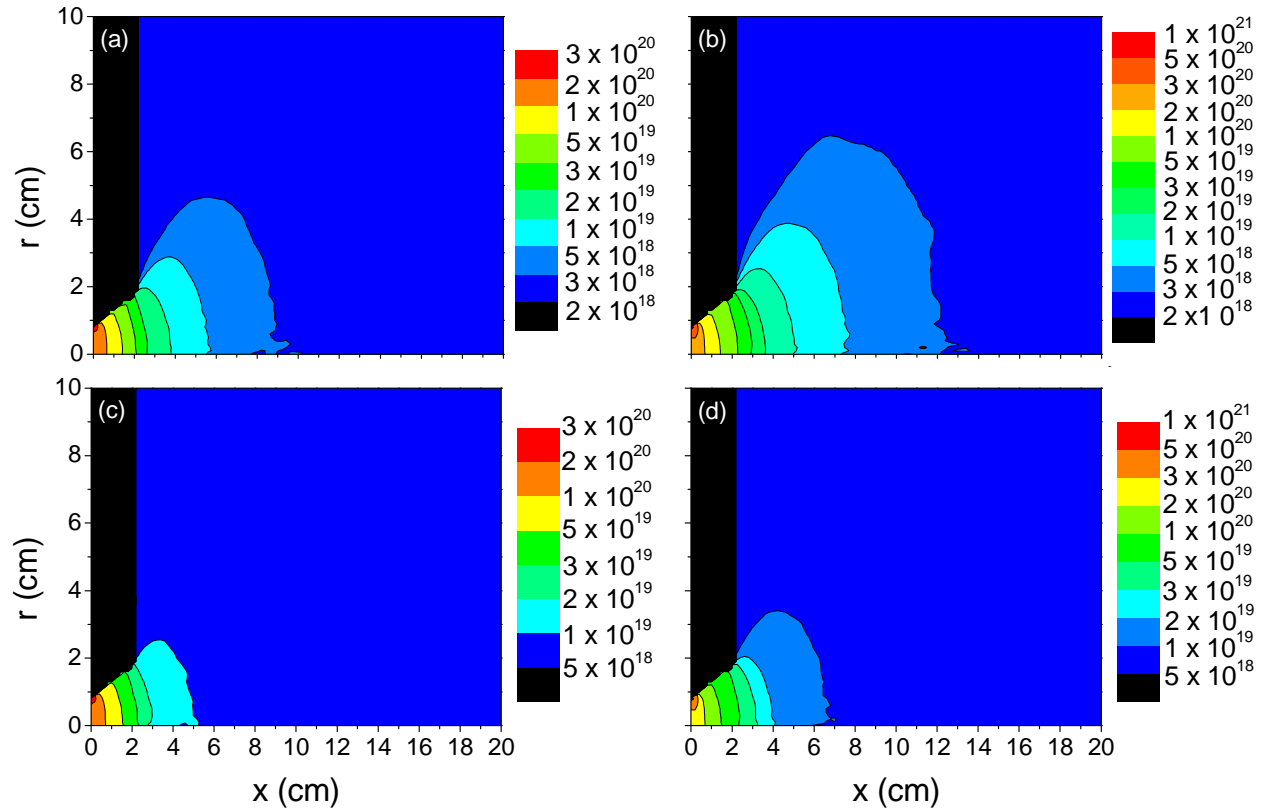


Fig III. 4. Profil de densité atomique sans plasma, en échelle logarithmique, en (m^{-3}) . (a) débit d'injection fixé à 0.5 mg/s avec une pression résiduelle de 8.5 mPa, (b) débit d'injection fixé à 1 mg/s avec une pression résiduelle de 8.5 mPa, (c) débit d'injection fixé à 0.5 mg/s avec une pression résiduelle de 25 mPa et (d) débit d'injection fixé à 1 mg/s avec une pression résiduelle de 25 mPa

Dans certains types de source d'ions, l'allumage du plasma influence la distribution de la densité atomique (essentiellement du fait de l'ionisation). La figure III. 5 montre l'influence du plasma sur la distribution de la densité atomique. L'abaissement de la densité de neutres dû, essentiellement, à l'ionisation du gaz injecté est de l'ordre de 50% dans la zone active.

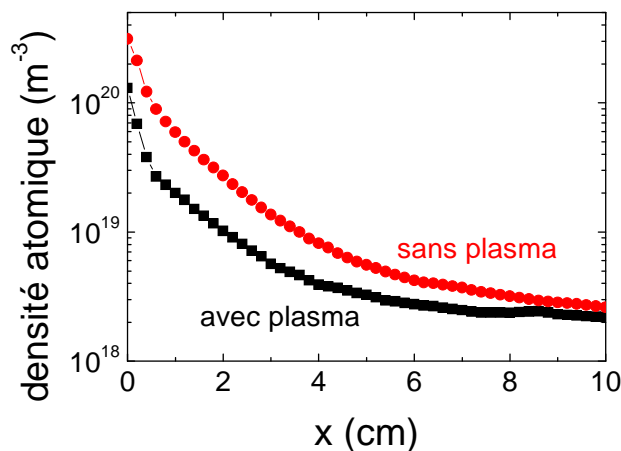


Fig III. 5. Distributions axiales de la densité atomique sans plasma et avec plasma calculées pour les conditions standard sur une ligne parallèle à l'axe de symétrie contenant l'injecteur de neutres.

L'abaissement de la densité de neutres participe à la régulation du plasma. En effet, l'abaissement de la densité atomique réduit le terme source d'ionisation du moment que ce dernier dépend de la densité atomique. Dans les propulseurs à effet Hall par exemple, le taux d'ionisation est tellement important que la densité atomique chute de $\sim 2 \times 10^{19} \text{ m}^3$ sans plasma à $2 \times 10^{18} \text{ m}^3$ avec plasma [Bar02], au niveau du centre du plan de sortie pour les conditions du point fonctionnement standard. Ceci affecte le transport électronique en réduisant d'un facteur 10 la fréquence de collision électron-atome ; Par conséquent, ceci affecte la mobilité électronique et réduit le transport électronique. Dans ces cas, le transport des électrons à travers les lignes du champ magnétique est assuré par les coefficients de diffusions anormales (qui sont dus à des processus non-collisionnels). Il est intéressant de signaler que, dans les sources EHIS, la densité atomique reste suffisamment importante pour assurer le transport électronique à travers les lignes du champ magnétique. Nous reviendrons sur ce point dans la section III. 3.

III. 2. b. Distribution spatiale du potentiel plasma

Le comportement collectif du plasma fait que le potentiel de ce dernier s'adapte de manière auto-cohérente afin de garantir la quasi-neutralité du plasma et le transport des espèces chargées. Nous avons vu dans la section II. 6. b. que les électrons sont en équilibre de Boltzmann le long des lignes du champ magnétique. Par conséquent, les lignes équipotentielles sont parallèles aux lignes du champ magnétique pour une densité plasma constante le long de ces lignes (voir relation II. 37).

A cause de la tension appliquée entre l'anode et la cathode, ce potentiel accélère les électrons vers l'anode et les ions en dehors de la source EHIS. Un champ électrique perpendiculaire aux lignes du champ magnétique prend alors forme pour assurer le transport des électrons vers l'anode. La présence du champ magnétique dans le plasma limite les valeurs de la mobilité électronique dans la direction perpendiculaire à celui-ci. Nous verrons que l'intensité de la composante du champ électrique dans la dite direction est plus importante dans la région caractérisée par une faible mobilité électronique (voir la relation II.42). Du fait des fortes valeurs de l'intensité du champ magnétique à l'intérieur de la source EHIS, qui rendent le transport électronique difficile dans cette région. Les valeurs de l'intensité de la composante perpendiculaire du champ électrique sont plus importantes dans cette région (relativement aux valeurs de cette composante à l'extérieur de la source).

La figure III. 6. montre la distribution spatiale du potentiel plasma calculée pour les conditions standard. On voit bien que la zone d'accélération est localisée dans la région anodique. Ceci est dû au fait que la mobilité électronique est réduite par la présence du champ magnétique dans cette région (voir figure III. 15. b). Le fait que les valeurs de la mobilité électronique dans la zone anodique sont minimales est dû, d'une part, à la forte intensité du champ magnétique dans cette région et, d'autre part, aux valeurs de la fréquence de collisions électron-atome, qui gouvernent le transport électronique dans cette région, relativement aux valeurs de la fréquence de collisions Coulombiennes électron-ion, qui gouvernent le transport électronique dans la région axiale (voir figure III. 13). Ceci explique aussi le fait que la région axiale est caractérisée par des faibles valeurs de la composante perpendiculaire du champ électrique relativement à la région anodique. Le transport électronique est étudié en détail dans la section III. 3.

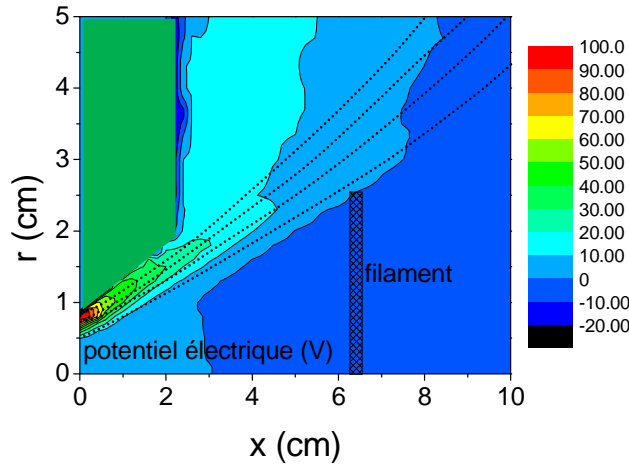


Fig. III. 6. Profil spatial du potentiel électrique calculé pour les conditions standard. Les lignes en pointillés correspondent aux lignes du champ magnétique

D'autre part, on observe que les lignes équipotentielles ne sont pas parfaitement parallèles aux lignes du champ magnétique. Ceci est dû au fait que la densité du plasma n'est pas constante le long des lignes du champ magnétique. Comme nous l'avons vu dans le chapitre II, la distribution du potentiel plasma le long des lignes de champ magnétique est donnée par la relation (II. 39).

$$V(x, r) = V^*(\lambda) + \frac{2}{3e} \varepsilon(\lambda) \ln \frac{n(x, r)}{n_0}$$

où le potentiel plasma V en un point (x, r) est donné en fonction de l'énergie électronique ε autour d'une ligne de champ magnétique (λ) et en fonction de la densité plasma n en ce point. n_0 Représente la densité référence et $V^*(\lambda)$ est une fonction qui est constante le long des lignes de champ magnétique.

Étant donné que la densité plasma décroît lorsqu'on s'éloigne de la source EHIS (voir la figure III. 11). Ceci introduit un gradient de potentiel le long des lignes du champ magnétique.

Parmi les hypothèses de notre modèle on retrouve la quasi-neutralité du plasma. Cette hypothèse exclut la possibilité de prendre en considération la gaine anodique. En effet, dans la gaine la densité ionique est différente de la densité électronique. Par conséquent, la tension de l'anode reste une inconnue dans notre système. Cependant, plusieurs travaux ont montré que l'énergie du flux ionique est comparable à la tension appliquée [Kau87], [Kau04b], [Mah06] et [Zhu08]. En effet, l'énergie maximale susceptible d'être gagnée par un ion correspond à la différence de potentiel entre les extrêmes du potentiel. On peut s'attendre donc à ce que le potentiel de l'anode soit comparable à celui du maximum du potentiel plasma, du moment que l'énergie maximale, observée pour une distribution en énergie du faisceau ionique, est comparable à la tension appliquée entre les électrodes. Pour la suite on supposera que la tension de décharge est égale à la différence entre les extrêmes du potentiel plasma. On remarque aussi un gradient de potentiel dans la direction parallèle à l'anode dans la région anodique. Ceci est dû au gradient de densité dans cette région et dans cette direction. En effet nous avons vu que la distribution du potentiel plasma le long d'une ligne de champ magnétique dépend de la distribution de la densité plasma le long de cette ligne (voir l'équation II. 31). La présence de ce gradient de potentiel le long de l'anode montre que la chute de potentiel dans la gaine anodique n'est pas constante le long de cette dernière. On

peut même s'attendre à ce que le potentiel plasma soit inférieur au potentiel de l'anode par endroits. Ceci veut dire que la gaine accélère les électrons vers l'anode par endroits et repousse les électrons ailleurs.

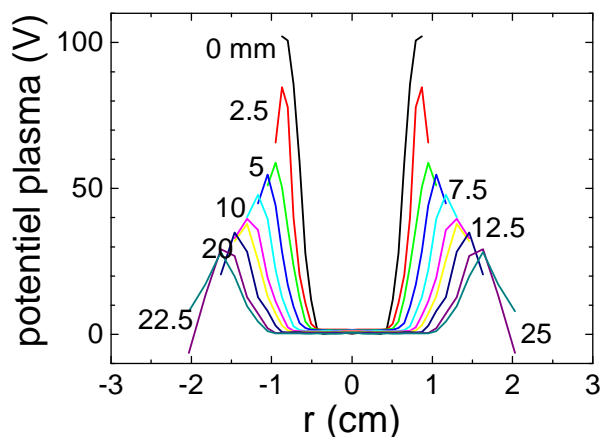


Fig. II. 7. Distributions radiales du potentiel électrique à différentes positions axiales calculées pour les conditions standard.

La distribution radiale du profil de potentiel, à l'intérieur de la source, a la forme d'un puits. La largeur de ce puits est contrôlée par les dimensions du filament du moment que le potentiel plasma est neutralisé, dans la région axiale, par les électrons qui sont émis à partir de la cathode. Les ions sont alors piégés dans ce puits de potentiel et oscillent dans la direction radiale autour de l'axe de symétrie. Ceci engendrera un pic dans la densité ionique en cette région. La figure III. 7 montre la distribution radiale du potentiel plasma.

Comme nous l'avons déjà mentionné dans le chapitre I, le potentiel électrique est maintenu à travers l'espace inter électrode par le champ magnétique. En effet, l'anisotropie du transport électronique introduite par la présence du champ magnétique fait que le transport le long des lignes de ce champ est beaucoup plus facile qu'à travers ces lignes. Le potentiel plasma s'adapte de manière auto-cohérente afin, entre autres, d'assurer le transport des électrons vers l'anode. La grande mobilité électronique le long des lignes de champ magnétique engendre un faible champ électrique parallèle aux lignes du champ magnétique ; par contre, la faible mobilité électronique à travers les lignes de champs magnétique nécessite une forte composante du champ électrique dans la direction perpendiculaire aux lignes de champ magnétique afin d'assurer le transport électronique dans cette direction (vers l'anode). Ceci rend les lignes équipotentielles quasiment parallèles aux lignes du champ magnétique (voir figure III. 6).

III. 2. c. Distribution spatiale de l'énergie électronique

Les électrons sont supposés injectés de manière homogène le long du filament (cathode), leur énergie d'injection est fixée, comme donnée d'entrée, à 0.5 eV. Le transport de ces électrons vers l'anode est assuré par le gradient du potentiel plasma. Ceci induit un gain d'énergie pour les électrons. Le chauffage des électrons par le champ électrique a lieu essentiellement dans la région anodique (voir figure III. 6).

La figure III. 8, montre que les électrons possèdent une énergie de ~ 1 eV dans la zone axiale. Leur énergie augmente lorsqu'on se rapproche de la zone anodique. Elle atteint une valeur de ~ 20 eV dans la région anodique.

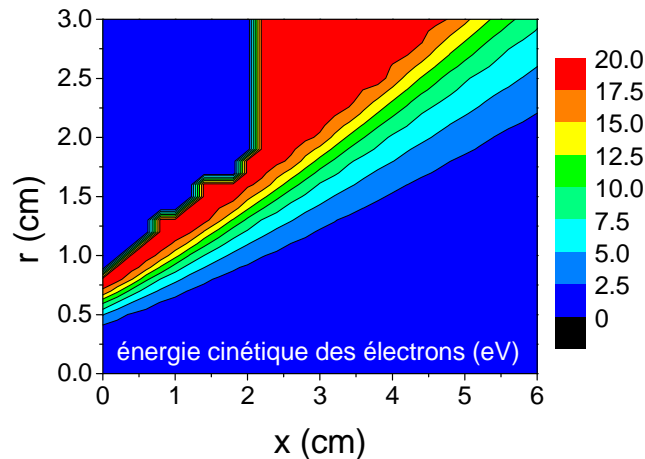


Fig. III. 8. Profil spatial de l'énergie cinétique des électrons calculé pour les conditions standard.

Il est intéressant d'insister sur les effets dus à la différence d'énergie entre la zone axiale (~ 1 eV) et la zone anodique (~ 20 eV). En effet, ce gradient d'énergie est responsable de différents phénomènes fixant le comportement de la source ainsi que des caractéristiques du faisceau ionique engendré par ce type de source. Le taux d'ionisation est de l'ordre de $10^{-19} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ pour les électrons de la zone axiale et est de l'ordre de $10^{-14} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ pour les électrons de la zone anodique (voir figure II. 8). La probabilité pour qu'un électron de la zone anodique rentre en collision ionisante est donc nettement plus grande que la probabilité pour qu'un électron de la zone axiale rentre dans une telle collision.

Nous verrons dans le paragraphe suivant que ce gradient d'énergie fixe la forme de la distribution du terme source d'ionisation (voir figure III. 9). D'autre part, nous avons dit dans le chapitre précédent que le transport électronique à travers les lignes de champ magnétique est assuré par les collisions électron-atome et électron-ion. Les taux de réaction de ces collisions varient beaucoup dans la gamme d'énergie électronique [0.1 eV à 30 eV] ; le taux de collisions Coulombienne électron-ion est de l'ordre de $5 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ et celui des collisions de transfert de quantité de mouvement électron-atome est de l'ordre de $5 \times 10^{-15} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ pour des électrons de la région axiale alors que le taux de collisions Coulombienne électron-ion est de l'ordre de $5 \times 10^{-13} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ et celui des collisions de transfert de quantité de mouvement électron-atome est de l'ordre de $10^{-13} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ pour les électrons de la zone anodique (voir figure II. 8). D'autre part, la densité atomique dans la zone anodique est de $\sim 10^{19} \text{ m}^{-3}$ et la densité plasma dans la zone axiale est $\sim 10^{18} \text{ m}^{-3}$. Le transport électronique dans la zone axiale est donc contrôlé par les collisions Coulombienne électron-ion et la mobilité électronique dans cette région est donc sensible à la densité du plasma. Par contre, dans la zone anodique le transport électronique est contrôlé par les collisions de transfert de quantité de mouvement électron-atome et la mobilité électronique dans cette région est donc sensible à la densité atomique du moment (voir figure III. 13).

Précision : L'énergie des électrons injectés par la cathode dans le plasma est fixée à 0.5 eV. Cette énergie correspond à des électrons émis par un filament de tungstène chauffé à $\sim 2400\text{K}$ dans l'absence de champ électrique ou magnétique au voisinage du filament [Jon23]. Les électrons peuvent être accélérés à des énergies plus importantes dans la gaine cathodique. Cet effet n'est pas pris en considération dans ce chapitre. Nous reviendrons sur ce point dans la section IV.A.2.

III. 2. d. Distribution spatiale du terme source d'ionisation

La figure III. 9 représente le profil spatial de la production d'ions par unité de volume et de temps. L'ionisation a lieu essentiellement dans la région anodique. Ceci est dû au fait que l'énergie moyenne des électrons est maximale, de l'ordre de 20 eV, dans cette région. La distribution du taux d'ionisation montre un maximum devant l'injecteur de neutres. Ceci est dû au fait que la densité atomique est maximale devant celui-ci.

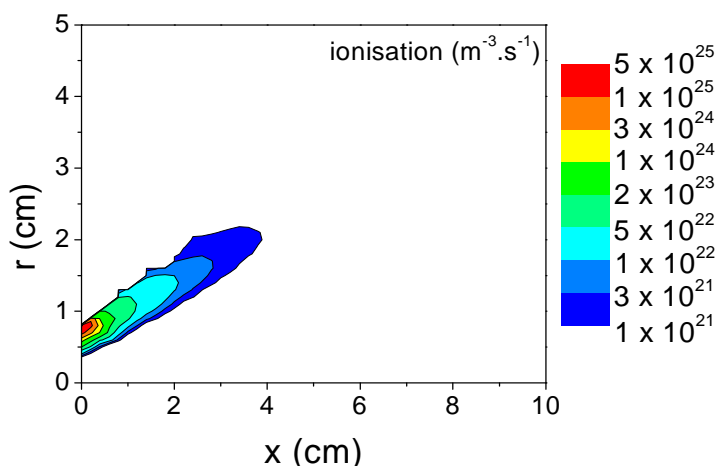


Fig III. 9. Distribution spatiale, en échelle logarithmique, du terme source calculé pour les conditions standard.

Le courant d'ions produit par la source MARK II est du même ordre que le courant d'électrons émis par la cathode. Une fraction de ce courant, environ 40 %, atteint les différentes parois de la source. Une partie de ce courant est responsable de l'érosion du diffuseur. Les ions qui atteignent les parois de la source sont neutralisés, l'atome issu de cette paroi est à la température de cette dernière. La seconde partie du courant d'ions produits par la source, environ 60 %, quitte la source EHIS sous la forme d'un faisceau ionique. Nous aborderons dans le chapitre V une étude détaillée du courant d'ions total produit par la source, du courant du faisceau ionique ainsi que les différents courants collectés par les différentes parois constituant la source et discuterons le rendement de cette dernière.

III. 2. e. Trajectoires ioniques et distribution spatiale de la densité plasma

Dans cette section nous proposons d'illustrer un exemple de trajectoires ionique pour une distribution de potentiel plasma donnée puis de faire le lien entre ces trajectoires et la distribution de densité plasma. Cette approche est motivée par le fait que la distribution de la densité plasma est intimement liée aux trajectoires ioniques.

La figure III. 10. a. montre un exemple de trajectoires ioniques. Rappelons que les ions sont produits dans la zone anodique et qu'ils sont sensibles au champ électrique dû au gradient du potentiel plasma. Les ions, qui n'atteignent pas les parois de la source, sont poussés de la zone anodique vers l'axe et vers l'extérieur de la source. Un pic de densité plasma prend alors forme dans la zone axiale (voir figure III. 11) du moment que les trajectoires des ions se croisent au niveau de cet axe. Ces ions sont aussi poussés en dehors de la source EHIS créant ainsi un faisceau ionique. Une partie du courant émis par la cathode sert à neutraliser le courant et la charge d'espace dus aux ions présents dans le faisceau (voir paragraphe II. 8).

Les trajectoires ioniques calculées par notre modèle sont en accord avec la description de H. R. Kaufman *et al* des trajectoires ioniques dans les sources EHIS [Cum89].

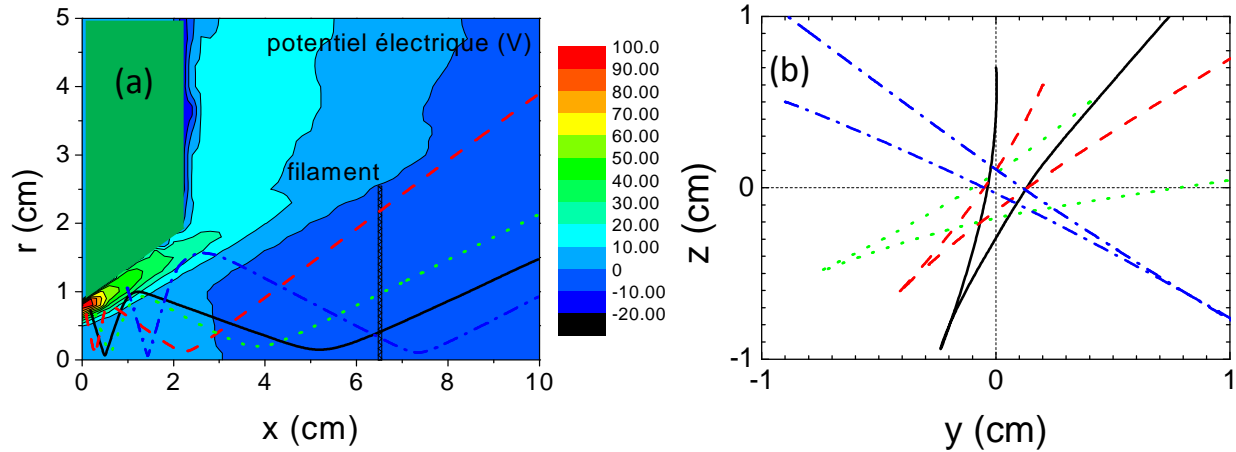


Fig III. 10. Exemple de trajectoires ioniques calculées pour les conditions standard. (a) trajectoires dans les coordonnées cylindriques (x, r). (b) projection des trajectoires ioniques sur un plan (y, z) qui est perpendiculaire à l'axe de symétrie

La figure III. 10. b. montre la projection des trajectoires ioniques sur un plan perpendiculaire à l'axe de symétrie. Le fait que les trajectoires ioniques ne sont pas rectilignes, dans ce plan, montre l'influence de la force de Lorentz (purement azimutale) sur les trajectoires ioniques. Cette force dévie les trajectoires ioniques de l'axe de symétrie et réduit la densité ionique sur cet axe (voir figure III. 11).

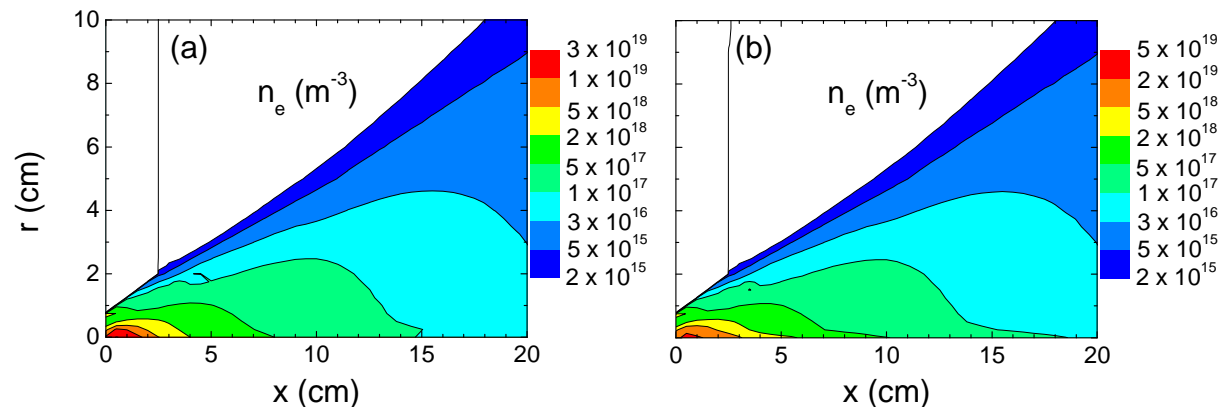


Fig III. 11. Distributions spatiales, en échelle logarithmique, de la densité plasma calculées pour les conditions standard. (a) champ magnétique pris en compte lors du calcul des trajectoires ioniques. (b) champ magnétique négligé lors du calcul des trajectoires ioniques.

Nous avons déjà évoqué dans le chapitre précédent que la prise en considération des effets dus à la présence du champ magnétique sur les trajectoires ioniques influence la densité plasma dans la région axiale (voir paragraphe II. 5. c). La figure III. 11. b (voir aussi figure II. 5) montre que lorsqu'on néglige les effets du champ magnétique, on surestime la densité plasma dans la région axiale. La prise en considération des effets du champ magnétique sur les trajectoires ioniques est donc nécessaire dans notre modèle malgré le coût en terme de temps de calcul.

Remarque

La figure III. 12. montre la distribution radiale du potentiel plasma ainsi que celle de la densité électronique au niveau du diffuseur. Il est important de rappeler qu'on suppose que les électrons sont en équilibre de Boltzmann le long des lignes du champ magnétique seulement. Alors qu'à travers ces lignes cette loi d'équilibre n'est plus respectée. En effet, au voisinage

du diffuseur de gaz, on observe que lorsque le potentiel plasma chute dans la région axiale, la densité électronique augmente dans cette région. Nous verrons dans le chapitre suivant que dans certaines conditions, une barrière de potentiel peut se former dans la région axiale. Dans la littérature, on explique souvent la présence de cette barrière par le fait que la densité plasma est maximale dans cette région, malgré le fait que l'on sait que dans cette direction les électrons ne sont pas en équilibre de Boltzmann.

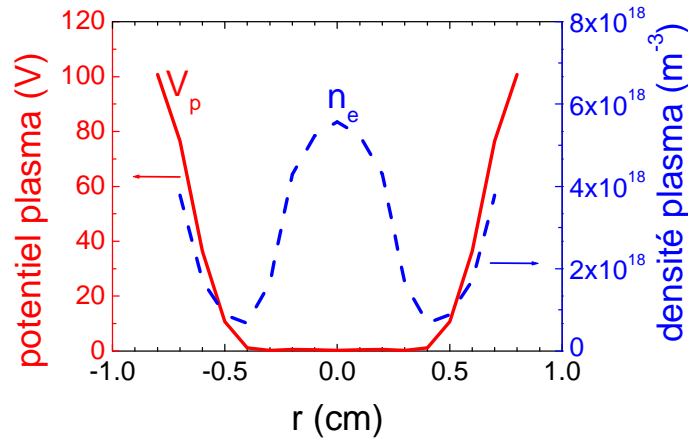


Fig. III. 12. Distributions radiales du potentiel plasma et de la densité plasma au niveau du diffuseur pour les conditions standard.

III. 3. Transport électronique dans les sources EHIS

Le transport électronique, dans les sources d'ions à effet Hall, est caractérisé par son anisotropie, du fait de la présence du champ magnétique. En effet, le transport électronique est nettement plus facile le long des lignes du champ magnétique qu'à travers ces dernières. Dans les sources EHIS, le rapport entre la conductivité électronique dans la direction parallèle et la conductivité électronique dans la direction perpendiculaire défini par $\sigma_{\parallel}/\sigma_{\perp} = (\omega/\nu)^2$ est estimé à $\sigma_{\parallel}/\sigma_{\perp} \approx 256$ par H. R. Kaufman *et al* [Kau87]. Nos calculs montrent que ce rapport est de $\sim 10^2$ dans la zone axiale et atteint des valeurs de $\sim 10^6$ dans la zone anodique (figure III. 14), ce qui est accord avec l'estimation de H. R. Kaufman *et al*. Rappelons que, dans notre modèle, la distribution de potentiel plasma le long des lignes du champ magnétique est obtenue en supposant que les électrons sont en équilibre de Boltzmann le long de ces lignes. Il suffit donc de connaître la distribution de densité électronique le long de ces lignes et de connaître la température électronique pour ces lignes pour pouvoir remonter à la distribution du potentiel plasma le long des lignes du champ magnétique. La distribution du potentiel plasma à travers les lignes du champ magnétique est obtenue à partir d'une relation de conservation de courant. La compréhension du transport électronique à travers les lignes du champ magnétique est donc primordiale afin de modéliser correctement la distribution du potentiel plasma à travers les lignes du champ magnétique. En vue de ces raisons, nous accorderons un intérêt particulier à la compréhension du transport électronique à travers les lignes de champ magnétique dans une source EHIS.

D'autre part, dans l'étude des propulseurs à effet Hall on se retrouve dans l'obligation d'introduire des coefficients de transport anomal pour modéliser correctement le transport des électrons à travers des lignes de champ magnétique [Hag02], [Hag03]. Il est intéressant de signaler que, dans notre modèle, on n'utilise aucun coefficient de transport anomal. Dans ce modèle, le transport électronique à travers les lignes de champ magnétique est assuré uniquement par le biais de collisions. En effet, une collision est nécessaire pour qu'un

électron puisse passer d'une ligne de champ magnétique à une autre et remonter ainsi le potentiel plasma. Dans notre modèle, on tient compte de trois types de collision lors du calcul de la mobilité électronique à travers les lignes de champ magnétique. Ces collisions sont les collisions ionisantes et les collisions de transfert de quantité de mouvement qu'effectuent les électrons avec les atomes ainsi que les collisions Coulombiennes, données par la relation

$$v_{ei} = \frac{4\sqrt{2\pi}e^4 n \ln \Lambda}{3(4\pi\epsilon_0)^2 m_e^{1/2} T_e^{3/2}} \quad [\text{Che84}],$$

qu'effectuent les électrons avec les ions. Les taux de

réaction de ces collisions sont représentés dans la figure II. 8.

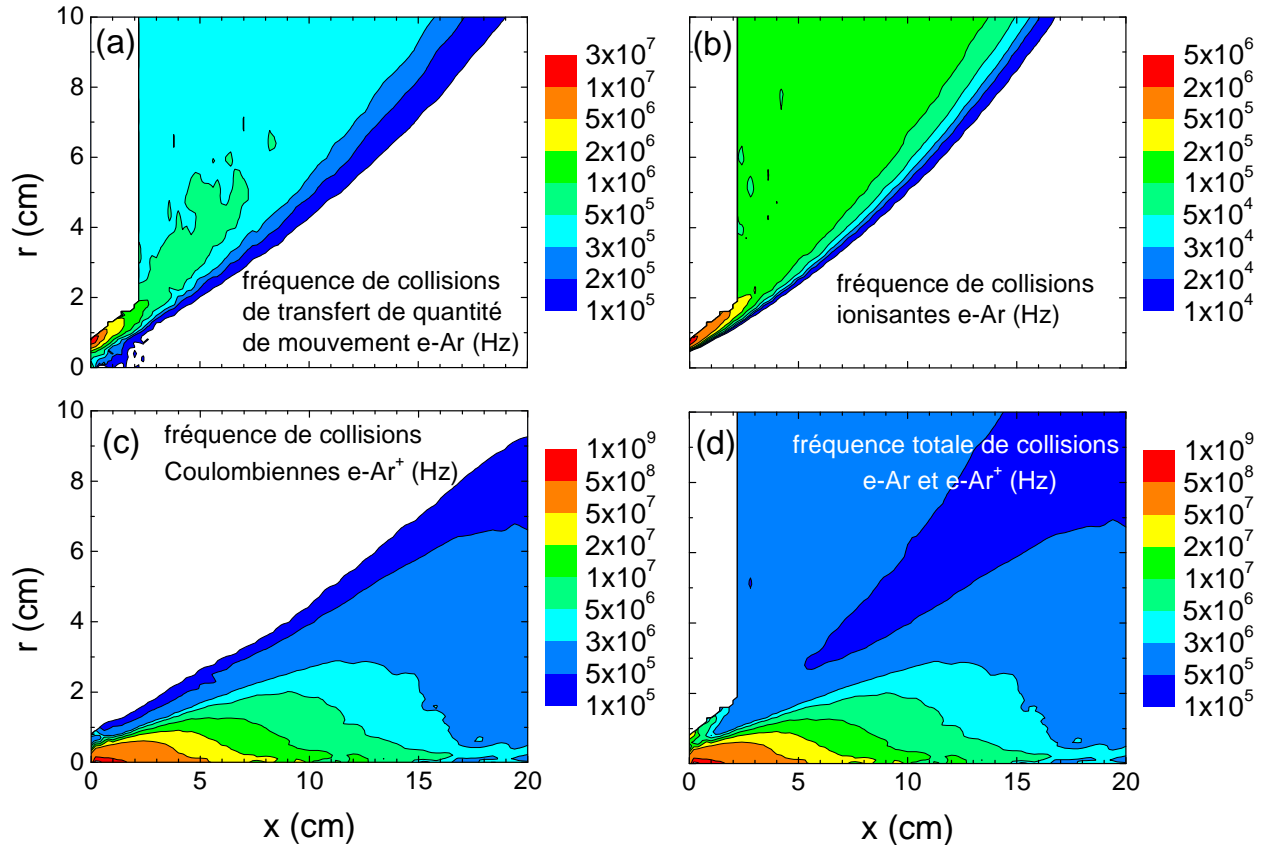


Fig.III. 13. Distributions spatiales, en échelle logarithmique, des différentes fréquences de collisions qu'effectuent les électrons calculées pour les conditions standard. (a) fréquence de collisions de transfert de quantité de mouvement électron-atome, (b) fréquence de collisions ionisantes électron-atome, (c) fréquence de collisions Coulombiennes électron-ion, (d) fréquence totale de collisions effectuées par les électrons.

Comme nous l'avons dit dans le paragraphe III. 2. c. les valeurs de l'énergie moyenne électronique à travers le domaine de calcul rendent ces derniers plus ou moins sensibles pour un type de collision plutôt qu'un autre. Dans la zone anodique, les électrons sont à 20 eV, le taux de collisions de transfert de quantité de mouvement électron-atome est de l'ordre de $10^{-13} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ et la densité atomique est de l'ordre de 10^{19} m^{-3} , à l'intérieur de la source ce qui donne une fréquence de $\sim 10^6 \text{ s}^{-1}$ dans cette région avec une valeur maximale de $\sim 10^7 \text{ s}^{-1}$ due au pic de densité atomique, de l'ordre de 10^{20} m^{-3} , devant l'injecteur de neutre. Le transport des électrons à travers les lignes du champ magnétique dans la zone anodique est assuré par les collisions de transfert de quantité de mouvement électron-atome. Dans la zone axiale les électrons sont à 1 eV, le taux de collisions Coulombiennes est de l'ordre de $10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$. Dans cette région, la densité ionique est de l'ordre de 10^{18} m^{-3} , à l'intérieur de la source, les valeurs de la fréquence de collision Coulombienne électron-ion sont de l'ordre de 10^8 s^{-1} avec une valeur maximale de $\sim 10^9 \text{ s}^{-1}$ due au pic de densité ionique $\sim 10^{19} \text{ m}^{-3}$ dans cette région. La

fréquence de collisions Coulombiennes est dominante dans cette région et le transport des électrons à travers les lignes de champ magnétique est garanti par les collisions Coulombiennes. La figure III. 13 montre les distributions spatiales des différentes fréquences de collision discutées dans cette section. Lors du calcul de la mobilité électronique, on utilise la fréquence totale de collision qui est la somme des trois fréquences de collisions. Le profil (d) de cette figure (III. 13) montre la somme de ces fréquences.

Nous avons déjà vu que la pulsation cyclotron électronique décroît lorsqu'on s'éloigne de la source. La figure III. 13. d. montre que la fréquence de collision totale décroît lorsqu'on s'éloigne de la source EHIS. Il faut préciser que la pulsation cyclotron électronique décroît de la même manière que la fréquence totale de collision. Le profil (figure III. 14) du carré du « paramètre de Hall », rend compte du rapport $(\omega/\nu)^2$, est quasiment constant le long d'une ligne de champ magnétique et est toujours $\gg 1$ dans notre domaine de calcul. Ceci nous assure que les électrons sont magnétisés le long d'une ligne de champ magnétique, même lorsque la pulsation cyclotron électronique devient faible. Ce rapport $(\omega/\nu)^2 = \sigma_{//} / \sigma_{\perp}$ rend compte, aussi, de l'anisotropie du transport électronique. On voit bien que l'anisotropie du transport électronique est moins importante dans la région axiale, du fait des valeurs de la fréquence de collisions Coulombiennes électron-ion qui sont proches des valeurs de la pulsation cyclotron électronique. Ceci rend le transport électronique à travers les lignes du champ magnétique plus facile dans la zone axiale, relativement à la zone anodique. Ce qui explique, aussi, le fait que les valeurs de l'intensité de la composante perpendiculaire du champ électrique soient moins importantes que dans la zone anodique (voir III. 6).

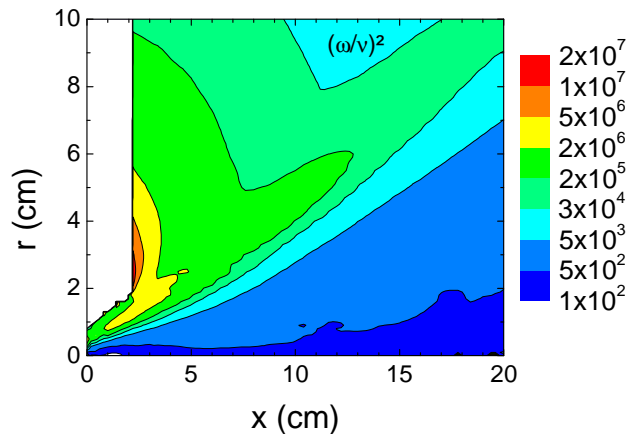


Fig.III. 14. Distribution spatiale, en échelle logarithmique, du carré du paramètre de Hall pour les conditions standard.

Comme nous l'avons déjà dit dans le chapitre précédent (paragraphe II. 6. a), la mobilité des électrons à travers les lignes de champ magnétique dépend de l'intensité du champ magnétique (pulsation cyclotron électronique). En effet, dans cette direction, la

mobilité électronique est donnée par la relation
$$\mu_{\perp} = \frac{e}{m_e \nu \left(1 + \frac{\omega^2}{\nu^2} \right)}$$
. Pour chaque collision,

l'électron traverse une distance de l'ordre du rayon de Larmor dans la direction perpendiculaire à celle du champ magnétique. Cette distance est inversement-proportionnelle à l'intensité du champ magnétique. Par conséquent, le transport électronique devient plus facile lorsqu'on s'éloigne de la source du fait du profil de l'intensité du champ magnétique (figure III. 2).

La figure III. 15 montre la distribution spatiale de la mobilité électronique à travers les lignes de champ magnétique. On voit bien l'effet du bouclier magnétique dû au fait que les lignes du champ magnétique sont parallèles à l'anode et que l'intensité du champ magnétique est élevée dans cette région. Le fait que la mobilité électronique à travers les lignes de champs magnétique baisse autant dans la région anodique explique la distribution du potentiel plasma dans cette région (voir figure III. 6). En effet, comme le transport électronique devient difficile dans cette région, le plasma s'adapte pour assurer un gradient de potentiel suffisamment grand pour assurer le transport électronique vers l'anode. Lorsqu'on s'éloigne de la source, l'intensité du champ magnétique décroît et par conséquent le transport électronique à travers les lignes de champ magnétique devient plus facile.

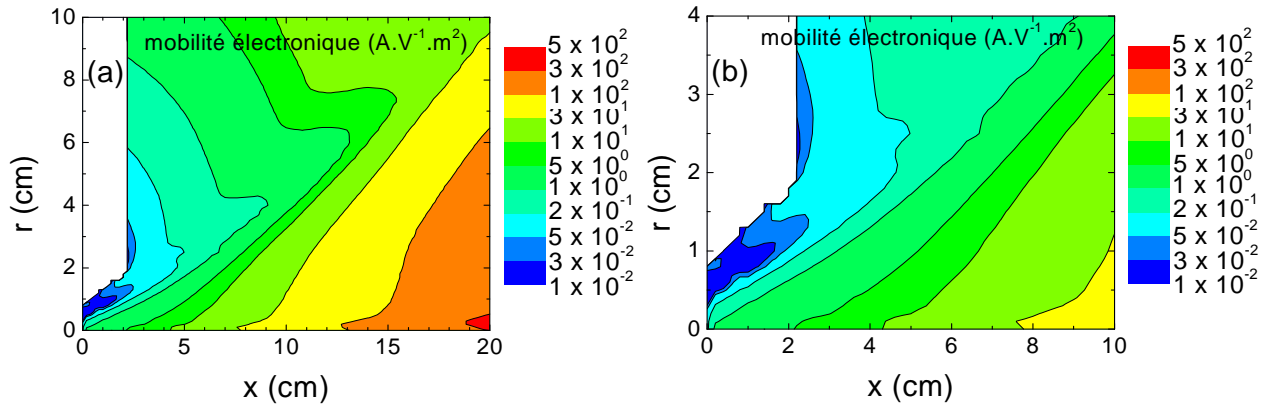


Fig. III. 15. Distribution spatiale, en échelle logarithmique, de la mobilité électronique à travers les lignes de champ magnétique calculée pour les conditions standard. (a) à travers tout le domaine de calcul. (b) zoom sur la zone anodique

La figure III. 16 montre la distribution du courant d'électrons à travers les lignes de champ magnétique pour un élément de ligne de champ magnétique. Ce courant est donné par la relation $2\pi r \Gamma_{e,\perp} = 2\pi r (-\mu_{\perp} E_{\perp} n - \frac{2}{3e} \mu_{\parallel} \nabla_{\perp} (n\mathcal{E}))$. Dans la région anodique, le transport électronique à travers les lignes de champ magnétique est assuré essentiellement par la composante perpendiculaire du champ électrique. Dans cette région, le passage d'électrons se fait essentiellement là où la densité du plasma est maximale. Par ailleurs, on observe un courant électronique important dans la région axiale proche de la source. Ce courant est dû à la forte densité d'électrons ainsi que la présence d'un champ électrique moyennement élevé. Le passage d'électrons à travers les lignes de champ magnétique a lieu aussi dans la plume (faisceau ionique). En effet, dans cette région les valeurs de la mobilité électronique sont très grandes du moment que l'intensité du champ magnétique devient faible. Ceci introduit une variable non-locale qui participe à la régulation du plasma. En effet, les électrons peuvent faire plusieurs allers-retours le long d'une ligne de champ magnétique. Lors de ces aller-retour les électrons peuvent traverser les lignes de champ magnétique dans la plume et d'atteindre l'anode sans avoir à traverser les lignes de champ magnétique dans la région où ce champ est intense. Ceci influence le fonctionnement de la source.

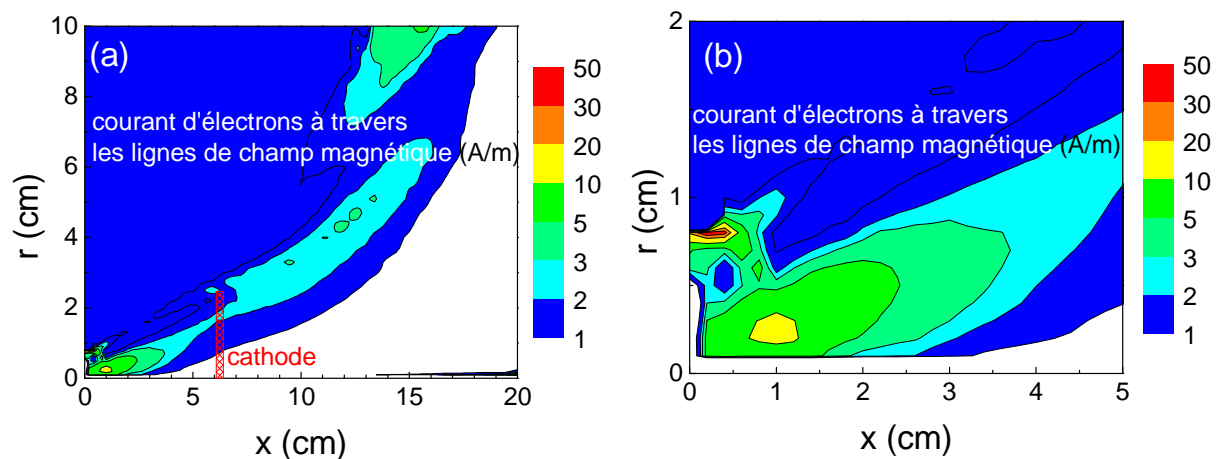


Fig. III. 16. Distributions spatiales, en échelle logarithmique, du courant électronique à travers un élément des lignes de champ magnétique intégré sur la coordonnée azimutale pour les conditions standard. (a) à travers tout le domaine de calcul. (b) zoom sur la zone anodique.

Remarque

1. Nous avons abordé dans cette section le transport électronique, dans les sources EHIS, et nous avons pu voir que le transport anomal n'intervient pas dans le transport électronique dans notre modèle. Ceci est dû, d'une part, au fait que l'abaissement de la densité atomique dû à l'ionisation est de $\sim 90\%$, dans les propulseurs, alors que dans les sources EHIS ce abaissement est moins important $\sim 50\%$. Par conséquent, les valeurs des fréquences de collisions sont plus importantes dans les sources EHIS. D'autre part, les lignes du champ magnétique s'étalent sur des dimensions nettement plus importantes dans les sources EHIS (relativement aux propulseurs à effet Hall). Par conséquent, les électrons peuvent traverser ces lignes dans la région où l'intensité du champ magnétique est faible. Ces deux arguments font que les coefficients du transport anomal restent négligeables devant les coefficients du transport dus au mécanisme collisionnel.
2. Nos calculs (voir figure III. 16) montrent qu'une partie du courant de décharge traverse les lignes du champ magnétique dans la région à faible champ magnétique. Les limites du domaine de calcul tronquent une partie de ce courant et par conséquent on surestime, légèrement, la valeur de la tension de décharge. Des calculs (non-discutés dans ce chapitre) montrent que la tension de décharge chute à 96 V pour un domaine de calcul de 30x15 cm et 92 V pour un domaine de calcul de 40x20 cm.

III. 4. Caractéristiques du faisceau ionique et du flux de neutres non-thermiques

Comme nous l'avons déjà dit, les sources EHIS sont largement utilisées dans les applications de traitement de surface. La qualité du traitement de surface dépend des caractéristiques du faisceau ionique généré par ces sources ainsi que des caractéristiques du flux d'atomes non-thermiques généré par cette dernière. On se propose, dans cette section, d'étudier les caractéristiques du faisceau ionique et du flux d'atomes non-thermiques générés par la source MARK II. Il est important de rappeler que les ions peuvent interagir avec les atomes, par le biais de collisions élastiques et d'échange de charge, durant la traversée du domaine de calcul. Les atomes non-thermiques sont créés par des collisions d'échange. Les sections efficaces qui contrôlent ces collisions sont données dans la figure II. 7. Ces collisions

affectent les trajectoires ioniques et par conséquent jouent sur les caractéristiques du faisceau ionique.

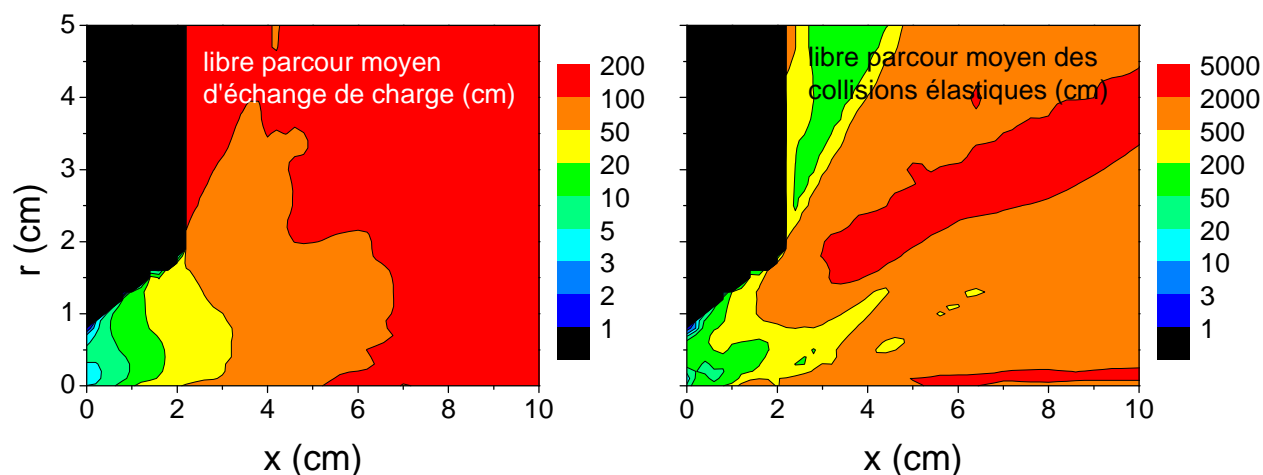


Fig. III. 17. Distributions spatiales, en échelle logarithmique, des libres parcours moyens pour les différentes collisions ion-atome calculées pour les conditions standard. (a) libre parcours moyen d'échange de charge Ar^+-Ar . (b) libre parcours moyen des collisions élastique Ar^+-Ar .

La figure III. 17 montre la distribution spatiale du libre parcours moyen pour les différentes collisions prises en compte dans notre modèle. Les valeurs du libre parcours moyen sont de ~ 1 cm devant l'injecteur de neutres. Ceci est dû, d'une part, au fait que la densité atomique dans cette région est maximale (de l'ordre de 10^{20} m^{-3}), et d'autre part, au fait que les ions sont créés dans cette région avec une énergie qui correspond à l'énergie thermique des atomes. Par conséquent les sections efficaces de collisions sont maximales (voir figure II. 7) pour ces valeurs d'énergie. Les valeurs du libre parcours moyen chutent rapidement lorsqu'on s'éloigne de l'injecteur de neutre, au fur et à mesure que la densité atomique chute et que les ions gagnent de l'énergie, du fait que les valeurs des sections efficace sont inversement-proportionnelles à l'énergie mise en jeu lors de la collision (voir figure II. 7). A l'intérieur de la source les libres parcours moyen sont de ~ 10 cm et de ~ 50 cm respectivement pour les collisions d'échange de charge et pour les collisions élastiques. En dehors de la source, les valeurs du libre parcours augmentent à ~ 1 m et ~ 10 m respectivement pour les collisions d'échange de charge et pour les collisions élastiques. La décroissance de la collisionnalité est due, essentiellement, à la décroissance de la densité atomique qui passe de $\sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$ devant l'injecteur de neutres à $\sim 10^{18} \text{ m}^{-3}$ en dehors de la source. La section efficace d'échange de charge est plus ou moins constante par rapport à l'énergie cinétique des ions (on retrouve la forme de la distribution de la densité atomique dans la figure III. 17. a.). Par contre, la section efficace des collisions élastiques ion-atome passe de $\sim 10^{-18} \text{ m}^2$ pour des ions thermiques (~ 0.05 eV) à $\sim 10^{-20} \text{ m}^2$ pour des ions à ~ 100 eV. Ceci explique le fait que la fréquence de collisions décroît plus rapidement pour les collisions élastiques.

La figure III. 18 montre la fonction de distribution, du faisceau ionique généré par une source MARK II, calculée à 15 cm de la source pour deux angles de sortie. Il est intéressant de mentionner que les fonctions de distribution en énergie calculées par notre modèle sont en accord avec celles qui sont mesurées dans [Mah06] et [Sch01]. Cette fonction de distribution montre l'existence de deux populations ioniques, une première dite « population d'ions rapides » et une seconde dite « population des ions lents ». Les ions rapides sont caractérisés par une énergie de l'ordre de la tension de décharge. Ces ions sont issus de l'ionisation dans la zone anodique. En effet, comme l'énergie des ions correspond à la chute de potentiel entre leur point de création et le point de détection et que la seule possibilité pour un ion d'être

accéléré à des énergies de l'ordre de la tension de décharge est d'être créé au voisinage du maximum de potentiel plasma (voir figure III. 6 et figure III. 9).

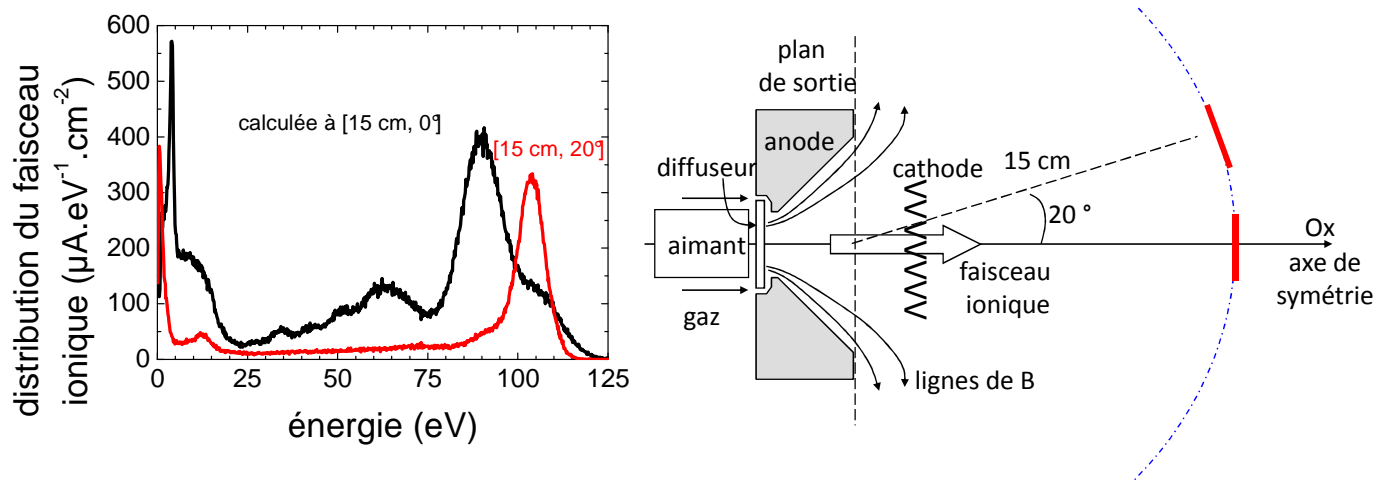


Fig. III. 18. (à gauche) Fonctions de distribution en énergie du faisceau ionique calculé à 15 cm sur l'axe de symétrie et pour un angle de sortie de 20° pour les conditions standard. (à droite) représentation schématique des positions des détecteurs.

Les ions lents, peuvent provenir de l'ionisation qui a lieu en dehors de la zone anodique (zone d'accélération) ou bien des ions issus des collisions d'échange de charge. En effet, les ions qui sont créés en dehors de la zone anodique ne peuvent pas être accélérés à des énergies élevées du moment que la chute de potentiel dans la plume ne permet pas d'atteindre des énergies supérieures à ~ 20 eV. D'autre part nous avons vu que l'ionisation a lieu essentiellement dans la zone anodique, on s'attend à ce que les ions lents qui proviennent de l'ionisation en dehors de la zone anodique soient négligeables en terme de quantité par rapport aux ions rapides (voir figure III. 9). Or, à première vue, la proportion d'ions lents, dans le faisceau ionique, est comparable à celle d'ions rapides dans ce faisceau.

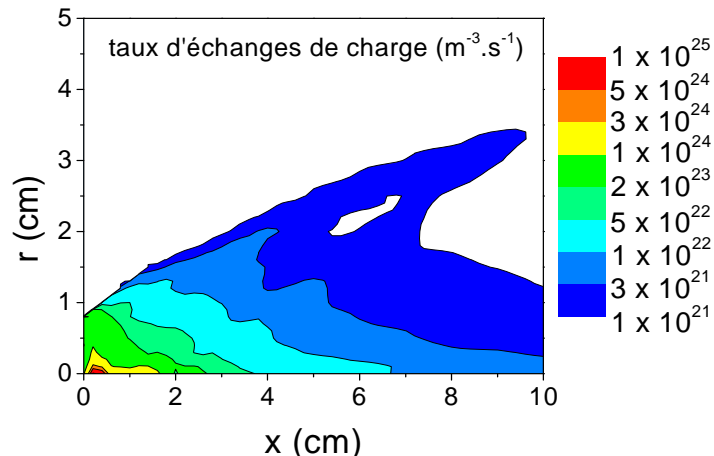


Fig. III. 19. Distribution spatiale, en échelle logarithmique, taux d'échange de charge calculée pour les conditions standard.

D'autre part, on sait que les ions issus de l'échange de charge sont créés dans la zone axiale, au voisinage du pic de densité plasma (point d'intersection des trajectoires ioniques, voir figure III. 10 et III. 12) dans cette région. La figure III. 19 montre la distribution du taux d'échange de charge. Rappelons que dans les collisions d'échange de charge, l'ion incident transfère toute son énergie à l'atome. Nos calculs montrent (voir figure III. 19) que l'essentiel des ions issus des collisions d'échange de charge est générée dans une région caractérisée par

un faible gradient de potentiel plasma (voir figure III. 6). La chute de potentiel entre le point de création des ions issus de l'échange de charge et entre les positions des détecteurs de la figure III. 18 correspond aux pics des ions lents à $\sim 5\text{eV}$ (voir figure III. 6). D'autre part, on voit (figure III. 20.) que la proportion de la population des ions lents dans le faisceau ionique est fortement réduite lorsqu'on ne prend pas en compte les collisions d'échanges de charge. Ceci confirme que la majeure partie des ions lents proviennent des collisions d'échange de charge.

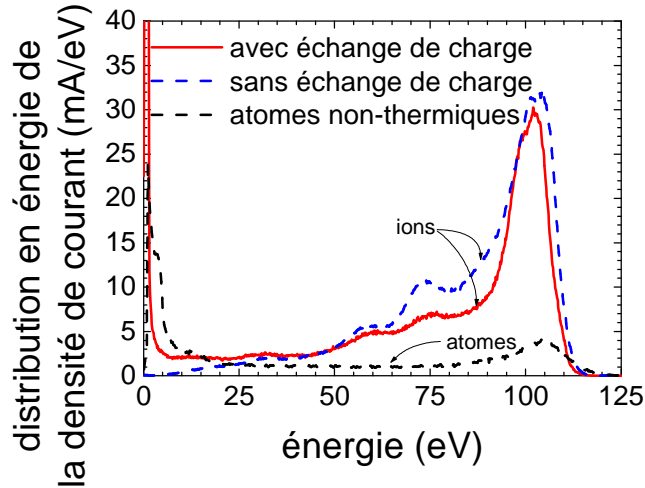


Fig.III. 20. Fonctions de distribution en énergie du faisceau ionique, intégrées sur la surface d'un plan perpendiculaire à l'axe de symétrie, calculées au niveau du plan de sortie et du flux de neutres non-thermiques qui atteignent les frontières du domaine de calcul, calculées pour les conditions standard.

La figure III. 19 représente la distribution du terme source des atomes non-thermiques. Comme les atomes non-thermiques sont créés à partir des collisions d'échange de charge et que lors de ces collisions, l'énergie des ions incidents est complètement transférée vers ces atomes. La fonction de distribution du flux d'atomes non-thermiques a la même forme que la fonction de distribution du faisceau ionique. La figure III. 20 montre la distribution en énergie du flux d'atomes non-thermiques. On s'aperçoit que, pour les conditions standard, l'intensité du flux d'atomes non-thermiques $\sim 0.15\text{ A}$ n'est pas négligeable par rapport à l'intensité du faisceau ionique $\sim 0.83\text{ A}$.

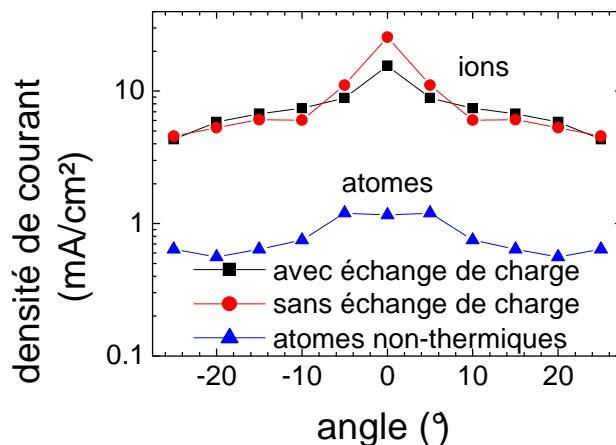


Fig.III. 20. Densité de courant du faisceau ionique, en échelle logarithmique, du flux d'atomes non-thermiques calculés à 15 cm du plan de sortie, pour les conditions standard, en fonction de l'angle de sortie.

La figure III. 20 montre la densité de courant du faisceau ionique et du flux d'atomes non-thermiques calculés à 15 cm du plan de sortie en fonction de l'angle de sortie. Le faisceau

ionique est focalisé autour de l'axe de symétrie. L'intensité de ce faisceau est de 15 mA/cm^2 à 0° et est de $\sim 5 \text{ mA/cm}^2$ en dehors de l'axe de symétrie. Il est intéressant de signaler le fait que les collisions permettent d'homogénéiser la distribution angulaire du faisceau ionique généré. Les différentes collisions qu'effectuent les ions dévient leurs trajectoires de l'axe de symétrie. Du fait de l'insensibilité des atomes au champ électrique, le flux de ces atomes quitte la source EHIS dans un angle d'ouverture beaucoup plus grand. Le rapport entre l'intensité du flux d'atomes non-thermiques et l'intensité du faisceau ionique est de $\sim 1/15$ dans la zone axiale et de $\sim 1/7$ dans les ailes du faisceau ionique. Nous reviendrons sur les caractéristiques du flux d'atomes non-thermiques ainsi que celles du faisceau ionique dans les chapitres suivants afin de compléter cette étude.

Une étude plus détaillée des distributions du faisceau ionique est disponible dans le chapitre IV.

III. 5. Conclusion

Nous avons abordé dans ce chapitre le principe de fonctionnement des sources d'ions EHIS en utilisant un modèle 2D, cylindrique, hybride auto-cohérent. Les résultats présentés dans ce chapitre ont été obtenus pour un courant de décharge de 1 A et pour un débit d'injection de gaz de 0.50 mg/s. La pression résiduelle correspondante à ce débit est de 8.4 mPa. Nous avons supposé dans ce chapitre que les électrons émis par la cathode, un filament d'une longueur 5 cm placé à 4 cm du plan de sortie, sont injectés uniformément dans le plasma avec une énergie de 0.5 eV. Cette énergie correspond à des électrons émis, par des effets thermoélectriques, à partir d'un filament de tungstène chauffé à ~ 2700 K. Les conditions aux limites utilisées pour les parois en contact avec le plasma généré par cette source (diffuseur et parois externes) sont analogues aux diélectriques. Les résultats présentés dans ce chapitre ont mis en évidence :

Mécanisme de fonctionnement

- Les faibles valeurs de la mobilité électronique dans la zone anodique font que l'essentiel de la chute de potentiel est concentré au niveau de cette zone. L'accélération a lieu essentiellement dans la zone anodique.
- Le transport d'électrons étant beaucoup plus facile le long des lignes de champ magnétique qu'à travers ces dernières, fait que les lignes de champ magnétique se confondent quasiment avec les lignes équipotentiels. La symétrie axiale de l'anode (forme conique) ainsi que celle des lignes de champ magnétique (parallèle à l'anode) font que le potentiel plasma a la forme d'un puits.
- Dans les sources EHIS, l'extraction du faisceau ionique est assurée par le gradient de potentiel plasma. Les trajectoires ioniques montrent que ces derniers sont, aussi, poussés vers l'axe de symétrie et se croisent au niveau de la région axiale. Ceci donne naissance à un pic de densité ionique dans le plat du puits de potentiel. La densité ionique peut atteindre des valeurs de l'ordre de 10^{19} m^{-3} dans le pic de densité plasma. En dehors de ce pic la densité plasma est de l'ordre de 10^{18} m^{-3} dans la région axiale. Les valeurs de la densité ionique chutent rapidement lorsque l'on s'éloigne de la source. En effet à 10 cm de la source, la densité plasma est de l'ordre de 10^{17} m^{-3} .
- Les électrons sont chauffés par le champ électrique présent dans le plasma. Ils gagnent de l'énergie au fur et à mesure qu'ils se rapprochent de l'anode. Leur énergie dans la zone axiale est de l'ordre de 1 eV et est maximale dans la zone anodique et est de l'ordre de 20 eV. Cette distribution de l'énergie électronique rend les électrons très ionisants dans la zone anodique. En effet, le taux d'ionisation est de l'ordre de $10^{-14} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ pour des électrons de ~ 20 eV et est de l'ordre de $10^{-19} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ pour des électrons de ~ 1 eV.
- L'ionisation a lieu, essentiellement, dans la zone anodique. Le terme source d'ionisation est de l'ordre de $10^{24} \text{ m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ dans la région anodique. Les valeurs du terme source d'ionisation sont maximales, $\sim 5 \times 10^{25} \text{ m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$, devant l'injecteur de gaz du fait que la densité atomique est de l'ordre de 10^{20} m^{-3} dans cette région.
- Le transport électronique est assuré, essentiellement, par les collisions Coulombiennes électron-ion dans la zone axiale et par les collisions de transfert de quantité de mouvement électron-atome dans la région anodique.
- Les collisions ion-atome ont lieu, essentiellement, dans la zone active. Le libre parcours moyen des collisions ion-atome à l'intérieur de la source est de l'ordre de 10 cm du fait que la densité atomique à l'intérieur de la source est de l'ordre de 10^{19} m^{-3} . La collisionnalité chute rapidement lorsqu'on s'éloigne de la source et les valeurs du

libre parcours moyen deviennent nettement plus importantes par rapport aux dimensions du domaine de calcul.

Faisceau ionique

- La distribution en énergie du faisceau ionique met en évidence l'existence de deux populations ioniques. Une population d'ions rapides ayant des énergies qui correspondent à la tension de décharge. Ces ions sont issus de l'ionisation qui a lieu dans la zone d'accélération. Une seconde population d'ions lents issus des collisions d'échange de charge qui a lieu essentiellement au voisinage du pic de densité plasma dans la région axiale. Lors de ces collisions, l'ion transfère (quasiment) toute son énergie à l'atome. L'énergie de ces ions est < 25 eV et correspond à l'accélération dans la plume.
- La densité de courant du faisceau ionique en fonction de l'angle de sortie montre que ce dernier est focalisé autour de l'axe de symétrie. A 15 cm de la source, l'intensité du faisceau ionique est de l'ordre de 15 mA/cm^2 au niveau à 0° de l'axe de symétrie et est de $\sim 7 \text{ mA/cm}$ en dehors de cet l'axe.

Flux d'atomes non-thermiques

- La forme de distribution en énergie du flux d'atomes non-thermiques issus de l'échange de charge est analogue à la distribution en énergie du faisceau ionique.
- L'intensité du flux d'atomes non-thermiques produit par la source n'est pas négligeable par rapport à l'intensité du faisceau ionique. En effet, pour les conditions standard, l'intensité du faisceau ionique est de 0.83 A et celle du flux d'atomes non-thermiques est de 0.15 A.

Références du chapitre :

[Hag02] : G. J. M. Hagelaar, J. Bareilles, L. Garrigues, and J. -P. Boeuf, “*Two-dimensional model of a stationary plasma thruster*”, Journal of Applied Physics, Vol, 91 p 5592 (2002)

[Hag03] : G. J. M. Hagelaar, J. Bareilles, L. Garrigues, and J. -P. Boeuf, “*Role of anomalous electron transport in a stationary plasma thruster simulation*”, Journal of Applied Physics, Vol. 93, p 67 (2003)

[Jon23] : J. H. Jones, “*The kinetic energy of electrons emitted from a hot tungsten filament*”, Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of Mathematical and Physical Character, Vol. 102 p 734 (1923)

[Kau87] : H. R. Kaufman, R. S. Robinson, and R. I. Seddon, “*End-Hall ion source*”, Journal of Vacuum Science & Technologies A, Vol 5 p2081 (1987)

[Kau04a] : H. R. Kaufman, J.M.E. Harper, “*Ion doses for low-energy ion-assist applications*”, Journal of Vacuum Science & Technologies A Vol. 22, p 221 (2004)

[Kau04b] : H. R. Kaufman, and J. E. Harper, “*Ion assist applications of broad-beam ion sources*”, in Advances in Thin Film Coatings for Optical Applications, edited by Jennifer D. T. Kruschwitz, James B. Oliver, Proceedings of SPIE Vol. 5527 p 50, Bellingham, WA (2004)

[Mah06] : L. Mahoney, D. Burtner, and D. Siegfried, “*A New End-Hall Ion Source with Improved Performance*”, 49th Annual Technical Conference Proceedings (2006) ISSN 0737-5921

[Sch01] : K. Scherer, “*Nouveaux matériaux pour couches minces diélectriques à bas indices de réfraction. Application aux traitements antireflet sur verres ophtalmologiques*”, Thèse de l'Université Pierre et Marie Curie (2001)

[Zhu08] : V. V. Zhurin, “*Optimum Operation of Hall-Current Ion Sources*”, private communication (2008)

Chapitre IV : Conservation du courant et influence sur la distribution du potentiel plasma

Ce chapitre est dédié à l'étude de l'influence des différents effets de bords sur le comportement de la source afin de compléter l'étude abordée dans le chapitre précédent dans lequel nous avons étudié le fonctionnement d'une source EHIS pour un choix fixe des conditions aux limites (injection de flux d'électrons issus de la cathode dans le plasma, nature des parois conductrices/diélectriques en contact avec le plasma et le courant net collecté par les parois du caisson à vide). En effet, comme nous l'avons montré dans le chapitre II, la distribution du potentiel plasma à travers les lignes du champ magnétique est obtenue à partir d'une relation de conservation de courant. Nous verrons comment ces conditions interviennent dans la relation de conservation de courant et étudierons leurs influences sur la distribution du potentiel plasma et sur les caractéristiques du faisceau ionique.

En ce qui concerne les caractéristiques du courant d'électrons émis par la cathode, deux hypothèses sont utilisées dans ce modèle. En effet, on suppose que leur énergie est de 0.5 eV et qu'ils sont émis par la cathode de manière homogène le long du filament. En réalité, les caractéristiques de ces électrons dépendent des caractéristiques de la gaine cathodique. Cependant, du fait de l'hypothèse de quasi-neutralité du plasma, on ne peut pas résoudre de manière les caractéristiques du plasma (distribution de potentiel plasma, densité électronique et ionique...) dans cette gaine, ce qui nous empêche de traiter les électrons issus de la cathode de manière auto-cohérente et nous oblige à gérer les caractéristiques de ces électrons via des données d'entrée. Nous accorderons dans ce chapitre un intérêt à l'influence des caractéristiques des électrons issus de la cathode. D'autant plus que, d'une part, le groupe R&D d'Essilor a testé différentes configurations cathodiques afin de réduire la pulvérisation du filament par le faisceau ionique. D'autre part, la configuration cathodique peut varier d'une source à une autre. On note, par exemple, l'utilisation d'une cathode creuse dans la configuration de la source MARKII+. Dans ce chapitre, on abordera dans le détail l'influence de la configuration cathodique sur le comportement des sources EHIS et sur les caractéristiques du faisceau ionique généré par ces sources.

Nous avons décrit dans le chapitre II le modèle utilisé pour l'étude du fonctionnement de la source MARK II. Un certain nombre d'hypothèses sont utilisées, dans ce modèle, afin de résoudre les équations qui gouvernent le fonctionnement de cette source. La nature électrique des parois en contact avec le plasma forment une partie de ces hypothèses. Ceci est déterminé par le fait que le faisceau ionique peut être en contact avec les parois externes du caisson à vide (parois conductrices) ou, plus souvent, en contact avec le substrat qui est diélectrique dans notre cas (verres ophtalmologiques). En ce qui concerne la nature électrique du diffuseur, le groupe R&D d'Essilor a tenté de protéger le diffuseur par une couche de diélectrique afin de réduire l'érosion de ce dernier. Ces deux derniers points justifient l'intérêt que l'on porte à la nature des parois.

Dans ce chapitre nous avons utilisé les mêmes conditions de simulation décrites dans le chapitre précédent (conditions standards : débit de gaz 0.50 mg/s, pression résiduelle 8.4 mPa, courant collecté par l'anode 1A). Nous rappellerons les conditions utilisées pour chaque section de ce chapitre.

IV. A. Configuration du filament et énergie des électrons issus de la cathode

Nous avons abordé dans le chapitre III une étude du fonctionnement d'une source EHIS. Dans le chapitre III, nous avons étudié le cas d'une source fonctionnant avec un filament d'une longueur de 5 cm qui intercepte l'axe de symétrie de la source et qui est placé à 4 cm du plan de sortie de la source. Nous avons supposé, dans le chapitre III, que les électrons étaient émis de manière uniforme le long de ce filament et que l'énergie des électrons issus de la cathode était de 0.5 eV. On observe dans certaines sources, telle que la source MARK II + (figure IV. 1, figure de gauche) ou la EH 1000HC, que l'utilisation d'une cathode creuse, dans ce cas, les électrons issus de la cathode sont injectés dans le plasma à partir d'une région confinée autour d'une même ligne de champ magnétique. Il est intéressant de comparer le comportement de la source dans les deux configurations cathodiques, c'est à dire le cas d'électrons émis de manière homogène le long d'un filament qui intercepte l'axe de symétrie ainsi que plusieurs lignes du champ magnétique dans la zone axiale et le cas des électrons émis autour d'une seule ligne de champ magnétique. En effet, nos calculs montrent que les caractéristiques du faisceau ionique généré par une source EHIS sont très sensibles à la configuration cathodique. D'autant plus que le groupe R&D d'Essilor a étudié le fonctionnement d'une source MARK II utilisant un filament circulaire placé symétriquement autour de l'axe de la source (figure IV. 1, figure de droite). Cette configuration cathodique est analogue à l'utilisation d'une cathode creuse du moment que dans les deux cas, les électrons sont injectés autour de la même ligne du champ magnétique.

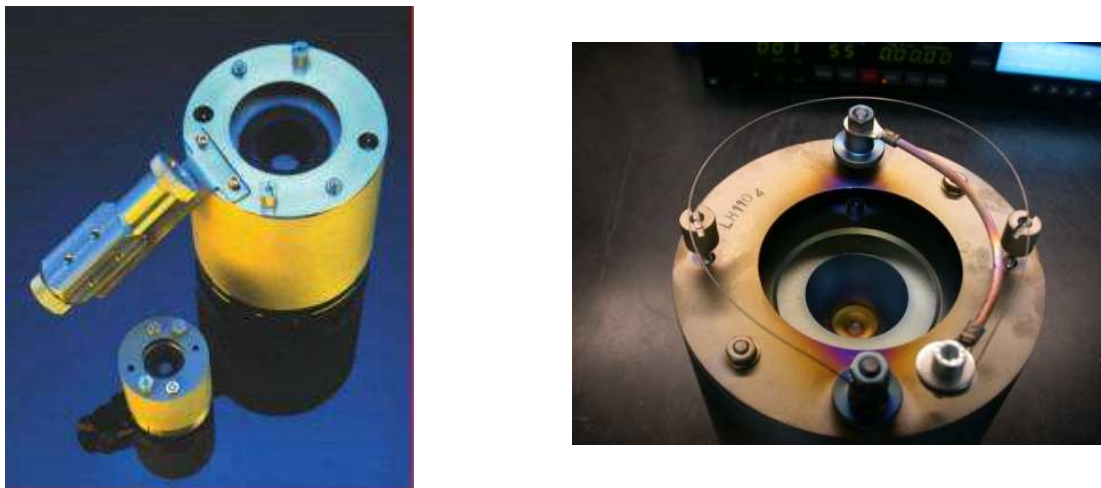


Fig IV. 1. (à gauche) Source d'ions type EHIS à cathode creuse, configuration d'une source MARK II +. (à droite) Configuration circulaire d'un filament de tungstène placé symétriquement autour de l'axe de symétrie de la source MARK II, configuration réalisée par le groupe R&D de l'industriel Essilor.

IV. A. 1. Étude de l'influence de la configuration cathodique

Dans le chapitre précédent nous avons étudié le comportement de la source fonctionnant avec un filament qui intercepte l'axe de symétrie de la source ainsi que plusieurs lignes du champ magnétique dans la zone axiale. La distribution du courant d'électrons émis par ce filament est supposée homogène le long de ce dernier. Dans cette section, nous proposons d'étudier le comportement de la source, pour les conditions standards, pour un filament circulaire placé de manière symétrique autour de l'axe Ox , pour lequel tous les électrons sont émis autour d'une même ligne du champ magnétique, c.à.d. dans la même cellule de la grille fluide (voir figure IV. 2). La nature du diffuseur et des parois externes est supposée diélectrique.

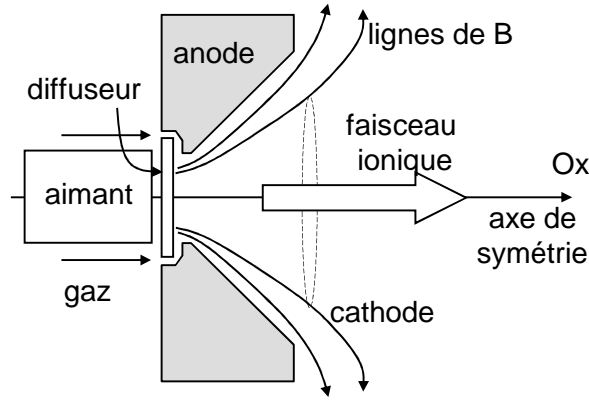


Fig IV. 2. Configuration de la source MARK II avec un filament circulaire.

Afin de bien comprendre l'influence de l'émission électronique sur le fonctionnement de la source, nous avons étudié le comportement de la source pour plusieurs configurations cathodiques (voir le tableau ci-dessous).

	(x, r)
filament 1	(6.15, 0.00)
filament 2	(6.15, 2.00)
filament 3	(6.15, 2.25)
filament 4	(6.15, 2.50)

Remarque 1

Les positions des filaments 1, 2, 3 et 4 ont été choisies de manière à ce qu'on puisse observer une différence significative dans les caractéristiques du faisceau ionique. Les caractéristiques de ce faisceau sont quasiment identiques pour des cathodes situées à 4 cm du plan de sortie et à une position radiale de 0 cm à 1.5 cm. Par contre, les caractéristiques du faisceau ionique deviennent très sensibles à la variation de la position radiale autour de ~2 cm de la cathode, pour les cathodes situées à 4 cm du plan de sortie et autour.

Rappel 1

Dans le chapitre II, section II. 6. c, nous avons vu que la valeur du courant qui traverse une ligne du champ magnétique dépend, entre autre, du courant d'électrons injecté par la cathode autour de cette ligne (relation II. 47). En effet, ce courant est donné par une relation de conservation de courant

$$\underbrace{I(k - \frac{1}{2})}_{\text{courant traversant la ligne } k-1/2} = \underbrace{I_{\text{cat}}(k)}_{\text{courant d'électrons injecté dans la cellule } k} + \underbrace{I_e(k + \frac{1}{2})}_{\text{courant d'électrons traversant la ligne } k+1/2} - \underbrace{I_i(k + \frac{1}{2})}_{\text{courant d'ions traversant la ligne } k+1/2} - \underbrace{(I_{e,w1}(k) + I_{i,w1}(k) - I_{e,w2}(k) + I_{i,w2}(k))}_{\text{somme nulle pour des parois diélectriques}}$$

où les valeurs de I_e et I_i sont positives par définition ($I_e = e \iint \Gamma_{e,\perp} ds$ et $I_i = e \iint \Gamma_{i,\perp} ds$)

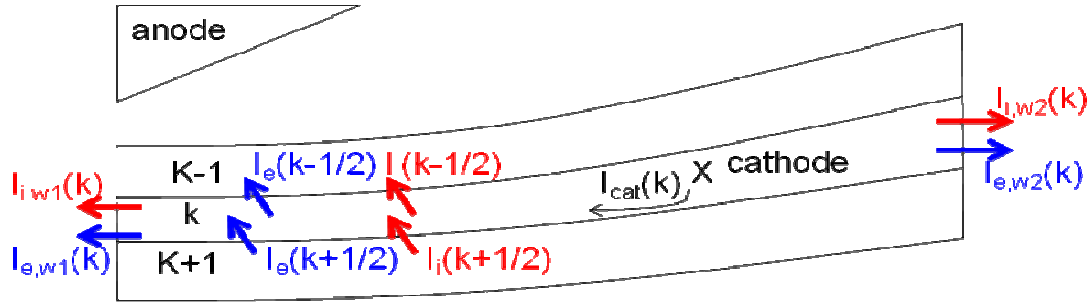


Fig IV. 3 Description schématique des différents courants entrant dans le bilan de conservation de courant.

Pour une cathode ponctuelle, le terme $I_{cat}(k)$ est nul pour toutes les cellules qui ne contiennent pas la cathode et est égal au courant de décharge pour la cellule contenant la cathode. Il est donc clair que la position de la cathode influence la distribution du courant net qui traverse les lignes du champ magnétique. En effet, la relation II. 46 montre que la distribution du potentiel plasma à travers les lignes du champ magnétique est liée à la distribution du courant à travers ces lignes. En effet, le flux d'électrons à travers une ligne du champ magnétique est donné par la relation suivante (les différents termes de la relation II. 46 sont explicités dans la section II. 6. c)

$$\frac{I_e}{e} = \iint \Gamma_{e,\perp} ds = c_2 \frac{\partial V^*}{\partial \lambda} + \frac{2}{3e} c_3 \frac{\partial \varepsilon}{\partial \lambda} = c_1 - \frac{\beta}{e} I$$

où V^* représente une fonction de λ et est constante le long des lignes du champ magnétique. Le coefficient β représente le rapport entre le courant qui traverse une ligne du champ magnétique par rapport au courant collecté par l'anode $\beta = \frac{I(k-1/2)}{I_{anode}}$; dans le cas des parois diélectriques, ce coefficient égal à 1 pour les lignes de champ magnétique incluses entre la cathode et l'anode et est nul ailleurs.

Il ressort de la relation II. 46, que la distribution de potentiel plasma à travers les lignes du champ magnétique est intimement liée à la distribution du courant à travers ces lignes. Ceci a une influence sur les caractéristiques du faisceau ionique étant donné que ces ions sont accélérés par le champ électrique dû au gradient du potentiel plasma. Nous étudierons dans cette section l'influence de la position de la cathode (la distribution de ce courant à travers les lignes du champ magnétique) sur le comportement de la source ainsi que sur les caractéristiques du faisceau ionique généré par celle-ci.

IV. A. 1. a. Effets sur la distribution du potentiel plasma

La figure IV. 4 montre la distribution du potentiel plasma pour différentes configurations du filament. On observe, pour la figure IV. 4. a, l'absence de barrière de potentiel dans la zone axiale. Alors que, pour la figure IV. 4. b, lorsque les électrons sont émis en dehors de la zone axiale, on observe la présence d'une barrière de potentiel dans la région axiale. Rappelons que le potentiel plasma s'adapte pour assurer la quasi-neutralité du plasma et afin de satisfaire la continuité du courant. Lorsque les électrons sont injectés, à partir de la cathode, autour de l'axe de symétrie, le courant d'électrons collecté par les parois en contact avec le plasma (diffuseur et parois du caisson à vide) dans la zone axiale est directement fourni par la cathode dans cette zone. Dans ce cas, il n'est nul besoin d'un champ électrique, dans la zone axiale, pour attirer les électrons vers cette région pour assurer la continuité du courant. Lorsque l'injection des électrons dans le plasma, à partir de la cathode, s'effectue loin de l'axe de symétrie, un champ électrique est nécessaire pour attirer les électrons vers la

zone axiale afin d'assurer la neutralité du plasma dans cette région et aussi d'attirer un courant d'électrons vers les parois en contact avec le plasma afin de neutraliser le courant d'ions collecté par ces parois et de satisfaire la continuité du courant. Une barrière de potentiel se forme alors dans la région axiale. La figure V. 5 montre une description schématique du courant d'ions ainsi que du courant d'électrons collectés par les parois externes. La hauteur de cette barrière ainsi que sa largeur sont proportionnelles à la distance cathode-axe de symétrie (figure IV. 6). L'existence de cette barrière de potentiel dans la zone axiale est prédite par H. R. Kaufman *et al* [Cum89].

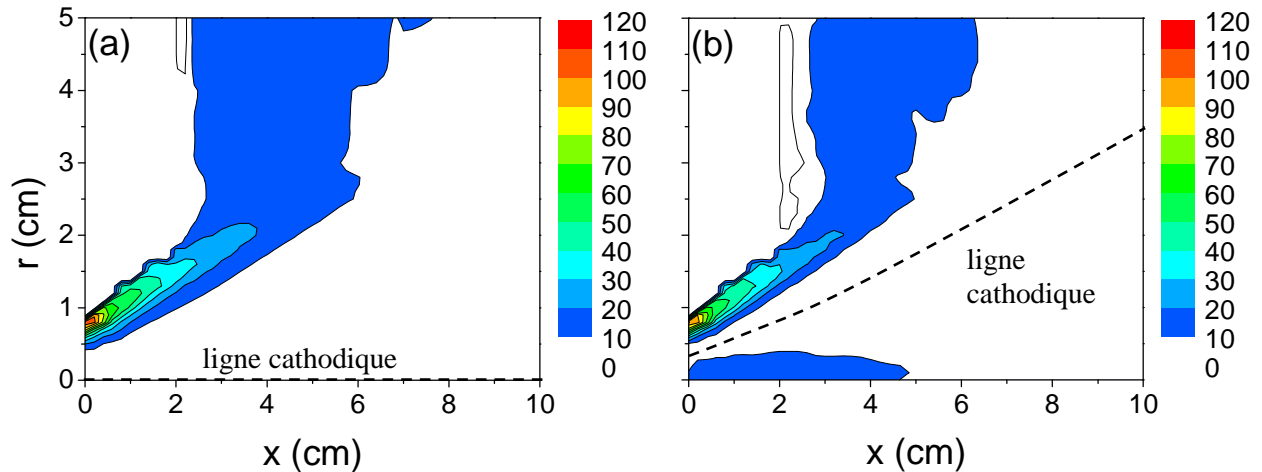


Fig IV. 4. Distribution du potentiel plasma calculée, pour différents filaments, pour les conditions standards. (a) filament 1, (b) filament 2. La ligne cathodique est représentée en pointillés

Par ailleurs, on observe que la tension de décharge chute lorsque l'on réduit la distance anode-cathode. En effet, pour le filament 1 la tension de décharge est de ~ 120 V et de ~ 90 V pour le filament 4. La tension de décharge nécessaire pour le transport d'un courant d'électrons de la cathode vers l'anode et évolue dans le même sens que la distance cathode-

$$\text{anode } V_d = -\int_C^A \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l}.$$

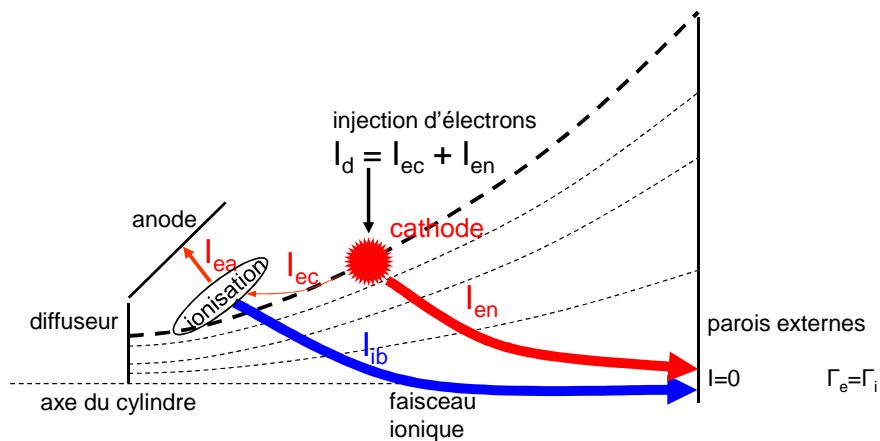


Fig IV. 5. Description schématique de la continuité de courant dans une source EHIS.

La figure IV. 6 montre la distribution radiale du potentiel plasma calculée à 1 cm du diffuseur. Dans cette figure on voit la forme de la barrière de potentiel qui a lieu autour de l'axe de symétrie. Cette barrière de potentiel a pour rôle d'attirer des électrons vers la zone axiale, à partir de la ligne cathodique, afin satisfaire la relation de conservation de courant. A l'état stationnaire, le courant d'électrons collecté par cette barrière est égal au courant

d'électrons perdu latéralement, le long des lignes de champ magnétique, au niveau des parois dans la zone axiale afin de neutraliser le courant d'ions collecté par celles-ci (figure IV. 5). Cette barrière repousse les ions et empêche une partie de ces derniers d'atteindre l'axe de symétrie. Elle influence donc les trajectoires ioniques et modifie les caractéristiques du faisceau plasma généré par la source.

Part ailleurs, on voit que la position de la cathode influence la largeur et la hauteur du puits de potentiel. En effet, le potentiel plasma s'adapte pour assurer le transport des électrons à partir de la ligne cathodique vers l'anode. Par conséquent, un gradient de potentiel plasma prend forme dans l'espace inter-électrode ; en réduisant cet espace on augmente la largeur du puits. Il est aussi intéressant de voir que le potentiel plasma est minimal pour la ligne cathodique du fait de l'abondance des électrons autour de cette ligne. Les électrons de la ligne cathodique possèdent une énergie minimale ~ 1 eV, alors que les électrons de la zone axiale sont à ~ 2.5 eV parce que le potentiel plasma est plus élevé dans cette région.

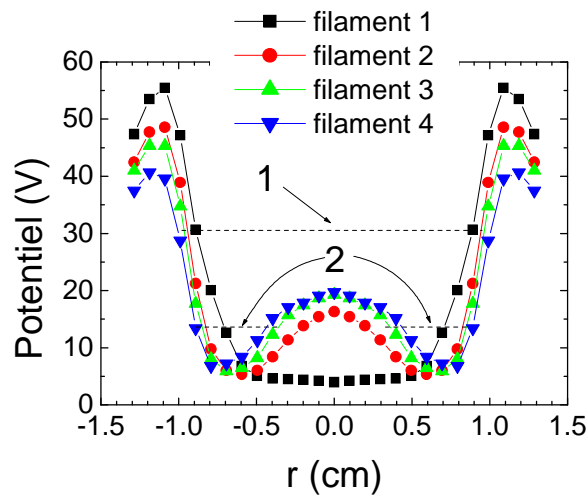


Fig IV. 6. Distribution radiale du potentiel plasma calculée à 1 cm du diffuseur pour les conditions standards. (a) filament 1, (b) filament 2, (c) filament 3, (d) filament 4.

Un puits secondaire (2) se forme entre la barrière de potentiel et la zone d'accélération (zone anodique). Les ions de faible énergie peuvent être piégés dans le puits secondaire (2) et réduire la focalisation du faisceau ionique, alors que les ions énergétiques sont piégés dans le puits principal (1). Ceci est bien illustré dans la distribution de la densité plasma (voir figure IV. 7) ainsi que dans l'évolution de la densité de courant du faisceau ionique en fonction de l'angle de sortie (voir figure IV. 10).

IV. A. 1. b. Effets sur la distribution de la densité du plasma

La figure IV. 7 montre la distribution de la densité plasma pour deux positions différentes de la cathode. Le pic de densité plasma est plus important lorsque les électrons sont injectés dans la zone axiale. En effet, la figure IV. 7. a montre que la densité ionique dans la zone axiale peut atteindre $8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Lorsque les électrons sont émis en dehors de l'axe de symétrie (voir la figure IV. 7. b) et du fait de la barrière de potentiel qui empêche une partie d'ions d'atteindre l'axe de symétrie, la densité plasma ne dépasse pas $2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

H. R. Kaufman *et al* prédisait dans [Cum89] la présence d'une barrière de potentiel dans la zone axiale et qu'une partie des ions rebondissent sur celle-ci. Nos résultats, en accord avec [Cum89], montrent qu'en effet, une partie des ions rebondissent sur cette barrière de potentiel. Ceci est visible sur la distribution de la densité ionique (figure IV. 7). L'influence sur les trajectoires ioniques de la population des ions lents est plus marquée comparativement

aux ions rapides, en vue de l'énergie des ions lents qui est comparable à la hauteur de la barrière de potentiel.

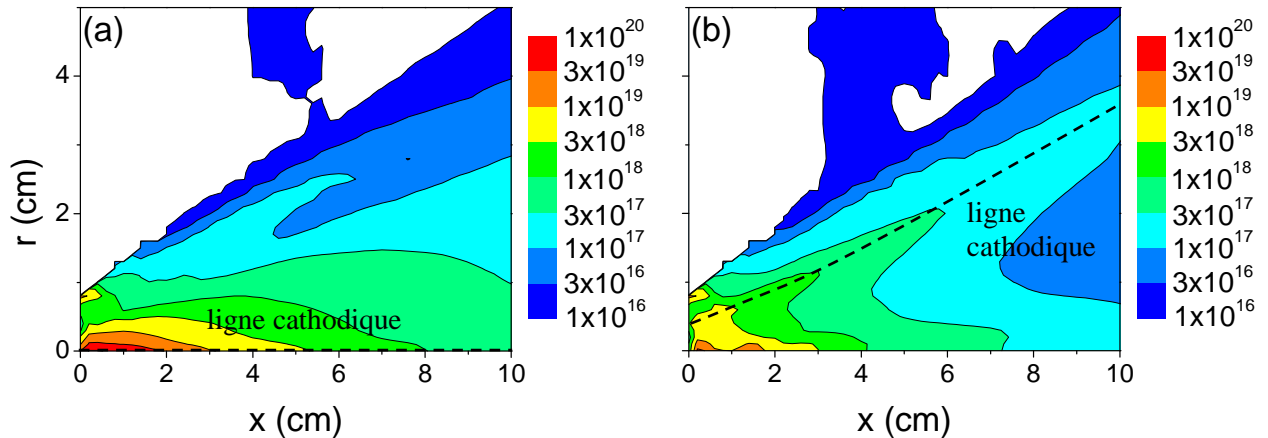


Fig IV. 7. Distribution de la densité du plasma (m^{-3}) calculée, pour différents filaments, pour les conditions standards. (a) filament 1, (b) filament 2. La ligne cathodique est représentée en pointillés

Comme nous l'avons déjà dit, le potentiel plasma est minimal autour de la ligne cathodique ; un puits secondaire se forme autour de cette ligne. Les ions possédant une faible énergie peuvent être piégés dans ce puits. On voit bien dans la figure IV. 7. b que la densité plasma est élevée autour de la ligne du champ magnétique qui intercepte la cathode. La figure IV. 8 montre la distribution radiale de la densité plasma calculée au niveau du filament.

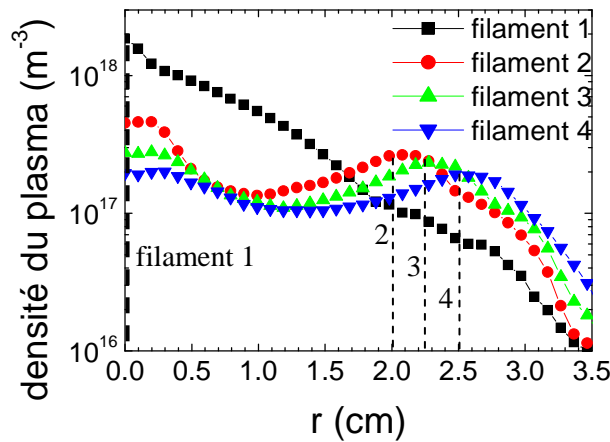


Fig IV. 8. Distribution radiale de la densité du plasma calculée, pour différents filaments, pour les conditions standards au niveau de la cathode. Les lignes en pointillés montrent les positions radiales des différentes cathodes (filament 1, 2, 3 et 4) placées à 4 cm du plan de sortie.

IV. A. 1. c. Effet sur les caractéristiques du faisceau ionique

La figure IV. 9 montre la distribution en énergie du faisceau ionique calculée au niveau du plan de sortie pour les quatre filaments décrits dans le tableau précédent. Comme la tension de décharge décroît lorsque les électrons sont émis en dehors de l'axe de symétrie, l'énergie des ions rapides est moins importante. D'autre part, la forme de la distribution d'ions lents est nettement influencée par le type du filament. Pour le filament 1 (électrons émis au niveau de l'axe de symétrie), la majorité des ions lents possèdent une énergie inférieure à ~ 5 eV alors que pour les trois autres positions (2, 3 et 4) les ions lents sont étalés sur une plus large gamme d'énergie de 0 à ~ 20 eV, ce qui est en concordance avec les mesures (voir IV. 15. b). Ceci est dû au fait que les ions lents sont issus de l'échange de

charge qui a lieu essentiellement dans la région axiale (voir figure III. 20). Par conséquent, les ions issus de l'échange de charge sont accélérés par la barrière de potentiel.

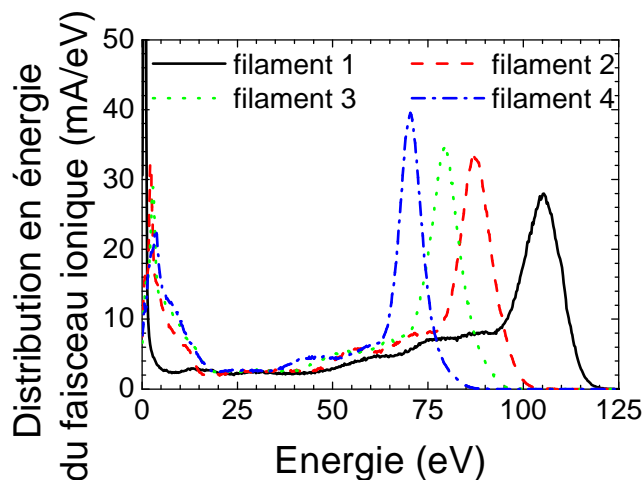


Fig IV. 9. Distributions en énergie du faisceau ionique calculées, pour différents filaments, au niveau du plan de sortie pour les conditions standards.

Nos résultats se rapprochent d'avantage des observations expérimentales lorsque les électrons sont émis en dehors de la zone axiale, de manière à ce qu'une barrière de potentiel se forme dans la région axiale. En effet, les mesures expérimentales montrent que la population des ions lents est étalée dans une gamme d'énergie allant de 0 eV à ~20 eV (voir figure IV. 15. b). Or en l'absence d'une barrière de potentiel dans la zone axiale, nos calculs montrent que la population des ions lents est étalée sur une gamme d'énergie allant de 0 eV à ~5 eV. Ce qui porte à croire que le filament émet des électrons de manière à ce qu'une barrière de potentiel se forme dans la région axiale.

La figure IV. 9 montre que la population des ions rapides est centrée autour d'une valeur qui dépend de la position de la cathode. Ceci est dû au fait que la tension de décharge chute lorsque l'on réduit la distance anode-cathode du fait que le transport d'un courant

d'électrons de la cathode vers l'anode dépend de la distance entre ces dernières $V_d = -\int_C^A \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l}$.

Notons que la population des ions rapides est centrée autour d'une énergie qui correspond à la tension de décharge.

Il est intéressant de relever le fait que la barrière de potentiel contribue aussi à évacuer une partie des ions lents vers le diffuseur. En effet, le courant d'ions collecté par le diffuseur augmente légèrement en présence de cette barrière. Ce courant évolue dans le même sens que la hauteur de la barrière de potentiel présente dans la zone axiale. Ceci réduit l'intensité des ions lents présents dans le faisceau ionique lorsque l'émission des électrons s'éloigne de l'axe de symétrie (voir figure IV. 9). En outre, comme la tension de décharge est sensible à la position du filament et que les électrons sont chauffés par la tension de décharge, l'énergie des électrons diminue avec la restriction de l'espace inter-électrodes et réduit le taux d'ionisation. Le courant d'ions produit ainsi que l'intensité du faisceau ionique généré par la source chute avec la diminution de l'énergie des électrons dans la zone anodique. Le tableau ci-dessous résume l'évolution de ces paramètres pour différents filaments.

	Tension de décharge	Energie électronique dans la zone anodique	Courant d'ions produit par la source	Intensité du faisceau ionique	Courant d'ions collecté par le diffuseur
filament 1	120 V	19 eV	1.22 A	0.84 A	36 mA
filament 2	100 V	18 eV	1.20 A	0.79 A	39 mA
filament 3	96 V	17 eV	1.16 A	0.77 A	44 mA
filament 4	92 V	16 eV	1.12 A	0.69 A	53 mA

La figure IV. 10. a. montre la densité de courant du faisceau ionique en fonction de l'angle de sortie, calculée à 15 cm de la source, pour différents filaments. L'influence de la barrière de potentiel, qui prend forme dans la région axiale, sur les trajectoires ioniques est bien visible sur cette figure. En effet, pour le filament 1, le faisceau ionique est focalisé autour de l'axe de symétrie. La densité du faisceau, à 15 cm de la source, est de ~ 15 mA/cm² à 0°, par rapport à l'axe de symétrie. Cette intensité chute rapidement lorsque l'on quitte la région axiale, à 10° l'intensité du faisceau baisse à ~ 7 mA/cm². La barrière de potentiel homogénéise la distribution de la densité de courant du faisceau ionique en fonction de l'angle de sortie ; pour le filament 3 par exemple, l'intensité du faisceau ionique est de l'ordre de 4 mA/cm² dans la zone axiale ainsi que dans les ailes du faisceau ionique.

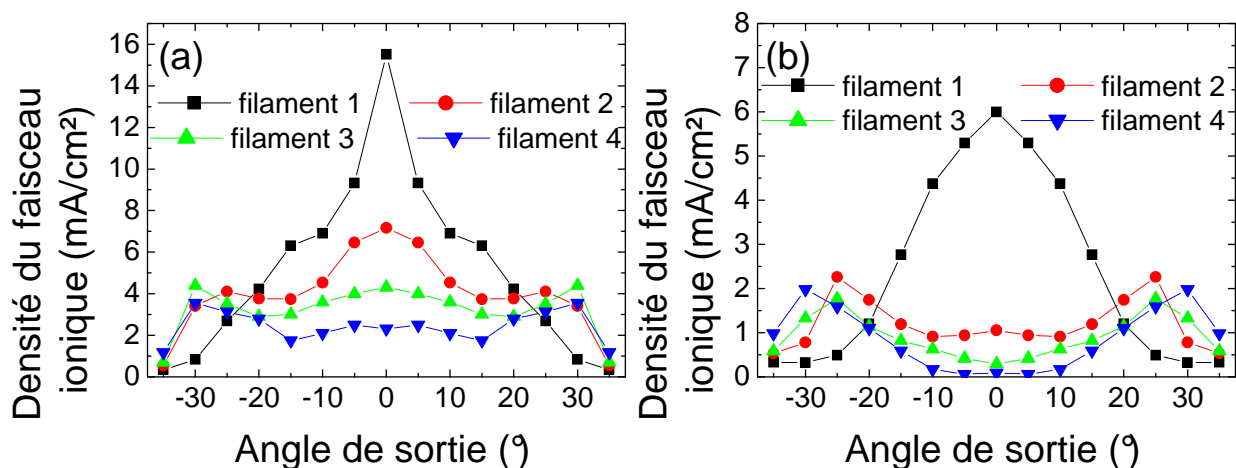


Fig IV. 10. Densité de courant du faisceau ionique en fonction de l'angle de sortie calculée, pour différents filaments, à 15 cm du plan sortie pour les conditions standards. (a) densité de courant total du faisceau ionique, (b) densité de courant des ions < 25 eV.

La figure IV. 10. b. montre la densité de courant d'ions lents en fonction de l'angle de sortie, dont l'énergie cinétique est inférieure à 25 eV, calculée à 15 cm de la source pour les quatre filaments. En l'absence de la barrière de potentiel au niveau de l'axe de symétrie (filament 1), le flux d'ions lents est focalisé autour de ce dernier. Par contre, la présence de la barrière de potentiel au niveau de la région axiale réduit significativement l'intensité du flux d'ions lents autour de l'axe de symétrie. Pour le filament 4 par exemple, l'intensité du flux d'ions lents dans la région axiale est quasiment nulle ; dans ce cas, cette intensité est plus importante dans les ailes du faisceau ionique, ceci est dû à la distribution du potentiel qui

forme un puits secondaire autour de la ligne cathodique piégeant ainsi les ions lents autour de cette ligne.

IV. A. 1. d. Effets sur les caractéristiques du flux d'atomes non-thermiques

Comme nous l'avons dit dans le chapitre précédent, la forme de la fonction de distributions en énergie des atomes non-thermiques (atomes issus de l'échange de charge) est semblable à celle des ions. L'intensité du flux d'atomes non-thermiques généré par la source est de ~ 0.4 A, pour les conditions standards, dont 50 % de ces atomes possèdent des énergies supérieures à 25 eV. La figure IV. 11. montre les fonctions de distribution en énergie du flux d'atomes non-thermiques généré par la source.

La figure IV. 12. a. montre la densité de courant du flux d'atomes non-thermiques issus de l'échange de charge en fonction de l'angle de sortie. Cette figure montre que la distribution du flux d'atomes non-thermiques est, plus ou moins, sensible à la configuration du filament dans la zone axiale. Les atomes non-thermiques sont créés par échange de charge, réaction durant laquelle l'ion transfère toute son énergie à l'atome. Sachant que les vitesses de ces ions sont influencées par la barrière de potentiel, il est clair que la densité de courant du flux d'atomes non-thermiques en fonction de l'angle de sortie soit aussi influencée par la barrière de potentiel (position de la cathode). L'intensité du flux d'atomes non-thermiques est de ~ 1.5 mA/cm² dans la zone axiale et de ~ 0.6 mA/cm² dans les ailes du faisceau ionique. La figure IV. 12. b. montre que l'intensité des atomes non-thermiques possédant une énergie inférieure à 25 eV représente $\sim 50\%$ du flux de neutres non-thermiques indépendamment de l'angle de sortie.

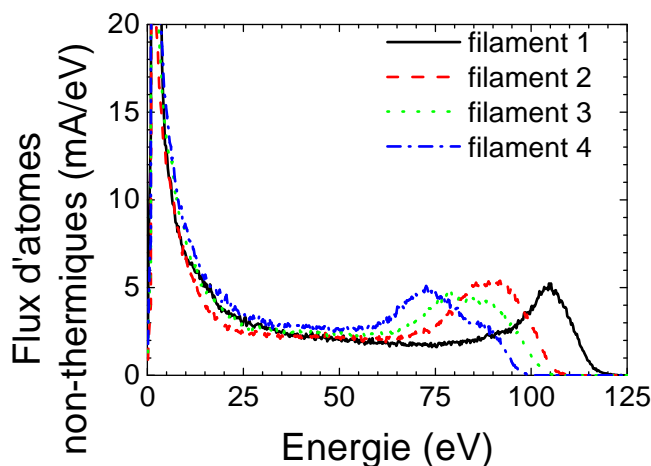


Fig IV. 11. Distribution en énergie des atomes non-thermiques (issus de l'échange de charge) calculée, pour différents filaments, au niveau du plan de sortie pour les conditions standards.

La distribution du flux d'atomes non-thermiques montre que ce flux n'est pas négligeable par rapport à l'intensité du faisceau ionique. Notamment dans les ailes du faisceau ionique. En effet, à 25° l'intensité du flux d'atomes non-thermiques est de l'ordre de $1/6$ de l'intensité du faisceau ionique, indépendamment de la configuration du filament, pour les conditions standards. Au niveau de l'axe de symétrie, l'intensité du flux d'atomes non-thermiques est de l'ordre de $\sim 1/16$, $\sim 1/4$, $\sim 1/3$ et $\sim 1/2$, respectivement pour le filament 1, filament 2, filament 3 et filament 4, par rapport à l'intensité du faisceau ionique.

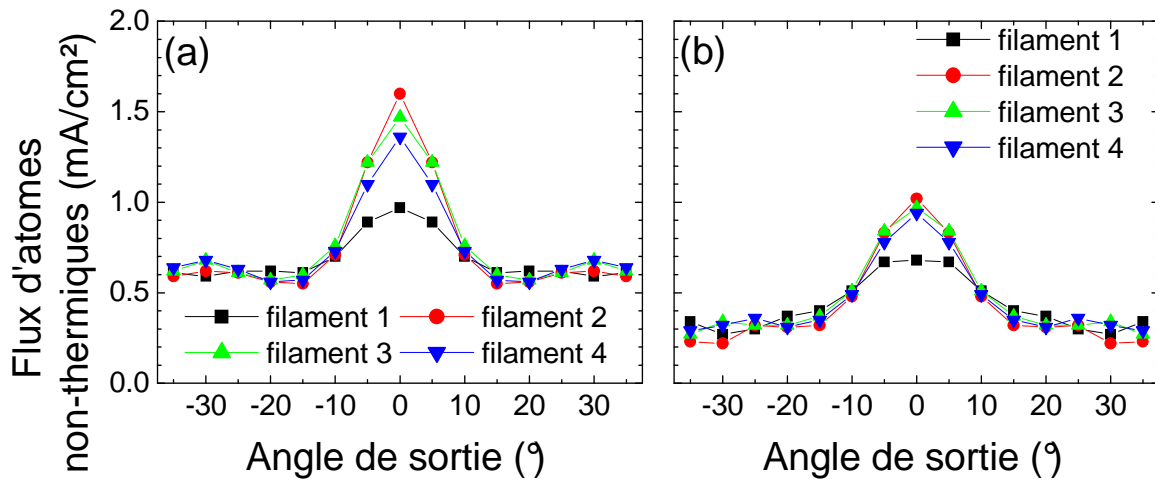


Fig IV. 12. Densité de courant du flux d'atomes non-thermiques (issus de l'échange de charge) calculée à 15 cm du plan sortie, pour différents filaments, pour les conditions standards. (a) densité de courant total du flux d'atomes non-thermiques, (b) densité de courant des atomes non-thermiques < 25 eV

De plus, contrairement à la distribution du faisceau ionique qui est moins focalisé en présence de la barrière de potentiel dans la zone axiale, le flux d'atomes non-thermiques est plus focalisé en présence de cette barrière. Ceci est dû au fait que l'échange de charge a lieu essentiellement dans la zone axiale et qu'en présence de la barrière de potentiel, les ions sont repoussés par le gradient de potentiel dû à la présence de cette barrière. Cette dernière affecte significativement la composante radiale de la vitesse ionique, essentiellement au voisinage du maximum du taux d'échange de charge (voir figure III. 20). Par conséquent, plus l'ion se rapproche de l'axe de symétrie, plus sa vitesse radiale est réduite et plus sa vitesse se rapproche d'une direction parallèle à l'axe de symétrie. En présence de la barrière de potentiel il est, donc, plus probable de trouver, dans la zone axiale, des ions ayant une vitesse quasiment parallèle à l'axe de symétrie plutôt qu'en absence de cette barrière. Sachant que les atomes non-thermiques sont créés essentiellement dans la zone axiale au niveau du pic de densité ionique (voir figure III. 20), il est donc plus probable de générer des atomes non-thermiques, issus de l'échange de charge, ayant une vitesse parallèle à l'axe de symétrie. Ce qui rend le flux d'atomes non-thermiques plus intense dans la région axiale en présence de la barrière de potentiel.

IV. A. 2. Influence de l'énergie des électrons émis par le filament sur le faisceau ionique

Parmi les limites de notre modèle, on cite son incapacité à résoudre le chauffage des électrons dans la gaine cathodique du fait de l'hypothèse de quasi-neutralité du plasma. Par conséquent, l'énergie des électrons injectés dans le plasma à partir de la cathode est fixée comme donnée d'entrée. Or, nous avons déjà vu que les valeurs du champ électrique sont faibles dans la zone axiale. Par conséquent, l'énergie des électrons dans cette région est fixée par la valeur de l'énergie des électrons issus de la cathode. La distribution du potentiel le long des lignes du champ magnétique dans la région axiale est influencée par les valeurs d'énergie de ces électrons. Ceci influence les trajectoires ioniques et risque de modifier les caractéristiques du faisceau ionique.

Dans cette section, on se propose d'étudier l'influence de l'énergie des électrons issus de la cathode sur le comportement de la source pour les conditions standards tout en supposant que le diffuseur, ainsi que les parois externes sont diélectriques et que les électrons sont émis de manière homogène le long de la cathode pour un filament de 5 cm, qui intercepte l'axe de symétrie, placé à 4 cm du plan de sortie.

Rappel 2

Dans le chapitre II nous avons étudié la relation de conservation d'énergie (relation II. 48). Dans la section II. 6. d nous avons explicité les différents termes qui interviennent dans cette relation. Afin de faciliter au lecteur la compréhension de ce chapitre, nous proposons de rappeler brièvement la relation de conservation de courant et d'insister sur le rôle de l'énergie des électrons issus de la cathode dans la relation de conservation d'énergie.

$$\begin{array}{c}
 \text{Terme temporel} \qquad \qquad \qquad \text{Gradient du flux} \qquad \qquad \text{Perte d'énergie due aux collisions} \\
 \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \text{de chaleur} \qquad \qquad \qquad \text{électron-atome, et électron-ion} \\
 \underbrace{\iiint_V \frac{\partial(n\varepsilon)}{\partial t} dV}_{\text{Transport convectif}} + \underbrace{\iiint_V \frac{5}{3} \nabla \cdot (\Gamma_e \varepsilon) dV}_{\text{Transport convectif}} - \underbrace{\iiint_V \nabla \cdot \mathbf{Q}_e dV}_{\text{Gradient du flux de chaleur}} = \underbrace{\iiint_V -e\mathbf{E} \cdot \Gamma_e dV}_{\text{Chauffage par le champ électrique}} - \underbrace{\iiint_V NnkdV}_{\text{Perte d'énergie due aux collisions}}
 \end{array}$$

Rappelons que pour certaines cellules de la grille fluide, un courant électronique est injecté dans celles-ci à partir de la cathode. Il faut donc prendre en considération le flux d'énergie correspondant à ce courant d'électrons dans l'équation de conservation d'énergie. Le terme de transport convectif pour ces cellules devient

$$\iiint_V \frac{5}{3} \nabla \cdot (\Gamma_e \varepsilon) dv = \iint_{S_{k-1/2}} \frac{5}{3} \Gamma_{e,\perp} \varepsilon ds - \iint_{S_{k+1/2}} \frac{5}{3} \Gamma_{e,\perp} \varepsilon ds + \underbrace{\iint_{S_{f1}} \frac{5}{3} \Gamma_{e,S_{f1}} \varepsilon ds + \iint_{S_{f2}} \frac{5}{3} \Gamma_{e,S_{f2}} \varepsilon ds}_{\text{flux d'énergie électronique vers les parois}} - \underbrace{\frac{5 I_{cat}(k)}{3 q_e} \varepsilon_{e-cat}}_{\text{énergie des électrons issus de la cathode}}$$

où $I_{cat}(k)$ représente la proportion du courant d'électrons injecté dans la cellule k , de la grille fluide, à partir de la cathode et ε_{e-cat} représente l'énergie des électrons issus de la cathode.

Il faut mentionner que l'hypothèse des électrons Maxwelliens n'est pas exacte pour les électrons issus de la cathode du fait que ces derniers peuvent être accélérés dans la cathode. Dans ce cas ces électrons seront plutôt monocinétique.

IV. A. 2. a. Influence sur l'énergie cinétique électronique

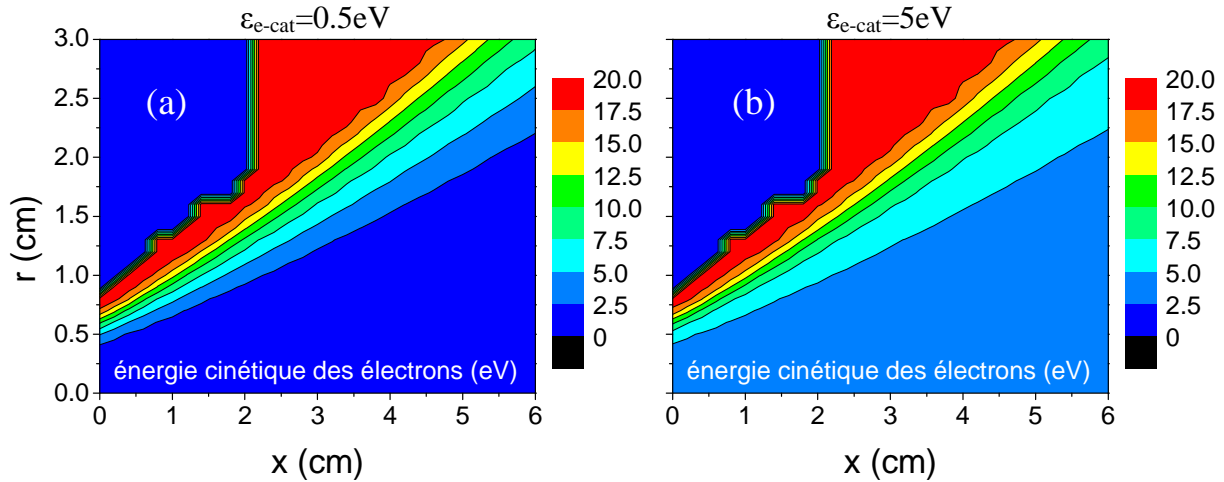


Fig IV. 13. Distribution de l'énergie électronique calculée pour les conditions standards pour deux valeurs d'énergie pour les électrons issus de la cathode. (a) électrons issus de la cathode à 0.5 eV (b) électrons issus de la cathode à 5 eV

La figure IV. 13. montre la distribution spatiale de l'énergie électronique. L'énergie des électrons dans la région axiale est sensible à l'énergie des électrons issus de la cathode. Ceci est dû aux faibles valeurs du gradient de potentiel plasma dans cette région. L'énergie des électrons dans la zone anodique reste, quasiment, insensible à ce paramètre. Ceci rend les électrons de la zone axiale plus ionisants (lorsque les électrons de la zone axiale possèdent des hautes énergies), mais ceci n'influence que peu le profil du taux d'ionisation en vu des faibles valeurs de la densité atomique dans cette région.

IV. A. 2. b. Influence sur la distribution de potentiel plasma

Nous avons vu dans le chapitre II que les valeurs de l'énergie électronique interviennent dans la distribution du potentiel plasma (voir les sections II. b et II. c). En effet, la distribution du potentiel plasma le long des lignes du champ magnétique est obtenue à partir de l'hypothèse qui stipule que les électrons sont en équilibre de Boltzmann le long de ces lignes. Ceci nous permet de trouver une relation (II. 39) qui donne la distribution du potentiel plasma le long des lignes du champ magnétique en fonction de la densité du plasma et de l'énergie électronique.

$$V(x, r) = V^*(\lambda) + \frac{2}{3e} \varepsilon(\lambda) \ln \frac{n(x, r)}{n_0}$$

où $V(x,r)$ représente le potentiel plasma en un point (x,r) , $n(x,r)$ représente la densité du plasma en un point (x,r) et $\varepsilon(\lambda)$ représente l'énergie des électrons le long d'une ligne de champ magnétique (λ) .

Cette relation montre que pour une décroissance donnée de densité plasma le long d'une ligne du champ magnétique, la chute de potentiel plasma dépend de cette décroissance de densité plasma et est aussi proportionnelle à la valeur de l'énergie électronique le long de cette ligne.

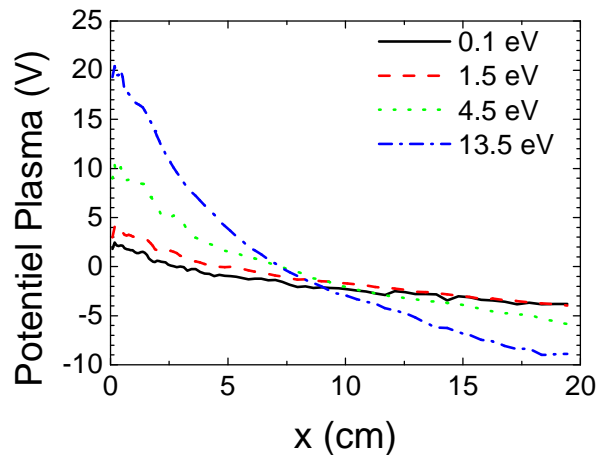


Fig IV. 14. Distribution du potentiel plasma le long de la ligne axiale du champ magnétique calculée pour les conditions standards et pour différentes valeurs d'énergie des électrons issus de la cathode.

La figure IV. 14 montre l'influence de l'énergie des électrons issus de la cathode sur la distribution du potentiel le long des lignes de champs magnétique dans la région axiale. La décroissance du potentiel plasma dans la région axiale, le long des lignes du champ magnétique, est plus importante lorsque l'énergie des électrons croît dans cette région. Sachant que les ions lents sont créés essentiellement dans la zone axiale à ~ 0.3 cm du diffuseur (voir figure III. 20) et qu'ils sont accélérés par la chute de potentiel dans la plume (chute de potentiel due à la décroissance de la densité du plasma), on peut donc dire que la

distribution des ions lents est contrôlée par la distribution du potentiel plasma le long des lignes de champ magnétique dans la zone axiale.

IV. A. 2. c. Influence sur les caractéristiques du faisceau ionique

Dans la section précédente, nous avons vu que la valeur de l'énergie des électrons issus de la cathode affecte la distribution du potentiel plasma le long des lignes de champ magnétique.

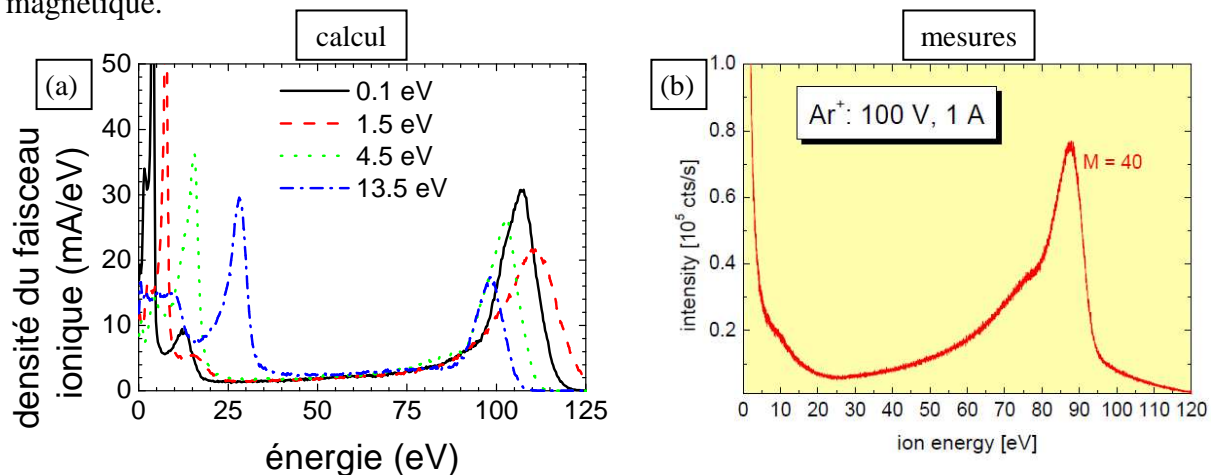


Fig IV. 15. (a) Distribution en énergie de l'intensité du faisceau ionique calculée au niveau des frontières du domaine de calcul pour les conditions standards pour différentes énergies d'électrons issus de la cathode. (b) Distribution d'énergie pour des ions Ar^+ d'un faisceau d'ions d'argon créé avec une tension d'anode de 100 V [Sch01].

La figure IV. 15. a montre la distribution en énergie du faisceau ionique calculée pour différentes valeurs d'énergie des électrons issus de la cathode. Les résultats montrent que l'énergie des ions lents correspond à la chute de potentiel le long des lignes de champ magnétique dans la région axiale (figure IV. 14). Ce résultat nous permet d'estimer la valeur de l'énergie des électrons issus de la cathode en comparant les fonctions de distribution calculées avec celles qui sont mesurées. Les mesures de fonction de distribution du faisceau ionique (figure IV. 15. b) montrent, pour les conditions qui sont proches des conditions de la simulation (en terme de courant d'anode et de la tension de décharge), que la population des ions lents est distribuée dans une gamme d'énergie qui correspond à $[0, 20]$ eV. Ceci limite l'énergie des électrons issus de la cathode à 1.5 eV. Pour des énergies des électrons issues de la cathode plus importantes que ~ 1.5 eV, la distribution des ions lents, calculée, ne correspond plus à celle mesurée. En effet, pour de plus hautes valeurs d'énergie des électrons issus de la cathode (>1.5 eV), la crête de la population des ions lents est nettement décalée par rapport à la référence des énergies alors que les mesures montrent que la crête de cette population est située à une énergie ~ 0 eV. Sachant que dans le cas d'une source MARK II, la cathode est constituée d'un filament de tungstène et que ce filament est chauffé à ~ 2700 K pour fournir des électrons par effet thermoélectrique, les électrons issus de ce filament, en l'absence d'une gaine cathodique, sont à ~ 0.5 eV. Le choix de la valeur d'énergie à 0.5 eV, dans le chapitre précédent, est donc réaliste.

D'autre part, la figure IV. 15 b montre que la population des ions lents est étalée sur une gamme d'énergie $[0, 20]$ eV, nous avons vu dans la section précédente que l'on arrive à retrouver une distribution similaire en jouant sur la géométrie du filament.

IV. B. Natures des parois en contact avec le plasma

Dans le chapitre précédent, nous avons discuté le fonctionnement de la source dans le cas des conditions aux limites analogues aux parois diélectriques. Dans cette section nous aborderons l'influence des conditions aux limites analogues à un conducteur sur le comportement de la source. Le diffuseur de gaz peut être pris comme diélectrique ou comme un conducteur au potentiel flottant. Les parois externes peuvent être considérées comme diélectriques ou comme conductrices. Le dispositif expérimental permet le passage d'un courant net vers les parois externes. Nous verrons l'influence de ce courant sur le comportement de la source dans la section suivante. Dans cette section, on se limitera au cas où ce courant est nul et comparerons aussi le comportement de la source pour les quatre cas de conditions aux limites possibles pour les conditions standards (électrons émis uniformément à partir d'un filament d'une longueur de 5 cm, qui intercepte l'axe de symétrie, placé à 4 cm du plan de sortie) :

	Diffuseur	Parois externes
Cas 1	diélectrique	diélectriques
Cas 2	conducteur	diélectriques
Cas 3	diélectrique	conductrices
Cas 4	conducteur	conductrices

Cette étude est motivée par le fait que, d'une part, les parois en contact avec le plasma peuvent être diélectriques comme elles peuvent être conductrices. Le faisceau ionique peut être en contact avec les parois externes du caisson à vide (parois conductrices) ou, plus souvent, en contact avec le substrat qui est diélectrique dans notre cas (verres ophtalmologiques). Le diffuseur fourni par le fabricant de la source est métallique mais rappelons tout de même que le groupe R&D d'Essilor a essayé de protéger le diffuseur par une couche diélectrique afin de réduire l'érosion de ce dernier. Ceci a une influence sur le courant d'électrons collecté par les parois en contact avec le plasma. Or, on sait, depuis la relation de conservation de courant, que la distribution du courant traversant les lignes du champ magnétique dépend aussi de la valeur du courant collecté par les parois en contact avec le plasma (voir rappel 3). On sait aussi que la distribution du potentiel plasma à travers les lignes du champ magnétique dépend de la distribution du courant traversant les lignes de ce champ (voir relation II. 46). La nature des parois peut donc influencer les caractéristiques du faisceau ionique généré par une source EHIS. Ceci justifie l'intérêt que l'on porte à la nature des parois.

Par ailleurs, il faut aussi relever le fait qu'au fur et à mesure que l'on utilise cette source dans un procédé de dépôt, une couche mince se forme sur les parois en contact avec le plasma modifiant ainsi la nature de ces dernières. Cette nature est purement conductrice si celles-ci sont propres (absence de couche mince sur ces parois) et est purement diélectrique si les parois sont très sales (présence d'une couche mince qui recouvre l'intégralité des parois). Les observations expérimentales, du groupe R&D d'Essilor, montrent qu'en fonction de l'état de propreté des parois en contact avec le plasma, il est nécessaire d'adapter la valeur du débit d'injection de gaz pour obtenir les conditions optimales pour le dépôt IAD du TiO_2 (tension de décharge de 100 V et un courant de décharge de 1A). Il est intéressant de savoir à quel point la nature des parois en contact avec le plasma peut jouer sur les caractéristiques du faisceau ionique généré par cette source. Ceci justifie d'avantage notre intérêt à étudier l'influence de la nature des parois sur le comportement de la source et sur les caractéristiques du faisceau ionique.

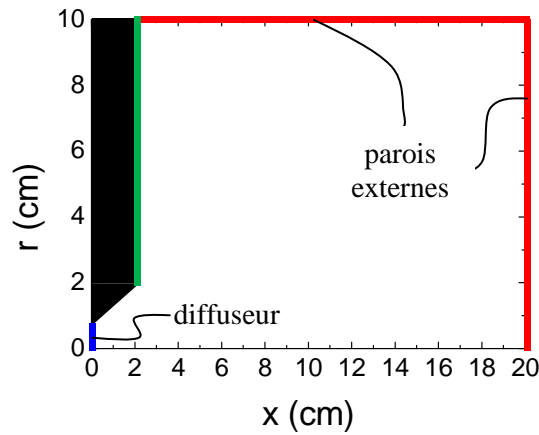


Fig. IV. 16. Identification des différentes parois dont la nature est étudiée dans cette section.

La conservation du courant à travers des lignes du champ magnétique rend le fonctionnement des sources EHIS sensible à la nature des parois en contact avec le plasma généré par ces sources (voir le paragraphe II. 6. c). En effet, la valeur du courant qui traverse les lignes de champ magnétique dépend des pertes d'électrons et d'ions le long du champ magnétique au niveau du diffuseur et des parois externes. Or, le courant d'électrons collecté par une paroi dépend de la nature de cette dernière. Pour une paroi diélectrique, le courant d'électrons est identique au courant d'ions en tous points de cette paroi. Alors que pour une paroi conductrice, le courant d'électrons collecté par un élément donné de cette paroi peut être différent du courant d'ions collecté par cet élément. Par conséquent, la distribution du courant de décharge est influencée par la nature des parois. Rappelons que le potentiel plasma s'adapte pour assurer le transport des espèces chargées. En conséquence, la distribution de potentiel plasma dépend de la distribution du courant de décharge à travers les lignes de champ magnétique (voir la relation II. 46). D'autre part, comme les caractéristiques du faisceau ionique sont directement liées à la distribution du puits de potentiel on s'attend à ce que ces caractéristiques soient, elles aussi, sensibles à la nature des parois. Nous verrons dans les paragraphes qui suivent l'influence de la nature des parois sur le comportement de la source MARKII.

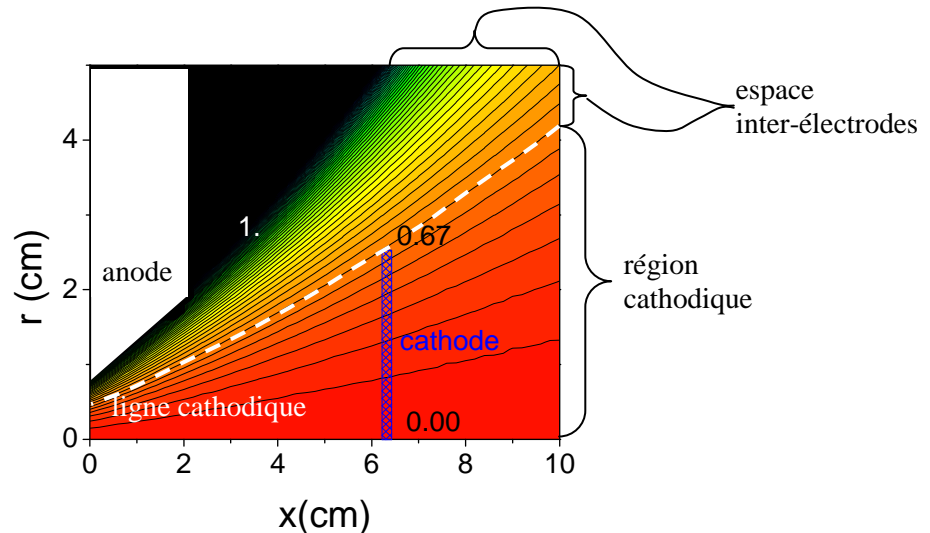


Fig. IV. 17. Distribution spatiale de la fonction (λ) dans une unité arbitraire

Dans cette section nous présenterons la distribution de plusieurs courants à travers les lignes du champ magnétique. Par conséquent nous utiliserons la fonction λ comme coordonnée spatiale afin de distinguer les différentes lignes du champ magnétique. Afin de se familiariser avec cette coordonnée nous représentons la distribution spatiale de cette fonction (voir figure IV. 17).

Rappel 3

Nous avons vu dans la partie A de ce chapitre (voir rappel 1) que la relation de conservation de courant ne dépend que du courant d'électrons issus de la cathode et des courants d'électrons et d'ions qui traversent les lignes du champ magnétique. Ceci est dû au fait que le courant d'électrons collecté par une paroi diélectrique est identique au courant d'ions collecté par celle-ci en tout point. Dans cette partie du chapitre (section IV. B) nous proposons d'étudier l'influence de la nature des parois en contact avec le plasma. Dans le cas où les parois en contact avec le plasma sont métalliques, le courant d'électrons collecté par ces parois en un point donné de celles-ci peut être différent du courant d'ions collecté en ce point. Cette différence peut représenter un terme source/perte dans l'équation de conservation de courant.

$$\begin{array}{c}
 \begin{array}{l} \text{courant traversant} \\ \text{la ligne } k-1/2 \end{array} \\
 \underbrace{I(k-\frac{1}{2})}_{\text{courant d'électrons}} = \underbrace{I_{\text{cat}}(k)}_{\text{courant d'électrons}} + \underbrace{I_e(k+\frac{1}{2})}_{\text{courant d'électrons}} - \underbrace{I_i(k+\frac{1}{2})}_{\text{courant d'ions}} - \underbrace{(I_{e,w1}(k) + I_{i,w1}(k) - I_{e,w2}(k) + I_{i,w2}(k))}_{\text{somme non-nulle pour}} \\
 \begin{array}{l} \text{injecté dans la cellule } k \\ \text{traversant la ligne } k+1/2 \end{array}
 \end{array}$$

Les termes $I_{i,w1}(k)$ et $I_{i,w2}(k)$ représentent respectivement le courant d'ions collecté par le diffuseur et par les parois externes à partir d'une cellule k . Ces termes sont calculés à partir de la description particulière des ions.

Les termes $I_{e,w1}(k)$ et $I_{e,w2}(k)$ représentent respectivement le courant d'électrons collecté par le diffuseur et par les parois externes à partir d'une cellule k . Les valeurs de ces courants sont calculées à partir d'un model de gaine classique.

$$\begin{aligned}
 I_{e,w1}(k) &= A_{w1}(k)en_e \sqrt{\frac{k_B T_e}{2\pi m_e}} \exp\left\{e \frac{V_{w1} - V_p}{k_B T_e}\right\} \\
 I_{e,w2}(k) &= A_{w2}(k)en_e \sqrt{\frac{k_B T_e}{2\pi m_e}} \exp\left\{e \frac{V_{w2} - V_p}{k_B T_e}\right\}
 \end{aligned}$$

où $A_{w1}(k)$ et $A_{w2}(k)$ représentent respectivement les éléments de surface du diffuseur et des parois externes inclus entre la ligne du champ magnétique $k-1/2$ et la ligne $k+1/2$, n_e représente la densité du plasma devant la paroi, T_e représente la température électronique dans la cellule k et V_{w1} et V_{w2} représentent respectivement le potentiel du diffuseur et le potentiel des parois externes. Les potentiels du diffuseur et des parois externes sont choisis de manière à satisfaire la relation

$$\sum_S Aen_e \sqrt{\frac{k_B T_e}{2\pi m_e}} \exp\left\{e \frac{V_w - V_p}{k_B T_e}\right\} = I_w + I_i$$

où I_w représente le courant net collecté par la paroi. Dans cette section on pose ce courant nul. Nous verrons dans la section IV. B. 4 l'influence du courant I_w sur le comportement de la source ainsi que sur les caractéristiques du faisceau ionique.

D'autre part, comme l'évacuation des électrons vers les parois dépend de la nature de celles-ci, le flux de chaleur vers les parois, pour une cellule k , dépend de la nature de ces dernières. Ceci influence la résolution de l'équation de conservation de courant. En effet nous avons déjà vu, dans le rappel 2, que le flux d'énergie électronique vers les parois intervient dans la relation de conservation d'énergie.

IV. B. 1. Influence sur le courant de décharge

Dans le cas d'une paroi diélectrique, le courant d'électrons est égal au courant d'ions en tout point de la surface en question. Par conséquent la valeur du courant de décharge à travers les lignes de champ magnétique ne dépasse jamais la valeur du courant d'électrons émis par la cathode et est égal à ce courant dans l'espace inter-électrodes. Par contre, dans le cas d'une paroi conductrice au potentiel flottant c.à.d. que le courant d'électrons et le courant d'ions collectés par l'intégralité de cette paroi sont identiques mais peuvent avoir des valeurs différentes localement. Cette différence est analogue à un terme source/perte dans la relation de conservation de courant. Le courant de décharge à travers les lignes de champ magnétique (le courant net traversant les lignes du champ magnétique) peut donc être supérieur localement au courant d'électrons émis par la cathode du fait que la différence locale entre les courant d'électrons et d'ions collectés par la parois joue le rôle d'un terme source dans la relation de conservation de courant.

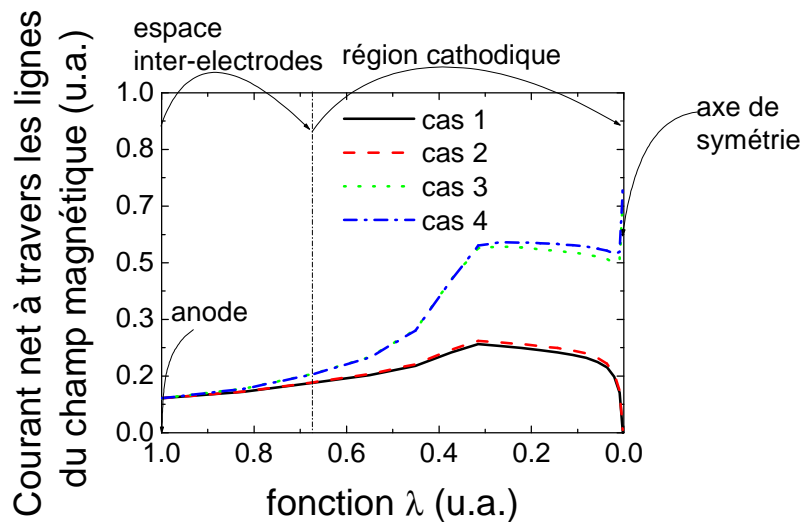


Fig. IV. 18. Distribution du courant de décharge à travers les lignes de champ magnétique par rapport au courant d'électrons émis par la cathode calculée, pour différents cas de conditions aux limites, pour les conditions standards et pour différentes conditions aux limites.

La figure IV. 18 montre la distribution du courant de décharge à travers les lignes de champ magnétique. On voit que la nature du diffuseur n'influence que peu la distribution de la décharge. Ceci est dû au fait que cette paroi ne collecte que ~3% à ~10% du courant anodique. La valeur de ce courant reste trop faible devant le courant émis par la cathode. Par conséquent, le courant d'électrons perdu au niveau des parois (diffuseur et paroi externe) reste comparable au courant d'ions perdu au niveau de ces parois pour chaque ligne du champ magnétique (voir figure IV. 19. a). Par contre, la nature de la paroi externe contrôle complètement la distribution de la décharge à travers les lignes de champ magnétique. En effet, cette paroi collecte l'essentiel du courant d'ions produit par la source, environs 60% du

courant anodique. Par ailleurs, nous avons déjà vu que le courant ionique collecté par la paroi externe est plus important dans la région axiale du moment que le faisceau ionique est plus ou moins focalisé autour de l'axe de symétrie. De plus, les électrons sont froids dans la région axiale (voir figure III. 9) leur énergie est de l'ordre de ~ 1 eV (nous verrons dans le chapitre suivant les paramètres qui influencent les valeurs de l'énergie des électrons dans cette région) et ne peuvent pas traverser la gaine, de l'ordre de 5 V, qui se crée autour de cette paroi. Par conséquent, le courant ionique collecté par la paroi dans cette région est supérieur au courant électronique collecté par cette même paroi et dans cette même région. Dans les ailes du faisceau ionique, la densité de courant du faisceau ionique est faible alors que les électrons, dans cette région, ont des énergies de l'ordre de 20 eV et peuvent traverser facilement la gaine autour de la paroi externe. Dans cette région, le courant d'électrons collecté par la paroi externe est supérieur au courant d'ions collecté par cette paroi (voir figure IV. 19. b).

La figure IV. 19. b. montre que le courant d'électrons collecté par les parois est maximal au voisinage de la ligne du champ magnétique $\lambda=0.45$ u.a.. Ceci est dû au fait que la température électronique croît lorsque l'on s'éloigne de l'axe de symétrie et en conséquence, les électrons traversent la gaine avec plus de facilité. Le courant d'électrons collecté par un élément de la paroi évolue donc dans le même sens que la température électronique pour une densité électronique donnée. D'autre part comme la densité électronique décroît lorsque l'on s'éloigne de l'axe de symétrie (voir paragraphe II. 7), le courant d'électrons collecté par un élément de cette paroi décroît pour une valeur de température électronique donnée. La compétition entre les valeurs de la densité et la température électronique fait que pour la ligne du champ magnétique $\lambda=0.45$ u.a. le courant d'électrons collecté par la paroi est optimal. La figure IV. 19. montre que le courant d'ions collecté par la paroi externe est nettement plus important dans la zone axiale lorsque cette paroi est conductrice. Ceci montre que le faisceau ionique est plus focalisé dans ce cas (voir figure IV. 23).

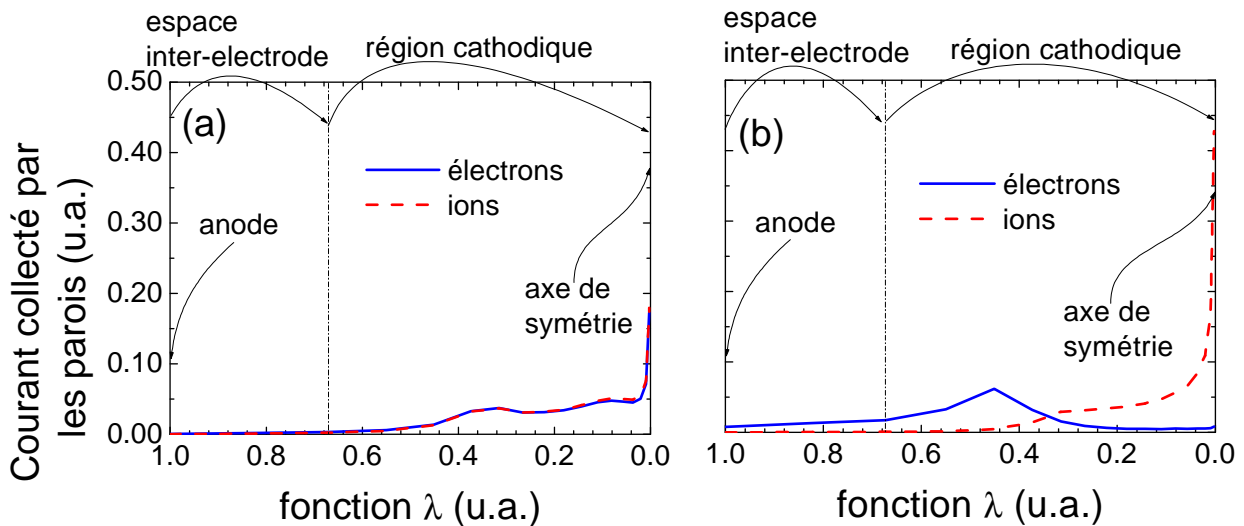


Fig. IV. 19. Distribution du courant d'électrons (ligne continue) et du courant d'ions (ligne en pointillés) perdu au niveau du diffuseur et de la paroi externe pour chaque cellule pour les conditions standards. (a) conditions aux limites du cas 2 (b) conditions aux limites du cas 3.

Lorsque les parois externes sont conductrices, le courant d'électrons est collecté essentiellement en dehors de l'axe de symétrie, tandis que le courant d'ions est collecté particulièrement dans la zone axiale (figure IV. 19). Ceci donne naissance à un courant d'électrons à travers les parois externes afin de neutraliser le courant collecté d'ions principalement dans la zone axiale. La figure IV. 20 montre une description schématique de ce courant.

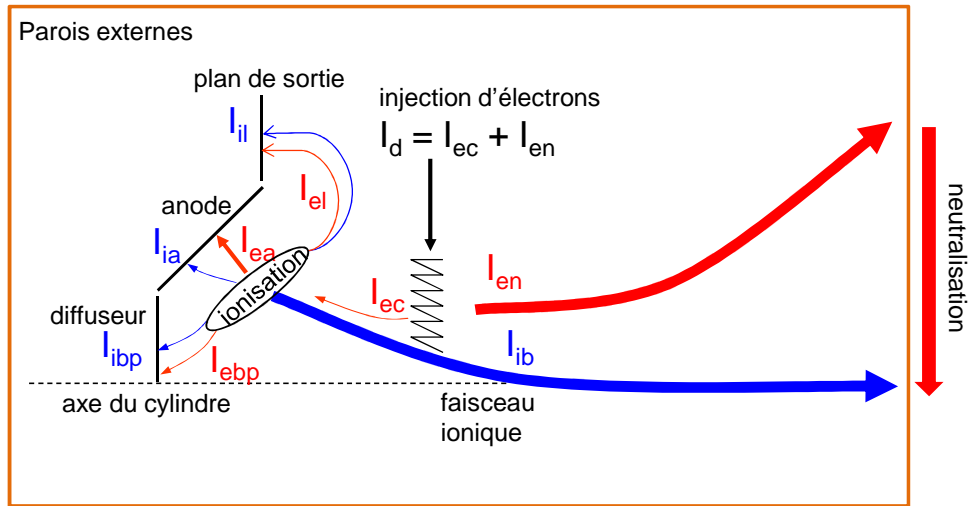


Fig. IV. 20. Description schématique des différents courants caractérisant le fonctionnement des sources EHIS dans le cas des parois externes conductrices.

IV. B. 2. Influence sur la distribution du potentiel plasma

L'influence des conditions aux limites sur le fonctionnement de la source ne se réduit pas seulement à une modification de la distribution du courant de décharge à travers les lignes de champ magnétique. En effet, comme nous l'avons déjà dit, la distribution du potentiel plasma est intimement liée à la distribution du courant de décharge du moment que l'un des rôles de la distribution du potentiel plasma est d'assurer le transport des électrons à travers les lignes de champ magnétique.

La figure IV. 21 montre la distribution radiale du potentiel plasma pour les quatre cas de conditions aux limites. On voit que les valeurs de la tension de décharge dépendent de la nature des parois. L'influence de la nature du diffuseur reste marginale par rapport à celle de la paroi externe. En effet, la figure IV. 21. a. montre que la profondeur du puits de potentiel varie en fonction des conditions aux limites utilisées lors de la simulation. Au niveau du diffuseur, la profondeur de puits de potentiel est comparable à la tension de décharge. Pour des parois externes conductrices la profondeur du puits de potentiel (tension de décharge) au niveau du diffuseur est de l'ordre de 150 V alors que cette tension est de l'ordre de 100 V pour des parois externes diélectriques. Par conséquent, les ions rapides sont influencés par la nature des parois utilisées dans la source EHIS. Ceci est en accord avec les observations expérimentales (voir l'annexe). En effet, cette augmentation de la tension de décharge explique le fait que la valeur du débit d'injection de gaz, pour maintenir une tension de décharge constante pour un courant de décharge donné, dépend de la nature des parois (nous verrons dans le chapitre suivant que la tension de décharge est contrôlée par la valeur du débit d'injection du gaz dans la source). D'autre part, la largeur du puits de potentiel (largeur à mi-hauteur), dans la région active, est légèrement influencée par la nature des parois utilisées dans la source MARK II (voir figure IV. 21. a. et IV. 21. b.).

La modification de la distribution du potentiel plasma influence les trajectoires ioniques. Ceci se répercute sur les caractéristiques du faisceau ionique généré par la source (voir figure IV. 22 et figure IV. 23).

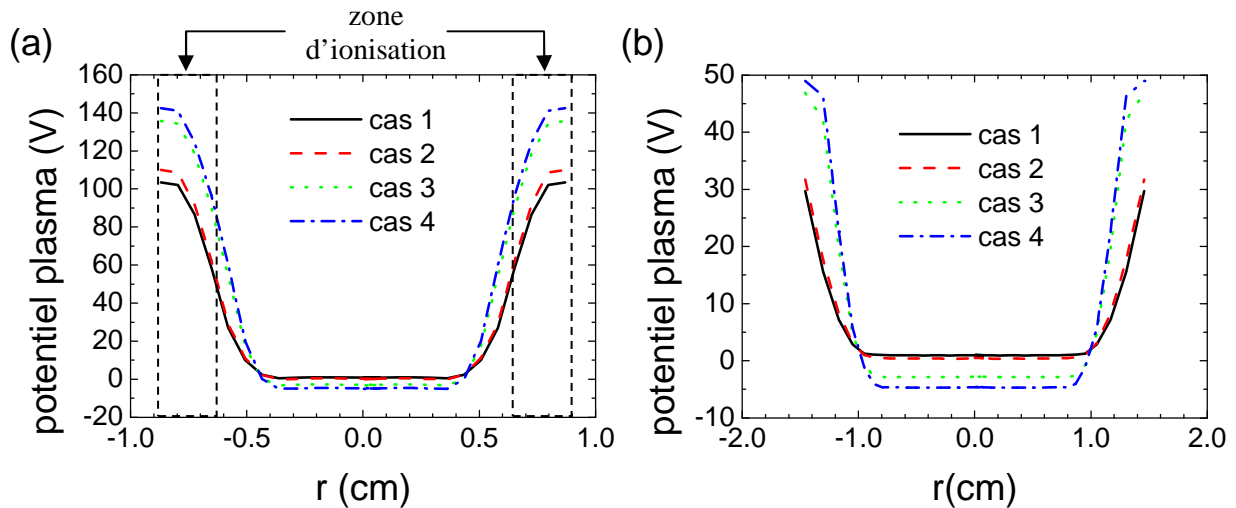


Fig. IV. 21. Distributions radiales du potentiel plasma calculées pour les conditions standards, pour différents cas de conditions aux limites. (a) calculées au niveau du diffuseur (b) calculées au niveau du plan de sortie.

Des mesures expérimentales (voir l'annexe) montrent que l'évolution du débit d'injection de gaz en fonction de la tension de décharge mesurée pour un courant de décharge de 1 A. Les résultats présentés dans cette figure ont été obtenus en déposant symétriquement un demi cylindre, de dimension de $\sim 30 \times 15$ cm, qui peut être conducteur ou diélectrique de manière à ce que ce demi cylindre contienne la source MARK II. On remarque que pour un débit d'injection donné, la tension de décharge mesurée est plus élevée pour des parois externes conductrices relativement aux parois externes diélectriques, ce qui est en accord avec nos calculs.

IV. B. 3. Influence sur les trajectoires ioniques

Comme nous l'avons dit dans le paragraphe III. 2. h. le faisceau ionique est constitué de deux populations, la population des ions rapides et celle des ions lents. La distribution des ions rapides est influencée par la nature des parois. Cette population est centrée autour d'une énergie comparable à la tension de décharge. On a vu que la tension de décharge dépend de la nature des parois en contact avec le plasma généré par la source EHIS. Comme la valeur de la tension de décharge ainsi que la largeur du puits de potentiel sont plus sensibles à la nature de la paroi externe, on s'attend donc à ce que les trajectoires ioniques soient influencées par la distribution du potentiel électrique. Ceci est visible sur la distribution de la densité plasma ainsi que sur celle du courant du faisceau ionique en fonction de l'angle de sortie.

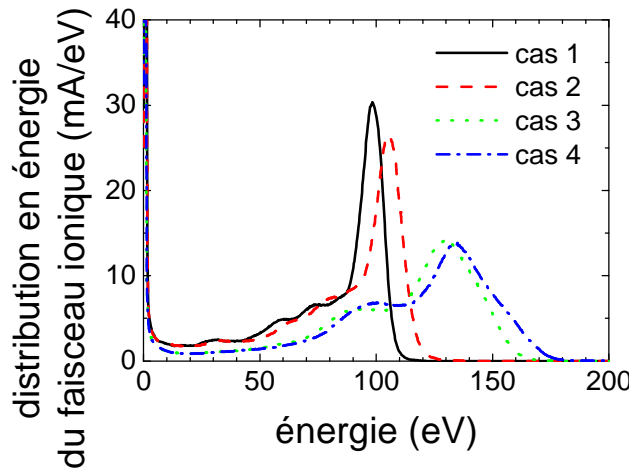


Fig. IV. 22. Distributions en énergie du faisceau ionique calculées au niveau du plan sortie, pour différents cas de conditions aux limites, pour les conditions standards

La figure IV. 22 montre la distribution en énergie du faisceau ionique pour les quatre conditions aux limites. Non seulement, l'énergie moyenne des ions rapides est affectée par la nature des parois, spécialement celle de la paroi externe, mais on remarque aussi que la largeur à mi-hauteur de la distribution des ions rapides est aussi affectée par la nature des parois, spécialement celle de la paroi externe. En effet, pour une paroi externe métallique au potentiel flottant, la distribution des ions rapides s'étale sur une gamme énergétique plus large que lors de l'utilisation d'une paroi externe diélectrique. Ceci est dû au fait que les ions sont produits dans la zone anodique (voir figure III. 10) et que dans cette zone, le potentiel plasma s'étale sur une gamme de valeurs qui dépend la nature des parois en contact avec le plasma (voir figure IV. 22). La largeur de la distribution des ions rapides évolue dans le même sens que le gradient de potentiel plasma dans la zone d'ionisation.

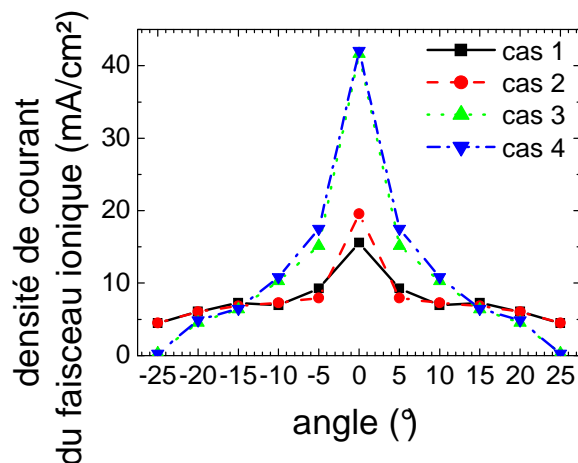


Fig. IV. 23. Densité de courant du faisceau ionique en fonction de l'angle de sortie, calculée pour différentes conditions aux limites, à 15 cm pour les conditions standards.

L'influence de la nature des parois se répercute aussi sur la distribution de la densité de courant du faisceau ionique en fonction de l'angle de sortie. En effet, comme les trajectoires ioniques sont contrôlées par la distribution du potentiel plasma et oscillent dans le puits de potentiel. Ces ions sont mieux focalisés lorsque ce puits est plus étroit ou plus profond.

IV. B. 4. Influence du courant collecté par les parois externes sur le comportement de la source pour un courant d'anode constant

Dans la section précédente nous avons étudié le comportement de la source EHIS, dans le cas où les parois externes sont conductrices. Nous avons supposé que ces parois sont au potentiel flottant c.à.d. que le courant d'électrons et d'ions collectés par ces parois sont identiques. Dans la pratique, le courant d'électrons collecté par ces parois est plus important que le courant d'ions collecté par ces derniers. En effet, le courant net collecté par les parois externes est fixé à 5% du courant collecté par l'anode. Ce courant est communément appelé « courant de neutralisation ». Les expérimentateurs disent que ce courant permet d'éviter l'apparition d'arcs électriques qui perturbent fortement le plasma et la qualité du dépôt. Ces arcs sont dus à la formation d'un dépôt sur les parois du caisson à vide rendant la nature des parois inhomogène et favorisant ainsi la formation de ces arcs. La valeur du courant net collecté par les parois a été choisie de manière empirique afin de réduire la formation de ces arcs. Dans cette section nous proposons d'étudier l'influence de ce courant sur le comportement de la source MARK II et sur les caractéristiques du faisceau ionique généré par cette source. Rappelons que cette étude est motivée par le fait que l'influence du courant collecté par les parois du caisson à vide sur le comportement de la source ainsi que sur les

caractéristiques du faisceau ionique généré par celle-ci représente l'un des points de notre collaboration avec l'industriel Essilor.

Nous proposons également d'étudier le comportement de la source pour les conditions standards (filament qui intercepte l'axe de symétrie) pour plusieurs courants d'émissions cathodiques, afin de comprendre l'influence du courant net collecté par les parois externes.

IV. B. 4. a. Courants collectés par les parois du caisson à vide

Comme le courant d'électrons émis par la cathode est supérieur à celui des électrons collecté par l'anode, le plasma s'adapte, en jouant sur la tension de gaine qui prend forme autour des parois externes, de manière à évacuer le surplus d'électrons vers les parois externes.

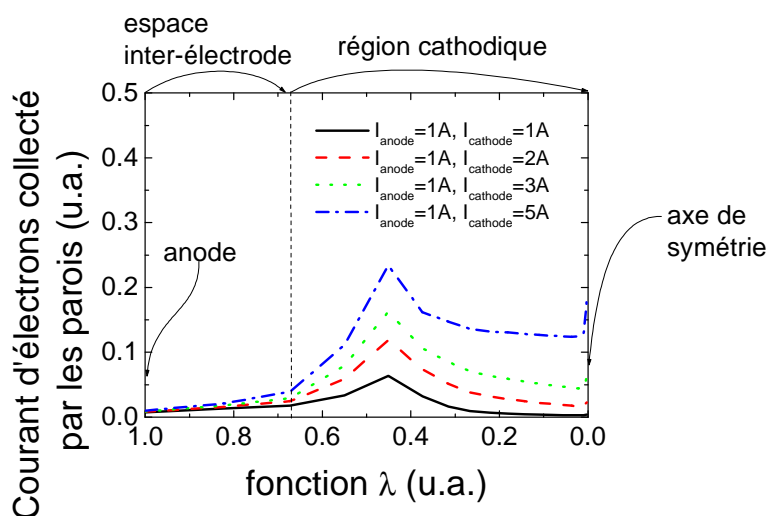


Fig. IV. 24. Distributions du courant d'électrons collecté par les parois délimitant les lignes du champ magnétique (diffuseur et parois externes) pour les différentes lignes de ce champ, calculées pour différentes valeurs du courant d'émission cathodique, pour les conditions standards.

La figure IV. 24 montre la distribution du courant d'électrons collecté par les parois externes pour chaque ligne du champ magnétique. Cette figure illustre que le courant d'électrons collecté par les parois de la source est proportionnel au courant d'électrons émis par la cathode, pour un courant anodique constant. Notamment, dans la région cathodique caractérisée par un surplus de courant d'électrons introduit dans le plasma à partir du filament. Lorsqu'on s'éloigne de la zone axiale, la température des électrons augmente et l'énergie des électrons devient suffisante pour traverser la gaine. Le courant d'électrons collecté par ces parois est optimal pour les lignes du champ magnétique qui sont au voisinage de la ligne $\lambda = 0.45$ u.a. Les valeurs du courant d'électrons collecté par les parois externes convergent lorsque l'on se rapproche de l'anode, ils sont identiques au niveau de l'anode. Dans l'espace inter-électrode les valeurs du courant d'électrons collecté par les parois sont quasiment identiques. Ceci démontre que le surplus d'électrons est collecté par les parois externes dans la région cathodique, avant d'atteindre l'espace inter-électrode. Sachant que l'essentiel de l'ionisation et de l'accélération a lieu dans la région anodique (espace inter-électrode), le surplus d'électrons a peu d'influence sur les caractéristiques du faisceau ionique généré la source. Par contre, le courant d'ions collecté par la source reste inchangé par rapport à ce paramètre (voir figure IV. 25).

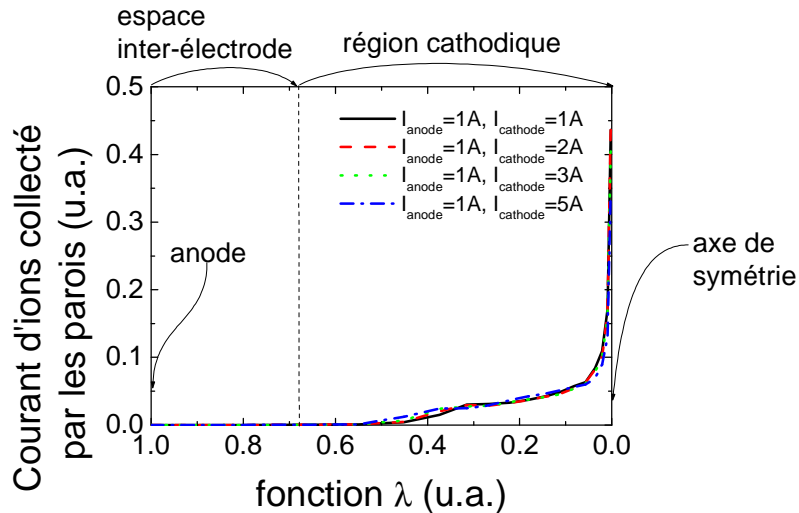


Fig. IV. 25. Distributions du courant d'ions collecté par les parois délimitant les lignes du champ magnétique (diffuseur et parois externes) pour les différentes lignes de ce champ, calculées pour différentes valeurs du courant d'émission cathodique, pour les conditions standards.

Il est aussi intéressant de voir que le courant net qui traverse les lignes du champ magnétique est, quasiment, identique dans la zone inter-électrode (voir figure IV. 26). Par contre, dans la région cathodique et notamment dans la région axiale, l'intensité du courant net qui traversent les lignes du champ magnétique dépendent directement du surplus du courant électronique injecté par la cathode. Plus on s'éloigne de l'axe de symétrie, plus le courant d'électrons collecté par les parois externes devient important et réduit le surplus du courant électronique.

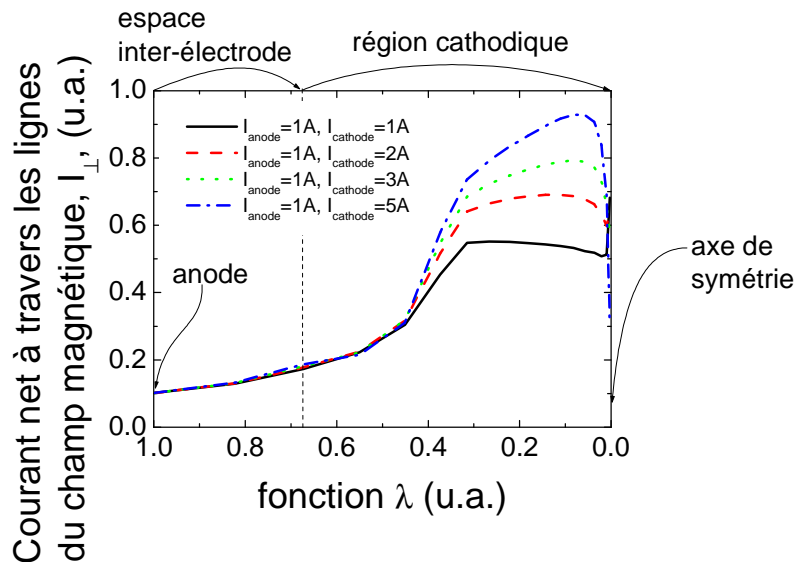


Fig. IV. 26. Distribution du courant de décharge à travers les lignes de champ magnétique en fonction de λ , pour différentes valeurs du courant d'émission cathodique, en conditions standards.

IV. B. 4. b. Caractéristiques du faisceau ionique

Nous avons vu dans la section IV. 3 que l'influence sur la distribution du courant de décharge à travers les lignes du champ magnétique se répercute sur la tension de décharge. Dans notre cas, la tension de décharge est de ~ 135 eV, ~ 140 eV, ~ 146 eV et ~ 153 eV pour un courant cathodique de 1 A, 2 A, 3 A et 5 A et un courant d'anode de 1 A. Ce qui influence la population des ions rapides du moment que l'énergie des ions formant cette population est proportionnelle à la tension de décharge. La figure IV. 27 montre la distribution en énergie du

faisceau ionique calculée au niveau du plan de sortie pour différentes valeurs de courant d'émission cathodique.

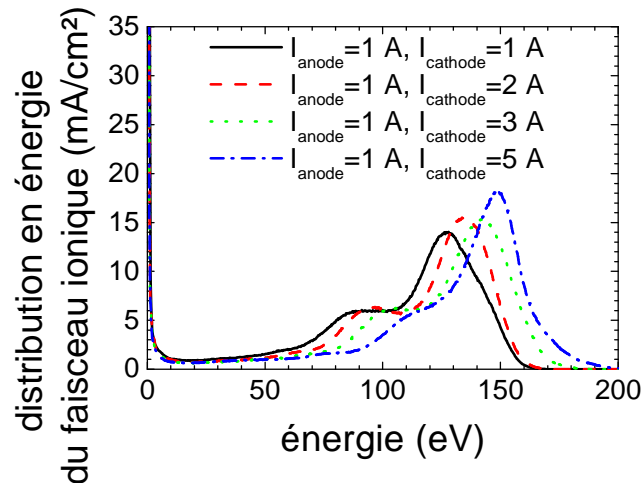


Fig. IV. 27. Distributions en énergie du faisceau ionique calculées au niveau du plan sortie pour différentes valeurs du courant d'émission cathodique, pour les conditions standards.

Par ailleurs, le chauffage des électrons est aussi sensible à la valeur de la tension de décharge. L'énergie des électrons présents dans la région anodique passe de $\sim 19 \text{ eV}$ pour un courant d'émission cathodique de 1 A à $\sim 24 \text{ eV}$ et un courant d'émission cathodique de 5 A. Ce qui rend les électrons, présents dans la zone anodique, plus ionisants et améliore par conséquent le taux d'ionisation. Ceci se reflète sur l'intensité du faisceau ionique qui est de $\sim 850 \text{ mA}$, $\sim 860 \text{ mA}$, $\sim 880 \text{ mA}$ et $\sim 900 \text{ mA}$ pour un courant cathodique de 1 A, 2 A, 3 A et 5 A et un courant d'anode de 1 A.

Les résultats, présentés dans la section IV. 4, sont en accord, d'un point de vue qualitatif, avec [Zhu08].

IV. C. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons étudié l'influence de différentes conditions aux limites sur le comportement de la source EHIS ; Notamment, l'émission des électrons par la cathode, la nature des parois ainsi que le rôle du courant collecté par les parois externes. Les résultats présentés dans ce chapitre nous permettent de comprendre d'avantage le comportement de la source. En effet, ces résultats, obtenus pour un courant de décharge de 1 A et pour un débit d'injection de gaz de 0.50 mg/s ; une pression résiduelle correspondante à ce débit est de 8.4 mPa, établissent :

Configuration de la cathode

- L'injection des électrons dans le plasma en dehors de la zone axiale donne lieu à une barrière de potentiel dans cette zone. Cette barrière a pour but d'attirer des électrons à partir de la ligne de champ magnétique qui intercepte la cathode vers la zone axiale afin de neutraliser les ions présents dans cette région.
- La présence de barrière de potentiel dans la zone axiale influence les trajectoires ioniques et modifie les caractéristiques du faisceau ionique. En effet, elle étale la population des ions lents dans une gamme d'énergie [0 eV, 25 eV] (ce qui correspond à la distribution des ions lents observée expérimentalement).
- La tension de décharge est proportionnelle à la distance anode-cathode. En effet elle est de ~110 V lorsque les électrons sont émis dans l'axe de symétrie (6.15 cm, 0 cm) et chute à ~90 V lorsque les électrons sont émis à (6.15cm, 2.15 cm). Ceci est dû au fait que la résistivité du plasma est anti-proportionnelle au nombre de lignes du champ magnétique séparant la cathode de l'anode.
- La barrière de potentiel empêche une partie des ions d'atteindre la zone axiale et réduit le pic de densité de $8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ à $2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$.
- En l'absence de barrière de potentiel, la densité de courant du faisceau ionique est très focalisée. A 15 cm de la source, la densité de courant du faisceau ionique est de ~6 mA/cm² dans l'axe de symétrie et est de ~4 mA/cm² à 25 ° de cet axe. En présence de la barrière de potentiel dans la zone axiale, le faisceau ionique est plus homogène, la densité de courant du faisceau ionique est de ~4 mA/cm² à 15 cm de la source (ce qui se rapproche plus des observations expérimentales).
- Le potentiel plasma est minimal pour la ligne du champ magnétique qui intercepte la cathode du fait de l'abondance des électrons autour de cette ligne. Un puits secondaire prend forme autour de cette ligne. Les ions lents sont piégés dans le puits secondaire. La densité de courant du flux d'ions lents montre que l'intensité de ce flux dans la zone axiale est quasi-nulle et qu'il se concentre essentiellement dans les ailes du faisceau ionique.
- En présence de la barrière de potentiel dans la zone axiale, l'intensité du flux de neutres non-thermiques devient non-négligeable devant l'intensité du faisceau ionique. Dans ce cas, le rapport entre l'intensité du flux d'atomes non-thermiques et le faisceau ionique est de ~1/3.
- L'ensemble des résultats discutés dans la section IV. 2 montre que le comportement et les caractéristiques du faisceau ionique sont plus réalistes (relativement aux mesures expérimentales) lorsque les électrons sont émis de manière à ce qu'une barrière de potentiel prenne forme au niveau de la zone axiale. Ceci laisse à croire que le fonctionnement de la source et les caractéristiques du faisceau engendré sont assurés, en partie, par cette barrière de potentiel.

Énergie des électrons issus de la cathode

- L'énergie des électrons dans la région axiale est proportionnelle à l'énergie des électrons injectés dans le plasma à partir de la cathode.
- La distribution du potentiel plasma le long des lignes de champ magnétique, dans la zone axiale dépend des valeurs de l'énergie des électrons issus de la cathode. Le gradient de potentiel plasma le long des lignes de champ magnétique est plus important pour les hautes valeurs d'énergie électronique.
- La distribution des ions lents dépend de l'énergie des électrons dans la zone axiale. Du moment que les ions lents sont créés, par échange de charge, qui prend lieu essentiellement dans zone axiale aux voisinages du pic de densité ionique et que ces ions sont accélérés par le gradient de potentiel le long des lignes du champ magnétique.
- La comparaison des distributions en énergie du faisceau ionique avec les mesures expérimentales prouvent que l'énergie des électrons dans la zone axiale ne peut dépasser ~ 2 eV. Ceci nous renseigne sur l'énergie des électrons injectés dans le plasma à partir de la cathode. Nos résultats attestent que l'énergie de ces électrons est du même ordre que celles d'électrons thermiques issus d'un filament à ~ 2700 K ce qui correspond à des électrons à ~ 0.5 eV (électrons émis par effet thermoélectrique à partir d'un filament chauffé à ~ 2700 K).

Nature des parois

- La nature du diffuseur n'influence que peu le comportement de la source du fait des faibles valeurs du courant électronique collecté par cette parois. Par contre, la nature des parois externes contrôle fortement le fonctionnement de la source.
- La distribution du courant de décharge à travers les lignes du champ magnétique montre que les valeurs de ce courant sont plus importantes pour des parois externes conductrices. Ceci est dû au fait que dans cette région, les pertes de courant ionique au niveau des parois sont plus importantes que les pertes de courant électronique au niveau de ces dernières.
- L'influence sur la distribution du courant de décharge se répercute sur la distribution du potentiel plasma. En effet, la tension de décharge est plus importante lorsque les parois externes sont conductrices. Ce qui accélère les ions rapides à des énergies plus importantes.
- Le faisceau ionique est plus focalisé pour des parois externes conductrices du fait que le puits de potentiel est plus profond pour des parois externes conductrices et la largeur à mi-hauteur de puits est plus étroite pour ce cas.

Courant d'émission cathodique

- Les valeurs du courant net collecté par les parois externes peuvent influencer la distribution du courant de décharge à travers les lignes du champ magnétique, notamment dans la région axiale. Ce qui augmente les valeurs de la tension de décharge et accélère les ions rapides à des énergies plus importantes. Par ailleurs, les électrons atteignent des énergies plus importantes dans la région axiale, ce qui améliore, légèrement, l'ionisation et rend le faisceau ionique plus intense.

Références du chapitre :

[Cum89] : J. J. Cumo, S. M. Rossnagel, and H. R. Kaufman, “*Handbook of Ion Beam Procession Technology*”, Noyes publications (1989)

[Sch01] : K. Scherer, “*Nouveaux matériaux pour couches minces diélectriques à bas indices de réfraction. Application aux traitements antireflet sur verres ophtalmologiques*”, Thèse de l’Université Pierre et Marie Curie (2001)

[Zhu08] : V. V. Zhurin, “*Optimum Operation of Hall-Current Ion Sources*”, private communication (2008)

Chapitre V : Paramètres de contrôle d'une source EHIS

Introduction au chapitre

Comme nous l'avons déjà mentionné, les sources EHIS sont utilisées dans des procédés de traitement de surface. Pour l'exemple des applications IAD, un certain nombre de contraintes sur les caractéristiques du faisceau ionique, en terme d'intensité et d'énergie du faisceau ionique doivent être prises en considération afin d'assurer une qualité de dépôt optimale [Kle04]. Dans le chapitre IV, nous avons étudié, entre autres, les caractéristiques du faisceau ionique généré par une source MARK II pour un point de fonctionnement donné. Nous avons vu dans le chapitre IV que la position et la géométrie de la cathode peuvent avoir une influence sur les caractéristiques du faisceau ionique généré par cette source. Il en est de même pour la nature des parois en contact avec le plasma. Cette influence se limite à une modification de la divergence et de l'énergie du faisceau ionique. Or, les besoins de modularité des caractéristiques du faisceau ionique sont nettement plus larges que ce qui a été observé et discuté dans le chapitre IV. Dans la pratique, le choix des caractéristiques du faisceau ionique se fait en jouant sur les conditions expérimentales de fonctionnement de cette source. Dans le but d'identifier ces paramètres et de comprendre leur influence sur le faisceau ionique, nous aborderons une étude paramétrique sur les conditions expérimentales.

Usuellement, l'intensité du faisceau ionique est fixée par le choix du courant de décharge. La valeur de la tension de décharge est contrôlée par la valeur du débit d'injection du gaz, alors que l'énergie du faisceau ionique est proportionnelle à la tension de décharge. Nous verrons dans ce chapitre, que l'intensité du flux d'atomes non-thermiques devient assez importante pour les hauts débits d'injection de gaz. Le flux d'atomes non-thermiques n'est pas bien adapté pour les applications de traitement de surface. D'une part, une bonne partie du flux d'atomes non-thermiques est collectée par l'anode. D'autre part, la divergence de ce flux est trop grande pour des applications IAD. Afin d'éviter cet inconvénient, nous proposons une alternative pour fixer la valeur de la tension de décharge en jouant directement sur la mobilité des électrons dans le plasma qui est contrôlée par l'intensité du champ magnétique généré par l'aimant de la source EHIS.

V. 1. Contraintes sur le choix des caractéristiques du faisceau ionique pour des applications IAD

Comme nous en avons déjà fait mention, les sources EHIS sont utilisées essentiellement dans les applications de traitement de surface. La qualité de ce traitement dépend des caractéristiques, en termes d'énergie et d'intensité du faisceau ionique et celles du flux d'atomes non-thermiques. Pour les applications IAD, par exemple, il existe un point de fonctionnement qui assure une qualité du dépôt optimale [Kle04]. Pour un dépôt de dioxyde de titane (TiO_2), par exemple, ces conditions sont :

1. L'énergie des ions constituant le faisceau ionique doit être de l'ordre de 100 eV.
2. L'intensité du faisceau ionique doit être du même ordre que de l'intensité du flux du dioxyde de titane $\Gamma_{\text{Ar}^+} \approx \Gamma_{\text{TiO}_2}$

Le contrôle de la qualité du dépôt des couches minces dans les procédés IAD dépend de la gestion des caractéristiques du faisceau ionique. En effet, pour une énergie des ions de ~ 100 eV, si l'intensité du faisceau ionique est trop faible, $\Gamma_{\text{Ar}^+} \leq \frac{\Gamma_{\text{TiO}_2}}{10}$, il n'aura aucun effet sur le dépôt de la couche mince ; par contre, si son intensité est trop grande, $\Gamma_{\text{Ar}^+} \geq 10\Gamma_{\text{TiO}_2}$, le il risque de détruire la couche mince de TiO_2 . Lorsque l'énergie des ions constituant le faisceau ionique est trop grande, $\langle \varepsilon_{\text{ions}} \rangle \geq 500$ eV, la pénétration des ions dans la couche mince devient excessive et risque d'apporter au film déposé des propriétés qui ne sont pas désirées par l'opérateur. Rappelons que ces contraintes dépendent de la nature du matériau déposé et diffèrent d'un matériau à un autre.

Nous verrons dans ce chapitre qu'il est possible de contrôler indépendamment les caractéristiques du faisceau ionique afin d'assurer une qualité optimale du film déposé.

V. 2. Paramètres de contrôle de l'intensité du faisceau ionique

Afin de respecter les contraintes qui assurent une qualité du dépôt optimale et d'éviter la destruction du film, il est primordial d'identifier les paramètres qui contrôlent l'intensité de ce faisceau et d'étudier leur influence sur celui-ci.

L'intensité du faisceau ionique généré par une source EHIS est intimement liée à la production d'ions dans celle-ci. Nous avons vu dans le chapitre II que le terme source de la production d'ions est donné par $S = Nnk_i$. La production d'ions dépend donc de la densité atomique N , de la densité du plasma n ainsi que du taux d'ionisation k_i . Rappelons que le taux d'ionisation dépend fortement de l'énergie électronique (voir la figure II.8). Nous proposons dans cette section d'étudier l'influence de ces paramètres sur la production d'ions ainsi que sur l'intensité du faisceau ionique. Du fait que la densité atomique est contrôlée par le débit d'injection du gaz, nous procéderons à une étude de l'influence de ce paramètre sur l'intensité du faisceau ionique. L'augmentation de la densité atomique favorise la production d'ions. Cependant, elle facilite le transport électronique et réduit la tension de décharge, par conséquent, elle cause une diminution de l'énergie des électrons dans la zone d'ionisation (région anodique) et limite la production d'ions.

Nous procéderons aussi à l'étude de l'influence de la tension de décharge sur l'intensité du faisceau ionique du moment que, d'une part, cette tension contrôle les valeurs de l'énergie des

électrons, essentiellement dans la zone d'ionisation (région anodique), et que le taux d'ionisation dépend de l'énergie des électrons. Par conséquent l'augmentation de la tension de décharge cause un accroissement du taux d'ionisation dû à une élévation de l'énergie électronique.

D'autre part, du fait que la densité du plasma est contrôlée par la production d'ions ainsi que par le transport des espèces chargées dans le plasma. L'augmentation de la tension de décharge rend le transport des espèces chargées plus efficace ce qui cause une réduction de la densité plasma.

On s'aperçoit donc que l'augmentation de la tension de décharge ou du débit d'injection de gaz peut favoriser ou limiter la production d'ions et que les différents termes qui contrôlent la production d'ions peuvent évoluer dans des sens opposés.

La figure V. 1. montre l'évolution du courant total d'ions produit par la source MARK II ainsi que l'intensité du faisceau ionique généré par cette dernière en fonction du débit d'injection du gaz dans la source pour différents courants anodiques. Nos résultats montrent que la valeur du débit d'injection du gaz a peu d'influence sur le courant d'ions produit par la source ou sur l'intensité du faisceau ionique généré par cette dernière. En effet, les valeurs du courant d'ions produit par la source sont comparables aux valeurs du courant de décharge. Les valeurs de l'intensité du faisceau ionique sont de l'ordre de 60% du courant de décharge. Cette intensité chute légèrement lorsque le débit d'injection de gaz augmente. Par ailleurs, une bonne partie du courant d'ions produit par la source, environ 40 %, est neutralisée par les différentes parois de la source MARK II (diffuseur de gaz, anode et plan de sortie). La multiplication d'électrons dans le plasma peut être calculée à partir de la figure V. 1 et en utilisant la relation II. 62 (section II. 9). Par exemple pour un courant de décharge de 1.5 A, le courant total d'ions produit par la source est de ~ 1.5 A et le courant du faisceau ionique généré par la source est de ~ 1 A. Avec ces paramètres, la relation II. 62 donne une multiplication électronique dans le plasma $M \sim 3.5$.

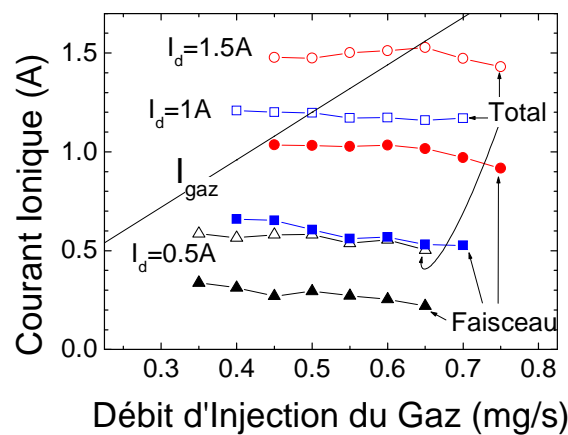


Fig. V. 1 Évolution du courant total d'ions produit par la source ainsi que de l'intensité du faisceau ionique en fonction du débit d'injection de gaz pour différents courants de décharge.

Il est intéressant d'insister sur le fait que le courant d'ions produit par la source ainsi que l'intensité du faisceau ionique ne sont pas très sensibles au débit d'injection de gaz. Ceci est dû au fait que l'augmentation de la densité atomique cause une augmentation de la mobilité électronique du fait que la fréquence de collision électron-atome croît avec la densité

atomique $\mu_{\perp} = \frac{e}{m_e v (1 + \frac{\omega^2}{v^2})}$. Ceci cause un abaissement de la tension (voir figure V. 3) de

décharge qui réduit les valeurs de l'énergie électronique, essentiellement dans la région anodique (zone d'ionisation), ce qui a pour effet de diminuer le taux d'ionisation $k_i = \langle \sigma v \rangle$. L'abaissement du taux d'ionisation dû à l'augmentation du débit d'injection de gaz dans la source est compensé par l'augmentation de la densité atomique. Ceci explique le fait que le courant ionique produit par la source ainsi que l'intensité du faisceau ionique soient peu sensibles aux valeurs du débit d'injection de gaz (dans la gamme de débit étudiée). On peut donc dire que l'intensité du faisceau ionique ne dépend que de l'intensité du courant de décharge.

A partir de la figure V. 1, on note que le courant d'ions produit par la source est plus important, dans certains cas, que le courant de neutres injecté dans la source (I_{gaz}). Ceci est dû, d'une part, au fait que les électrons n'ionisent pas exclusivement les atomes issus de l'injecteur de neutres. En effet, les atomes issus de la pression résiduelle peuvent aussi atteindre la zone anodique et participer à l'ionisation. Le courant d'atomes provenant de la pression résiduelle qui est injecté à partir des frontières du domaine de calcul correspond à ~ 17 A (voir la section II. 4. a). D'autre part, une partie de ces ions produits par la source sont neutralisés par les parois et reforment des atomes qui peuvent être re-ionisés à leur tour une seconde fois.

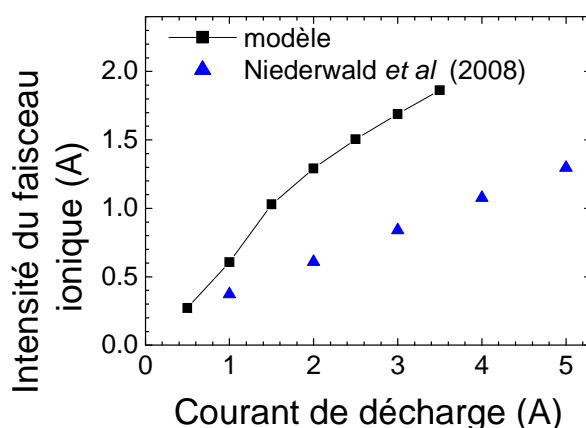


Fig. V. 2 Comparaison de l'intensité du faisceau ionique calculée pour un débit d'injection du gaz de 0.5 mg/s et pour une pression résiduelle de 8.4 mPa avec l'optimum d'intensité du faisceau ionique mesuré par Niederwald *et al* en fonction du courant de décharge pour une source MARKII.

La figure V. 2 montre que l'intensité du faisceau ionique évolue dans le même sens que le courant de décharge. Ce qui est dû au fait que l'augmentation du courant de décharge induit un accroissement de la tension de décharge (figure V. 8. a), les électrons sont chauffés à des températures plus importantes et le taux d'ionisation atteint des valeurs plus importantes. Toutefois, il apparaît sur cette figure que nos résultats surestiment l'efficacité de la source. En effet, les mesures expérimentales montrent que l'intensité du faisceau ionique est de l'ordre de 30% du courant de décharge. Ceci est certainement dû au fait qu'on surévalue le confinement des électrons dans le plasma.

La surestimation du temps de résidence des électrons dans le plasma peut être due, d'une part, à la restriction des dimensions du domaine de calcul. Rappelons que les dimensions du caisson à vide sont de 70x40 cm alors que notre domaine de calcul est restreint

à 20x10 cm. Restreindre les dimensions du domaine de calcul revient à tronquer une partie du transport électronique qui a lieu au sein de la plume. Comme la région lointaine de la source est caractérisée par une faible intensité du champ magnétique, le transport des électrons à travers ces lignes est nettement plus facile dans cette région. Le courant susceptible de traverser les lignes du champ magnétique dans cette région peut réduire le temps de résidence des électrons dans le plasma et par conséquent diminuer l'intensité du faisceau ionique. D'autre part, le transport anomal peut intervenir dans le transport électronique et réduire le confinement des électrons dans le plasma. Ceci peut à son tour réduire l'intensité du faisceau ionique. Nous verrons dans le chapitre suivant que les dimensions du domaine de calcul ne permettent pas d'expliquer une surestimation de l'intensité du faisceau ionique de ~100 % comme dans notre cas. Par contre le transport anomal permet d'obtenir des intensités du faisceau ionique qui sont comparables aux mesures expérimentales.

V. 3. Paramètres de contrôle de l'énergie du faisceau ionique via la tension de décharge.

Comme mentionné dans la section V. 1, pour les applications IAD, des contraintes existent sur l'énergie du faisceau ionique. En effet, cette énergie doit être de l'ordre de 100 eV. Afin de respecter ces contraintes et d'éviter la contamination du film par une implantation ionique, il est primordial d'identifier les paramètres qui contrôlent l'énergie de ce faisceau et d'étudier leur influence sur celui-ci.

Rappel des équations pour la tension de décharge

Étant donné que les ions sont accélérés dans le plasma par le champ électrique dû au gradient du potentiel plasma et que comme nous l'avons vu dans le chapitre III et IV la population des ions rapides est centrée autour d'une énergie correspondant à la tension de décharge, il est donc clair que l'énergie du faisceau ionique est contrôlée par la tension appliquée entre les électrodes. Il suffit donc de jouer sur la tension de décharge pour modifier l'énergie du faisceau ionique.

Dans le chapitre II nous avons vu que la distribution du potentiel plasma le long des lignes de champ magnétique est donnée par la relation (II. 39).

$$V(x,r) = V^*(\lambda) + \frac{2}{3e} \varepsilon(\lambda) \ln \frac{n(x,r)}{n_0} \quad (\text{V. 1})$$

où le potentiel plasma V en un point (x,r) est donné en fonction de l'énergie électronique ε autour d'une ligne de champ magnétique (λ) et en fonction de la densité plasma n en ce point. n_0 Représente la densité référence et $V^*(\lambda)$ est une fonction qui est constante le long des lignes de champ magnétique.

En négligeant les gaines, anodique et cathodique, on peut déduire la relation suivante

$$V_d = V_{\text{anode}} - V_{\text{cathode}} = - \int_{\text{anode}}^{\text{cathode}} \frac{\partial V^*}{\partial \lambda} d\lambda + \frac{2}{3e} \varepsilon_{\text{anode}} \ln \frac{n_{\text{anode}}}{n_0} - \frac{2}{3e} \varepsilon_{\text{cathode}} \ln \frac{n_{\text{cathode}}}{n_0} \quad (\text{V. 2})$$

La distribution du potentiel plasma à travers les lignes du champ magnétique dépend, entre autre, de la mobilité électronique dans la dite direction μ_{\perp} ainsi que du courant de décharge I . Il est possible de jouer sur ces deux paramètres afin de contrôler la tension de

décharge ainsi que l'énergie du faisceau ionique. Rappelons que la mobilité électronique est donnée par $\mu_{\perp} = \frac{e}{m_e \nu (1 + \frac{\omega^2}{\nu^2})}$ avec $\omega = \frac{eB}{m_e}$. La mobilité électronique est sensible à la densité

atomique N , qui dépend du débit d'injection du gaz et de la pression résiduelle, du fait que la fréquence de collision électron-atome est donnée par $\nu_{e-Ar} = N \langle \sigma v \rangle_{e-Ar}$. Il est aussi possible de modifier la mobilité électronique en jouant sur l'intensité du champ magnétique B . Nous verrons dans cette section comment on peut contrôler la tension de décharge et illustrerons la dépendance proportionnelle entre l'énergie moyenne des ions constituant le faisceau ionique et la tension de décharge.

La distribution du potentiel plasma à travers les lignes du champ magnétique est obtenue à partir d'une relation de conservation de courant. En substituant les relations II. 43-45 dans la relation II. 46, on peut écrire (pour plus de détails voir la section II. 6. c)

$$\frac{\partial V^*}{\partial \lambda} \iint r B \mu_{\perp} n ds = \iint \Gamma_{i,\perp} ds - \frac{2}{3e} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \lambda} \iint r B \mu_{\perp} n (\ln \frac{n}{n_0} - 1) ds - \frac{\beta}{e} I \quad (V. 3)$$

V. 3. a. Débit d'injection de gaz dans la source

La figure V. 3 montre l'évolution de la tension de décharge en fonction du débit d'injection de neutres. Ce dernier a une influence nettement plus importante sur la tension de décharge que sur l'intensité du faisceau ionique. En effet, dans le dispositif expérimental, le courant de décharge ainsi que la tension de décharge sont choisis par l'opérateur ; le débit d'injection de neutres s'adapte automatiquement afin d'obtenir un plasma dont la résistance satisfait les conditions (courant et tension) choisies par l'opérateur (la résistance du plasma est définie par le rapport entre tension de décharge et courant de décharge. $R_p = \frac{V_d}{I}$). Afin de

mieux comprendre le lien entre la résistance du plasma et les valeurs du débit d'injection du gaz dans la source, rappelons que les valeurs de la densité atomique, dans la zone anodique, sont proportionnelles aux valeurs du débit d'injection du gaz (figure III. 4). Ceci affecte le transport électronique dans la zone anodique car ce transport est assuré par les collisions électron-atome dans la dite région et que cette fréquence évolue dans le même sens que la densité atomique pour une énergie électronique donnée. Pour un courant de décharge donné, l'augmentation de la mobilité électronique dans la zone anodique facilite le transport électronique dans la dite zone et réduit la résistance du plasma. Ce qui explique le fait que l'augmentation du débit d'injection cause un abaissement de la tension de décharge.

La figure V. 3 montre aussi que la tension de décharge augmente avec le courant de décharge. Comme nous l'avons déjà mentionné, l'augmentation du courant de décharge induit une élévation du taux d'ionisation. Ceci cause un abaissement de la densité atomique dans la zone d'ionisation (zone anodique). Comme ces collisions assurent le transport électronique, l'abaissement de la densité atomique dans cette dernière cause un abaissement de la mobilité électronique. L'augmentation du courant de décharge induit donc une augmentation de la résistance du plasma et par conséquent ne peut que causer une augmentation de la tension de décharge. Nous reviendrons sur ce point dans la section V. 3 .c.

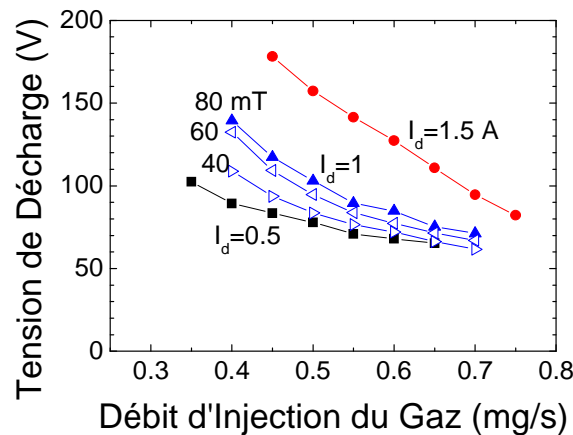


Fig. V. 3 Évolution de la tension de décharge par rapport au débit d'injection de gaz pour différents courants de décharge et pour différentes intensités du champ magnétique.

Nous avons aussi étudié, dans la figure V. 3, l'évolution de la tension de décharge en fonction du débit d'injection de neutre pour différentes intensités du champ magnétique en gardant les mêmes lignes du champ magnétique. Ceci revient à multiplier l'intensité du champ magnétique par une constante. Pour un courant de décharge de 1 A, nous avons étudié le comportement de la source pour trois configurations du champ magnétique. La première étant, le champ magnétique généré par l'aimant de la source (figure III. 2) dont la valeur maximum de l'intensité est de 80 mT, pour les deux autres, nous avons multiplié ce champ par deux constantes, respectivement 0.75 et 0.5. Nos résultats montrent (figure V. 3) que l'intensité du champ magnétique a une influence sur la tension de décharge. En effet, comme nous l'avons déjà dit, l'intensité du champ magnétique affecte le transport électronique (voir section III. 3) et influence la distribution du potentiel plasma. Nous verrons dans la section V. 3. b que l'intensité du champ magnétique peut jouer le rôle d'un paramètre de contrôle de la tension de décharge dans les sources EHIS. En effet, l'intensité du champ magnétique influence la mobilité électronique et par conséquent, la résistance du plasma. Il suffit donc d'utiliser un système de bobine pour contrôler la résistance du plasma ainsi que la tension de décharge pour un courant de décharge donné.

Caractéristiques du faisceau ionique et de flux de neutres rapides

Les caractéristiques du faisceau ionique sont fortement liées aux différents paramètres régissant le fonctionnement de la source. La distribution en énergie du faisceau ionique est liée à la distribution du potentiel plasma ainsi qu'à la valeur de tension de décharge (voir section III. 4). La population des ions rapides possède des énergies comparables à la valeur de la tension de décharge (figure IV. 10 et IV. 18). L'intensité du faisceau ionique est contrôlée par la valeur du courant de décharge. Il est intéressant de mentionner le fait que les caractéristiques du faisceau ionique et celles du flux d'atomes non-thermiques (atomes issus de l'échange de charge) sont aussi contrôlées par les collisions ion-atome et par conséquent, sont aussi sensibles à la valeur du débit d'injection du gaz dans la source. En effet, la figure V. 3 montre l'influence de ce débit sur l'évolution de la densité de courant du faisceau ionique en fonction de l'angle de sortie, calculé à 15 cm du plan de sortie de la source. La figure V. 4 montre l'influence du débit d'injection de gaz sur la densité de courant du flux d'atomes non-thermiques en fonction de l'angle de sortie, calculée à 15 cm du plan de sortie de la source.

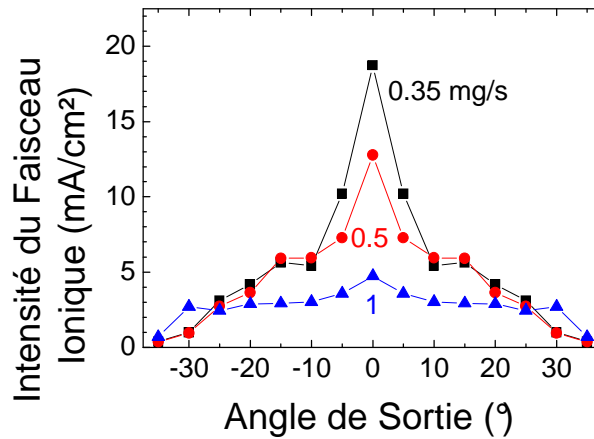


Fig. V. 4 Évolution de la densité de courant du faisceau ionique calculée, à 15 cm du plan de sortie de la source, pour différents débits d'injection de gaz et pour un courant de décharge de 1 A.

Comme nous l'avons déjà montré dans la section III. 4 (figure III. 21) les collisions ion-atome contribuent à homogénéiser le faisceau ionique. En effet, ces collisions dévient les trajectoires ioniques de l'axe de symétrie et réduisent la focalisation du faisceau ionique autour de cet axe. Sachant que pour une énergie ionique donnée, les valeurs du libre parcours moyen évoluent dans le sens inverse aux valeurs de la densité atomique, l'augmentation du débit d'injection de gaz dans la source implique une augmentation de la densité atomique au sein de celle-ci et par conséquent cause une augmentation des collisions ion-atome qui réduisent la focalisation du faisceau ionique. La figure V. 4 montre que le faisceau ionique est moins focalisé pour les hautes valeurs du débit d'injection de gaz dans la source.

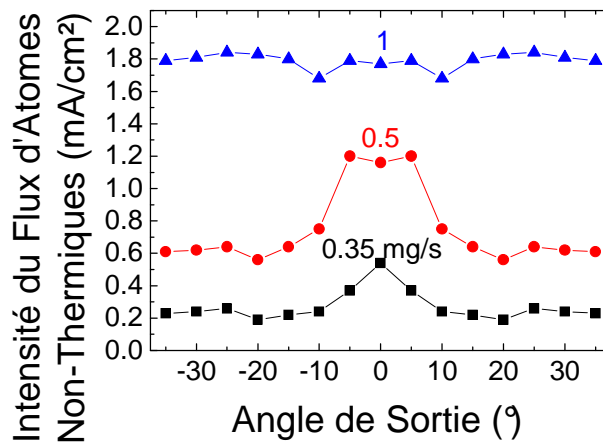


Fig. V. 5 Évolution de la densité de courant du flux d'atomes non-thermiques calculée, à 15 cm du plan de sortie de la source, pour différents débits d'injection de gaz et pour un courant de décharge de 1 A.

Par ailleurs, comme la collisionnalité ion-atome augmente avec le débit d'injection de neutres, la source produit plus d'atomes non-thermiques issus des collisions échange de charge pour les hauts débits (figure V. 5). Les valeurs de l'intensité du flux d'atomes non-thermiques et celles du faisceau ionique deviennent comparables pour les hauts débits. En effet, le rapport entre l'intensité du flux d'atomes non-thermiques et l'intensité du faisceau ionique représente $\sim 1/15$ pour un débit d'injection de 0.35 mg/s ; pour un débit de 1 mg/s ce rapport devient de $\sim 1/2$.

V. 3. b. Intensité du champ magnétique

Comme nous l'avons déjà dit, dans la pratique, le choix des caractéristiques du faisceau ionique (intensité et énergie) est assujéti d'une part, au choix d'un courant de décharge qui fixe l'intensité du faisceau ionique et d'autre part, au choix de débit d'injection de gaz qui fixe la valeur de la tension de décharge en jouant sur la résistance du plasma. Les choix du courant de décharge et de la tension de décharge fixent respectivement l'intensité du faisceau ionique et l'énergie moyenne des ions qui constituent le faisceau ionique. Cette manière de faire peut introduire un flux de neutres non-thermiques d'une intensité comparable à celle du faisceau ionique (figure V. 3 et V. 4) et réduit donc l'intensité de la population des ions rapides. Le flux d'atomes non-thermiques n'est pas bien adapté pour les applications de traitement de surface. D'une part, une bonne partie du flux d'atomes non-thermiques est collectée par l'anode. D'autre part, la divergence de ce flux est trop grande pour des applications IAD. (figure V. 5). En effet, une bonne partie de ces atomes n'atteint pas le substrat et par conséquent n'interagit pas avec celui-ci. Il est donc préférable de travailler à des faibles débits d'injection de gaz, débits qui ne favorisent pas la production des neutres non-thermiques.

Dans cette section, nous verrons qu'il est possible d'adapter la résistance du plasma en jouant sur l'intensité du champ magnétique, au lieu de jouer sur le débit d'injection du gaz, afin de contrôler la tension de décharge pour un courant de décharge donné.

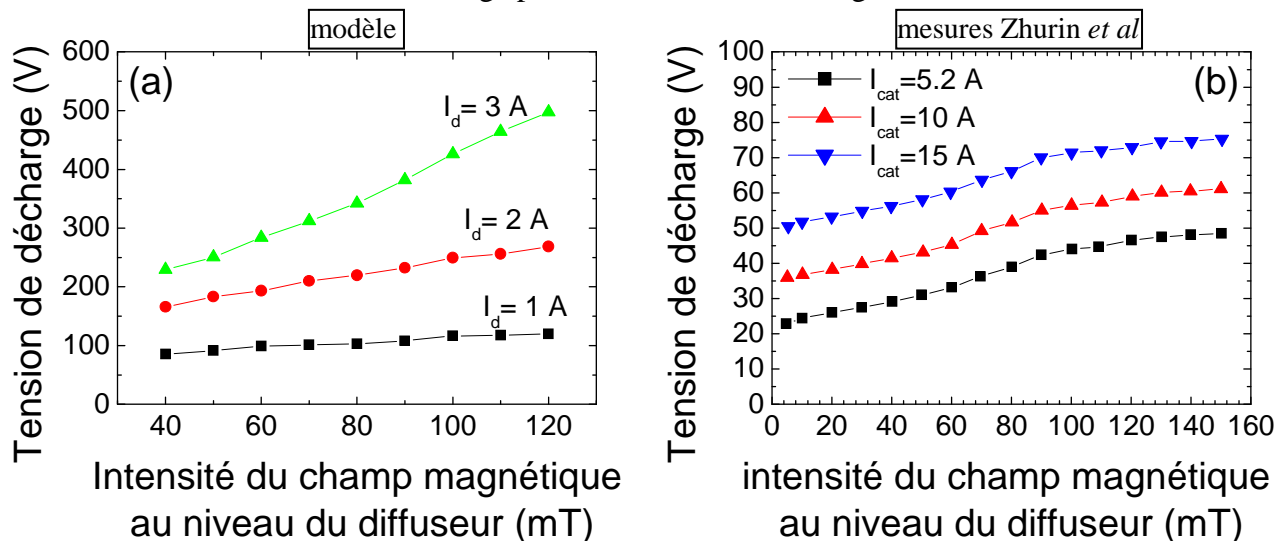


Fig. V. 6 (a) Évolution de la tension de décharge en fonction de l'intensité du champ magnétique pour différentes valeurs du courant de décharge et pour un débit d'injection de gaz de 0.5 mg/s. (b) mesures expérimentales de la tension de décharge pour un courant de décharge de 5 A et pour différents courants d'émission cathodique [Zhu07].

La figure V. 6. a montre que la valeur de la tension de décharge augmente avec l'augmentation de l'intensité du champ magnétique. On observe aussi que la sensibilité de la tension de décharge à la variation de l'intensité du champ magnétique est plus importante pour les hautes valeurs du courant de décharge. La variation de la tension de décharge pour un courant de décharge constant donné dépend de la valeur du courant de décharge et de la variation de la résistance du plasma $\Delta V_d = \Delta R_p I$. D'une part, la variation de l'intensité du champ magnétique induit une variation la mobilité électronique qui est inversement-proportionnelle au carré de l'intensité du champ magnétique.

La figure V. 6. b montre des mesures expérimentales de l'évolution de la tension de décharge en fonction de l'intensité du champ magnétique pour un courant collecté par l'anode de 5 A et pour différents courants d'émission cathodique. Ces résultats ont été obtenus par Zhurin *et al* pour une source EHIS. Les conditions expérimentales ainsi que la géométrie de la source étudiées par Zhurin *et al* sont assez différentes des nôtres. Cependant, les résultats obtenus par notre modèle évoluent dans le même sens que ceux mesurés par Zhurin *et al* [Zhu07].

Il est intéressant de signaler que l'augmentation de la tension de décharge, due à l'augmentation de l'intensité du champ magnétique a une influence sur la production d'ions. En conséquence de l'augmentation de la tension de décharge, les électrons sont chauffés à des températures plus importantes, ce qui fait croître le taux d'ionisation et favorise également la production d'ions. L'augmentation de la tension de décharge rend le transport des espèces chargées plus efficace, elle induit donc un abaissement de la densité du plasma et limite, donc, la production d'ions. La figure V. 7. a montre l'évolution de la production d'ions en fonction de l'intensité du champ magnétique. On observe que la valeur du courant d'ions produit par la source augmente avec l'intensité du champ magnétique, dans la gamme des intensités [40, 60] mT, et est optimale pour une intensité du champ magnétique de 60 mT au niveau de diffuseur. Au-delà de cette valeur, la production d'ions évolue inversement à l'intensité du champ magnétique. La compétition entre le taux d'ionisation $\langle \sigma_i v \rangle^\uparrow$ et la densité plasma n^\downarrow explique la forme des courbes présentées dans cette figure. En effet, pour un courant de décharge de 2A, le taux d'ionisation est de $\sim 2 \times 10^{-13} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, $\sim 3 \times 10^{-13} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ et $\sim 4 \times 10^{-13} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ respectivement pour des intensités du champ magnétique au niveau du diffuseur de 40 mT, 60 mT et 120 mT. Alors que la densité plasma devant l'injecteur du gaz est de $\sim 2 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$, $\sim 1.5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ et $\sim 5 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ respectivement pour des intensités du champ magnétique au niveau du diffuseur de 40 mT, 60 mT et 120 mT.

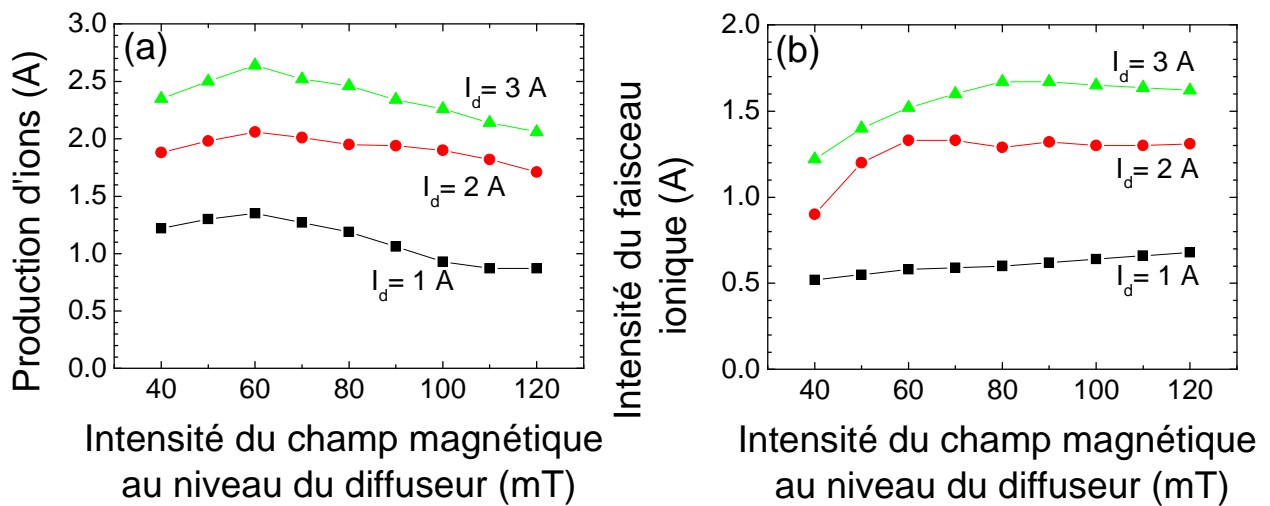


Fig. V. 7 (a) Évolution de la production d'ions par la source en fonction de l'intensité du champ magnétique pour différentes valeurs du courant de décharge et pour un débit d'injection de gaz de 0.5 mg/s. (b) Évolution de l'intensité du faisceau ionique généré par la source en fonction de l'intensité du champ magnétique pour différentes valeurs du courant de décharge et pour un débit d'injection de gaz de 0.5 mg/s.

La figure V. 7. b montre l'évolution de l'intensité du faisceau ionique généré par la source MARK II en fonction de l'intensité du champ magnétique. Il en ressort que, dans la gamme d'intensité du champ magnétique étudié, l'intensité du faisceau ionique augmente avec l'intensité du champ magnétique. Au-delà d'une certaine valeur d'intensité du champ magnétique, l'intensité du faisceau ionique atteint une valeur limite et ne peut plus croître

avec l'augmentation de l'intensité du champ magnétique, et ce malgré la diminution de la production d'ions. Les pertes d'ions au niveau des différentes parois de la source diminuent lorsque l'intensité du champ magnétique augmente. Cette réduction compense la diminution du courant d'ions produit par la source.

V. 3. c. Courant de décharge

Les caractéristiques du faisceau ionique généré par une source EHIS sont très modulables. En effet, l'intensité du faisceau ionique ainsi que son énergie peuvent être choisies par l'opérateur afin d'optimiser la qualité du traitement de surface. Dans la pratique, les caractéristiques du faisceau ionique sont fixées par la valeur de la tension de décharge ainsi que celle du courant anodique (courant de décharge). Or, le courant de décharge a une influence sur la tension de décharge. Il est donc intéressant d'étudier les caractéristiques courant-tension de la source et de lier ces paramètres aux caractéristiques du faisceau ionique.

La figure V. 8. a montre les caractéristiques courant-tension d'une source MARK II calculées pour différents débits d'injection du gaz. La forme de ces caractéristiques est due au fait que l'augmentation du courant de décharge induit un accroissement de la production d'ions. L'abaissement de la densité atomique dû à l'ionisation devient plus important lorsque la valeur du courant de décharge augmente. Comme les collisions électron-atome assurent le transport électronique dans la région anodique (section III. 3), l'abaissement de la densité atomique dans cette région conduit à une diminution de la mobilité électronique. L'intensité du champ électrique augmente donc afin d'assurer le transport du courant d'électrons vers l'anode. Le transport des espèces chargées devient donc plus efficace et limite la densité du plasma ainsi que la conductivité électronique.

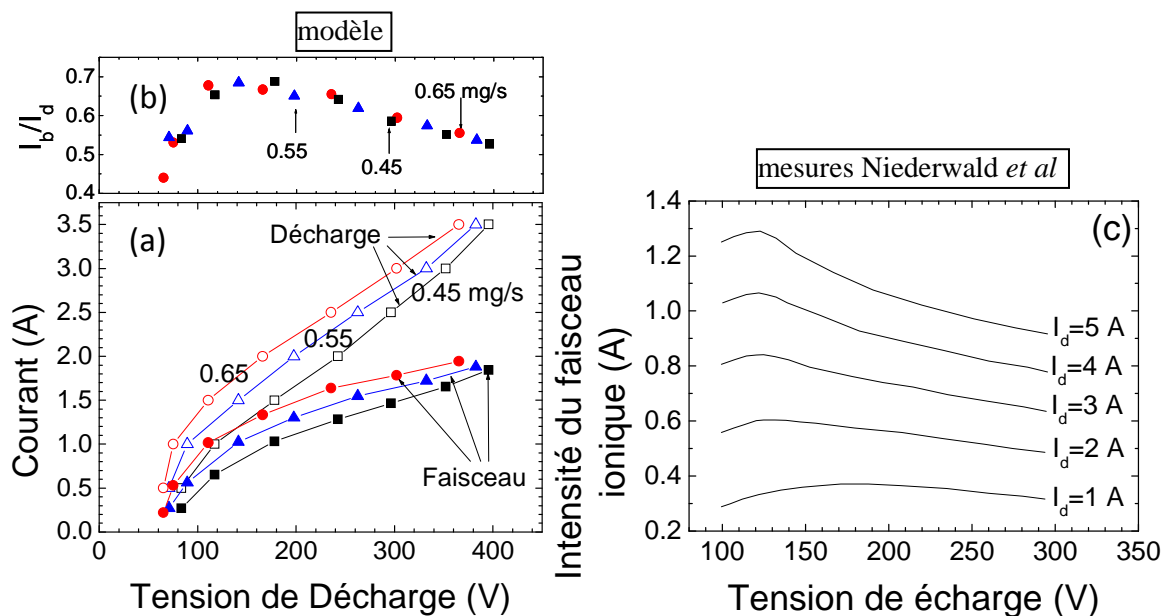


Fig. V. 8. (a) Caractéristiques courant-tension et évolution de l'intensité du faisceau ionique en fonction de la tension de décharge calculée pour différentes valeurs du débit d'injection du gaz et pour une pression résiduelle de 8.4 mPa. (b) Évolution du rapport entre l'intensité du faisceau ionique et le courant de décharge en fonction de la tension de décharge calculée pour différentes valeurs du débit d'injection de gaz et pour une pression résiduelle de 8.4 mPa. (c) évolution de l'intensité du faisceau ionique en fonction de la tension de décharge mesurée pour plusieurs courants de décharge, mesures effectués par Niederwald *et al* [Nie08]

La figure V. 8. b montre que le rendement de la source est optimal pour les tensions de décharge de ~ 100 eV. Ceci est en accord avec les résultats de H. Niederwald *et al* [Nie08]

figure V. 8. c. Comme nous l'avons déjà dit l'augmentation de la tension de décharge limite la densité du plasma et accroît le taux d'ionisation ; la compétition entre ces deux derniers explique la présence d'un optimum dans le terme source d'ionisation et l'intensité du faisceau ionique.

V. 3. d. Pression résiduelle

Dans la section III. 3 nous avons étudié le transport électronique à travers les lignes de champ magnétique. Dans cette section nous avons vu qu'une partie des électrons traverse les lignes du champ magnétique dans la plume. Ce courant contribue à faciliter le transport électronique à travers les lignes du champ magnétique. Il est intéressant d'insister sur le fait que le transport électronique dans cette région est assuré par les différentes collisions qu'effectuent les électrons (voir la section III. 3). On sait que la densité atomique dans la région de la plume est contrôlée par la valeur de la pression résiduelle. Cette dernière est donc un paramètre qui participe au contrôle de la tension de décharge. D'autant plus qu'une partie des atomes provenant de la pression résiduelle peuvent pénétrer à l'intérieur de la source. Comme nous l'avons exprimé dans le chapitre II, la valeur de la pression résiduelle peut être choisie, dans notre modèle, indépendamment de la valeur du débit d'injection de gaz dans la source. Nous proposons, dans cette section, d'étudier l'influence de la pression résiduelle sur le comportement de la source.

La figure V. 9. a montre l'évolution de la tension de décharge en fonction de la pression résiduelle pour différentes valeurs du courant de décharge et pour un débit d'injection de neutres de 0.50 mg/s. On observe que l'influence de la pression résiduelle sur la valeur de la tension de décharge, pour un débit d'injection de gaz de 0.5 mg/s, dépend de la valeur du courant de décharge. En effet, pour un courant de décharge de 0.5 A, l'influence de la pression résiduelle sur la tension de décharge est quasi-nulle. Alors que pour les courants de décharge de 1 A et de 1.5 A, on observe que la tension de décharge varie en sens inverse de la pression résiduelle. Cette influence est nettement plus importante pour les basses valeurs de la pression résiduelle.

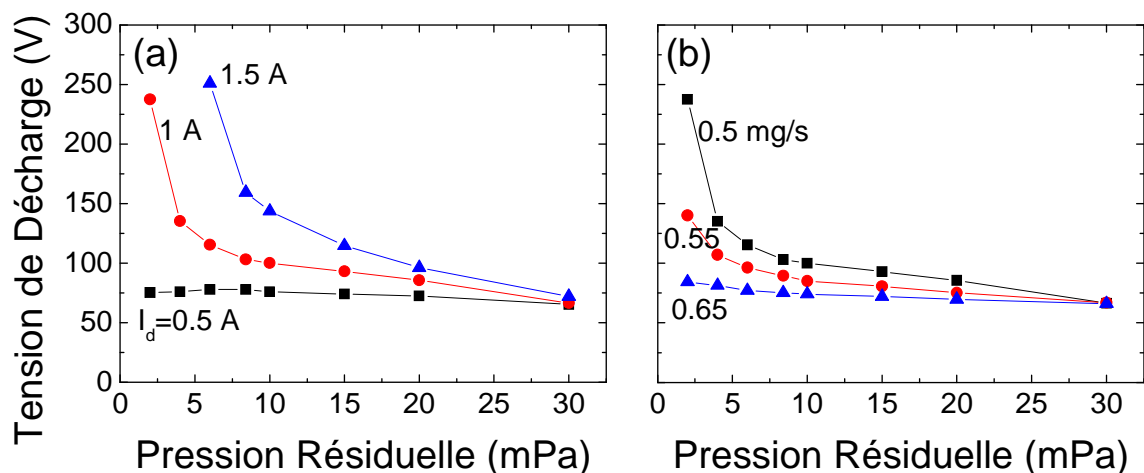


Fig. V. 9 (a) Évolution de la tension de décharge en fonction de la pression résiduelle pour différentes valeurs de courant de décharge et pour un débit d'injection du gaz de 0.50 mg/s. (b) Évolution de la tension de décharge en fonction de la pression résiduelle pour différentes valeurs de débit d'injection de gaz et pour un courant de décharge de 1 A

Il est pertinent de relever le fait que dans le cas d'un courant de décharge de 0.5 A et pour un débit d'injection de 0.5 mg/s, une bonne partie de ce débit, qui représente environ 0.9

A, du gaz injecté dans la source n'est pas ionisée. Ces atomes se retrouvent dans la plume et sont impliqués dans le transport électronique dans cette région. Pour ce courant de décharge, le courant d'électrons qui traverse les lignes du champ magnétique dans la plume reste marginal par rapport à celui qui traverse ces lignes au sein de la source. Par contre, pour les courants de décharge de 1 A et de 1.5 A, l'ionisation devient plus importante (voir figure V. 1). Dans ces cas, la partie du gaz injecté dans la source qui n'est pas ionisée correspond respectivement, à ~ 0.5 A et ~ 0.2 A. La proportion des atomes qui proviennent de l'injection de gaz présents dans la plume devient de plus en plus marginale. Le transport électronique dans la plume est assuré essentiellement par les atomes qui sont dus à la pression résiduelle. Ceci rend le transport électronique ainsi que la valeur de la tension de décharge plus sensible à la valeur de la pression résiduelle.

D'autre part l'abaissement de la densité atomique, dû à l'ionisation, dans la région anodique devient plus important lorsque le courant de décharge augmente du fait que l'ionisation évolue dans le même sens que ce courant. La densité atomique devant l'injecteur de neutres est de $\sim 2.5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$, de $\sim 1.9 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ et de $\sim 1.3 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ respectivement pour les courants de décharge de 0.5 A, de 1 A et de 1.5 A. Sachant que le transport électronique dans la zone anodique est assuré par des collisions électron-atome, l'abaissement de la densité atomique dans cette région réduit la mobilité électronique, ce qui limite la proportion du courant électronique qui traverse les lignes du champ magnétique au sein de la source. Ceci augmente la proportion du courant électronique qui traverse les lignes du champ magnétique dans la plume. Ce qui rend le transport électronique ainsi que la tension de décharge plus sensibles à la valeur de la pression résiduelle pour les hautes valeurs du courant de décharge.

La figure V. 9. b montre l'influence de la pression résiduelle sur la tension de décharge pour différentes valeurs du débit d'injection de gaz avec un courant de décharge de 1 A. Il ressort de cette figure que la sensibilité de la tension de décharge par rapport à la pression résiduelle, comme nous l'avons déjà dit, dépend de la proportion du gaz non-ionisé. En effet, lorsque la proportion du gaz non-ionisé est importante, l'influence de la pression résiduelle sur la tension de décharge est réduite. Pour le débit de 0.65 mg/s, par exemple, la proportion du gaz non-ionisé est de ~ 0.9 A ; ceci est comparable au cas d'un débit d'injection de 0.5 mg/s et un courant de décharge de 0.5 A décrit dans la figure précédente. On note que pour ces deux courbes (comparaison entre les figures V. 9. a et V. 9. b), l'évolution de la tension de décharge en fonction de la pression résiduelle est quasiment identique ; ceci montre le rôle que joue la proportion du gaz non-ionisé.

L'évolution de la tension de décharge dépend de la résistance de deux régions, de celle du plasma à l'intérieur de la source et dans la plume. La première est sensible à la valeur du débit d'injection de gaz alors que la résistance du plasma dans la plume est sensible à la valeur de la pression résiduelle. Le transport électronique à travers les lignes du champ magnétique est analogue au transport électronique à travers deux résistances parallèles. Les électrons traversent les lignes du champ magnétique préférentiellement dans la région caractérisée par la plus faible résistance.

V. 3. e. Énergie du faisceau ionique et tension de décharge

Comme nous l'avons dit dans le début de cette section, le contrôle de la tension de décharge nous permet de jouer sur l'énergie du faisceau ionique. La figure V. 10 montre l'évolution de l'énergie moyenne des ions dans le faisceau en fonction de la tension de décharge. Les différents points de cette figure ont été obtenus en faisant varier les paramètres

qui contrôlent la tension de décharge dans les sources EHIS (courant de décharge, pression résiduelle, débit d'injection de gaz et intensité du champ magnétique).

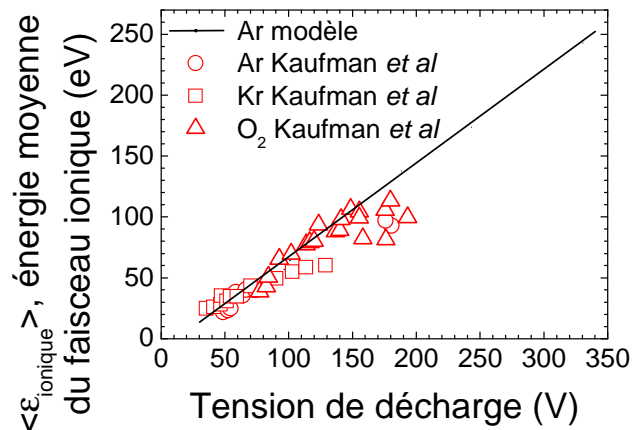


Fig. V. 10 Évolution de l'énergie moyenne des ions constituant le faisceau ionique en fonction de la tension de décharge.

Nos résultats montrent que l'énergie des ions qui constituent le faisceau ionique augmente linéairement avec la tension de décharge et ne dépend, quasiment, que du paramètre tension de décharge. Nos calculs montrent que l'énergie moyenne ionique est de l'ordre de 70% de la tension de décharge, définie par la différence entre le maximum du potentiel plasma et la valeur de ce potentiel dans la plume. Ceci est en accord avec les mesures effectuées par Kaufman *et al* [Kau87].

V. 5. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons étudié l'influence des conditions de fonctionnement d'une source MARK II sur le comportement de la source; Nous avons prêté un intérêt particulier au rôle des neutres sur le comportement de la source. Nous avons aussi abordé une étude de l'influence de l'intensité du champ magnétique sur le comportement de la source. Les résultats présentés dans ce chapitre nous permettent d'appréhender d'avantage le fonctionnement des sources EHIS et de compléter notre compréhension des phénomènes physiques qui ont lieu au sein de ce type de source. Les résultats discutés dans ce chapitre, nous permettent de conclure que :

Influences des neutres

- La tension de décharge évolue dans le sens inverse au débit d'injection du gaz dans la source. La valeur de ce débit contrôle la densité atomique et la mobilité électronique à l'intérieur de la source. La pression résiduelle contrôle la densité atomique et la mobilité électronique dans la plume.
- Les collisions ion-atome participent à homogénéiser la densité du courant du faisceau ionique en fonction de l'angle de sortie. Comme ces collisions ont lieu essentiellement à l'intérieur de la source, le faisceau ionique est plus focalisé autour de l'axe de symétrie pour les bas débits d'injection du gaz dans la source.
- La production d'atomes non-thermiques issus de l'échange de charge est favorisée pour les hauts débits d'injection du gaz. En effet, le rapport entre l'intensité du flux d'atomes non-thermiques et l'intensité du faisceau ionique est de $\sim 1/15$ pour un débit de 0.35 mg/s, ce rapport monte à $\sim 1/2$ pour un débit d'injection de 1 mg/s

Courant et tension de décharge

- Nos résultats dévoilent que l'évolution de la tension de décharge est liée aux caractéristiques du plasma dans la plume qui contribuent dans le transport électronique.
- Le courant d'ions produit par la source et l'intensité du faisceau ionique généré par celle-ci, évoluent dans le même sens que le courant de décharge. En effet, l'intensité du faisceau ionique généré par la source est de 60 % du courant de décharge. Environ 40 % des ions produits par la source sont neutralisés par les différentes parois de celle-ci.
- Les mesures expérimentales montrent que l'intensité du faisceau ionique est de l'ordre de 30 % du courant de décharge. Ceci montre que notre modèle surestime la production d'ions par la source.
- Nos résultats montrent que l'énergie des ions constituant le faisceau ionique ne dépend que de la tension de décharge. L'énergie moyenne des ions dans le faisceau est de l'ordre de 70% de la tension de décharge, ce qui est en accord avec les mesures expérimentales.

Intensité du champ magnétique

- La résistance du plasma peut être choisie, dans une certaine mesure, en faisant varier l'intensité du champ magnétique. Ceci nous permet de modifier l'énergie du faisceau ionique sans avoir à créer un flux d'atomes non-thermiques important ou à modifier la forme du faisceau ionique (focalisation du faisceau).
- L'intensité du faisceau généré par la source MARK II est proportionnelle à l'intensité du champ magnétique, elle atteint cependant un seuil pour les hautes intensités du champ magnétique.

Références du chapitre

[Kle04] : J. E. Klemberg-Sapieha, J. Oberste-Berghaus, L. Martinu, R. Blacker, I. Stevenson, G. Sadkhin, D. Morton, S. McEldowney, R. Klinger, P. J. Martin, N. Court, S. Dligatch, M. Gross, R. P. Netterfield, "*Mechanical characteristics of optical coatings prepared by various techniques: a comparative study*", Applied Optics. 2670-2679, Vol. 43, No. 13(2004)

[Nie08] : H. Niederwald, and L. Mahoney, "*Next Generation End Hall Ion Source in the Optical Thin Film Production Process*", Proceedings of SPIE Vol. 7101 71011L-1

[Kau87] : H. R. Kaufman, R. S. Robinson, and R. I. Seddon, "*End-Hall ion source*", Journal of Vacuum Science & Technologies A, Vol 5 p2081 (1987)

[Zhu07] : V. V. Zhurin, "*Hall-current ion source for ion beams of low and high energy for technological applications*", US 20007/0241290 A1 (2007)

Chapitre VI : Limites du modèle

Introduction au chapitre

Ce chapitre est dédié à l'étude de deux points cruciaux que l'on a rencontré lors de la modélisation des sources EHIS :

1. Dans les chapitres précédents, nous avons étudié le fonctionnement de la source MARK II pour un domaine de calcul de 20x10 cm. Nous avons supposé que les parois en contact avec le plasma sont situées au niveau des frontières de ce domaine. En réalité les dimensions du caisson à vide sont de l'ordre de 70x40 cm et le plasma est en contact avec le substrat et le porte-substrat qui sont situés à ~ 50 cm de la source. La restriction des dimensions du domaine de calcul nous impose de négliger une partie du courant électronique qui traverse les lignes du champ magnétique dans la plume. Ce courant peut participer à réduire le confinement des électrons dans le plasma. La surestimation du temps de résidence des électrons dans le plasma peut expliquer, comme nous l'avons déjà vu dans le chapitre précédent, la surévaluation de la production d'ions et de l'intensité du faisceau ionique. Nous proposons dans ce chapitre d'étudier le comportement de la source ainsi que l'intensité du faisceau ionique pour différentes dimensions du domaine de calcul. D'autre part, lorsque l'on restreint les dimensions du domaine de calcul, on oblige les électrons à traverser les lignes de champ magnétique dans une zone caractérisée par de fortes valeurs d'intensité du champ magnétique. Ceci risque de rendre le transport électronique plus difficile pour les petits domaines de calcul. Nous verrons dans ce chapitre que la taille du domaine possède une influence sur la tension de décharge. Nous verrons aussi une étude des caractéristiques courant-tension pour un domaine de calcul de 50x25 cm.
2. Relativement aux autres plasmas magnétisés, le plasma généré par une source EHIS se démarque par le fait que les collisions électron-ion et électron-atome peuvent assurer, à elles seules, le transport électronique à travers les lignes du champ magnétique. En effet, il est possible de modéliser le plasma généré par une source EHIS sans introduire des coefficients de transport anomal. Les caractéristiques du plasma et du faisceau ionique, mis à part l'intensité du faisceau ionique, sont en accords avec les mesures expérimentales. Ceci ne veut pas dire forcément qu'il n'y a pas de transport anomal dans ces sources, mais que ce mécanisme ne représente pas le mécanisme de transport dominant dans la direction perpendiculaire au champ magnétique. Dans les propulseurs à effet Hall, par exemple, le transport anomal représente le mécanisme principal qui assure le transport des électrons à travers les lignes du champ magnétique. Il est intéressant de s'interroger sur la présence de ce mécanisme dans les sources EHIS et d'essayer de comprendre la raison pour laquelle il est possible de modéliser une source EHIS sans prendre en compte le transport anomal alors que ceci est impossible pour un propulseur à effet Hall. Dans le chapitre précédent nous avons dit que notre modèle surestime l'intensité du faisceau ionique du fait qu'on surestime le temps de résidence des électrons dans le plasma, nous verrons dans ce chapitre que le transport anomal réduit le confinement des électrons dans le plasma et nous permet d'obtenir une intensité du faisceau ionique réaliste.

VI. 1. Étude du plasma généré par une source MARK II pour différents tailles du domaine de calcul

Le coût en termes de temps de calcul dû au traitement particulière des espèces lourdes (Ar et Ar^+) devient très lourd lorsque l'on augmente la taille du domaine de calcul. Rappelons que, comme nous l'avons vu dans le chapitre III, l'abaissement de la densité atomique dû à l'ionisation est de l'ordre de 50 % dans la région anodique (zone d'ionisation) et est quasiment nul quand on s'éloigne de cette région. En effet, comme le montre la figure VI. 1, à partir d'une distance axiale de 15 cm, la valeur de la densité atomique devient insensible à l'ionisation. Au-delà d'une distance de 15 cm, la densité atomique est contrôlée par la valeur de la pression résiduelle et est égale à $N = \frac{P}{k_B T}$. Ce qui correspond, pour une pression

résiduelle de 8.4 mPa à $\frac{1}{k_B} \frac{8.4 \text{ mPa}}{300 \text{ K}} \approx 2.2 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$. Il est donc possible de délimiter une zone

dans le domaine de calcul dans laquelle la densité atomique est obtenue à partir de la description particulière des neutres. En dehors de cette région, la densité atomique est fixée à $N = \frac{P}{k_B T}$. La zone du traitement particulière des neutres est délimitée à $[0,20] \times [0,10]$ cm.

Ceci nous permet de réduire significativement le temps de calcul.

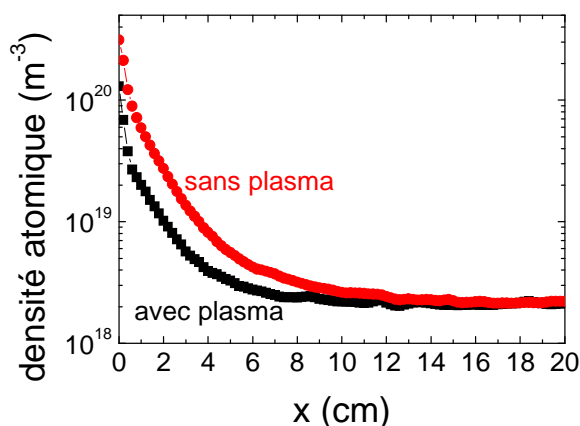


Fig VI. 1 Distributions axiales de la densité atomique sans plasma et avec plasma calculées sur une ligne parallèle à l'axe de symétrie contenant l'injecteur de neutres pour un débit d'injection de gaz de 0.5 mg/s, une pression résiduelle de 8.4 mPa et pour un courant de décharge de 1 A.

La restriction sur les dimensions du domaine de calcul nous oblige à faire abstraction des collisions électron-atome et des collisions électron-ion qui ont lieu au-delà des dimensions de notre domaine de calcul. D'une part, on sous-évalue les pertes d'énergie le long des lignes du champ magnétique dues à ces collisions. En effet, pour un courant de décharge de 1 A, un débit d'injection de gaz de 0.5 mg/s et une pression résiduelle de 8.4 mPa, l'énergie électronique dans la zone anodique est de ~ 20 eV pour un domaine de calcul de 20×10 cm. Cette énergie chute à ~ 16 eV pour un domaine de calcul de 40×20 cm. Notons qu'une partie de l'abaissement de l'énergie électronique est dû à la diminution de la tension de décharge. L'abaissement de cette dernière résulte du fait que le transport des électrons à travers les lignes de champ magnétique est plus facile dans la région à faible intensité de champ magnétique. Tronquer une partie de la plume revient donc à imposer aux électrons de traverser les lignes de champ magnétique dans la région à forte intensité de champ

magnétique, ce qui nécessite une forte intensité du champ électrique. La tension de décharge est donc directement influencée par les dimensions du modèle de calcul.

La figure VI. 2 montre la distribution radiale du potentiel plasma au niveau du diffuseur. On observe que la tension de décharge (profondeur du puits) baisse lorsqu'on élargit les dimensions du domaine de calcul. Pour un courant de décharge de 1 A, un débit d'injection de gaz de 0.5 mg/s et une pression résiduelle de 8.4, la tension de décharge est de ~130 V pour un domaine de calcul de 20 cm x 10 cm. Elle baisse à ~115 V pour un domaine de 30 cm x 15 cm et à ~100 V pour un domaine de 40 cm x 20 cm. En revanche, la forme de la distribution du potentiel plasma n'est pas influencée par les dimensions du domaine de calcul. La figure V. 11 montre la distribution radiale du potentiel plasma calculée, au niveau du diffuseur, pour différentes dimensions du domaine de calcul.

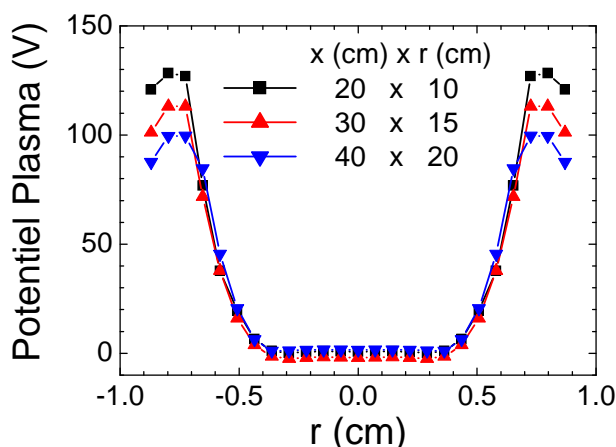


Fig. VI. 2. Distribution radiale du potentiel plasma calculée, pour différentes dimensions du domaine de calcul, au niveau du diffuseur pour un courant de décharge de 1 A, un débit d'injection du gaz de 0.5 mg/s et une pression résiduelle de 8.4 mPa.

VI. 1. a. Caractéristiques courant-tension

Étant donné que la taille du domaine de calcul possède une influence sur la valeur de la tension de décharge pour un courant de décharge donné, les caractéristiques courant-tension dépendent de la taille de ce domaine. Il est donc intéressant d'étudier l'influence des dimensions du domaine de calcul sur ces caractéristiques.

Les caractéristiques courant-tension calculées sont plus ou moins en accord qualitatif avec des mesures expérimentales pour le domaine de calcul réduit de 20 cm x 20 cm considéré dans les chapitres précédents, mais cet accord se dégrade en augmentant la taille du domaine. La figure VI. 3. a montre les caractéristiques courant-tension de la source MARK II calculées pour un domaine de calcul de 50 cm x 25 cm et pour différentes valeurs de pression résiduelle. Il est nécessaire de relever le fait que notre modèle ne permet pas, pour ce grand domaine, de reproduire les caractéristiques courant-tension de la source MARK II. En effet, on remarque que la tension de décharge n'augmente pas avec le courant de décharge, dans certains cas, l'augmentation du courant de décharge peut induire un abaissement de la tension de décharge. Cette forme des caractéristiques courant-tension n'est pas réaliste. La figure VI. 3. b montre les caractéristiques courant-tension de la source MARK II mesurées, par Essilor, pour différents débits d'injection des neutres. Contrairement à nos calculs, les mesures montrent que la tension de décharge augmente dans le même sens que le courant de décharge.

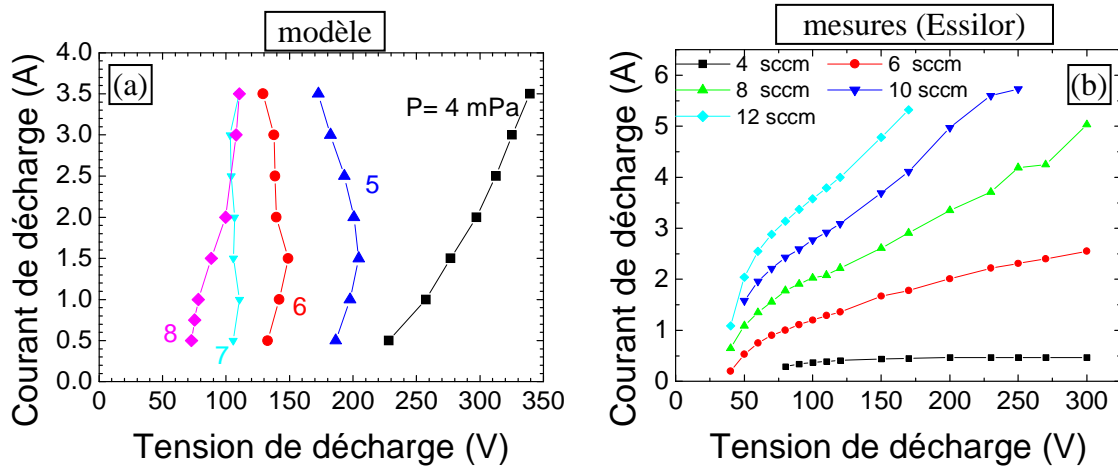


Fig. VI. 3. (a) Caractéristiques courant-tension de la source MARK II calculées pour un domaine de calcul de $50 \times 25 \text{ cm}$ pour différentes valeurs de pression résiduelle et pour un débit d'injection du gaz 0.50 mg/s . (b) Caractéristiques courant-tension de la source MARK II mesurées, par Essilor, pour différentes valeurs de du débit d'injection du gaz.

Avant de discuter des raisons possibles de ce comportement irréaliste, nous commençons par rappeler les équations du modèle afin de démontrer un point crucial : que dans le cas où la densité d'atomes neutres reste constante, les solutions du modèle pour des courants différents sont rigoureusement auto-similaires et la caractéristique courant-tension est verticale, c'est à dire le courant ne dépend pas de la tension.

Conservation du courant :

$$I = -e \iint \Gamma_{e\perp} ds + e \iint \Gamma_{i\perp} ds$$

Dérive-diffusion électronique :

$$\Gamma_{e\perp} = n\mu_{\perp} \nabla_{\perp} V - \frac{2}{3e} \mu_{\perp} \nabla_{\perp} (n\mathcal{E})$$

Équation d'énergie électronique :

$$\frac{5}{3} \nabla_{\perp} (\Gamma_{e\perp} \mathcal{E}) - \frac{10}{9} \nabla_{\perp} (n\mu_{\perp} \mathcal{E} \nabla_{\perp} \mathcal{E}) = e\Gamma_{e\perp} \nabla_{\perp} V - nN\kappa(\mathcal{E})$$

où la mobilité électronique est donnée par

$$\mu_{\perp} = \frac{e(Nk_m(\mathcal{E}) + nk_{ie}(\mathcal{E}))}{m \left((eB/m)^2 + (Nk_m(\mathcal{E}) + nk_{ie}(\mathcal{E}))^2 \right)}$$

La simulation particulière des ions répond aux équations macroscopiques suivantes :

$$\nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_i = nNk_i(\mathcal{E}) \quad \text{et} \quad \mathbf{\Gamma}_i = n\mathbf{w}_i[V, Nk_i(\mathcal{E})],$$

c'est à dire le profil de vitesse moyenne des ions \mathbf{w}_i dépend uniquement des profils du potentiel V et de la fréquence d'ionisation Nk_i .

Supposons maintenant que la densité de neutres N est constante et qu'il n'y a pas de collisions électron-ion i.e. $k_{ie} = 0$. Dans ce cas, la mobilité μ_{\perp} est constante. Multiplions ensuite toutes les équations par un facteur F :

$$(FI) = -e \iint (F\Gamma_{e\perp}) ds + e \iint (F\Gamma_{i\perp}) ds$$

$$(F\Gamma_{e\perp}) = (Fn)\mu_{\perp}\nabla_{\perp}V - \frac{2}{3e}\mu_{\perp}\nabla_{\perp}((Fn)\varepsilon)$$

$$\frac{5}{3}\nabla_{\perp}((F\Gamma_{e\perp})\varepsilon) - \frac{10}{9}\nabla_{\perp}((Fn)\mu_{\perp}\varepsilon\nabla_{\perp}\varepsilon) = e(F\Gamma_{e\perp})\nabla_{\perp}V - (Fn)N\kappa(\varepsilon)$$

$$\nabla \cdot (F\Gamma_i) = (Fn)Nk_i(\varepsilon) \quad (F\Gamma_i) = (Fn)\mathbf{w}_i[V, Nk_i(\varepsilon)]$$

En comparant ces équations avec celles d'avant, on constate tout de suite que si nous avons une solution du modèle pour un courant I , il suffit de multiplier les profils de densité n et de flux $\Gamma_{e,i}$ par un facteur F , afin de trouver la solution pour un autre courant $F \times I$. Les profils de l'énergie ε et du potentiel V restent inchangés. Cela implique que la caractéristique courant-tension est verticale : pour une tension (qui est une valeur propre du problème) on peut obtenir tous les courants possibles.

Il n'y a que deux choses dans le modèle qui changent ce comportement : la déplétion de neutres et les collisions e-i. En effet, la densité de neutres N décroît lorsque la densité de plasma n augmente, ce qui réduit la fréquence de collisions électron-atome ainsi que la mobilité. Il est donc nécessaire que la tension de décharge augmente avec le courant de décharge afin d'assurer le transport électronique. La fréquence de collisions électron-ion a un effet contraire : elle augmente avec l'augmentation de la densité du plasma ce qui induit un accroissement de la mobilité électronique ; par conséquent, le transport électronique devient plus facile et nécessite une tension de décharge plus faible (résistance négative).

En vue des constatations ci-dessus, la forme irréaliste et trop verticale des caractéristiques courant-tension pour des grands domaines suggère que les solutions du modèle ne sont pas assez sensibles à l'effet de la déplétion des atomes au seins et au voisinage de la source. Nous croyons que cette trop faible sensibilité à la déplétion de neutres peut s'expliquer par une surestimation de la décharge dans la plume. En effet, dans le modèle la décharge (le passage du courant) a tendance à s'étendre très loin de région anodique, dans une région où la densité de gaz reste relativement constante à cause de la pression résiduelle du caisson.

Comme nous l'avons montré dans la figure VI. 1, l'abaissement de la densité atomique dû à l'ionisation devient nul lorsque l'on s'éloigne de la source (~ 15 cm), malgré le fait qu'une partie de la production d'ions a lieu dans la plume. Comme l'intensité du champ électrique est faible dans cette région, le temps de résidence des ions produit dans la plume est très grand, relativement aux ions produits dans la zone d'ionisation. De faibles valeurs du terme source d'ionisation dans la plume suffisent à faire augmenter artificiellement la densité du plasma ainsi que la conductivité électrique dans la dite région. Ce qui accroît le courant d'électrons à travers les lignes de champ magnétique dans la plume. La valeur de la tension de décharge devient donc plus sensible à la densité atomique dans la plume. Si les électrons traversent les lignes de champ magnétique essentiellement dans la plume, et en l'absence de collision électron-ion, les caractéristiques courant-tension de la source deviennent parfaitement verticales.

L'augmentation du courant de décharge induit donc une augmentation de la densité du plasma ainsi que de la mobilité électronique dans la plume. De plus, la fréquence de collision électron-ion est proportionnelle à la densité du plasma. Ceci rend le transport électronique à travers les lignes du champ magnétique plus facile pour les hautes valeurs du courant de décharge. L'augmentation du courant de décharge peut donc induire une diminution de la résistance du plasma de manière à maintenir la tension de décharge quasiment constante $V_d = R_d^\downarrow I_d^\uparrow$.

En résumé : l'incapacité de notre modèle à reproduire une forme réaliste des caractéristiques courant-tension suggère une trop faible sensibilité de la décharge à la déplétion des atomes neutres au seins et au voisinage de la source, ce qui peut être due à une surestimation du courant de décharge dans la plume (où la densité de neutres reste relativement constante), liée aux approximations suivantes :

1. Rappelons que, les électrons sont supposés être en équilibre de Boltzmann le long des lignes du champ magnétique indépendamment de l'intensité de celui-ci. Ceci équivaut à dire que la température électronique est constante le long des lignes de ce champ. Cette hypothèse est réaliste si la pulsation cyclotron est nettement plus grande que la fréquence de collision $\omega \gg \nu$ et que le rayon de Larmor est infiniment plus petit que les dimensions de la source. En conséquence de cette hypothèse, les électrons peuvent être chauffés à l'intérieur de la source et ioniser les atomes du gaz le long de l'intégralité des lignes de champ magnétique y compris dans la plume. Or, l'intensité du champ magnétique devient trop faible lorsque l'on s'éloigne de la source. Cette diminution induit une décroissance de la pulsation cyclotron et une augmentation du rayon de Larmor. Ce qui nous rapproche des frontières de validité de l'hypothèse sur l'équilibre de Boltzmann pour les électrons. En réalité, la température électronique le long des lignes de champ magnétique peut décroître dans la région à faible intensité du champ magnétique. Ceci devrait réduire le taux d'ionisation dans la plume ainsi que la conductivité électrique dans la dite région.
2. D'autre part, notre modèle ne simule pas l'abaissement de la densité atomique due aux collisions ion-atome et atome-atome (interaction entre atomes rapides et atomes thermiques). De plus, au delà du rectangle défini par $[0,20] \times [0,10]$ cm, la densité atomique est fixée à $N = \frac{P}{k_B T}$ indépendamment de l'ionisation. Or, dans les plasmas magnétisés l'abaissement de la densité atomique permet de limiter l'ionisation. Cet amoindrissement de la densité atomique permet non-seulement de réduire l'ionisation et la densité plasma dans la plume, mais permet aussi de réduire la mobilité électronique dans cette région en limitant la fréquence de collision électron-atome. Cependant, la figure V. 3. a montre que pour pouvoir atteindre des tensions de décharge de l'ordre de 300 V, l'abaissement de la densité atomique dans la plume devrait être de l'ordre de 50 %. Ceci semble peu réaliste du fait des puissances mises en jeu.

Précision : la figure VI. 1 montre que l'abaissement de la densité atomique dû à l'ionisation est quasiment nul dans la plume (au-delà d'une distance axiale de ~ 15 cm). Fixer la densité atomique à $N = \frac{P}{k_B T}$ dans cette région n'induit aucune erreur dans nos calculs.

Afin de pouvoir reproduire des formes réalistes des caractéristiques courant-tension pour les grands domaines de calcul, une solution consiste à limiter, de manière artificielle, l'ionisation dans la plume. Dans la figure V. 4, nous avons imposé un taux d'ionisation nul dans la plume, au delà du rectangle défini par $[0,20] \times [0,10]$ cm. Afin de s'assurer que la forme des caractéristiques courant-tension décrites dans la figure V. 3. a sont dues aux raisons discutées plus haut. On s'aperçoit que l'on arrive à reproduire une forme des caractéristiques courant-tension qui soit en accord avec les mesures.

La figure VI. 4 montre que la résistivité du plasma diminue quand on augmente les dimensions du domaine de calcul ; en effet, pour un courant de décharge de 3.5 A, la tension de décharge est de ~ 400 V pour un domaine de calcul de 20×10 cm et est de ~ 260 V pour un domaine de calcul de 50×25 cm. Ceci est dû au fait que le transport des électrons dans la plume devient plus facile pour les faibles valeurs du champ magnétique. Ceci ne remet pas en question les résultats présentés dans les chapitres précédents, mais il faut tout de même signaler que la tension de décharge calculée pour un domaine de calcul de 20×10 cm n'est pas connue avec une bonne précision. L'erreur sur cette tension de décharge due aux dimensions de calcul peut être de l'ordre de 25%.

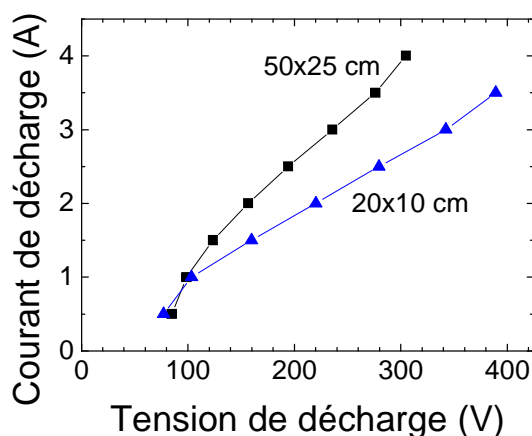


Fig. VI. 4. Caractéristiques courant-tension de la source MARK II calculées pour un domaine de calcul de 20×10 cm et 50×25 cm avec un terme source nul dans la plume pour une valeur de pression résiduelle de 8.4 mPa et un débit d'injection du gaz 0.50 mg/s.

Afin de pouvoir modéliser le plasma généré par une source EHIS pour les grandes dimensions du domaine de calcul ($\sim 50 \times 25$ cm), sans avoir à imposer de manière artificielle un taux d'ionisation nul dans la plume il est nécessaire d'assurer :

1. Une meilleure description du transport électronique le long des lignes du champ magnétique pour mieux comprendre la distribution de la température électronique le long de ces lignes.
2. Une meilleure description des atomes, qui simule mieux l'abaissement de la densité atomique dû aux collisions ion-atome et atome-atome (interaction entre atomes rapides et atomes thermiques), pour mieux cerner le rôle du transport atomique dans les sources EHIS.

VI. 1. b. Intensité du faisceau ionique

Dans le chapitre précédent, nous avons vu que nos calculs surestiment l'intensité du faisceau ionique. En effet, ces derniers montrent que l'intensité du faisceau ionique est de l'ordre de 60% du courant de décharge alors que les mesures montrent que l'intensité de ce faisceau est de l'ordre de 30% du courant de décharge. Nous avons dit dans le chapitre V que la restriction des dimensions du domaine de calcul peut être à l'origine de cette surestimation. Nous Proposons d'étudier dans cette section l'influence des dimensions du domaine de calcul sur l'intensité du faisceau ionique.

Il est intéressant de souligner le fait que l'abaissement de la tension de décharge induit un abaissement de la température électronique dans la zone anodique. Ce qui limite l'abaissement des valeurs du taux d'ionisation $k_i = \langle \sigma v \rangle$. Ceci n'implique pas forcément une diminution de la production d'ions ou de l'intensité du faisceau ionique par ce que, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, l'abaissement de la tension de décharge réduit l'efficacité du transport des espèces chargées et induit une augmentation de la densité du plasma. En effet, pour un courant de décharge de 1 A, un débit d'injection de gaz de 0.5 mg/s et une pression résiduelle de 8.4 mPa, la densité plasma passe de $\sim 2 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ devant l'injecteur de gaz pour un domaine de calcul de $20 \times 10 \text{ cm}$ à $\sim 3 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ pour un domaine de calcul de $40 \times 20 \text{ cm}$. Nous avons vu dans le chapitre précédent que l'augmentation de la densité plasma compense l'abaissement du taux d'ionisation et maintient l'intensité du faisceau ionique constante.

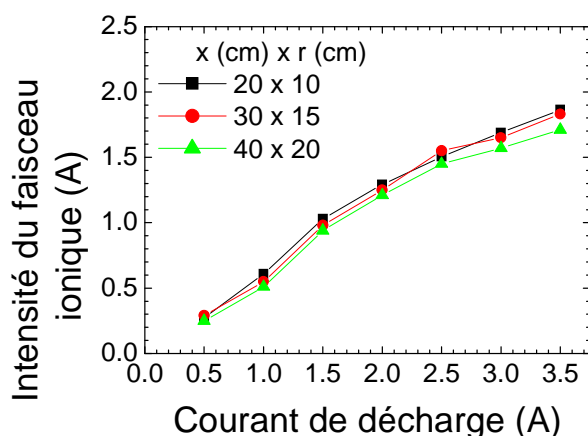


Fig. VI. 5. Évolution de l'intensité du faisceau ionique en fonction du courant de décharge calculée, pour différentes dimensions du domaine de calcul, au niveau du diffuseur pour un courant de décharge de 1 A, un débit d'injection du gaz de 0.5 mg/s et une pression résiduelle de 8.4 mPa.

La figure VI. 5 montre l'évolution de l'intensité du faisceau ionique en fonction du courant de décharge pour différentes dimensions du domaine de calcul. Cette figure montre que l'intensité du faisceau ionique reste insensible aux dimensions du domaine de calcul. Ceci est dû à la compétition entre la densité plasma et le taux d'ionisation la zone anodique. Les calculs présentés dans cette section montrent que la restriction du domaine de calcul n'implique pas une surestimation de l'intensité du faisceau ionique.

VI. 2 Étude du transport anormal dans une source EHIS (MARK II)

La description 2D axisymétrique du plasma généré par une source EHIS ne nous permet pas d'étudier les phénomènes de transport anormal dus aux inhomogénéités azimutales des paramètres plasma. Nous avons vu, dans le chapitre III, que les collisions électron-atome

et électron-ion suffisent à elles seules pour assurer le transport électronique dans les sources EHIS. Or, dans des plasmas froids magnétisés similaires à celui généré par une source EHIS, le mécanisme de transport anomal représente le mécanisme de transport électronique dominant dans la direction perpendiculaire au champ magnétique. La prise en considération du transport anomal dans les modèles 2D se fait par l'introduction d'une fréquence supplémentaire du transfert de moment [Koo06]. Cette fréquence, dite « fréquence de Bohm », a été introduite de manière empirique et est définie par $v_{\text{Bohm}} = \frac{C \cdot q_e}{m_e} \frac{B}{16}$ [Hag02].

Où C représente un coefficient multiplicatif choisi de manière empirique entre 0 et 1.

Dans les propulseurs à effet Hall, il est primordial de prendre en considération le transport anomal afin d'obtenir des résultats réalistes [Hag03], [Hag02]. Alors que dans les sources EHIS, en négligeant l'influence du transport anomal sur le transport électronique, on arrive tout de même à obtenir des résultats qui sont en accord avec les mesures expérimentales mis à part l'intensité du faisceau ionique qui est surestimée. En effet, en l'absence de transport anomal, nos résultats surévaluent l'intensité du faisceau ionique et estiment son intensité à ~60 % de l'intensité du courant de décharge alors que les mesures expérimentales montrent que l'intensité de ce faisceau est de ~30 % de l'intensité du courant de décharge. Il est intéressant de s'interroger sur les raisons qui rendent ce mécanisme de transport (transport anomal) à travers les lignes de champ magnétique indispensable pour les propulseurs à effet Hall, alors que ce mécanisme peut être négligé pour les sources EHIS. Ceci est dû à plusieurs raisons :

1. Pour des conditions standard de fonctionnement, l'abaissement de la densité atomique dû à l'ionisation dans les propulseurs à effet Hall est de l'ordre de 90 % dans la zone d'ionisation ce qui limite l'efficacité du transport électronique par les collisions électron-atome à travers les lignes du champ magnétique. Dans les sources EHIS, l'abaissement de la densité atomique résultant de l'ionisation dans la zone anodique (zone d'ionisation) est de l'ordre de 50 %, la densité atomique permet au transport électronique, par les collisions électron-atome, d'être plus efficace que dans les propulseurs à effet Hall.
2. Le transport électronique par les collisions électron-ion est plus efficace dans les sources EHIS, relativement aux propulseurs à effet Hall, du fait que dans les sources EHIS les trajectoires ioniques se croisent au niveau de la région axiale. Ce qui fait croître la densité ionique et la fréquence de collisions électron-ion dans la dite région. La configuration des propulseurs à effet Hall ne permet pas à la densité ionique d'atteindre de telles valeurs (le canal est désaxé) et rend le transport électronique par les collisions électron-ion, dans ces propulseurs, moins efficace relativement aux sources EHIS.
3. Les lignes de champ magnétique dans les propulseurs à effet Hall sont délimitées par les parois externe et interne du canal, l'intensité du champ magnétique devient très basse au bout de ces lignes. Dans les sources EHIS elles sont délimitées par les parois du caisson à vide et du diffuseur, l'intensité du champ magnétique ne varie que peu le long de ces lignes. Une partie du transport électronique dans les sources EHIS est assurée dans la plume du fait que le transport électronique est plus facile dans la région à faible intensité du champ magnétique ; ceci facilite le transport électronique dans ces sources relativement aux propulseurs à effet Hall.

La figure VI. 6 montre l'évolution de l'intensité du faisceau ionique en fonction du courant de décharge. On observe que l'intensité du faisceau ionique est inversement-proportionnelle au coefficient C de la fréquence de Bohm. On observe qu'en fixant $v_{Bohm} = \frac{0.5 \cdot q_e \cdot B}{m_e \cdot 16}$, nos calculs montrent que l'intensité du faisceau ionique est de l'ordre de 30 % de l'intensité du courant de décharge. Ceci est en accord avec les observations expérimentales citées plus haut.

Part ailleurs, on observe aussi que la tension de décharge est inversement-proportionnelle au coefficient C de la fréquence de Bohm. Pour un courant de décharge de 1 A, la tension de décharge est de ~100 V pour une fréquence de Bohm nulle et passe à ~50 V pour une fréquence de Bohm définie par $v_{Bohm} = \frac{q_e \cdot B}{m_e \cdot 16}$. Ceci est dû au fait que la mobilité électronique évolue dans le même sens que le coefficient C de la fréquence de Bohm. Il est intéressant de rappeler qu'il suffit d'ajuster le débit d'injection de gaz dans la source pour pouvoir fixer la tension de décharge désirée.

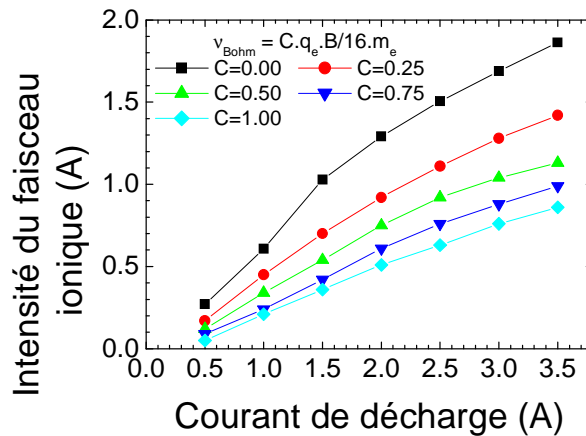


Fig. VI. 6. Évolution de l'intensité du faisceau ionique en fonction du courant de décharge pour différents coefficients de transport anormal.

Il est pertinent de préciser que la compréhension du mécanisme de fonctionnement des sources EHIS ne nécessite pas forcément la prise en considération du transport anomal. Cependant, ce dernier diminue l'efficacité des sources EHIS en réduisant le confinement des électrons dans le plasma. Nous avons discuté le transport électronique dans le chapitre III (section III. 3) ; dans cette section, nous avons vu que les phénomènes de collisions électron-atome et électron-ion sont suffisants pour assurer le transport électronique à travers les lignes du champ magnétique dans les sources EHIS. Cependant, nos calculs montrent que la prise en considération du transport anomal est nécessaire pour obtenir des valeurs réalistes de l'intensité du faisceau ionique. Toutefois, d'un point de vue qualitatif, les caractéristiques du plasma et du faisceau ionique générées par ce type de source restent inchangées lorsque l'on prend en considération le transport anomal.

Dans d'autres plasmas magnétisés, la diffusion anormale représente le mécanisme principal responsable du transport électronique à travers les lignes de champ magnétique. On cite par exemple le cas des propulseurs à effet Hall ; dans ce type de sources d'ions, la prise en considération du transport anomal est primordiale du moment que les collisions électron-atome et électron-ion ne peuvent expliquer le transport du courant de décharge à travers les lignes du champ magnétique. Il faut aussi préciser que l'on est dans l'impossibilité de

modéliser un état stationnaire du plasma généré par un propulseur à effet Hall sans prendre en considération le transport anomal. Dans le cas des sources EHIS, nous avons déjà vu qu'on peut modéliser un état stationnaire du plasma généré par cette source.

VI. 3. Conclusion

Les résultats présentés dans ce chapitre nous permettent d'appréhender d'avantage le fonctionnement des sources EHIS et de compléter notre compréhension des phénomènes physiques qui ont lieu au sein de ce type de source, notamment le phénomène du transport anormal dans les sources EHIS. Nous avons également vu les limites de notre modèle à reproduire des caractéristiques courant-tension de ces sources pour les grandes dimensions du domaine de calcul. Les résultats discutés dans ce chapitre, nous permettent de conclure que :

Dimensions du domaine de calcul et caractéristiques courant-tension

- Le transport électronique ainsi que la valeur de la tension de décharge dépendent de la taille du domaine de calcul. Ceci est dû au courant d'électrons qui traverse les lignes de champ magnétique dans la plume. La restriction des dimensions du domaine de calcul réduit la part du transport électronique qui a lieu dans la plume.
- Dans le cas où la densité des atomes neutres est constante, les solutions du modèle pour des courants différents sont rigoureusement auto-similaires, c'est à dire elles montrent exactement le même profil spatial du potentiel plasma. Par conséquent la tension est une valeur propre du problème et la caractéristique courant-tension est verticale.
- Le modèle ne peut pas reproduire une forme réaliste des caractéristiques courant-tension pour une taille de domaine réaliste sans avoir à imposer un taux d'ionisation nul dans la plume. Cette incapacité à reproduire une forme réaliste du caractéristique courant-tension suggère une trop faible sensibilité de la décharge à la déplétion des atomes neutres au seins et au voisinage de la source, ce qui peut être due à une surestimation du courant de décharge dans la plume (où la densité de neutres reste relativement constante) due à une mauvaise description du plasma dans la plume. Notamment, hypothèse d'une température électronique constante le long des lignes de champ magnétique peut mener à une surestimation du taux d'ionisation dans la plume. Néanmoins, en imposant un taux d'ionisation nul dans la région à faible intensité du champ magnétique, on arrive tout de même à reproduire une forme réaliste des caractéristiques courant-tension de la source MARK II.

Transport anormal dans une source MARK II

- L'introduction d'un coefficient de diffusion anormale permet d'obtenir une intensité du faisceau ionique qui soit en accord avec les mesures expérimentales. Ceci suggère que ce mécanisme intervient dans le transport électronique à travers les lignes du champ magnétique dans les sources EHIS.

Références du chapitre :

[Hag02] : G. J. M. Hagelaar, J. Bareilles, L. Garrigues, and J. -P. Boeuf, “*Two-dimensional model of a stationary plasma thruster*”, Journal of Applied Physics, Vol, 91 p 5592 (2002)

[Hag03] : G. J. M. Hagelaar, J. Bareilles, L. Garrigues, and J. -P. Boeuf, “*Role of anomalous electron transport in a stationary plasma thruster simulation*”, Journal of Applied Physics, Vol. 93, p 67 (2003)

[Kau87] : H. R. Kaufman, R. S. Robinson, and R. I. Seddon, “*End-Hall ion source*”, Journal of Vacuum Science & Technologies A, Vol 5 p2081 (1987)

[Kle04] : J. E. Klemberg-Sapieha, J. Oberste-Berghaus, L. Martinu, R. Blacker, I. Stevenson, G. Sadkhin, D. Morton, S. McEldowney, R. Klinger, P. J. Martin, N. Court, S. Dligatch, M. Gross, R. P. Netterfield, “*Mechanical characteristics of optical coatings prepared by various techniques: a comparative study*”, Applied Optics. 2670-2679, Vol. 43, No. 13(2004)

[Koo06] : J. W. Koo, and I. D. Boyd, “*Modeling of anomalous electron mobility in Hall thrusters*”, Physics of Plasmas, Vol. 13, 033501 (2006)

[Nie08] : H. Niederwald, and L. Mahoney, “*Next Generation End Hall Ion Source in the Optical Thin Film Production Process*”, Proceedings of SPIE Vol. 7101 71011L-1

[Zhu08] : V. V. Zhurin, “*Optimum Operation of Hall-Current Ion Sources*”, private communication (2008)

Conclusion générale

Dans cette thèse, nous avons utilisé et adapté un modèle 2D axisymétrique de plasma magnétisé afin d'étudier le plasma généré par une source EHIS (End-Hall Ion Source). Dans ce modèle, les espèces lourdes (Ar et Ar^+) sont décrites de façon particulière, tandis que les électrons sont représentés comme un fluide dont le transport est gouverné par les trois premiers moments de l'équation de Boltzmann. Les électrons sont supposés en équilibre de Boltzmann le long des lignes de champ magnétique et le plasma est supposé quasi-neutre. Du fait de cette dernière hypothèse, le champ électrique est obtenu à partir d'une relation de conservation de courant et non en résolvant l'équation de Poisson.

Malgré sa (relative) simplicité, ce modèle nous a permis de comprendre plusieurs aspects du fonctionnement des sources EHIS qui étaient jusqu'à présent assez obscurs. Nous avons pu à la fois, améliorer notre compréhension qualitative de cette source et obtenir des informations quantitatives utiles sur l'influence de tel ou tel paramètre sur son fonctionnement. Il faut sans doute insister sur le fait qu'il s'agit du premier travail publié qui permette une description quantitative fine du plasma d'une source EHIS. Toutes les questions n'ont évidemment pas été résolues mais cette étude a certainement contribué à poser les « bonnes questions » tant sur le plan de la compréhension de la source que sur celui de la validité du modèle.

Les conclusions importantes que l'on peut tirer de ce travail sont listées ci-dessous.

- 1) En raison de la configuration géométrique de la source, de la distribution du champ magnétique (anode conique et lignes de champ magnétique parallèles à la surface conique de l'anode) et la distribution des paramètres plasma la mobilité électronique est fortement réduite dans une couche le long de la surface anodique. Il en résulte, pour assurer la continuité du courant, une augmentation du champ électrique dans cette région. Ceci contribue à la création d'un puits de potentiel conique qui extrait les ions de la source et est à l'origine du faisceau d'ions.
- 2) Les électrons sont accélérés vers l'anode par le champ électrique élevé au sein du plasma entre la cathode et l'anode et la création de paires électron-ion par ionisation est donc plus importante près de l'anode et notamment près de l'injecteur (au fond de l'anode) où la densité de gaz est plus grande. La plus grande partie des ions est donc générée dans cette région, ce qui explique la forme de la distribution énergétique des ions présentant un pic marqué à une énergie proche de la tension de décharge. La distribution énergétique des ions présente, en accord qualitatif avec les mesures, un second groupe à basse énergie. Ce second groupe est attribué par le modèle aux collisions d'échange de charge qui se produisent en majorité dans et au voisinage du pic de densité ionique (à ~3mm du diffuseur et dans l'axe de symétrie).
- 3) La gaine anodique ne peut pas être décrite par le modèle en raison de l'hypothèse de quasi-neutralité. On peut cependant déduire des résultats que le potentiel du plasma varie de façon importante le long de l'anode. Il est supérieur au potentiel d'anode au fond de l'anode et devient inférieur à celui-ci près de la sortie du cône anodique.

- 4) Les ions créés au voisinage de l'anode et près de l'injecteur ont des trajectoires complexes car ils descendent le puits de potentiel et peuvent être réfléchis par la paroi opposée du puits. Après une ou plusieurs oscillations dans le puits les ions sont finalement extraits de la source et la divergence du faisceau est bien évidemment associée à la forme conique du puits de potentiel.
- 5) Les résultats du modèle montrent que la distribution énergétique et angulaire des ions est sensible à la position du point où sont émis les électrons par la cathode. En particulier, si ce point est suffisamment excentré, le potentiel au fond du puits doit remonter entre ce point et l'axe de la source de façon à assurer la quasi-neutralité du plasma. Ceci semble avoir des conséquences importantes sur la distribution angulaire des ions. Une tentative rapide de mesure de la distribution ionique en fonction de la position de la cathode a été faite et est présentée en annexe. Elle n'est cependant pas vraiment concluante et ce point reste à confirmer expérimentalement.
- 6) Comme la distribution du potentiel plasma est obtenue à partir d'une relation de conservation de courant et que le courant d'électrons collecté par les parois en contact avec le plasma dépend de la nature électrique (conductrice/diélectrique) de ces parois, nous avons étudié l'influence de la nature de ces parois sur la distribution de potentiel plasma. Nos résultats montrent, pour un choix de paramètres donné, que la tension de décharge est plus élevée lorsque les parois du caisson à vide sont conductrices. Une tentative rapide de mesure de la distribution ionique en fonction de la position de la cathode a été faite, les résultats obtenus confirment les prédictions du modèle.
- 7) Les atomes rapides issus de l'échange de charge sont générés essentiellement dans et au voisinage du pic de densité ionique situé à ~ 3 mm du diffuseur et dans l'axe de symétrie. La distribution du flux d'atomes rapides est constituée d'une première population centrée autour d'une énergie qui correspond à la tension de décharge. Les atomes de cette population proviennent des collisions échange de charge d'ions rapides avec des atomes thermiques. On distingue aussi une seconde population d'atomes rapides à basse énergie, ces atomes proviennent des collisions échange de charge d'ions à basse énergie avec des atomes thermiques ainsi que des collisions élastiques entre atomes rapides à basse énergie et atomes thermiques.
- 8) Dans les conditions considérées (courants de l'ordre de l'ampère, et débit d'argon de l'ordre de 0.5 mg/s), la densité du plasma dans la source atteint des valeurs de l'ordre de 10^{18} m^{-3} à l'intérieur de la source et de l'ordre de 10^{17} m^{-3} à 10 cm de la source. La densité de gaz chute de 10^{20} m^{-3} dans la région d'injection à moins de 10^{19} m^{-3} dans la région du plan de sortie du cône. La fraction du débit d'argon ionisé varie de 10% à 90% suivant les conditions.

Ce travail a également soulevé un certain nombre de questions qui ne sont pas définitivement résolues et qui demanderaient un travail complémentaire. Ces questions sont listées ci-dessous.

- 1) Les résultats du modèle montrent que le transport électronique à travers les lignes de champ magnétique a lieu non seulement dans la source mais également à l'extérieur de celle-ci. Ceci a tendance à diminuer le confinement électronique, et c'est la raison pour laquelle, contrairement au cas des propulseurs à effet Hall (dans lesquels la surface de passage à travers les lignes de champ magnétique est beaucoup plus faible), il n'a pas été nécessaire d'introduire de transport électronique anomal pour décrire le fonctionnement

de la source. Cependant il s'est avéré que, d'une part que la description du plasma à l'extérieur de la source n'est pas totalement satisfaisante (voir ci-dessous), et d'autre part que la prise en compte d'un coefficient de transport anormal permet de retrouver un rapport entre courant de faisceau et courant de décharge plus en rapport avec les mesures (de l'ordre de 30%, au lieu de 60% dans le modèle en l'absence de transport anormal)

- 2) La principale limite du modèle mise en évidence dans cette étude est le fait que la caractéristique courant-tension calculée soit dépendante de la taille du domaine de simulation. Cette caractéristique est raisonnablement proche des mesures pour des « petits » domaines de simulations (de l'ordre de 20 cm de long et 10 cm de rayon) et devient irréaliste pour des grands domaines. En effet, la tension de décharge est quasiment-constante pour plusieurs courants de décharge, ce comportement correspond au comportement d'une source EHIS sans déplétion de neutres. Ceci peut être lié au fait que la déplétion du gaz due à la présence du plasma n'est pas bien décrite par notre modèle, particulièrement loin de la source à cause du faible taux d'ionisation dans cette région, alors que l'ionisation cause un abaissement de 50% de la densité de neutre dans son voisinage immédiat de la source. Une autre raison que l'on peut invoquer est une mauvaise description de la température électronique le long des lignes de champ magnétique. Ces deux points seraient donc à améliorer dans le cadre d'une extension de cette étude.

Confrontation du modèle aux résultats expérimentaux

Introduction

Dans les chapitres nous avons étudié, à l'aide d'un modèle 2D auto-cohérent quasi-neutre à symétrie cylindrique, le fonctionnement d'une source d'ions EHIS ainsi que les caractéristiques du plasma et du faisceau ionique générés par une cette source. Les résultats obtenus par ce modèle ont permis de mieux comprendre le mécanisme de fonctionnement de ce type de sources. Une bonne partie des résultats décrits dans cette thèse, tels que le transport électronique dans la plume, l'importance de la nature électrique des parois en contact avec le plasma (le diffuseur et les parois du caisson à vide) dans le bilan de conservation de courant ..., représente la première description quantitative des dits résultats. Il n'y a donc pas de références susceptibles de confirmer ou de démentir nos résultats. Dans ce but, nous avons effectué une campagne de mesures en collaboration avec Essilor afin de confronter les résultats du modèle à des mesures expérimentales.

A. Transport électronique dans la plume

Nous avons vu dans la section III. 3 que le transport électronique à travers les lignes du champ magnétique est plus facile dans la plume en vue des faibles valeurs d'intensité du champ magnétique. En effet, la mobilité des électrons est nettement plus importante dans la plume (Fig. III. 15). Par conséquent, une partie du courant d'électrons traverse ces lignes dans la plume. La proportion de ce courant relativement au courant de décharge dépend entre autre des dimensions de la plume, or on sait que les dimensions du caisson à vide sont nettement plus grandes que les dimensions du domaine de calcul. La restriction des dimensions du domaine de calcul peut donc induire une sous estimation de l'efficacité du transport électronique dans la plume qui se répercute sur la résistance du plasma et sur la valeur de la tension de décharge pour un courant de décharge, un débit d'injection de gaz et pour une pression résiduelle donnée.

Nos résultats prédisent que la restriction des dimensions de la plume rend le transport électronique plus difficile (relativement à des dimensions du domaine de calcul plus importantes). En effet, nous avons vu dans le chapitre VI que la tension de décharge baisse au fur et à mesure qu'on élargit les dimensions du domaine de calcul. Pour un courant de décharge de 1 A, un débit d'injection de gaz de 0.5 mg/s et une pression résiduelle de 8.4, la tension de décharge est de ~130 V pour un domaine de calcul de 20 cm x 10 cm alors qu'elle est de ~100 V pour un domaine de 40 cm x 20 cm.

Afin de confirmer le résultat prédit par notre modèle, nous avons effectué en collaboration avec Essilor une expérience qui permet de vérifier à quel point la restriction des dimensions de la plume peuvent jouer sur le transport électronique et influencer la tension de décharge pour un courant de décharge donné. L'idée est de relever la valeur de la tension de décharge pour un courant de décharge donné et pour différentes valeurs du débit d'injection de gaz dans la source pour une source MARK II placée dans une chambre à vide de 70x40 cm puis d'effectuer les mêmes mesures en introduisant une enveloppe (demi-cylindre) de 30x15

cm symétriquement autour de la source. Le dispositif expérimental est présenté dans la figure A. 1 et les résultats obtenus sont présentés dans la figure A. 2.

Précision : la nature des parois de l'enveloppe utilisées dans cette expérience sont identiques à celles de la chambre à vide (parois métalliques).

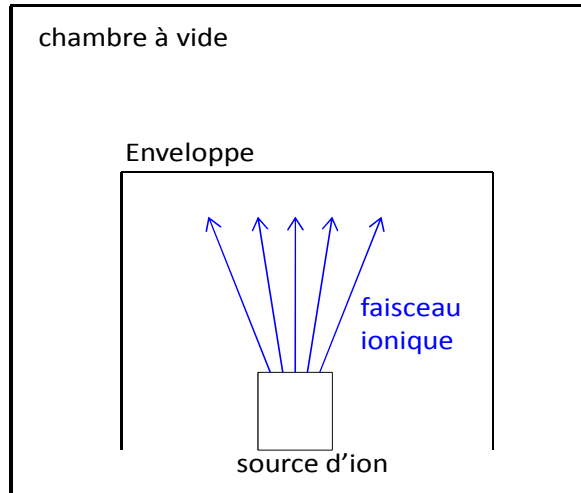


Fig. A. 1. Description schématique du dispositif expérimental utilisé pour étudier l'influence du transport électronique dans la plume sur la résistance globale du plasma généré par la source MARK II et sur la tension de décharge.

Comme prédit par notre modèle, la valeur de la tension de décharge, pour un courant de décharge et pour un débit d'injection de gaz donnés, est plus élevée dans le cas où on introduit une enveloppe symétriquement autour de la source de manière à réduire les dimensions de la plume (Fig. A. 2). Ce résultat montre le fait que la valeur de la tension de décharge soit liée aux dimensions du domaine de calcul n'est pas dû à des effets numériques mais plutôt à un phénomène physique (le transport électronique à travers les lignes de champ magnétique dans la plume).

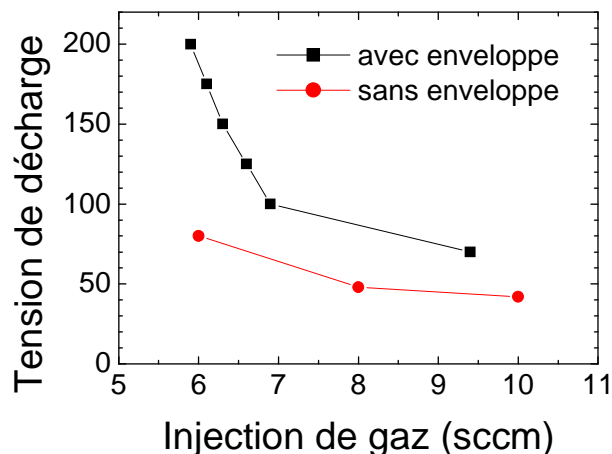


Fig. A. 2 Évolution de la tension de décharge en fonction du débit d'injection du gaz, pour un courant de décharge de 1 A, pour une source MARK II placée dans une chambre à vide de 70x40 cm et pour la même source placée dans une enveloppe de 30x15 cm.

Nos calculs montrent que lorsqu'on augmente les dimensions du domaine de calcul de 20x10 cm à 40x20 cm, l'abaissement de la tension de décharge est de l'ordre de 30 V pour le cas standard (voir chapitre VI et la figure VI. 2). Ceci est en accord avec les mesures

expérimentales pour les débits d'injection de gaz usuels (~ 8 sccm), par contre cet abaissement peut être de l'ordre de 100 V pour les bas débits d'injection de gaz.

B. Influence de la nature des parois du caisson à vide sur la tension de décharge

Dans le chapitre IV, nous avons vu que la nature électrique des parois en contact avec le plasma a une influence sur le transport électronique (essentiellement les parois du caisson à vide). Ceci est dû au fait que le courant d'électrons collecté par un élément de ces parois dépend de sa nature électronique. En effet, le courant d'électrons collecté par un élément de paroi diélectrique est identique au courant d'ions collecté par cette dernière alors que pour un élément de paroi conductrice, il est calculé en fonction de la densité locale du plasma, que de la température électronique ainsi que du potentiel de gaine qui prend forme devant cet élément de paroi. Étant donné que la distribution du potentiel plasma à travers les lignes du champ magnétique est obtenue à partir d'une relation de conservation de courant et que le courant d'électrons collecté par les différents éléments des parois en contact avec le plasma rentre dans ce bilan, il est facile de comprendre que la nature électrique de ces parois influence la distribution du potentiel plasma et des caractéristiques du faisceau ionique généré par une source EHIS (voir section IV. B).

Nos calculs montrent que, parmi les conséquences de l'influence de la nature électrique des parois sur le transport électronique, la tension de décharge est plus faible pour des parois externes diélectriques (relativement au cas des parois externes conductrices) pour un courant de décharge et un débit d'injection de gaz donnés. Le dispositif expérimental présenté dans la figure A. 1 permet de confirmer ce résultat. En effet, il suffit de relever la tension de décharge pour une source MARK II placée sous une enveloppe dont la nature peut être diélectrique ou conductrice. Les résultats obtenus à l'issue de cette expérience (présentés dans la figure A. 3) sont en accord avec nos calculs.

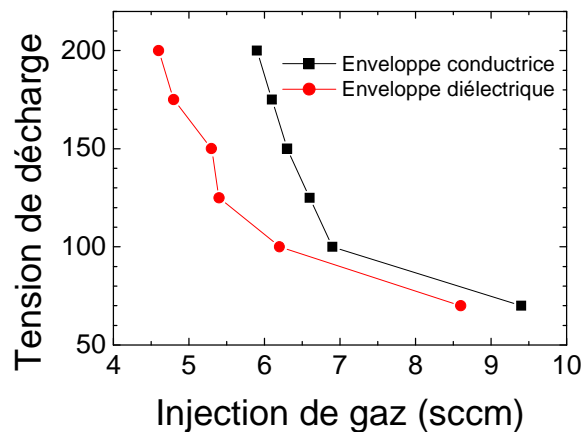


Fig. A. 3 Évolution de la tension de décharge en fonction du débit d'injection du gaz, pour un courant de décharge de 1 A, pour une source MARK II placée dans une enveloppe de 30x15 cm avec des parois conductrices et diélectriques.

Ce résultat montre que l'importance l'influence de la nature électrique des parois en contact avec le plasma est due à des mécanismes physiques (décrits dans la section IV. B) et non à des effets numériques ou d'un choix plus ou moins réaliste de conditions aux limites.

C. Influence de la nature de la position et de la configuration de la cathode

Nous avons vu dans la section IV. A que dans le cas d'une cathode ponctuelle dans les coordonnées cylindriques, le choix de la position (x, r) de la cathode permet de contrôler le profil de la distribution spatiale du potentiel plasma. Nos calculs ont montré qu'une barrière de potentiel se forme lorsque les électrons sont émis en dehors de la zone axiale. Cette barrière disparaît complètement lorsque les électrons sont émis dans la zone axiale (voir figure IV. 6).

Nos calculs ont montré que les caractéristiques du faisceau ionique sont influencées par la présence ou l'absence de la barrière de potentiel qui prend lieu dans la zone axiale. En effet, les ions lents issus de l'échange de charge sont accélérés par cette barrière. Par conséquent, leur distribution est étalée dans une gamme d'énergie plus importante dans la présence de cette barrière. D'autre part, le faisceau ionique est nettement plus focalisé autour de l'axe de symétrie dans l'absence de la barrière de potentiel.

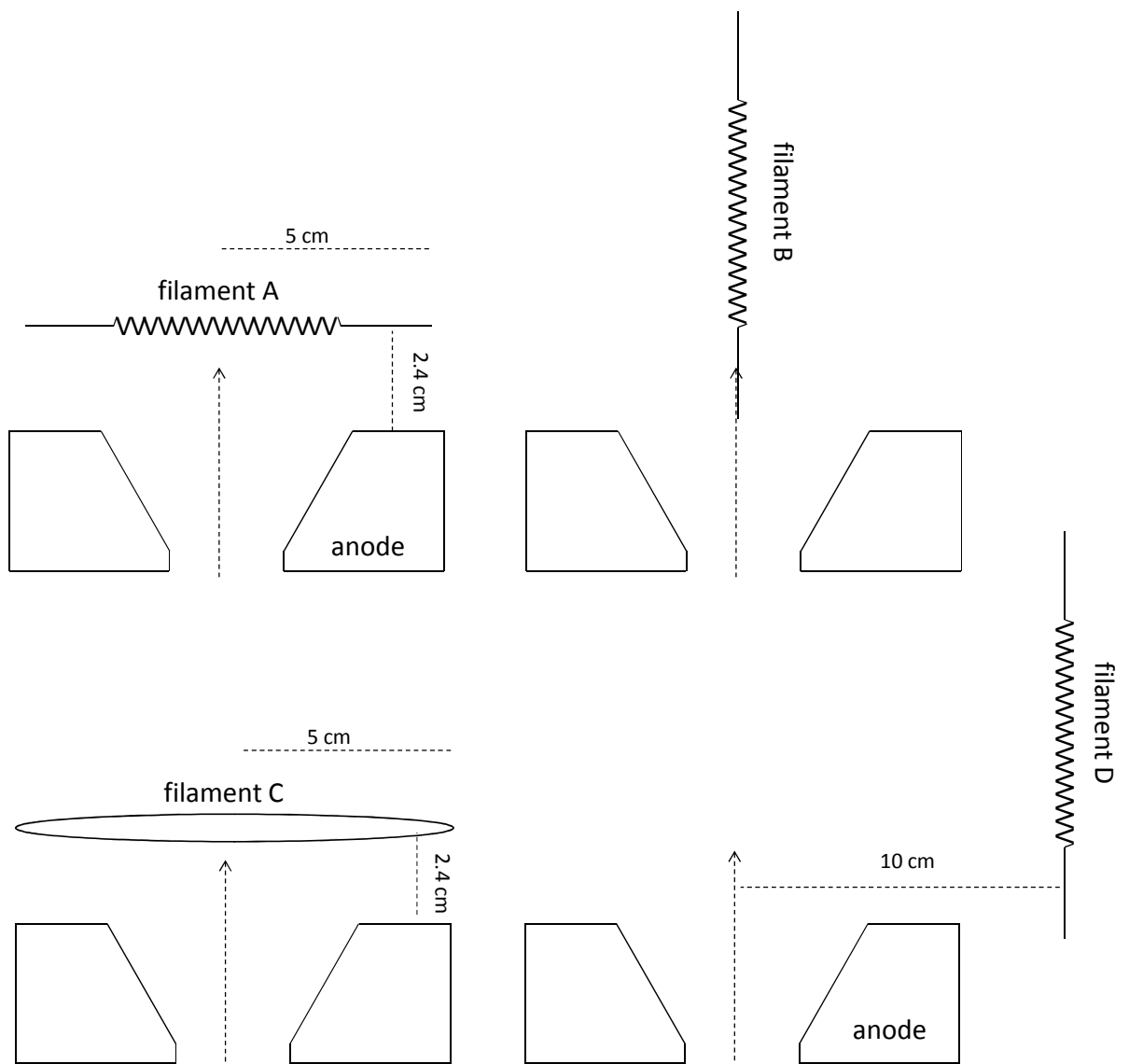


Fig. A. 4 Description schématique des différentes configurations cathodiques utilisées lors de l'étude de l'influence de la position et de la configuration cathodique sur les caractéristiques du faisceau ionique.

La figure A. 5. a. montre des distributions en énergie du faisceau ionique calculées au niveau du plan de sortie et pour différentes positions de la cathode (les coordonnées des différents filaments sont présentés dans la section IV. A). Rappelons que cette figure montre que la population des ions lents a une distribution plus large lorsque la cathode est localisée en dehors de la zone axiale. Ceci est dû au fait que lorsque les électrons sont émis en dehors de la zone axiale, une barrière de potentiel plasma prend forme dans la zone axiale afin de neutraliser le faisceau. Cette barrière de potentiel plasma modifie la distribution des ions lents en accélérant les ions issus de l'échange de charge qui a lieu essentiellement dans la zone axiale.

Nous avons aussi mesuré la distribution en énergie du faisceau ionique à 50 cm du plan de sortie et pour différentes configurations cathodiques (voir la figure A. 4). Nos résultats montrent qu'effectivement la position de la cathode a une influence sur la distribution de la population des ions lents. On observe une nette accélération des ions lents pour le filament D, alors que pour le filament C cette accélération est à peine mesurable alors que le modèle prédit une influence notable de ce filament. Ceci est peut être dû au fait que les calculs ont été effectués pour un domaine de calcul de 20×10 cm alors que les mesures ont été effectuées pour un caisson à vide de 70×40 cm. Ceci a certainement une influence sur la distribution de l'énergie électronique à travers les lings du champ magnétique dans la région où les électrons sont moins ou pas magnétisés. Ce qui modifie la distribution du courant d'électrons collecté par les parois externes qui interviennent dans la relation de conservation du courant.

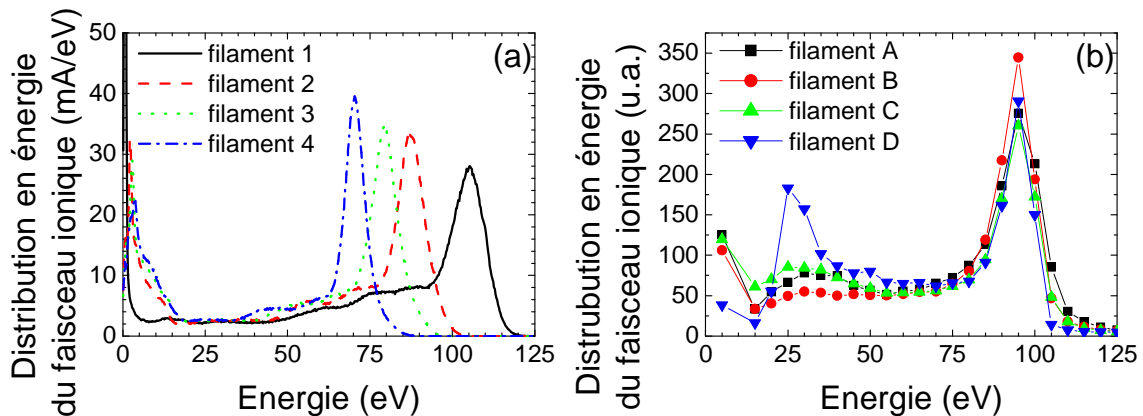


Fig. A. 5 Distributions en énergie du faisceau ionique. (a) calculées au niveau du plan de sortie pour différentes positions de la cathode (voir section IV. A) pour un courant de décharge de 1 A, un débit d'injection d'argon de 0.5mg/s et une pression résiduelle de 8.4 mPa. (b) mesurées à 50 cm du plan de sortie pour différents filaments (voir figure A. 4) pour un courant de décharge de 1A et une tension de décharge de 100 V.

Précision : Il est intéressant de préciser le fait que nos calculs, présentés dans la figure A. 5. a., montrent que la population des ions lents est distribuée dans une gamme d'énergie de 0 à 25 eV, alors que les mesures, présentées dans la figure A. 5. b., montrent que la population des ions lents est étalée sur une gamme d'énergie plus large de 0 à ~35 eV. Ce décalage est dû à l'accélération des ions dans la plume ; en effet, rappelons que la figure A.5.a. est calculée au niveau de plan de sortie alors que la figure A.5.b. est mesurée à 50 cm du plan de sortie.

Rappelons que les résultats présentés dans la section IV. A ont montré que la barrière de potentiel plasma qui prend forme dans la zone axiale a une influence sur les trajectoires ioniques. En effet, cette barrière de potentiel empêche une partie des ions d'atteindre la zone axiale et réduit la focalisation du faisceau ionique. Ceci est bien visible dans la figure A.6.a

qui montre l'influence de la position de la cathode sur la divergence du faisceau ionique. D'autre part, nous avons mesuré la divergence du faisceau ionique pour différentes configurations cathodiques. Comme pour la distribution en énergie des ions lents, nos résultats montrent que la position du filament (A, B et C) a une influence sur la divergence du faisceau ionique qui est nettement moins importante que les prédictions de notre modèle. Nous n'avons malheureusement pas pu mesurer la divergence du faisceau ionique pour le filament D. Filament pour lequel nous avons observé une nette influence sur la distribution en énergie des ions lents.

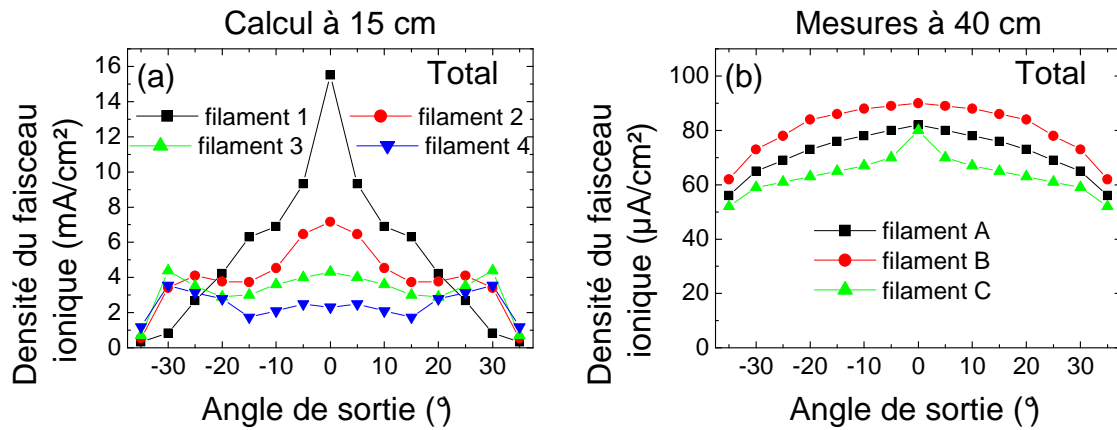


Fig. A. 6 Divergences du faisceau ionique. (a) calculées au niveau du plan de sortie pour différentes positions de la cathode (voir section IV. A) pour un courant de décharge de 1 A, un débit d'injection d'argon de 0.5mg/s et une pression résiduelle de 8.4 mPa. (b) mesurés à 50 cm du plan de sortie pour différents filaments (voir figure A. 4) pour un courant de décharge de 1A et une tension de décharge de 100 V.

1. [Bar02] : J. Bareilles, “*Modélisation 2D hybride d’un propulseur à effet Hall pour satellites*”, Thèse de l’Université de Toulouse (2002)
2. [Bit04] : J. A. Bittencourt, “*Fundamentals of plasma physics*”, Third edition, Springer, ISBN 0-387-20975-1 (2004)
3. [Bou08] : A. Bouchoule, “*Etude d’une source d’ions type end-Hall*”, communication privée.
4. [Che84] : F. F. Chen, “*Introduction to plasma physics and controlled plasma fusion*”, Plenum Press, New York, ISBN 0-306-41332-9 (1984)
5. [Cum89] : J. J. Cumo, S. M. Rossnagel, and H. R. Kaufman, “*Handbook of Ion Beam Procession Technology*”, Noyes publications (1989)
6. [Cur99] : F. M. Curran, “*Electric propulsion activities in U.S. industry*”, IEPC-99-001, the 26th International Electric Propulsion Conference, Kitakyushu, Japan (1999)
7. [Fif95] : J. M. Fife, “*Two-dimensional hybrid particle-in-cell modelling of Hall thrusters*”, Ph.D. thesis of the Massachusetts Institute of Technology (1995)
8. [Gar05] : D Gardner, W. Sainty, “*Characterization of a high output gridless ion source*”, 48th Annual Technical Conference Proceedings (2005) ISSN 0737-5921
9. [Guo07] : Y. Guojun, L. Hui, W. Chunsheng and Y. Daren, “*Monte carlo simulation of gas flows in SPT-ATON*”, IEPC-2007-9, the 30th International Electric Propulsion Conference, Florence, Italy (2007)
10. [Hag02] : G. J. M. Hagelaar, J. Bareilles, L. Garrigues, and J. -P. Boeuf, “*Two-dimensional model of a stationary plasma thruster*”, Journal of Applied Physics, Vol, 91 p 5592 (2002)
11. [Hag03] : G. J. M. Hagelaar, J. Bareilles, L. Garrigues, and J. -P. Boeuf, “*Role of anomalous electron transport in a stationary plasma thruster simulation*”, Journal of Applied Physics, Vol. 93, p 67 (2003)
12. [Hag08] G. J. M. Hagelaar, HDR “*Modelling methods for low-temperature plasmas*”, Université Paul Sabatier (2008)
13. [Jon23] : J. H. Jones, “*The kinetic energy of electrons emitted from a hot tungsten filament*”, Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of Mathematical and Physical Character, Vol. 102 p 734 (1923)
14. [Kau04a] : H. R. Kaufman, J.M.E. Harper, “*Ion doses for low-energy ion-assist applications*”, Journal of Vacuum Science & Technologies A Vol. 22, p 221 (2004)
15. [Kau04b] : H. R. Kaufman, and J. E. Harper, “*Ion assist applications of broad-beam ion sources*”, in Advances in Thin Film Coatings for Optical Applications, edited by Jennifer D. T. Kruschwitz, James B. Oliver, Proceedings of SPIE Vol. 5527 p 50, Bellingham, WA (2004)
16. [Kau74] : H. R. Kaufman, “*Technology of electron-bombardment ion thrusters*”, in Advances in Electronics and Electron Physics, Vol. 36, p 265, Academic Press, New York (1974).

17. [Kau82] : H. R. Kaufman, J. J. Cuomo, and J. M. E. Harper, “*Technology and applications of broad-beam ion sources used in sputtering. Part I. Ion source technology*”, Journal of Vacuum Science & Technologies, Vol. 21 p 725 (1982)
18. [Kau87] : H. R. Kaufman, R. S. Robinson, and R. I. Seddon, “*End-Hall ion source*”, Journal of Vacuum Science & Technologies A, Vol 5 p2081 (1987)
19. [Kau89] : H. R. Kaufman, and R. S. Robinson, “*End-Hall Ion Source*”, United states patent 4,862,032 (1989)
20. [Kle04] : J. E. Klemberg-Sapieha, J. Oberste-Berghaus, L. Martinu, R. Blacker, I. Stevenson, G. Sadkhin, D. Morton, S. McEldowney, R. Klinger, P. J. Martin, N. Court, S. Dligatch, M. Gross, R. P. Netterfield, “*Mechanical characteristics of optical coatings prepared by various techniques: a comparative study*”, Applied Optics. 2670-2679, Vol. 43, No. 13(2004)
21. [Koo06] : J. W. Koo, and I. D. Boyd, “*Modeling of anomalous electron mobility in Hall thrusters*”, Physics of Plasmas, Vol. 13, 033501 (2006)
22. [Lun02] : J. P. Luna “*Modélisation et Diagnostics d’un Propulseur à effet Hall*”, Thèse de l’Université Paul Sabatier, (2008)
23. [Mah06] : L. Mahoney, D. Burtner, and D. Siegfried, “*A New End-Hall Ion Source with Improved Performance*”, 49th Annual Technical Conference Proceedings (2006) ISSN 0737-5921
24. [Mar83] : P. J. Martin, H. A. Macleod, R. P. Netterfield, C. G. Pacey, and W. G. Sainty, “*Ion-beam-assisted deposition of thin films*”, APPLIED OPTICS, Vol. 22 p 178 (1983)
25. [McN84] : J. R. McNeil, A. C. Barron, S. R. Wilson, and W. C. Herrmann, “*Ion-assisted deposition of optical thin films : low energy vs high energy bombardment*”, Applied Optics, Vol. 23 p 552 (1984)
26. [Meeker] : Finite Elements Method Magnetic développé par D. Meeker ; <http://femm.berlios.de>
27. [Mor72] : A. I. Morozov, Y. V Esinchuk, G. N. Tilinin, A. V. Trofimov, Y. A. Sharov, and G. Y. Shchepkin, Soviet Physics-Technical Physics Vol 17 p 38 (1972)
28. [Mül87] : K-H. Müller, “*Ion-beam-induced epitaxial vapor-phase growth: A molecular-dynamics study*”, The American Physical Society (1987)
29. [Nie08] : H. Niederwald, and L. Mahoney, “*Next Generation End Hall Ion Source in the Optical Thin Film Production Process*”, Proceedings of SPIE Vol. 7101 71011L-1
30. [Phe94] : A. V. Phelps, “*The application of scattering cross section to ion flux modèles in discharge sheaths*”, Journal of Applied Physics Vol. 76 p 747 (1994)
31. [Pol01] : J. E. Polk, D. Brinza, R. Y. Kakuda, J. R. Brophy, I. Katz, and J. R. Anderson, “*Demonstration of the NSTAR Ion Propulsion System on the Deep Space One Mission*”, IEPC-01-075, 27th International Electric Propulsion Conference, Pasadena, California (2001)

32. [Sch01] : K. Scherer, “*Nouveaux matériaux pour couches minces diélectriques à bas indices de réfraction. Application aux traitements antireflet sur verres ophtalmologiques*”, Thèse de l’Université Pierre et Marie Curie (2001)
33. [Tve04] : S. O. Tverdokhlebov, A.V. Semenkin, V.I. Garkusha, A.G. Korsun, E.M. Tverdokhlebova, G.F. Karabadzak, G.A. Popov, V.P. Kim, V.A. Obukhov, N.N. Antropov, A.P. Plokhikh, V.M. Murashko, A.I. Koryakin, A.N. Nadiradze, S.Yu. Romanov, A.G. Zheleznyakov, A.N. Popov, V.P. Ageev, “*Overview of electric propulsion activities in Russia*”, 40 th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, Fort Lauderdale, Florida (2004)
34. [Ver05] : J. P. Verboncoeur, “*Particle simulation of plasmas : review and advances*”, Plasma Physics Controlled Fusion, Vol. 47, A231 (2005)
35. [Zhu07] : V. V. Zhurin, “*Hall-current ion source for ion beams of low and high energy for technological applications*”, US 20007/0241290 A1 (2007)
36. [Zhu08] : V. V. Zhurin, “*Optimum Operation of Hall-Current Ion Sources*”, private communication (2008)

