



Développement du propulseur PEGASES : source inductive à haute performance et accélération successive de faisceaux d'ions positifs et d'ions négatifs.

Lara Popelier

► To cite this version:

Lara Popelier. Développement du propulseur PEGASES : source inductive à haute performance et accélération successive de faisceaux d'ions positifs et d'ions négatifs.. Physique des plasmas [physics.plasm-ph]. Ecole Polytechnique X, 2012. Français. <NNT : >. <tel-00793098>

HAL Id: tel-00793098

<https://pastel.hal.science/tel-00793098v1>

Submitted on 21 Feb 2013

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.



HAL Authorization



Thèse de doctorat de l'Ecole Polytechnique

Spécialité : Physique des Plasmas

Présentée par :

Lara POPELIER

Développement du propulseur PEGASES : source inductive à haute performance et accélération successive de faisceaux d'ions positifs et d'ions négatifs

Soutenue le 12 novembre 2012 devant le jury composé de :

Ane Aanesland	Directeur de thèse	CR CNRS - LPP
Pascal Chabert	Directeur de thèse	DR CNRS - LPP
Laurent Garrigues	Rapporteur	CR CNRS - LAPLACE
Lawrence Overzet	Rapporteur	Professor - UTD Dallas
Denis Packan	Examineur	ONERA - DMPH
Pere Roca i Cabarrocas	Président du jury	DR CNRS - LPICM - Prof. à l'E. Polytechnique
Stéphane Mazouffre	Invité	CR CNRS - ICARE
Nicolas Plihon	Invité	CR CNRS - Lab. Physique de l'ENS Lyon

- Ozzie ... Nom de Dieu ! Ils voient notre sillage.

- Hein ?

Derrière *Charybde* s'étalait une queue de plasma de cinq cents kilomètres de long, entortillée comme une tornade infernale. Une armada de plusieurs missiles se dirigeait vers l'extrémité du tourbillon à près de dix-sept G. Les projectiles commencèrent à exploser. La coque de la frégate s'illumina de rose et d'or en repoussant les radiations et fit jaillir une immense toile d'éclairs dans tous les sens.

- Merde ! lâcha Ozzie en rallumant le réacteur plasma pour changer de trajectoire. On les distance ? demanda-t-il, tandis que l'accélération le plaquait contre sa couchette.

Peter F. Hamilton

L'étoile de Pandore - 4, Judas démasqué

Remerciements

Qui n’a pas levé les yeux vers les étoiles en souhaitant visiter un jour les mondes gravitant autour de ces espèces de lucioles collées sur un machin bleu marine ? Cette curiosité m’a poussée à m’intéresser à un moyen de propulsion spatiale avec pour ambition de concrétiser le moteur du Faucon Millenium. Me voilà alors dans le bureau de Pascal à la fin 2006 pour lui expliquer mon projet de recherche. Le premier prototype de PEGASES est justement dans les cartons et le second ne tardera pas à faire son chemin dans l’esprit de l’équipe. Deux stages de M1 et M2 en 2007 et 2009 me permettent de m’initier aux expériences sur les plasmas et découvrir la vie de chercheur. La thèse peut enfin débiter en septembre 2009, avec ses hauts et ses bas, ses périodes de vache maigre côté résultats et ses danses de la victoire lorsqu’un premier plasma dans PEGASES 2 nous dit *Hello world!* puis que les ions négatifs sont finalement accélérés et détectés.

Ma reconnaissance va donc d’abord à mes directeurs de thèse ou maîtres Jedi, Pascal Chabert et Ane Aanesland, pour leur accueil au sein de l’équipe PEGASES, la qualité de leur encadrement, leur dévouement et leur sens de l’humain. Merci notamment à Ane pour les innombrables heures passées à discuter des résultats et des perspectives du travail présenté ici. Merci également pour m’avoir permis de présenter ce travail en conférences en plusieurs points du globe, avec une pensée toute spéciale pour notre séjour nippon, entre Shibuya et tout son exotisme, le ryokan introuvable et la découverte de la communauté des ions négatifs au milieu des montagnes de Takayama.

Je remercie également Laurent Liard et Gary Leray, thésards et encadrants quand je n’étais que stagiaire de M1, pour m’avoir bien éclairée sur ce qui m’attendait une fois au grade d’aspirant chercheur.

Je remercie Valery Godyak pour son implication dans le projet PEGASES et tout ce que j’ai pu apprendre de notre collaboration en matière de plasma radiofréquence et de conception de boîte d’accord.

Toute ma gratitude à l’équipe technique pour le travail remarquable et incommensurable effectué pour que tous ces résultats soient rendus possibles : merci à Jean Guillon, Bruno Dufour, Mickael Baudier pour l’aspect mécanique et Jonathan Andriamijoroa pour l’électronique de l’accélération alternée.

Mes remerciements s’adressent aussi chaleureusement à tous les autres membres de l’équipe PEGASES grâce auxquels le travail expérimental et les discussions m’ont permis de mieux comprendre et d’avancer dans le projet, depuis le montage du réacteur jusqu’au recul sur les résultats obtenus : Jérôme Bredin, Nouredine Oudini, Lorenzo Nasi, Jean-Luc Raimbault, Dmytro Rafalskyi, Quentin Delivré, Philippe Bécrot et Denis Renaud.

Merci à l’ensemble de mon jury de doctorat pour avoir apprécié le contenu de cette thèse, et donc le travail de toutes les personnes qui ont participé à sa réussite.

Parmi les membres du jury, je remercie particulièrement Pere Roca qui m’a permis

d'enseigner et d'encadrer pendant trois ans les élèves au Département de Physique de l'Ecole Polytechnique sur les semi-conducteurs pour application photovoltaïque, et auprès de qui j'ai beaucoup appris tant sur le plan scientifique que sur le plan humain.

Que serait le LPP sans toutes les autres personnes qui animent sa vie, que ce soit son fonctionnement ou son ambiance de travail? Je remercie l'ensemble de l'équipe de direction, de l'équipe administrative, notamment Cathy et Catherine, et de l'équipe informatique pour m'avoir aidée à dénouer les différents sacs de noeuds qui se sont trouvés sur ma route et pour leur gentillesse. Un grand merci à tous les doctorants, post-doctorants et autres collègues que j'ai côtoyé dans le laboratoire, et particulièrement dans le grand bureau dit Bibliothèque, pour l'atmosphère de travail exceptionnelle : Jérôme, Noureddine, Jaime, Daniil, Claudia L., Christelle, Ilya M., Alexandre S., Lucile, Ana S., Vincent B., Malik, Ralph, Alexis, Mickael, Jonathan, Pierre-Alexandre, Philippe B., Denis, Pierre V., Quentin, Paul G., Paul C., Emilie D., Laurent, Gary, Elisée, Sédina, Joseph, Sébastien, Olivier G. (qui m'a également accueilli en M2 pour un stage ne relevant pas de la propulsion!), Marthe Bacal et beaucoup d'autres du LPP et d'autres laboratoires plasmiciens avec qui j'ai eu l'occasion de discuter.

Merci à ma famille et à mes amis qui m'ont soutenue et encouragée, depuis ma découverte d'un laboratoire d'électronique à Centrale Lyon quand j'étais au collège, puis les longues heures passées en TP d'élec et d'électrotech à Cachan, au Komptoir après une semaine de dur labeur, jusqu'à ce jour de soutenance (*Everything that has a beginning has an end*).

Enfin merci à Guillaume qui a été pour moi un phare et mon port d'attache dans la tempête de cerveau qui a duré ces trois ans.

Table des matières

1	La propulsion spatiale électrique	1
1.1	Genèse artistique	1
1.2	Le principe de Tsiolkovsky	2
1.3	Petit historique de la propulsion électrique	5
1.4	Les propulseurs ioniques	8
1.4.1	Le propulseur à effet Hall (PEH)	8
1.4.2	Le propulseur électrostatique à grilles (PEG)	10
1.4.3	Un nouveau concept de propulseur : PEGASES	21
1.5	Objectifs et déroulement de la thèse	23
1.5.1	Point de départ	23
1.5.2	Objectifs et déroulement	23
2	Les prototypes de PEGASES et les diagnostics électriques utilisés	27
2.1	Le premier prototype	27
2.2	Le second prototype	29
2.3	Moyen d'essai en laboratoire	31
2.4	Les diagnostics utilisés	35
2.4.1	Une sonde capacitive pour mesurer les oscillations rf du potentiel plasma (CP)	35
2.4.2	Sondes de Langmuir (LP et PLP)	36
2.4.3	Analyseur d'énergie des ions (RFEA)	42
3	Les plasmas couplés inductivement	49
3.1	Les décharges radiofréquence	49
3.2	Les plasmas couplés inductivement : généralités	51
3.3	Modèle électromagnétique d'une décharge ICP	52
3.3.1	Bobine à géométrie hélicoïdale	53
3.3.2	Bobine à géométrie plane	59
3.4	Utilisation de la loi d'Ohm intégrale avec le plasma comme secondaire d'un transformateur	61
3.4.1	Paramètres globaux de la décharge	61
3.4.2	Efficacité de transfert de puissance	64
3.5	Techniques d'optimisation du couplage inductif du plasma	65
3.5.1	Utilisation d'une bobine à noyau de ferrite	65
3.5.2	Réduction de l'épaisseur de la fenêtre diélectrique	67

4 Etage d'ionisation	69
4.1 Etage d'ionisation du premier prototype	70
4.2 Etage d'ionisation du second prototype	73
4.2.1 Dimensionnement de la fenêtre diélectrique	73
4.2.2 Dimensionnement et paramètres électriques de la bobine à noyau de ferrite	74
4.2.3 Le circuit d'accord d'impédance	78
4.2.4 Paramètres et performances électriques	83
4.2.5 Composante rf du potentiel plasma et boîte d'accord	93
4.2.6 Paramètres plasma	101
5 Création d'un faisceau d'ions positifs en polarisation continue avec le premier prototype	105
5.1 Existence d'un plasma ion-ion dans l'extracteur	105
5.2 Configurations du propulseur pour l'étude de l'énergie des ions	109
5.3 Polarisation du plasma (configuration A)	109
5.4 Création d'un faisceau d'ions positifs issu d'un plasma d'argon (configura- tions B et C)	113
5.5 Création d'un faisceau d'ions positifs issu d'un plasma ion-ion (configura- tion D)	116
6 Faisceaux d'ions positifs et d'ions négatifs dans le second prototype	119
6.1 Création de flux d'ions alternés dans la littérature	120
6.1.1 Intérêts	120
6.1.2 Polarisation d'un plasma ion-ion	120
6.1.3 Flux d'ions alternés depuis un plasma ion-ion	123
6.2 Principes de l'accélération successive des ions dans PEGASES	125
6.2.1 Procédé d'accélération	125
6.2.2 Forme de la tension alternative	126
6.2.3 Fréquence de la tension alternative	127
6.3 Conception d'un générateur de tension alternative et montage expérimental	128
6.3.1 Conception du générateur de tension alternative	129
6.3.2 Courants collectés sur les grilles	131
6.4 Création des faisceaux d'ions positifs et d'ions négatifs	133
6.4.1 Identification des espèces éjectées	133
6.4.2 Étude de l'énergie des faisceaux d'ions positifs et d'ions négatifs . .	137
6.4.3 Hypothèses pour expliquer une énergie plus faible des ions négatifs .	142
7 Conclusion et perspectives	149
A Initiation de la décharge à l'aide d'un filament émettant des électrons dans le deuxième prototype de PEGASES	153
Nomenclature	157
Bibliographie	166

Chapitre 1

La propulsion spatiale électrique

Sommaire

1.1	Genèse artistique	1
1.2	Le principe de Tsiolkovsky	2
1.3	Petit historique de la propulsion électrique	5
1.4	Les propulseurs ioniques	8
1.4.1	Le propulseur à effet Hall (PEH)	8
1.4.2	Le propulseur électrostatique à grilles (PEG)	10
1.4.3	Un nouveau concept de propulseur : PEGASES	21
1.5	Objectifs et déroulement de la thèse	23
1.5.1	Point de départ	23
1.5.2	Objectifs et déroulement	23

1.1 Genèse artistique

Le désir de voler, dans le ciel, vers la Lune, le Soleil ou les autres étoiles a toujours existé, en témoigne le mythe d'Icare. L'idée d'envoyer un objet ou un homme dans l'espace est évoquée par des philosophes et des romanciers plusieurs centaines d'années avant



FIGURE 1.1 – De gauche à droite : le vaisseau-obus *Columbiad* qui décolle vers la Lune dans *De la Terre à la Lune* de Jules Verne (1865) ; l'alunissage dans *Le voyage dans la Lune* de George Méliès (1902) ; le *Millennium Falcon* de la trilogie *Star Wars* de George Lucas (1977) ; illustration du vaisseau *Seconde Chance* dans un trou de ver dans *L'Étoile de Pandore* de Peter F. Hamilton (2005).

que cela ne devienne matériellement possible. À la charnière du XIX^e au XX^e siècle, les arts exposent la conquête de la Lune de manière plus ou moins réaliste mais avec un grand sens du détail, avec par exemple les romans de Jules Verne ou les films de George Méliès narrant la conquête de la Lune (Fig. 1.1). La science commence à donner les outils physiques et techniques nécessaires à la réalisation d'une telle ambition. En même temps que l'aviation connaît ses premiers essais réussis, l'humanité peut envisager le vol spatial, c'est-à-dire arracher au sol quelque chose de "plus lourd que l'air". Le terme astronautique fait son apparition dès 1927. La conquête de l'espace durant la seconde moitié du XX^e siècle fait sortir les voyages spatiaux de la fiction et nombre de romans et films d'anticipation débutent l'exploration des confins de l'univers, imaginant des moyens de voyager plus rapides les uns que les autres, rivalisant pour trouver une explication "scientifiquement" acceptable. Certains auteurs utilisent des propulseurs à plasma possédant des vitesses avoisinant la célérité de la lumière grâce à l'utilisation de générateurs à fusion nucléaire pour parcourir de "faibles" distances, d'autres développent le concept d'hyperespace, faisant des "sauts" ou créant des "trous de ver" pour quitter l'univers en un point et ressortir quelques centaines d'années-lumière plus loin. La figure 1.1 donne quelques exemples des missions imaginées par de grandes figures du genre. Mais laissons là la science-fiction et penchons-nous sur l'état de l'art en matière de propulsion spatiale par plasma en ce début de XXI^e siècle.

1.2 Le principe de Tsiolkovsky

Deux grandeurs sont utilisées pour qualifier un propulseur : la force de poussée et l'impulsion spécifique.

Le physicien russe C. E. Tsiolkovsky (né en 1857, mort à Kaluga en 1935) est considéré comme un pionnier de l'astronautique et surnommé "the dreamer of Kaluga". Dans son ouvrage théorique *L'exploration de l'espace cosmique par des engins à réaction* (1903) [1], il dérive l'équation fondamentale de la propulsion spatiale à partir de la conservation de la quantité de mouvement. Il considère pour cela un système mécanique composé du vaisseau de masse m_0 considérée comme constante et de l'ergol de masse m_p avec , évoluant dans le vide spatial c'est-à-dire loin de tout corps attracteur et sans frottements. La conservation de la quantité de mouvement s'écrit ici :

$$(m_0 + m_p) \frac{d\vec{v}}{dt} = -\vec{v}_b \frac{dm_p}{dt} \quad (1.1)$$

où le flux de masse $\frac{dm_p}{dt}$ d'ergol est expulsé du vaisseau à une vitesse \vec{v}_b supposée constante. Le membre de droite dans l'équation 1.1 est appelée la poussée telle que :

$$\vec{T} = -\vec{v}_b \frac{dm_p}{dt} \quad (1.2)$$

$$= \Gamma m_i \vec{v}_b A_{ex} \quad (1.3)$$

où Γ est le flux de particules de masse m_i à travers la surface d'extraction A_{ex} . On a alors $m_p = Nm_i$ où N est le nombre de particules éjectées. En intégrant l'équation (1.1), Tsiolkovsky démontre qu'il existe une relation entre la masse de combustible consommée Δm_p lors d'une manoeuvre et la variation de vitesse Δv du vaisseau [2, 3]. Cette relation

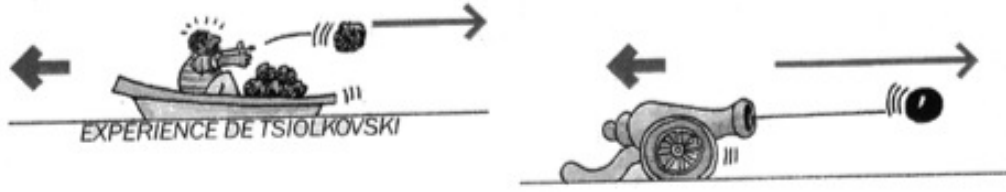


FIGURE 1.2 – Illustration de la poussée et du principe de Tsiolkovsky dans le cas horizontal avec des projectiles solides.

est connue aujourd'hui sous l'appellation "The Rocket Equation" :

$$\Delta v = v_b \ln \left(\frac{m_0 + m_{p,0}}{m_0 + m_{p,0} - \Delta m_p} \right) \quad (1.4)$$

avec $m_{p,0}$ la masse initiale d'ergol embarquée. Cette équation fondamentale en propulsion spatiale montre que pour augmenter la vitesse d'un engin de Δv sur une durée d'accélération donnée, v_b doit être la plus grande possible afin d'économiser l'ergol.

La force de poussée est illustrée sur la figure 1.2 où les déplacements et la poussée sont horizontaux. La poussée est la résultante des forces de pression exercées sur les surfaces intérieures et extérieures du système par les particules éjectées et la pression ambiante. L'éjection d'un projectile de faible masse avec une vitesse initiale provoque le déplacement dans le sens opposé du système mécanique de masse bien plus importante pouvant être considérée comme constante au cours de l'opération. Le rapport des accélérations de chaque partie dépend du rapport de leurs masses : les flèches de trait épais montrent la poussée exercée sur le système de masse importante quasi-constante qui se déplace à faible vitesse et les flèches de trait fin montrent le déplacement plus rapide du projectile de faible masse dans le sens opposé. L'intensité de la poussée doit être augmentée lorsque des forces extérieures de sens contraire comme le poids ou des frottements s'exercent sur le système.

L'impulsion spécifique est définie par le rapport de la poussée et du produit du débit massique d'ergol par l'accélération de la pesanteur terrestre au sol ($g_0 = 9,81 \text{ m.s}^{-2}$) :

$$Isp = \frac{T}{g_0 \frac{dm_p}{dt}} \quad (1.5)$$

soit :

$$Isp = \frac{v_b}{g_0} \quad (1.6)$$

De la dimension d'un temps, Isp représente la durée pendant laquelle un kilogramme d'ergol produit une poussée de 9,81 N.

Dans le cas de la propulsion chimique, une grande quantité de matière électriquement neutre est éjectée à des vitesses thermiques de l'ordre de 3 à 6 km.s^{-1} , où la température du gaz est limitée par l'énergie libérée lors des réactions chimiques et par la résistance thermique des parois des tuyères. La propulsion chimique rassemble :

- les moteurs à cryogénie développant une poussée de l'ordre du Méganewton grâce à une pression de combustion de plusieurs dizaines de bars et des débits de gaz

Type	P_{elec} (kW)	T (N)	I_{sp} (s)	Application
Cryogénie ($H_2 + O_2$)		$\sim 10^6$	300 - 600	Etage principal du lanceur
PET (hydrazine)	0,3 - 2	15	300	Propulsion du satellite
PEH/PEG (Xénon)	0,3 - 5	10^{-3} - 1	500 - 4000	Propulsion du satellite

TABLE 1.1 – Ordres de grandeur des caractéristiques des différents types de propulsion spatiale et leur application [4, 5].

de quelques dizaines à quelques centaines de $kg.s^{-1}$ mais une impulsion spécifique relativement faible de quelques centaines de secondes,

- les moteurs électrothermiques (PET) utilisant des composés azotés, comme l’hydrazine, qui sont chauffés électriquement ; la poussée est de quelques Newtons pour une I_{sp} de l’ordre de 300 s.

Le tableau 1.1 donne les ordres de grandeur de la poussée et de l’impulsion spécifique de quelques modes de propulsion chimique ainsi que leur domaine d’application. Les moteurs chimiques sont indispensables lorsque l’attraction gravitationnelle est comprise dans le bilan des forces extérieures appliquées au vaisseau, comme c’est le cas lors du décollage d’un lanceur ou d’un atterrissage utilisant des rétrofusées. Mais son impulsion spécifique étant relativement faible, elle s’avère coûteuse pour une mission hors attraction gravitationnelle, comme la propulsion d’un satellite artificiel ou une sonde interplanétaire. Aujourd’hui, une grande majorité des missions, proches ou lointaines, utilisent la propulsion chimique. C’est le cas des missions *Voyager* lancées en 1977, dont *Voyager 1* est aujourd’hui à la frontière du système solaire. La mission américaine *Mars Science Laboratory* lancée en 2011 a été propulsée par un PET alimenté en hydrazine [6] afin d’amener son robot d’exploration de la surface martienne *Curiosity* à destination, puis des rétrofusées ont permis un atterrissage ”en douceur” [7].

Cependant, la propulsion électrique gagne des parts de marché dans le secteur des satellites car elle permet un gain de masse significatif comme montré ci-après. Elle est basée sur la conversion d’énergie électrique en énergie cinétique :

$$eV_b = \frac{1}{2}m_i v_b^2 \quad (1.7)$$

où eV_b est l’énergie moyenne du faisceau d’ions, avec V_b le potentiel électrique correspondant, et v_b est la vitesse du faisceau d’ions qui en résulte. Avec une tension d’accélération typique $V_{accel} = 1$ kV entre une anode et une cathode pour générer un champ électrique accélérateur des ions, on obtient une vitesse d’éjection des ions de 70 et 39 $km.s^{-1}$ dans le cas de l’argon et du xénon respectivement. Les missions spatiales actuelles utilisent la conversion photovoltaïque pour produire l’énergie électrique nécessaire à l’alimentation des différents éléments de la mission dont le moteur. La puissance électrique disponible est alors contrainte par la distance engin-Soleil. Quelques missions utilisent cependant de l’énergie électrique d’origine nucléaire comme *Voyager* en raison de cette distance devenue trop importante. Les générateurs électriques permettent de créer un fort champ électrique pour accélérer les ions à des vitesses de quelques dizaines de $km.s^{-1}$. L’impulsion spécifique est alors élevée dans le cas d’un moteur électrique.

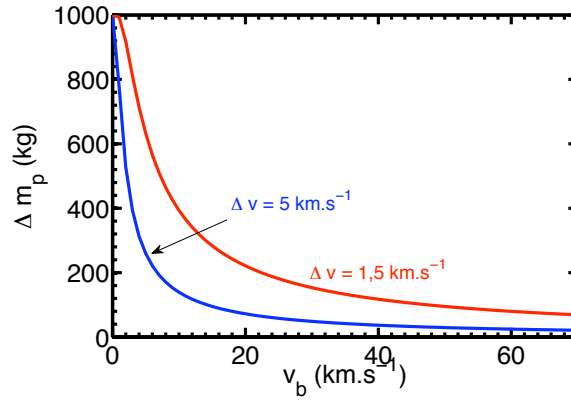


FIGURE 1.3 – Consommation d’ergol pour deux types de mission requérant des Δv différents dans le cas d’un vaisseau spatial ayant une masse initiale d’ergol d’une tonne d’après l’équation (1.8) : en rouge dans le cas d’un transfert d’orbite, en bleu dans le cas d’un voyage interplanétaire.

A partir des équations (1.4) et (1.6), la consommation de carburant s’écrit :

$$\Delta m_p = m_{p,0} \left(1 - \exp \left(-\frac{\Delta v}{g_0 I_{sp}} \right) \right) \quad (1.8)$$

Une impulsion spécifique élevée, c’est-à-dire une vitesse d’éjection élevée, se traduit par une plus faible consommation d’ergol pour une variation de vitesse Δv à accomplir sur la durée totale de la mission. La figure 1.3 montre la consommation d’ergol pour deux types de mission requérant des Δv différents dans le cas d’un vaisseau spatial ayant une masse initiale d’ergol d’une tonne, où Δm_p est calculé d’après l’équation (1.8). Toute mission de longue distance requiert de très forts Δv qui diffèrent selon le type de trajectoire donnée à l’engin comme la libération d’une orbite ou un voyage interplanétaire. La poussée donnée par un propulseur chimique est certes élevée mais la masse d’ergol à embarquer pour obtenir une telle force s’avère plus importante que dans le cas de la propulsion électrique en raison d’une vitesse d’éjection du fluide propulsif bien moins importante. Ainsi, la propulsion électrique autorise un gain significatif en masse d’ergol embarquée. Elle est par exemple 5 à 6 fois moins importante pour un moteur à effet Hall PPS®1350 par rapport à un propulseur chimique [5, 8]. Avoir une impulsion spécifique élevée, c’est-à-dire une vitesse d’éjection élevée, permet donc de diminuer les coûts de lancement par la réduction de la masse de carburant à emporter ou d’offrir une plus grande capacité en masse pour la charge utile ou l’ergol dans le cas d’une mission lointaine.

1.3 Petit historique de la propulsion électrique

Avec la découverte par J. J. Thomson de l’électron en 1897, un jeune physicien américain, R.H. Goddard (1882-1945) émet en 1906 la possibilité de réaliser une propulsion grâce à des électrons accélérés par un champ électrique à une vitesse proche de celle de la lumière (notée A dans l’extrait de la figure 1.4 à gauche). Les scientifiques réalisent dans les années 1910 qu’ils ont à leur disposition le combustible rêvé pour les vaisseaux spatiaux : « It is possible that in time we may use electricity to produce a large

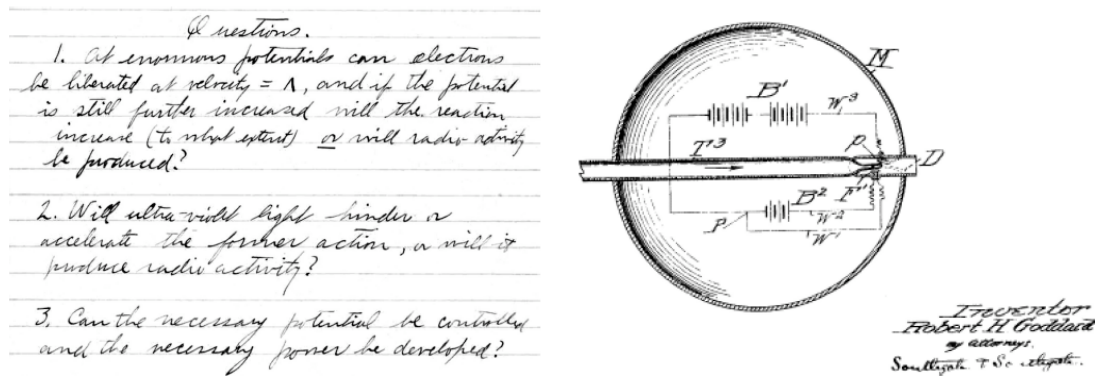


FIGURE 1.4 – A gauche, réflexions de Goddard sur la faisabilité d'un propulseur électrique en 1906. A droite, premier schéma élaboré d'un propulseur électrostatique, breveté par Goddard en 1920.

velocity for the particle ejected from a rocket device » (Tsiolkovsky, 1911), ce qui pose pour la première fois la définition de la propulsion électrique [9]. Goddard élabore un premier propulseur et dépose un brevet en 1920 (Fig. 1.4 à droite). Le terme de plasma apparaît en 1928 avec Irving Langmuir qui travaille sur les décharges en milieux gazeux à basse pression. Même si les concepts de propulseurs utilisant des faisceaux d'ions sont connus et la création de tels faisceaux en laboratoire est maîtrisée, les premiers moteurs à utiliser l'énergie électrique sont les PET : la puissance électrique chauffe le gaz qui est ensuite détendu dans une tuyère pour convertir l'énergie thermique en énergie cinétique dirigée.

Les années 1950-1960 voient le développement de la physique des plasmas et la mise au point de sources d'ions délivrant des courants de plusieurs ampères dans lesquelles les particules chargées sont accélérées par des champs électromagnétiques (champs em) à des vitesses considérablement plus grandes que celles que peuvent atteindre les atomes dans les PET, même chauffés à des températures extrêmes (Tableau 1.1). Deux familles de propulseurs électriques utilisant un plasma comme source d'ions font alors leur apparition :

- les propulseurs électrostatiques à grilles (PEG) : l'accélération des ions produits au sein d'un plasma et la formation des faisceaux sont assurées par un système de grilles métalliques entre lesquelles règne un champ purement électrostatique (champ es). On parle alors de propulseur ionique ou électrostatique, dont un exemple est le propulseur PEGASES,
- les propulseurs à effet Hall (PEH) : ce sont des accélérateurs d'ions sans grilles utilisant le confinement magnétique d'un plasma pour générer la force de Lorentz qui accélère les ions.

On définit alors la propulsion électrique par l'accélération de gaz pour la propulsion par chauffage électrique et/ou à l'aide de forces électromagnétiques [2]. Les PET peuvent alors être considérés à la fois comme moteurs chimiques et moteurs électriques, sans toutefois délivrer des vitesses ioniques identiques à celles données par les PEG et les PEH puisque ce sont des neutres qui sont éjectés et donc aucun champ em n'y est à l'oeuvre. Les PEG et les PEH sont également appelés propulseurs ioniques car ce sont des ions qui sont accélérés par les champs em. L'Américain H.R. Kaufman et le Russe A. I. Morozov

sont les pères des PEG et des PEH respectivement. Les développements et les premiers essais en vol ont lieu dans les années 1960. Depuis, le nombre de propulseurs embarqués ne cesse de croître tout comme le niveau des performances et la fiabilité.

La propulsion entièrement électrique d'un engin est envisageable dès lors que le satellite est injecté sur une orbite suffisamment lointaine, au-delà de quelques centaines de kilomètres où l'attraction planétaire ne se fait plus sentir, et pour des trajets interplanétaires. Le choix d'une forte *Isp* pour une poussée réduite correspond au choix d'une économie en carburant au détriment de la rapidité de manoeuvre. Plusieurs autres avantages par rapport à la propulsion chimique sont offerts, notamment l'approvisionnement en énergie à l'aide de panneaux solaires et une longue durée de fonctionnement - plusieurs centaines de jours de tir en continu - qui assure une vitesse finale élevée. Il existe en contrepartie plusieurs limitations : une faible poussée de l'ordre de 100 mN alors que la mise en orbite terrestre d'un engin d'une tonne nécessite une poussée de l'ordre de 10^6 N.

Le rendement d'un propulseur est défini par le rapport de la poussée à la puissance électrique fournie. Les rendements électriques actuels sont d'environ 70% pour les propulseurs à grilles et 60% pour les propulseurs à effet Hall contre un rendement thermique de 30% pour la propulsion chimique. Cette différence s'explique en partie par le coût d'ionisation, les pertes aux parois et les lois thermodynamiques.

La propulsion ionique a fait ses premières preuves dans l'espace lors de la mission américaine de test *Space Electric Rocket Test* (SERT-1). Cette mission lancée en 1964 a utilisé le mercure comme ergol et a montré avec succès que la technologie dans l'espace fonctionnait aussi bien qu'en laboratoire. Le second test, SERT-2, lancé en 1970 a utilisé deux moteurs électriques à mercure durant quelques milliers d'heures et en testant plus de 300 opérations de redémarrage ; ces cycles de quelques minutes sont nécessaires pour la correction de trajectoire d'un satellite. Une poussée de 28 mN et une impulsion spécifique de 4200 s ont été obtenues. En dépit de ces succès, la propulsion électrique est restée boudée jusqu'aux années 1990. La NASA a néanmoins continué à développer des propulseurs ioniques durant les années 1980, ce qui a conduit au moteur *Solar electric propulsion Technology Application Readiness* (NSTAR) et à la réussite de la mission Deep Space One emportant une sonde vers la Lune et permettant ainsi le premier voyage interplanétaire utilisant la propulsion électrique comme motorisation principale. Longtemps utilisé, le mercure a été remplacé par la xénon, moins corrosif.

Depuis le milieu des années 1980, certains satellites de télécommunications géostationnaires utilisent la propulsion électrique pour leur maintien en altitude. En 2001, le satellite géostationnaire Artemis a été sauvé grâce à un moteur ionique, *Radio frequency Ion Thruster Assembly* (RITA), initialement prévu pour expérimenter le contrôle de la dérive perpendiculaire à l'orbite : le satellite avait atteint une orbite basse de 31 000 km grâce à son propulseur chimique puis celui-ci avait rencontré des défaillances, les commandes du moteur ionique ont alors été reconfigurées depuis la Terre afin de parcourir les 5 000 km restant. RITA alors réalise le premier transfert d'une orbite basse vers une orbite géostationnaire utilisant la propulsion ionique, relançant alors l'intérêt pour cette technologie. Les satellites en orbite basse l'utilisent également aujourd'hui pour atteindre et ajuster leur orbite [3]. Les PEH et les PEG équipent aujourd'hui environ 100 satellites dans le monde : s'ils sont en grande majorité de construction russe, on en trouve également de fabrications américaine et européenne. La mission européenne GOCE lancée pour une durée de 20 mois en 2009 afin de mesurer précisément le champ gravitationnel terrestre est

maintenue à une altitude de 250 km en utilisant deux sources de Kaufman délivrant 20 mN de poussée pour une puissance électrique des panneaux solaires de 1 300 W permettant le fonctionnement de l'ensemble des systèmes embarqués [10].

La propulsion électrique est employée depuis peu pour des voyages interplanétaires comme en témoigne la mission SMART 1, lancée en 2003 vers la Lune et la première en Europe à utiliser un propulseur électrique [5]. La sonde n'a utilisé que 60 L d'ergol pour alimenter son propulseur à effet Hall au cours de sa mission de 4 ans depuis une orbite géostationnaire vers la Lune puis en orbite autour de celle-ci. Là encore, des panneaux solaires, délivrant une puissance électrique de 1 900 W, ont été utilisés pour alimenter l'instrumentation scientifique embarquée et le moteur, le tout constituant une masse de 370 kg [11]. La mission américaine Dawn vers la ceinture d'astéroïdes ou encore la sonde japonaise Hayabusa vers un astéroïde, et bientôt BepiColombo (ESA-JAXA) vers Mercure, utilisent des moteurs à grilles. Les travaux actuels de recherche et développement en propulsion électrique portent principalement vers le développement de moteurs à forte poussée, afin de pouvoir concurrencer la propulsion chimique dans la gamme de poussée entre 1 et 20 N. Deux possibilités se présentent alors : utiliser un cluster de moteurs de faible puissance ou avoir un unique moteur de plus forte puissance et donc de taille plus importante. Un cluster de moteurs a pour avantage de ne pas être lourdement pénalisé en cas de panne de l'un des moteurs, comme l'a démontré la sonde Hayabusa : elle a été initialement pourvue de quatre moteurs ioniques à grilles avec une cathode de neutralisation pour chacun (Fig. 1.6), le dysfonctionnement de certains éléments et la combinaison des éléments restants a permis un retour sauf sur Terre.

1.4 Les propulseurs ioniques

Les moteurs ioniques classiques sont constitués de trois étages : la source de plasma ou source d'ions, l'étage d'accélération qui crée le champ em et une cathode en aval qui éjecte des électrons pour neutraliser les ions positifs, éviter que l'engin se charge négativement et empêcher l'éclatement coulombien du faisceau d'ions. La cathode est nécessaire notamment pour neutraliser le faisceau d'ions positifs.

De nombreuses technologies ont été testées et deux concepts se sont imposés comme les plus robustes et les plus efficaces : les propulseurs à grilles et les propulseurs à effet Hall. Le xénon est jusqu'à présent choisi comme gaz en raison de son faible seuil d'ionisation, de sa masse molaire élevée, de son absence de toxicité et de ses propriétés thermodynamiques. Les études portant sur ces propulseurs utilisant un gaz électropositif s'orientent désormais vers l'utilisation du krypton, voire de l'argon, moins onéreux.

1.4.1 Le propulseur à effet Hall (PEH)

Un propulseur à effet Hall est un accélérateur d'ions sans grille qui fait appel à une décharge plasma à basse pression baignée dans un champ magnétique [3, 8, 4]. Un tel moteur est présenté en figure 1.5. Le moteur est constitué de deux cylindres coaxiaux diélectriques en céramique. L'espace entre ces cylindres dans lequel le plasma est confiné est le canal de décharge. L'anode et la cathode qui permettent de créer la décharge sont situées respectivement au fond et à l'extérieur du canal. Un champ électrique est imposé entre ces électrodes et dirigé de l'anode vers la cathode.

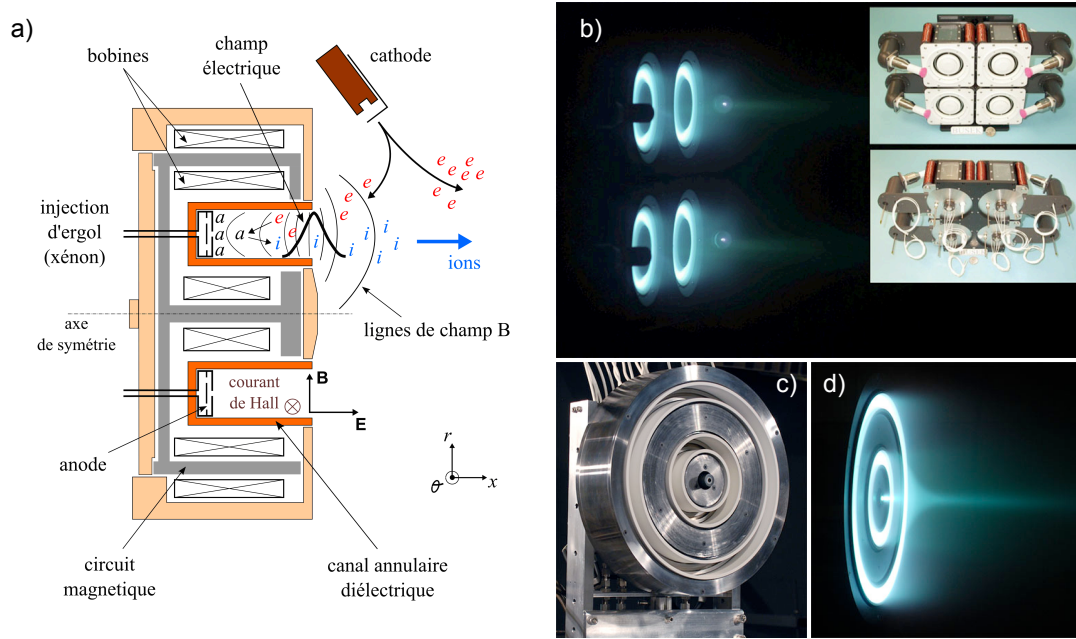


FIGURE 1.5 – Propulseur à effet Hall : a) schéma de principe et propulseur en fonctionnement avec du xénon dans le moyen d’essai national PIVOINE-2g (ICARE, Orléans) [8], b) clusters de PEH du PEPL, c) et d) PEH à deux canaux concentriques X2 du PEPL [13, 14].

La cathode a ici deux rôles : les électrons émis servent à la fois à l’ionisation dans le canal et à la neutralisation des ions du faisceaux en aval. Une partie des électrons est attirée par le potentiel positif appliqué à l’anode. Une zone de fort champ magnétique en sortie du canal de décharge freine leur progression et les électrons sont piégés autour des lignes de champ magnétique avec une énergie moyenne de 25 eV. Ils s’accumulent alors dans le canal de décharge en créant une zone de forte densité électronique dans le plan de sortie, de l’ordre de 10^{18} m^{-3} . Du fait de ce confinement, la mobilité axiale des électrons chute, ce qui en retour crée un champ électrique plus intense dans la zone de fort champ magnétique. La combinaison d’un champ magnétique radial et d’un champ électrique axial engendre une vitesse de dérive azimuthale qui entraîne les électrons dans une giration autour de l’axe du moteur. Le courant créé est appelé courant de Hall, qui donne son nom au propulseur.

Le gaz est injecté par le fond de la chambre à travers l’anode et subit des collisions ionisantes avec les électrons dans la zone de confinement proche du plan de sortie. Les ions positifs sont accélérés vers le plan de sortie du canal de décharge par le champ électrique puis sont neutralisés par les électrons qui n’ont pas pénétré dans le canal. La puissance électrique nécessaire est calculée par le produit de la différence de potentiel continue entre l’anode et la cathode et le courant électronique fourni par la cathode.

Il existe cependant un certain nombre de phénomènes qui résultent en une diminution de la tension d’accélération des ions dans la direction du faisceau [3] : l’énergie d’ionisation et le travail d’extraction des électrons à la cathode, qui dépendent peu de la tension appliquée, ou encore les pertes aux parois qui augmentent avec la tension appliquée. En utilisant l’équation (1.7), le rapport de l’énergie effective, calculée à partir de la vitesse réelle des ions, sur l’énergie théorique, calculée à partir de la tension appliquée, donne

un rendement généralement de l'ordre de 80 % quelle que soit la puissance de décharge. Cette limitation est due au concept même du propulseur qui couple les étages d'ionisation et d'accélération ; il a cependant été montré récemment que la largeur du canal peut influencer ce rendement et donc les performances du propulseur [12].

Les PEH utilisent une puissance électrique de 1,5 kW typiquement [3]. Les recherches actuelles en France portent sur de plus gros moteurs utilisant jusqu'à 20 kW (projet HIPER). Une autre solution pour augmenter la puissance et plus légère à embarquer est l'encapsulation de moteurs : aux États-Unis, les prototypes X2 et X3 à deux ou trois canaux concentriques respectivement et une cathode commune sont actuellement à l'étude au *Plasmadynamics and Electric Propulsion Laboratory* (PEPL), Michigan, avec des puissances jusqu'à 200 kW et pouvant développer une poussée de 12 à 70 N et une I_{sp} de 1 000 à 5 000 s pour le X3 [14]. La masse du propulseur augmentant avec le nombre de canaux, de telles performances s'adresseraient à des missions cargo et des vols habités vers l'orbite géostationnaire, la Lune ou encore Mars. Les configurations à canaux concentriques ont les avantages d'un cluster de moteurs. Le X2 actuellement en test au PEPL est présenté en figure 1.5.

1.4.2 Le propulseur électrostatique à grilles (PEG)

Le cluster de propulseurs ioniques à grilles de la sonde Hayabusa est un exemple typique de ce type de moteur. Le schéma de principe d'un moteur est présenté en figure 1.6. Contrairement au PEH, les étages de création du plasma et d'accélération des ions sont découplés dans un PEG. Concernant le premier étage, différentes sources d'ions peuvent être utilisées parmi lesquelles, les sources Kaufman qui utilisent des décharges dc et les sources radiofréquences (rf). Le potentiel électrique des parois de telles décharges est flottant, par exemple grâce à l'usage de matériaux diélectriques. Dans l'étage d'accélération, des grilles conductrices sont disposées sur l'axe de diffusion des ions afin de former des faisceaux d'ions.

On détaille dans la suite le principe de création de faisceaux d'ions grâce à des grilles polarisées qui est à la base du deuxième étage du propulseur à grilles, mais qui est également commun à bien d'autres sources de faisceaux d'ions.

1.4.2.1 Gaines et flux d'ions à travers les grilles

La structure d'une source d'ions à grilles ou d'un PEG est représentée sur la figure 1.7a avec deux grilles espacées d'une distance d . La grille métallique en contact avec le plasma est appelée grille plasma (en anglais, *screen grid* ou *plasma grid*) et est la seule paroi conductrice de la décharge, toutes les autres étant faites d'un matériau diélectrique. La gaine qui se forme devant la grille plasma est alors une gaine de type flottante et la chute de potentiel entre le plasma et la grille est définie par la température électronique T_e et la masse des ions utilisés :

$$V_p - V_{g1} = \frac{k_B T_e}{2e} \ln \left(\frac{m_+}{2\pi m_e} \right) \quad (1.9)$$

où V_{g1} est le potentiel de la grille plasma, V_p est le potentiel du plasma défini par rapport à la référence commune c'est-à-dire la masse, m_+ et m_e les masses des ions positifs et des électrons respectivement. Pour un plasma d'argon, on a : $V_p - V_{g1} = 4,7 T_e$. L'épaisseur

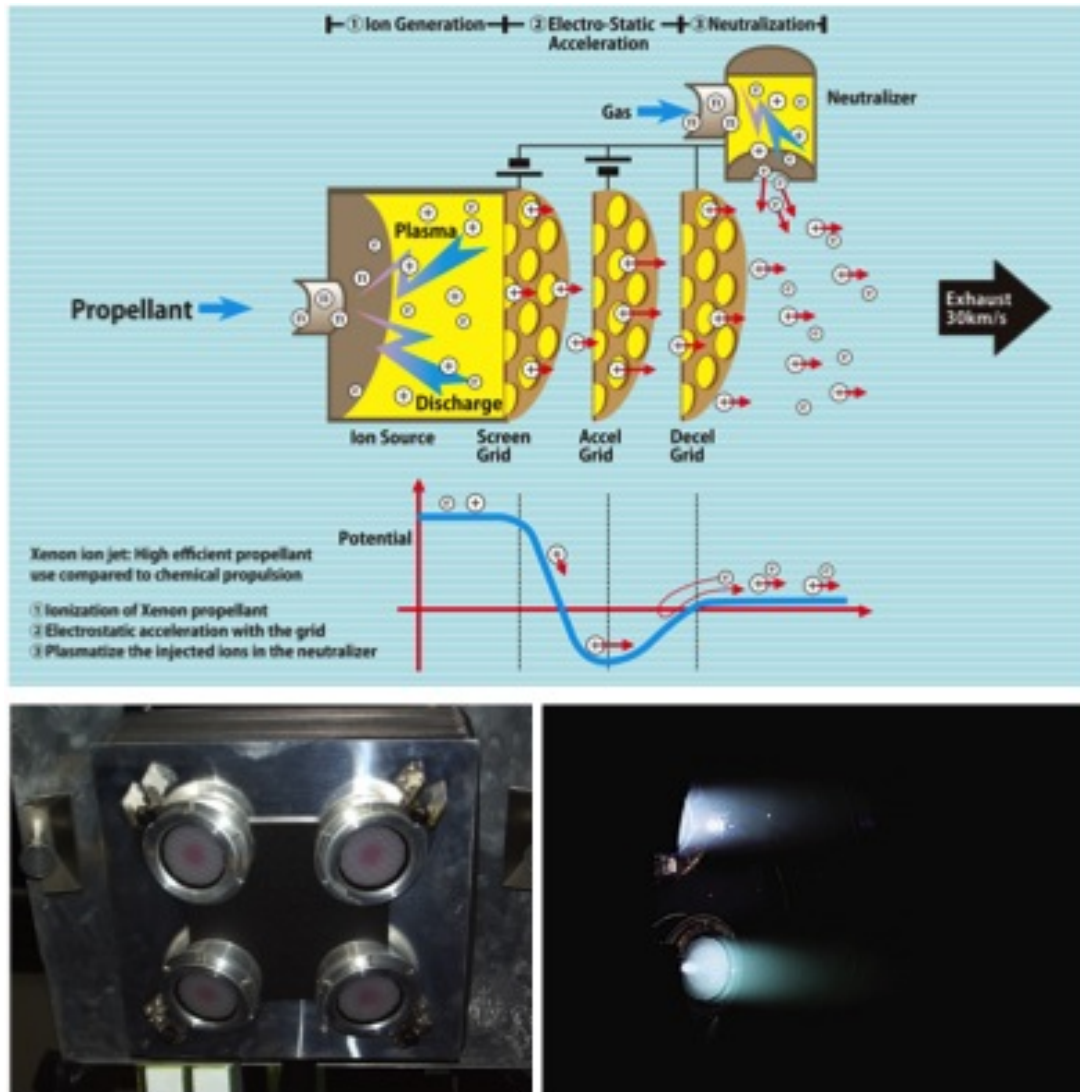


FIGURE 1.6 – En haut : schéma du moteur à grilles de la sonde Hayabusa utilisant un plasma de xénon. En bas : les quatre moteurs montés en cluster et exemple d'opération avec deux moteurs [15].

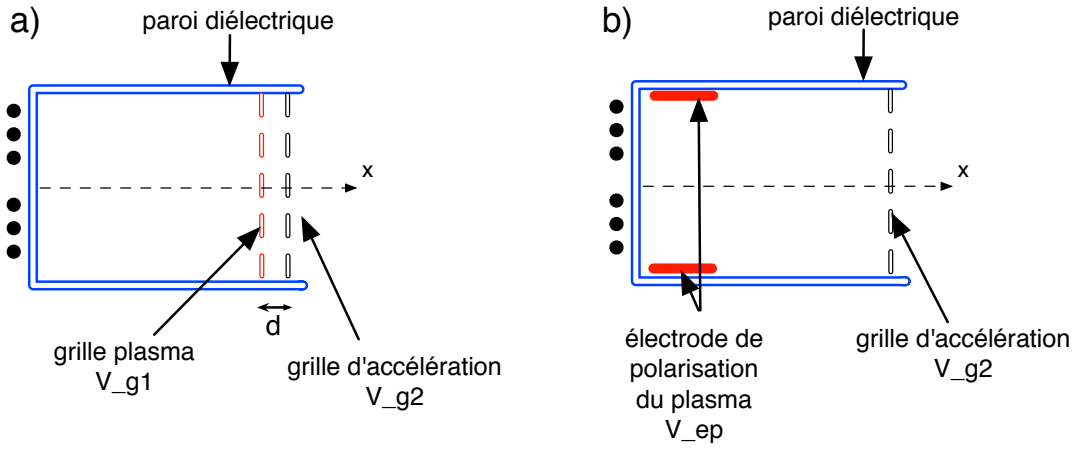


FIGURE 1.7 – Illustration des positions possibles pour la grilles ou électrode de polarisation du plasma : une électrode est insérée dans le coeur du plasma (à gauche) ou la grille plasma est placée dans la zone d'extraction. Dans les deux cas, la grille d'accélération est placée dans l'extracteur.

de la gaine de type flottante est de quelques fois la longueur de Debye λ_D qui s'exprime par :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{e^2 n_e}} \quad (1.10)$$

où n_e est la densité électronique du plasma et k_B est la constante de Boltzman. Avec $n_e = 10^{17} \text{ m}^{-3}$ et $T_e = 2 \text{ eV}$, on a $\lambda_D = 0,31 \mu\text{m}$.

D'après la relation (1.9), la valeur de V_{g1} permet de contrôler celle du potentiel plasma de la source d'ions, on appelle cette opération la polarisation du plasma [16, 17, 18, 19, 20]. Utiliser des parois diélectriques dans un réacteur n'est pas systématique. Dans un réacteur plasma pour la production industrielle, l'oxydation et la contamination des parois constituent une préoccupation puisque les parois habituellement conductrices deviennent diélectriques du fait de l'oxydation ou de la déposition de particules, par exemple de soufre lors de l'utilisation de l'hexafluorure de soufre SF_6 en gravure. Choisir initialement des parois diélectriques pour un propulseur ou un réacteur et utiliser une électrode en contact avec le plasma permet donc de contrôler le potentiel de celui-ci et de s'affranchir des variations du potentiel plasma liées à l'état de surface et la contamination des parois.

La deuxième grille est la grille d'accélération positionnée en aval de la grille plasma à une distance d (Fig. 1.7a). Elle est polarisée de sorte qu'une différence de potentiel V_{accel} existe entre les deux grilles pour créer un champ électrique accélérateur des ions. Le caisson à vide qui sert de moyen d'essai du propulseur est électriquement relié à la terre du laboratoire. Pour des raisons pratiques de réalisation et pour qu'il n'y ait pas de champ accélérateur en aval du propulseur, c'est-à-dire pour ne pas biaiser les mesures d'énergie et de flux des ions, la grille d'accélération de potentiel noté V_{g2} est constamment reliée à la masse :

$$V_{g2} = 0 \quad (1.11)$$

La masse est donc le potentiel de référence pour l'ensemble des polarisations et des diagnostics électriques mis en oeuvre et on a :

$$V_{accel} = V_{g1} - V_{g2} = V_{g1} \quad (1.12)$$

L'énergie du faisceau et donc la vitesse des ions pourront ainsi être contrôlées polarisant V_{g1} et en maintenant le substrat ou la grille d'accélération à la masse, résultant en une conception plus facile de l'application.

Lorsqu'une forte différence de potentiel est imposée entre le plasma et une paroi polarisée à un potentiel inférieur à celui des autres parois, on obtient une gaine électropositive à fort potentiel dite de Child-Langmuir [3, 21, 22]. La chute de potentiel vers la paroi est alors suffisamment importante pour repousser toute charge négative vers le plasma et l'y confiner. Lorsqu'une telle gaine existe, seul un courant d'ions positifs existe vers la paroi et le courant par unité de surface résultant J_{CL} s'écrit :

$$J_{CL} = \frac{4}{9}\epsilon_0 \left(\frac{2e}{m_i}\right)^{1/2} \frac{V_{accel}^{3/2}}{s^2} \quad (1.13)$$

où m_i est la masse des ions et s est l'épaisseur de la gaine telle que :

$$s = \frac{2}{3} \left(\frac{\epsilon_0}{J_{CL}}\right)^{1/2} \left(\frac{2e}{m_+}\right)^{1/4} V_{accel}^{3/4} \quad (1.14)$$

ou, en introduisant la longueur de Debye :

$$s = \frac{\sqrt{2}}{3} \lambda_D \left(\frac{2V_{accel}}{\frac{k_B T_e}{e}}\right)^{3/4} \quad (1.15)$$

Dans le cas d'un PEG, la gaine de Child-Langmuir se forme entre les grilles plasma et d'accélération ; les grilles sont bien dimensionnées si $s = d$. Si l'épaisseur de la gaine est plus grande que le rayon des trous des grilles, alors seuls les ions positifs peuvent sortir du propulseur à travers les ouvertures et les électrons restent confinés en amont des grilles. La gaine prend alors une forme convexe devant les trous de la grille plasma.

Les propulseurs à grilles typiques éjectent uniquement des ions positifs et le courant maximal qui peut être extrait par unité de surface s'écrit pour chaque gaz utilisé :

$$J_{CL} = \begin{cases} 8,79.10^{-9} \frac{V_{accel}^{3/2}}{d^2} & \text{pour les ions Ar}^+ \\ 4,75.10^{-9} \frac{V_{accel}^{3/2}}{d^2} & \text{pour les ions Xe}^+ \\ 5,89.10^{-9} \frac{V_{accel}^{3/2}}{d^2} & \text{pour les ions SF}_3^+ \\ 4,63.10^{-9} \frac{V_{accel}^{3/2}}{d^2} & \text{pour les ions SF}_6^+ \end{cases} \quad (1.16)$$

L'existence d'une valeur maximale du courant est l'un des inconvénients des propulseurs à grilles et résulte en une poussée maximale à surface d'extraction des ions donnée par :

$$T_{max} = \sqrt{\frac{2m_i V_b}{e}} J_{CL} S \quad (1.17)$$

où V_b est la chute de tension totale jusqu'à la grille d'accélération et S est la surface d'extraction, fonction de la section du propulseur et de la transparence des grilles. Pour d'importants potentiels d'accélération, la chute de potentiel dans la gaine devant la grille plasma et son épaisseur sont négligeables, on a alors :

$$V_b \simeq V_{accel} \quad (1.18)$$

D'après l'expression de la poussée en fonction de J_{CL} (Eq. (1.17)), la poussée peut être augmentée grâce à une tension V_{accel} plus élevée, une réduction de d ou une plus grande surface S [4]. Cette relation simple entre la poussée et ces trois paramètres permet de définir des lois d'échelle pour la réalisation de propulseurs. Ainsi on trouve des PEG avec des diamètres de l'ordre du mètre mais aussi des micropropulseurs à grilles selon le type de mission requise.

Une autre configuration pour la polarisation du plasma et la formation de la gaine est utilisé dans certaines sources d'ions : une électrode (de potentiel V_{ep} sur la figure 1.7b) est insérée dans le coeur du plasma et la grille d'accélération est placée en sortie. Le plasma suit le potentiel de l'électrode dans le coeur et une gaine de Child-Langmuir se forme devant la grille d'accélération. Les potentiels électriques utilisés sont identiques au cas de deux grilles proches et la zone d'accélération des ions est l'épaisseur s de la gaine devant la grille d'accélération, donnée par l'équation (1.14).

1.4.2.2 Géométrie des grilles d'accélération

Le diamètre des trous des grilles ainsi que la distance entre les grilles sont les paramètres qui permettent d'optimiser la quantité, la trajectoire et la vitesse des ions éjectés ainsi que la durée de vie des grilles. On considère dans cette section l'utilisation de deux grilles métalliques polarisées, comme ce sera le cas lors de l'étude du propulseur PE-GASES. La grille plasma est polarisée au potentiel V_{g1} et la grille d'accélération est connectée à la masse comme le caisson afin qu'il n'y ait pas de champ accélérateur en aval du propulseur et de ne pas biaiser les mesures d'énergie des ions. On suppose dans la suite que tous les trous de la grille d'accélération sont circulaires et coaxiaux avec ceux de la grille plasma afin d'autoriser leur éjection par un champ électrique dirigé selon \vec{x} . La distance entre les grilles est un paramètre déterminant dans l'efficacité de génération de la poussée comme le montre la relation (1.16). Le diamètre des trous des grilles noté D l'est tout autant et résulte d'un compromis entre la minimisation de la diffusion vers la sortie du gaz neutre injecté dans le propulseur et la maximisation du courant d'ions extraits. La poussée est certes générée par l'éjection de matière, neutre ou électriquement chargée. Mais les particules embarquées, puis éjectées sans être ionisées et donc sans être accélérées par le champ électrique font baisser l'efficacité de génération de la poussée calculée par :

$$\xi = \frac{T_i + T_N}{P_{tr}} \quad (1.19)$$

où T_i et T_N sont la poussée des ions et la poussée des neutres respectivement, qui sont calculées par la formule (1.3), et P_{tr} la puissance électrique transmise à l'étage d'ionisation (on parle de puissance transmise dans le cas d'une source radiofréquence, voir la section 3.4.2 pour plus de détails). En plus de l'optimisation de ξ pour les performances du propulseur, le phénomène d'érosion des grilles doit être limité pour optimiser sa durée de vie. La distance d et le diamètre D sont alors choisis de manière à éliminer l'interception du faisceau d'ions par la grille d'accélération, cause de son érosion rapide.

La pervéance Π est le rapport du courant maximal qu'une source d'ions à grilles peut extraire à travers des trous de diamètre D pour une tension d'accélération donnée et de cette tension [3]. La pervéance maximale est obtenue lorsque les trajectoires des ions à

travers chaque ouverture sont paraxiales ; elle s'exprime par :

$$\Pi_{max} = \frac{\pi \frac{D^2}{4} J_{CL}}{V_{accel}^{3/2}} \quad (1.20)$$

soit, en utilisant la relation (1.13) :

$$\Pi_{max} = \frac{\pi \epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2q}{m_i}} \left(\frac{D^2}{d^2} \right) \quad (1.21)$$

La pervéance augmente avec le carré du rapport du diamètre des trous sur la distance entre les grilles. Chaque géométrie de grilles possède sa pervéance maximale propre Π_{max} , atteinte lorsque la densité de courant effectivement extrait est égale à J_{CL} , et résulte en une trajectoire des ions parallèle à l'axe.

Le rayon des trous est un paramètre important à comparer à l'épaisseur de la gaine du plasma : $D/2$ doit être plus petit que s . De plus, la distance d doit être dimensionnée en conséquence du rapport D/d dans les gammes de densité du plasma et de tension d'accélération choisies pour que l'accélération des ions s'effectue dans un régime nominal et que la seconde grille ne soit pas prématurément hors d'usage. D et d sont de l'ordre du millimètre dans le domaine de la propulsion spatiale [3].

La simulation numérique sous le logiciel commercial IGUN permet d'étudier l'influence des paramètres géométriques (D et d), physique (n_e) et électrique (V_{accel}) sur l'accélération des ions positifs à partir d'un plasma électropositif à l'aide de grilles dont la géométrie est choisie par l'utilisateur [23]. IGUN donne la trajectoire des ions extraits et permet d'évaluer la focalisation du faisceau.

Lors de l'étude expérimentale, s'assurer que les trous des deux grilles se font face est nécessaire pour que les ions soient éjectés du propulseur et puissent être collectés par les diagnostics. Ainsi, la fabrication des grilles est plus facile si elles sont percées simultanément, assurant que les trous sont coaxiaux. On choisit donc pour nos simulations que les trous de la grille plasma et de la grille d'accélération soient de même diamètre D , ceci pour les raisons pratiques évoquées. Les paramètres du plasma utilisés sont ceux mesurés dans la suite de l'étude. Cependant, IGUN ne permet pas la simulation de faisceaux d'ions issus d'un plasma ion-ion, notamment en ce qui concerne la formation de la gaine. Aucun code n'existant actuellement pour dimensionner les grilles dans une situation similaire à la nôtre, IGUN est néanmoins utilisé en première approximation. Quelques résultats sont présentés ici afin de comprendre la conception des grilles et le fonctionnement de l'accélération des ions positifs en fonction de divers paramètres, et illustrés avec la géométrie des grilles qui sera utilisée dans la suite de l'étude de PEGASES.

La figure 1.8 montre des simulations de faisceau obtenues pour une densité de 5.10^{15} m^{-3} et des tensions de la grille plasma variant entre 10 et 1000 V, pour $d = 1,5 \text{ mm}$ et $D = 2,8 \text{ mm}$. L'épaisseur des grilles vaut 0,5 mm. La géométrie est axisymétrique et représente un seul trou circulaire. Les conditions et la géométrie sont celles de la paire de grilles qui est utilisée pour la création des faisceaux d'ions à partir du second prototype de PEGASES (les résultats expérimentaux de l'accélération sont présentés dans le chapitre 6). Les équipotentielles sont tracées en bleu. Les trajectoires des ions positifs sont tracées en rouges, l'ensemble des trajectoires forme le faisceau d'ions. Le plasma est situé à gauche et l'espace aval est à droite.

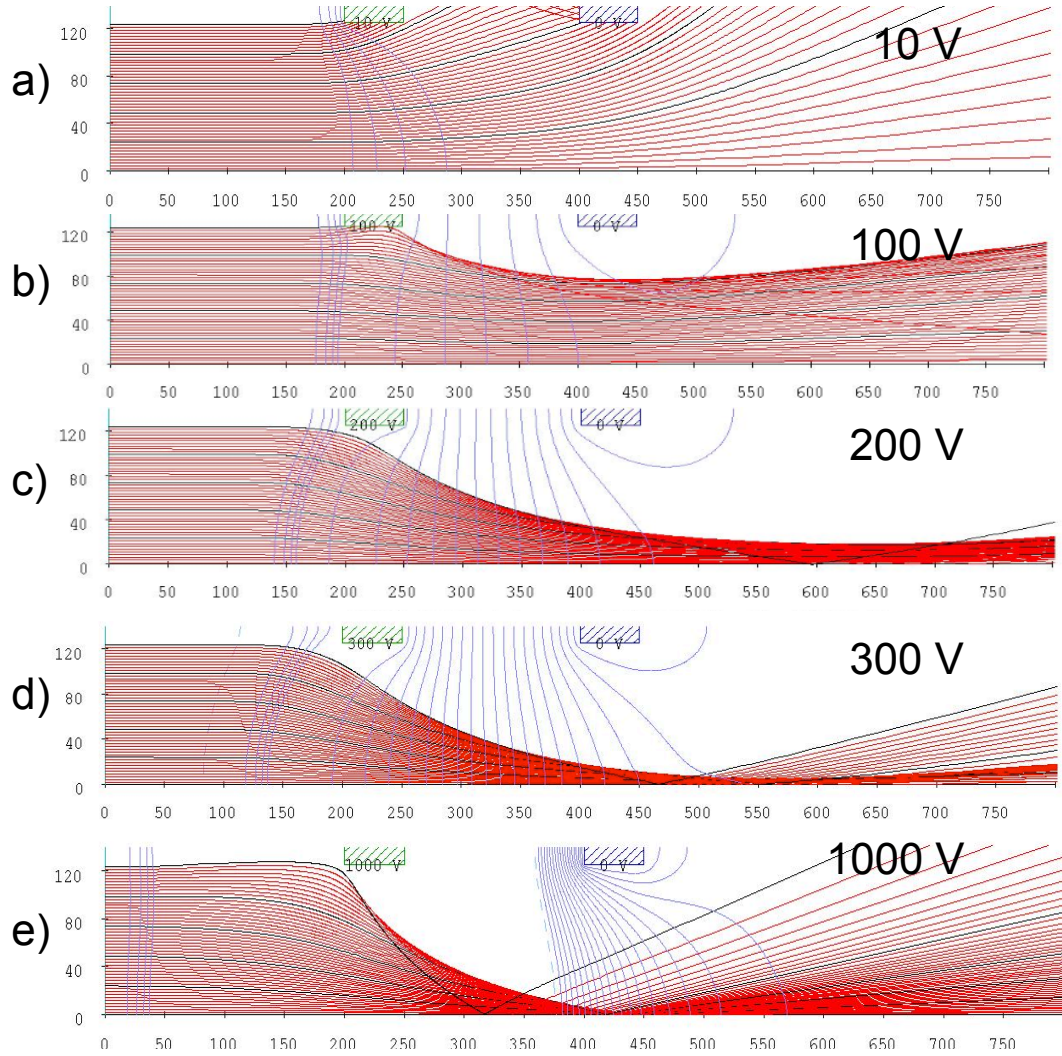


FIGURE 1.8 – Simulation sous IGUN d'un faisceau d'ions positifs issus d'un plasma électropositif de densité électronique 5.10^{15} m^{-3} avec une tension d'accélération variable : a) $V_{g1} = 10$ V et b) $V_{g1} = 100$ V résultant en une pervéance trop élevée ; c) $V_{g1} = 200$ V résultant en une pervéance proche de Π_{max} ; d) $V_{g1} = 300$ V et e) $V_{g1} = 1000$ V résultant en une pervéance trop faible. Les équipotentiels sont représentées par les lignes bleues. On a $D = 2,8$ mm et $d = 1,5$ mm.

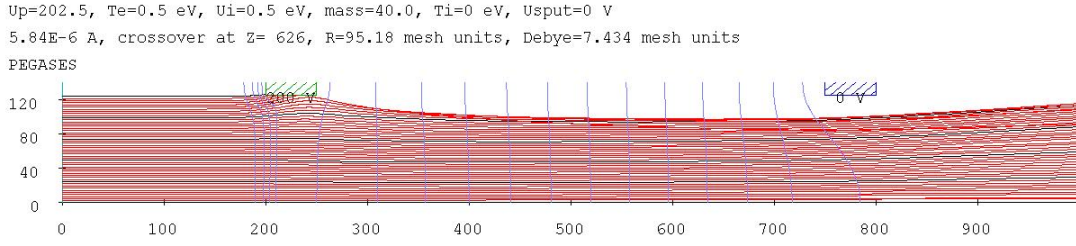


FIGURE 1.9 – Simulation sous IGUN d'un faisceau d'ions positifs issus d'un plasma électropositif de densité électronique 5.10^{15} m^{-3} avec une tension d'accélération de 200 V. On a $D = 2,8 \text{ mm}$ et $d = 2D$.

Si la source a une pervéance supérieure à Π_{max} , c'est-à-dire avec un courant élevé ou une tension d'accélération trop faible, s diminue, la gaine devient concave, la première grille est transparente pour le plasma qui pénètre alors entre les grilles et les ions ne sont plus accélérés sous forme de faisceau mais sont interceptés par la seconde grille. La figure 1.8a montre que dans le cas où $V_{g1} = 10 \text{ V}$, les équipotentielles sont concaves, le plasma pénètre l'espace entre les grilles et les ions bombardent les grilles.

Pour V_{g1} comprise entre 100 V et 300 V (Fig. 1.8b,c,d), les équipotentielles sont convexes, dû à la formation de la gaine devant le trou comme attendu. Le cas où $V_{g1} = 100 \text{ V}$ montre un faisceau divergent sans être intercepté par les grilles (Fig. 1.8b). Cependant, les trajectoires ne sont pas parallaxes, la pervéance est donc supérieure à Π_{max} . La divergence du faisceau entraîne une réduction de la poussée et est préjudiciable au satellite ou vaisseau, notamment à ses panneaux solaires. La figure 1.8c, correspondant à $V_{g1} = 200 \text{ V}$, montre un faisceau parallèle à \vec{x} , indiquant un bon dimensionnement des grilles en fonction des paramètres physique et électrique, et une pervéance proche de Π_{max} . Cet exemple montre que lorsque les ions sont correctement focalisés, le diamètre des trous de la grille d'accélération peut être inférieur à celui des trous de la grille plasma. La figure 1.8d montre le cas où $V_{g1} = 300 \text{ V}$. La tension de la grille d'accélération est trop élevée, conduisant à une convexité plus prononcée des équipotentielles qui s'enfoncent dans le plasma, une augmentation de l'épaisseur de gaine devant le trou et une inclinaison des trajectoires qui adoptent un angle important par rapport à l'axe d'accélération. On obtient un faisceau divergent dont les trajectoires se croisent lorsque la pervéance est inférieure à Π_{max} . La figure 1.8e montre un cas où la tension est trop élevée et proche du cas extrême conduisant à une interception du faisceau par la seconde grille et une durée de vie raccourcie.

La source d'ions possède également une pervéance inférieure à Π_{max} si $d > D$. La figure 1.9 montre le cas où le diamètre des trous est le double de la distance entre les grilles et les autres paramètres de la simulation sont identiques à ceux de la figure 1.8c.

La figure 1.10 montre l'effet de la densité du plasma sur la focalisation des ions accélérés. Lorsque la densité est multipliée par 2, le faisceau s'élargit, les équipotentielles perdent en concavité et la pervéance est trop élevée comme dans le cas de la figure 1.8b. On voit ainsi l'importance de connaître les caractéristiques du plasma pour choisir la géométrie des grilles lorsque la tension d'accélération est fixée par l'alimentation électrique disponible.

Les ions qui bombardent la face avant de la première grille possèdent une énergie ac-

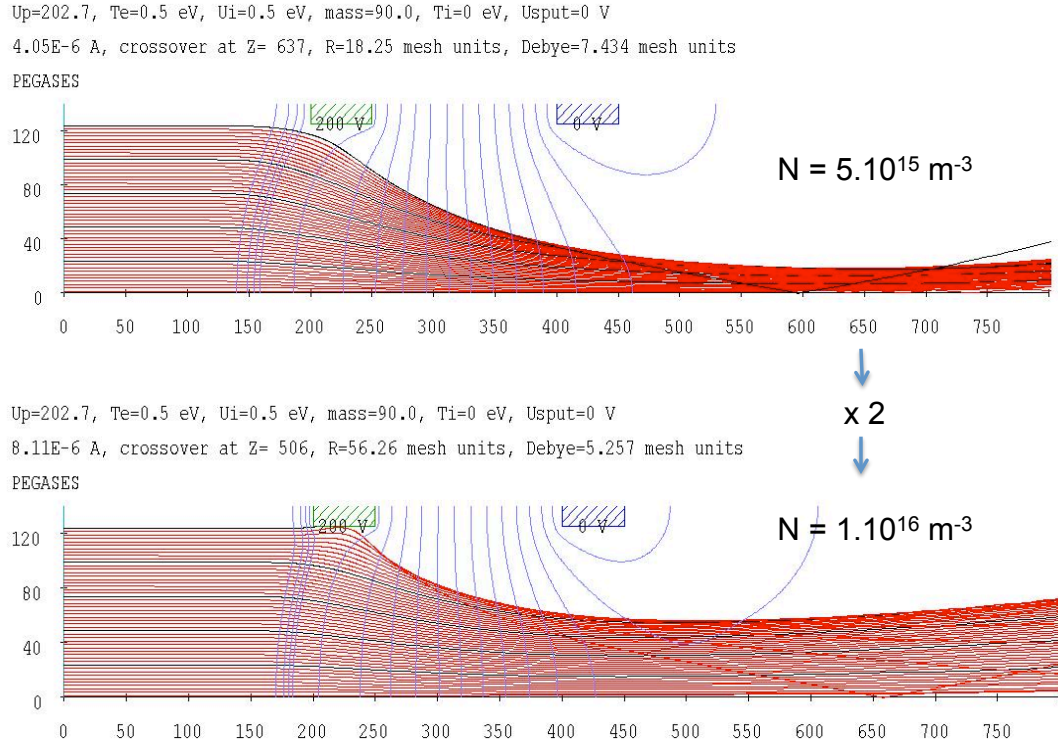


FIGURE 1.10 – Simulation sous le logiciel IGUN d'un faisceau d'ions positifs issus d'un plasma électropositif de densité électronique variant de 5.10^{15} m^{-3} à 10^{16} m^{-3} avec une tension d'accélération de 200 V. On a $D = 2,8 \text{ mm}$ $d = 1,5 \text{ mm}$ (comme sur la figure 1.8).



FIGURE 1.11 – Vue de la face arrière de la grille plasma et de la face avant de la grille d'accélération dans le cas de grilles.

quise dans la gaine de type flottante (Eq. (1.9)). Cette énergie est suffisamment faible pour ne pas détériorer la grille. En revanche, un faisceau d'ions mal focalisé entraîne la création d'électrons secondaires lorsque les ions tapent sur la seconde grille. Le champ entre les grilles est accélérateur des ions positifs vers la sortie mais accélèrent ces électrons secondaires vers la face arrière de la grille plasma, ce qui conduit à sa détérioration. La figure 1.11 montre la face arrière de la grille plasma et la face avant de la grille d'accélération après une longue opération en accélération continue des ions positifs d'un plasma d'argon dans le second prototype de PEGASES. La couleur bleue de l'arrière de la première grille montre que l'acier inoxydable a chauffé au centre à des températures de l'ordre de 300 °C. Ceci est probablement dû à l'impact des électrons secondaires continuellement créés sur la deuxième grille et continuellement accélérés selon l'axe $-\vec{x}$. Cette hypothèse est renforcée par l'allure irisée et concentrique des couleurs résultantes de l'acier, qui pourrait correspondre au profil de densité électronique donnée par le gradient de champ magnétique dans le propulseur dans le plan normal à \vec{x} .

Des ions lents peuvent être produits par collision d'échange de charge avec les neutres entre les grilles ou par des électrons en aval du propulseur, ces ions bombardent ensuite la grille d'accélération et limitent sa durée de vie en dépit des précautions prises dans le dimensionnement des grilles. Si l'étude menée ici n'utilise que deux grilles pour des raisons de simplicité de l'étude expérimentale, on notera cependant que les propulseurs à grilles et d'autres sources de faisceaux d'ions utilisent généralement plus de deux grilles, notamment pour la focalisation du faisceau et la prévention de l'érosion par les particules accélérées et celles issues du *backscattering*. Ainsi une troisième grille dite de décélération est souvent ajoutée pour limiter l'érosion de la grille d'accélération. L'étude de l'érosion des grilles après 30 000 heures de tir sur des moteurs de la NASA ([3] p.227) a montré l'intérêt d'ajouter une grille de décélération pour augmenter la durée de vie de la grille d'accélération. Dans tous les cas, une étude en laboratoire nécessite que la dernière grille soit au potentiel du caisson. L'énergie des ions en sortie de tels systèmes correspond alors à la différence de potentiel globale, c'est-à-dire en faisant la somme de toutes les différences de potentiel en valeurs algébriques [24]. Dans le cas de ce manuscrit, l'étude de l'érosion n'a pas été menée puisque le propulseur n'en est pas encore au stade de la qualification. On a cependant pu constater que le travail en accélération continue à faible tension (40 V) des ions positifs vers l'extérieur à travers les grilles (et donc d'électrons de la grille d'accélération vers la grille plasma) entraîne une modification de l'état de surface des grilles par chauffage ; ceci peut également déclencher des décharges électrostatiques, voire le passage à l'arc sur les grilles, comme le montre la figure 1.11.

L'utilisation de grilles d'accélération permet de focaliser les ions et leur donner une vitesse anisotrope correspondant à V_{accel} : il n'y a pas de réduction de la vitesse qui soit intrinsèque au propulseur. Les PEG sont souvent préférés par les industriels pour le rapport de l'impulsion spécifique sur la puissance électrique.

1.4.2.3 Diamètre du faisceau

Le diamètre d'un faisceau d'ions est choisi en fonction de l'application. Les faisceaux très focalisés (FIB pour *focused ion beam*) sont créés avec des grilles d'accélération comportant une seule ouverture circulaire de diamètre de l'ordre du nanomètre. Ils sont utilisés dans des applications de précision dans l'industrie des semi-conducteurs, les sciences

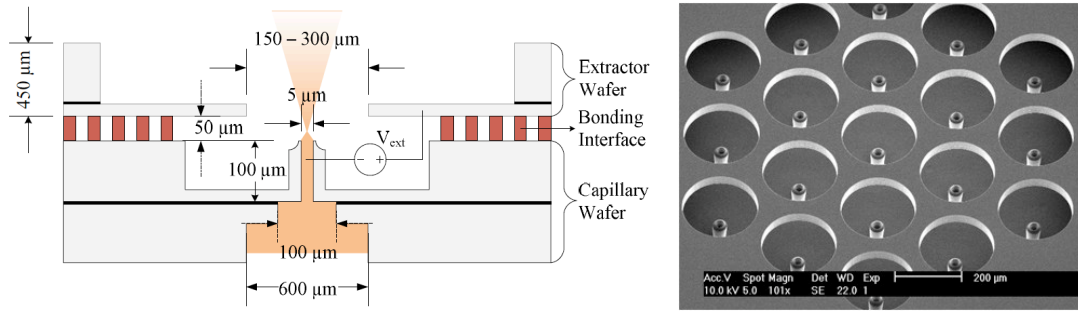


FIGURE 1.12 – Vue en coupe du micropropulseur à électrospray de l'EPFL et vue de quelques trous des grilles avec les capillaires apparaissant sur les axes d'extraction.

des matériaux et le domaine biomédical. Les micropropulseurs utilisent de multiples FIB pour générer la poussée. La figure 1.12 présente le moteur utilisé dans le projet *CleanSpace One* développé à l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, visant à développer et construire le premier satellite destiné au nettoyage des débris dans les orbites terrestres par accrochage, désorbitage et désintégration à l'aide d'un bras préhensile, ou bien des voyages au-delà des orbites terrestres [25, 26]. Le moteur utilise des ions positifs et des ions négatifs qui sont non pas extraits d'un plasma à travers une gaine de Child-Langmuir, mais sont électrostatiquement extraits d'un liquide ionique polarisé alternativement placé dans un capillaire de 5 µm de diamètre ou micro-tuyère. Les ions sont ensuite accélérés à l'aide d'une grille polarisée en opposition de phase par rapport au liquide, résultant en des faisceaux d'ions positifs et négatifs successifs de diamètres 150 µm. Le courant de sortie de l'électrospray ainsi formé est de l'ordre du microAmpère pour quelques centaines à quelques milliers de Volts et plus de 1000 micro-tuyères par centimètre carré. Les capillaires utilisés ont eux-mêmes été réalisés par gravure profonde par plasma. Le premier lancement devrait avoir lieu en 2015 ou 2016 ; le moteur pèse quelques centaines de gramme et pourrait être utilisé pour propulser des masses jusqu'à 100 kg.

Un faisceau large est nécessaire pour avoir un courant de sortie élevé, alors des grilles avec de nombreuses ouvertures de petites tailles par lesquelles passent des faisceaux focalisés, sont à prévoir [3]. La focalisation du faisceau est d'autant plus importante dans ce cas pour éviter le croisement des trajectoires des ions qui peut également créer un bombardement ionique sur la grille d'accélération [3]. Les faisceaux d'ions larges sont utilisés dans la propulsion spatiale [2, 3, 27], la modification d'état de surface comme la gravure dans l'industrie microélectronique [21, 22, 28, 29] ou la création de faisceaux de particules neutres rapides dans le domaine de la fusion thermonucléaire [30, 31, 32].

1.4.2.4 Compensation de la charge d'espace en aval

La création de faisceaux d'ions engendre une charge d'espace en aval de la source, positive ou négative si des ions positifs ou négatifs sont éjectés respectivement. Les ions positifs sont neutralisés par la présence d'électrons ou d'ions négatifs. Les ions négatifs nécessitent la présence d'ions positifs pour être neutralisés. Lors de l'éjection de matière positive, l'engin propulsé se charge négativement et la poussée est annulée par le retour des ions positifs attirés par le propulseur. Si un système de neutralisation des charges est mis en place en aval, les ions ne retournent pas vers le moteur qui poursuit alors sa course.

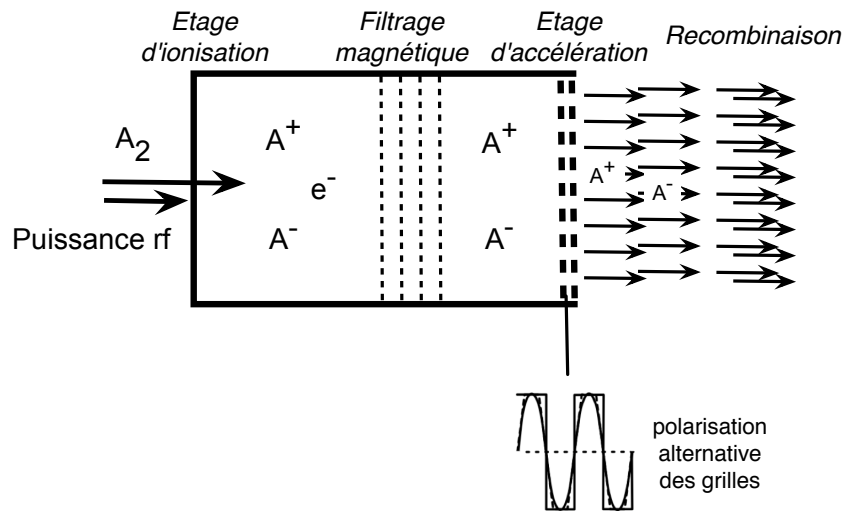


FIGURE 1.13 – Le concept PEGASES avec illustrations du premier brevet décrivant les étages d’ionisation et de filtrage des électrons, et du troisième brevet concernant l’accélération alternée dans le temps des ions positifs et des ions négatifs et leur recombinaison.

Ainsi, le transport d’un faisceau d’ions et l’accélération de l’engin ne sont donc possibles que lorsque la charge d’espace est neutralisée.

Les propulseurs ioniques classiques n’éjectant que de la matière positive, une cathode neutralisante est placée en sortie afin de fournir des électrons (Fig. 1.5 et 1.6). Différents types de cathodes existent : cathode chaude ou froide, cathode à oxyde, etc. [3]. Cependant, la cathode ajoute en complexité et en poids au propulseur et nécessite une plus grande puissance électrique disponible. C’est d’autant plus vrai pour un moteur à effet Hall qui utilise une partie des électrons éjectés par la cathode pour ioniser le plasma. La durée de vie de la cathode est un paramètre qui peut limiter son utilisation dans le temps. S’affranchir de la cathode a constitué l’une des principales motivations de nombreux concepts à fort potentiel qui sont aujourd’hui testés dans le but d’augmenter la durée de vie, l’efficacité et la fiabilité des moteurs ioniques. On trouve parmi eux les propulseurs utilisant à la fois des ions positifs et des ions négatifs comme le micropropulseur à électrospray de l’EPFL (Fig. 1.12) ou le moteur PEGASES qui fait l’objet de cette thèse, ou qui éjecte un plasma quasi-neutre comme le *Helicon Double Layer Thruster* (HDLT) [33].

Dans le cas d’un propulseur spatial, l’espace aval doit être électriquement neutre. Le faisceau doit être neutralisé à la sortie mais peut comporter des particules chargées qui se neutralisent globalement de sorte que la densité de charge totale nette est nulle. Certaines applications utilisent des faisceaux de neutres rapides, c’est le cas des injecteurs de neutres en fusion. Dans ce cas, les charges électriques extraites doivent être neutralisées par des recombinaisons ion positif-ion négatif ou ion positif-électron, ou par photodétachement.

1.4.3 Un nouveau concept de propulseur : PEGASES

Parmi les concepts prometteurs de propulseurs ioniques se trouve le propulseur électrostatique à grilles PEGASES pour *Plasma Propulsion with Electronegative Gases*, conçu au LPP

en 2005 par P. Chabert, présenté sur la figure 1.13. Ce nouveau propulseur plasma a la particularité d'éjecter à la fois des ions positifs et des ions négatifs pour générer la poussée. La charge d'espace aval créé par un faisceau est neutralisée par l'autre faisceau. La cathode neutralisante n'est alors plus nécessaire. La recombinaison ion-ion est plus efficace que la recombinaison ion-électron, on peut donc s'attendre à avoir une recombinaison des charges en aval du propulseur par les ions de signes de charge opposés. Un faisceau globalement neutre constitué de neutres rapides et d'une faible densité de charges peut alors être obtenu en aval d'une telle source d'ions, contrairement aux PEH et PEG classiques qui créent un plasma secondaire constitué d'ions positifs et d'électrons en aval.

Trois brevets décrivent les différents étages du propulseur. Le premier brevet (2007) détaille le concept du moteur et le fonctionnement des trois étages. Comme le montre la figure 1.13, une puissance radiofréquence (rf) excite un gaz moléculaire électronégatif résultant en un plasma électronégatif constitué à la fois d'ions positifs, d'ions négatifs et d'électrons; c'est le premier étage du propulseur, le diiode est proposé comme gaz électronégatif. Dans un second étage, une barrière magnétique statique permet de filtrer les électrons en les piégeant autour des lignes de champ magnétique. La barrière magnétique doit être dimensionnée de manière à ce que son étalement selon l'axe de diffusion soit limité et l'intensité du champ doit être telle que les ions puissent diffuser librement et que seuls les électrons soient magnétisés. Ceci est permis par la différence de masse entre les ions et les électrons, et donc un rayon de giration de Larmor des électrons (resp. des ions) très petit (resp. très grand) devant les dimensions du propulseur. Un plasma ion-ion, c'est-à-dire idéalement dépourvu d'électrons, existe alors en aval de la barrière magnétique. On obtient alors deux régions de différentes températures électroniques, l'une plus chaude du côté de l'injection de puissance rf ou région d'ionisation, l'autre plus froide en aval de la barrière magnétique ou région d'attachement et de création du plasma ion-ion. Il faut ensuite créer un champ électrostatique pour accélérer les ions en utilisant avantageusement le phénomène de gaine de Child-Langmuir. Ainsi le troisième étage est constitué de grilles polarisables disposées sur l'axe de diffusion dans la région du plasma ion-ion. Une différence de potentiel constante entre les grilles ne permet d'accélérer les ions que d'un seul signe de charge électrique. Le premier brevet traite de l'extraction simultanée et séparée dans l'espace des charges positives dans un extracteur et des charges négatives dans un autre extracteur à proximité (non illustré sur la figure 1.13); il a donné naissance au premier prototype de PEGASES [34]. Le second brevet (2010) traite de l'injection optimisée des neutres dans les régions de différentes températures électroniques dans le propulseur pour favoriser localement l'ionisation et l'attachement [35].

L'accélération des deux faisceaux dans l'espace posant des problèmes de stabilité, un troisième brevet (2012) décrit l'accélération alternée dans le temps des ions positifs et des ions négatifs à travers une unique surface d'extraction; ce principe de fonctionnement est illustré sur la figure 1.13 et qui est mis en oeuvre dans le second prototype [36]. Une tension alternative est nécessaire afin d'accélérer à la fois les ions positifs et les ions négatifs. PEGASES n'a donc pas besoin de la cathode neutralisante puisque les électrons et les ions positifs proviennent de l'ionisation par la source rf et que la neutralisation en aval est intrinsèque.

1.5 Objectifs et déroulement de la thèse

1.5.1 Point de départ

Le projet PEGASES a été initié par Pascal Chabert dès 2006. Le propulseur a déjà fait simultanément l'objet d'une thèse soutenue au LPP en 2009 par Gary Leray [37, 38] et de recherche post-doctorale par Ane Aanesland et Albert Meige [39, 40, 41]. Les deux premiers étages ont été étudiés expérimentalement à l'aide d'une sonde de Langmuir et d'un analyseur en énergie des ions (RFEA) d'abord dans le réacteur hélicon puis dans le premier prototype du propulseur en utilisant un plasma de dioxygène. Les étages 2 et 3 ont ensuite été étudiés d'un point de vue théorique par des modèles fluide et cinétique. Il a été montré que le flux de gaz entrant et le champ magnétique dans le coeur du plasma créé par les solénoïdes permettent de trouver un optimum du flux d'ions positifs, depuis le coeur où la température électronique est élevée vers la zone d'extraction. Mais le champ magnétique dans PEGASES n'était pas assez fort pour obtenir une quantité respectable d'ions négatifs par attachement électronique et donc un plasma ion-ion dans le deuxième étage [37, 38]. De plus, le flux d'ions négatifs est inversement proportionnel à la pression des neutres, mais celle-ci doit être suffisante pour que des neutres soient disponibles dans la zone de faible température électronique (comme c'est le cas dans le réacteur hélicon où les neutres sont introduits par la chambre de diffusion et non pas dans la chambre source). Il faut alors trouver un compromis entre les flux entrant et les champs magnétiques nécessaires aux deux premiers étages. L'étude numérique de la structure de la gaine a montré que la loi de Child-Langmuir décrit aussi bien la gaine d'un plasma électron-ion positif ou d'un plasma ion positif-ion négatif.

Finalement, il a été constaté que :

- l'étage d'ionisation de géométrie cylindrique est le siège d'instabilités en raison de la structure en double hélicon avec deux extracteurs,
- la conductivité électronique étant très forte le long des lignes de champ magnétique, les électrodes aux extrémités du cylindre doivent pouvoir contrôler le potentiel du plasma et sa diffusion,
- l'utilisation du dioxygène comme gaz électronégatif n'était pas concluant, un gaz moléculaire avec un plus fort taux d'attachement tel l'Hexafluorure de soufre (SF_6) serait préférable [39],
- le champ magnétique dans la zone d'extraction doit être renforcé pour avoir une zone de température électronique suffisamment faible pour favoriser l'attachement électronique ; on obtient alors deux régions de température, l'une élevée de l'ordre de quelques eV et l'autre bien plus faible de l'ordre de 1-2 eV, correspondant respectivement à l'étage d'ionisation et l'étage ion-ion,
- un seul extracteur d'ions serait préférable pour s'affranchir des problèmes d'asymétrie et d'instabilités du plasma et permettre une plus grande surface d'extraction.

L'accélération des ions par grilles polarisées n'a pas été étudiée expérimentalement.

1.5.2 Objectifs et déroulement

L'objectif de ma thèse est d'obtenir et d'étudier expérimentalement une source de plasma ion-ion avec un bon couplage de la puissance et d'accélérer alternativement les

ions.

J'ai passé les premiers mois sur le premier prototype déjà monté à mon arrivée au LPP mais pas encore optimisé pour créer un plasma ion-ion. L'étude expérimentale de l'accélération n'en était qu'à ses balbutiements. L'utilisation du SF₆ et des diagnostics électriques sur le réacteur hélicon avait permis à la fois le dimensionnement du prototype et les idées d'amélioration pour la création du plasma ion-ion. Ainsi, prenant la suite de la thèse de Gary Leray, j'ai tenté de diminuer le couplage capacitif de l'antenne, j'ai obtenu un plasma ion-ion en utilisant du SF₆ et j'ai commencé les expériences et les mesures sur l'accélération des ions, à partir d'un plasma électropositif d'argon et d'un plasma ion-ion en utilisant SF₆ (chapitre 5).

Parallèlement, j'ai participé au dimensionnement et au montage du second prototype en collaboration avec Valery Godyak. La réalisation et l'étude de la boîte d'accord d'impédance ont occupé une majeure partie de mon temps afin d'obtenir un étage d'ionisation performant et dans lequel le diagnostic par sonde de Langmuir soit non perturbé par la radiofréquence. Le premier allumage du deuxième prototype a eu lieu au LPP le 15 juin 2010 en ne conservant que le pompage primaire. Une pression de l'ordre du Torr a permis d'avoir suffisamment d'électrons primaires avec un faible libre parcours moyen pour permettre l'ionisation. Puis l'utilisation du starter pour créer davantage d'électrons primaires ou des grilles qui augmentent la pression interne du propulseur ont permis de travailler avec un vide limite plus poussé dans la chambre à vide.

Deux exemplaires supplémentaires ont ensuite été réalisés pour deux autres postes d'expérimentation au LPP et à l'ICARE. L'étage ion-ion est actuellement étudié en détail sur le prototype aux parois conductrices par un autre doctorant au LPP, Jérôme Bredin, au moyen de sondes de Langmuir. La conception de la boîte d'accord a une influence sur la mesure des paramètres plasma avec ce type de sonde. Un travail en binôme a permis d'étudier cette influence et d'améliorer le circuit électrique en conséquence avec les précieux conseils de Valery Godyak.

L'étage d'accélération constitue mon deuxième poste de travail. L'accélération continue des ions positifs a été reproduite, l'accélération des ions négatifs a été également possible. Puis un long travail de développement du système de tension alternative pour les grilles a débuté à l'automne 2010 en collaboration avec l'ingénieur d'étude spécialisé en EEA du LPP, Jonathan Herinay Andriamijoroasa. Se sont présentées toutes les difficultés liées à l'interaction entre l'électronique de puissance pulsée et le plasma, notamment à cause de l'émission secondaire et des surtensions à la commutation. Une grande difficulté provient du choix des semiconducteurs dans le commerce qui ne permettent pas d'obtenir des fréquences élevées en même temps qu'une puissance élevée. A l'heure du bouclage de ce manuscrit, le développement du système d'accélération fait sur mesure comprenant le bras d'onduleur pour travailler jusqu'à 1 kV crête à crête et une fréquence jusqu'à 200 kHz ainsi que les générateurs de tension 1kV - 1A est en cours de tests.

L'étude est reprise par Denis Renaud, qui a fait son stage de M2 au LPP au printemps 2012 et poursuit en thèse à l'ICARE, et Dmytro Rafalskyi en post-doc au LPP dès l'automne 2012. La polarisation du plasma et l'accélération par des tensions alternatives sont étudiées numériquement par Nouredine Oudini, post-doc au LPP depuis décembre 2011, à la suite du travail d'Albert Meige.

Les différents éléments de chaque prototype ainsi que les diagnostics associés sont détaillés dans la suite. Le couplage inductif et les paramètres du plasma obtenus par

sonde de Langmuir avant la barrière magnétique sont exposés dans une première partie. Une deuxième partie s'intéresse au principe et aux résultats de l'accélération dans les régimes continu et alterné des ions positifs et des ions négatifs dont on contrôle l'énergie.

Chapitre 2

Les prototypes de PEGASES et les diagnostics électriques utilisés

Sommaire

2.1	Le premier prototype	27
2.2	Le second prototype	29
2.3	Moyen d’essai en laboratoire	31
2.4	Les diagnostics utilisés	35
2.4.1	Une sonde capacitive pour mesurer les oscillations rf du potentiel plasma (CP)	35
2.4.2	Sondes de Langmuir (LP et PLP)	36
2.4.3	Analyseur d’énergie des ions (RFEA)	42

Le montage expérimental concernant le corps des deux prototypes, le moyen d’essai en laboratoire et les diagnostics électriques associés sont détaillés dans ce chapitre.

2.1 Le premier prototype

Un plasma ion-ion a été observé en lisière d’une décharge hélicon par Plihon *et al.* conduisant à un plasma stratifié [42]. Le premier prototype a donc été conçu comme un double hélicon à une seule antenne et une seule chambre source mais à deux chambres de diffusion dont on souhaite extraire les ions positifs de l’une et les ions négatifs de l’autre.

La figure 2.1 présente le premier prototype de PEGASES. Le plasma est créé par une bobine radiofréquence à trois spires dans un tube de quartz de diamètre intérieur 48 mm, de longueur 350 mm et de paroi d’épaisseur 6 mm. L’injection de gaz est latérale par un tuyau de quartz soudé au tube de la décharge au niveau du centre de la bobine. Quatre solénoïdes sont disposés le long du cylindre; ils sont branchés en série et un courant continu d’intensité 1,5 A circule de manière à créer un champ magnétostatique B_s coaxial avec le tube. L’intensité du champ, mesurée par une sonde à effet Hall, est représentée le long de l’axe d’extraction en fonction de la distance x à l’axe du tube sur la figure 2.2. Le champ créé par les solénoïdes est maximal sur l’axe en face de l’extracteur où il vaut 110 G, puis décroît le long de l’axe d’extraction.

Aux extrémités du tube de quartz sont placées deux électrodes de diamètre 48 mm qui sont électriquement reliées et polarisables par rapport à la masse commune à tout

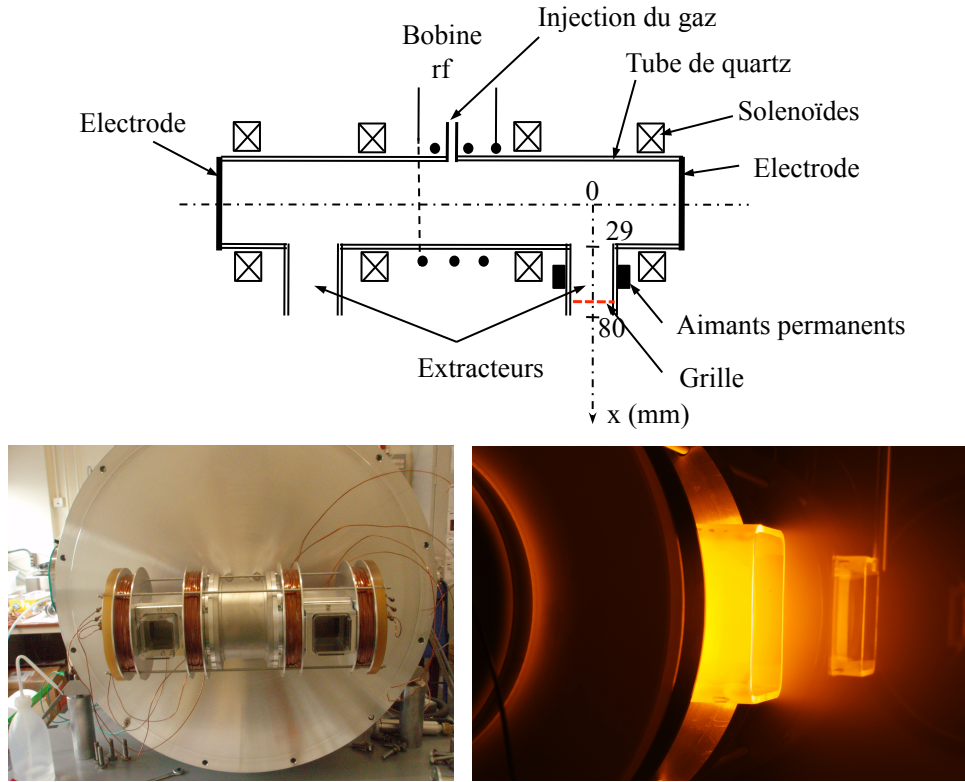


FIGURE 2.1 – Premier prototype de PEGASES. En haut, schéma de principe. En bas, à gauche, vue du prototype sur sa bride retournée vers l'extérieur ; à droite, vue de côté en fonctionnement avec un plasma de SF_6 .

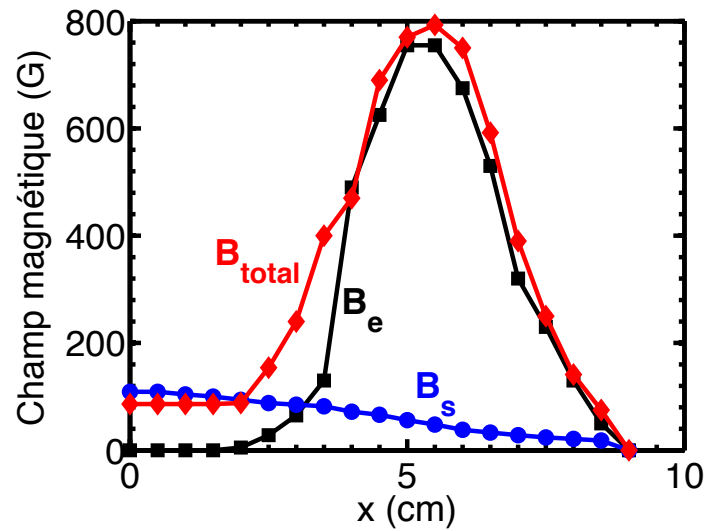


FIGURE 2.2 – Intensité du champ magnétique en fonction de la distance à l'axe du cylindre. Le champ est créé par les solénoïdes uniquement, noté B_s (cercles bleus), par les aimants permanents uniquement, noté B_e (carrés noirs) ou le champ total créé par les deux dispositifs, noté B_{total} (losanges rouges).

le montage. Deux ouvertures sur la surface latérale prolongées par deux tubes de pyrex de longueur 50 mm sont utilisées comme extracteurs des ions du plasma, leur section est rectangulaire de dimensions 40×44 mm. Des grilles peuvent être ajoutées dans les extracteurs afin de créer le champ électrostatique accélérateur. Les trous d'une grille sont disposés en quinconce et ont pour diamètre 1 mm, soit une transparence de la grille $\tau_1 = 0,20$.

Des aimants permanents en NdFeB, recouverts de nickel et de dimension $40 \times 40 \times 10$ mm, peuvent être ajoutés le long d'un extracteur pour renforcer le champ magnétique (Fig. 2.2) : le champ est noté B_e et son maximum vaut 750 G en $x = 45$ mm. Le champ total B_{total} est la somme des deux champs magnétiques : $B_{total} = B_e + B_s$. Le champ total est maximal en $x = 45$ mm et vaut 790 G lorsque les solénoïdes et les aimants sont utilisés simultanément.

2.2 Le second prototype

Le second prototype de PEGASES a été réalisé en collaboration avec Valery Godyak. Les différents étages sont indiqués en italique sur la figure 2.3. Le propulseur ne possède qu'un seul extracteur : au lieu d'une séparation spatiale des faisceaux d'ions positifs et d'ions négatifs, on choisit une séparation temporelle à l'aide de grilles soumises à une différence de potentiel bipolaire.

La longueur du propulseur a été choisie d'après les résultats de Aanesland *et al.* [39] qui montrent que le plasma ion-ion peut se former après la barrière magnétique en lisière d'une décharge hélicon aux alentours de 13 cm du centre de la décharge. Ainsi la longueur choisie est de 124 mm. Les autres dimensions sont imposées par le choix d'utiliser des diamètres de bride standard, afin d'assurer la portabilité du système pour des essais dans des chambres à vide. Le compromis a donné des dimensions intérieures de $124 \times 120 \times 80$ mm. Le corps du propulseur est usiné à partir d'un bloc d'aluminium pour donner deux versions : l'une des deux versions est anodisée sur une couche d'épaisseur d'environ 50 μm afin de rendre ses parois diélectriques et étudier le processus d'accélération, tandis que l'autre version conserve ses parois conductrices et est utilisé pour les diagnostics du plasma à l'intérieur de la source. Sous la couche diélectrique, le matériau est conducteur et relié à la masse par les vis qui maintiennent les injecteurs de gaz. Pour les mesures avec une tension d'accélération supérieure à 40 V, l'épaisseur de la couche d'aluminium anodisé n'est pas suffisante et est trop irrégulière, conduisant à de nombreux claquages dans la gaine de Child-Langmuir qui se forme devant de petites surfaces à masse mises à nues au fur et à mesure. Un tube en pyrex est alors utilisé pour isoler les parois lors des mesures d'accélération des ions. Il est dimensionné pour être suffisamment proche des parois initiales du propulseur afin de conserver un volume de décharge similaire ; les trous d'injection du gaz y sont reproduits.

Le gaz est détendu jusqu'à la pression du caisson dans les barrettes des injecteurs et entre dans le propulseur par ses côtés à travers 8 trous filetés obturables de diamètre 1 mm répartis tout le long de l'axe de diffusion. La taille du trou ne doit pas être supérieure afin d'éviter que le plasma ne rentre dans les injecteurs : la taille de la gaine attendue en opération conditionne ce diamètre. Le gaz est ionisé et le plasma couplé inductivement par une bobine plane à noyau de ferrite.

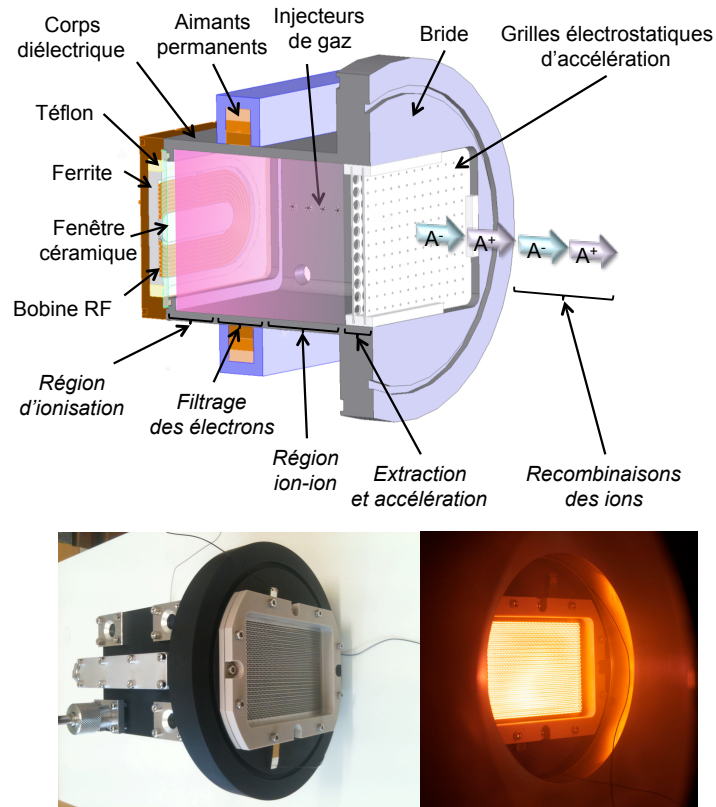


FIGURE 2.3 – Second prototype de PEGASES. En haut, schéma de principe avec les différents étages mentionnés en italique. En bas : à gauche, vue du prototype avec les grilles ; à droite, vue en fonctionnement avec les grilles et un plasma Ar/SF₆.

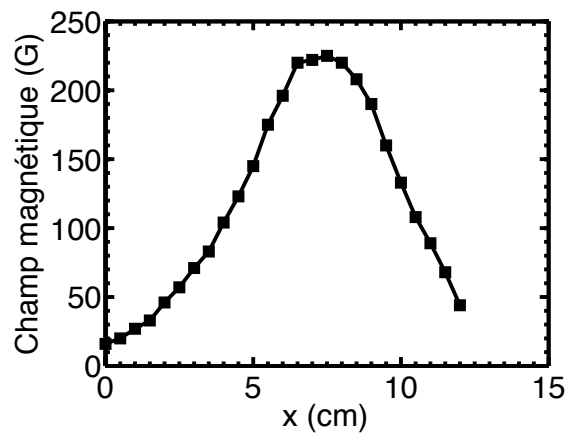


FIGURE 2.4 – Intensité du champ magnétique créé par les aimants permanents en fonction de la distance à la bobine.

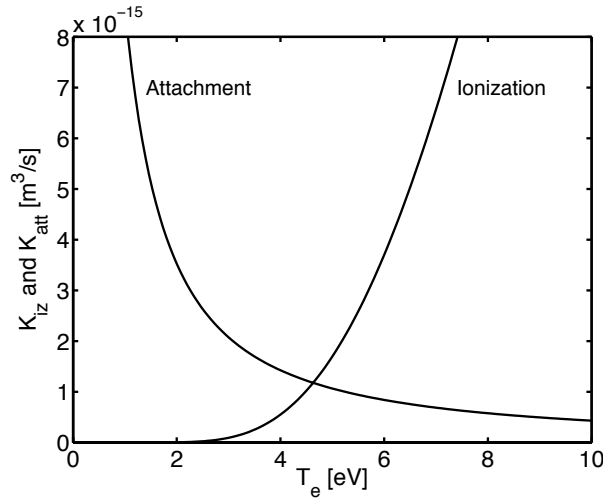


FIGURE 2.5 – Taux d’ionisation et taux d’attachement électronique pour SF_6 en fonction de la température des électrons du plasma.

Des aimants permanents en NdFeB, recouverts de nickel et de dimension $150 \times 15 \times 12$ mm, sont disposés de part et d’autre du propulseur ; ils peuvent être déplacés horizontalement selon l’axe de diffusion pour s’éloigner de la bobine d’induction et verticalement pour diminuer l’inhomogénéité et l’intensité du champ magnétique dans le plan perpendiculaire à l’axe de diffusion. Dans l’étude réalisée ici, les aimants sont au plus proche du réacteur, soit à 1 cm dû à leur boîtier en aluminium, et au plus loin de la fenêtre céramique, soit à une distance de 7,5 cm. Le champ magnétique mesuré dans cette configuration est donné en figure 2.4 en fonction de la distance à la fenêtre céramique et sa valeur maximale sur l’axe de la décharge est 225 G.

Les deux grilles servant à créer le champ accélérateur des ions sont des tôles en acier inoxydable d’épaisseur 0,5 mm chacune avec des trous circulaires disposés en quinconce à 60 degrés. Une première paire de grilles est réalisée à partir de tôles perforées du commerce et possède des trous de diamètre 1,3 mm, les centres des trous sont espacés de 1,5 mm. Ces grilles sont séparées par une entretoise diélectrique en PEEK d’épaisseur 1,5 mm. Une deuxième paire de grilles possède des trous découpés par laser sur mesure, de diamètre 2,8 mm, les centres des trous sont espacés de 3 mm. Ces grilles sont séparées par une entretoise diélectrique en PEEK d’épaisseur 2,5 mm. Dans les deux cas, la transparence de chacune des grilles est $\tau_2 = 0,6$. L’ensemble des grilles et de l’entretoise est disposé à la distance maximale de la fenêtre (13 cm) dans le plan médian de la bride de fixation sur le caisson et maintenu dans un cadre en PEEK fixé par vis sur le bâti du propulseur.

2.3 Moyen d’essai en laboratoire

Utilisation d’un gaz électronégatif Le premier brevet de PEGASES stipule que le gaz électronégatif qui sera utilisé est le diiode. Il s’agit d’un gaz peu onéreux, avec une masse atomique comparable à celle du xénon. Le seuil de première ionisation de I_2 est relativement bas : 9,4 eV pour former I_2^+ et 10,5 eV pour former I^+ , ce qui favorise la formation des ions positifs à faible coût énergétique [43]. En comparaison, le seuil d’ionisation du xénon est de 12,1 eV et celui de l’argon est de 15,7 eV. Le diiode a un

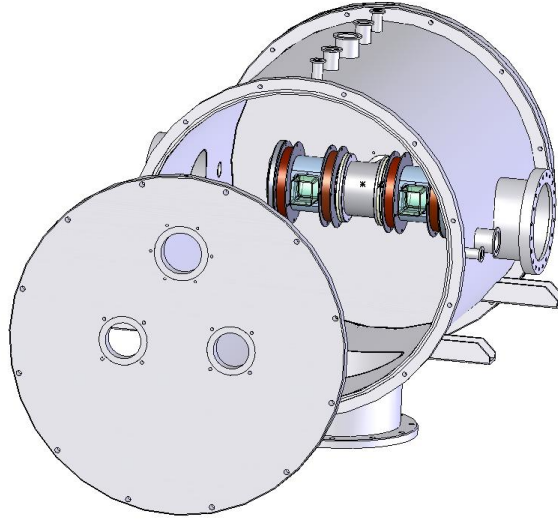


FIGURE 2.6 – Caisson à vide avec le premier prototype de PEGASES monté à l'intérieur.

fort pouvoir de corrosion et se présente à l'état solide à la pression atmosphérique et à température ambiante en laboratoire : le point triple du diiode a pour coordonnées 387,15 K et 12,0 kPa. Ceci demande un système supplémentaire sublimer l'ergol avant de l'injecter dans le réacteur, et la récupération de l'élément au niveau de la pompe. Un moyen d'essai en laboratoire conséquent est donc nécessaire. Ainsi pour les tests préliminaires du propulseur en laboratoire, le gaz électronégatif utilisé ici est l'hexafluorure de soufre (SF_6). Ce gaz est disponible au laboratoire et ne nécessite pas un moyen d'essai avec un groupe de pompage aussi complexe que le diiode (ou le dichlore qui constitue une autre piste [44]). La figure 2.5 montre les taux d'ionisation et taux d'attachement électronique concernant SF_6 en fonction de la température T_e des électrons du plasma. Les taux sont calculés par addition des taux de chaque réaction permettant d'obtenir un ion de la charge considérée (SF_X^+ et F^-) [45]. La lecture des courbes montrent que des ions positifs sont efficacement produits pour $T_e > 4$ eV et les ions négatifs pour $T_e < 4$ eV.

Le caisson à vide Le vide limite à 10^{-11} bar est obtenu à l'aide d'une chambre à vide spécialement dédiée à l'expérience PEGASES (Fig. 2.6). Le caisson utilisé est cylindrique de diamètre 0,6 m et de longueur 0,7 m ; son volume est de 180 L. Le groupe de pompage utilisé est constitué d'une pompe primaire sèche capable de pomper $100 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ et d'une pompe turbomoléculaire de vitesse de pompage $2\,500 \text{ L} \cdot \text{s}^{-1}$ à travers une ouverture de 0,3 m de diamètre ; ces vitesses sont maintenues constantes. La chambre est petite en comparaison des caissons habituellement utilisés pour réaliser les mesures de poussée des propulseurs, de sorte que les parois à la masse peuvent influencer les résultats. Toutefois, il est suffisant pour l'étude préliminaire du prototype et négliger l'influence de la pression résiduelle sur le comportement de la décharge.

L'enceinte à vide dispose d'un certain nombre de ports d'accès optiques et de passages de sonde. Les mesures de pression se font à l'aide de barotrons de gamme 0,01-100 mTorr. La pression résiduelle dans le caisson est mesurée pour les deux prototypes, mais seule la géométrie du deuxième prototype autorise la mesure de la pression à l'intérieure de la source d'ions.

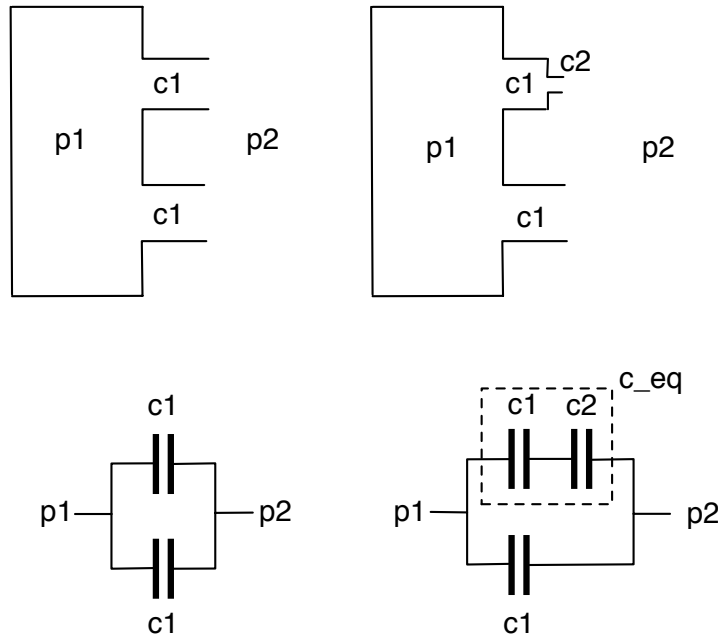


FIGURE 2.7 – Schéma pour le calcul des conductances sans grille (à gauche) et avec grille (à droite).

Gaz	Ar	SF ₆	Ar	SF ₆
Débit entrant (sccm)	28	28	28	14
Grille	non	non	oui	oui
Conductance totale (m ³ .s) ⁻¹	2c ₁	2c ₁	c _{eq} + c ₁	c _{eq} + c ₁
	3,0	1,6	1,5	0,8
p ₁ (mTorr)	2,5	14,9	4,5	14,6
p ₂ (mTorr)	0,4	0,4	0,4	0,3

TABLE 2.1 – Pressions dans le premier prototype et dans la chambre en fonction de la présence de la grille ainsi que du type et du débit de gaz utilisé.

Pression dans le premier prototype Le premier propulseur est monté à l'intérieur du caisson à vide comme le montre la figure 2.6. La pression résiduelle p_2 dans la chambre peut être mesurée à l'aide d'un baratron placé sur l'un des ports du caisson. p_2 varie linéairement avec le débit entrant de gaz donné en sccm avec un facteur de proportionnalité de 0,1 [37]. Il n'y a pas de port d'accès pour mesurer la pression notée p_1 dans le propulseur, mais cette pression peut être estimée en calculant la conductance des extracteurs, dont l'un peut comporter une grille. Les différentes situations pour le calcul des conductances et de la pression sont résumées sur la figure 2.7 et le calcul est donné par [46] :

$$p_1 = \frac{Q_m}{c_{tot}} + p_2 \quad (2.1)$$

où Q_m est le débit massique entrant dans le propulseur et c_{tot} est la conductance totale des deux extracteurs. La conductance d'un extracteur sans grille où la longueur l et la

	coef.	Ar	SF ₆
Propulseur	a	7,7.10 ⁻²	14,7.10 ⁻²
Chambre	a	0,8.10 ⁻²	1,17.10 ⁻²

TABLE 2.2 – Calcul de la pression partielle du gaz p_{gaz} en fonction du débit volumique Q_{gaz} du gaz par la formule $p_{gaz} = aQ_{gaz}$ dans le propulseur et dans la chambre.

section $\pi d^2/4$ sont comparables s'exprime par :

$$c_1 = \frac{\pi v_{th} d^3}{12 l} \quad (2.2)$$

où $v_{th} = \sqrt{(8k_B T_n)/(\pi m_n)}$ est la vitesse thermique des molécules du gaz avec k_B la constante de Boltzman, $T_n = 500$ K et m_n la température et la masse des neutres respectivement ($m_n = 40$ u.m.a. pour l'argon et 146 pour SF₆). Puisqu'il y a deux extracteurs, on considère les deux conductances en parallèle et on peut tracer un schéma électrique équivalent comportant 2 condensateurs en parallèle (Fig. 2.7a). La conductance totale est alors de $2c_1$. Lorsque la grille est insérée, l'extracteur se modélise par deux conductances en série, la première étant c_1 comme précédemment ; la seconde correspond à un orifice de longueur petite devant le diamètre, soit une conductance :

$$c_2 = \frac{v_{th} A_g}{4} \quad (2.3)$$

où A_g est la surface d'extraction résultant de la transparence de la grille, soit un diamètre équivalent $d_g = d\sqrt{\tau_1}$. On a alors la conductance équivalente :

$$c_{eq} = \frac{c_1 c_2}{c_1 + c_2} \quad (2.4)$$

et la conductance totale vaut $c_1 + c_{eq}$ (fig. 2.7 à droite). L'ensemble des paramètres de gaz et grandeurs calculées sont résumées dans le tableau 2.1. p_1 est de l'ordre de quelques mTorr sans la grille et de la dizaine de mTorr lorsque la grille est insérée. La présence de la grille d'accélération entraîne l'existence d'un plus fort gradient de pression entre le propulseur et la chambre. Dans cette estimation, le dégazage des parois n'a pas été pris en compte.

Pression dans le second prototype La figure 2.8 montre le second prototype fixé sur le caisson à l'aide d'une bride DN160ISO-K. La pression dans le propulseur peut être mesurée en plaçant un baratron identique à celui de la chambre à la place de l'un de ses hublots. Les pressions dans le propulseur et la chambre varient linéairement avec le débit volumique Q_{gaz} . Les conditions et les coefficients de proportionnalité pour le calcul des pressions partielles sont donnés dans le tableau 2.2. La pression totale est égale à la somme des pressions partielles d'après la loi de Dalton et a été vérifiée expérimentalement dans PEGASES. Le contrôleur de débit utilisé pour SF₆ autorise une valeur minimale de débit $Q_{SF6} = 8$ sccm.

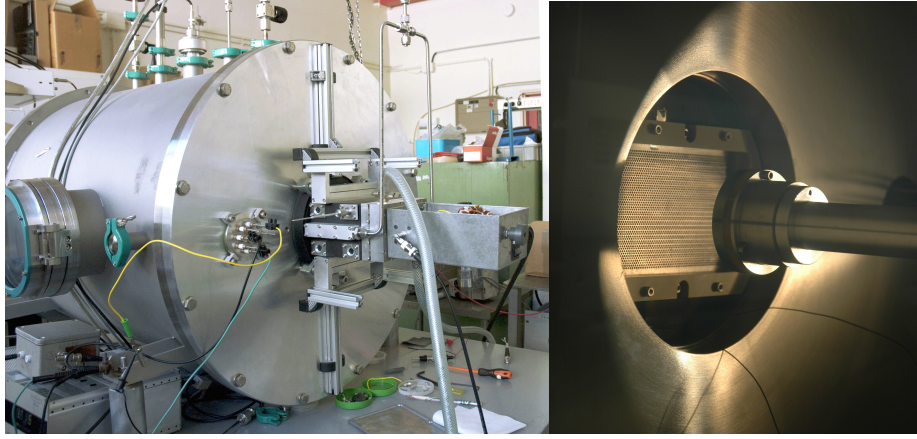


FIGURE 2.8 – Le deuxième prototype monté sur le caisson à l’aide d’une bride standard depuis l’extérieur (à gauche) et depuis l’intérieur avec RFEA dans la région aval (à droite).

2.4 Les diagnostics utilisés

2.4.1 Une sonde capacitive pour mesurer les oscillations rf du potentiel plasma (CP)

La sonde capacitive permet de mesurer les oscillations rf du potentiel du plasma [47, 48]. La sonde est insérée dans le plasma et déplacée axialement, comme le sera la sonde de Langmuir cylindrique par la suite. La sonde capacitive est présentée en figure 2.9. Un cylindre en acier inoxydable de diamètre extérieur 15 mm, de diamètre intérieur 3,1 mm et d’épaisseur 5 mm est percé en son centre pour être collé sur un capillaire de quartz de diamètre extérieur 3 mm. Un fil conducteur en tungstène de diamètre 2 mm est placé dans le capillaire de manière à modifier les surfaces métalliques en regard et donc régler la capacité de la sonde C_{pr} . L’ensemble est relié via une sonde de tension passive à un oscilloscope sur lequel on visualise le spectre du signal du fondamental de la fréquence rf jusqu’à son harmonique de rang 4. L’ensemble sonde de tension + oscilloscope possède une capacité due au câble coaxial et à l’entrée de l’oscilloscope C_{sc} . On note C_{sh} l’impédance capacitive de la gaine du plasma devant la sonde. On obtient alors trois capacités en série formant un pont diviseur capacitif comme le montre la figure 2.9. La source rf de tension efficace V_1 peut être le plasma lors de la mesure ou un générateur rf pour la calibration de la mesure de chaque harmonique ; V_2 est la tension efficace mesurée à l’oscilloscope. On a alors :

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{1}{C_{sc}} \left(\frac{1}{C_{sc}} + \frac{1}{C_{pr}} + \frac{1}{C_{sh}} \right)^{-1} \quad (2.5)$$

$$= \frac{C_{pr}C_{sh}}{C_{pr}C_{sh} + C_{sc}C_{sh} + C_{sc}C_{pr}} \quad (2.6)$$

Afin de suivre les oscillations du potentiel plasma sans filtrage de la part de la capacité de la gaine, il faut $C_{sh} \gg C_{pr}$, c’est-à-dire que le cylindre métallique doit avoir une surface

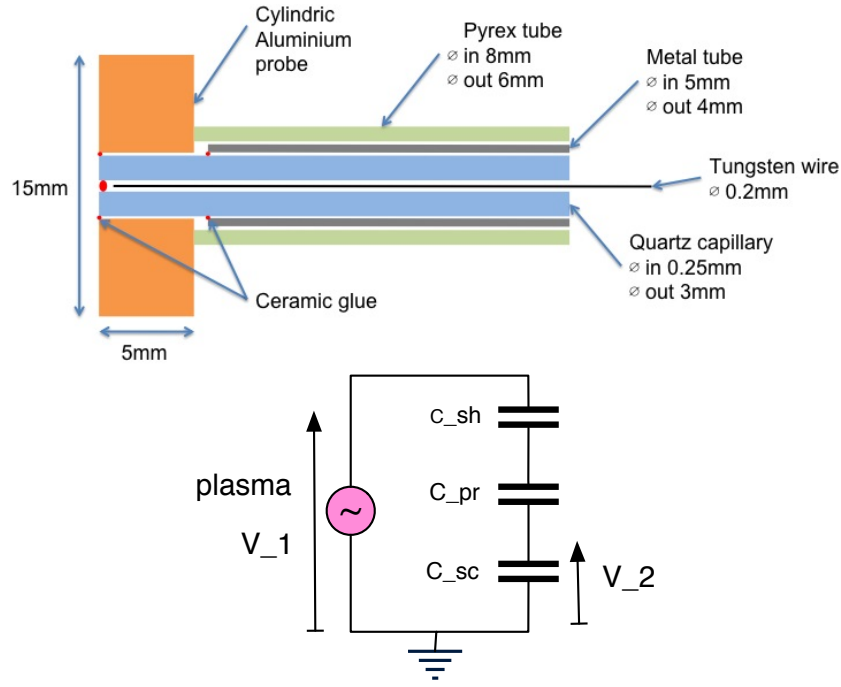


FIGURE 2.9 – Schéma de la sonde capacitive et schéma du pont diviseur capacitif de mesure des fluctuations rf du potentiel plasma.

suffisante pour satisfaire cette condition, et on obtient :

$$V_1 \simeq V_2 \left(1 + \frac{C_{sc}}{C_{pr}} \right) \quad (2.7)$$

La capacité d'entrée de l'oscilloscope et de la sonde de tension passive est $C_{sc} = 105,5$ pF, la capacité de la gaine est $C_{sh} \simeq 4$ pF d'après [21] et la sonde est réalisée telle que $C_{pr} \simeq 0,4$ pF. On peut alors en déduire la contribution dans le potentiel mesuré par la sonde des différents harmoniques multiples de 4 MHz. On note V_{rfk} la valeur efficace de la composante sinusoïdale variant en $\sin(k\omega t)$: le fondamental correspondant à 4 MHz s'écrit V_{rf1} , l'harmonique de rang 2 V_{rf2} , etc. On a ainsi la valeur efficace du potentiel plasma radiofréquence $V_{p,rf}$:

$$V_{p,rf}(t) = \sum_k V_{rfk} \sin(k\omega t) \quad (2.8)$$

2.4.2 Sondes de Langmuir (LP et PLP)

La caractéristique courant-tension obtenue par sonde de Langmuir possède trois régions de tension (Fig. 2.10a). La région 1 correspondant à la zone de collection des ions positifs et s'étend des potentiels négatifs jusqu'au potentiel flottant V_f où le courant est nul. Sur cette gamme de potentiel, seuls les ions positifs sont collectés et le potentiel flottant correspond à la somme nulle des courants ioniques positifs et des porteurs de charge négative. Le courant dans cette région est par convention négatif et est idéalement constant tel que $I_{sat,+} = n_s A e u_B$ où A est la surface de la sonde, n_s est la densité du plasma en lisière de gaine et $u_B = \sqrt{k_B T_e / m_+}$ la vitesse de Bohm. Dans le cas réel, on obtient le courant de saturation ionique positif loin du potentiel flottant (Fig. 2.10b). La région 2 est la zone

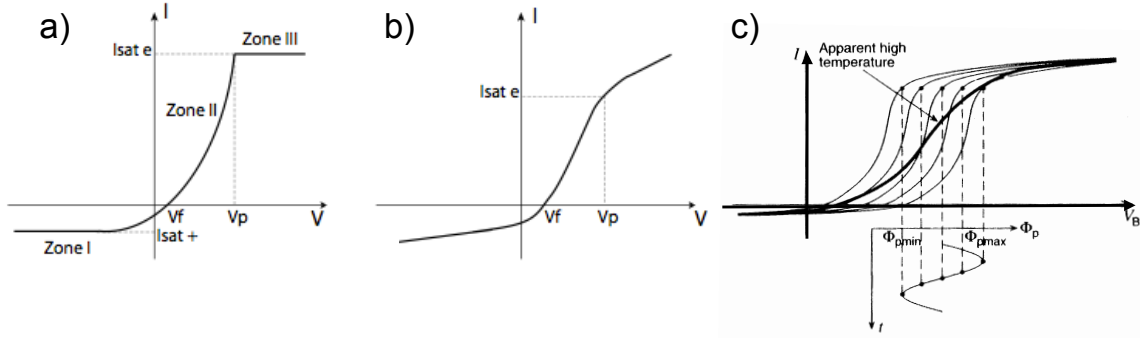


FIGURE 2.10 – Caractéristique courant-tension obtenue par sonde de Langmuir a) dans le cas idéal et b) dans le cas réel [42]. c) Caractéristiques courant-tension dans un plasma dont le potentiel fluctue. Les courbes en trait fin correspondent à des caractéristiques instantanées, la courbe en trait gras correspond à la caractéristique moyenne dont la température électronique est surestimée [21].

de transition où des ions positifs et des électrons (plus largement, l'ensemble des particules chargées négativement) sont collectés sur le domaine $[V_f, V_P]$ où V_P est le potentiel plasma. Le courant suit une loi exponentielle telle que $I_e = I_{sat,e} \exp(e(V_P - V)/(k_B T_e))$ avec $I_{es} = eAn_s \bar{v}/4$ le courant de saturation électronique où $\bar{v} = \sqrt{8k_B T_e/\pi m_e}$ est la vitesse thermique des électrons.

La sonde de Langmuir est un diagnostic bien documenté pour des plasmas radiofréquence électropositifs dans lesquels ni les ions ni les électrons ne sont magnétisés. Les difficultés surviennent lorsque le plasma n'est pas constitué uniquement d'électrons et d'une unique espèce ionique positive ou lorsque les électrons sont magnétisés, ou encore lorsque ces deux situations se présentent simultanément. Cependant, les résultats obtenus par sonde de Langmuir ne sont fiables que si l'environnement radiofréquence ne perturbe pas la mesure, ce qui n'est pas trivial pour un diagnostic électrique. En effet, les électrons du plasma suivent le champ électrique radiofréquence et la gaine qui se forme devant toute surface varie alors en potentiel et en épaisseur. La collection du courant par la sonde subit donc la radiofréquence. La figure 2.10c montre les caractéristiques courant-tension dans un plasma dont le potentiel fluctue à cause de la radiofréquence. Si la caractéristique est mesurée instantanément, et ce, en plusieurs instants, elle prend plusieurs positions sur l'axe des tensions selon l'instant (traits fins). La caractéristique réellement mesurée par un appareil est une moyenne de ces caractéristiques instantanées (trait épais), de sorte que la pente dans la zone de transition de la courbe moyennée est plus faible que celle des courbes instantanées. La température électronique est déduite de la pente de la caractéristique moyennée en échelle logarithmique : une sous-estimation de cette pente conduit à une surestimation de la température. L'une des clés pour une mesure correcte de la caractéristique et une analyse valable réside dans l'affranchissement des oscillations rf du potentiel du plasma, afin que la caractéristique soit bien définie dans le plan I-V. Godyak *et al.* [47, 49, 50] ont montré que si la condition :

$$eV_{p,rf} \ll k_B T_e \quad (2.9)$$

est remplie, avec $V_{p,rf}$ la valeur efficace du potentiel plasma radiofréquence, la caractéristique

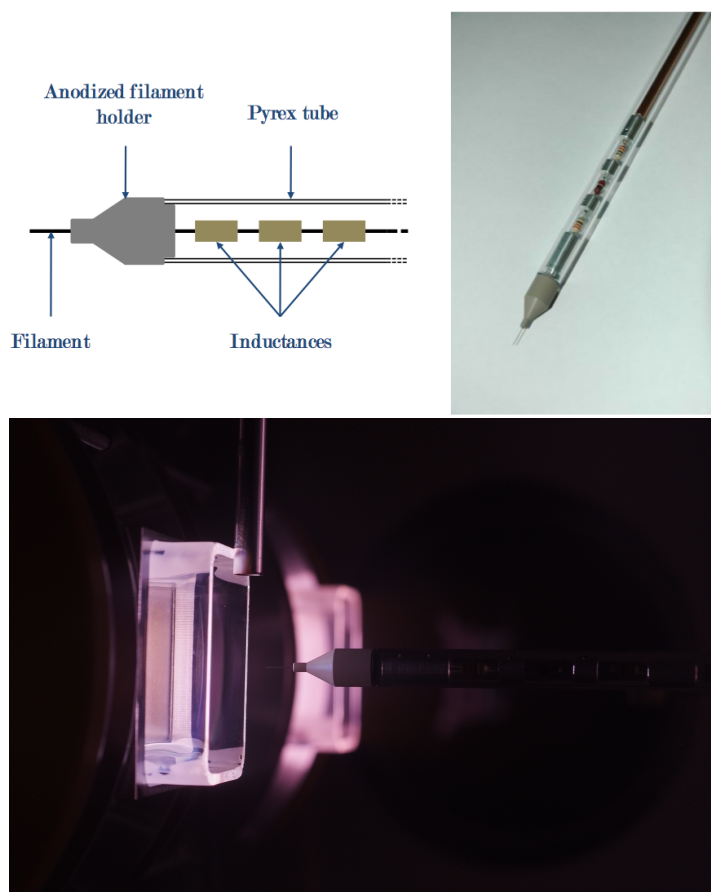


FIGURE 2.11 – En haut : schéma de la sonde de Langmuir utilisée dans le premier prototype de PEGASES, avec filtrage passif des composantes à 13,56 MHz et 27,12 MHz. En bas, photo de la sonde à proximité de la sortie de l'extracteur.

courant-tension n'est pas déformée et la mesure des paramètres plasma peut être considérée comme fiable sans utilisation de filtrage des signaux de la sonde (compensation rf de la sonde par des self de choc, filtrage actif).

Deux sondes de Langmuir cylindriques de conceptions différentes ont été utilisées pour étudier le plasma dans le coeur du propulseur. Les sondes cylindriques peuvent être déplacées axialement dans le propulseur lorsque les grilles ne sont pas mises en place. Une sonde de Langmuir plane est utilisée pour mesurer les courants d'ions en sortie du second prototype. Elle peut être déplacée axialement dans la région aval du propulseur.

2.4.2.1 Sonde de Langmuir avec filtrage passif de la rf

La sonde de Langmuir utilisée dans l'étude du premier prototype est représentée schématiquement et dans le premier prototype en figure 2.11. Il s'agit un filament de platine de diamètre 0,50 mm et de longueur 6 mm maintenu par un support anodisé et auquel on impose une rampe de tension. Le courant collecté est filtré par des inductances pour supprimer la composante rf à 13,56 MHz et son harmonique à 27,12 MHz et conduit jusqu'à l'appareil de mesure par un câble coaxial dans un tube de pyrex. La sonde est toujours perpendiculaire au champ magnétique de sorte que les électrons soient collectés quel que soit leur rayon de Larmor qui dépend de la température électronique et du champ

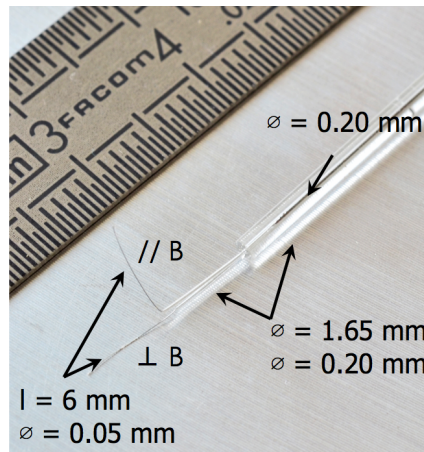


FIGURE 2.12 – Sonde de Langmuir fine utilisée pour déterminer les paramètres plasma dans le second prototype de PEGASES.

magnétique.

Une telle sonde est suffisamment grosse pour perturber significativement le plasma. Les self de choc disposées près du filament sont une limitation à sa miniaturisation et ne permettent pas de corriger la caractéristique lorsqu'un champ magnétique règne dans la décharge. Cette sonde de Langmuir est utilisée ici pour vérifier la présence d'un plasma ion-ion dans le cas de l'utilisation de SF_6 en observant la symétrie de la caractéristique courant-tension obtenue [51, 52, 53].

2.4.2.2 Sonde de Langmuir fine avec soustraction de la rf

Afin de moins perturber le plasma, on choisit, en collaboration avec Valery Godyak, de réaliser une sonde plus fine pour le second prototype, elle est montrée en figure 2.12 et a été utilisée pour mesurer la fonction de distribution en énergie des électrons dans un plasma possédant un filtre magnétique par Aanesland *et al.* [54]. Un filament de platine-irridium de diamètre $50\ \mu\text{m}$ et de longueur 6 mm, orienté perpendiculairement au champ magnétique (Fig. 2.12) est utilisé pour déterminer les paramètres plasma tels que la température électronique et la densité des ions positifs et des particules chargées négativement. Le platine est un métal qui n'est pas érodé par les ions réactifs contenus dans un plasma de SF_6 , au contraire du tungstène, autre matériau couramment utilisé pour les sondes de Langmuir dans un plasma d'argon par exemple. Ici, on conserve le filament de platine-irridium même dans le plasma d'argon afin d'utiliser la même sonde quel que soit le plasma et faire des comparaisons entre les différentes conditions de la décharge.

Un deuxième filament identique est placé à proximité du premier et laissé flottant pour filtrer la rf par soustraction des signaux des deux filaments dans l'électronique de commande. Le tout est maintenu par différents capillaires en quartz. La sonde est par nature un diagnostic intrusif. L'intérêt d'une sonde fine, et donc de petite surface devant celle des parois du réacteur, est de peu perturber le plasma par une collection de courant trop importante. Un deuxième filament identique est placé à proximité comme sonde de référence et est laissé flottant pour capter les oscillations dues à la rf. Il n'existe pas de déphasage entre les deux signaux. Le signal de référence est soustrait à celui du filament

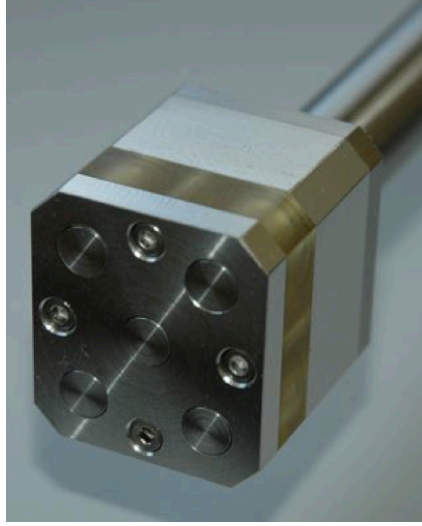


FIGURE 2.13 – Photographie de la tête comportant la sonde de Langmuir plane utilisée.

utilisé comme sonde de Langmuir par le système de contrôle de la sonde VGPS. Ce dispositif permet de conserver l'avantage de la petite taille de la sonde en s'affranchissant des composants de filtrage passif insérés usuellement au plus proche de la sonde de mesure.

2.4.2.3 Sonde de Langmuir plane (PLP)

La figure 2.13 présente la sonde de Langmuir plane (PLP pour *planar Langmuir probe*). Il s'agit en fait d'un bras comportant cinq sondes planes coplanaires de diamètre 8 mm (le rayon est très grand devant la longueur de Debye), disposées en quinconce et espacées de 20 mm. Le reste du plan métallique est à la masse et l'espace vide entre celui-ci et chaque sonde est de l'ordre de 0,2 mm. Le bras comportant cinq sondes, il peut être utilisé pour évaluer la non homogénéité de la densité des particules chargées éjectées du propulseur. Ainsi la taille de la tête du bras a été adaptée à l'étude du plasma en sortie d'un extracteur du premier prototype lorsqu'il a été conçu [37], mais ce diagnostic ne sera utilisé ici que sur le second prototype. Une seule sonde plane sera polarisée à la fois, la distance séparant les sondes étant suffisamment petite pour qu'elles soient utilisées indifféremment. On choisit la sonde centrale de la tête du bras pour les mesures.

La sonde de Langmuir plane est disposée en aval du propulseur afin de tracer les caractéristiques de Langmuir correspondant aux espèces de cette région. Placé dans un plan perpendiculaire au faisceau, ce diagnostic permet notamment de déterminer l'énergie de faisceaux d'ions. Le balayage en tension de la sonde agit comme un potentiel retardateur sur les ions. Ainsi les ions positifs d'un faisceau monocinétique de potentiel V_{b+} sont tous repoussés par la sonde lorsque le potentiel de celle-ci atteint un potentiel égal à V_{b+} . S'il n'y a qu'un faisceau d'ions positif dans la région, le courant est constant et négatif pour les potentiels inférieurs à V_{b+} et nul pour les potentiels supérieurs (Fig. 2.14, courbe rouge). On peut alors en déduire l'énergie et la densité du faisceau d'ions.

Un plasma stationnaire environnant de potentiel plasma V_{PSE} , dont les particules ne sont pas accélérées sous forme de faisceau, peut coexister (Fig. 2.14, courbe noire). Un faisceau d'ions positifs de potentiel V_{b+} strictement supérieur à V_{PSE} et traversant ce plasma se traduit par un point d'inflexion supplémentaire dans la caractéristique et

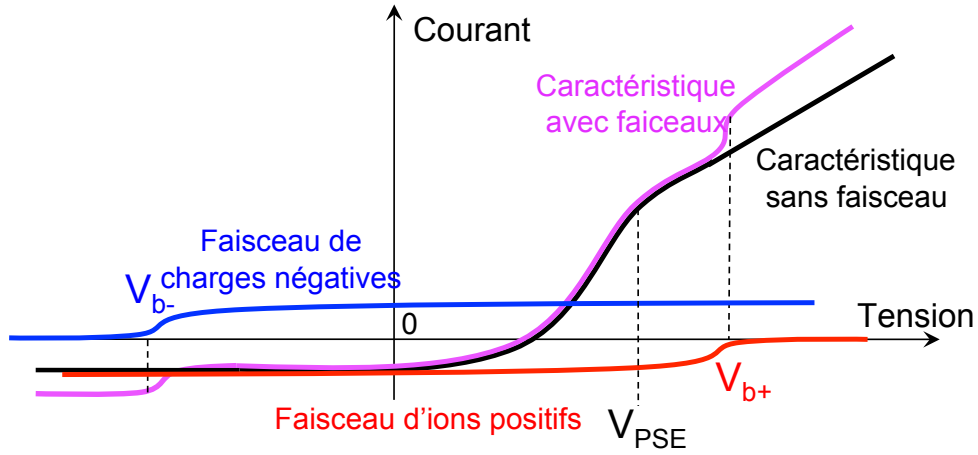


FIGURE 2.14 – Caractéristique courant-tension obtenue par sonde de Langmuir plane en présence d'un plasma stationnaire environnant de potentiel plasma V_{PSE} (noir), d'un faisceau d'ions positifs d'énergie eV_{b+} seul (rouge), d'un faisceau de charges négatives d'énergie eV_{b-} seul (bleu) et la superposition de ces courants en présence d'un plasma et de faisceaux (violet).

une augmentation du courant collecté dans la zone de saturation électronique (Fig. 2.14, courbe violette). Dans ce cas, l'amplitude de cette modulation est trop importante pour être due à un courant ionique. Weber *et al.*, Nakamura *et al.* et Skøelv *et al.* ont montré qu'une charge d'espace positive se forme autour de la sonde à cause de la réflexion des ions sur la sonde lorsque son potentiel est plus élevé que V_{b+} [55, 56, 57]. L'augmentation de la charge d'espace résulte en une plus grande surface de collection, comme dans un plasma stationnaire lorsque le potentiel de la sonde atteint le potentiel plasma. Le point d'inflexion du courant de la branche négative de la caractéristique est alors dû à l'expansion de la gaine autour de la sonde et l'augmentation du courant à un courant d'électrons supplémentaire et une nouvelle saturation de la sonde [56]. Le faisceau d'ions module le courant de saturation électronique et le courant mesuré est proportionnel au courant d'ions positifs du faisceau [55]. Le point d'inflexion se traduit une pente positive de la dérivée seconde entre le croisement avec l'axe des abscisses et le potentiel où la dérivée seconde reste nulle, l'énergie du faisceau est comprise dans cet intervalle.

Hershkowitz [58] mentionne un tel diagnostic pour mesurer également le potentiel d'un faisceau d'électrons maxwelliens, noté V_{b-} tel que $eV_{b-} \gg k_B T_e$ avec T_e la température électronique des électrons d'un éventuel plasma stationnaire environnant. Un point d'inflexion apparaît dans la branche de gauche lorsque les électrons du faisceau sont repoussés par un potentiel de la sonde égal à V_{b-} . La présence d'une charge d'espace est là encore impliquée. S'il n'y a que des charges négatives issues d'un faisceau monocinétique, le courant est nul pour un potentiel de sonde inférieur à V_{b-} et positif et constant pour les potentiels supérieurs (Fig. 2.14, courbe bleue).

Le courant total mesuré est alors la superposition des courants dus au plasma stationnaire environnant et aux éventuels faisceaux d'ions positifs et d'électrons, comme le montre la figure 2.14 (courbe violette). Les potentiels des faisceaux sont strictement positifs dans le cas de charges positives et strictement négatifs dans le cas de charges négatives. La caractéristique de Langmuir résultante présente, en plus du point d'inflexion lié au plasma

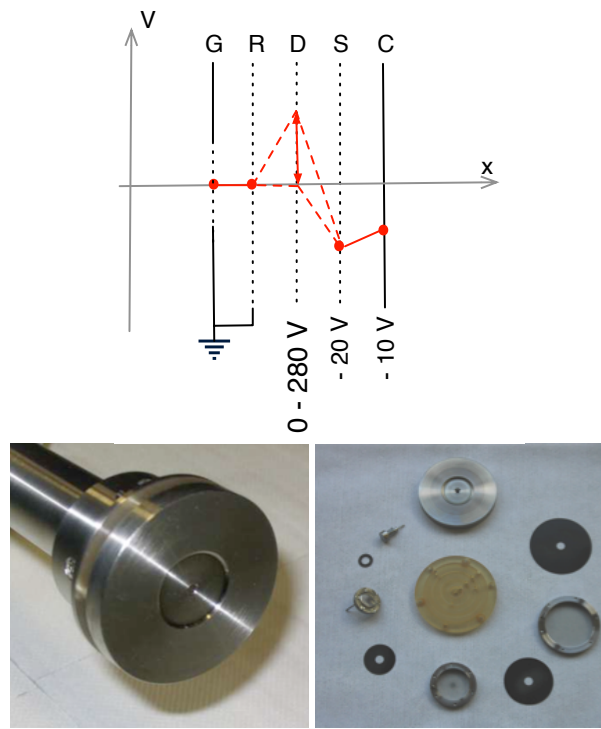


FIGURE 2.15 – Analyseur d'énergie des ions ou RFEA. En haut : schéma électrique de polarisation des grilles dans le cas de la mesure des ions positifs. En bas : photographies de l'analyseur monté ou éclaté.

stationnaire environnant, autant de points d'inflexion que de populations énergétiques, étiquetées selon le signe de leur charge et leur énergie.

2.4.3 Analyseur d'énergie des ions (RFEA)

Pour mesurer l'énergie des ions lors de l'étude de l'accélération des ions, on utilise également un analyseur d'énergie des ions ou *Retarding Field Energy Analyzer* (RFEA) qui permet d'obtenir la fonction de distribution en énergie des ions (IEDF). L'intérêt par rapport à la sonde plane est de pouvoir isoler les charges positives des charges négatives, et donc mesurer la densité et l'énergie précisément. Ce diagnostic est typiquement utilisé pour caractériser les faisceaux.

2.4.3.1 Présentation de l'analyseur

L'analyseur utilisé a été développé durant la thèse d'A. Perret au LPP [59]. L'analyseur et son schéma électrique sont donnés en figure 2.15 dans le cas de la mesure des ions positifs. L'entrée de l'analyseur est un diaphragme en acier inoxydable de diamètre extérieur 50 mm dont le trou central est de diamètre 3 mm et de section $A = 7,1 \text{ mm}^2$. La grille G est électriquement soudée sur le diaphragme, le tout peut être relié à la masse par des vis en acier inoxydable. Trois autres grilles polarisables indépendamment sont disposées successivement devant un collecteur constitué d'une surface plane [60]. Les grilles sont en acier inoxydable électroformé, les fils ont pour largeur $11 \mu\text{m}$ et le pas de la grille est de $40 \mu\text{m}$, soit une transparence de $\tau_g = 0,6$ [61]. τ_g est supposée constante mais peut varier pour chaque grille du fait de leur polarisation ; en effet, la forme des lignes équipotentiell

peut légèrement modifier la trajectoire des ions dans l'analyseur et conduire à des effets de lentilles électrostatiques [60]. Les grilles sont isolées les unes des autres par des feuilles de kapton d'épaisseur 250 μm . Un ressort placé derrière le cylindre du collecteur permet de plaquer les grilles et les feuilles de kapton afin de maintenir une longueur constante de l'analyseur de 1,02 mm. Pour comparaison, en prenant la température électronique de l'ordre de 1 à 2 eV et une densité du plasma de 10^{10} cm^{-3} , la longueur de Debye est de 75 à 100 μm . Le dimensionnement de l'analyseur permet donc une mesure correcte des IEDF c'est-à-dire sans collisions à l'intérieur de l'analyseur et sans effet de lentille notable [59].

Des aimants permanents peuvent être disposés de part et d'autre de l'entrée de l'analyseur pour filtrer les éventuels électrons provenant du plasma ou créés par des collisions en aval du propulseur. Ces aimants sont en NdFeB, recouverts de nickel et de dimension $4 \times 4 \times 1 \text{ mm}$, avec un champ magnétique en surface de 2000 G. A partir d'une simulation de magnétostatique sous le logiciel FEMM utilisant un solveur par éléments finis 2D, ils sont espacés de 6 mm et placés dans des pièces en fer doux pour créer un champ d'environ 300 G uniforme sur la section d'entrée de l'analyseur, de sorte que seuls les électrons peuvent être magnétisés et piégés à l'extérieur de l'analyseur pour ne pas perturber la mesure.

2.4.3.2 Analyse des caractéristiques courant-tension et des IEDF

Dans les expériences conduites durant cette thèse, la direction privilégiée est l'axe \vec{x} et on n'étudie pas la dispersion angulaire des IEDF. On note v la vitesse des ions selon cette direction et n_i la densité d'ions collectés. La caractéristique courant-tension obtenue avec RFEA correspond au courant collecté par le collecteur C, noté I_C en fonction de la tension de la grille discriminatrice, V_D . Le courant collecté traverse quatre grilles de transparence τ_g chacune [62] :

$$I_C = eA\tau_g^4 \int_0^\infty v f(v) dv \quad (2.10)$$

Les ions sont discriminés par le potentiel V_D , de sorte que le courant correspond à l'ensemble des ions collectés par le collecteur C dont l'énergie est supérieure à eV_D , soit :

$$I_C = eA\tau_g^4 \int_{eV_D}^\infty v f(v) dV_D \quad (2.11)$$

On a alors :

$$I_C(V_D = 0) = n_i \tau_g^4 A e \langle v \rangle \quad (2.12)$$

où $\langle v \rangle$ est la vitesse moyenne des ions :

$$\langle v \rangle = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} v f(v) dv}{\int_{-\infty}^{+\infty} f(v) dv} \quad (2.13)$$

Dans la suite, la vitesse moyenne des ions du faisceau peut être calculée par l'équation (2.13) ou en utilisant l'énergie cinétique moyenne du faisceau indifféremment :

$$v_b = \langle v \rangle = \sqrt{\frac{2eV_{\text{accel}}}{m_i}} \quad (2.14)$$

Etude	Ion	V_R	V_D	V_S	V_C
Accélération continue	Ar^+ et/ou SF_x^+	0	0 : 280	-20	-10
Accélération continue	F^- , SF_y^-	0	-280 : 0	-20	10
Accélération alternée	tous	0	-280 : 280	-20	0

TABLE 2.3 – Polarisation en Volts des grilles de l’analyseur en fonction du signe de la charge des ions à collecter.

La fonction de distribution en énergie des ions (IEDF) est déterminée à partir de la dérivée du courant I_C . On a :

$$dn_i = f(v)dv = g(E_{cin})dE_{cin} \quad (2.15)$$

d’où

$$f(v) = m_i v_b g(E_{cin}) \quad (2.16)$$

avec

$$dE_{cin} = d(eV_{accel}) = d\left(\frac{1}{2}m_i v_b^2\right) = m_i v_b dv_b \quad (2.17)$$

On a alors d’après les relations (2.15) et (2.16) :

$$I_{RFEA} = eA \int_0^\infty v g(E_{cin}) dE_{cin} \quad (2.18)$$

$$= \frac{eA}{m_i} \int_0^\infty f(v) dE_{cin} \quad (2.19)$$

La relation (2.19) se différencie en :

$$\frac{dI_{RFEA}}{dE_{cin}} = \frac{eA}{m_i} f(v) \quad (2.20)$$

d’où :

$$f(v) = \frac{m_i}{eA} \frac{dI_{RFEA}}{dE_{cin}} \quad (2.21)$$

soit pour des ions discriminés par le potentiel V_D :

$$f(v) = \frac{m_i}{e^2 A} \frac{dI_{RFEA}}{dV_D} \quad (2.22)$$

La fonction de distribution en énergie des ions (IEDF) est proportionnelle à la dérivée de I_C par rapport à V_D . Elle est centrée sur un potentiel correspondant au potentiel du faisceau d’ions collecté par l’analyseur.

2.4.3.3 Mesure du courant d’ions

On note V_X le potentiel électrique de la grille X, référencé au potentiel d’entrée de l’analyseur, c’est-à-dire à la masse. Les polarisations des grilles qui sont utilisées pour mesurer les ions positifs (Ar^+ et SF_x^+) et les ions négatifs (F^- , SF_y^-) sont données dans le tableau 2.3 (avec x et y entiers compris entre 1 et 6).

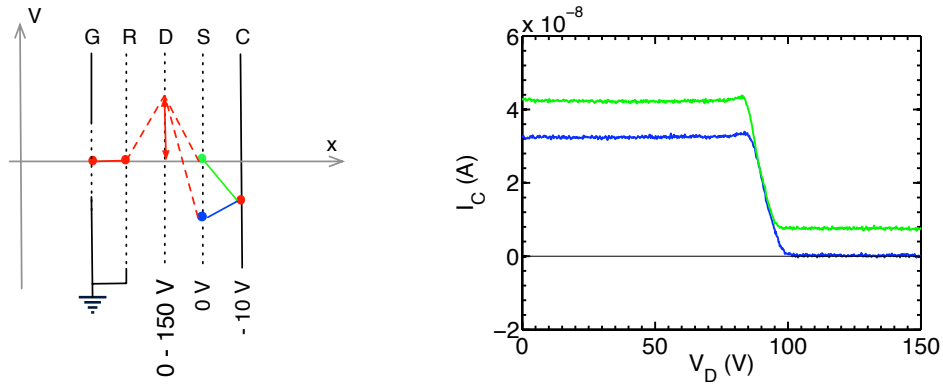


FIGURE 2.16 – Caractéristique courant-tension obtenue avec l’analyseur lorsque le potentiel de la grille S est inférieur (en bleu) ou supérieur (en vert) à celui du collecteur C, dans le cas d’un plasma d’argon à 10 mTorr dans le deuxième prototype de PEGASES avec $V_{g1} = 80$ V.

Lorsque la polarisation des grilles ou électrodes du propulseur est continue, les particules d’un seul signe de charge électrique sont collectées et étudiées. Le collecteur est donc polarisé au meilleur potentiel pour collecter un courant significatif (c’est-à-dire $\geq 5 \cdot 10^{-9}$ A). La grille S est maintenue à -20 V pour repousser les électrons secondaires émis par le collecteur vers celui-ci et produits quel que soit le signe de la charge des ions accélérés [60]. La grille D est balayée dans une gamme de tension adaptée pour le signe de la charge des ions.

Dans le cas de la mesure des ions positifs exclusivement, la grille R est polarisée négativement pour repousser les électrons du plasma. On impose une rampe de tension positive à la grille D pour discriminer les ions positifs en énergie. Le collecteur C est polarisé négativement pour collecter tous les ions positifs qui passent à travers la barrière de potentiel érigée par la grille D.

Dans le cas de la mesure des ions négatifs exclusivement, la grille R est au potentiel nul afin de ne pas créer de champ retardateur des charges négatives entre les grilles G et R, ni attirer plus d’électrons de l’extérieur. La présence de cette grille reste nécessaire pour obtenir une mesure exploitable ; ceci est probablement dû à la transparence non unitaire de la grille qui permet de réduire la pression dans l’analyseur et donc éviter les collisions. On impose une rampe de tension négative à la grille D pour discriminer les ions négatifs en énergie. Le potentiel de la grille S reste inchangé. Le collecteur C est polarisé positivement pour collecter tous les ions négatifs qui passent à travers la barrière de potentiel.

Lors de l’étude de l’accélération continue, le courant total d’ions collectés peut être mesuré sur la caractéristique en $V_D = 0$ à condition qu’il n’y ait pas de biais du courant dans la mesure. Un biais positif dans la mesure du courant I_C des ions est observé lorsque la grille S est à un potentiel supérieur à V_C , c’est-à-dire que les électrons secondaires émis à l’impact des ions énergétiques sur le collecteur ne sont pas repoussés vers celui-ci, résultant en un défaut de courant. La figure 2.16 montre le biais observé dans le cas de la mesure des ions positifs issus d’un plasma d’argon. Le biais étant une valeur constante, il n’a pas d’influence sur l’IEDF qui est proportionnelle à la dérivée du courant. Si la grille S est correctement polarisée par rapport au collecteur, on peut déduire de l’équation (2.12)

la densité totale d'ions collectés.

Lorsqu'on étudie l'accélération successive des ions, tous les ions sont collectés au cours d'une période de la tension de la grille plasma et les potentiels des grilles doivent être adaptés. La grille R et le collecteur sont au potentiel nul pour respectivement laisser passer et collecter indifféremment tous les ions. Le système de mesure et de traitement utilisé, SEMION d'Impedans, ne permet pas de polariser alternativement ces grilles. La grille S est maintenue à -20 V pour les électrons secondaires qui sont produits aussi dans ce cas. La grille D est balayée sur l'ensemble des tensions accessibles.

2.4.3.4 Mesure en régimes continu et alternés avec SEMION

Deux modes de mesure existent sur le système SEMION d'Impedans. Le premier est le mode moyenné dans le temps, noté TA pour *time-averaged*. Dans ce mode, on choisit le nombre de balayages à effectuer pour moyenner le résultat (typiquement, 1000 à 4000 balayages pour obtenir un bon rapport signal sur bruit). Le deuxième mode permet des mesures résolues dans le temps et est noté mode TR pour *time-resolved*.

Dans le mode TR, le système reçoit un signal créneau de synchronisation dont on note T la période. On choisit la fréquence d'échantillonnage le nombre de balayages à effectuer pour moyenner le résultat. La période d'échantillonnage est notée T_{ech} , elle est choisie ici en fonction de la fréquence de synchronisation générée par un générateur de signaux externe afin de conserver une taille de fichier de données raisonnable. Lors de l'étude de l'accélération successive des ions, cette fréquence de synchronisation sera la fréquence de polarisation de la grille plasma, notée f_{accel} . L'expérience a montré que 100 échantillons par période permettait d'avoir une résolution suffisante :

$$T_{ech} = \frac{T}{100} = \frac{1}{100 f_{accel}} \quad (2.23)$$

La figure 2.17 donne un chronogramme montrant le déroulement de la mesure en mode alternatif pour deux échantillons temporels à $t = 0$ et $t = nT_{ech}$. Le signal de synchronisation de période T est appelé horloge, V_D est le potentiel consigne de la grille discriminatrice sous forme de marches d'escalier généré par SEMION. "enV" et "enI" sont les signaux qui déclenchent la mesure de la vraie valeur de V_D et du courant I_C , ils sont décalés d'une période T l'un par rapport à l'autre et correspondant à un pulse en $t = nT_{ech}$ et $t = (n + 100)T_{ech}$ respectivement. Un scan de tension sur la discriminatrice est effectué pour chaque échantillon n correspondant à l'instant nT_{ech} . Alors la valeur réelle de V_D est mesurée en l'instant $t = nT_{ech}$ et la valeur de I_C est mesurée en $t = (n + 100)T_{ech}$. Ainsi l'acquisition des valeurs de la tension et du courant nécessite deux périodes du signal d'horloge. Puis V_D augmente du pas de tension demandé et les mesures de V_D réel et I_C s'effectuent à nouveau aux instants nT_{ech} et $(n + 100)T_{ech}$ plus loin.

Lors de l'étude de l'accélération alternée des ions, le diagnostic peut être utilisé de deux façons différentes :

- en mesurant l'énergie des ions résolue en temps, de manière à distinguer la contribution des charges positives et des charges négatives au cours du temps. On obtient alors pour chaque échantillon temporel un courant de charges positives ou un courant de charges négatives selon le sens du champ électrique accélérateur à cet instant. Ces courants et les IEDF correspondantes sont représentés en rouge pour les ions positives et en bleu pour les charges négatives sur la figure 2.18.

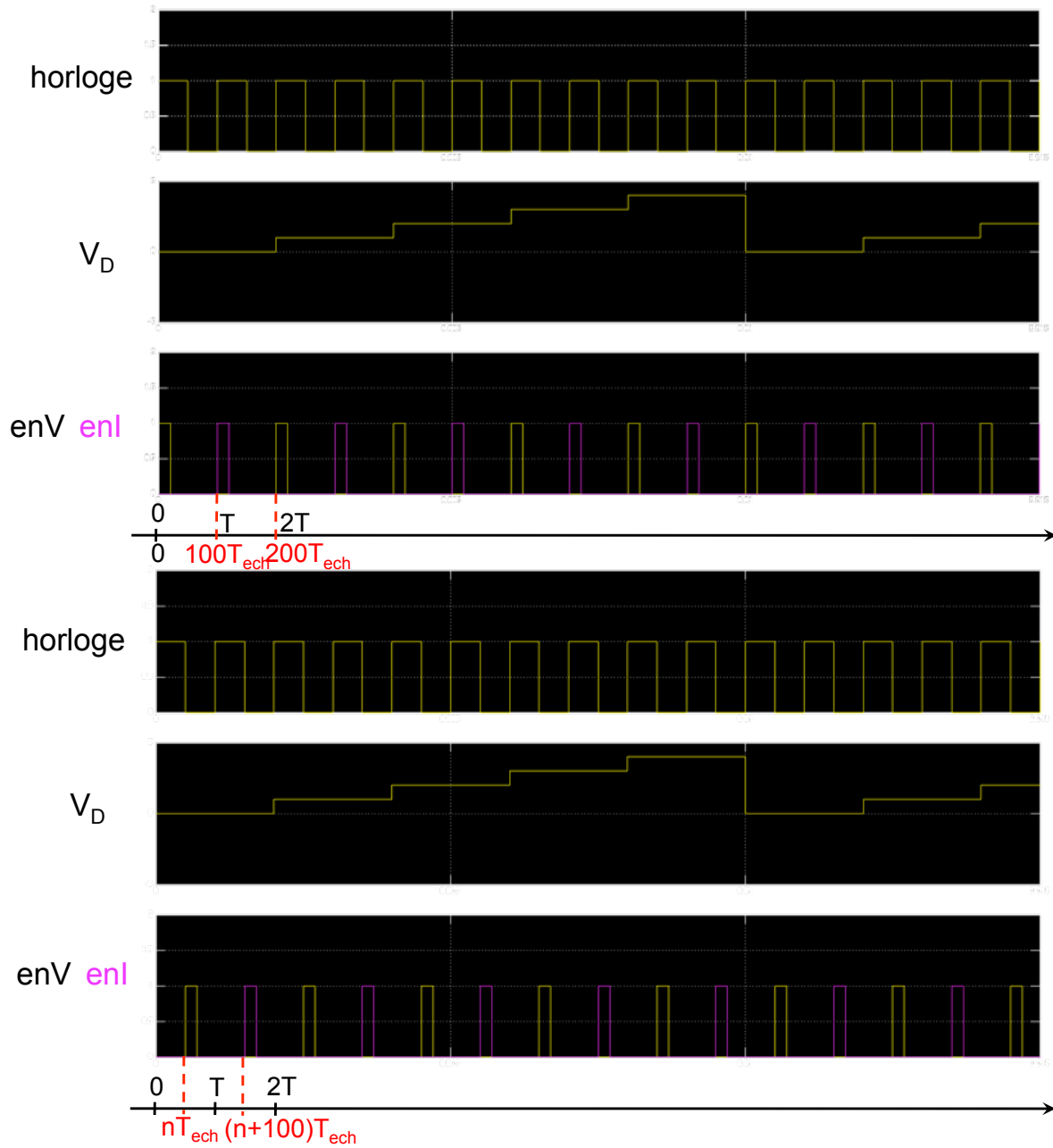


FIGURE 2.17 – Chronogramme réalisé sous Matlab/Simulink du déroulement d'une mesure avec SEMION en mode TR représentant deux échantillons temporels à $t = 0$ (en haut) et $t = nT_{ech}$ (en bas).

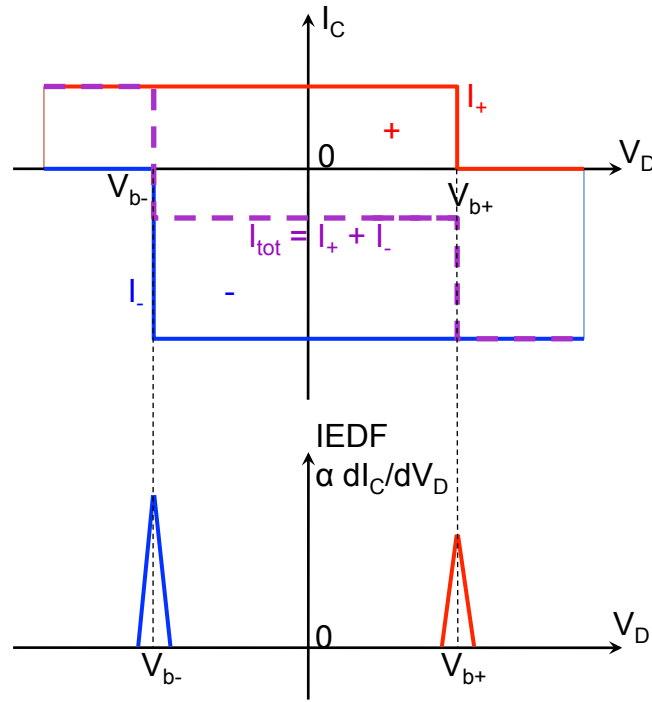


FIGURE 2.18 – En haut : représentation du courant collecté dans le cas de charges positives (en rouge), de charges négatives (en bleu) et de la superposition des courants collectés (en violet) par RFEA. En bas : IEDF correspondantes centrées sur V_{b+} dans le cas des ions positifs et V_{b-} dans le cas des ions négatifs.

- en mesurant le courant d'ions moyenné dans le temps de façon à mesurer l'ensemble des contributions des ions positifs et des ions négatifs sur une période de la tension de la grille plasma. Dans ce cas, le principe de superposition s'applique et on obtient le courant représenté en violet sur la figure 2.18, l'IEDF correspondante fait alors apparaître les deux maxima locaux des ions positifs et des ions négatifs.

Les courants d'ions positifs et d'ions négatifs ne sont pas nécessairement égaux mais sont du même ordre de grandeur en raison du rapport de la masse des espèces, ce qui n'est pas le cas avec des électrons. Ainsi les IEDF des ions négatifs sont d'amplitude proche de celles des ions positifs.

Chapitre 3

Les plasmas couplés inductivement

Sommaire

3.1	Les décharges radiofréquence	49
3.2	Les plasmas couplés inductivement : généralités	51
3.3	Modèle électromagnétique d'une décharge ICP	52
3.3.1	Bobine à géométrie hélicoïdale	53
3.3.2	Bobine à géométrie plane	59
3.4	Utilisation de la loi d'Ohm intégrale avec le plasma comme secondaire d'un transformateur	61
3.4.1	Paramètres globaux de la décharge	61
3.4.2	Efficacité de transfert de puissance	64
3.5	Techniques d'optimisation du couplage inductif du plasma	65
3.5.1	Utilisation d'une bobine à noyau de ferrite	65
3.5.2	Réduction de l'épaisseur de la fenêtre diélectrique	67

3.1 Les décharges radiofréquence

Le domaine radiofréquence ou rf de gamme $f = 1$ à 200 MHz est particulièrement intéressant pour générer un plasma par l'utilisation d'un champ électromagnétique pour l'excitation des électrons à des niveaux d'énergie permettant l'ionisation d'un gaz. En effet, cette gamme de fréquence correspond aux pulsations comprises entre la pulsation plasma ionique et la pulsation plasma électronique données par :

$$\omega_{p,\alpha} = \sqrt{\frac{n_{\alpha}e^2}{m_{\alpha}\epsilon_0}} \quad (3.1)$$

où α représente le type de particule chargée, avec l'indice e pour électron, $+$ pour un ion positif, $-$ pour un ion négatif. Ceci est valable pour la gamme de densité volumique de particules chargées ou densité plasma de l'ordre de $10^8 - 10^{13}\text{cm}^{-3}$. La fréquence plasma pour l'espèce de type α s'écrit $f_{p,\alpha} = \omega_{p,\alpha}/2\pi$. La masse des ions étant $Z * m_p/m_e$ fois supérieure à celle d'un électron, avec m_p la masse d'un proton, on a $\omega_{p,i} \ll \omega_{p,e}$. Ainsi dans le domaine radiofréquence, les électrons du plasma suivent les variations instantanées du champ électrique radiofréquence alors que les ions ne suivent que le champ électrique

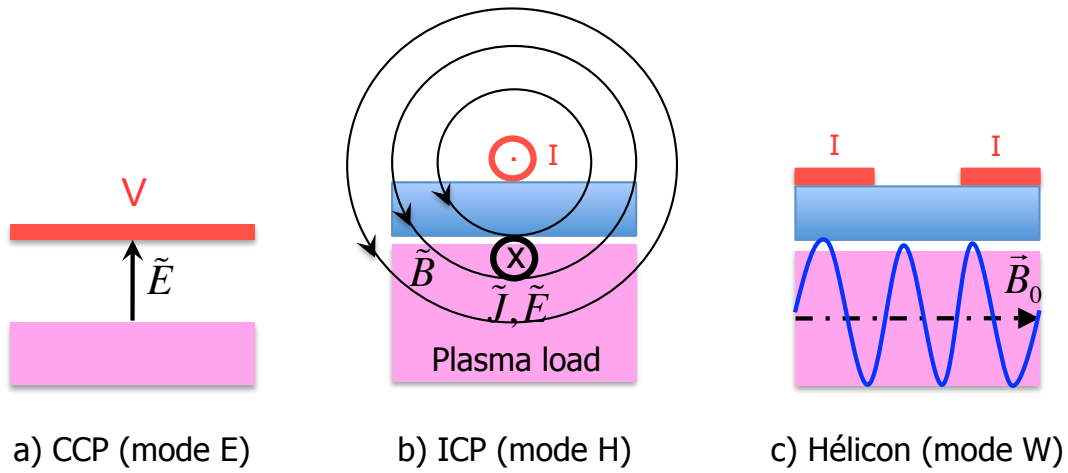


FIGURE 3.1 – Schémas de principe des différents couplages rf : a) plasma couplé capacitivement par une électrode polarisée en contact avec le plasma, créant un champ électrique, b) plasma couplé inductivement, séparé par une paroi diélectrique d'un fil inducteur dans lequel circule un courant alternatif, qui crée un champ électromagnétique et une circulation de courant dans le plasma, c) plasma couplé par une onde hélicon (en bleu) qui se propage le long de l'axe du champ magnétostatique (trait mixte).

moyen. En d'autres termes, l'énergie électromagnétique est transmise uniquement aux électrons sous forme de différents mécanismes de chauffage en fonction du type de réacteur utilisé. On obtient pour un plasma d'argon de densité de l'ordre 10^{10} cm^{-3} : $f_{p,e} \sim 1 \text{ GHz}$ et $f_{pi} \sim 3 \text{ MHz}$.

Une grande variété de sources de plasma hors d'équilibre et de faible température électronique ont ainsi été conçues. L'industrie microélectronique utilise des substrats ou *wafers* de 30 cm de diamètre pour fabriquer les semiconducteurs notamment par gravure. Afin d'augmenter la productivité, les recherches s'orientent vers de plus grandes surfaces, jusqu'à 45 cm de diamètre. Les sources de plasma sont également utilisées comme sources d'ions pour les propulseurs, les applications de fusion, l'industrie des lampes, etc. Plusieurs paramètres sont à considérer dans le choix de la source : la densité du plasma ainsi que la possibilité d'accélérer des ions, et éventuellement l'indépendance de ces deux aspects.

Parmi les sources plasma radiofréquence, on trouve ainsi ([21, 22, 63]) :

- le réacteur à couplage capacitif du plasma ou CCP, où une électrode est polarisée à un potentiel radiofréquence afin de créer un champ électrique rf \tilde{E} imposé et oscillant entre le plasma et l'électrode (mode E), comme le montre la figure 3.1a. Les réacteurs CCP sont reconnaissables à leur structure d'excitation comportant deux plaques parallèles métalliques qui sont en contact avec le plasma et entre lesquelles existe une différence de potentiel radiofréquence. Cette structure d'excitation est la plus répandue dans l'industrie de la microélectronique qui utilise par exemple le dépôt de couches minces [64] ou la gravure assistée par plasma [21, 22]. La surface à traiter ou à graver est positionnée sur l'une des électrodes, souvent à la masse [22]. Ces réacteurs ne permettent pas de générer des densités de charges élevées et uniformes à basse pression (typiquement $10^8 - 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ dans la gamme de pression 1-100 mTorr. La densité du plasma détermine le flux et l'énergie des ions sur les électrodes et le substrat. Elle est proportionnelle au carré de la fréquence d'excitation, d'où

l'utilisation de fréquences plus élevées, voire de réacteurs multifréquences. Mais le bon fonctionnement en mode capacitif de la décharge requiert que la longueur d'onde associée à la fréquence d'excitation soit grande devant la taille du réacteur. Lorsque ces dimensions deviennent comparables, des effets électromagnétiques apparaissent et provoquent des non uniformités dans le dépôt de puissance dans le plasma [65]. De plus, cette configuration ne permet pas de séparer les fonctions de création du plasma et d'accélération ionique, même avec l'utilisation de réacteurs multifréquences, ce qui en constitue la principale limite ;

- le réacteur à couplage inductif du plasma ou ICP, basé sur la circulation d'un courant rf induit dans le plasma \tilde{J} par une bobine séparée de la chambre d'ionisation par une fenêtre diélectrique (mode H) comme le montre la figure 3.1b. Dans ce type de réacteur, la densité du plasma est plus élevée, typiquement $10^{10} - 10^{12} \text{cm}^{-3}$, même à basse pression et les pertes de puissance dans les gaines sont peu importantes. Cependant, la circulation du courant est obtenue par l'application d'une tension radiofréquence aux bornes de la bobine, il existe donc toujours un couplage capacitif de l'énergie au plasma à travers le diélectrique. Les étages d'ionisation et de bombardement ionique du substrat sont découplés et un deuxième générateur de signaux permet de contrôler l'énergie des ions en polarisant le porte-substrat du réacteur de gravure ou les grilles d'accélération du propulseur par exemple ;
- le réacteur à onde hélicon, qui fonctionne à très basse pression avec un champ magnétique statique \vec{B}_0 le long duquel se propage une onde de chauffage du plasma, l'onde hélicon (mode W) représentée en bleu sur la figure 3.1c. La densité du plasma peut dépasser 10^{13}cm^{-3} dans le tube diélectrique contenant le gaz chauffé et excité par l'absorption de l'onde hélicon [66, 67, 68]. La géométrie de l'antenne joue un rôle prépondérant dans l'excitation. En fonction du courant circulant dans l'antenne, les trois modes de couplage E, H et W et les transitions entre ces modes sont accessibles dans ce type de réacteur.

Historiquement, les décharges CCP, ICP et hélicon ont une fréquence d'excitation allouée de 13,56 MHz ainsi que ses harmoniques, mais d'autres fréquences de l'ordre du MHz sont possibles et sont de plus en plus utilisées [22].

On s'intéresse ici principalement aux ICP dont on détaille le principe de fonctionnement, basé sur le formalisme du transformateur, afin d'en déduire l'efficacité de transfert de puissance. Sont ensuite étudiés les circuits électriques primaires responsables de l'induction pour les deux prototypes du concept PEGASES. Enfin, le modèle du réacteur à couplage inductif est appliqué aux mesures effectuées sur le deuxième prototype, dont le couplage est étudié pour maximiser le transfert de puissance aux électrons.

3.2 Les plasmas couplés inductivement : généralités

Les réacteurs ICP exploitent le phénomène d'induction électromagnétique entre un fil parcouru par un courant radiofréquence et les électrons du plasma, qui constituent deux circuits couplés entre lesquels un transfert d'énergie électromagnétique devient possible.

En fonction de l'application, un certain nombre de fils sont assemblés en bobine et on choisit la géométrie de la paroi isolante qui les sépare du plasma. On trouve des réacteurs

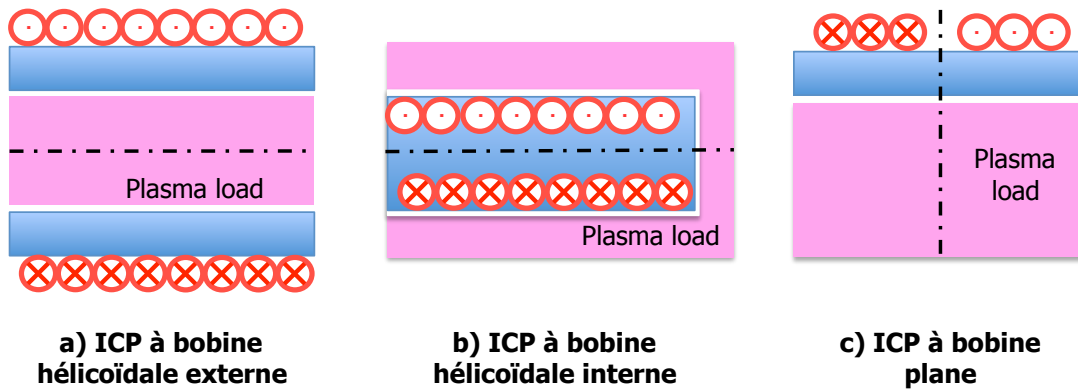


FIGURE 3.2 – Schémas de principe des différentes géométries de réacteur à couplage inductif du plasma : a) un réacteur à géométrie hélicoïdale externe, b) un réacteur à géométrie hélicoïdale interne, c) un réacteur à géométrie plane.

avec une bobine en forme d'hélice qui entoure la paroi ou est placée à l'intérieur¹ d'un tube diélectrique (Fig. 3.2a et b), utilisés par exemple la recherche dans l'industrie des lampes fluocompactes (Fig. 3.11) et les sources utilisées pour l'injecteur d'ions négatifs d'ITER [30], et des réacteurs avec une bobine plane de type spirale circulaire ou oblongue (Fig. 3.2c) préférés dans les procédés de surface, notamment avec des substrats de grande surface (au moins 20 cm de diamètre) [21, 22, 63].

Quelle que soit la géométrie du réacteur à couplage inductif, une fenêtre diélectrique en matériau céramique, sépare le plasma de la bobine, de sorte qu'à aucun moment il n'y a de contact physique permis entre le plasma et l'électrode d'excitation. Ceci permet :

- d'obtenir de faibles chutes de tension dans les gaines de type flottante devant toute surface métallique ou diélectrique ;
- d'augmenter la puissance de décharge ou puissance réellement fournie aux électrons ;
- éviter la pollution du plasma par la pulvérisation d'électrodes.

Le premier plasma couplé inductivement, réalisé par Hittorf en 1884, a été créé par une bobine hélicoïdale externe alimentée par une bouteille de Leyde. En a résulté une décharge haute pression plus brillante sur la périphérie que dans le volume, appelée décharge annulaire (*ring discharge*) [21, 63, 69, 70]. Les décharges avec bobine plane datent des années 1980 [21].

3.3 Modèle électromagnétique d'une décharge ICP

Le couplage électromagnétique, dont la géométrie des champs induits et le dépôt de puissance, pour les deux types de géométrie, est exposé ici en supposant que la décharge est continue et purement inductive, c'est-à-dire qu'il n'y a pas de transition E-H au cours du temps [21, 22, 71]. La géométrie hélicoïdale s'étudie à l'aide des champs électromagnétiques induits afin de modéliser le comportement de la décharge. La géométrie plane nécessite une résolution numérique pour en avoir une description détaillée, elle est néanmoins quelque peu décrite dans [21] et les résultats de la géométrie hélicoïdale y sont applicables. On

1. La géométrie interne fait actuellement l'objet d'une thèse au LPP par Jaime Arancibia Monreal.

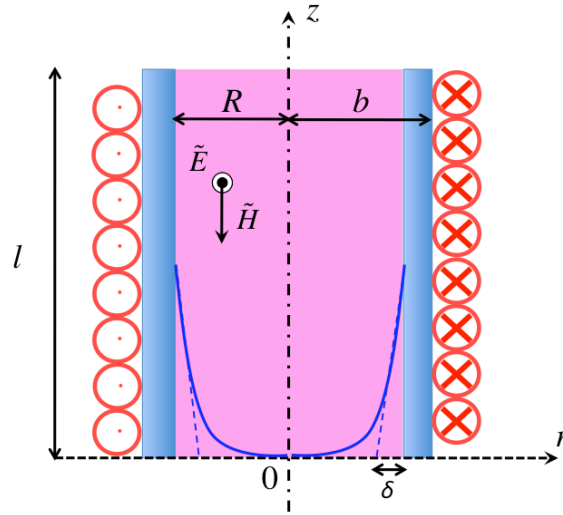


FIGURE 3.3 – Schéma du modèle des champs induits absorbés sur une profondeur de peau δ , dans un cylindre de rayon intérieur R et de longueur l telle que $l \gg R$. La bobine de forme hélicoïdale et de rayon intérieur b est séparée du plasma par un diélectrique.

note L_0 l'inductance propre de la bobine d'excitation et R_0 l'ensemble des pertes cuivre et des pertes fer du circuit d'alimentation de la bobine. P_d représente la puissance de décharge ou puissance active dissipée dans le plasma ou encore absorbée par ses électrons.

3.3.1 Bobine à géométrie hélicoïdale

La figure 3.3 permet de visualiser le champ électromagnétique radiofréquence créé par une bobine externe à N_1 tours, de rayon intérieur b et de longueur l , dans un réacteur cylindrique à parois diélectriques, de rayon intérieur $R < b$ et de longueur l . Le courant rf $i_1(t)$ de valeur efficace I_1 tel que :

$$i_1(t) = I_1 \sqrt{2} \cos(\omega t) \quad (3.2)$$

circule dans la bobine entourant le tube diélectrique, il est la source d'une onde électromagnétique évanescence car la pulsation rf :

$$\omega = 2\pi f \quad (3.3)$$

où f la fréquence d'excitation, est très inférieure à la pulsation plasma électronique $\omega_{p,e}$. La figure 3.3 montre la création par le courant rf i_1 d'un champ d'excitation magnétique \tilde{H} qui varie à la même fréquence et qui lui-même crée un champ électrique rf \tilde{E} dans le plasma. L'alimentation de la bobine par une puissance rf résulte donc en un champ électromagnétique induit $(\tilde{E}_\theta, \tilde{H}_z)$ à travers lequel la puissance est transférée aux électrons du plasma par dissipation ohmique ou collisionnelle et par chauffage par l'onde sur une couche de largeur l'épaisseur de peau [21].

Dans le cas $\nu_m \gg \omega$ où ν_m est la pulsation de collision électron-neutre, l'épaisseur de peau collisionnelle s'écrit :

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{\mu_r \mu_0 \sigma \pi f}} \quad (3.4)$$

Dans l'équation (3.4), apparaissent la perméabilité relative du plasma μ_r , qui vaut 1, et la conductivité électrique σ du plasma. L'expression complète de la conductivité du plasma

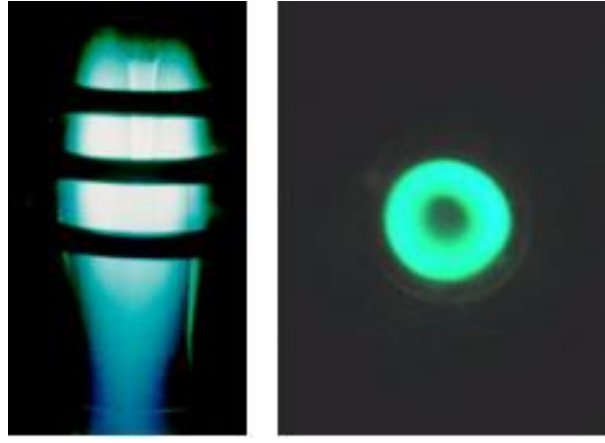


FIGURE 3.4 – Décharge inductive à bobine hélicoïdale extérieure. A gauche, la vue de côté ; à droite, la vue depuis une extrémité de la bobine [73].

fait apparaître la pulsation cyclotronique des électrons $\omega_{c,e}$, mais on se place dans des domaines de fréquence et de champ magnétique induit tels que $\omega_{c,e} \ll \omega$, ν_m [72]. Ainsi :

$$\sigma = \frac{\epsilon_0 \omega_{p,e}^2}{j\omega + \nu_m} \quad (3.5)$$

avec

$$\nu_m = n_g \sigma_{el} v_{th,e} \quad (3.6)$$

où n_g est la densité de neutres :

$$n_g = \frac{p}{k_B T_g} \quad (3.7)$$

avec T_g est la température des neutres, de l'ordre de 300 K, σ_{el} est la section efficace de collision électron-neutre qui vaut en moyenne 10^{19} m^2 [22] et la vitesse thermique des électrons :

$$v_{th,e} = \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} \quad (3.8)$$

La conductivité dc du plasma s'écrit :

$$\sigma_{dc} = \frac{\epsilon_0 \omega_{p,e}^2}{\nu_m} \quad (3.9)$$

L'épaisseur de peau dans le cas non collisionnel où $\nu_m \ll \omega$ est donnée par l'inverse de la constante de décroissance d'une onde électromagnétique dans le plasma (à cause de la relation d'ordre $\omega \gg \omega_{p,e}$) et on obtient dans le cas non collisionnel où $\nu_m \ll \omega$:

$$\delta = \frac{c_0}{\omega_{p,e}} \quad (3.10)$$

$$= c_0 \sqrt{\frac{m_e \epsilon_0}{n_e e^2}} \quad (3.11)$$

avec $c_0 = 1/\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$ la célérité de la lumière dans le vide et n_e est la densité électronique du plasma. Ainsi δ contrôle la structure radiale des champs électromagnétiques induits par la bobine [21].

La décharge annulaire de Hittorf s'explique donc par le dépôt de puissance électromagnétique radiofréquence localisée dans l'épaisseur de peau. Une décharge inductive similaire à celle

de Hittorf est montrée en figure 3.4, de côté et depuis une extrémité de la décharge. La luminosité est plus importante en périphérie de la décharge, montrant où se situe l'excitation des électrons par le champ électromagnétique induit dans l'épaisseur de peau. Dans la suite, on étudie le couplage inductif selon le régime de densité du plasma.

3.3.1.1 Cas où $\delta \gg R$: régime de faible densité du plasma

A faible densité électronique, le plasma a une faible conductivité électrique et l'épaisseur de peau est très grande devant la taille du cylindre. Le champ électromagnétique induit n'est donc pas absorbé par le plasma. Le champ d'induction magnétique H_z est uniforme sur tout le diamètre de la décharge comme dans un espace vide de charges. On calcule H_z à partir du théorème d'Ampère :

$$H_z = \frac{N_1 I_1 \sqrt{2}}{l} \quad (3.12)$$

Le flux magnétique s'écrit :

$$\phi(r) = \mu_0 N_1 H_z \pi r^2 \quad (3.13)$$

et le flux magnétique total dans le cylindre de plasma de diamètre R (Fig. 3.3) :

$$\Phi_{tot} = \mu_0 N_1 H_z \pi R^2 \quad (3.14)$$

Le champ électrique \tilde{E}_θ est calculé par la loi de Faraday : $-d\phi/dt = \oint \vec{E}_\theta \cdot d\vec{l}$ où $d\vec{l} = r d\theta \vec{e}_\theta$. La bobine possède N_1 tours, on obtient alors le champ électrique non uniforme :

$$\tilde{E}_\theta = -\frac{\mu_0 N_1 r}{2l} j\omega I_1 \sqrt{2} \quad (3.15)$$

Ainsi E_θ décroît linéairement avec la position r dû aux conditions aux limites : le champ est nul au centre et fini aux parois. Les particules chargées du plasma ont peu d'influence sur le profil de champ.

Dans le cas basse pression où $\nu_m/\omega \ll 1$ soit une constante diélectrique du plasma $\epsilon_p \sim -\omega_p^2/\omega^2$, la densité de courant dans le cylindre de plasma est donnée par :

$$\tilde{J}_\theta = j\omega\epsilon_0\epsilon_p \tilde{E}_\theta = -\frac{n_e e^2}{m_e} \frac{\mu_0 N_1 r}{2l} I_1 \sqrt{2} \quad (3.16)$$

La puissance de décharge P_d est alors calculée par le théorème de Poynting :

$$P_d = \int_0^{2\pi} \int_0^R \int_0^l \frac{|\tilde{J}_\theta|^2}{2\sigma_{dc}} r d\phi dr dz = \frac{n_e e^2 \nu_m \mu_0^2 N_1^2 \pi R^4}{4m_e l} I_1^2 \quad (3.17)$$

D'après l'expression d'une puissance active, on peut poser :

$$P_d = R_1 I_1^2 \quad (3.18)$$

où R_1 est la résistance totale vue du primaire, équivalente au chauffage inductif pour les faibles densités. En identifiant les coefficients des équations (3.17) et (3.18), on obtient :

$$R_1 = \frac{n_e e^2 \nu_m \mu_0^2 N_1^2 \pi R^4}{4m_e l} \quad (3.19)$$

Ainsi à courant constant, la résistance totale et la puissance sont proportionnelles à la densité électronique ; la pente de la résistance en fonction de n_e dépend de la pression à travers ν_m . L'impédance totale de la bobine chargée par le plasma s'écrit :

$$\underline{Z}_1 = R_1 + j\omega L_1 \quad (3.20)$$

où L_1 l'inductance totale du primaire chargé par le plasma. Puisque le champ H_z dans le plasma est uniforme spatialement, il n'y a pas de flux magnétique créé par le plasma. Dans ce cas, le flux magnétique total est égal au flux magnétique créé par la circulation du courant I_1 dans la bobine. On a

$$\Phi_{tot} = L_0 I_1 \quad (3.21)$$

et on peut déduire des équations (3.12) et (3.13) avec $r = b$:

$$L_0 = \frac{\mu_0 \pi b^2 N_1^2}{l} \quad (3.22)$$

On voit que l'inductance totale du primaire n'est pas modifiée par le plasma dans ce régime de faible densité électronique et on a :

$$L_1 = L_0 \quad (3.23)$$

3.3.1.2 Cas où $\delta \ll R$: régime de haute densité du plasma

A forte densité électronique, la conductivité du plasma est plus élevée, permettant d'avoir $\delta \ll R$. Les deux champs décroissent sur l'épaisseur de peau jusqu'à être nuls au centre de la décharge : ils sont évanescents et absorbés par le plasma. Le courant induit dans le plasma circule dans la surface $l\delta$ et constitue une boucle ou spire de courant de rayon R ; ce courant va lui-même induire un courant dans le circuit électrique de la bobine et modifier son impédance : c'est le phénomène d'induction mutuelle. Ainsi un plasma purement inductif est toujours modélisé par le secondaire à une seule spire d'un transformateur, soit $N_2 = 1$.

Avec l'approximation $\delta \ll R$, le champ électrique a pour expression :

$$\widetilde{E}_\theta \simeq \widetilde{E}_\theta(r = R) \exp\left(\frac{r - R}{\delta}\right) \quad (3.24)$$

La résistance équivalente du plasma dans le cas de forte densité se calcule toujours à partir de la puissance absorbée dans la décharge :

$$P_d = \frac{1}{2} \text{Re} \left(\widetilde{J}_\theta \cdot \widetilde{E}_\theta^* \right)_{r=R} \int_0^{2\pi} \int_0^R \int_0^l \exp\left(\frac{2(r - R)}{\delta}\right) r d\phi dr dz \quad (3.25)$$

En intégrant par partie sur r et avec $\delta \ll R$, on obtient :

$$P_d = \frac{1}{2\sigma_{dc}} |\widetilde{J}_\theta(r = R)|^2 \pi R l \delta \quad (3.26)$$

Ce résultat montre que dans le cas d'une forte densité électronique, la puissance est absorbée dans un volume équivalent $\mathcal{V} = \pi R l \delta$, c'est-à-dire sur une circonférence de πR

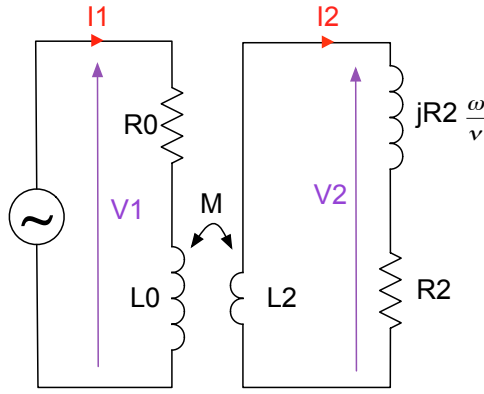


FIGURE 3.5 – Schéma électrique équivalent d'une décharge couplée inductivement où $\delta \ll R$. La maille du générateur à gauche comprend la bobine excitatrice d'inductance L_0 et la résistance totale R_0 du primaire constitué du circuit électrique de la boîte d'accord d'impédance et de la bobine. La maille du secondaire à droite comprend la boucle de courant induit dans le plasma d'inductance L_2 , la résistance du plasma R_2 et l'inductance due à l'inertie des électrons R_2/ν [74].

dans une section $l\delta$, et de profondeur équivalente associée est $\delta/2$ [22, 72], car la puissance de décharge s'écrit :

$$P_d = R_2 I_2^2 \quad (3.27)$$

où I_2 est le courant dans la boucle de plasma de résistance R_2 en régime de haute densité du plasma. R_2 représente la dissipation de puissance dans le plasma par chauffage inductif telle que :

$$R_2 = \frac{\pi R}{\sigma_{dc} l \delta} \quad (3.28)$$

Cette fois, la résistance du plasma est inversement proportionnelle à $\sqrt{n_e}$.

On note L_2 l'inductance, dite géométrique ou magnétique, de cette boucle de plasma à une seule spire que l'on définit de nouveau à partir du flux magnétique :

$$\Phi = \mu_0 \pi R^2 H_z = \mu_0 \pi R^2 I_2 / l = L_2 I_2 \quad (3.29)$$

et on obtient :

$$L_2 = \frac{\mu_0 \pi R^2}{l} \quad (3.30)$$

Cette inductance est responsable du stockage d'énergie magnétique dans le secondaire.

On considère souvent que l'inertie des électrons est très faible et elle est donc souvent négligée dans les modèles de plasma basse pression. Néanmoins il faut ici la prendre en compte car elle introduit un déphasage entre le champ électrique induit et I_2 . En intégrant l'expression du champ électrique sur la boucle de plasma, on obtient :

$$\tilde{V}_2 = \pi R E_\theta \quad (3.31)$$

La loi d'Ohm locale s'écrit :

$$\tilde{J}_\theta = \sigma E_\theta \quad (3.32)$$

avec σ la conductivité complexe du plasma donné par l'équation (3.5). En intégrant l'équation (3.32) et en prenant comme courant dans la boucle de plasma :

$$\tilde{I}_2 = \tilde{J}_\theta l \delta \quad (3.33)$$

on obtient l'impédance du plasma :

$$\frac{\tilde{V}_2}{\tilde{I}_2} = R_2 + jL_e\omega \quad (3.34)$$

avec L_e l'inductance du plasma due à l'inertie des électrons telle que :

$$L_e = \frac{R_2}{\nu_m} \quad (3.35)$$

Ainsi l'inertie des électrons est modélisée par une inductance qui dépend de la pression à travers le terme de collision.

On a ainsi un circuit parcouru par un courant de charges induisant un courant de charges dans un autre circuit ou milieu ; puisqu'il existe un isolant (d'épaisseur $b - R$) entre ces deux circuits, on peut affirmer que ces circuits sont couplés et qu'il existe une mutuelle inductance entre les deux. Dans ce cas, on définit l'impédance \underline{Z}_1 de la maille du premier circuit parcouru par le courant I_1 :

$$\underline{Z}_1 = R_0 + j\omega L_0 \quad (3.36)$$

L'impédance \underline{Z}_2 de la maille du second circuit parcouru par le courant I_2 s'écrit :

$$\underline{Z}_2 = R_2 + j\omega L_2 + j\omega L_e \quad (3.37)$$

L_2 est inductivement couplée à la bobine L_0 du primaire à travers la mutuelle inductance M :

$$M = k\sqrt{L_0 L_2} \quad (3.38)$$

où k est le coefficient de couplage (avec $0 < k \leq 1$) qui dépend de la géométrie de la décharge. Si la bobine et la spire de courant sont coaxiales, on peut établir la relation [74] :

$$L_2 = \frac{L_0}{kN_1^2} \quad (3.39)$$

On obtient alors une nouvelle expression de la mutuelle inductance :

$$M = \frac{L_0}{N_1} \sqrt{k} \quad (3.40)$$

Une fois identifiés les différents effets du couplage inductif dans le cas où $\delta \ll R$, on obtient le schéma électrique équivalent de la figure 3.5. Le primaire du transformateur est constitué de la bobine d'induction à N_1 tours et de son circuit d'alimentation, avec L_0 son inductance et R_0 la résistance totale de la maille. On note $v_1(t) = V_1\sqrt{2}\cos(\omega t)$ la tension sinusoïdale aux bornes du générateur radiofréquence où V_1 est sa valeur efficace et ω sa pulsation d'excitation. On note I_1 la valeur efficace du courant rf qui traverse la bobine d'induction. Le secondaire est constitué de l'inductance L_2 qui permet le stockage d'énergie magnétique dans le secondaire, de l'inductance L_e et de la résistance R_2 qui caractérisent le plasma. La tension aux bornes de l'impédance du plasma constituée de R_2 et de L_e est notée $v_2(t)$ et sa valeur efficace V_2 . Le courant $i_2(t)$ de valeur efficace I_2 est le courant dans la boucle de plasma. Le champ d'excitation magnétique créé et $i_2(t)$ sont en phase si les dimensions du réacteur sont beaucoup plus petites que la longueur d'onde correspondant à la fréquence d'excitation (la longueur d'onde vaut 75 m pour une fréquence d'excitation de 4 MHz et 22 m pour 13,56 MHz).

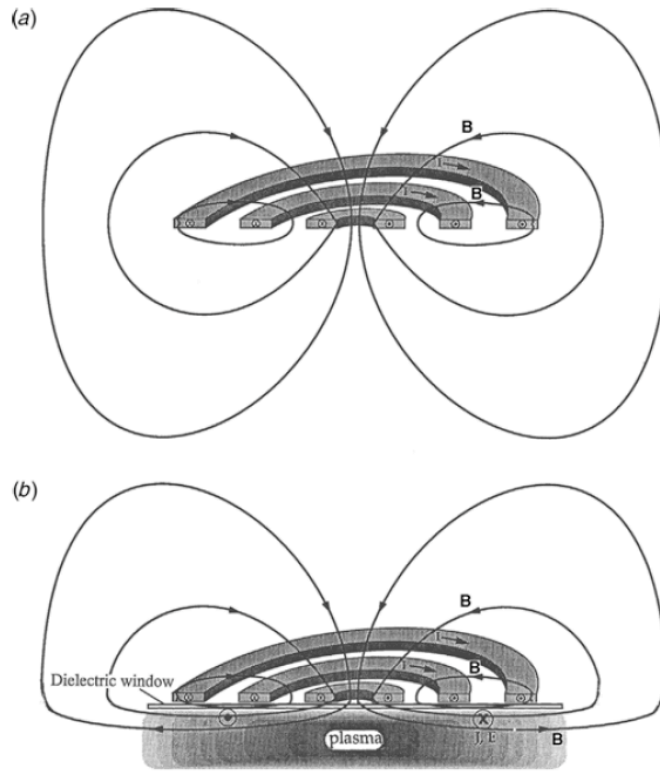


FIGURE 3.6 – Schéma des lignes de champ électromagnétique créées par une décharge inductive plane : a) sans plasma, b) avec plasma. Figure issue de [21].

Contrairement au cas des faibles densités électroniques, l'inductance totale du primaire chargé par le plasma est modifiée bien que seule la bobine soit responsable de l'induction : le couplage se fait entre le plasma d'inductance L_p et la bobine d'inductance L_0 . Ainsi la décharge est maintenue soit par un champ électrostatique dans le cas d'un plasma de faible densité de charges, soit par un champ électromagnétique azimuthal dans le cas d'une densité de charges élevée.

3.3.2 Bobine à géométrie plane

La géométrie plane est une géométrie axisymétrique. La bobine génère un champ électromagnétique de composantes : $\widetilde{H}_r(r, z)$, $\widetilde{H}_z(r, z)$, $\widetilde{E}_\theta(r, z)$. En l'absence de plasma, les lignes de champ magnétique entourent la bobine et sont symétriques de part et d'autre de ses deux faces (Fig. 3.6a) ; il n'y a pas de circulation de courant. Lorsqu'un plasma se forme de l'autre côté de la fenêtre diélectrique par collisions inélastiques entre les électrons originels et les neutres, un champ électrique azimuthal $\widetilde{E}_\theta(r, z)$ et une boucle de courant d'électrons de densité \widetilde{J}_θ sont induits dans le plasma (parallèles à la bobine). D'après la loi de Lenz, le sens du courant est opposé à celui de la bobine et est confiné dans l'épaisseur de peau δ . Le champ magnétique total est la somme des champs produits par la bobine et par la boucle de courant dans le plasma (Fig. 3.6b). $\widetilde{H}_z(r, z)$ est le champ dominant près de l'axe de la bobine et c'est $\widetilde{H}_r(r, z)$ qui est prépondérant dès que l'on s'en éloigne. Un couplage capacitif peut toutefois exister dans le cas d'un réacteur ICP en raison de l'espace entre les spires et le plasma. Pour réduire ce couplage parasite, un

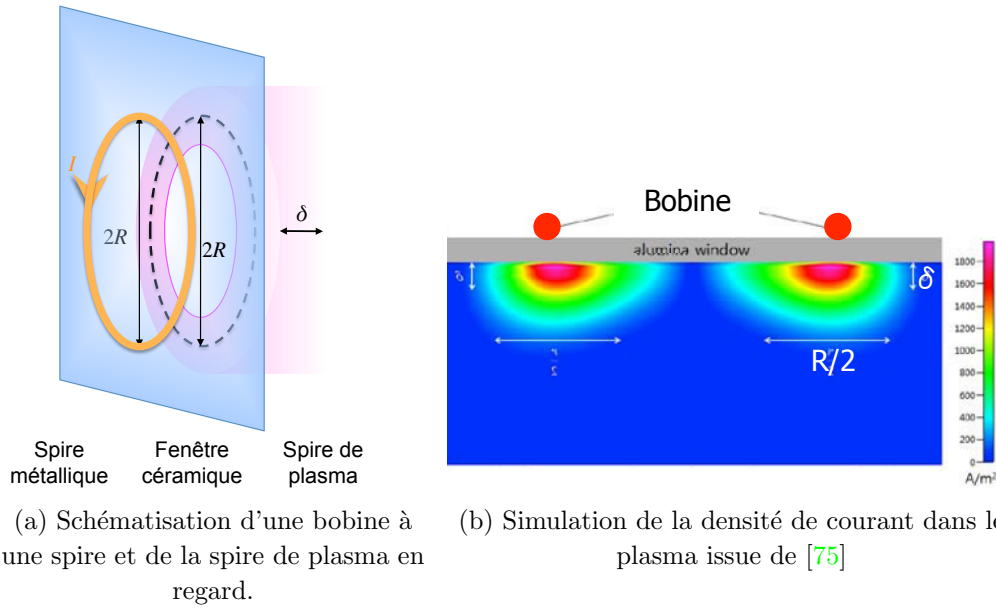


FIGURE 3.7 – Modélisation de la spire de courant dans le plasma créée par une spire métallique inductrice avec δ l'épaisseur de peau et R le rayon de la spire.

écran de Faraday est préférable à une augmentation de l'épaisseur de la fenêtre céramique afin de ne pas réduire l'efficacité de couplage [22, 49].

La figure 3.7a schématise le cas d'une bobine plane comportant une spire circulaire de diamètre moyen $2R$ qui crée une spire de plasma de diamètre moyen $2R$ et d'épaisseur égale à l'épaisseur de peau δ . Le champ électrique et le courant induits sont proportionnels au rayon : ils augmentent avec le rayon et sont nuls au centre [21]. Ceci implique que la puissance absorbée par les électrons du plasma P_{abs} diminue au centre et on obtient une absorption dans le plasma en forme d'anneau comme l'ont montré Lee *et al.* [75] et illustré par la figure 3.7b. La densité électronique est plus importante sur l'axe de la bobine en raison de la distribution du champ magnétique [21, 81] et la densité de courant dans le plasma est concentrée dans une couche au voisinage du fil de la bobine et d'épaisseur δ .

La figure 3.8a montre la bobine plate de forme oblongue utilisée dans le deuxième prototype du propulseur PEGASES. La figure 3.8c montre la boucle de courant générée au démarrage à 100 mTorr ; cette boucle est bien visible au démarrage quand le plasma ne remplit pas encore le volume du propulseur. La figure 3.8d montre le prototype en régime stationnaire (1 mTorr) où la luminosité devient plus importante et plus uniforme à cause de la diffusion du plasma vers la chambre à vide. La figure 3.8b montre le prototype après opération : on voit la forme de la bobine se dessiner sous forme de dépôt sur la fenêtre en céramique, montrant où la densité électronique, et donc la dissociation des molécules et l'ionisation, ont été les plus élevées. On remarque que la bobine, la boucle de courant et sa marque sur la fenêtre céramique sont coaxiales.

Le circuit électrique de la figure 3.5 établi pour une bobine hélicoïdale est également valable pour une bobine plane [21] et on peut appliquer les relations établies en section 3.3.1.2 au cas de la bobine plane.

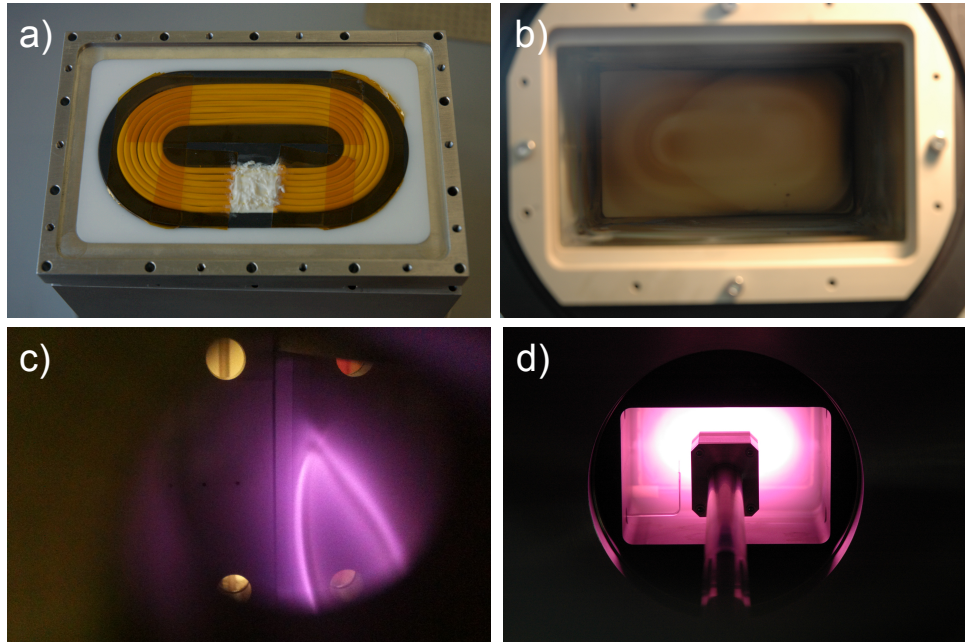


FIGURE 3.8 – ICP du deuxième prototype de PEGASES : a) bobine plane oblongue dans son logement en ferrite avec $N_1 = 7$, b) vue de la fenêtre céramique du côté du plasma et du dépôt sulfureux locaux en vis-à-vis de la bobine inductrice, c) spire lumineuse de plasma obtenue au démarrage à haute pression, d) ICP en opération à basse pression avec la barrière magnétique.

3.4 Utilisation de la loi d'Ohm intégrale avec le plasma comme secondaire d'un transformateur

Grâce au modèle électromagnétique (cas où $\delta \ll R$) décrit ci-dessus, valable quelle que soit la géométrie de la bobine adoptée, il est d'usage depuis les années 1890 avec J.J.Thompson de considérer que ces décharges sont couplées par transformateur. On peut alors modéliser la décharge comme le secondaire à une seule spire d'un transformateur avec une bobine à N_1 spires au primaire, comme le montre la figure 3.5. Piejak *et al.* appliquent le formalisme des transformateurs afin d'établir un schéma électrique équivalent de l'ensemble constitué de la bobine et du plasma. La mesure de grandeurs électriques extérieures comme le courant de décharge, les potentiels électriques, les déphasages entre tension et courant, les puissances incidente et réfléchie permet de déterminer les différents éléments du schéma équivalent et le courant dans la boucle de plasma [71, 74]. Les grandeurs électriques extérieures sont considérées comme les paramètres intégraux du plasma, c'est-à-dire qui ne dépendent pas de la position et correspondent à la moyenne des grandeurs locales sur le volume de la décharge ; ils sont donc adaptables à toutes les géométries de décharge inductive. L'efficacité de transfert de puissance est calculée à partir des composantes de ce schéma électrique équivalent.

3.4.1 Paramètres globaux de la décharge

Le schéma électrique équivalent de la figure 3.5 est utilisé pour décrire la décharge dans le régime $\delta \ll R$. Les notations adoptées pour les composants et les grandeurs électriques

du schéma ont été présentées dans la section précédente. La loi d'Ohm intégrée le long de la boucle de courant dans le plasma s'écrit :

$$\underline{V}_2 = \underline{I}_2(R_2 + j\omega L_2 + j\omega L_e) \quad (3.41)$$

En notant \underline{Z}_2 l'impédance totale du circuit secondaire correspondant à la mise en série de l'impédance du plasma et de L_2 , on obtient son module Z_2 :

$$Z_2 = |\underline{Z}_2| = \sqrt{R_2^2 + (\omega L_2 + \frac{\omega}{\nu_m} R_2)^2} \quad (3.42)$$

Le comportement du plasma dépend alors du rapport ω/ν_m . Par exemple, si ce rapport est faible, c'est-à-dire pour une décharge à haute pression ou collisionnelle, l'impédance du plasma est essentiellement résistive.

En supposant le circuit magnétique non saturé, les flux magnétiques peuvent être additionnés. Ainsi, à partir des mailles couplées du circuit de la figure 3.5, le système d'équations de maille pour les circuits primaire et secondaire s'écrit :

$$\begin{cases} \underline{V}_1 = \underline{I}_1(R_0 + j\omega L_0) + j\omega M \underline{I}_2 \\ -j\omega M \underline{I}_1 = \underline{I}_2(R_2 + j\frac{\omega}{\nu} R_2 + j\omega L_2) \end{cases} \quad (3.43)$$

et en éliminant \underline{I}_2 des équations :

$$\underline{V}_1 = \underline{I}_1 \left(R_0 + j\omega L_0 + \frac{(\omega M)^2}{\underline{Z}_2} \right) \quad (3.44)$$

il apparaît alors que l'effet de coupler le circuit secondaire d'impédance totale \underline{Z}_2 avec le primaire est d'ajouter en série une impédance $(\omega M)^2/\underline{Z}_2$ à la maille du primaire, dite impédance transformée du secondaire vue du primaire [76]. Dans le cas d'un transformateur idéal, on aurait :

$$\begin{cases} k = 1 \\ \frac{(\omega M)^2}{Z_2^2} = N_1^2 \end{cases} \quad (3.45)$$

On obtient le circuit équivalent à une seule maille parcouru par le courant i_1 de la figure 3.9, comportant les impédances du primaire et les impédances transformées du secondaire vues du primaire.

A partir de l'équation (3.44), la résistance et l'inductance totales équivalentes du circuit sont respectivement définies comme :

$$R_1 = R_0 + R_2 \frac{\omega^2 k^2 L_0 L_2}{Z_2^2} \quad (3.46)$$

$$L_1 = L_0 - \omega k^2 L_0 L_2 \frac{\omega L_2 + \frac{\omega}{\nu_m} R_2}{Z_2^2} \quad (3.47)$$

En mesurant le courant efficace I_1 parcourant la bobine, la tension efficace V_1 à ses bornes V_1 et le déphasage entre les deux grandeurs ϕ_1 , on peut déterminer R_1 et L_1 :

$$R_1 = \frac{V_1}{I_1} \cos \phi \quad (3.48)$$

$$L_1 = \frac{V_1}{\omega I_1} \sin \phi \quad (3.49)$$

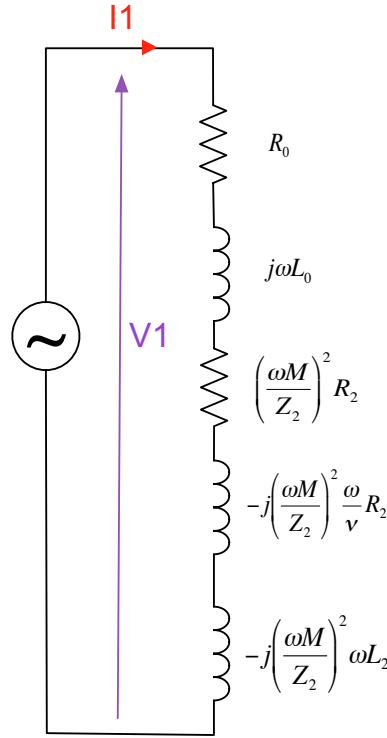


FIGURE 3.9 – Circuit équivalent à une seule maille d'une décharge couplée inductivement. Le circuit secondaire a été transformé en ses éléments série vus du primaire.

Les équations (3.39), (3.46), (3.47) permettent de déduire :

$$k^2 = \frac{\omega^2(L_0 - L_1)^2 + (R_1 - R_0)^2}{\omega L_0 \left[\omega(L_0 - L_1) - \frac{\omega}{\nu_m}(R_1 - R_0) \right]} \quad (3.50)$$

$$R_2 = \frac{\omega L_0}{k N_1^2} \frac{R_1 - R_0}{\omega(L_0 - L_1) - \frac{\omega}{\nu_m}(R_1 - R_0)} \quad (3.51)$$

$$I_2 = I_1 \omega L_0 \frac{\sqrt{k}}{N_1} \frac{1}{|Z_2|} \quad (3.52)$$

Les caractéristiques de la charge que constitue le plasma apparaissent en figure 3.9 et peuvent alors être trouvées à l'aide des équations (3.46) à (3.52). Les résultats expérimentaux sont donnés en section 4.2.4.

En utilisant le schéma électrique équivalent de la figure 3.9, on obtient la résistance R_P et l'inductance L_P du plasma transformées ou vues du primaire :

$$R_P = R_1 - R_0 \quad (3.53)$$

$$L_P = L_1 - L_0 \quad (3.54)$$

Le signe négatif devant L_P montre l'effet du secondaire sur le primaire, à savoir que le secondaire neutralise une partie du flux magnétique généré par le primaire et y induit une chute de tension inverse proportionnelle au courant circulant dans le secondaire. Ainsi l'impédance du secondaire couplée au primaire permet de prendre en compte la tension que le secondaire impose au primaire. Cet effet se retrouve dans la baisse de courant observée expérimentalement lorsqu'il y a assez d'électrons pour initier la décharge et que le plasma s'allume (on verra plus loin que le courant dans la bobine diminue fortement

lorsque la décharge démarre et que l'impédance de la boîte d'accord d'impédance doit être modifiée afin de retrouver une puissance de décharge optimale). La puissance électrique absorbée par la décharge est la puissance active consommée par les éléments résistants et non par les éléments réactants du schéma équivalent de la figure 3.9. A partir des équations (3.27), (3.46), (3.52) et (3.53), la puissance absorbée par la décharge s'écrit :

$$P_d = (R_1 - R_0)I_1^2 \quad (3.55)$$

$$= R_P I_1^2 \quad (3.56)$$

3.4.2 Efficacité de transfert de puissance

La puissance de décharge est le paramètre critique qui conditionne le fonctionnement de la décharge. On utilise ici la méthode proposée par Godyak pour déterminer l'efficacité de transfert de puissance [47].

La puissance transmise par le générateur de puissance rf à l'ensemble du circuit électrique est P_{tr} :

$$P_{tr} = P_{inc} - P_{refl} \quad (3.57)$$

où P_{inc} est la puissance incidente c'est-à-dire la puissance envoyée par le générateur sur consigne de l'opérateur et P_{refl} est la puissance réfléchiée sur le générateur. Si l'optimisation du circuit électrique tend à réduire P_{refl} , l'égalité entre P_{tr} et P_{inc} n'est de toute façon pas réalisable : il existe toujours une énergie perdue dans le circuit électrique primaire par effet Joule en raison des éléments cuivre (fil de la bobine et connectique) et des courants de Foucault qui apparaissent dans les éléments ferromagnétiques. Il faut donc d'abord évaluer la puissance perdue, c'est-à-dire celle qui ne sera pas fournie au plasma.

Lorsque le réacteur fonctionne à vide, c'est-à-dire qu'un courant de valeur efficace I_0 circule dans la bobine au primaire mais qu'aucun gaz n'est injecté pour créer un plasma, la puissance transmise à vide $P_{tr,0}$ s'écrit :

$$P_{tr,0} = R_0 I_0^2 \quad (3.58)$$

En notant I_1 la valeur efficace du courant dans la bobine lorsqu'un plasma est créé, la puissance transmise s'écrit :

$$P_{tr} = I_1^2 (R_0 + R_P) \quad (3.59)$$

ce qui permet de déduire une expression de R_P en fonction des grandeurs électriques mesurables :

$$R_P = \frac{P_{tr}}{I_1^2} - R_0 \quad (3.60)$$

À partir de l'équation (3.56), la puissance de décharge peut s'écrire :

$$P_d = P_{tr} - P_{tr,0} \frac{I_1^2}{I_0^2} \quad (3.61)$$

$$= P_{tr} - R_0 I_1^2 \quad (3.62)$$

L'efficacité de transfert de puissance PTE (pour *power transfer efficiency*) se définit comme le rapport de la puissance de décharge sur la puissance transmise :

$$PTE = \frac{P_d}{P_{tr}} \quad (3.63)$$

Elle peut s'écrire également sous la forme :

$$PTE = \frac{P_d}{P_d + R_0 I_1^2} = \frac{1}{1 + \frac{R_0}{R_P}} \quad (3.64)$$

Faire tendre ce rapport vers l'unité en limitant R_0 permet d'obtenir une bonne efficacité énergétique globale du propulseur.

Pour comprendre le comportement de la décharge, on peut faire apparaître les éléments impédants du plasma en utilisant les équations (3.46), (3.51), (3.53) et (3.56) :

$$\frac{R_0 I_1^2}{P_d} = \frac{R_0}{R_P} = \frac{R_2^2 + (\omega L_2 + \omega/\nu_m R_2)^2}{R_2 k^2 Q_0 \omega L_2} \quad (3.65)$$

où $Q_0 = L_0 \omega / R_0$ est le facteur de qualité de la boîte d'accord et de la bobine non chargées.

3.5 Techniques d'optimisation du couplage inductif du plasma

Les relations données dans la section précédente permettent de comprendre le fonctionnement de la source de plasma et l'évolution des grandeurs électriques ; elles donnent des pistes pour l'optimisation de l'efficacité de transfert de puissance électromagnétique. En effet, une décharge inductive peut se faire à l'aide d'une bobine à noyau d'air mais l'introduction d'un noyau de ferrite et des considérations de construction du réacteur permettent d'augmenter le rendement à moindre coût énergétique.

3.5.1 Utilisation d'une bobine à noyau de ferrite

L'ajout d'un noyau magnétique à la bobine pour canaliser le flux magnétique, à l'instar des transformateurs permet d'obtenir un plasma de type TCP ou *transformer-coupled plasma* dont le principe est donné en figure 3.10. Pour travailler à fréquence élevée, on utilise des ferrites [63, 22, 47, 77, 78].

Dans l'industrie des lampes fluocompactes [79, 80], bien plus avancée dans l'efficacité de couplage que l'industrie des procédés plasma, la première solution d'amélioration est privilégiée (Fig. 3.11) et permet d'atteindre des efficacités de transfert de puissance jusqu'à 99% pour des fréquences de fonctionnement plus faibles que celles de la majorité des réacteurs ICP. Les ferrites sont des céramiques magnétiques dont la perméabilité magnétique est élevée afin de canaliser le flux magnétique. Leur résistivité électrique est importante, typiquement de l'ordre de $10^5 \Omega \cdot m$; les pertes par courant de Foucault y sont donc négligeables. La saturation du matériau est atteinte si l'on travaille à très fort champ magnétique et très haute température. Le champ magnétique rf dans une décharge ICP est généralement inférieure à la dizaine de gauss [78], donc la saturation n'est pas atteinte.

En notant μ_f et μ_{air} la perméabilité de la ferrite et de l'air respectivement avec $\mu_{air} = 1$, on a :

$$H_{air} = \frac{\mu_f}{\mu_{air}} * H_f \quad (3.66)$$

où H_f et H_{air} sont le champ d'induction magnétique dans la ferrite et dans l'air respectivement. La figure 3.10 montre les lignes de champ magnétique pénétrant dans le

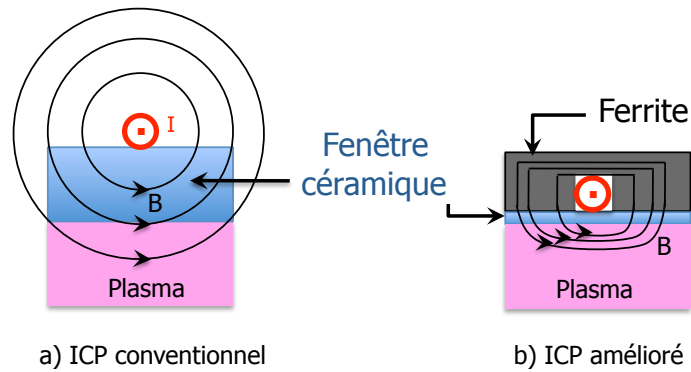


FIGURE 3.10 – Schéma des lignes de champ magnétique a) sans ferrite, avec une épaisse fenêtre céramique, et b) avec l'utilisation d'une ferrite, avec une fenêtre céramique d'épaisseur réduite.

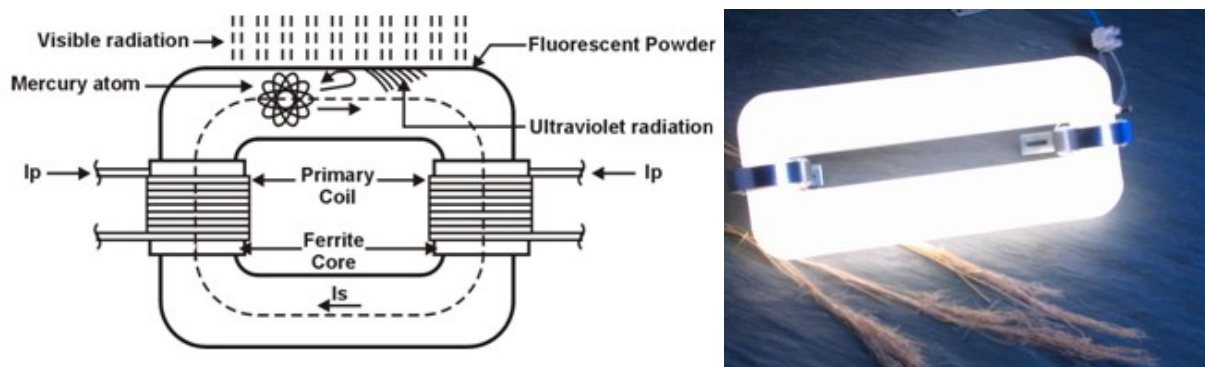


FIGURE 3.11 – Schéma d'une lampe à induction avec ferrite et lampe en opération.

plasma; le flux forme ensuite a) une large boucle autour de la bobine s'il n'y a pas de circuit magnétique ou b) est canalisé dans la ferrite et augmente la mutuelle inductance. Pour tout matériau magnétique, on a $\mu_f/\mu_{air} \gg 1$ avec $\mu_{air} = 1$: l'effet de la ferrite est d'augmenter la mutuelle inductance et le champ d'excitation magnétique dans la chambre d'ionisation. D'après l'équation (3.38), le coefficient de couplage k est augmenté. D'après l'équation (3.46), la résistance du plasma vue du primaire est augmentée proportionnellement à M^2 et le courant I_1 dans la bobine est réduit. Le couplage inductif du plasma est favorisé et maintenu sans que le courant dans la bobine augmente et les pertes de puissance son limitées même lorsque la puissance injectée augmente [22, 77].

L'effet de l'augmentation de la perméabilité magnétique se fait d'autant plus sentir que l'on travaille à fréquence modérée, typiquement avec $f \leq 4$ MHz, car la perméabilité magnétique chute au-delà. Ainsi les lampes fluocompactes ont une fréquence allouée à 2,65 MHz. La figure 3.11 donne un exemple de lampe fluocompacte utilisant des ferrites pour améliorer le couplage entre le courant électrique rf I_p et le plasma dans lequel est généré un courant I_s et montre une telle lampe en opération. De plus, utiliser une fréquence d'excitation plus faible permet de réduire la taille du générateur de puissance (aspect non négligeable pour une application embarquée dans l'espace).

Enfin, un autre avantage est que les ferrites peuvent être moulées selon la forme désirée du circuit magnétique pour contrôler la concentration en champ magnétique en divers points d'un réacteur. Utilisée comme noyau de bobine, une ferrite n'ajoute pas à l'encombrement de la bobine d'induction (à l'inverse d'un confinement magnétique) [78].

3.5.2 Réduction de l'épaisseur de la fenêtre diélectrique

La fenêtre diélectrique a plusieurs rôles. Elle réalise l'isolation galvanique entre la bobine du primaire et la spire de courant dans le plasma ainsi que l'étanchéité au vide.

Pour maximiser le couplage, la bobine doit être la plus proche possible du plasma afin d'augmenter la mutuelle inductance et de limiter les fuites de flux magnétique. Hopwood *et al.* ont testé quatre épaisseurs de fenêtre diélectrique dans un réacteur ICP plan : le courant dans la bobine augmente pour maintenir le plasma lorsque la fenêtre est plus épaisse du fait de la diminution de la mutuelle inductance, résultant en une baisse de l'efficacité de transfert de puissance [81]. L'épaisseur de la fenêtre céramique doit donc être limitée pour augmenter le volume de plasma où règne le champ magnétique et ainsi maximiser le flux magnétique dans la région du plasma, comme illustré sur la figure 3.10. Ainsi, en ce qui concerne la géométrie plane, la réduction de l'épaisseur de la fenêtre n'est mécaniquement réalisable que dans le cas d'un réacteur de petite section comme PEGASES. Les contraintes mécaniques sont trop importantes dans les grands réacteurs de gravure, une solution couramment employée réside dans l'usage de plusieurs bobines réparties tout autour de la chambre d'ionisation pour améliorer l'uniformité du plasma à grande échelle d'induction. Dans le cas d'une géométrie hélicoïdale externe, Nawaz *et al.* ont montré que la réduction de l'épaisseur du tube de quartz contenant le plasma permet à la fois d'augmenter le couplage de l'énergie électromagnétique entre la bobine et le plasma et de réduire les contraintes thermomécaniques sur les parois diélectriques par réduction du gradient radial de température [82].

Chapitre 4

Etage d'ionisation

Sommaire

4.1 Etage d'ionisation du premier prototype	70
4.2 Etage d'ionisation du second prototype	73
4.2.1 Dimensionnement de la fenêtre diélectrique	73
4.2.2 Dimensionnement et paramètres électriques de la bobine à noyau de ferrite	74
4.2.3 Le circuit d'accord d'impédance	78
4.2.4 Paramètres et performances électriques	83
4.2.5 Composante rf du potentiel plasma et boîte d'accord	93
4.2.6 Paramètres plasma	101

Le propulseur PEGASES utilise un plasma radiofréquence comme source d'ions : la conversion d'énergie électrique en énergie électromagnétique se fait à travers la bobine d'induction alimentée en puissance radiofréquence. La puissance délivrée par le générateur au plasma doit être maximale pour une application embarquée. Comme dans toute application haute fréquence, la question de l'adaptation d'impédance est un problème majeur pour la transmission de puissance. Une fois déterminé le cahier des charges du plasma et donc de la bobine d'induction, le circuit d'alimentation électrique doit être dimensionné en tenant compte de l'adaptation d'impédance. Un générateur de puissance radiofréquence fournit une puissance maximale lorsque sa charge est équivalente à une impédance de 50Ω : le calcul de la puissance maximale transférée montre que l'impédance de la charge doit être égale à celle du générateur. Cependant, il n'est pas possible d'obtenir constamment un plasma qui serait équivalent à une charge de 50Ω . En effet, l'impédance totale du plasma dépend de nombreux paramètres de la décharge eux-mêmes non constants dans une expérience de laboratoire, comme cela a été vu dans le chapitre 3. Un circuit électrique intermédiaire est donc nécessaire afin d'adapter la charge du générateur : la puissance rf est fournie via une boîte d'accord d'impédance à la bobine inductrice. La boîte d'accord d'impédance comprend généralement deux condensateurs variables pour ajouter de la réactance au circuit en fonction des conditions de la décharge afin de faire correspondre la fréquence d'excitation et la fréquence de résonance. Le principe est le même quel que soit le type de couplage radiofréquence du plasma.

4.1 Etage d'ionisation du premier prototype

Dans la version de type L de la boîte d'accord du premier prototype de PEGASES, déjà détaillée dans [37], l'une des bornes de la bobine inductrice était reliée à la masse, autorisant un fort couplage capacitif (Fig. 4.1a) [83]. Il existait alors une excitation asymétrique des électrons par d'importantes oscillations de potentiel entre les deux bornes de la bobine.

Afin d'éliminer le couplage capacitif entre une bobine et le plasma, deux solutions sont envisageables et leur efficacité a été montrée dans la littérature : insérer un écran de Faraday relié à la masse [22, 49] ou ajouter un condensateur entre la bobine et la masse. En effet, la connexion d'une extrémité de la bobine à la masse par un fil est équivalente à insérer une capacité infinie. Suzuki *et al.* [83] ont montré qu'insérer une capacité de quelques centaines de pF lorsque la bobine a une inductance de l'ordre du μH est suffisante pour diminuer significativement le couplage capacitif. La boîte d'accord est donc modifiée de manière à avoir un circuit de type Π , c'est-à-dire en inversant les positions du condensateur C_{accord} et de la bobine (Fig. 4.1b). C_{accord} est dimensionnée de telle sorte que l'on peut avoir une masse virtuelle au milieu de la bobine comme le montrent les figures 4.1 et 4.2. La tension aux bornes de chaque demi-bobine d'inductance $L_0/2$ est alors égale à la tension aux bornes de C_{accord} et on a :

$$u_{rf} = u_{AN} = -u_{NB} = u_{BM} \quad (4.1)$$

où u_{rf} est la tension aux bornes du générateur rf. Puisque le même courant traverse la demi-bobine et C_{charge} , on obtient :

$$j\frac{L_0}{2}\omega + \frac{1}{jC_{accord}\omega} = 0 \quad (4.2)$$

On obtient l'équation de résonance suivante :

$$L_0 C_{accord} \omega^2 = 2 \quad (4.3)$$

Le premier prototype de PEGASES est un réacteur à géométrie cylindrique : la bobine est hélicoïdale externe à $N = 3$ spires, sur une couche, et entoure le tube de quartz de diamètre extérieur 60 mm (Fig. 2.1 et Fig. 4.3a). Plusieurs aspects entrent en considération pour le dimensionnement de la bobine parmi lesquels l'inductance et l'encombrement. Afin d'injecter la puissance électromagnétique dans le plasma, il est nécessaire que la bobine hélicoïdale fonctionne en mode normal (Fig. 4.4) : la circonférence C de la spire doit être petite devant la longueur d'onde λ de l'onde électrique [84]. La fréquence d'excitation utilisée est de 13,56 MHz qui est la fréquence typique des réacteurs plasma. La longueur d'onde correspondante est de 22,1 m ; une bobine de diamètre moyen 62,5 mm, soit une circonférence 0,20 m, est donc utilisable. L'épaisseur de peau pour un courant rf circulant dans le cuivre est 17,7 μm . Afin de limiter l'échauffement de la bobine, un fil de cuivre tubulaire de diamètre extérieur 5 mm et de diamètre intérieur 4 mm est utilisé plutôt qu'un fil plein. Les spires sont non jointives car le fil utilisé n'est pas isolé et qu'il faut tenir compte du dégagement de chaleur dû à la circulation du courant rf. De plus, les figures 2.1 et 4.3 montrent que l'injection de gaz se fait au milieu de la bobine par un petit tube en quartz soudé au tube principal ; des spires trop rapprochées pourraient créer un plasma par couplage capacitif à l'intérieur du tube d'arrivée de gaz. Il existe une

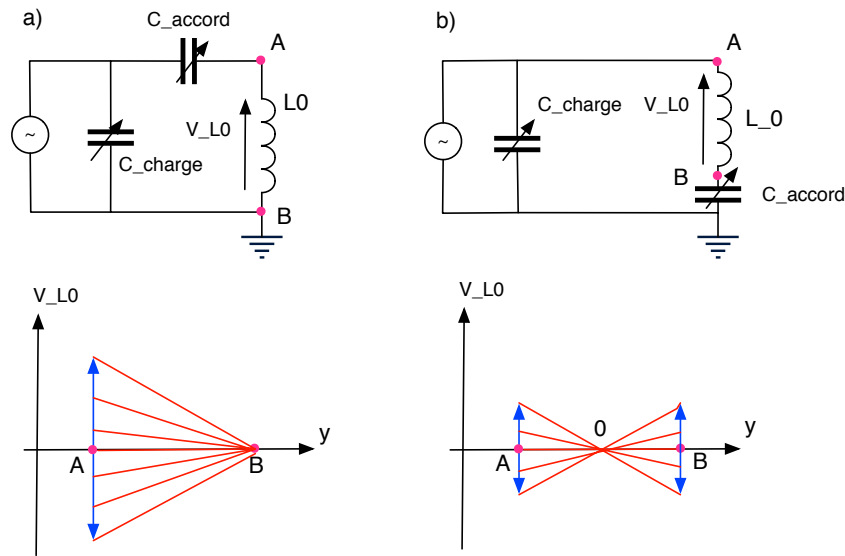


FIGURE 4.1 – Circuit électrique de la boîte d'accord du premier prototype de PEGASES et la tension aux bornes de la bobine d'excitation : a) première version de type L avec une extrémité de la bobine au potentiel nul, b) deuxième version de type II avec des potentiels symétriques aux bornes de la bobine. Les points A et B sont les extrémités de la bobine.

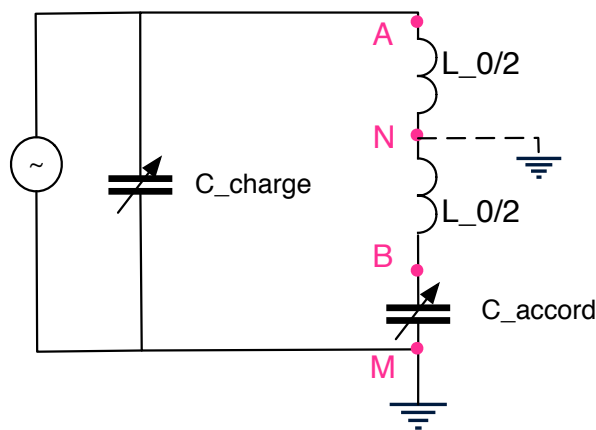


FIGURE 4.2 – Création d'une masse virtuelle au milieu de la bobine (point N). Le point M est la masse réelle.

<i>Paramètres d'entrée</i>	
Nombre de tours N	3
Diamètre moyen D	62,5 mm
Diamètre du fil W	5 mm
Distance entre les spires S	16 mm
<i>Paramètres calculés</i>	
Inductance L_b	0,38 μH
Longueur de la bobine H	63 mm
Longueur de fil	0,59 m
Capacité totale	2,9 pF

TABLE 4.1 – Caractéristiques de la bobine du premier prototype. Les paramètres d'entrée sont ajustés en fonction des paramètres calculés selon l'encombrement disponible à partir de [86].



FIGURE 4.3 – A gauche : bobine d'induction entourant le cylindre de quartz et tube d'injection de gaz du premier prototype. A droite : boîte d'accord au premier plan, tiges de cuivre et bobine en arrière plan.

formule simple, issue de la modélisation de Nagaoka [85], permettant d'obtenir la valeur de l'inductance L_b en fonction des dimensions de la bobine :

$$L_b = \mu_0 \frac{N^2 R^2}{9R + 10H} \quad (4.4)$$

où R est le rayon moyen de la bobine et H sa longueur [86]. Les dimensions adoptées sont données dans le tableau 4.1.

Deux condensateurs variables, de gammes 12 - 500 pF et 7 - 1000 pF sont disponibles. Afin de déterminer la position de chaque condensateur, on tient compte de l'inductance de ligne entre la boîte d'accord et la bobine d'induction. La mesure de l'inductance totale avec les tiges de cuivre qui permettent la connexion a montré que $L_0 = 2L_b = 0,76 \mu\text{H}$. On en déduit $C_{accord} = 362 \text{ pF}$ dans le cas théorique. Le condensateur de valeur 12 - 500 pF est alors placé en série avec la bobine et le condensateur de valeur 7 - 1000 pF est placé dans la branche parallèle à celle de la bobine.

L'expérience montre qu'une fois le plasma allumé avec un certain réglage de la boîte

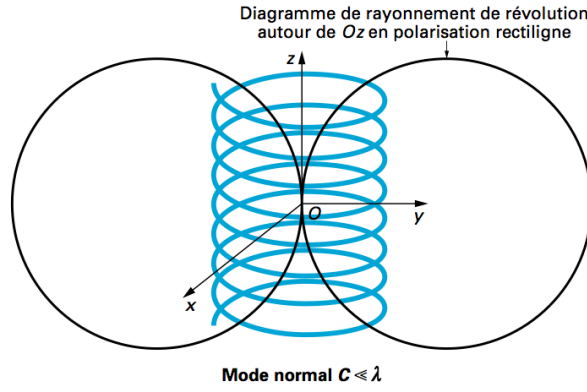


FIGURE 4.4 – Diagramme de rayonnement d’une antenne hélicoïdale fonctionnant en mode normal [84].

d’accord dans des conditions de décharge données, il n’est plus nécessaire de modifier cet accord en faisant varier les valeurs des condensateurs. Or, d’après l’étude faite en section 3.3.1.1, l’impédance totale du circuit primaire n’est pas modifiée dans le cas où l’épaisseur de peau est plus grande que le rayon de la décharge. La puissance injectée est ici de 300 W et la densité mesurée est de l’ordre de 10^{17} m^{-3} dans le cas d’un plasma d’argon [37]. L’épaisseur de peau est alors de l’ordre de 18 mm, elle peut devenir supérieure au rayon du cylindre lorsqu’on utilise SF_6 où la densité du plasma diminue de moitié par rapport à l’argon.

4.2 Etage d’ionisation du second prototype

Le couplage de la puissance électrique au plasma requiert une inductance propre de la bobine et une mutuelle inductance entre la bobine et le plasma qui soient élevées. PE-GASES s’inspire des méthodes d’amélioration du couplage de la puissance électrique au plasma et d’optimisation de la conversion de puissance électrique en puissance électromagnétique. Le deuxième prototype utilise une bobine plane logée dans une ferrite ainsi qu’une fine fenêtre céramique pour augmenter le coefficient de couplage entre la bobine et le plasma. Cependant, l’augmentation de l’inductance propre de la bobine conduit à l’augmentation de son facteur de qualité et donc un désaccord d’impédance plus facile lorsque les conditions de la décharge sont légèrement modifiées. Un circuit d’accord d’impédance comprenant un transformateur abaisseur de tension, c’est-à-dire avec un rapport de transformation m_t supérieur à 1, permet de diminuer le facteur de qualité global [47, 87] et la sensibilité du circuit d’induction aux perturbations [87], en plus d’adapter la charge à 50Ω .

4.2.1 Dimensionnement de la fenêtre diélectrique

La fenêtre est en appui sur un cadre de largeur 2 mm sur toute sa circonférence et sur chaque face. Elle est placée entre le corps du propulseur et l’ensemble bride, bobine d’induction et ferrite ; le tout est maintenu en position à l’aide de vis. La fenêtre réalise l’étanchéité entre le primaire à la pression atmosphérique et le vide de la chambre d’ionisa-

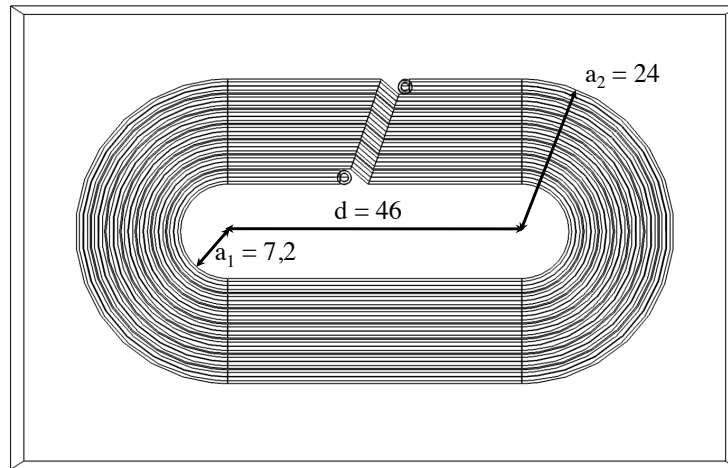


FIGURE 4.5 – Schéma de la bobine plane.

tion de vide limite de 8.10^{-10} bar, de sorte que le matériau doit avoir une bonne résistance à la flexion. La constante diélectrique et la température maximale de fonctionnement de l'alumine avec une pureté du matériau de 99,7 % sont respectivement 9,3 et 1620 °C. Sa résistance en flexion est de 315 MPa. L'alumine permet donc de satisfaire les spécifications demandées pour assurer l'étanchéité et l'isolation galvanique. Son coût est suffisamment réduit pour une expérience en laboratoire par rapport aux autres matériaux céramiques utilisés dans les propulseurs électriques (Macor, BNSiO₂, etc.). D'après l'équation (3.11), l'épaisseur de peau pour un plasma contenant des électrons de densité 10^{17} m^{-3} est égale à 18 mm. La fenêtre utilisée ici a pour dimensions $125 \times 80 \times 3$ mm, soit de l'ordre de 10% de l'épaisseur de peau : la majorité des lignes de flux magnétique est située dans la zone d'ionisation et non perdue dans le diélectrique.

4.2.2 Dimensionnement et paramètres électriques de la bobine à noyau de ferrite

La bobine est de forme oblongue pour couvrir un maximum de surface due à la géométrie rectangulaire du propulseur (Fig. 3.8a). La bobine est constituée de $N_1 = 7$ spires d'un fil multibrin tressé de cuivre argenté de diamètre de conducteur 1,3 mm entouré d'une gaine téflon, résultant en un diamètre total du fil de 2,16 mm. La distance entre les centres des cercles est $d = 46$ mm et le diamètre des cercles est compris entre $a_1 = 7,2$ mm et $a_2 = 24$ mm, de sorte que la surface totale de la bobine est $S = 2d(a_2 - a_1) + \pi(a_2^2 - a_1^2) = 31,9 \text{ cm}^2$ (Fig. 4.5). Le téflon de qualité militaire entourant chaque spire sert à limiter les claquages entre les spires et les courts-circuits de la bobine en opération. Du gel siliconé est coulé entre les spires pour renforcer la gaine du fil et éviter des décharges parasites entre les fils. Le tout est maintenu en place par du kapton. Le choix d'un nombre impair de spires vient de la recherche de la symétrie des potentiels aux bornes de la bobine et en des points diamétralement opposés, comme cela est discuté plus loin dans ce chapitre. Les

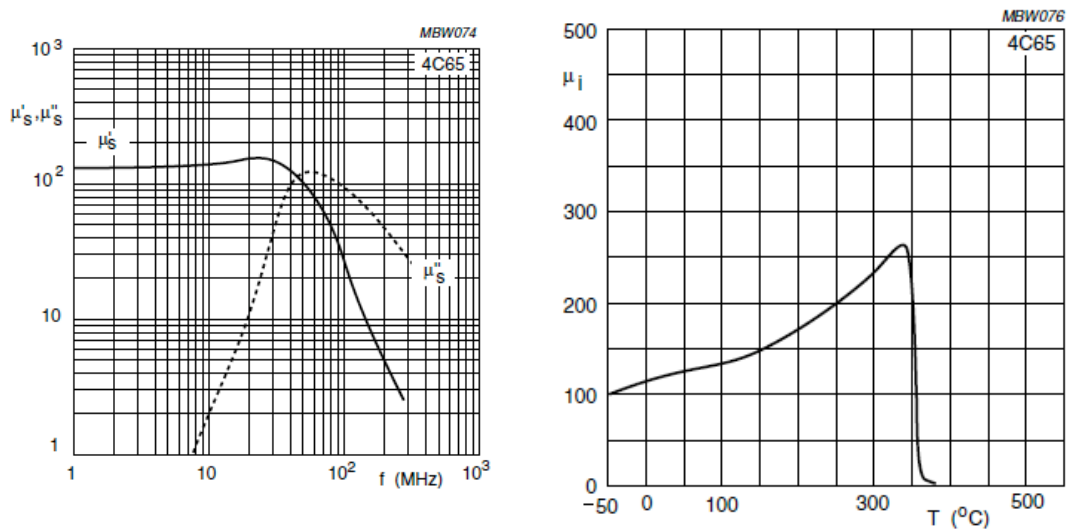


FIGURE 4.6 – Perméabilité complexe en fonction de la fréquence (à gauche) et en fonction de la température (à droite) de la ferrite 4C65 de Ferroxcube.

spires sont jointives afin d'avoir l'inductance la plus élevée possible. En effet, l'inductance est modifiée par les champs magnétiques qui règnent autour du fil et qui interagissent entre eux. Le centre commun des spires est situé sur l'axe de symétrie de la décharge afin de générer un champ électromagnétique azimuthal symétrique.

Afin de confiner efficacement le champ magnétique dans la partie centrale du plasma, on ajoute un noyau de ferrite à la bobine tel que les surfaces de la bobine et de la ferrite soient équivalentes. La ferrite utilisée comme noyau de la bobine du deuxième prototype de PEGASES est fabriquée par Ferroxcube sous la référence de matériau 4C65 (Fig. 3.8). Elle possède une perméabilité magnétique réelle jusqu'à 7 MHz, contraignant la gamme de fréquence utilisable (la partie complexe correspondant aux pertes magnétiques dans le matériau [88]). La ferrite peut fonctionner correctement jusqu'à une température de 350°C et on a $\mu_f/\mu_{air} = 130 - 260$ dans la gamme de température 100 - 350°C (Fig. 4.6). On utilise ici une ferrite d'un seul bloc. On pourra préférer pour la suite du projet une ferrite en trois morceaux afin d'éviter les contraintes thermiques et les bris qui résulteraient de trop forts gradients de température. Les bords des morceaux devront être perpendiculaires au chemin que l'on veut donner aux lignes de flux magnétique.

Le figure 4.7 donne la valeur de l'inductance propre de la bobine d'induction mesurée dans différentes configurations à l'aide d'un analyseur de réseau centré sur la fréquence d'excitation nominale de 4 MHz :

- cas 1 : s'il n'y a pas de circuit magnétique, l'inductance de la bobine est minimale.
- cas 2 : l'effet de la fenêtre en alumine contre la bobine est de créer une capacité parasite en série avec la bobine et donc d'augmenter légèrement l'inductance équivalente de l'ensemble.
- cas 3 : la ferrite est utilisée comme circuit magnétique à proximité de la bobine. Une partie du flux magnétique généré par la bobine dans son environnement est canalisée.
- cas 4 : la bobine est placée dans la gorge de la ferrite. L'inductance est doublée par rapport à celle de la bobine seule (cas 1) et supérieure au cas d'un simple circuit

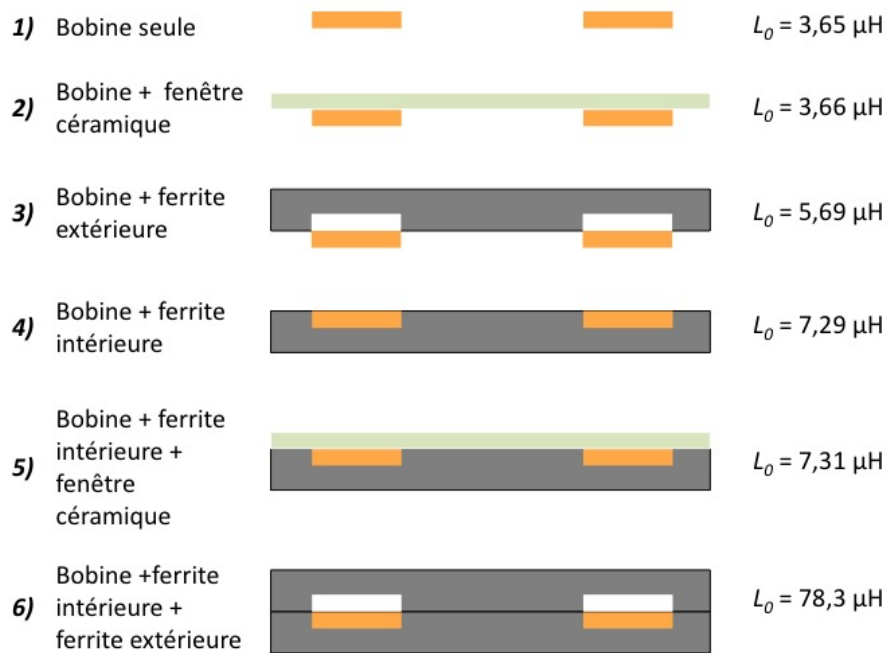


FIGURE 4.7 – Inductance de la bobine selon différentes configurations du circuit magnétique et de la fenêtre céramique.

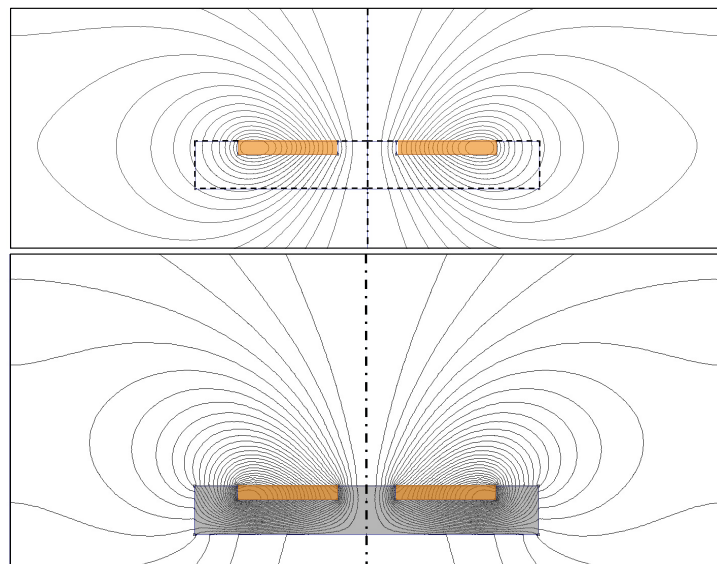


FIGURE 4.8 – Lignes de champ dans la configuration de la bobine n° 1 (en haut) et dans la configuration n° 4 (en bas) de la figure 4.7. Le trait mixte représente l'axe de symétrie de la bobine utilisée pour la simulation sous FEMM. Le trait en pointillés en haut représente le volume de la ferrite. La bobine est simulée par le rectangle orange et la ferrite par la zone grisée.

magnétique environnant (cas 3), on peut donc qualifier la ferrite dans le cas 4 de noyau de la bobine plane.

- cas 5 : l'ajout de la fenêtre céramique à la bobine à noyau de ferrite résulte en une légère augmentation de la réactance totale et donc de l'inductance équivalente du nouvel ensemble. C'est cette configuration et l'inductance $L_0 = 7,31 \mu\text{H}$ qui seront utilisées par la suite.
- cas 6 : la configuration avec deux ferrites signifie que la bobine logée dans une pièce en ferrite est recouverte d'une pièce en ferrite identique de sorte qu'il n'y a pas d'entrefer et que le flux magnétique est entièrement canalisé : l'inductance est maximale. Cette dernière configuration ne peut pas être testée avec un plasma, elle permet seulement de vérifier l'influence d'un circuit magnétique sur l'inductance de la bobine.

On voit ainsi qu'il faut maximiser la longueur moyenne des lignes de flux magnétique dans le circuit magnétique, tout en conservant une longueur d'entrefer suffisante pour fabriquer un réacteur ICP. La figure 4.8 montre les lignes de flux magnétique dans la ferrite et l'entrefer pour les configurations 1 et 4 simulées sous FEMM.

La résistance en continu $R_{b,dc}$ de la bobine est mesurée à l'aide d'un ohmmètre et vaut $R_{b,dc} = 0,02 \Omega$. A 4 MHz, en tenant compte de l'effet de peau et des dimensions du fil rectiligne, la résistance de la bobine vaut $R_{b,rf} = 0,13 \Omega$. On obtient un facteur de qualité de la bobine à noyau de ferrite :

$$Q_b = \frac{\omega L_0}{R_{b,rf}} \quad (4.5)$$

de l'ordre de 1420, soit une très grande sélectivité du circuit inductif. Le facteur de qualité de la bobine traversée par un courant rf est en fait un peu inférieur à cette valeur en raison du champ électromagnétique rf créé par chaque spire qui influence les autres. Un facteur de qualité élevé ne permet pas de conserver un plasma en opération : la moindre désadaptation suite à un changement volontaire ou non de conditions de la décharge conduit à son extinction. Il sera nécessaire d'abaisser le facteur de qualité du circuit d'excitation pour avoir un plasma continu.

Une fréquence d'excitation de 4 MHz, au lieu de 13,56 MHz comme la plupart des réacteurs plasma rf, résulte d'un compromis entre la nécessité de travailler dans le domaine radiofréquence, de l'utilisation d'un noyau de ferrite (Fig. 4.6), d'une meilleure efficacité de couplage à basse pression (le rapport ν_m/ω augmente) et de la disponibilité des générateurs au laboratoire au moment de commencer la thèse.

Un cadre en téflon permet le maintien en position de la bobine à noyau de ferrite tout en conservant des propriétés diélectriques au voisinage de la bobine (Fig. 3.8a). La pièce en téflon n'a pas de fond car c'est la ferrite, non conductrice, qui empêche le claquage entre la bobine et l'aluminium. Cependant, une feuille thermoconductrice est disposée entre la ferrite et le métal afin d'améliorer le transfert de chaleur depuis la bobine vers le circuit de refroidissement par eau.

Un courant rf de plusieurs ampères d'amplitude circule dans la bobine et fait chauffer la ferrite et la boîte d'accord par conduction thermique. On a alors créé dans le bloc en alliage d'aluminium Duralumin AU4G un serpentín pour faire circuler de l'eau, entre la bobine et la boîte d'accord, comme le montre la figure 4.9. Grâce à ce dispositif, la température reste inférieure à 120 °C d'après des mesures effectuées par des autocollants thermosensibles placés au centre de la ferrite et en contact avec la fenêtre en alumine.

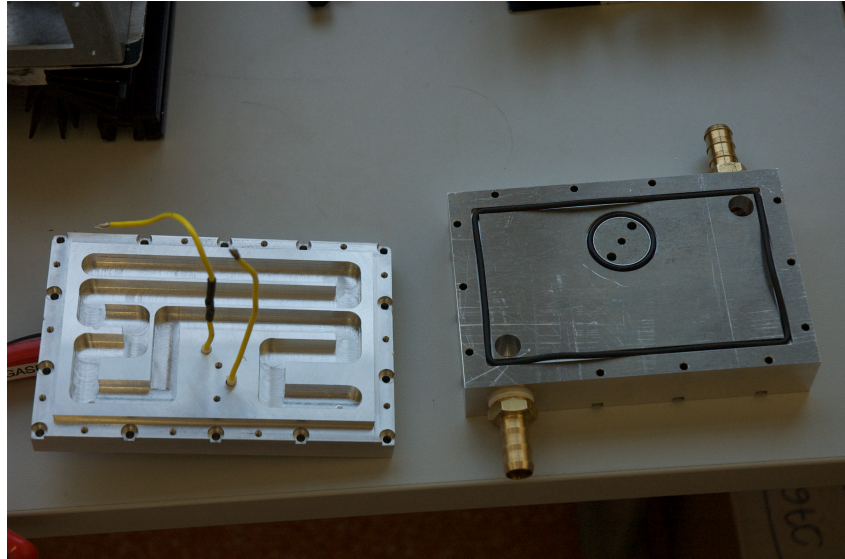


FIGURE 4.9 – Serpentin d’eau fraisé dans l’ensemble de brides en aluminium de la bobine pour la refroidir. Les extrémités de la bobine passent à travers l’ensemble de brides pour être reliés à la boîte d’accord.

L’aluminium choisi au départ n’est cependant pas adapté pour une pièce en contact avec l’eau puisque ce dernier n’avait pas été prévu initialement. Une électrolyse se réalise du fait des champs électrostatiques existant entre les brides en aluminium à la masse et les fils à haute tension de la bobine qui traversent les brides. Ceci détériore les surfaces et donc l’étanchéité à l’eau. A posteriori, il aurait été préférable d’utiliser un alliage d’aluminium inoxydable, un Duralinox type AG4,5, voire du laiton.

4.2.3 Le circuit d’accord d’impédance

Meziani *et al.* ont présenté un système ICP à bobine hélicoïdale utilisant une ferrite et une fenêtre céramique plus fine pour améliorer le couplage inductif du plasma [78]. Ils ont connecté l’extrémité de la bobine côté fenêtre céramique à la masse pour éviter le couplage capacitif. Cependant, ils mesurent une différence de potentiels plus élevée aux bornes de la bobine, de sorte que le couplage capacitif semble empirer. Ainsi le soin apporté à la conception de la bobine et de la fenêtre diélectrique n’est pas suffisant pour garantir un couplage purement inductif et une efficacité de transfert de puissance suffisante. Une amélioration d’un système ICP consiste alors en un branchement différent de la bobine, comme lors du montage de la boîte d’accord en II dans le cas du premier prototype de PEGASES. De plus, le circuit doit avoir le moins de pertes en ligne possible et son facteur de qualité ne doit pas être trop élevé afin de ne pas facilement désaccorder l’impédance du plasma.

4.2.3.1 Principe de fonctionnement du circuit d’accord

Le deuxième prototype de PEGASES utilise un circuit d’accord de type *push-pull* dont le principe de fonctionnement est donné en figure 4.10. Afin d’avoir un courant élevé dans la bobine d’induction, on utilise un transformateur abaisseur de tension, et donc élévateur

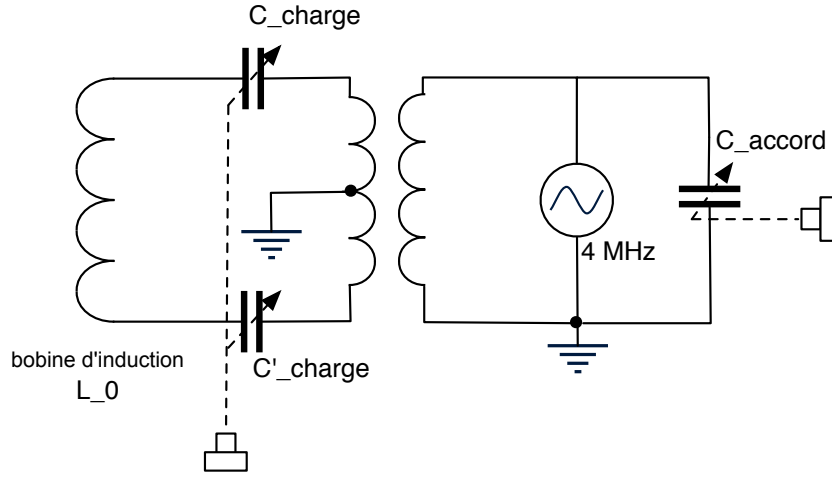


FIGURE 4.10 – Schéma de principe du circuit électrique de la boîte d'accord d'impédance.

en courant. Le transformateur est monté en *push-pull* : le point milieu de son secondaire est relié à la masse, permettant d'avoir une opposition de phase des potentiels aux bornes du secondaire. Deux condensateurs variables, notés C_{charge} et C'_{charge} sont montés entre l'enroulement du secondaire et la bobine d'inductance L_0 pour modifier l'impédance de la charge du transformateur. Ces condensateurs varient simultanément et les capacités sont constamment identiques, de sorte que les deux branches électriques du secondaire sont symétriques et en opposition de phase. On a alors un potentiel nul virtuel au point milieu de la bobine d'induction dans le but de minimiser le couplage capacitif du plasma : les oscillations rf du potentiel plasma dues au fondamental sont alors théoriquement divisées par 2, même en présence d'un champ magnétique [89, 90, 49]. L'étude expérimentale des oscillations en fonction du circuit de la boîte d'accord est présentée dans la section 4.2.5. Un autre condensateur C_{accord} est connecté en parallèle du primaire afin d'accorder en fréquence, c'est-à-dire de modifier la fréquence de résonance. On a ainsi une séparation des fonctions d'accord pour la résonance et d'adaptation de la charge.

4.2.3.2 Dimensionnement du circuit électrique

Afin de conserver la symétrie du système, les capacités variables C_{charge} et C'_{charge} doivent varier en même temps et de la même façon. Or, il n'existe pas de condensateur variable sans aucune armature reliée à la masse. Il faut alors utiliser un composant à valeur fixe et un autre variable dont une armature est reliée à la masse. Le condensateur à capacité variable est alors connecté en parallèle de la bobine et on obtient l'assemblage de composants de la figure 4.11a avec :

- C_1 et C'_1 un condensateur variable à air à double section. Les deux sections sont électriquement non reliées mais ont un arbre commun qui permet de changer la surface en regard des armatures. Grâce à ce condensateur à deux sections, l'impédance de la boîte d'accord peut être modifiée et adaptée en ayant strictement les mêmes valeurs de capacité sur les deux branches du circuit ainsi conserver la symétrie de potentiel aux bornes de la bobine. La distance entre les armatures en regard des composants utilisés ici est de 0,5 mm.
- C_2 et C'_2 les condensateurs fixes, assemblages en parallèle de quatre condensateurs de

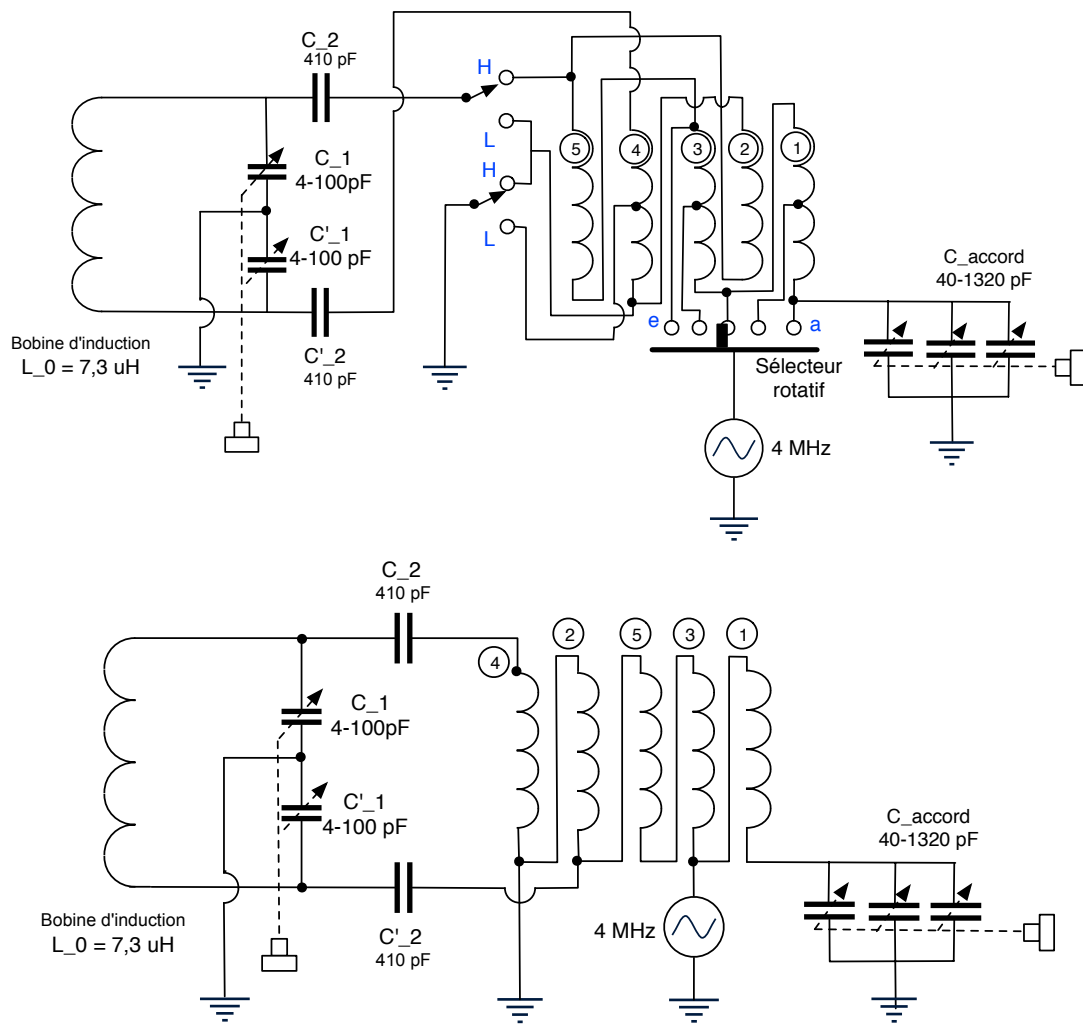


FIGURE 4.11 – En haut : schéma du circuit électrique de la boîte d'accord d'impédance. En bas : schéma simplifié correspondant à la position Hc.

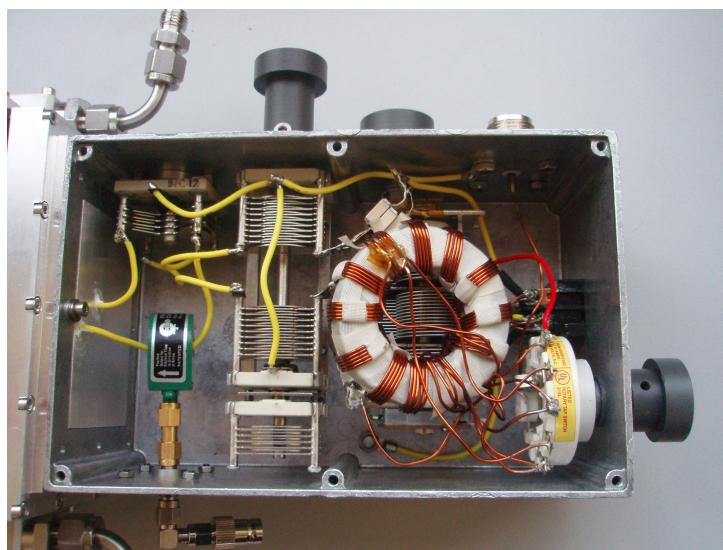


FIGURE 4.12 – Boîte d'accord du deuxième prototype. La bobine est située sur la gauche et ses deux extrémités (fil jaune) sont connectées aux condensateurs à capacités variables.

type ruban. On a choisi un assemblage parallèle de condensateurs par précaution, afin de limiter le chauffage et le claquage du diélectrique si un trop fort courant traverse le composant. Les deux capacités sont rigoureusement égales. La valeur de la capacité fixe est calculée à partir de la condition de résonance du circuit constitué par la bobine et les condensateurs fixes et variables.

Pour calculer la valeur des capacités, on considère la bobine non chargée par le plasma ; en supposant que le circuit est effectivement symétrique, c'est-à-dire si l'on utilise l'inductance $L_0/2$ et les capacités C_1 et C_2 , l'impédance équivalente s'écrit :

$$Z_{eq} = \frac{1}{jC_2\omega} - j\frac{L_0\omega}{L_0C_1\omega^2 - 2} \quad (4.6)$$

La condition de résonance s'écrit $Z_{eq} = 0$, soit une capacité pour chaque condensateur de valeur fixe :

$$C_2 = \frac{2 - L_0C_1\omega^2}{L_0\omega^2} \quad (4.7)$$

On utilise dans ce calcul la valeur moyenne de la capacité variable C_1 , soit 50 pF. Dans ce cas, on trouve $C_2 = 384$ pF. Mais lorsque la bobine est chargée par le plasma, l'inductance est réduite, de telle sorte que la capacité à introduire dans le circuit résonant doit être augmentée pour pouvoir coupler efficacement les circuits. Ainsi la valeur empirique des capacités fixes est 410 pF.

Le condensateur variable utilisé pour le réglage de la fréquence est un composant à triple section à air, noté C_{accord} sur la figure 4.11, de capacité totale variable entre 40 et 1320 pF. Les condensateurs variables à air ont été choisis parmi l'ensemble des condensateurs variables pour leur simplicité et leur faible coût. L'air est un diélectrique jusqu'à une tension de 3 000 V.mm⁻¹. L'expérimentation durant la thèse a montré que l'usage de puissance plus élevée que 240 W pour une distance entre armature de 0,5 mm provoque des claquages dommageables entre les armatures.

L'usage d'un autotransformateur de ligne de transmission ou *transmission-line transformer* (TLT), à large bande et faibles pertes, est déterminant pour l'efficacité de transfert de puissance et la réduction de l'encombrement de la boîte d'accord, contrairement à l'usage d'un transformateur conventionnel [49]. Le TLT est réalisé sur mesure au LPP : il est constitué d'un tore de ferrite 4C65, de diamètre extérieur 60 mm, de diamètre intérieur 36 mm et de hauteur 12,5 mm, de perméabilité $\mu = 120$, sur lequel se trouvent 5 enroulements de 10 spires chacun. Pour chaque enroulement, on utilise un fil de cuivre de diamètre 1,1 mm isolé par une gaine de Poly-Thermalez. Grâce à deux interrupteurs ou sélecteurs, l'un rotatif à 5 positions (notées de a à e) et l'autre de type ON-ON (positions H et L), il existe dix possibilités de connexion du primaire et du secondaire du TLT afin d'adapter au mieux l'impédance. Le circuit est alors peu sensible aux perturbations des conditions de la décharge et le courant dans la bobine peut être maximisé. La figure 4.11a montre que le secondaire du TLT est constitué de i) l'enroulement 4 seul lorsque le sélecteur de type ON-ON est en position B ou ii) à la fois des enroulements 2 et 4 lorsque le sélecteur est en position H. L'enroulement n°5 et éventuellement les n° 1, 2 et 3 en constituent le bobinage primaire, situé entre le générateur rf et la masse puisque l'on utilise des câbles coaxiaux pour acheminer la puissance depuis le générateur. Tous les enroulements sont concentriques. Leur connexion en série est "croisée" pour que tous génèrent un flux magnétique de même sens de circulation et les enroulements constituant le secondaire sont

Positions	a	b	c	d	e
L	2,3	3,1	4	5,5	8,3
H	12,5	16	22,5	31	50

TABLE 4.2 – Impédances de charge du transformateur en fonction des positions des deux interrupteurs de la figure 4.11.

Prototype	Longueur (mm)	Hauteur (mm)	Profondeur (mm)	Volume (L)	Masse (kg)
1	300	220	110	7,26	9,3
2	120	80	185	1,78	2,7
3	80	60	60	0,3	$\simeq 0,5$

TABLE 4.3 – Caractéristiques mécaniques des boîtes d'accord des deux prototypes de PE-GASES. Ces caractéristiques ne prennent pas en compte les refroidissements des bobines d'induction ni leur alimentation en puissance rf.

placés entre ceux du primaire afin de limiter les pertes de flux magnétique et maximiser l'induction. Les enroulements non utilisés pour le primaire permettent de modifier plus largement la réactance pour l'accord de fréquence. La boîte d'accord réalisée est montrée en figure 4.12.

On note N_{t1} et N_{t2} le nombre de tours respectifs du primaire et du secondaire du transformateur. Le rapport entre la charge du transformateur et l'impédance 50Ω doit alors être de l'ordre du rapport $(N_{t1}/N_{t2})^2$. Les impédances adaptables sont présentées dans le tableau 4.2 en fonction des configurations possibles de branchement du transformateur.

Les mesures présentées ici sont réalisées dans la position Hc des sélecteurs, dont le branchement est montré en figure 4.11b où l'on a simplifié le schéma du circuit électrique pour montrer les connexions dans cette configuration. Dans cette situation, le primaire est constitué des enroulements 2, 3 et 5, d'où $N_{t1} = 30$, et le secondaire des enroulements 2 et 4, d'où $N_{t2} = 20$. Le rapport de transformation vaut $m_t = 2/3$ et on peut adapter une charge de $22,5 \Omega$.

Le facteur de qualité total du circuit d'alimentation de l'étage d'ionisation est modifié par l'utilisation du transformateur dans la boîte d'accord tel que :

$$Q_{tot} = \frac{\omega L_0 m_t^2}{R_1} \quad (4.8)$$

où R_1 est définie par l'équation (3.46) et R_1/m_t^2 est l'impédance du secondaire ramenée au primaire du transformateur. Dans le cas d'un transformateur abaisseur de tension comme celui utilisé ici, on a $m_t^2 < 1$. La sélectivité du circuit autour de la fréquence de résonance est par conséquent diminuée pour répondre aux spécifications d'adaptation d'un plasma comme charge.

4.2.3.3 Caractéristiques mécaniques des boîtes d'accord

Les caractéristiques mécaniques (dimensions et masses) des boîtes d'accord réalisées pour les deux prototypes de PEGASES, ainsi que d'une prochaine boîte plus compacte, sont résumées dans le tableau 4.3. Les systèmes de refroidissement et les générateurs de puissance ne sont pas pris en compte. On voit que la boîte d'accord du deuxième prototype est plus compacte et plus légère et serait bien plus facile à embarquer que celle de la première version de PEGASES. Cependant, si un tel circuit peut satisfaire pour une expérience en laboratoire, cela n'est pas suffisant pour une application spatiale. L'encombrement de la boîte d'accord pourrait encore être réduit par l'utilisation de composants à valeurs fixes. Une fois les paramètres de la décharge fixés dans le cahier des charges (puissance injectée, pression), la condition de résonance peut être respectée en modifiant la fréquence d'excitation au lieu d'accorder l'impédance. Ainsi, la réalisation d'une troisième boîte d'accord, plus compacte grâce à des composants fixes (transformateur, condensateurs), est à l'étude (Tab. 4.3). La décorrélation des étages d'ionisation et de création de la poussée permet l'utilisation de composants fixes sans craindre un effet sur le processus d'accélération des ions.

4.2.4 Paramètres et performances électriques

Le générateur de puissance rf est un modèle similaire à celui utilisé pour le premier prototype mais dont la fréquence est fixée à 4,00 MHz, sur une gamme de puissance 0-2,5kW. En raison de la limite en tension admise par les condensateurs variables C_1 et C'_1 et de la possibilité de maintenir le plasma, on travaille avec une puissance incidente constante égale à 200 W, sauf précisé. La lecture de la puissance réfléchie se fait directement sur le générateur. On utilise une sonde de courant de type transformateur de courant de bande passante 30 Hz - 70 MHz, et une sonde pour mesurer la haute tension, de bande passante 0 - 400 MHz. Les signaux de courant et de tension sont visualisés sur un oscilloscope de bande passante 0 - 200 MHz. Ils sont moyennés afin de lire des valeurs du déphasage avec une précision de deux décimales. Ces trois grandeurs permettent de déterminer l'ensemble des paramètres globaux de la décharge. Quelles que soient les conditions de la décharge, les courants et tensions mesurés dans le circuit d'alimentation de la bobine sont purement sinusoïdaux : l'observation de la FFT à l'oscilloscope ne montre que le fondamental à 4 MHz. Tous les résultats présentés utilisent la valeur efficace du courant et de la tension pour déterminer les paramètres de la décharge. Tous les résultats sont obtenus avec la barrière magnétique, sauf si le contraire est précisé.

4.2.4.1 Séquence d'allumage d'un plasma

Le couplage capacitif a été réduit le plus possible par la conception de la source pour limiter les pertes de puissance et permettre l'usage de sondes de Langmuir. Cependant, sans chauffage des électrons, le plasma ne s'allume pas en basse pression. Il faut alors créer des électrons primaires chauds à la manière des lampes avec ballast ou augmenter la pression jusqu'à 120 mTorr environ pour favoriser les collisions ionisantes. Une pression est aussi élevée lorsque les grilles sont présentes, car leur transparence est suffisamment faible pour limiter le flux de neutres. La montée en pression n'est pas possible lorsque les grilles ne sont pas montées sur le propulseur, le volume du tank et la vitesse de pompage étant

bien trop importants. Le plasma est alors créé à l'aide d'un filament émetteur d'électrons appelé starter (voir annexe A).

La séquence d'allumage dans le second prototype est alors la suivante :

1. introduire le gaz d'Argon dans le propulseur ;
2. imposer la puissance électrique rf, on utilise ici 200 W ;
3. régler la boîte d'accord de manière à avoir une puissance réfléchie la plus faible possible, le courant efficace I_1 mesuré dans la bobine vaut 8,0 A ;
4. le cas échéant, allumer le starter puis l'éteindre dès que le plasma est allumé pour éviter sa détérioration précoce (voir annexe A) ;
5. un plasma initial se forme, montrant nettement une boucle de courant de plasma au milieu d'un plasma assez diffus (Fig. 3.8c). On mesure alors un courant efficace de 7,2 A dans la bobine ;
6. une fois le plasma allumé, le courant I_1 diminue fortement dû à une forte augmentation de la puissance réfléchie (environ 45 % de la puissance incidente). Il faut alors modifier l'impédance de la boîte d'accord afin de retrouver une puissance réfléchie la plus faible possible par le respect de la condition de résonance. Cette étape se traduit également par une maximisation du courant dans la bobine, qui est finalement de l'ordre de 3 à 5 A selon les conditions ;
7. diminuer petit à petit la pression d'argon si l'on a utilisé l'allumage en haute pression avec les grilles (une trop faible chute de pression éteint le plasma), puis ajouter éventuellement et petit à petit l'hexafluorure de soufre ($\Delta Q_{SF_6} = 1$ sccm afin de ne pas éteindre la décharge).

Le plasma initialement formé est en fait un couplage capacitif du plasma à haute pression, le mode E, souvent observé en l'absence d'un écran de Faraday. Ainsi, le passage de l'étape 5 à l'étape 6 montre le saut du mode E au mode H [22, 63]. Suzuki *et al.* [91] ont montré expérimentalement que ce saut est très prononcé pour une bobine d'induction externe au réacteur. De nombreuses études théoriques et expérimentales ont montré les effets du mode E et des instabilités à la transition E-H ainsi que les manières d'y remédier [22] ; mais ce n'est pas l'enjeu de cette étude puisque la conception de PEGASES permet d'obtenir très facilement et de maintenir le mode H une fois la décharge amorcée dans de bonnes conditions.

A contrario du premier prototype de PEGASES où le plasma allumé ne modifiait pas l'accord du circuit d'alimentation électrique, l'étape 6 montre qu'il faut réaccorder pour injecter le maximum de puissance au plasma : l'impédance totale de la charge du générateur est modifiée par la présence du plasma. L'effet du secondaire dans le cas d'un plasma est de neutraliser une partie du flux magnétique total (Eq. (3.47)). Le courant dans la bobine est maximal, ou encore la puissance réfléchie sur le générateur est minimale, lorsque C_{tr} est au minimum et C_1 et C'_1 quasi au minimum. L'étape 6 consiste donc à augmenter la réactance du circuit primaire ; le transfert de puissance est alors maximisé. D'après la section 3.3.1.2, devoir réaccorder le primaire signifie que la densité du plasma est plus importante dans le cas du second prototype de PEGASES, comme le montrent les résultats de la section 4.2.6. Le meilleur couplage inductif dans le second prototype par rapport au premier est en partie dû à un plus grand nombre de spires de la bobine d'induction puisque le flux magnétique est proportionnel à N_1 .

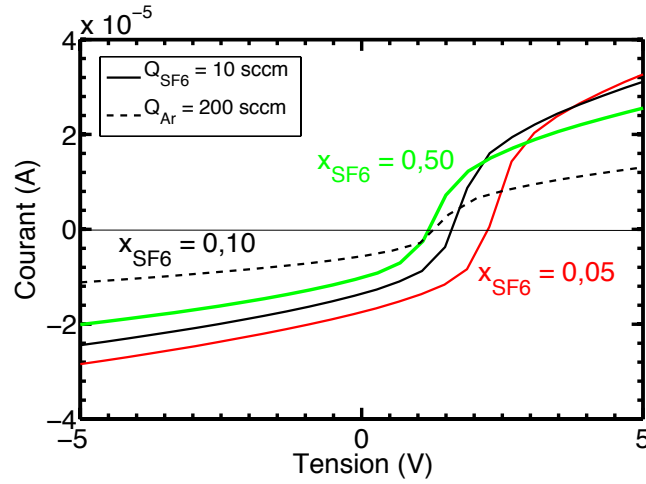


FIGURE 4.13 – Caractéristiques courant-tension obtenues pour différents mélanges Ar/SF₆ avec $x_{SF_6} = 0,05$ (rouge), $x_{SF_6} = 0,10$ (noir) et $x_{SF_6} = 0,50$ (vert), placée à $x = 86$ mm de la fenêtre céramique. Les traits continus correspondent à $Q_{SF_6} = 10$ sccm et le débit d'argon varie. La courbe en traits pointillés est obtenue pour $Q_{Ar} = 200$ sccm et $Q_{SF_6} = 23$ sccm, soit $x_{SF_6} = 0,10$. Les deux grilles sont connectées à la masse.

4.2.4.2 Obtention d'un plasma ion-ion dans le propulseur

Les résultats présentés dans la suite du manuscrit sont obtenus dans un plasma d'argon pur ou dans un mélange Ar/SF₆ avec une puissance incidente de 200 W. La fraction de SF₆ notée x_{SF_6} est calculée en fonction des débits volumiques de chaque gaz notés Q_{gaz} :

$$x_{SF_6} = \frac{Q_{SF_6}}{Q_{SF_6} + Q_{Ar}} \quad (4.9)$$

Avec la sonde Langmuir fine placée à 86 mm de la fenêtre céramique, on obtient une caractéristique courant-tension symétrique dès qu'on introduit SF₆ avec un débit de 8 sccm, et ce, quel que soit le débit d'argon (avec $Q_{Ar} \leq 200$ sccm), soit une fraction de SF₆ minimale de 0,04. Le débitmètre utilisé n'a pas permis de voir l'évolution de la forme de la caractéristique pour des débits de SF₆ plus faibles. Un léger changement de couleur du rose vers l'orangé s'observe pour un débit de SF₆ supérieur à 13 sccm.

La figure 4.13 montre les caractéristiques courant-tension obtenues avec la sonde de Langmuir fine différents mélanges Ar/SF₆ placée en $x = 86$ mm. La courbe rouge correspond à $x_{SF_6} = 0,05$, obtenue avec $Q_{Ar} = 200$ sccm et $Q_{SF_6} = 10$ sccm. Les courbes noires correspondent à la même valeur de x_{SF_6} , mais sont obtenues i) $Q_{SF_6} = 10$ sccm et $Q_{Ar} = 90$ sccm, soit $p = 11$ mTorr pour la courbe en trait plein, ii) avec $Q_{SF_6} = 23$ sccm et $Q_{Ar} = 200$ sccm, soit $p = 19$ mTorr, pour la courbe en pointillés. Le zéro du courant se décale plus rapidement vers le potentiel nul lorsque la quantité de SF₆ augmente en haute pression, soit indépendamment de x_{SF_6} . Or, une pression élevée du plasma résulte en une faible température électronique, ce qui favorise l'attachement. Ceci indique que l'électronégativité augmente lorsque la pression augmente. La comparaison à la courbe verte obtenue pour $x_{SF_6} = 0,50$ et $Q_{SF_6} = Q_{Ar} = 10$ sccm, soit $p = 2$ mTorr, et de la courbe en pointillés noirs confirme cette tendance. Pour Q_{SF_6} constant et Q_{Ar} diminuant, le courant ionique positif diminue, la puissance rf étant en partie perdue dans les niveaux

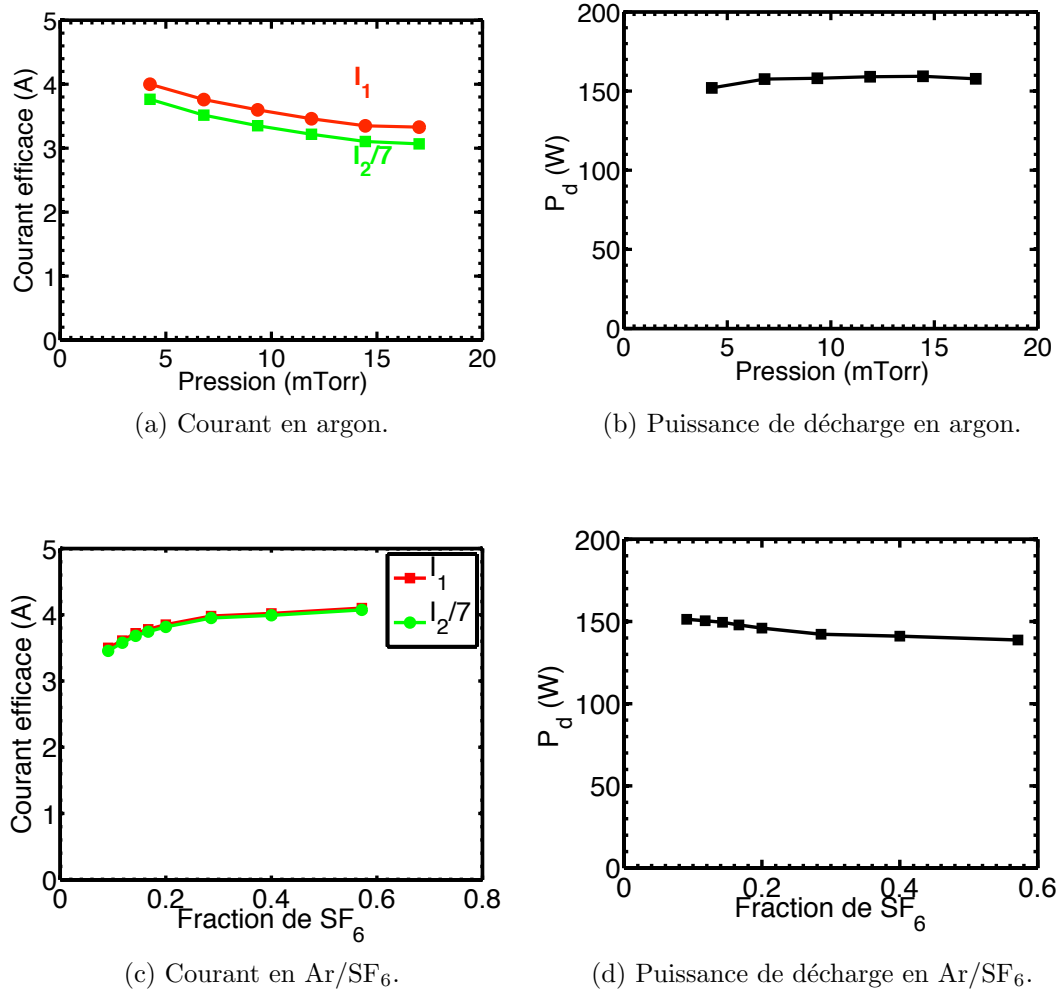


FIGURE 4.14 – Courants en valeur efficace dans la bobine et le plasma (à gauche) et puissance de décharge (à droite) en fonction de la pression d'un plasma d'argon pur (en haut) et de la fraction de SF₆ dans un mélange Ar/SF₆ (en bas). La puissance injectée est constante et vaut 200 W.

d'énergie associés aux différents degrés de liberté de la molécule de SF₆ plutôt qu'utiliser dans l'ionisation. À x_{SF_6} constant, les deux branches du courant diminuent lorsque la pression augmente, probablement dû à une diminution du libre parcours moyen et donc de la vitesse des ions.

4.2.4.3 Courants dans la bobine d'induction et dans le plasma

Le courant circulant dans la branche des condensateurs C_1 et C'_1 est calculé par la différence des courants traversant C_2 et la bobine : le courant dans la branche des condensateurs variables vaut en moyenne 1 % du courant dans la bobine, ce qui le rend négligeable dans le calcul de la puissance fournie à la bobine. Ainsi, lors de la mesure du courant dans la bobine pour déterminer les paramètres globaux de la décharge, la sonde de courant est placée entre le bobinage secondaire du transformateur et le condensateur fixe C_2 afin d'avoir un faible déphasage entre le courant et la tension aux bornes de la bobine d'excitation, et mesure le courant I_1 dans la bobine sans faire une mauvaise estimation.

Les résultats présentés dans ce paragraphe concernent :

- un plasma d'argon pur dans la gamme de pression 4 - 17 mTorr ;
- un mélange Ar/SF₆ où le débit de SF₆ entrant est fixé à 20 sccm et le débit d'argon varie de 15 sccm à 200 sccm. Ainsi, la fraction de SF₆ varie entre 0,57 et 0,09 et la pression totale entre 4,9 et 28 mTorr respectivement.

La barrière magnétique est en place et les grandeurs électriques sont mesurées après accord d'impédance.

La figure 4.14 montre le courant efficace I_1 mesuré dans la bobine (en rouge) et le courant I_2 circulant dans le plasma et calculé par les équations (3.51) ou (3.52) (en vert) dans le cas de l'argon (en haut) et du mélange Ar/SF₆ (en bas). On remarque que I_1 et I_2 varient de la même façon et que le rapport entre ces courants est tel que :

$$\frac{I_2}{I_1} = 7 \quad (4.10)$$

ce qui correspond au rapport des courants dans le transformateur avec sept tours au primaire et un tour au secondaire. On a en effet $N_1 = 7$ et $N_2 = 1$, ce qui montre bien l'effet inductif de la bobine sur le plasma.

La figure 4.14 montre également la puissance de décharge P_d calculée à partir de la mesure de I_1 et de l'équation (3.62). Dans le cas d'un plasma d'argon pur, P_d augmente de 150 à 160 W avec la pression dans la gamme 4 - 17 mTorr. Dans le cas du plasma Ar/SF₆, P_d diminue de 155 et 140 W lorsque x_{SF_6} augmente. La relation (3.62) montre que I_1 et P_d ont des sens de variation opposés : le courant augmente lorsque Q_{Ar} diminue et lorsque Q_{SF_6} augmente. Ces variations de courant sont imputables à la variation de la densité électronique. Dans le cas de l'argon pur, l'augmentation de la fréquence de collision avec la pression entraîne une diminution de la conductivité du plasma. De plus, dans le cas du plasma Ar/SF₆, l'augmentation de la pression favorise l'attachement électronique pour créer des ions négatifs par l'apport de neutres. Si la densité du plasma diminue, le courant dans le plasma diminue également, de sorte que le plasma neutralise moins le flux magnétique créé par la bobine. Dans la séquence d'allumage du plasma, les variations du courant I_1 lorsque la décharge est inductive montrent également l'effet neutralisant du flux magnétique généré par le plasma sur une partie du flux magnétique créé par la bobine du primaire : le plasma initialement formé ne neutralise qu'une petite partie du flux magnétique créé par la bobine, tandis que le couplage inductif diminue ce flux de façon bien plus importante. Le paragraphe 4.2.4.6 discutera de l'évolution du courant avec la quantité de SF₆ et du choix des débits de gaz qui en résulte.

On peut constater que l'utilisation de la bobine à noyau de ferrite [77, 78], les faibles pertes dans le transformateur (moins de 10 W) et la faible sélectivité du circuit de la boîte d'accord [47] permettent de conserver une puissance de décharge quasi-constante dans les conditions de la décharge d'argon pur ou du mélange Ar/SF₆, et ce, sans que l'accord d'impédance ait été significativement modifié au cours de l'expérience.

4.2.4.4 Paramètres électriques de la décharge

Une fois le plasma allumé et l'accord d'impédance effectué, on éteint la décharge pour mesurer R_0 . Sans introduire de gaz dans le propulseur, on impose à nouveau la puissance à la boîte d'accord et la bobine et on relève le courant et la puissance réfléchie sans plasma. On en déduit $R_0 = 3 \Omega$ à partir de la relation (3.58). La résistance du circuit

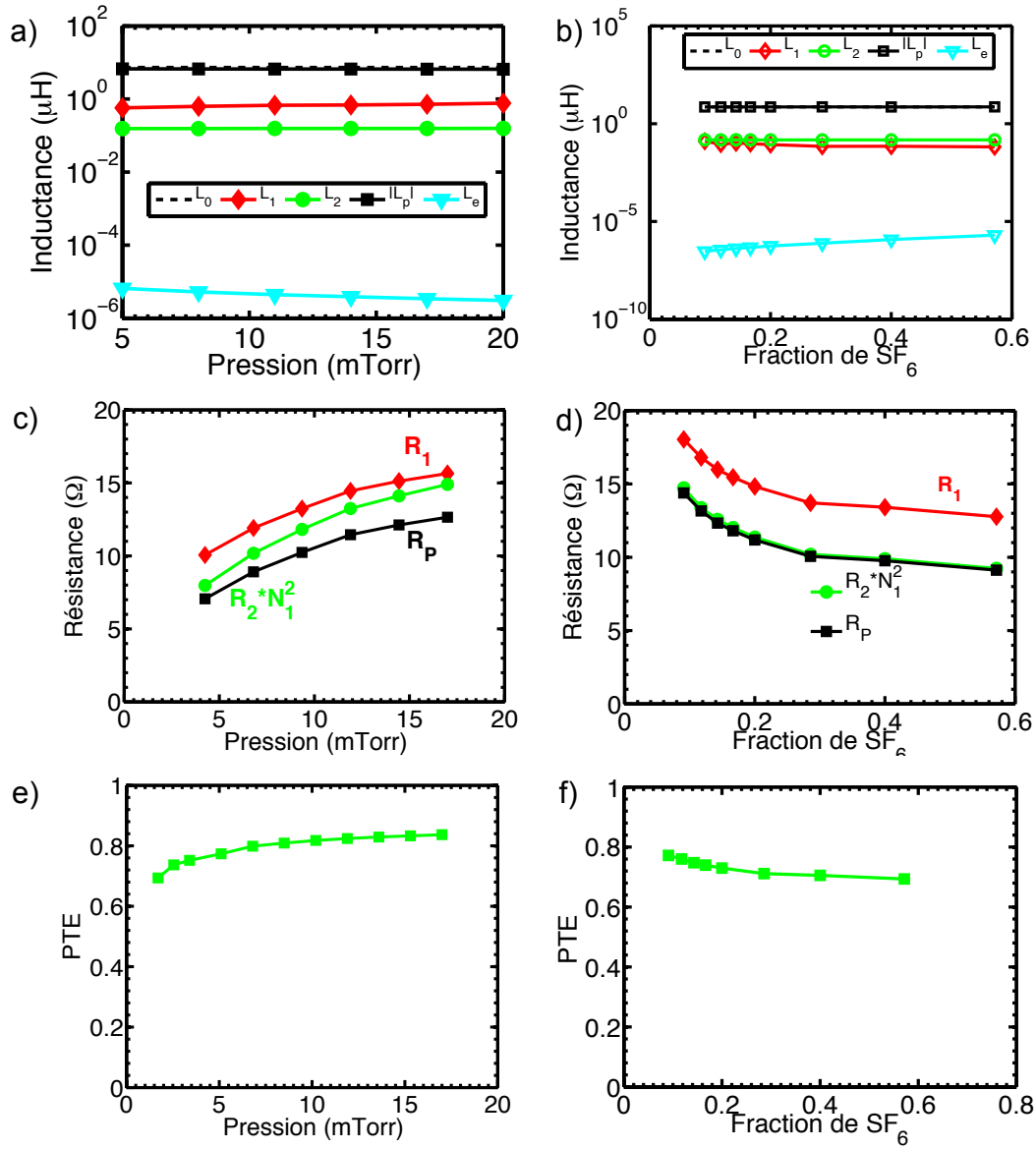


FIGURE 4.15 – À gauche : a) valeurs des inductances, c) des résistances et e) de PTE en fonction de la pression du plasma d'Argon. À droite : b) valeurs des inductances, d) des résistances et f) de PTE en fonction de la fraction de SF_6 dans le mélange Ar/SF_6 avec 4 mTorr de SF_6 et une pression variable d'argon comprise entre 0,7 à 15 mTorr (à droite).

est plus importante que celle de la bobine seule, notamment en raison des pertes dans le transformateur.

La bobine utilisée dans le propulseur a pour inductance $L_0 = 7,31 \mu\text{H}$ (configuration 5 de la figure 4.7). On mesure la tension aux bornes du transformateur, son courant de sortie qui circule dans la bobine et le déphasage entre ces deux grandeurs. On peut alors déduire des relations (3.46) à (3.54) les paramètres globaux du plasma R_1 , L_1 , R_2 , L_2 , k , en fonction du mélange gazeux et de la pression dans le propulseur. La figure 4.15 montre les inductances et les résistances calculées dans le cas d'un plasma d'argon (figures de gauche) et pour un plasma issu d'un mélange Ar/SF₆ (figures de droite).

La variation de R_2 est liée à la variation de I_2 d'après l'équation (3.27). Ainsi R_2 augmente avec la pression pour les deux plasmas (Equ. (3.51)). Lorsque la pression augmente, le libre parcours moyen des électrons du plasma diminue et ν_m augmente, résultant en la baisse de la conductivité du plasma et l'augmentation de l'épaisseur de peau et de la résistance de la spire de plasma. D'après les équations (3.27) et (4.10), la puissance absorbée par le plasma est proportionnel à $(N_1 I_1)^2$ et sa diminution avec la pression montre que le plasma demande moins de puissance pour maintenir la décharge en plus haute pression [49, 74]. R_p est calculé par la relation (3.53). Sur les figures 4.15c et d, on remarque que l'on a effectivement $R_2 N_1^2 \simeq R_p$ pour les deux plasmas comme attendu vu l'équation (4.10).

L'équation (4.8) et la valeur calculée de R_1 présentée en figure 4.15 permettent d'évaluer le facteur de qualité total du circuit. R_1 est de l'ordre de la dizaine d'Ohms, soit $Q_{tot} \simeq 8$ d'après l'équation (4.8) : une baisse significative par rapport à la bobine à noyau de ferrite seule est obtenue. Le calcul du coefficient de couplage montre que k augmente très légèrement de 0,94 à 0,97 avec la pression, comme attendu d'après l'équation (3.50). k prend des valeurs proches de l'unité, ce qui est un indice des bonnes performances du système de couplage inductif.

4.2.4.5 Efficacité de transfert de puissance

Pour calculer l'efficacité de transfert de puissance PTE , on utilise les relations données en section 3.4.2. Les efficacités correspondant aux résultats du paragraphe précédent sont données en figure 4.15e et f. On remarque que PTE augmente de 0,68 à 0,82 avec la pression d'argon dans le cas du plasma d'argon pur et de 0,68 à 0,79 dans le cas du plasma Ar/SF₆, soit des valeurs moindres par rapport au cas de l'argon. L'évolution dans le cas de l'argon avec la pression est habituellement observée aussi bien expérimentalement que numériquement [47, 92].

La figure 4.16 montre l'efficacité de transfert de puissance sans la barrière magnétique en fonction de la pression d'un plasma d'argon pur, pour une puissance fournie par le générateur P_{inj} de 200 W. On observe que PTE augmente de 0,82 à 0,90 lorsque la pression d'argon augmente de 2,5 à 22 mTorr en faisant varier Q_{Ar} . Ainsi la comparaison des figures 4.16 et 4.15e montre que la barrière et le confinement magnétique des électrons diminuent l'efficacité de transfert de puissance. Dans le cas ion-ion créé à partir d'un mélange Ar/SF₆, les effets conjugués de la barrière magnétique et de l'attachement électronique augmentent avec x_{SF_6} et entraînent une diminution de la densité électronique au voisinage de la fenêtre céramique et donc dans la zone d'ionisation.

Cependant, plusieurs paramètres tels que la pression totale, la quantité d'argon et

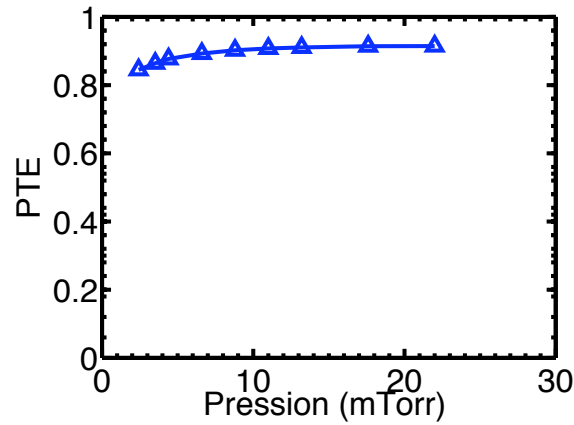


FIGURE 4.16 – Efficacité de transfert de puissance en fonction de la pression d'un plasma d'argon sans la barrière magnétique à puissance transmise fixée à 200 W.

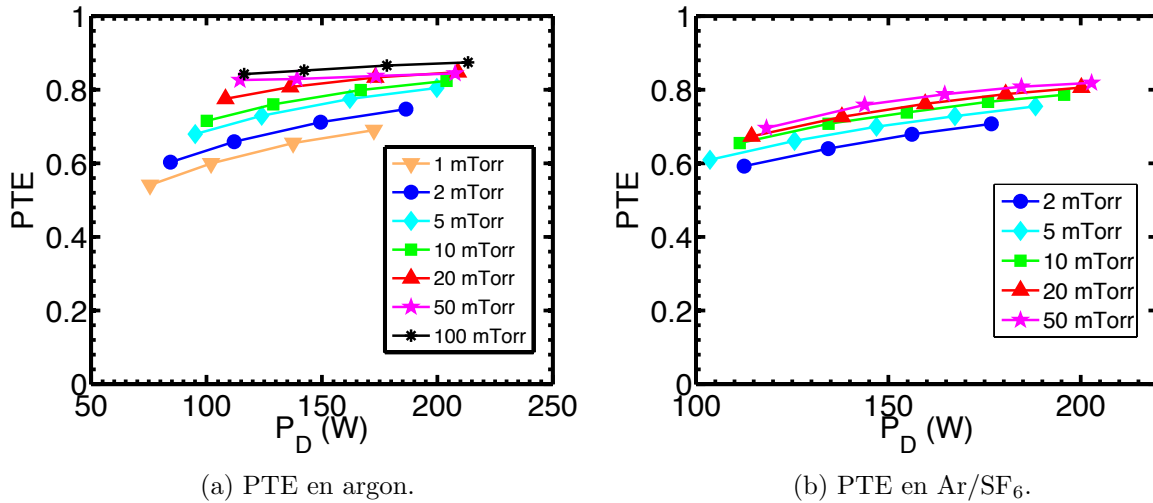


FIGURE 4.17 – Efficacité de transfert de puissance en fonction de la puissance de décharge mesurée pour différentes pressions dans un plasma d'Argon (à gauche) et avec un mélange Ar/SF₆ où la fraction de SF₆ est fixée à 0,2 (à droite). La mesure est réalisée dans le prototype aux parois conductrices en aluminium.

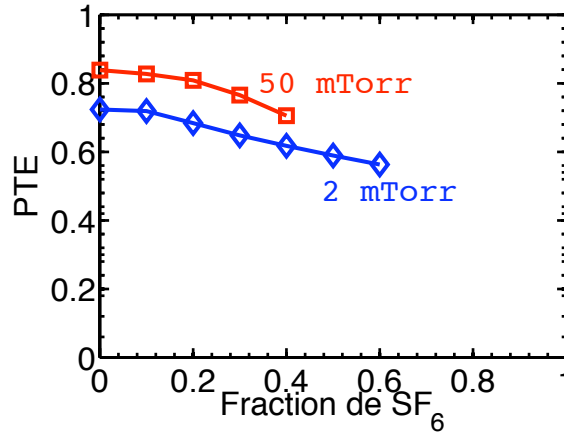


FIGURE 4.18 – Efficacité de transfert de puissance dans le cas d'un plasma ion-ion à partir d'un mélange Ar/SF₆, obtenue en modifiant la fraction de SF₆ et en maintenant la pression constante à 2 ou 50 mTorr.

la puissance de décharge varient lors des mesures effectuées. Pour étudier l'effet de la pression sans modifier le mélange gazeux, on utilise momentanément un autre caisson à vide comportant une vanne tiroir : la chambre de diffusion du réacteur hélicon du LPP [37] est ici utilisé comme caisson à vide. Ceci permet de modifier la pression tout en conservant des débits de gaz constants. La barrière magnétique est à nouveau en place et la puissance transmise est maintenue constante à 210 W. La figure 4.17 donne PTE en fonction de P_d pour a) un plasma d'argon et b) un plasma Ar/SF₆ avec un ratio fixé à 0,2 quelle que soit la pression dans le caisson. PTE augmente à la fois avec la puissance de décharge et avec la pression pour les deux plasmas et est plus faible dans le cas d'un plasma ion-ion que dans le cas de l'argon. Dans le cas ion-ion, PTE augmente de 0,60 à 0,70 pour 2 mTorr lorsque P_d varie de 112 à 177 W, et de 0,66 à 0,81 pour 20 mTorr lorsque P_d varie de 114 à 203 W. Les valeurs de PTE sont de l'ordre des résultats de la figure 4.15f. La figure 4.18 montre PTE dans le cas d'un plasma Ar/SF₆ en fonction de x_{SF_6} tout en conservant une pression constante égale à 2 ou à 50 mTorr grâce à la vanne tiroir et une puissance transmise constante avec $P_{tr} = 210$ W. PTE est plus élevée de 0,1 point dans le cas où la pression totale est plus importante, mais la décharge admet une plus importante fraction de SF₆ lorsque la pression est plus faible. Ainsi, dans le cas d'un plasma d'argon pur ou dans celui d'un plasma ion-ion, une pression partielle d'argon plus élevée est préférable pour maximiser l'efficacité de transfert de puissance, mais une plus faible fraction de SF₆ sera admise.

4.2.4.6 Effet de l'augmentation de la fraction de SF₆ sur le courant et la puissance de décharge

Lors de l'expérience avec la barrière magnétique, pour atteindre un mélange Ar/SF₆ dans des proportions données, un plasma d'argon est d'abord créé et maintenu à la pression partielle d'argon voulue. La figure 4.19 montre le courant efficace dans la bobine et l'efficacité de transfert de puissance en fonction de la fraction de SF₆ dans le cas du prototype aux parois diélectriques, pour plusieurs pressions partielles d'argon (5 et 17 mTorr) et plusieurs puissances transmises (160 et 200 W), la quantité de SF₆ étant constante.

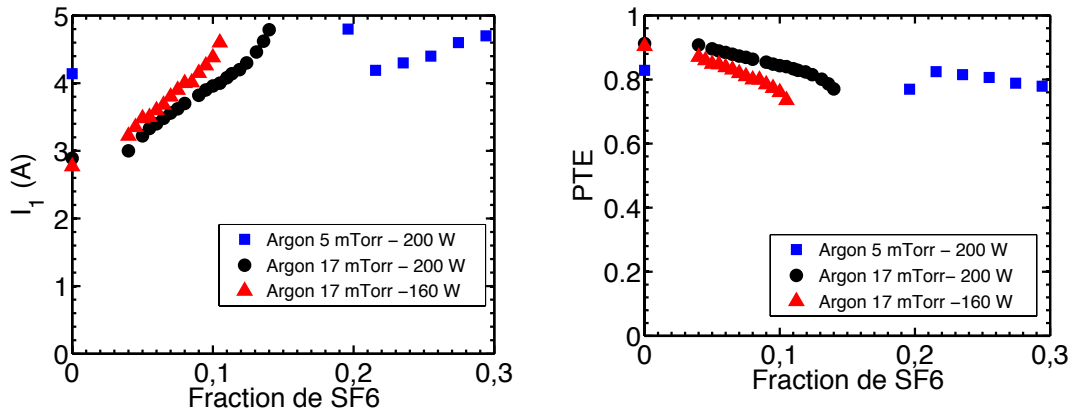


FIGURE 4.19 – Courant efficace dans la bobine (à gauche) et PTE (à droite) en fonction de la fraction de SF_6 pour plusieurs pressions partielles d'argon et plusieurs puissances transmises : 5 mTorr et $P_{tr} = 200$ W (carrés bleus), 17 mTorr et $P_{tr} = 200$ W (cercles noirs), 17 mTorr et $P_{tr} = 160$ W (triangles rouges).

La puissance transmise minimale à fournir est de 160 W pour un mélange Ar/ SF_6 dans le prototype aux parois diélectriques, contre 60 W en argon avec ou sans la barrière magnétique. L'augmentation de la quantité de SF_6 (et donc de la fraction x_{SF_6} à débit d'argon constant) s'accompagne d'une augmentation du courant dans la bobine malgré une puissance transmise constante. Quelles que soient les conditions, le courant efficace maximal admissible avant extinction est de 4,9 A. La valeur de la puissance transmise (160 W ou 200 W) n'a pas d'incidence sur cette valeur maximale du courant. L'augmentation du courant et l'extinction de la décharge sont donc liées à la présence de SF_6 . En comparaison, dans un plasma d'argon pur, avec ou sans barrière, la diminution de la pression entraîne l'augmentation du courant, mais le courant efficace ne dépasse pas 4 A pour une puissance transmise de 200 W et on n'atteint pas l'extinction de la décharge. Dans un mélange Ar/ SF_6 sans la barrière magnétique et une même puissance transmise, le courant efficace maximal admissible avant extinction est de 4,3 A.

Des mesures de densité d'ions et d'électrons par sonde de Langmuir dans le plasma ion-ion à partir de SF_6 pur dans la même gamme de puissance ont été effectuées dans le cadre de la thèse de J. Bredin. Les résultats montrent que les ions négatifs existent en quantité non négligeable au voisinage de la fenêtre céramique avec un rapport d'électronégativité $n_-/n_e \sim 2$ et pas seulement en aval du filtre magnétique où $n_-/n_e \sim 2000$.

Une explication à l'augmentation du courant puis l'extinction de la décharge observées ici peut donc être la suivante. L'augmentation du débit de SF_6 se traduit par un nombre plus important d'ions négatifs produits par attachement électronique, donc une plus grande électronégativité, notamment au voisinage de la fenêtre céramique. Les ions négatifs sont les porteurs de charge négative majoritaires dans le plasma et sont trop lourds pour réagir aux oscillations du champ électromagnétique rf. D'après la section 3.3.1, un régime de faible densité électronique est caractérisé par un champ rf qui n'est plus absorbé : les électrons restant ne sont plus suffisamment chauds. Ceci résulte en la diminution du courant circulant dans le plasma et donc la réduction de son flux magnétique créé et neutralisant le flux magnétique de la bobine d'induction. Par conséquent, le courant dans la bobine augmente et la décharge inductive n'est pas maintenue.

Version de la boîte d'accord	V1.0	V2.0	V3.0	V3.1
Schéma donné en figure :	4.11	4.21	4.22	4.23
Type de transformateur	TLT	TLT	$N_{t1}=16$ et $N_{t2}=8$	$N_{t1}=16$ et $N_{t2}=8$
Asymétrie des potentiels	25%	16%	4%	2%

TABLE 4.4 – Caractéristiques des différentes versions des boîtes d'accord du deuxième prototype de PEGASES. L'asymétrie des potentiels aux bornes de la bobine est donnée en pourcentage.

4.2.5 Composante rf du potentiel plasma et boîte d'accord

Pour compenser les oscillations rf du potentiel du plasma, il existe les méthodes de filtrage passif ou actif de la composante rf du potentiel plasma lors de la mesure. Une sonde de Langmuir fine permet de ne pas perturber le plasma, mais dans ce cas le filtrage passif par l'ajout d'inductances au plus près du filament n'est pas possible. C'est alors la conception de la boîte d'accord qui peut permettre de s'affranchir de composants passifs ou d'un boîtier électronique supplémentaires dans la chaîne de mesure. La boîte d'accord d'impédance du deuxième prototype de PEGASES est modifiée au cours de l'étude pour remplir la condition (2.9), sans que les performances électriques telles que celles présentées dans la section 4.2 n'en soient modifiées. On montre ainsi l'influence du circuit d'accord sur les oscillations rf du potentiel plasma mesurées à l'aide d'une sonde capacitive.

La symétrie des potentiels électriques aux bornes de la bobine est une qualité à rechercher pour diminuer la présence des oscillations du potentiel plasma correspondant au fondamental à 4 MHz et pour limiter les pertes d'énergie. En effet, la puissance active est transmise par l'intermédiaire du fondamental, ceci se traduit à la fois par un échauffement du circuit électrique et des effets capacitifs dans le plasma. Les composants de la boîte d'accord étant symétriques, la modification d'éléments pour diminuer les oscillations rf concerne le transformateur. Les configurations du transformateur et l'asymétrie des potentiels à ses bornes est donnée dans le tableau 4.4 pour les différentes versions de la boîte d'accord étudiées. Les mesures d'oscillations présentées ici sont réalisées avec les murs diélectriques en pyrex, avec ou sans la barrière magnétique pour un plasma d'argon à 1 mTorr avec une puissance injectée de 200 W et sans les grilles. La position $x = 0$ cm correspond à la fenêtre céramique côté plasma.

Version initiale V1.0 La mesure des oscillations du potentiel plasma est effectuée avec la version V1.0 de la boîte d'accord. Les résultats concernant le fondamental et ses trois premiers harmoniques sont donnés en figure 4.20. La composante du fondamental possède pour $x > 4$ cm des valeurs efficaces de l'ordre de 20 V lorsque le champ magnétique est nul et de l'ordre de 15 V lorsque la barrière magnétique est utilisée. La mesure donne des valeurs supérieures de 3 à 5 V lorsque la sonde capacitive se rapproche de la fenêtre céramique. Les harmoniques montrent des valeurs efficaces de l'ordre de 1 V.

La température électronique étant d'abord estimée inférieure à 10 eV, cette version de la boîte d'accord n'est définitivement pas bonne pour mesurer correctement les paramètres du plasma avec une sonde de Langmuir sans compensation rf. La tentative de mesure de caractéristiques de Langmuir, même avec filtrage actif, s'est effectivement montrée vaine

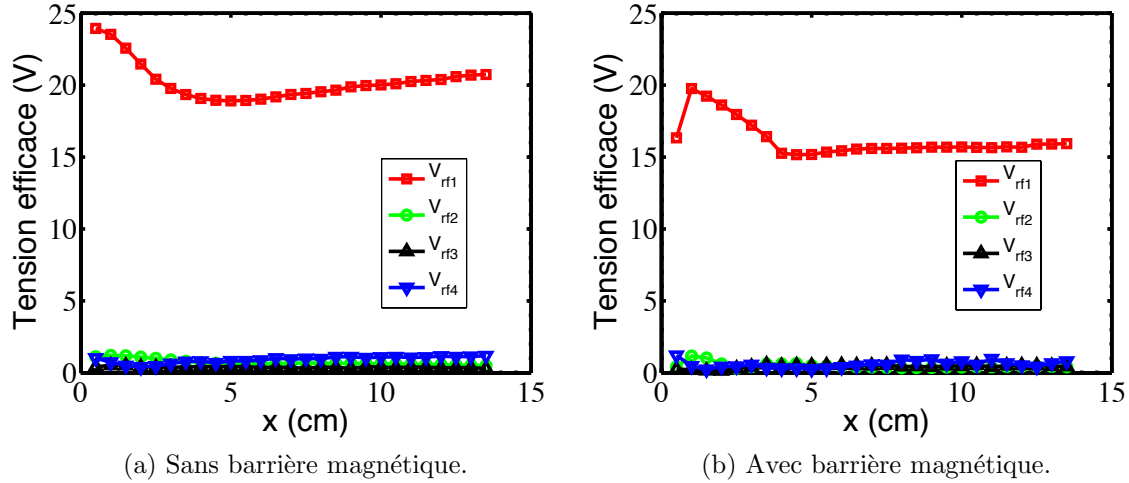


FIGURE 4.20 – Oscillations rf du potentiel plasma avec la première version V1.0 de la boîte d'accord donnée en figure 4.11, dans un plasma d'argon à 1 mTorr, avec les parois diélectriques. A gauche : mesures sans la barrière magnétique ; à droite, avec la barrière magnétique.

: les fonctions de distribution en énergie des électrons étaient bien trop déformées par les oscillations pour déterminer les paramètres du plasma, et plus particulièrement T_e en présence de la barrière magnétique.

Godyak *et al.* [93] ont montré dans une décharge capacitive que lorsque les deux électrodes planes de même surface sont en parfaite opposition de phase, c'est-à-dire lorsqu'aucun déséquilibre n'existe, le fondamental n'apparaît pas dans le spectre du signal. Une décharge purement inductive ne peut quant à elle être le siège d'un effet capacitif. La composante fondamentale du potentiel plasma est donc théoriquement absente dans une décharge purement inductive et le spectre ne contient aucun harmonique de rang impair. La présence du fondamental ici est due à une dissymétrie des potentiels aux bornes de la bobine d'induction. En effet, les potentiels aux bornes de la bobine présentent un écart d'environ 25 % (tableau 4.4), résultant en un couplage capacitif du plasma.

Grâce au point milieu relié à la masse (Fig. 4.11), les potentiels aux bornes du secondaire du TLT sont mesurés en opposition de phase lorsque le TLT est branché à vide. Ceci n'est pas le cas lorsque le secondaire est chargé, c'est-à-dire lorsque l'ensemble des condensateurs d'adaptation de la charge et la bobine d'induction sont branchés, *a fortiori* lorsqu'un plasma est couplé. En effet, l'une des branches du secondaire a deux inductances supplémentaires dans sa maille, les enroulements 4 et 2 (Fig. 4.11), les deux branches ne sont donc pas rigoureusement identiques. De plus, à cause des nécessités de connexion dans le circuit réel, on a une création d'inductance de ligne qui résulte en une petite chute de potentiel supplémentaire sur la branche concernée. On a alors un courant différent dans les deux branches du push-pull qui est ensuite équilibré par la différence de charges stockées par les condensateurs variables C_1 et C'_1 . En effet, d'après les lois de Kirchhoff, le courant dans la maille comprenant la bobine est le même en tout point. Cette conséquence s'est d'ailleurs vérifiée par des claquages électriques répétés entre les armatures de C_1 même à puissance modérée, C'_1 restant intact. Ceci est valable quel que

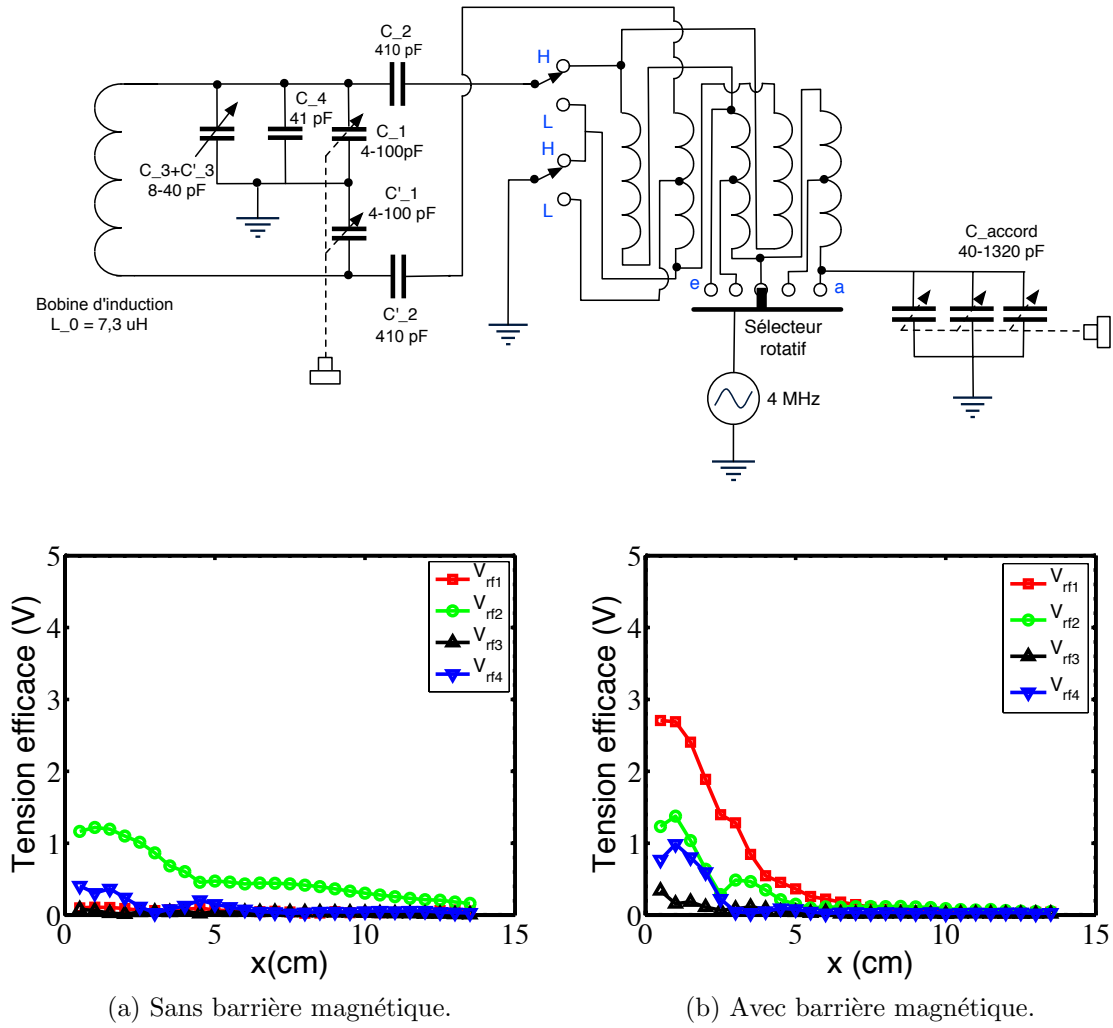


FIGURE 4.21 – En haut : schéma électrique de la version V2.0 de la boîte d'accord. En bas : oscillations rf du potentiel plasma avec la version V2.0 dans un plasma d'argon à 1 mTorr sans la barrière magnétique (à gauche) et avec la barrière magnétique (à droite).

soit les connexions réalisées par les interrupteurs. Ce montage s'est donc avéré à terme être contraire à l'objectif de la symétrie de la bobine et de la suppression des oscillations rf du potentiel plasma. Le problème du TLT est son utilisation en auto-transformateur pour avoir le montage en push-pull.

Version V2.0 : ajout d'une capacité variable Dans la version V2.0, on ajoute une capacité variable constituée de C_3 , C'_3 et C_4 en parallèle de C_1 afin de pallier manuellement à l'asymétrie des potentiels aux bornes de la bobine. Le circuit électrique et les mesures des oscillations sont donnés en figure 4.21. La symétrie des potentiels n'a pas pu être totalement compensée, mais la contribution du fondamental aux oscillations est fortement diminuée par rapport à la version V1.0.

Sans champ magnétique, le fondamental présente une valeur efficace de l'ordre de 0,1 à 0,2 V, tout comme les harmoniques de rang 3 et 4 ; le second harmonique est le plus important mais ne dépasse pas 1,2 V. Lorsque la barrière magnétique est en place, la valeur efficace du fondamental vaut 2,6 V en $x = 0,5$ cm et décroît jusqu'à atteindre 0,1 V pour les grandes distance à la fenêtre. Le champ magnétique affecte V_{rf1} pour $x \geq 4$ cm,

on peut supposer deux raisons à cela. D'abord, un effet capacitif existe entre la bobine qui est l'électrode haute tension et la sonde, le diélectrique étant la fenêtre céramique et le plasma ; plus la sonde se rapproche, plus la capacité équivalente est importante et la chute de potentiel entre ses électrodes augmente. Cette augmentation existe déjà avec la version V1.0. Ceci pourrait provenir d'un effet Hall à basse pression dû à la vitesse rf de dérive des électrons : le champ magnétostatique crée un champ électrique rf et fait augmenter V_{rf1} [49, 89]. Une autre explication vient de la pénétration de la sonde dans l'épaisseur de peau modifiée en raison de la présence de la sonde dont la tête est conductrice. Celle-ci est alors directement soumise au champ électromagnétique rf et c'est l'amplitude de ce champ qui est détectée. Ceci est discuté plus loin avec l'étude du courant relevé dans la bobine en fonction de la position de la sonde capacitive.

Sans champ magnétique, l'harmonique de rang 2 est la composante la plus importante, de l'ordre de 1 V en valeur efficace au voisinage de la fenêtre céramique et moins de 0,6 V pour $x > 4$ cm. Comme dans le cas de la version V1.0, V_{rf2} n'est pas affecté par la présence du champ magnétique. En revanche, on note comme pour le fondamental que V_{rf2} et V_{rf3} augmentent lorsque la sonde capacitive se rapproche de la fenêtre céramique. D'après Godyak *et al.* [49], l'origine des harmoniques se trouve dans un effet non linéaire du plasma dû au champ magnétique rf qui varie selon $\sin(\omega t)$ dans l'épaisseur de peau et qui y crée une force de Lorentz. On a alors un effet quadratique très prononcé en basse pression puisque le champ magnétique et la vitesse des électrons qui suivent les variations rf du potentiel plasma sont alors élevées. L'augmentation de la pression et la diminution de la puissance permettent de réduire l'importance des harmoniques $k \geq 2$ en diminuant la vitesse thermique des électrons et l'amplitude du champ magnétique rf, respectivement.

Version 3.0 : changement de transformateur Les condensateurs C_1 ont dû être changés en cours de route pour des raisons de claquage entre les armatures. L'encombrement des nouveaux condensateurs variables, de distance entre armatures et de surface plus élevées (1 mm), ne nous permet plus d'utiliser C_3 . On s'oriente alors plutôt vers une modification du transformateur pour diminuer les oscillations.

Ainsi dans la version V3.0, on enlève C_3 et on change le transformateur. Le schéma électrique est donné en figure 4.22. Ce transformateur est réalisé avec un tore en 4C65 plus petit que le précédent de diamètre extérieur 36 mm, de diamètre intérieur 29,4 mm et d'épaisseur 15,2 mm et les bobinages sont isolés galvaniquement. Le primaire comporte $N'_{t1} = 16$ tours et le secondaire $N'_{t2} = 8$ tours réalisés avec un fil de diamètre plus important (1,38 mm) qu'au primaire car le courant qui y passe est plus élevé. Le tout est ramassé en un seul secteur du tore, ce qui n'était pas le cas précédemment, et le secondaire est bobiné au-dessus du primaire. Le point milieu du secondaire est mis à la masse en grattant la couche de vernis du fil et en soudant un fil relié au corps de la boîte d'accord.

La figure 4.22 donne aussi les oscillations du potentiel plasma avec la version V3.0. Sans champ magnétique, le fondamental est de l'ordre de 1 V le long de l'axe \vec{x} , l'harmonique de rang 2 vaut 2 V au voisinage de la bobine plus diminue pour être inférieur au fondamental, les harmoniques de rang 3 et 4 restent inférieurs à 0,5 et 0,1 V respectivement. En présence du champ magnétique, le fondamental varie entre 4,6 V pour $x = 0,5$ cm et 1 V pour $x = 14$ cm. L'harmonique de rang 2 est plus faible que sans champ, les harmoniques de rang 3 et 4 sont encore diminués pour $x > 4$ cm. Les résultats sont moins bons que pour la version V2.0 avec un condensateur supplémentaire, mais sont nettement meilleurs

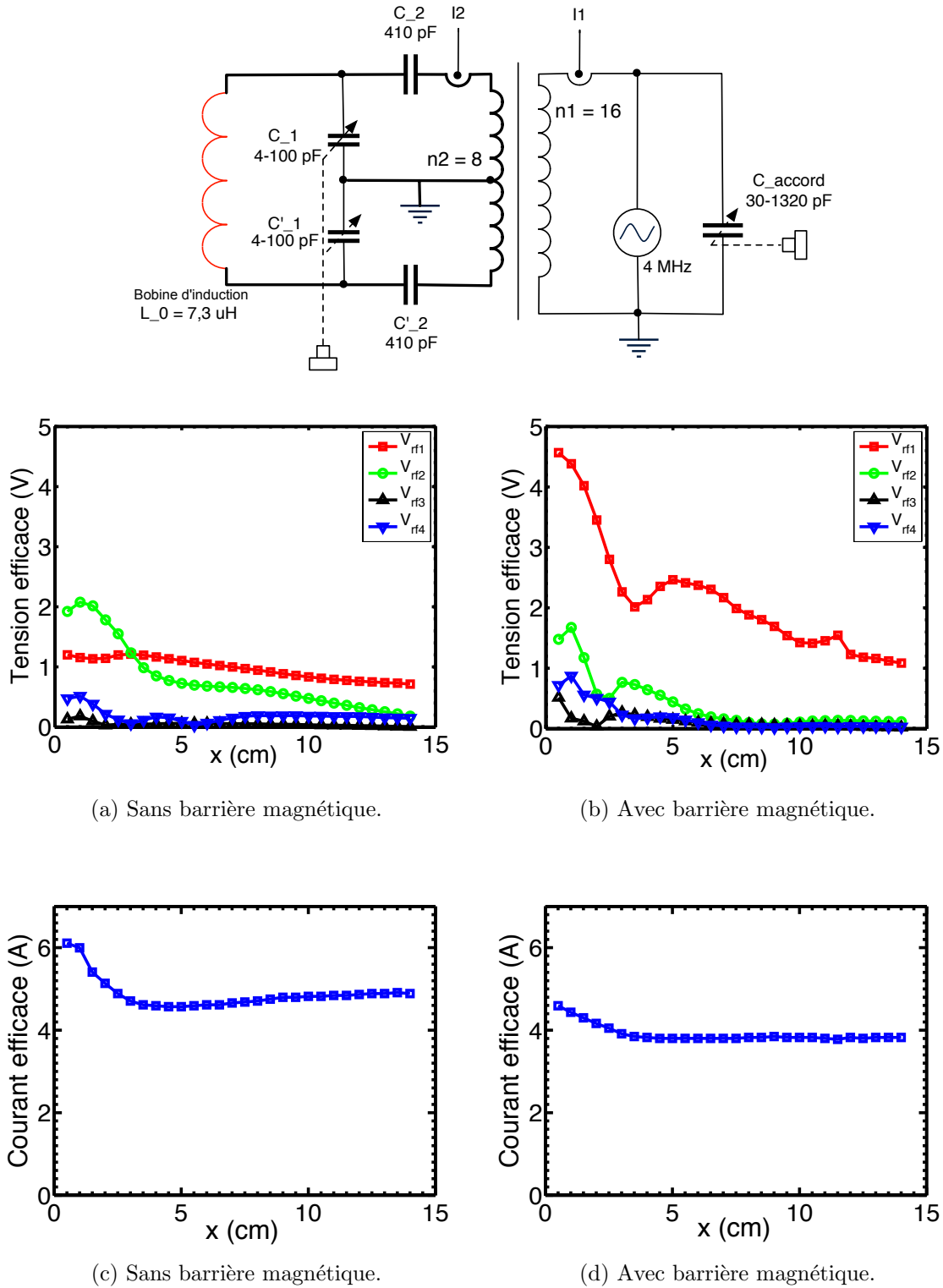


FIGURE 4.22 – En haut : schéma électrique de la version V3.0 de la boîte d'accord. En bas : oscillations rf du potentiel plasma et courant dans la bobine avec la version V3.0 dans un plasma d'argon à 1 mTorr sans la barrière magnétique (à gauche) et avec la barrière magnétique (à droite).

comparés à la première version V1.0. L'expérience a montré que le transformateur utilisé dans cette version V3.0 chauffait à des températures de l'ordre de 100°C.

Version V3.1 : encore un changement de transformateur La version V3.1 utilise le même schéma électrique que la version V3.0, mais le transformateur est réalisé différemment. On utilise à nouveau le tore de 4C65 dont les dimensions ont été données en section 4.2.3. Les bobinages sont montrés en figure 4.23. Le secondaire est réalisé par la mise en parallèle de deux bobinages utilisant le fil de plus grande section. Le primaire est réalisé par la mise en série de deux fils de diamètre le plus faible et entoure le secondaire. Comme dans le cas du TLT utilisé par les versions V1.0 et V2.0, le secondaire est au plus proche du tore et le primaire est placé de part et d'autre pour maximiser l'induction magnétique. Le point milieu du secondaire est encore une fois mis à la masse en grattant le vernis et en soudant un fil conducteur jusqu'au boîtier.

Sans champ magnétique, le fondamental est légèrement inférieur à 1 V, l'harmonique de rang 2 décroît de 2 V jusqu'à atteindre 0,2 V en sortie du propulseur. L'harmonique de rang 3 a une contribution assez faible, inférieure à 0,6 V, l'harmonique de rang 4 est quasi inexistant. Avec champ magnétique, les résultats présentent les mêmes variations que dans la version V3.0, mais le fondamental a une valeur efficace réduite de 1 V ; on obtient une valeur comprise entre 1 et 2 V pour $x > 4$ cm.

On a réussi à améliorer la symétrie des potentiels électriques aux bornes de la bobine et le dernier transformateur réalisé pour la version V3.1 ne montre aucun échauffement, contrairement à la version V1.0 où les potentiels présentaient une asymétrie non négligeable. La symétrie des potentiels dans la boîte d'accord peut donc être obtenue par la minutie dans la conception et la réalisation du transformateur. Cependant, l'ajout de condensateurs variables entre une borne de la bobine et la masse comme dans la version V2.0 permet de minimiser encore l'asymétrie des potentiels. C'est dans cette direction qu'il faut s'orienter, mais la taille des condensateurs C_1 et C'_1 est un frein à cette démarche. La boîte d'accord devra être plus grande pour accueillir tous les composants nécessaires, ou la méthode d'accord d'impédance devra être revue, en modifiant la fréquence d'excitation plutôt que l'impédance pour satisfaire la condition de résonance par exemple.

Évolution du courant dans la bobine en fonction de la position de la sonde capacitive Les figures 4.22 et 4.23 donnent également le courant I_2 dans la bobine d'induction en fonction de la position de la sonde. On remarque qu'avec la barrière magnétique, le courant vaut constamment 4 A en valeur efficace pour $x > 4$ cm, ce qui correspond aux résultats présentés en section 4.2.4.3 ; ce courant augmente lorsque la sonde capacitive s'approche de la fenêtre céramique. Une observation similaire est faite sans le champ magnétique. La distance à la fenêtre céramique en dessous de laquelle le courant augmente est notée x_δ et est représentée sur la figure 4.24. Cette limite dans l'espace pourrait correspondre à l'épaisseur de peau calculée. Ainsi lorsque la sonde capacitive pénètre dans cette zone au voisinage de la bobine, son volume prend en partie la place du plasma et influence la circulation du courant I_2 . Il y a alors moins de flux magnétique dû à la décharge pour neutraliser celui dû à la bobine et le courant dans celle-ci augmente. Une telle variation du courant dans la bobine n'a pas été observée pour la sonde de Langmuir positionnée en $x < 4$ cm, confortant l'idée de l'influence du volume de la sonde capacitive.

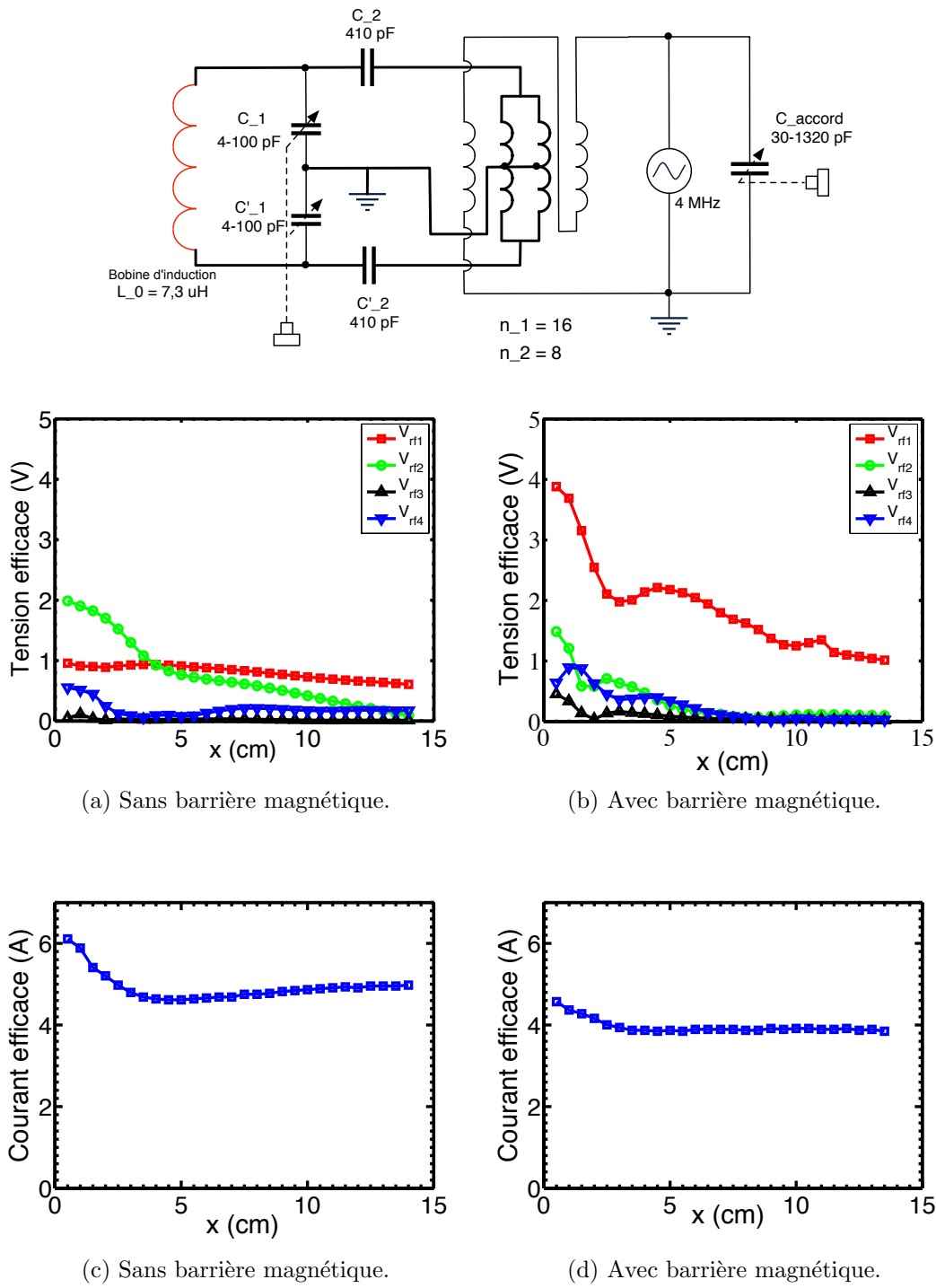


FIGURE 4.23 – En haut : schéma électrique de la version V3.1 de la boîte d'accord. En bas : oscillations rf du potentiel plasma et courant dans la bobine avec la version V3.1 dans un plasma d'argon à 1 mTorr sans la barrière magnétique (à gauche) et avec la barrière magnétique (à droite).

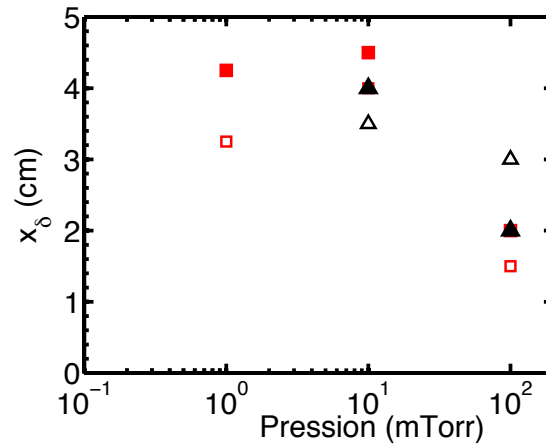


FIGURE 4.24 – Evolution de x_δ avec la pression pour la version V2.0 (en noir) et la version V3.1 (en rouge), avec champ magnétique (marqueur plein) ou sans champ magnétique (marqueur vide).

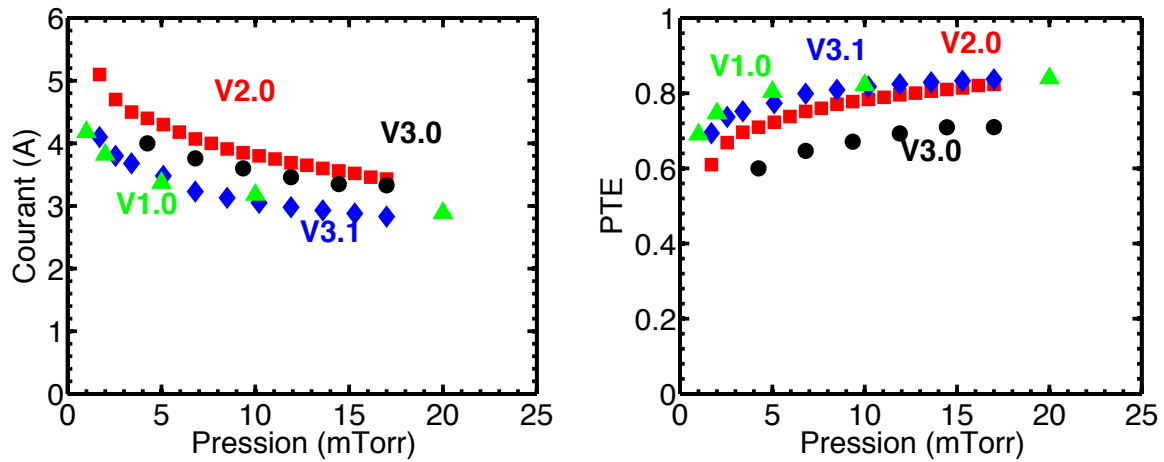


FIGURE 4.25 – Courant dans la bobine d'induction (à gauche) et efficacité de transfert de puissance (à droite) pour la version V1.0 (triangles verts) et pour la version V2.0 de la boîte d'accord en position Hc (carrés rouges), la version V3.0 (cercles noirs) et la version V3.1 (losanges bleus) dans le cas d'un plasma d'argon en présence de la barrière magnétique pour une puissance injectée de 200 W.

D'avoir modifié le transformateur, les performances sont-elles modifiées ? La figure 4.25 permet de comparer les performances électriques de la source en fonction de la pression (débit) : à gauche, le courant dans la bobine d'induction, à droite, l'efficacité de transfert de puissance PTE (en pourcentage) pour la version V2.0 de la boîte d'accord en position Hc (carrés rouges), la version V3.0 (cercles noirs) et la version V3.1 (losanges bleus). Le transformateur de la version V2.0 est celui qui consomme le plus de courant mais dont l'efficacité de transfert de puissance atteint 84% à 17 mTorr. Le transformateur de la version V3.0 est le moins performant : il donne la moins bonne efficacité de transfert de puissance avec seulement 72% à 17 mTorr. C'est également celui qui dégage le plus de chaleur en fonctionnement, notamment à cause d'un plus faible volume de matériau et de l'agencement des bobinages. Le transformateur de la version V3.1 est celui qui consomme le moins de courant et permet d'obtenir le *PTE* le plus élevé quelle que soit la pression, avec 84% à 17 mTorr ; aucun échauffement n'a été noté en fonctionnement.

4.2.6 Paramètres plasma

La version V2.0 de la boîte d'accord donne les oscillations les moins importantes, sans ajout d'un filtre : elles sont inférieures à 1 V dans la zone de la barrière magnétique pour un plasma d'argon, quelles que soient les conditions de la mesure. La température électronique a donc été mesurée par sonde de Langmuir le long de l'axe x avec la version V2.0 [54] et on compare aux autres versions et au cas d'un plasma Ar/SF₆. Les grilles ne sont pas utilisées dans cette section.

La température électronique est présentée en figure 4.26a pour un plasma d'argon à 1 mTorr créé avec une puissance injectée de 200 W, la mesure est réalisée a) sans et b) avec la barrière magnétique. Il n'y a pas de grilles en sortie du propulseur. Sans champ magnétique, T_e est de l'ordre de 5 à 6 eV et chute à 4 eV vers la sortie du propulseur. Avec champ magnétique, T_e vaut 6 eV au voisinage de la fenêtre céramique, chute dans le gradient positif du champ magnétique et est d'environ 1 eV pour $x > 7,5$ cm. Les oscillations rf du potentiel plasma données en figure 4.21 sont limitées et inférieure à la valeur en Volts de la température électronique. Ceci montre que le couplage capacitif est négligeable et permet la mesure des paramètres plasma sans filtrage [49]. La température électronique dépend de la pression et non pas de la puissance de décharge. On peut donc utiliser les valeurs de T_e données en figure 4.26a comme éléments de comparaison aux oscillations du potentiel plasma pour les versions V1.0, V3.0 et V3.1. La comparaison montre que le circuit V1.0 n'est pas utilisable pour mesurer les paramètres plasma. Les circuits V3.0 et V3.1 sont satisfaisantes dans la région de la barrière magnétique mais pas au voisinage de la fenêtre céramique.

La figure 4.27a montre la densité et la température électronique pour un plasma Ar/SF₆ à 5 mTorr, en fonction de la position de la sonde, avec les murs en pyrex et la barrière magnétique. Les variations de n_e et T_e avec la position sont similaires au cas de l'argon et T_e est plus faible de 1 eV au voisinage de la bobine d'induction dans le cas d'un plasma d'Ar/SF₆, ne restant supérieure à $V_{rf,1}$. La température électronique diminue dans le gradient positif de champ magnétique et est inférieure à 3 eV pour $x > 4$ cm. La densité électronique est plus faible que dans le cas de l'argon pur avec champ magnétique et chute pour $x > 4$ cm, correspondant à la formation du plasma ion-ion.

Les figures 4.26 et 4.27b montrent le potentiel plasma dc et le potentiel flottant dc

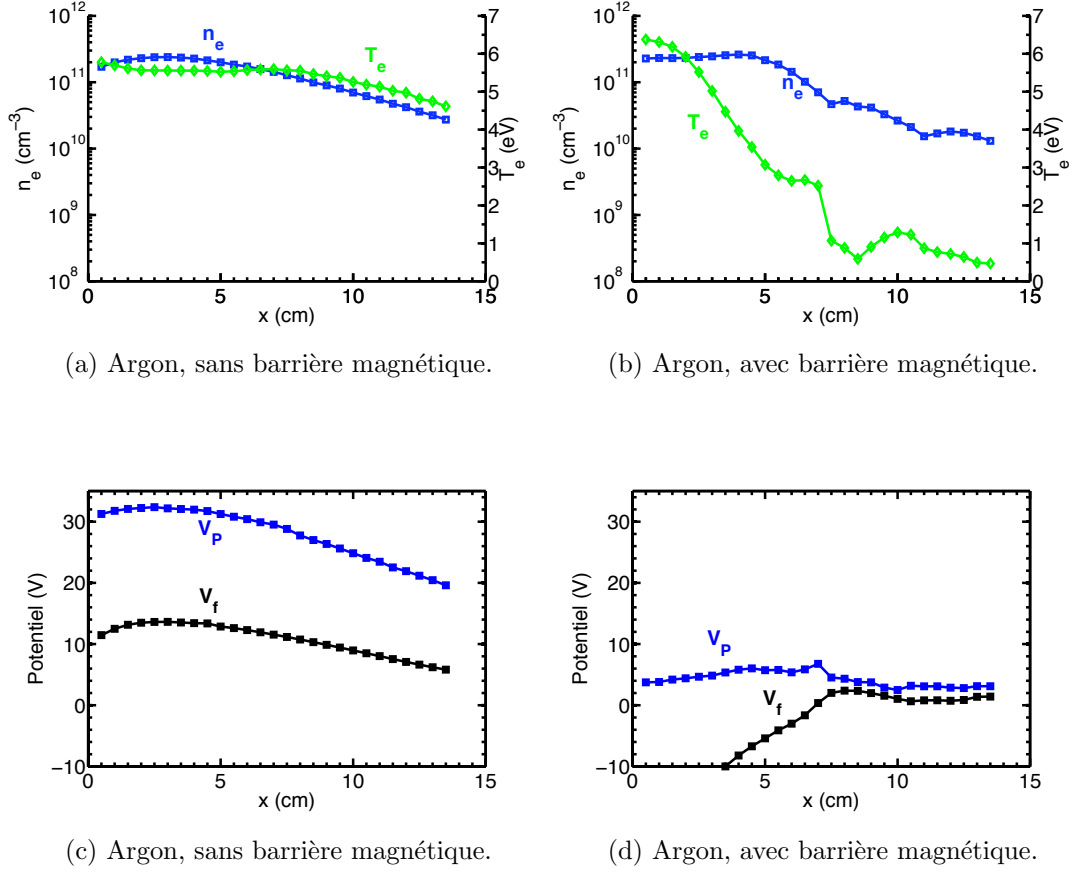


FIGURE 4.26 – Densité, température électronique, potentiel plasma dc et potentiel flottant dc en fonction de la position mesurée avec la version V2.0 de la boîte d'accord, dans un plasma d'argon à 1 mTorr avec les murs en pyrex. A gauche, sans la barrière magnétique ; à droite, avec la barrière magnétique.

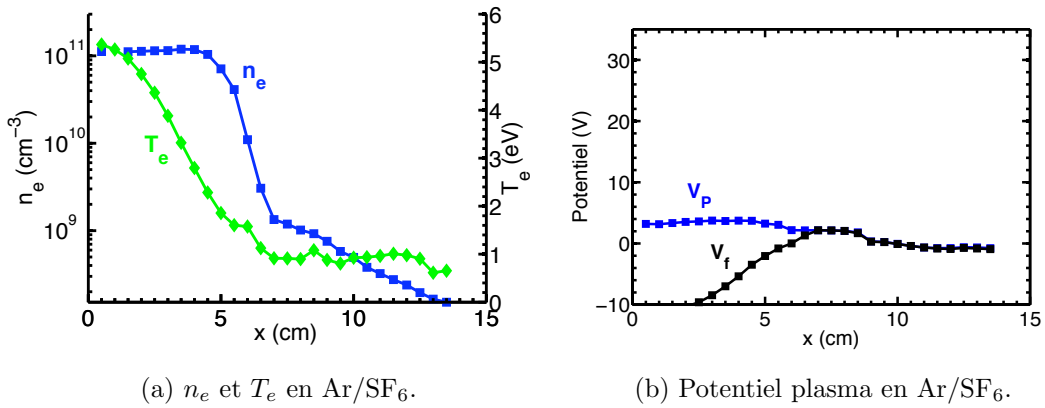


FIGURE 4.27 – Densité (en échelle logarithmique) et température électroniques (à gauche), potentiel plasma dc et potentiel flottant dc (à droite) en fonction de la position mesurée avec la version V2.0 de la boîte d'accord, dans un plasma ion-ion où $x_{SF_6} = 0,5$ et $p = 5$ mTorr, avec les murs en pyrex et la barrière magnétique.

obtenus à partir des caractéristiques courant-tension par sonde de Langmuir fine. En argon sans champ magnétique (Fig. 4.26c), le potentiel plasma décroît de 32 V au voisinage de la bobine jusqu'à 20 V en sortie du propulseur. La température électronique et donc l'écart entre le potentiel plasma et le potentiel flottant, varient peu. La présence du champ magnétique (Fig. 4.26d) réduit la mobilité des électrons perpendiculairement au champ magnétostatique : le potentiel plasma diminue le long de l'axe de diffusion autour de 4 à 6 V et le potentiel flottant est plus proche du potentiel plasma, l'écart entre V_P et V_f suit le gradient de T_e . Dans le cas d'un plasma Ar/SF₆ (Fig. 4.27b), le potentiel plasma vaut 3 V au voisinage de la fenêtre céramique et passe de 2 à -1 V dans la zone ion-ion. Le potentiel flottant devient presque égal au potentiel plasma dans la zone ion-ion dû à la faible température électronique.

Des mesures similaires ont été faites dans le prototype aux parois conductrices en aluminium [54]. T_e est identique ; la densité électronique est deux fois plus faible dans le cas des parois conductrices. Les oscillations du potentiel plasma sont moins affectées par la présence du champ magnétique, notamment au voisinage de la fenêtre céramique dans l'épaisseur de peau. Les différences de densité électronique et des oscillations du potentiel plasma sont attribuées à la conductivité des parois qui autorise les pertes aux parois et la circulation d'un courant dans le cas des parois conductrices, et non dans le cas des parois diélectriques [21].

On a montré dans ce chapitre que la source inductive du second prototype possédant une bobine à noyau de ferrite et à excitation symétrique permet de coupler efficacement le plasma à travers une fine fenêtre diélectrique. Le couplage capacitif parasite a été suffisamment réduit par le soin apporté à la conception de la boîte d'accord pour ne pas avoir de perte de puissance. L'usage d'une sonde de Langmuir fine a montré la création d'un plasma ion-ion en aval de la barrière magnétique.

Chapitre 5

Création d'un faisceau d'ions positifs en polarisation continue avec le premier prototype

Sommaire

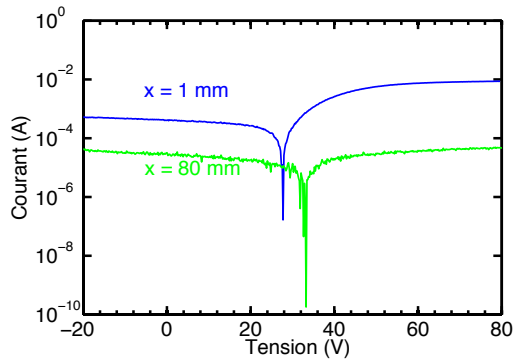
5.1	Existence d'un plasma ion-ion dans l'extracteur	105
5.2	Configurations du propulseur pour l'étude de l'énergie des ions	109
5.3	Polarisation du plasma (configuration A)	109
5.4	Création d'un faisceau d'ions positifs issu d'un plasma d'argon (configurations B et C)	113
5.5	Création d'un faisceau d'ions positifs issu d'un plasma ion-ion (configuration D)	116

5.1 Existence d'un plasma ion-ion dans l'extracteur

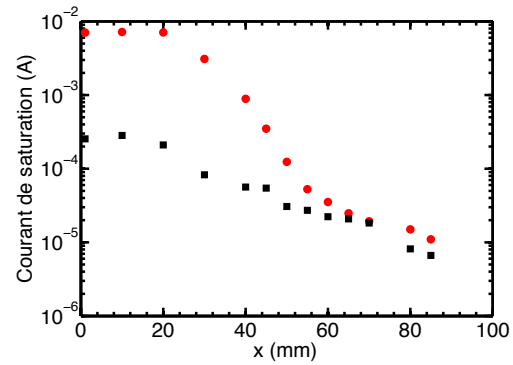
L'utilisation de SF_6 pur est possible dans le premier prototype et permet d'obtenir un plasma ion-ion lorsque les aimants permanents sont disposés de part et d'autre de l'extracteur. On utilise donc les contributions des solénoïdes et des aimants pour créer un champ magnétique variant avec la position x .

La figure 5.1a montre des caractéristiques courant-tension en échelle logarithmique mesurées par sonde de Langmuir, qui sont typiques des caractéristiques mesurées dans le coeur du plasma et dans l'extracteur. Dans le coeur (cas $x = 1$ mm), la courbe est fortement asymétrique avec un courant de charges négatives très élevé par rapport à celui des charges positives : le plasma est faiblement électronégatif. Dans l'extracteur (cas $x = 80$ mm), les deux branches de la courbe sont symétriques : le plasma est fortement électronégatif. Le potentiel flottant est de 28 V pour $x = 1$ mm ; il est de 32 V pour $x = 80$ mm et correspondant à l'axe de symétrie de la courbe.

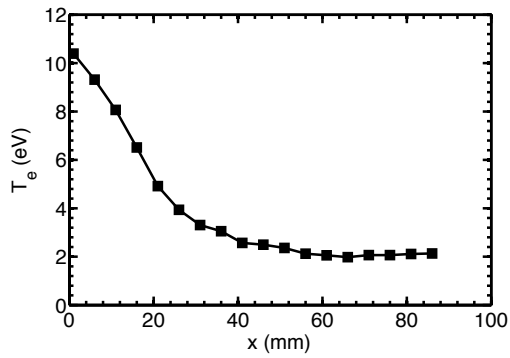
La figure 5.1b montre les courants d'ions positifs et de charges négatives relevés dans le cas d'un plasma de SF_6 pur en fonction de la distance x à l'axe du tube de quartz, avec $V_{ep} = 0$ V. La région à l'intérieur du tube ($x \leq 3$ cm) résulte en un courant de porteurs de charge négative très élevé par rapport à celui de la branche des porteurs de charge positive ;



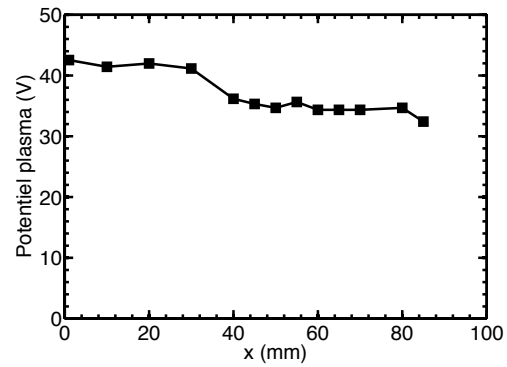
(a) Caractéristiques courant-tension dans un plasma de SF_6 .



(b) Courants de saturation en fonction de la position sur l'axe x dans un plasma de SF_6 .



(c) Température électronique en fonction de la position sur l'axe x, mesurée dans un plasma d'argon.



(d) Potentiel plasma en fonction de la position sur l'axe x dans un plasma de SF_6 .

FIGURE 5.1 – Caractéristiques courant-tension dans le cas d'un plasma de SF_6 et paramètres plasma. Ces mesures sont réalisées lorsque $V_{ep} = 0$ V et avec la sonde de Langmuir comportant un filtrage passif de la rf.

cette région est donc faiblement électronégative avec une branche négative importante due essentiellement aux électrons, plus mobiles que les ions. Le champ magnétique est maximal dans l'extracteur en $x = 55$ mm. À partir de cette position, les valeurs des courants des charges positives et des charges négatives aux points d'inflexion de la branche ionique positive et de la branche des charges négatives respectivement, sont relativement proches. Ils ont pour origine des espèces de mobilités équivalentes, c'est-à-dire des ions. Pour $x \geq 55$ mm, on obtient donc un plasma ion-ion, dans lequel la densité d'électrons est négligeable devant celle des ions négatifs.

La figure 5.1c présente la température électronique en fonction de la position de la sonde, mesurée dans un plasma d'argon. De l'ordre de 10 eV au centre où le champ magnétique est de 100 G, T_e décroît jusqu'à 2 eV dans l'extracteur en présence du fort champ magnétique créé par les aimants. Le rayon de Larmor des électrons est de $r_L = 1,20$ mm au centre et diminue jusqu'à 0,067 mm au plus fort du champ magnétique en $x = 45$ mm. r_L est inférieur au rayon du filament de la sonde dans l'extracteur. Le champ magnétique et la température électronique n'étant pas constants le long de l'axe \vec{x} , r_L n'est pas constant non plus et la mesure de V_p et T_e par sonde de Langmuir est difficile. Les ions ne sont pas affectés par le champ magnétique car leur rayon de Larmor est de l'ordre de quelques dizaines de centimètres. La sonde est donc utilisée pour indiquer la présence d'un plasma ion-ion par l'allure symétrique de la caractéristique courant-tension. Il n'est pas possible de mesurer exactement la température électronique le long de l'axe du cylindre source car la radiofréquence peut ne pas être totalement filtrée par les inductances de la sonde (section 2.4.2). Cependant, on suppose que la température électronique est constante le long des lignes de champ magnétique et l'ordre de grandeur donné par la figure 5.1c peut être utilisé.

La figure 5.1d donne le potentiel plasma mesuré dans le plasma de SF_6 en fonction de la position de la sonde. Le potentiel plasma est de 42 V pour $x = 1$ mm, soit un potentiel plasma de l'ordre de $4 k_B T_e$ en prenant pour T_e la valeur donnée par la figure 5.1c. Le potentiel plasma décroît lentement avec x et est relativement plat par rapport au profil de la température électronique. Le potentiel plasma est de 35 V en $x = 80$ mm. On a ainsi un rapprochement de V_p et V_f qui est caractéristique d'un plasma ion-ion.

Dans la littérature concernant un plasma ion-ion idéal, le potentiel plasma et le potentiel flottant d'un plasma ion-ion sont quasiment confondus et proches de zéro. Un potentiel plasma et un potentiel flottant proches de 0 V ont été mesurés dans le cas ion-ion dans le second prototype de PEGASES en figure 4.27b). Ici, le potentiel plasma et le potentiel flottant se rapprochent mais sont de valeurs plus élevées que zéro. Etant donné le gradient de température électronique, on s'attendrait à un gradient similaire du potentiel plasma de : si les électrons sont piégés dans les lignes de champ magnétique et donc moins mobiles, la conductivité du plasma chute avec x . Le faible taux de variation du potentiel plasma avec x s'explique par la formation des ions négatifs dans l'extracteur. Les porteurs de charges positive et négative présents dans l'extracteur sont des ions de masses équivalentes ; il n'y a plus de gaine formée par une espèce beaucoup plus mobile et le potentiel plasma n'est plus commandé par la température d'une espèce beaucoup plus mobile que les ions. Ainsi, le potentiel plasma selon x est proche du potentiel plasma à l'intérieur du cylindre où les électrons ne sont pas encore attachés aux neutres et il varie peu avec la position.

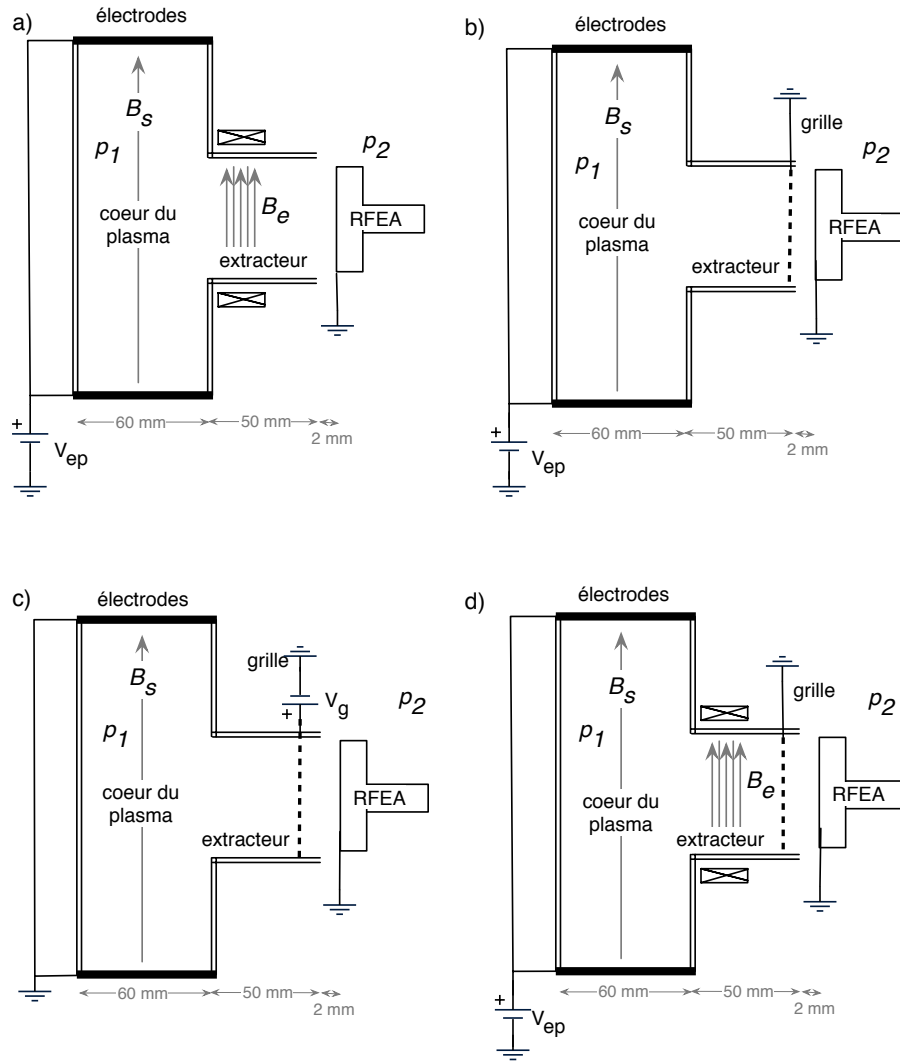


FIGURE 5.2 – Illustration des quatre configurations utilisées.

Configuration	A	A	B	C	D
V_{ep}	$\neq 0$	$\neq 0$	$\neq 0$	$= 0$	$\neq 0$
V_g	$= 0$	$= 0$	$= 0$	$\neq 0$	$= 0$
B_{total}	$B_s + B_e$	$B_s + B_e$	B_s	B_s	$B_s + B_e$
Gaz	Ar	SF ₆	Ar	Ar	SF ₆
Débit entrant (sccm)	28	28	28	28	14
p_1 (mTorr)	2,5	14,9	4,5	4,5	14,6
p_2 (mTorr)	0,4	0,4	0,4	0,4	0,3

TABLE 5.1 – Conditions de la décharge en terme de gaz utilisé, de pression, de champ magnétique et de polarisation pour les quatre configurations représentées en figure 5.2. Un potentiel nul signifie que l'électrode ou la grille est connectée à la masse.

5.2 Configurations du propulseur pour l'étude de l'énergie des ions

La polarisation et la création d'un faisceau d'ions positifs sont étudiées dans le premier prototype en régime continu dans un plasma d'argon et dans un plasma ion-ion.

Draghici *et al.* [94] ont étudié expérimentalement la possibilité de modifier le potentiel d'un plasma ion-ion en polarisant un tube métallique entourant le plasma et en contact avec celui-ci. Ils ont montré que le potentiel plasma et donc l'énergie des ions ne sont pas modifiés par l'application d'une polarisation dans la zone ion-ion. Contrairement à ces travaux, on applique ici la polarisation à des électrodes situées dans le coeur du plasma qui contient des électrons mobiles. Ces électrodes, de potentiel commun noté V_{ep} référencé à la masse, sont l'équivalent de la grille plasma d'un propulseur classique. On place ensuite une grille d'accélération dans l'extracteur en $x = 70$ mm pour créer le champ accélérateur et former un faisceau d'ions. Le potentiel de la grille est noté V_g et la masse reliée à la terre est prise comme référence commune pour toutes les polarisations. Cette configuration de propulseur à grille a été présentée en figure 1.7b.

Afin d'étudier le schéma d'accélération dans le propulseur, quatre configurations expérimentales sont utilisées et représentées en figure 5.2. Les travaux présentés sont publiés dans [17, 18, 19]. Dans le but de simplifier le schéma, un seul extracteur est représenté dans chaque cas, avec le champ magnétique utilisé, les deux électrodes à chaque extrémité du tube en quartz et, le cas échéant, la grille d'accélération. Les conditions de la décharge en terme de gaz utilisé, de pressions dans le coeur et dans le caisson, de champ magnétique et de polarisations sont détaillées dans le tableau 5.1. Les pressions ont été calculées dans le chapitre 1. La puissance rf transmise est de 300 W.

5.3 Polarisation du plasma (configuration A)

Dans cette configuration est étudiée la polarisation d'un plasma électropositif (plasma d'argon pur) et d'un plasma ion-ion (plasma de SF_6 pur) à l'aide des électrodes plates de potentiel V_{ep} aux extrémités du tube, sans grille dans l'extracteur (Fig. 5.2a). On utilise la sonde de Langmuir avec filtrage passif de la rf pour étudier le potentiel du plasma électronégatif et RFEA pour mesurer la distribution en énergie des ions positifs.

La figure 5.3 montre les caractéristiques courant-tension obtenues dans un plasma de SF_6 en $x = 60$ mm, c'est-à-dire dans la zone ion-ion, pour des polarisations des électrodes à -40 V, 0 V ou +40 V. Les caractéristiques sont symétriques quel que soit V_{ep} , on en déduit que la polarisation des électrodes n'influe pas sur la formation du plasma ion-ion dans l'extracteur et le potentiel plasma suit V_{ep} .

La figure 5.4 représente les IEDF des ions positifs en $x = 82$ mm pour des polarisations continues des électrodes entre - 40 V et +40 V dans le cas a) d'un plasma d'argon et b) d'un plasma ion-ion. Dans les deux cas, les courbes sont des distributions gaussiennes étroites dont le potentiel moyen V_p augmente avec le potentiel des électrodes lorsque $V_{ep} > 0$ et diminue pour saturer à près de 15 V pour $V_{ep} < 0$. L'amplitude des IEDF décroît lorsque V_{ep} augmente, et ce, pour les deux gaz utilisés. Dans notre expérience, le libre parcours moyen ion-neutre est de 15 mm dans l'argon et de 2 mm dans SF_6 d'après les conditions de la configuration A du tableau 5.1. L'épaisseur de gaine vaut 0,3 mm pour

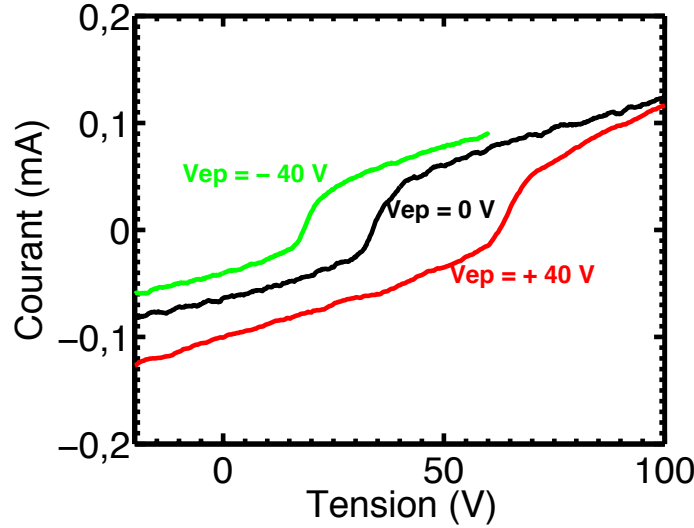


FIGURE 5.3 – Caractéristiques de Langmuir obtenues en $x = 60$ mm dans un plasma de SF_6 lorsque les électrodes sont polarisées jusqu'à -40 V, 0 V ou $+40$ V, dans la configuration A.

une chute de 10 V dans la gaine et $0,8$ mm pour une chute de 40 V dans la gaine. L'effet de collisions des ions sur les neutres est négligeable pour les polarisations jusqu'à 40 V dans les conditions de pression de la configuration A. Ceci explique la forme gaussienne et non bruitée des IEDF.

La figure 5.4c montre l'évolution du potentiel plasma V_p en fonction de V_{ep} . Pour $V_{ep} > 0$, on peut écrire pour les deux gaz utilisés :

$$V_p = V_{p0} + V_{ep} \quad (5.1)$$

où V_{p0} est le potentiel plasma lorsque $V_{ep} = 0$ ou ordonnée à l'origine de la partie linéaire de chaque courbe. Le potentiel V_{p0} est différent pour les deux gaz en raison de la masse des ions positifs. La sonde de Langmuir placée dans cette position donne un potentiel plasma qui s'écarte de moins de 5% des valeurs données par RFEA dans les mêmes conditions (Fig. 5.3). Une concordance similaire entre les deux diagnostics a été obtenue dans l'argon sans champ magnétostatique par Shin *et al.* [20]. La masse des ions Ar^+ vaut 40 u.m.a. L'ion positif issu de SF_6 le plus probable d'après la littérature est SF_3^+ , de masse 89 u.m.a. Lorsque toutes les parois métalliques en contact avec le plasma, électrodes et diaphragme de l'analyseur, sont à la masse, le plasma flotte au-dessus du potentiel nul. Donc d'après la relation (1.9), le potentiel plasma augmente avec la masse des ions positifs et est supérieur dans le cas de l'utilisation de SF_6 . L'évolution de V_p avec V_{ep} est discutée plus loin.

La figure 5.4d représente le produit $n_i v_b$ en fonction de V_{ep} , où n_i et v_b sont calculés à partir des formules (2.12) et (2.14). Ainsi le flux d'ions positifs est quasiment constant quels que soient le gaz et la polarisation des électrodes, dû à la diffusion du plasma vers le caisson.

De tels résultats ont déjà été mis en évidence par Smith *et al.* en argon et en SF_6 [16]. Smith *et al.* ont utilisé un réacteur ICP hélicoïdal aux parois en Pyrex et ont inséré une électrode pour polariser le plasma. Ils ont montré que le potentiel nul des éléments reliés à la masse constitue une limite inférieure à la polarisation, entraînant une différence

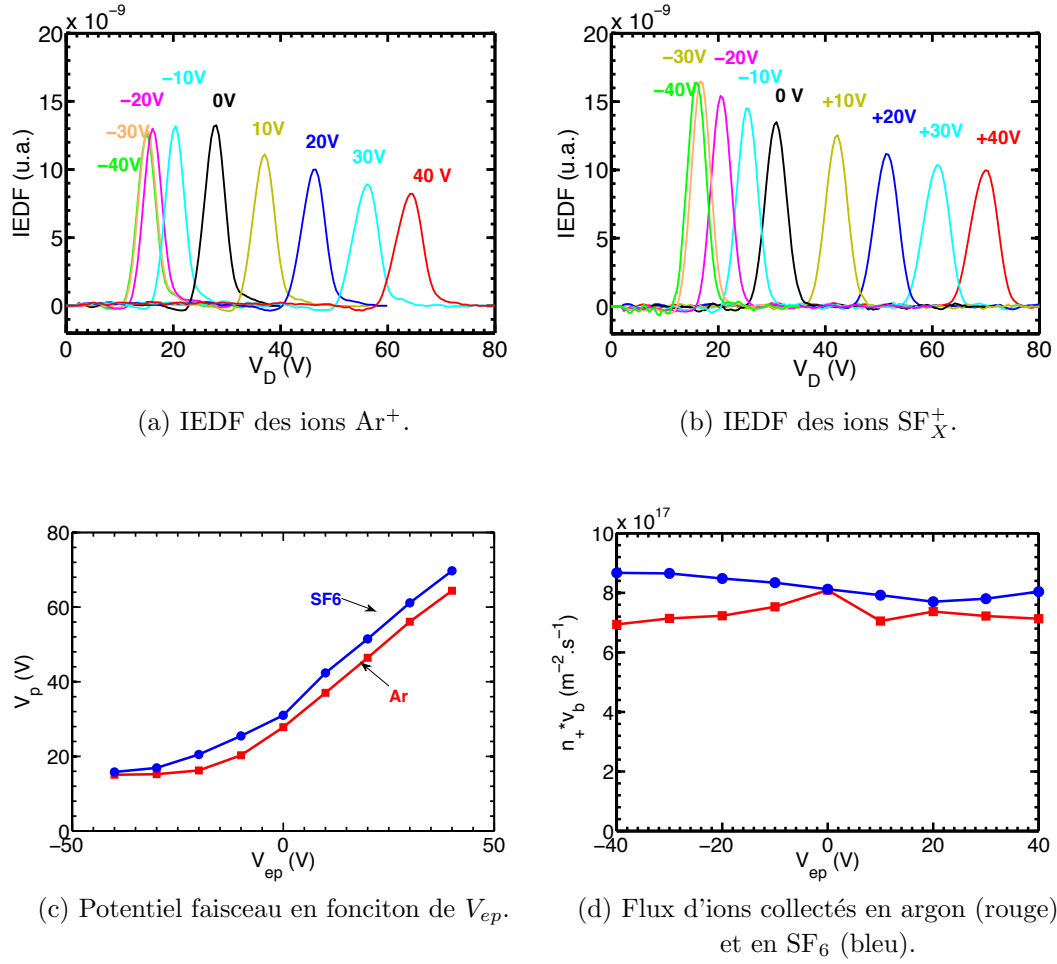


FIGURE 5.4 – Distribution en énergie des ions positifs, potentiel plasma et flux d'ion collecté dans le cas d'un plasma d'argon et d'un plasma ion-ion pour les différentes polarisations V_{ep} des électrodes dans la configuration A.

de potentiel minimale de $\sim 4,7 k_B T_e$ entre le potentiel plasma et l'électrode à la masse et qui correspond à une gaine de type paroi flottante. Ils ont également montré que la position de l'électrode de polarisation influence la différence de potentiel entre le plasma et la sonde : si l'électrode n'est pas au centre même de la bobine, le potentiel plasma est supérieur de quelques Volts au potentiel de la sonde, comme il semble que ce soit le cas dans notre expérience, signifié par le terme V_{p0} . Smith *et al.* constatent également une diminution de l'amplitude et un élargissement vers les faibles énergies des IEDF lorsque la polarisation augmente : l'épaisseur de gaine augmente et devient comparable au libre parcours moyen, de sorte que la gaine devient collisionnelle. Les IEDF de la figure 5.4 tendent à s'élargir lorsque V_{ep} augmente, mais la polarisation reste encore trop faible ici pour obtenir un régime collisionnel.

L'évolution du potentiel plasma avec V_{ep} peut être expliquée de la manière suivante [18]. Les électrons sont très mobiles le long de l'axe du tube de quartz, c'est-à-dire le long des lignes de champ magnétique ; ils dominent la dynamique du plasma et la formation de gaine dans cette région [38, 95]. Par conséquent des gaines électropositives de type flottante se forment devant les électrodes qui sont les seules surfaces métalliques à l'intérieur de la source du plasma dans la configuration A. La chute de potentiel dans la gaine est le potentiel V_{p0} de l'équation (5.1). Sa valeur est déterminée par la température électronique dans la région des électrodes (chapitre 1). La pression et la puissance sont maintenues constantes, donc la température électronique est constante et n'est pas affectée par V_{ep} . V_{p0} est par conséquent constant et toujours supérieur au potentiel des électrodes pour $V_{ep} > 0$: le potentiel plasma dans le tube est donnée par l'équation (5.1). Ce résultat est montré à la fois par la sonde de Langmuir et par l'analyseur en énergie. La conductivité du plasma doit être élevée pour que cette propriété se transporte le long de l'axe d'extraction, perpendiculairement à l'axe du champ magnétique. Or, la mobilité électronique étant réduite par le champ magnétique, une faible conductivité du plasma et une chute de potentiel dans la région de filtrage magnétique étaient attendues. Mais les IEDF comportant un seul maximum et la translation des caractéristiques de Langmuir sur l'axe des potentiels dans la région ion-ion suggèrent une conductivité élevée entre le coeur de la décharge et l'extracteur et donc un potentiel relativement constant le long de l'axe \vec{x} .

Lorsque les électrodes sont polarisées plus négativement que l'analyseur à la masse, c'est-à-dire pour $V_{ep} < 0$, le potentiel plasma sature à +15 V. En effet, les électrodes ne représentent plus les surfaces métalliques de plus haut potentiel vues par le plasma : la taille du diaphragme de RFEA étant comparable à celles des électrodes, l'analyseur introduit une surface métallique de potentiel nul qui est alors le potentiel le plus élevé du système. Lorsque $V_{ep} < 0$, une gaine de type potentiel flottant se crée devant l'entrée de l'analyseur tandis qu'une gaine de Child-Langmuir se forme devant les électrodes, ce qui représente la situation opposée au cas $V_{ep} > 0$. Lorsque le potentiel de l'électrode diminue encore, la chute de potentiel dans la gaine de type flottante n'est pas modifiée car elle ne dépend que de la température électronique dans cette région, contrairement à une gaine de type Child-Langmuir. Une polarisation négative des électrodes intérieures n'affecte donc pas le potentiel plasma ni le flux d'ions sortant du propulseur. La chute de potentiel de 15 V dans la gaine devant l'analyseur correspond à une température électronique de 3,2 eV dans un plasma d'argon d'après l'équation (1.9), ce qui correspond à l'ordre de grandeur de la température dans cette région. Des résultats similaires ont été observés par Coburn *et al.* [96] et Shin *et al.* [20]. Cette même chute de tension de l'ordre de 15 V est observée

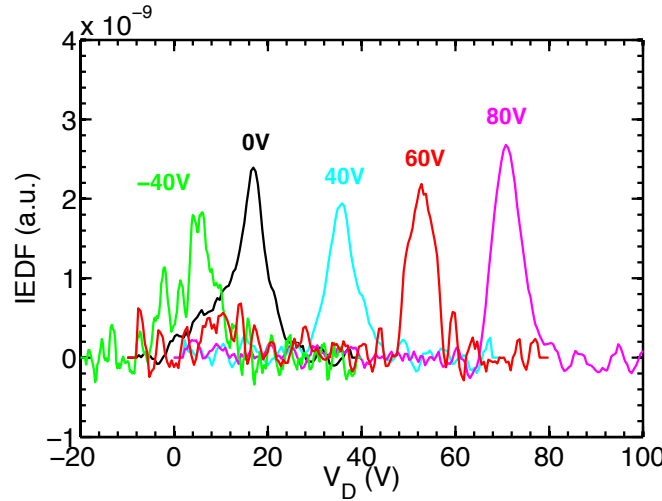


FIGURE 5.5 – Distribution en énergie des ions positifs dans le cas d'un plasma d'argon pour différentes polarisations des électrodes, avec la grille à la masse, dans la configuration B.

ici dans le cas d'un plasma de SF_6 alors qu'un plasma ion-ion est formé dans l'extracteur devant l'analyseur. Il semble donc que des électrons de basse température, même en faible quantité, sont présents en amont de l'analyseur et contrôle le potentiel plasma dans cette région.

5.4 Création d'un faisceau d'ions positifs issu d'un plasma d'argon (configurations B et C)

Pour créer un faisceau d'ions, la grille d'accélération est disposée dans l'extracteur. On ne parle plus alors du potentiel plasma V_p mais du potentiel du faisceau V_b , pris toujours au maximum du pic des IEDF. Dans le cas des configurations B et C, on utilise un plasma d'argon et on retire les aimants permanents afin de permettre une densité du faisceau suffisamment élevée pour être mesurable, soit un rapport signal sur bruit suffisant. Par conséquent, $B_{total} = B_s$. Un même débit entrant d'argon de 28 sccm est utilisé, la pression dans le propulseur augmente du fait de la présence de la grille.

Configuration B

Les électrodes aux extrémités du tube sont à nouveau polarisées et la grille est mise à la masse. La figure 5.5 montre les IEDF des ions positifs Ar^+ mesurées en aval de la grille avec l'analyseur en $x = 82$ mm pour différentes polarisation des électrodes. La figure 5.6a montre l'évolution du potentiel du faisceau avec la polarisation des électrodes (carrés rouges) : V_b augmente avec V_{ep} mais dans une moindre mesure que dans le cas de la configuration A. On en déduit la loi de variation suivante :

$$V_b = V_{b0} + V_{ep} - \Delta V \quad (5.2)$$

où V_{b0} est le potentiel du faisceau lorsque $V_{ep} = 0$ ($V_{b0} = 17$ V) et $e\Delta V$ représente une "énergie manquante" par rapport à la configuration A. L'aire sous la courbe des IEDF et

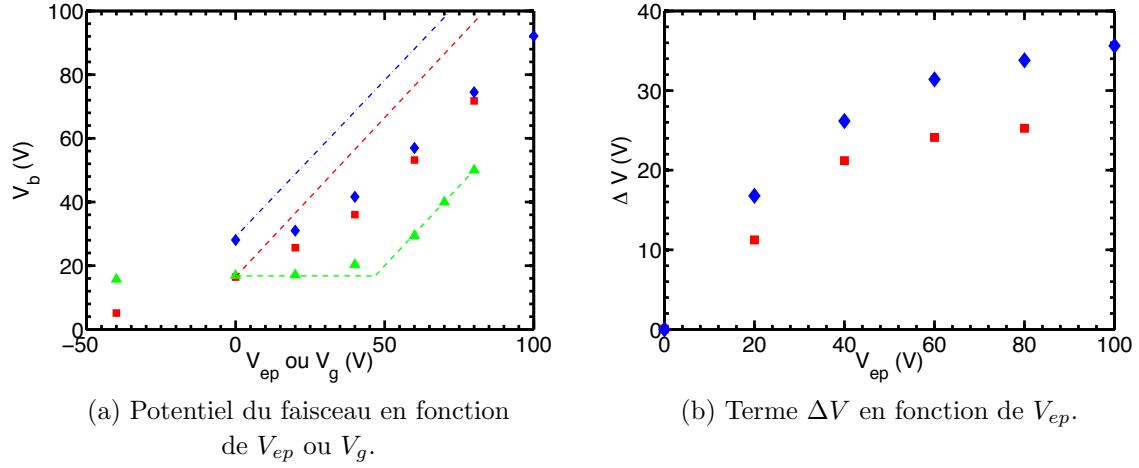


FIGURE 5.6 – Potentiel du faisceau et terme ΔV dans la configuration B en argon (carrés rouges), dans la configuration C en argon (triangles verts) et dans la configuration D en SF_6 (losanges bleus). Sur la figure de gauche, la droite d'équation (5.1) qui était attendue est tracée pour les configurations B (pointillés rouges) et D (trait mixte bleu) ; la droite d'équation (5.3) est tracée pour la configuration C (pointillés verts).

la vitesse des ions augmente avec V_g , ce qui correspond à un flux sortant et une densité du faisceau qui augmentent lorsqu'une gaine de Child-Langmuir se forme devant la grille d'après l'équation (1.13).

Comme dans la configuration A, une charge d'espace se forme devant les électrodes, la chute de potentiel dans la gaine y est faible et positive et vaut $V_p - V_{ep}$ de sorte que le potentiel du plasma est supérieur à V_{ep} . Le champ magnétique est plus faible que dans le cas A puisque seuls les solénoïdes sont utilisés ; la conductivité du plasma est donc plus élevée que dans le cas avec les aimants permanents et le potentiel plasma est donné par l'équation (5.1) le long de l'axe \vec{x} . S'approchant de la grille à la masse, les ions rencontrent une gaine de Child-Langmuir et sont accélérés dans sa forte chute de potentiel égale $V_{b0} + V_{ep}$. Ils devraient donc être collectés par l'analyseur avec une énergie correspondante.

La figure 5.6a montre que ce n'est pas le cas et que les ions perdent une énergie $e\Delta V$ en chemin. Le changement de pression dans le propulseur avec la mise en place de la grille de faible transparence pourrait expliquer cette déperdition. Le tableau 5.1 montre que la pression dans le propulseur s'est considérablement accrue : de 1,3 mTorr d'argon estimée sans la grille, la pression avec la grille en place est estimée à 24 mTorr pour le même débit entrant de gaz. Le libre parcours moyen des ions est alors diminué de 23 mm à 1,2 mm et est bien plus petit que les dimensions du système. Le régime collisionnel se traduit par un élargissement de l'IEDF vers les faibles énergies. Ceci s'observe effectivement pour les IEDF correspondant à V_{ep} égal à -40 V et 0 V sur la figure 5.5, où les ions ne subissent dans ces cas-là aucune accélération autre que la gaine de faible potentiel. Les IEDF plus étroites pour V_{ep} égal à +60 V et +80 V suggèrent une ionisation localisée dans le coeur et une succession de collisions subies par tous les ions le long de l'extracteur. L'évolution de ΔV en fonction de V_{ep} est représentée sur la figure 5.6b (carrés rouges) qui montre une saturation de ce terme aux alentours de 25 V dans nos conditions. $e\Delta V$ correspond

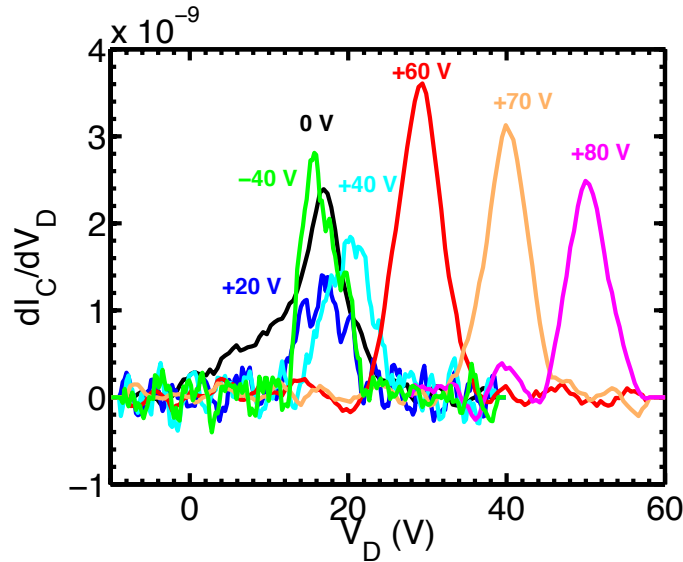


FIGURE 5.7 – Distribution en énergie des ions positifs dans le cas d'un plasma d'argon pour différentes polarisations V_g de la grille, avec les électrodes à la masse ($V_{ep} = 0$), dans la configuration C.

donc à une perte d'énergie par collisions d'échange de charge entre la source et la grille. Ainsi les ions ne gagnent pas autant d'énergie qu'attendu au vu de la valeur du champ électrique existant entre le plasma et la grille.

Configuration C

Dans la configuration C, les électrodes aux extrémités du tube sont reliées à la masse et la grille est polarisée. La figure 5.7 montre les IEDF des ions Ar^+ mesurées en aval de la grille avec l'analyseur en $x = 82$ mm. Les courbes correspondant à V_g comprise entre -40 V et +40 V sont bruitées, leur maximum est relativement bas et le potentiel du faisceau est constant de l'ordre de 17 V, soit logiquement le même V_{b0} que dans la configuration B pour $V_{ep} = 0$ (Fig. 5.6a). Les IEDF correspondant à $V_g > 40$ V montrent un pic étroit dont le potentiel central augmente linéairement avec V_g et dont l'amplitude décroît avec V_g comme dans la configuration A. On obtient ainsi les variations de V_b avec V_g suivantes :

$$V_b = \begin{cases} V_{b0} & \text{pour } V_g < 50V \\ V_{b0} + V_g - 50 & \text{pour } V_g \geq 50V \end{cases} \quad (5.3)$$

montrées sur la figure 5.6a. L'augmentation du potentiel du faisceau avec le potentiel de la grille est moindre que dans le cas de la polarisation des électrodes de la configuration B (Fig. 5.6a, carrés rouges).

L'accélération des ions s'effectue entre la grille polarisée et l'analyseur à la masse, à l'instar des propulseurs à grilles classiques où les deux grilles d'accélération sont situées dans la zone d'extraction des ions (Fig. 1.7a). La gaine de Child-Langmuir qui se forme entre la grille et l'analyseur a pour épaisseur $s = \frac{\sqrt{2}}{3} \lambda_{De} \left(\frac{2eV_g}{k_B T_e} \right)^{3/4}$ et doit être comparée au rayon des trous. Une chute de potentiel de 17 V correspond ici à une épaisseur $s = 4\lambda_{De} = 0,4$ mm pour n_0 de l'ordre de 10^{10} cm^{-3} et $T_e = 2$ eV. L'épaisseur de la gaine est alors inférieure au rayon des trous (0,5 mm), la grille est transparente pour le plasma qui

diffuse librement et les ions ne sont pas accélérés par la différence de potentiel entre la grille et l'analyseur. Les IEDF mesurées dans ce cas correspondent aux ions du plasma qui est situé entre la grille et l'analyseur. Le potentiel central des IEDF n'est autre que celui de la gaine devant l'analyseur. Le bruit observé à basse tension ($V_g < 50$ V) provient des électrons du plasma présent devant l'analyseur.

En revanche, lorsque $V_g > 50$ V, l'épaisseur de la gaine est $s = 1$ mm : elle devient plus importante que le rayon des trous et le plasma ne peut plus diffuser librement à travers la grille. Les ions sont alors accélérés par le champ électrique existant entre la grille et l'entrée de l'analyseur au potentiel nul. Les IEDF correspondent bien cette fois à un faisceau d'ions issus du propulseur et non plus à un plasma en aval. Le potentiel central des IEDF donne l'énergie des ions. Cette expérience montre l'importance de la taille des trous de la grille par rapport à la taille de la gaine. La diminution de l'amplitude des IEDF pour $V_g > 50$ V indique une densité moindre du faisceau mais un flux d'ions constant comme dans le cas de la configuration A (Fig. 5.4d). Ces diminutions de la densité d'ions sont probablement dues à la diffusion du plasma comme dans la configuration A.

Cependant, on s'attendrait à avoir un potentiel du faisceau égal à $V_{b0} + V_g$. Mais les variations du potentiel faisceau en fonction du potentiel de la grille données en équation (5.3) et en figure 5.6b montrent que le potentiel faisceau est abaissé de 50 V par rapport à la tension de la grille, ce que l'explication précédente ne résout pas. Un dépôt diélectrique ne saurait expliquer ce biais négatif de tension puisqu'il intervient ici dans le cas de l'argon pur.

5.5 Création d'un faisceau d'ions positifs issu d'un plasma ion-ion (configuration D)

La figure 5.8 montre le courant sur le collecteur et les IEDF obtenues dans la configuration D pour les ions positifs issus d'un plasma ion-ion à partir de SF_6 . Le flux entrant de gaz a été réduit pour obtenir un rapport signal sur bruit correct (tableau 5.1). Les électrodes sont polarisées de 0 à +100 V et la grille est à la masse ; cette configuration est donc similaire à la configuration B mais avec un champ magnétique renforcé par la présence des aimants le long de l'extracteur (Fig. 5.2). Une gaine de Child-Langmuir se forme devant la grille et accélère les ions vers la sortie. La figure 5.9 représente le flux entrant dans l'analyseur en fonction de V_{ep} à partir d'un fit gaussien des IEDF de la figure 5.8. L'énergie du faisceau et le flux sortant augmentent avec V_{ep} d'après les équations (5.2) et (1.13) respectivement. Les mesures de V_b et ΔV sont représentées par des losanges bleus sur les figures 5.6a et 5.6b respectivement.

Lorsque $V_{ep} \geq 80$ V, un élargissement de l'IEDF vers les faibles énergies, voire plusieurs maxima locaux, sont constatés. Le régime collisionnel a une plus grande importance pour des potentiels d'accélération importants. le libre parcours des ions est environ 2,5 mm pour une pression de 12 mTorr. L'épaisseur de gaine vaut 1,6 mm pour $V_{ep} = 100$ V et tend à devenir comparable au libre parcours moyen des ions. L'élargissement de l'IEDF et le terme ΔV sont probablement dus à des collisions dans la gaine de Child-Langmuir devant la grille ainsi qu'entre la grille en $x = 70$ mm et l'analyseur en $x = 82$ mm.

Une dernière situation proche de la configuration C, c'est-à-dire en polarisant la grille lorsque les électrodes sont à la masse ou laissées flottantes, et en ajoutant les aimants

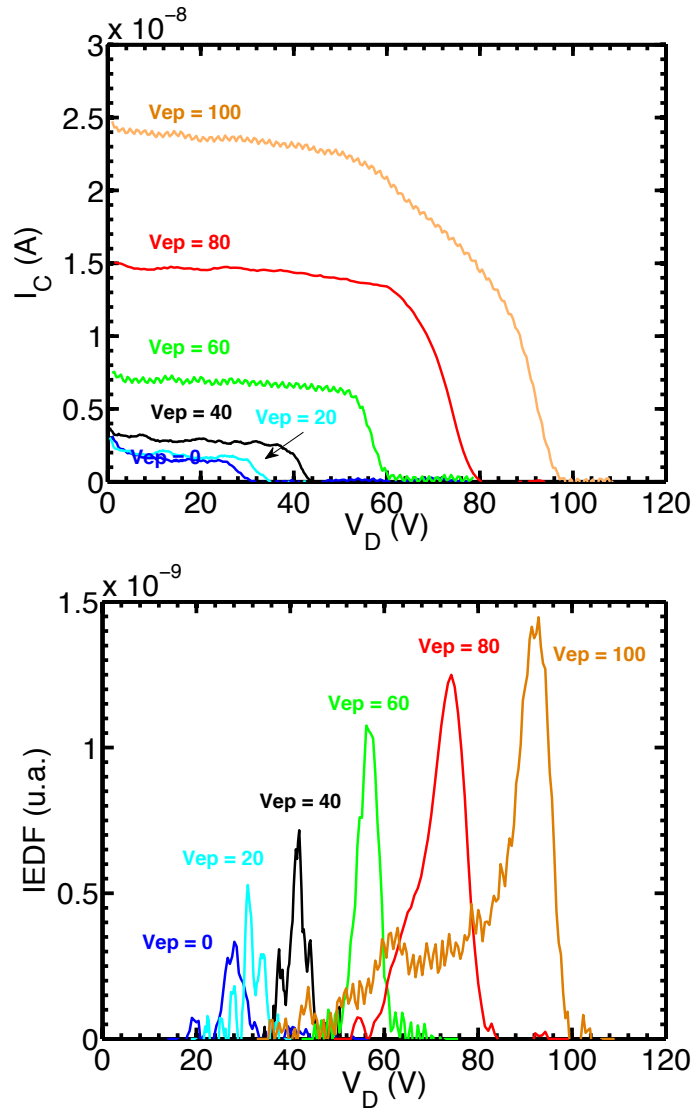


FIGURE 5.8 – Courant du collecteur (en haut) et IEDF des ions positifs (en bas) dans le cas d'un plasma de SF_6 pour différentes polarisations des électrodes, avec la grille à la masse, dans la configuration D.

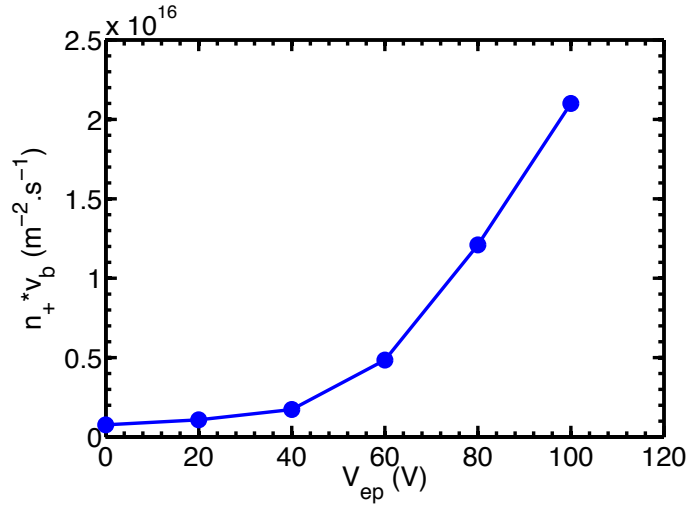


FIGURE 5.9 – Flux d’ions collectés en SF_6 d’après un fit gaussien des IEDF de la figure 5.8.

le long de l’extracteur, a été étudiée avec un plasma ion-ion devant la grille. Le courant mesuré est négligeable, indiquant peut-être la formation d’une gaine électro négative devant la grille, c’est-à-dire un flux d’ions négatifs vers la surface plutôt qu’un flux d’ions positifs comme dans le cas d’une gaine électro positive observée dans la configuration D. Cette hypothèse est en accord avec les travaux de modélisation effectués par Midha *et al.* [99] et Meige *et al.* [41].

Le premier prototype a permis de montrer que le contrôle du potentiel du plasma ion-ion permet l’accélération des ions positifs dans une gaine de Child-Langmuir créée devant la grille (configuration D, section 5.5). Les mesures par sonde de Langmuir montrent la présence d’ions négatifs mais ceux-ci restent probablement confinés à l’intérieur du propulseur en raison de la gaine électro positive qui se forme devant la grille. Ainsi, les ions négatifs n’ont pas été détectés par RFEA. L’accélération alternée des ions n’a pas été mise en place pour le premier prototype, mais fort des enseignements tirés de ces expériences, le second prototype de PEGASES permet d’obtenir des faisceaux d’ions positifs et négatifs alternés.

Chapitre 6

Faisceaux d'ions positifs et d'ions négatifs dans le second prototype

Sommaire

6.1	Création de flux d'ions alternés dans la littérature	120
6.1.1	Intérêts	120
6.1.2	Polarisation d'un plasma ion-ion	120
6.1.3	Flux d'ions alternés depuis un plasma ion-ion	123
6.2	Principes de l'accélération successive des ions dans PEGASES	125
6.2.1	Procédé d'accélération	125
6.2.2	Forme de la tension alternative	126
6.2.3	Fréquence de la tension alternative	127
6.3	Conception d'un générateur de tension alternative et montage expérimental	128
6.3.1	Conception du générateur de tension alternative	129
6.3.2	Courants collectés sur les grilles	131
6.4	Création des faisceaux d'ions positifs et d'ions négatifs	133
6.4.1	Identification des espèces éjectées	133
6.4.2	Étude de l'énergie des faisceaux d'ions positifs et d'ions négatifs	137
6.4.3	Hypothèses pour expliquer une énergie plus faible des ions négatifs	142

L'accélération en continu des ions positifs a été étudiée dans le premier prototype de PEGASES dans le chapitre précédent. Etant donnée la géométrie du second prototype, la polarisation du plasma n'est pas étudiée sans grille puisque la grille plasma est la première surface métallique polarisée vue par le plasma. Ce présent chapitre s'intéresse à l'accélération successive des ions. On présente d'abord l'état de l'art en matière de flux alternés d'ions positifs et d'ions négatifs. Vient ensuite le mode de création des faisceaux d'ions positifs et d'ions négatifs successifs retenu pour PEGASES ; la conception du générateur de tension alternative est détaillée. Enfin, les résultats d'accélération continue et alternée obtenus dans le second prototype sont présentés en fonction de divers paramètres de la décharge.

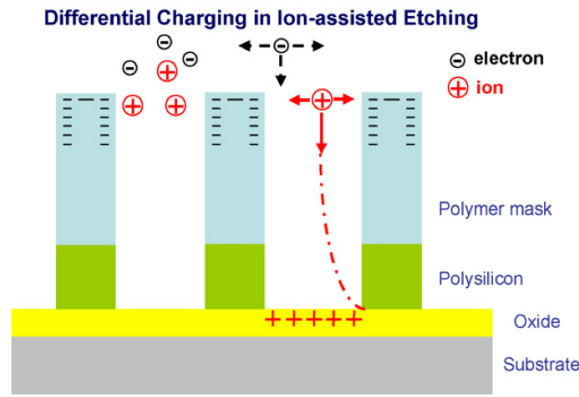


FIGURE 6.1 – Dommages subis par les parois à cause de la déflexion des ions positifs issus d'un plasma électropositif lors de la gravure conventionnelle d'un substrat [97].

6.1 Création de flux d'ions alternés dans la littérature

6.1.1 Intérêts

Les faisceaux d'ions négatifs trouvent leur utilité dans les mêmes applications que les ions positifs. De masse comparable, les ions négatifs peuvent générer la poussée d'un propulseur et peuvent, par neutralisation mutuelle avec les ions positifs, rendre caduque l'utilisation de la cathode neutralisante comme cela est attendu avec le propulseur PEGASES. De charge électrique opposée, les ions négatifs permettent de limiter les effets destructeurs liés aux charges en surface en microélectronique tels que les claquages des oxydes ou la gravure des surfaces latérales lors du bombardement ionique du matériaux à graver (*notching*) [22, 97, 29]. En effet, lors d'une décharge électropositive continue, les ions positifs bombardent le substrat avec une vitesse anisotropique normale à la surface à graver alors que les électrons ont une distribution isotropique (Fig. 6.1). Les ions positifs peuvent alors pénétrer profondément formant des tranchées dont le fonds se charge positivement tandis que les électrons se déposent sur les parois latérales des tranchées. On obtient alors un dipôle électrique qui conduit à la déflexion des ions incidents et la divergence du faisceau, entraînant des déformations de profil du substrat et un rapport d'aspect des motifs limité. Ces phénomènes mettent un frein à la course à la miniaturisation des transistors dont l'échelle atteinte aujourd'hui est déjà bien inférieure aux prédictions de la loi de Moore et est de l'ordre de quelques nanomètres grâce à la gravure par plasma [98].

Les plasmas électronégatifs pulsés permettent d'éjecter des ions positifs et des ions négatifs de masses et de vitesses anisotropiques comparables grâce à une polarisation alternative du substrat. Ainsi la charge nette déposée sur les surfaces est réduite et limite les dommages subis par le matériau [28]. Plusieurs procédés sont à l'étude pour obtenir des flux d'ions positifs et d'ions négatifs successifs et sont présentés ci-dessous.

6.1.2 Polarisation d'un plasma ion-ion

La polarisation d'un plasma électropositif et l'accélération de faisceaux d'ions positifs à l'aide de grilles polarisées sont bien connues. Dans un plasma faiblement électronégatif,

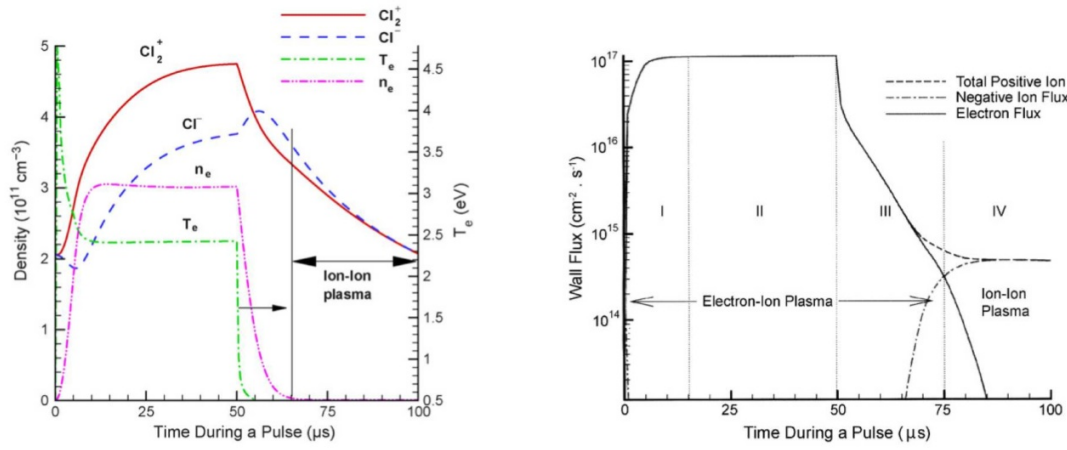


FIGURE 6.2 – Simulation de l'évolution temporelle des densités des ions positifs, des ions négatifs et des électrons et de la température électronique (à gauche) et flux des différentes espèces à la paroi flottante (à droite) dans une décharge de dichlore pulsée à 10 kHz et un rapport cyclique de 50 % à 20 mTorr et 1 W.cm^{-3} [99, 28].

non magnétisé et continu, les ions négatifs sont naturellement confinés dans le coeur du plasma. Les électrons très mobiles par rapport aux ions négatifs atteignent plus rapidement les parois laissant devant elles une charge d'espace positive. La formation d'une gaine dans un plasma faiblement électronégatif se déroule donc comme dans un plasma électropositif : le champ électrique de la gaine empêche les ions négatifs et les électrons ne possédant qu'une énergie thermique d'atteindre les parois.

Cependant, lorsqu'on considère un plasma ion-ion idéal, c'est-à-dire totalement dépourvu d'électrons, la structure des charges d'espace devant les parois diffère de celle du cas électropositif en raison d'une plus faible température et d'une plus grande masse des ions négatifs comparativement aux électrons. Dans le cas d'un plasma fortement électronégatif ou plasma ion-ion non idéal, comportant une fraction d'électrons non négligeable, il y a deux méthodes pour extraire les ions négatifs : supprimer la gaine pendant un instant en pulsant le plasma ou réduire le potentiel dans la gaine en utilisant un plasma fortement électronégatif et de densité élevée.

Dans une source plasma pulsée, la puissance rf qui permet l'ionisation et la création d'espèces positives est fournie durant une fraction de la période (généralement une demi-période) ; elle est ensuite coupée jusqu'à la fin de la période, c'est la post-décharge. La figure 6.2, résultat d'une simulation fluide par Midha *et al.* [99], illustre l'évolution temporelle des densités des espèces, de la température électronique et des flux aux parois dans une décharge utilisant du dichlore gazeux où la puissance rf est pulsée à 10 kHz. Lors de la post-décharge, la température électronique et la densité électronique chutent quasi simultanément en raison des pertes aux parois et par thermalisation sur une échelle de temps de l'ordre de $0,1 \mu\text{s}$ et permet l'attachement d'électrons sur les neutres, respectivement. La polarisation alternative du plasma peut être synchronisée avec l'injection et la coupure de la puissance rf. Midha *et al.* [100] ont simulé un plasma ion-ion idéal créé lors d'une post-décharge et situé entre deux électrodes planes, l'une étant à la masse et l'autre pouvant être polarisée, et ont étudié numériquement la réponse temporelle du plasma lorsqu'une différence de potentiel leur est appliquée. Lorsque les deux électrodes

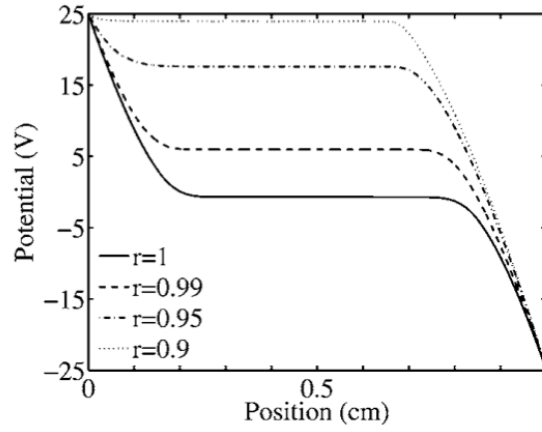


FIGURE 6.3 – Potentiel dans le plasma ion-ion situé entre une anode à +25 V à gauche et une cathode à -25V à droite, pour différentes valeurs de $r = m_-/m_+$ [41].

sont au même potentiel, il n'y a aucun champ électrique dans le plasma. L'application à un instant donné d'un potentiel négatif sur l'électrode polarisable résulte en l'accumulation de charges positives au voisinage de cette électrode, et donc l'apparition d'une gaine électropositive, et de charges négatives sur celle à la masse qui correspond alors au potentiel le plus positif, formant une gaine électronégative. Sans plasma, le champ électrique est constant entre les deux électrodes. Avec plasma, il est écranté et est nul au centre de la décharge au bout de $1 \mu s$ soit l'échelle de temps correspondant à $f_{p,i}$. Le champ électrique devient important dans la gaine devant chaque électrode, accélérant les ions positifs (resp. négatifs) vers l'électrode de potentiel le plus bas (resp. haut) et confinant les ions négatifs (resp. positifs) dans le coeur du plasma. Au cours du temps, le flux d'ions augmente vers chaque électrode, la gaine s'élargit et les ions gagnent en énergie cinétique au cours du temps jusqu'à un équilibre causé par la déplétion en ions de part et d'autre. Plus la différence de potentiel entre les électrodes est importante, plus les flux d'ions aux parois sont importants. Les flux aux parois et l'énergie des ions augmentent également avec le rapport ω/ν .

La polarisation d'un plasma ion-ion idéal situé entre deux électrodes à des potentiels électriques constants et opposés et la formation des gaines ont été étudiées grâce à des simulations PIC par Meige *et al.* [41]. Comme Midha *et al.*, ils ont montré que le potentiel dans le coeur du plasma n'est pas supérieur au potentiel le plus positif mais se place à égale distance des potentiels de l'anode et de la cathode si les ions positifs et les ions négatifs sont de masses égales. Meige *et al.* ajoutent que lorsque le rapport des masses $r = m_-/m_+$ est inférieur à l'unité, le potentiel du plasma se décale vers le potentiel de l'anode. La figure 6.3 montre le potentiel dans le plasma ion-ion situé entre une anode à +25 V à gauche et une cathode à -25V à droite, pour différentes valeurs de r . Meige *et al.* ont également montré qu'il existe dans un plasma ion-ion un critère de Bohm équivalent à celui d'un plasma électropositif classique. Les gaines formées dans un plasma ion-ion sont de plus faible épaisseur que dans le cas classique et le champ ambipolaire y est plus faible. Par conséquent, une seule grille dont on alterne la polarisation électrique peut permettre d'extraire successivement des particules de charges opposées.

Overzet *et al.* [101] ont opté pour une source de haute densité pour limiter l'épaisseur

de la gaine. Leur expérience utilise une source rf avec un plasma électronégatif de SF_6 de haute densité de l'ordre de 10^{17} cm^{-3} en estimant que $n_-/n_e \sim 1000$. La gaine est alors de faible épaisseur et de faible potentiel et permet d'extraire un flux d'ions négatifs. La polarisation continue du plasma par une électrode à distance de la source permet d'accélérer les ions négatifs en leur conférant une énergie cinétique supérieure à celle qu'ils auraient en étant créés et extraits lors d'une post-décharge. L'IEDF des ions négatifs possède deux maxima, l'un étroit à haute énergie qui suit la polarisation de l'électrode, l'autre large à basse énergie qui n'est pas influencé par cette polarisation et apparaît au bout de 0,5 ms après l'extinction de l'excitation rf.

Comme mentionné dans le chapitre 5, Draghici *et al.* ont étudié expérimentalement la possibilité de modifier le potentiel d'un plasma ion-ion à l'aide d'un tube métallique polarisé situé dans la zone ion-ion [94]. Le potentiel du plasma ion-ion n'a pas pu être modifié dans cette configuration.

6.1.3 Flux d'ions alternés depuis un plasma ion-ion

L'alternance des flux d'ions positifs et d'ions négatifs issus d'un plasma ion-ion a déjà été étudiée expérimentalement dans plusieurs équipes de recherche à l'aide de la spectrométrie de masse dans le cas d'une fréquence de la tension d'accélération de l'ordre du kHz. Ces flux proviennent d'un plasma électronégatif qui est pulsé où les ions négatifs sont créés durant la post-décharge [101, 102] ou qui est généré par la traversée d'un faisceau d'électrons [103, 104, 105]. Les ions positifs sont extraits durant la demi-période où le champ électrique extracteur est orienté vers la sortie et les ions négatifs durant la seconde demi-période pendant laquelle le champ électrique est dirigé vers l'intérieur de la source.

Walton *et al.* extraient les deux populations d'ions d'un plasma de Ar/SF_6 à 70 mTorr et $x_{\text{SF}_6} = 0,5$ [103, 104] en utilisant une électrode d'accélération. La tension de l'électrode d'accélération est sinusoïdale de fréquence 10 kHz et d'amplitude $\pm 10 \text{ V}$. La figure 6.4 montre les populations d'ions SF_5^+ et SF_5^- isolées par spectrométrie de masse en fonction du temps. Les IEDF des ions SF_5^+ et SF_5^- sont monocinétiques. Les potentiels centraux des IEDF, de l'ordre de quelques Volts en l'absence de grille d'accélération, ne sont pas égaux, ce qui peut s'expliquer par des différences dans la formation des gaines selon que l'on extrait des charges positives ou négatives et donc des propriétés de transport des ions qui diffèrent. Les amplitudes des IEDF ne sont pas égales, l'extraction des ions positifs est plus efficace que celle des ions négatifs.

Afin de créer des faisceaux d'ions d'énergie suffisante pour être exploitable dans une application industrielle, Walton *et al.* [105] appliquent une tension sinusoïdale de fréquence 20 kHz entre deux électrodes placées de part et d'autre du plasma. Dans un premier temps, la tension est symétrique par rapport au zéro de tension. Le courant collecté par les électrodes est également sinusoïdal et la position de sa valeur moyenne par rapport au zéro de courant renseigne sur le type de charges collectées. S'il s'agit d'un plasma d'argon, la valeur moyenne du courant est fortement négative et le courant présente une faible excursion dans les valeurs positives, signe d'un plasma riche en électrons. Lorsqu'un plasma ion-ion est utilisé, la valeur moyenne du courant est proche de zéro, avec une légère asymétrie selon la différence de masse des ions de charge opposée en présence. La vitesse des ions augmente avec l'amplitude de la tension sinusoïdale appliquée, à condition que

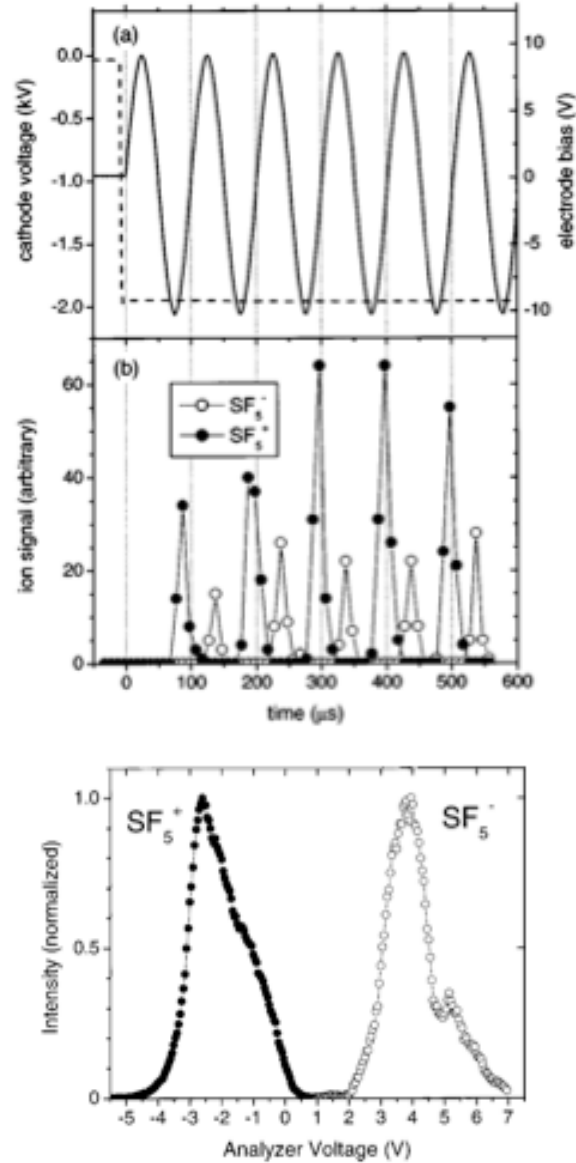


FIGURE 6.4 – a) Tension continue appliquée à la cathode pour créer une décharge de Ar/ SF_6 (en pointillés) et tension sinusoïdale (10kHz, $\pm 10V$) appliquée à une électrode sur le porte-substrat (trait plein). b) Signaux correspondant aux ions SF_5^+ (cercles vides) et SF_5^- (cercles pleins) mesurés par spectrométrie de masse. c) IEDF moyennées dans le temps et normalisées des ions SF_5^+ et SF_5^- ([104]).

l'épaisseur de la gaine reste inférieure au libre parcours moyen des ions. Selon Walton *et al.*, les ions rapides ont moins de temps pour se recombiner, ce qui expliquerait notamment l'augmentation de l'amplitude du courant collecté. Dans un deuxième temps, les électrodes sont laissées flottantes mais conservent une opposition de phase et un plasma ion-ion est en opération. Le courant collecté par les électrodes reste symétrique si les ions de signes de charge opposés sont de masse égale. Sa valeur moyenne se décale vers les valeurs positives si les ions positifs sont les plus légers et inversement. La distance entre les électrodes a une influence sur la quantité d'ions extraits. Finalement, l'énergie et la densité des ions extraits peuvent être contrôlés par la polarisation et la géométrie des électrodes en contact avec le plasma ion-ion.

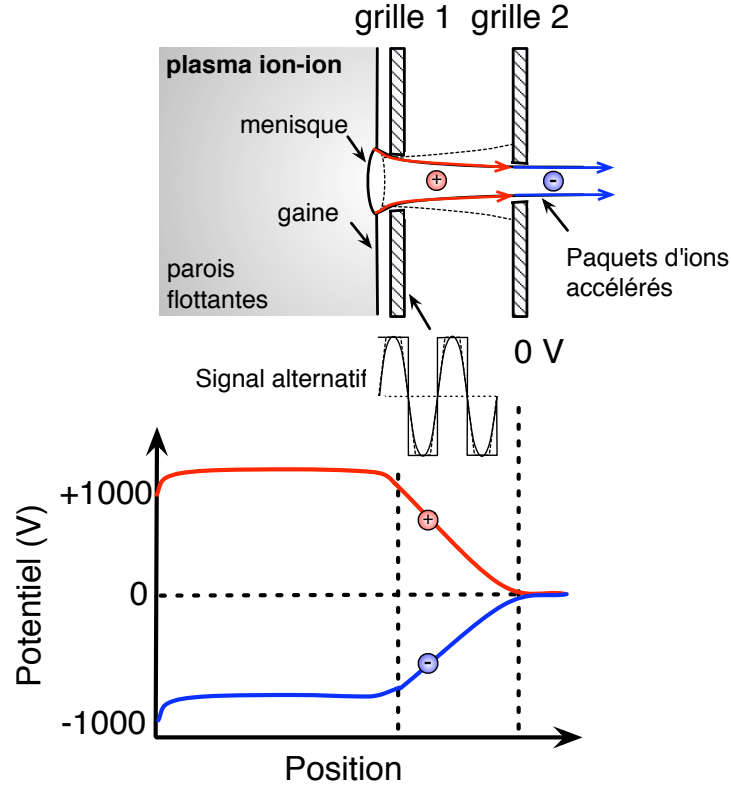
Kanakasabapathy *et al.* utilisent une décharge électronégative où la puissance rf est pulsée [102]. Une électrode à laquelle est imposée une tension sinusoïdale de fréquence 20 kHz et d'amplitude 225 V est utilisée pour créer des flux d'ions positifs et négatifs alternés. La polarisation de la grille est synchronisée avec l'application de la puissance rf. Le potentiel de la grille est positif durant la décharge et permet de créer un champ électrique orienté vers l'extérieur et donc un flux d'ions positifs. Le potentiel de la grille est négatif durant la post-décharge, le champ électrique change de sens opposé et un flux d'ions négatifs est créé. Les densités d'ions extraits diminuent au cours d'un cycle en raison de l'extraction elle-même, des recombinaisons ion-ion et de la diffusion.

Midha *et al.* [106] ont montré numériquement que la structure de la gaine dans un plasma ion-ion est modifiée de façon significative lorsque la fréquence de la polarisation appliquée aux électrodes varie. Le rapport des fréquences de polarisation et de collision ion-neutre possède une influence non négligeable sur les flux d'ions aux parois durant la période de polarisation. Si la fréquence ou le rapport des fréquences sont faibles, les ions répondent instantanément à la polarisation, le temps de transit des ions dans la gaine est négligeable et la période d'accélération est plus grande que l'échelle de temps caractéristique des collisions ; on obtient des flux d'ions monocinétiques. Si la fréquence ou le rapport des fréquences sont élevés, la période de l'application de la polarisation est très petite devant le temps de transit des ions dans la gaine et les ions oscillent dans la gaine durant plusieurs cycles avant d'être collectés aux parois, résultant en des flux d'ions fluctuant au cours du temps.

6.2 Principes de l'accélération successive des ions dans PEGASES

6.2.1 Procédé d'accélération

La figure 6.5 illustre le principe de l'accélération alternée des ions. La grille d'accélération est constamment reliée à la masse. La grille plasma est soumise à une polarisation alternative pour créer un champ électrique entre les deux grilles dont le sens varie. Les parois du plasma ion-ion sont flottantes. La gaine se forme devant la grille plasma et un ménisque apparaît devant chaque trou. Les paquets d'ions sont accélérés en fonction du signe de la différence de potentiel appliquée : en rouge pour les ions positifs, en bleu pour les ions

FIGURE 6.5 – Schéma de l'accélération successive des ions avec $V_{accel} = 1$ kV.

négatifs. La période de la tension alternative est notée T et sa fréquence est notée :

$$f_{accel} = \frac{1}{T} \quad (6.1)$$

6.2.2 Forme de la tension alternative

Le signal alternatif peut être une sinusoïde ou de type créneau. Une tension créneau permet théoriquement d'avoir instantanément les tensions d'accélération souhaitées, V_{accel+} pour les ions positifs et V_{accel-} pour les ions négatifs. L'intérêt de la modulation de largeur d'impulsion (MLI) réside en la possibilité d'optimiser la neutralisation des faisceaux en aval du propulseur en modifiant les tensions et les durées d'accélération. On peut ainsi jouer sur la vitesse des ions et la quantité de charges à extraire s'il s'avère que des électrons sont présents en aval. On définit :

$$T = \Delta t_+ + \Delta t_- \quad (6.2)$$

$$\Delta t_+ = \alpha T \quad (6.3)$$

$$\Delta t_- = (1 - \alpha)T \quad (6.4)$$

où Δt_+ et Δt_- sont les intervalles d'accélération et α est le rapport cyclique de la tension alternative.

Dans la pratique, des oscillations parasites existent à la commutation de la tension alternative, nécessitant l'usage de filtres passe-bas type RC qui risquent de ralentir la montée en tension de la grille plasma. Une tension sinusoïdale serait facile à imposer à

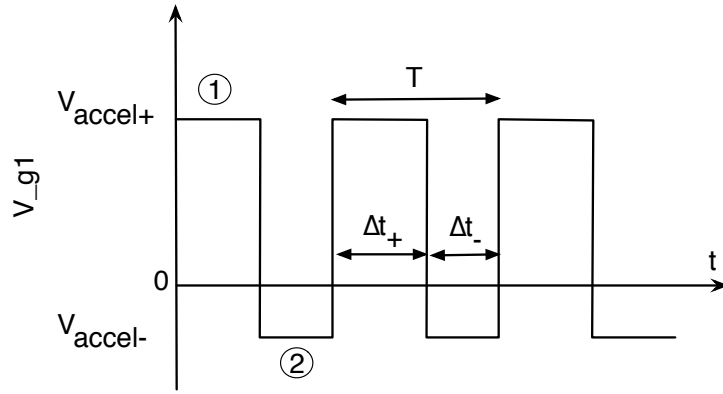


FIGURE 6.6 – Modulation de largeur d'impulsion (MLI) pour l'accélération successive des ions dans PEGASES.

la grille et ne générerait aucune oscillation parasite. La superposition d'une tension sinusoïdale à une tension continue permettrait d'avoir des tensions d'accélération différentes et un rapport cyclique différent de 0,5 comme discuté dans le cas d'une tension créneau, mais ces deux paramètres ne seraient plus indépendants. Enfin, la géométrie des grilles est réalisée pour une tension d'accélération et une densité ionique données. Une sinusoïde conduirait à ne pas respecter les conditions choisies pour le dimensionnement des grilles car la tension d'accélération varie au cours de la demi-période, entraînant une érosion prématurée des grilles et une poussée non constante au cours du temps. Une tension créneau carrée ou générée par MLI est finalement retenue pour l'accélération successive des ions avec un faisceau d'ions positifs durant l'intervalle $[0; \frac{T}{2}]$ et un faisceau d'ions négatifs durant l'intervalle $[\frac{T}{2}; T]$.

6.2.3 Fréquence de la tension alternative

Les ions réagissent instantanément aux variations du champ électrique si celui-ci varie avec une fréquence inférieure à la fréquence plasma ionique, définie par la relation (3.1). Pour une densité du plasma de 10^{17} m^{-3} , on obtient :

$$f_{p,\pm} = \begin{cases} 10,7 \text{ MHz} & \text{pour les ions } \text{Ar}^+ \\ 5,6 \text{ MHz} & \text{pour les ions } \text{SF}_6^\pm \\ 7,17 \text{ MHz} & \text{pour les ions } \text{SF}_3^\pm \\ 15,5 \text{ MHz} & \text{pour les ions } \text{F}^- \end{cases} \quad (6.5)$$

ce qui constitue une limite supérieure de la fréquence de polarisation f_{accel} .

La période d'accélération doit également être supérieure au temps de vol τ des ions à travers l'espace entre les grilles afin qu'ils puissent être évacués et n'oscillent pas avec le champ électrique entre les grilles. Le temps de vol maximal τ_{max} peut être estimé en considérant le temps de trajet des ions sur la distance intergrilles sans accélération. Si les ions provenant du plasma ont une énergie correspondant au potentiel plasma V_P , alors :

$$\tau_{\text{min}} = \frac{d}{\sqrt{\frac{2eV_P}{m_+}}} \quad (6.6)$$

Pour $d = 2,5 \text{ mm}$, $T_e = 1 \text{ eV}$ et $V_P = 10 \text{ V}$, on obtient $\max f_{\text{accel}} = 1/\tau_{\text{min}} \simeq 1 - 3 \text{ MHz}$. La limite supérieure des fréquences utilisables sera donc établie à 1 MHz .

En ce qui concerne la fréquence minimale à utiliser, il faut tenir compte notamment du défaut de compensation de charges électriques en aval du propulseur qui constitue une limite basse pour la fréquence. Ainsi une première approximation peut être obtenue en résolvant l'équation de Poisson 1D faisant apparaître la densité n en aval des grilles et la distance d_1 à la grille d'accélération à laquelle le potentiel doit être nul :

$$\Delta^2 V = -\frac{en}{\epsilon_0} \quad (6.7)$$

que l'on résout avec les conditions aux limites $V(0) = V(d_1) = 0$:

$$V(x) = -\frac{en}{2\epsilon_0}x^2 + \frac{en}{2\epsilon_0}d_1x \quad (6.8)$$

Le profil du potentiel dans la zone de transport du faisceau est plat si la charge d'espace en aval est nulle. Le profil est parabolique si la densité de charge en aval du propulseur n'est pas nulle. Par ailleurs le profil est concave (resp. convexe) et le potentiel est positif (resp. négatif) dans le cas de l'accélération des ions positifs (resp. négatifs). Ce profil crée une barrière de potentiel pour les ions dont le maximum est en $d_1/2$ d'où $d_1 = \sqrt{8\epsilon_0 V_{\text{accel}}/en}$. Si $|V_{\text{accel}}|$ est plus grand que le maximum de la barrière de potentiel, les ions sont décélérés puis accélérés dans la barrière et sont finalement collectés avec l'énergie eV_{accel} s'il n'y a pas de processus de perte d'énergie (collisions). Si $|V_{\text{accel}}|$ est inférieur au maximum de la barrière de potentiel, les ions sont repoussés vers le moteur. Pour $|n| \sim \pm 5.10^{14} \text{ m}^{-3}$ et $|V_{\text{accel}}| = 100 \text{ V}$, on obtient la distance pour laquelle le défaut de neutralisation de la charge d'espace repousse les ions vers la grille d'accélération : $d_1 = 2,1 \text{ cm}$. Si l'on tient compte de la vitesse des ions pour $|V_{\text{accel}}| = 100 \text{ V}$ avec $m_i = 89 \text{ u.m.a}$ (masse des ions SF_3^{\pm} prise comme moyenne de la masse des ions), on obtient le temps de transit des ions sur cette distance :

$$\tau_i = \frac{d_1}{v_b} = \frac{\sqrt{8V_{\text{accel}}\epsilon_0/en}}{\sqrt{2eV_{\text{accel}}/m_i}} \quad (6.9)$$

et la fréquence minimale d'accélération :

$$f_{\text{min}} = \frac{1}{\tau_i} \quad (6.10)$$

La limite basse de la fréquence d'accélération peut alors être estimée de l'ordre de quelques 100 kHz. Les conditions de la décharge tels que la pression et le matériau des grilles, ainsi que la taille de la chambre d'essai et la position des diagnostics, peuvent être responsables de modifications de la charge d'espace et donc de la fréquence limite. Pour des raisons matérielles (générateur de signal et diagnostic), la plage de fréquence $10^5 - 10^6 \text{ Hz}$ n'a pu être étudiée et les résultats présentés dans la suite de ce manuscrit sont obtenus à plus basse fréquence.

6.3 Conception d'un générateur de tension alternative et montage expérimental

L'ensemble du système de polarisation de la grille plasma ainsi que la conception du support des grilles ont été réalisés au LPP.

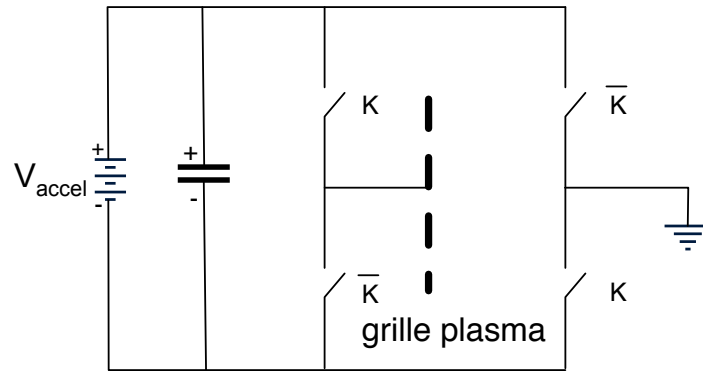


FIGURE 6.7 – Schéma électrique simplifié d'un onduleur en pont complet pour la polarisation de type créneau de la grille plasma. Un seul générateur de tension continue de valeur V_{accel} est utilisé.

6.3.1 Conception du générateur de tension alternative

Plusieurs schémas électriques peuvent être envisagés pour produire une tension alternative de type créneau. On peut utiliser un onduleur en pont complet, c'est-à-dire deux bras d'onduleurs en parallèle. Un seul générateur de tension continue et flottant est nécessaire, comme le montre la figure 6.7. Un condensateur polarisé est placé en parallèle du générateur pour lisser la tension. Ce circuit permet de limiter la tension aux bornes de chaque transistor à la valeur $_{accel}$ imposée à la grille. Cependant, cette solution n'autorise que des excursions positives et négatives de même amplitude. Il peut être préférable d'avoir un degré de liberté concernant la vitesse des ions, ce qui est permis par des tensions V_{accel+} et V_{accel-} différentes. Une deuxième solution consiste à n'utiliser qu'un bras d'onduleur mais deux générateurs de tension continue dont les masses sont communes (Fig. 6.8). On peut alors avoir des amplitudes positives et négatives non symétriques. Cependant la tension aux bornes d'un transistor à l'état bloquant vaut $V_{accel+} - V_{accel-}$, ce qui nécessite un dimensionnement plus difficile avec les composants du commerce.

On utilise dans la suite la seconde solution dont le schéma simplifié de commande de la polarisation alternative de type créneau de la grille plasma est donné en figure 6.8. Le bras d'onduleur est branché entre un générateur de tension continue positive de valeur V_{accel+} et un deuxième générateur de tension continue de valeur V_{accel-} . Il est constitué d'une paire de transistors MOSFET montés en série et utilisés comme interrupteurs. Les interrupteurs sont réversibles en courant car une diode est placée en parallèle de chaque transistor pour le retour de courant. Une porte logique NO est placée avant l'électrode de grille de l'un des transistors afin de commander les deux interrupteurs de façon complémentaire à l'aide d'un seul signal de commande. L'ensemble est monté dans un boîtier, est pilotable par un signal électrique adéquate et peut travailler jusqu'à une fréquence de 73 kHz. Une carte de commande comprenant un microcontrôleur a été réalisée sur mesure au LPP et est pilotée par ordinateur via Labview pour moduler la largeur d'impulsion, c'est-à-dire modifier la période d'accélération T , le rapport cyclique α et l'amplitude des excursions positive et négative dans le cas de générateurs de tension dc pilotables V_{accel+} et V_{accel-} . La carte génère à la fois le signal de modulation de largeur d'impulsion (MLI) envoyé au boîtier des transistors et un signal de synchronisation ou horloge à l'attention du diagnostic SEMION (RFEA).

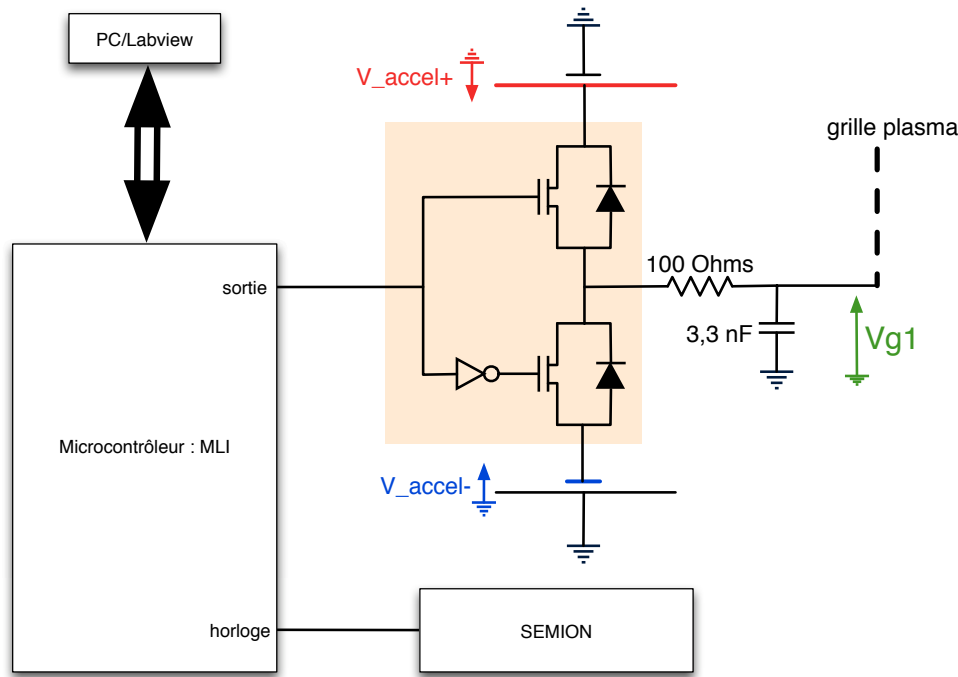


FIGURE 6.8 – Schéma électrique simplifié du bras d'onduleur pour la polarisation de type créneau de la grille plasma et de sa commande, deux générateurs de tension continue de valeurs V_{accel+} et V_{accel-} sont utilisés.

Les deux premières alimentations continues utilisées pour V_{accel+} et V_{accel-} peuvent fournir jusqu'à +1 kV et -1 kV mais seulement jusqu'à 60 mA, avec une caractéristique courant-tension linéaire : on obtient 60 mA au maximum de la tension. Le système de polarisation de la grille plasma a montré un comportement satisfaisant lorsqu'il est testé à vide : sans plasma, le système est rapide et les excursions positives et négatives sont bien égales aux valeurs consignes de V_{accel+} et V_{accel-} . Les essais ont ensuite montré que la tension sur la grille monte lentement, voire pas du tout, lorsqu'un plasma est en opération. Un générateur de créneau 0-10V pouvant délivrer jusqu'à 2 A a alors été utilisé, et la grille plasma a pu être correctement polarisée mais avec un temps de montée non négligeable. En ajoutant une résistance de 82 Ω , on diminue encore la rapidité du système. On en a déduit que le système de polarisation devait fournir suffisamment de courant aux commutations et que de nouveaux générateurs étaient nécessaires. On utilise finalement deux générateurs 150 V - 2 A ou 300 V - 0,5 A dans le reste des expérimentations. Des dépassements de 200 à 300 % ont été mesurés aux instants de commutation, nécessitant l'ajout de composants entre les interrupteurs et la grille plasma. Un filtre passif passe-bas RC a été ajouté en sortie des transistors afin de supprimer les harmoniques de découpage à la fréquence de 20 MHz, le filtre a été dimensionné pour filtrer les fréquences supérieures à 500 kHz. On a obtenu un système rapide, sans dépassement dommageable pour la grille et avec les tensions mesurées égales aux tensions consignes sur une échelle de temps inférieure à la microseconde.

Le microcontrôleur du système de polarisation de la grille plasma génère un signal d'horloge qui permet la synchronisation du créneau de tension et du déclenchement de la mesure par SEMION en fonction de la période d'échantillonnage (chapitre 2).

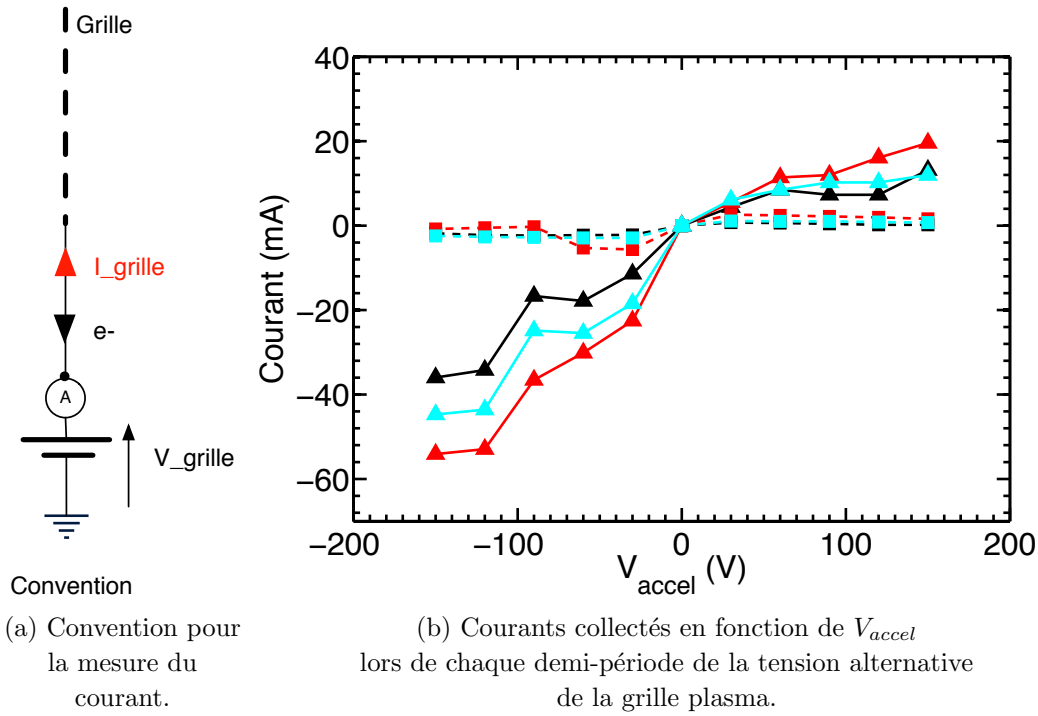


FIGURE 6.9 – Courants collectés par la grille plasma (triangles) et par la grille d'accélération (carrés) en fonction de V_{accel} lors de chaque demi-période de la tension de la grille plasma avec $f_{accel} = 1$ kHz. On mesure pour un plasma d'argon (en rouge) et un plasma Ar/SF₆ où $x_{SF_6} = 0,13$ (en cyan) et $x_{SF_6} = 0,3$ (en noir).

6.3.2 Courants collectés sur les grilles

Dans le cas de la polarisation alternative, le potentiel de la grille plasma est mesuré avec une sonde haute-tension. La mesure montre qu'il s'établit en quelques dixièmes de microsecondes puis reste constant sur chaque demi-période quelles que soient les conditions de la décharge. Les courants collectés par les deux grilles du propulseur sont mesurés à l'aide de sondes de courant (le symbole de l'ampèremètre est utilisé pour indiquer la convention de signe du courant). Leurs valeurs s'établissent sur la même échelle de temps que le potentiel et restent constantes sur chaque demi-période ; elles sont représentées en figure 6.9 en fonction de V_{accel} . D'après la convention adoptée ici lors de la mesure du courant et représentée en figure 6.9a, un courant positif correspond à un courant orienté de la source de tension vers la grille, donc des électrons circulant de la grille vers la source de tension ; et inversement. Ces courbes ont été mesurées dans des conditions de la décharge ne conduisant pas à un dépôt diélectrique sur la face amont de la grille plasma (ce dépôt est discuté à la fin de ce chapitre dans le cas d'une polarisation continue pendant plusieurs heures).

La figure 6.9b montre que les courants collectés par les grilles sont positifs lorsque $V_{accel} > 0$ et les courants sont négatifs lorsque $V_{accel} < 0$. Le courant collecté change de signe en même temps que V_{accel} . Considérant les grandeurs en valeur absolue, le courant collecté par la grille plasma augmente avec V_{accel} quelle que soit la composition du mélange gazeux. Lorsque la tension d'accélération est positive, la grille plasma collecte des électrons. Une gaine électropositive étant formée devant la grille plasma, l'origine de ce

courant d'électrons peut provenir d'électrons secondaires émis par la grille d'accélération et accélérés par le champ électrique entre les grilles. L'état de la face aval de la grille plasma a été présenté en figure 1.11, où l'accélération continue d'électrons vers la grille plasma depuis la grille d'accélération a chauffé et dégradé la surface aval de la grille. Le courant collecté est de 20 mA en argon pur et de 12 mA en mélange Ar/SF₆, soit une densité surfacique de courant de 4,8 et 2,9 A.m⁻² respectivement. Le calcul de la densité surfacique de courant tient compte de la transparence τ_2 de chaque grille du propulseur.

Le courant négatif pour une tension d'accélération négative correspond à un courant d'électrons émis par la grille ou à la collection d'ions positifs issus du plasma. Dans le cas d'une émission d'électrons, le métal chaufferait fortement et les électrons pourraient être accélérés entre les grilles et éjectés ; de plus, on verra plus loin qu'aucune IEDF n'est mesurée pour des électrons éjectés du propulseur dans le cas de l'argon (Fig. 6.13c). On peut donc en déduire que le courant négatif collecté par la grille plasma pour $V_{accel} < 0$ est constitué d'ions positifs. Lorsque $V_{accel} < 0$, le courant est plus important par rapport au cas où $V_{accel} > 0$. Le courant est de l'ordre de -40 mA en mélange Ar/SF₆ et -55 mA en argon pur pour $V_{accel} = -150$ V, soit 9,7 et 13,3 A.m⁻² respectivement. Les courants collectés en mélange Ar/SF₆ diminuent lorsque x_{SF_6} augmente, ce qui peut être dû à une variation de l'électronégativité n_-/n_e . Dans le cas de l'argon pur, on verra plus loin qu'un flux d'électrons s'échappe du propulseur au moment de la commutation de la tension de la grille plasma : l'importance de ce flux peut suffire à équilibrer le courant collecté par la grille plasma sur la demi-période de tension négative.

L'évolution du courant sur la grille plasma avec la tension s'explique par l'équilibre nécessaire des charges électriques dans le plasma. Si un courant d'ions suivant la loi de Child-Langmuir est extrait sous forme de faisceau à travers les grilles, alors le courant collecté par les grilles doit être égal et opposé à ce courant, car les parois de la décharge sont diélectriques. Si le faisceau est correctement focalisé, la grille d'accélération n'intercepte pas d'ions (le courant est très faible) et le courant collecté par la grille plasma est égal au courant de Child-Langmuir. Ce résultat se vérifie en comparant la densité du plasma mesurée par sonde de Langmuir et la densité du plasma calculée à partir du courant d'ions collectés par la relation $I_{+,sat} = 0,6ne_uB A$ en assimilant la grille plasma à une sonde plane (avec n la densité du plasma, u_B la vitesse de Bohm et A la surface de la grille). Le calcul pour 55 mA donne 4.10^{16} m^{-3} et la mesure donne une densité similaire (Fig. 4.26 et 4.27). Dans le cas du plasma ion-ion, l'accélération d'ions d'un signe donné entraîne la collection par la grille plasma d'un courant constitué d'ions de l'autre signe. Les différences dans les valeurs de courant pour les différents cas sont probablement dues à la différence de masse des particules constituant le plasma.

La grille d'accélération est directement reliée à la masse du caisson et collecte un courant de l'ordre de 1 mA, soit une densité de courant de 0,24 A.m⁻², quel que soit le mélange gazeux. Ce courant tend à diminuer lorsque V_{accel} augmente, ce qui peut être un indice de la focalisation du faisceau. Des résultats similaires sont obtenus lorsqu'on mesure le courant avec une polarisation continue sur les grilles (tant que le dépôt diélectrique n'influe pas).

On remarque que le courant collecté par la grille est toujours plus élevé en argon pur que pour le mélange Ar/SF₆. Le courant collecté ne dépasse pas quelques dizaines de milliampères en régime stationnaire. Cependant, lors des commutations, les générateurs devront autoriser un courant de quelques centaines de milliampères afin de ne pas retarder

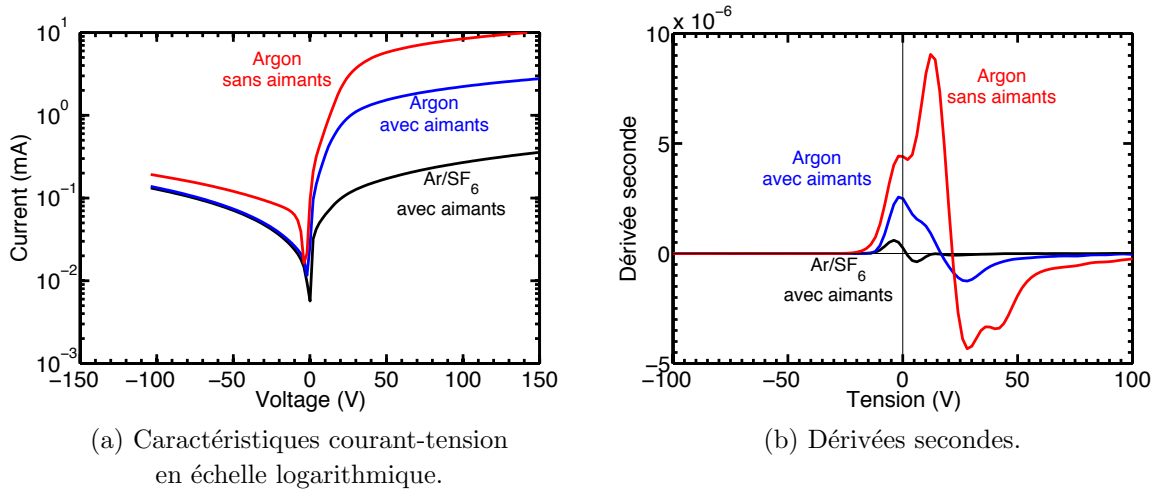


FIGURE 6.10 – Caractéristique courant-tension par PLP et dérivées secondes dans le cas d'un plasma d'argon sans la barrière magnétique (rouge), d'un plasma d'argon avec la barrière magnétique (bleu) et d'un plasma Ar/SF₆ ($Q_{SF_6} = 15$ sccm et $x_{SF_6} = 0,57$, en noir), sans tension d'accélération entre les grilles ($V_{accél} = 0$). La sonde est placée 5 mm en aval du propulseur et effectue une mesure moyennée dans le temps.

la montée de la tension.

6.4 Création des faisceaux d'ions positifs et d'ions négatifs

Dans la suite, la fréquence d'accélération $f_{accél}$ est égale à 1 kHz, le rapport cyclique est de 0,5 et la période d'échantillonnage T_{ech} est égale à 10 μ s. Les tensions d'accélération pour les ions positifs et les ions négatifs sont prises égales et notées $V_{accél}$. La première paire de grilles avec des trous de diamètre $D = 1,3$ mm et un espace intergrilles $d = 1,5$ mm, a d'abord été utilisée. Puis la deuxième paire avec des trous $d = 2,8$ mm de diamètre et un espace intergrilles $d = 2,5$ mm a été utilisé.

Les espèces éjectées du propulseur sont d'abord identifiées à l'aide de la sonde de Langmuir plane et de l'analyseur placés en aval de la grille d'accélération. Puis on s'intéresse aux paramètres influant sur l'énergie des ions accélérés.

6.4.1 Identification des espèces éjectées

La sonde de Langmuir plane placée à 5 mm des grilles permet d'obtenir la caractéristique courant-tension de l'espace aval contenant les charges électriques éjectées. Lorsque les deux grilles sont connectées à la masse ($V_{accél} = 0$), le plasma peut diffuser librement à travers les grilles et les caractéristiques mesurées correspondent au plasma initialement à l'intérieur du propulseur. La figure 6.10 montre les caractéristiques et leurs dérivées secondes obtenues pour un plasma d'argon à 1 mTorr sans et avec la barrière magnétique et un plasma ion-ion à 4 mTorr avec $Q_{SF_6} = 20$ sccm et $x_{SF_6} = 0,5$. Dans le cas d'un plasma d'argon sans les aimants, la caractéristique est fortement asymétrique avec un fort courant

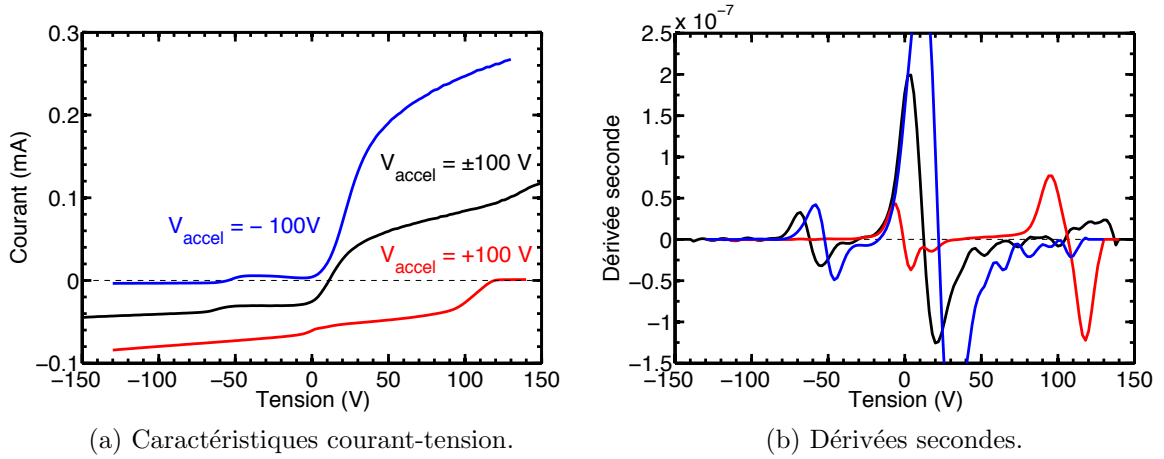


FIGURE 6.11 – Caractéristiques courant-tension par PLP et leurs dérivées secondes dans le cas d'un plasma ion-ion lorsque la tension de la grille est continue, avec $V_{accel} = 100$ V (rouge) ou $V_{accel} = -100$ V (bleu), ou $V_{accel} = \pm 100$ V (noir). Les flux entrant de SF_6 et d'argon sont de 20 sccm ($x_{\text{SF}_6} = 0,5$) et la pression dans le propulseur de 3 mTorr. La sonde de Langmuir plane est placée à 5 mm en aval de la grille d'accélération.

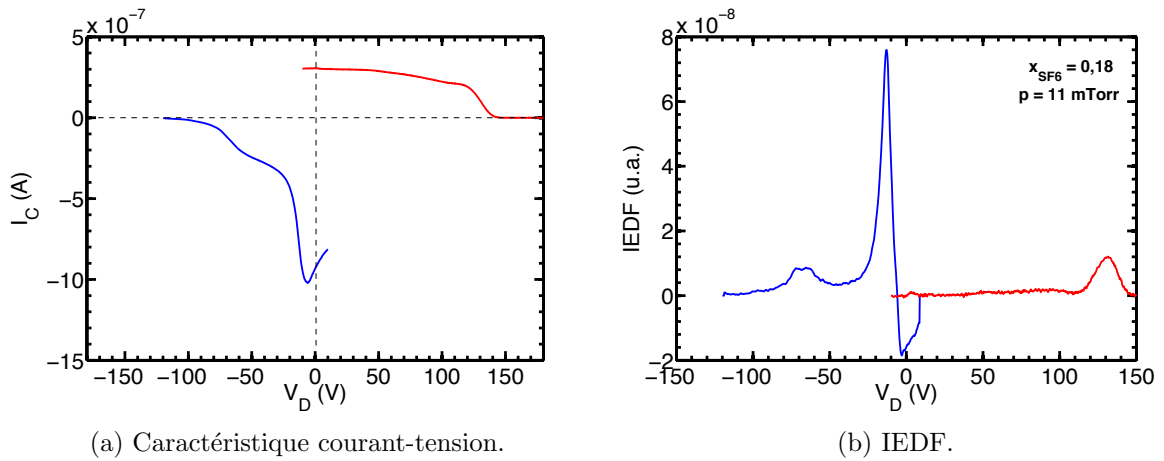


FIGURE 6.12 – Caractéristiques courant-tension par RFEA et les IEDF obtenues en polarisation continue de la grille à -140 V (en bleu) et +140 V (en rouge), pour un plasma Ar/ SF_6 avec $x_{\text{SF}_6} = 0,18$ et une pression de 11 mTorr. Dans les deux cas, le débit de SF_6 est fixé à 20 sccm et RFEA est placé 7 mm en aval de la grille d'accélération.

électronique, $n_e = 7,4 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$. Dans le cas de l'argon avec les aimants, la caractéristique est encore asymétrique, avec un courant électronique réduit d'un ordre de grandeur en raison de la diminution de la densité électronique intervenue dans la barrière magnétique ; le courant ionique positif est réduit de moitié et on a $n_e = 2 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$. L'ajout de SF_6 permet d'obtenir une caractéristique presque symétrique indiquant un plasma ion-ion. Par rapport au cas de l'argon avec barrière magnétique, la densité électronique est réduite d'un ordre de grandeur ($n_e = 2 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$) et le courant ionique positif est identique, indiquant que la densité d'ions négatifs est presque égale à celle des ions positifs puisque le plasma reste globalement neutre. La température électronique est supérieure à celle mesurée dans le propulseur car la pression est plus faible en aval du propulseur.

L'étude des dérivées secondes (Fig. 6.10b) montre que le point d'intersection de la courbe et de l'axe des abscisses s'approche du potentiel nul lorsqu'on obtient un plasma ion-ion en aval de la barrière magnétique dans le propulseur.

La figure 6.11 montre les caractéristiques courant-tension et leurs dérivées secondes, obtenues avec la sonde de Langmuir plane lorsque la grille plasma est polarisée. Quand la tension de la grille est continue et de valeur positive ou négative, les courbes présentent des points d'inflexion caractéristiques d'un faisceau d'ions positifs ou d'ions négatifs respectivement. Lorsqu'une tension alternative est appliquée, la caractéristique moyennée dans le temps présente trois points d'inflexion, dont deux ayant pour abscisse les potentiels des faisceaux d'ions positifs et d'ions négatifs (le point d'inflexion central correspond à des électrons secondaires). La dérivée seconde croise l'axe des abscisses en ces potentiels puis s'annule, comme attendu d'après la section 2.4.2.3. On remarque que la dérivée seconde est plus bruitée sur l'intervalle des potentiels positifs lorsque la polarisation de la grille est continue négative ou alternative. Des électrons sont donc collectés en même temps que les ions négatifs, indiqué notamment par le point d'inflexion autour du potentiel nul. Cet effet n'est pas observé dans le cas de l'accélération continue des ions positifs dans cette position de la sonde.

Les courants obtenus avec PLP représentent l'ensemble des charges collectées, ne permettant pas de séparer les charges positives des charges négatives, ni de connaître précisément leur distribution en énergie et leur contribution au courant collecté. L'utilisation de RFEA est donc nécessaire pour mesurer précisément ces paramètres.

La figure 6.12 présente les caractéristiques courant-tension et les IEDF obtenues en régime continu pour les ions positifs avec $V_{\text{accel}} = 140 \text{ V}$ et pour les porteurs de charge négatives avec $V_{\text{accel}} = -140 \text{ V}$. Les courants des différents types de charge électrique varient comme attendu d'après la figure 2.18. Cependant, on remarque trois maxima dans les IEDF :

- un maximum en $V_D = +132 \text{ V}$ qui correspond à la distribution en énergie des ions positifs,
- un maximum en -13 V accompagné d'un minima aux alentours de 0 V , qui ne sont pas modifiés quels que soient V_{accel} , p , x_{SF_6} , P_d ; ceux-ci proviennent probablement d'électrons secondaires créés à l'intérieur de l'analyseur. En effet, le courant collecté (Fig. 6.12a) montre des variations impossibles car le courant ne peut pas diminuer puis à nouveau augmenter lorsque V_D augmente. Pour vérifier l'origine de ce pic, un filtre magnétique avec des aimants permanents (section 2.4.3) a été placé devant l'entrée de l'analyseur sans que ce pic ne disparaisse ;
- un maximum en -67 V , d'amplitude comparable à celle du maximum des ions po-

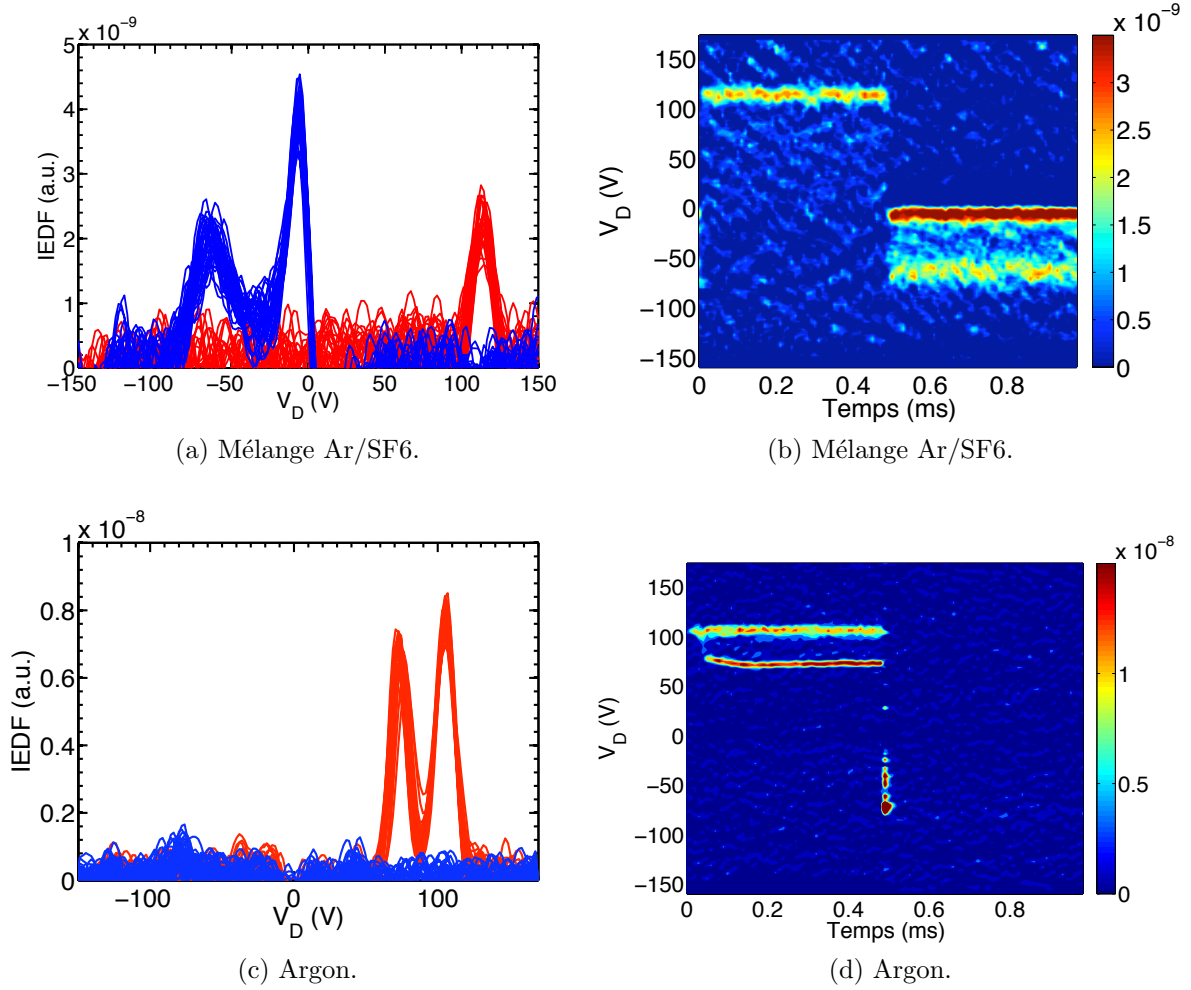


FIGURE 6.13 – IEDF en fonction du temps et en échelle de couleurs dans un plasma Ar/SF₆ pour $x_{SF_6} = 0,09$ et une pression de 19 mTorr (a et b) et dans un plasma d'argon à 8 mTorr (c et d) pour $V_{accel} = \pm 100$ V, $f_{accel} = 1$ kHz et $T_{ech} = 10\mu s$. Les IEDF des intervalles $[0; \frac{T}{2}]$, où la tension de grille plasma est positive, et $[\frac{T}{2}; T]$, où la tension de la grille plasma est négative, sont tracées en rouge et en bleu respectivement.

sitifs, qui se déplace avec le potentiel de la grille plasma, il correspond aux ions négatifs.

La figure 6.13 montre les IEDF obtenues pour chaque échantillon temporel et en échelle de couleurs avec $V_{accel} = \pm 100$ V, $f_{accel} = 1$ kHz et $T_{ech} = 10\mu s$, dans les cas d'un plasma Ar/SF₆ où $x_{SF_6} = 0,09$, $p = 19$ mTorr et d'un plasma d'argon à 8 mTorr. Dans le cas du plasma Ar/SF₆ ou plasma ion-ion, on observe pour $V_{accel} = \pm 100$ V :

- un maximum en $V_D = 113$ V durant l'intervalle $[0; \frac{T}{2}]$, qui correspond à un faisceau d'ions positifs,
- un maximum en $V_D = -6$ V, qui correspond aux électrons secondaires et qui est présent uniquement sur l'intervalle $[\frac{T}{2}; T]$,
- un maximum en $V_D = -67$ V qui correspond à un faisceau d'ions négatifs, présent uniquement sur l'intervalle $[\frac{T}{2}; T]$,

Dans le cas de l'argon pur, l'IEDF comporte deux maxima sur l'intervalle $[0; \frac{T}{2}]$, ce qui correspond à un faisceau d'ions Ar⁺ rapides et un deuxième plus lent (Fig. 6.13c). Il

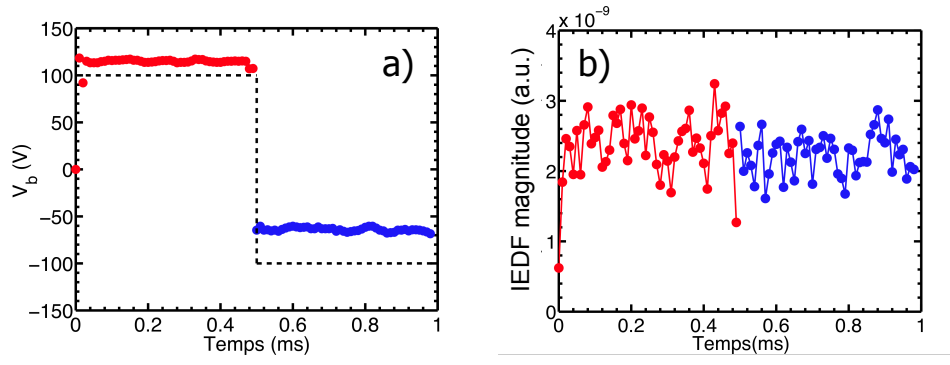


FIGURE 6.14 – a) Potentiel des faisceaux d'ions et b) amplitude des IEDF en fonction du temps à partir de la figure 6.13a correspondant au plasma Ar/SF₆. Les valeurs sont tracés en rouge pour les IEDF de l'intervalle $[0; \frac{T}{2}]$, en bleu pour les IEDF de l'intervalle $[\frac{T}{2}; T]$. Le tracé en pointillé noir correspond à la tension appliquée à la grille.

n'y a aucun maximum sur l'intervalle $[\frac{T}{2}; T]$. La figure 6.13d montre à l'instant $t = T/2$ des maxima encore plus élevés que ceux des ions positifs. Ceci correspond à une éjection d'électrons à l'instant de la commutation, les courbes correspondantes ne sont pas représentées sur la figure 6.13c pour des raisons d'échelle.

6.4.2 Étude de l'énergie des faisceaux d'ions positifs et d'ions négatifs

6.4.2.1 Évolution temporelle

La figure 6.14 représente les potentiels des faisceaux d'ions positifs et d'ions négatifs et l'amplitude des IEDF en fonction du temps à partir de la figure 6.13 dans le cas du plasma ion-ion. Le potentiel du faisceau d'ions positifs est constant sur la demi-période de tension positive de la grille et supérieur de 15 V à V_{accel} . L'énergie des ions négatifs est également constante sur la demi-période de tension négative de la grille, mais leur énergie est plus faible et est de l'ordre de $0,7V_{accel}$. Un plasma d'argon permet également d'obtenir un pic d'ions positifs rapides d'énergie constante sur la demi-période de polarisation positive (Fig. 6.13d). L'énergie du second pic correspondant à des ions plus lents décroît au début de ce même intervalle.

La figure 6.14b montre que les amplitudes des IEDF des ions positifs et des ions négatifs sont relativement constantes et sont égales. De même dans le cas de l'argon, l'amplitude du pic de haute énergie est quasiment constante.

6.4.2.2 Influence de la pression

La figure 6.15 montre les IEDF lorsque $V_{accel} = +140$ V et $V_{accel} = -140$ V pour deux mélanges Ar/SF₆ : avec $x_{SF_6} = 0,09$ et une pression de 19 mTorr, et $x_{SF_6} = 0,18$ et une pression de 11 mTorr. Dans les deux cas, le débit de SF₆ est fixé à 20 sccm. La pression partielle d'argon a peu d'influence sur la position des maxima. L'amplitude des IEDF des ions négatifs diminue lorsque la pression de l'argon augmente. Les ions négatifs peuvent être perdus facilement par collision avec les neutres et détachement électronique en haute

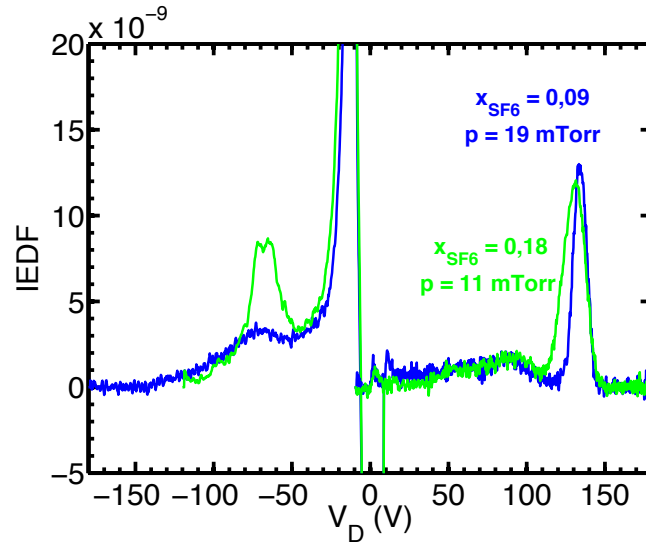


FIGURE 6.15 – IEDF obtenues en polarisation continue de la grille à -140 et +140 V, obtenues pour un plasma Ar/SF₆ avec $x_{SF_6} = 0,09$ et une pression de 19 mTorr (en bleu) et $x_{SF_6} = 0,18$ et une pression de 11 mTorr (en vert). Dans les deux cas, le débit de SF₆ est fixé à 20 sccm.

pression, ainsi que par recombinaison.

Sur les figures 6.13c et 6.13d dans le cas de l'argon, on a observé deux maxima sur l'intervalle $[0; \frac{T}{2}]$, l'un de haute énergie et d'amplitude constantes, l'autre de plus faible énergie, pour une pression d'argon de 8 mTorr dans le propulseur. L'expérience montre que la position et l'amplitude du pic de plus faible énergie peuvent varier dans le temps. La figure 6.16 montre les IEDF dans le cas d'un plasma d'argon à 3 mTorr et 15 mTorr à l'intérieur du propulseur avec un polarisation alternative de la grille plasma d'amplitude $V_{accel} = \pm 100$ V. Le second maximum apparaît au bout de 200 μ s, est de beaucoup plus faible amplitude et sa position en énergie diminue dans le temps.

A 15 mTorr, deux maxima sont présents dès les premiers échantillons et sont initialement d'amplitudes comparables. L'amplitude du pic de plus basse énergie tend même à augmenter et à devenir légèrement plus importante au cours du temps tout en se déplaçant vers des énergies plus faibles, ce qui est bien visible sur la figure en échelle de couleurs (Fig. 6.16b).

En utilisant le modèle sphères dures [21], le libre parcours moyen dans le propulseur où les ions sont froids est de 10 mm à 3 mTorr et de 2 mm à 15 mTorr. Ce modèle ne tient pas compte de la vitesse des particules, mais la pression mesurée dans le caisson étant plus faible, le libre parcours moyen y est supérieur (on peut l'estimer à 9 cm dans le cas 3 mTorr et 2 cm dans le cas 15 mTorr). Dans le cas de plus basse pression, la position du faisceau de haute énergie correspond à la tension d'accélération appliquée entre les grilles et son amplitude augmente au cours du temps, signe de l'augmentation de la quantité d'ions rapides. Le libre parcours moyen des ions pour $p = 3$ mTorr est supérieur à D et d . La pression diminue et le libre parcours moyen augmente dans l'espace entre les grilles en raison de la transparence de la grille plasma τ_2 : peu de collisions devraient donc avoir lieu dans l'espace entre les grilles, de sorte que plus d'ions d'énergie correspondant à V_{accel} sont collectés par l'analyseur. Dans le cas où $p = 15$ mTorr, le libre parcours

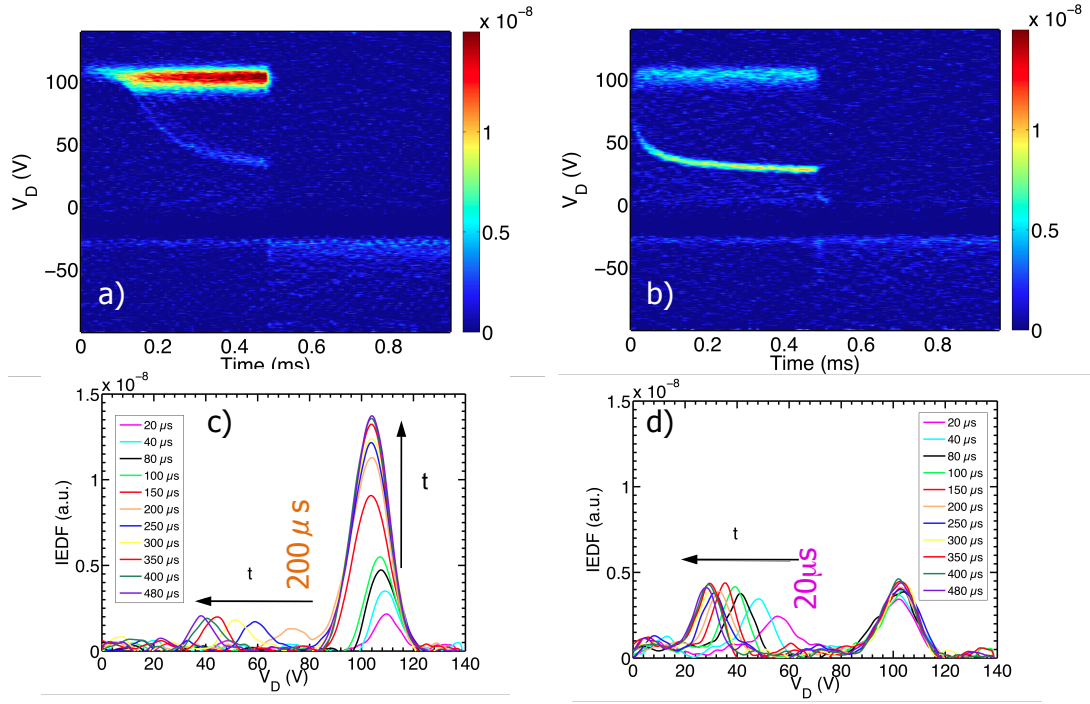


FIGURE 6.16 – Évolution temporelle des IEDF dans un plasma d'argon à 3 mTorr (à gauche) et 15 mTorr (à droite), pour $V_{accel} = \pm 100$ V et $f_{accel} = 1$ kHz.

moyen dans le propulseur est inférieur au diamètre des trous et à la distance entre les grilles. Ces variations des IEDF peuvent donc être attribuées à de l'échange de charge résonant dans le propulseur et entre les grilles. Ce phénomène est très prononcé en argon pur, contrairement à un plasma Ar/SF₆, car les particules présentes ont toutes le même potentiel d'ionisation [107].

Les IEDF à double maxima ne sont observées qu'en argon pur. La valeur finale des potentiels faisceau des ions de haute énergie est quasi-identique pour les deux pressions étudiées. En revanche, l'énergie finale des ions ayant subis des collisions est plus élevée dans le cas basse pression que dans le cas haute pression. On fait la remarque inverse dans le cas de l'amplitude de ce maximum à basse énergie.

6.4.2.3 Évolution de l'énergie des faisceaux en fonction de la tension d'accélération

La figure 6.17 montre les potentiels faisceau d'ions positifs et d'ions négatifs obtenus avec RFEA en fonction de V_{accel} en régime continu (carrés noirs) et sur chaque demi-période lors de l'accélération successive (cercles rouges pour les ions positifs et bleus pour les ions négatifs). Les énergies des faisceaux continus et alternés sont similaires et varient avec le potentiel de la grille plasma : les potentiels des faisceaux ne dépendent pas de la fréquence d'accélération pour des fréquences aussi éloignées de f_{pi} . Le potentiel faisceau des ions positifs varie selon une loi linéaire du type de celle établie dans le premier prototype de PEGASES :

$$V_{b,+} = V_{accel} + V_{b,0} \quad (6.11)$$

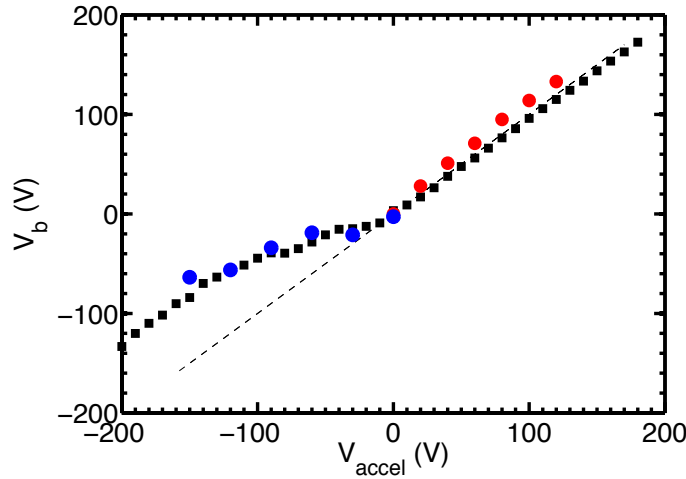


FIGURE 6.17 – Potentiel faisceau en fonction de V_{accel} pour un plasma Ar/SF₆ avec $x_{SF_6} = 0,18$ et une pression de 11 mTorr (90 sccm d'argon et 20 sccm de SF₆). Les cercles rouges et bleus correspondent aux ions positifs et aux ions négatifs mesurés respectivement avec $f_{accel} = 1$ kHz et RFEA en mode TR. Les carrés noirs correspondent au potentiel faisceau des IEDF avec une accélération continue.

avec $V_{b,0}$ le potentiel faisceau à l'origine lorsque $V_{accel} = 0$, dont la valeur dépend du jeu de grilles utilisé. L'énergie des ions négatifs ne suit pas une loi linéaire :

$$|V_{b,-}| = |V_{accel}| - \Delta V(V_{accel}) \quad (6.12)$$

Elle est ainsi inférieure d'environ 30 à 50 % à l'énergie attendue d'après la tension d'accélération appliquée, et ce, quelle que soit cette tension. La mesure par la sonde de Langmuir plane donne des évolutions identiques pour $V_{b,+}$ et $V_{b,-}$ avec V_{accel} .

La figure 6.18 montre les IEDF en échelle de couleurs en fonction du temps pour un plasma Ar/SF₆ avec $Q_{SF_6} = 20$ sccm, $x_{SF_6} = 0,44$ et $p = 5$ mTorr, avec une polarisation alternative symétrique sur la grille plasma dont l'amplitude V_{accel} de 200 V, 220 V ou 240 V. Quel que soit le potentiel d'accélération (jusqu'à 300 V), le faisceau d'ions positifs est mesurable. Pour $V_{accel} < 220$ V, l'amplitude des IEDF est constante sur la demi-période de tension positive et suit l'équation (6.11). Pour $V_{accel} \geq 240$ V, l'amplitude varie dans le temps et sa valeur sature à partir d'un certain temps qui réduit lorsque V_{accel} augmente. Le faisceau d'ions négatifs ainsi que le maximum des électrons secondaires sont mesurables pour $V_{accel} < 220$ V et l'amplitude des IEDF est constante sur chaque demi-période. Les maxima disparaissent pour des tensions d'accélération supérieures à ± 220 V. L'énergie des ions négatifs suit l'équation (6.12) reste inférieure à eV_{accel} . La figure 6.19 montre l'amplitude des IEDF moyennées sur chaque demi-période. L'amplitude du faisceau des ions positifs augmente avec le potentiel d'accélération jusqu'à $V_{accel} = \pm 200$ V, puis chute brutalement pour $V_{accel} = \pm 220$ V et augmente à nouveau. L'amplitude du faisceau d'ions négatifs augmente pour V_{accel} compris entre -100 et -200 V, puis chute brutalement pour -220 V, et est nulle pour les potentiels supérieurs. Il semble donc exister une limite de tension à l'accélération des ions négatifs. Ceci a déjà été constaté par Walton *et al.* [105] sans qu'une explication ait été donnée. Cette limite affecte également la densité du faisceau d'ions positifs. Le maximum des électrons secondaires disparaît avec le faisceau des ions

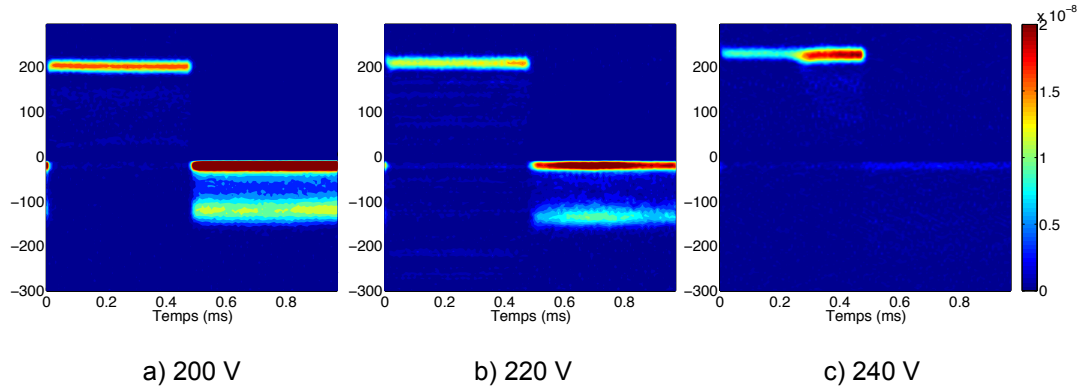


FIGURE 6.18 – IEDF en échelle de couleurs en fonction du temps mesurées pour un plasma Ar/SF₆ avec $Q_{SF_6} = 20$ sccm, $x_{SF_6} = 0,44$ et $p = 5$ mTorr, avec une polarisation alternative symétrique sur la grille plasma d'amplitude V_{accel} égale à 200 V, 220 V ou 240 V.

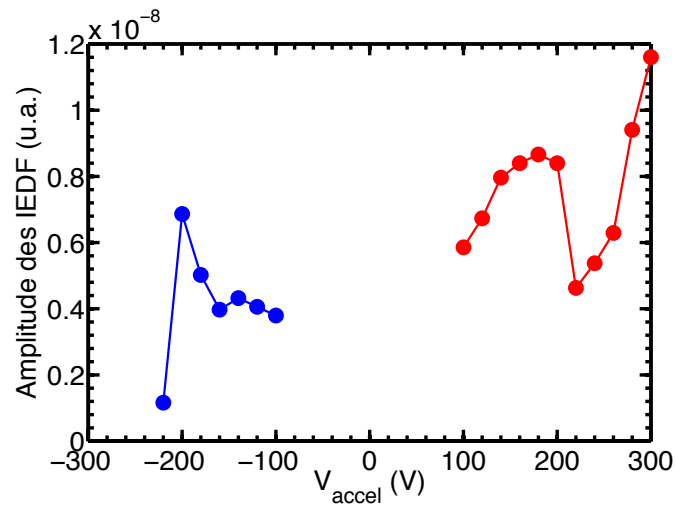


FIGURE 6.19 – Amplitude des IEDF de la figure 6.18 en fonction de V_{accel} . Les amplitudes sont moyennées dans le temps.

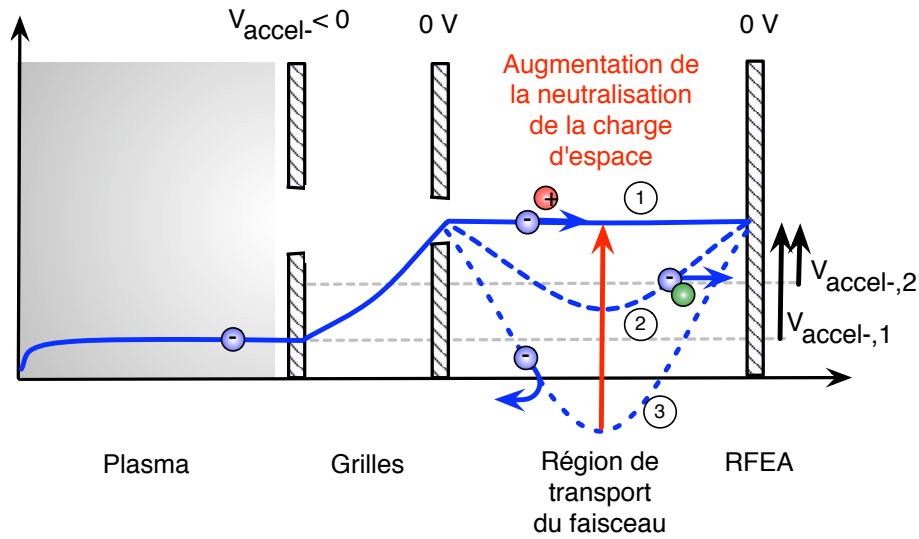


FIGURE 6.20 – Schéma simplifié de la densité de charge d'espace lors de l'accélération des ions négatifs.

négatifs. Leur présence semble donc liée à celle des ions négatifs ; ceci est conforme au cas de l'argon où ce pic n'a pas été détecté non plus (Fig. 6.13c). L'existence des électrons secondaires pourrait donc effectivement s'expliquer par le détachement des ions négatifs dans l'analyseur.

6.4.3 Hypothèses pour expliquer une énergie plus faible des ions négatifs

Alors que l'énergie des ions positifs suit la valeur consigne, la faible énergie des ions négatifs est surprenante. Plusieurs hypothèses sont avancées ici pour expliquer cet résultat.

6.4.3.1 Neutralisation incomplète de la charge d'espace

On s'interroge dans un premier temps sur l'existence d'une charge d'espace négative entre la grille d'accélération et RFEA. Différents profil de potentiel sont tracés à partir de l'équation (6.8) en figure 6.20 pour une distance d_0 donnée. On applique un potentiel $V_{\text{accél-}}$ à la grille plasma. Dans le cas 1, la neutralisation complète est assurée par des ions positifs présents en quantité égale à celle des ions négatifs. Le profil du potentiel est plat et les ions négatifs ne perdent pas d'énergie en chemin. Les ions sont collectés avec une énergie $eV_{\text{accél-,1}}$ qui est égale à $eV_{\text{accél-}}$, les ions positifs étant repoussés par les potentiels des grilles de l'analyseur.

Le profil parabolique est obtenu si la densité de la charge d'espace est non nulle, il crée une barrière de potentiel pour les ions négatifs. Dans le cas 2, l'énergie nécessaire pour franchir cette barrière est inférieure à l'énergie fournie par le potentiel d'accélération : les ions négatifs sont collectés sans perte d'énergie, c'est-à-dire que leur énergie $eV_{\text{accél-,1}}$ est égale à $eV_{\text{accél-}}$. Si un ion négatif entre en collision avec un neutre, il peut y avoir de l'échange de charge. Par conséquent, l'ion négatif collecté par RFEA est un ion lent et a une énergie $eV_{\text{accél-,2}}$ moindre que celle de l'ion rapide incident. L'échange de charge par collision peut se conjuguer au défaut de compensation de la charge d'espace qui a été

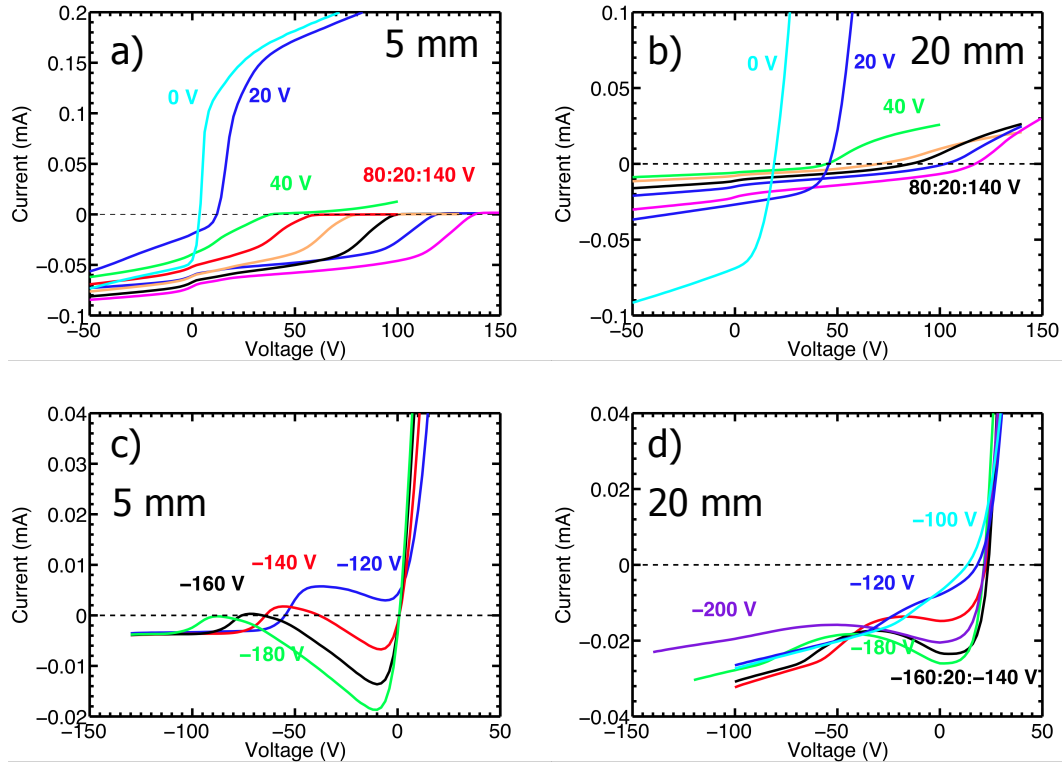


FIGURE 6.21 – Caractéristiques courant-tension obtenues avec la sonde de Langmuir plane en mode alterné avec $V_{accel} = \pm 100$ V, pour deux distances à la grille d'accélération.

identifié. L'ion rapide incident ayant passé la barrière de potentiel (d'amplitude inférieure à V_{accel}) entre en collision avec un neutre, un ion lent est alors créé par échange de charge, son énergie est alors moindre que celle de l'ion incident rapide d'énergie inférieure à eV_{accel} .

Dans le cas 3 de la figure 6.20, le potentiel en aval devient plus négatif que la tension d'accélération appliquée et l'énergie nécessaire pour franchir la barrière de potentiel est supérieure à eV_{accel} : les ions négatifs ne peuvent passer et ne sont donc pas collectés. La limite en tension d'accélération des ions négatifs (Fig. 6.18) pourrait s'expliquer par une meilleure focalisation des ions négatifs, donc une densité du faisceau plus élevée ; ceci résulterait en un défaut de compensation de la charge d'espace et une barrière de potentiel trop élevée pour que les ions soient éjectés et mesurés.

Deux paramètres conditionnent la barrière de potentiel : la densité de charge n et la distance d_0 entre la grille d'accélération et RFEA. Si n ou d_0 augmentent, l'amplitude de la barrière augmente. La densité en aval n'est pas un paramètre contrôlable expérimentalement. En revanche, on peut modifier d_0 pour vérifier l'existence de cette barrière de potentiel.

La sonde de Langmuir plane permet de déterminer les charges en présence en aval du propulseur. La figure 6.21 montre les caractéristiques obtenues lors de l'accélération continue des ions positifs (a et b) et des ions négatifs (c et d) pour deux distances à la grille d'accélération (d_0 vaut 5 ou 20 mm). La figure 6.21a montre que pour les faibles tensions d'accélération (< 40 V), le plasma diffuse à travers les grilles et une caractéristique courant-tension typique d'un plasma est mesurée. Les tensions plus élevées résultent en un courant purement constitué d'ions positifs sur une faible distance à la grille ($d_0 = 5$

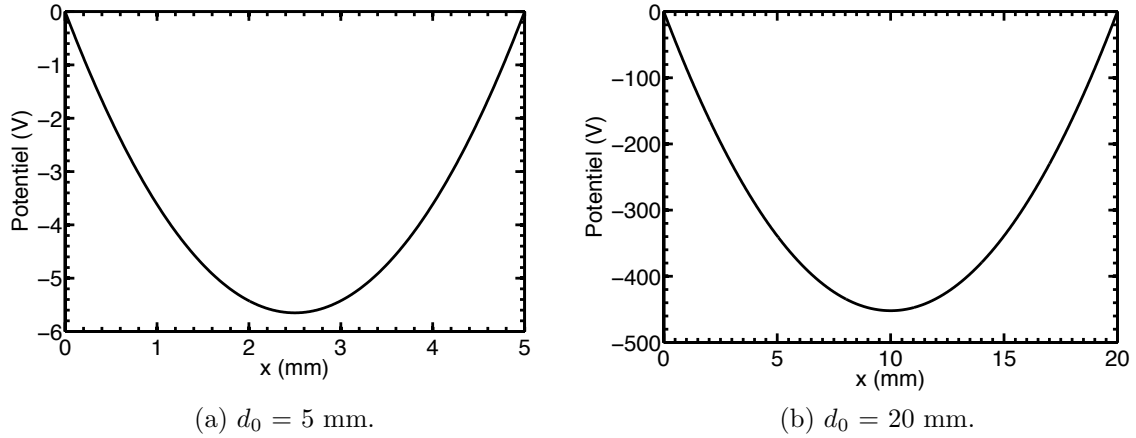


FIGURE 6.22 – Potentiel en aval du propulseur avec $n = 5.10^{14} \text{ m}^{-3}$ pour $d_0 = 5$ mm et $d_0 = 20$ mm, tracé à partir de l'équation (6.8). $x = 0$ correspond à la grille d'accélération.

mm). Le courant vaut 0,07 mA pour $V_{accel} = 140$ V, soit une densité d'ions positifs en aval du propulseur $n = 5.10^{14} \text{ m}^{-3}$. Pour $d_0 = 20$ mm, on mesure un courant constitué d'espèces positives et négatives ; l'amplitude du courant est plus faible que dans le cas $d_0 = 5$ mm. Dans les deux cas, on note le point d'inflexion à une même tension, proche de la tension d'accélération qui est caractéristique d'un faisceau d'ions positifs. Le courant d'ions positifs dans le cas $d_0 = 20$ mm est deux fois plus petit que dans le cas 5 mm. Le courant total devient positif dans le cas 20 mm et pas dans le cas 5 mm : ceci montre qu'une neutralisation de la charge d'espace s'effectue à quelque distance du propulseur et non pas immédiatement en sortie. La diminution du courant d'ions positifs peut être également due à la divergence du faisceau. La charge d'espace créée par l'éjection des ions positifs est probablement neutralisée à l'aide d'électrons secondaires.

Dans le cas de l'accélération des ions négatifs, les caractéristiques présentent le point d'inflexion correspondant aux ions négatifs pour les deux distances étudiées. Cependant le courant est négatif et non positif dans cette région de la caractéristique, contrairement à ce qui était attendu d'après la figure 2.14. Le courant de la branche des tensions négatives est quatre fois plus important à grande distance qu'à faible distance. Ces résultats montrent que la charge d'espace créée par l'éjection de charges négatives est neutralisée. Ceci ne peut avoir lieu qu'avec la présence d'ions positifs. Par ailleurs, la neutralisation des ions négatifs a lieu sur de plus faibles distances que celle des ions positifs.

La loi de Poisson à 1D permet de décrire l'évolution du potentiel V selon x dans l'espace aval contenant une densité de charge n négative comprise entre deux parois au potentiel nul espacées d'une distance d_0 , c'est-à-dire entre la grille d'accélération et le diagnostic : La figure 6.22 présente les profils du potentiel en aval du propulseur avec $n = 5.10^{14} \text{ m}^{-3}$ pour $d_0 = 5$ mm et $d_0 = 20$ mm tracés à partir de l'équation (6.8). Pour $d_0 = 5$ mm, la densité de la charge d'espace en aval crée une barrière de potentiel de quelques volts. Les ions négatifs d'énergie eV_{accel-} ont suffisamment d'énergie pour passer cette barrière. Pour $d_0 = 20$ mm, la barrière de potentiel est de 450 V en $x = 10$ mm. Des ions négatifs accélérés par $|V_{accel-}| < 450$ V ne peuvent passer cette barrière.

La figure 6.23 montre les IEDF moyennées dans le temps obtenues lors de l'accélération

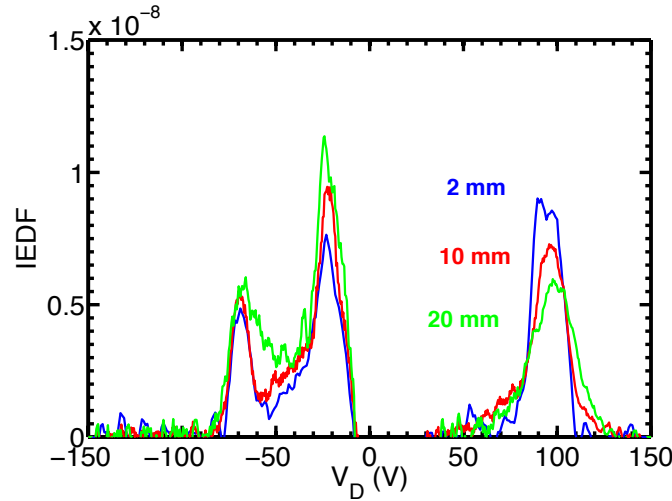


FIGURE 6.23 – IEDF en fonction de la distance à la grille d'accélération en mode alterné avec $V_{accel} = \pm 100$ V avec $Q_{SF_6} = 25$ sccm et $x_{SF_6} = 0,50$.

alternée des ions pour plusieurs distances d_0 de l'analyseur à la grille d'accélération pour $V_{accel} = \pm 100$ V. Les positions des maxima d'énergie des ions positifs et des ions négatifs restent les mêmes quelle que soit la position de l'analyseur. L'amplitude du maximum des ions positifs diminue lorsque l'analyseur s'éloigne, ce qui peut montrer la divergence du faisceau. L'amplitude du maximum des ions négatifs augmente légèrement avec la distance de RFEA à la grille d'accélération, ce qui peut résulter d'un attachement d'électrons sur les neutres en aval. De plus, l'IEDF s'étend vers les plus basses énergies, montrant l'existence de collisions entre les ions négatifs et les neutres.

Dans le cas $d_0 = 20$ mm, les ions négatifs sont mesurés avec la même énergie que pour les cas où d_0 est plus faible. Augmenter la puissance rf injectée ou la pression ne modifient pas les énergies mesurées pour les ions à V_{accel} donnée ; on obtient la même tension d'accélération limite quels que soient les paramètres de puissance, de pression, de tension d'accélération et de position de la sonde. Une barrière de potentiel telle qu'illustrée sur la figure 6.22b ne semble donc pas exister pour cette valeur de tension d'accélération et avec cette densité du faisceau. Un défaut de neutralisation de la charge d'espace ne suffit pas à expliquer l'énergie des ions négatifs plus faible que eV_{accel-} , mais peut expliquer la disparition du faisceau d'ions négatifs lorsque V_{accel} dépasse le seuil de 220 V (voir paragraphe 6.2.3).

On se penche alors sur l'état de surface de la grille plasma pour comprendre l'origine du terme $\Delta V(V_{accel})$ dans l'équation (6.12).

6.4.3.2 Existence d'un dépôt sur la grille plasma

La dissociation de SF_6 dans le plasma conduit à un dépôt diélectrique de soufre constaté sur les parois au bout de plusieurs heures de fonctionnement en raison de la température élevée des parois (de l'ordre de 100 à 200 degrés Celsius). Le comportement du plasma devant les parois diélectriques n'est pas modifié par le dépôt. Mais la polarisation du plasma peut être affectée par ce dépôt sur la face amont par la grille plasma, ne permettant pas de contrôler l'énergie des ions.

La figure 6.24 montre l'évolution du potentiel des faisceaux d'ions en fonction de la

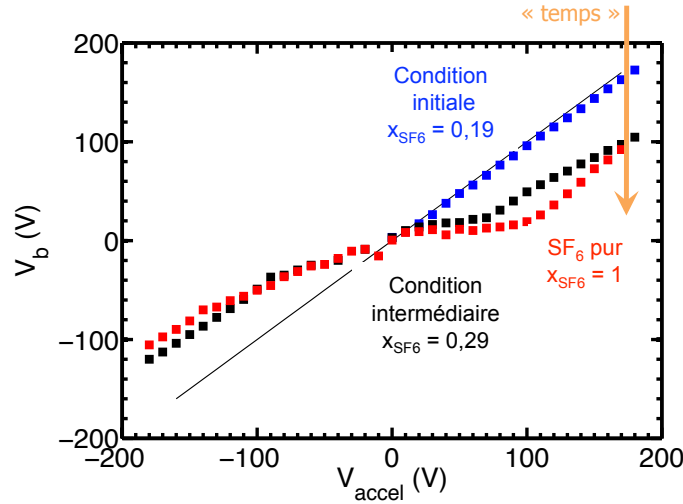


FIGURE 6.24 – Potentiel du faisceau V_b en fonction du potentiel continu de la grille plasma V_{accel} pour différents mélanges Ar/SF₆, où le débit d'argon varie et le débit de SF₆ étant fixé à 20 sccm pour $x_{SF_6} < 1$ et à 12 sccm pour $x_{SF_6} = 1$.

polarisation continue de la grille plasma pour différents mélanges Ar/SF₆, où l'on a forcé l'apparition du dépôt. Chaque série de mesure correspond à une valeur de x_{SF_6} qui est modifiée avec la pression partielle d'argon, la quantité de SF₆ restant constante : x_{SF_6} augmente et p diminue à chaque nouvelle série. La tension $|V_{accel}|$ augmente au cours de chaque série ; on étudie d'abord le cas des tensions positives puis le cas des tensions négatives, enfin on augmente x_{SF_6} . La durée de l'ensemble des mesures correspond à plusieurs heures de fonctionnement.

Lorsque la grille est polarisée positivement, une faible fraction de SF₆ ($x_{SF_6} < 0,2$) autorise toujours le potentiel du faisceau d'ions positifs à suivre linéairement V_{accel} . Après plusieurs heures d'opération avec $x_{SF_6} > 0,2$, l'énergie des ions positifs augmente à partir d'un seuil dont la valeur augmente avec x_{SF_6} . En revanche, l'énergie des ions négatifs augmente avec la polarisation tout en restant inférieure à eV_{accel} : V_{b-} n'est pas affecté par la valeur de x_{SF_6} et la durée d'opération. Or, le dépôt diélectrique de soufre sur la face amont de la grille plasma a été constaté à l'issue des séries de mesure. Un nettoyage de la grille plasma en créant un plasma d'oxygène ou un nettoyage manuel permettent de retrouver des valeurs d'énergie des ions positifs qui sont proches de eV_{accel} . L'énergie des ions négatifs reste inchangée après nettoyage.

Un plasma de SF₆ pur a été atteint, soit $x_{SF_6} = 1$ pour un débit $Q_{SF_6} = 12$ sccm ($p = 2$ mTorr). Le dépôt diélectrique apparu sur la grille a été trop important pour continuer d'opérer sans l'introduction simultanée d'argon : la grille plasma ne peut plus polariser correctement le plasma et l'ensemble du circuit de polarisation continue se charge électriquement (effet capacitif entre le plasma et la grille), créant des décharges électrostatiques au contact du matériel d'expérimentation et ne permettant pas d'opérer dans des conditions de sécurité suffisantes.

Cependant, ce dépôt pourrait expliquer la différence dans l'énergie des ions positifs et des ions négatifs en s'inspirant de la théorie utilisée en *plasma-immersion ion implantation* (PIII). Le principe de PIII est d'immerger dans un plasma le substrat ou cible dont la surface doit être traitée par implantation ionique [21, 108, 109]. De courtes impulsions de

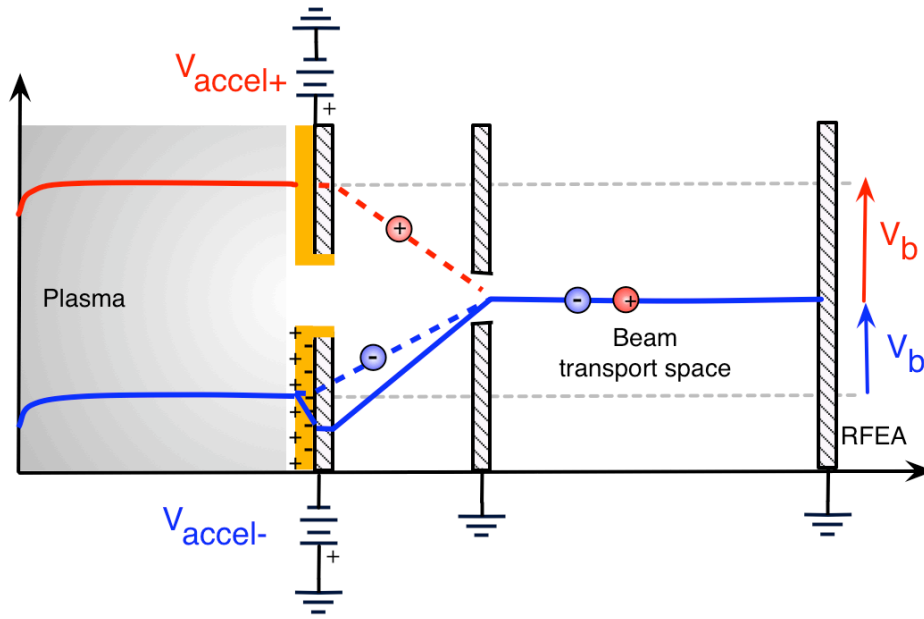


FIGURE 6.25 – Influence du dépôt diélectrique sur l'accélération des ions positifs et des ions négatifs.

tension fortement négatives sont appliquées au substrat ; ainsi, lors du front descendant de la tension du substrat et donc de l'application soudaine de la tension négative, les électrons sont repoussés sur une échelle de temps de $\omega_{p,e}^{-1}$ (inférieure à la nanoseconde). Les ions positifs sont attirés sur l'échelle de temps de $\omega_{p,i}^{-1}$ (inférieure à la microseconde) et accélérés dans la gaine électropositive matricielle qui se forme devant la surface ; les ions négatifs éventuels sont repoussés sur la même échelle de temps. Ce processus résulte en une modification de la composition atomique et donc des propriétés de la région proche de la surface. Lorsque le régime stationnaire est atteint, la gaine qui se forme devant la paroi est de type Child-Langmuir.

La figure 6.25 illustre l'influence d'un dépôt diélectrique sur l'accélération des ions positifs et des ions négatifs. Lors de l'application de la tension négative sur la grille plasma, les électrons et les ions négatifs sont repoussés sur leur échelle de temps respective tandis que les ions positifs sont attirés sur la face amont de la grille plasma. Si un dépôt diélectrique existe sur la grille plasma, les ions positifs créent une densité surfacique de charge sur le dépôt tandis que la grille est à un potentiel plus négatif, formant un condensateur ayant pour armatures la grille plasma et le plasma. Ceci résulte en une tension retardatrice dans le cas des ions négatifs et donc une énergie d'accélération des ions négatifs inférieure à eV_{accel} selon l'équation (6.12).

Lors de l'application de la tension positive sur la grille plasma, les ions négatifs sont accélérés vers la grille et se déposent, laissant une gaine constituée d'ions positifs. Les ions positifs sont ensuite accélérés dans la gaine électropositive et la densité surfacique de charge est neutralisée, de sorte qu'il n'y a pas de différence de potentiel retardatrice de part et d'autre du dépôt, comme c'est le cas dans les conditions initiales présentées sur la figure 6.24) : l'énergie mesurée correspond à eV_{accel} . Après une longue opération en SF_6 avec x_{SF_6} élevée où le dépôt diélectrique a été constaté, l'énergie des ions positifs se trouve diminuée. Ceci conforte l'hypothèse de la responsabilité d'un dépôt diélectrique dans l'existence

d'une tension retardatrice par effet capacitif dans le processus d'accélération des ions négatifs telle que [109] :

$$V_b = V_{accel} - \frac{e\delta_d\sigma}{\epsilon_0\epsilon_r} \quad (6.13)$$

où δ_d est l'épaisseur du dépôt, σ la densité surfacique de charge et ϵ_r la permittivité relative du dépôt.

On a montré dans ce chapitre qu'accélérer des ions positifs et des ions négatifs à partir d'un plasma ion-ion était possible à l'aide de grilles dont la polarisation est continue ou alternative. Les énergies des ions peuvent être contrôlées par le potentiel appliqué à la grille plasma en contact avec le plasma ion-ion, et ce, de façon indépendante grâce à la conception du générateur de tension des grilles. L'énergie des ions positifs correspond à la valeur consigne si les grilles sont conductrices (sans dépôt diélectrique en surface). Cependant, l'énergie des ions négatifs restent en deçà de l'énergie consigne. Parmi les hypothèses avancées, celle de l'influence d'un dépôt diélectrique sur la face avant de la grille plasma créant une tension retardatrice est la plus plausible. La réalisation des mesures dans une chambre de la taille de celle utilisée ici peut être influencée par les parois intérieures (proximité et matériau des parois de la chambre, des diagnostics), une mesure dans une enceinte à vide et avec des diagnostics non intrusifs pourraient confirmer ou infirmer certains résultats et hypothèses.

Chapitre 7

Conclusion et perspectives

Le propulseur PEGASES

La propulsion électrique est une alternative très économe et intéressante à la propulsion chimique pour les missions spatiales nécessitant une faible poussée et devant être opérationnelle sur le long terme (chapitre 1). Parmi les différents systèmes de création de faisceaux d'ions, les propulseurs ioniques à grilles permettent de découpler l'étage de création du plasma de celui de l'accélération des ions. La propulsion électrique utilise classiquement des ions positifs et une cathode en sortie pour neutraliser la charge d'espace. De nouveaux concepts à forts potentiels sont développés pour s'affranchir de la cathode neutralisante qui limite la durée de vie et ajoute en poids et en complexité au moteur. De cet objectif est né le propulseur PEGASES qui utilise un gaz électronégatif comme ergol pour créer un plasma ion-ion et accélérer à la fois des faisceaux d'ions positifs et des faisceaux d'ions négatifs devant se neutraliser en aval. L'étage de création du plasma comprend une source inductive radiofréquence qui permet l'ionisation et une barrière magnétique qui ajuste la température électronique pour favoriser l'attachement électronique aux neutres pour former en aval un plasma ion-ion. L'étage d'accélération est constitué de grilles situées dans la zone ion-ion : un générateur de tension contrôle la différence de potentiel entre la grille plasma et la grille d'accélération pour accélérer successivement les ions positifs et les ions négatifs sous forme de faisceaux.

Les résultats expérimentaux présentés dans ce manuscrit montrent l'importance de la conception de la source inductive radiofréquence et la possibilité de créer des faisceaux d'ions positifs et des faisceaux d'ions négatifs alternés.

La source inductive radiofréquence et le plasma ion-ion dans le second prototype de PEGASES

Le plasma est généré par couplage inductif avec une bobine dans un réacteur aux parois diélectriques. La source inductive rf est constituée d'une bobine plane à noyau de ferrite et l'épaisseur de la fenêtre diélectrique qui sépare le plasma du circuit électrique a été réduite (chapitre 4.2). Ces considérations ont eu pour effet d'augmenter la mutuelle inductance et ainsi de permettre un meilleur couplage de l'énergie électromagnétique entre la bobine et le plasma. La boîte d'accord d'impédance possède un transformateur à large

bande et faibles pertes et a été conçue pour avoir une masse virtuelle au centre de la bobine. Une presque parfaite symétrie des tensions aux bornes de la bobine a été obtenue, permettant d'éliminer le couplage capacitif parasite (section 4.2.5). Ces considérations ont pour résultats une efficacité de transfert de puissance pouvant atteindre jusqu'à 90 % en argon pur et 85 % en mélange Ar/SF₆ (section 4.2.4.5) et de pouvoir utiliser de fines sondes de Langmuir sans filtrage passif de la radiofréquence et sans perturbation du plasma pour mesurer les paramètres plasma (sections 2.4.2.2 et 4.2.6). La densité du plasma dans l'étage d'ionisation est de l'ordre de 10^{17} m^{-3} . Un plasma ion-ion est obtenu en aval de la barrière magnétique (section 4.2.6). Sa densité ionique reste de l'ordre de 10^{17} m^{-3} d'après des mesures effectuées dans le cadre de la thèse de J. Bredin.

L'accélération des ions positifs dans le premier prototype de PEGASES

Le premier prototype de PEGASES à géométrie cylindrique a déjà été présenté dans la thèse de Gary Leray [37] et a été utilisé ici pour étudier la polarisation du plasma ion-ion et la création de faisceaux d'ions positifs (chapitre 5). La disposition des grilles est quelque peu différente des propulseurs à grilles classiques. En effet, une électrode de polarisation du plasma de potentiel V_{ep} est située dans le coeur du plasma faiblement électronégatif, c'est-à-dire où les électrons sont encore les porteurs de charge négative majoritaires et contrôlent la formation des gaines. Une grille est placée dans la zone d'extraction ou zone ion-ion. L'électrode de polarisation polarisée positivement a fait office de grille plasma et a permis de contrôler le potentiel plasma dans tout le propulseur, qu'il s'agisse d'un plasma électropositif ou d'un plasma ion-ion. La zone d'accélération est alors la gaine de Child-Langmuir située entre le plasma ion-ion et la grille d'accélération à la masse. Des faisceaux d'ions positifs d'énergie contrôlée par V_{ep} ont été mesurés par un analyseur d'énergie des ions (RFEA). On a montré par ailleurs l'importance du dimensionnement des trous par rapport à la taille de la gaine : la grille est transparente au plasma si l'épaisseur de la gaine est inférieure au rayon des trous et il n'y a pas d'accélération des ions.

L'accélération des ions positifs et des ions négatifs dans le second prototype de PEGASES

Dans le second prototype de PEGASES, de géométrie différente, les deux grilles sont placées dans la zone ion-ion. Une différence de potentiel continue ou alternative est appliquée entre les grilles pour étudier l'accélération d'un faisceau d'ions ou l'accélération alternée des faisceaux respectivement (chapitre 6). La forme, l'amplitude et la fréquence de la tension ont été discutées : une tension crête-à-crête, de fréquence inférieure à 1 MHz, avec des excursions positives et négatives pouvant avoir des amplitudes égales ou différentes, permet théoriquement d'accélérer successivement les ions positifs et les ions négatifs. Dans la pratique, on utilise une tension crête-à-crête symétrique avec une fréquence de 1 kHz en raison du matériel disponible (générateur de signal et RFEA résolu en temps).

L'accélération alternée a été obtenue à partir d'un plasma ion-ion Ar/SF₆ avec les ions positifs accélérés durant l'intervalle de tension d'accélération positive et les ions négatifs

sur l'intervalle de tension négative. La même expérience menée en argon pur avec la barrière magnétique ne montre qu'un faisceau d'ions positifs durant le premier intervalle, et rien durant le second, démontrant que les électrons ne sont pas accélérés lorsque la tension d'accélération est négative. Il a été montré que l'énergie du faisceau d'ions positifs suit linéairement l'énergie fournie par la tension d'accélération dans le cas alterné et le cas continu sur l'intervalle $[0; 350 \text{ V}]$. Ce n'est pas le cas des ions négatifs dont l'énergie est toujours inférieure en raison d'un dépôt diélectrique qui se forme sur la grille et se charge lorsqu'on applique la tension d'accélération négative, créant une tension retardatrice des ions et conférant aux ions négatifs une énergie plus faible. Il existe de plus une limite en tension à l'accélération des ions négatifs égale à 220 V, résultant en une énergie des ions négatifs de 140 eV dans nos conditions ; cette limite pourrait provenir de collisions d'échange de charge et d'un défaut de neutralisation de la charge d'espace en aval du propulseur.

Perspectives

La taille de la boîte d'accord peut être réduite en utilisant des composants de valeur fixe et en modifiant la fréquence pour répondre à la condition de résonance. Une telle boîte d'accord est en cours de développement.

Il n'existe actuellement pas de théorie pour le dimensionnement des grilles dans le cas de l'utilisation d'un plasma ion-ion. Des travaux théoriques et de simulation seront nécessaires pour y parvenir, intéressant non seulement le projet PEGASES mais également les sources d'ions utilisées pour ITER.

Un nouveau générateur de tension crête permettant de travailler avec des tensions et des fréquences plus élevées (500 V d'amplitude jusqu'à 200 kHz) est en cours de fabrication au LPP. Il permettra de mieux comprendre ce qui se passe lors de l'accélération des ions négatifs et notamment d'étudier la neutralisation des faisceaux en aval à plus haute fréquence. Une dissymétrie des tensions d'accélération pourrait alors être nécessaire pour permettre aux paquets d'ions accélérés de se rattraper dans la plume.

Si le dépôt diélectrique peut expliquer l'énergie des ions négatifs plus faible qu'attendue, il peut alors être judicieux d'utiliser des gaz électronégatifs qui déposent peu ou pas, comme du dichlore ou un mélange O_2/SF_6 .

La poussée n'a pas été mesurée avec les instruments adéquats type balance de poussée, mais le courant de sortie étant limité par la loi de Child-Langmuir, on peut raisonnablement supposer que la poussée générée sera équivalente à celle des propulseurs à grilles classiques pour une puissance de décharge et une tension d'accélération équivalentes, c'est-à-dire de l'ordre de quelques millinewtons par kiloWatt et kiloVolt. Pour 200 V d'accélération, on obtient ici 0,2 mN pour une puissance rf de 200 W soit 1 mN/kW. De plus, l'impulsion spécifique obtenue est ici dans la gamme 2000 - 3500 s selon les ions obtenus pour $V_{\text{accél}} = \pm 200 \text{ V}$.

La poursuite du projet appelle une plus grande puissance rf fournie au plasma pour obtenir une densité du faisceau plus importante et la possibilité de conférer aux deux types d'ions l'énergie voulue : PEGASES pourrait ainsi obtenir une poussée et une impulsion spécifique plus élevées et être en mesure de postuler à des projets d'exploration spatiale d'envergure.

Annexe A

Initiation de la décharge à l'aide d'un filament émettant des électrons dans le deuxième prototype de PEGASES

Un plasma est initié par des électrons originels préexistant dans le volume effectuant de nombreuses collisions ou chauffés par couplage capacitif, ou par l'apport d'électrons chauds de l'extérieur en quantité suffisante. La bobine d'induction du deuxième prototype de PEGASES a été dimensionnée pour ne fonctionner qu'en couplage inductif (le couplage capacitif a été minimisé par diverses méthodes présentées en chapitre 4.2). On démarre donc la décharge en se plaçant à haute pression pour avoir un faible libre parcours moyen des électrons (de l'ordre de 120 mTorr) ou en utilisant un système émissif, appelé démarreur ou *starter*. On a vu à travers la séquence d'allumage du plasma (4.2.4.1) que l'on peut démarrer en haute pression dans le propulseur ou utiliser un système émissif, un démarreur ou *starter*, dans le cas de l'argon pur. On détaille ici la structure et le fonctionnement du démarreur émissif, basé sur le principe de l'ampoule à incandescence.

La figure A.1 montre le starter réalisé pour le second prototype. La partie émettrice d'électrons est constituée d'un fil de tungstène thorié de diamètre $d_{W,1} = 50 \mu\text{m}$. Une longueur de fil de 1,5 cm est suffisante pour les caractéristiques électriques nécessaires. Ce fil émissif est électriquement soudé à ses extrémités sur deux fils de tungstène de diamètre $d_{W,2} = 0,50 \text{ mm}$. Les deux fils de diamètre $d_{W,2}$ passent dans des capillaires de diamètre 0,8 mm creusés dans un cylindre en alumine pure de diamètre extérieur 8 mm. De la pâte *ToreSeal* est utilisée pour réaliser l'étanchéité au bout des capillaires. Le starter ainsi constitué est passé à travers l'un des hublots du propulseur à proximité de la fenêtre céramique et donc de la bobine d'induction. Un presse-étoupe est utilisé pour pouvoir translater le starter par rapport à la bobine d'induction.

La figure A.2a présente le schéma électrique d'alimentation du starter. Le circuit primaire d'un autotransformateur est connecté au secteur (230 V, 50 Hz) et son secondaire est relié au primaire d'un transformateur abaisseur de tension de rapport de transformation $m = 0,043$ et de puissance maximale 4,5 W. Les bornes du secondaire du transformateur sont reliées aux extrémités du filament. Un potentiel à -60 V est imposé par des piles 9 V via une résistance de 10Ω à l'une des extrémités du filament de tungstène de résistance négligeable. L'usage d'un autotransformateur permet de faire varier la puissance électrique injectée dans le circuit d'alimentation du starter. En effet, le secondaire du transformateur

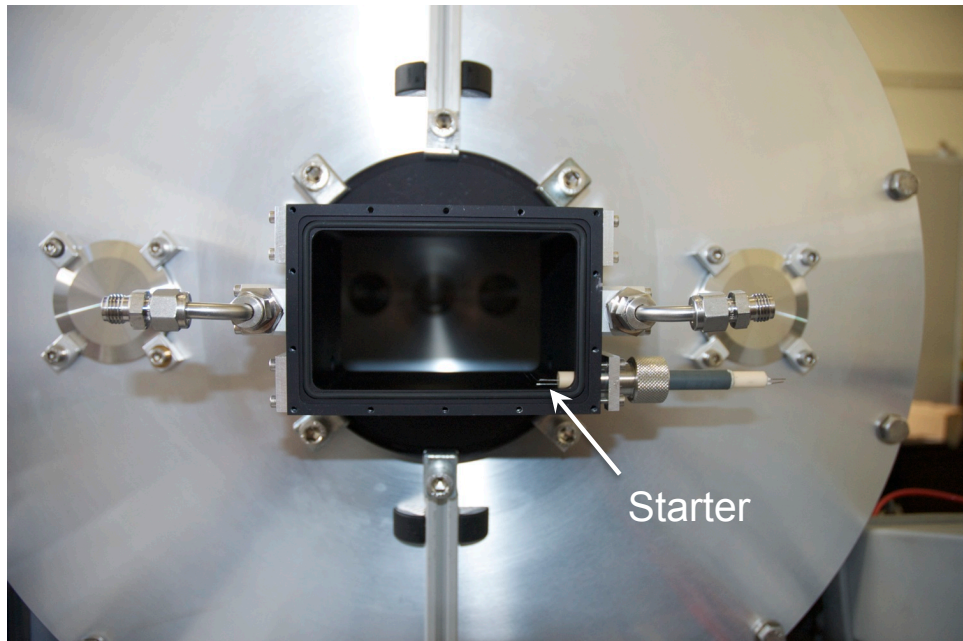


FIGURE A.1 – Photographie du starter ou démarreur de PEGASES en place dans le propulseur sans le primaire de l'ICP.

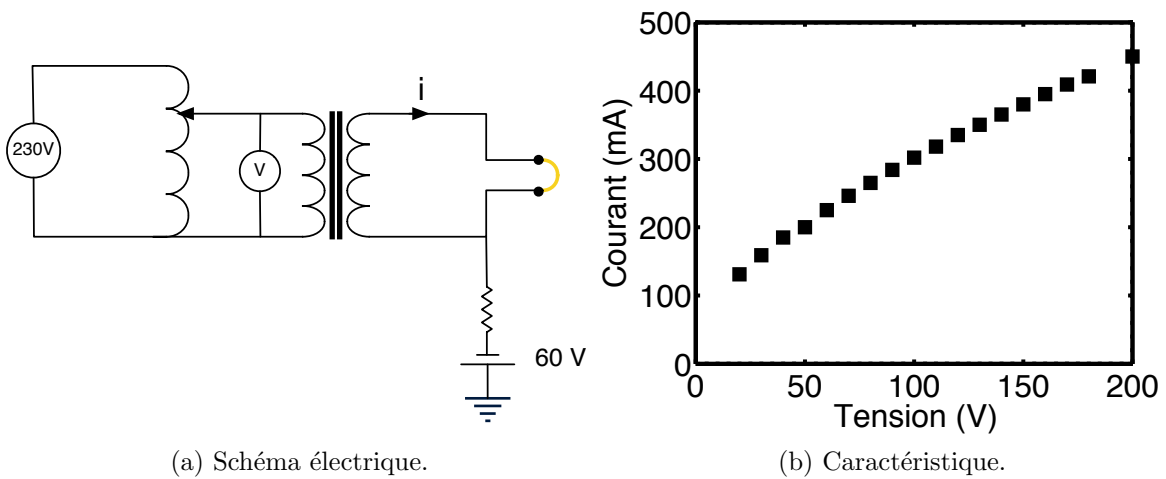


FIGURE A.2 – A gauche : schéma électrique du starter ou démarreur de PEGASES pour l'émission d'électrons. A droite : caractéristique courant-tension de l'alimentation du starter avec un filament de longueur 1,5 cm.

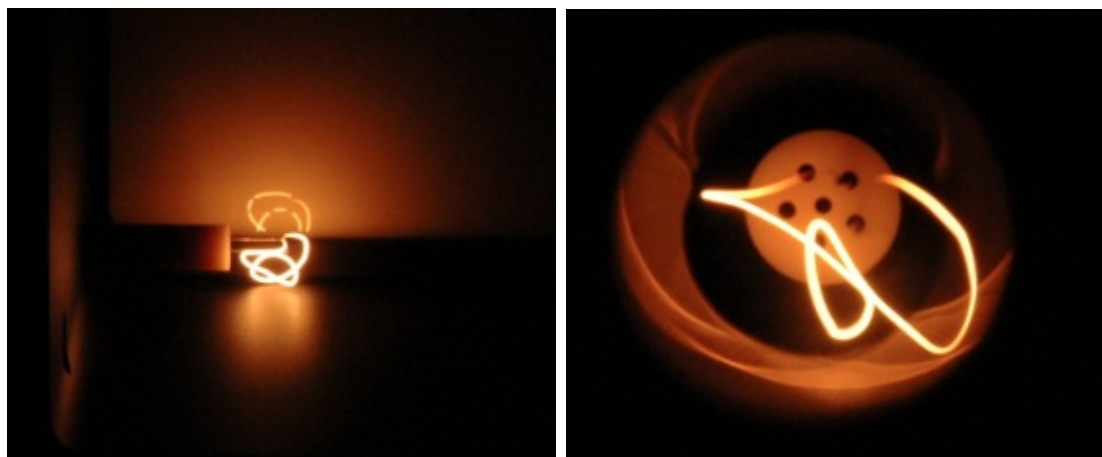


FIGURE A.3 – Starter lorsqu'un courant traverse le filament de longueur 4 cm.

est quasiment branché en court-circuit du fait de la très faible résistance du filament. Il faut donc contrôler le courant qui le traverse et donc la tension en entrée du transformateur. La figure [A.2b](#) permet de visualiser la caractéristique courant-tension du filament. Un courant de valeur efficace 0,2 A dans le filament est suffisant pour générer des électrons et initier la décharge. La figure [A.3](#) montre le starter en opération dans le vide depuis la sortie du propulseur et depuis un hublot en face du starter.

Nomenclature

b	Rayon intérieur de la bobine hélicoïdale (m)	53
B_e	Champ magnétique créé par les aimants dans le premier prototype (G)	29
B_s	Champ magnétique créé par les solénoïdes dans le premier prototype (G)	27
B_{total}	Champ magnétique total créé par les solénoïdes et les aimants dans le premier prototype (G)	29
c_{tot}	Conductance totale des extracteurs du premier prototype ($m^3.s^{-1}$)	33
d	Distance entre les grilles (m)	10
d_0	Distance entre la grille d'accélération et le diagnostic (RFEA ou PLP)	144
D	Diamètre des trous des grilles (m)	14
f_{accel}	Fréquence de la polarisation de la grille plasma (Hz)	46
ICP	Réacteur à plasma couplé inductivement	51
$IEDF$	Fonction de distribution en énergie des ions	42
Isp	Impulsion spécifique (s)	3
I_C	Courant collecté par le collecteur C de RFEA (A)	43
I_0	Valeur efficace du courant dans la bobine d'induction en fonctionnement à vide (A)	64
I_1	Valeur efficace du courant dans la bobine d'induction (A)	53
I_2	Valeur efficace du courant dans la spire de plasma (A)	57
J_{CL}	Courant de Child-Langmuir par unité de surface ($A.m^{-2}$)	13
k	Coefficient de couplage entre la bobine d'induction et le plasma ..	58
k_B	Constante de Boltzman	12
l	Longueur de la bobine hélicoïdale (m)	53
L_e	Inductance du plasma due à l'inertie des électrons (H)	58
L_P	Inductance du plasma transformée ou vue du primaire (H)	63
L_0	Inductance propre de la bobine d'excitation (H)	53
L_1	Inductance totale du primaire chargé par le plasma (H)	56
L_2	Inductance de la boucle de plasma (H)	57
m_p	Masse d'ergol (kg)	2
m_e	Masse des électrons (kg)	10
m_i	Masse des ions (kg)	13
m_n	Masse des neutres (kg)	34
m_0	Masse du vaisseau (kg)	2
m_+	Masse des ions positifs (kg)	10
M	Mutuelle inductance entre la bobine d'induction et le plasma (H) ..	58
n	Densité de la charge d'espace en aval des grilles (m^{-3})	144
n_e	Densité électronique du plasma (m^{-3})	54

N_1	Nombre de tours de la bobine d'induction	53
p_1	Pression dans le coeur du premier prototype (mTorr)	33
p_2	Pression dans la chambre à vide dans le premier prototype (mTorr)	33
P_d	Puissance de décharge (W)	53
P_{inc}	Puissance incidente fournie par le générateur (W)	64
P_{refl}	Puissance réfléchie sur le générateur (W)	64
P_{tr}	Puissance transmise par le générateur (W)	64
$P_{tr,0}$	Puissance transmise à vide par le générateur (W)	64
PLP	Sonde de Langmuir plane	40
PTE	Efficacité de transfert de puissance	64
Q_{Ar}	Débit massique de gaz argon entrant dans le propulseur (sccm)	85
Q_m	Débit massique de gaz entrant dans le propulseur (sccm)	33
Q_{SF6}	Débit massique de gaz SF_6 entrant dans le propulseur (sccm)	85
R	Rayon intérieur du cylindre de la décharge (m)	53
$RFEA$	Analyseur d'énergie des ions à champ retardateur	42
R_P	Résistance du plasma transformée ou vue du primaire (Ω)	63
R_0	Résistance comprenant l'ensemble des pertes dans le circuit d'alimen- tation de la bobine d'excitation (Ω).....	53
R_1	Résistance totale vue du primaire (Ω).....	55
R_2	Résistance du plasma (Ω).....	57
s	Épaisseur de la gaine de Child-Langmuir (m)	13
T	Poussée (N)	2
T_e	Température électronique (eV)	10
T_{ech}	Période d'échantillonnage de la mesure résolue en temps avec RFEA (s)	46
T_n	Température des neutres (K)	34
v_b	Vitesse d'éjection des particules ($m.s^{-1}$)	2
v_{th}	Vitesse thermique des molécules du gaz ($m.s^{-1}$)	34
V_{accel}	Potentiel d'accélération entre les deux grilles; amplitude de la tension appliquée à la grille plasma (V)	12
V_b	Potentiel du faisceau d'ions (V)	4
$V_{b,+}$	Potentiel du faisceau d'ions positifs (V)	40
$V_{b,-}$	Potentiel du faisceau d'ions négatifs (V)	41
V_D	Tension de la grille discriminatrice D de RFEA (V)	43
V_{ep}	Potentiel des électrodes dans le premier prototype (V)	109
V_f	Potentiel flottant du plasma (V)	36
V_g	Potentiel de la grille dans le premier prototype (V)	109
V_{g1}	Potentiel de la grille plasma (V)	10
V_{g2}	Potentiel de la grille d'accélération (V)	12
V_p	Potentiel plasma (V)	10
$V_{p,rf}$	Valeur efficace du potentiel plasma radiofréquence (V)	36
V_{rfk}	Valeur efficace de l'harmonique k du potentiel plasma radiofréquence (V)	36
V_1	Tension efficace aux bornes du générateur rf (V)	58
V_2	Tension efficace aux bornes de l'impédance du plasma (V)	58

	Position sur l'axe d'extraction i) à partir du centre du cylindre dans le	
x	premier prototype, ii) à partir de la fenêtre céramique dans le second	
	prototype (m)	27
x_{SF_6}	Fraction de SF_6 dans le mélange Ar/ SF_6	85
Z_2	Module de l'impédance totale du plasma (Ω).....	62

Bibliographie

- [1] <http://hdl.handle.net/2060/19650027274>
- [2] R.G. Jahn, *Physics of electric propulsion*, New York: MacGraw-Hill, 1968.
- [3] D.M. Goebel, I. Katz, *Fundamentals of electric propulsion*, John Wiley & Sons, 2008.
- [4] L. Garrigues, P. Coche, *Electric propulsion: comparisons between different concepts*, Plasma Phys. Contro. Fusion **53**, 124011 (2011).
- [5] www.snecma.com/-space-engines-.html
- [6] <http://mars.jpl.nasa.gov/msl/mission/spacecraft/cruiseconfig/>
- [7] <http://mars.jpl.nasa.gov/msl/mission/technology/insituexploration/edl/powerreddescent/>
- [8] S. Mazouffre, *Approche expérimentale de la physique des décharges supersoniques et des propulseurs à effet Hall*, HDR soutenue à l'Université d'Orléans (2009).
- [9] E.Y. Choueiri, *A critical history of electric propulsion: the first 50 years (1906-1956)*, J. Propulsion and Power **20**, vol. 2 (2004).
- [10] http://www.esa.int/esaLP/ESA1MK1VMOC_LPgoce_0.html
- [11] http://www.esa.int/export/SPECIALS/SMART-1/SEMOZBX04HD_0.html
- [12] S. Mazouffre, G. Bourgeois, K. Dannenmeyer, A. Lejeune, *Ionization and acceleration process in a small, variable channel width, permanent-magnet Hall thruster*, J. Phys. D: Appl. Phys. **45**, 185203 (2012).
- [13] pepl.engin.umich.edu
- [14] R. Florenz, A.D. Gallimore, P.Y. Peterson, *Developmental status of a 100kW class laboratory nested channel Hall thruster*, IEPC-2011-246, 32th International Electric Propulsion Conference, Wiesbaden, Germany, September 11-15, 2011.
- [15] www.jaxa.jp/pr/brochure/pdf/04/sat33.pdf
- [16] B.A. Smith, L.J. Overzet, *Ion energy control in an insulating inductively coupled discharge reactor*, Appl. Phys. Lett. **70**, 1950 (1997).
- [17] L. Popelier, A. Aanesland, P. Chabert, *Extraction and acceleration of ions from an ion-ion plasma*, AIP Conference Proceedings **1390**, 688-674 (2010).
- [18] L. Popelier, A. Aanesland, P. Chabert, *Response of an ion-ion plasma to dc biased electrodes*, J. Phys. D: Appl. Phys. **44**, 315203 (2011).
- [19] S. Dudin, D. Rafalskyi, L. Popelier, A. Aanesland, *Comparative study of Positive and Negative ion flows extracted from downstream plasmas beyond magnetic and electrostatic filters*, Phys. Surface. Eng. **10**, 22 (2012).

- [20] H. Shin, W. Zhu, L. Xu, V.M. Donnelly, D.J. Economou, *Control of ion energy distributions using a pulsed plasma with synchronous bias on a boundary electrode*, Plasma Sources Sci. Technol. **20**, 055001 (2011).
- [21] M.A. Lieberman, A.J. Lichtenberg, *Principles of Radiofrequency Discharges and Material Processing*, 2nd edition, New York: Wiley-Interscience (2005).
- [22] P. Chabert, N.S.J. Braithwaite, *Physics of radio-frequency plasmas*, Cambridge University Press (2011).
- [23] R. Becker, W. B. Herrmannsfeldt, *The Design of Electron and Ion Guns, Beams, and Collectors*, Proc. EBIS Symposium, Tokyo, 2004.
- [24] I. G. Brown, *The Physics and Technology of Ion Sources*, 2nd ed., Wiley-VCH (2004).
- [25] <http://lmts.epfl.ch/microthrust>
- [26] <http://actu.epfl.ch/news/getting-to-the-moon-on-drops-of-fuel-2/>
- [27] A. Aanesland, A. Meige, P. Chabert, *Electric propulsion using ion-ion plasmas*, Journal of Physics: Conference Series **162**, 012009 (2009).
- [28] D.J. Economou, *Fundamentals and applications of ion-ion plasmas*, Appl. Surf. Sci. **253**, 6672 (2007).
- [29] S. Samukawa, K. Sakamoto, K. Ichiki, *Generating high-efficiency neutral beams by using negative ions in an inductively coupled plasma source*, J. Vac. Sci. Technol. A, **20**, 1566 (2002).
- [30] U. Fantz, *Basics of plasma spectroscopy*, Plasma Sources Sci. Technol. **15**, S137 (2006).
- [31] L. Grisham, J.W. Kwan, S.K. Hahto, K.N. Leung, G. Westenskow, *Negative halogen ions for fusion applications*, Rev. Sci. Instrum. **77**, 03A501 (2006).
- [32] L. Grisham, J.W. Kwan, *Perspective on the role of negative ions and ion-ion plasmas in heavy ion fusion science, magnetic fusion energy, and related fields*, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A **606**, 83 (2009).
- [33] C. Charles, *Plasmas for spacecraft propulsion (topical review)*, J. Phys. D: Appl. Phys. **42**, 163001 (2009).
- [34] P. Chabert, WO 2007/065915 A1 (2007).
- [35] P. Chabert, A. Aanesland, A. Meige, G. Leray, WO 2010/060887 A1 (2010).
- [36] A. Aanesland, P. Chabert, M. Irzyk, S. Mazouffre, WO 2012/042143 A1 (2012).
- [37] G. Leray, *PEGASES : Plasma Propulsion with Electronegative Gases*, thèse soutenue au LPP en 2009.
- [38] G. Leray, P. Chabert, A.J. Lichtenberg, M.A. Lieberman, *Fluid model of an electro-negative discharge with magnetized electrons and unmagnetized ions*, J. Phys. D: Appl. Phys. **42**, 4020 (2009).
- [39] A. Aanesland, G. Leray, P. Chabert, *Pegases - Plasma propulsion with electronegative gases*, AIAA 2008-5185 (2008).
- [40] A. Aanesland, A. Meige, P. Chabert, *Electric propulsion using ion-ion plasmas*, J. Phys.: Conf. Series **162**, 012009 (2009).

- [41] A. Meige, G. Leray, J.L. Raimbault, P. Chabert, *Sheath and presheath in ion-ion plasmas via particle-in-cell simulation*, Appl. Phys. Lett. **92**, 061501 (2008).
- [42] N. Plihon, *Stabilité et structure électrique d'une décharge inductive en gaz électronégatif*, thèse soutenue au LPP en 2006.
- [43] R.A. Dressler, Y.H. Chiu, D.J. Levandier, *Propellant alternatives for ion and Hall effect thrusters*, AIAA-2000-602 (2000).
- [44] L.R. Grisham, J. Kwan, G. Westenskow, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **577**, 267 (2007).
- [45] P. Chabert, A.J. Lichtenberg, M.A. Lieberman, A.M. Marakhtanov, *Instabilities in low-pressure electronegative inductive discharges*, Plasma Sources Sci. Technol. **10**, 478 (2001).
- [46] J.F. O'Hanlon, *A User's Guide to Vacuum Technology*, 2nd Edition, John Wiley and Sons, New York (1989).
- [47] V. Godyak, *Electrical and plasma parameters of ICP with high coupling efficiency*, Plasma Sources Sci. Technol. **20**, 5004 (2011).
- [48] M. Watanabe, D.M. Shaw, G.J. Collins, H. Sugai, *Radio-frequency plasma potential variations originating from capacitive coupling from the coil antenna in inductively coupled plasmas*, J. Appl. Phys. **85**, 3428 (1999).
- [49] V. Godyak, R. Piejak, B.M. Alexandrovich, *Experimental setup and characteristics of an inductively coupled plasma*, J. Appl. Phys. **85**, 703 (1999).
- [50] V. Godyak, R.B. Piejak, B.M. Alexandrovich, *Electron energy distribution function measurements and plasma parameters in inductively coupled plasma*, Plasma Sources Sci. Technol. **11**, 525 (2002).
- [51] P. Chabert, T.E. Sheridan, R.W. Boswell, J. Perrin, *Electrostatic probe measurement of the negative ion fraction in an SF₆ helicon discharge*, Plasma Sources Sci. Technol. **8**, 561 (1999).
- [52] G.A. Woolsey, I.C. Plumb, D.B. Lewis, *Langmuir probe characteristics in a positive-ion/negative-ion plasma*, J. Phys. D: Appl. Phys. **6**, 1883 (1973).
- [53] H. Amemiya, Jap. J. Appl. Phys **30**, 10 pp. 2601-2605 (1992).
- [54] A. Aanesland, J. Bredin, P. Chabert, V. Godyak, *Electron energy distribution function and plasma parameters across magnetic filters*, Appl. Phys. Letters **100**, 044102 (2012).
- [55] W. J. Weber, R.J. Armstrong, J. Trulsen, *Ion-beam diagnostics by means of an electron-saturated plane Langmuir probe*, J. Appl. Phys. **50**, 4545 (1979).
- [56] Y. Nakamura, Y. Nomura, R.L. Stenzel, *Sheath expansion of plane probe by ion beam reflection*, J. Appl. Phys. **52**, 1197 (1981).
- [57] A. Skøelv, R.J. Armstrong, J. Trulsen, *Ion beam diagnostics by means of plan Langmuir probes*, Phys. Fluids **27**, 2744 (1984).
- [58] N. Hershkowitz, *How Langmuir Probes Work in Plasma Diagnostics*, vol. 1, Chapter 3, edited by O. Auciello and D.L. Flamm, Academic Press Boston (1989).

- [59] A. Perret, *Effets de la fréquence d'excitation sur l'uniformité du plasma dans les réacteurs capacitifs grande surface*, thèse soutenue au LPP en 2004.
- [60] C. Böhm, J. Perrin, *Retarding-field analyzer for measurements of ion energy distributions and secondary electron emission coefficients in low-pressure radio frequency discharges*, Rev. Sci. Instrum. **64**, 31 (1993).
- [61] A. Perret, P. Chabert, J. Jolly, J.-P. Booth, *Ion energy uniformity in high-frequency capacitive discharges*, Appl. Phys. Lett. **86**, 021501 (2005).
- [62] C. Charles, R.W. Boswell, R.K. Porteous, *Measurement and modeling of ion energy distribution functions in a low pressure argon plasma diffusing from a 13.56 MHz helicon source*, J. Vac. Sci. Technol. A, **10**, 398 (2002).
- [63] J. Hopwood, *Review of inductively coupled plasmas for plasma processing*, Plasma Sources Sci. Technol. **1**, 109 (1992).
- [64] P. Roca i Cabarrocas, J. B. Chévrier, J. Huc, A. Lloret, J. Y. Parey, J. P. M. Schmitt, *A fully automated hotwall multiplasma monochamber reactor for thin film deposition*, J. Vac. Sci. Technol. A **9**, 2331 (1991).
- [65] M.A. Lieberman, J.P. Booth, P. Chabert, J.M. Rax and M.M. Turner, *Standing wave and skin effects in large-area, high-frequency capacitive discharges*, Plasma Sources Sci. Technol. **11**, 283 (2002).
- [66] R.W. Boswell, *Very efficient plasma generation by whistler waves near the lower hybrid frequency* Plasma Phys. Control. Fusion **26**, 1147 (1984).
- [67] R.W. Boswell, F. F. Chen, *Helicons - The early years*, IEEE Trans. Plasma Sci., **25**, 1229 (1997).
- [68] F.F. Chen, R.W. Boswell, *Helicons- the past decade*, IEEE Trans. Plasma Sci. **25**, 1245 (1997).
- [69] W. Hittorf, *Ueber die electricitaetsleitung der gase*, Ann. Physik **21**, 137 (1884).
- [70] H.U. Eckert, *Diffusion Theory of the Electroless Ring Discharge*, J. Appl. Phys. **33**, 2780 (1962).
- [71] J.W. Denneman, *Determination of electromagnetic properties of low-pressure electrodeless inductive discharges*, J. Phys. D: Appl. Phys. **23**, 293 (1990).
- [72] J. T. Gudmundsson, M.A. Lieberman, *Magnetic induction and plasma impedance in a cylindrical inductive discharge*, Plasma Sources Sci. Technol. **6**, 540 (1997).
- [73] http://en.wikipedia.org/wiki/Induction_plasma_technology
- [74] R. Piejak, V. Godyak, B.M. Alexandrovich, *A simple analysis of an inductive RF discharge*, Plasma Sources Sci. Technol. **1**, 179 (1992).
- [75] S.H. Lee, G.H. Kim, J.H. Cho, *Analysis of coupling efficiency in a planar ICP source*, proceeding (B5) of 30th International Conference on Phenomena in Ionized Gases, August 28th - September 2nd, 2011, Belfast, Ireland.
- [76] F. E. Terman, *Electronic and radio engineering*, fourth edition, McGraw-Hill (1955).
- [77] S. Lloyd, D.M. Shaw, M. Watanabe, G.J. Collins, *Ferrite Core Effects in a 13.56MHz Inductively Coupled Plasma*, Jap. Journal of Applied Physics **38**, 4275 (1999).
- [78] T. Meziani, P. Colpo, F. Rossi, *Design of a magnetic-pole enhanced inductively coupled plasma source*, Plasma Sources Sci. Technol. **10**, 276 (2001).

- [79] V. Godyak, *Brigth Idea: rf light sources*, IEEE, 2002.
- [80] O. Popov, J. Maya, *Characteristics of electrodeless ferrite-free fluorescent lamp operated at frequencies of 1-15 MHz*, Plasma Sources Sci. Technol. **9**, 227 (2000).
- [81] J. Hopwood, *Planar RF induction plasma coupling efficiency*, Plasma Sources Sci. Technol. **3**, 460 (1994).
- [82] A. Nawaz, G. Herdrich, *Impact of plasma tube wall thickness on power coupling in ICP sources*, Plasma Sources Sci. Technol. **18**, 045018 (2009).
- [83] K. Suzuki, K. Konishi, K. Nakamura, H. Sugai, *Effects of capacitance termination of the internal antenna in inductively coupled plasma*, Plasma Sources Sci. Technol. **9**, 199 (2000).
- [84] J. Roger, *Antennes - Techniques*, Techniques de l'Ingénieur E3284.
- [85] H. Nagaoka, *The inductance coefficients of solenoids*, Journal of the College of Science, Imperial University, Tokyo, Japan, vol. 27, article 6 (1909).
- [86] http://deepfriedneon.com/tesla_f_calchelix.html
- [87] J. P. Rayner, A. D. Cheetham, G. N. French, *Radio frequency matching for helicon plasma source*, J. Vac. Sci. Technol. A **14**, 4 (1996).
- [88] J. Moulin, *Élaboration et caractérisation de composites métal-ferrite nanostructurés, pour applications en moyennes et hautes fréquences*, thèse de doctorat soutenue au laboratoire SATIE de l'Ecole Normale Supérieure de Cachan (2008).
- [89] V. Godyak, B.M. Alexandrovich, *Radio frequency potential of inductive plasma immersed in a weak magnetic field*, Appl. Phys. Let. **84**, 1468 (2004).
- [90] V. Godyak, B.M. Alexandrovich, *Plasma and electrical characteristics of inductive discharge in a magnetic field*, Phys. of Plasmas **11**, 3553 (2004).
- [91] K. Suzuki, K. Nakamura, H. Ohkubo, H. Sugai, *Power transfer efficiency and mode jump in an inductive RF discharge*, Plasma Sources Sci. Technol. **7**, 13 (1998).
- [92] P. Chabert, J. Arancibia Monreal, J. Bredin, L. Popelier, A. Aanesland, *Global model of a gridded-ion thruster powered by a radiofrequency inductive coil*, Phys. Plasmas, **19**, 073512 (2012).
- [93] V. Godyak, R.B. Piejak, *Probe measurements of the space potential in a radio frequency discharge*, J. Appl. Phys. **68**, 3157 (1990).
- [94] M. Draghici, E. Stamate, *Properties of highly electronegative plasmas produced in a multipolar magnetic-confined device with a transversal magnetic filter*, J. Phys. D: Appl. Phys. **43** (2010).
- [95] N.S.J. Braithwaite, J.E. Allen, *Boundaries and probes in electronegative plasmas*, J. Phys. D: Appl. Phys. **21**, 1733 (1988).
- [96] J.W. Coburn, E. Kay, *Positive-ion bombardment of substrates in rf diode glow discharge sputtering*, J. Appl. Phys. **43**, 4965 (1972).
- [97] D.J. Economou, *Fast (tens to hundreds of eV) neutral beams for materials processing*, J. Phys. D: Appl. Phys. **41**, 024001 (2008).
- [98] N. Marchack, J.P. Chang, *Perspectives in nanoscale plasma etching: what are the ultimate limits ?*, J. Phys. D: Appl. Phys. **44**, 174011 (2011).

- [99] V. Midha, D.J. Economou, *Spatio-temporal evolution of a pulsed chlorine discharge*, Plasma Sources Sci. Technol. **9**, 256 (2000).
- [100] V. Midha, B. Ramamurthi, D.J. Economou, *Time evolution of an ion-ion plasma after the application of a direct current bias voltage*, J. Appl. Phys. **91**, 6282 (2002).
- [101] L.J. Overzet, B.A. Smith, J. Kleber, S.K. Kanakasabapathy, *Negative ion extraction from pulsed discharge*, Jpn. J. Appl. Phys. **36**, 2443 (1997).
- [102] S.K. Kanakasabapathy, L.J. Overzet, V. Midha, D. Economou, *Alternating fluxes of positive and negative ions from an ion-ion plasma*, Appl. Phys. Letters **78**, 22 (2001).
- [103] S. G. Walton, D. Leonhardt, R. F. Fernsler, R. A. Meger, *Extraction of positive and negative ions from electron-beam-generated plasmas*, Appl. Phys. Lett. **81**, 987 (2002).
- [104] S. G. Walton, D. Leonhardt, R. F. Fernsler, R. A. Meger, *On the extraction of positive and negative ions from electron-beam-generated plasmas*, Appl. Phys. Lett. **83**, 626 (2003).
- [105] S. G. Walton, R. F. Fernsler, *Symmetric extraction of positive and negative ions from electron beam-generated ion-ion plasmas*, Plasma Sources Sci. Technol. **18**, 022001 (2009).
- [106] V. Midha, D.J. Economou, *Dynamics of ion-ion plasmas under radiofrequency bias*, J. Appl. Phys. **90**, 1102 (2001).
- [107] Staff of Kaufman and Robinson, Inc., *Charge and Momentum Exchange in an Ion Beam*, Technical Note KRI-03, 1-2 (2003).
- [108] G.A. Emert, *Model for expanding sheaths and surface charging at dielectric surfaces during plasma source ion implantation*, J. Vac. Sci. Technol. B, **12**, 880 (1994).
- [109] R.K.Y. Fu, P.K. Chu, X. Tian, *Influence of thickness and dielectric properties on implantation efficacy in plasma immersion ion implantation of insulators*, J. Appl. Phys. **95**, 3319 (2004).