



HAL
open science

Forçage à grande échelle d'une colonne de plasma faiblement magnétisée : influence d'une cathode émissive de grande taille

Victor Désangles

► **To cite this version:**

Victor Désangles. Forçage à grande échelle d'une colonne de plasma faiblement magnétisée : influence d'une cathode émissive de grande taille. Physique des plasmas [physics.plasm-ph]. Université de Lyon, 2018. Français. NNT : 2018LYSEN064 . tel-02087300v2

HAL Id: tel-02087300

<https://theses.hal.science/tel-02087300v2>

Submitted on 2 Apr 2019

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.



Numéro National de Thèse : 2018LYSEN064

THÈSE de DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE LYON
opérée par
l'École Normale Supérieure de Lyon

École Doctorale N°52
École Doctorale de Physique et Astrophysique de Lyon

Spécialité de doctorat : Physique

Soutenue publiquement le 30/11/2018, par :

Victor DÉANGLES

**Forçage à grande échelle d'une colonne de
plasma faiblement magnétisée :
influence d'une cathode émissive de grande taille**

Devant la commission d'examen composée de :

BOURDON, Anne	Directrice de Recherche	LPP, École Polytechnique	Examinatrice
DE POUQUES, Ludovic	Maître de Conférences	Université de Lorraine	Examinateur
FOREST, Cary	Professeur	UW Madison	Examinateur
FURNO, Ivo	Professeur	Swiss Plasma Center, EPFL	Rapporteur
PINTON, Jean-François	Directeur de Recherche	ENS de Lyon	Examinateur
PLIHON, Nicolas	Chargé de Recherche	ENS de Lyon	Directeur de thèse
VERMARE, Laure	Chargée de Recherche	LPP, École Polytechnique	Rapporteuse
BOS, Wouter	Chargé de Recherche	MFAE/LMFA, EC Lyon	Invité

Remerciements

Je voudrais remercier en premier lieu l'ensemble des membres du jury Wouter Bos, Anne Bourdon, Ludovic De Poucques, Cary Forest, Jean-François Pinton, et des rapporteurs Ivo Furno et Laure Vermare d'avoir accepté de consacrer du temps à lire et à évaluer mon travail. Je les remercie également pour leurs remarques et pour nos discussions au cours de la soutenance.

J'aimerais ensuite remercier tous ceux qui m'ont aidé, conseillé et soutenu au cours de ces trois années. Vous êtes nombreux et j'ai bien peur d'en oublier certains, auprès desquels je m'excuse par avance. Mais promis, je vais faire de mon mieux !

J'aimerais commencer par Nicolas. Tu m'as offert la chance de réaliser ma thèse avec toi et je t'en remercie. J'ai passé trois très bonnes années à travailler avec toi, pendant lesquels tu m'as appris beaucoup concernant la physique des plasmas bien sûr, mais aussi à propos de bien d'autres choses, comme par exemple comment bien gérer un entretien téléphonique avec son banquier. Plus sérieusement, tu m'as transmis ton goût pour la recherche et, au-delà du contenu scientifique, tu as pris le temps de me former au métier de chercheur. J'espère que nous aurons l'occasion de continuer à travailler ensemble et à nous côtoyer en dehors du travail.

L'équipe plasma m'a également beaucoup apporté. D'abord merci à mon couple de post-doc de choc : Guillaume et Alex. Merci Guillaume pour m'avoir transmis tout ton savoir expérimental et merci pour nos nombreuses séances de réflexion à propos de « Mais qu'est ce qui peut bien se passer dans ce ***** plasma ? ». Merci Alex pour toute ton aide à la compréhension et à la vérification des modèles théoriques. Merci également à tous les deux pour nos discussions sur le monde au-delà du labo, j'ai beaucoup appris à vos côtés. Merci à toi Vincent pour ton implication et ta motivation dans les projets de recherche que nous avons partagés depuis un an et demi, ton connaissances techniques en optique et nos réflexions communes m'ont été d'une aide précieuse. J'ai envie de dire « à bientôt pour un barbecue ! » Merci Simon pour nos échanges et pour ta soif d'exactitude scientifique ! Je suis très content que tu « reprennes » l'expérience et je te souhaite bonne chance pour ta thèse (rendez-vous dans trois ans ;-). Enfin, merci Arsène, Elisa et Frédérique, les travaux que nous avons pu réaliser ensemble sur l'expérience m'ont permis de franchir avec plaisir des

marches importantes.

J'aimerais aussi particulièrement remercier les doctorants (ou presque) de mécanique des fluides. Jeremy, Peter et David, vraiment merci ! Plus que des collègues avec qui on peut essayer de transposer des concepts de mécanique des fluides et de la turbulence à la physique des plasmas avec très peu de réussite, vous êtes pour moi des amis et cela compte beaucoup pour garder le moral pendant les longues journées d'expériences infructueuses.

Le laboratoire de physique a été pour moi un endroit dans lequel je me suis senti bien pendant ces trois années. Pour cela, j'aimerais remercier l'ensemble du laboratoire pour l'ambiance qui y règne et en particulier les personnes avec qui j'ai pu être spécialement en contact, Fatiha et Nadine des services administratifs, Marc et Marius des services d'ingénierie mécanique et électronique, un grand nombre de doctorants, Alexandre, Nicolas, Delphine, Marine, Lucile, Richard, Laura, Samuel, Pauline, Géraldine, Lucas, Ariane, Thibault, Antoine, Céleste, et un grand nombre d'enseignant-chercheurs et de chercheurs, Romain, Mickaël, Sylvain, Cendrine, Marc, Nicolas, Stéphane, Ludovic, Valérie, Angel...

I would also like to thank the totality of WiPAL. You all have welcomed me in Madison several times and taught me a lot. I am particularly thinking of people with whom I have exchanged intensively : Dave, Cooper, Jason, Mark, Ken, Doug, Ethan, Mike, John and of course Cary. To all of you thank you and let me know if you happen to pass by France !

J'aimerais aussi remercier mon groupe d'amis qui me donne un soutien indéfectible et qui, en ayant confiance en moi, me donnent de la confiance également. Merci Victor, Vincent, Marie, Dorian, Isabelle, Dorine, Antoine, Delphine, Camille, Alex, Pim, Hugo, Clara, Hugo, Yann, Guigui, Chachou, Marielle, Mathilde, Godefroy, Paul, Vincent, Alexandre, Thomas, Arnaud, Max, Pierre, Mathieu, Anis, Clément, Paul, Barbara, Morgan et Franck. J'aimerais ajouter une mention spéciale à ce paragraphe envers mes collocs' qui ont joué un rôle très important dans l'équilibre de mon humeur grâce aux repas et aux rigolades quotidiennes. Merci beaucoup Victor, Vincent, Dorian, Isabelle, Marie, Dorine, Sophie et Antoine.

Ma thèse a aussi été l'occasion de rencontres Tennistique à Lyon et Madison, permettant de changer d'air et de rencontrer des partenaires qui sont désormais des amis. Merci beaucoup Franck, Maxime, Joe, Ryan et Henry. My PhD has also led to tennis encounters in Lyon and Madison. It was always a breath of fresh air afterwork. Franck, Maxime, Joe, Ryan and Henry, my partners who became true friends, I thank you a lot !

J'aimerais également remercier la brigade de la faute d'orthographe et de la typo. Merci

Dorine, Victor et Agnès pour avoir rendu la forme de ce manuscrit plus consensuelle.

J'aimerais remercier ma famille. Merci mes parents vous êtes toujours là quand j'ai besoin de vous. Vous avez été un soutien et aussi un modèle permanent pour moi, continuez comme ça !

Et évidemment pour finir merci Agnès. Merci pour toutes les relectures et pour ton avis toujours pertinent sur mes différents travaux. Merci également pour nos longues discussions autour de ma thèse et pour ta perspicacité. Tu m'as souvent permis de cerner des zones d'ombres dans mon travail et ainsi tu m'as énormément aidé à pouvoir les éclaircir. Ton intelligence, ta curiosité, ton application, ta ténacité et ta motivation m'impressionnent et m'inspirent !

Table des matières

Introduction	1
1 Caractérisation de l'expérience	17
1.1 Présentation de l'expérience	18
1.1.1 Le dispositif expérimental	18
1.1.2 Présentation de la colonne de plasma	22
1.2 Les méthodes de mesure mises en œuvre	23
1.2.1 Les méthodes de mesure électrostatiques	23
1.2.2 Les méthodes de mesure optiques	42
1.3 Caractérisation d'une cathode émissive	52
1.3.1 Description de la cathode et des anodes utilisées	52
1.3.2 Comportement d'une cathode plasma éteint	55
1.3.3 Comportement d'une cathode au cours d'un plasma	57
1.3.4 Emission de courant par une cathode	63
1.4 Mesures et simulations du champ magnétique de confinement	66
1.4.1 Mesure du champ magnétique dans l'enceinte	67
1.4.2 Simulation de la génération de champ magnétique par les bobines	67
1.5 Évolution des paramètres plasma avec les conditions expérimentales	70
1.5.1 Les paramètres plasma en fonction des conditions expérimentales	70
1.5.2 Collisionnalité et magnétisation du plasma	73
2 Mesure de la température ionique	75
2.1 Mesure de la température ionique par Fluorescence Induite par Laser (LIF)	77
2.1.1 Analyse des signaux de LIF	77
2.1.2 Mesure de la température ionique par LIF	86
2.1.3 Calcul de l'incertitude associée à la mesure de la température ionique	88
2.1.4 Mesure de vitesse grâce au dispositif de LIF	91
2.2 Mesure de T_i par interférométrie d'émission	96

2.2.1	Forme théorique des signaux de Fabry-Pérot mesurés	96
2.2.2	Calibration absolue des mesures de $S(\lambda)$	99
2.2.3	Analyse des signaux expérimentaux	100
2.2.4	Mesures de température	102
3	Contrôle du profil de vitesse azimutale du plasma	107
3.1	Théorie et mesure de l'entraînement du plasma	108
3.1.1	Mesure des profils radiaux des paramètres plasma	108
3.1.2	Modèle fluide de l'écoulement	111
3.1.3	Comparaison des vitesses mesurées avec les vitesses calculées en utilisant le modèle de dérive	118
3.1.4	La forme du profil de rotation spontanée du plasma	123
3.2	Contrôle de $v_{i,\theta}$ par injection de courant	124
3.2.1	Renversement du profil de rotation, cathode au centre du plasma	124
3.2.2	Contrôle de l'amplitude du profil de vitesse azimutale	127
3.2.3	Augmentation de $v_{i,\theta}$ au centre de la colonne, deux cathodes décentrées	130
3.3	Mesures de $v_{i,\theta}$ par LIF et par sondes de Mach	134
	Conclusion	137
	Ouvertures	139
1	Les grandeurs MHD de l'écoulement	139
2	Mesure des fluctuations de la densité du plasma	141
A	Fort taux d'ionisation dans un plasma basse température et à confinement multipolaire	151
B	Calcul des transitions Zeeman	165
	Bibliographie	171

Introduction

Qu'est ce qu'un plasma ?

Un plasma est un gaz ionisé, c'est à dire un gaz dont les atomes ou les molécules ont perdu ou gagné au moins un électron et sont désormais des ions. Le mot plasma désigne à la fois le gaz ionisé et l'état dilué de la matière au sein duquel des ions côtoient des électrons et des particules neutres qui n'ont pas été ionisées. Il n'existe pas de transition de phase entre un gaz et un plasma mais leurs propriétés sont suffisamment différentes pour les considérer comme deux états de la matière distincts. En effet, les particules chargées du plasma sont soumises à plusieurs phénomènes auxquels des particules neutres ne sont pas soumises : les forces créées par les champs électriques et magnétiques ambiants, les interactions de longue portée entre particules chargées appelées collisions Coulombienne et les phénomènes d'auto-organisation faisant apparaître des champs électriques et magnétiques induits au sein du plasma. Ainsi, à la différence du gaz, la description d'un plasma nécessite la connaissance d'un grand nombre de variables : les densités de particules neutres, d'électrons et d'ions, les températures de chacune de ces espèces et la description des champs magnétiques et électriques ambiants.

Cet état de la matière est peu présent dans notre environnement proche où les états solides, liquides et gazeux sont dominants. En effet, l'ionisation de gaz nécessite de fortes énergies qui permettent l'arrachement des électrons aux noyaux et qui sont peu présentes naturellement dans notre environnement direct. En revanche, les plasmas sont omniprésents dans l'univers ; on considère généralement que la majorité de la matière se trouve dans un état plasma. En effet, les étoiles, les nuages de gaz et de poussières, les nébuleuses, et les disques d'accrétion sont en majeure partie constitués de gaz ionisés. D'autres phénomènes naturels moins lointains mettent également en jeu des plasmas, tels que la couronne externe du Soleil, le vent solaire, l'ionosphère, les aurores boréales et les éclairs. D'autres part, un grand nombre d'applications technologiques et industrielles des plasmas ont été développées depuis une cinquantaine d'années. L'une des plus importantes est l'impression de circuits électroniques miniaturisés par des procédés de gravure impliquant des plasmas. On peut

également citer le développement des premiers lasers, les lampes à fluorescence ou "néons", les écrans-plasmas et certaines applications dans le domaine aéronautique avec le développement de propulseurs plasma pour l'ajustement des orbites de satellite. Enfin, une application industrielle potentielle des plasmas est la fusion nucléaire. Cette technologie en cours de développement vise à produire de l'énergie par la fusion d'atomes de deutérium et de tritium en atomes d'hélium, réaction nécessitant des collisions de hautes énergies qui se produisent uniquement lorsque le deutérium et le tritium sont dans un état plasma. Ces atomes sont disponibles en grande quantité, à la différence des réactifs utilisés pour la fission nucléaire. Les résidus de cette réaction sont également très faiblement radioactifs, ce qui pourrait réduire les problèmes engendrés par les déchets nucléaires actuels. Le développement de cette technologie mobilise actuellement une grande partie de la communauté scientifique internationale travaillant sur les plasmas qui conçoit en parallèle plusieurs prototypes scientifiques : le tokamak ITER ([ITER Physics Basis Editors et al., 1999](#), [Mukhovatov et al., 2003](#), [Jacquinot, 2013](#)), le stellarator Wendelstein 7-X ([Klinger et al., 2017](#)), les lasers de haute puissance LMJ ([Miquel et al., 2016](#)) et NIF ([Moses, 2009](#)).

Ces phénomènes, naturels ou produits par l'homme, sont décrits par des paramètres plasmas couvrant plusieurs ordres de grandeurs comme le montre la figure 1, issue de [Huba \(2013\)](#), qui place ces phénomènes dans un espace densité-température logarithmique. L'étude de ces plasmas, aux propriétés très différentes, nécessite une grande variété d'approches théoriques, de méthodes de mesure et d'installations scientifiques.

Comment décrire un plasma ?

La description d'un plasma est le plus souvent réalisée à l'aide des grandeurs thermodynamiques intégrées que sont la densité, mesurée en m^{-3} , et la température, mesurée en K ou en eV. Dans le cas d'un plasma simple, composé d'électrons, d'ions et d'atomes neutres, on notera les densités n_α et les températures T_α avec $\alpha = e, i$ ou n pour désigner les grandeurs associées respectivement aux électrons, aux ions ou aux neutres.

Dans les régimes auxquelles nous nous intéresserons, les ions sont ionisés une seule fois ($Z = 1$) et la quasi-neutralité du plasma est toujours vérifiée et s'écrit : $n_e(\mathbf{x}) = n_i(\mathbf{x}) = n(\mathbf{x})$, en tout point \mathbf{x} de l'espace, avec n désignant la densité des porteurs de charges du plasma. Dans la suite de ce manuscrit, les ions seront considérés ionisés une seule fois. La fraction d'ionisation du plasma s'écrit $f_\% = \frac{n}{n_n}$. Le potentiel électrique local du plasma est noté Φ_p . L'approximation de la quasi-neutralité ne se vérifie pas dans les régions aux limites du plasma, appelées gaines, où celui-ci rencontre un obstacle comme l'enceinte d'une expérience ou une sonde de mesure. L'extension typique d'une gaine est donnée par la longueur d'écrantage de

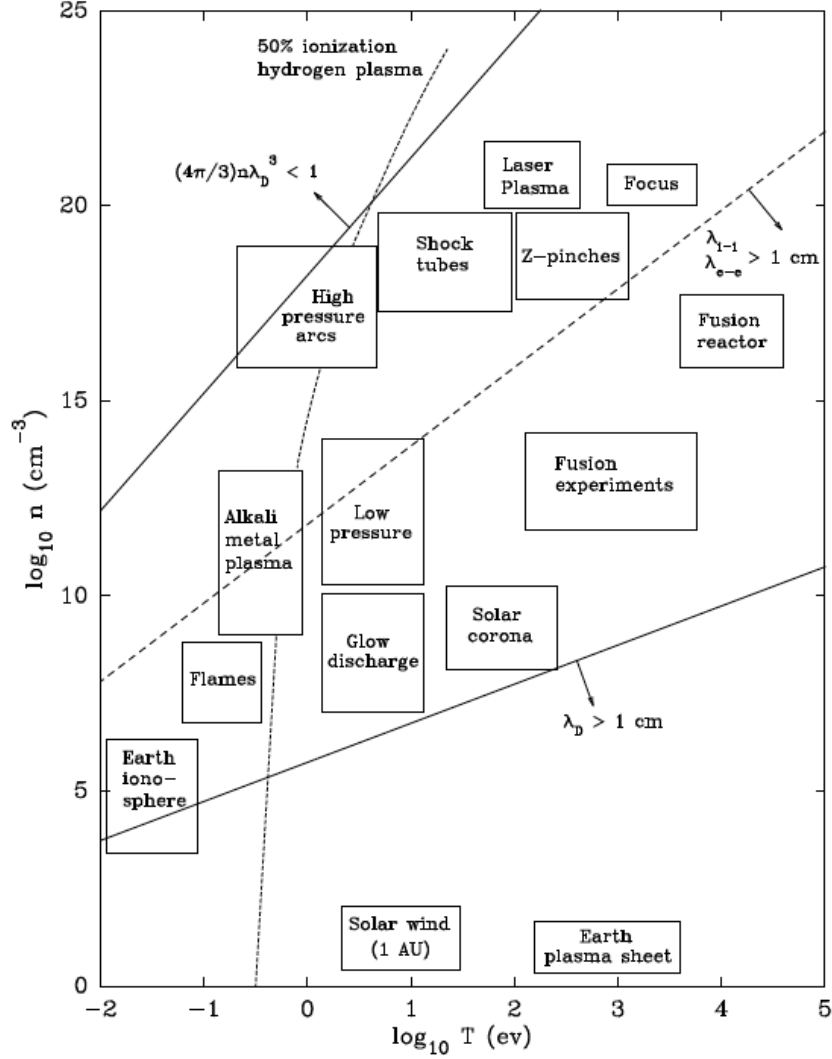


FIGURE 1 – Représentation de différents phénomènes impliquant l'état de la matière plasma dans l'espace des paramètres température - densité en échelle logarithmique.

$$\text{Debye } \lambda_{De} = \sqrt{\left(\frac{\epsilon_0 k_b T_e}{en}\right)}.$$

Différents modèles existent pour décrire la dynamique des plasmas. Leur utilisation dépend du type d'étude réalisée, des paramètres d'équilibre du plasma et du degré d'exactitude recherché. Nous allons en présenter certains, en partant des descriptions les plus exactes du comportement de chaque particule et en allant vers la description globale du comportement du plasma (Bellan, 2006).

Description particulière

La description la plus exacte consiste à décrire la dynamique de chaque particule du

plasma. Cette approche Lagrangienne consiste à calculer pour chaque particule et à chaque instant les vecteurs position \mathbf{x} et vitesse \mathbf{v} ainsi que les champs électriques et magnétiques. Elle est pertinente pour les études numériques nécessitant un haut niveau de précision. C'est pourquoi elle est utilisée par les codes de simulations PIC (*Particules In Cell*) qui appliquent un PFD (Principe Fondamental de la Dynamique) par pas de temps et par particule¹ et calculent l'ensemble des équations de Maxwell par pas de temps et par zones de l'espace.

Cette description Lagrangienne est utile pour visualiser le comportement d'une charge du plasma en évaluant son libre parcours moyen ou son rayon de giration cyclotronique. En revanche, elle n'est pas adaptée à la description de l'ensemble d'un plasma. Elle ne permet pas de dériver d'équations de la dynamique du plasma. Afin d'obtenir des représentations fonctionnelles de la dynamique d'un plasma, il est nécessaire d'utiliser une approche Eulerienne.

Description cinétique

La description Eulerienne du plasma est rendue possible par l'utilisation de la fonction de distribution $f_\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$ de chaque espèce composant le plasma dans l'espace des phases (\mathbf{x}, \mathbf{v}) . $f_\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) dx dv$ décrit le nombre de particules α , positionnées entre \mathbf{x} et $\mathbf{x}+d\mathbf{x}$ et possédant une vitesse comprise entre \mathbf{v} et $\mathbf{v}+d\mathbf{v}$, à l'instant t . Le bilan des particules entrantes et sortantes de cette aire de l'espace des phases permet d'écrire l'équation de Boltzmann, équation de la dynamique de la fonction de distribution :

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{x}} f_\alpha + \mathbf{a} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f_\alpha = \left(\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} \right)_c, \quad (1)$$

avec \mathbf{a} le champ d'accélération des particules et le terme de droite de l'équation représentant les termes de "source" et de "perte" de particules dans l'espace des phases que sont les phénomènes de collisions entre particules. Bien qu'elle ne permette pas de décrire le plasma grâce aux grandeurs classiques introduites précédemment, l'équation de Boltzmann est cruciale car elle permet une description fine du plasma avec une approche microscopique du comportement des charges. En utilisant les fonctions de distribution spécifiques à un type de problème ou à un type de source ionisante, il est possible de faire apparaître des effets fins du comportement des plasmas.

1. Le nombre élevé de particules dans un plasma rend la simulation directe de l'ensemble de ces particules trop lourde en temps de calcul. Les simulations PIC utilisent des *macro-particules* simulant chacune un grand nombre de particules réelles. La dynamique individuelle de ces *macro-particules* est simulée au sein d'un maillage sur lequel des grandeurs macroscopiques tels que la densité ou les champs électromagnétiques sont définis de manière Eulerienne. Les champs électrique et magnétique sont calculés comme des champs moyens sur ce maillage. L'approche PIC est donc à mi-chemin entre une description particulaire et une description cinétique du plasma.

L'équation de Boltzmann dans laquelle le terme de collision est négligé est appelée équation de Vlasov. Cette équation est largement utilisée en physique des plasmas pour décrire les régimes non-collisionnels et, en particulier, le comportement des porteurs de charges dans les gaines.

Description multi-fluide

Les paramètres macroscopiques du plasma sont introduits comme étant les moments de la fonction de distributions f_α . Ainsi, les deux premiers moments sont :

— la densité de particules α (moment d'ordre 0) :

$$n_\alpha(\mathbf{x}, t) = \int_0^\infty f_\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) d^3\mathbf{v}, \quad (2)$$

— le champ de vitesse des particules α (moment d'ordre 1) :

$$\mathbf{v}_\alpha(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{n_\alpha(\mathbf{x}, t)} \int_0^\infty \mathbf{v} f_\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) d^3\mathbf{v}. \quad (3)$$

Les équations d'évolution des grandeurs macroscopiques sont obtenues en intégrant les moments de l'équation de Vlasov-Boltzmann.

Le moment d'ordre 0 fait apparaître l'équation de la conservation de la masse des particules α :

$$\frac{d\rho_\alpha}{dt} + \rho_\alpha \nabla \cdot \mathbf{v}_\alpha = 0, \quad (4)$$

avec $\rho_\alpha = m_\alpha n_\alpha$, la masse volumique liée à l'espèce α . Dans cette équation, les termes de collisions inélastiques d'ionisation et de recombinaison des particules n'ont pas été considérés mais peuvent être intégrés au terme de droite.

Le moment d'ordre 1 de l'équation de Boltzmann permet de faire apparaître l'équation de la conservation de quantité de mouvement :

$$\rho_\alpha \frac{d\mathbf{v}_\alpha}{dt} = q_\alpha (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \nabla \bar{\mathbf{P}}_\alpha + \mathbf{R}_\alpha, \quad (5)$$

avec q_α la charge électrique d'une particule α , \mathbf{E} le champ électrique, \mathbf{B} le champ magnétique, $\bar{\mathbf{P}}$ le tenseur des forces de pression et moment d'ordre 2 de la fonction de distribution et \mathbf{R}_α l'ensemble des forces associées aux collisions entre types de particules.

L'enchaînement des équations intégrées obtenues par le calcul des moments de l'équation de Boltzmann forment un problème ouvert. L'équation de conservation de la masse fait intervenir le champ de vitesse dont le calcul nécessite la résolution de l'équation de conservation du moment. Cette dernière fait à son tour intervenir le tenseur des forces de pression contenu

dans l'équation d'ordre supérieur, et ainsi de suite. Afin de permettre la résolution de ces équations, il est donc nécessaire de faire intervenir une relation de fermeture, classiquement une fonction d'état du gaz liant la pression à la densité.

Le terme de collisions \mathbf{R}_α couple les équations de conservation du moment des différentes espèces :

$$\mathbf{R}_\alpha = \sum_{\beta} \mathbf{R}_{\alpha\beta}, \quad (6)$$

$\mathbf{R}_{\alpha\beta}$ représentant la force de friction exercée par les particules de type β sur les particules de type α . La troisième loi de Newton implique que ces deux forces s'équilibrent : $\mathbf{R}_{\alpha\beta} = \mathbf{R}_{\beta\alpha}$. On peut les écrire :

$$\mathbf{R}_{\alpha\beta} = \mu_{\alpha\beta} \langle \sigma_{\alpha\beta} \mathbf{v}_{\alpha\beta}^* \rangle (\mathbf{v}_\alpha - \mathbf{v}_\beta), \quad (7)$$

avec $\mu_{\alpha\beta}$ la masse réduite des particules α et β , $\sigma_{\alpha\beta}$ la section efficace de collision entre ces deux particules qui dépend du type de collision considéré et $\mathbf{v}_{\alpha\beta}^*$ la vitesse du centre de masse des particules entrant en collision. Le terme \mathbf{R}_α décrit à la fois les collisions Coulombiennes entre espèces chargées et les collisions entre les espèces chargées et les neutres. Il est souvent assimilé à un terme de friction décrivant le transfert de moment cinétique des particules rapides vers les particules lentes.

Le terme du tenseur des contraintes $\nabla \bar{\mathbf{P}}_\alpha$ décrit le transfert de moment cinétique au sein des populations de chaque espèce. Il s'écrit :

$$\bar{\mathbf{P}}_\alpha = (P_{\alpha,jk}) = p_\alpha \delta_{jk} + \Pi_{\alpha,jk}, \quad (8)$$

avec p_α le terme de pression isostatique et $\Pi_{\alpha,jk}$ l'ensemble des termes anisotropes du tenseur de pression. Ce dernier terme pourra être assimilé à la viscosité du fluide constitué par l'ensemble des particules de l'espèce considérée.

Les équations d'évolution des grandeurs macroscopiques doivent être couplées aux équations de Maxwell afin de décrire les champs électriques et magnétiques :

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{E} &= \frac{1}{\epsilon_0} \sum_{\alpha} n_{\alpha} q_{\alpha}, & \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0, \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, & \nabla \times \mathbf{B} &= \mu_0 \sum_{\alpha} n_{\alpha} q_{\alpha} \mathbf{u}_{\alpha} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \end{aligned}$$

avec ϵ_0 la permittivité du vide et μ_0 la susceptibilité du vide.

Description MHD

Le modèle MHD, pour Magnétohydrodynamique, décrit les plasma comme un fluide unique, électriquement neutre et dont les caractéristiques de conductivité et de viscosité sont fixées par les collisions entre particules chargées du plasma. On peut définir les grandeurs caractéristiques de ce mono-fluide :

— la masse volumique ρ :

$$\rho = \sum_{\alpha=i,e} \rho_{\alpha} = \sum n_{\alpha} m_{\alpha}, \quad (9)$$

— la vitesse du centre de masse \mathbf{u} :

$$\mathbf{u} = \frac{1}{\rho} \sum_{\alpha=i,e} m_{\alpha} n_{\alpha} \mathbf{v}_{\alpha}, \quad (10)$$

— la densité de courant électrique \mathbf{j} :

$$\mathbf{j} = \sum_{\alpha=i,e} n_{\alpha} q_{\alpha} \mathbf{v}_{\alpha}. \quad (11)$$

Alors que la description multi-fluide permettrait de décrire la dynamique du plasma en résolvant \mathbf{v}_e et \mathbf{v}_i , la description MHD dépend des variables \mathbf{u} et \mathbf{j} qui sont une combinaison de ces deux variables. Les particules neutres ne sont pas entraînées par les forces électromagnétiques et l'équation de la conservation de leur moment cinétique n'est pas prise en compte dans ce modèle.

L'équation de la conservation de la quantité de mouvement est dérivée en calculant le moment d'ordre 1 de la somme des équations de Boltzmann pour les électrons et les ions. Les termes de collision entre les ions et les électrons s'annulent, ne laissant que le terme de collisions avec les neutres, noté \mathbf{R}_n .

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} \right) = \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla \bar{\mathbf{P}} + \mathbf{R}_n \quad (12)$$

Il est à noter que $\bar{\mathbf{P}}$ est calculé comme la somme des moments d'ordre des fonctions de distribution des électrons et des ions, relativement à la vitesse du centre de masse \mathbf{u} . Du fait de la différence de masse entre les électrons et les ions, il est possible de démontrer que : $\mathbf{u} \approx \mathbf{v}_i$. Cela entraîne la simplification des termes de tenseur de pression et de collision avec

les neutres :

$$\nabla \bar{\mathbf{P}} \approx \nabla p + \eta_{visc} \Delta \mathbf{u}, \quad (13)$$

$$\mathbf{R}_n = \frac{m_i n_i}{\tau_{in}} \mathbf{u}, \quad (14)$$

avec p la pression isostatique du mono-fluide définie par la trace du tenseur $\bar{\mathbf{P}}$, η_{visc} la viscosité dynamique ionique du plasma (Braginskii, 1965) et $\tau_{in} = \frac{1}{\sigma_{in} n_n v_{i,th}}$ le temps caractéristique de collisions ions-neutres (σ_{in} la section efficace de collisions ion-neutre, égale à $1.3 \times 10^{-18} \text{ m}^{-2}$ dans le cas de l'argon et $v_{i,th}$ la vitesse thermique des ions). On peut alors écrire l'équation 12 sous la forme :

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = \frac{1}{\rho} (\mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla p) - \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} + \nu_{visc} \Delta \mathbf{u} + \frac{1}{\tau_{in}} \mathbf{u}, \quad (15)$$

avec $\nu_{visc} = \frac{\eta_{visc}}{\rho} = 0.96 \tau_i \frac{k_B T_i}{m_i}$ (Braginskii, 1965) la viscosité cinématique ionique du plasma (τ_i désigne le temps typique de collision élastique ion-ion et k_B la constante de Boltzmann, voir Huba (2013)). Le rapport du terme d'advection $|\mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u}|$ sur le terme de viscosité $|\nu_{visc} \Delta \mathbf{u}|$ permet de faire apparaître le nombre de Reynolds cinétique adimensionné R_e . Il peut être exprimé en fonction de la vitesse caractéristique de l'écoulement U , de sa taille caractéristique L et de la viscosité :

$$R_e = \frac{U L}{\nu_{visc}} = 39.34 \frac{n_{18} U_{km.s^{-1}} L_m}{T_{i,eV}^{(5/2)}}, \quad (16)$$

avec n_{18} la densité du plasma exprimée en 10^{18} m^{-3} .

Le rapport du terme de friction $\left| \frac{1}{\tau_{in}} \mathbf{u} \right|$ sur le terme de viscosité permet de faire apparaître le nombre adimensionné χ :

$$\chi = \frac{L^2}{\tau_{in} \nu_{visc}} = 49.76 \frac{n_{18} n_{n,18} L^2}{T_{i,eV}^2}. \quad (17)$$

Cette équation pose une première relation entre \mathbf{u} et \mathbf{j} . La seconde est appelée la loi d'Ohm généralisée et se dérive grâce à l'équation bi-fluide de la conservation du moment électronique (équation 5) et à l'équation de Maxwell-Ampère. On obtient :

$$\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B} - \frac{1}{ne} (\mathbf{j} \times \mathbf{B} + \nabla p_e) = \eta \mathbf{j}, \quad (18)$$

où η représente la résistivité du plasma, avec $\eta = \frac{m_e}{ne^2 \tau_e}$ (Fitzpatrick, 2014), τ_e étant le

temps caractéristique de collision Coulombienne aux grands angles électrons-électrons. Dans cette équation, les termes de l'effet Hall et du gradient de pression sont souvent négligeables devant les autres termes, approximation que nous ferons ici (Bellan, 2006). Cette équation est souvent utilisée sous la forme de son rotationnel, appelé équation d'induction :

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) + \frac{\eta}{\mu_0} \Delta \mathbf{B}. \quad (19)$$

Le rapport du terme d'induction magnétique $|\nabla (\mathbf{u} \times \mathbf{B})|$ sur le terme de dissipation résistive du champ magnétique $\left| \frac{\eta}{\mu_0} \Delta \mathbf{B} \right|$ fait apparaître le nombre adimensionné de Reynolds magnétique R_m :

$$R_m = \frac{\mu_0 U L}{\eta} = 1.0 T_{e,eV}^{(3/2)} U_{km.s^{-1}} L_m. \quad (20)$$

Le couplage des équations 15 et 19 permet de décrire les champs de vitesse et de courant dans le plasma. La donnée des trois grandeurs adimensionnées R_e , R_m et χ permet de cadrer le régime dans lequel le plasma évolue et les mécanismes régissant sa dynamique. Le modèle MHD est largement utilisé dans les simulations numériques à la fois des plasmas des machines de fusion et des plasmas astrophysiques, pour étudier les couplages entre les champs de vitesses et le champ magnétique.

Conclusion

L'ensemble des modèles dérivés ci-dessus sont liés entre-eux et permettent d'obtenir différents points de vue sur le comportement des charges d'un plasma. On choisira d'utiliser un modèle plutôt qu'un autre en fonction du type de mécanisme à appréhender, en gardant à l'esprit les apports et limites de chacune de ces descriptions. Pour étudier les écoulements, c'est-à-dire l'ensemble des vitesses locales du plasma, l'approche multi-fluide est bien adaptée. Dans ce travail, elle sera mobilisée au chapitre 3 où la vitesse des ions du plasma est étudiée.

Pourquoi créer un écoulement dans un plasma ?

L'étude de phénomènes astrophysiques

Les écoulements de plasma interviennent dans l'émergence de nombreux phénomènes astrophysiques. Nous pouvons citer les exemples suivants :

- la génération de champs magnétiques par l'instabilité dynamo (une instabilité de conversion d'énergie cinétique en énergie magnétique). Ce mécanisme a été proposé par Larmor (Larmor, 1919a,b) pour expliquer la dynamique magnétique solaire ; le lecteur intéressé pourra se référer à l'ouvrage de référence de Moffatt (1978).

- l'accélération du plasma par reconnexion magnétique (Yamada *et al.*, 2010) consistant en la conversion d'énergie magnétique en énergie cinétique. Ce mécanisme est par exemple invoqué pour expliquer le chauffage de la couronne solaire (Galsgaard et Nordlund, 1996).
- le transport de moment cinétique dans les disques d'accrétion par l'instabilité magnéto-rotationnelle (MRI) (Velikhov, 1959, Balbus et Hawley, 1998).

L'observation de ces phénomènes nécessite d'atteindre des valeurs importantes des paramètres de contrôles (nombres de Reynolds magnétique et cinétique). D'un point de vue des simulations numériques, ces contraintes ne peuvent être atteintes qu'au prix de longues simulations utilisant des super-calculateurs optimisés pour le calcul parallélisé (Glatzmaier et Roberts, 1995, Samtaney *et al.*, 2009, Inchingolo *et al.*, 2018). D'un point de vue expérimental, l'observation de ces phénomènes requiert des écoulements intenses dans des milieux très conducteurs. En nous restreignant aux études sur les instabilité dynamo et MRI, nous pouvons dégager trois stratégies :

- Le développement d'expériences utilisant des métaux liquides comme fluide conducteur, et en particulier du sodium liquide qui possède une très forte conductivité, des écoulements de vitesse caractéristique de l'ordre de la dizaine de m.s^{-1} et des dimensions de l'ordre du mètre ou plus. Ce type d'expériences a permis l'observation de l'instabilité dynamo dans des écoulements laminaires ou turbulents (Gailitis *et al.*, 2000, Stieglitz et Müller, 2001, Monchaux *et al.*, 2009), ainsi que celle de l'instabilité MRI (Ji *et al.*, 2001, Stefani *et al.*, 2006). Notons que ce domaine de recherche est toujours très dynamique, avec des projets d'envergure en cours de développement (Stefani *et al.*, 2012).
- Le développement d'expériences plasma de taille métrique, utilisant des plasmas basse pression, de densité modérée et à fort taux d'ionisation ($10^{15} - 10^{18} \text{ m}^{-3}$, 10 eV, 10 km.s^{-1}) comme fluide conducteur, ce qui permet de modifier indépendamment la viscosité et la conductivité du fluide (Spence *et al.*, 2009). Le challenge consiste dans ces expériences à mettre efficacement en mouvement le plasma en maintenant une forte conductivité électrique (et donc une forte température électronique). Les expériences PCX et BRB (Collins *et al.*, 2014, Weisberg *et al.*, 2017) ont été développées pour atteindre des nombres de Reynolds magnétique de l'ordre de la centaine et observer les instabilités dynamo et MRI.
- L'utilisation de plasma à très haute densité, créés par l'impact de lasers haute puissance sur des cibles (10^{26} m^{-3} , 400 eV, 200 km.s^{-1}). L'avantage de cette approche est l'obtention d'un milieu fortement conducteur et de vitesses importantes, mais sur des

dimensions millimétriques et pour des durées de quelques nanosecondes. L’observation de l’instabilité dynamo a été récemment rapportée par Tzeferacos *et al.* (2018), dans une expérience mettant en jeu l’interaction de deux jets de plasma créés et accélérés par des lasers haute puissance.

L’expérience de Lyon (Plihon *et al.*, 2015) s’inscrit dans le contexte de la seconde stratégie, avec quelques autres expériences (Gilmore *et al.*, 2015, Terasaka *et al.*, 2015, Flanagan *et al.*, 2015, Forest *et al.*, 2015). A moyen terme, le but de ces expériences est de produire et de contrôler des écoulements dans les plasmas afin d’étudier le transport de la quantité de mouvement et du champ magnétique dans un fluide conducteur. Des phénomènes d’induction du champ magnétique par le champ de vitesse peuvent ainsi être étudiés comme l’effet oméga (apparition d’un champ magnétique transversal au champ magnétique initial sous l’effet d’un champ de vitesse cisailé) ou l’éjection d’un champ magnétique par un vortex de fluide conducteur. Idéalement le plasma doit être fortement conducteur pour maximiser le nombre de Reynolds magnétique et le phénomène d’induction du champ magnétique par le champ de vitesse (idéalement atteindre un nombre de Reynolds magnétique de l’ordre de 1). J’ai été le premier étudiant en thèse sur cette thématique au laboratoire et mon objectif a été de montrer la faisabilité du contrôle de l’écoulement du plasma en utilisant des électrodes émissives et de déterminer précisément l’ensemble des paramètres plasma accessibles pour déterminer les coefficients de diffusion des équations de la MHD : la viscosité ν_{visc} et la conductivité σ du plasma. Ces grandeurs permettent de calculer les nombres de Reynolds cinétique et magnétique. Ce travail ouvre la voie à des études systématiques du transport de quantité de mouvement dans l’expérience et du mécanisme d’induction magnétique.

L’étude de la mitigation du transport anormal des plasmas de fusion

L’étude des écoulements est également utile pour comprendre et maîtriser les processus de stabilisation des plasmas de fusion. Lorsque de forts gradients de densité sont soutenus dans les plasmas, ils sont la source d’une large gamme de fluctuations des paramètres du plasma. Ces fluctuations sont typiques des couches externes des machines de fusion nucléaire et sont la cause de perte d’efficacité de ces prototypes. Ces fluctuations sont également observées dans les expériences plasma à géométrie cylindrique (Klinger *et al.*, 1997, Thakur *et al.*, 2014) similaires à l’expérience étudiée dans ce travail. En particulier, il a été observé que des champs de vitesses cisailés dans les zones de forts gradients permettent de limiter la croissance de ces instabilités (Tynan *et al.*, 2009, Dubois *et al.*, 2013, Gilmore *et al.*, 2015). Il est donc intéressant de manipuler le champ de vitesses dans des régimes où ces fluctuations se développent pour mieux comprendre ces phénomènes.

Le développement de centrifugeuses plasma

Enfin, un effort scientifique est actuellement mené pour mettre au point une nouvelle génération de centrifugeuse utilisant un plasma en rotation pour séparer différents gaz selon leurs poids. En utilisant des plasmas suffisamment denses et en étant capable de contrôler le profil de rotation, cette nouvelle génération de centrifugeuses plasma pourraient permettre par exemple une meilleure séparation des produits de fission nucléaire ([Gueroult et al., 2016](#)).

Les paramètres plasma à atteindre

L'étude en laboratoire de ces différents effets nécessite des plasmas relativement denses, relativement chauds et à fort taux d'ionisation. La combinaison de ces différents paramètres a été rendu possible par le développement des sources ionisantes micro-ondes et radiofréquences haute puissance. Ainsi, notre expérience à Lyon produit des plasmas dont les densités typiques se situent entre 10^{17} et $5 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ (entre 10^{11} et $5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$) et les températures électroniques entre 1 et 5 eV. Ces plasmas se situent dans la partie "Low Pressure" du diagramme présenté à la figure 1 et sont caractérisés par leur pression de base faible, leur haut taux d'ionisation et leur température relativement haute pour des plasmas de laboratoire. Plusieurs de ces machines ont été construites sous la forme d'expériences linéaires et dans lesquelles un plasma cylindrique, appelé colonne de plasma, peut être manipulé. Bien que ces plasmas ne soient pas identiques aux plasmas des expériences de fusion ou aux plasmas astrophysiques, ils peuvent permettre de reproduire et d'étudier dans l'environnement du laboratoire, contrôlé et instrumenté, certains des phénomènes caractéristiques de ces plasmas. En particulier, ce type de plasma répond bien aux conditions requises par le second type d'expériences proposé pour l'étude des phénomènes dynamo et MRI. Dans des régimes de plus fort champ magnétique, ils permettent d'étudier les liens entre les écoulements et les instabilités des expériences de fusion.

État de l'art du contrôle de la vitesse de rotation d'une colonne de plasma

Plusieurs dispositifs de contrôle du champ de vitesse azimutale d'une colonne de plasma ont déjà été testés afin de manipuler les gradients de potentiel électrique et de densité du plasma dans le cas de l'étude des fluctuations apparaissant dans les expériences de fusion. Ces dispositifs sont le plus souvent des grilles métalliques placées à l'entrée des colonnes de plasma ou des anneaux concentriques placés sur les plaques de terminaison des expériences linéaires. Ces grilles et ces anneaux peuvent être polarisés par rapport à une référence de masse des expériences pour modifier les profils radiaux des paramètres plasma. Ces gradients sont à l'origine des forces mettant en rotation les colonnes de plasma. [Desjardins et Gilmore \(2016\)](#) ont montré que la modification de la polarisation d'une grille placée à l'entrée d'une

colonne de plasma modifie à la fois les profils de paramètres plasma et les profils de vitesse azimutale. Une étude similaire, menée par [Schaffner *et al.* \(2012\)](#), est parvenue à contrôler le profil de rotation du plasma en utilisant des limiteurs cylindriques insérés dans une colonne de plasma.

Dans l'expérience HYPER II, dont le but est d'étudier le couplage entre le moment cinétique du plasma et le champ magnétique, un dispositif légèrement différent, constitué d'anneaux concentriques pouvant être polarisés indépendamment et placés en entrée de la colonne de plasma, est utilisé pour contrôler le profil de rotation du plasma ([Terasaka *et al.*, 2015](#)). À notre connaissance, aucun résultat sur le contrôle du profil de rotation dans cette expérience n'a été publié à ce jour. Des anneaux concentriques terminaux ont également été utilisés pour contrôler le profil de rotation d'une colonne de plasma dans le but de développer une centrifugeuse à plasma ([Gueroult *et al.*, 2016](#)) avec des preuves d'une influence de la polarisation de ces anneaux sur la dynamique azimutale du plasma.

Un dispositif de contrôle des gradients de potentiel électrique d'une colonne de plasma d'un type différent a été développé sur l'expérience ALEXIS ([Dubois *et al.*, 2014](#)), dans le but d'étudier les ondes acoustiques hybrides électro-ioniques. Il s'agit de plusieurs fils de Tungstène, chauffés à haute température, et montés derrière un disque diélectrique bloquant le plasma venant de la source ionisante. Une fois polarisés, ces filaments émettent un fort courant thermoïonique qui ionise le gaz et permettent d'obtenir de forts champs électriques à la jonction entre le plasma de la source et le plasma des filaments. Ce dispositif a démontré une grande efficacité pour faire apparaître de forts gradients de potentiel électrique dans un plasma mais aucune étude sur la modification du profil de vitesse du plasma dans cette expérience n'a été publiée. Une partie de ces dispositifs est présentée sur la figure 2.

Objectifs et plan du manuscrit

L'objectif principal de ce travail est de mettre au point une méthode d'entraînement d'une colonne de plasma permettant de contrôler la forme et l'amplitude du profil de rotation du plasma. Le dispositif utilisé consiste en une électrode émissive, proche du dispositif utilisé sur l'expérience ALEXIS mais sans suppression du plasma de la source ionisante. Cet objectif implique le développement de méthodes de mesure pour pouvoir documenter les modifications des profils de paramètres plasma mais aussi les modifications du champ de vitesses du plasma.

Ce manuscrit est organisé en trois chapitres. Le chapitre 1 présente l'ensemble des méthodes de mesure mises au point sur l'expérience plasma basse pression récemment développée à l'ENS de Lyon ainsi que la caractérisation des paramètres plasma accessibles. Une

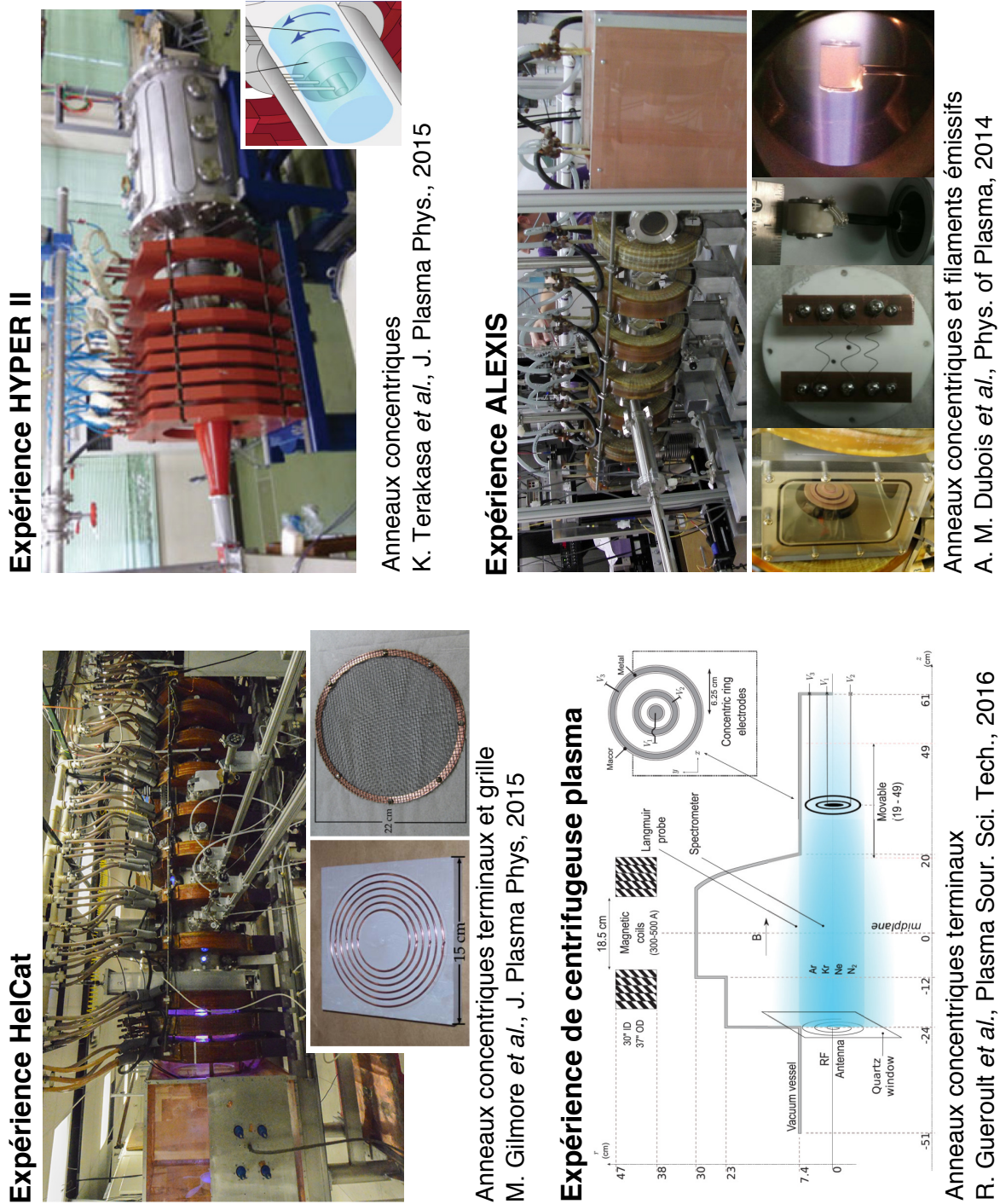


FIGURE 2 – Exemples d’expériences de colonnes de plasma basse pression dont on a manipulé les profils de champs électriques ou de rotation ainsi que le dispositif de perturbation associé. D’autres expériences auraient pu être présentées telles que VINETA, MIRABELLE, HELIX-LEIA, CSDX, LAPD, PCX, BRB, TORPEX...

partie importante de cette thèse a été dédiée à la mise au point de l'instrumentation et à l'automatisation complète du contrôle du plasma et des différents systèmes de mesure. Cela permet de réaliser davantage de mesures et d'augmenter leur reproductibilité, facilitant ainsi la caractérisation des régimes accessibles par le plasma de l'expérience. A long terme, le but de cette expérience est d'étudier les couplages entre les moments cinétiques et magnétiques du plasma. Ces couplages interviennent largement dans les phénomènes astrophysiques cités ci-dessus et sont encore peu étudiés en laboratoire. Cette expérience aura aussi comme objectif de mieux comprendre les interactions entre les fluctuations de densité dans les plasmas et les champs de vitesses. L'ensemble de ces études nécessite la mise en place d'un fort écoulement dans le plasma, dont la forme et l'amplitude devront être contrôlées. Pour atteindre cet objectif, un nouveau design d'électrode émissive a été testé. Son fonctionnement est présenté dans la seconde partie du chapitre 1.

L'étude du couplage entre les champs de vitesse et le champ magnétique nécessite la connaissance de la viscosité du plasma qui dépend fortement de la température des ions. Nous nous sommes appliqués à développer un dispositif de mesure de LIF permettant d'y accéder. La mesure de la température ionique a donné lieu d'un échange approfondi avec le groupe de recherche de Cary Forest, échange aidé par un projet PICS CNRS. Des mesures ont été réalisées sur l'expérience PCX à Madison (état du Wisconsin, États-Unis) avec notre dispositif de LIF mais ne seront pas présentées dans ce document. Des mesures ont également été réalisées à Lyon avec notre dispositif de LIF et avec un nouveau dispositif interférométrique de mesure de la température développé par l'équipe de Cary Forest. Les mesures réalisées à Lyon sont détaillées dans le chapitre 2.

L'écoulement azimuthal d'une colonne de plasma résulte de l'équilibre entre les forces d'entraînement du plasma dues aux gradients radiaux des paramètres plasma et les mécanismes de dissipation de la vitesse. Les équations décrivant l'établissement de cet équilibre sont dérivées au chapitre 3 en s'appuyant sur une description multi-fluide du plasma et sur la caractérisation expérimentale de notre plasma. Les modifications des profils radiaux des paramètres plasma et du champ de vitesse grâce au courant émis par des électrodes émissives sont étudiées et comparées. L'influence de l'intensité du courant émis et du positionnement des électrodes émissives dans la colonne de plasma sur la forme et l'amplitude du profil de rotation du plasma est étudiée pour démontrer l'efficacité et la versatilité de ce dispositif d'entraînement.

Enfin, nous concluons ce travail par la synthèse des paramètres MHD accessibles par le plasma de notre expérience, permettant de guider les études futures. Nous ouvrirons également sur un travail en cours concernant la mesure des fluctuations basses-fréquences du plasma par imagerie rapide et la modification de la dynamique de ces fluctuations par

l'émission de courant par cathode émissive.

En annexe A est présentée l'analyse de données de spectrométrie d'émission optique provenant de l'expérience BRB. Ces mesures nous ont permis d'extraire le profil radial de densité d'atomes d'hélium neutres dans l'expérience et d'observer différents scénarios de dépeuplement de cette population au centre du plasma. L'article publié présentant ces résultats est reproduit ([Désangles *et al.*, 2018](#)).

Chapitre 1

Caractérisation de l'expérience

Sommaire

1.1	Présentation de l'expérience	18
1.1.1	Le dispositif expérimental	18
1.1.2	Présentation de la colonne de plasma	22
1.2	Les méthodes de mesure mises en œuvre	23
1.2.1	Les méthodes de mesure électrostatiques	23
	Les sondes de Langmuir	24
	Mesure du potentiel plasma par sondes émissives	34
	Mesure de la vitesse des ions par sondes de Mach	37
1.2.2	Les méthodes de mesure optiques	42
	La Fluorescence Induite par Laser (LIF)	42
	L'interféromètre de Fabry-Pérot	49
	Imagerie rapide	51
1.3	Caractérisation d'une cathode émissive	52
1.3.1	Description de la cathode et des anodes utilisées	52
1.3.2	Comportement d'une cathode plasma éteint	55
1.3.3	Comportement d'une cathode au cours d'un plasma	57
1.3.4	Emission de courant par une cathode	63
1.4	Mesures et simulations du champ magnétique de confinement	66
1.4.1	Mesure du champ magnétique dans l'enceinte	67
1.4.2	Simulation de la génération de champ magnétique par les bobines	67
1.5	Évolution des paramètres plasma avec les conditions expérimentales	70
1.5.1	Les paramètres plasma en fonction des conditions expérimentales	70
1.5.2	Collisionnalité et magnétisation du plasma	73

1.1 Présentation de l'expérience

1.1.1 Le dispositif expérimental

Géométrie de l'enceinte

Cette thèse a été effectuée sur une expérience plasma linéaire constituée d'une enceinte cylindrique en acier de 80 cm de long et de 20 cm de diamètre (voir figure 1.1). Un repère de coordonnées est arbitrairement choisi afin de décrire l'ensemble des positions dans l'expérience. Ce repère est cartésien orthonormé direct et a pour origine la jonction entre l'enceinte et la source ionisante. L'axe x est l'axe horizontal du laboratoire et l'axe y son axe vertical orienté vers le haut. L'axe z est l'axe principal du cylindre et est orienté de la source ionisante vers l'extrémité terminale de la enceinte (voir figure 1.2). Le plasma est considéré comme invariant par rotation autour de l'axe principal de l'enceinte et un repère de coordonnées cylindrique sera également utilisé, l'angle azimutal θ sera alors pris comme l'angle formé par le vecteur \vec{e}_r et le vecteur \vec{e}_x . L'enceinte est équipée de huit ports d'accès de tailles comprises

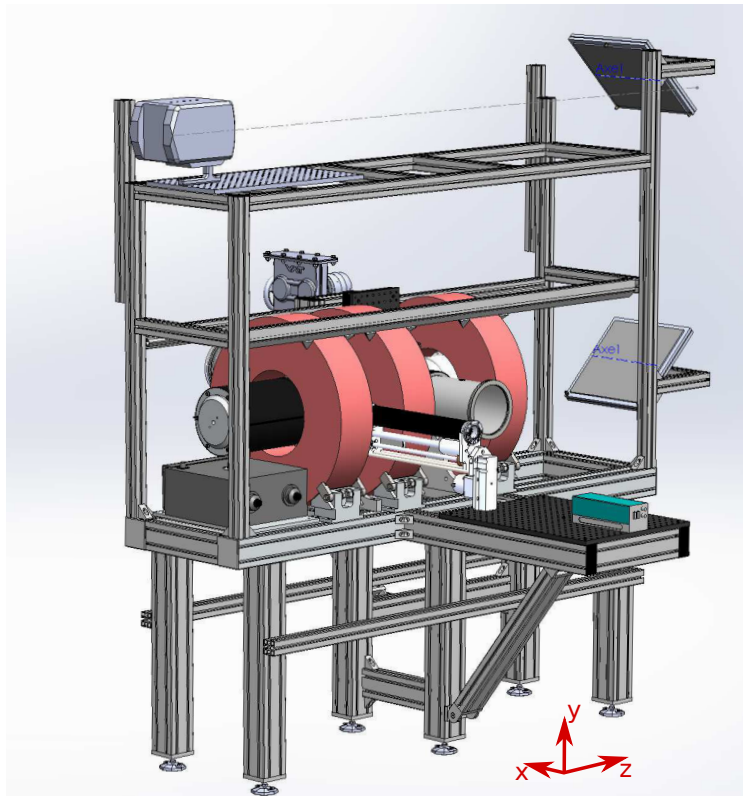


FIGURE 1.1 – Maquette numérique en trois dimensions de l'expérience, conçue sur SolidWorks par Marc Moulin.

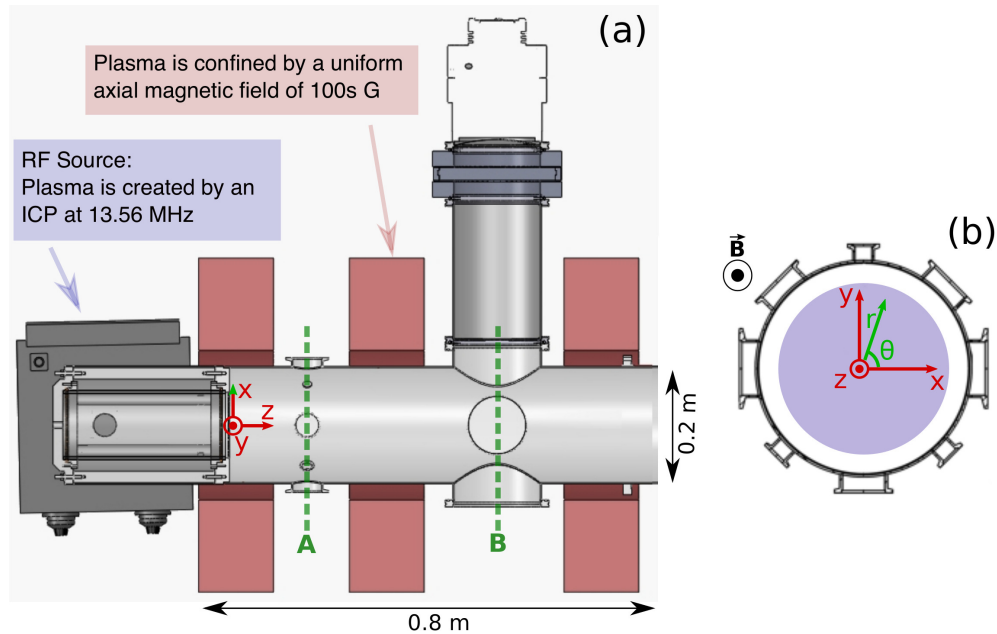


FIGURE 1.2 – a) Schéma de l'expérience vue de dessus. Sont représentés : l'enceinte (gris), les bobines de confinement (orange), la source RF et la boîte d'accord, les plans de mesure A et B, la caméra rapide et le chemin optique associé et la cathode émissive. b) Schéma de l'expérience vue de côté, depuis le port terminal de l'enceinte.

entre l'ISO KF 16 et l'ISO KF 50 dans le plan situé à 16 cm de la source ionisante, appelé plan ($L/3$), et de quatre ports d'accès de plus grandes tailles, comprises entre l'ISO K 100 et l'ISO K 160, dans le plan situé à 49 cm de la source, appelé plan ($2L/3$). Ces ports peuvent être équipés de deux translateurs motorisés et permettent d'insérer des sondes dans le plasma ou de réaliser des mesures optiques. Ces deux jeux de ports d'accès constituent deux plans perpendiculaires à l'axe principal du cylindre dans lesquels les mesures sont réalisées, nous les appellerons respectivement A et B (voir figure 1.2). L'expérience est supportée par un châssis en aluminium (voir figure 1.1) qui permet de moduler facilement les configurations de systèmes de mesure autour de l'expérience.

La source ionisante

Le gaz est ionisé par une antenne à couplage inductif (Chabert et Braithwaite, 2011) constituée d'un conducteur électrique enroulé autour d'une cavité en borosilicate (longueur 25 cm, diamètre intérieur 11 cm, épaisseur 4 mm) et alimenté en puissance par une alimentation radiofréquence (source RF) fonctionnant à 13.56 MHz et pouvant délivrer jusqu'à 3.3 kW. L'accord d'impédance entre la source RF et le plasma est réalisé par une boîte d'accord manuelle de type L ($C_{Load} = 500$ pF et $C_{Tune} = 1000$ pF, voir Lichtenberg et Lie-

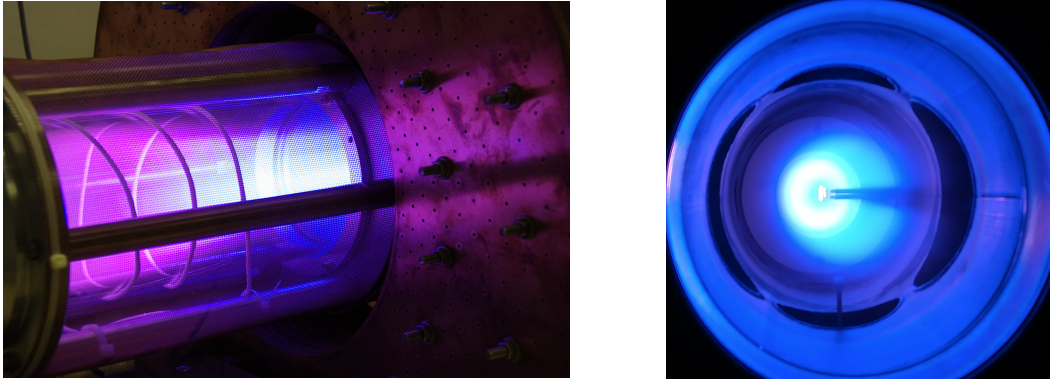


FIGURE 1.3 – gauche) Photo de l’enceinte en borosilicate de la source et de l’antenne radiofréquence, plasma allumé, droite) photo du plasma allumé avec des sondes et des électrodes insérées, prise par le port optique terminal de l’enceinte.

berman (2005) section 11.8) constituée de deux capacités à vide variables, de 1000 pF and 500 pF. Le plasma peut ainsi être soutenu pour des pressions de neutres comprises entre 0.5 et 20 milliTorr (entre 0.07 et 2.7 Pa) et des puissances comprises entre 0.5 et 3.0 kW.

Les bobines de confinement

Le plasma est confiné dans l’enceinte par un champ magnétique axial. Ce champ magnétique est produit par un courant continu circulant dans trois bobines de Bitter. Chacune de ces bobines est composée de 100 couronnes de cuivre avec une demi-couronne isolante en Kapton placée entre chacune de ces plaques et dont le positionnement assure au courant une trajectoire en hélice de 50 tours à travers les bobines. Chaque bobine a un rayon intérieur de 26 cm et un rayon extérieur de 58 cm. Le jeu de bobines est irrégulièrement disposé le long de l’axe z pour laisser libre l’accès aux ports de mesure. Leurs positions, repérées par leurs centres, sont $z = 3$ cm, $z = 29$ cm et $z = 69$ cm. Les bobines sont alimentées en série par un générateur 10 kW (10 V - 1000 A) et forment un circuit électrique dont la résistance est d’environ 12 m Ω . Les champs magnétiques produits peuvent atteindre 1000 G dans les régions de l’enceinte où les champs sont les moins intenses et 1500 G dans les régions où les champs sont les plus intenses. Le champ magnétique a été mesuré au teslamètre en certains points de l’espace et une simulation COMSOL du système de bobine a été mise en place afin de connaître le champ en tous les points de l’enceinte. Ces résultats sont développés à la section 1.4. L’extension axiale du plasma est limitée par la cavité en borosilicate de la source ionisante côté source et par une fenêtre optique en borosilicate à l’extrémité de l’expérience.

Le dispositif de pompage et d'injection de gaz

L'expérience est maintenue en permanence à une pression de neutres de l'ordre de 10^{-6} Torr. Le vide est obtenu par une chaîne de pompage composée d'une pompe primaire rotative (modèle TRIVAC D 25 B) et d'une pompe secondaire turbo-moléculaire (modèle TURBOVAC TMP 361). Les expériences sont réalisées à des pressions d'argon de l'ordre du milli-Torr. Le gaz peut être injecté soit grâce à un contrôleur de débit, soit grâce à une vanne à solénoïde. La vanne à solénoïde présente une plus petite dérive thermique que le contrôleur de débit et sera préférée. Le gaz est injecté dans le plan ($L/3$) par le dessus de l'expérience. La pression est mesurée par deux sondes de pression indépendantes : une sonde constituée d'une jauge de Pirani et d'une jauge de Penning (Oerlikon Leybold Vaccum Penningvac PTR90) et d'une sonde à diaphragme (Oerlikon Leybold Vaccum Ceravac CTR91).

Automatisation du contrôle de l'expérience

L'expérience n'est pour le moment pas refroidie activement par un système d'eau glacée. Cela limite la durée de plasma allumé à quelques minutes pour les régimes à forts champs et fortes puissances et à une dizaine de minutes pour les régimes à bas champs et basses puissances. La bride en borosilicate à l'extrémité de l'enceinte est l'élément le plus sensible car il est celui qui s'échauffe le plus rapidement. Les sondes de mesure insérées dans le plasma tendent elles aussi à s'échauffer et peuvent être dégradées par une exposition prolongée au plasma. Ces contraintes thermiques imposent de maintenir le plasma allumé sur des temps courts et de réserver des temps longs au refroidissement de l'expérience entre chaque plasma. A cours du dernier trimestre 2015, j'ai entièrement automatisé l'expérience grâce au logiciel Labview pour accéder à des régimes plasma à fort taux d'ionisation, auparavant inaccessibles, sans contrainte thermique sur les installations expérimentales. L'interface créée permet :

- de contrôler l'allumage et l'arrêt du plasma et de cadencer les tirs de plasma (temps de plasma allumé suivi d'un temps de plasma éteint) pour maintenir l'expérience dans un état thermique stationnaire et réaliser un grand nombre de mesures,
- de contrôler le déplacement des sondes pendant les temps de plasma éteint grâce aux translateurs motorisés pour réaliser des profils de paramètres plasma,
- de réaliser l'acquisition des données de sondes et de les enregistrer,
- de chauffer et de polariser les cathodes émissives,
- de faire varier automatiquement et par incréments les valeurs de champs magnétiques et de puissances pour sonder différents régimes de plasma,
- de réduire le temps de plasma allumé par l'automatisation de l'allumage et de l'acqui-

sition des données et d'accéder à des régimes de plus fortes puissances.

1.1.2 Présentation de la colonne de plasma

Le gaz argon est ionisé dans la source RF, située à une extrémité de l'enceinte et le plasma se diffuse jusqu'à l'autre extrémité de l'expérience. Il est alors confiné radialement par le champ magnétique. La figure 1.4 présente les profils de densité, de température électronique et de potentiel plasma mesurés dans le plan ($L/3$), pour les conditions expérimentales 120 G, 1 kW et 1 mTorr. La colonne de plasma est la plus dense entre -5 et +5 cm, où sa densité est comprise entre $3.5 \cdot 10^{18}$ et $4.5 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$. Puis la densité chute rapidement au-delà de ces valeurs. La température électronique est également maximale dans la partie centrale de la colonne, avec des valeurs comprises entre 4.2 et 5.2 eV. Enfin, le potentiel plasma est minimal dans la partie centrale de la colonne et augmente en s'approchant des parois. Les maximums de densité et de température électronique et les minimums de potentiel plasma se situent à quelques centimètres du centre de la colonne. L'extension radiale du plasma diminue lorsque le champ magnétique de confinement augmente.

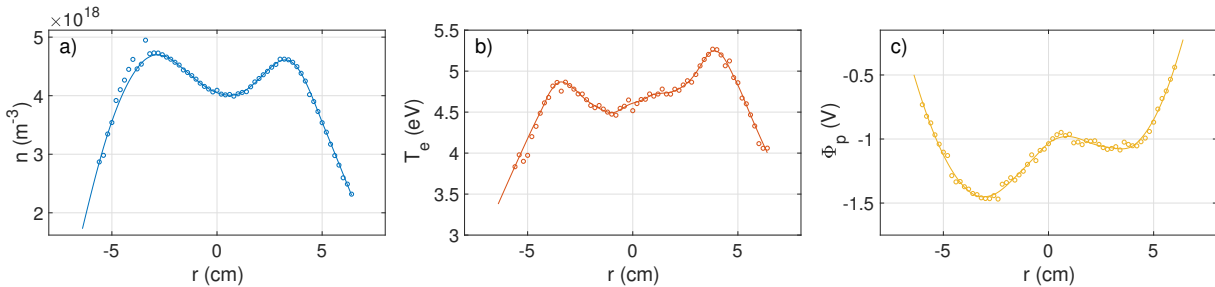


FIGURE 1.4 – Profils de densité, de température électronique et de potentiel plasma mesurés dans le plan ($L/3$) pour un plasma dans les conditions expérimentales 120 G, 1 kW et 1 mTorr.

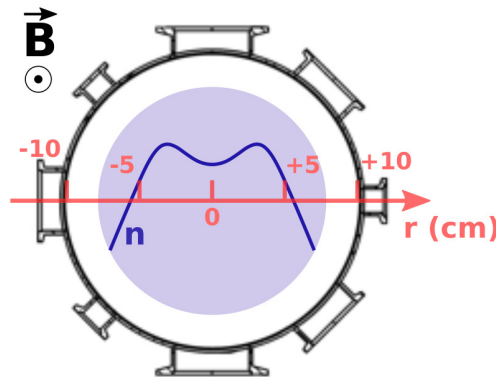


FIGURE 1.5 – Schéma de la colonne de plasma vue dans l'axe du champ magnétique depuis le port terminal de l'enceinte.

1.2 Les méthodes de mesure mises en œuvre

Plusieurs systèmes de mesure complémentaires ont été mis en œuvre au cours de cette thèse pour obtenir une vision d'ensemble des grandeurs caractéristiques du plasma, souvent appelées paramètres plasma. Dans cette partie, nous allons nous appliquer à décrire ces systèmes de mesure et leur mise en œuvre sur notre expérience. Nous commencerons par les méthodes de mesure électrostatiques avant de nous pencher sur les méthodes optiques.

1.2.1 Les méthodes de mesure électrostatiques

Les méthodes de mesure électrostatiques consistent en la mesure de paramètres plasma par l'analyse des signaux électriques collectés par un conducteur inséré dans le plasma. Chaque système est constitué d'une sonde terminée par le conducteur, d'un système mécanique permettant son positionnement, d'un système électrique assurant la polarisation ou le chauffage du conducteur et d'un système électronique assurant l'acquisition des données. La forme géométrique, la température et le potentiel de polarisation du conducteur déterminent quelle grandeur plasma est mesurée. Ces systèmes de mesure sont historiquement les premiers à avoir été développés ([Mott-Smith et Langmuir, 1926](#)). Ils sont relativement faciles à mettre en place en comparaison des systèmes de mesure optiques et permettent une mesure localisée des paramètres du plasma. Cependant, ces méthodes de mesure sont perturbatives et les sondes se dégradent rapidement au contact du plasma. Trois types de méthodes de mesure électrostatiques ont été utilisés au cours de cette thèse. Elles sont désignées par le nom de la sonde faisant partie du système : les sondes de Langmuir, les sondes émissives et les sondes de Mach. Le fonctionnement de chacune de ces trois sondes est détaillé dans la section ci-dessous.

Les sondes de mesure électrostatiques sont conçues au laboratoire en collaboration avec les services d'ingénierie mécanique et électronique. Chaque sonde possède une géométrie et une électronique de mesure spécifique qui seront décrites dans la section qui lui est dédiée. Le système mécanique de positionnement de la sonde a été conçu pour être le plus versatile possible et permettre un changement rapide de la sonde. Chaque sonde possède un support propre qui assure son maintien sur un connecteur universel Fischer. Ce connecteur est branché sur un passage électrique étanche au vide Fischer monté sur une bride KF 40. Cette bride est installée sur un translateur motorisé qui permet de déplacer les sondes dans l'enceinte. L'ensemble de ce système mécanique est visible sur les figures [1.1](#) et [1.6](#).

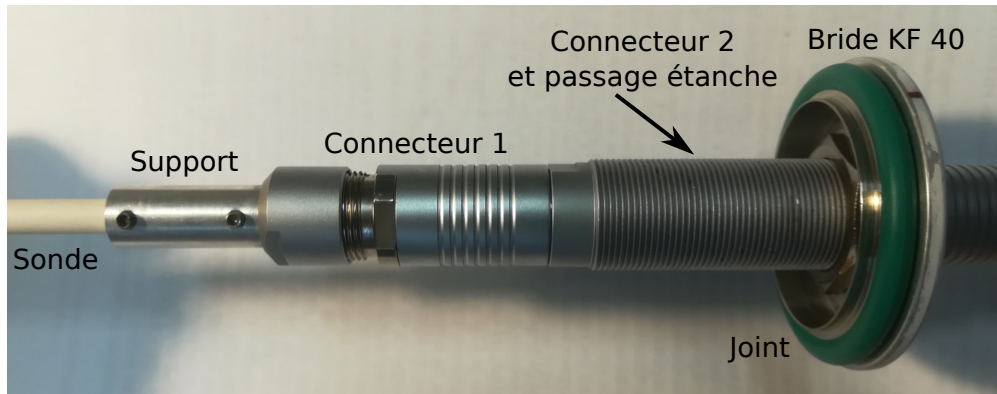


FIGURE 1.6 – Système mécanique de positionnement des sondes dans l'expérience et de connexion électrique sous vide

Les sondes de Langmuir

Les sondes de Langmuir sont les sondes les plus communément utilisées en physique expérimentale des plasmas. Elles consistent en un conducteur plongé dans le plasma et polarisé par rapport à une référence de masse de l'expérience. L'analyse de l'évolution du courant en fonction de la tension de polarisation de la sonde V_s , ou courbe $I-V$, permet de déduire la densité, la température électronique et le potentiel plasma (Chen, 2003).

La sonde de Langmuir utilisée au cours de cette thèse est fabriquée à partir d'un fil de tungstène rigide de 0.2 mm de diamètre. Le fil est inséré dans un tube creux en céramique (Alumine Al_2O_3) et seul 1 mm de tungstène est laissé à dépasser du tube à l'extrémité de la sonde. Il s'agit de la zone de collection de la sonde, visible sur le schéma de la figure 1.7 bas), dont la longueur est notée L_p et le rayon R_p . La sonde de Langmuir est connectée à un module de mesure National Instrument SMU PXIe-4139 (Source Measurement Unit) piloté par l'interface Labview. Ce module permet à la fois de polariser la sonde de Langmuir et de mesurer le courant la traversant. Les deux bornes de la plage de polarisation, le nombre de points de mesures ainsi que le temps sur lequel est intégré chacun de ces points, appelé temps d'ouverture, peuvent être choisis. Les mesures seront typiquement réalisées sur 800 points entre -60 V et 10 V et chaque point résulte d'une moyenne prise sur 0.1 ms. Des sondes plus complexes, les sondes de Langmuir compensées (Sudit et Chen, 1994, Plihon, 2006), permettent de filtrer les fluctuations du courant électronique à 13.56 MHz générées par la source RF et qui peuvent perturber les mesures. Des sondes de ce type ont été testées sur notre expérience par Sarah Jami lors d'un stage antérieur à cette thèse et n'ont pas montré de résultats différents aux résultats obtenus par sondes de Langmuir non-compensées.

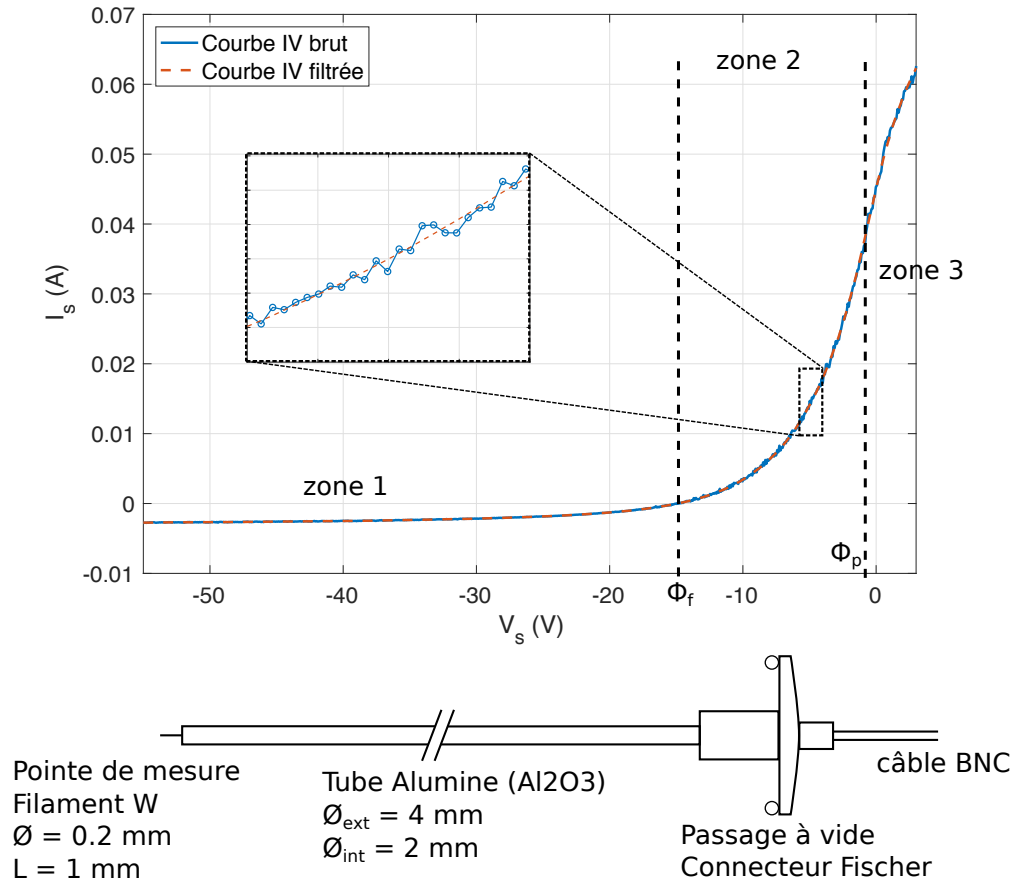


FIGURE 1.7 – haut) Courbe I - V brute et filtrée par une méthode de Savitzky-Golay. Dans la zone 1, le courant ionique est supérieur au courant électronique. Dans la zone 2 le courant électronique est supérieur au courant ionique. Dans la zone 3 le courant ionique est nul. Les potentiels Φ_f et Φ_p valent -14.9 V et -0.6 V. bas) Schéma d'une sonde de Langmuir.

La figure 1.7 haut) présente une courbe I - V mesurée à 2 cm du centre de l'expérience pour les conditions expérimentales 120 Gauss, 1 kW et 1 mTorr. Trois zones sont délimitées sur la courbe par deux valeurs de potentiel : le potentiel flottant Φ_f et le potentiel plasma Φ_p . Le potentiel flottant marque le potentiel pour lequel le courant collecté par la sonde est nul. Le potentiel plasma est situé au point d'inflexion de la courbe I - V et est le potentiel électrique du plasma. Le courant mesuré par la sonde peut être décomposé en deux parties : le courant ionique noté I_i correspondant aux ions collectés par la sonde et le courant électronique noté I_e . Le sens du courant dans la sonde est choisi de telle sorte à ce que le courant ionique soit négatif. Celui-ci est prédominant dans la zone 1 de la courbe. Avec la diminution de la tension de polarisation de la sonde vers des valeurs négatives, le nombre d'électrons capables

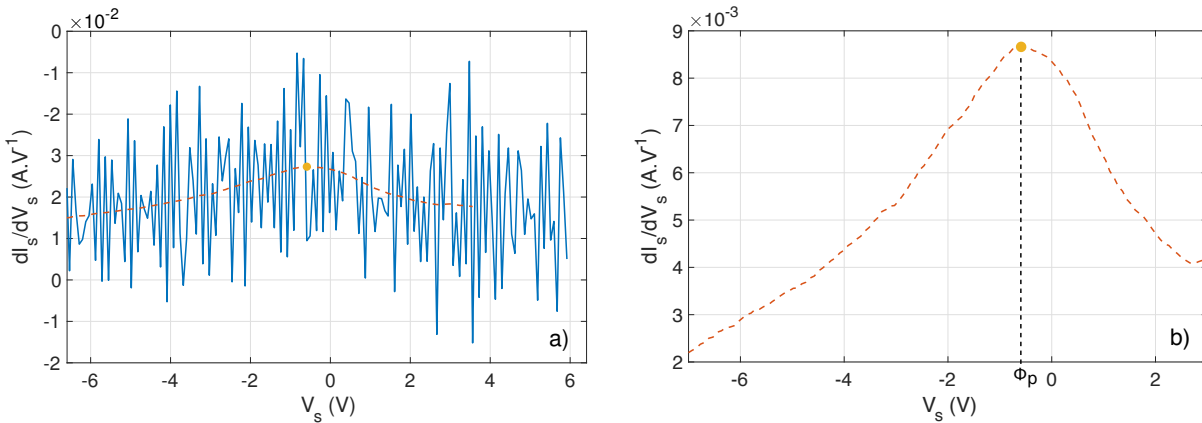


FIGURE 1.8 – Dérivée première de la courbe I - V : a) en bleu la dérivée de la courbe brute, en orange la dérivée de la courbe filtrée par Savitzky-Golay, b) dérivée de la courbe filtrée et la mesure du potentiel plasma.

d'accéder au conducteur de la sonde en franchissant la barrière de potentiel ainsi créée diminue et seuls les ions sont collectés. À l'inverse, lorsque le potentiel de polarisation de la sonde tend vers des valeurs positives, le nombre d'ions collectés par le conducteur diminue et le courant devient électronique (zones 2 et 3).

Mesure du potentiel flottant et du potentiel plasma

Le potentiel flottant est facile à déterminer : il s'agit de la tension de polarisation pour laquelle le courant collecté est nul. Il vaut ici -14.9 V. La détermination du potentiel plasma est plus difficile et nécessite de trouver le maximum de la dérivée première de la courbe I - V . La dérivée première de ce signal expérimental est très bruitée (voir figure 1.8 a)), ce qui empêche de déterminer directement Φ_p . Il est donc nécessaire de filtrer le signal en prenant garde à ne pas modifier la position de son point d'inflexion. Ce problème a été étudié en détail par Magnus et Gudmundsson (2008) (voir également Magnus et Gudmundsson (2002)) qui ont montré que les deux meilleures méthodes de filtrage des courbes I - V sont les filtres de Savitzky-Golay (Savitzky et Golay, 1964) et les filtrages glissants utilisant une fenêtre de Blackman (Jackson, 1989). Ces deux méthodes donnent des résultats équivalents dans notre cas et la méthode Savitzky-Golay sera utilisée, avec des polynômes d'ordre 3 et une fenêtre d'ajustement de 61 points, soit environ 5 V dont le résultat est présenté en pointillés orange à la figure 1.7 haut). La figure 1.8 démontre l'efficacité de ce filtrage en présentant à gauche les dérivées de la courbe I - V brute et de la courbe I - V filtrée a) et à droite la mesure de potentiel plasma sur la courbe I - V filtrée b). Il vaut ici -0.6 V.

Détermination du courant ionique

Les courants ioniques et électroniques permettent d'évaluer la densité et la température électronique du plasma. Afin de les séparer, le courant ionique est évalué pour des valeurs de polarisation largement négatives puis soustrait au courant total (voir figure 1.10). De nombreux modèles de la collection des ions par un conducteur polarisé ont été développés, utilisant différentes hypothèses et différents niveaux d'approximation. L'approximation la plus simple consiste à considérer le courant ionique constant entre $V_s = \infty$ et Φ_p et égal au courant de Bohm (voir équation 1.9). Cela se vérifie mal expérimentalement, en effet, lorsque que la polarisation de la sonde devient plus négative, le courant ionique mesuré augmente. Lorsque la sonde est polarisée, le plasma est localement modifié dans une zone autour de la sonde appelée gaine. La taille de cette gaine augmente avec la polarisation de la sonde et l'intensité du courant collecté, augmentant ainsi l'aire de collection effective et le courant collecté par la sonde. Des modèles prenant en compte cet effet ont été développés, comme par exemple l'Orbital Motion Limit (OML) (Mott-Smith et Langmuir, 1926), le modèle dit de Child-Langmuir (CL) (Chen *et al.*, 2002), le modèle de Allen-Boyd-Reynolds (ABR) (Allen, J. E. Boyd et Reynolds, 1957) ou de Bernstein-Rabinowitz-Laframboise (BRL) (Bernstein et Rabinowitz, 1959, Laframboise, 1966). Le modèle OML propose par exemple d'ajuster la valeur du courant ionique par une fonction proportionnelle à $(\Phi_p - V_s)^{(1/2)}$ alors que le modèle CL propose d'utiliser la fonction proportionnelle à $(\Phi_p - V_s)^{(3/4)}$ (Chen *et al.*, 2002, Chen, 2003). Chen (2003) discute de l'influence des sources radiofréquences sur la forme du courant ionique. Il indique que l'ajustement du courant ionique par la fonction $\alpha(\Phi_p - V_s)^{(1/p)}$, où α et p sont les variables d'ajustement, conduit à des valeurs de p différentes des valeurs dictées par les modèles théoriques cités précédemment. Nous avons cherché le paramètre p permettant de décrire au mieux la dépendance du courant ionique avec la polarisation de la sonde. Le paramètre p optimal varie entre 2 et 4 et dépend des conditions expérimentales ainsi que de la position de la sonde. Ces exposants ne sont pas justifiés par un modèle théorique mais permettent de séparer au mieux le courant ionique du courant électronique et sont compatibles avec la théorie ABR appliquée en géométrie cylindrique (Chen, 1965). La figure 1.9 a) montre l'ajustement du courant collecté par les fonctions proportionnelles à $(\Phi_p - V_s)^{(2/7)}$, $(\Phi_p - V_s)^{(1/2)}$ et $(\Phi_p - V_s)^{(3/4)}$. La figure 1.9 b) présente quant à elle l'ajustement linéaire de la valeur absolue du courant collecté, élevé aux puissances 7/2, 2 et 4/3. Ces ajustements sont réalisés entre -56 V et $(\Phi_f - 30$ V), valant ici -45 V. Les ajustements utilisant une loi de puissance avec l'exposant $p = 7/2$ donnent dans ce cas les meilleurs ajustements.

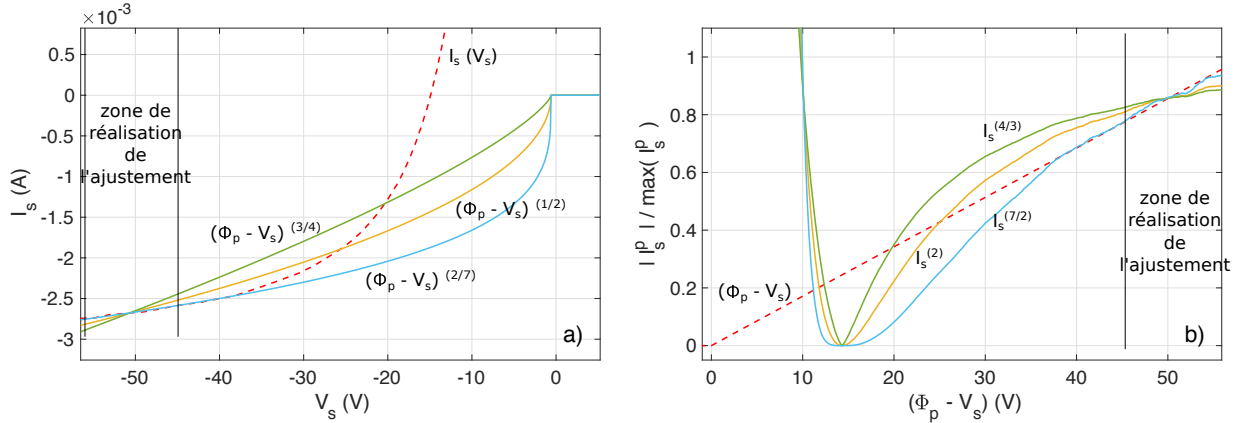


FIGURE 1.9 – Courant collecté par la sonde dans la zone 1 de la courbe I - V avec les fit en lois de puissance pour différents exposants, a) tracé du courant en fonction de la tension, b) tracé du courant à la puissance p , normalisé, en fonction du potentiel plasma moins la tension.

Mesure de la température électronique

Le courant ionique obtenu est soustrait au courant total pour obtenir le courant électronique (voir figure 1.10). Celui-ci s'annule pour les potentiels très négatifs et croît exponentiellement jusqu'au potentiel plasma. Il peut être exprimé simplement pour des valeurs de V_s comprises entre $-\infty$ et Φ_p :

$$I_e = I_{e,sat} \exp\left(-\frac{e(\Phi_p - V_s)}{k T_e}\right), \quad (1.1)$$

avec $I_{e,sat}$ le courant de saturation électronique, e la charge élémentaire et k la constante de Boltzmann. L'obtention du courant électronique permet donc de déduire la température électronique. La figure 1.10 b) présente les tracés du logarithme du courant total et du courant électronique en fonction de la polarisation de la sonde. Le courant électronique évolue linéairement avec la polarisation et l'ajustement affine entre $(\Phi_f + 2.5 \text{ V})$ et $(\Phi_p - 3.5 \text{ V})$ permet de calculer la température électronique mesurée égale à 4.55 eV (équation 1.1).

Mesure de la densité électronique

La densité électronique peut être mesurée par différentes méthodes, en utilisant le courant de saturation ionique ou le courant de saturation électronique. Nous allons passer en revue ces méthodes et déterminer laquelle est la plus adaptée à notre plasma.

1^{ère} méthode : utilisation du courant de saturation électronique. Le courant de saturation électronique est égal au courant collecté par la sonde au potentiel plasma (voir

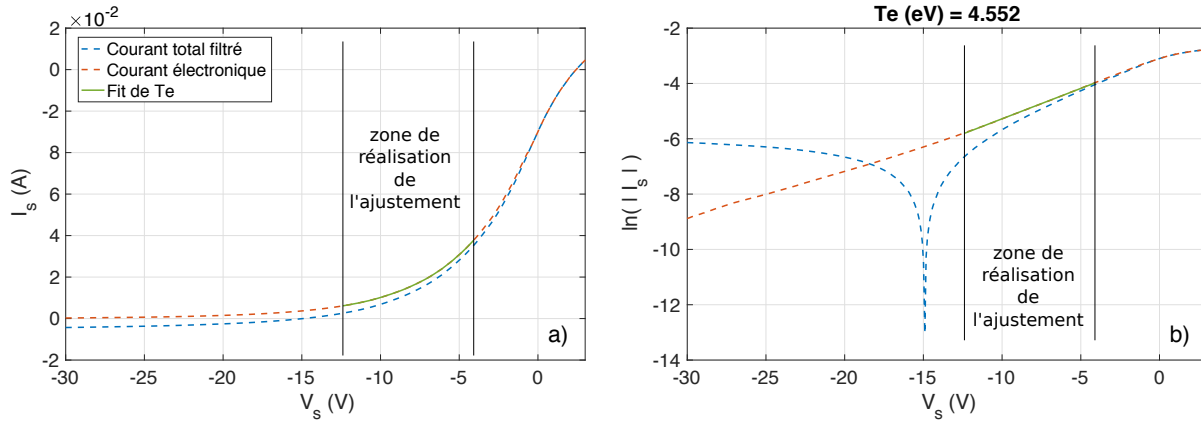


FIGURE 1.10 – Courant total et courant électronique collectés par la sonde. Le courant électronique est ajusté suivant l'équation 1.1 pour déduire T_e . a) Évolutions des courants et du fit. b) Évolutions du logarithme des courants et du fit. La température est mesurée égale à 4.55 eV.

équation 1.1). Il vaut ici 40.2 mA. Cette valeur est proportionnelle à la densité du plasma, de telle sorte que :

$$I_{e,sat} = e n \mathcal{A} \left(\frac{k T_e}{2 \pi m_e} \right)^{1/2}, \quad (1.2)$$

avec \mathcal{A} l'aire de collection de la sonde et m_e la masse des électrons. On obtient alors la première expression de la densité :

$$n_1 = \frac{I_{e,sat}}{e \mathcal{A} \left(\frac{k T_e}{2 \pi m_e} \right)^{1/2}}. \quad (1.3)$$

La densité obtenue est ici égale à $1.1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$.

2^{ème} méthode : prise en compte de l'effet du champ magnétique. L'expression de n_1 ne prend pas en compte l'effet du champ magnétique sur les électrons. Nous montrerons dans la section 1.5.2 que les électrons sont magnétisés dans toutes les conditions expérimentales étudiées. Hutchinson (2002b) et Bousselin (2013) ont montré que dans le cas de la collection d'électrons magnétisés il est nécessaire de réduire l'aire de la sonde à une aire équivalente correspondant à la projection de la surface de la sonde dans le plan perpendiculaire au champ magnétique. Dans notre cas, le plasma est produit par la source ionisante à l'une des deux extrémités de l'enceinte et se diffuse vers l'autre extrémité de l'enceinte. La sonde agit comme un écran à ce transport et crée une région de très faible densité de plasma derrière elle. L'aire de collection se réduit alors à une aire efficace notée \mathcal{A}_e correspondant à la projection de la surface de la sonde sur le plan perpendiculaire au champ magnétique faisant

face à la source. On a :

$$\mathcal{A} = 2 \pi R_p L_p, \quad (1.4)$$

$$\mathcal{A}_e = 2 R_p L_p. \quad (1.5)$$

La densité du plasma est alors évaluée par la formule :

$$n_2 = \frac{I_{e,sat}}{e \mathcal{A}_e \left(\frac{k T_e}{2 \pi m_e} \right)^{1/2}}, \quad (1.6)$$

et est estimée égale à $3.5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$.

3^{ème} méthode : égalisation du courant ionique et du courant de saturation électronique extrapolé au potentiel flottant. Le courant électronique permet d'accéder à la valeur de la densité d'une seconde manière. L'égalisation des courants ioniques et électroniques au potentiel flottant permet d'écrire :

$$I_i(\Phi_f) = I_e(\Phi_f) = e n \mathcal{A}_e \left(\frac{k T_e}{2 \pi m_e} \right)^{1/2} \exp \left(- \frac{e (\Phi_p - \Phi_f)}{k T_e} \right), \quad (1.7)$$

on obtient alors :

$$n_3 = \frac{I_i(\Phi_f)}{e \mathcal{A}_e \left(\frac{k T_e}{2 \pi m_e} \right)^{1/2} \exp \left(- \frac{e (\Phi_p - \Phi_f)}{k T_e} \right)}. \quad (1.8)$$

Le courant $I_i(\Phi_f)$ est estimé grâce à l'ajustement du courant ionique décrit dans la section précédente. Cette expression donne une valeur de la densité égale à $3.8 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$.

4^{ème} méthode : utilisation du courant ionique au potentiel flottant en géométrie plane. La densité du plasma peut aussi être évaluée en utilisant uniquement le courant ionique. Celui-ci est mesuré au potentiel flottant et est égal au courant de Bohm dont la formule pour une sonde plane est donnée par :

$$I_i(\Phi_f) = I_B = e \alpha_0 n \mathcal{A} c_s, \quad (1.9)$$

avec α_0 une constante égale à 0.61 pour $T_i \approx 0$ et $\alpha_0 \approx 0.5$ pour T_i légèrement au-dessus de la température du laboratoire et C_s la vitesse du son dans le plasma souvent nommée la vitesse de Bohm et définie par $c_s = \sqrt{\frac{k T_e}{m_i}}$. Cette formule peut être simplement adaptée en géométrie cylindrique en utilisant l'équation 1.4 pour calculer l'aire de la sonde et la densité

s'exprime :

$$n_4 = \frac{I_i(\Phi_f)}{e \alpha_0 c_s \mathcal{A}}. \quad (1.10)$$

La densité est alors estimée à $11.1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$.

5^{ème} méthode : utilisation du courant ionique au potentiel flottant en géométrie plane corrigée. L'expression de n_4 néglige la taille de la gaine de collection de la sonde. Une première correction à cette équation peut donc être effectuée en calculant la taille de la gaine d en géométrie plane et en changeant R_p par $(R_p + d)$ (Chen *et al.*, 2002) dans l'équation 1.4, avec :

$$d = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{2}{\alpha_0}} (2 \eta_f)^{3/4} \lambda_D, \quad \text{avec} \quad \eta_f = -\frac{\Phi_f - \Phi_p}{kT_e} \quad (1.11)$$

et λ_D la longueur de Debye :

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T_e}{n e^2}}. \quad (1.12)$$

La densité dépend donc de la longueur d qui dépend elle-même de la densité par la définition de la longueur de Debye. L'optimisation de ce système d'équations est réalisée numériquement. La densité obtenue est de $9.8 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$. Cette valeur surestime la densité car la courbure de l'aire de collection est négligée.

6^{ème} méthode : utilisation du courant ionique au potentiel flottant en géométrie cylindrique. La résolution d'un modèle de collection à travers une gaine dans une géométrie cylindrique a été effectuée par Chen (1965) et Chen *et al.* (2002). Cela correspond à la résolution d'un modèle ABR cylindrique déjà mentionné lors de l'estimation de l'exposant p . Ce modèle donne l'expression d'un nouveau rayon de collection R_g de telle sorte que :

$$R_g = \frac{\alpha}{\alpha_0} R_p \quad \text{avec} \quad \alpha = 0.607 + \frac{2432}{\exp(7.01 \xi_p^{0.096})}, \quad (1.13)$$

avec $\xi_p = R_p/\lambda_D$ le rapport du rayon de la sonde à la longueur de Debye. On peut alors exprimer la densité du plasma :

$$n_6 = \frac{I_i(\Phi_f)}{e \alpha c_s \mathcal{A}_{\text{ABR}}}. \quad (1.14)$$

A nouveau, la valeur de la densité dépend de la longueur de Debye et une optimisation numérique est nécessaire. Cette expression donne la densité du plasma égale à $6.4 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$. Le coefficient α obtenu est égal à 0.87 et le rapport ξ_p est égal à 15.8. La longueur de Debye est donc 16 fois plus petite que le rayon de la sonde.

7^{ème} méthode : utilisation du courant ionique au potentiel flottant et du courant de saturation électronique extrapolé au potentiel flottant. La dernière manière d'estimer la densité du plasma consiste à utiliser à la fois le courant électronique extrapolé au potentiel flottant et la description du courant ionique par le modèle ABR. En égalisant les courants électronique et ionique, on obtient :

$$n_7 = \frac{I_{e,sat} \exp\left(-\frac{e(\Phi_p - \Phi_f)}{kT_e}\right)}{e \alpha c_s \mathcal{A}}. \quad (1.15)$$

La densité du plasma ainsi obtenue est égale à $5.9 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$.

L'ensemble de ces résultats est regroupé dans la table 1.1 avec les formules correspondantes et leurs principales caractéristiques. La table 1.1 met en évidence la dispersion des résultats de densité obtenus en fonction de l'approche utilisée et du modèle de collection des charges. Tous ces modèles ne sont pas équivalents car ils ne sont pas supportés par les mêmes hypothèses. Les modèles 1, 4 et 5 font des approximations importantes : la non-magnétisation des électrons et la géométrie plane du collecteur. Les expressions 2, 3, 6 et 7 sont donc considérées plus fiables. Cela est confirmé par la dispersion importante des mesures 1, 4 et 5 et la dispersion plus faible des mesures 2, 3, 6 et 7. Enfin, la partie 3 de la courbe $I-V$ est la partie la plus influencée par les champs radiofréquences de la source (Chen, 2003, Chabert et Braithwaite, 2011), rendant les mesure 2, 3 et 7 plus incertaines que la mesure 6. L'incertitude sur la valeur absolue de la densité du plasma liée au modèle choisi est donc de l'ordre de 45%. A cette incertitude s'ajoutent les incertitudes liées aux dimensions du conducteur de la sonde. Le rayon du fil de tungstène est donné par le constructeur avec une incertitude de 10 % et la longueur du conducteur est estimée à $1 \text{ mm} \pm 0.2 \text{ mm}$. La densité du plasma est donc mesurée avec une forte incertitude sur sa valeur absolue. Cette incertitude est évaluée à 20% autour de la valeur donnée l'expression 6 qui sera utilisé par la suite. L'incertitude sur la mesure de la densité est élevée et une comparaison de cette mesure avec un autre type de dispositif tel qu'une mesure interférométrique (Deng *et al.*, 2003, 2006, Forest *et al.*, 2015) serait intéressante. Dans la suite de notre étude, une des grandeurs clefs est le gradient de densité du plasma normalisé. L'incertitude sur la valeur absolue de la densité n'aura donc qu'un impact limité sur nos résultats.

Expression	n (m ⁻³)	Hypothèses	Commentaires
$n_1 = \frac{I_{e,sat}}{e n \mathcal{A} \left(\frac{kT_e}{2\pi m_e} \right)^{1/2}}$	1.1×10^{18}	plasma non magnétisé	aire de collection des électrons mal estimée, influence de Φ_p forte
$n_2 = \frac{I_{e,sat}}{e n \mathcal{A}_e \left(\frac{kT_e}{2\pi m_e} \right)^{1/2}}$	3.5×10^{18}	électrons magnétisés	forte influence RF sur I_e , influence de Φ_p forte
$n_3 = \frac{I_i(\Phi_f)}{e \mathcal{A}_e \left(\frac{kT_e}{2\pi m_e} \right)^{1/2} \exp \left(\frac{e(\Phi_f - \Phi_p)}{kT_e} \right)}$	3.8×10^{18}	électrons magnétisés	influence RF et de Φ_p forte, utilisation de T_e
$n_4 = \frac{I_i(\Phi_f)}{e \alpha_0 c_s \mathcal{A}}$	11.1×10^{18}	courant de Bohm	géométrie plane
$n_5 = \frac{I_i(\Phi_f)}{e \alpha_0 c_s \mathcal{A}(R_p+d)}$	9.8×10^{18}	courant de Bohm modifié, prise en compte de la gaine	géométrie plane
$n_6 = \frac{I_i(\Phi_f)}{e \alpha c_s \mathcal{A}_{ABR}}$	6.4×10^{18}	modèle ABR cylindrique	modèle non-orbital, non-collisionnel
$n_7 = \frac{I_{e,sat} \exp \left(\frac{e(\Phi_f - \Phi_p)}{kT_e} \right)}{e \alpha c_s \mathcal{A}}$	5.9×10^{18}	modèle ABR cylindrique et électrons magnétisés	influence de Φ_p forte

TABLE 1.1 – Récapitulatif des différentes expressions de la densité rencontrées dans la littérature, des résultats obtenus pour chacun de ces modèles, des hypothèses et de commentaires qui leur sont associés. Les expressions correspondant le mieux à notre situation expérimentale sont les expressions 2, 3, 6 et 7. Les mesure 2, 3 et 7 sont plus influencées par les champs radiofréquences de la source que la mesure 6. Par la suite, nous calculerons la densité du plasma en utilisant l'expression 6. L'incertitude liée au choix du modèle utilisé est de l'ordre de 45 %.

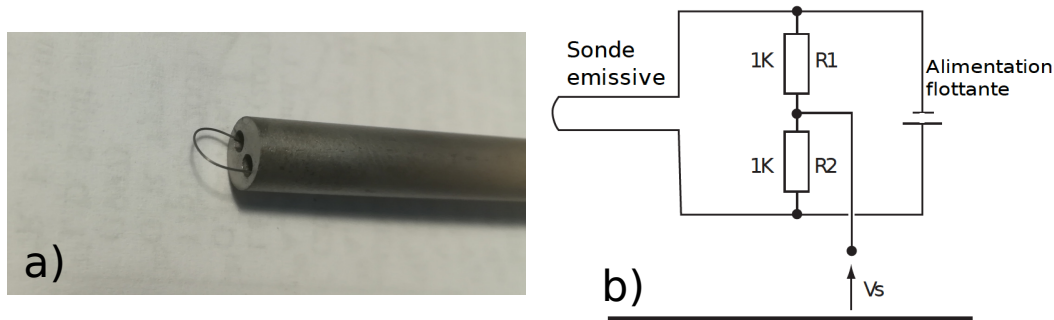


FIGURE 1.11 – a) Extrémité d'une sonde émissive : boucle en fil de tungstène de diamètre 0.2 mm. b) Schéma électrique du chauffage de la sonde émissive et de la mesure du potentiel plasma (d'après [Bousselin \(2013\)](#)).

Mesure du potentiel plasma par sondes émissives

L'estimation du potentiel plasma à l'aide d'une sonde de Langmuir donne des résultats parfois incertains. En effet, la partie électronique de la courbe $I-V$ est fortement influencée par les fluctuations RF de plasma dues à la source. Ces fluctuations mènent à une mauvaise estimation du potentiel plasma par l'analyse de la courbe $I-V$. La présence éventuelle de fluctuations de densité ou de potentiel à plus basse fréquence, dues à des instabilités du plasma, peut également fausser les résultats obtenus par l'analyse de la courbe $I-V$. L'utilisation de sondes émissives permet une mesure résolue en temps du potentiel plasma et s'affranchit de ces erreurs éventuelles ([Sheehan et Hershkowitz, 2011](#)). La sonde émissive est constituée d'une boucle de fil de tungstène, chauffée par un courant continu et qui flotte au potentiel plasma. L'augmentation de la température du fil de tungstène permet de le rendre émissif par émission thermoïonique. Lorsque la bonne température est atteinte et que le courant émis compense le courant électronique, la gaine disparaît et la sonde flotte à Φ_p . La difficulté de cette mesure réside dans l'obtention du courant de chauffage adéquat et dans le maintien de ce courant le plus constant possible au cours du temps.

La sonde émissive est constituée d'une boucle en tungstène d'environ 6 mm de diamètre, réalisée à l'aide d'un fil de 0.1 ou 0.2 mm de diamètre. Le fil de tungstène est fixé sur deux tiges de cuivre qui assurent la conduction du courant à l'intérieur d'un tube bifilaire en alumine de diamètre 6 mm. La sonde est chauffée à l'aide d'une batterie 12 V - 44 A.h munie d'un variateur permettant de régler finement le courant de chauffage. La batterie assure que le système de chauffage soit parfaitement flottant et n'influence pas la mesure du potentiel plasma. Le variateur a été conçu par Marius Tanase du service d'ingénierie électronique du laboratoire et permet d'obtenir un courant de chauffage stable et réglé au

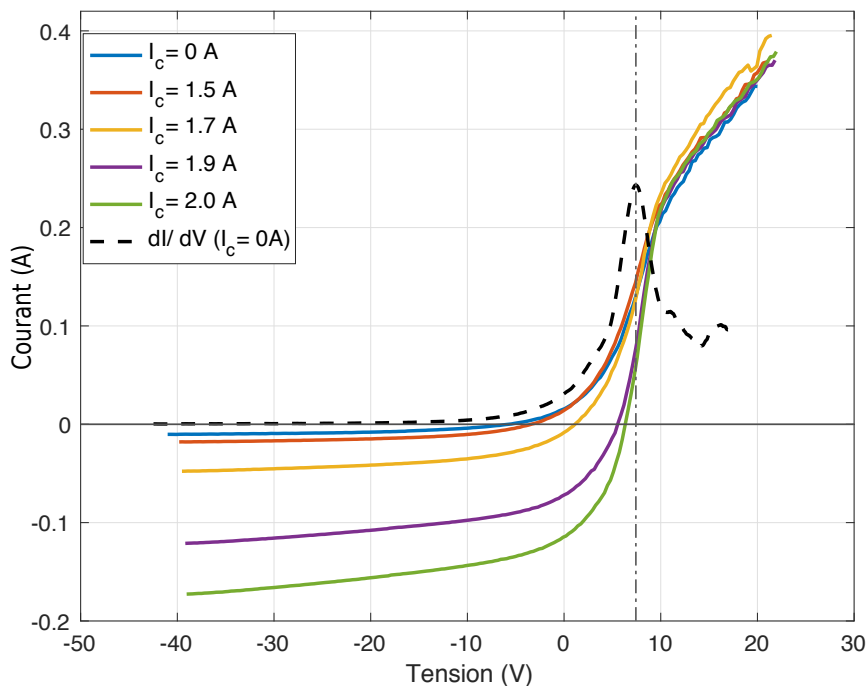


FIGURE 1.12 – Courbes I - V mesurées au filament de la sonde émissive pour plusieurs valeurs de courant de chauffage du filament et tracé de la dérivée première de la courbe I - V mesurée filament froid.

centième d'ampère. Le potentiel du filament est alors mesuré par un pont de résistance tel que présenté à la figure 1.11 b) et est enregistré par la carte d'acquisition.

La figure 1.13 présente plusieurs courbes I - V mesurées au filament de la sonde émissive en fonction du courant de chauffage de cette dernière. Seule la partie correspondant au courant ionique est affectée par le chauffage du filament. Le courant émis par émission thermoïonique s'additionne au courant de saturation ionique. L'augmentation du courant émis est d'abord faible lorsque le courant de chauffage augmente de 0 à 1.5 A, avant une augmentation plus rapide pour les courants au-delà de 1.5 A. L'augmentation du courant thermoïonique déplace le potentiel flottant de la sonde qui augmente et tend vers le potentiel plasma mesuré grâce à la dérive de la courbe I - V de la sonde froide.

Pour évaluer le courant de chauffage nécessaire à ce que la sonde émissive flotte au potentiel plasma, on mesure le potentiel flottant de la sonde en fonction du courant de chauffage. Cette courbe, présentée à la figure 1.13, montre deux évolutions quasi-linéaires successives du potentiel avec le courant de chauffage et une rupture de pente claire entre

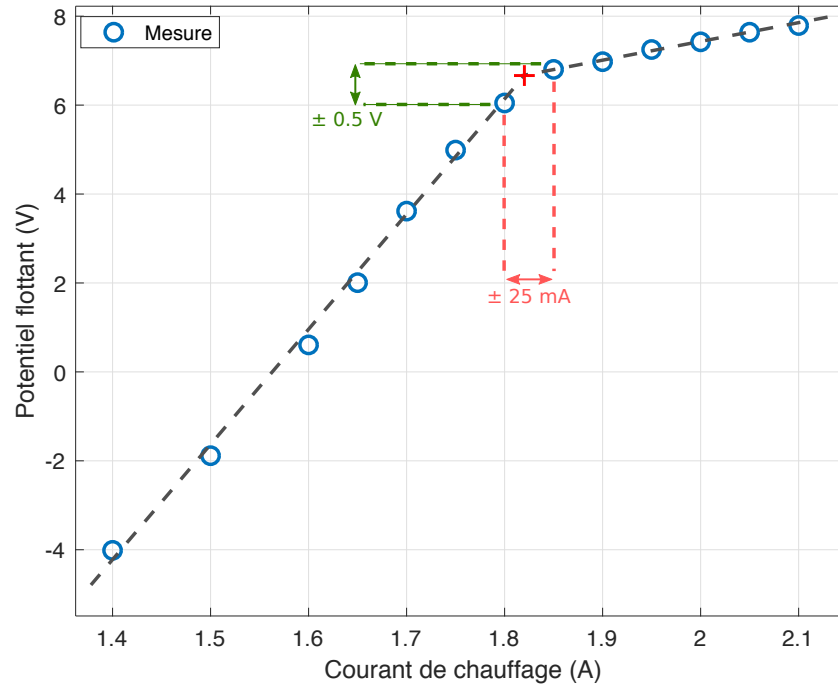


FIGURE 1.13 – Potentiel flottant de la sonde émissive en fonction du courant de chauffage du filament. La courbe présente deux évolutions linéaires et une rupture de pente.

ces portions de droite. Cette rupture de pente est due à l'apparition d'une cathode virtuelle autour du filament lorsque la sonde dépasse le potentiel plasma (Dorf *et al.*, 2004). Le courant de chauffage nécessaire pour la sonde flotte au potentiel plasma est égal au courant de chauffage à la rupture de pente (Kemp et Sellen, 1966) et vaut ici 1.81 A. Le courant de chauffage idéal varie entre 1.5 et 2.0 A pour un fil de 0.1 mm et entre 5.5 et 6.2 A pour un fil de 0.2 mm. Le potentiel plasma ici mesuré est égal à 6.60 V. Cette valeur est inférieure à la valeur mesurée en utilisant la méthode du maximum de la dérivée de la courbe $I-V$ ($\Phi_p = 7.43$ V, voir figure 1.13). Cet écart est prévu par la théorie et par des simulations numériques (Hobbs et Wesson, 1967, Schwager, 1993) et sera négligé par la suite, cette méthode de mesure du potentiel plasma demeurant la méthode la plus fiable à notre disposition.

Le courant de chauffage idéal varie d'une sonde à une autre et évolue avec l'usure de la sonde. Il varie également avec les propriétés du plasma, Bouselin (2013) a montré que ce courant dépend principalement de la densité du plasma et qu'il change peu tant que la densité reste comprise entre n_0 , la densité à laquelle le courant de chauffage a été mesuré et densité au centre de l'enceinte, et $n_0/2$. Nous utiliserons donc un courant de chauffage constant lors des mesures de l'évolution radiale de Φ_p et nous prendrons ce courant égal au

courant de chauffage calibré au centre du plasma. Les tentatives pour utiliser un courant calibré pour chaque position de la sonde se sont soldés par une augmentation de l'incertitude sur les mesures de profil de Φ_p car ces ajustements sont extrêmement fins en comparaison des variations du courant de chauffage idéal avec l'usure de la sonde. Une erreur de ± 0.025 A sur le courant de chauffage de la sonde conduit à une erreur de ± 0.5 V sur la mesure de Φ_p (voir figure 1.13), ce qui constitue l'incertitude typique des mesures.

Mesure de la vitesse des ions par sondes de Mach

La sonde de Mach permet de mesurer la vitesse des ions d'un plasma et est parfois appelée sonde de Langmuir directionnelle. Elle est composée d'un ou de plusieurs collecteurs mesurant le courant de saturation ionique dans une direction privilégiée. Différents types de sondes de Mach sont couramment utilisés et le nombre de collecteurs ainsi que leur géométrie permet de s'adapter aux caractéristiques du plasma et aux géométries expérimentales (Chung, 2012).

La sonde de Mach que nous avons conçue est inspirée du design développé par l'équipe de Cary Forest à l'Université du Wisconsin Madison. Plusieurs conceptions différentes ont préalablement été testées avec des résultats mitigés avant que ce dernier design permette d'obtenir des résultats cohérents avec l'interprétation de l'établissement de la vitesse du plasma décrit au chapitre 3. La figure 1.14 présente trois de ces différents designs dont le design final. La sonde retenue possède deux collecteurs circulaires de 4 mm de diamètre découpés dans un barreau en tantale. La conduction électrique jusqu'au passage électrique étanche au vide est assurée par des fils de tantale soudés par points à l'arrière des collecteurs. Le corps de la sonde est un tube bifilaire de diamètre 4 mm. Les deux conducteurs sont fixés dans la tête de la sonde constituée d'une pièce en "T" en nitrure de bore. Cette pièce est remplie de colle céramique afin de fixer les collecteurs et les fils de conduction et d'augmenter la robustesse de la sonde.

L'angle de positionnement de la sonde constitue une source d'incertitudes importante lors des mesures de vitesses effectuées à la sonde de Mach. L'axe formé par la perpendiculaire aux deux conducteurs de la sonde doit être parallèle à la direction de la vitesse que l'on cherche à mesurer. L'incertitude associée à un désalignement est évaluée ci-dessous. Pour limiter cette incertitude, nous avons imprimé un rapporteur à l'arrière de la bride de la sonde tel que présenté sur la figure 1.15 grâce à un graveur laser.

Chaque collecteur est polarisé indépendamment par rapport à la masse de l'expérience grâce à deux alimentations continues 250 V - 300 mA. Le courant de saturation ionique est mesuré grâce une résistance de Shunt et la carte d'acquisition.

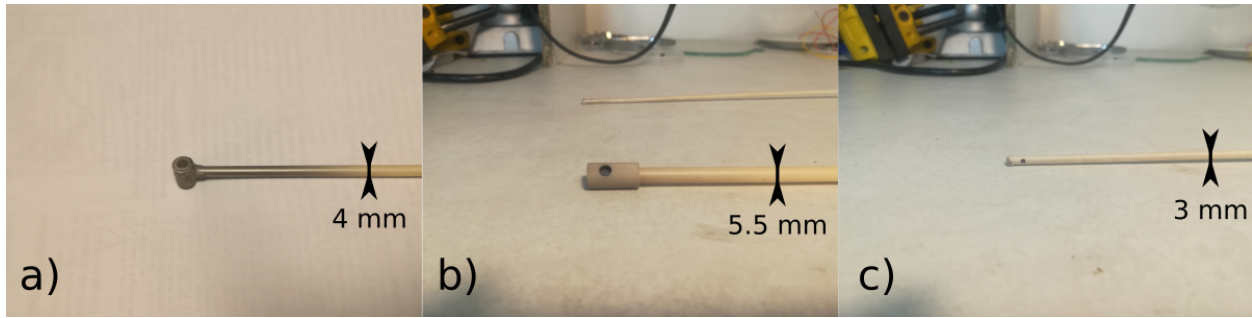


FIGURE 1.14 – Trois designs successifs de sondes de Mach : a) design final avec une tête de sonde en "T" en nitrure de bore et des collecteurs plats, b) design avec un chapeau en alumine et des collecteurs plats et c) design en trou d'épingle, directement percé dans le corps de la sonde en alumine et avec un conducteur en fil de tantale.

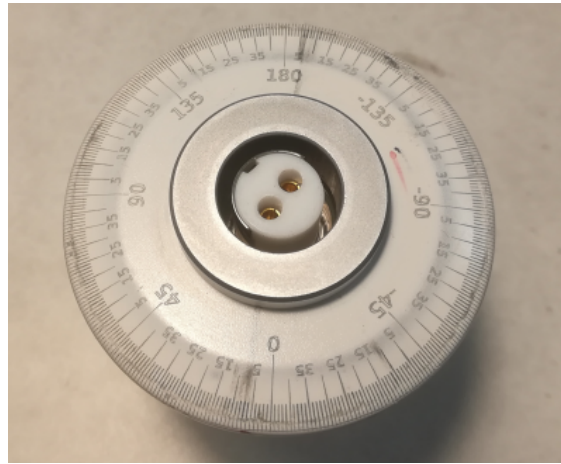


FIGURE 1.15 – Rapporteur imprimé au laser à l'arrière de la bride de la sonde de Mach.

Le rapport des courants ioniques collectés suivant la même direction dans deux sens opposés renseigne sur la valeur du nombre de Mach des ions selon cette direction. On a :

$$M = \frac{v_i}{C_s} = \frac{1}{K_m} \ln \left(\frac{J_{up}}{J_{dn}} \right), \quad (1.16)$$

avec M le nombre de Mach, v_i la vitesse des ions, K_m un paramètre de calibration et J_{up} et J_{dn} les densités surfaciques de courant collecté par les collecteurs orientés dans les directions up et down. Le facteur K_m a été évalué par de nombreux auteurs en utilisant des simulations numériques et des calculs théoriques dans de multiples configurations et en utilisant un grand nombre de modèles (Chung, 2012). Les valeurs obtenues varient entre 0.75 et 4.0 en fonction des modèles, des conditions de magnétisation du plasma et du rapport des températures ioniques et électroniques. Dans nos conditions expérimentales, la valeur $K_m = 1.34$ obtenue

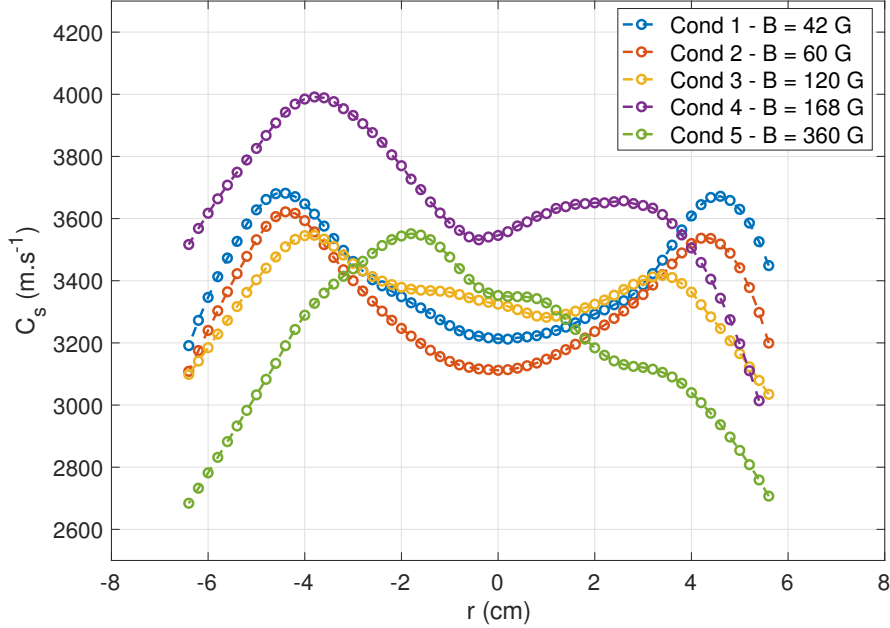


FIGURE 1.16 – Vitesses du son dans le plasma en fonction du rayon pour les cinq jeux de conditions expérimentales présentées à la table 3.1 au chapitre 3.

par [Hutchinson \(2002a\)](#) par simulation PIC prévaut. C'est cette valeur que nous utiliserons dans la suite de ce travail.

Le courant ionique mesuré par chacun des collecteurs est égal à la densité de courant multipliée par la surface du collecteur. Si les deux collecteurs que nous appellerons A et B ont une aire légèrement différente, alors la vitesse mesurée V_{meas} , calculée grâce au rapport des courants ioniques, possède un offset dû à cette différence d'aire :

$$V_{\text{meas}} = \frac{C_s}{K_m} \ln \left(\frac{I_A}{I_B} \right) = \frac{C_s}{K_m} \left(\ln \left(\frac{J_{\text{up}}}{J_{\text{dn}}} \right) + \ln \left(\frac{S_A}{S_B} \right) \right), \quad (1.17)$$

avec S_A et S_B les aires des collecteurs de la sonde, la sonde étant orientée avec la face A du côté up et la face B du côté down. Pour éliminer l'offset de la mesure de vitesse, la mesure est effectuée une seconde fois en inversant la direction de la sonde :

$$V_{\text{meas}} = \frac{C_s}{K_m} \ln \left(\frac{I_B}{I_A} \right) = \frac{C_s}{K_m} \left(\ln \left(\frac{J_{\text{up}}}{J_{\text{dn}}} \right) + \ln \left(\frac{S_B}{S_A} \right) \right). \quad (1.18)$$

La moyenne de ces deux vitesses mesurées n'est pas sujette à l'offset dû à la différence d'aire des deux collecteurs et permet de mesurer correctement la vitesse.

La vitesse mesurée par la sonde de Mach est dépendante de la vitesse du son dans le

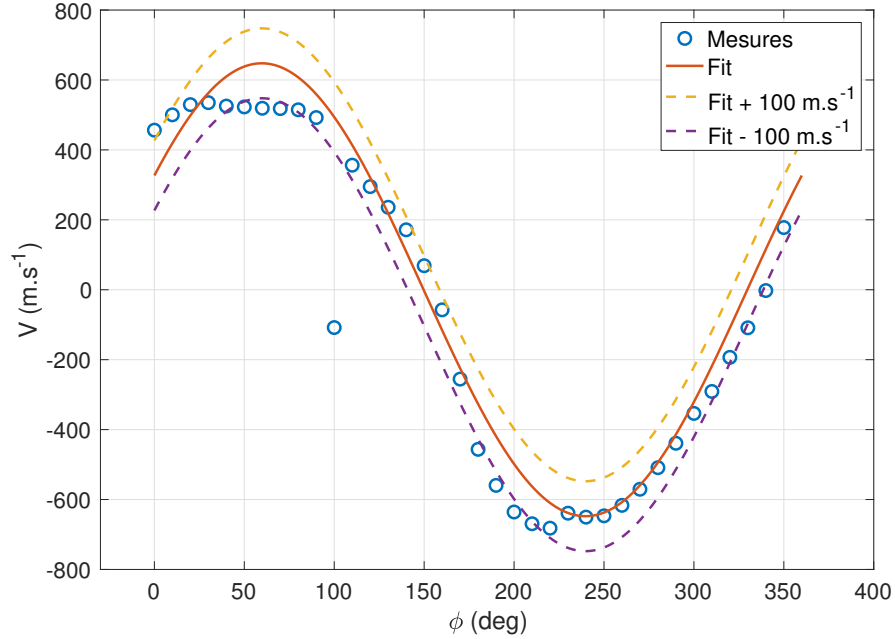


FIGURE 1.17 – Vitesse des ions mesurée par sonde de Mach en fonction de l’angle de la sonde avec la direction azimutale et fit de cette courbe d’après l’équation 1.21. Le fit est également tracé associé à l’erreur expérimentale typique de $\pm 100 \text{ m.s}^{-1}$.

plasma, égale à la vitesse de Bohm. On a :

$$C_s = \sqrt{\left(\frac{e T_e}{M_i}\right)}, \quad (1.19)$$

avec T_e la température électronique en eV et M_i la masse des ions du plasma. La vitesse du son est calculée pour les différents régimes de paramètres dans lesquels l’étude de la vitesse des ions du plasma a été effectuée (voir chapitre 3). Elle est calculée grâce aux profils radiaux de température électronique présentés à la section 3.1.1 du chapitre 3. La figure 1.16 présente l’évolution radiale de la vitesse du son dans le plasma pour les cinq jeux de paramètres présentés à la table 3.1 au chapitre 3. La vitesse du son varie peu avec la position radiale pour ces cinq jeux de conditions expérimentales et elle sera prise égale à 3500 m.s^{-1} pour tous les rayons et toutes les conditions expérimentales afin de simplifier l’analyse des signaux de Mach. Cette approximation correspond à une erreur maximale de 50 m.s^{-1} pour un profil de vitesse d’amplitude 300 m.s^{-1} pour les conditions expérimentales 1 à 4 (15% du maximum de la vitesse) et de 100 m.s^{-1} pour la condition expérimentale 5 (30% du maximum de la vitesse).

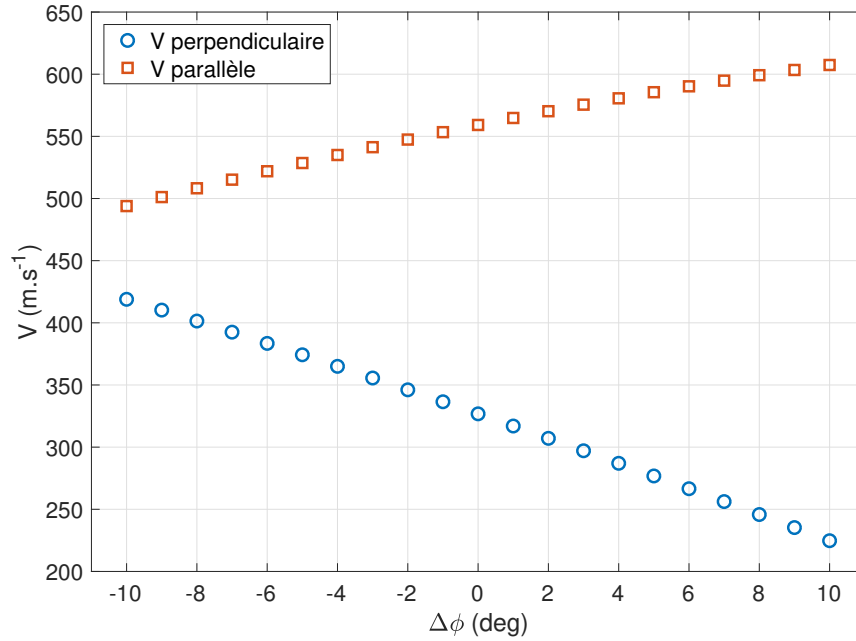


FIGURE 1.18 – Vitesses perpendiculaires et parallèles mesurées grâce aux fit de la courbe de $V_{\text{meas}}(\phi + \Delta\phi)$ en fonction de $\Delta\phi$.

Une expression plus complète du nombre de Mach peut être donnée dans le cas où deux vitesses perpendiculaires existent simultanément dans le plasma (Shikama *et al.*, 2005). C'est le cas lorsque la sonde est insérée dans le plasma par le côté de l'expérience. La sonde peut mesurer la vitesse parallèle au champ magnétique si ses faces sont perpendiculaires à l'axe z ou la vitesse azimutale si la sonde est tournée de 90° . On définit un nombre de Mach parallèle M_{\parallel} correspondant à la vitesse selon z et un nombre de Mach perpendiculaire M_{\perp} correspondant à la vitesse azimutale. On a alors l'expression du logarithme du rapport des courants ioniques R en fonction de ϕ , l'angle formé par la perpendiculaire à la face A avec la direction azimutale :

$$\ln(R(\phi)) = K_m (M_{\perp} \cos \phi + M_{\parallel} \sin \phi), \quad (1.20)$$

et l'expression de la vitesse mesurée :

$$V_{\text{meas}}(\phi) = \frac{C_s}{K_m} \ln(R(\phi)) = C_s (M_{\perp} \cos \phi + M_{\parallel} \sin \phi). \quad (1.21)$$

La figure 1.17 présente la vitesse mesurée par la sonde de Mach en fonction de l'angle ϕ ainsi que l'ajustement de cette courbe suivant l'équation 1.21, les vitesses V_{\perp} et V_{\parallel} étant

les paramètres du fit. Les vitesses mesurées sont $V_{\perp} = 327 \text{ m.s}^{-1}$ et $V_{\parallel} = 559 \text{ m.s}^{-1}$. La vitesse parallèle est potentiellement surestimée à cause de la sous-densité de plasma créée par la sonde du côté opposé à la source RF. Une mesure sûre de la vitesse parallèle nécessite la prise en compte de facteurs corrigeant cet effet (Gosselin *et al.*, 2016). L'incertitude due à une erreur de positionnement angulaire de la sonde peut être évaluée en utilisant ces mesures. Le fit défini par l'équation 1.21 est réalisé en décalant le vecteur ϕ autour de zéro. On obtient alors les valeurs de V_{\perp} et V_{\parallel} pour chacune des valeurs de décalage notées $\Delta\phi$ et que l'on trace figure 1.18. L'incertitude typique maximale de $\pm 5^{\circ}$ qui peut être réalisée lors du positionnement angulaire de la sonde correspond ici à une incertitude sur la vitesse mesurée égale à $\pm 50 \text{ m.s}^{-1}$ pour la vitesse perpendiculaire et à $\pm 25 \text{ m.s}^{-1}$ pour la vitesse parallèle.

La figure 1.17 présente le fit de la vitesse mesurée $\pm 100 \text{ m.s}^{-1}$ en fonction de ϕ . Ces deux courbes contiennent l'ensemble des points de mesure qui sont répartis autour de la courbe du fit. Le point à $\phi = 100^{\circ}$ peut être exclu du jeu de données car les données n'ont pas été acquises correctement. L'incertitude typique d'une mesure effectuée par une sonde de Mach est donc dominée par les variations des paramètres physiques du plasma ou de la sonde d'une mesure à l'autre et non par les incertitudes liées à l'analyse des données ou au positionnement de la sonde que nous venons d'évaluer. L'incertitude sur les mesures de vitesses effectuées par sonde de Mach sera donc prise égale à 100 m.s^{-1} .

1.2.2 Les méthodes de mesure optiques

Les méthodes de mesure électrostatiques décrites à la partie précédente sont intrusives et par essence perturbatives. De plus, elles reposent sur des modèles de collection de charges par un conducteur et donnent des résultats différents en fonction des hypothèses utilisées pour dériver ce modèle de collection. Ces deux raisons motivent l'utilisation de diagnostics optiques reposant sur l'analyse des photons émis par le plasma. Ces diagnostics sont plus délicats à mettre en place expérimentalement et l'analyse de leurs signaux peut être difficile mais ils sont non perturbatifs et ne s'appuient pas sur les modèles de collection de charges. Les mesures optiques mises en place sur notre expérience sont des mesures de Fluorescence Induite par Laser (nous utiliserons l'acronyme anglais LIF, pour *Laser Induced Fluorescence*), des mesures par interférométrie Fabry-Pérot et des mesures par imagerie rapide.

La Fluorescence Induite par Laser (LIF)

La LIF est une méthode de mesure de la fonction de distribution de la vitesse (nous utiliserons l'acronyme anglais IVDF, pour *Ion Velocity Distribution Function*) des ions du

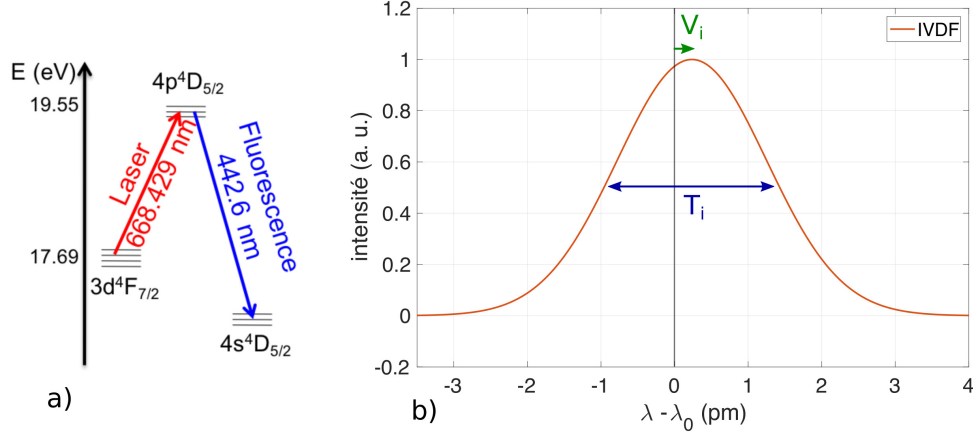


FIGURE 1.19 – a) Schéma de LIF. b) Schéma d'une IVDF et des paramètres du plasma qui peuvent en être extraits.

plasma reposant sur l'excitation d'un ion vers un état de plus haute énergie électronique à l'aide d'un laser et sur la mesure du photon de fluorescence émis lors de la relaxation de cet état excité. La longueur d'onde du laser d'excitation peut être variée de manière continue ou discrète autour de la longueur d'onde centrale de la transition d'excitation. L'amplitude du signal de fluorescence en fonction de la longueur d'onde d'excitation constitue l'IVDF. La largeur à mi-hauteur de cette IVDF permet d'accéder à la température des ions. Le décalage de sa longueur d'onde centrale par rapport à la longueur d'onde tabulée de la transition permet d'accéder à la vitesse moyenne de la population d'ions (figure 1.19 b)). Le couple longueur d'onde d'excitation - longueur d'onde de relaxation fixe ce qui s'appelle le schéma de LIF visible sur la figure 1.19 a). Le schéma de LIF mis en place sur l'expérience a été initialement développé par [Severn *et al.* \(1998\)](#). L'état métastable $3d^4F_{7/2}$ d'énergie 17.69 eV est excité par un photon de longueur d'onde 668.614 nm dans le vide (668.429 nm dans l'air) vers l'état radiatif $4p^4D^0_{5/2}$ d'énergie 19.55 eV et qui relaxe très rapidement vers l'état $4s^4P_{3/2}$ d'énergie 16.749 eV en émettant un photon de longueur d'onde 442.724 nm dans le vide (442.600 nm dans l'air). Ce système a initialement été installé par Guillaume Boussein avec l'aide de Ludovic de Pouques au début de l'année 2015 en s'appuyant sur le système présenté par [Bieber *et al.* \(2011\)](#). J'ai ensuite participé à l'amélioration du système de mesure, en collaboration avec Guillaume Boussein et Vincent Dolique. Les mesures présentées ici ont été réalisées avec Vincent Dolique et Simon Vincent.

Le système de mesure de LIF tel que nous l'utilisons à Lyon est composé de deux dispositifs optiques et de plusieurs appareils électroniques pour le contrôle du laser et la mesure. Une vue d'ensemble de ce système est proposée à la figure 1.20. Le laser est une diode laser à longueur d'onde réglable Toptica DL100 de puissance maximale 50 mW. L'électronique de pi-

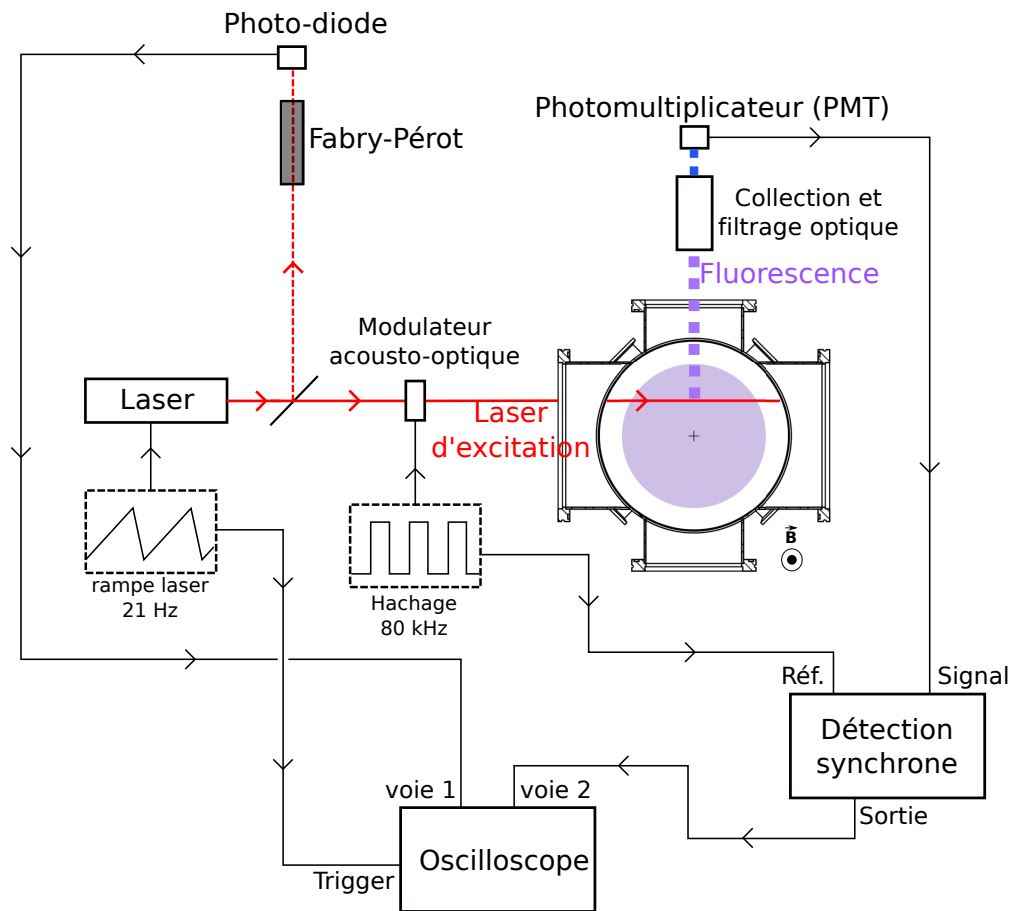


FIGURE 1.20 – Schéma complet du dispositif de LIF.

lotage du laser permet de régler la puissance du laser, la longueur d'onde centrale du faisceau ainsi que la variation temporelle de la longueur d'onde du faisceau. La rampe en longueur d'onde, d'amplitude quelques dizaines de picomètres, est asymétrique (en dents de scie) et se répète périodiquement à une fréquence de 21 Hz. Une fraction de ce faisceau est dirigé vers une cavité Fabry-Pérot et une photo-diode pour suivre l'évolution temporelle de la longueur d'onde du laser. L'autre partie du faisceau, représentant environ 98% de la puissance est haché à 80 kHz par un modulateur acousto-optique contrôlé par un générateur basse-fréquence (GBF). Le faisceau est alors injecté dans le plasma et provoque la transition de certains ions vers un état excité de plus haute énergie. La transition radiative de relaxation se produit instantanément, accompagnée de l'émission de photons de fluorescence. Ces derniers sont captés par le système optique de détection et amplifié par un photomultiplicateur (PMT). Ce signal de fluorescence est extrêmement bruité, le rapport du signal de fluorescence sur l'amplitude du bruit (SNR) est compris entre $(1/100)$ et $(1/1000)$. Le signal est donc envoyé vers une détection synchrone (modèle Stanford Research Systems SR830) utilisant le signal

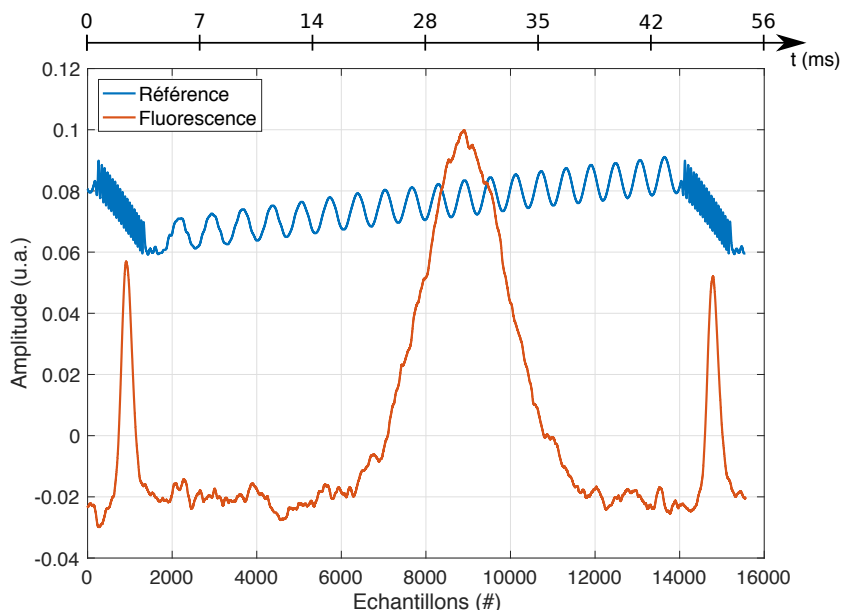


FIGURE 1.21 – Signal de référence (bleu) et signal de fluorescence (orange) mesurés à l’oscilloscope pour un plasma dans les conditions 60 G, 700 W et 1 mTorr. Le temps de moyennage est de 1 min et correspond à une moyenne effectuée sur environ 600 périodes.

de hachage comme référence et permettant d’augmenter le SNR jusqu’à $(1/5)$ à $(1/10)$. Le signal issu de la photodiode et le signal de fluorescence sortant de la détection synchrone sont envoyés vers un oscilloscope à mémoire. Ce dernier est synchronisé sur la rampe du laser et moyenne les signaux sur un temps de l’ordre d’une minute pour augmenter encore le SNR et atteindre des valeurs comprises entre 10 et 100. Le post traitement de ces deux signaux, présentés à la figure 1.21, permet de reconstituer l’IVDF et sera présenté au chapitre 2. Nous allons maintenant nous appliquer à décrire les systèmes optiques d’injection du faisceau et de détection des photons de fluorescence.

Injection du faisceau laser

Le système d’injection du faisceau laser d’excitation est monté sur une table optique qui peut être installée sur le côté de l’enceinte pour mesurer la température des ions perpendiculaire au champ magnétique ou à son extrémité pour mesurer la température des ions parallèle au champ. Ce système est constitué du laser, de plusieurs miroirs de renvoi, d’une lame quart d’onde, d’un hacheur acousto-optique, d’un système de translation du faisceau laser injecté et d’un interféromètre de Fabry-Pérot. L’ensemble de ce système est visible sur les figures 1.22 haut (vue de dessus) et 1.22 bas (vue de côté).

Le faisceau laser produit par la diode est polarisé linéairement. La lame quart d’onde,

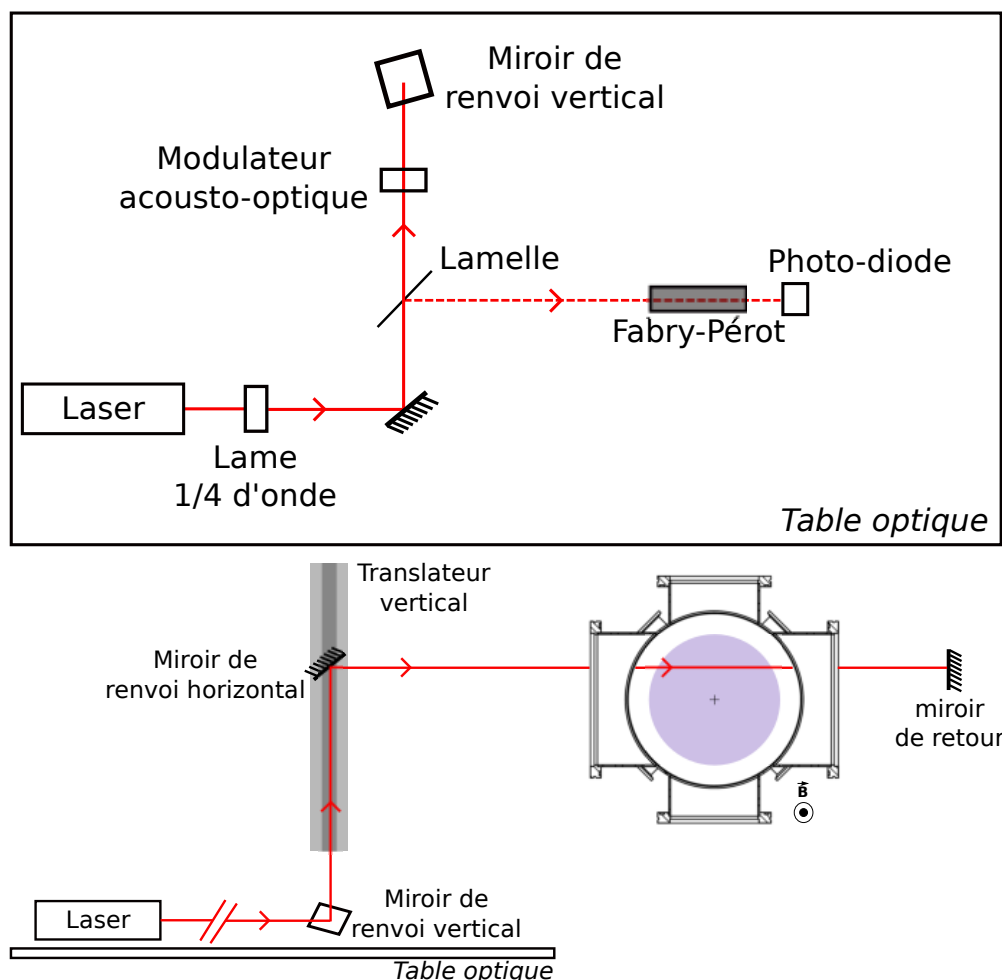


FIGURE 1.22 – (haut) Vue de dessus du système d'injection du faisceau laser. (bas) Vue de côté du système d'injection du faisceau laser.

placée à la sortie de la diode, permet de choisir entre une polarisation verticale ou horizontale du faisceau laser. Les transitions électroniques sont soumises à l'effet Zeeman en présence d'un champ magnétique intense. Cet effet dépend de la polarisation du champ électrique de la lumière excitant les transitions, d'où l'importance de connaître et de contrôler la polarisation du faisceau. Après la lame quart d'onde, quelques pourcents de la puissance totale du faisceau laser sont déviés par réflexion partielle sur une lamelle de microscope vers une cavité Fabry-Pérot (barreau de SF11 mesurant 15 cm). Les interférences produites sont mesurées par la photodiode. Ce signal est appelé signal de référence et est représenté figure 1.21. L'analyse de ces interférences, présentée en détail à la section 2.1.1 du chapitre 2, permet de suivre l'évolution temporelle de la longueur d'onde du laser. La majeure partie de la puissance du faisceau laser rencontre le modulateur acousto-optique (AA Opto-Electronic MTS40-

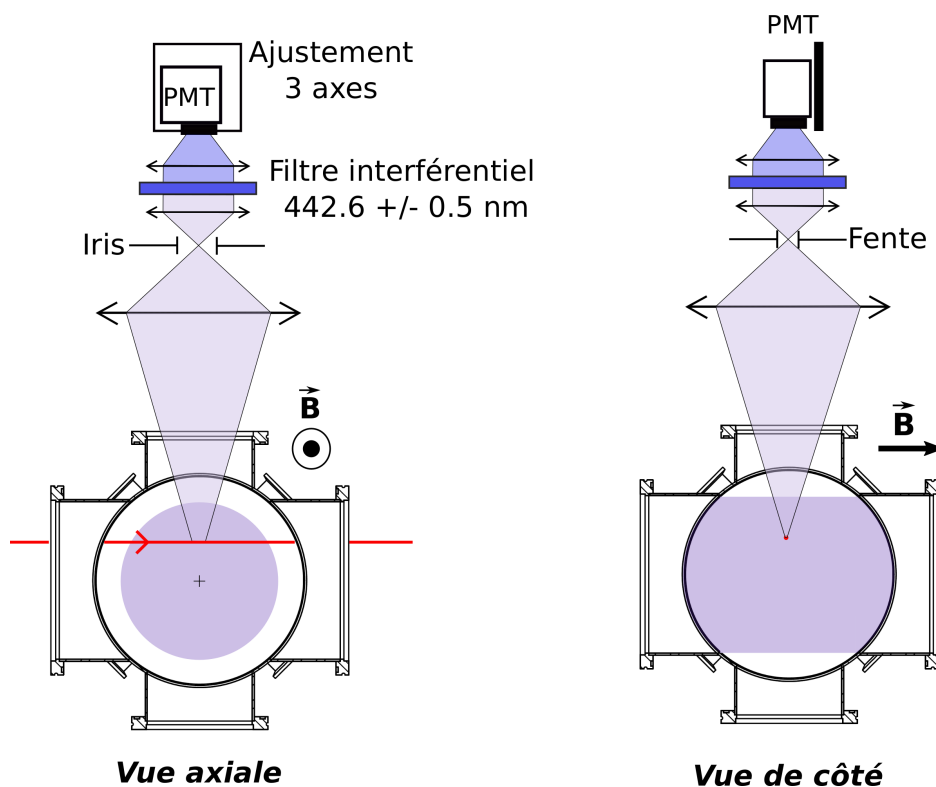


FIGURE 1.23 – Système de détection des photons de fluorescence, orienté pour le cas où le laser est injecté par le côté de l'enceinte. Il est tourné de 90° dans le cas où le laser est injecté par le port terminal de l'enceinte.

A2-5.532). Cet élément, aussi appelé cellule de Bragg, est composé d'un cristal qui dévie de quelques degrés environ 80% de la puissance lumineuse incidente lorsqu'il est excité à 40 MHz. La partie du faisceau déviée rencontre un miroir de renvoi et le signal non dévié un écran d'arrêt. Le signal à 40MHz est modulé par un TTL à 80 kHz permettant de hacher le faisceau laser injecté. Cet élément remplace le hacheur mécanique initialement utilisé (modèle Thorlabs MC-2000). Ce dernier permet de transmettre ou de couper 100% du faisceau incident mais provoque des vibrations de la lamelle de microscope et ne permet pas de hacher le signal à des fréquences supérieures à 15 kHz. La cellule de Bragg a donc permis d'améliorer la qualité du signal de référence, d'augmenter la fréquence de la rampe laser et de diminuer le temps de convergence. Le miroir de renvoi horizontal est monté sur un translateur vertical (voir figure 1.22 bas) permettant de choisir à quelle distance du centre de l'enceinte le faisceau laser est injecté pour réaliser des mesures de la température ionique à différentes positions dans le plasma.

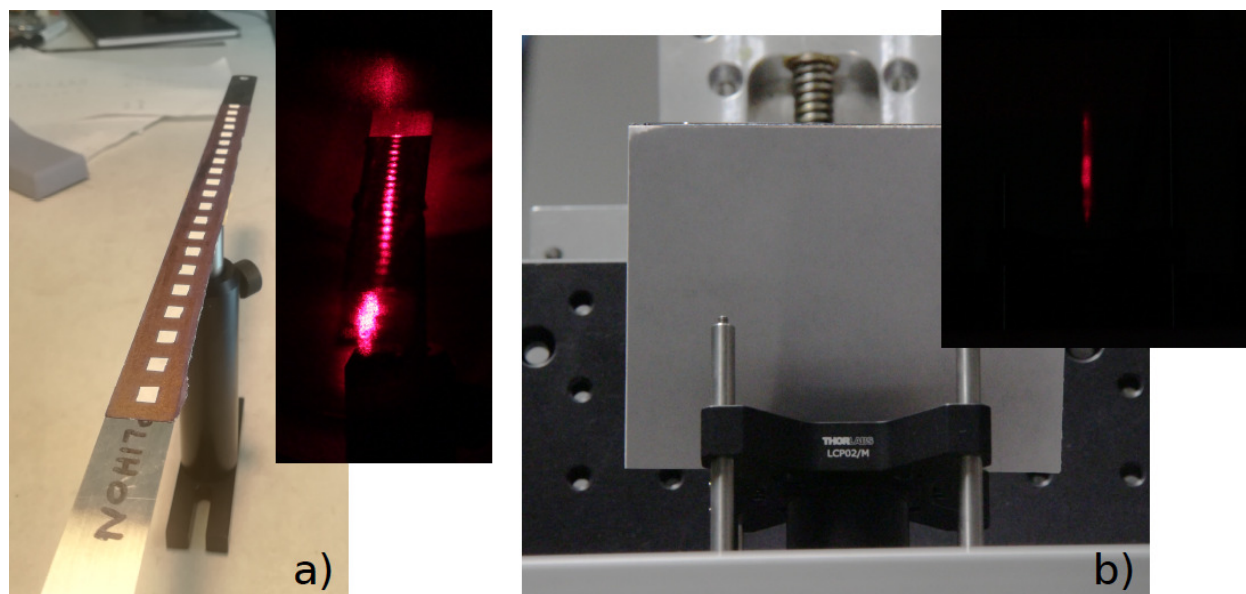


FIGURE 1.24 – Réglage de la taille de la zone de mesure du dispositif de LIF.

Détection des photons de fluorescence

Le système optique de détection des photons de fluorescence est présenté sur la figure 1.23. Il est composé d'un assemblage de lentilles convergentes, d'un diaphragme, d'une fente, d'un filtre interférentiel et d'un photomultiplicateur (PMT) (modèle Hamamatsu H7827-012). L'ensemble de ce système optique est monté sur un translateur trois axes afin d'être réglé au mieux et de se déplacer avec le faisceau laser. La première lentille (diamètre 2 pouces, longueur focale 6 cm) collecte les photons de fluorescence. Dans le plan de conjugaison de la zone de collection par la lentille se trouvent une fente et un diaphragme. La fente est parallèle au faisceau laser et permet de couper la lumière naturellement émise par le plasma autour du faisceau. Le diaphragme permet de contrôler la longueur de la zone de mesure le long du faisceau laser (voir ci-dessous). Un ensemble de deux lentilles (diamètre un pouce, longueur focale 3 cm) permet de récupérer le signal dans le plan de la fente, de faire passer la lumière à travers le filtre en éclairage parallèle et de refocaliser la lumière dans le PMT. Le filtre interférentiel est un filtre réalisé sur mesure pour notre application par TFI Technologies dont le pic de transmittance est extrêmement élevé (supérieur à 80%) et étroit (1 nm) et centré sur la longueur d'onde de relaxation à 442.6 nm. Le PMT amplifie le signal de fluorescence avec un gain réglable et le convertit en signal électrique envoyé vers la détection synchrone et l'oscilloscope.

La taille de la zone de collection des photons de fluorescence par le dispositif de LIF fixe la résolution spatiale de la mesure. Cette zone est limitée dans les directions perpendiculaires

au faisceau par la taille de ce dernier (entre 2 et 3 mm). Le long du faisceau laser, la zone de mesure est contrôlée par l'ouverture du diaphragme. Celui-ci est réglé en utilisant le dispositif présenté sur la figure 1.24. Une ligne de taches noires et blanches mesurant chacune 5 mm est éclairée par le laser, créant un motif qui est reproduit dans le plan du PMT. Ce dernier est remplacé par un écran (voir figure 1.24) afin de visualiser les taches d'éclairement. La taille de la zone de mesure le long du faisceau laser, appelée l , est choisie égale à 1.5 cm, et correspond à deux taches sombres et une tache claire. Ce choix est issu d'un compromis entre l'amplitude du signal qui augmente avec la zone de collection et la résolution spatiale de la mesure. La zone de mesure ainsi définie collecte des photons émis à des rayons compris entre r et $\sqrt{\left(r^2 + \frac{l^2}{4}\right)}$, avec l la longueur de la zone de collection. À 1 cm du centre de l'expérience, les photons sont ainsi collectés entre 1 cm et 1.25 cm du centre de l'enceinte et à 6 cm du centre, les photons sont collectés entre 6 cm et 6.05 cm du centre.

L'interféromètre de Fabry-Pérot

Le dispositif interférométrique de Fabry-Pérot est un système développé à l'Université du Wisconsin, Madison, et que nous avons utilisé dans le cadre d'une collaboration entre nos deux équipes, avec l'aide de Ken Flanagan et de Jason Milhone. Il s'agit d'un dispositif de spectroscopie d'émission à haute résolution qui utilise la lumière émise spontanément par la transition électronique de l'argon ionique à 488.123 nm pour mesurer l'IVDF. Il est constitué d'un dispositif de collection de la lumière, d'un Fabry-Pérot de grande qualité produisant un motif d'interférence et d'un appareil photo permettant de capturer ce motif. Il permet une mesure intégrée de la température et de la vitesse des ions du plasma parallèle à la ligne de visée du collimateur de collection de la lumière. Il est installé à l'extrémité de l'enceinte et collecte la lumière émise par le plasma le long de l'axe z , en $r = 0$.

La lumière est collectée par un collimateur permettant de sélectionner les photons émis par le plasma parallèlement à l'axe z et dans la direction du collimateur. Il est composé d'une lentille convergente de focale 50 mm et de diamètre 50.8 mm (1 pouce) qui condense la lumière dans une fibre optique multimode (modèle Ocean Optics QP 400-2-UV-VIS). Le diamètre de la lentille fixe le diamètre de la colonne de plasma sondée. La fibre optique permet d'amener la lumière collectée vers le dispositif interférométrique. Le faisceau de lumière est extrait de la fibre optique grâce à une lentille similaire à la lentille d'entrée et est envoyé parallèlement à l'axe optique. Elle est alors filtrée par un filtre interférentiel centré sur la longueur d'onde de transition à 488.123 nm et de largeur 1 nm. Elle est à nouveau focalisée par une lentille convergente de focale 150 mm vers le Fabry-Pérot, situé à une distance en deçà de la distance focale de la lentille et dont la position exacte n'est pas cruciale. La lumière forme une tache

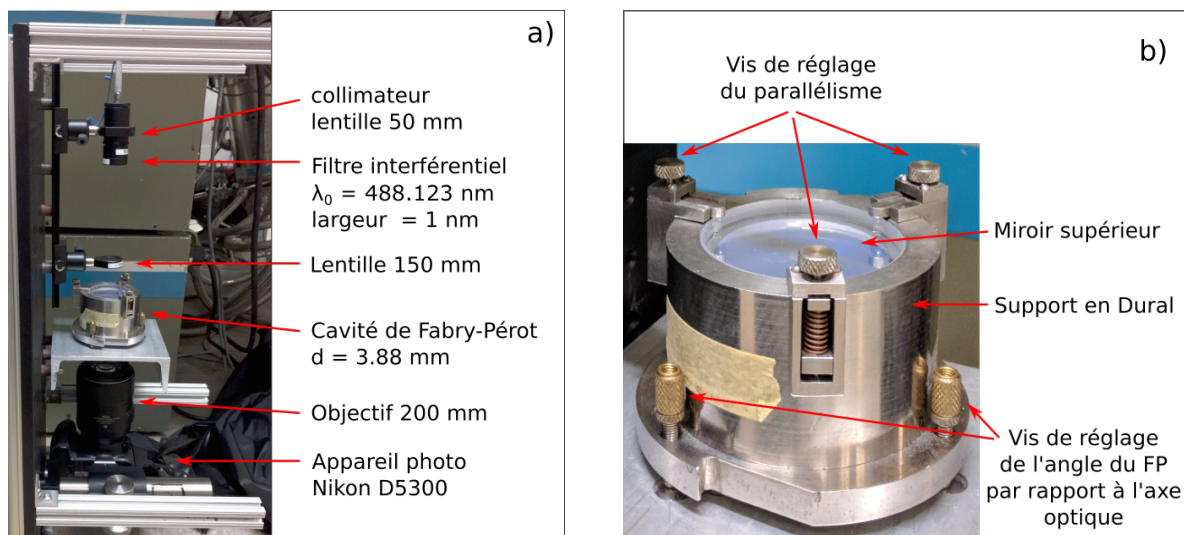


FIGURE 1.25 – a) Partie finale du dispositif d'interférométrie Fabry-Pérot, b) cellule de Fabry-Pérot.

de quelques millimètres à l'entrée de la cavité Fabry-Pérot, qu'elle pénètre avec des angles compris entre 80° et 90° . La cavité Fabry-Pérot est composée de deux miroirs parallèles dont la réflectivité vaut 84% à 475 nm mais n'est connue sur l'ensemble du spectre visible. L'espacement des deux miroirs est fixé par des séparateurs en quartz de 3.8 mm. Ces deux miroirs sont montés dans un support en Dural qui assure leur immobilisation et permet le réglage de leur parallélisme (voir figure 1.25). Le Fabry-Pérot produit un motif d'interférences constitué d'anneaux concentriques sortant du Fabry-Pérot en lumière parallèle. Un objectif de grande focale, ici 200 mm (modèle Nikon ED AF Micro Nikkor 200mm), est utilisé pour focaliser ce motif d'interférences sur le capteur CCD d'un appareil photo numérique (modèle Nikon D5300). L'ouverture et le temps de pose de la prise de vue sont réglés en fonction des conditions expérimentales et de la luminosité du plasma. La raie ionique à 488.123 nm utilisée voit son intensité augmenter avec la puissance et le champ magnétique ce qui fait décroître d'autant le temps de pose nécessaire qui passe de 30 s à bas champ et basse puissance à 0.5 s à haut champ et haute puissance. Le déclenchement de l'appareil photo est contrôlé par un signal TTL généré par l'interface de contrôle de l'expérience.

Les routines de calibration et d'analyse des données de Fabry-Pérot et la comparaison de ces résultats avec les résultats obtenus par le système de LIF seront développées au chapitre 2.

Imagerie rapide

La mesure par imagerie rapide consiste à mesurer la lumière naturellement émise par le plasma à une haute fréquence d'acquisition afin d'étudier les fluctuations de densité du plasma. La caméra utilisée est une Phantom v2511 permettant l'acquisition d'une image pleine résolution 1200x800 pixels à 25.6 kfps résolue sur une profondeur de 12 bits par pixel. Nous utilisons une image de 256x256 pixels à une fréquence d'acquisition de 200 kfps. La caméra peut être équipée d'un filtre interférentiel afin de collecter de la lumière émise à une longueur d'onde choisie. Nous utilisons un filtre dont le pic de transmittance est centré sur 750 nm et possède une largeur de 10 nm. Cette longueur d'onde correspond à une transition électronique de l'atome argon neutre. Il a été montré par Oldenbürger *et al.* (2010) que les fluctuations de densité du plasma sont corrélées à la lumière émise par le plasma aux longueurs d'ondes correspondant aux transitions atomiques neutres.

Des fluctuations de densité du plasma de grande amplitude se développent lorsque les gradients de pression deviennent importants. Ces fluctuations apparaissent sous forme de modes azimutaux dont l'amplitude et le nombre d'onde peuvent dépendre du rayon. La caméra est donc installée dans l'axe de la colonne et réalise des images du plasma dans un plan (r, θ) perpendiculaire à l'axe z . Afin de réduire le mélange sur l'image de différents modes à différents rayons, on cherche à imager le plasma en lumière parallèle. Cela correspond à imager le plasma avec un petit angle de collection. Pour réaliser cette condition, il est nécessaire d'éloigner la caméra le plus loin possible de la colonne de plasma. Cette distance est très limitée par la taille et l'encombrement de la salle de l'expérience. La caméra est donc placée au-dessus de la source et le chemin optique est constitué par deux miroirs de renvoi de grandes tailles (30 cm par 30 cm) et d'orientation réglable conçus par Marc Moulin au service d'ingénierie mécanique (voir figures 1.1 et 1.2). La caméra est équipée d'un objectif (modèle Nikon ED AF Micro Nikkor 200mm) de focale 200 mm. L'ouverture de l'objectif est réglée à $f/4$ et la mise au point à 4 m. Ces réglages correspondent à une profondeur de champ d'une trentaine de centimètres. Le temps d'intégration est fixé au maximum, soit à $4.5 \mu\text{s}$ d'exposition par image.

Après avoir caractérisé le dispositif expérimental et les systèmes de mesure à notre disposition, nous allons maintenant étudier en détail le comportement de la cathode émissive d'abord sans plasma puis lors de son interaction avec le plasma.

1.3 Caractérisation d'une cathode émissive

L'un des objectifs principaux de cette thèse est le contrôle de l'écoulement à grande échelle du plasma. Le dispositif choisi pour contrôler l'écoulement est une électrode émissive de grande taille, aussi appelée cathode émissive, polarisée négativement pour émettre un fort courant électronique. Un dispositif similaire a été développé sur les expériences PCX (Plasma Couette eXperiment par [Collins *et al.* \(2012\)](#)) et BRB (Big Red Ball par [Weisberg *et al.* \(2017\)](#)) à l'Université du Wisconsin, Madison, afin de créer le forçage d'un plasma dans une zone de confinement multipolaire. Ces cathodes sont généralement réalisées en tungstène ou en hexaborure de lanthane (LaB_6). Le principe de ces électrodes est d'émettre un courant perpendiculaire aux lignes de champ magnétique pour créer une force de Lorentz entraînant les charges du plasma. Dans notre géométrie cylindrique, nous allons nous appliquer à émettre un courant radial, entre une ou plusieurs cathodes émissives et l'enceinte située à la masse. Une anode, large électrode froide, pourra également être insérée dans le plasma pour recevoir le courant émis par la cathode. Une partie des mesures de l'analyse présentés dans cette section sont issus d'un travail en collaboration avec Arsène Chemin, que je remercie vivement pour sa contribution à ce travail.

1.3.1 Description de la cathode et des anodes utilisées

Les cathodes émissives et les anodes utilisées ont été conçues au laboratoire, en collaboration avec le service d'ingénierie mécanique. Deux types d'électrodes émissives différentes ont été expérimentés : une cathode dont l'électrode est en tungstène et une autre dont l'électrode est en LaB_6 . Les contraintes thermiques appliquées sur les matériaux de la cathode en LaB_6 rendent sa conception délicate. C'est donc la cathode en tungstène qui a été utilisée tout au long de ce travail.

Les cathodes émissives en tungstène ont un design proche de celui d'une sonde émissive. Il s'agit d'une boucle en tungstène chauffée par une alimentation continue afin d'augmenter son émissivité. Le circuit est ensuite polarisé négativement par rapport à la référence de masse de l'expérience et émet des électrons dans le plasma. Le schéma électrique correspondant est présenté figure 1.26. La différence principale avec une sonde émissive se situe dans la taille de l'électrode émissive. Dans le cas d'une sonde émissive, le filament doit être le plus petit possible pour que la sonde soit la moins intrusive possible et ne modifie pas l'équilibre du plasma. A l'inverse, le filament de la cathode émissive doit être le plus long possible pour émettre un courant électrique important. Le fil de tungstène utilisé est plus épais que le fil utilisé pour les sondes émissives afin de rendre la cathode plus résistante aux multiples cycles de chauffage et de refroidissement et à l'émission de courants intenses. Le diamètre

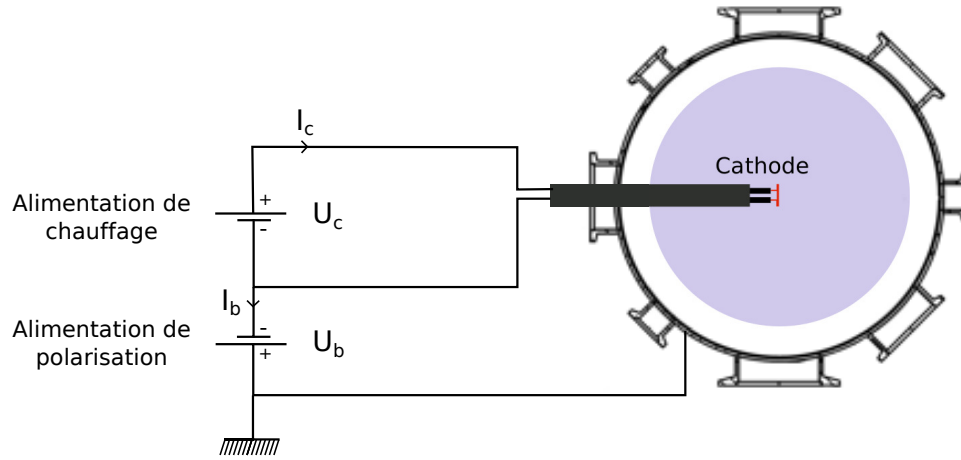


FIGURE 1.26 – Schéma électrique de chauffage et de polarisation de la cathode émissive.

du fil de tungstène est de 0.508 mm (0.02 pouces). Ce fil est enroulé sur lui-même pour augmenter la surface d'émission en conservant une sonde compacte (diamètre du filament 14 mm, dimensions complètes figure 1.30). Le filament a été conçu au service d'ingénierie mécanique du laboratoire et réalisé par l'entreprise spécialisée *Union City Filament* (voir figure 1.27 et 1.30). La conduction électrique entre le filament et le passage étanche au vide est assuré par des tiges de cuivre d'un diamètre de 4 mm. La résistance du circuit électrique constitué par la cathode est principalement due au fil de tungstène et seul celui-ci chauffe significativement par effet joule lors de l'imposition du courant de chauffage. La connexion entre le filament et les tiges de tungstène est mécanique. Des encoches sont taillées dans les extrémités des tiges de cuivre dans lesquels sont insérées et compressées mécaniquement les extrémités du filament (voir figure 1.27 a)). Ce système permet d'éviter d'utiliser des vis de fixation qui résisteraient mal aux fortes contraintes thermiques dues à la température du filament. Enfin le passage électrique étanche au vide est assuré par des passages étanches à quatre conducteurs en cuivre de diamètre 3.9 mm pouvant supporter des tensions allant jusqu'à 10 kV et des courants continus de 30 A. Le corps de la sonde est en acier, avec un presse-étoupe permettant d'adapter la cathode sur un port KF 50 et d'insérer et de rétracter la cathode dans ou en dehors du plasma. A l'intérieur du tube en acier, les conducteurs en cuivre sont isolés du tube par des pièces en nitrure de bore et des gaines en fibre de verre afin d'éviter les arcs électriques. La cathode est visible dans son intégralité à la figure 1.27 c).

Un des objectifs de la thèse est d'étudier la faisabilité d'un forçage du plasma en rotation grâce à la force de Lorentz $\vec{J} \times \vec{B}$ dans un plasma magnétisé et pour lequel $\frac{\mu_{e\perp}}{\mu_{e\parallel}} < 1$, avec $\mu_{e\perp}$ et $\mu_{e\parallel}$ les mobilités électroniques perpendiculaires et parallèles au champ magnétique. Dans ce cadre, deux configurations ont été testées :

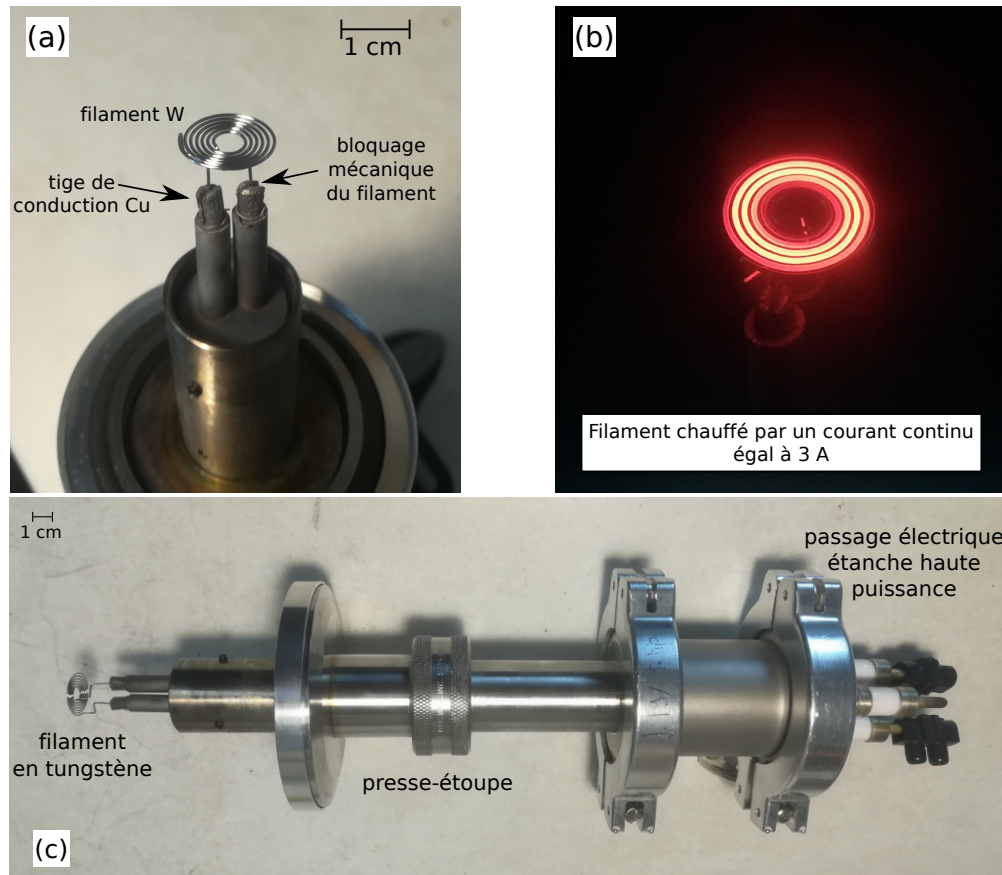


FIGURE 1.27 – Photos de la cathode émissive, a) gros plan sur le filament de la cathode, b) la cathode est placée dans l'expérience et le filament est chauffé par un courant de 3 A, c) cathode prise en plan large.

- une cathode placée au centre du plasma émet un courant électronique récupéré aux parois de l'enceinte (figure 1.26),
- deux cathodes décentrées émettent un courant récupéré aux parois de l'enceinte et à une anode au centre du plasma (figure 1.29).

Deux géométries d'anode ont été développées dans ce but : une anode s'insérant par un port latéral de l'enceinte (figure 1.28 a) et b)) et une anode s'insérant par l'extrémité de l'enceinte (figure 1.28 a) et c)). Ces deux anodes sont constituées d'un conducteur en acier vissé sur une tige conductrice en cuivre. Cette tige est serrée dans un presse-étoupe pour assurer l'étanchéité au vide et la conduction du courant électrique vers l'extérieur de l'enceinte. Afin de pouvoir insérer l'anode à l'extrémité de l'enceinte, la fenêtre optique de la figure 1.3 est remplacée par une bride en aluminium percée d'un port KF 40 en son centre. Le confinement du plasma est assuré par une plaque en borosilicate vissée sur la bride à l'aide de vis en céramique (voir figure 1.28 b)). Ces deux anodes peuvent être fixées sur l'enceinte à l'aide

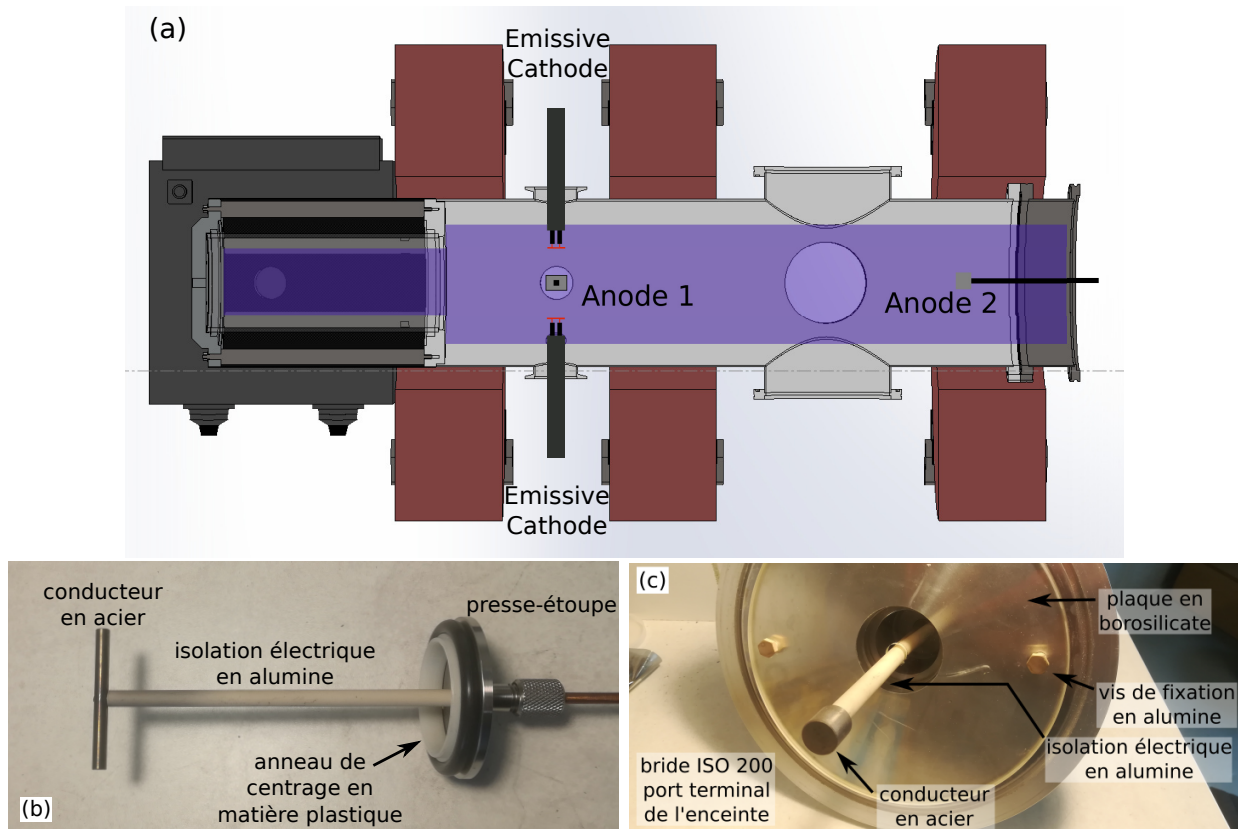


FIGURE 1.28 – Schéma et photos des deux types d’anodes utilisées, a) schéma de l’insertion des deux types d’anodes pouvant être utilisées et de leur positionnement, b) anode 1, s’insérant par le côté de la l’enceinte, b) anode 2, s’insérant par l’extrémité de l’enceinte, montée sur une bride en aluminium munie d’une plaque isolante en borosilicate.

d’anneaux de centrage et de colliers de serrage en plastique afin de pouvoir isoler les courants collectés par les anodes des courants collectés par les parois de l’enceinte.

1.3.2 Comportement d’une cathode plasma éteint

Nous allons maintenant caractériser le comportement de la cathode émissive dans la configuration de la figure 1.26. La cathode est chauffée par une alimentation continue 3 kW (modèle Agilent Technologies N8735A) . Afin de calibrer la température atteinte par le filament en fonction du courant de chauffage, noté I_c , un pyromètre optique (modèle Raytek RAYMR1SCSF) est placé face à la cathode et mesure la température du filament pour différents courants de chauffage. Le plasma est maintenu éteint dans un premier temps, l’évolution de la température du filament lorsque le plasma est allumé sera étudiée à la section 1.3.3. La mesure réalisée par le pyromètre est comparée au calcul de la température

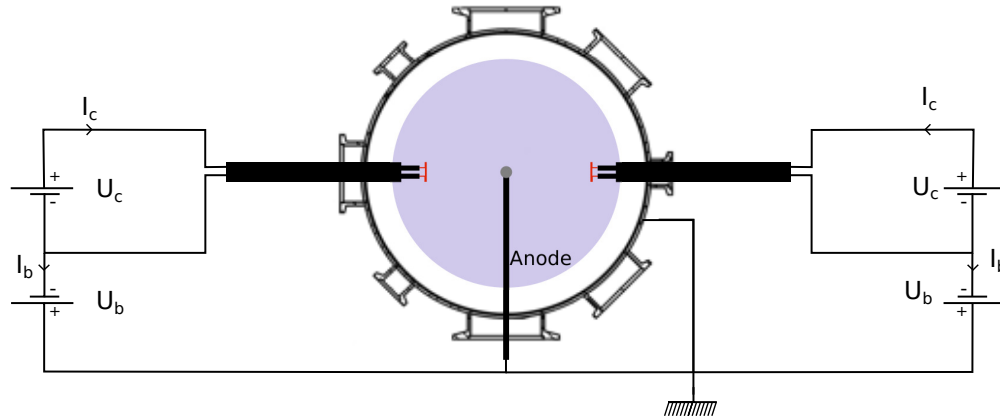


FIGURE 1.29 – Schéma électrique lorsqu’une anode et deux cathodes sont placées dans le plasma.

en fonction de la résistivité du filament. En effet, la résistivité d’un fil de tungstène en fonction de sa température est une grandeur tabulée ; un grand nombre d’études expérimentales ont été rassemblées par [Desai *et al.* \(1984\)](#) afin de proposer une expression de la résistivité ρ en $\Omega.m^{-1}$ en fonction de la température, vérifiée dans la gamme [750 - 3600] K, et que nous avons approchée par une loi de puissance :

$$\rho = 8.038 \cdot 10^{-3} T^{1.173} + 6.249, \quad \text{avec} \quad \rho = \frac{R S_f}{L_f} = \frac{U_c S_f}{I_c L_f}. \quad (1.22)$$

avec S_f la section du filament et L_f la longueur du filament. Cette expression est très sensible au diamètre et à la longueur du filament. Nous avons utilisé un microscope électronique à balayage (MEB) afin de mesurer précisément le diamètre du filament. On peut voir sur la figure 1.30 b) et c) deux images du filament prises à l’aide du MEB. Le diamètre du fil de tungstène est mesuré à 0.505 mm, ce qui est très proche des 0.508 mm annoncés par le fabricant. En utilisant le dessin technique du filament figure 1.30 a), on peut calculer la longueur de la spirale du filament qui est de 177.84 mm. A cette longueur il faut ajouter la longueur des pattes du filament, estimées à 7.5 mm. On obtient une longueur totale du filament égale à 198.34 mm. Cette longueur permet de calculer la température de la cathode en fonction du courant de chauffage. Ces résultats sont comparés aux valeurs mesurées grâce au pyromètre sur la figure 1.31. L’accord trouvé entre ces deux mesures conforte les résultats obtenus de la température en fonction du courant de chauffage. En réalisant un ajustement en loi de puissance on peut donner une loi empirique de T en fonction de I_c lorsque le plasma est éteint :

$$T = 269.4 I_c^{0.736} + 212.1. \quad (1.23)$$

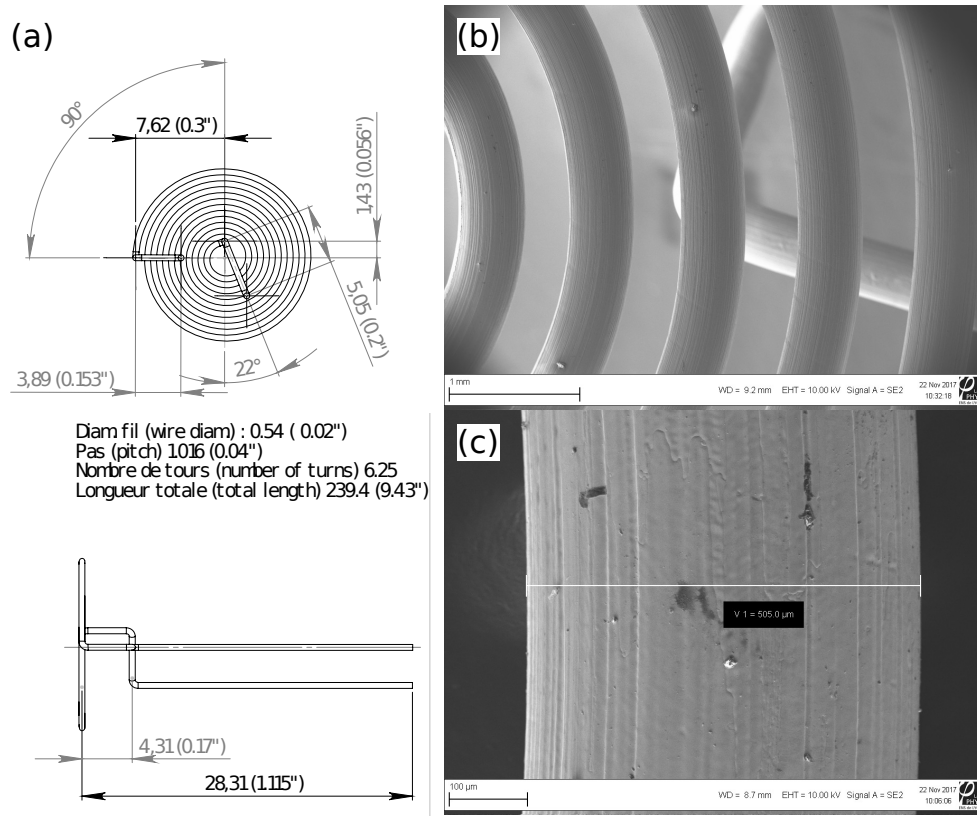


FIGURE 1.30 – a) Dessin industriel du filament de la cathode réalisé par M. Moulin, toutes les dimensions sont en millimètres, b) et c) images en gros plan du filament en tungstène réalisées avec V. Dolique à l'aide d'un microscope à balayage électronique.

1.3.3 Comportement d'une cathode au cours d'un plasma

L'état de la cathode est décrit par sa température. Nous avons montré dans la partie précédente que cette température peut être déduite de la résistivité du filament ainsi que par le courant circulant dans la cathode. Cela est-il toujours vérifié lorsque le plasma est allumé? Comment se comporte les grandeurs décrivant la cathode lorsque celle-ci est polarisée? Nous allons mesurer les différentes grandeurs électriques décrivant l'état de la cathode au cours du temps lorsque le plasma est allumé et dans différentes situations :

- cathode froide et flottante,
- cathode chaude et flottante,
- cathode chaude et polarisée.

Les grandeurs électriques mesurées sont la tension de chauffage U_c , le courant de chauffage I_c , la tension aux bornes de l'alimentation de polarisation U_b et le courant I_b délivré par cette

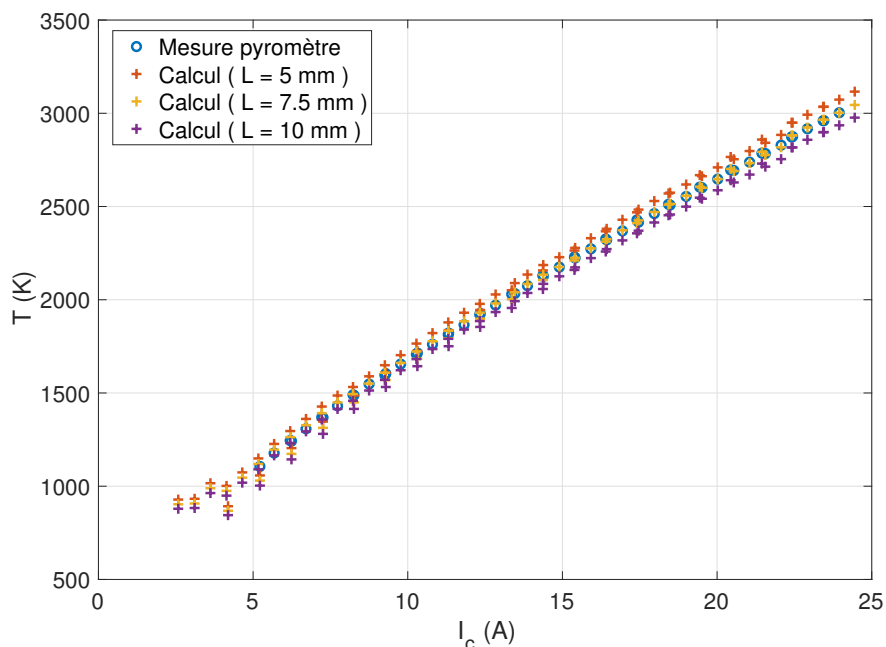


FIGURE 1.31 – Température du filament mesurée à l’aide d’un pyromètre et calculée grâce à la résistance du filament pour différentes longueurs de pattes du filament, en fonction du courant de chauffage I_c .

alimentation de polarisation. La cathode sera toujours positionnée au centre de l’enceinte et le schéma électrique est celui de la figure 1.26. Les conditions expérimentales de plasma sont 120 G de champ magnétique, 1 kW de puissance RF et 1 mTorr de pression de neutres.

Cathode froide et flottante

Dans un premier temps, nous allons étudier les évolutions temporelles des grandeurs électriques décrivant la cathode dans le cas où celle-ci est laissée froide et flottante. Les deux alimentations sont en circuits ouverts. Les évolutions temporelles de U_c , I_c , U_b et I_b sont visibles à la figure 1.32 a). Les différentes grandeurs électriques sont bien nulles, à l’exception de U_b . On peut voir le plasma s’allumer au temps t_{on} , quelques centaines de millisecondes après le début de la mesure, et le potentiel U_b passer de 0 V au potentiel flottant, soit -7.5 V. Le potentiel reste ensuite constant pendant toute la durée du plasma qui est éteint au temps t_{off} , à environ 6.7 secondes. La tension U_c étant nulle, l’ensemble du filament est au même potentiel U_b . Après que le plasma s’est éteint, la tension aux bornes de l’alimentation de polarisation se décharge lentement.

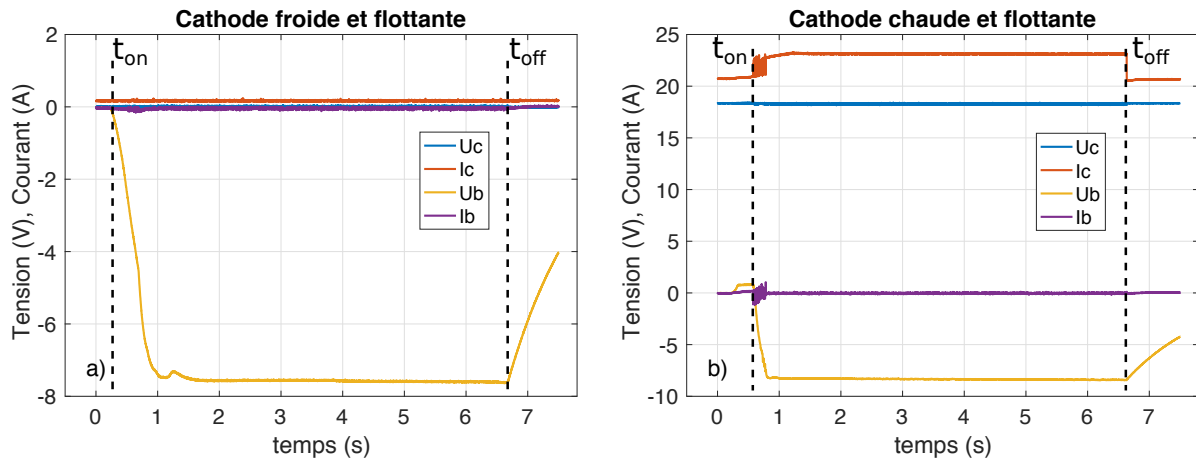


FIGURE 1.32 – a) Évolution temporelle des grandeurs électriques caractéristiques de la cathode : la tension de chauffage U_c , le courant de chauffage I_c , la tension de polarisation U_b et le courant de polarisation I_b au cours d'un plasma. La cathode est froide et flottante. b) Évolution temporelle des grandeurs électriques caractéristiques de la cathode au cours d'un plasma. La cathode est chauffée par un courant de 21 A et est flottante.

Cathode chaude et flottante

La cathode est désormais chauffée par un courant I_c égal à 21 A et est laissée flottante. Ce courant de chauffage correspond à une tension U_c de 18.4 V, soit à une puissance de chauffage de 386 W. D'après les résultats de la section 1.3.2 et la relation 1.23, la température de la cathode est estimée égale à 2700 K. L'alimentation de polarisation est en circuit ouvert et la cathode est laissée flottante. La cathode, chaude, va flotter au potentiel plasma. U_c est non-nulle et la valeur de U_b n'est plus égale au potentiel milieu du filament. U_b représente la différence de potentiel entre la borne négative de l'alimentation de chauffage et la masse, et le potentiel moyen du filament est égal à $U_b + U_c/2$ (schéma électrique figure 1.33). Les évolutions temporelles de U_c , I_c , U_b et I_b sont visibles à la figure 1.32 b). A l'instar du plasma précédent, le plasma s'allume pendant la première seconde de mesure. La tension U_b chute à nouveau et est en moyenne égale à -8.3 V. La tension U_c est égale à 18.4 V et constante au cours du temps. Le potentiel moyen (ou potentiel milieu) du filament est donc égal à $U_b + U_c/2 = 0.9$ V, valeur qui s'approche du potentiel plasma mesuré par sonde émissive. Le courant émis I_b est nul, ce qui confirme que la cathode est bien flottante. Le courant de chauffage I_c augmente fortement lorsque le plasma est allumé, en passant de 21 A à 23 A. Ce surplus de courant de chauffage est dû à la différence de potentiel entre les deux pattes du filament et est illustré sur le schéma de la figure 1.33. Alors que la partie centrale du filament flotte au potentiel plasma, la patte du filament reliée à la borne positive

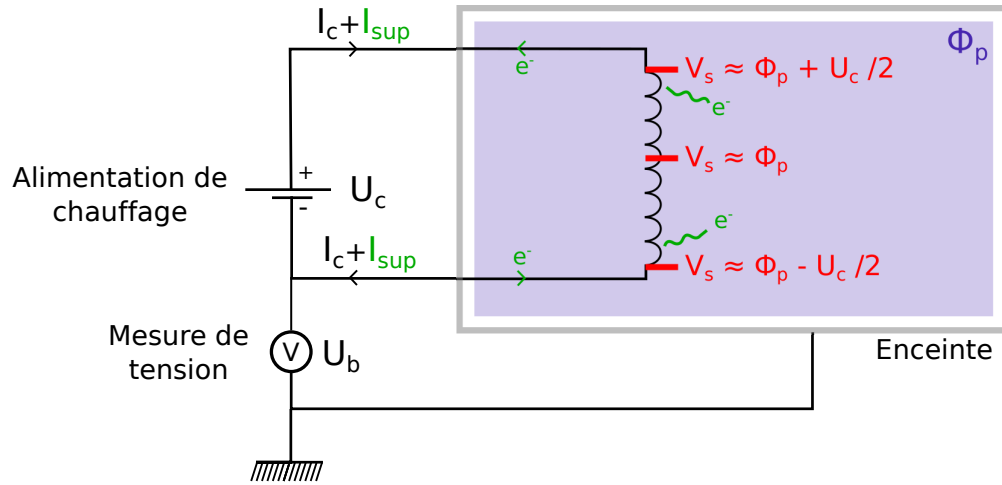


FIGURE 1.33 – Schéma électrique présentant la répartition des courants dans les circuits de chauffage et de polarisation lorsque la cathode est chauffée et n'est pas polarisée lors d'un plasma.

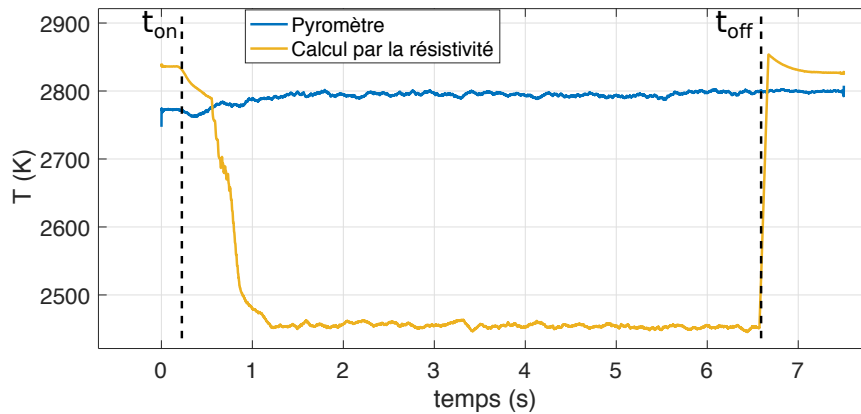


FIGURE 1.34 – Évolutions temporelles de la température du filament mesurées à l'aide d'un pyromètre et calculées grâce à sa résistance au cours d'un plasma. La cathode est chauffée et n'est pas polarisée.

de l'alimentation de chauffage est polarisée à un potentiel supérieur au potentiel flottant et collecte du courant électronique. À l'inverse, l'autre extrémité du filament est reliée à la borne négative de l'alimentation de chauffage et collecte du courant ionique. Ces deux courants s'égalisent sur la longueur du filament et fixent la position du potentiel milieu par rapport au potentiel plasma. Ce courant supplémentaire sera nommé I_{sup} et correspond à un courant généré par l'alimentation de chauffage bouclant à travers le plasma plutôt que le filament. Le courant de chauffage du filament reste le même car il est généré par la même tension de polarisation dans un conducteur dont la résistivité ne change pas. C'est pourquoi

l'alimentation de chauffage est régulée en tension. Si l'alimentation de chauffage avait été régulée en courant, le courant I_{sup} aurait dû être retranché au courant I_c pour connaître le véritable courant de chauffage du filament qui aurait été inférieur au courant de consigne et la température du filament chuterait lorsque le plasma est allumé. Des mesures de température du filament au cours d'un plasma ont été effectuées afin de confirmer cette analyse. La figure 1.34 montre la température mesurée au pyromètre et la température calculée à l'aide de l'équation 1.22 et des valeurs de U_c et I_c mesurées en fonction du temps au cours d'un plasma. Les deux signaux temporels sont lissés grâce à une fenêtre glissante afin de faire apparaître l'évolution de la valeur moyenne de la température. La température mesurée par le pyromètre est quasiment constante tout au long du plasma. Elle augmente seulement d'environ 30 K lors de l'allumage du plasma. A l'inverse, la température calculée à partir de U_c et I_c chute de 400 K lorsque le plasma est allumé. L'augmentation du courant I_c alors que U_c reste constant conduit à une chute de la résistivité mesurée, et donc à une chute de la température calculée. Cela ne correspond pas au comportement de la température mesurée avec le pyromètre. Cela démontre bien que l'augmentation du courant I_c lorsque le plasma est allumé est due à l'émission et à la collection d'électrons dans le plasma et non à une modification du courant de chauffage du filament. La température du filament ne peut donc pas être estimée en utilisant l'équation 1.22 et les mesures de I_c et U_c effectuées pendant le plasma. La température du filament sera donc estimée en utilisant les mesures de I_c et U_c effectuées lorsque le plasma est éteint. Nous noterons ces valeurs de courant et de tension $I_{c,off}$ et $U_{c,off}$, en opposition aux valeurs $I_{c,on}$ et $U_{c,on}$ mesurées lorsque le plasma est allumé.

Cathode chaude et polarisée

Nous allons maintenant étudier le comportement de la cathode lorsqu'elle est polarisée négativement par rapport à la référence de masse de l'expérience par une alimentation 5 kW (modèle Elektro-Automatik PS 9200-70). Comme précédemment, la cathode est chauffée par un courant $I_{c,off}$ égal à 21 A. Le plasma est allumé pendant la première seconde de la mesure. Les évolutions temporelles des différentes grandeurs électriques, présentées figure 1.35 se comportent comme sur la figure 1.32 b) entre 1 s et 2.9 s, temps noté t_{bias} auquel l'alimentation de polarisation est allumée et régulée en tension à -30 V. La polarisation effective du filament sera considérée comme étant le potentiel milieu du filament égal à $U_b + U_c/2$. Le courant de polarisation I_b passe alors de 0 à 11 A correspondant au courant électronique émis par la cathode dans le plasma. Le courant I_c subit une nouvelle variation lorsque la cathode est polarisée. Après être passé de 21 A à 23 A lors de l'allumage du plasma, I_c chute à 18.4 A. Cette chute du courant de chauffage s'explique par l'échauffement du filament dû au courant de polarisation traversant le filament, mécanisme détaillé sur le schéma de la

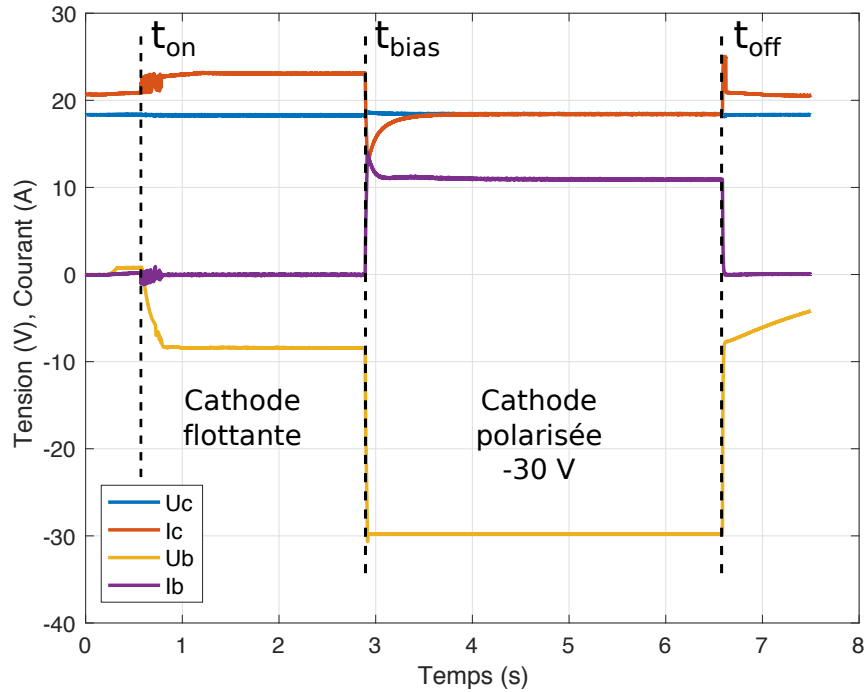


FIGURE 1.35 – Évolutions temporelles des grandeurs électriques caractéristiques de la cathode au cours d'un plasma. La cathode est chauffée par un courant de 21 A et est polarisée à une tension de -30 V.

figure 1.36. Lorsque la cathode est polarisée, l'ensemble du filament est à un potentiel inférieur au potentiel plasma. Le filament émet des électrons sur toute sa longueur et un courant ionique I_b , égal à l'intégrale du courant linéique émis sur le filament, est mesuré à l'alimentation de polarisation. Ce courant supplémentaire participe au chauffage de la cathode et la température du filament augmente. Alors que la tension U_c est constante et fixée comme consigne, la résistivité du filament augmente du fait de son échauffement et le courant délivré par l'alimentation de chauffage diminue. Ces mécanismes rendent difficile l'évaluation de la température du filament grâce aux valeurs de I_c et U_c mesurées lorsque la cathode est polarisée. C'est pourquoi nous ferons l'approximation que la température du filament est égale à la température calculée grâce aux valeurs $I_{c,off}$ et $U_{c,off}$ et qu'elle reste constante tout au long de la mesure. Cette approximation peut conduire à sous-estimer la température du filament proche de la borne négative de l'alimentation de chauffage lorsque qu'un courant important est émis par la cathode. Elle permet néanmoins d'étudier le courant émis par la cathode pour différents courants de chauffage et différentes polarisations.

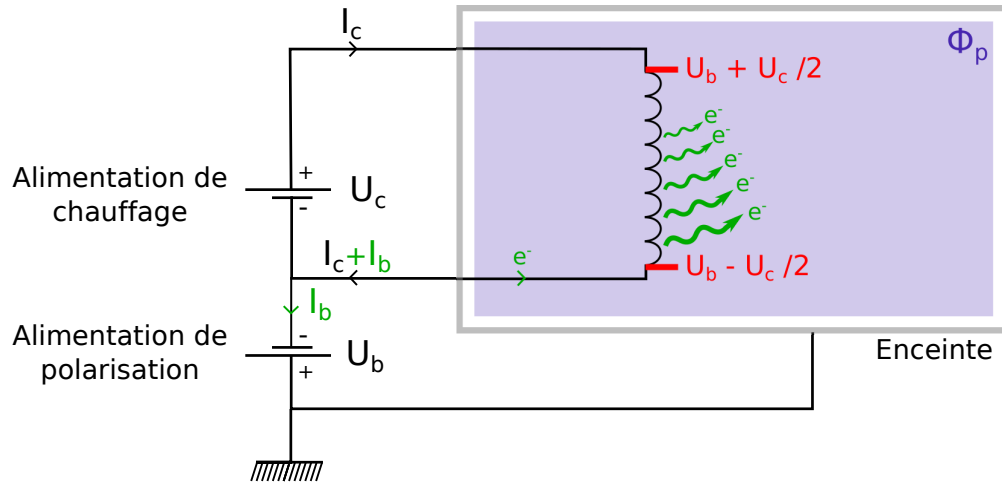


FIGURE 1.36 – Schéma électrique présentant la répartition des courants dans les circuits de chauffage et de polarisation lorsque la cathode est chauffée et fortement polarisée négativement au cours d'un plasma.

1.3.4 Emission de courant par une cathode

La description du comportement de la cathode émissive au cours d'un plasma permet de comprendre quelles grandeurs doivent être utilisées pour étudier le fonctionnement de la cathode en fonction de sa température et de sa polarisation. La température de la cathode doit être calculée en utilisant le courant $I_{c,off}$ et la tension $U_{c,off}$. Le potentiel de la cathode doit être estimé en calculant le potentiel milieu du filament. Dans une 1^{ère} partie, nous étudierons le potentiel flottant de la cathode en fonction de sa température. Dans une 2^{ème} partie, nous étudierons le courant émis par la cathode en fonction de sa température et de sa polarisation.

Le potentiel flottant de la cathode en fonction de sa température

La figure 1.37 a) présente le potentiel flottant de la cathode en fonction de son courant de chauffage. La cathode se comporte comme une sonde émissive de grande taille, le potentiel augmente rapidement lorsque le filament devient émissif, ici aux alentours de 16 A, avant une rupture de pente à environ 19.5 A marquant le courant de chauffage nécessaire pour que la sonde flotte au potentiel plasma. Le potentiel de la cathode à la rupture de pente est égal à -0.7 V, ce qui correspond au potentiel plasma mesuré par sonde émissive. La figure 1.37 b) présente le potentiel flottant de la cathode en fonction de la température calculée. La rupture de pente au potentiel de -0.7 V se produit à la température 2570 K.

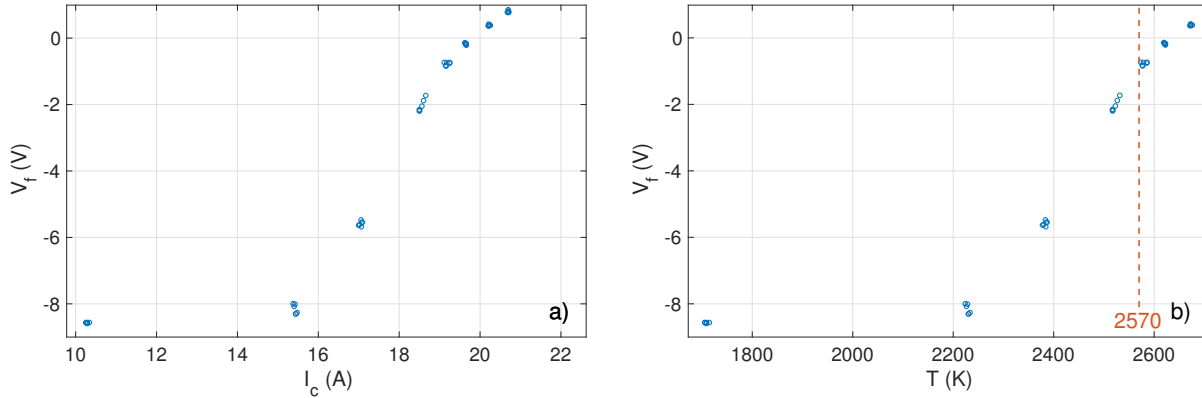


FIGURE 1.37 – Potentiel flottant de la cathode mesuré aux bornes de l'alimentation de chauffage en fonction a) du courant de chauffage de la cathode, b) de la température du filament. La cathode est suffisamment émissive pour flotter au potentiel plasma pour un courant de chauffage de 19.5 A et une température de 2570 K.

Le courant émis par la cathode en fonction de sa température et de sa polarisation

Une fois la cathode chauffée à une température donnée, on peut tracer une partie de la courbe I - V de la cathode en réalisant des mesures de courant délivré par l'alimentation de polarisation I_b pour différentes valeurs de polarisation U_b lors de plasmas successifs (figure 1.38). Le courant émis par la cathode augmente fortement avec la température du filament. Alors que le courant de saturation ionique est égal à 280 mA lorsque la cathode n'est pas chauffée, la somme du courant de saturation ionique et du courant émis peut atteindre 14 A lorsque la cathode est chauffée à 2715 K. Ceci qui présage une grande différence d'influence sur le plasma d'une cathode froide et d'une cathode chaude. Les portions de courbes I - V sont interpolées (voir figure 1.38) afin de pouvoir tracer le courant émis par la cathode par émission thermoïonique en fonction de sa température pour une valeur de polarisation donnée (voir figure 1.39 a)). Les valeurs de courant tracées sont les valeurs de courant prises sur la courbe I - V auxquelles ont été retranchées la courbe I - V de la cathode froide afin de représenter le courant supplémentaire émis par la cathode du fait de l'augmentation de sa température. Le courant ainsi émis peut être assimilé à un courant thermoïonique suivant une loi de Richardson (Richardson, 1924) qui sera noté I_{em} :

$$I_{em} = \mathcal{A}_{eff} A_G T_W^2 \exp\left(-\frac{eW}{k_b T_W}\right), \quad (1.24)$$

avec W le travail de sortie en eV, égal à 4.54 eV pour le tungstène, A_G la constante de

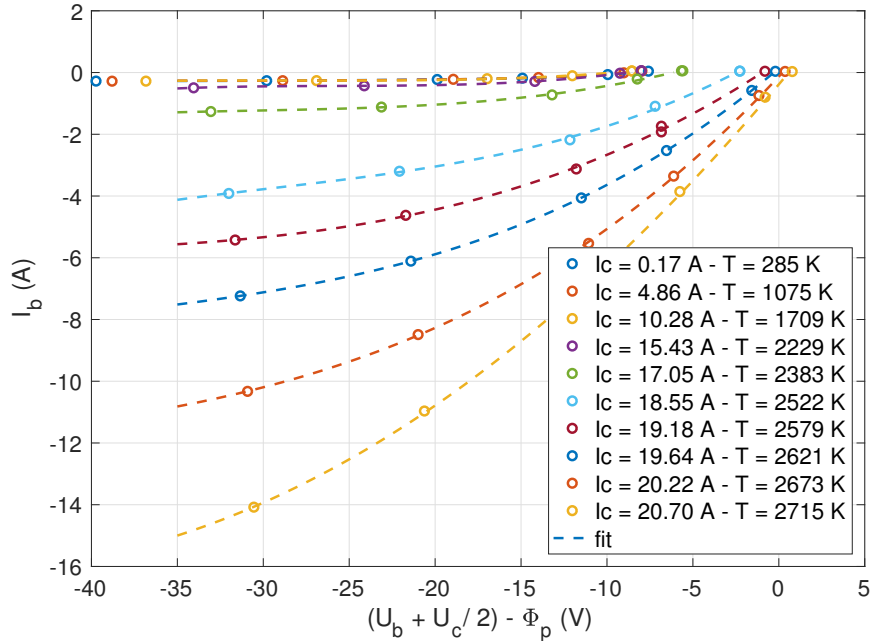


FIGURE 1.38 – Courbe du courant délivré par l'alimentation de polarisation en fonction du potentiel de polarisation au centre du filament. Le potentiel est pris égal à zéro au potentiel plasma lorsque le filament est laissé flottant.

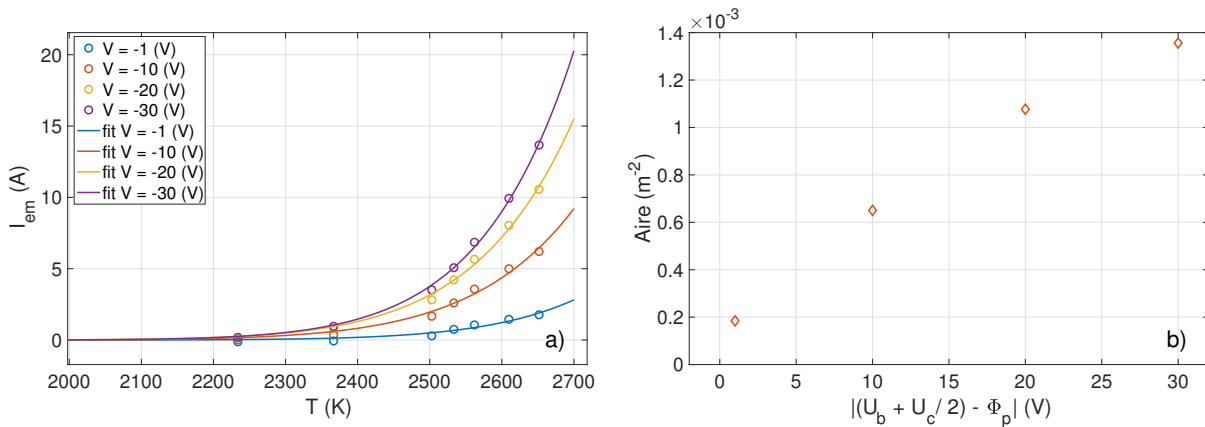


FIGURE 1.39 – a) Courant thermoïonique émis par la cathode en fonction de la température et de la polarisation du filament, b) aire effective du filament obtenue par ajustement de la loi de Richardson en fonction de la polarisation du filament.

Richardson, égale à $6.0 \cdot 10^5 \text{ A}\cdot\text{K}^{-2}\cdot\text{m}^{-2}$ (Gale et Totemeier, 2004, Bernhard, 1995) et \mathcal{A}_{eff} l'aire effective de la sonde. L'ajustement de la formule 1.24 sur les courbes de la figure 1.39 a) permet de déduire l'aire effective de la cathode en fonction de sa tension de polarisation, tracée à la figure 1.39 b). Elle augmente fortement avec la tension de polarisation pour passer

de $0.2 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2$ lorsque le filament est flottant à Φ_p à $1.35 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2$ lorsque le filament est polarisé à $\Phi_p - 30 \text{ V}$. L'aire totale calculée du filament de la cathode est égale à $0.629 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2$ et est supérieure à l'aire effective à Φ_p . En comparant les courants de saturation ionique de la sonde émissive non-chauffée et de la cathode non-chauffée, on peut calculer l'aire effective de la cathode émissive froide sans connaître la géométrie du filament. Celle-ci est trouvée égale $0.357 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2$. Sans pouvoir donner une valeur exacte de l'aire de collection effective de la cathode, nous pouvons affirmer que celle-ci vaut $0.3 \cdot 10^{-3} \pm 0.1 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2$ et est inférieure à l'aire géométrique calculée du filament. Cette différence entre l'aire géométrique et l'aire effective est probablement dû à un phénomène d'écrantage de certaines parties du filament. L'aire effective peut être estimée *a posteriori* mais est difficile à prévoir. La présente étude constitue donc une calibration du courant émis par la cathode en fonction de ses paramètres de chauffage et de polarisation pour un jeu de conditions expérimentales de plasma. Elle ne saurait constituer un modèle prédictif générique du comportement d'une cathode émissive dans un plasma.

Les études de l'influence de la cathode sur le plasma et de l'efficacité de ce dispositif à entraîner le plasma en rotation seront menées au cours du chapitre 3. Avant cela nous allons caractériser le plasma d'équilibre dans l'expérience, en commençant par la caractérisation du champ magnétique de confinement.

1.4 Mesures et simulations du champ magnétique de confinement

Connaître la valeur locale du champ magnétique dans le plasma est essentiel, à la fois pour pouvoir décrire les caractéristiques fondamentales du comportement des particules chargées comme par exemple le rayon de Larmor mais aussi pour calculer précisément les vitesses de dérive et les relations de dispersion des différentes ondes pouvant se propager dans le plasma. Le champ magnétique est donc mesuré dans l'expérience suivant trois axes : suivant l'axe principal de la colonne de plasma, au centre de l'expérience, et suivant deux diamètres du cylindre dans les plans de mesures $(L/3)$ et $(2L/3)$. Ces mesures seront comparées à des simulations numériques de la génération de champ magnétique dans l'expérience, réalisées sur le logiciel COMSOL.

1.4.1 Mesure du champ magnétique dans l'enceinte

Le champ magnétique est mesuré dans l'expérience à l'aide d'un teslamètre (modèle F.W. Bell series 9950) muni d'une sonde à effet Hall tri-directionnelle mesurant le champ magnétique dans les directions x , y et z . Le champ magnétique est mesuré plasma éteint avec l'enceinte est à la pression atmosphérique. Le courant est varié entre 50 A et 800 A et produit un champ magnétique axial au centre de l'expérience variant de 100 à 1500 G. L'évolution du champ magnétique avec le courant dans les bobines est linéaire avec un coefficient de proportionnalité égal à 1.837.

La figure 1.40 a) présente la mesure du champ magnétique axial en fonction du rayon dans le plan $(L/3)$ pour un courant égal à 80 A dans les bobines. Le champ magnétique est maximum au centre de l'enceinte avec un champ égal à 146.7 G et décroît lentement avec le rayon. La valeur du champ à 5 cm du centre est de 143.8 G, ce qui correspond à une variation de 2% par rapport à la valeur au centre de l'enceinte. Dans la suite de ce travail, le champ magnétique sera donc considéré constant sur le diamètre de la colonne de plasma et sera pris égal à 146 G dans le plan $(L/3)$.

La figure 1.40 b) présente la mesure du champ magnétique axial en fonction de z , au centre de l'enceinte et pour un courant de 80 A dans les bobines. Le champ possède trois maxima situés au centre de chacune des bobines, et deux minima entre les bobines situés dans les plans de mesure $(L/3)$ et $(2L/3)$. Le champ magnétique varie de manière significative avec z et il sera pris égal à 96 G dans le plan $(2L/3)$ pour un courant de 80 A dans les bobines.

Ces mesures permettent de connaître de manière empirique le champ magnétique selon les différents axes de mesure dans la configuration actuelle des bobines autour de l'enceinte. Elles ne permettent pas de prévoir le champ magnétique si l'agencement des bobines est modifié ou si le courant n'est plus le même dans toutes les bobines mais est varié indépendamment. Nous avons donc développé un outil prédictif du champ magnétique pour mieux envisager une modification éventuelle du système de production de champ magnétique.

1.4.2 Simulation de la génération de champ magnétique par les bobines

Chaque bobine de Bitter est composée de 100 plaques de cuivres circulaires d'épaisseur environ égale à 1 mm. Une mince feuille de Kapton en demi-cercle d'épaisseur 150 μm est placée entre chaque plaque de cuivre afin de forcer le chemin du courant traversant les bobines en une trajectoire hélicoïdale de 50 tours. Deux plaques côte-à-côte sont en contact

sur un demi-cercle et le conducteur a une épaisseur constante égale à 2 mm. L'intensité du courant parcourant ce type de bobines dépend du rayon, c'est pourquoi la géométrie du champ magnétique créé est différente de la géométrie du champ créé par une bobine classique conçu par l'enroulement d'un fil. Nous avons réalisé une simulation numérique du champ produit par les bobines de Bitter à l'aide du logiciel COMSOL. Après avoir défini la géométrie et les matériaux des bobines et de l'enceinte, l'outil COMSOL permet de calculer le courant parcourant les bobines et d'en déduire le champ magnétique produit.

La géométrie exacte des bobines de Bitter est une géométrie complexe qui rend difficile le calcul des courants et des champs induits par la bobine. Nous avons donc simplifié la géométrie des bobines en les modélisant par une seule plaque ayant les mêmes dimensions que la bobine totale. La géométrie du parcours du courant dans la bobine est respectée mais pas la résistance électrique de cette dernière. Le courant est calculé en appliquant une différence de potentiel U entre les deux bornes de la bobine. On peut estimer le courant total parcourant la bobine en utilisant une simple loi d'Ohm :

$$I_{SIMU} = \frac{U}{R_{SIMU}}, \quad (1.25)$$

$$\text{et } R_{SIMU} = \frac{\rho L_{SIMU}}{S_{SIMU}}, \quad (1.26)$$

I_{SIMU} et R_{SIMU} étant le courant total et la résistance totale de la bobine dans la géométrie de la simulation, ρ la résistivité du cuivre et L_{SIMU} la longueur du chemin parcouru par le courant dans la bobine. La géométrie réelle de la bobine impose au courant de parcourir 50 tours dans la bobine augmentant ainsi L . La surface réelle du conducteur est réduite à l'épaisseur de deux plaques réduisant ainsi le courant parcourant la bobine. Pour une même tension U le courant réel dans la bobine est donc égal à :

$$I_{EXP} = \frac{U}{R_{EXP}}, \quad (1.27)$$

$$\text{et } R_{EXP} = \frac{50 \rho L_{SIMU} e_{bobine}}{2 S_{SIMU} e_{plaque}} = R_{SIMU} \frac{50 e_{bobine}}{2 e_{plaque}}. \quad (1.28)$$

Le rapport de l'épaisseur de la bobine sur l'épaisseur de deux plaques est égale à 57.5. Le courant obtenu par la simulation numérique pour une tension équivalente à la tension appliquée dans l'expérience est donc :

$$I_{SIMU} = \frac{U}{R_{EXP}} \frac{50 e_{bobine}}{2 e_{plaque}} = I_{EXP} \times 50 \times 57.5, \quad (1.29)$$

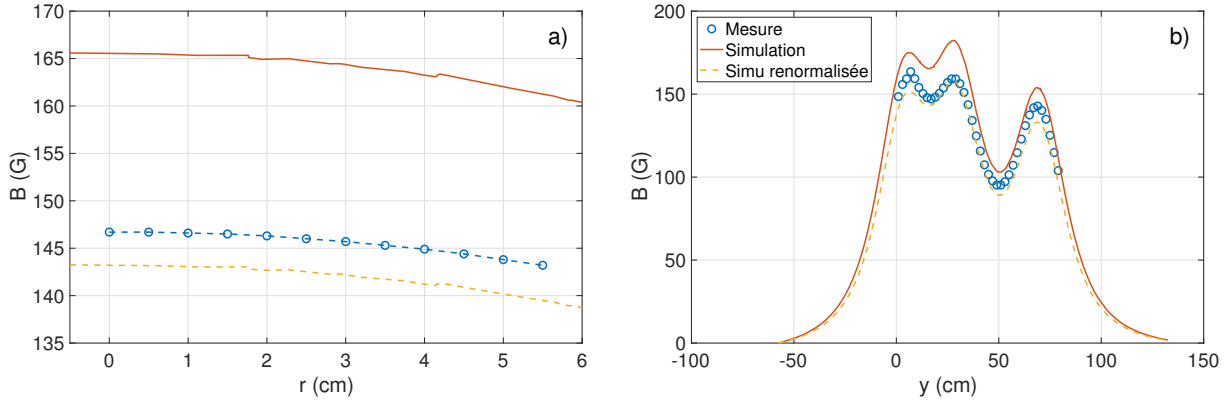


FIGURE 1.40 – Champ magnétique axial mesuré, simulé et renormalisé pour prendre en compte la surestimation du courant dans les bobines suivant un rayon dans le plan ($L/3$) a) et suivant l'axe principal de l'enceinte b).

et le courant donné par la simulation numérique doit donc être renormalisé pour pouvoir être comparé au courant expérimental.

La simulation sous COMSOL permet de calculer la densité surfacique de courant à l'intérieur des bobines et en intégrant le courant total traversant la bobine. Cette intégration donne 92.5 A quand la polarisation U choisie est égale à 280 mV, correspondant à un courant expérimental de 80 A. Cette différence de 16% est principalement due aux imperfections de la bobine qui augmentent sa résistance. Ce surplus de courant sera pris en compte sous forme d'un facteur de renormalisation du champ magnétique obtenu par le calcul.

Le champ magnétique produit par la bobine est évalué par analogie avec le champ créé par un solénoïde :

$$B_{\text{EXP}} \propto 2\pi r N I_{\theta}, \quad (1.30)$$

avec N le nombre de tours effectués par le courant dans la bobine. Ici, le champ induit par la bobine modélisée est égal à :

$$B_{\text{SIMU}} \propto 2\pi r I_{\text{SIMU}} = 2\pi r I_{\text{EXP}} \times 50 \times 57.5. \quad (1.31)$$

Le champ magnétique obtenu par la simulation est donc divisé par 57.5 pour obtenir une valeur de champ magnétique comparable à la valeur mesurée. La figure 1.40 présente le champ magnétique dans le plan ($L/3$) a) et selon l'axe z b) pour les valeurs mesurées (cercles bleus), les valeurs simulées et les valeurs simulées renormalisées pour prendre en compte la surestimation du courant dans les bobines. Le champ magnétique simulé reproduit parfaitement la géométrie du champ magnétique dans l'expérience en le sous-estimant uniformément de 2%.

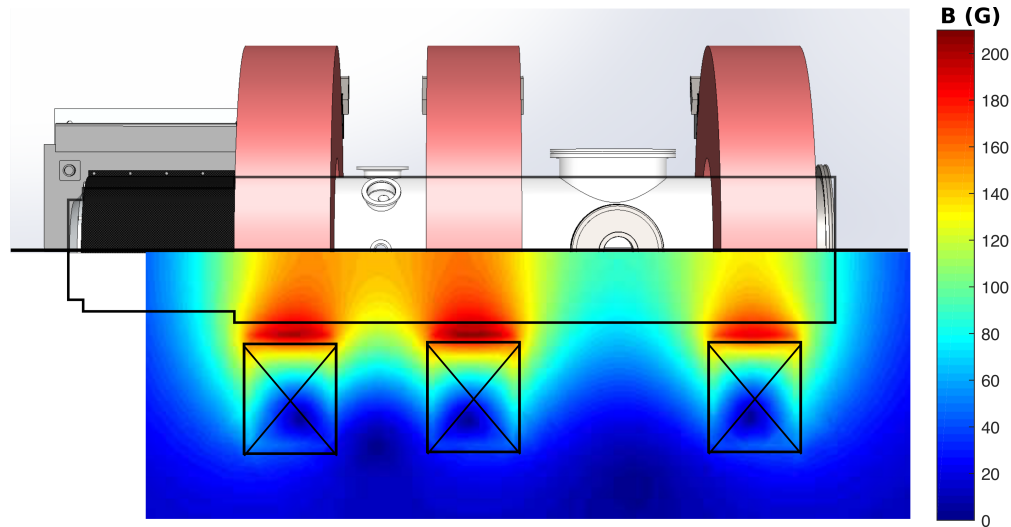


FIGURE 1.41 – Carte de l'amplitude du champ magnétique renormalisé obtenu par la simulation numérique à l'intérieur et autour de l'enceinte.

Enfin, la simulation numérique permet de connaître le champ magnétique dans l'ensemble de l'enceinte, sans limitation aux axes de mesures. La figure 1.41 présente l'amplitude du champ dans tout l'espace à l'intérieur et autour de l'expérience. Cette méthode pourra être utilisée pour prédire la géométrie du champ magnétique en cas du déplacement des bobines, en cas d'ajout d'autres bobines ou si le courant dans chaque bobine est varié de manière indépendante pour modifier la géométrie du champ.

1.5 Évolution des paramètres plasma avec les conditions expérimentales

L'objectif de cette section est de caractériser le régime d'équilibre du plasma dans l'expérience. Pour cela, nous avons mesuré l'évolution des paramètres plasma moyens en fonction des paramètres de contrôle expérimentaux. Les paramètres plasma mesurés sont ensuite utilisés pour évaluer les différentes fréquences de collisions et les conditions de magnétisations des espèces chargées du plasma.

1.5.1 Les paramètres plasma en fonction des conditions expérimentales

Le champ magnétique de confinement, la puissance injectée et la pression de neutres sont variés sur une large gamme de valeurs accessibles et la densité et la température électronique

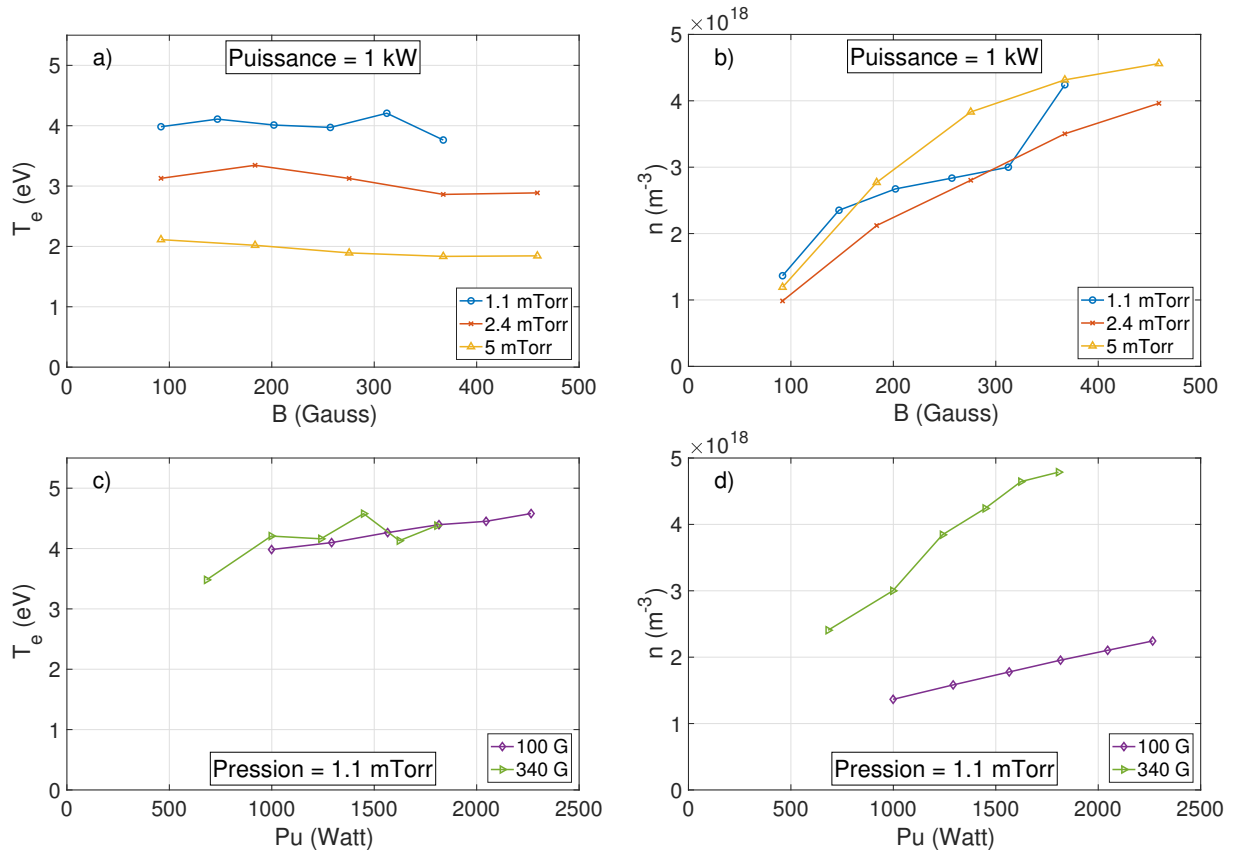


FIGURE 1.42 – Évolutions de la densité du plasma b) et d) et de la température électronique a) et c), en fonction du champ magnétique a) et b) et de la puissance RF transmise au plasma c) et d), pour différents jeux de conditions expérimentales, mesurées au centre de la colonne, dans le plan ($L/3$).

sont mesurés pour chacun des jeux de conditions expérimentales. Ces paramètres plasma sont mesurés grâce à une sonde de Langmuir positionnée au centre du plasma dans le plan ($L/3$). L'interface de contrôle de l'expérience permet, pour une pression donnée dans l'expérience, de faire varier automatiquement la puissance injectée ou le champ magnétique par incréments réguliers. Cela permet de faciliter le balayage des conditions expérimentales.

La figure 1.42 présente l'évolution de la température électronique et de la densité du plasma en fonction du champ magnétique de confinement, figures a) et b), et de la puissance transmise au plasma, figures c) et d), pour différentes valeurs de pression de neutres. Ces courbes permettent de conclure que la température électronique ne varie pas avec le champ magnétique mais diminue fortement avec l'augmentation de la pression et augmente plus lentement avec la puissance injectée dans le plasma. A l'inverse, la densité du plasma augmente fortement avec le champ magnétique de confinement et avec la puissance injectée. Enfin la

pression de neutres affecte peu la valeur de la densité électronique. Ces dépendances de la densité du plasma et de la température électronique sont en accord avec les descriptions de l'équilibre global d'une décharge dans une enceinte de taille finie qui peuvent être trouvées dans la littérature (Lichtenberg et Lieberman, 2005, Liard, 2009, Chabert et Braithwaite, 2011). Dans ce type de modèle, la fraction d'ionisation du plasma est considérée comme étant très faible, ce qui permet de négliger les processus de recombinaison devant ceux d'ionisation. Le champ magnétique de confinement est également négligé. Les équations du bilan de particules et d'énergie s'écrivent alors :

$$\iiint_V \frac{\partial n(t)}{\partial t} dV = \iiint_V n n_n K_{iz}(T_e) dV - \iint_S \Gamma dS, \quad \text{et} \quad (1.32)$$

$$\iiint_V \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} n k_B T_e \right) dV = P_u - \iint_S \epsilon_T(T_e) \Gamma dS, \quad (1.33)$$

avec :

- $n n_n K_{iz}(T_e)$ le terme source de particules, correspondant à l'ionisation,
- Γ le terme de flux de particules aux parois de l'enceinte,
- P_u la puissance injectée dans l'expérience, en Watts,
- $\epsilon_T(T_e)$ la puissance perdue par le plasma lors de la collision d'un électron avec la paroi de l'enceinte.

K_{iz} représente le taux d'ionisation en $\text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$, S la surface de perte aux parois et V le volume occupé par le plasma. Ces termes sont définis en détail par Chabert et Braithwaite (2011). Le terme de flux de particules aux parois s'écrit :

$$\Gamma \propto n u_B = n \sqrt{\left(\frac{k_B T_e}{m_i} \right)} \quad (1.34)$$

avec u_B la vitesse de Bohm. En régime stationnaire, l'équation 1.32 prend comme variables T_e et n_n :

- T_e est fixée par n_n et décroît avec l'augmentation de la pression de neutres.

L'équation 1.33 prend comme variables T_e , n et P_u :

- à n_n fixée, T_e est fixée et n dépend linéairement de P_u .

Ces deux résultats sont en accord avec les évolutions de T_e et de n mises en évidence aux figures 1.42 a), c) et d).

B (G)	Pu (kW)	Pr (mTorr)	$n_n \cdot 10^{-19}$ (m^{-3})	$n \cdot 10^{-18}$ (m^{-3})	$f_{\%}$ (%)	T_e (eV)	T_i (eV)
42	0.7	0.8	2.6	0.8	3.1	5	0.09
120	1.0	1.0	3.2	4.0	12.5	4.5	0.17
360	1.0	1.0	3.2	8.0	25	4.5	0.45

TABLE 1.2 – Paramètres plasma mesurés pour différents jeux de conditions expérimentales

1.5.2 Collisionnalité et magnétisation du plasma

L'évolution des paramètres du plasma avec les conditions expérimentales permet de caractériser les conditions de magnétisation des électrons et des ions dans le plasma. Cette caractérisation a été effectuée pour un jeu de conditions expérimentales plus restreint que l'ensemble de la gamme des paramètres accessibles présentés à la section précédente. Ces paramètres expérimentaux correspondent aux jeux de paramètres pour lesquels l'étude des vitesses d'écoulement du plasma a été réalisée et sera présentée au chapitre 3. Le champ magnétique est pris égal à différentes valeurs sur la plage 42 G - 360 G. La puissance transmise au plasma est maintenue entre 700 W et 1 kW et la pression de neutres est maintenue entre 0.8 mTorr et 1 mTorr. Ces conditions expérimentales ont été choisies pour faciliter l'étude des vitesses d'écoulement du plasma : une pression de neutres faible réduit les collisions ions-neutres et donc augmente potentiellement les vitesses mesurées et une puissance modérée délivrée par la source limite l'échauffement de l'enceinte et des sondes lors d'allumages répétés de plasma. Enfin, un champ magnétique faible prévient l'apparition de fortes fluctuations de densité dans le plasma. Les paramètres plasma mesurés pour ces trois jeux de conditions expérimentales sont présentés dans la table 1.2.

Les conditions de magnétisation du plasma sont calculées en comparant le rayon de Larmor des ions ρ_i et des électrons ρ_e au rayon de l'enceinte, et en comparant les fréquences de collisions élastiques entre les ions et les neutres f_{in} et entre les électrons et les neutres f_{en} avec les fréquences cyclotroniques des ions f_{ci} et des électrons f_{ce} . La table 1.3 présente les conditions de magnétisation pour les électrons. Le rayon de Larmor électronique est toujours inférieur au millimètre et le rapport de la fréquence cyclotronique sur la fréquence de collisions électrons neutres est très supérieur à 1. Les électrons sont donc fortement magnétisés et leur mobilité parallèle au champ magnétique est bien supérieure à leur mobilité perpendiculaire au champ magnétique. La table 1.4 présente les conditions de magnétisation pour les ions. Le rayon de Larmor ionique est compris entre 5 cm à bas champ et 1 cm à haut champ, ce qui est inférieur au rayon de l'enceinte mais reste du même ordre de grandeur que celui-ci. Le rapport de la fréquence cyclotronique sur la fréquence de collisions ions neutres est égal 0.1

à bas champ et 0.5 à haut champ. Un ion parcourra donc statistiquement entre un dixième et une demi giration autour d'une ligne de champ magnétique avant de subir une collision élastique. Les ions sont donc dans un régime intermédiaire où ils sont soumis à l'effet du champ magnétique sans être pour autant complètement magnétisés.

B (G)	Pu (kW)	Pr (mTorr)	ρ_e (cm)	(ρ_e/R)	$f_{ce} \cdot 10^{-8}$ (Hz)	$f_{en} \cdot 10^{-6}$ (Hz)	(f_{ce}/f_{en})
42	0.7	0.8	0.12	0.024	7.4	2.3	50.5
120	1.0	1.0	0.04	0.008	21.1	2.5	134.8
360	1.0	1.0	0.01	0.002	63.2	2.1	471.7

TABLE 1.3 – Conditions de magnétisation des électrons pour différents jeux de conditions expérimentales, avec R le rayon de la colonne de plasma, pris égal à 5 cm.

B (G)	Pu (kW)	Pr (mTorr)	ρ_i (cm)	(ρ_i/R)	$f_{ci} \cdot 10^{-4}$ (Hz)	$f_{in} \cdot 10^{-4}$ (Hz)	(f_{ci}/f_{in})
42	0.7	0.8	4.6	0.92	0.16	1.9	0.1
120	1.0	1.0	2.2	0.44	0.46	2.3	0.2
360	1.0	1.0	1.1	0.22	1.38	3.0	0.5

TABLE 1.4 – Conditions de magnétisation des ions pour différents jeux de conditions expérimentales, avec R le rayon de la colonne de plasma, pris égal à 5 cm.

Chapitre 2

Mesure de la température ionique

Sommaire

2.1	Mesure de la température ionique par Fluorescence Induite par Laser (LIF)	77
2.1.1	Analyse des signaux de LIF	77
	Analyse du signal de référence	77
	Analyse du signal de fluorescence	79
	Élargissement du signal de fluorescence par le système d'acquisition	83
2.1.2	Mesure de la température ionique par LIF	86
	L'évolution de la température ionique avec les paramètres expérimentaux	86
	L'anisotropie de la température ionique	87
2.1.3	Calcul de l'incertitude associée à la mesure de la température ionique	88
	Les sources de l'incertitude de la mesure	88
2.1.4	Mesure de vitesse grâce au dispositif de LIF	91
2.2	Mesure de T_i par interférométrie d'émission	96
2.2.1	Forme théorique des signaux de Fabry-Pérot mesurés	96
	Motif d'interférences pour un faisceau monochromatique	96
	Motif d'interférence pour un faisceau à spectre continu	98
2.2.2	Calibration absolue des mesures de $S(\lambda)$	99
2.2.3	Analyse des signaux expérimentaux	100
2.2.4	Mesures de température	102

La mesure de la température ionique est cruciale dans l'étude du transport du moment cinétique d'un plasma et dans la description des différents régimes de stabilité magnétohydrodynamique (MHD) (Collins *et al.*, 2012, Weisberg *et al.*, 2017). En effet, la viscosité du plasma et le nombre de Reynolds cinétique, ainsi que les fréquences de collisions ions-neutres dépendent fortement de T_i (Braginskii, 1965).

La température ionique est une mesure effectuée moins couramment que les mesures de la densité, de la température électronique ou du potentiel du plasma. Les différents dispositifs de mesure de T_i développés à ce jour sont complexes à mettre en place expérimentalement en comparaison des sondes électrostatiques classiques. Les analyseurs à potentiel retardé (Mason, 1964, Rudakov *et al.*, 1999) sont les seuls dispositifs électrostatiques permettant la mesure de T_i . Ils sont utilisés sur les satellites observant le vent solaire tels que MMS, Helios ou Cluster (Marsch et Goldstein, 1983, Tan *et al.*, 1998, Kasper *et al.*, 2002) pour mesurer la fonction de distribution de l'énergie des ions. La température et la vitesse des ions peuvent être mesurées grâce à ces dispositifs mais avec une résolution assez basse, de l'ordre de 1 à 10 eV, suffisante pour ces applications à hautes vitesses et hautes énergies. Pour obtenir des mesures plus précises de T_i , des diagnostics optiques sont nécessaires comme par exemple la LIF ou l'interférométrie de Fabry-Pérot introduites au chapitre 1, ou les dispositifs de *Continuous Wave Cavity Ring-Down Spectroscopy (CW-CRDS)* (McCarren et Scime, 2015) et de *Coherence Imaging System* (Lester *et al.*, 2016).

Le système de LIF que nous avons installé sur notre expérience permet d'accéder à la fonction de distribution de la vitesse des ions (IVDF) parallèle au champ magnétique lorsque le laser est injecté par le port optique terminal de l'expérience et perpendiculaire lorsque le laser est injecté par un des ports optiques latéraux. Il permet une mesure locale de T_i parallèle et perpendiculaire au champ magnétique. Un autre type de système de mesure de T_i , basé sur un interféromètre de Fabry-Pérot de grande finesse, a été développé par l'équipe de Cary Forest à l'université du Wisconsin Madison. Nous avons utilisé ensemble cet interféromètre lors d'une campagne de mesure sur notre expérience à Lyon afin de comparer les résultats obtenus avec ceux de la LIF. Les montages optiques de ces deux systèmes de mesures ont été présentés au chapitre 1 et nous présentons ci-dessous l'analyse des signaux mesurés et les valeurs de température ionique obtenues.

2.1 Mesure de la température ionique par Fluorescence Induite par Laser (LIF)

2.1.1 Analyse des signaux de LIF

La mesure de la température ionique par le système de LIF se fait grâce à deux signaux expérimentaux :

- le signal acquis en sortie du barreau Fabry-Pérot permettant de suivre l'évolution en longueur d'onde du laser et que nous nommerons signal de référence,
- le signal de fluorescence collecté par le photomultiplicateur.

La figure 2.1 présente ces deux signaux normalisés. Le signal bleu, en dents de scie, correspond au signal de référence. Le signal orange est le signal de fluorescence. Ces deux signaux sont acquis grâce à un oscilloscope à mémoire, synchronisé sur la rampe du laser dont la fréquence est fixée à 21 Hz. L'oscilloscope moyenne les signaux sur la fenêtre sélectionnée jusqu'à 65536 cycles correspondant à 61 minutes. Les signaux présentés figure 2.1 ont été acquis avec un temps de moyennage d'une minute.

Analyse du signal de référence

Nous rappelons que le signal de référence est acquis en sortie d'un barreau Fabry-Pérot dans lequel ont été injectés quelques pourcents du faisceau laser. La rampe en longueur d'onde du laser, en dents de scie, apparaît à la figure 2.1 avec une phase montante lente pendant laquelle la longueur d'onde du laser augmente et deux phases décroissantes rapides pendant lesquelles la longueur d'onde du laser redescend à sa valeur initiale. La cavité Fabry-Pérot engendre des franges d'interférence sur le signal laser. On peut calculer la variation en longueur d'onde correspondant à l'interfrange de ce signal grâce à la formule :

$$\Delta\lambda_I = \frac{\lambda_0^2}{2dn} = 0.835 \text{ pm}, \quad (2.1)$$

avec $\Delta\lambda_I$ la variation de longueur d'onde correspondant à un interfrange, λ_0 la longueur d'onde moyenne du laser, prise égale à 668.614 nm, d la taille du Fabry-Pérot et n l'indice de réfraction du matériaux. Le Fabry-Pérot est un barreau de SF11 de 15 cm, dont l'indice de réfraction est de 1.7847 (at 587.6 nm). Afin de calculer le vecteur permettant de convertir l'abscisse du signal de fluorescence d'échantillons à longueur d'onde, on doit repérer la position des interfranges sur le signal de référence, chaque interfrange correspondant à 0.835 pm. Un filtre passe-bande est appliqué au signal de référence pour ne conserver que les oscillations

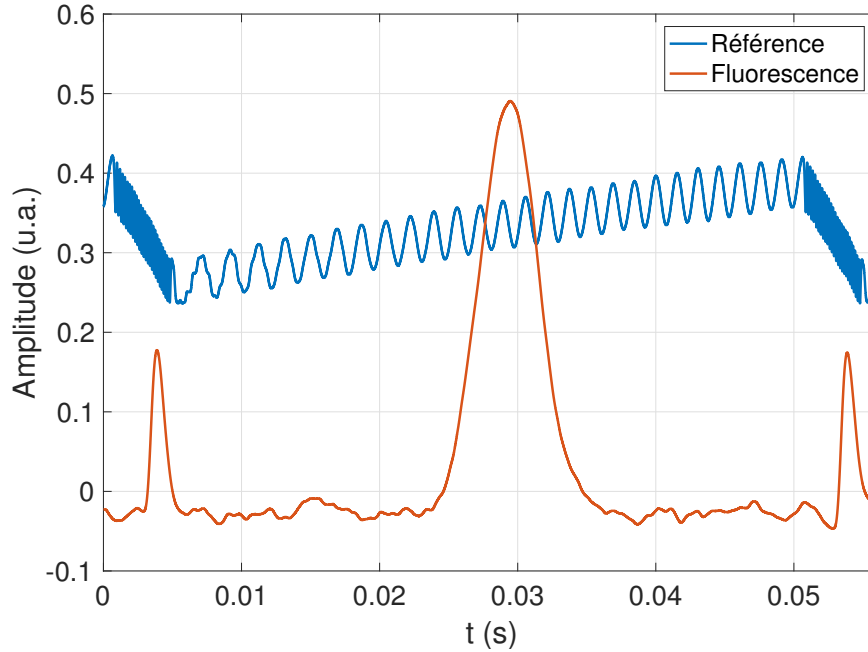


FIGURE 2.1 – Signal de référence (bleu) et signal de fluorescence (orange) normalisés, mesurés pour un plasma 42 G, 700 W et 0.8 mTorr. La fenêtre correspond à 56 ms et le signal a été moyenné pendant 1 min, soit un moyennage sur environ 550 périodes du laser (une période sur deux est mesurée par l’oscilloscope avec le réglage de sa fenêtre tel que sur la figure).

du signal correspondant aux interférences créées dans le barreau de Fabry-Pérot. La distance entre deux zéros du signal correspond à une demie interfrange et la durée des interfranges évolue avec la rampe (voir figure 2.2). Ces points sont interpolés afin d’obtenir l’évolution de la longueur d’onde du laser en fonction du temps, $\lambda - \lambda_{arb.}$ exprimée en picomètre :

$$\lambda - \lambda_{arb.} = t \frac{0.835}{2 \Delta t_I(t)}. \quad (2.2)$$

Le barreau de Fabry-Pérot ne permet pas de connaître la valeur absolue de la longueur d’onde et $\lambda_{arb.}$ est inconnu. Le vecteur $\lambda - \lambda_{arb.}$ est utilisé à la figure 2.3 pour représenter le signal de fluorescence et sera utilisé pour le traitement du signal de fluorescence.

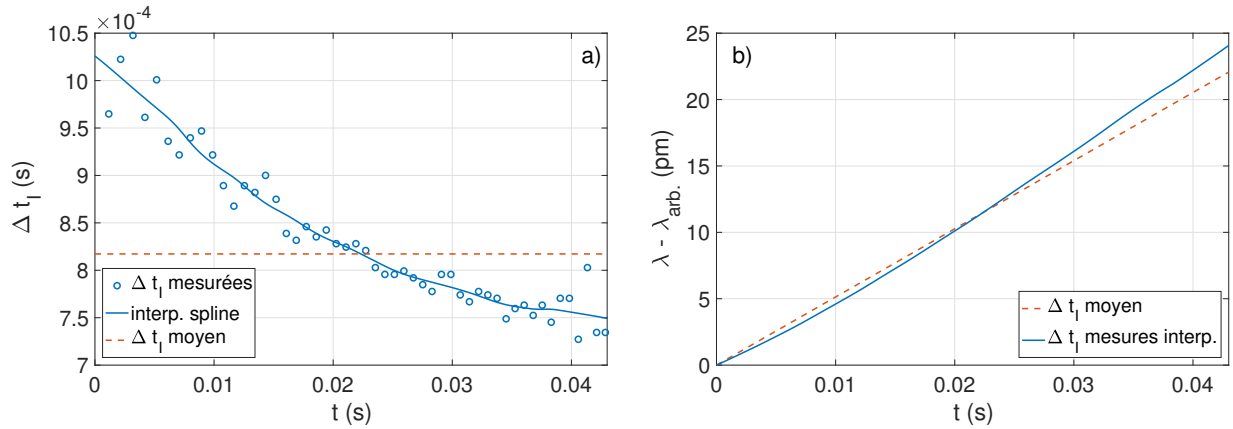


FIGURE 2.2 – a) Δt entre les zéros du signal de référence filtré passe-bande. Chaque point de mesure correspond à la valeur locale de la demie interfrange. b) Évolution de la longueur au cours de la rampe en fonction du temps. Sur ces deux figures, l'interfrange moyenne et l'évolution de la longueur d'onde calculée à partir de l'interfrange moyenne sont représentées pour mettre en évidence l'évolution non-linéaire de la longueur d'onde avec le temps.

Analyse du signal de fluorescence

Calcul de la température ionique

Le signal de fluorescence est tracé sur la figure 2.3 en fonction de l'évolution de la longueur d'onde du laser. On fait l'hypothèse que la population d'ion est à l'équilibre thermodynamique et que l'élargissement de la raie de fluorescence par effet Doppler suit une loi normale. Le signal est donc ajusté par une fonction Gaussienne de formule :

$$I_{LIF}(\lambda) = p_1 \exp\left(-\left(\frac{(\lambda - p_2)}{p_3}\right)^2\right) + p_4. \quad (2.3)$$

L'ajustement de cette fonction sur le signal de fluorescence est présenté sur la figure 2.3 avec ses résidus. Le fit est très bon, confortant notre hypothèse. Le coefficient p_3 permet de déduire la largeur à mi-hauteur de la Gaussienne et la température ionique. La description Maxwellienne de la vitesse des ions permet d'écrire la température des ions T_i en fonction de p_3 :

$$T_i (eV) = \frac{m_i}{2e} \left(\frac{p_3 C_0}{\lambda_0}\right)^2 = 1.05 \cdot 10^{21} \mu p_3^2, \quad (2.4)$$

avec λ_0 égale à 668.614 nm, la longueur d'onde centrale de la transition dans le vide et C_0 la vitesse de la lumière dans le vide, μ la masse réduite de l'ion, égale à 40 dans le cas de l'argon. La température mesurée sur le signal représenté sur la figure 2.3 vaut 0.127 eV.

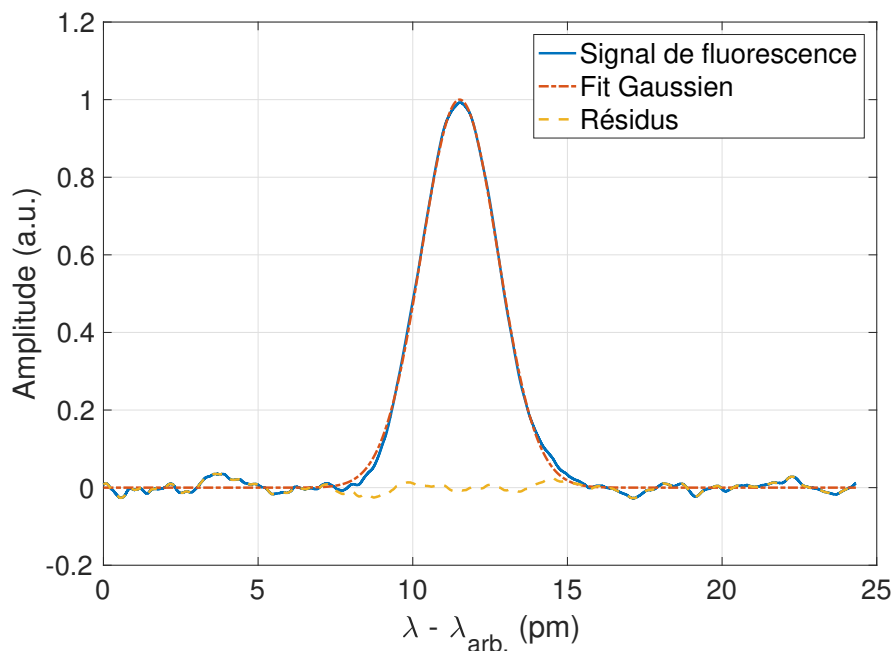


FIGURE 2.3 – Signal de fluorescence, fit gaussien et résidus du fit en fonction de la longueur d’onde du laser pour un plasma 42 G, 700 W et 0.8 mTorr, au centre de l’expérience. On a retranché le paramètre p_4 obtenu lors du fit au signal et au fit afin de centrer les résidus sur zéro.

Élargissements du signal de fluorescence dus à des effets physiques : prédominance de l’effet Zeeman

L’effet Zeeman consiste en la levée de la dégénérescence des niveaux d’énergie électronique en présence d’un champ magnétique. Les niveaux se séparent en sous-niveaux et le nombre de transitions possibles entre les différents niveaux d’énergie augmente. La transition d’excitation à 668.614 nm se répartit sur plusieurs transitions Zeeman. Ces transitions se produisent à des longueurs proches de la longueur d’onde de la transition initiale et ce déplacement dépend de l’amplitude du champ magnétique. La somme des amplitudes de ces transitions est égale à l’amplitude de la transition initiale. Cette séparation des niveaux par le champ magnétique n’est pas isotrope. Il existe des transitions Zeeman qui sont excitées par un champ électrique parallèle au champ magnétique, notées π , et des transitions Zeeman qui sont excitées par un champ électrique perpendiculaire au champ magnétique, notées σ . Le faisceau laser est constitué d’une lumière polarisée linéairement et la direction de polarisation est perpendiculaire à la direction de propagation du faisceau. Lorsque le laser est injecté par le port terminal de l’enceinte, le faisceau se propage axialement dans le plasma et seules les transitions σ sont excitées. Lorsque le laser est injecté dans le plasma par un port

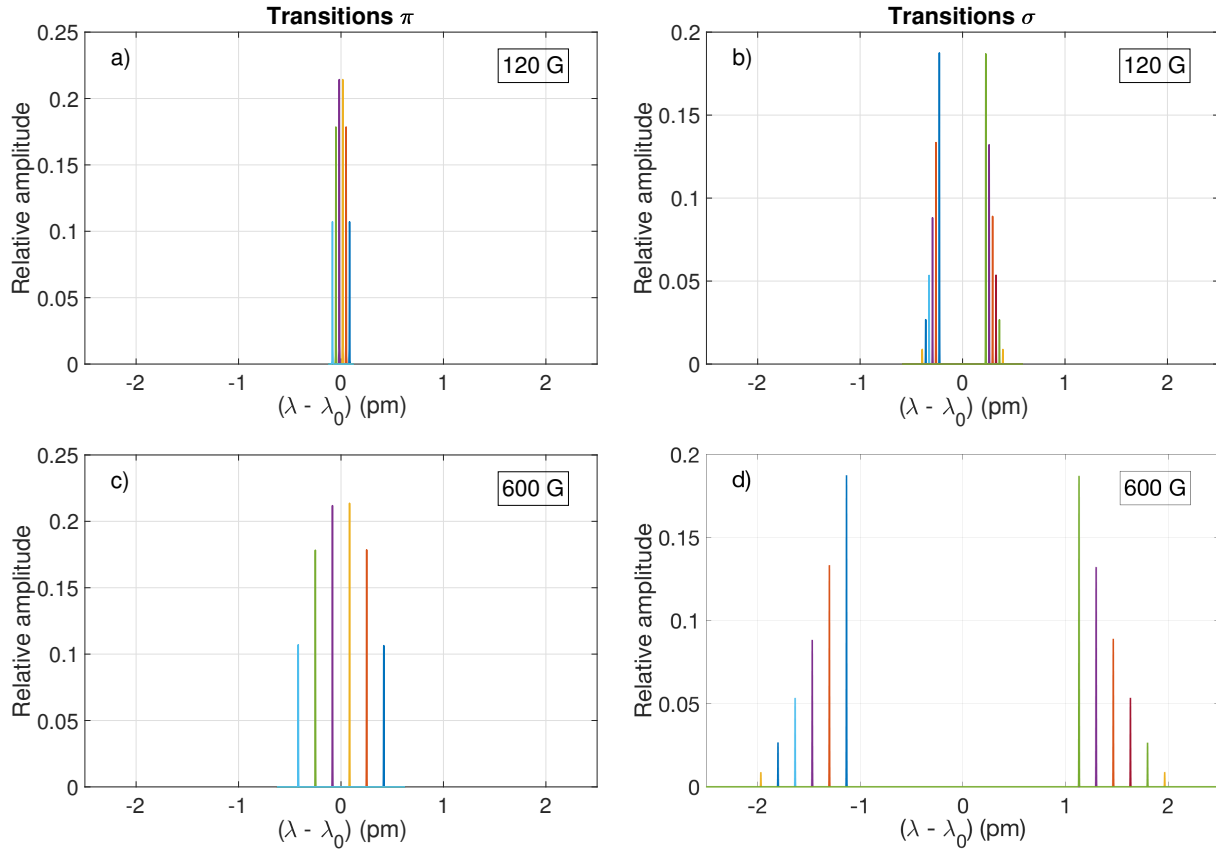


FIGURE 2.4 – Amplitudes relatives des transitions Zeeman π (a) et c)) et σ (b) et d)) en fonction de la longueur d'onde λ autour de la longueur d'onde centrale de la transition à 668.614 nm λ_0 pour deux champs magnétiques : 120 G (a) et b)) et 600 G (c) et d)).

latéral de l'expérience, la polarisation du faisceau peut être soit perpendiculaire soit parallèle au champ magnétique. En positionnant la lame quart-d'onde dans le chemin optique, on peut choisir d'exciter les transitions Zeeman π ou σ . Nous préférons alors exciter les transitions Zeeman π pour limiter l'élargissement du signal de fluorescence et son étalement sur la rampe en longueur d'onde comme on peut le voir sur la figure 2.4.

Le calcul de la longueur d'onde centrale et de l'amplitude relative de ces transitions Zeeman dépend de la transition initiale considérée et de l'amplitude du champ magnétique. Ce calcul est développé par McWhirter (1965) et sera détaillé en Annexe B. La figure 2.4 présente l'amplitude relative des transitions Zeeman en fonction de leur déplacement par rapport à la longueur d'onde centrale de la transition initiale à 668.614 nm pour deux champs magnétiques : 120 G et 600 G. Les transitions π sont présentées sur les figures a) et c) et les transitions σ sur les figures b) et d). Pour les deux types de transitions, l'augmentation du champ magnétique augmente fortement la dispersion des raies et l'élargissement du signal

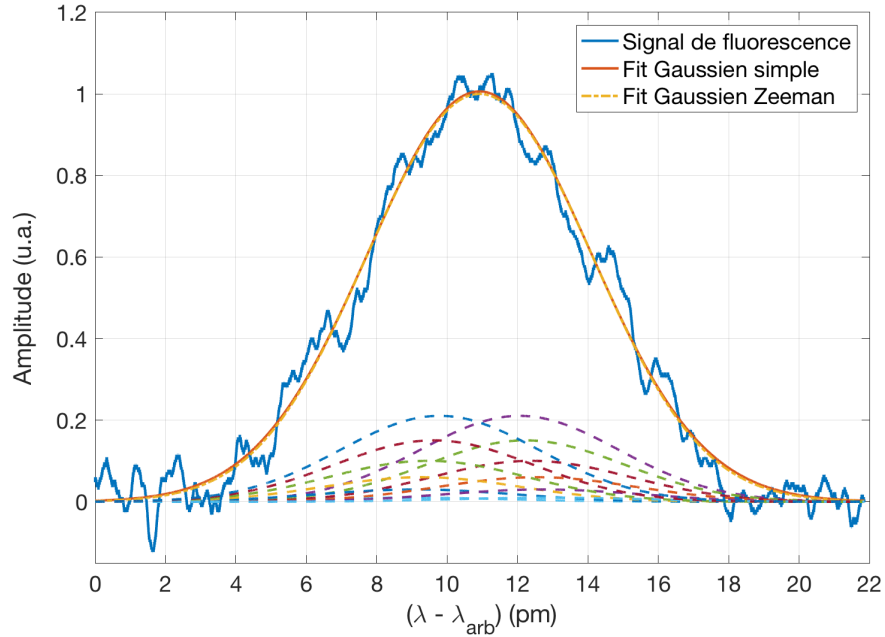


FIGURE 2.5 – Ajustement par une Gaussienne simple et par la somme des Gaussiennes calculées par effet Zeeman d’un signal de fluorescence mesuré pour un plasma à 600 G, 1 kW et 1 mTorr. La température ionique obtenue grâce à la largeur des Gaussiennes Zeeman est de $T_i = 0.66$ eV alors que la valeur de T_i obtenue par l’analyse de la Gaussienne simple est de 0.84 eV.

de fluorescence par effet Zeeman. Les transitions σ sont plus éloignées de la longueur d’onde centrale que les transitions π et provoquent un élargissement plus important du signal de fluorescence. Dans le cas de nos mesures de température ionique, nous avons calculé que les transitions π produisent un élargissement du signal de fluorescence négligeable devant l’élargissement Doppler alors que les transitions σ ne peuvent pas être négligées pour les hautes valeurs de champ magnétique. L’ensemble des autres types d’élargissements possibles du signal de fluorescence, élargissement naturel et effet Stark, ont été évalués en utilisant les résultats de [Boivin \(2000\)](#) et sont négligeables devant l’élargissement Doppler. Les mêmes résultats ont été obtenus par [Boivin et Scime \(2003\)](#).

La forme mathématique du signal de fluorescence est modifiée par l’effet Zeeman. La Gaussienne simple décrite à l’équation 2.3 est remplacée par la somme des transitions Zeeman, chacune élargie par effet Doppler. On a :

$$I_{LIF}(\lambda) = \sum_{k=1}^N p_1 I_k \exp\left(-\left(\frac{\lambda - p_2 + \delta\lambda_k}{p_3}\right)^2\right) + p_4, \quad (2.5)$$

avec I_k l'amplitude relative des transitions Zeeman et $\delta\lambda_k$ leurs décalages en longueur d'onde autour de la longueur d'onde centrale de la transition. Ces valeurs sont calculées pour chaque valeur de champ magnétique et sont utilisées comme variables d'entrée de l'algorithme d'ajustement des données. La figure 2.5 présente les fit d'un signal de fluorescence axial, acquis en injectant le laser parallèlement au champ par le port terminal de l'expérience, pour les conditions expérimentales 600 G, 1 kW et 1 mTorr. Nous avons réalisé un ajustement par la somme de Gaussienne (équation 2.5) prenant en compte l'effet Zeeman σ , et à titre d'exemple, nous avons également réalisé un ajustement par une Gaussienne simple (équation 2.3). Les deux méthodes de fit donnent des valeurs de température ionique égale à 0.66 eV pour le fit prenant en compte l'effet Zeeman et égale à 0.84 eV pour le fit simple, soit un écart de 21%. L'effet Zeeman sera pris en compte lors de l'évaluation de la température ionique par LIF dans toute la suite de ce manuscrit.

Élargissement du signal de fluorescence par le système d'acquisition

Réglage du filtre passe-bas de la détection synchrone

Le signal de fluorescence collecté par le photomultiplicateur est envoyé vers une détection synchrone Stanford Research System SR830, avant d'être moyenné par un oscilloscope à mémoire. Ces deux étapes permettent d'augmenter considérablement le rapport signal sur bruit. Les signaux sont enregistrés et traités *a posteriori*. Plusieurs réglages de ce système d'acquisition peuvent élargir artificiellement le signal de fluorescence et fausser la mesure de température ionique.

La voie d'entrée de la détection synchrone est multipliée par le signal de référence utilisé pour contrôler le hachage du laser d'excitation. Cette opération produit une somme de deux signaux : un signal constant et un signal sinusoïdal de fréquence deux fois supérieure à la fréquence de hachage. On cherche alors à éliminer ce signal sinusoïdal et le bruit à hautes fréquences avant d'amplifier le signal continu. La détection synchrone est munie d'un filtre passe-bas dont la fréquence de coupure et la pente sont choisis pour minimiser le bruit à hautes fréquences et éviter un élargissement du signal de fluorescence. La pente est dans un premier temps fixée à -12 dB par octave et l'inverse de la pulsation de coupure est fixée consécutivement à 1 ms et à 300 μ s. Cela correspond à des fréquences de coupure de 159 Hz et de 530 Hz. La figure 2.6 a) présente les signaux de fluorescence obtenus, décalés verticalement et horizontalement pour mettre en évidence leur superposition. La largeur du pic central de fluorescence ne semble pas être modifiée par ce changement de fréquence de coupure, contrairement aux deux pics latéraux qui sont élargis par le filtre à 1 ms. Les

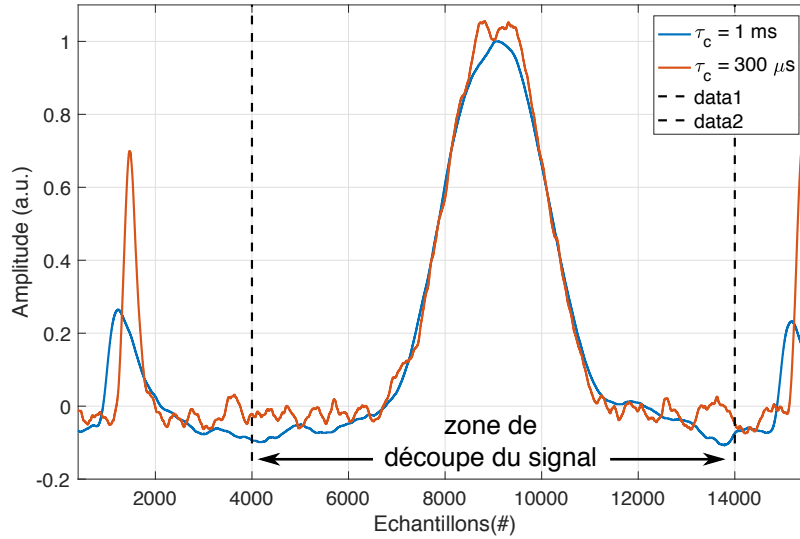


FIGURE 2.6 – Signaux de fluorescence obtenus avec l’inverse de la pulsation de coupure du filtre passe-bas de la détection synchrone fixée à 1 ms et à 300 μs pour un plasma à 60 G, 700 W et 1 mTorr.

températures mesurées sont de 0.114 eV pour la pulsation de coupure à 300 μs et de 0.134 eV pour celle à 1 ms. Ces deux valeurs sont comprises dans la barre d’erreur associée à la valeur moyenne de T_i pour ces conditions expérimentales égale à 0.122 eV. Il est donc possible de faire des mesures de température ionique avec les deux valeurs de pulsation de coupure sans élargir le signal de fluorescence. Cependant, le filtre à 1 ms modifie fortement les pics secondaires du signal de fluorescence et les mesures seront systématiquement effectuées avec le filtre réglé à 300 μs . La pente du filtre peut être réglée à 6, 12, 18 ou 24 dB par octave. Dans certaines conditions expérimentales, le bruit à hautes fréquences sature l’entrée de l’amplificateur lorsque la pente est réglée à 6 dB. La pente du filtre est donc réglée à 12 dB. Des tests plus approfondis pourraient être menés pour estimer si la pente du filtre peut être augmentée pour mieux filtrer les hautes fréquences sans modifier l’élargissement du signal de fluorescence.

Choix du temps de convergence du signal

Le nombre de rampes sur lequel le signal de fluorescence est moyenné par l’oscilloscope est également un des paramètres de l’acquisition à étudier précisément. La durée d’une rampe est constante (48 ms) et l’influence du moyennage est étudiée en temps de convergence. La figure 2.7 a) présente l’évolution de la moyenne quadratique (RMS) des résidus du fit du signal de fluorescence en fonction du temps de convergence du signal, calculée sur dix expé-

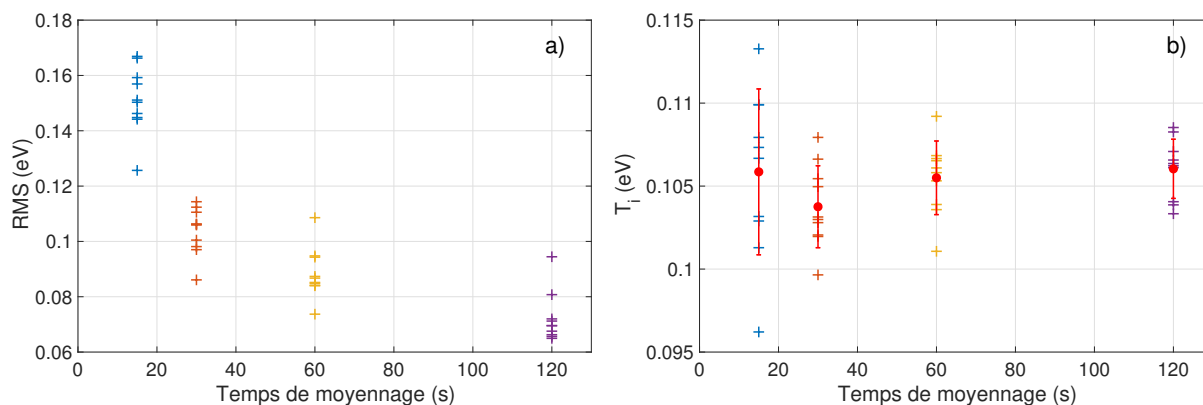


FIGURE 2.7 – a) Moyenne quadratique (RMS) des résidus de l’ajustement du signal de fluorescence en fonction du temps de convergence, avec dix expériences par temps de convergence. b) Valeurs de T_i mesurées en fonction du temps de convergence. Pour chaque temps de convergence, la valeur moyenne et l’incertitude caractéristique estimée grâce à la déviation standard sont représentées.

riences pour chaque temps de convergence. Avec l’augmentation du temps de convergence, les fluctuations à hautes fréquences sont moyennées et la RMS des résidus diminue, indiquant une diminution du niveau de bruit. La figure 2.7 b) présente la température ionique mesurée ainsi que la valeur moyenne de T_i pour chaque valeur de temps de convergence. La barre d’erreur associée à la moyenne correspond à la déviation standard de l’ensemble des mesures pour chaque valeur de temps de convergence. La température ionique et la barre d’erreur diminue lorsque le temps de convergence passe de 15 s à 30 s. Cela est dû à la diminution de la quantité de bruit et à l’amélioration de l’ajustement du modèle aux données. Au-delà de 30 s de temps de convergence, la barre d’erreur continue à diminuer lentement mais les valeurs moyennes de T_i augmentent à nouveaux. Cela est dû à la dérive de la longueur d’onde centrale du laser qui entraîne un élargissement de l’IVDF. La figure 2.7 b) montre que le temps de convergence optimum est ici 30 s mais cet optimum dépend des conditions de dérive du laser et de l’amplitude du bruit. Ces deux phénomènes dépendent fortement des conditions expérimentales et de paramètres extérieurs tels que la température et l’humidité de la salle expérimentale. Dans la suite de ce chapitre, les mesures de signaux de fluorescence seront effectuées avec un temps de convergence de 60 s qui est un bon compromis entre le moyennage du bruit et la dérive du laser, pour l’ensemble des paramètres expérimentaux. L’élargissement de l’IVDF dû à un temps de convergence de 60 s est estimé entre 0.001 et 0.007 eV et dépend des conditions expérimentales. Cet élargissement sera négligé dans la suite du manuscrit.

2.1.2 Mesure de la température ionique par LIF

L'évolution de la température ionique avec les paramètres expérimentaux

La figure 2.8 présente l'évolution de la valeur de température ionique parallèle au champ magnétique mesurée au centre du plasma en fonction de l'amplitude du champ magnétique et pour différentes puissances, à une pression constante de 1 mTorr. La température ionique augmente quasi-linéairement avec le champ magnétique, de 0.12 eV à 42 G à 0.8eV à 720 G pour une puissance de 700 W. T_i augmente également avec la puissance injectée, en passant de 0.4 eV à 700 W à 0.8 eV à 2000 W pour un champ de 360 G. Ces mesures représentent, à notre connaissance, le seul jeu de valeurs de températures ioniques pour une source inductive dans les expériences linéaires similaires à notre expérience. Ces mesures sont supérieures de quelques dixième d'eV aux mesures de températures réalisées par LIF sur les expériences HELIX et CSDX, munies de sources Hélicon. Dans l'expérience HELIX, pour des conditions expérimentales égales à 600 G, 750 W, 1.2 mTorr et avec une source fonctionnant à 9.5 MHz, la température est mesurée égale à 0.55 eV [Sun *et al.* \(2004\)](#). Dans l'expérience CSDX, pour des conditions expérimentales égales à 600 G, 1500 W et 3.2 mTorr et avec une source fonctionnant à 13.56 MHz, la température est mesurée égale à 0.4 eV ([Thakur *et al.*, 2012, 2016](#)). Les expériences HELIX et CSDX sont le plus souvent opérées à des pressions de neutres légèrement supérieures aux pressions de neutres que nous avons utilisées, ce qui peut en partie expliquer les températures plus faibles mesurées sur ces expériences.

L'incertitude sur les mesures est évaluée indépendamment pour chaque mesure par une méthode synthétique décrite en détail à la section 2.1.3 ; l'incertitude augmente avec le champ magnétique et la puissance RF. L'augmentation de l'incertitude est corrélée avec la diminution de l'amplitude du signal de fluorescence et l'augmentation du bruit produit par l'émission naturelle de photons à 442.724 nm par le plasma. L'incertitude est d'environ ± 0.008 eV à 42 G - 700W pour T_i égale à 0.122 eV, soit 7% d'incertitude relative et atteint environ ± 0.222 eV à 720 G - 2000 W pour T_i égale à 1.143 eV, soit 19% d'incertitude relative. Malgré cette augmentation de l'incertitude relative, la tendance d'évolution de T_i avec les paramètres expérimentaux est claire. Pour supporter les mesures pour les plus fortes valeurs de T_i , le développement d'autres méthodes de mesures plus fiables dans ces régimes se justifie. C'est le cas des méthodes de spectroscopie s'appuyant sur la mesure directe des photons d'émission du plasma telle que la méthode par Fabry-Pérot dont les résultats obtenus sur notre expérience sont détaillés à la section 2.2.

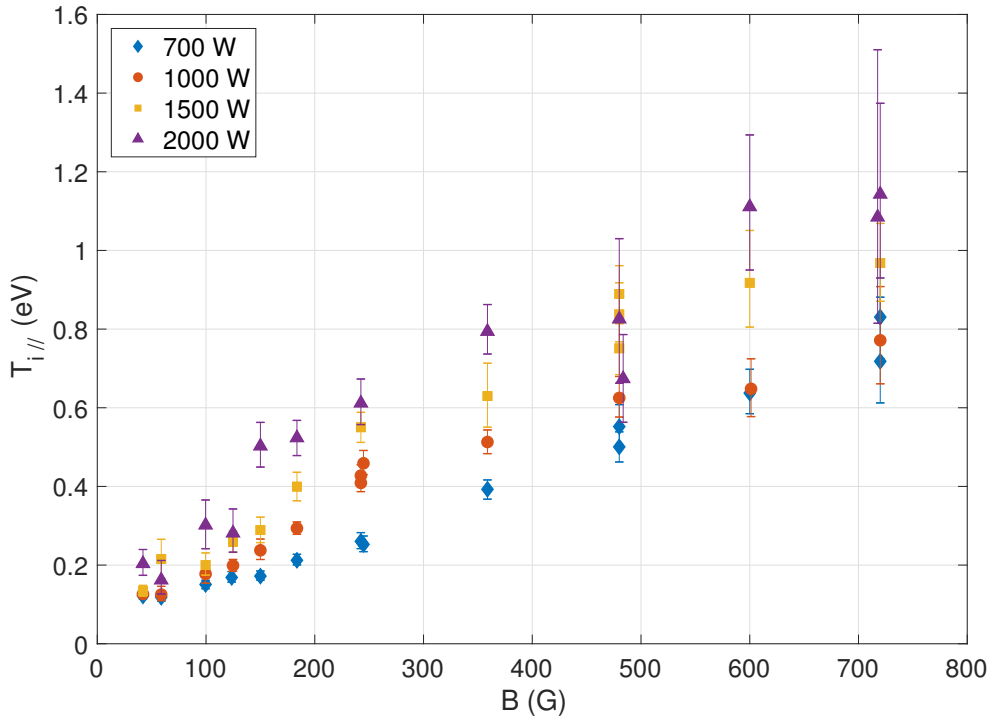


FIGURE 2.8 – Évolution de T_i parallèle en fonction du champ magnétique, mesurée au centre du plasma, pour différentes valeurs de puissance et une pression de 1 mTorr.

L'anisotropie de la température ionique

En injectant le faisceau laser par un port latéral de l'enceinte, il est possible de mesurer également la température ionique perpendiculaire au champ magnétique. La fente du système de détection est également pivotée de 90° et est alignée avec le faisceau laser. L'évolution de $T_{i\perp}$ est réalisée pour les mêmes champs magnétiques que les mesures axiales et pour les puissances RF 700 W et 1500 W. Les résultats sont présentés en figures 2.9 a) et 2.9 b). Les températures ioniques perpendiculaires sont identiques aux températures ioniques parallèles pour les faibles valeurs de champ magnétique. Une anisotropie de la température se développe à partir de 250 G sur la figure 2.9 a) pour la puissance RF 700 W et de 360 G sur la figure 2.9 b) pour la puissance RF 1500 W. Au-delà de ces valeurs de champ, la température parallèle est supérieure à la température perpendiculaire, le rapport $\left(T_{i\perp}/T_{i//}\right)$ est compris entre 0.7 et 1.0.

Les résultats expérimentaux publiés sur le sujet par *Scime et al.* (1998) et *Kline et al.* (2003) montrent également une anisotropie de T_i mais avec une température parallèle plus faible que la température perpendiculaire, le rapport $\left(T_{i\perp}/T_{i//}\right)$ variant entre 1.0 à 3.0. Encore

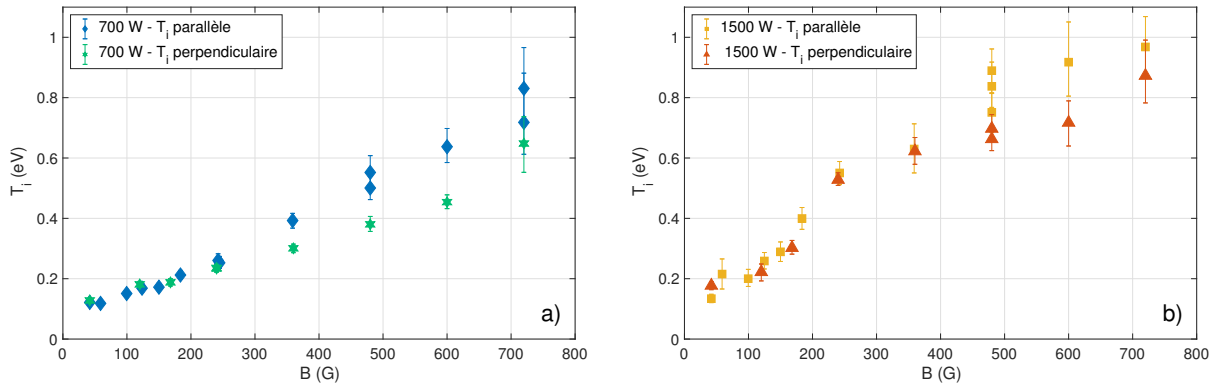


FIGURE 2.9 – Evolution des températures ioniques parallèles et perpendiculaires en fonction de champ magnétique, mesurées au centre du plasma, pour deux puissances RF différentes : a) 700 W et b) 1500 W, pour une pression de base de 1 mTorr.

une fois, ces résultats sont obtenus à des pressions de neutres plus élevées que la pression de neutres dans notre enceinte et avec des plasmas ionisés par une source Hélicon. Un seul point de mesure dans un plasma inductif est proposé par Scime *et al.* (1998) dans des conditions expérimentales de 1000 G, 2 kW et 1.2 mTorr et donne T_i parallèle égal à 0.45 eV et T_i perpendiculaire à 0.55 eV. Nous n’avons pas, à ce jour, d’explication pour cette différence entre les mesures présentées par l’équipe de Earl Scime et nos mesures expérimentales.

2.1.3 Calcul de l’incertitude associée à la mesure de la température ionique

Cette section présente la méthode de calcul des barres d’erreurs présentés sur les points expérimentaux à la section précédente. Nous analysons ici les différentes sources d’incertitude liées à la mesure de la température ionique avant de développer une méthode de calcul d’incertitude pour chaque point expérimental. Cette méthode de calcul a été développée grâce aux conseils de Stephane Roux que nous remercions chaleureusement pour sa contribution à ce travail.

Les sources de l’incertitude de la mesure

Une source d’incertitude sur la mesure de la température ionique vient de l’ajustement de la somme des Gaussiennes aux données expérimentales bruitées. L’outil *fit* de matlab permet de calculer un intervalle de confiance pour chacun des paramètres de l’ajustement. Ce résultat permet d’estimer si l’incertitude liée à la qualité de l’ajustement numérique aux

B (Gauss)	Pu (kW)	Pr (mTorr)	réal. (#)	\overline{T}_i (eV)	$\overline{\text{std}(T_i)}$ (eV)	$\overline{\text{inter. conf.}}$ (eV)
42	0.7	1	10	0.106	$2 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-4}$
240	1.0	1	11	0.370	$4.2 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-3}$
480	2.0	1.0	20	0.941	0.163	$1.8 \cdot 10^{-2}$

TABLE 2.1 – Intervalle de confiance moyen du fit du signal de fluorescence comparé avec la déviation standard de l’ensemble des valeurs de T_i obtenus pour différentes conditions expérimentales.

données explique l’incertitude sur les valeurs de T_i . Afin d’évaluer cette hypothèse, nous avons réalisé plusieurs fois les mêmes mesures dans différents jeux de conditions expérimentales et nous avons calculé la déviation standard de l’ensemble des T_i obtenus. Les résultats de cette étude sont présentés dans la table 2.1. L’intervalle de confiance lié à l’ajustement des données expérimentales est petit devant l’incertitude expérimentale évaluée grâce à la déviation standard des jeux de données. Ce n’est donc pas la qualité de l’ajustement des données qui domine l’incertitude sur la mesure.

Une seconde source d’incertitude est liée directement à l’amplitude du bruit des données expérimentales. Chaque mesure est la somme d’un signal de fluorescence idéal, dont la forme théorique est une somme de Gaussiennes, et d’une réalisation du bruit. Chaque réalisation du bruit est unique et peut influencer la forme du signal de fluorescence et la valeur de T_i mesurée. Nous avons mis au point une méthode pour simuler cet effet et tester cette hypothèse. Un bruit blanc aléatoire d’amplitude égale à l’amplitude des résidus de l’ajustement des données est généré puis filtré par un filtre passe-bas ayant les mêmes caractéristiques que le filtre de la détection synchrone. Le signal obtenu est ajouté au résultat de l’ajustement des données pour réaliser un signal synthétique bruité qui est à nouveau ajusté pour obtenir T_i . Cette opération est répétée 300 fois afin que la moyenne des valeurs de T_i obtenue converge vers la valeur de T_i mesurée expérimentalement. On peut alors calculer l’incertitude liée à la réalisation aléatoire du bruit. Deux méthodes de calcul d’une incertitude ont été utilisées : la déviation standard et le quantile à 90 % du jeu de valeur synthétique. Ces simulations sont effectuées sur chacune des mesures expérimentales des jeux de données présentés à la table 2.1 et les résultats sont présentés à la figure 2.10. Les sous-figures a), b) et c) correspondent respectivement aux jeux de données à 42 G, 240 G et 480 G. Les mesures expérimentales sont représentées avec différentes barres d’erreurs correspondant à différentes incertitudes :

- cercles bleus : incertitudes liées à l’intervalle de confiance de l’ajustement des données expérimentales,
- carrés oranges : incertitudes liées à la réalisation du bruit et calculées grâce à la dévia-

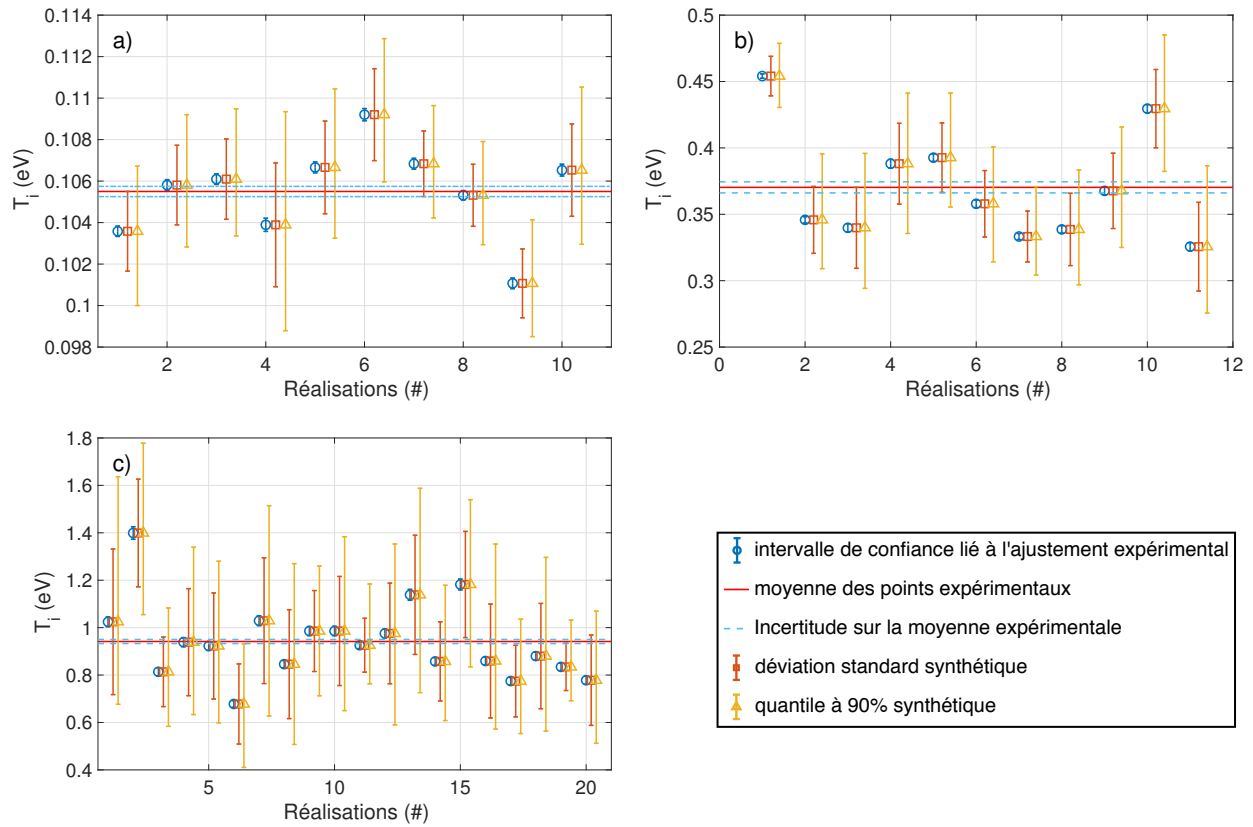


FIGURE 2.10 – Points de mesure de T_i expérimentaux présentés à la table 2.1, représentés avec différentes barres d’erreurs, pour les jeux de données à 42 G a), 240 G b) et 480 G c).

tion standard des données synthétiques,

- triangles jaunes : incertitudes liées à la réalisation du bruit et calculées grâce au quantile à 90% des données synthétiques.

La moyenne expérimentale et l’incertitude sur cette moyenne (déviation standard de l’échantillon de mesures divisée par la racine carrée du nombre de mesures) sont représentées respectivement par la ligne pleine rouge et la ligne en pointillés bleu clair. L’incertitude sur la moyenne expérimentale est faible et cette moyenne se rapproche de la valeur considérée exacte de T_i . Les barres d’erreurs associées à la réalisation du bruit sont de l’ordre de grandeur de la différence entre la valeur moyenne expérimentale de T_i et chaque point de mesure. C’est donc bien la réalisation du bruit qui est à l’origine des variations de la température mesurée. Les barres d’erreurs correspondant au quantile à 90% de l’échantillon constitué par les 300 valeurs synthétiques de T_i obtenues pour chacune des mesures expérimentale et centrées sur ces mesures expérimentales permettent à environ 9 points de mesure sur dix de

recouvrir la valeur moyenne de T_i . C'est donc cette méthode qui semble la meilleure pour évaluer l'incertitude sur chaque point de mesure.

L'incertitude associée à la mesure de T_i dépend des conditions expérimentales. Une bonne méthode pour l'évaluer serait donc de réaliser chaque mesure une dizaine de fois pour estimer la dispersion des mesures. Cela est malheureusement impossible à cause du temps nécessaire pour l'acquisition de chaque mesure, le temps de convergence étant fixé à 1 min et le temps de refroidissement de l'expérience entre deux mesures pouvant atteindre plusieurs minutes dans le cas des mesures à fortes puissances et à forts champs magnétiques. Nous avons donc utilisé la méthode d'évaluation synthétique de l'incertitude développée dans cette section pour calculer l'incertitude associée à chaque mesure de T_i réalisée par LIF et présentée sur les figures 2.8, 2.9 et 2.21.

2.1.4 Mesure de vitesse grâce au dispositif de LIF

Le dispositif de LIF permet de déduire la fonction de distribution de la vitesse des ions dans la direction parallèle au faisceau laser et dans le volume de mesure du système de détection des photons de fluorescence. Si la population d'ions sondés possède une vitesse moyenne dans la direction de propagation du faisceau laser, alors la distribution mesurée sera décalée par effet Doppler par rapport à la longueur d'onde de référence de la transition induite par le laser (voir figure 1.19 b) au chapitre 1).

$$v_{i,\theta} = \frac{C_0 \Delta\lambda}{\lambda_0}, \quad (2.6)$$

avec C_0 la vitesse de la lumière, $\Delta\lambda$ le décalage en longueur du pic de fluorescence par rapport à la longueur d'onde centrale de la transition λ_0 égale à 668.613 nm. Lorsque le faisceau laser est injecté perpendiculairement à l'axe principal de l'enceinte, le système de LIF permet de mesurer la vitesse azimutale des ions du plasma. On peut alors déplacer verticalement le laser d'excitation et le système de détection pour mesurer cette vitesse pour différents rayons.

Mesure du signal de référence pour le décalage Doppler de la longueur d'onde centrale du signal de fluorescence

La longueur d'onde du faisceau laser n'est pas connue de manière absolue et il est nécessaire de comparer la position du pic de fluorescence avec un signal de fluorescence de référence pour mesurer son déplacement par effet Doppler. Deux méthodes sont utilisées pour obtenir ce signal de référence.

- La première consiste à mesurer le signal de référence au centre du plasma, où la vitesse

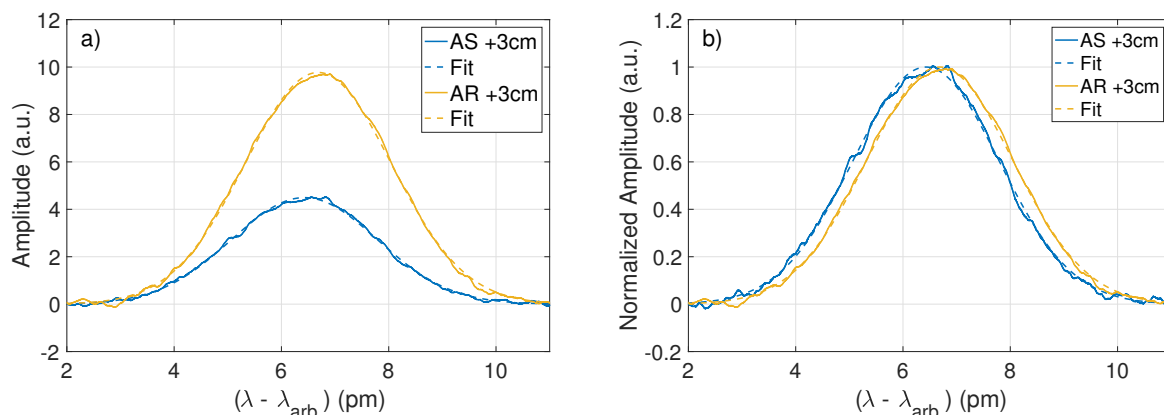


FIGURE 2.11 – a) Signaux de fluorescence et b) signaux de fluorescence normalisés, aller-retour (AR) et aller-simple (AS), mesurés à +3 cm du centre du plasma pour les conditions expérimentales 42 G, 700 W et 0.8 mTorr.

azimutale est considérée nulle ; le maximum du signal de fluorescence étant obtenu pour $\lambda = \lambda_0$.

- La seconde consiste à placer un miroir de renvoi en face du miroir d'injection du faisceau laser. Le faisceau traverse alors le plasma deux fois, avec des directions de propagation opposées. Le signal mesuré, que nous appellerons aller-retour (AR), par opposition à aller simple (AS), est la somme des signaux de fluorescence de même amplitude, induits par les faisceaux aller et retour. Le signal aller et le signal retour sont décalés symétriquement par rapport à la longueur d'onde λ_0 . Pratiquement, nous considérerons donc que le maximum du signal AR se produit pour $\lambda = \lambda_0$.¹

Ces deux méthodes d'obtention d'un signal de référence permettent d'obtenir des profils de vitesse similaires (voir figures 2.14 et 2.15). Un signal de référence aller-retour et un signal de mesure aller-simple, mesurés à +3 cm du centre du plasma, pour les conditions expérimentales 42 G, 700 W et 0.8 mTorr, sont présentés à la figure 2.11. La vitesse d'ensemble des ions est faible devant la vitesse thermique moyenne et le décalage de la longueur d'onde centrale du pic de fluorescence est difficile à mesurer, ce qui rend les mesures de vitesse azimutale par LIF très délicates à réaliser.

1. La position en longueur d'onde du pic de fluorescence AR est mesurée grâce à un fit Gaussien simple qui permet d'ajuster parfaitement le signal. Une autre approche pour mesurer la vitesse d'écoulement des ions est d'ajuster ce signal par deux Gaussiennes reproduisant la somme des signaux décalés aller et retour. Cette approche n'a pas été retenue car les vitesses mesurées dépendent des contraintes imposées sur le fit, ce qui n'est pas le cas pour la méthode présentée.

Prise en compte de la dérive temporelle de la longueur d'onde du laser

La seconde difficulté de cette mesure réside dans la rapide dérive temporelle de la longueur d'onde de la diode laser causée par les variations de température dans la salle expérimentale. La vitesse de dérive de la longueur d'onde dépend des conditions climatiques et des conditions expérimentales du plasma qui sont les deux principaux facteurs influant sur la température de la salle. Deux méthodes peuvent être utilisées pour compenser ou limiter l'effet de cette dérive sur les mesures de vitesse. Ces deux méthodes sont associées aux deux méthodes de mesures du signal de référence présentées au paragraphe précédent.

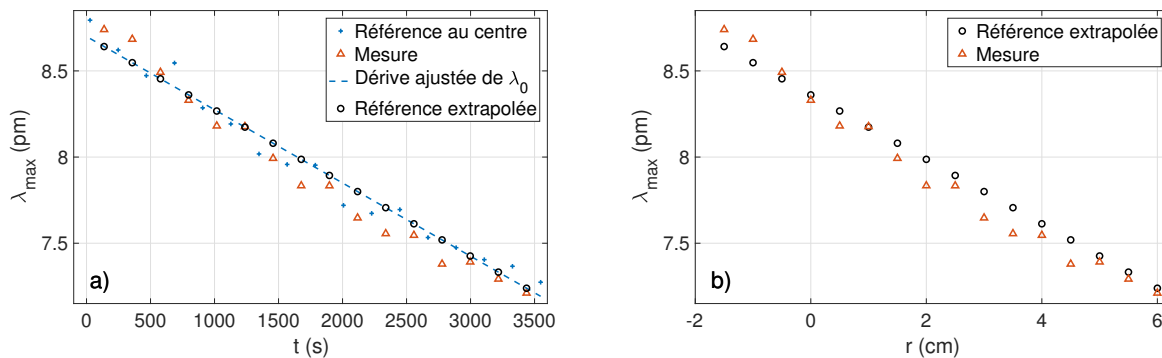


FIGURE 2.12 – a) Dérive temporelle de la position du pic de référence au centre du plasma (+), tracée avec les positions des pics des signaux de mesures (Δ) et les positions de la longueur d'onde centrale de la transition au moment de la mesure (\circ). b) Les signaux de mesures et les signaux de référence recalculés sont tracés en fonction de la position radiale dans l'enceinte. Les conditions expérimentales sont 42 G, 700 W et 0.8 mTorr.

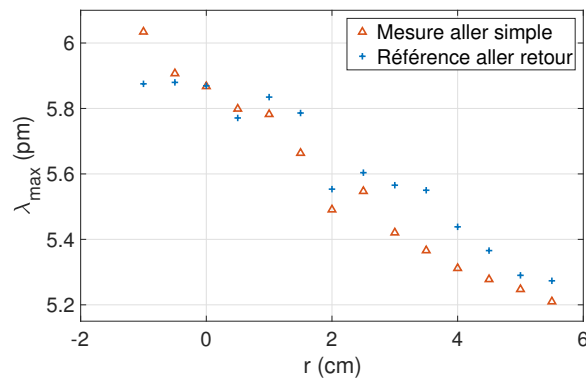


FIGURE 2.13 – Position du pic des signaux de mesure (Δ) (allers-retours) et de référence (+) (allers simples) en fonction de la position radiale dans le plasma. Les conditions expérimentales sont 42 G, 700 W et 0.8 mTorr.

Dans le cas où le signal de référence est mesuré au centre du plasma, un temps incompressible d'environ une minute est nécessaire au déplacement de faisceau laser et du système de détection entre l'acquisition du signal de référence et l'acquisition du signal de mesure. Nous avons donc décidé de compenser la dérive de la longueur d'onde du laser en effectuant une mesure de référence entre chaque mesure et en calculant une dérive moyenne au cours du temps par un ajustement linéaire. La vitesse est alors mesurée en considérant la position du pic du signal de mesure et la position extrapolée du pic du signal de référence. Ces positions des pics des signaux par rapport à λ_{arb} seront appelées λ_{max} . Cette méthode est présentée à la figure 2.12 a), où les positions des pics des signaux de référence et de mesure sont tracés en fonction du temps. La position du pic de référence extrapolée est ensuite utilisée pour calculer la vitesse des ions du plasma en fonction de la position radial dans l'enceinte (figure 2.12 b)).

Dans le cas où le signal de référence est le signal de fluorescence aller-retour à la même position que le signal de mesure, aucun temps d'attente n'est nécessaire entre l'acquisition des deux signaux. Nous avons donc décidé de limiter l'effet de la dérive de la longueur d'onde du laser en réalisant les deux mesures consécutivement. Les positions des signaux de référence et de mesure sont représentées à la figure 2.13 en fonction de la position radiale dans l'enceinte.

En utilisant ces deux méthodes, nous avons réalisé plusieurs mesures du profil radial de vitesse azimutale pour les deux jeux de paramètres expérimentaux : 42 Gauss - 700 W - 0.8 mTorr et 120 Gauss - 1 kW - 1 mTorr (jeux de conditions expérimentales N° 1 et N° 3, voir la table 3.1 du chapitre 3), qui sont présentés figure 2.14 et 2.15. Les mesures utilisant l'une ou l'autre des méthodes de référence donnent les mêmes profils de vitesse azimutale. Les profils mesurés sont moyennés pour obtenir un seul profil de vitesse par jeu de paramètres expérimentaux. La dispersion des valeurs de vitesse mesurées permet d'estimer l'incertitude caractéristique d'une mesure de vitesse avec le dispositif de LIF à 50 m.s^{-1} . Les profils moyens et cette valeur d'incertitude seront comparés aux profils de vitesse obtenus grâce aux mesures par sondes de Mach et aux estimations de vitesse de dérive à la figure 3.20 du chapitre 3.

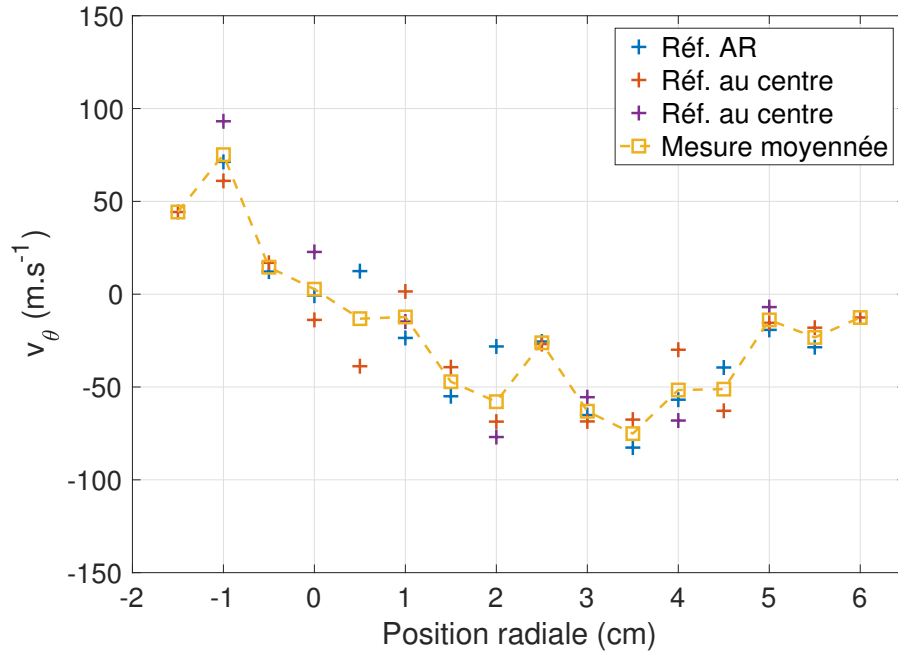


FIGURE 2.14 – Profils de vitesse azimutale mesurés par LIF pour les conditions expérimentales N° 1 : 42 Gauss - 700 W - 0.8 mTorr.

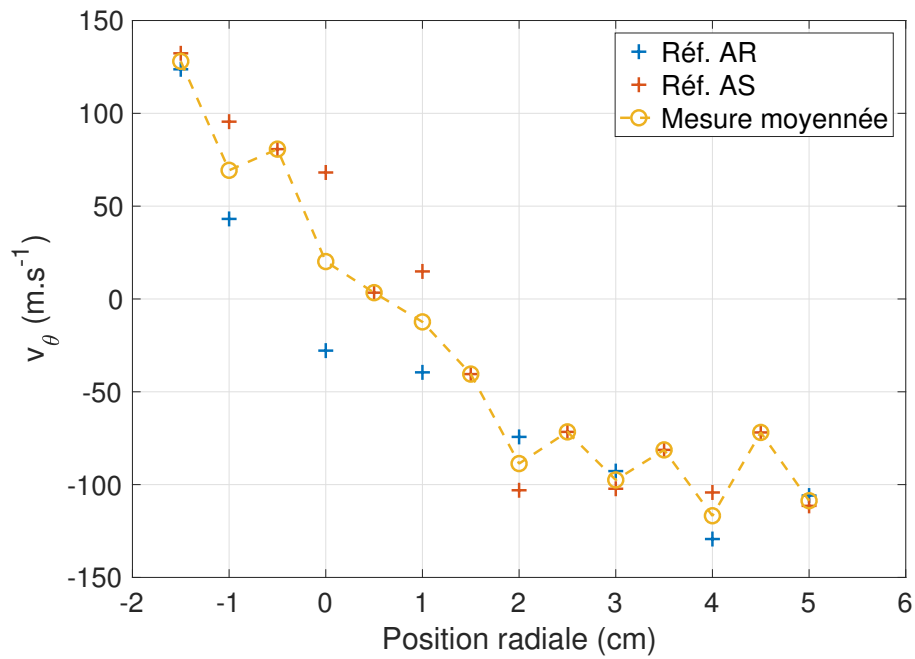


FIGURE 2.15 – Profils de vitesse azimutale mesurés par LIF pour les conditions expérimentales N° 3 : 120 Gauss - 1 kW- 1 mTorr.

2.2 Mesure de T_i par interférométrie d'émission

Le dispositif de mesure de la température ionique et de l'IVDF mis au point par l'équipe de Cary Forest a été présenté dans le chapitre 1 et est décrit figure 2.16 a). Cette section présente l'utilisation de ce système de mesure sur notre expérience en commençant par décrire la forme théorique des signaux obtenus, puis la méthode de calibration absolue du dispositif, l'analyse des signaux obtenus et enfin les résultats de température et leur comparaison aux résultats obtenus par LIF. Les mesures ont été effectuées avec Ken Flanagan et l'analyse des données a été réalisée avec Jason Milhone et Ken Flanagan.

2.2.1 Forme théorique des signaux de Fabry-Pérot mesurés

Motif d'interférences pour un faisceau monochromatique

Une cavité de Fabry-Pérot consiste en une lame d'air prise entre deux miroirs parallèles se faisant face comme sur la figure 2.16 b) et qui ont chacun un coefficient de réflexion en amplitude r (et r' respectivement) et de transmission en amplitude t (et t' respectivement). En considérant un faisceau de lumière parallèle et monochromatique incident, la condition d'obtention d'interférences constructives est que la différence de longueur de chemin optique Δl_{opt} entre la lumière incidente et la lumière ayant subi deux réflexions dans la cavité soit proportionnelle à la longueur d'onde λ . Cette condition s'écrit :

$$\Delta l_{opt} = 2nd \cos(\theta) = m \lambda, \quad (2.7)$$

avec n l'indice de réfraction de la lame d'air, d l'espacement des miroirs, θ l'angle d'incidence du faisceau par rapport à la normale à la surface des miroirs et m un entier naturel. Cette équation crée une condition sur θ pour obtenir une interférence constructive :

$$\cos(\theta) = m \frac{\lambda}{2nd}. \quad (2.8)$$

Le faisceau lumineux entrant dans la cavité avec un angle θ en sort avec le même angle. L'objectif de l'appareil agit alors comme une lentille convergente de focale f et forme l'image de cet anneau d'interférences dans le plan du capteur CCD de l'appareil photo. Par construction, et si l'ensemble du système optique est parfaitement aligné sur l'axe optique, l'image de l'anneaux d'interférences est située à une distance $r_{CCD} = f \tan(\theta)$ du centre du capteur (voir figure 2.17 a)).

L'amplitude de cet anneau se calcule en sommant l'intensité transmise $I_{tr}^k = tt' a_{in} (rr')^k e^{i\delta k}$, avec $k \in [0 : \infty]$, a_{in} l'amplitude du signal lumineux incident et δ la différence de marche

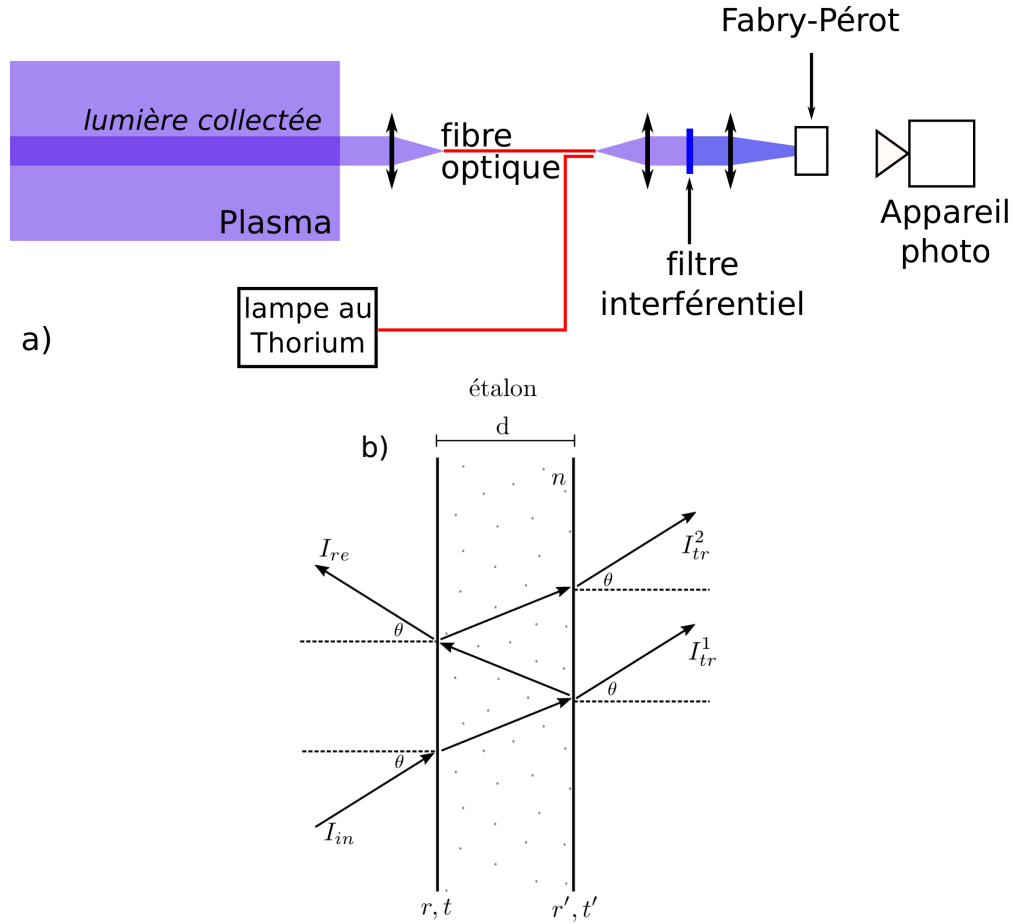


FIGURE 2.16 – Schémas a) du système de mesure interférométrique et b) d’une cavité de Fabry-Pérot composée d’une lame d’air prise entre deux miroirs parallèles.

égale à $2\pi \frac{2nd}{\lambda} \cos(\theta)$. Le résultat de cette série géométrique permet d’exprimer l’intensité lumineuse transmise I_{tr} en fonction de l’intensité lumineuse incidente I_{in} et s’écrit :

$$I_{tr} = I_{in} \frac{|t|^2 |t'|^2}{(1 - |r| |r'|)^2} \left[1 + \left(\frac{2\mathcal{F}}{\pi} \sin \left(\frac{2\pi nd}{\lambda} \cos(\theta) \right) \right)^2 \right]^{-1}, \quad (2.9)$$

$$\text{avec } \mathcal{F} = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{4|r||r'|}{(1 - |r||r'|)^2}} \quad (2.10)$$

Le préfacteur devant l’équation 2.9 est une constante des miroirs et du faisceau incident et sera négligé dans la suite de cette étude.

On considère maintenant le cas où le faisceau monochromatique entre dans la cavité avec un ensemble d’angles d’incidence. Plusieurs anneaux d’interférence concentriques vont

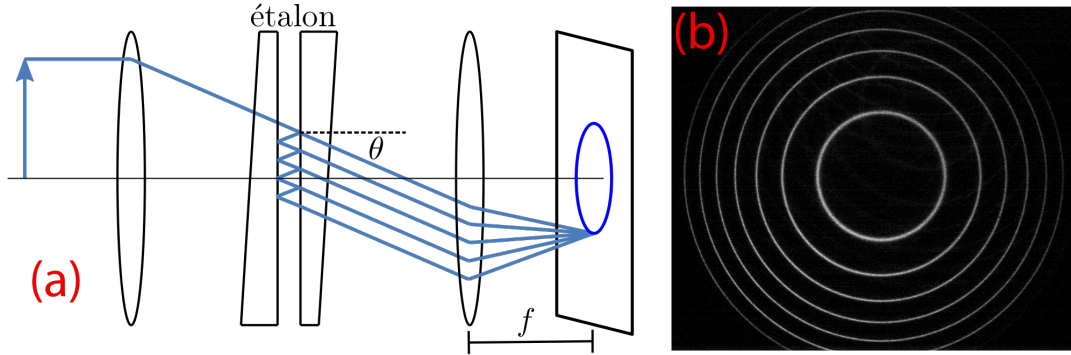


FIGURE 2.17 – a) Schéma d’une partie du dispositif de Fabry-Pérot, b) motif d’interférences typique obtenu, constitué d’anneaux concentriques, lorsque la lumière entre dans le Fabry-Pérot avec de multiples angles d’incidence.

alors être produits par le Fabry-Pérot pour former le motif d’interférences typique présenté figure 2.17 b), chaque anneau correspondant à une valeur de θ vérifiant la relation 2.8 et à une valeur de m que l’on appellera l’ordre de l’anneau d’interférence.

Motif d’interférence pour un faisceau à spectre continu

Expérimentalement, la lumière injectée dans le Fabry-Pérot n’est pas strictement monochromatique. Le filtre interférentiel assure que seule la lumière émise par la raie d’intérêt de l’argon ionique, à 488.123 nm, soit transmise jusqu’au Fabry-Pérot. Cependant, cette raie possède une largeur spectrale non nulle dominée par l’élargissement Doppler causé par la température des ions. Cette fonction de distribution est convoluée à la relation 2.9 pour produire la forme théorique complète du motif d’interférences mesuré sur le capteur de l’appareil photo :

$$I(r) = \int_0^{\infty} S(\lambda) \left[1 + \left(\frac{2\mathcal{F}}{\pi} \sin \left(\frac{2\pi n d}{\lambda} \frac{f}{\sqrt{f^2 + r_{\text{CCD}}^2}} \right) \right)^2 \right]^{-1} d\lambda, \quad (2.11)$$

avec $S(\lambda)$ le spectre en longueur d’onde de la raie d’émission ionique à 488.123 nm du plasma (équation 2.5). L’équation 2.11 définit le problème inverse à résoudre pour obtenir $S(\lambda)$ à partir du motif d’interférences.

2.2.2 Calibration absolue des mesures de $S(\lambda)$

La résolution du problème inverse, défini à l'équation 2.11, nécessite la calibration fine des différentes caractéristiques du système de mesure : l'espacement des miroirs d , la longueur focale de l'objectif de l'appareil photo f et la finesse de la cavité \mathcal{F} . L'espacement des miroirs est fixé à 3.88 mm par les séparateurs en quartz mais sa valeur exacte varie autour de cette valeur lors de l'ajustement du parallélisme des miroirs par les vis de serrage. La mise au point est ajustée pour obtenir une image nette, elle reste proche de la longueur focale de l'objectif mais varie légèrement. Enfin, la finesse de la cavité est fixée par les coefficients de réflexion et de transmission des miroirs dans un Fabry-Pérot idéal (équation 2.10). Dans la pratique, l'imperfection du réglage du parallélisme réduit la finesse de la cavité qui doit être évaluée (Eklund et Shkel, 2005).

En exprimant l'équation 2.8 en fonction de r_{CCD} on obtient la distance des anneaux au centre du motif d'interférences, notée r_{pk} , et qui dépend de l'ordre m de l'anneau :

$$r_{\text{pk}} = f \sqrt{\left(\frac{2nd}{m\lambda}\right)^2 - 1}. \quad (2.12)$$

Afin d'ajuster m , d et f simultanément, il est nécessaire d'utiliser un spectre composé de plusieurs raies d'émission. La calibration n'est donc pas réalisée grâce à la lumière émise par le plasma mais grâce à une lampe à cathode creuse à argon et thorium. Le spectre de la lumière émise par cette lampe, après avoir été filtré par le filtre interférentiel, contient la ligne d'intérêt à 488.123 nm de l'ion argon et une trentaine de lignes du thorium neutre dont seulement dix ont une amplitude suffisante pour être utilisées. Après avoir calculé le centre du motif d'interférences en anneaux, une somme suivant l'azimut des anneaux est réalisée afin d'augmenter le rapport signal sur bruit dû à des imperfections locales des miroirs. Cette opération produit le signal à une dimension présenté à la figure 2.18 a) et b) et décrivant l'amplitude du signal mesuré par l'appareil photo, en unité arbitraire, en fonction de la distance au centre du motif d'interférence. Les signaux présentés sur les figures 2.18 a) et b) ont été mesurés avec deux valeurs de finesse de la cavité Fabry-Pérot : a) $\mathcal{F} = 21$, b) $\mathcal{F} = 6$. Le spectre à haute finesse a été produit à Madison avec un Fabry-Pérot dont l'espacement est de 0.88 mm et un objectif de focale 150 mm et le spectre à basse finesse a été produit à Lyon avec un Fabry-Pérot dont l'espacement est de 3.88 mm et un objectif de focale 200 mm, ce qui explique la différence de nombre de pics visibles sur le spectre. Le spectre à haute finesse permet de résoudre environ sept pics d'émission alors que le spectre à basse finesse ne permet d'en résoudre que deux. Cet abaissement de la finesse est dû au changement des séparateurs du Fabry-Pérot de 0.47 mm à 3.88 mm lors de l'installation du Fabry-Pérot sur l'expérience de

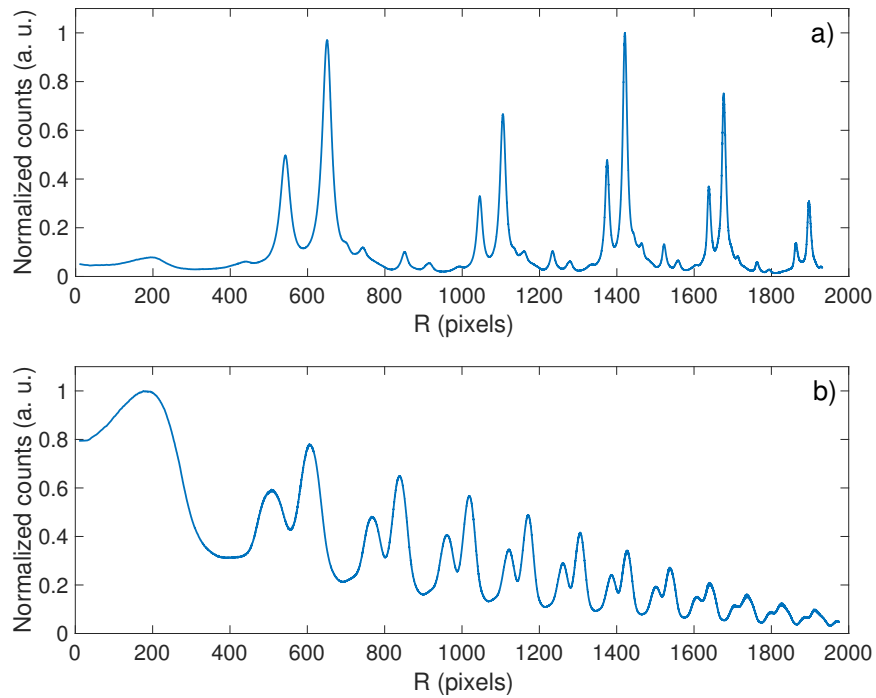


FIGURE 2.18 – Spectres de la lampe à cathode creuse argon - thorium obtenus par deux montages Fabry-Pérot ayant des finesse différentes : a) $\mathcal{F} = 21$, b) $\mathcal{F} = 6$.

Lyon, la cavité étant initialement réglée pour réaliser des mesures dans un plasma d'hélium, où l'élargissement des raies d'émission par l'effet Doppler est plus important. Après cette modification, nous n'avons pas réussi à régler assez finement et rapidement le parallélisme des miroirs pour retrouver la finesse de 21². Cela interdit une calibration absolue du Fabry-Pérot qui sera calibré relativement aux mesures de LIF. Il ne sera donc pas un diagnostic indépendant de la LIF mais un diagnostic complémentaire permettant d'étendre la mesure de la température ionique à des régimes où la LIF est incapable de réaliser la mesure.

2.2.3 Analyse des signaux expérimentaux

L'image produite par le système de mesure interférométrique ainsi que le signal de l'intensité lumineuse en fonction de la distance au centre du motif d'interférences sont présentés à la figure 2.19. On choisit sur ce signal le second pic en partant du centre pour résoudre le spectre de la raie d'émission, le premier pic pouvant être incomplet et l'effet des aberrations optiques augmentant avec le rayon. Le découpage du signal est mis en évidence en orange

2. Les mesures ont été réalisées au cours du séjour de deux semaines de Ken Flanagan à Lyon et nous avons dû nous résoudre à utiliser le Fabry-Pérot avec une finesse réduite par manque de temps pour affiner son réglage.

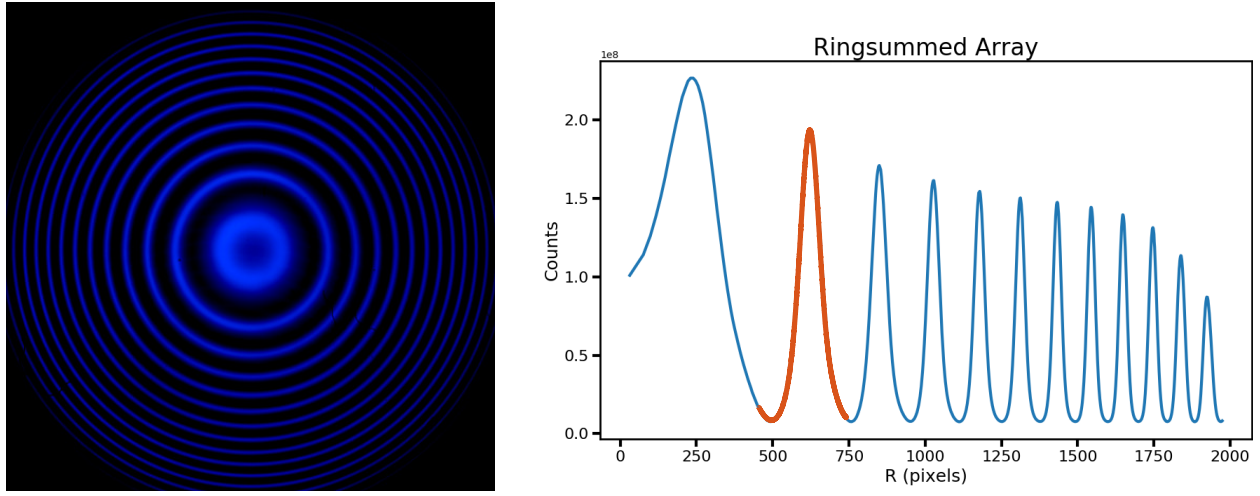


FIGURE 2.19 – a) Image du motif d’interférence prise par l’appareil photo, pour 5 secondes d’exposition dans un plasma à 600 G, 1 kW et 1 mTorr. b) Motif d’interférence sommé sur l’azimut en fonction de la distance à son centre, le signal utilisé pour la suite de l’analyse est mis en évidence en orange sur la figure.

sur la figure 2.19 b).

Le spectre $S(\lambda)$, introduit à l’équation 2.11, est constitué de la somme des pics dus aux transitions Zeeman, élargis par l’effet Doppler (équation 2.5). La répartition des transitions Zeeman dans le cas de la mesure interférométrique à 488.123 nm est différente de celle de la LIF à 668.614 nm. Le calcul est détaillé en annexe B. Le champ magnétique variant significativement le long de la ligne de visée de collection de la lumière par le collimateur de collection, l’effet Zeeman est calculé pour différentes positions le long de l’axe z et intégré pour former le spectre total de la lumière mesuré :

$$S(\lambda) = I_{\text{FP}} \int \sum_{k=1}^N I_k \exp \left[-\frac{(\lambda - (\lambda_0 + \Delta\lambda_{V_i} + \delta\lambda_k(z)))^2}{\frac{2k_B T_i}{m_i} \left(\frac{\lambda_0}{C_0}\right)^2} \right] dz, \quad (2.13)$$

avec I_{FP} l’amplitude du signal, I_k les amplitudes relatives des transitions Zeeman, $\delta\lambda_k(z)$ les décalages relatifs des transitions Zeeman qui dépendent du champ et donc de z , λ_0 la longueur d’onde centrale de la transition, ici 488.123 nm et $\Delta\lambda_{V_i}$ le décalage de la raie d’émission par effet Doppler dû à la vitesse d’ensemble des ions dans la direction z . L’ensemble des équations 2.11 et 2.13 définissent le modèle prédictif à résoudre pour ajuster le signal de Fabry-Pérot. Les variables de ce modèle à ajuster sont :

- l’amplitude I_{FP} du pic d’émission,

- la température T_i des ions du plasma
- le décalage en longueur d'onde $\Delta\lambda_{V_i}$ du pic d'émission dû à la vitesse d'ensemble des ions du plasma.

Les paramètres d'entrée de ce modèle sont :

- l'ensemble des paramètres des transitions Zeeman à considérer,
- la valeur de la finesse \mathcal{F} qui est estimé à 6 grâce à la hauteur des pieds des signaux de la figure 2.19 b),
- la longueur focale f de l'objectif de l'appareil photo qui est estimée égale à 205 mm,
- la taille de la lame d'air d entre les deux miroirs du Fabry-Pérot qui est estimée égale à 3.88 nm.

L'incertitude sur ces deux dernières grandeurs fait que le Fabry-Pérot n'est pas calibré absolument et que la relation liant l'évolution de la longueur d'onde à la distance au centre du motif d'interférence ainsi que la position théorique du pic d'émission sont inconnues. Cela sera compensé lors de l'ajustement par le décalage $\Delta\lambda_{V_i}$ du pic. Cela prive le système de Fabry-Pérot de sa capacité à mesurer la vitesse d'ensemble des ions du plasma mais ne constitue pas un problème pour notre étude qui se concentre sur la mesure de T_i .

Un dernier effet est à prendre en compte lors de l'ajustement du modèle prédictif ; l'effet d'une faible erreur sur la mise au point élargit le signal mesuré et peut être empiriquement modélisé par la convolution d'une Gaussienne centrée sur le pic d'émission. La convolution de deux Gaussiennes demeure une Gaussienne dont les largeurs s'additionnent. Cet élargissement sera donc modélisé sous la forme d'une température T_f qui s'ajoute systématiquement à la température T_i que l'on cherche à mesurer. T_f pourra être calibrée en utilisant les résultats préalablement obtenus par LIF. L'expression complète du spectre s'écrit alors :

$$S(\lambda) = I_{\text{FP}} \int \sum_{k=1}^N I_k \exp \left[-\frac{(\lambda - (\lambda_0 + \Delta\lambda_{V_i} + \delta\lambda_k(z)))^2}{\frac{2k_B(T_i + T_f)}{m_i} \left(\frac{\lambda_0}{C_0}\right)^2} \right] dz, \quad (2.14)$$

2.2.4 Mesures de température

Quatre mesures de T_i obtenues par LIF pour différentes conditions expérimentales sont choisies pour réaliser la calibration du système de mesure de Fabry-Pérot. Les conditions expérimentales correspondant à ces mesures sont 180, 240, 360 et 480 G pour une puissance égale à 1 kW et une pression de 1 mTorr. Cet échantillon de températures, valant respectivement 0.29, 0.43, 0.51 et 0.63 eV, a été choisi pour que les valeurs de T_i soient réparties sur une

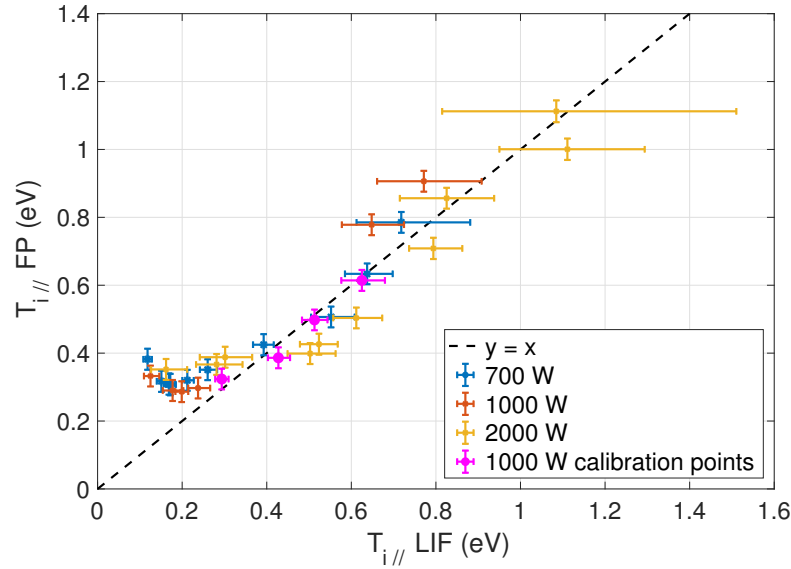


FIGURE 2.20 – Température ionique mesurée à l’aide du Fabry-Pérot en fonction de la température mesurée par LIF, chaque point représente un jeu de condition expérimentales.

plage de températures large et sur laquelle à la fois le Fabry-Pérot et la LIF produisent une mesure dont l’incertitude associée est faible. A plus bas champ, la fonction d’instrument du Fabry-Pérot est large devant l’élargissement Doppler et à plus haut champ, le signal de LIF est peu convergé et l’incertitude sur la mesure augmente. Ce jeu de valeurs de calibration permet d’obtenir T_f qui sera fixée comme une entrée du modèle dans la suite de l’analyse. Les valeurs de T_f obtenues pour les quatre mesures de calibration sont [0.55, 0.48, 0.51, 0.52] eV et la valeur moyenne 0.51 eV sera retenue.

La calibration du système est vérifiée en comparant les mesures de Fabry-Pérot aux mesures de LIF sur un ensemble de conditions expérimentales pour lesquelles les deux dispositifs de mesure ont été utilisés. La figure 2.20 présente les valeurs de température ionique obtenues par les mesures de Fabry-Pérot en fonction des valeurs obtenues par LIF pour trente-trois mesures et les quatre mesures de calibration. La droite $y = x$ permet de marquer l’accord entre les valeurs de Fabry-Pérot et les valeurs de LIF. Celui-ci est bon pour les hautes valeurs de température, au-delà de 0.3 eV, ce qui valide la calibration du système de mesure de Fabry-Pérot. Les mesures Fabry-Pérot ne résolvent pas correctement les faibles valeurs de T_i en ne descendant pas en dessous de 0.3 eV. Ce diagnostic n’est donc pas adapté pour la mesure de faibles valeurs de T_i dans l’usage que nous en faisons ici. À l’inverse, les incertitudes liées aux mesures de Fabry-Pérot deviennent bien plus faibles que les incertitudes liées aux mesures de LIF pour les valeurs de T_i importantes et le Fabry-Pérot apparaît être

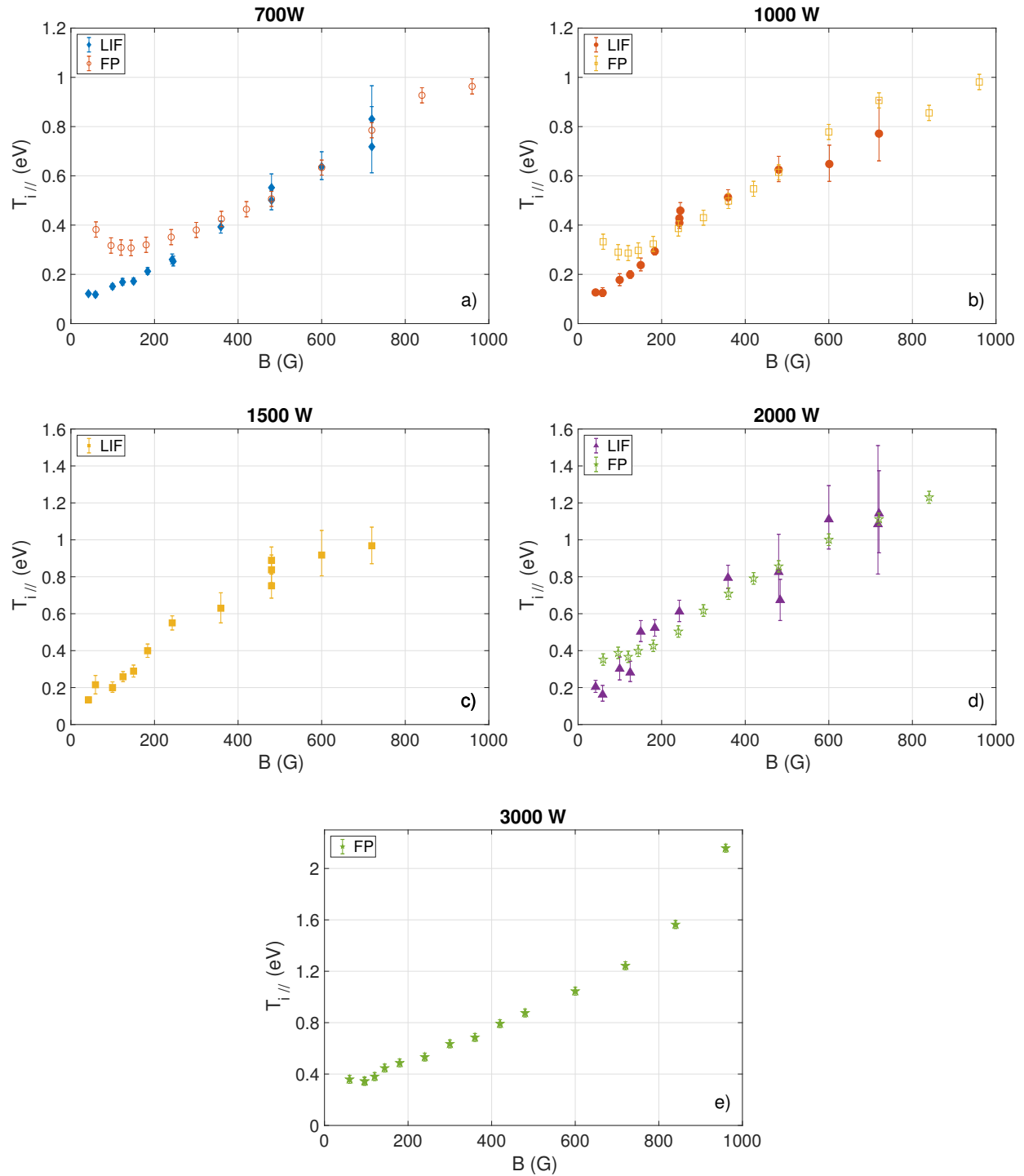


FIGURE 2.21 – Mesures de T_i parallèle, mesurées par LIF et par Fabry-Pérot, en fonction du champ magnétique, regroupées par puissance : a) 700 W, b) 1 kW, c) 1.5 kW, d) 2 kW, e) 3 kW et pour une pression de 1 mTorr.

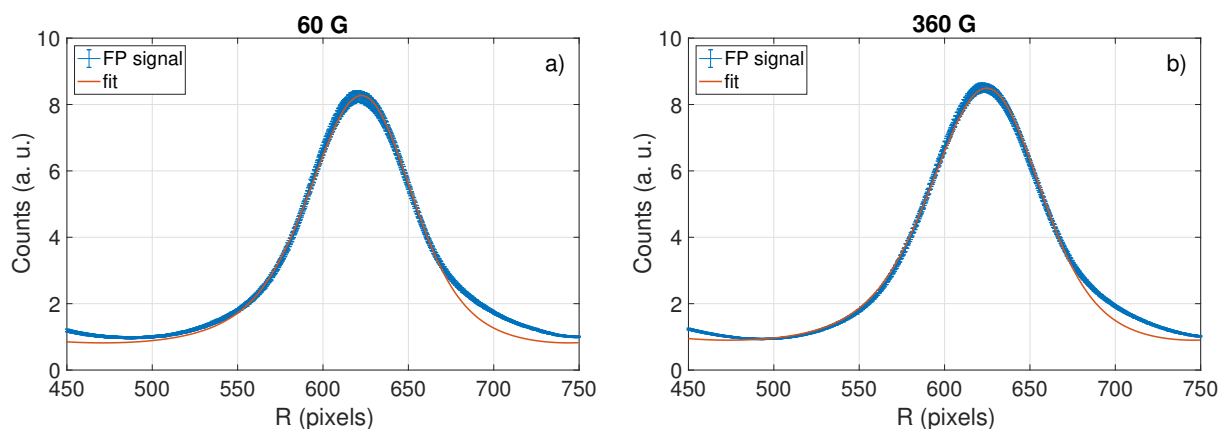


FIGURE 2.22 – Signaux et ajustement du signal de Fabry-Pérot pour les conditions expérimentales a) 60 G - 1 kW - 1 mTorr et b) 360 G - 1 kW - 1 mTorr.

un système de mesure plus fiable que la LIF à haut champ et à haute puissance. L'augmentation de l'incertitude liée aux mesures de LIF à haut champ s'expliquent par la disparition progressive de l'état métastable sondé et une diminution de l'amplitude du signal mesuré avec l'augmentation de la densité du plasma. La transition spontanée utilisée pour la mesure de Fabry-Pérot voit son amplitude augmenter avec l'augmentation du champ et l'incertitude sur la mesure est alors dominée par l'incertitude associée à la calibration de l'appareil.

L'ensemble des mesures de T_i parallèle, réalisées à l'aide des systèmes interférométrique et de LIF, sont présentées à la figure 2.21 en fonction du champ magnétique et sont regroupées par puissance. Pour chaque puissance, la température augmente quasi-linéairement avec le champ magnétique. Le dispositif de Fabry-Pérot permet de proposer une mesure dont l'incertitude est plus faible que celle des mesures de LIF pour les champs dépassant 400 G et d'étendre les mesures de température pour des champs au-delà de 800 G et pour des puissances au-delà de 2 kW.

La limite de résolution d'environ 0.3 eV de la mesure de Fabry-Pérot apparaît clairement sur les figures 2.21 a) et b). Cette limite n'est pas due à la qualité de la cavité ou à l'optimisation de son réglage mais au modèle utilisé pour décrire le plasma. Lors de l'analyse des données, l'hypothèse faite est que les ions du plasma ont une vitesse d'ensemble uniforme dans le volume de mesure. Cette hypothèse est facilement vérifiée dans un volume de mesure petit devant les gradients de l'expérience, comme c'est le cas lors de la mesure de LIF. Elle est discutable dans le cas d'une mesure intégrée sur un grand volume telle que la mesure de Fabry-Pérot. On peut voir sur la figure 2.22 deux signaux interférométriques issus du Fabry-Pérot qui ont été acquis pour les conditions expérimentales a) 60 et 360 G, 1 kW et 1 mTorr. Dans les deux cas, le pic du signal est fortement asymétrique, ce qui est

mis en évidence par la courbe rouge représentant l'ajustement du modèle, constitué par une distribution Gaussienne simple, et donc symétrique, telle que posée dans l'équation 2.14. Cette asymétrie peut être causée par une faible partie de la population d'ions ayant une forte vitesse. L'effet sur l'ajustement de ce cette asymétrie du signal augmente avec la diminution de la température et la diminution de l'élargissement du signal associé à la population d'ions majoritaire. Nous menons actuellement des études pour estimer la vitesse des ions nécessaire pour reproduire cette asymétrie du signal. Les premiers résultats semblent montrer qu'une vitesse élevée (plusieurs km.s^{-1}) des ions présents dans la source pourrait permettre de reproduire la forme du signal mesuré.

Conclusion

La température ionique parallèle a été mesurée par LIF dans une grande gamme de l'espace des paramètres, pour une pression de 1 mTorr et varie de 0.12 à bas champ et basse puissance (42 G, 700 W) à 1.1 eV à haut champ et haute puissance (720 G, 2 kW). Grâce à un dispositif interférométrique calibré sur les mesures de LIF, nous avons étendu la gamme des paramètres accessibles et mesuré $T_{i,||}$ égal à 2.1 eV à pour des champs et des puissances plus élevé (950 G, 3 kW). Enfin, des mesures de $T_{i,\perp}$ par LIF ont montré une anisotropie de la température à partir d'un champ magnétique seuil dont la valeur dépend de la puissance. $T_{i,||}$ est alors supérieur à $T_{i,\perp}$, ce qui est contraire aux résultats obtenus par Scime *et al.* (1998, 2000), Kline *et al.* (2003).

L'ensemble de ces mesures permet de connaître la viscosité du plasma ainsi que les fréquences typiques de collisions entre les ions et les neutres et seront utilisés lors de la mesure du champ de vitesse du plasma au chapitre 3.

Chapitre 3

Contrôle du profil de vitesse azimutale du plasma

Sommaire

3.1	Théorie et mesure de l'entraînement du plasma	108
3.1.1	Mesure des profils radiaux des paramètres plasma	108
3.1.2	Modèle fluide de l'écoulement	111
	L'équation du moment électronique	113
	L'équation du moment ionique	115
3.1.3	Comparaison des vitesses mesurées avec les vitesses calculées en utilisant le modèle de dérive	118
3.1.4	La forme du profil de rotation spontanée du plasma	123
3.2	Contrôle de $v_{i,\theta}$ par injection de courant	124
3.2.1	Renversement du profil de rotation, cathode au centre du plasma	124
3.2.2	Contrôle de l'amplitude du profil de vitesse azimutale	127
3.2.3	Augmentation de $v_{i,\theta}$ au centre de la colonne, deux cathodes décentrées	130
3.3	Mesures de $v_{i,\theta}$ par LIF et par sondes de Mach	134

3.1 Théorie et mesure de l'entraînement du plasma

3.1.1 Mesure des profils radiaux des paramètres plasma

La connaissance des profils radiaux de la densité du plasma, de la température électronique et du potentiel plasma est nécessaire à la compréhension de l'équilibre radial du plasma. Le calcul des gradients de densité et de potentiel permet d'estimer les forces qui s'exercent sur le plasma et de calculer la vitesse de dérive azimutale des ions du plasma.

Nous avons mesuré ces profils à l'aide de sondes de Langmuir et de sondes émissives dans le plan ($2L/3$) de l'enceinte et pour un ensemble de jeux de paramètres présentés dans la table 3.1. Cette table regroupe les conditions expérimentales ainsi que les valeurs moyennes estimées des paramètres du plasma. Bien que la puissance et la pression de neutres varient pour ces différents jeux de mesures, le champ magnétique est le principal facteur d'évolution des paramètres du plasma entre les différents jeux de conditions expérimentales présentés dans la table 3.1. Afin de faciliter la lecture, les jeux de conditions expérimentales sont numérotés de 1 à 5 et ces numéros serviront de référence dans la suite de ce chapitre.

N°	B (Gauss)	P_u (kW)	P_r (mTorr)	n_n (10^{19} m^{-3})	n (10^{18} m^{-3})	f_%	T_e (eV)	Φ_p (V)	T_i (eV)
1	42	0.7	0.8	2.6	0.8	3.1	5	2.5	0.12
2	60	0.7	0.8	2.6	1.2	4.6	4.5	1	0.12
3	120	1.0	1.0	3.2	4.0	12.5	4.5	- 1	0.20
4	168	1.0	0.8	2.6	4.0	15.4	5.5	- 1.2	0.29
5	360	1.0	1.0	3.2	8.0	25	4.5	- 0.5	0.51

TABLE 3.1 – Récapitulatif des jeux de conditions expérimentales et des valeurs moyennes des paramètres plasma pour les profils de paramètres plasma utilisés dans cette section.

Les mesures des profils radiaux des paramètres plasma sont réalisées par des cycles d'allumages successifs du plasma. Le plasma est maintenu allumé quelques secondes au cours desquelles la mesure est effectuée. Entre deux mesures, le plasma est éteint pendant une trentaine de secondes. Ce laps de temps permet le déplacement de la sonde et le maintien de l'ensemble du dispositif expérimental à une température basse et stable. Les profils sont réalisés de -6 à +6 centimètres du centre de l'enceinte, avec un pas de 0.2 centimètres afin de garantir un échantillonnage suffisamment dense des mesures pour pouvoir calculer les gradients radiaux de ces grandeurs. Des points aberrants peuvent éventuellement exister sur ces profils. Ils peuvent être dus à différentes raisons telles qu'un mauvais allumage du plasma ou un arc électrique sur le conducteur de la sonde. Ces points sont éliminés par le passage

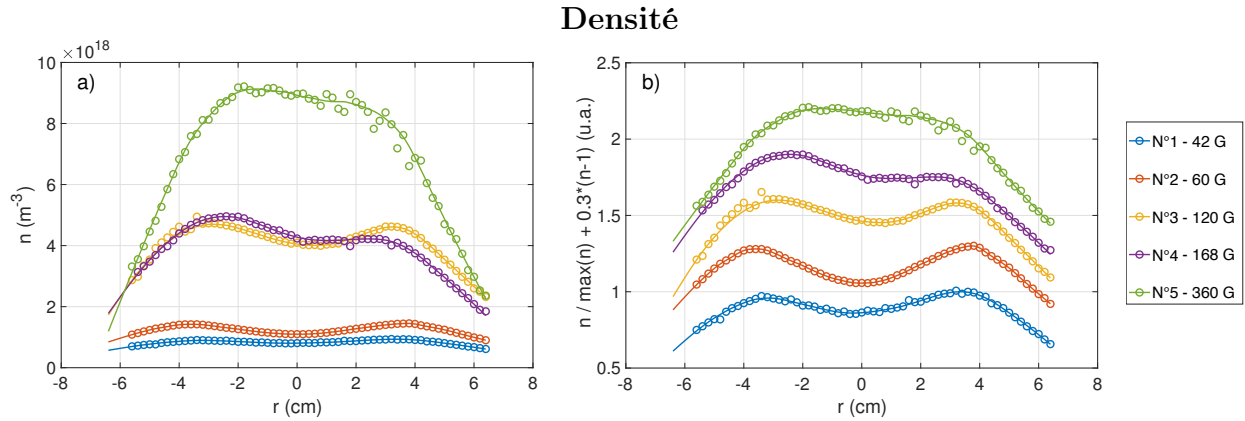


FIGURE 3.1 – a) Profils radiaux de densité du plasma et b) profils radiaux de densité du plasma normalisés à leurs maxima et décalés de $+0.3*(N^{\circ}-1)$ u.a. pour les cinq jeux de paramètres présentés table 3.1 : N° 1 (bleu), N° 2 (orange), N° 3 (jaune), N° 4 (violet), N° 5 (vert).

d’une fonction de lissage robuste. Le profil mesuré est ensuite interpolé entre -6.4 et $+6.4$ cm avec un pas plus fin de 0.01 cm afin d’améliorer la continuité du signal et de garantir des gradients calculés de paramètres plasma plus lisses.

Trois types de scans radiaux de paramètres plasma sont présentés ici : les profils réalisés avec une sonde de Langmuir permettent de mesurer la densité du plasma (figure 3.1) et la température électronique (figure 3.2) et les profils de potentiel plasma sont réalisés par sonde émissive (figure 3.3). Ces paramètres plasma nous serviront par la suite pour calculer les gradients de pression ionique ($P_i = n(r)k_B T_i$, avec T_i pris uniforme dans le plasma) et électronique ($P_e = n(r)k_B T_e(r)$) ainsi que le champ électrique dans le plasma, nécessaire au calcul de la vitesse de dérive du plasma. Chacune des trois grandeurs mesurées est présentée en deux figures : une figure (a) représentant la valeur absolue de la grandeur mesurée en fonction de la position radiale dans l’enceinte et une figure (b) représentant cette grandeur normalisée et/ou décalée afin de mieux visualiser la forme des profils ainsi que leur évolution en fonction des paramètres expérimentaux. Ces mesures ont été réalisées pour les cinq jeux de paramètres expérimentaux décrits table 3.1.

Sur la figure 3.1 a), on voit que la densité augmente fortement avec le champ magnétique ; la densité est multipliée par un facteur 10 entre les conditions expérimentales N° 1 et N° 5 et le taux d’ionisation passe de 3 % à 24 %. L’évolution de l’amplitude de ces profils avec le champ magnétique n’est pas linéaire. Cela est en accord avec les résultats présentés à la figure 1.42 montrant que la courbe de la densité en fonction du champ magnétique voit sa pente varier avec le champ. De plus, tous les profils radiaux de densité présentés à la figure 3.1 a) ne sont pas mesurés dans les mêmes conditions de puissance et de pression. Par

Température électronique

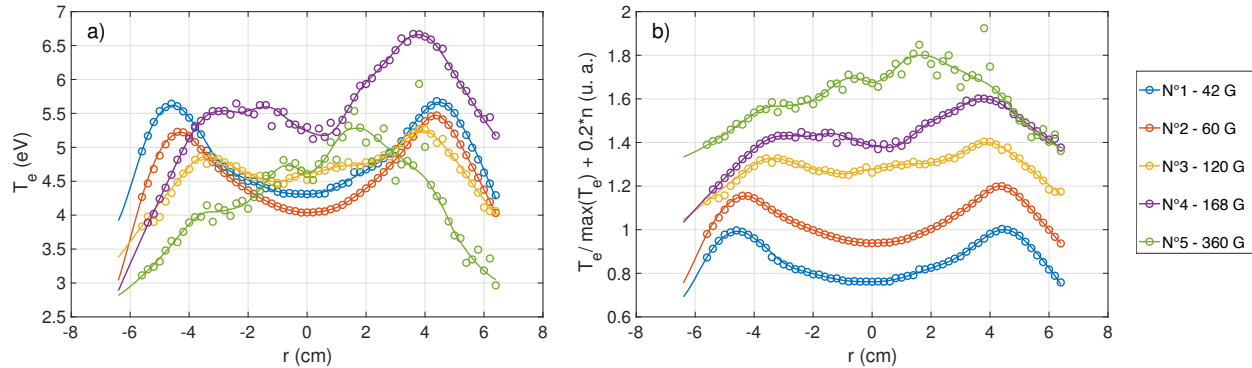


FIGURE 3.2 – a) Profils radiaux de température électronique et b) profils radiaux de température électronique normalisés à leurs maxima et décalés de $+0.2 \cdot (N^\circ - 1)$ u.a. pour les cinq jeux de paramètres présentés table 3.1 : N° 1 (bleu), N° 2 (orange), N° 3 (jaune), N° 4 (violet), N° 5 (vert).

exemple, le profil N° 4 à 168 G est mesuré pour une pression de 0.8 mTorr alors que le profil N° 3 à 120 G est mesuré pour une pression de 1 mTorr, ce qui peut participer au fait que l’amplitude de ces deux profils soient identiques pour des champs magnétiques différents. Plus généralement, il n’est pas facile de dé-corréler l’effet de la variation des différents paramètres expérimentaux sur l’évolution de paramètres plasma grâce à ce jeu de données pour lequel la variation des différents paramètres expérimentaux est réduit. La forme des profils de densité évolue fortement avec le champ magnétique (figure 3.1 b)) :

- à 42 G le profil de densité est piqué à $r \sim 3$ cm et présente un creux pour les rayons inférieurs à 3 cm,
- à 360 G le profil de densité est piqué à $r \sim 0$ cm.

La répartition du plasma dans l’enceinte devient plus piquée avec l’augmentation du champ magnétique et la pente des gradients de densité sur les bords du plasma augmente.

La figure 3.2 a) représentant l’évolution de la température électronique pour les cinq jeux de paramètres expérimentaux met en évidence que la valeur moyenne de la température évolue peu avec le champ magnétique. L’évolution de la forme des profils avec le champ magnétique est semblable à celle des profils de densité (figure 3.2 b)).

Les profils de Φ_p présentés figure 3.3 ont une concavité différente de celle des profils de densité et de température électronique. La figure a) montre que la valeur moyenne du potentiel commence par diminuer avec le champ, de 42 Gauss à 160 G, avant d’augmenter à nouveau à 360 G. À l’instar des profils de densité et de température, les profils de potentiel à bas champ magnétique présentent deux minima entre 3 cm et 4 cm du centre de la colonne de plasma quand le profil à 360 Gauss n’a qu’un seul minimum au centre du plasma

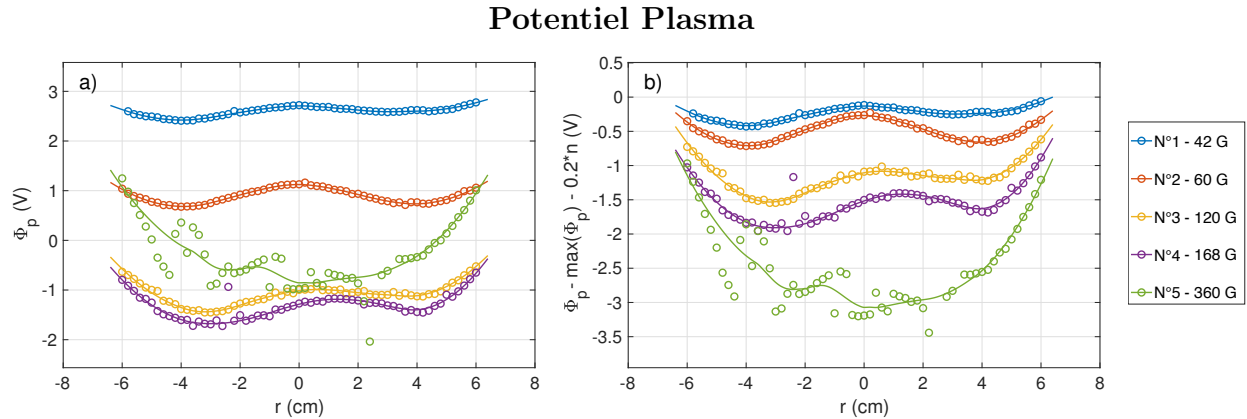


FIGURE 3.3 – a) Profils radiaux de potentiel plasma et b) profils radiaux de potentiel plasma moins leurs minima et décalés de $-0.2*(N^{\circ}-1)$ u.a. pour les cinq jeux de paramètres présentés table 3.1 : N° 1 (bleu), N° 2 (orange), N° 3 (jaune), N° 4 (violet), N° 5 (vert).

(figure 3.3 b)). Les gradients de potentiel augmentent avec le champ magnétique.

L'ensemble de ces profils constitue une base de données qui nous permettra de développer un modèle fluide de l'équilibre cinétique du plasma (voir section 3.1.2) et de comparer les résultats de ce modèle aux mesures de vitesse réalisées grâce aux sondes de Mach et au dispositif de LIF (voir section 3.1.3). Les profils présentés en figure 3.1, 3.2 et 3.3 montrent une faible brisure de l'axisymétrie de la colonne de plasma. Afin de simplifier l'analyse de ces données expérimentales, les profils de paramètres plasma et de vitesses azimutales présentés dans la suite de ce chapitre seront symétrisés par rapport au centre du plasma. Cette symétrisation des profils permet de s'affranchir des imperfections du montage expérimentale et de considérer un équilibre axisymétrique de la colonne de plasma. Les profils seront présentés entre $r = -5$ cm et $r = +5$ cm, là où la fraction d'ionisation du plasma est la plus importante.

3.1.2 Modèle fluide de l'écoulement

Le plasma de notre expérience est faiblement magnétisé (voir table 1.4 chapitre 1). Le pourcentage d'ionisation est compris entre quelques pour cent et quelques dizaines de pour cent. Les collisions entre les particules chargées et les atomes neutres jouent un rôle important dans l'établissement des vitesses d'ensemble des espèces chargées du plasma. Cette section présente la dérivation des équations permettant de décrire l'équilibre atteint par les vitesses de dérive électroniques et ioniques, en partant des équations fluides de conservation du moment des électrons et des ions. Des dérivations semblables ont déjà été menées par le

passé afin d'obtenir des expressions simples de la densité du plasma en fonction du potentiel plasma et de la température électronique, des courants dans le plasma ou des vitesses de dérive. Cependant il n'existe pas à notre connaissance de simplification de ces résultats dans les conditions plasma proches de celles de notre expérience. Pour mener à bien cette dérivation, nous nous sommes appuyé sur plusieurs références : [Braginskii \(1965\)](#), [Liard \(2009\)](#) et [Weisberg \(2016\)](#).

Les équations fluides de conservation du moment, telles que décrites par [Braginskii \(1965\)](#) sont :

$$m_e n_e \frac{D\mathbf{v}_e}{Dt} = -en_e(\mathbf{E} + \mathbf{v}_e \times \mathbf{B}) - \nabla P_e + \mathbf{R}_{ei} + \mathbf{R}_{en} \quad (3.1)$$

$$m_i n_i \frac{D\mathbf{v}_i}{Dt} = en_i(\mathbf{E} + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B}) - \nabla P_i - \nabla_k \mathbf{\Pi}_{i,jk} + \mathbf{R}_{in} + \mathbf{R}_{ie}, \quad (3.2)$$

$$m_n n_n \frac{D\mathbf{v}_n}{Dt} = -\nabla P_n - \nabla_k \mathbf{\Pi}_{n,jk} + \mathbf{R}_{ne} + \mathbf{R}_{ni}. \quad (3.3)$$

Dans ce jeu d'équations, \mathbf{R}_{in} représente l'échange de moment cinétique entre les neutres et les ions, avec $\mathbf{R}_{in} = -\mathbf{R}_{ni}$, \mathbf{R}_{ei} l'échange de moment cinétique entre les électrons et les ions et $\mathbf{\Pi}_{\alpha,jk}$ est le tenseur des contraintes portant les effets visqueux. La viscosité électronique est ici négligée car elle est très faible devant la viscosité ionique et les termes de l'équation électronique.

Afin de simplifier ces équations en mettant en avant les mécanismes dominant dans l'expérience, nous allons utiliser des valeurs moyennes des paramètres plasma et des grandeurs caractéristiques correspondant à notre expérience :

$$\begin{aligned} B &= 120 \text{ G}, & m_i &= 6.69 \times 10^{-26} \text{ kg}, & \sigma_{ei} &= 5.7 \times 10^{-20} \text{ m}^2, & \omega_e &\sim 2.1 \times 10^9 \text{ rad.s}^{-1}, \\ T_e &\sim 4 \text{ eV}, & n &\sim 5 \times 10^{18} \text{ part.m}^{-3}, & \sigma_{in} &= 1.6 \times 10^{-18} \text{ m}^2, & \omega_i &\sim 2.8 \times 10^4 \text{ rad.s}^{-1}, \\ T_i &\sim 0.17 \text{ eV}, & n_n &\sim 3.2 \times 10^{19} \text{ part.m}^{-3}, & \sigma_{en} &= 1 \times 10^{-19} \text{ m}^2, & \tau_e &\sim 4.6 \times 10^{-8} \text{ s}^{-1}, \\ T_n &\sim 400 \text{ K}, & v_{i,th} &\sim 6 \times 10^2 \text{ m.s}^{-1}, & v_{e,th} &\sim 8.4 \times 10^5 \text{ m.s}^{-1}, & \tau_i &\sim 1.5 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}. \end{aligned}$$

Ces grandeurs sont soit des grandeurs calculées grâce aux valeurs moyennes des paramètres plasma de la table [3.1](#) et aux expressions théoriques issues de [Huba \(2013\)](#), soit des grandeurs référencées par [Phelps \(1991\)](#).

L'ordre de grandeur de la vitesse azimutale des ions du plasma est évalué à $3 \times 10^2 \text{ m.s}^{-1}$ grâce aux mesures effectuées par sonde de Mach. La vitesse azimutale des neutres est estimée nulle car ils ne sont pas soumis aux forces d'entraînement électromagnétiques et que leur gradient de pression est supposé très faible.

Le plasma est considéré comme étant uniforme le long des lignes de champ et stationnaire. Nous allons donc limiter notre analyse au plan perpendiculaire au champ magnétique et négliger les termes de variation temporelle. De plus, une symétrie cylindrique du plasma est supposée, n'autorisant pas de gradients de potentiel ou de densité dans la direction ortho-radiale.

L'équation du moment électronique

Les projections de l'équation 3.1 dans les directions \mathbf{e}_r et \mathbf{e}_θ donnent :

$$0 = -en_e(E_r + v_{e,\theta}B_z) - \frac{\partial P_e}{\partial r} + \mathbf{R}_{ei} \cdot \mathbf{e}_r + \mathbf{R}_{en} \cdot \mathbf{e}_r \quad (3.4)$$

$$0 = en_e v_{e,r} B_z + \mathbf{R}_{ei} \cdot \mathbf{e}_\theta + \mathbf{R}_{en} \cdot \mathbf{e}_\theta \quad (3.5)$$

L'équation 3.4 du moment des électrons projetée suivant \mathbf{e}_r peut être simplifiée en étudiant l'ordre de grandeur des différents termes :

$$\begin{aligned} |en_e E_r| &\simeq 11 \\ \left| \frac{\partial P_e}{\partial r} \right| &\simeq 50, \\ |\mathbf{R}_{ei} \cdot \mathbf{e}_r| &\simeq |-n_i n_e \mu_{ei} \langle \sigma_{e,i} \mathbf{v}_{ei}^* \rangle (v_{e,r} - v_{i,r})|, \\ |\mathbf{R}_{en} \cdot \mathbf{e}_r| &\simeq |-n_n n_e \mu_{en} \langle \sigma_{e,n} \mathbf{v}_{en}^* \rangle (v_{e,r} - v_{n,r})|, \end{aligned}$$

avec \mathbf{v}_{ei}^* et \mathbf{v}_{en}^* les vitesses des centres de masses des deux particules entrant en collision. Afin de calculer les termes d'échange de moment par collision entre les différentes espèces nous faisons l'approximation que les ions sont immobiles en comparaison des électrons du fait de leur différence de masse et de température et donc que $\mathbf{v}_{ei}^* \simeq \mathbf{v}_{e,th}$. De même, les neutres sont considérés comme immobiles devant les ions. Cela nous permet de simplifier les expressions des termes de collisions :

$$\begin{aligned} |\mathbf{R}_{ei} \cdot \mathbf{e}_r| &\simeq 10^{-6} (v_{e,r} - v_{i,r}), \\ |\mathbf{R}_{en} \cdot \mathbf{e}_r| &\simeq 10^{-5} (v_{e,r} - v_{n,r}). \end{aligned}$$

Nous allons faire l'hypothèse raisonnable que $|v_{e,r}| \ll 10^6 \text{ m.s}^{-1}$, $|v_{i,r}| \ll 10^7 \text{ m.s}^{-1}$ et $|v_{n,r}| \ll 10^6 \text{ m.s}^{-1}$ et négliger les deux derniers termes de l'équation 3.4. On obtient :

$$v_{e,\theta} = -\frac{E_r}{B_z} - \frac{1}{en_e B_z} \left(\frac{\partial P_e}{\partial r} \right). \quad (3.6)$$

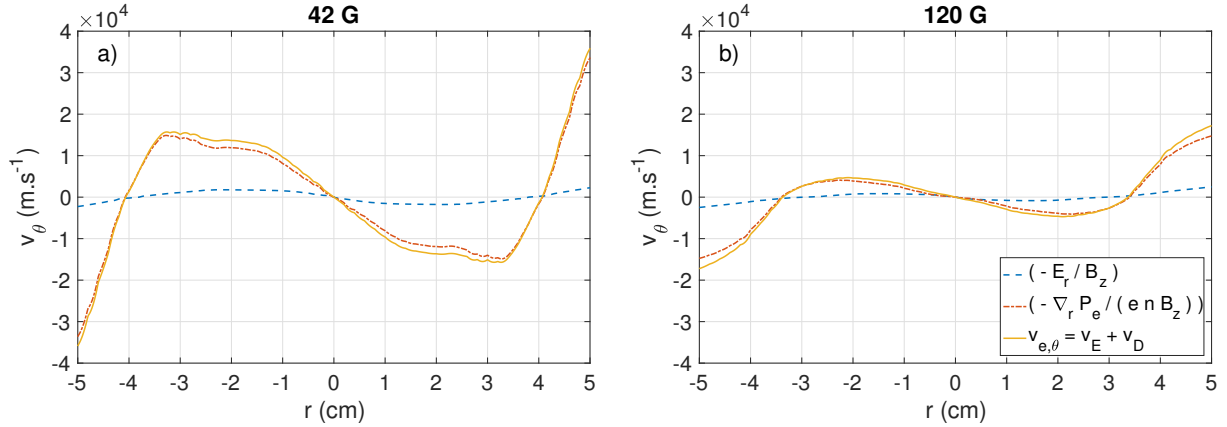


FIGURE 3.4 – Profil radial de vitesse azimutale électronique calculée pour deux jeux de paramètres : a) N° 1 - 42 Gauss, 700 W, 0.8 mTorr et b) N° 3 - 120 Gauss, 1 KW, 1 mTorr.

Cet équilibre peut être calculé en utilisant les données de sonde de Langmuir présentées figure 3.5. Le résultat du calcul de $v_{e,\theta}$ est présenté pour les deux jeux de paramètres expérimentaux N° 1 et N° 3 à la figure 3.4. Les profils calculés de $v_{e,\theta}$ ont la même forme mais diffèrent en amplitude. À 42 Gauss, le profil de $v_{e,\theta}$ atteint un pic à 12 km.s^{-1} à 2 cm du centre de la colonne de plasma. À 120 Gauss, le pic de vitesse est seulement de 5 km.s^{-1} .

La mesure de l'amplitude des gradients de paramètres plasma à $r \sim 2.5 \text{ cm}$ pour les cinq conditions expérimentales sont présentés table 3.2 avec les vitesses de dérive associées. L'ordre de grandeur du champ électrique radial n'évolue pas avec le champ magnétique et le terme de dérive électrique, égal à $|E_r/B_z|$, diminue avec l'amplitude de B_z . Le gradient de pression électronique augmente avec le champ magnétique mais le terme de dérive diamagnétique, égal à $|\nabla P_e / e n_e B_z|$ diminue lui aussi avec B_z . Les termes intermédiaires $|\nabla P_e / B_z|$ et $|\nabla P_e / e n_e|$ conservent un ordre de grandeur constant avec l'évolution de B_z . Pour l'ensemble de ces conditions expérimentales c'est le terme de dérive diamagnétique qui domine sur le terme de dérive électrique et qui fixe la valeur de la vitesse $v_{e,\theta}$.

Simplifions maintenant l'équation 3.5 du moment des électrons projeté sur \mathbf{e}_θ :

$$\begin{aligned} |e n_e v_{e,r} B_z| &\simeq 10^{-2} v_{e,r}, \\ |\mathbf{R}_{ei} \cdot \mathbf{e}_\theta| &\simeq 10^{-6} (v_{e,\theta} - v_{i,\theta}), \\ |\mathbf{R}_{en} \cdot \mathbf{e}_\theta| &\simeq 10^{-5} (v_{e,\theta} - v_{n,\theta}). \end{aligned}$$

La vitesse azimutale des électrons est estimée entre 5×10^3 et $2 \times 10^4 \text{ m.s}^{-1}$ (d'après la figure 3.4) quand la vitesse des ions est estimée à $3 \times 10^2 \text{ m.s}^{-1}$ (mesures préalables par sondes

N°	$ \mathbf{E}_r $ (V.m ⁻¹)	$\left \frac{\mathbf{E}_r}{\mathbf{B}_z}\right $ (m.s ⁻¹)	$ \nabla_r \mathbf{P}_e $ (Pa.m ⁻¹)	$\left \frac{\nabla_r \mathbf{P}_e}{\mathbf{B}_z}\right $ (Pa.m ⁻¹ .T ⁻¹)	$\left \frac{\nabla_r \mathbf{P}_e}{\mathbf{e} \mathbf{n}_e}\right $ (m.s ⁻¹ .T)	$\left \frac{\nabla_r \mathbf{P}_e}{\mathbf{e} \mathbf{n}_e \mathbf{B}_z}\right $ (m.s ⁻¹)
1	7.5	2.0×10^3	10	2.0×10^3	65	1.5×10^4
2	15	2.5×10^3	19	3.0×10^3	85	1.3×10^4
3	14	1.2×10^3	35	3.1×10^3	53	0.4×10^4
4	16	0.9×10^3	50	3.3×10^3	80	0.5×10^4
5	–	–	75	2.5×10^3	65	0.2×10^4

TABLE 3.2 – Estimation de l’amplitude du pic à $r \sim 2.5$ cm des différents termes de l’équation 3.6 pour les cinq conditions expérimentales présentées à la table 3.1. Les calculs ont été réalisés grâce aux mesures de sonde de Langmuir et de sonde émissive présentées aux figure 3.1, 3.2 et 3.3.

de Mach) et la vitesse des neutres est estimée nulle. Nous faisons donc les approximations $|v_{i,r}| \ll |v_{e,r}|$ et $|v_{n,r}| \ll |v_{e,r}|$. On obtient :

$$\begin{aligned} 10^{-2} v_{e,r} &= 10^{-5} v_{e,\theta}, \\ v_{e,r} &\simeq 10^{-3} v_{e,\theta}. \end{aligned}$$

On obtient donc $v_{e,r} \simeq 5$ m.s⁻¹, ce qui justifie les approximations faites précédemment.

L’équation du moment ionique

Les projections de l’équation 3.2 du moment des ions dans les directions \mathbf{e}_r et \mathbf{e}_θ donnent :

$$0 = en_i (E_r + v_{i,\theta} B_z) - \frac{\partial P_i}{\partial r} - \frac{\partial \Pi_{i,rk}}{\partial k} + \mathbf{R}_{ie} \cdot \mathbf{e}_r + \mathbf{R}_{in} \cdot \mathbf{e}_r, \quad (3.7)$$

$$0 = -en_i v_{i,r} B_z - \frac{\partial \Pi_{i,\theta k}}{\partial k} + \mathbf{R}_{ie} \cdot \mathbf{e}_\theta + \mathbf{R}_{in} \cdot \mathbf{e}_\theta. \quad (3.8)$$

L’équation 3.8 du moment des ions suivant \vec{e}_θ peut être simplifiée en étudiant l’ordre de grandeur des différents termes de l’équation :

$$\begin{aligned} |en_i v_{i,r} B_z| &\simeq 10^{-2} v_{i,r}, \\ |\mathbf{R}_{ie} \cdot \mathbf{e}_\theta| &\simeq 10^{-6} (v_{i,\theta} - v_{e,\theta}), \\ |\mathbf{R}_{in} \cdot \mathbf{e}_\theta| &\simeq 10^{-2} (v_{i,\theta} - v_{n,\theta}). \end{aligned}$$

Le produit $\omega_i \tau_i$ est très inférieur à 1 ce qui nous permet de considérer que les ions sont très peu magnétisés. On peut donc considérer une expression de la viscosité du plasma non

magnétisé pour évaluer le tenseur des contraintes :

$$\begin{aligned}\Pi_{jk} &= -\eta_0^i W_{jk} \\ W_{jk} &= \frac{\partial v_k}{\partial j} + \frac{\partial v_j}{\partial k} - \frac{2}{3} \delta_{jk} \nabla \cdot \mathbf{v}\end{aligned}$$

La colonne de plasma étant considérée à symétrie axiale et invariante selon \mathbf{e}_z , on peut écrire :

$$\frac{\partial \Pi_{\theta k}}{\partial k} = \frac{\partial \Pi_{\theta r}}{\partial r} = -\eta_0^i \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial v_{i,\theta}}{\partial r} \right).$$

La viscosité du plasma est évaluée en utilisant l'expression de [Braginskii \(1965\)](#) et la dérivée seconde de la vitesse azimutale des ions en utilisant le profil mesuré par sonde de Mach et présenté figure [3.7](#) :

$$\begin{aligned}\eta_0^i &= 0.96 n_i e T_i \tau_i \simeq 1.7 \cdot 10^{-8} \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1} \\ \left| \eta_0^i \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial v_{i,\theta}}{\partial r} \right) \right| &\simeq 1.7 \cdot 10^{-2}\end{aligned}$$

On utilise l'hypothèse selon laquelle $|v_{n,\theta}| \ll |v_{i,\theta}|$ et on néglige les termes de collisions électrons-ions et de viscosité. L'équation [3.8](#) se réduit ainsi à :

$$0 = -en_i v_{i,r} B_z - n_i n_n m_i \langle \sigma_{i,n} v_{i,\theta} \rangle v_{i,\theta}, \quad (3.9)$$

ce qui permet d'exprimer $v_{i,r}$ en fonction de $v_{i,\theta}$:

$$v_{i,r} = -\frac{n_i n_n m_i \langle \sigma_{i,n} v_{i,\theta} \rangle}{en_i B_z} v_{i,\theta}. \quad (3.10)$$

L'équation [3.7](#) du moment des ions suivant \mathbf{e}_r peut être simplifiée en étudiant l'ordre de grandeur des différents termes de l'équation :

$$\begin{aligned}|en_i E_r| &\simeq 11, \\ |en_i v_{i,\theta} B_z| &\simeq 3, & |\mathbf{R}_{ie} \cdot \mathbf{e}_r| &\simeq 10^{-6} (v_{i,r} - v_{e,r}), \\ \left| \frac{\partial P_i}{\partial r} \right| &\simeq 5 \cdot 10^{-1}, & |\mathbf{R}_{in} \cdot \mathbf{e}_r| &\simeq 10^{-2} (v_{i,r} - v_{n,r}).\end{aligned}$$

Le terme de viscosité s'écrit :

$$\frac{\partial \Pi_{i,rk}}{\partial k} = \frac{\partial \Pi_{i,rr}}{\partial r} = -\frac{4}{3} \eta_i^0 \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial v_{i,r}}{\partial r} \right),$$

$$\left| \frac{4}{3} \eta_i^0 \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial v_{i,r}}{\partial r} \right) \right| \simeq 7 \cdot 10^{-4}.$$

Le terme de collisions électrons-ions peut donc être négligé, ainsi que le terme de viscosité. De plus, on utilise l'hypothèse selon laquelle $v_{i,r} \gg v_{n,r}$, justifiée par le fait que les neutres et les ions sont tous non-magnétisés et que $T_i \gg T_n$. On peut donc écrire l'équation 3.7 sous la forme suivante :

$$0 = en_i E_r + en_i v_{i,\theta} B_z - \frac{\partial P_i}{\partial r} - n_i n_n m_i \langle \sigma_{in} v_{i,th} \rangle v_{i,r}. \quad (3.11)$$

En combinant les équations 3.10 et 3.11 on obtient une expression de $v_{i,\theta}$:

$$v_{i,\theta} = \frac{1}{\left(1 + \left(\frac{n_i n_n m_i \langle \sigma_{in} v_{i,th} \rangle}{en_i B_z} \right)^2 \right)} \left(-\frac{E_r}{B_z} + \frac{1}{en_i B_z} \left(\frac{\partial P_i}{\partial r} \right) \right) \quad (3.12)$$

Cette équation peut s'écrire sous la forme vectorielle :

$$v_{i,\theta} = \frac{1}{K} (\mathbf{v}_E + \mathbf{v}_D) \cdot \mathbf{e}_\theta, \quad (3.13)$$

avec :

$$\mathbf{v}_E = \frac{\mathbf{E} \wedge \mathbf{B}}{B^2}, \quad \mathbf{v}_D = -\frac{1}{en_i} \frac{\nabla P_i \wedge \mathbf{B}}{B^2}, \quad K = 1 + \left(\frac{\nu_{in}}{\omega_{ci}} \right)^2. \quad (3.14)$$

On peut estimer l'ordre de grandeur de la vitesse azimutale :

$$\begin{aligned} \left| \frac{E_r}{B_z} \right| &\simeq 1250 \\ \left| \left(\frac{n_i n_n m_i \langle \sigma_{in} v_{i,th} \rangle}{en_i B_z} \right)^2 \right| &\simeq 3.5 \\ \left| \frac{1}{\left(1 + \left(\frac{n_i n_n m_i \langle \sigma_{in} v_{i,th} \rangle}{en_i B_z} \right)^2 \right)} \right| &\simeq \frac{1}{4.5} \end{aligned} \quad \Rightarrow \quad |v_{i,\theta}| \simeq 280 \text{ m.s}^{-1}$$

La vitesse azimutale obtenue est proche de l'ordre de grandeur que nous nous étions

fixé en utilisant les mesures de sonde de Mach. A l'inverse des électrons qui sont entraînés en rotation par le gradient de pression électronique, les ions sont entraînés par le champ électrique. Les moments cinétiques des électrons et des ions se comparent alors :

$$|p_{e,theta}| = |m_e v_{e,\theta}| \simeq 4.6 \cdot 10^{-27} \text{ kg.m.s}^{-1}$$

$$|p_{i,theta}| = |m_i v_{i,\theta}| \simeq 2.0 \cdot 10^{-23} \text{ kg.m.s}^{-1}$$

Le moment azimutal du plasma est donc porté par les ions. Nous allons donc maintenant nous intéresser plus particulièrement à la mesure de la vitesse azimutale des ions du plasma.

3.1.3 Comparaison des vitesses mesurées avec les vitesses calculées en utilisant le modèle de dérive

Les résultats de la section précédente nous permettent d'interpréter la vitesse azimutale des ions comme la somme des vitesses de dérive électronique et diamagnétique ionique, divisée par un coefficient d'amortissement dû aux collisions des ions sur les neutres. Dans cette section, nous allons nous intéresser à la comparaison entre les vitesses azimutales des ions calculées en utilisant cette description, que nous appellerons vitesses calculées, et les mesures directes de vitesses effectuées par sondes de Mach. Les vitesses calculées seront estimées grâce aux mesures des profils de paramètres plasma présentées à la section 3.1.1 et aux équations 3.13 et 3.14. Nous nous intéresserons d'abord à un exemple en particulier : le jeu de conditions expérimentales N° 3 (120 Gauss, 1 kW et 1 mTorr), avant de comparer les évolutions du paramètre K pour les différents jeux paramètres.

La figure 3.5 présente les profils radiaux des termes de l'équation 3.12 : l'opposé du champ électrique d) et le gradient de pression ionique c), calculés à partir des profils de densité du plasma a) et de potentiel plasma b). La pression ionique a été calculée en supposant la température ionique homogène dans le plasma et égale à la température mesurée par LIF, au centre de la colonne et dans la direction perpendiculaire. Les deux termes d'entraînement (champ électrique et gradient de pression ionique) engendrent les vitesses de dérive électrique et diamagnétique et participent à l'établissement de la vitesse d'ensemble des ions. Les profils de densité et de potentiel ont une forme similaire mais une concavité opposée qui donne aux profils de l'opposé du champ électrique et pression ionique une forme similaire mais un signe opposé.

La figure 3.6 présente les vitesses de dérive électrique et diamagnétique calculée, ainsi que leur somme. Le terme de vitesse électrique a une amplitude bien supérieure au terme de vitesse diamagnétique ionique. La vitesse azimutale des ions est donc dominée par la

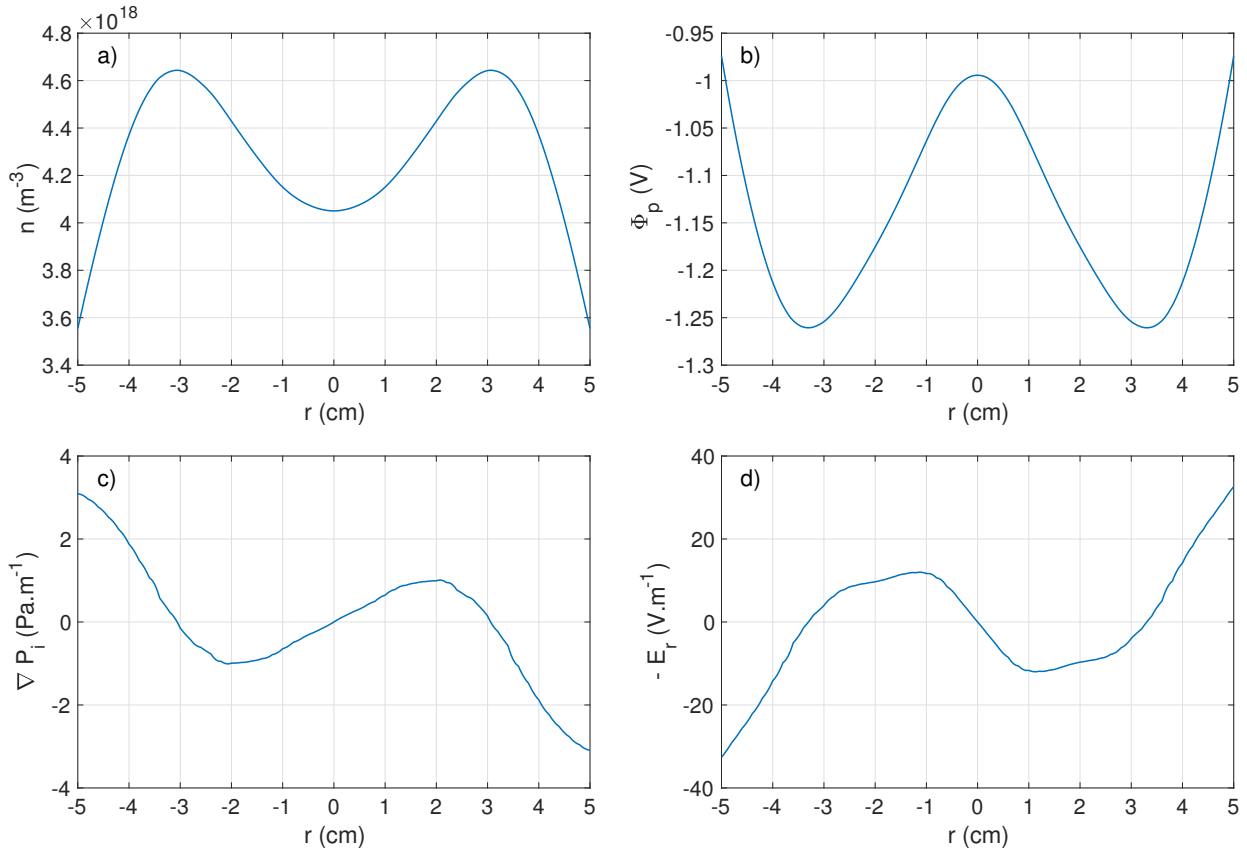


FIGURE 3.5 – Profils radiaux de différentes grandeurs intervenant dans le calcul de la vitesse azimutale du plasma (équation 3.12) : a) densité électronique, b) potentiel plasma, c) gradient de pression ionique, d) opposé du champ électrique. Ces mesures ont été réalisées à l’aide d’une sonde de Langmuir et d’une sonde émissive, pour les conditions expérimentales N° 3 : 120 Gauss, 1 kW et 1mTorr.

vitesse de dérive électrique. Le résultat inverse avait été démontré pour les électrons dont l’entraînement est dominé par la vitesse diamagnétique électronique (section 3.4). Le profil de vitesse azimutale des ions est antisymétrique par rapport au centre de la colonne de plasma. Cela correspond à une rotation axisymétrique du plasma autour de l’axe principal de l’enceinte.

La figure 3.7 présente la vitesse de dérive calculée ainsi que les mesures de vitesse azimutale du plasma réalisées par sondes de Mach et par LIF. Le facteur K est ajusté en minimisant la différence entre le profil de vitesse mesuré par sonde de Mach entre -5 cm et +5 cm et la somme des vitesses de dérive divisées par K , en prenant K constant sur le rayon de l’expérience. L’accord entre les profils de vitesse de dérive calculés et mesurés par sonde de Mach est très bon. Le coefficient K obtenu pour le jeu de paramètres expérimentaux N° 3 est égal à 7.1.

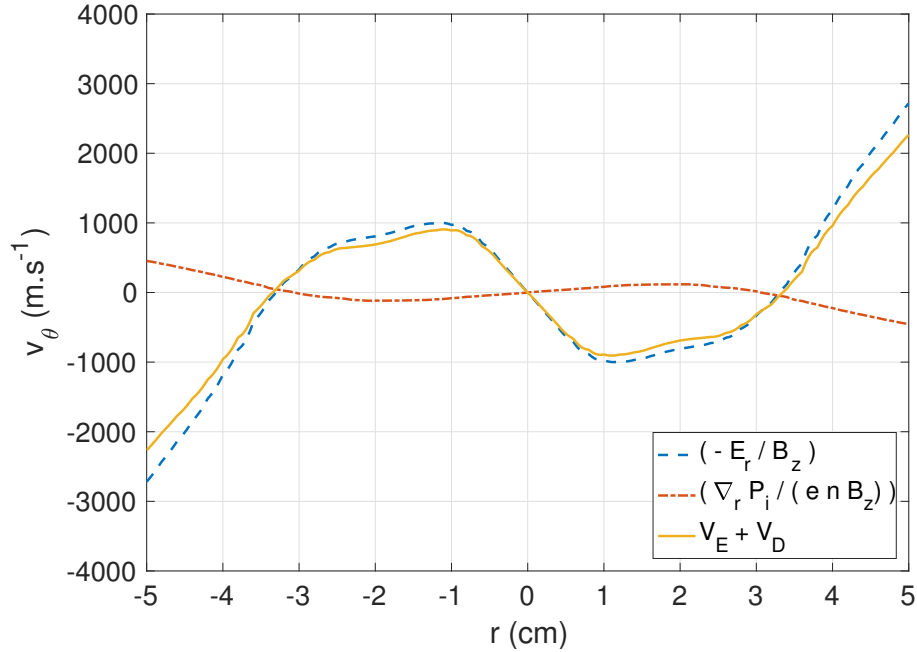


FIGURE 3.6 – Vitesses de dérive électrique et diamagnétique calculées ainsi que la somme de ces deux vitesses pour les conditions expérimentales N° 3

Une valeur théorique du coefficient K peut également être calculée en utilisant la formule :

$$K_{\text{calc.}} = \left(1 + \left(\frac{n_n m_i \langle \sigma_{in} v_{i,th} \rangle}{e B_z} \right)^2 \right). \quad (3.15)$$

Le facteur K est évalué pour l'ensemble des cinq jeux de conditions expérimentales présentés table 3.1 en comparant les vitesses de dérives calculées et les vitesses du plasma mesurées par sonde de Mach. Les valeurs de K et de $K_{\text{calc.}}$ sont rapportées dans la table 3.3. Les profils de vitesse calculés et mesurés sont présentés figure 3.8.

Ces résultats montrent un bon accord de la forme des profils de vitesse azimutale mesurés par sonde de Mach et calculés en utilisant le modèle des vitesses de dérive. Cet accord est moins bon au centre du plasma pour la condition expérimentale N° 5 pour laquelle les points de mesure du potentiel plasma présentent une plus grande dispersion (voir figure 3.3) qui engendre des oscillations de champ électrique calculé. Les valeurs de $K_{\text{calc.}}$ sont 30 à 50% inférieures aux valeurs de K . Cela représente également un bon accord même si une erreur systématique semble être présente. L'écart systématique entre les valeurs de K et de $K_{\text{calc.}}$ peut venir de deux raisons principales :

- une sur-estimation de K . Elle peut être due à une sur-estimation du profil de vitesse

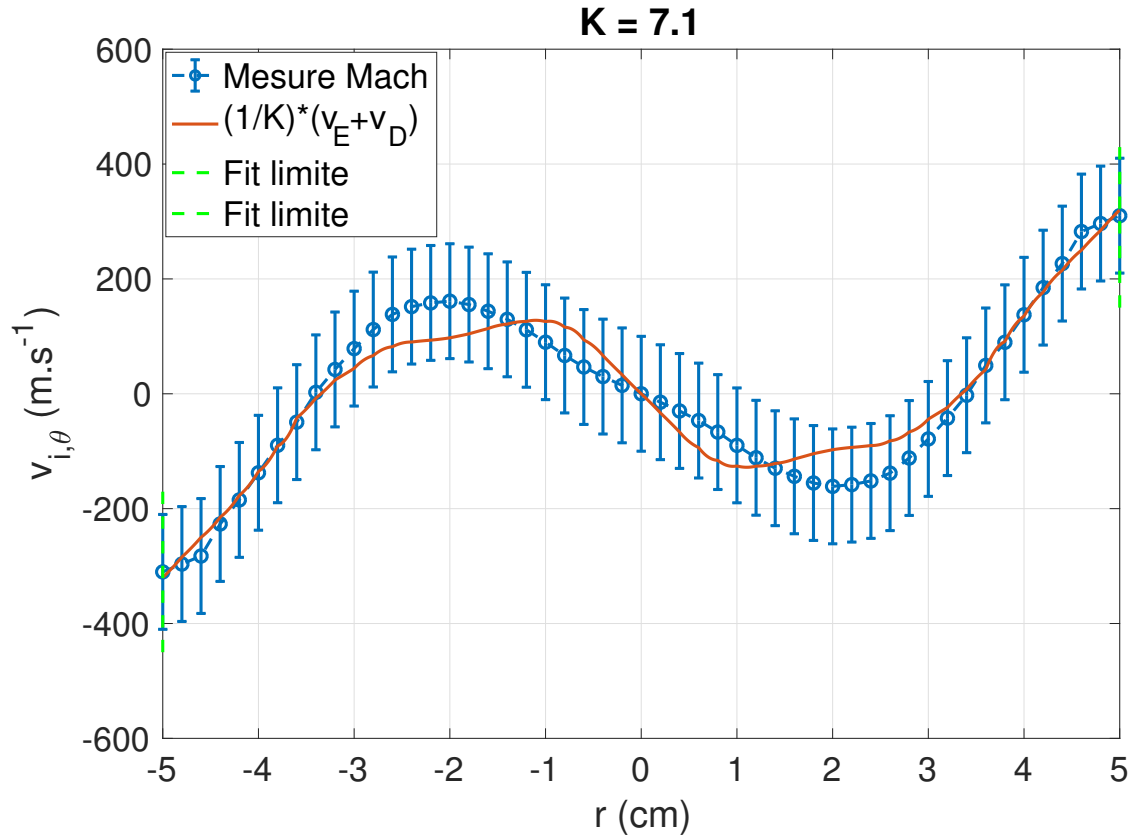


FIGURE 3.7 – Profils de vitesse azimutale des ions mesurés aux sondes de Mach et calculés grâce aux vitesses de dérive pour les conditions expérimentales N°3. Le paramètre K est ajusté entre -5 cm et +5 cm et vaut 7.1.

calculée provenant de la sur-estimation du profil de champ électrique, le potentiel plasma étant mesuré sans ajuster le courant de chauffage du filament de la sonde émissive avec la position de la sonde dans la colonne de plasma.

- une sous-estimation de $K_{\text{calc.}}$. Elle peut être due à une erreur systématique de l'estimation de la fréquence de collisions ions-neutres, ce calcul étant effectué seulement pour des collisions de sphères dures et en considérant les atomes neutres complètement immobiles.

Avec les données à notre disposition, il nous est impossible de dire laquelle ou lesquelles de ces explications sont prédominantes pour expliquer la différence systématique entre K et $K_{\text{calc.}}$.

Malgré cet écart entre les valeurs de K et de $K_{\text{calc.}}$, le profil de vitesse du plasma sans la cathode est bien décrit par le modèle dérivé à la section 3.1.2. La rotation des ions du plasma s'établit sous l'effet des forces électromagnétiques et des vitesses de dérive. Nous

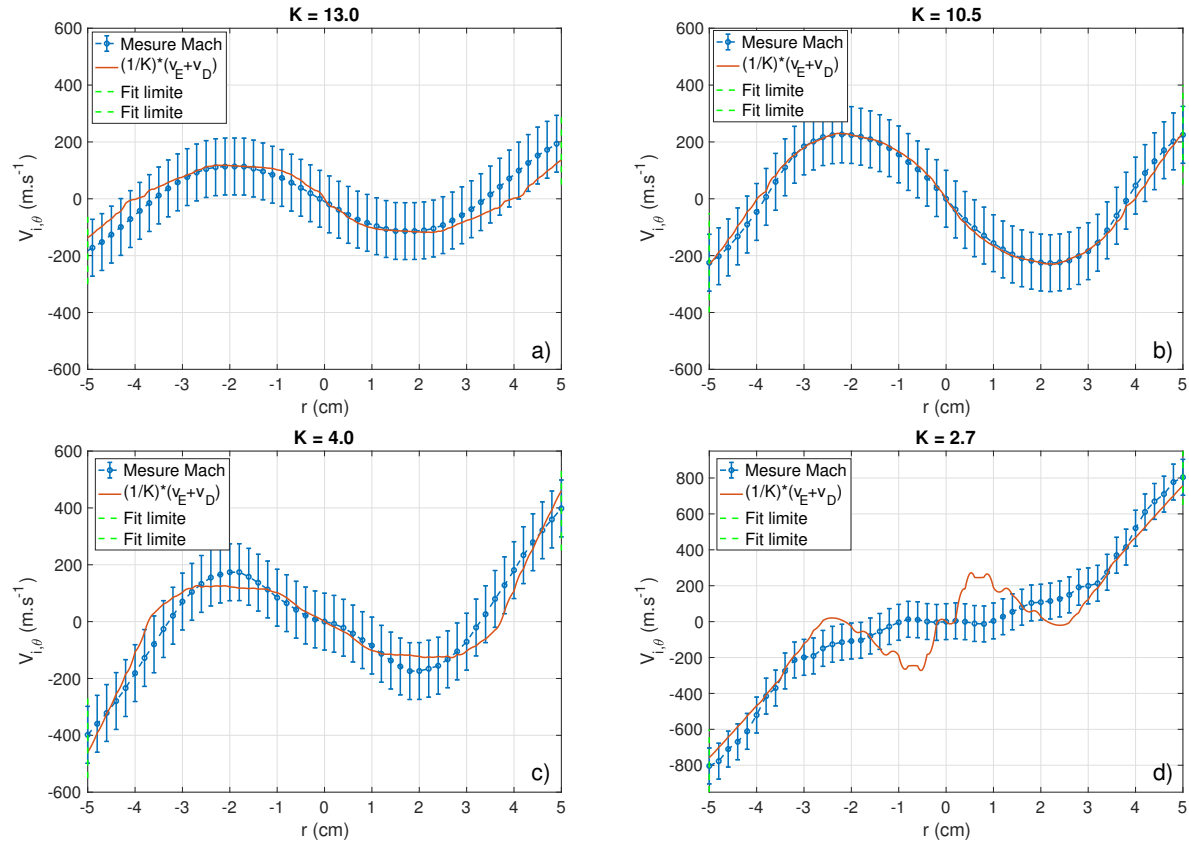


FIGURE 3.8 – Profils de vitesse azimutale des ions mesurés aux sondes de Mach et calculés grâce aux vitesses de dérive pour les conditions expérimentales N° 1 a), 2 b), 4 c) et 5 d). Le paramètre K est ajusté entre -5 cm et $+5$ cm et vaut respectivement 13.0, 10.5, 4.0 et 2.7.

N°	B (Gauss)	Pu (kW)	Pr (mTorr)	$n_n \cdot 10^{-19}$ (m^{-3})	K	K_{calc.}
1	42	0.7	0.8	2.6	13.0	9.2
2	60	0.7	0.8	2.6	10.5	5.0
3	120	1.0	1.0	3.2	7.1	3.5
4	168	1.0	0.8	2.6	4.0	2.2
5	360	1.0	1.0	3.2	2.7	1.7

TABLE 3.3 – Récapitulatif des valeurs de K et de $K_{calc.}$ pour les différentes conditions expérimentales

allons maintenant nous intéresser plus en détail à la forme et à l'amplitude de ce profil de rotation du plasma en fonction des conditions expérimentales.

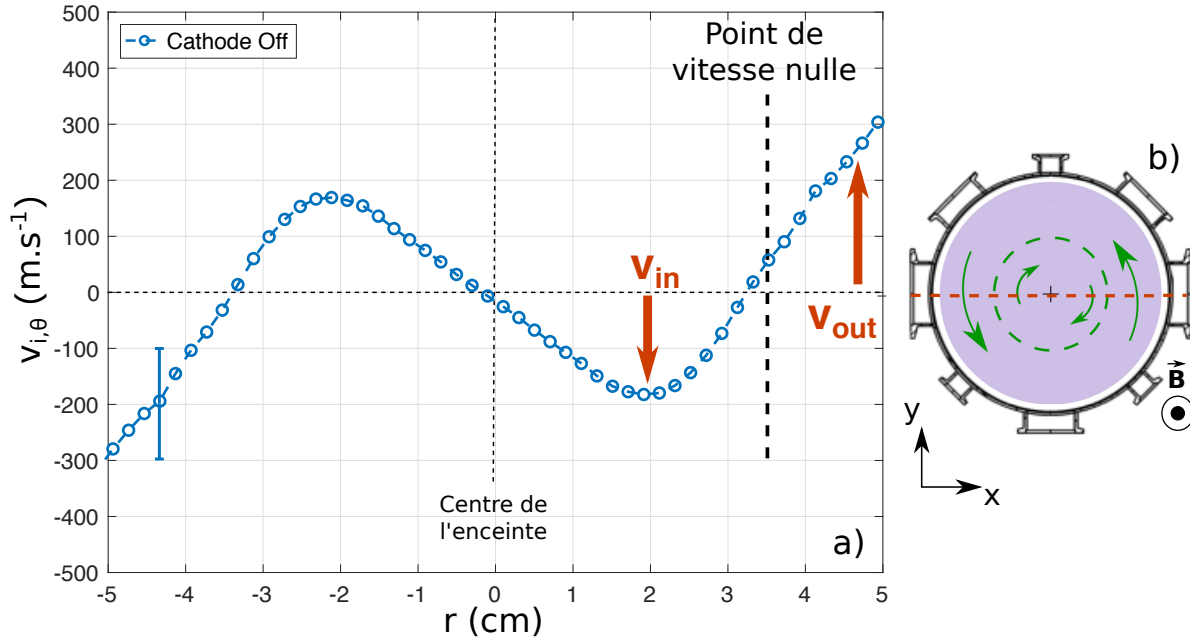


FIGURE 3.9 – a) Profil de vitesse azimutal mesuré par sonde de Mach dans le jeu de conditions expérimentales N° 3. Le profil de vitesse présente un point de vitesse nulle en $r = 3.5$ cm. b) Schéma représentant le profil de rotation du plasma vu depuis le port terminal de l'enceinte. Une cellule de rotation proche du centre de l'expérience tourne dans le sens horaire et une cellule de rotation proche du mur tourne dans le sens trigonométrique.

3.1.4 La forme du profil de rotation spontanée du plasma

La figure 3.9 a) présente le profil de vitesse mesuré grâce à une sonde de Mach dans les conditions expérimentales N° 3 et déjà présenté figure 3.7. Lors de la mesure, la sonde de Mach décrit l'ensemble du diamètre horizontal de l'expérience tel que souligné sur la figure 3.9 b) en pointillés orange. La sonde mesure ainsi la vitesse verticale (selon la direction \mathbf{e}_y). Sur la figure 3.9 a), la vitesse mesurée est tracée en fonction de la position radiale dans l'enceinte et on peut décrire le profil de vitesse des ions en s'intéressant à la partie positive de l'axe des abscisses. Deux maxima sont observés : un premier maximum proche du centre de la colonne de plasma que l'on appellera v_{in} et un second maximum proche du bord de la colonne de plasma et que l'on appellera v_{out} . v_{in} et v_{out} sont de signes opposés, indiquant que le sens de rotation des ions est différent au centre de la colonne de plasma et sur les bords de la colonne de plasma. Un point de vitesse nulle est observé à 3.5 cm du centre du plasma. Ce type de profil de vitesse se retrouve pour les conditions expérimentales N° 1, 2, 3 et 4. Le jeu de conditions expérimentales N° 5 voit l'annulation de v_{in} avec des profils de densité et

de potentiel quasi plats au centre de l'expérience (voir figures 3.1 et 3.3). Le profil de vitesse est donc relativement inchangé pour des champs magnétiques compris entre 42 G et 168 G à pression de neutres et à puissance constante. La diminution de la pression de neutres et l'augmentation de la puissance semblent permettre une augmentation de l'amplitude de ce profil de vitesse même si notre jeu de mesures reste trop limité pour quantifier ces effets.

Peut-on activement contrôler la forme et l'amplitude de ce profil de rotation ? C'est ce que nous allons tenter de faire en introduisant une ou plusieurs cathodes émissives et en émettant du courant dans le plasma. Nous nous concentrerons sur le jeu de conditions expérimentales N° 3 pour réaliser ces études.

3.2 Contrôle de $v_{i,\theta}$ par injection de courant

3.2.1 Renversement du profil de rotation, cathode au centre du plasma

Le dispositif de la cathode émissive a été décrit à la section 1.3 du chapitre 1. Une fois chauffé et polarisé négativement, le filament de la cathode émet une grande quantité d'électrons dans le plasma. La première expérience que nous allons étudier consiste à placer le filament de la cathode au centre du plasma dans le plan $(L/3)$, suivant le schéma de la figure 3.10. La cathode est chauffée par une alimentation continue délivrant 19.5 A jusqu'à devenir fortement émissive avant d'être polarisée par rapport à la masse de l'expérience. La cathode émet alors un courant électronique important, de l'ordre d'une dizaine d'ampères. Le circuit électrique est complété par l'enceinte, reliée à la masse de l'expérience et donc à la borne positive du circuit de polarisation. Le courant émis par la cathode émissive est fixé à 12 A. Cela correspond à une polarisation d'environ -35 V du filament par rapport à la référence de masse de l'expérience. Sur la photo de la figure 3.10, on peut voir une zone de plasma plus lumineuse depuis le port optique latéral de l'enceinte. L'émission de courant par la cathode change donc les propriétés locales du plasma le long des lignes de champ interceptées par le filament de la cathode.

Les mesures des profils de densité et de température électronique sont réalisées par sonde Langmuir dans le plan $(2L/3)$ et sont présentées à la figure 3.11. L'émission d'un courant électronique de 12 A par la cathode émissive modifie fortement ces profils, qui présentent un pic marqué au centre de l'enceinte. Les électrons primaires émis par la cathode sont accélérés par le champ de polarisation du filament à plusieurs dizaines d'électrons-volts et permettent d'augmenter le taux d'ionisation et la température électronique au centre de la

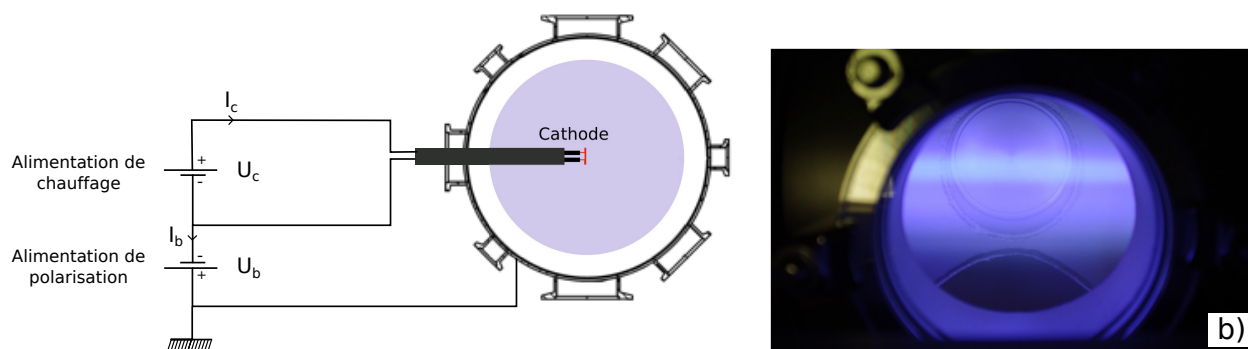


FIGURE 3.10 – a) Schéma du positionnement de la cathode dans l'expérience et de son circuit électrique de chauffage et de polarisation. b) Photo du plasma vu par le port latéral de l'enceinte. Une zone de plasma plus lumineuse est observée au centre du plasma, dans l'axe de la cathode émissive.

colonne de plasma. En revanche, le libre parcours moyen pour ces électrons primaires, calculé pour des collisions ionisantes avec les atomes neutres, est de l'ordre de plusieurs mètres. Il est donc grand devant la taille de l'enceinte et seulement une faible portion de ces électrons primaires entre en collision avec un atome neutre pour le ioniser. Par contre, le libre parcours moyen calculé pour les interactions Coulombiennes est de l'ordre de quelques centimètres pour des électrons dont l'énergie est de 5 eV et de quelques dizaines de centimètres pour une population d'électrons à 15 eV. Il est donc plus probable pour les électrons émis par la cathode de transmettre une partie de leur moment cinétique aux électrons déjà présents dans le plasma. Ces collisions augmentent la température moyenne de la population d'électrons et le nombre moyen de collisions ionisantes¹. Enfin, les pics de densité et de température restent très localisés, proches du centre de l'enceinte et des lignes de champ magnétique interceptant le filament. Cela est dû à la magnétisation des électrons et on a observé un amincissement de ces pics avec l'augmentation du champ magnétique.

Le profil de potentiel plasma est également fortement influencé par l'émission de courant par la cathode émissive. La valeur typique du potentiel plasma varie d'une valeur autour de -1 V sans émission de courant par la cathode (voir figure 3.3 a)) à -16.5 V lorsque la cathode émet 12 A au centre de la colonne de plasma (voir figure 3.12 a)). La forme du profil de potentiel change également et passe d'un profil avec deux minima locaux en -3 et $+3$ cm à un profil avec un seul minimum au centre du plasma (voir figure 3.12 b)). La figure 3.12 a)

1. Dans le cas de l'émission d'électrons par une électrode émissive polarisée, une description du plasma à deux températures électroniques prenant en compte une population d'électrons primaires est parfois évoquée. Après une analyse minutieuse des courbes I - V mesurées, nous pouvons affirmer que la courbe du courant électronique est cohérente avec une température unique des électrons du plasma.

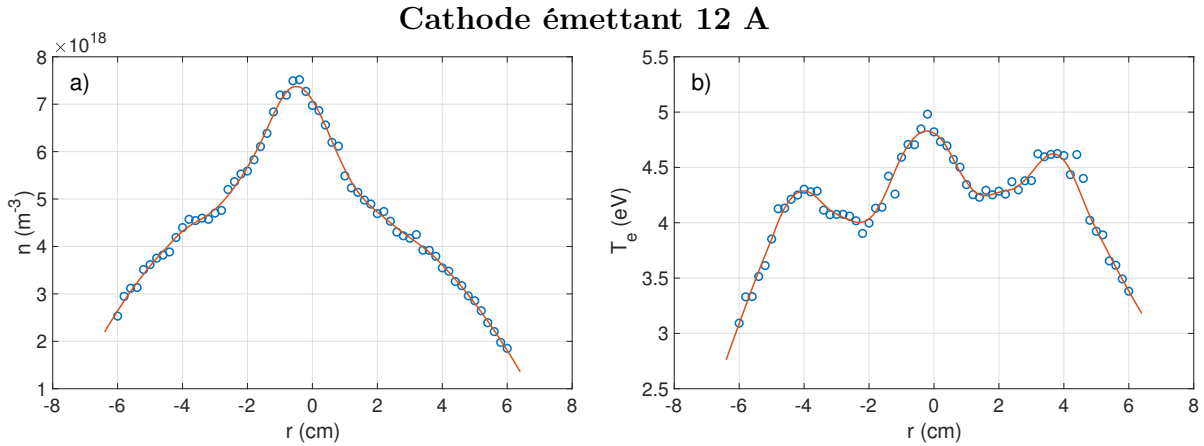


FIGURE 3.11 – a) Densité du plasma et b) température électronique en fonction de la position radiale. Le plasma est dans le jeu de conditions expérimentales N° 3 et la cathode émet un courant de 12 A au centre du plasma.

présente le profil de potentiel lorsque la cathode émet 12 A. La forte variation de densité et de température au centre de l’enceinte rend la mesure du potentiel très difficile. Afin de pouvoir interpoler les points de mesure de potentiel plasma (cercle bleu) et de calculer le profil de champ électrique, nous avons dans un premier temps appliqué un lissage robuste du profil sur une fenêtre correspondant à 25 % de la taille totale du vecteur des points de mesure afin de supprimer les points de mesures aberrants. Nous avons dans un second temps appliqué un lissage à l’aide d’un polynôme de Savitzky-Golay de degré 1 sur une fenêtre de 7 points afin de réduire les sauts du potentiel mesurés par la sonde émissive (exemple à -3 cm). Nous avons enfin symétrisé et interpolé les points de mesures. Cela permet d’obtenir un profil de potentiel plasma en accord avec les points de mesure et réduisant fortement les fluctuations du profil de champ électrique.

Le profil de vitesse de dérive du plasma peut alors être estimé en utilisant les profils de densité et de potentiel du plasma. Ce profil est comparé au profil de vitesse mesuré par sondes de Mach sur la figure 3.13. Le paramètre K est évalué pour plusieurs intervalles : $[-5 +5]$ cm noté 1, $[-4 +4]$ cm noté 2 et $[-3 +3]$ cm noté 3. Les valeurs de K obtenues sont égales à 9.6, 6.6 et 5.4 respectivement. Le coefficient de friction sur les neutres sur les parties externes du plasma est ainsi plus grand que celui estimé pour la partie centrale du plasma. Cette évolution de K peut être le résultat de plusieurs effets :

- des effets physiques : avec la forte augmentation de la densité sous l’effet de l’émission de courant, il est probable que la densité de neutres chute au centre de la colonne et fasse diminuer le coefficient de friction des ions sur les neutres,

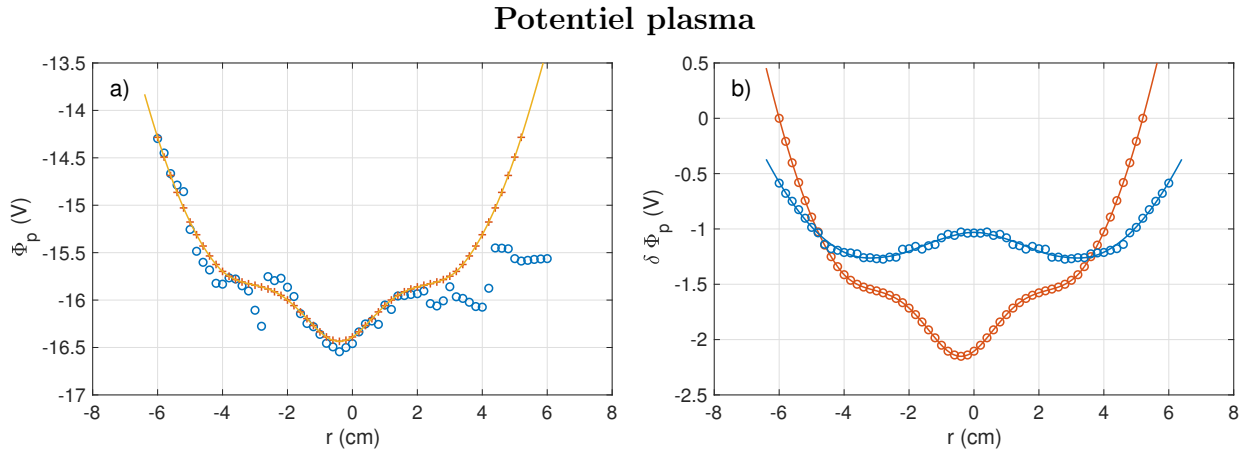


FIGURE 3.12 – a) Profil de potentiel plasma lorsque la cathode émet 12 A au centre du plasma avec les points de mesure et les profils lissés, symétrisés et interpolés. b) Profils de potentiels plasmas décalés verticalement de la valeur de son maximum pour un plasma dans le jeu de conditions expérimentales N° 3 sans la cathode et avec la cathode émettant 12 A au centre de la colonne de plasma.

- des effets de la mesure : la forte augmentation de la densité au centre de la colonne peut fausser la mesure du potentiel plasma par la sonde émissive,
- des effets de l’analyse : le lissage des données de sonde émissive (figure 3.12 a)) a pu modifier les gradients de Φ_p .

Malgré l’incertitude sur le coefficient d’amortissement K , les valeurs obtenues restent proches de la valeur 7.1 obtenue pour les mêmes conditions expérimentales lorsque la cathode n’était pas polarisée. La forme du profil de vitesse mesuré par sonde de Mach est bien reproduit par la somme des vitesses de dérive. L’émission de courant au centre du plasma par la cathode permet d’inverser la direction du champ de vitesse de la partie centrale du plasma (voir figure 3.14). Le point de vitesse nulle disparaît et l’ensemble du plasma tourne dans la même direction.

3.2.2 Contrôle de l’amplitude du profil de vitesse azimutale

Nous allons maintenant nous intéresser à l’évolution des vitesses v_{in} et v_{out} en fonction du courant émis par la cathode. Ces vitesses ont été défini à la section 3.1.4 comme les maxima locaux de vitesse de la cellule rotation dans le sens horaire proche du centre du plasma et de la cellule de rotation dans le sens trigonométrique proche du bord du plasma. Lorsque le profil de rotation est modifié par la cathode, on peut encore définir ces vitesses comme montré sur la figure 3.14. Malgré la modification de la forme de l’écoulement vers une rotation dans le même sens quel que soit le rayon, deux maxima locaux demeurent. La

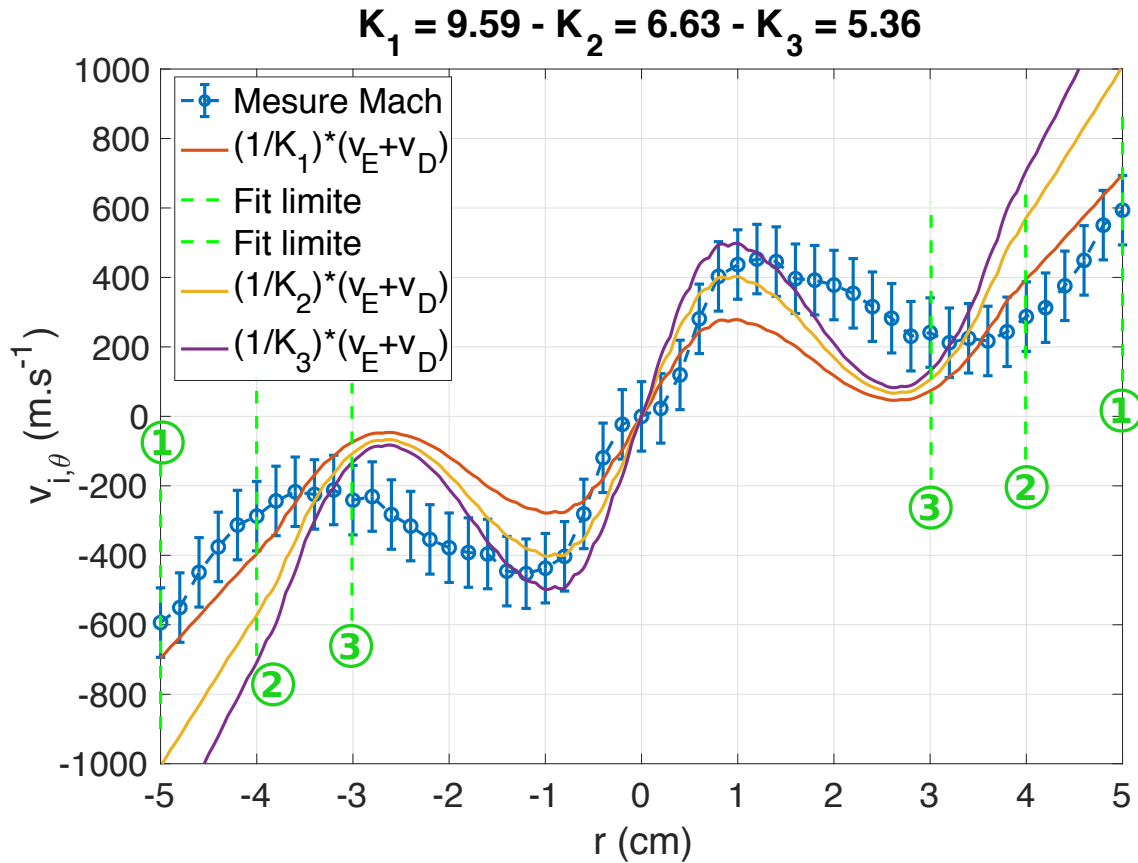


FIGURE 3.13 – Profils de vitesse azimutale des ions mesurés aux sondes de Mach et calculés grâce aux vitesses de dérive pour les conditions expérimentales N° 3 et avec la cathode émettant 12 A au centre du plasma. Le paramètre K est ajusté pour différents intervalles : $[-5 +5]$ cm noté 1, $[-4 +4]$ cm noté 2 et $[-3 +3]$ cm noté 3.

position du maximum local proche du centre du plasma est à un rayon plus faible lorsque la cathode est utilisée que lorsqu'elle est éteinte. Le maximum est ici à 1.5 cm quand il était à 2.5 cm cathode éteinte. Nous allons étudier les évolutions des vitesses v_{out} et v_{in} pour différentes valeurs de champ magnétique et de courants émis par la cathode. Ces vitesses sont mesurées dans le plan $(L/3)$ alors que la cathode est insérée dans le plan $(2L/3)$.

La figure 3.15 présente les mesures de v_{out} (figure a)) et v_{in} (figure b)) en fonction du champ magnétique dans l'expérience pour deux conditions expérimentales : avec la cathode flottante et avec la cathode émettant 5 A. La vitesse v_{out} est quasiment constante avec le champ magnétique pour le cas de la cathode flottante. La vitesse varie entre 350 m.s^{-1} à 36.5 G et 450 m.s^{-1} à 146 G. Cela représente une variation faible devant l'incertitude associée à la mesure de vitesse par sonde de Mach estimée à 100 m.s^{-1} . Lorsque la cathode est polarisée et émet 5 A, la vitesse v_{out} change très peu. L'émission de courant par la cathode

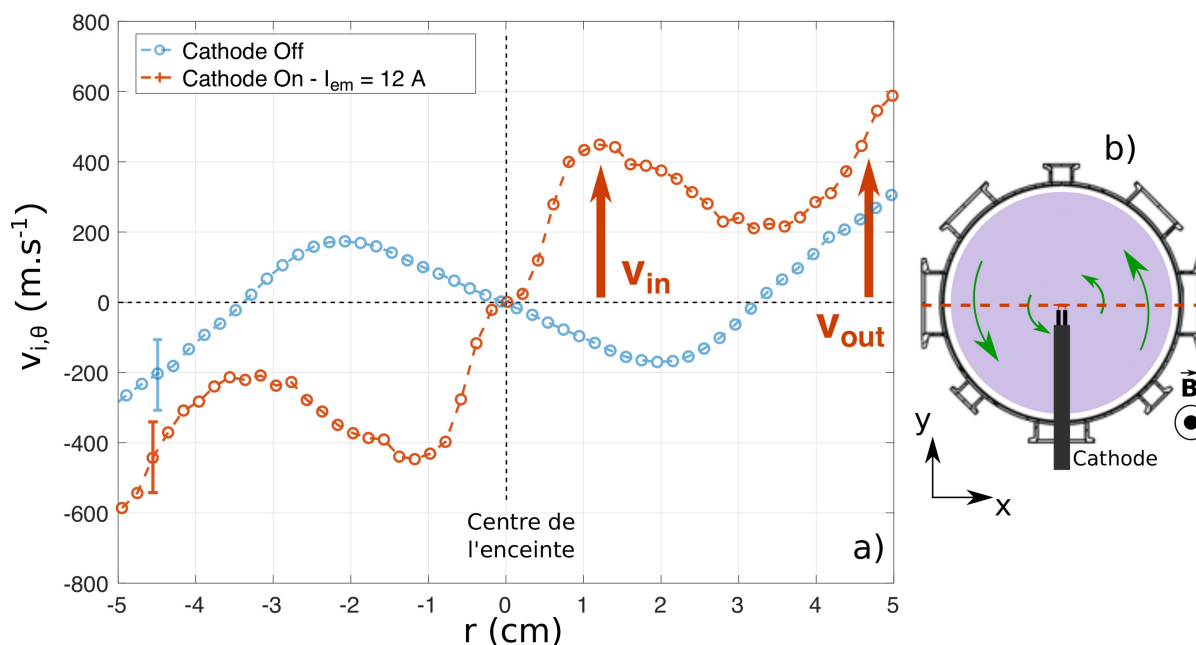


FIGURE 3.14 – a) Profil de vitesse azimutal mesuré par sonde de Mach dans le jeu de conditions expérimentales N° 3 avec la cathode émettant 12 A au centre du plasma. Le point de vitesse nulle a disparu. b) Schéma représentant le profil de rotation du plasma vu depuis le port terminal de l'enceinte. Une seule cellule de rotation est maintenant présente dans l'expérience qui tourne dans le sens trigonométrique quelle que soit la distance au centre de la colonne de plasma.

a donc un effet très limité sur v_{out} . La vitesse v_{in} ne semble pas voir sa vitesse changée avec l'évolution du champ magnétique. En revanche, v_{in} est influencée par l'émission de courant ; le signe de v_{in} change lorsque la cathode émet 5 A pour toutes les valeurs de champ étudiées, indiquant une inversion du sens de rotation du plasma proche du centre de l'expérience. Il est donc possible de contrôler le sens de rotation du plasma en émettant un courant modéré au centre de la colonne grâce à la cathode émissive, pour toutes les valeurs de champ étudiées.

La figure 3.16 présente les mesures de v_{out} (figure a)) et v_{in} (figure b)) en fonction du courant émis par la cathode à champ magnétique constant et égal à 146 G. v_{out} change peu avec le courant émis par la cathode pour un courant inférieur à 7 A et varie entre 450 et 500 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. v_{out} semble alors évoluer lentement pour atteindre 850 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ pour 15 A de courant émis. A l'inverse, la vitesse v_{in} change énormément pour les faibles valeurs de courant émis. v_{in} passe de $-270 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ lorsque la cathode est flottante à 550 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ lorsque la cathode émet 7 A. v_{in} augmente ensuite plus lentement pour des valeurs de courant émis supérieures à 7 A pour atteindre 770 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ pour un courant émis de 15 A. Il est donc

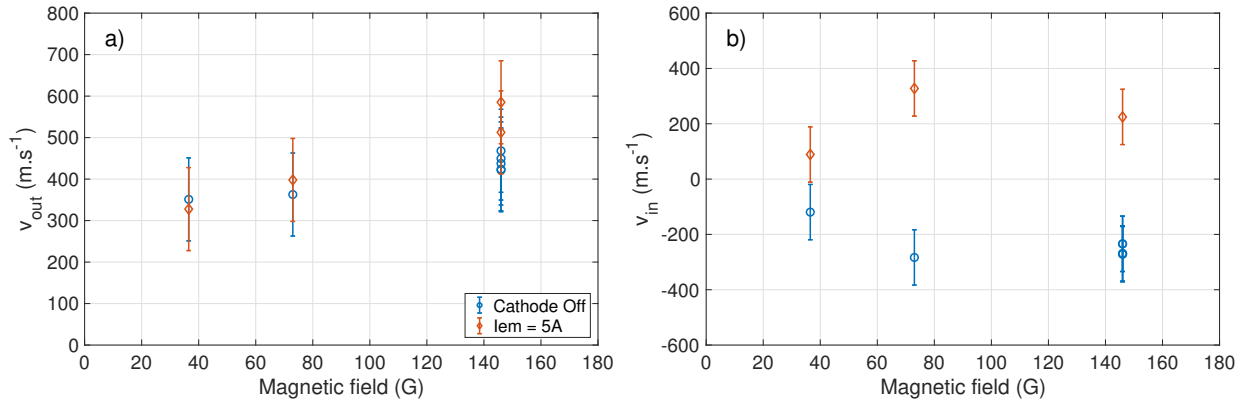


FIGURE 3.15 – a) v_{out} et b) v_{in} en fonction du champ magnétique pour une puissance de 1 kW et une pression de neutres de 1.5 mTorr avec la cathode chauffée et flottante (bleu) et chauffée et polarisée pour émettre 5 A (orange).

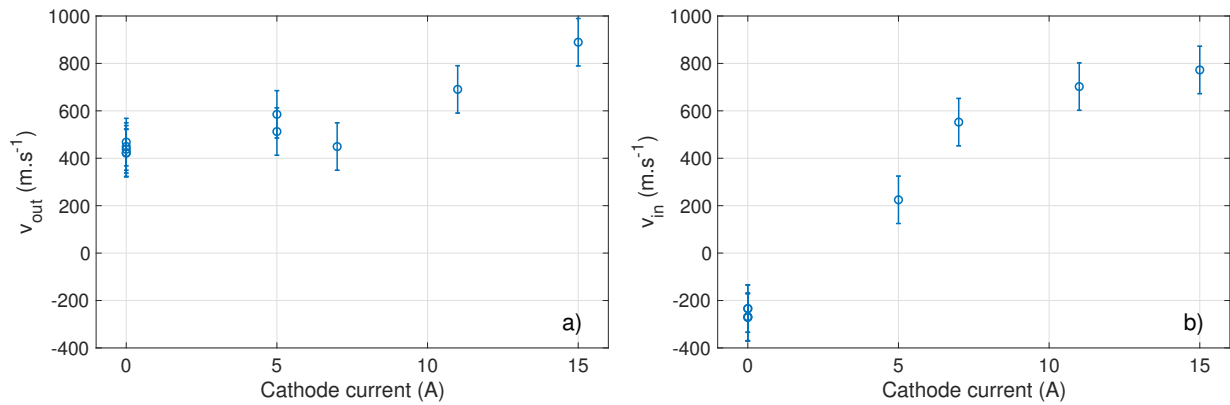


FIGURE 3.16 – a) v_{out} et b) v_{in} en fonction du courant émis par la cathode pour un champ magnétique de 146 G, une puissance de 1 kW et une pression de neutres de 1.5 mTorr.

possible de contrôler l’amplitude du profil de vitesse en contrôlant le courant émis au centre du plasma. L’émission de courant au centre du plasma permet d’effectuer un passage continu d’une rotation dans une direction à une rotation dans la direction opposée en augmentant graduellement l’amplitude du courant.

3.2.3 Augmentation de $v_{i,\theta}$ au centre de la colonne, deux cathodes décentrées

L’émission d’un courant important au centre du plasma grâce à une électrode émissive de grande taille permet de modifier la direction du champ de vitesse pour les conditions de

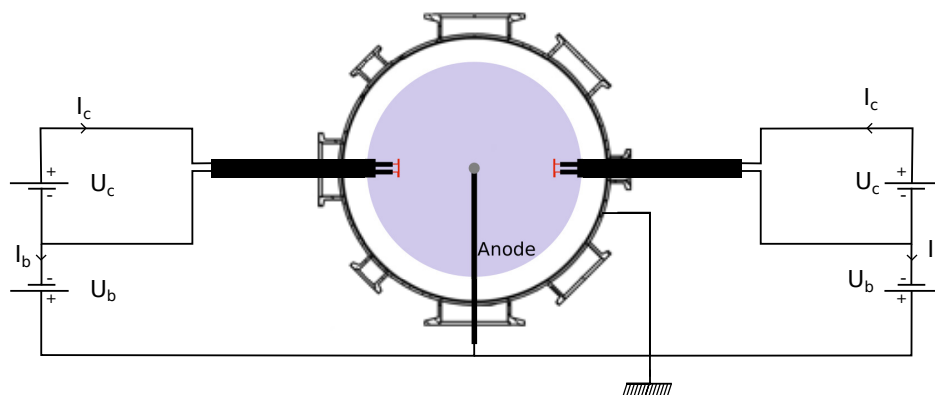


FIGURE 3.17 – a) Schéma du positionnement dans l'expérience des deux cathodes décentrées et de l'anode centrée et de leurs circuits électriques de chauffage et de polarisation.

champ magnétique étudiées. Est-il également possible d'augmenter ce champ de vitesse sans en changer la direction ? Pour réaliser cet objectif, nous allons remplacer la cathode au centre du plasma par deux cathodes situées dans les minima de potentiel plasma, à -3 et $+3$ cm du centre, sur l'axe des x . Une anode est positionnée soit à l'extrémité de l'enceinte, soit dans le plan des cathodes et est reliée à la masse pour collecter un courant électronique au centre du plasma. Cette disposition de l'expérience est détaillée sur le schéma de la figure 3.17. Chaque cathode est munie de ses propres alimentations de chauffage et de polarisation. Le courant de chauffage est ajusté indépendamment sur chacune des cathodes pour qu'elles émettent le même courant pour la même valeur de polarisation. Cela est important pour tenter de conserver la symétrie du plasma par rapport à l'axe des y . Bien que l'on parvienne à conserver cette symétrie axiale dans le plasma, la symétrie par rotation autour de l'axe principal dans l'expérience est brisée par l'insertion des deux cathodes ponctuelles sur l'axe des x . Les mesures de vitesse seront donc maintenant réalisées sur l'axe horizontal de l'expérience et sur l'axe vertical afin de tester cette symétrie.

Les deux cathodes sont chauffées, l'une à 17.8 A, l'autre à 18 A, puis sont polarisées indépendamment à -27 V. Elles émettent chacune un courant de 5 A dans le plasma. Les conditions expérimentales sont 96 Gauss, 1.5 mTorr et 1000 W. La figure 3.18 a) présente un tracé des mesures de vitesse mesurées par sonde de Mach dans les directions horizontales et verticales en vue cylindrique, pour les cathodes flottantes et émettant 5 A. La position des deux cathodes est indiquée sur l'axe horizontal. Les vitesses tracées sont renormalisées au maximum du profil de vitesse cathode On et l'axe des vitesses n'est pas indiqué dans un souci de lisibilité de la figure. Les valeurs de vitesse peuvent être lues sur les figures 3.18 b) et c). Les profils de vitesse ont aussi leur abscisse légèrement décalée sur la figure 3.18 a), toujours

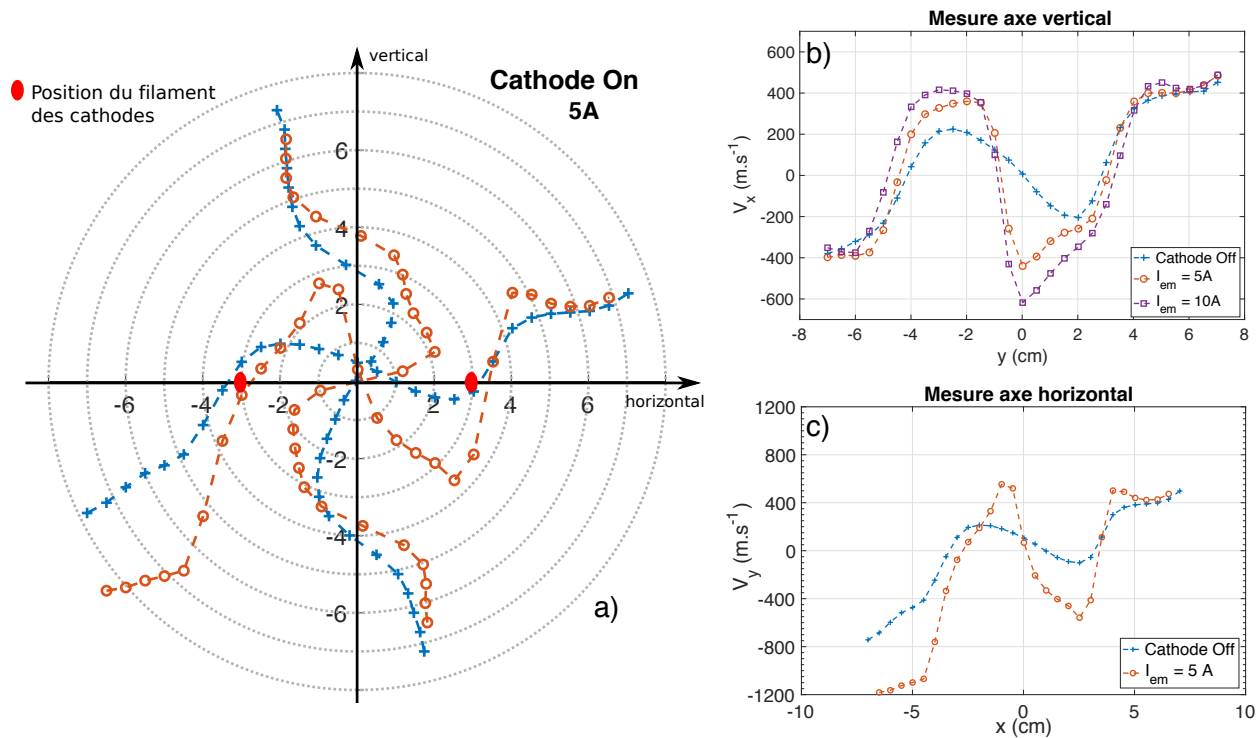


FIGURE 3.18 – a) Vue cylindrique des profils de vitesse mesurés sur les axes x (horizontal) et y (vertical), renormalisés et recentrés, pour les deux cathodes chaudes et flottantes (bleu) et pour les deux cathodes chaudes et polarisées pour émettre 5 A (orange). b) Profils de vitesse mesurés dans la direction verticale pour les deux cathodes flottantes, émettant 5 A et émettant 10 A. c) Profils de vitesse mesurés dans la direction horizontale pour les deux cathodes flottantes, émettant 5 A.

par soucis de lisibilité, ce qui n'est pas le cas sur les figures 3.18 b) et c). La vitesse v_{out} est peu modifiée par l'émission de courant par les cathodes, excepté à -6 cm sur l'axe horizontal, ce qui reste inexpliqué. A l'inverse, la vitesse v_{in} est fortement modifiée par l'émission de courant : l'amplitude de la vitesse augmente, sans changement de signe. L'augmentation de la vitesse semble légèrement moindre dans la direction verticale que dans la direction horizontale mais est cependant bien présente. On peut voir sur la figure 3.18 b) les profils de vitesse pour les cathodes flottantes, émettant 5 A et émettant 10 A, mesurés à l'aide de la sonde de Mach parcourant l'axe vertical, soit l'axe des y , et mesurant la vitesse dans la direction perpendiculaire, soit selon e_x . L'amplitude de v_{in} augmente avec le courant pour passer de -200 m.s⁻¹ lorsque les cathodes sont flottantes à -600 m.s⁻¹ lorsque les cathodes émettent 10 A. L'entraînement du plasma par les deux cathodes décentrées et l'anode au centre permet donc bien d'augmenter la vitesse de rotation dans les parties centrales du plasma et de contrôler l'amplitude de cette vitesse en contrôlant l'intensité du courant émis

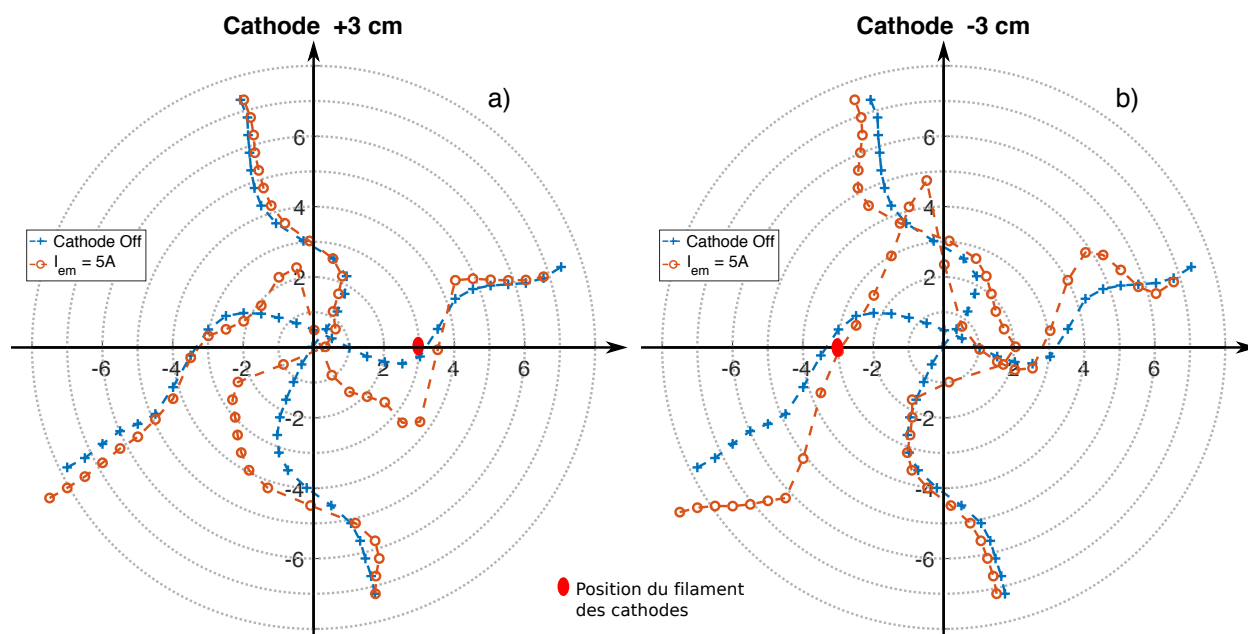


FIGURE 3.19 – Vues cylindriques des profils de vitesse mesurés sur les axes x (horizontal) et y (vertical), renormalisés et recentrés, pour les deux cathodes chaudes et flottantes (bleu) et pour les cathodes à $+3$ cm a) et à -3 cm b) polarisées et émettant 5 A (orange).

par les cathodes.

En polarisant uniquement l'une des deux cathodes, on peut visualiser l'entraînement généré par chacune d'entre-elles. La figure 3.19 présente les tracés des vitesses mesurées par sonde de Mach, dans les mêmes conditions de plasma que précédemment, pour les deux cathodes flottantes et pour chacune des deux cathodes polarisées et émettant 5 A tour à tour. La cathode positionnée en $+3$ cm est polarisée sur la figure 3.19 a) et la cathode en -3 cm sur la figure 3.19 b). L'entraînement généré par chacune des deux cathodes est très visible à la position de la cathode. Il devient moins fort mais toujours important sur l'axe vertical après une rotation de 90° dans le sens de rotation (sens horaire). Il est finalement peu visible voire inexistant après une rotation de 180° dans le sens de rotation. L'entraînement du plasma par chacune des cathodes est donc local. Il est généré autour des cathodes et crée une augmentation de la vitesse qui se propage avec le champ de vitesse.

La disposition de deux cathodes décentrées et le contrôle du courant émis par ces cathodes permet donc d'augmenter et de contrôler la vitesse de la cellule de rotation centrale. L'entraînement du plasma par chacune de ces cathodes est local autour de la cathode et l'augmentation de la vitesse de rotation du plasma se propage avec le champ de vitesse sur

presque un demi-tour.

3.3 Mesures de $v_{i,\theta}$ par LIF et par sondes de Mach

Les mesures de $v_{i,\theta}$ exposées au cours de ce chapitre ont été effectuées par sonde de Mach. Afin de comparer ces mesures avec celles d'une seconde méthode de mesure, nous les avons effectuées par LIF dans les mêmes conditions expérimentales. La figure 3.20 compare les mesures de $v_{i,\theta}$ par ces deux diagnostics. Les amplitudes des vitesses mesurées entre -3 cm et +3 cm grâce aux deux diagnostics sont comparables ainsi que la direction de l'écoulement. Les différences d'amplitudes peuvent être dues aux coefficients utilisés dans l'analyse des sondes de Mach ou de la LIF. Lorsque la direction du profil de vitesse est inversée par l'inversion de la direction du champ magnétique ou par l'émission de courant au centre de la colonne de plasma, le dispositif de LIF permet bien de le mesurer (fig. 3.20 c) et d)). Par contre, les profils de $v_{i,\theta}$ mesurés par sonde de Mach montrent une inversion au-delà de 3.5 cm qui n'est pas présente sur les profils de vitesse obtenus par LIF. Nous n'avons pas d'explications à ce phénomène pour le moment.

Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons mesuré l'évolution des profils radiaux de densité, de température électronique et de potentiel plasma avec le champ magnétique. Nous avons également développé un modèle de l'entraînement des charges du plasma en rotation, en utilisant la description en vitesses de dérive et en prenant en compte les termes de collisions ions-neutres. Les résultats de cette interprétation de l'établissement de la vitesse du plasma, utilisée conjointement avec les mesures de profils paramètres plasma, ont été comparés aux profils de vitesses mesurés par sonde de Mach. L'ensemble de ces mesures montrent un très bon accord. Le profil de rotation du plasma, pour des champs magnétiques modérés, est constitué de deux zones : l'une au centre du plasma tourne dans le sens horaire, l'autre dans la partie périphérique de la colonne tourne dans le sens trigonométrique. Nous avons démontré que l'injection de courant par une cathode émissive au centre de la colonne de plasma permet d'inverser la direction de la rotation de la zone centrale. Le contrôle de l'amplitude du courant injecté permet de contrôler la vitesse de rotation de la partie centrale de la colonne et permet une transition continue d'un sens de rotation à l'autre. Enfin, l'injection de courant par deux cathodes décentrées permet d'augmenter la vitesse de rotation de la partie centrale de la colonne sans en inverser la direction.

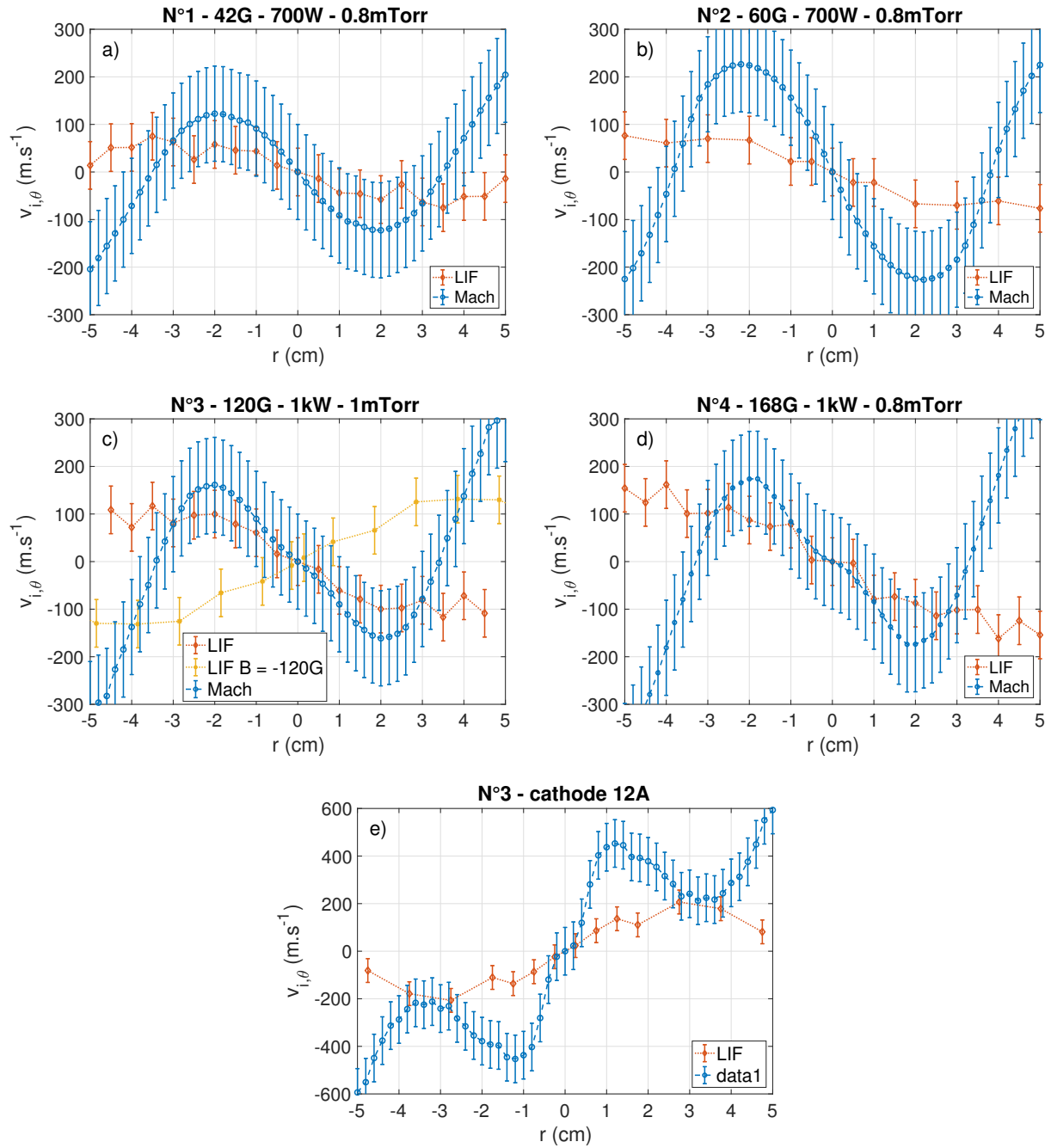


FIGURE 3.20 – Profils de $v_{i,\theta}$ mesurés par sonde de Mach et par LIF pour les conditions expérimentales N°1, 2, 3 et 4, et pour une cathode au centre de la colonne de plasma émettant 12A.

Conclusion

Au cours de cette thèse, nous avons perfectionné l'utilisation de méthodes de mesures électrostatiques sur notre expérience : sondes de Langmuir, sondes émissives et sondes de Mach, dont la mise au point avait été initiée par Guillaume Bousselein. Ces sondes, associées à l'automatisation complète de l'expérience, ont permis de caractériser notre plasma pour une grande gamme de paramètres de contrôle. Le plasma forme une colonne, confinée axialement par la source et par la bride terminale diélectrique et radialement par le champ magnétique. La partie centrale de cette colonne, où la densité de plasma est la plus élevée, mesure environ 5 cm de rayon. Les densités atteintes sont de l'ordre de quelques 10^{18} m⁻³ et la température électronique varie entre 4 et 5 eV en fonction des paramètres de contrôle. Les électrons du plasma sont magnétisés alors que les ions se trouvent à la limite entre un régime magnétisé et un régime non-magnétisé. Dans le but de contrôler le champ de vitesse du plasma, des cathodes émissives en Tungstène de grande taille ont été utilisées. Leur dynamique de chauffage et d'émission de courant en présence de plasma a été établie au chapitre 1 en fonction de la configuration des circuits électriques de chauffage et de polarisation.

L'étude du champs de vitesse nécessite la connaissance de la viscosité du fluide et de la fréquence de collision ions-neutres, qui dépendent fortement de la température ionique dans les plasmas. Le dispositif de LIF, mis en place par Guillaume Bousselein, a permis de mesurer T_i . Je me suis consacré au perfectionnement de ce dispositif et de son utilisation. En collaboration avec Vincent Dolique et Simon Vincent, j'ai réalisé une cartographie extensive de T_i pour la pression de neutres 1 mTorr et pour l'ensemble des valeurs accessibles de champ magnétique et de puissance. La température ionique augmente fortement avec le champ magnétique, de 0.12 eV à bas champ à 1.1 eV à haut champ. En collaboration avec l'université du Wisconsin Madison, nous avons mesuré T_i à l'aide d'un dispositif de Fabry-Pérot et étendu la plage des paramètres plasma accessibles à 950 G, 3 kW et 1 mTorr, conditions pour lesquelles nous avons mesuré T_i égale à 2.1 eV. Les valeurs des températures parallèles et perpendiculaires mesurées par LIF ont été comparées. $T_{i//}$ et $T_{i\perp}$ sont égales à bas champ, $T_{i//}$ devient supérieure $T_{i\perp}$ à partir d'un champ magnétique seuil, dont la valeur dépend de la puissance. Ce résultat est en contradiction avec les observations de [Scime et al.](#)

(1998, 2000), Kline *et al.* (2003) dans un plasma hélicon, qui ont observé des températures parallèles inférieures aux températures perpendiculaires. Il serait intéressant de confronter les modèles des causes d'apparition d'anisotropie à nos données expérimentales pour tenter d'expliquer cette différence de comportement.

L'étude du champ de vitesse moyen des ions du plasma a été menée à l'aide de profils radiaux de vitesse, mesurés par sondes de Mach, et de profils de densité et de potentiel plasma, mesurés par sondes de Langmuir et sondes émissives. Elle montre que les profils de vitesses mesurées par sonde de Mach peuvent être interprétés comme la somme des dérives électriques et diamagnétiques ioniques, divisée par un coefficient de friction issue des collisions entre les ions et les neutres. Nous avons mesuré ce coefficient en comparant les vitesses mesurées par sonde de Mach aux vitesses de dérives calculées grâce aux profils de densité et de potentiel mesurés. Le facteur d'amortissement obtenu lors de cette comparaison est en accord avec le coefficient d'amortissement théorique. Le champ de vitesse des ions est composé d'une cellule de rotation tournant dans un sens horaire au centre du plasma, entourée par une cellule de rotation tournant dans le sens trigonométrique aux grands rayons. La cellule de rotation au centre de la colonne disparaît à forts champs magnétiques à cause de la modification de la forme des profils des paramètres plasma. En introduisant une cathode émissive au centre de l'expérience, il est possible d'inverser le sens de la rotation de la partie centrale de la colonne de plasma. L'amplitude du courant émis par la cathode émissive contrôle l'amplitude de la vitesse de cette cellule de rotation. En introduisant deux cathodes décentrées et une anode au centre de la colonne de plasma, il est possible d'accentuer la rotation de la cellule centrale sans changer sa direction. L'amplitude du courant émis par les deux cathodes contrôle l'amplitude du profil de vitesse de la cellule de rotation interne du plasma et l'amplitude de la cellule de rotation externe reste inchangée. Nous avons confirmé ces mesures de vitesse par sonde de Mach grâce à des mesures de vitesse par LIF.

Ouvertures

1 Les grandeurs MHD de l'écoulement

Ce travail a permis de caractériser la colonne de plasma (extension radiale, densité, température électronique...), de cartographier l'évolution de la température ionique et de caractériser le champ de vitesse du plasma. Cet ensemble de données expérimentales permet de calculer les nombres adimensionnés de la MHD pour mieux comprendre quels sont les termes dominants dans les phénomènes de couplage entre le champ de vitesse et le champ magnétique. Nous rappelons ici les expressions de ces nombres, calculés pour un plasma d'argon :

— le nombre de Reynolds cinétique :

$$R_e = \frac{U L}{\nu_{visc}} = 39.34 \frac{n_{18} U_{km.s^{-1}} L_m}{T_{i,eV}^{(5/2)}}, \quad (16)$$

— le coefficient de friction sur les neutres :

$$\chi = \frac{L^2}{\tau_{in} \nu_{visc}} = 49.76 \frac{n_{18} n_{n,18} L^2}{T_{i,eV}^2} = 49.76 \frac{n_{18}^2 L^2}{f_{\%} T_{i,eV}^2}, \quad (17)$$

— le nombre de Reynolds magnétique :

$$R_m = \frac{\mu_0 U L}{\eta} = 1.0 T_{e,eV}^{(3/2)} U_{km.s^{-1}} L_m. \quad (18)$$

Les valeurs de ces paramètres adimensionnés atteintes dans notre expérience pour les différentes conditions expérimentales étudiées sont rapportées dans la table 4.

Les valeurs obtenues de R_e et χ indiquent que le terme de viscosité du plasma dû aux collisions ions-ions est négligeable devant les termes d'advection de la vitesse et de friction sur les neutres. Ces deux termes dominent la dynamique du plasma avec le terme de forçage en $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$. Le rapport de ces deux nombres adimensionnés ne semble par varier fortement ni

N ^o	B (G)	I_{em}	$v_{i,\theta}$ (m.s ⁻¹)	n_{n,18} (m ⁻³)	n₁₈ (m ⁻³)	f_%	T_e (eV)	T_i (eV)	R_e	χ	(R_e/χ)	R_m (10 ⁻²)	(R_m/R_e) (10 ⁻³)
1	42	–	100	26	0.8	3.1	5	0.12	32	180	0.18	5.6	1.8
2	60	–	200	26	1.2	4.6	4.5	0.12	95	270	0.35	9.6	1.0
3	120	–	150	32	4.0	12.5	4.5	0.20	66	398	0.17	7.2	1.1
4	168	–	150	26	4.0	15.4	5.5	0.29	26	154	0.17	9.7	3.7
3	120	6.0	350	32	6.0	18.8	4.7	0.30	84	265	0.32	17.8	2.1
3	120	12.0	400	32	8.0	25.0	5.0	0.35	98	260	0.38	25.2	2.6

TABLE 4 – Les grandeurs adimensionnées sont calculées en utilisant la taille caractéristique $L = 5$ cm, correspondant au rayon typique de la colonne de plasma.

avec le champ magnétique ni avec l'émission de courant par la cathode. Pour augmenter la vitesse du plasma à forçage égal, on cherchera à diminuer le coefficient de friction sur les neutres en diminuant la pression de neutres ou en augmentant la fraction d'ionisation par l'augmentation de la puissance injectée. La diminution de la pression et l'augmentation de la puissance devraient ainsi augmenter le rapport (R_e/χ) .

Les valeurs de R_m obtenues sont inférieures au but fixé qui est d'atteindre des régimes où $Rm \sim 1$. R_m ne changent pas drastiquement avec le champ magnétique et reste compris entre 0.05 à 0.10. En revanche, l'injection de courant par la cathode permet d'augmenter R_m jusqu'à 0.25 en augmentant la vitesse caractéristique du plasma en même temps que la température électronique. Le rapport (R_m/R_e) reste quasi-constant avec l'augmentation du champ magnétique et du courant émis par la cathode. Il est proche de 10^{-3} ce qui représente une augmentation de trois ordres de grandeur en comparaison des métaux liquides pour lesquels le rapport (R_m/R_e) est fixé à 10^{-6} . Une diminution de la pression de neutre et une augmentation de la puissance injectée devrait faire augmenter le rapport (R_m/R_e) en augmentant les températures électronique et ionique.

Enfin, la température électronique peut être augmentée en diminuant la pression de neutres comme on a pu le voir au chapitre 1. Une diminution de la pression de neutres permettrait également de diminuer la friction sur les neutres et d'augmenter U . Cela semble donc une direction intéressant à explorer pour augmenter à la fois le rapport (R_e/χ) et le rapport (R_m/R_e) .

L'analyse des nombres adimensionnés observés dans notre plasma permet de diriger les futures études vers des régimes de plus basses pressions de neutres, de plus fortes puissances et de plus forts forçages quel que soit le champ magnétique choisi, pour à la fois augmenter les rapports (R_e/χ) et (R_m/R_e) et favoriser le transport du moment cinétique et les phénomènes d'induction magnétique dans le plasma de l'expérience.

2 Mesure des fluctuations de la densité du plasma

Notre caractérisation expérimentale du plasma s'est jusqu'ici concentrée sur les valeurs moyennes des paramètres plasma. Nous nous sommes particulièrement concentrés sur des régimes où le champ magnétique est modéré et pour lesquels le plasma ne présente pas de fort taux de fluctuations. Lorsque le champ magnétique est augmenté au-delà de plusieurs centaines de Gauss, de fortes fluctuations de la densité et du potentiel plasma apparaissent. Ces fluctuations se produisent à des fréquences basses (de l'ordre du 10^3 Hertz) en comparaison des fréquences de résonances caractéristiques du plasma que sont les pulsations plasma (de l'ordre du 10^6 Hertz) et les fréquences cyclotroniques des ions (10^4 Hertz) et des électrons (10^9 Hertz). Ces fluctuations sont engendrées par l'augmentation des gradients radiaux et sont responsables de l'apparition de turbulence d'ondes dans les plasmas de bord des tokamaks. Ces phénomènes sont une source de perte de confinement dans les plasmas de fusion par le phénomène de transport anormal. Lorsque les fluctuations de potentiel engendrent un champ électrique toroïdal en phase avec les fluctuations de densité, les fluctuations du flux radial de charges, engendré par dérive électrique radial, possède une moyenne non nulle qui peut engendrer un transport radial des charges du plasma. Le travail que j'ai réalisé sur les fluctuations de la densité du plasma constitue un travail préparatoire à des mesures plus complètes. La mise en place du dispositif d'imagerie rapide a été présenté au chapitre 1. Cette section présente les premières analyses des signaux obtenus et les premiers résultats concernant l'interaction entre l'émission de courant par une cathode émissive et les fluctuations de la densité du plasma.

Les différents types d'ondes pouvant apparaître dans notre plasma

Trois types de fluctuations basses fréquences peuvent potentiellement apparaître au sein du plasma de notre expérience. Les fluctuations d'ondes de dérive, dues à l'effet couplé des fluctuations de densité et de potentiel, les instabilités de Rayleigh-Taylor ou instabilités centrifuges qui apparaissent lorsqu'un fluide de forte densité est poussé par la force centrifuge sur un fluide de densité plus faible et enfin les instabilités de Kelvin-Helmholtz apparaissant à l'interface entre deux fluides de vitesse différente. L'ensemble de ces instabilités est décrit de manière plus détaillée dans les manuscrits de thèse de [Oldenbürger \(2010\)](#), [Bousselin \(2013\)](#). La densité et le potentiel du plasma pourront alors être décrits comme la somme d'une valeur moyenne n_0 et Φ_0 et d'une partie fluctuante \tilde{n} et $\tilde{\Phi}$. Ces fluctuations basses fréquences sont toutes causées par des gradients ou des forces selon \mathbf{e}_r et constituent des fluctuations des

Paramètres	Ondes de dérive	Rayleigh-Taylor	Kelvin-Helmholtz
Vitesse	$\frac{V_{dia,e}}{1+k_{\perp}^2 \rho_s^2} \pm V_{E \times B}$	$V_{E \times B}$	$0,2 - 0,6 V_{E \times B}$
$\lambda_{\parallel}(m)$	$\approx L$	∞	∞
$max(\frac{e\phi(r)}{k_B T_e(r)})$	1	1	$\gg 1$
$max(\frac{e\phi(r)/k_B T_e(r)}{\tilde{n}(r)/n(r)})$	≤ 1	≥ 1	$\gg 1$
Variation radiale de phase	$\leq 45^\circ$	$\approx 90^\circ$	$90 - 180^\circ$

FIGURE 21 – Tableau récapitulatif des différents types de fluctuations pouvant apparaître dans l’expérience avec leurs principales caractéristiques, d’après [Bousselin \(2013\)](#).

paramètres dans les directions \mathbf{e}_θ et \mathbf{e}_z . On définira donc les nombres d’ondes selon \mathbf{e}_θ et \mathbf{e}_z :

$$k_\theta = \frac{2\pi}{\lambda_\theta} = \frac{m}{r} \quad \text{et} \quad k_z = \frac{2\pi}{\lambda_z}$$

avec m le nombre de période sur le cercle de rayon r . La table récapitulative, tirée du manuscrit de thèse de [Bousselin \(2013\)](#) présente les caractéristiques de longueur d’onde axiale, de vitesse de phase et de déphasage entre les fluctuations de densité et de potentiel permettant d’identifier ces différents types d’ondes.

Mesure des fluctuations de densité du plasma

Pour mesurer les fluctuations de la densité du plasma, nous filmons la lumière émise par le plasma à la longueur d’onde 750 nm avec une fréquence d’acquisition de 200 kHz (voir chapitre 1). Les fluctuations de la lumière émise par le plasma à cette longueur d’onde sont proportionnelles aux fluctuations de densité $\tilde{I} \propto \tilde{n}$ ([Oldenbürger et al., 2010](#)). L’image moyenne de l’ensemble de la séquence est retirée aux images instantanées pour produire la séquence d’images des fluctuations de la densité. La figure 22 présente une image brute mesurée a), la moyenne temporelle calculée sur la séquence de 8000 images à laquelle la première image appartient b) et la différence de ces deux images faisant apparaître les fluctuations c), pour les conditions expérimentales 420 G, 1 kW et 1 mTorr. L’image des fluctuations fait clairement apparaître un mode toroïdal $m = 2$. L’intensité des fluctuations de la lumière représentent ici 50% de l’amplitude totale de l’image moyennée.

Le centre du plasma est pris au centre de l’image et une couronne de pixels est extraite au rayon r pour l’ensemble de la séquence d’images des fluctuations. Ces lignes de pixels sont tracées en fonction du temps pour former le diagramme spatio-temporel au rayon r représenté à la figure 23 pour les conditions expérimentales 420 G, 1 kW et 1 mTorr.

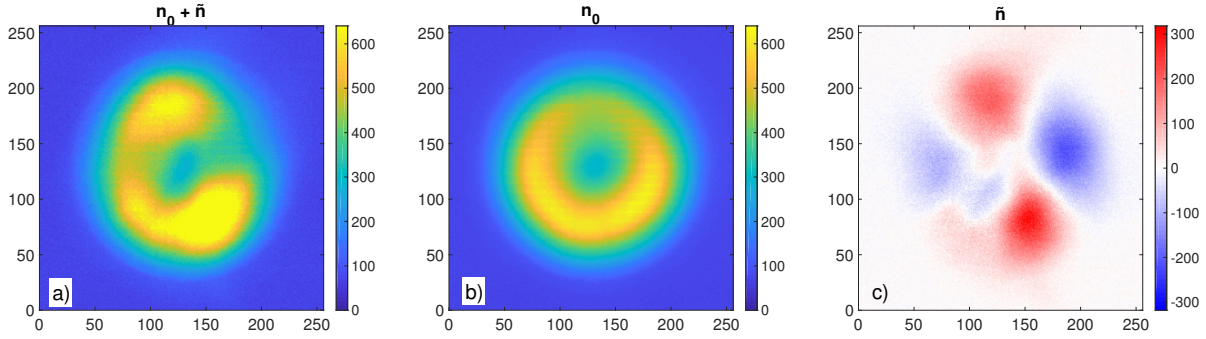


FIGURE 22 – a) Image instantanée mesurée, b) image moyenne calculée sur l’ensemble de la séquence de 8000 images et c) image des fluctuations de la densité du plasma calculée par la différence entre l’image brute et l’image moyenne.

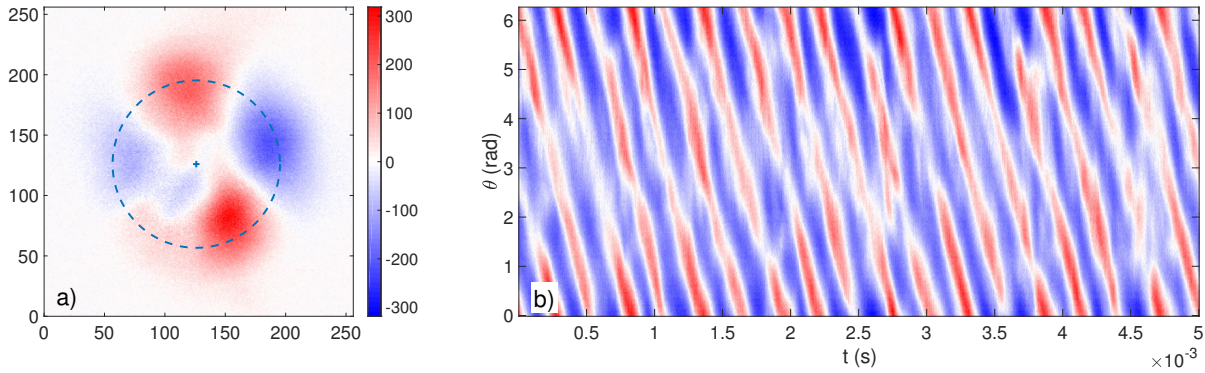


FIGURE 23 – a) Image instantanée des fluctuations de la densité du plasma avec la couronne à 3 cm du centre du plasma représentée. b) Diagramme spatio-temporel calculé pour les 1000 premières images de la séquence, à 3 cm du centre du plasma.

Ce diagramme spatio-temporel est ensuite analysé à l’aide d’une transformée de Fourier à deux dimensions (TF-2D) pour obtenir sa décomposition en modes de Fourier spatiaux : le mode m , et temporels : la fréquence f . La transformée de Fourier permet à partir du signal $\tilde{I}(\theta, t)$ d’obtenir le signal $\tilde{I}_{FT}(m, f)$:

$$\tilde{I}_{FT}(m, f) = \iint \tilde{I}(\theta, t) e^{-i(m\theta + 2\pi ft)} d\theta dt \quad (19)$$

Le spectre obtenu est présenté à la figure 24, l’amplitude du signal est représentée dans l’espace des fréquences temporelles et des modes spatiaux. Comme on avait pu le voir sur la figure 22 c), le mode spatial dominant est bien un mode $m = 2$, la fréquence dominante qui lui est associée est 3550 Hz.

Cette méthode d’analyse contraint très fortement la forme des modes qu’il est possible d’observer. D’autres méthodes d’analyse comme la VMD-2D (*Virtual Mode Decomposition*,

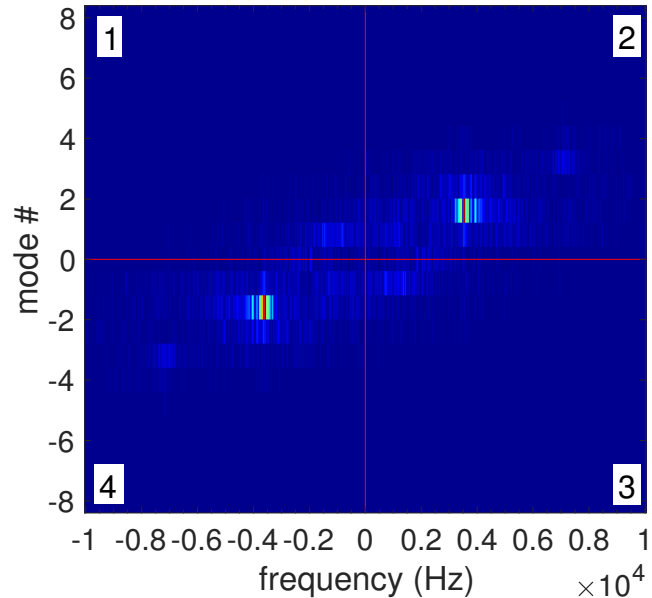


FIGURE 24 – Spectre 2D du diagramme spatio-temporel présenté à la figure 23 b).

Chatterjee (2000)) ou la POD (*Proper Orthogonal Decomposition*, Zosso *et al.* (2017)) ne contraignent pas la géométrie des fluctuations et ont été utilisées par Elisa Di Girogio et Simon Vincent avec des résultats très similaires.

Reconstruction des modes de fluctuation de la densité du plasma

Afin de mesurer les composantes des signaux de fluctuation dans l'ensemble de la colonne de plasma, une transformée de Fourier 1D est calculée pour 200 rayons sur chaque image de la séquence. Chaque composante spatiale est isolée et peut être utilisée pour reconstruire l'évolution temporelle de chacun des modes en fonction de la distance au centre de l'expérience et du temps. Pour un pas de temps donné, il est possible de reconstruire chacun des modes dans l'ensemble de la colonne de plasma. La figure 25 présente cette décomposition effectuée sur le signal présenté figure 23 c). L'image mesurée des fluctuations est présentée avec les quatre premiers modes $m = 1, 2, 3$ et 4 et l'image reconstituée correspondant à la somme de ces quatre premiers modes, alors même que seuls quatre modes ont été considérés. Comme on pouvait s'y attendre, le mode $m = 2$ est largement dominant sur cette image. Cette représentation peut être utilisée pour constituer un film de l'évolution de chacun des modes au cours du temps. L'inconvénient de cette méthode de transformée de Fourier 1D est qu'elle ne permet pas de connaître le sens ou la fréquence de rotation et une analyse supplémentaire est nécessaire pour obtenir cette information.

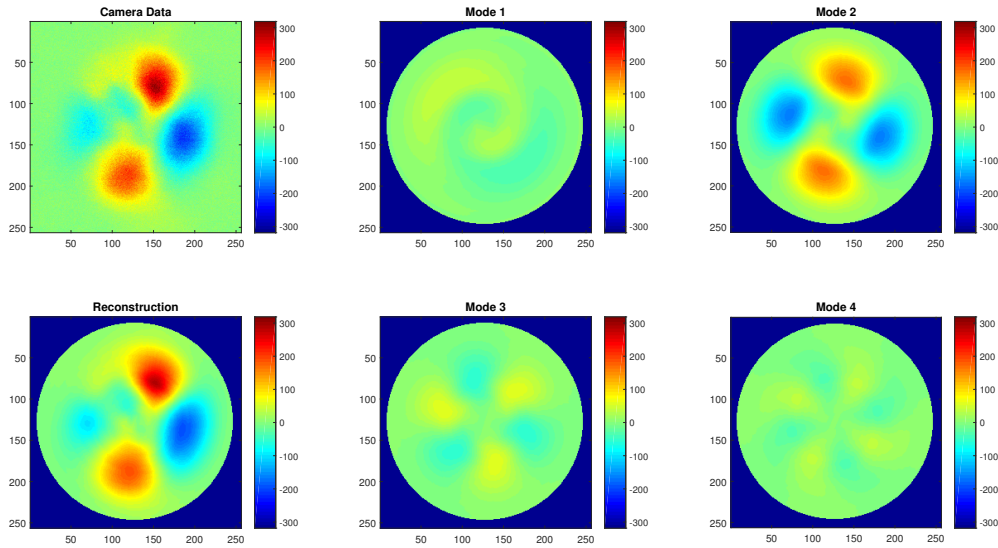


FIGURE 25 – Décomposition de l’image présentée à la figure 22 c) par transformée de Fourier 1D, sur 200 rayons, seulement les quatre premiers modes sont ici représentés, ainsi que leur somme qui permet bien de reproduire l’image mesurée.

Évolutions des fluctuations avec le champ magnétique

Le spectre présenté à la figure 24 permet d’extraire l’évolution des fréquences spatiales et temporelles de fluctuation de la densité du plasma en fonction du champ magnétique. Ce spectre est calculé pour un même rayon et pour un ensemble de valeurs de champ magnétique. Chaque spectre 2D est ensuite sommé soit sur les modes spatiaux (on utilisera alors les quarts d’espaces 3 et 4 de la figure 24) pour obtenir l’évolution des fréquences temporelles avec le champ magnétique, soit sur les fréquences temporelles (on utilisera alors les quarts d’espaces 1 et 4 de la figure 24) pour obtenir l’évolution des modes spatiaux avec le champ magnétique. En utilisant cette méthode, le mode 2 repéré jusqu’ici est associé au mode spatial $m = -2$ et à la fréquence temporelle $f = -3550$ Hz. Les modes négatifs et les fréquences négatives sont ici associés aux fluctuations se propageant dans la direction de la dérive électrique et de la dérive diamagnétique ionique. Les évolutions de m et de f en fonction du champ magnétique sont représentées aux figures 26 a) et b). Afin de mieux visualiser ces évolutions, les amplitudes des modes sont tracées normalisées à leur maximum pour chaque valeur de champ magnétique.

Les fréquences typiques des fluctuations, présentées à la figure 26 a) ne varient quasiment pas avec l’augmentation du champ magnétique. Elles se situent entre 1 et 5 kHz. Ces fréquences sont principalement négatives entre 0 et 600 G. La direction de propagation

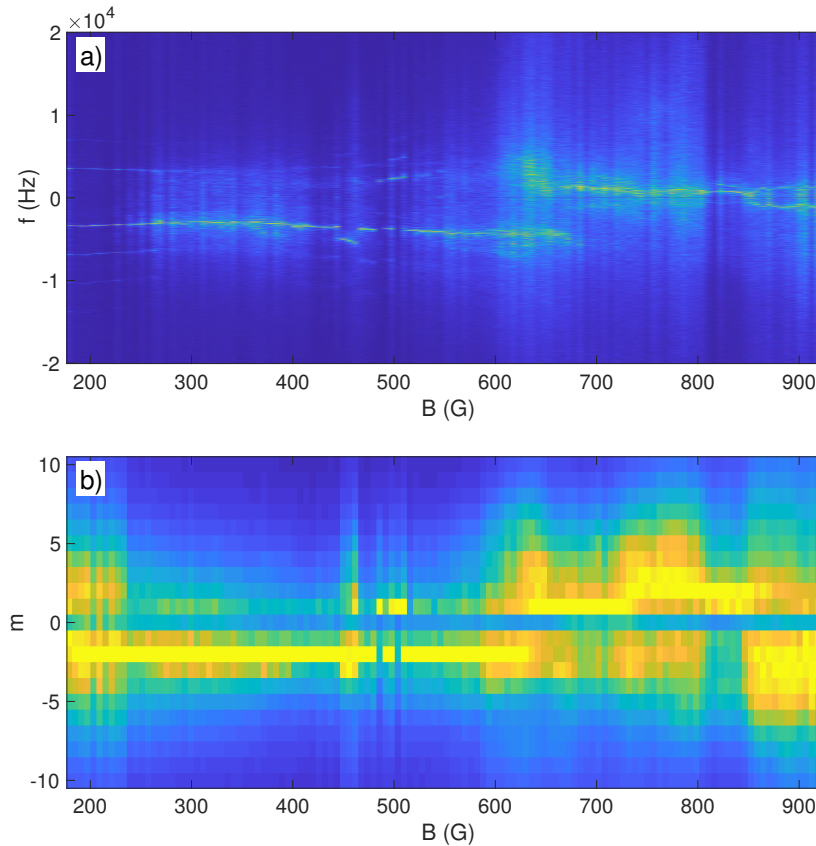


FIGURE 26 – Évolution des fréquences temporelles a) et des modes spatiaux b) en fonction du champ magnétique.

s'inverse au-delà de 600 G. Le même phénomène est observable sur le tracé de l'évolution des modes à la figure 26 b), où le signe prédominant des modes change au-delà de 600 G. Le mode dominant entre 150 et 600 G est le mode $m = -2$. Au-delà de 600 G, l'amplitude des fluctuations de la densité du plasma se répartit sur un plus grand nombre de modes, avec l'apparition des modes $m = +2, +3, +4, -3, -4$ et -5 qui sont parfois plusieurs à se répartir équitablement l'amplitude des fluctuations à un champ donné. Cette dispersion de l'amplitude des fluctuations vers un plus grand nombre de modes et vers des modes d'ordre plus élevé semble correspondre à la route vers la turbulence décrite par [Klinger *et al.* \(1997\)](#), même si plus de mesures et d'analyses sont nécessaires pour le confirmer.

Interactions entre les fluctuations et l'émission de courant

Les cathodes émissives modifient fortement l'équilibre radial des paramètres du plasma. Elles modifient à la fois le gradient de pression, à l'origine de l'apparition des ondes de dérive, et les gradients de vitesse, pouvant entraîner l'apparition d'instabilités de Rayleigh-Taylor et

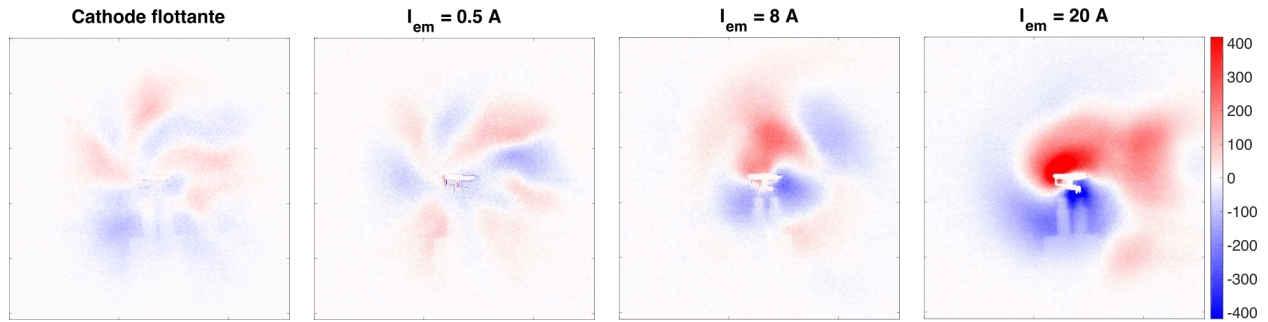


FIGURE 27 – Évolution des fluctuations typiques en fonction du courant émis par une cathode au centre de la colonne de plasma pour les conditions expérimentales 504 G, 1 kW et 1 mTorr.

de Kelvin-Helmholtz, mitiger les ondes de dérive et contrôler la vitesse de phase de chacune de ces instabilités. Nous avons exploré deux configurations : une cathode émissive au centre du plasma et deux cathodes émissives décentrées avec une anode au centre du plasma et observer l'effet de l'émission de courant sur les fluctuations de la densité du plasma.

Une cathode au centre du plasma

La figure 29 présente l'évolution des fluctuations typiques avec le courant émis par la cathode au centre de la colonne de plasma dans les conditions expérimentales, 504 G - 1 kW - 1 mTorr. La cathode est dans un premier temps laissée flottante, avant d'être polarisée pour émettre 0.5, 8 puis 20 A. L'amplitude des fluctuations augmente avec le courant émis par la cathode, le maximum des fluctuations est multiplié par 4 entre le cas où la cathode est flottante et le cas où elle émet un courant de 20 A. La stabilité des modes est également affectée par l'émission de courant ; le mode prédominant lorsque la cathode est flottante est un mode $m = -5$ alors que c'est un mode $m = -1$ lorsque la cathode émet 20 A. Enfin, la fréquence dominante mesurée par FFT-2D à 3 cm du centre de l'expérience augmente linéairement avec la polarisation du filament de la cathode et le courant émis. Elle passe de 5 kHz à 9 kHz pour une augmentation de la valeur de courant émis de 8 A à 18 A (voir figure 28)². L'émission de courant au centre de la colonne de plasma stabilise donc le mode $m = -1$ et augmente son amplitude ainsi que la fréquence qui lui est associée.

2. Le mode $m = -1$ est largement dominant dans la colonne pour ces conditions expérimentales et ces courants émis et c'est la fréquence dominante pour ce mode qui est ici représentée.

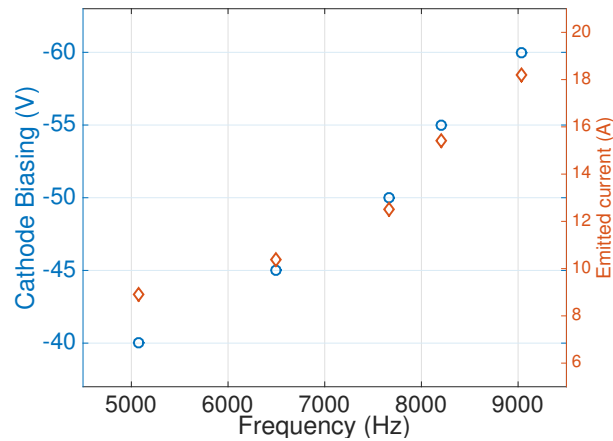


FIGURE 28 – Évolution de la fréquence de rotation dominante à 3 cm du centre de la colonne de plasma en fonction du courant émis par la cathode, pour des courant émis compris entre 8 et 18 A, et pour les conditions expérimentales 504 G, 1 kW et 1 mTorr.

Deux cathodes décentrées

Lorsque deux cathodes décentrées sont insérées dans l’enceinte, positionnées à 3 cm du centre de la colonne de plasma, et avec une anode au centre de la colonne, l’évolution des fluctuations avec le courant émis est différente. Les mesures sont ici réalisées pour les conditions expérimentales 324 G, 1 kW et 1 mTorr. Dans un premier temps, l’amplitude des fluctuations à $r = 3$ cm, proche de la position des cathodes, augmente de 40% entre le cas où les cathodes sont flottantes et le cas où les cathodes émettent 1 A (0.5 A par cathode). Lorsque le courant émis est égale à 3 A, deux dynamiques distinctes des fluctuations pour les rayons $r < 3$ cm et $r > 3$ cm. Enfin, lorsque les cathodes émettent 6 A (3 A par cathode), il ne semble plus exister de mode bien défini dans le plasma et l’amplitude des fluctuations est réduite de 40% par rapport au cas où les cathodes sont flottantes. Au-delà d’un certain seuil, l’émission de courant par deux cathodes décentrées empêche donc l’émergence d’un mode défini dans la colonne de plasma et diminue l’amplitude des fluctuations de la densité du plasma.

Conclusion et futures études

Les méthodes d’analyse des images obtenues par caméra rapide présentées permettent de décomposer les différents modes de fluctuations de la densité du plasma en modes de Fourier et de suivre l’évolution temporelle de ces modes dans l’ensemble du plan (r, θ) . Nous avons vu que l’amplitude des fluctuations se répartit sur un plus grand nombre de modes à haut champ qu’à bas champ. Il manque à nos résultats une identification claire du type d’instabilités qui

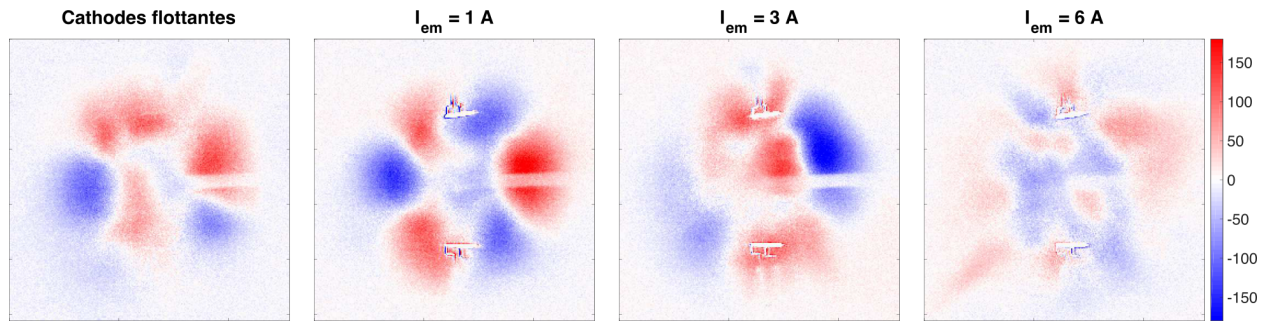


FIGURE 29 – Évolution des fluctuations typiques en fonction du courant émis par deux cathodes à 3 cm du centre et une anode au centre de la colonne de plasma, pour les conditions expérimentales 324 G, 1 kW et 1 mTorr.

génère les fluctuations que nous observons. Cela peut être obtenue en couplant l'analyse des fréquences de rotation présentée ici avec des mesures du profil de densité et de potentiel plasma et en mesurant le déphasage des fluctuations de densité et de potentiel plasma. Ce genre d'études peuvent être menées avec une sonde 5-pointes ([Theiler *et al.*, 2011](#)), sonde qui a été développée par Guillaume Boussein et qui a été utilisée récemment pour faire des premières mesures test par Frederick Caetano. Enfin, il serait intéressant d'utiliser les mesures de transport qui peuvent être réalisées avec la sonde 5-pointes pour quantifier l'impact sur le transport anormal de la modification des fluctuations par l'émission de courant par les cathodes émissives. De nouvelles avancées sur ces projets sont à venir à partir de l'automne 2018, avec le travail de Simon Vincent qui commence sa thèse au laboratoire.

Annexe A

Fort taux d'ionisation dans un plasma basse température et à confinement multipolaire

High ionisation fraction plasmas in a low temperature, multidipole cusp plasma ([Désangles et al., 2018](#))

Une partie de ma thèse a été consacré à l'analyse de données de spectrométrie d'émission optique (OES pour *Optical Emission Spectrometry*) obtenues lors de mon stage de Master 2 dans le laboratoire de Cary Forest à l'Université du Wisconsin Madison. Le but de cette étude est de mesurer le profil radial de densité de la population d'atomes d'hélium neutres dans un plasma d'hélium sur l'expérience BRB. Nous avons démontré l'efficacité de l'analyse de l'amplitude des raies d'émission de l'hélium neutre, couplée à un modèle de diffusion de ces particules au sein du plasma, pour mesurer le profil de densité des particules d'hélium neutres et leur taux de dépeuplement au centre de l'expérience. Cette étude a été réalisée en étroite collaboration avec Jason Milhone et Mark Nornberg de UW Madison. Elle n'a pas été présentée dans le corps du manuscrit pour en préserver la cohérence. Ce travail a donné lieu à une publication scientifique reproduite ci-dessous.

Résumé de l'article

Nous étudions l'épuisement de la population d'atomes d'hélium neutres dans un plasma sphérique non-magnétisé, soutenu par une décharge continue et confiné par un champ multipolaire. La connaissance du profil de densité de neutres est cruciale pour prédire le champ de vitesse d'équilibre dans ce type de plasma. Un modèle de l'émissivité des atomes neutres due à leur excitation par collisions électroniques a été dérivé puis utilisé pour ajuster les mesures de radiance de plusieurs raies d'émission du spectre de l'hélium neutre. Ce modèle nous a permis de déduire le profil radial de densité d'atomes neutres dans des plasmas de températures et de densités différentes. Nous avons observé différents niveaux d'épuisement de la population d'hélium neutres allant de niveaux négligeables jusqu'à des épuisements très importants ($\sim 80\%$). Ces phénomènes dépendent de la puissance et du flux de neutres injectés dans le plasma. Le taux d'ionisation au centre du plasma varie de 30 à 80%. La forme des profils de densité des atomes neutres induite par les mesures de radiance peut être reproduite grâce à un modèle de diffusion simple. Grâce à ces mesures, nous avons introduit dans les simulations numériques de l'entraînement en rotation du plasma une force de friction réaliste, qui rend compte des collisions d'échanges de charges entre les ions et les neutres. Ces simulations ont produit des résultats plus proches des mesures de sonde de Mach que les simulations sans force de friction. Ce travail montre qu'il est important d'inclure un profil de densité d'atomes d'hélium neutres réaliste pour prédire la géométrie de l'écoulement du plasma et sa stabilité magnétohydrodynamique (MHD).

High ionisation fraction plasmas in a low temperature, multidipole cusp plasma

V. Désangles^{1,†}, J. Milhone², C. Cooper², D. B. Weisberg², M. D. Nornberg²
and C. B. Forest²

¹Univ Lyon, Ens de Lyon, Univ Claude Bernard Lyon 1, CNRS, Laboratoire de Physique,
F-69342 Lyon, France

²Department of Physics, University of Wisconsin, Madison, WI 53706, USA

(Received 14 February 2018; revised 20 May 2018; accepted 21 May 2018)

The depletion of neutral helium atoms has been studied in an unmagnetised spherical plasma created by DC discharge in a multidipole confinement field. Knowing the neutral density profile is critical to predicting the equilibrium flow of such plasmas. A model of the emissivity due to electron-impact excitation of neutral atoms in the plasma has been derived and used to fit radiance measurements of several neutral transitions to extract the radial profile of neutral density for plasmas of varying temperature and density. We report a depletion of the core neutral density varying between negligible levels to 80 % of the edge neutral density depending on the input power and fuelling. The corresponding ionisation fraction varies between 30–80 % in the plasma core. A simple neutral diffusion model is sufficient to describe the shape of neutral density profile implied by the radiance measurements. We have used the measurements to include a drag force due to neutral charge-exchange collisions in simulations of driven plasma flow. The simulation predicts a better fit to Mach probe flow measurements when this neutral drag is accounted for. This work shows that accounting for a realistic neutral profile is important to predict the plasma flow geometry and its magnetohydrodynamics (MHD) stability.

Key words: plasma diagnostics, plasma dynamics, plasma flows

1. Introduction

A frontier goal of laboratory plasma astrophysics is to create the conditions necessary to study the fundamental flow-driven instabilities that give rise to astrophysical dynamos and accretion disk turbulence (Plihon, Boussetin & Palermo 2014; Forest *et al.* 2015; Gilmore *et al.* 2015; Scime *et al.* 2015; Gekelman *et al.* 2016). Generating these instabilities in a laboratory plasma requires sufficient input power and confinement that the resulting plasmas are sufficiently hot to be highly conducting and sufficiently ionised to reduce the role of neutrals in the plasma dynamics (Holland *et al.* 2006; Collins *et al.* 2012). These conditions are realised in a large, spherical ring-cusp device referred to as the Big Red Ball (BRB) (Cooper *et al.* 2014, 2016; Weisberg *et al.* 2017), part of the Wisconsin Plasma Physics

† Email address for correspondence: victor.desangles@ens-lyon.fr

Laboratory (WiPPL). This facility has recently demonstrated the ability to produce Helium plasmas with strong neutral depletion in the core.

The depletion of neutrals has been observed in a DC discharge in 1954 by Allen and Thonemann (Allen & Thonemann 1954). Many theoretical developments have studied this phenomenon (Fruchtman *et al.* 2008). However, it has only been measured in inductive discharges. Different techniques such as TALIF (Aanesland *et al.* 2007), pressure gages (Gilland, Breun & Hershkowitz 1999) and optical emission spectrometry (OES) (Keesee & Scime 2006; Boffard *et al.* 2009) have been used. This study describes the measurement of neutral helium depletion in DC plasmas using OES. The main diagnostic is a compact, broad-wavelength spectrometer made by OceanOptics. The neutral profiles determined through OES are used in MHD flow simulations to quantify the role of the neutral charge exchange drag forces on the equilibrium ion flow. The obtained velocity profiles are compared with Mach probe measurements.

2. Experimental apparatus

The vacuum vessel is a three metre diameter sphere with 36 axisymmetric rings of permanent magnets forming a multi-dipole ring-cusp for plasma confinement. The magnetic field drops off within 20 cm from the wall resulting in a large unmagnetised bulk (Cooper *et al.* 2014). The plasma is produced by an array of 10 lanthanum-hexaboride emissive cathodes inserted into the plasma.

This facility now hosts several plasma experiments which mimic astrophysical phenomena. Two primary goals are to observe the onset of a dynamo effect by an appropriately driven ion flow as well as to study collisionless reconnection. In BRB, the typical achieved velocity is a few kilometres per second. Charge-exchange collisions between ions and neutrals in these plasmas have a non-negligible effect on the flow (Collins *et al.* 2012). Typically, the ion temperature is higher than the neutral gas temperature so after a charge-exchange collision the resulting neutral can leave the plasma at the ion thermal speed, typically within 100 μ s. Although the ion confinement time is approximately 1 ms (Cooper *et al.* 2014, 2016), the momentum exchange with the neutral gas effectively couples the plasma momentum to the stationary wall (Amnon Fruchtman 2008). The high speeds and shear flow required for creating a dynamo can only be achieved by reducing this neutral drag on the ions.

Each of the ten hot cathodes is powered by a 36 kW power supply. The vessel is equipped with an array of 16 grounded molybdenum anodes fixed in the bulk plasma. The cathodes can be retracted into the cusp in order to apply a torque to the plasma during the discharge (Collins *et al.* 2012; Weisberg *et al.* 2017). Gas is injected into the vessel with a piezo-electric puff valve located at the wall of the chamber. The plasma flow is diagnosed by a set of ten Mach probes each equipped with a Langmuir tip to measure the electron temperature. A millimetre-wave interferometer measures the electron density and a Fabry–Pérot interferometer measures the ion temperature. The edge neutral density is measured by two cold cathode gages and a gas residual analyser. A set of two OceanOptics spectrometers are used to analyse the light emitted by the plasma. The spectrometers' wavelength ranges are 177 to 889 nm and 381 to 512 nm. In this work, we specifically used the smaller range USB4000 spectrometer which provides a measurement of the visible He I emission from $n = 3 \rightarrow 2$ and $n = 4 \rightarrow 2$ transitions with a typical integration time of 100 ms. A collimator collects the light emitted by the plasma along various chords through the plasma (figure 1). The

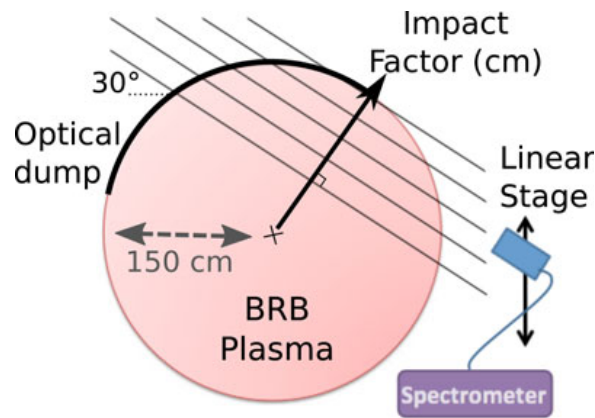


FIGURE 1. Schematic of the 1.50 m radius BRB vessel with the spectrometer radiance measurement geometry.

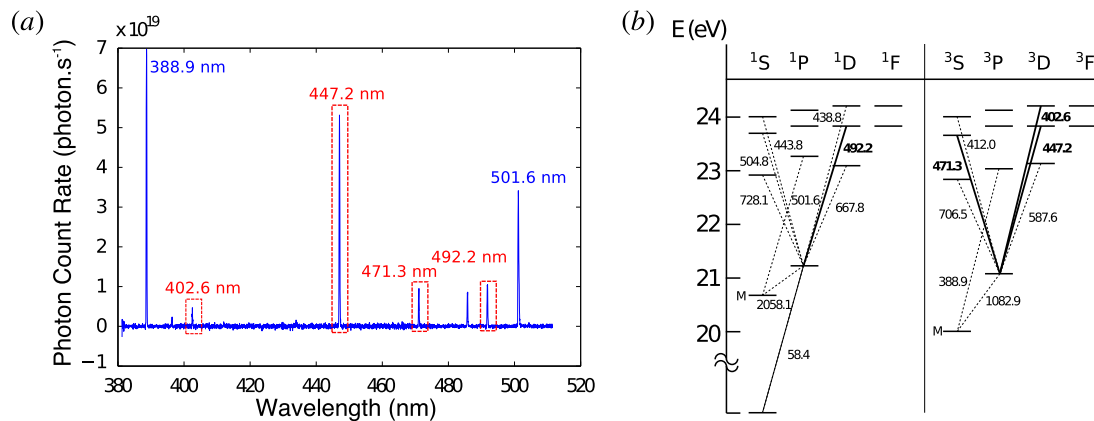


FIGURE 2. (a) Example measurement of the He I emission spectrum. A radiance calibration is performed to determine the photon flux per spectrometer count rate using a tungsten strip lamp and integrating sphere. (b) Grotrian diagram of neutral helium with the transitions of interest highlighted.

optical window allows to collect light on chords ranging from 80 cm to 145 cm from the experiment centre. Radiance measurements at various tangency radii are used to infer the emissivity profile for line emission (§ 3). The opposite vessel wall which is in the line of sight of the collimator is equipped with a black optical dump to avoid reflection problems (figure 1).

Our analysis focuses on the neutral lines 402.6, 447.2, 471.3 and 492.2 nm which are well resolved by the second spectrometer as seen in figure 2(a) and represented on the Grotrian diagram in figure 2(b).

3. Modelling the neutral depletion

3.1. Neutral transport model

The two largest sources of neutrals are gas injection and wall recombination. Relevant processes that act as source and sink terms in the neutral particle continuity equation are direct ionisation by electron-impact collisions, charge-exchange recombination with plasma ions and recombination with free electrons. Neutrals generated by

charge-exchange recombination have a long mean free path and are directly lost to the wall.

We assume that the trajectory of neutral particles emanating from the wall are quickly randomised by hard-sphere ion–neutral collisions. Considering the ion–neutral collision frequency (Lieberman & Lichtenberg 2005), effects from both ballistic motion and diffusion are likely important, but we justify this simple diffusion model *a posteriori* by how well the model fits the measurements (figure 4). Given the source and sink terms discussed above, the neutral continuity equation is

$$\frac{\partial N_n}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma} = S_{\text{recomb}} - S_{\text{ion}} - S_{\text{CX}}, \quad (3.1)$$

$$\mathbf{\Gamma} = -D_n \nabla N_n(r), \quad (3.2)$$

$$D_n = \frac{V_{th,n}^2}{N_i \sigma_{HS} V_{th,i}}, \quad (3.3)$$

with D_n the diffusion coefficient of neutrals, σ_{HS} the cross-section for hard-sphere collisions, $V_{th,x}$ the thermal velocity of the species x , S_{recomb} the recombination rate per unit of volume, S_{ion} the ionisation rate per unit of volume and S_{CX} is the rate background neutrals are lost to charge-exchange recombination with the ions. These rates can be estimated for typical plasma conditions (Janev *et al.* 1987; Sakabe & Izawa 1991; Huba 2013) as

$$S_{\text{recomb}} \approx 10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \quad (3.4)$$

$$S_{\text{ion}} \approx 10^{15} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \quad (3.5)$$

$$S_{\text{exc}} \approx 10^{15} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}. \quad (3.6)$$

These estimates allow us to neglect any volumetric source due to recombination. Note that the charge-exchange collision rate is high and shows the importance of the neutral drag in momentum loss. The ionisation and charge-exchange rates can be written as

$$S_{\text{ion}} + S_{\text{CX}} = \langle \sigma v \rangle_{\text{ion}} N_e N_n + \langle \sigma v \rangle_{\text{CX}} N_i N_n \approx (\langle \sigma v \rangle_{\text{ion}} + \langle \sigma v \rangle_{\text{CX}}) N_e N_n, \quad (3.7)$$

where we have assumed quasi-neutrality in a single-ion species plasma. Assuming spherical symmetry, the neutrals follow a radial diffusion equation given by:

$$r^2 \left(\frac{\partial^2 N_n}{\partial r^2} - \frac{1}{d^2} N_n \right) + 2r \frac{\partial N_n}{\partial r} = 0, \quad (3.8)$$

with d the depletion length (Cook *et al.* 1984; Yun, Taylor & Tynan 2000; Benilov 2005, 1999),

$$d = \sqrt{\frac{D_n}{(\langle \sigma v \rangle_{\text{ion}} + \langle \sigma v \rangle_{\text{CX}}) N_e}}. \quad (3.9)$$

Assuming d to be constant in the plasma bulk and the density gradient to be zero in the centre, we have:

$$N_n(r) = N_n(R_{\text{edge}}) \times \frac{R_{\text{edge}}}{r} \frac{\sinh\left(\frac{r}{d}\right)}{\sinh\left(\frac{R_{\text{edge}}}{d}\right)}. \quad (3.10)$$

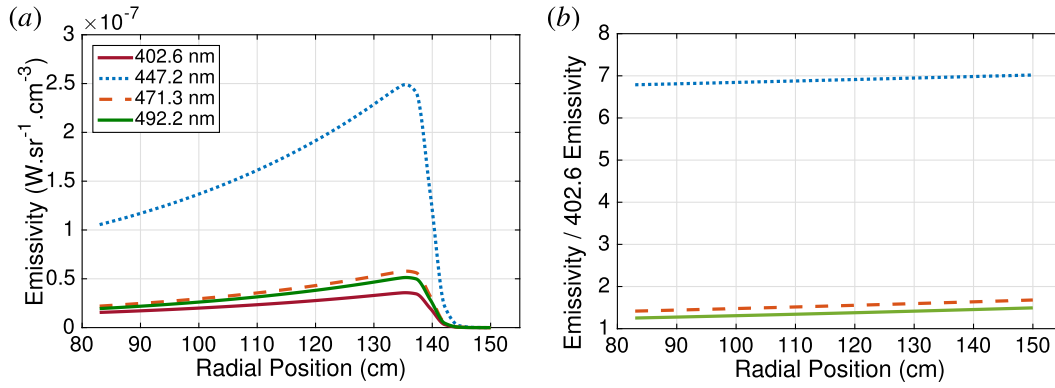


FIGURE 3. (a) Emissivity profiles of each measured line. (b) The emissivity of the lines 447.2, 471.3 and 492.2 is plotted divided by the emissivity of the line 402.6 nm for a 7 eV plasma with a density of $7 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ (see run 3 in table 1).

3.2. Neutral particle local emissivity model

The emissivity of a spectral line, defined as the energy emitted by the decay from an excited state i to a lower state j per unit of volume, per steradian and per second is given by the relation:

$$\epsilon_{ij} = \frac{h\nu_{ij}}{4\pi} N_i A_{ij}, \quad (3.11)$$

where h is Plank's constant, ν_{ij} is the frequency of the emitted light, N_i is the density of the upper state and A_{ij} is the Einstein coefficient. Several studies have used a collisional radiative model to measure the electron temperature and electron density of helium plasmas (MacWhirter 1965; Sasaki *et al.* 1995; Boivin *et al.* 2007; Muñoz Burgos *et al.* 2012). Commonly used lines include 471.3, 492.2, 504.8, 667.8, 706.5 and 728.1 nm. Their ratio can be written as a function of T_e and N_e . Thanks to unmagnetisation, the electron transport is very efficient in the BRB plasma bulk. N_e and T_e are constant up to plasma edge where they decrease sharply. Examples of parameters profiles can be seen on Cooper *et al.* (2016) and Weisberg *et al.* (2017). As a result, the He line emissivity ratios

$$\frac{\epsilon_{ij}}{\epsilon_{i'j'}} = \frac{\nu_{ij} N_i A_{ij}}{\nu_{i'j'} N_{i'} A_{i'j'}} = f(T_e, N_e) \quad (3.12)$$

should also be constant. This assumption is verified by measurements shown in figure 3.

Collisional radiative models are used to predict the quasi-steady state populations of the excited states N_i based on lower state densities N_k (which include the ground state and metastable states) and plasmas properties such as n_e and T_e . The total number density of neutral atoms (N_n) at a particular location is the sum of the populations of all of the atomic states, but due to the assumption of coronal equilibration this sum is dominated by the sum of the lower states. Therefore, $N_i \propto \sum_k N_k \approx N_n$. Equation (3.11) can be rewritten as:

$$\epsilon_{ij} \propto \frac{h\nu_{ij} A_{ij}}{4\pi} N_n. \quad (3.13)$$

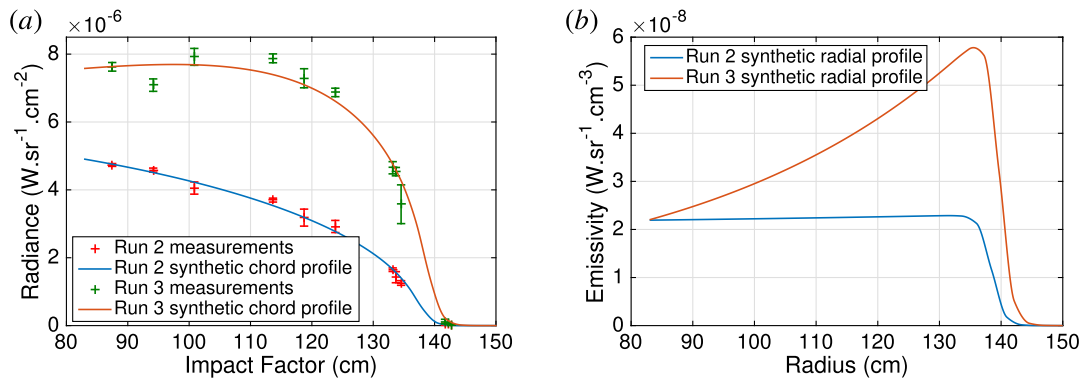


FIGURE 4. (a) Measurements of the radiance (cross) and fitting routine results in function of the impact factor. (b) Emissivity radial profile corresponding to the inversion of the computed radiant energy profile. Both are for the neutral helium line 471.3 nm, for run 2 and run 3.

Combining equations (3.10) and (3.13), the emissivity in the bulk can be expressed as:

$$\epsilon_{ij}(r) \propto \frac{h\nu_{ij} A_{ij}}{4\pi} N_n(R_{\text{edge}}) \times \frac{R_{\text{edge}}}{r} \frac{\sinh\left(\frac{r}{d}\right)}{\sinh\left(\frac{R_{\text{edge}}}{d}\right)}. \quad (3.14)$$

The radiant flux from the plasma is collected by a collimating lens which fills a fibre that couples to the spectrometer. Some of the light may be reabsorbed by the plasma due to resonant excitation of the lower states of the observed transitions resulting in a certain amount of dimming of the emission lines. The effect of this reabsorption on the measured radiance is quantified by the optical depth of the plasma τ_{ij} where the measured radiant flux Φ^{meas} is reduced such that $\Phi^{\text{meas}} = \Phi^{\text{emitted}} \exp(-\tau_{ij})$. The optical depth and escape factor can be computed for each transition (MacWhirter 1965; Boivin, Kline & Scime 2001) and the plasma characteristics.

The obtained mean optical depth is of the order of 10^{-7} for all observed emission lines and all the light emitted by the plasma comes out of the experiment without being reabsorbed. We will then treat the plasma as optically thin. Measuring the radiance as a function of the impact factor (distance from the line of sight to the centre) we can determine the local emissivity of the plasma by comparing the set of radiance measurements to an Abel transform of our model emission profile as described § 4.1.

4. Measurement of the neutral's depletion

Sections 4.1–4.3 present the results of five OES measurements, the computation of the neutral drag and its effect on the flow in BRB. The plasma parameters corresponding to all these five runs are available in table 1.

4.1. Measurement of the emissivity profiles from the radiant energy

Radiance profiles are measured as a function of the impact parameter by scanning the spectrometer's collimator on the linear stage. The radiance is a line integrated

Run no.	T_e (eV)	T_i (eV)	P_{in} (kW)	P_{rad} (kW)	$N_{e,17}$ (m^{-3})	$N_{n,18}$ (m^{-3})	Re (edge)	χ (edge)	Measured d (m)	Computed d (m)
1	8.4	0.8	140	29	4.3	1.0	107	50	2.01 ± 0.41	1.50
2	8.8	0.7	165	28	4.5	0.9	156	62	1.83 ± 0.23	1.31
3	7.3	1.4	272	65	7.0	0.8	43	21	0.38 ± 0.02	0.55
4	9.6	1.1	171	48	7.4	0.9	83	41	0.41 ± 0.04	0.54
5	7.5	0.8	120	49	6.9	1.0	171	81	0.56 ± 0.05	0.76

TABLE 1. Summary of plasma parameters for the different helium OES analysis runs recently made in BRB, the measurement uncertainties are approximately 1 eV on T_e , 0.15 eV on T_i , $5 \times 10^{16} m^{-3}$ on N_e and $1 \times 10^{17} m^{-3}$ on N_n . N_e , T_e and T_i are measured in the plasma bulk where they are constant. N_n is measured by pressure gages at the vessel wall. Run 4 has higher uncertainties on the plasma parameters due to a descending trend on N_e along the run. This trend does not appear on the radiance measurements. Right: summary of the inferred depletion length d , given in metres, average on the different lines and its standard deviation for runs recently made in BRB as well as d values computed from (3.3) and (3.9) using plasma parameters and tabulated collision rates (Janev *et al.* 1987; Sakabe & Izawa 1991).

measurement of the emissivity profile. These experimental measurements are compared to synthetic measurements calculated using a forward model for the emissivity. To compute the synthetic measurements, the edge of the plasma needs to be taken into account. The electron density is empirically modelled by the expression:

$$N_e(r) = \frac{N_{e0}}{2} [1 - \tanh(0.5(r - R_{edge}))], \quad (4.1)$$

where N_{e0} is the electron density measured by the interferometer and R_{edge} is the plasma edge, approximately 138 cm. We combine equations (3.14) and (4.1) to include the plasma edge in the expression of the emissivity:

$$\epsilon_{ij}(r) = K [1 - \tanh(0.5(r - R_{edge}))] \frac{\sinh\left(\frac{r}{d}\right)}{\left(\frac{r}{d}\right)}, \quad (4.2)$$

where the amplitude K and ionisation length d are the fitting parameters of the model. Figure 4 shows the radiant energy measurements and the radiant energy profile computed using equation (4.2) on the top graph and the associated emissivity profile for the neutral helium line 471.3 nm on the bottom one.

4.2. Neutral density profile

We average the depletion length on the different emission lines in order to obtain one profile of depletion for each run. These results are presented in table 1. The associated emissivity profiles are renormalised to a neutral density profile using the measurements of the pressure at the edge. Neutral density profiles are plotted on figure 5. Different types of density profiles are observed, some with a small depletion in the centre like runs 1 and 2 and others with a bigger depletion of neutrals like runs 3, 4 and 5. The depletion lengths are also computed using (3.3) and (3.9) and tabulated collision rates (Janev *et al.* 1987; Sakabe & Izawa 1991). They are reported in table 1 as well.

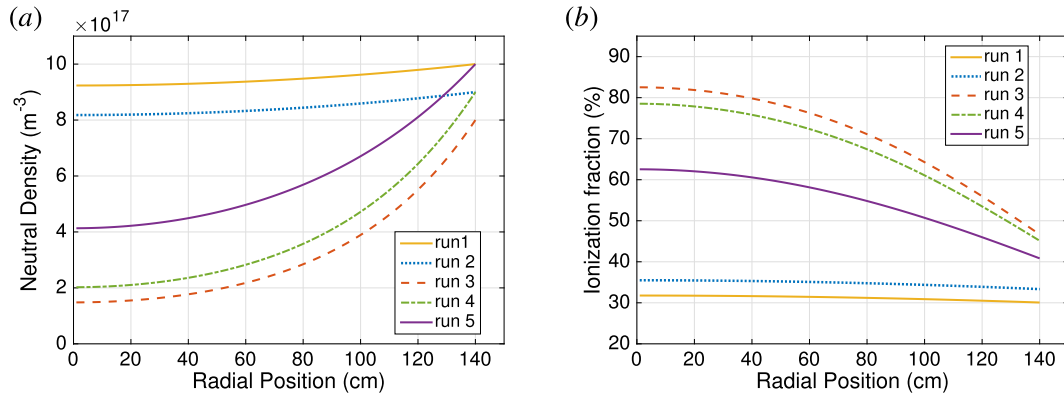


FIGURE 5. (a) Inferred neutral density profiles for the different runs. (b) Inferred ionisation fraction profiles for the different runs.

There is a good agreement between the inferred and the computed depletion lengths, with a maximum of 40% of relative error between the two values for run 2 and the reproduction of the evolution of d for the different runs.

Combining the neutral density profiles with the electron density measurements (table 1), one can compute the ionisation fraction profile (figure 5). The ten lanthanum-hexaboride cathodes and the high confinement time allow high ionisation fraction in the centre of the experiment, up to 80%.

4.3. Evaluation of the neutral drag and flow propagation

In the BRB geometry, the flow is stirred at the edge and propagates inward due to viscosity. The non-flowing neutrals exhibit a drag on the flowing ions via charge exchange. The equation of motion in the plasma can then be written as a classical stationary single fluid Navier–Stokes equation (4.3), where the fluid is the ion population, including a collision term between ions and neutrals which will be called neutral drag.

$$Re[(\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{v} + \nabla p] = \nabla^2 \mathbf{v} - \chi \mathbf{v}. \quad (4.3)$$

In this equation, Re is the kinetic Reynolds number, \mathbf{v} is the velocity of the fluid, p is the pressure and χ is the neutral drag which can be written as (Huba 2013)

$$\chi = \frac{L^2}{\nu_{\text{visc}} \tau_{in}} = 38.2 \frac{(n_0 n_i)_{18} Z^3 L_m^2}{T_{i,eV}}. \quad (4.4)$$

Here, τ_{in} is the ion–neutral collision time and ν_{visc} is the Braginskii viscosity. From the neutral density profiles (figure 5), one can compute the neutral drag in function of the radial position using (4.4) (figure 6). It is interesting to notice that even though the neutral density is lower for run 5 than for runs 1 and 2, the neutral drag for these runs is comparable due to the differences in ion temperatures.

A single fluid simulation code has been previously developed by Khalzov *et al.* (2012), Khalzov, Cooper & Forest (2013) to simulate the flow and the dynamo onset in the BRB vessel. The neutral drag has been implemented into this code to evaluate its influence on the flow. As velocity measurements had not been made for the runs of interest, we used Mach probe velocity measurements of another run to fix the

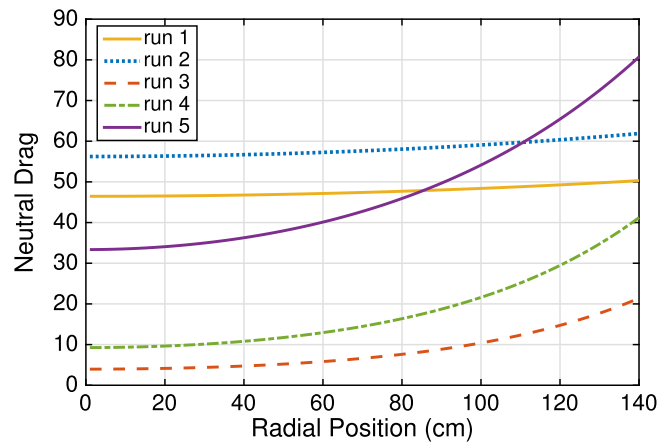


FIGURE 6. Neutral drag (see (4.3) and (4.4)) computed using the neutral density profiles and ion temperature measurements.

boundary condition and to compare results of the simulation with measured flow. The simulation has been made with a boundary condition of 6.5 km s^{-1} at 134 cm from the centre, with and without neutral drag, for the values of the neutral drag and Reynolds number of the different runs.

The velocity computed with the neutral drag decreases faster than the velocity computed with no neutral drag and better match the measured velocity profiles. This agreement is verified for every obtained value of the drag. It demonstrates that the neutral drag plays an important role in the ion dynamics. The difference in velocity profiles without any drag is due to the specific Reynolds number of each run. This difference is small compared to the effects of the neutral drag. A low neutral drag significantly helps to viscously couple the edge torque across the plasma.

Khalzov *et al.* (2012, 2013) have also studied the impact of the geometry of the flow drive on the onset of an MHD instability in BRB. They have shown that an optimised flow can produce a growing MHD mode for a moderate $Re = 150$ and Rm ranging between two critical values. Using their drive geometry, one can study the impact of neutral drag on the MHD stability. Without neutral drag, the flow resulting from the applied torques should produce an instability as predicted by Khalzov *et al.* (2012, 2013). With a uniform neutral density profile, the resulting charge-exchange drag slows the flow enough to stabilise this MHD instability. Accounting for the hollow neutral profile due to the neutral dynamics, the flow is slightly less damped illustrating the importance of quantifying neutral dynamics in these plasmas.

5. Conclusion and further work

The use of neutral helium radiance measurements, coupled with a model for the diffusion and the electron-impact excitation of neutral atoms, allows us to measure the depletion of neutrals within plasmas in the BRB. Various profiles of neutral density have been observed from flat to very hollow. The measured neutral density profiles provide a means of quantifying the neutral drag in flowing plasmas. Increasing the neutral depletion lowers the drag and allows a better coupling of torques applied to the edge of the plasma to drive flows throughout the plasma. Modelling the neutral burnout correctly is important to predict the flow geometry and the MHD stability of the plasma. The ion temperature and the ionisation fraction must be increased to decrease the neutral drag. This can be done using Electron Cyclotron Heating

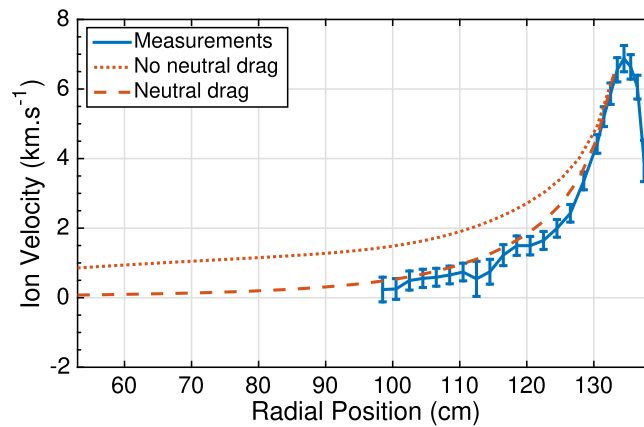


FIGURE 7. Typical measured velocity profile and simulated velocity profile of the plasma for run 3 with and without the neutral drag taking into account in the simulations.

(ECH) power, currently under development in BRB. Finally, the derived diffusion model is sufficient to predict the neutral density profile shape, but the current set of measurements is insufficient to adequately test whether other effects are important in characterising the neutral dynamics. Further work on addressing ballistic transport, the presence of other neutral components, and measurements of the neutral temperature are in development.

Acknowledgements

This work was funded in part by NSF award no. PHY 0923258, ARRA MRI, NSF award no. PHY 0821899, Center for Magnetic Self Organization in Laboratory and Astrophysical Plasmas, and DOE award no. DE-SC0008709, Experimental Studies of Plasma Dynamos. C.C. acknowledges support by the ORISE Fusion Energy Sciences Graduate Fellowship. V.D. was supported by CNRS PICS contract PlasmaDynamo and by French National Research Agency under contract ANR-13-JS04-0003-01

REFERENCES

- AANESLAND, A., LIARD, L., LERAY, G., JOLLY, J. & CHABERT, P. 2007 Direct measurements of neutral density depletion by two-photon absorption laser-induced fluorescence spectroscopy. *Appl. Phys. Lett.* **91** (12), 121502.
- ALLEN, J. E. & THONEMANN, P. C. 1954 Current limitation in the low-pressure mercury arc. *Proc. Phys. Soc. Lond.* **67** (10), 768–774.
- AMNON, F. 2008 Neutral depletion in a collisionless plasma. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **36** (2), 403–413.
- BENILOV, M. S. 1999 Analysis of ionization non-equilibrium in the near-cathode region of atmospheric-pressure arcs. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **32** (3), 257–262.
- BENILOV, M. S. 2005 Departamento de Física, Universidade da Madeira, 9000 Funchal, Portugal Ionization length in a plasma of arbitrary ionization degree. 1–2; http://www.arc_cathode.uma.pt.
- BOFFARD, J. B., JUNG, R. O., LIN, C. C. & WENDT, A. E. 2009 Measurement of metastable and resonance level densities in rare-gas plasmas by optical emission spectroscopy. *Plasma Sources Sci. Technol.* **18** (3), 035017.
- BOIVIN, R. F., KLINE, J. L. & SCIME, E. E. 2001 Electron temperature measurement by a helium line intensity ratio method in helicon plasmas. *Phys. Plasmas* **8** (12), 5303–5314.

- BOIVIN, R. F., LOCH, S. D., BALLANCE, C. P., BRANSCOMB, D. & PINDZOLA, M. S. 2007 Line ratio diagnostics in helium and helium seeded argon plasmas. *Plasma Sources Sci. Technol.* **16** (3), 470–479.
- COLLINS, C., KATZ, N., WALLACE, J., JARA-ALMONTE, J., REESE, I., ZWEIBEL, E. & FOREST, C. B. 2012 Stirring unmagnetized plasma. *Phys. Rev. Lett.* **108** (11), 115001.
- COOK, T. B., KING, P. W., ROBERTO, J. B., STEWART, K. A. & YOKOYAMA, K. E. 1984 Time-resolved erosion measurements using laser-induced fluorescence at a reference limiter in ISX-B. *J. Nucl. Mater.* **129** (1984), 253–256.
- COOPER, C. M., WALLACE, J., BROOKHART, M., CLARK, M., COLLINS, C., DING, W. X., FLANAGAN, K., KHALZOV, I., LI, Y., MILHONE, J. *et al.* 2014 The Madison plasma dynamo experiment: a facility for studying laboratory plasma astrophysics. *Phys. Plasmas* **21** (1), 013505.
- COOPER, C. M., WEISBERG, D. B., KHALZOV, I., MILHONE, J., FLANAGAN, K., PETERSON, E., WAHL, C. & FOREST, C. B. 2016 Direct measurement of the plasma loss width in an optimized, high ionization fraction, magnetic multi-dipole ring cusp. *Phys. Plasmas* **23**, 102505.
- FOREST, C. B., FLANAGAN, K., BROOKHART, M., CLARK, M., COOPER, C. M., DESANGLES, V., EGEDAL, J., ENDRIZZI, D., KHALZOV, I. V., LI, H. *et al.* 2015 The Wisconsin plasma astrophysics laboratory. *J. Plasma Phys.* **81** (5), 345810501; [arXiv:1506.07195v2](https://arxiv.org/abs/1506.07195v2).
- FRUCHTMAN, A., MAKRINICH, G., RAIMBAULT, J. L., LIARD, L., RAX, J. M. & CHABERT, P. 2008 Neutral depletion versus repletion due to ionization. *Phys. Plasmas* **15** (5), 057102.
- GEKELMAN, W., PRIBYL, P., LUCKY, Z., DRANDELL, M., LENEMAN, D., MAGGS, J., VINCENA, S., VAN COMPERNOLLE, B., TRIPATHI, S. K. P., MORALES, G. *et al.* 2016 The upgraded large plasma device, a machine for studying frontier basic plasma physics. *Rev. Sci. Instrum.* **87** (2), 1–19.
- GILLAND, J., BREUN, R. & HERSHKOWITZ, N. 1999 Neutral pumping in a helicon discharge. *Plasma Sources Sci. Technol.* **7** (3), 416–422.
- GILMORE, M., LYNN, A. G., DESJARDINS, T. R., ZHANG, Y., WATTS, C., HSU, S. C., BETTS, S., KELLY, R. & SCHAMILOGLU, E. 2015 The HelCat basic plasma science device. *J. Plasma Phys.* **81** (1), 345810104.
- HOLLAND, C., YU, J. H., JAMES, A., NISHIJIMA, D., SHIMADA, M., TAHERI, N. & TYNAN, G. R. 2006 Observation of turbulent-driven shear flow in a cylindrical laboratory plasma device. *Phys. Rev. Lett.* **96** (19), 195002.
- HUBA, J. D. 2013 *NRL Plasma Formulary*. Naval Research Laboratory.
- MUÑOZ BURGOS, J. M., SCHMITZ, O., LOCH, S. D. & BALLANCE, C. P. 2012 Hybrid time dependent/independent solution for the He I line ratio temperature and density diagnostic for a thermal helium beam with applications in the scrape-off layer edge regions in tokamaks. *Phys. Plasmas* **19** (1), 012501.
- JANEV, R. K., LANGER, W. D., POST, D. E. & EVANS, K. 1987 *Elementary Processes in Hydrogen–Helium Plasmas*, Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics, vol. 4, pp. 1–326. Springer, Berlin Heidelberg.
- KEESEE, A. M. & SCIME, E. E. 2006 Neutral argon density profile determination by comparison of spectroscopic measurements and a collisional-radiative model (invited). *Rev. Sci. Instrum.* **77** (10), 10F304.
- KHALZOV, I. V., BROWN, B. P., COOPER, C. M., WEISBERG, D. B. & FOREST, C. B. 2012 Optimized boundary driven flows for dynamos in a sphere. *Phys. Plasmas* **19** (11), 1–26.
- KHALZOV, I. V., COOPER, C. M. & FOREST, C. B. 2013 Fast dynamos in spherical boundary-driven flows. *Phys. Rev. Lett.* **111** (12), 125001.
- LIEBERMAN, M. A. & LICHTENBERG, A. J. 2005 *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*. pp. 1–800. Wiley.
- MACWHIRTER, R. W. P. 1965 *Plasma Diagnostic Techniques*. p. 201. Academic Press, New York.
- PLIHON, N., BOUSSELIN, G., PALERMO, F., MORALES, J., BOS, W. J. T., GODEFERD, F., BOURGOIN, M., PINTON, J. F., MOULIN, M. & AANESLAND, A. 2014 Flow dynamics and magnetic induction in the von-Karman plasma experiment. *J. Plasma Phys.* **81** (1), 1–17; [arXiv:1409.3139v1](https://arxiv.org/abs/1409.3139v1).

- SAKABE, S. & IZAWA, Y. 1991 Cross sections for resonant charge transfer between atoms and their positive ions: collision velocity <1 a.u. *At. Data Nucl. Data Tables* **49** (2), 257–314.
- SASAKI, S., TAKAMURA, S., MASUZAKI, S., WATANABE, S., KATO, T. & KADOTA, K. 1996 Helium I line intensity ratios in a plasma for the diagnostics of fusion edge plasmas. *Natl Inst. Fusion Sci.* **67** (10), 3521–3529.
- SCIME, E. E., KEITER, P. A., BALKEY, M. M., KLINE, J. L., SUN, X., KEESE, A. M., HARDIN, R. A., BILOIU, I. A., HOUSHMANDYAR, S., CHAKRABORTY THAKUR, S. *et al.* 2015 The hot hELicon eXperiment (HELIX) and the large experiment on instabilities and anisotropy (LEIA). *J. Plasma Phys.* **81** (1), 345810103.
- WEISBERG, D. B., PETERSON, E., MILHON, J., ENDRIZZI, D., COOPER, C., DÉLANGLES, V., KHALZOV, I., SILLER, R. & FOREST, C. B. 2017 Driving large magnetic Reynolds number flow in highly ionized, unmagnetized plasmas. *Phys. Plasmas* **24** (5), 056502.
- YUN, S., TAYLOR, K. & TYNAN, G. R. 2000 Measurement of radial neutral pressure and plasma density profiles in various plasma conditions in large-area high-density plasma sources. *Phys. Plasmas* **7** (8), 3448–3456.

Annexe B

Calcul des transitions Zeeman

L'effet Zeeman consiste en la levée de la dégénérescence des niveaux d'énergie électronique en présence d'un champ magnétique. Les niveaux d'énergie électronique se séparent en sous-niveaux répartis autour des niveaux d'origine. La transition entre deux niveaux d'énergie par absorption ou émission d'un photon ne se fait donc plus avec une différence d'énergie unique mais avec un nombre fini de quanta d'énergie correspondant aux différentes transitions possibles. Ce phénomène s'observe en spectroscopie où une raie d'émission ou d'absorption d'un atome se scinde en plusieurs raies en présence d'un champ magnétique intense. Dans le cas de la mesure de LIF, l'absorption des photons du laser par l'état métastable $3d\ ^4F_{7/2}$ ne se fait pas uniquement à 668.614 nm mais également à plusieurs autres longueurs d'onde autour de cette transition. Ce phénomène a comme effet d'élargir le signal de fluorescence et entraîne une surestimation de la température s'il n'est pas pris en compte. Cette partie vise à présenter clairement les expressions théoriques et les calculs nécessaires à l'évaluation de l'effet Zeeman dans le cas des mesures par LIF à 668.614 nm et des mesures interférométriques à 488 nm. Il s'appuie sur l'ouvrage de [McWhirter \(1965\)](#) et le rapport technique de [Boivin \(2001\)](#).

Description théorique de l'effet Zeeman

La séparation des niveaux d'énergie électronique sous l'action d'un champ magnétique suit la loi :

$$E - E_0 = \frac{e h}{4\pi m_e} g M B, \quad (\text{B.1})$$

avec E_0 le niveau d'énergie initial, g le facteur de Landé, M la projection du moment angulaire quantique total variant entre $-J$ et $+J$, J étant le moment angulaire quantique total, et B

l'amplitude du champ magnétique. Le facteur de Landé s'exprime :

$$g = 1 + \left[\frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \right], \quad (\text{B.2})$$

avec S le nombre quantique de spin et L le moment angulaire orbital quantique. Si l'on considère maintenant la transition d'un état initial i vers un état final f , on obtient une différence d'énergie :

$$\Delta E = \frac{e h}{4\pi m_e} (g_f M_f - g_i M_i) B. \quad (\text{B.3})$$

Cette équation peut être écrite en fonction de la longueur d'onde :

$$\Delta \lambda = \frac{e \lambda_0^2}{4\pi m_e C_0} (g_f M_f - g_i M_i) B, \quad (\text{B.4})$$

avec λ_0 la longueur d'onde centrale de la transition considérée et C_0 la vitesse de la lumière dans le vide. Cette équation permet d'obtenir le déplacement relatif en longueur d'onde de chaque transition Zeeman en fonction du champ magnétique.

Toutes les transitions entre les sous-états initiaux et finaux ne sont pas accessibles. On peut distinguer deux catégories de transitions accessibles :

- $\Delta M = 0$, cela correspond aux transitions π accessibles lorsque les champs électriques des rayons lumineux d'excitation pour la transition à 668.624 nm (système de mesure de LIF) ou d'émission spontanée pour la transition à 488.123 nm (système de mesure par interférométrie Fabry-Pérot) sont parallèles au champ magnétique,
- $\Delta M = \pm 1$, cela correspond aux transitions σ accessibles lorsque que les champs électriques des rayons lumineux d'excitation pour la transition à 668.624 nm (système de mesure de LIF) ou d'émission spontanée pour la transition à 488.123 nm (système de mesure par interférométrie Fabry-Pérot) sont perpendiculaires au champ magnétique.

L'amplitude de chaque transition Zeeman dépend à la fois du ΔM et du ΔJ entre les deux sous-états initiaux et finaux. Cette amplitude sera notée I_k et les formules permettant de la calculer en fonction des différents cas sont regroupées dans la table à la figure B.1 issue de McWhirter (1965). La somme de l'ensemble des transitions possibles dans le système est ensuite normalisée à 1. Le spectre en longueur d'onde de la raie initiale d'émission ou d'absorption s'écrit alors comme la somme des raies des transitions Zeeman. Chaque transition Zeeman peut être élargie par différents effets tels que l'élargissement Doppler ou l'effet Stark.

Transverse observation			
Transition	I_x	$I_\sigma(M \rightarrow M - 1)$	$I_\sigma(M \rightarrow M + 1)$
$\gamma J \rightarrow \gamma J$	M^2	$\frac{1}{4}(J + M)(J + 1 - M)$	$\frac{1}{4}(J - M)(J + 1 + M)$
$\gamma J \rightarrow \gamma(J - 1)$	$J^2 - M^2$	$\frac{1}{4}(J + M)(J - 1 + M)$	$\frac{1}{4}(J - M)(J - 1 - M)$
$\gamma J \rightarrow \gamma(J + 1)$	$(J + 1)^2 - M^2$	$\frac{1}{4}(J + 1 - M)(J - M + 2)$	$\frac{1}{4}(J + 1 + M)(J + M + 2)$
Longitudinal observation			
Transition	I_x	$I_\sigma(M \rightarrow M - 1)$	$I_\sigma(M \rightarrow M + 1)$
$\gamma J \rightarrow \gamma J$	0	$\frac{1}{2}(J + M)(J + 1 - M)$	$\frac{1}{2}(J - M)(J + 1 + M)$
$\gamma J \rightarrow \gamma(J - 1)$	0	$\frac{1}{2}(J + M)(J - 1 + M)$	$\frac{1}{2}(J - M)(J - 1 - M)$
$\gamma J \rightarrow \gamma(J + 1)$	0	$\frac{1}{2}(J + 1 - M)(J - M + 2)$	$\frac{1}{2}(J + 1 + M)(J + M + 2)$

FIGURE B.1 – Tableau de l'amplitude des pics des transitions Zeeman en fonction des nombres J et M des états initiaux et finaux. Tableau issu de [McWhirter \(1965\)](#).

Calcul de l'effet Zeeman dans le cas de la transition à 668.614 nm

La transition à 668.614 nm dans le cadre de son utilisation pour le diagnostic de LIF consiste en l'excitation de l'état métastable $3d^4F_{7/2}$ d'énergie 17.69 eV vers l'état $4p^4D^0_{5/2}$ d'énergie 19.55 eV par l'apport de photons grâce à un faisceau laser. L'état initial $3d^4F_{7/2}$ est caractérisé par les nombres quantiques :

$$L = 3 \quad S = \frac{3}{2} \quad J = \frac{7}{2} \quad M \in [-3.5, -2.5 \dots 2.5, 3.5] \quad \text{et} \quad g = 1.2381.$$

L'état final $4p^4D^0_{5/2}$ est caractérisé par les nombres quantiques :

$$L = 2 \quad S = \frac{3}{2} \quad J = \frac{5}{2} \quad M \in [-2.5, -1.5 \dots 1.5, 2.5] \quad \text{et} \quad g = 1.3714.$$

Ces nombres quantiques permettent de calculer les longueurs d'ondes et les amplitudes relatives des transitions π et σ en utilisant la formule B.4 et les lignes correspondant aux transitions $J \rightarrow (J - 1)$ de la figure B.1. Deux cas sont à aborder dans la situation du montage de la LIF sur notre expérience : le cas de l'excitation transverse des transitions π lorsque

Lignes	1	2	3
$\Delta\lambda_k \times 10^{-4}$ (pm)	1.390	4.171	6.652
I_k (u.a.)	0.2143	0.1786	0.1071

TABLE B.1 – Déplacements et amplitudes relatives des trois transitions Zeeman π excitées transversalement au champ magnétique dont le déplacement est positif, pour un champ magnétique de 1 Gauss et pour la transition à 668.614 nm. Les transitions Zeeman forment un agencement symétrique par rapport à la longueur d’onde centrale de la transition d’origine.

Lignes	1	2	3	4	5	6
$\Delta\lambda_k \times 10^{-3}$ (pm)	1.887	2.165	2.443	2.7721	2.999	3.277
I_k (u.a.)	0.1875	0.1339	0.0893	0.0536	0.0268	0.0089

TABLE B.2 – Déplacements et amplitudes relatives des six transitions Zeeman σ excitées longitudinalement au champ magnétique dont le déplacement est positif, pour un champ magnétique de 1 Gauss et pour la transition à 668.614 nm. Les transitions Zeeman forment un agencement symétrique par rapport à la longueur centrale d’onde de la transition d’origine.

le laser est injecté par un port latéral de l’enceinte, et le cas de l’excitation longitudinale des transitions σ lorsque le laser est injecté par le port terminal de l’enceinte. L’utilisation d’une lame $\lambda/4$ peut permettre une excitation transverse des transitions σ lorsque le laser est injecté par un port latéral de l’enceinte mais ce cas ne sera pas étudié ici car nous n’avons pas utilisé ce mode de mesure sur notre expérience, dans le but de limiter l’élargissement Zeeman des signaux, plus grand pour les transitions σ que pour les transitions π . Les longueurs d’ondes et les amplitudes relatives sont reportées aux tables B.1 et B.2, calculées pour un champ magnétique de 1 G. On peut donc calculer les grandeurs caractéristiques de chaque transition en utilisant les formules :

$$\Delta\lambda_k(B) = \Delta\lambda_k(1G) \times B(G) \quad (\text{B.5})$$

$$I_k(B) = I_k(1G) \times B(G) \quad (\text{B.6})$$

Calcul de l’effet Zeeman dans le cas de la transition à 488 nm

L’observation de la ligne d’émission ionique à 448.123 nm grâce au dispositif de Fabry-Pérot met en jeu d’autres états électroniques initiaux et finaux produisant un autre jeu de

Lignes	1	2	3	4
$\Delta\lambda_k \times 10^{-3}$ (pm)	0.1334	0.1512	0.1690	0.1868
I_k (u.a.)	0.2500	0.1500	0.0750	0.0250

TABLE B.3 – Déplacements et amplitudes relatives des six transitions Zeeman σ excitées longitudinalement au champ magnétique dont le déplacement est positif, pour un champ magnétique de 1 Gauss et pour la transition à 488.123 nm. Les transitions Zeeman forment un agencement symétrique par rapport à la longueur d’onde centrale de la transition d’origine.

transitions Zeeman. L’état initial est l’état de plus haute énergie $4p \ ^2D^0_{5/2}$ dont les nombres quantiques sont :

$$L = 2 \quad S = \frac{1}{2} \quad J = \frac{5}{2} \quad M \in [-2.5, -1.5 \dots 1.5, 2.5] \quad \text{et} \quad g = 1.2000,$$

et l’état final est l’état $4s \ ^2P_{3/2}$ caractérisé par les nombres quantiques :

$$L = 1 \quad S = \frac{1}{2} \quad J = \frac{3}{2} \quad M \in [-1.5, -0.5, 0.5, 1.5] \quad \text{et} \quad g = 1.3333.$$

Le déplacement et l’amplitude de transitions Zeeman sont calculés en utilisant la partie du tableau correspondant à l’observation longitudinale de la transition, et à la ligne $J \rightarrow (J-1)$. Les valeurs obtenues pour un champ de 1 G sont rassemblées dans la table B.3.

Bibliographie

- R. L. F. Allen, J. E. Boyd, P. Reynolds.** The Collection of Positive Ions by a Probe Immersed in a Plasma. *Proceedings of the Physical Society. Section B*, **70**, 297, 1957.
- S. A. Balbus, J. F. Hawley.** Instability, turbulence, and enhanced transport in accretion disks. *Reviews of Modern Physics*, **70**, 1–53, 1998.
- P. M. Bellan.** *Fundamentals plasma physics*. Cambridge University Press, 2006.
- W. Bernhard.** *Handbook on Ion Sources*. CRC Press, 1995.
- I. B. Bernstein, I. N. Rabinowitz.** Theory of electrostatic probes in a low-density plasma. *Physics of Fluids*, **2**, 112, 1959.
- T. Bieber, S. Bardin, L. De Pouques, F. Brochard, R. Hugon, J. L. Vasseur, J. Bougdira.** Measurements on argon ion by tunable diode-laser induced fluorescence in a low magnetic field helicon configuration reactor. *Plasma Sources Science and Technology*, **20**, 015023, 2011.
- R. Boivin.** Study of the Different Line Broadening Mechanisms for the Laser. Technical report, West Virginia University, 2000.
- R. Boivin.** Zeeman Splitting for LIF Transitions and De-convolution Technique to Extract Ion Temperature. Technical report, WEST VIRGINIA UNIVERSITY, 2001.
- R. F. Boivin, E. E. Scime.** Laser induced fluorescence in Ar and He plasmas with a tunable diode laser. *Review of Scientific Instruments*, **74**, 4352, 2003.
- G. Bouselin.** *Caractérisation expérimentale des instabilités et du transport non diffusif dans une colonne de plasma magnétisé. Développement, analyse critique et validation des diagnostics par sondes et imagerie rapide*. Ph.D. thesis, Université de Lorraine, 2013.
- S. I. Braginskii.** Transport Processes in a Plasma. In **A. M. A. Leontovich**, editor, *Reviews of plasma physics*. New york, 1965.

- P. Chabert, N. Braithwaite.** *Physics of radio-frequency plasmas.* Cambridge University Press, 2011.
- A. Chatterjee.** An introduction to the proper orthogonal decomposition. *Current Science*, **78**, 808–817, 2000.
- F. F. Chen.** Numerical computations for ion probe characteristics in a collisionless plasma. *Journal of Nuclear Energy. Part C, Plasma Physics, Accelerators, Thermonuclear Research*, **7**, 47, 1965.
- F. F. Chen.** Lecture Notes on Langmuir probe diagnostics. Technical report, 2003.
- F. F. Chen, J. D. Evans, D. Arnush.** A floating potential method for measuring Ion density. *Physics of Plasmas*, **9**, 1449, 2002.
- K. S. Chung.** Mach probes. *Plasma Sources Science and Technology*, **21**, 063001, 2012.
- C. Collins, M. Clark, C. M. Cooper, K. Flanagan, I. V. Khalzov, M. D. Nornberg, B. Seidlitz, J. Wallace, C. B. Forest.** Taylor-Couette flow of unmagnetized plasma. *Physics of Plasmas*, **21**, 042117, 2014.
- C. Collins, N. Katz, J. Wallace, J. Jara-Almonte, I. Reese, E. Zweibel, C. B. Forest.** Stirring unmagnetized plasma. *Physical Review Letters*, **108**, 115001, 2012.
- B. H. Deng, D. L. Brower, W. X. Ding, M. D. Wyman, B. E. Chapman, J. S. Sarff.** High-speed three-wave polarimeter-interferometer diagnostic for Madison symmetric torus. *Review of Scientific Instruments*, **77**, 10F108, 2006.
- C. Deng, D. L. Brower, W. X. Ding, A. F. Almagri, D. T. Anderson, F. S. Anderson, S. P. Gerhardt, P. Probert, J. N. Talmadge.** First results from the multichannel interferometer system on HSX. *Review of Scientific Instruments*, **74**, 1625, 2003.
- P. D. Desai, T. K. Chu, H. M. James, C. Y. Ho.** Electrical Resistivity of Selected Elements. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, **13**, 1069, 1984.
- V. Désangles, J. Milhone, C. Cooper, D. B. Weisberg, M. D. Nornberg, C. B. Forest.** High ionisation fraction plasmas in a low temperature, multidipole cusp plasma. *Journal of Plasma Physics*, **84**, 905840312, 2018.
- T. R. Desjardins, M. Gilmore.** Dynamics of flows, fluctuations, and global instability under electrode biasing in a linear plasma device. *Physics of Plasmas*, **23**, 055710, 2016.

- L. Dorf, Y. Raitses, N. J. Fisch.** Electrostatic probe apparatus for measurements in the near-anode region of Hall thrusters. *Review of Scientific Instruments*, **75**, 1255, 2004.
- A. M. Dubois, I. Arnold, E. Thomas, E. Tejero, W. E. Amatucci.** Electron-ion hybrid instability experiment upgrades to the Auburn Linear Experiment for Instability Studies. *Review of Scientific Instruments*, **84**, 043503, 2013.
- A. M. Dubois, E. Thomas, W. E. Amatucci, G. Ganguli.** Density gradient effects on transverse shear driven lower hybrid waves. *Physics of Plasmas*, **21**, 062117, 2014.
- E. J. Eklund, A. M. Shkel.** Factors affecting the performance of micromachined sensors based on Fabry-Perot interferometry. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, **15**, 1770–1776, 2005.
- R. Fitzpatrick.** *Plasma Physics : An Introduction*. CRC Press, 2014.
- K. Flanagan, M. Clark, C. Collins, C. M. Cooper, I. V. Khalzov, J. Wallace, C. B. Forest.** Prospects for observing the magnetorotational instability in the plasma Couette experiment. *Journal of Plasma Physics*, **81**, 345810401, 2015.
- C. B. Forest, K. Flanagan, M. Brookhart, M. Clark, C. M. Cooper, V. Desangles, J. Egedal, D. Endrizzi, I. V. Khalzov, H. Li, M. Miesch, J. Milhone, M. Nornberg, J. Olson, E. Peterson, F. Roesler, A. Schekochihin, O. Schmitz, R. Siller, A. Spitkovsky, A. Stemo, J. Wallace, D. Weisberg, E. Zweibel.** The Wisconsin Plasma Astrophysics Laboratory. *Journal of Plasma Physics*, **81**, 345810501, 2015.
- A. Gailitis, O. Lielausis, S. Dement'ev, E. Platacis, A. Cifersons, G. Gerbeth, T. Gundrum, F. Stefani, M. Christen, H. Hänel, G. Will.** Detection of a flow induced magnetic field eigenmode in the riga dynamo facility. *Physical Review Letters*, **84**, 4365, 2000.
- W. F. Gale, T. C. Totemeier.** Electron emission. In **W. F. Gale, T. C. Totemeier**, editors, *Smithells Metals Reference Book*, 18–1 18–10. Butterworth-Heinemann, Oxford, eighth edition, 2004.
- K. Galsgaard, Å. Nordlund.** Heating and activity of the solar corona : 1. Boundary shearing of an initially homogeneous magnetic field. *Journal of Geophysical Research*, **101**, 13445–13460, 1996.

- M. Gilmore, A. G. Lynn, T. R. Desjardins, Y. Zhang, C. Watts, S. C. Hsu, S. Betts, R. Kelly, E. Schamiloglu. The HelCat basic plasma science device. *Journal of Plasma Physics*, **81**, 345810104, 2015.
- G. A. Glatzmaier, P. H. Roberts. A three-dimensional self-consistent computer simulation of a geomagnetic field reversal. *Nature*, **377**, 203–209, 1995.
- J. J. Gosselin, S. C. Thakur, S. H. Sears, J. S. McKee, E. E. Scime, G. R. Tynan. Overestimation of Mach number due to probe shadow. *Physics of Plasmas*, **23**, 073519, 2016.
- R. Gueroult, E. S. Evans, S. J. Zweben, N. J. Fisch, F. Levinton. Initial experimental test of a helicon plasma based mass filter. *Plasma Sources Science and Technology*, **25**, 35024, 2016.
- G. D. Hobbs, J. A. Wesson. Heat flow through a Langmuir sheath in the presence of electron emission. *Plasma Physics*, **9**, 85, 1967.
- J. D. Huba. *NRL Plasma Formulary*. Naval Research Laboratory, Washington, DC, 2013.
- I. H. Hutchinson. Ion collection by a sphere in a flowing plasma : I. Quasineutral. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **44**, 1953–1977, 2002a.
- I. H. Hutchinson. *Principles of Plasma Diagnostics*. Cambridge Press, 2nd edition, 2002b.
- G. Inchingolo, T. Grismayer, N. F. Loureiro, R. A. Fonseca, L. O. Silva. Fully kinetic large scale simulations of the collisionless Magnetorotational instability. *The Astrophysical Journal*, **859**, 149, 2018.
- . ITER Physics Basis Editors, . ITER Physics Expert Group Chairs and Co-Chairs, . ITER Joint Central Team and Physics Integration Unit. Chapter 1 : Overview and summary. *Nuclear Fusion*, **39**, 1999.
- L. B. Jackson. *Digital Filters and Signal Processing*. Springer US, 2nd edition, 1989.
- J. Jacquinet. ITER et les recherches sur la fusion par confinement magnétique. *Reflète de la Physique*, **32**, 19–25, 2013.
- H. Ji, J. Goodman, A. Kageyama. Magnetorotational instability in a rotating liquid metal annulus. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **325**, L1–L5, 2001.

- J. C. Kasper, A. J. Lazarus, S. P. Gary.** Wind/SWE observations of firehose constraint on solar wind proton temperature anisotropy. *Geophysical Research Letters*, **29**, 1839, 2002.
- R. F. Kemp, J. M. Sellen.** Plasma potential measurements by electron emissive probes. *Review of Scientific Instruments*, **37**, 455, 1966.
- J. L. Kline, M. M. Balkey, P. A. Keiter, E. E. Scime, A. M. Keesee, X. Sun, R. Hardin, C. Compton, R. F. Bolvin, M. W. Zintl.** Ion dynamics in helicon sources. *Physics of Plasmas*, **10**, 2127, 2003.
- T. Klinger, A. Alonso, S. Bozhentkov, R. Burhenn, A. Dinklage, G. Fuchert, J. Geiger, O. Grulke, A. Langenberg, M. Hirsch, G. Kocsis, J. Knauer, A. Kramer-Flecken, H. Laqua, S. Lazerson, M. Landreman, H. Maaßberg, S. Marsen, M. Otte, N. Pablant, E. Pasch, K. Rahbarnia, T. Stange, T. Szepesi, H. Thomsen, P. Traverso, J. L. Velasco, T. Wauters, G. Weir, T. Windisch.** Performance and properties of the first plasmas of Wendelstein 7-X. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **59**, 014018, 2017.
- T. Klinger, A. Latten, A. Piel, G. Bonhomme, T. Pierre.** Chaos and turbulence studies in low- β plasmas. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **39**, B145–B156, 1997.
- J. G. Laframboise.** Theory of Spherical and Cylindrical Langmuir Probes in a Collisionless, Maxwellian Plasma at Rest. *University of Toronto Institute for Aerospace Studies Report*, **100**, 1966.
- J. Larmor.** How could a Rotating Body such as the Sun become a Magnet? *Report of the British Association for the Advancement of Science*, **87**, 159–160, 1919a.
- J. Larmor.** How the sun might have become a magnet. *Electrical Review*, **85**, 2183, 1919b.
- R. Lester, Y. Zhai, C. Corr, J. Howard.** Coherence imaging for ion temperature and flow measurements in a low-temperature helicon plasma source. *Plasma Sources Science and Technology*, **25**, 15025, 2016.
- L. Liard.** *Transport non linéaire dans un réacteur hélicon.* Ph.D. thesis, Ecole Polytechnique, 2009.
- M. A. Lichtenberg, J. Lieberman.** *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing.* Wiley, 2nd edition, 2005.

- F. Magnus, J. T. Gudmundsson.** Digital Smoothing of the Langmuir Probe I-V Characteristic. Technical report, Science Institute, University of Iceland, Reykjavik, 2002.
- F. Magnus, J. T. Gudmundsson.** Digital smoothing of the Langmuir probe I-V characteristic. *Review of Scientific Instruments*, **79**, 073503, 2008.
- E. Marsch, H. Goldstein.** The effects of Coulomb collisions on Solar Wind Ion Velocity Distributions. *Journal of Geophysical Research*, **88**, 9933–9940, 1983.
- D. W. Mason.** An electrostatic ion-energy analyser. *Journal of Nuclear Energy. Part C, Plasma Physics, Accelerators, Thermonuclear Research*, **6**, 553–558, 1964.
- D. McCarren, E. Scime.** Continuous wave cavity ring-down spectroscopy for velocity distribution measurements in plasma. *Review of Scientific Instruments*, **86**, 103505, 2015.
- R. McWhirter.** *Plasma diagnostic techniques*. Academic Press, 1965.
- J. L. Miquel, C. Lion, P. Vivini.** The Laser Mega-Joule : LMJ & PETAL status and Program Overview. *Journal of Physics : Conference Series*, **688**, 012067, 2016.
- H. K. Moffatt.** *Magnetic field generation in electrically conducting fluids*. Cambridge University Press, Cambridge, England, 1978.
- R. Monchaux, M. Berhanu, S. Aumaître, A. Chiffaudel, F. Daviaud, B. Dubrulle, F. Ravelet, S. Fauve, N. Mordant, F. Pétrélis, M. Bourgoïn, P. Odier, J.-F. Pinton, N. Plihon, R. Volk.** The von Kàrmàn Sodium experiment : Turbulent dynamical dynamos. *Physics of Fluids*, **21**, 035108, 2009.
- E. Moses.** Ignition and Inertial Confinement Fusion at The National Ignition Facility. In **H. Hora, G. H. Miley**, editors, *Edward Teller Lectures*, 421–426. Imperial College Press, 2009.
- H. Mott-Smith, I. Langmuir.** The theory of collectors in gas discharges. *Physical Review*, **28**, 727–763, 1926.
- V. Mukhovatov, M. Shimada, A. N. Chudnovskiy, A. E. Costley, Y. Gribov, G. Federici, O. Kardaun, A. S. Kukushkin, A. Polevoi, V. D. Pustovitov, Y. Shimomura, T. Sugie, M. Sugihara, G. Vayakis.** Overview of physics basis for ITER. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **45**, A235–A252, 2003.

- S. Oldenbürger.** *Etude de la turbulence et du transport pas sondes électrostatiques et imagerie rapide dans une colonne de plasma magnétisé.* Ph.D. thesis, Université de Lorraine, 2010.
- S. Oldenbürger, C. Brandt, F. Brochard, N. Lemoine, G. Bonhomme.** Spectroscopic interpretation and velocimetry analysis of fluctuations in a cylindrical plasma recorded by a fast camera. *Review of Scientific Instruments*, **81**, 063505, 2010.
- A. V. Phelps.** Cross Sections and Swarm Coefficients for Nitrogen Ions and Neutrals in N₂ and Argon Ions and Neutrals in Ar for Energies from 0.1 eV to 10 keV. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, **20**, 557, 1991.
- N. Plihon.** *Stabilité et structure électrique d'une décharge inductive en gaz électronégatif.* Ph.D. thesis, Ecole Polytechnique, 2006.
- N. Plihon, G. Busselin, F. Palermo, J. Morales, W. J. Bos, F. Godeferd, M. Bourgoïn, J. F. Pinton, M. Moulin, A. Aanesland.** Flow dynamics and magnetic induction in the von-Kármán plasma experiment. *Journal of Plasma Physics*, **81**, 345810102, 2015.
- O. W. Richardson.** Electron Emission from Metals as a Function of Temperature. *Physical Review*, **23**, 153–155, 1924.
- D. L. Rudakov, M. G. Shats, R. W. Boswell, C. Charles, J. Howard.** Overview of probe diagnostics on the H-1 heliac. *Review of Scientific Instruments*, **70**, 476, 1999.
- R. Samtaney, N. F. Loureiro, D. A. Uzdensky, A. A. Schekochihin, S. C. Cowley.** Formation of plasmoid chains in magnetic reconnection. *Physical Review Letters*, **103**, 105004, 2009.
- A. Savitzky, M. Golay.** Smoothing and differentiation of data by simplified least squares. *Analytical Chemistry*, **36**, 1627–1639, 1964.
- D. A. Schaffner, T. A. Carter, G. D. Rossi, D. S. Guice, J. E. Maggs, S. Vincena, B. Friedman.** Modification of turbulent transport with continuous variation of flow shear in the large plasma device. *Physical Review Letters*, **109**, 135002, 2012.
- L. A. Schwager.** Effects of secondary and thermionic electron emission on the collector and source sheaths of a finite ion temperature plasma using kinetic theory and numerical simulation. *Physics of Fluids B*, **5**, 631, 1993.

- E. E. Scime, P. A. Keiter, M. M. Balkey, R. F. Boivin, J. L. Kline, M. Blackburn, S. P. Gary.** Ion temperature anisotropy limitation in high beta plasmas. *Physics of Plasmas*, **7**, 2157, 2000.
- E. E. Scime, P. A. Keiter, M. W. Zintl, M. M. Balkey, J. L. Kline, M. E. Koepke.** Control of ion temperature anisotropy in a helicon plasma. *Plasma Sources Science and Technology*, **7**, 186, 1998.
- G. D. Severn, D. A. Edrich, R. McWilliams.** Argon ion laser-induced fluorescence with diode lasers. *Review of Scientific Instruments*, **69**, 10, 1998.
- J. P. Sheehan, N. Hershkowitz.** Emissive probes. *Plasma Sources Science and Technology*, **20**, 063001, 2011.
- T. Shikama, S. Kado, A. Okamoto, S. Kajita, S. Tanaka.** Practical formula for Mach number probe diagnostics in weakly magnetized plasmas. *Physics of Plasmas*, **12**, 044504, 2005.
- E. J. Spence, K. Reuter, C. B. Forest.** A Spherical Plasma Dynamo Experiment. *The Astrophysical Journal*, **700**, 470–478, 2009.
- F. Stefani, S. Eckert, G. Gerbeth, A. Giesecke, T. Gundrum, C. Steglich, T. Weier, B. Wustmann.** Dresdyn - A new facility for MHD experiments with liquid sodium. *Magnetohydrodynamics*, **48**, 103–114, 2012.
- F. Stefani, T. Gundrum, G. Gerbeth, G. Rüdiger, M. Schultz, J. Szklarski, R. Hollerbach.** Experimental evidence for magnetorotational instability in a Taylor-Couette flow under the influence of a helical magnetic field. *Physical Review Letters*, **97**, 184502, 2006.
- R. Stieglitz, U. Müller.** Experimental demonstration of a homogeneous two-scale dynamo. *Physics of Fluids*, **13**, 561, 2001.
- I. D. Sudit, F. F. Chen.** Rf compensated probes for high-density discharges. *Plasma Sources Science and Technology*, **3**, 162–168, 1994.
- X. Sun, C. Biloiu, R. Hardin, E. E. Scime.** Parallel velocity and temperature of argon ions in an expanding, helicon source driven plasma. *Plasma Sources Science and Technology*, **13**, 359, 2004.

- L. C. Tan, S. F. Fung, R. L. Kessel, S. H. Chen, J. L. Green, T. E. Eastman. Ion temperature anisotropies in the Earth's high-latitude magnetosheath : Hawkeye observations. *Geophysical Research Letters*, **25**, 587–590, 1998.
- K. Terasaka, M. Y. Tanaka, S. Yoshimura, M. Aramaki, Y. Sakamoto, F. Kawazu, K. Furuta, N. Takatsuka, M. Masuda, R. Nakano. Flow structure formation in an ion-unmagnetized plasma : The HYPER-II experiments. *Journal of Plasma Physics*, **81**, 345810101, 2015.
- S. C. Thakur, C. Brandt, L. Cui, J. J. Gosselin, A. D. Light, G. R. Tynan. Multi-instability plasma dynamics during the route to fully developed turbulence in a helicon plasma. *Plasma Sources Science and Technology*, **23**, 0440006, 2014.
- S. C. Thakur, J. J. Gosselin, J. McKee, E. E. Scime, S. H. Sears, G. R. Tynan. Development of core ion temperature gradients and edge sheared flows in a helicon plasma device investigated by laser induced fluorescence measurements. *Physics of Plasmas*, **23**, 082112, 2016.
- S. C. Thakur, D. McCarren, T. Lee, N. Fedorczak, P. Manz, E. E. Scime, G. R. Tynan, M. Xu. Laser induced fluorescence measurements of ion velocity and temperature of drift turbulence driven sheared plasma flow in a linear helicon plasma device. *Physics of Plasmas*, **19**, 082102, 2012.
- C. Theiler, I. Furno, A. Kuenlin, P. Marmillod, A. Fasoli. Practical solutions for reliable triple probe measurements in magnetized plasmas. *Review of Scientific Instruments*, **82**, 013504, 2011.
- G. R. Tynan, A. Fujisawa, G. McKee. A review of experimental drift turbulence studies. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **51**, 113001, 2009.
- P. Tzeferacos, A. Rigby, A. Bott, A. R. Bell, R. Bingham, A. Casner, F. Cattaneo, E. M. Churazov, J. Emig, F. Fiuza, C. B. Forest, J. Foster, C. Graziani, J. Katz, M. Koenig, C. K. Li, J. Meinecke, R. Petrasso, H. S. Park, B. A. Remington, J. S. Ross, D. Ryu, D. Ryutov, T. G. White, B. Reville, F. Miniati, A. A. Schekochihin, D. Q. Lamb, D. H. Froula, G. Gregori. Laboratory evidence of dynamo amplification of magnetic fields in a turbulent plasma. *Nature Communications*, **9**, 591, 2018.
- E. P. Velikhov. Stability of an Ideally Conducting Liquid Flowing Between Cylinders Rotating in a Magnetic Field. *Soviet Physics JETP*, **36**, 995–998, 1959.

- D. B. Weisberg.** *Pursuing the Plasma Dynamo and MRI in the Laboratory : Hydrodynamic Studies of Unmagnetized Plasmas at Large Magnetic Reynolds Number.* Ph.D. thesis, University of Wisconsin-Madison, 2016.
- D. B. Weisberg, E. Peterson, J. Milhone, D. Endrizzi, C. Cooper, V. Désangles, I. Khalzov, R. Siller, C. B. Forest.** Driving large magnetic Reynolds number flow in highly ionized, unmagnetized plasmas. *Physics of Plasmas*, **24**, 056502, 2017.
- M. Yamada, R. Kulsrud, H. Ji.** Magnetic reconnection. *Reviews of Modern Physics*, **82**, 603–664, 2010.
- D. Zosso, K. Dragomiretskiy, A. L. Bertozzi, P. S. Weiss.** Two-Dimensional Compact Variational Mode Decomposition : Spatially Compact and Spectrally Sparse Image Decomposition and Segmentation. *Journal of Mathematical Imaging and Vision*, **58**, 294, 2017.